UNIVERSITE PIERRE & MARIE CURIE
LA SCIENCE A PARIS

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité
Champs, Particules et matière

Présentée par
M. Djamel-Eddine BOUMEDIENE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

Mesure de la masse du boson $W^{\pm}$ dans l'experience ALEPH

soutenue le 13 mai 2002

devant le jury composé de :

M. Michel BAUBILLIER	Président du Jury
M. Patrice PEREZ	Directeur de thèse
M. André ROUGE	Rapporteur
M. Fawzi BOUDJEMA	Rapporteur
M. Pierre LUTZ	
M. Louis FAYARD	

Introduction

Le modèle standard des interactions électrofaibles a permis d'unifier théoriquement deux des quatre interactions connues. Le boson W est un ingrédient fondamental de cette théorie. Sa masse est un paramètre du modèle qui le conditionne. Inversement, cette masse peut être prédite. La comparaison d'une mesure suffisamment précise de cette masse avec les prédictions du modèle standard constitue alors un véritable test de la théorie et un défi expérimental. Par ailleurs, cette mesure peut être utilisée afin d'évaluer, dans le contexte du modèle standard voire de modèles super-symétriques, d'autres paramètres tels que la masse du boson de Higgs, à ce jour non-découvert.

Lors de la découverte du W en 1986 par l'expérience `UA1` [11], sa masse, $\mathrm{m_W}$, a été mesurée à $m_W = 81 \pm 5\,\mathrm{GeV/c^2}$. Plusieurs expériences ont effectué les premières mesures précises de cette masse, avec une erreur relative inférieure à 1%. La première fut `UA2` [14] au Cern alors que `CDF` [16] et `DØ` [15] au Tevatron de Fermilab [17] ont poussé la précision à moins de 0.1%. Les mesures effectuées à LEP, au CERN permettront après combinaison d'atteindre une précision relative de 0.02%. Cette mesure constitue une véritable mesure de précision.

Cette thèse décrira la mesure effectuée dans l'expérience ALEPH (cf. chapitre 3). Toutes les techniques de mesure exploitées dans cette expérience y sont décrites et utilisées (cf chapitre 4-6). Le niveau de précision statistique qui a été atteint fait que la compréhension des effets systématiques qui influent sur la mesure est indispensable. Deux effets seront étudiés plus en détail aux chapitres 8-10, indépendamment des effets systématiques les plus courants (chapitre 7). Les analyses développées dans cette thèse sont décrites avec le plus de détails aux chapitres 4, 5 pour les mesures de $\mathrm{m_W}$, 8-10 pour l'étude des effets systématiques et les corrections qui en résultent.

Au chapitre 12, un test de la symétrie CPT est effectué en mesurant la différence de masse entre les bosons $\mathrm{W^+}$ et $\mathrm{W^-}$.

La précision atteinte à LEP2 sur la masse du W permet de tester de façon efficace le modèle standard. Les résultats de ces tests sont présentés au chapitre 13.

Cette thèse abordera trois points :

- *Technique de mesure*

  Dans un premier temps, les produits de désintégration du W sont reconstruits. Cette reconstruction, différente selon le canal considéré aura un impact sur la mesure de la masse du W. Ainsi, pour le canal $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$, une reconstruction spécifique à ce canal est développée et employée dans toutes les étapes de la mesure : sélection, ajustement cinématique et ajustement de $\mathrm{m_W}$. Elle permet une amélioration significative de la résolution sur $\mathrm{m_W}$.

  Pour le canal leptonique $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$, on se focalisera sur la technique d'ajustement de $\mathrm{m_W}$.

  Pour les canaux $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ et $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$, la technique de mesure *standard* d'ALEPH est conservée. Néanmoins, les études d'effets systématiques (cf. second point) requièrent une modification des reconstructions des événements en amont de ces analyses. On effectuera également au chapitre 12 une mesure de la différence de masse des bosons W^+ et W^- que l'on trouve compatible avec zéro.

- *Effets systématiques*

  Deux effets systématiques sont étudiés. Le premier est l'Interconnexion de Couleur qui ne concerne que le canal hadronique à quatre jets. On propose d'une part d'effectuer des coupures sur les objets reconstruits entrant dans la mesure de m_W afin de réduire l'impact de cet effet sur m_W moyennant une perte en sensibilité statistique. Dans un deuxième temps, on effectuera une mesure de l'IC en utilisant la masse du W.

  Le deuxième effet étudié concerne la simulation des gerbes dans les calorimètres. Cet effet qu'on trouvera présent dans tous les canaux est d'une amplitude comprise entre 79 et 110 MeV/c^2. On sera amené à conclure que la masse du W ne peut être mesurée dans ALEPH avec les simulations actuelles si on considère à la fois tous les objets reconstruits et la masse mesurée des jets. On propose deux mesures de m_W : en fixant la masse des jets à zéro (en ne mesurant pas la norme de l'impulsion, uniquement la direction du jet et son énergie) ou en supprimant les objets problématiques reconstruits dans le détecteur. Ces deux mesures donnent pour la mesure de m_W dans ALEPH :

  $$m_W = 80.392 \pm 0.053\,\mathrm{GeV/c^2}$$

  et

  $$m_W = 80.358 \pm 0.050\,\mathrm{GeV/c^2}$$

  respectivement.

- *Résultats et impact de cette mesure sur le contexte théorique*

  Les mesures de m_W sont combinées. On présentera le résultat de la mesure dans ALEPH ainsi que la combinaison mondiale en tenant compte de la mesure réalisée dans cette thèse. La masse du W étant essentiellement mesurée afin de tester le Modèle Standard, on verra l'impact de cette mesure sur les prédictions concernant la masse du Higgs.

Remerciements

Je remercie M. Michel Spiro, M. Pascal Debu et M. Joël Feltesse de m'avoir acueilli au Service de Physique des Particules, dans le Département d'Astrophysique de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée au CEA à Saclay.

J'exprime ma gratitude à M. Michel Baubillier d'avoir accepté de présider le jury, à M. André Rouge et M. Fawzi Boudjema d'avoir assuré la fonction de rapporteur ainsi qu'à M. Pierre Lutz et M. Louis Fayard de participer au jury de thèse.

Je remercie en particulier mon directeur de thèse, M. Patrice Perez pour son aide, ses conseils, sa disponiblité et sa patience.

Merci aux membres du groupe ALEPH d'avoir suivi le déroulement de cette thèse : Eric Lançon, Brigitte Bloch, Bernard Fabbro, Paul Colas et plus particulièrement Marie-Claude Lemaire qui a patiemment lu toute la thèse.

Je n'oublirai pas Oliver Buchmüller et son esprit méthodique et optimiste dont l'énergie et les conseils ont été profitables ainsi que Adel Trabelsi dont le travail sur ce sujet a été et restera une référence.

Une pensée en particulier à ma famille et à mes parents. À tous les professeurs et enseignants qui, tout au long de ma scolarité, ont partagé leur savoir et fourni de précieux conseils.

Et enfin, à tous les camarades et amis qui ont été autant d'oreilles attentives : Abdeloihid, Anne, Clarisse, Esther, Gregory, Julien, Laurent, Layla, Mélanie, Patrick, Salissou et les canards de l'Yvette ... ainsi que ceux qu'on ne cite pas.

UNIVERSITE PIERRE & MARIE CURIE
LA SCIENCE A PARIS

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité
Champs, Particules et matière

Présentée par
M. Djamel-Eddine BOUMEDIENE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

Mesure de la masse du boson $W^{\pm}$ dans l'experience ALEPH

soutenue le 13 mai 2002

devant le jury composé de :

M. Michel BAUBILLIER	Président du Jury
M. Patrice PEREZ	Directeur de thèse
M. André ROUGE	Rapporteur
M. Fawzi BOUDJEMA	Rapporteur
M. Pierre LUTZ	
M. Louis FAYARD	

"Quand il se présente à la culture scientifique, l'esprit n'est pas jeune, il est même très vieux car il a l'âge de ses préjugés."
Gaston Bachelar

Table des matières

Chapitre 1

Le modèle standard et la masse du W

“ C’est une erreur capitale que de bâtir des théories tant qu’on n’a pas de données. Insensiblement, on se met à torturer les faits pour les faire cadrer avec les théories, au lieu d’adapter les théories aux faits ”
Sir Arthur Conan Doyle
Sherlock Holmes, Un scandale en Bohême.

La physique des particules décrit le comportement et l’interaction des particules élémentaires. Cette physique est décrite par une théorie : le “modèle standard”. Ces interactions y sont exprimées en termes d’échange de bosons: photons, gluons et bosons massifs Z et $W^{\pm}$. Les trois premiers paragraphes de ce chapitre sont consacrés à la description des modèles, en particulier du modèle standard, alors que le quatrième paragraphe regroupe les principales relations phénoménologiques et prédictions qui serviront par la suite au cours de l’analyse ou pour l’interprétation de la mesure. Le dernier paragraphe concerne les corrections radiatives. Le chapitre suivant porte sur les prédictions spécifiques à la physique à LEP2.

1.1 Modèle de Fermi

Le modèle de Fermi est un des premiers modèles décrivant l’interaction faible. Elle y est vue comme une interaction ponctuelle effective où l’amplitude de transition peut être assimilée à une constante, la constante de Fermi :

$$\mathrm{G_F} \simeq 1{,}14 \times 10^{-15}\,\mathrm{GeV}^{-2}. \tag{1.1}$$

Appliqué à la désintégration du muon (figure 1.1), le modèle de Fermi décrit l’interaction par le lagrangien effectif[1] :

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{\nu_\mu}\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\mu\right]\left[\bar{e}\gamma^\alpha(1-\gamma_5)\nu_e\right]. \tag{1.2}$$

1. Certains éléments de ce Lagrangien ont été introduits ultérieurement afin de tenir compte de la chiralité

Il en résulte que l'intensité de l'interaction faible est en $G_F E^2$ où E est l'échelle d'énergie du processus. On évalue cette intensité à :

$$G_F E^2 \simeq 10^{-5} \left(\frac{E}{m_p} \right)^2 \tag{1.3}$$

où m_p est la masse du proton. Ainsi, l'interaction faible est de faible intensité à une énergie de l'ordre de m_p.

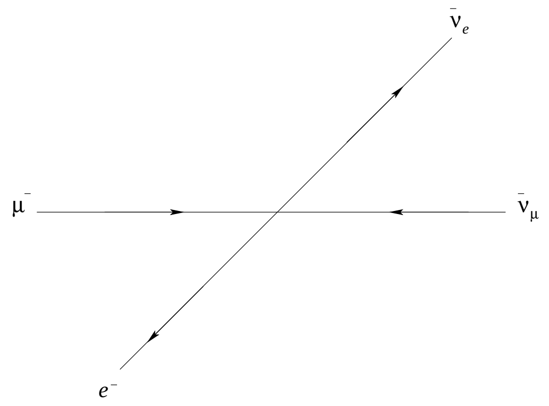


FIG. 1.1 – *Désintégration du muon selon le modèle de Fermi.*

Le modèle prévoit le comportement de la section efficace comme croissante avec l'énergie, $\sigma \sim G_F E^2$. Il viole donc l'unitarité et reste un modèle effectif pour les basses énergies.

La théorie de Yukawa [] selon laquelle toute interaction est véhiculée par une particule dont la masse conditionne la portée permet de raffiner le modèle de Fermi. Le boson W est introduit. On lui associe une masse non nulle car la portée de l'interaction faible est petite ainsi qu'une constante de couplage à la matière: g. Cela permet de définir $\alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi}$ qui joue un rôle analogue à celui de α, la constante de structure fine en Electrodynamique quantique.

L'amplitude de l'interaction donnée par G_F à basse énergie s'exprime en fonction de $\mathrm{m_W}$:

$$G_F \simeq \frac{g^2}{m_W^2}. \tag{1.4}$$

Une première estimation de $\mathrm{m_W}$ est alors obtenue en supposant les couplages faible et électromagnétique du même ordre :

$$M_W \simeq \frac{e}{\sqrt{G_F}} \simeq 90\,\mathrm{GeV/c^2}. \tag{1.5}$$

La mise en évidence expérimentale du boson W en 1983 au Cern auprès du collisionneur Sp$\bar{\mathrm{p}}$S [9] par l'experience `UA1` [11] a confirmé cet ordre de grandeur en fournissant la première évaluation de $\mathrm{m_W}$: $m_W = 81 \pm 5\,\mathrm{GeV/c^2}$. Cette mesure a été raffinnée par les expériences `UA1` [12], `UA2` [13, 14], `DØ` [15] et `CDF` [16] du Tevatron [17] à Fermilab et par les expériences du LEP.

La théorie électrofaible moderne décrite au paragraphe suivant héritera du succes phénoménologique des modèles à basse énergie.

1.2 Le Modèle Standard

Les descriptions des interactions électromagnétique et faible sont unifiées dans le modèle de Glashow [2], Salam [5] et Weinberg [3]. Le mécanisme de Glashow, Illiopoulos et Maini [4] permet d'étendre ce modèle aux quarks. Cette théorie décrivant les particules élémentaires et leurs interactions est appelée modèle standard. Elle se base sur une symétrie de groupe.

1.2.1 Théories de jauge

Dans ce paragraphe, on définit la théorie de jauge de Yang-Mills. Considérons une densité Lagrangienne $\mathcal{L}[\phi,\partial_\mu\phi]$ invariante sous un groupe de tranformations de dimension D:

$$\phi' = U\left(\theta^A\right)\phi \ \ (A = 1,2,..,D) \tag{1.6}$$

où pour θ^A infinitessimal $U(\theta^A) = 1 + ig\Sigma_A\theta^A T^A$.
T^A sont les générateurs du groupe de transformation. Les générateurs satisfont les relations de commutation suivantes :

$$\left[T^A,T^B\right] = iC_{ABC}T^C \ . \tag{1.7}$$

Si les paramètres θ^A dépendent des coordonnées d'espace–temps : $\theta^A = \theta^A\left(x_\mu\right)$ alors la densité lagrangienne n'est plus invariante sous la transformation de jauge correspondante $U\left[\theta^A\left(x_\mu\right)\right]$. L'invariance de jauge est retrouvée en remplacant la dérivée ordinaire par la dérivée covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + igV_\mu \tag{1.8}$$

où $V = \Sigma_A T^A V^A$. C'est un ensemble de D champs de jauge se tranforme selon la loi suivante:

$$V'_\mu = UV_\mu U^{-1} - \left(\frac{1}{ig}\right)\left(\partial_\mu U\right)U^{-1}. \tag{1.9}$$

Il en résulte que $D_\mu\phi$ suit les mêmes lois de transformation que ϕ :

$$\left(D_\mu\phi\right)' = U\left(D_\mu\phi\right) \ . \tag{1.10}$$

Ainsi $\mathcal{L}\left[\phi,D_\mu\phi\right]$ est invariant sous une transformation de jauge. Un terme cinétique en V peut être construit en considérant :

$$\left[D_\mu,D_\nu\right]\phi = ig\left(\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu + ig[V_\mu,V_\nu]\right)\phi = igF_{\mu\nu}\phi \tag{1.11}$$

où $F_{\mu\nu}$ est définit de la sorte:

$$F^A_{\mu\nu} = \partial_\mu V^A_\nu - \partial_\nu V^A_\mu - gC_{ABC}V^B_\mu V^C_\nu \ . \tag{1.12}$$

On peut montrer que :

$$F'_{\mu\nu} = UF_{\mu\nu}U^{-1}. \tag{1.13}$$

Le Lagrangien complet de Yang–Mills s'écrit:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}\Sigma_A F^A_{\mu\nu}F^{A\mu\nu} + \mathcal{L}\left[\phi,D_\mu\phi\right]. \tag{1.14}$$

Dans le cas de l'électrodynamique quantique (QED), la tranformation de jauge se réduit à

$$U\left[\theta\left(x\right)\right] = exp\left[ieQ\theta\left(x\right)\right] \tag{1.15}$$

où Q est la charge du générateur. Le champ de jauge associé, le photon, se tranforme de la façon suivante:

$$V'_{\mu} = V_{\mu} - \partial_{\mu}\theta(x). \tag{1.16}$$

1.2.2 Les champs physiques et les interactions fondamentales

La théorie du modèle standard correspond à une symétrie de jauge où une symétrie de groupe est associée à chaque interaction.

Les interactions qu'on considère sont au nombre de trois :

- L'interaction forte : transmise par huit gluons de masse nulle. La charge associée est la charge de couleur, C. Les quarks peuvent avoir trois états de couleur tandis que les leptons sont des singulets de couleur. La symétrie gauche-droit est respectée par cette interaction. L'interaction forte est représentée par le groupe $SU(3)_C$.
  Une particularité importante de l'interaction forte est le fait que l'intensité d'interaction entre deux quarks croisse avec la distance.
- L'interaction faible a pour groupe de symétrie le groupe $SU(2)_L$ dont les générateurs, $t^a_{L,R}$, vérifient la relation de commutation suivante :

$$\left[t^a_{L,R}, t^a_{L,R}\right] = i\epsilon_{abc}t^c_{L,R} \tag{1.17}$$

  Les fermions sont les états propres du générateur t_3 du groupe. Les champs fermioniques sont décrits par les composantes gauches et droites :

$$f_{LR} = \frac{1}{2}\left(1 \mp \gamma_5\right)\bar{f} \tag{1.18}$$

$$\bar{f}_{LR} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \gamma_5\right)\bar{f} \tag{1.19}$$

  où γ_5 est la matrice chirale de Dirac. Le MS des interactions électrofaibles est une théorie chirale en ce sens qu'elle traite différemment les composantes gauches et droites des fermions.
  La charge du groupe est l'isospin faible. Un doublet d'isospin faible est associé aux fermions gauches alors qu'un singulet d'isospin est associé aux fermions droits :

$$I_{3L} = \pm\frac{1}{2} \tag{1.20}$$

$$I_{3R} = 0 \tag{1.21}$$

  L'isospin est nul pour les fermions droits qui n'interagissent pas avec les champs de jauge $SU(2)_L$.
- L'interaction électromagnétique
  L'intération électromagnétique a pour groupe de symétrie le groupe $U_Y(1)$.
  Les doublets et singulets de fermions sont aussi des états propres de ce groupe. La charge associée est l'hypercharge faible. La charge électrique s'écrit [2]:

2. en unité de charge du positron

$$Q = t_L^3 + \frac{1}{2}Y_L = t_R^3 + \frac{1}{2}Y_R. \tag{1.22}$$

Les particules sont classées en familles comprenant deux quarks et deux leptons chacune. Le nombre de familles n'est pas fixé par le modèle. Les mesures effectuées à LEP1 du nombre de neutrinos dont la masse est inférieure à $\frac{m_Z}{2}$ donnent [6] :

$$N_\nu = 2.991 \pm 0.0016$$

On résume la composition des familles de fermions dans la table 1.1.

	Particule	Charge élec. (e^+)	Masse (MeV/c^2)
Quarks	u	$+\frac{2}{3}$	1.5–5.
	d	$-\frac{1}{3}$	3–9
	c	$+\frac{2}{3}$	1.1–1.4
	s	$-\frac{1}{3}$	60–170
	t	$+\frac{2}{3}$	173800 ± 5200
	b	$-\frac{1}{3}$	4100–4400
Leptons	e	-1	0.511
	ν_e	0	$< 10^{-5}$
	μ	-1	105.7
	ν_μ	0	< 0.17
	τ	-1	1777.0
	ν_τ	0	< 18.2

TAB. 1.1 – *Familles de fermions dans le modèle standard*

1.2.3 Modèle standard des interactions électrofaibles

Le modèle standard des interactions electrofaibles se base sur un Lagrangien de type Yang-Mills. Il n'implique que des bosons de jauge et des fermions. Il est défini par :

$$\mathcal{L}_{sym} = -\frac{1}{4}\Sigma_{a=1}^3 F_{\mu\nu}^a F^{a\,\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R \tag{1.23}$$

où $B_{\mu\nu}$ et $F_{\mu\nu}^a$ sont les tenseurs de jauge antisymétriques définis par les champs de jauge B_μ et W_μ^a :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.24}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\mu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \tag{1.25}$$

ϵ_{abc} est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita. La dérivée covariante D_μ est définie par:

$$D_\mu \psi_{L,R} = \left[\partial_\mu + ig\Sigma_{a=1}^3 t_{L,R}^a W_\mu^a + ig'\frac{1}{2}Y_{L,R}B_\mu\right]\psi_{L,R} \tag{1.26}$$

Le Lagrangien s'écrit alors:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{sym} &= \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_f \\ &= \tfrac{1}{4}\left(\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\nu^i + g\epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k\right)^2 - \tfrac{1}{4}\left(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\right) + \mathcal{L}_f\end{aligned} \tag{1.27}$$

où $\mathcal{L}_{YM}$ est un lagrangien de type Yang-Mills et $\mathcal{L}_f$ la composante n'impliquant que des fermions.

Aux générateurs du groupe $SU(2)_I$ est associé le triplet : W_μ^a $(a = 1..3)$ dont le couplage est g et à ceux du groupe $U(1)_Y$ est associé un champ scalaire B_μ au couplage g'. Ces champs correspondent aux bosons de jauge du modèle. Ils sont donc au nombre de quatre et sont de masse nulle.

Les bosons physiques sont une combinaison normalisée de B_μ et W_μ^3 :

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + sin\theta_W W_\mu^3 \tag{1.28}$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \tag{1.29}$$

Ce qui introduit l'angle de mélange θ_W. En considérant l'équation (), on déduit la relation entre les couplages faible et électromagnétique :

$$g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e \tag{1.30}$$

ou encore

$$\alpha_W = \sqrt{2}G_F\frac{m_W^2}{\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2\theta_W} \simeq \frac{1}{30} \tag{1.31}$$

Alors que la masse du photon est considérée comme nulle ($m_\gamma < 2\,10^{-16}\,\mathrm{eV/c^2}$ [7]) le modèle de Fermi indique que la masse des bosons W est de l'ordre de 90 GeV, soit celle d'un atome de Molibdène.

Cette asymétrie est obtenue en introduisant dans le MS un champ scalaire au quel est associée une particule physique : le Higgs objet du paragraphe suivant.

1.2.4 Brisure de symétrie : le mécanisme de Higgs

On décrit ici le mécanisme de Higgs [21] appliqué à la théorie électrofaible. Le champ scalaire introduit afin d'expliquer la masse des bosons W est de valeur moyenne non nulle dans le vide. La symétrie de jauge est spontanément brisée mais l'unitarité du groupe $U(1)$ est conservée.

Le Lagrangien associé s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V\left(\phi^\dagger,\phi\right) - \bar{\psi_L}\Gamma\psi_R\phi - \bar{\psi_R}\Gamma^\dagger\psi_L\phi^\dagger \tag{1.32}$$

où ϕ est le champ associé au Higgs alors que la matrice Γ inclut les constantes de couplage.

Le potentiel $v\left(\phi^\dagger,\phi\right)$ qui est symétrique sous $SU(2)\bigotimes U(1)$ contient des termes quadratiques en ϕ de sorte que la théorie soit renormalisable :

$$v\left(\phi^\dagger,\phi\right) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{1}{4}\lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2 \tag{1.33}$$

La brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L\bigotimes U(1)_Y$ est assurée par le choix $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$. Le champ ϕ possède alors une valeur moyenne non nulle dans le vide: $v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$.

Considérons maintenant la masse des bosons de jauge[3]. La dérivée covariante du Lagrangien s'écrit :

$$D_\mu\phi = \left[\partial_\mu + ig\Sigma_{a=1}^3 t^a W_\mu^a + ig'\left(\frac{Y}{2}\right)B_\mu\right]\phi \tag{1.34}$$

3. on peut également considérer le couplage des fermions au Higgs qui est à l'origine de leur masse mais on se concentrera ici sur la masse des bosons de jauge

Les termes quadratiques en W et B correspondent aux termes de masse des bosons de jauge. En remplacant ϕ par v:

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}vg\right)^2\left[\left(W_\mu^1\right)^2 + \left(W_\mu^2\right)^2\right] - \frac{1}{2}v^2\left[\frac{1}{2}\left(gW_\mu^2 - g'B_\mu\right)\right]^2 \tag{1.35}$$

Les masses se trouvent en expimant cette contribution du Lagrangien de la sorte:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} - \frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \tag{1.36}$$

en prenant le cas du photon on trouve que la masse nulle du photon est équivalente à la neutralité du vide :

$$D_\mu|v>= \left(t^3 + \frac{1}{2}Y\right)|v>= Q|v>= 0 \tag{1.37}$$

La masse des bosons W$^{\pm}$ est donnée par les termes quadratiques en W dans $\mathcal{L}_{Higgs}$. En remplacant ϕ par v, on trouve:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}g^2\left|\left(\frac{t^+v}{\sqrt{2}}\right)\right|^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \left|g\cos\theta_W t^3 - g'\sin\theta_W\left(\frac{Y}{2}\right)v^2\right| Z_\mu Z^\mu \tag{1.38}$$

En choisissant :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},\ v = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.39}$$

$$|t^+v|^2 = v^2,\ |t^3v|^2 = \frac{1}{4v^2} \tag{1.40}$$

d'où

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} - \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\left(g'^2 + g^2\right)^{\frac{1}{2}}v\right]^2 Z_\mu Z^\mu \tag{1.41}$$

Les masses des bosons W et Z s'expriment:

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \tfrac{1}{2g^2v^2} \\ m_Z^2 &= \tfrac{1}{2g^2v^2}/\cos^2\theta_W \end{aligned} \tag{1.42}$$

où on retrouve la relation entre m_W, m_Z et $\cos\theta_W$ [4]. On en déduit également que pour un doublet de Higgs:

$$\rho_0 = \frac{m_W^2}{m_Z^2}\cos^2\theta_W = 1 \tag{1.44}$$

qui n'est plus vraie pour un triplet de Higgs.

Dans le MS, trois des 4 champs de Higgs sont utilisés dans le mécanisme de Higgs en donnant lieu aux modes longitudinaux des bosons W^+, W^- et Z. Seul un champ physique subsiste au quel est associée une particule physique : le boson de Higgs.

4. ces relations combinées à l'équation 1.31 permettent également d'estimer la valeur de v:

$$v = \frac{2^{-\frac{3}{4}}}{\sqrt{G_F}} = 174{,}1\,\mathrm{GeV} \tag{1.43}$$

1.3 Paramètres du modèle

Dans ce paragraphe, on regroupe les principales relations phénoménologiques, en particulier celles qui impliquent les masses des bosons W et Z.

Afin de retrouver l'interaction effective à 4 fermions à basse énergie on exprime le Lagrangien des couplages gauche-gauche avec courant chargés par:

$$\mathcal{L}_{eff}^{CC} \simeq \left(\frac{g^2}{8m_W^2}\right)\left[\bar{\psi}\gamma_\mu\left(1-\gamma_5\right)t_L^+\psi\right]\left[\bar{\psi}\gamma^\mu\left(1-\gamma_5\right)t_L^-\psi\right] \tag{1.45}$$

où on a considéré un diagramme avec échange de W et où on a négligé le transfert en énergie devant à $\mathrm{m_W}$. On trouve alors :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}. \tag{1.46}$$

On en déduit :

$$m_W = \frac{\mu_{\mathrm{born}}}{\sin\theta_W} \tag{1.47}$$

où $\mu_{\mathrm{born}} = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\right) \simeq 37{,}28\,\mathrm{GeV}$

Tous ces couplages sont donnés au premier ordre et sont modifiés aux ordres les plus élevés de la théorie des perturbations. Cela sera décrit au paragraphe suivant.

La largeur du muon s'exprime :

$$\Gamma_\mu = \frac{g^4 m_\mu^5}{192\pi^3 2M_W^4}\left(1-8\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \tag{1.48}$$

L'identification avec le modèle de Fermi permet d'exprimer la relation entre G_μ [5] et m_W :

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2\sin^2\theta_W M_W^2} \tag{1.49}$$

Parmi les paramètres non prédits, les trois suivants suffisent à déterminer l'interaction boson–fermion et fermion–fermion :

$$e{,}M_Z \text{ et } M_W \tag{1.50}$$

Les deux premiers paramètres sont connus avec une bonne précision: la masse du Z grâce aux mesures de LEP1 à 2×10^{-5} près et e qui se déduit de la mesure précise de la constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ par l'effet Hall quantique. La masse du W est bien moins connue, elle est souvent remplacée par la constante de Fermi G_μ qui est déterminée avec précision à partir de la mesure du temps de vie du muon. Ces trois paramètres sont liés par :

$$\left(1-\frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi\alpha}{G_\mu\sqrt{2}M_Z^2} \tag{1.51}$$

Toutes ces relations sont données au premier ordre. La précision des mesures expérimentales requièrt des calculs théoriques aux ordres supérieurs. Cela offre l'opportunité de tester la théorie. Les corrections qu'apportent les calculs aux ordres suivants sont appelées corrections radiatives.

5. G_μ remplacera G_F car cette constante sera déterminée par l'étude de la désintégration du muon.

1.4 Corrections radiatives

Les corrections radiatives assurent la renormalisabilité du modèle standard. Les divergences qui apparaisent dans les calculs aux ordres supérieurs sont absorbées par la redéfinition des paramètres physiques. Les relations entre les paramètres peuvent être utilisées afin de contraindre les paramètres non-mesurés, en particulier la masse du Higgs qui intervient virtuellement. Les corrections seront déterminées à partir des mesures de m_W, ,m_Z, et m_t. Elles permettent de définir une relation entre ces quantités et m_H. Les corrections radiatives permettent également de contraindre les particules super-symétriques.

La renormalisabilité d'une théorie de jauge avec symétrie spontanément brisée et méchanisme de Higgs a été démontrée par 't Hooft [19, 20]. Le modèle standard étant renormalisable, les corrections perturbatives aux ordres les plus élevés peuvent être calculées rigoureusement. Les principaux tests se focalisent sur les processus avec courants neutres et la masse du W.

Sans détailler le choix du schéma de renormalisation, les principaux paramètres du modèle standard sont renormalisés et s'écrivent:

$$\begin{aligned} M_W^2 &= M_{W0}^2 - \delta M_W^2 \\ M_Z^2 &= M_{Z0}^2 - \delta M_Z^2 \\ s_W^2 &= s_{W0}^2 - \delta s_W^2 \\ e^2 &= e_0^2\left(1 - \tfrac{\delta\alpha_{EM}}{\alpha_{EM}}\right). \end{aligned} \tag{1.52}$$

En prenant le cas à bas de tranfert d'énergie de la désintégration du muon, on peut paramétriser la correction apportée à G_μ. Le propagateur du W s'écrit :

$$\frac{ig^{\mu\nu}}{M_{W0}^2 + \Pi(0)} \simeq \frac{1}{M_{W0}^2}\left(1 - \frac{\Pi(0)}{M_{W0}^2}\right) \tag{1.53}$$

où $\Pi(0)$ est l'énergie propre. La prise en compte des diagrammes à l'ordre d'une boucle et de la renormalisation des vertex modifie l'équation 1.49 de la sorte:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{e_0^2}{8 s_{W0}^2 M_{W0}^2}\left(1 - \frac{\Pi(0)}{M_{W0}^2} + \delta_{1b}\right) \tag{1.54}$$

où δ_{1b} représente l'ensemble des corrections associées aux vertex de boites.

En tenant compte des équations 1.52, on exprime G_μ en fonction de quantités mesurables en remplacant les paramètres nus par les paramètres corrigés:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8 s_W^2 M_W^2}\left(1 + \frac{\delta\alpha_{EM}}{\alpha_{EM}} + \frac{c_W^2}{s_W^2}\left(\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right) - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} - \frac{\Pi(0)}{M_{W0}^2} + \delta_{1b}\right) \tag{1.55}$$

$$= \frac{e^2}{8 s_W^2 M_W^2}\left(1 + \Delta r\right). \tag{1.56}$$

Δr regroupe l'ensemble des corrections apportée à G_μ.

Par la suite, on utilisera la définition:

$$\Delta\rho = \frac{c_W^2}{s_W^2}\left(\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right) \tag{1.57}$$

Il s'agit maintenant de quantifier les différentes contributions à Δr.

1.4.1 Contributions à Δr

Les corrections radiatives seront divisées en corrections *obliques* qui ne concernent que la polarisation du vide pour les propagateurs des bosons et en corrections *non-obliques* qui sont spécifiques au processus considéré ou qui interviennent dans les propagateurs des fermions.

On se concentrera ici sur les corrections obliques car elles sont dominantes.

Les corrections radiatives électrofaibles obliques sont associées aux énergies propres des bosons vecteurs (cf. figure 1.2).

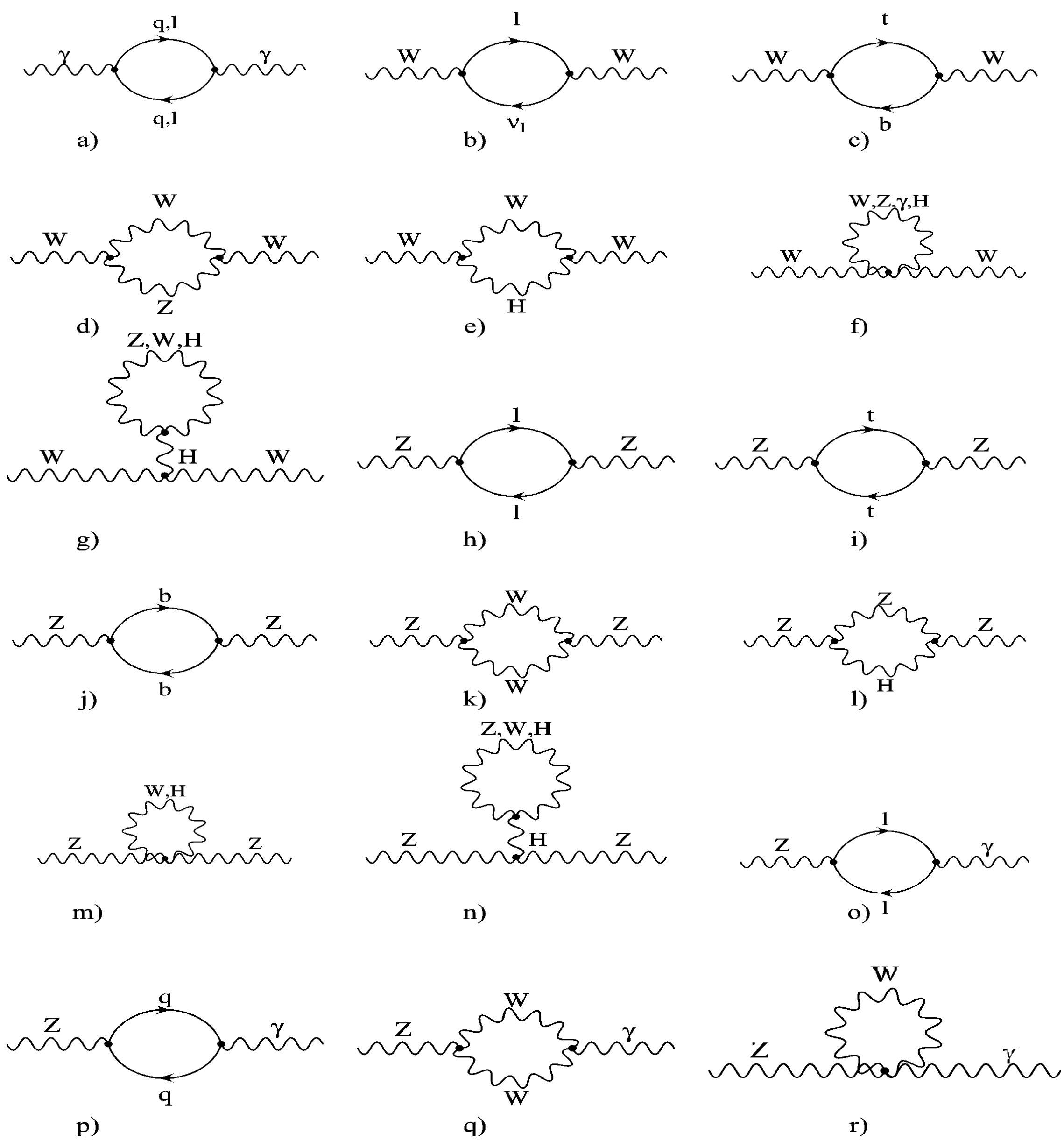


FIG. 1.2 – *Diagrammes à une boucle contribuant à l'énergie propre des bosons vecteurs.*

correction oblique QED

La contribution purement QED est la mieux déterminée d'un point de vue théorique. Elle équivaut à définir une constante de structure fine effective à chaque échelle d'énergie:

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(q^2)} \tag{1.58}$$

où $\Delta\alpha$ est la contribution photonique à la polarisation du vide.

Contribution des fermions aux corrections obliques

Pour cette correction, la nature du doublet et plus précisement les masses des deux fermions ont un grand effet (par exemple, doublet (t,b), cf. figure 1.2 c-i-j).

La correction oblique correspondante, à l'ordre d'une boucle, vérifie [18]:

$$\Delta\rho_f \geq \frac{\sqrt{2}G_\mu}{8\pi^2}\frac{N_c}{2}\left(m_{f1} - m_{f2}\right)^2 \tag{1.59}$$

où m_{f1} et m_{f2} sont les masses des deux fermions. Ceci montre que la différence de masse entre les fermions conditionne l'importance de la correction. Ainsi, seul le doublet $(t-b)$ a une contribution importante car $m_t >> m_b$.

On peut alors écrire:

$$\Delta\rho_f \simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2} 3 \frac{m_t^2}{m_W^2} \tag{1.60}$$

Contribution du Higgs aux corrections obliques

La contribution du Higgs est donnée par:

$$\Delta r_H(MS) \simeq \frac{\sqrt{2}G_\mu M_W^2}{16\pi^2}\frac{11}{3}\left(ln\left(\frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right)\right) \tag{1.61}$$

Ceci étant vrai dans le MS minimal seulement où on a un seul boson de Higgs.

1.4.2 Prédictions et relations phénoménologiques

Les deux relations :

$$\begin{gathered} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right)\frac{m_W^2}{m_Z^2} = \frac{\pi\alpha(m_Z)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2} \\ \rho_0 = 1 \end{gathered} \tag{1.62}$$

sont modifées par les corrections radiatives :

$$\begin{gathered} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right)\frac{m_W^2}{m_Z^2} = \frac{\pi\alpha(m_Z)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2}\frac{1}{1-\Delta r_W} \\ \rho = 1 + \Delta\rho_m \end{gathered} \tag{1.63}$$

Dans la première relation, la variation de α à la masse du Z est connue et permet de determiner entièrement Δr_W. Dans la seconde relation, $\Delta\rho_m$ dépend de la définition de $\sin^2\theta_W$ au premier ordre. Sa valeur effective, $\sin^2\theta_{eff}$, est mesurée. Nous avons:

$$\sin^2\theta_{eff} = (1 + \Delta k)\, s_0^2 \tag{1.64}$$

avec

$$s_0^2 c_0^2 = \frac{\pi\alpha\,(m_Z)}{\sqrt{2}G_F m_Z^2}. \tag{1.65}$$

On aura noté que si les corrections radiatives varient quadratiquement avec m_t elles n'augmentent que de façon logarithmique avec la masse du Higgs.

Ainsi, on exprimera les correction radiatives en termes de m_t, m_h et m_Z. Leur mesure permet de poser une limite supérieur sur m_h qui est la principale inconnue.

La précision sur la masse du boson W, en plus de la précision sur la masse du top et sur$\alpha(m_Z)$ conditionne la précision sur la prédiction. La mesure de cette masse constitue le corps de cette thèse dont les résultats sont résumés au chapitre 11 et comparés avec les modèles au chapitre 13. Le chapitre suivant est consacré la phénoménologie qui conduit au développement de l'analyse.

Chapitre 2

Modèles et phénoménologie à LEP 2

À LEP2, les bosons W sont créés par paires. Leur désintégration donne lieu à des états finals à 4 fermions. Dans cette thèse, la mesure de la masse du W dépend de la capacité à simuler les processus observés, aussi bien le signal : processus de création de W, que les bruits de fond.

2.1 Rapport d'embranchement du W

Le W se désintègre en paire de fermions. La nature de ces fermions et les rapports de branchement correspondants déterminent les états finals des processus de création de paires de W. En négligeant les masses des fermions produits, les largeurs partielles du W sont données au premier ordre (approximation de Born) pour la désintégration en quarks par :

$$\Gamma^{Born}_{q_i q_j} = \frac{\alpha}{2}\frac{m_W}{2s_W^2}|V_{ij}|^2 \tag{2.1}$$

où $|V_{ij}|$ représente l'élément de la matrice CKM alors que pour la désintégration du W en paire lepton–neutrino :

$$\Gamma^{Born}_{\nu_i \ell_j} = \frac{\alpha}{6}\frac{m_W}{2s_W^2} \tag{2.2}$$

La largeur totale est obtenue en sommant sur les doublets de masses inférieures à celle du W. Cette estimation de la largeur est raffinée en tenant compte des corrections électrofaibles (essentiellement QED), des corrections QCD et en tenant également compte de la masse des fermions.

$$\Gamma_W = \Gamma_W^{Born}\,(1+\delta) \tag{2.3}$$

où δ représente l'ensemble des corrections radiatives.

Les rapports de branchement du W sont donnés par le rapport des largeurs partielles à la largeur totale :

$$\begin{array}{c} Br\,(W \to leptons) = 0.32 \\ Br\,(W \to hadrons) = 0.68 \end{array} \tag{2.4}$$

2.2 Processus présents à LEP2

2.2.1 Processus de création de paires de W

Sections efficaces

Dans la simulation des processus $e^+e^- \to W^+W^-$, une première approche simplifiée consiste à considérer la création des paires de W à l'ordre le plus bas sur couche de masse. Cette approximation qui est l'approximation de Born, permet d'évaluer le comportement de la section efficace comme suit:

$$\sigma \propto \frac{1}{\sin^4 \theta_W} \beta$$

où β est la vélocité du W. Elle est strictement nulle à une énergie inferieure à la masse du W (voir figure 2.3). Le processus peut être décrit par trois diagrammes nommés `CC03` (cf figure 2.1) à l'ordre le plus bas.

Si on prend en compte tous les processus $e^+e^- \to 4f$ qui interfèrent avec les processus de création de paires de W (processus `CC03`) le calcul analytique des sections efficaces devient plus compliqué. Il peut s'effectuer par des méthodes numériques ou par Monte Carlo. L'ensemble de ces diagrammes est nommé `CC20`. Ils sont représentés sur la figure 2.2 où l'on reconnait les 3 premiers diagrammes (`CC03`).

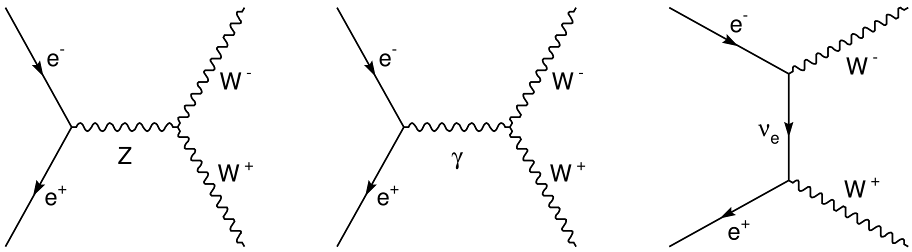


FIG. 2.1 – *Diagrammes de création de paires de W au premier ordre (`CC03`)*

À ce calcul se rajoute celui des corrections radiatives.

Les principales corrections radiatives sont les corrections Coulombiennes et la prise en compte du rayonnement dans l'état initial:

- Ces corrections sont associées à l'attraction coulombienne entre les deux W. Elle est très importante au seuil où elle diverge dans le cas *on-shell* mais elle est écrantée par la largeur du W dans le cas *off-shell*. Au delà du seuil, cette correction est moins importante.
- Radiation dans l'état initial (ISR): cette correction correspond à l'émission de photon par les $e^\pm$ de l'état initial.

Le processus de création de paires de W et leur désintégration en fermions sera simulé grâce au générateur `KORALW` [38].

Topologie des événements

Les caractéristiques des processus WW observés dans ALEPH dépendent des différents modes de désintégration du W décrits précédemment. On effectue une classification de ces processus en fonction de l'état final observé (cf. figure 2.4) :

- Canal hadronique : les deux W se désintègrent en une paire de quarks. Les deux paires de

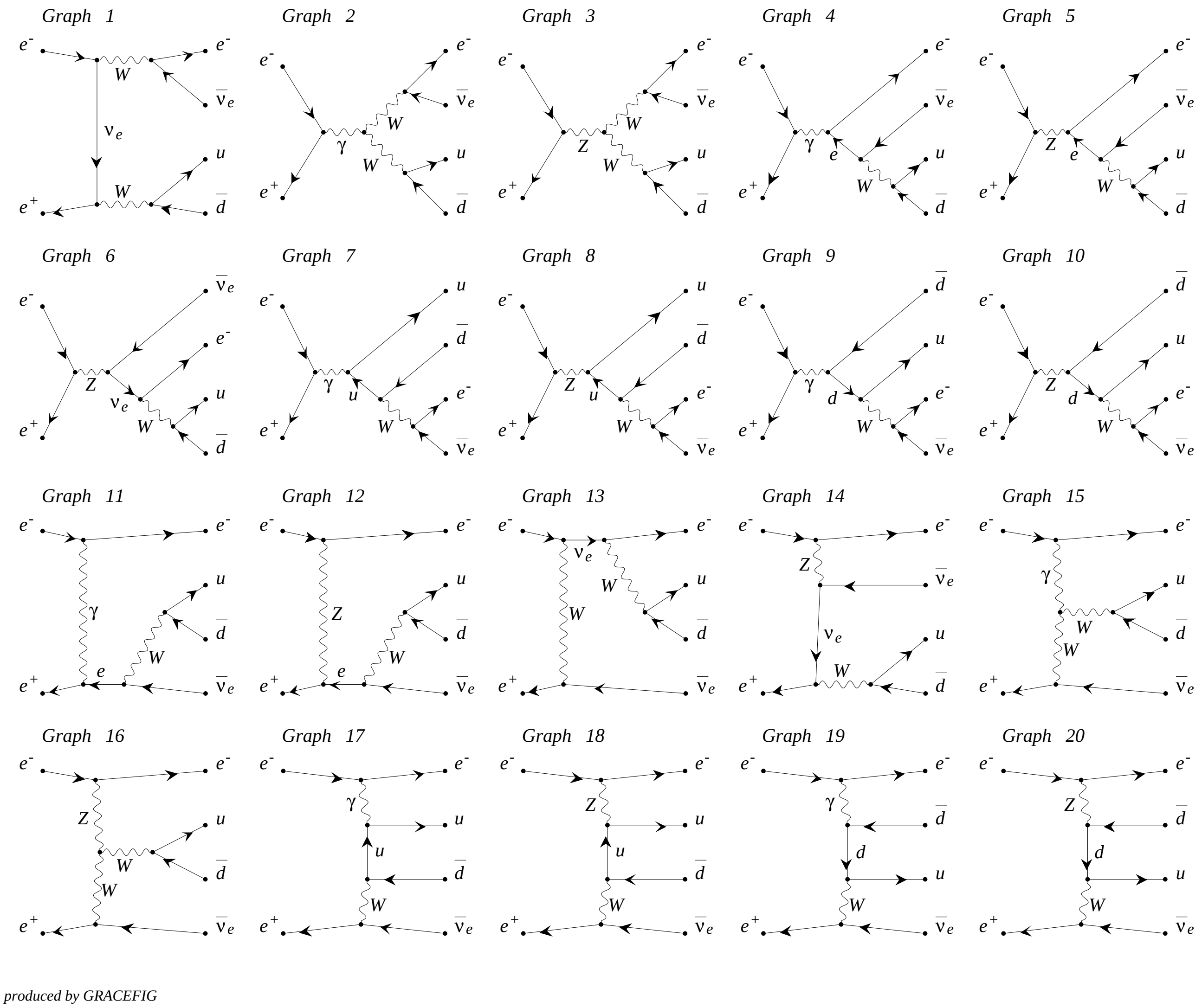


FIG. 2.2 – *Processus de type* $e^+e^- \to e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$ *au premier ordre (CC20)*

quarks donneront lieu à deux paires de jets. Le processus de fragmentation est décrit au paragraphe suivant.

– Canal leptonique : chaque W se désintègre en une paire lepton–neutrino.
– Canal semi-leptonique : un W se désintègre en lepton–neutrino alors que le second se désintègre en quarks. Cet état final se caractérise par deux jets et le lepton détectable.

La table 2.1 résume les rapports de branchement correspondants.

Canal	Br
hadronique	0.456
semileptonique	0.439
leptonique	0.105

TAB. 2.1 – *Rapports de branchement des événements WW*

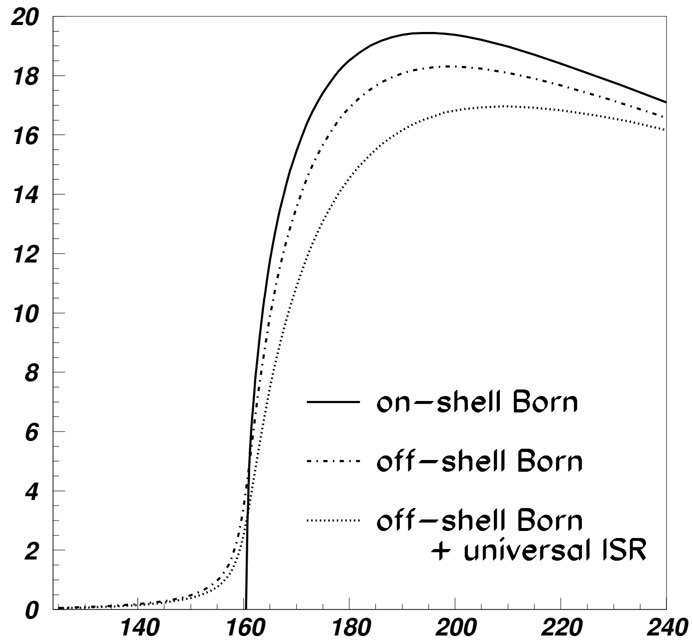


FIG. 2.3 – *Section efficace de porduction des paires de W selon différents modèles : au premier ordre en négligeant la largeur des W (Born), en prenant en compte la largeur et finalement en prenant en compte des photons emis dans l'état initial.*

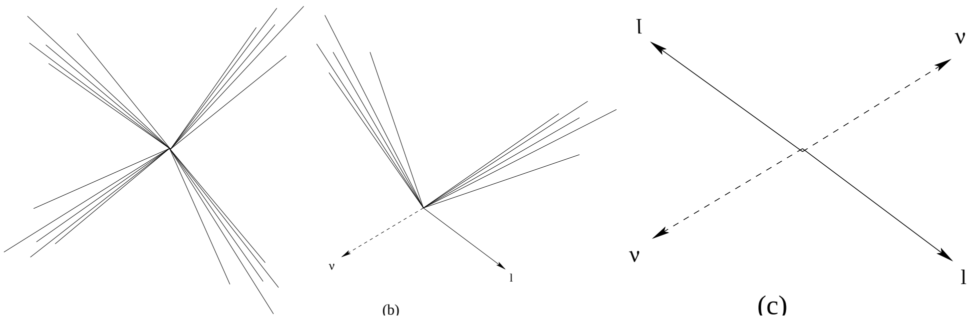


FIG. 2.4 – *Différentes topologies d'événements WW à LEP2:* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *(a),* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *(b) et* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ *(c)*

2.2.2 Autres processus

A LEP2, les bruits de fond les plus importants sont les suivants (par ordre décroissant de section efficace) :

- $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$: la section efficace de ce processus dépasse celle des événements WW d'un ordre de grandeur
- $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$
- $e^+e^- \rightarrow We\bar{\nu}$
- $e^+e^- \rightarrow ZZ$

Les sections efficaces de ces processus sont comparées sur la figure 2.5.

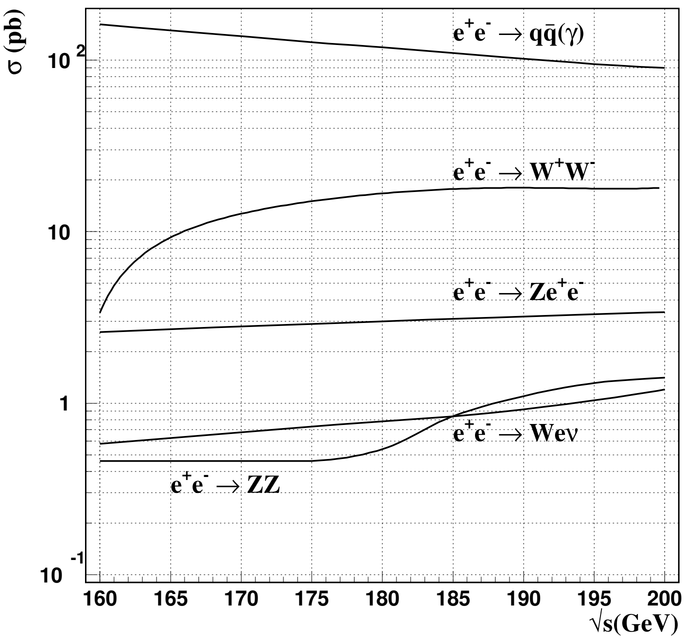


FIG. 2.5 – *Comparaison de la section efficace du signal et des principaux bruits de fond.*

2.3 Fragmentation

2.3.1 Introduction

Considérons une paire de quarks avec une énergie initiale suffisamment grande (faible α_s) qui s'éloignent. Dans le domaine perturbatif, il est possible de simuler la cascade partonique. Néanmoins, la diminution progressive de l'énergie s'accompagne de l'augmentation de α_s. Le processus atteint alors le domaine non perturbatif où plus aucun calcul rigoureux n'est possible. Seuls des modèles phénoménologiques peuvent être utilisés afin de simuler la fragmentation. Les principaux modèles utilisés sont cités dans les paragraphes qui suivent.

2.3.2 Modèles phénoménologiques

- Le principal modèle est le modèle de Lund [41] implémenté dans le programme `JETSET`[1] [40]. Il complète le générateur `KORALW` et permet d'obtenir les états finals avant intéraction avec le détecteur.
- Le modèle `HERWIG` [23] inclut également les deux phases perturbative et non-perturbative. La production de la gerbe partonique est suivie de l'hadronization qui se base sur un modèle à cluster : après formation de la gerbe partonique, tous les gluons sont matérialisés en paires quarks anti-quarks puis tous les quarks et anti-quarks correspondant sont reliés par un champ de couleur (indépendamment de leurs positions dans la gerbe) afin de former un cluster qui est un singulet de couleur. L'hadronisation se fait par la désintégration du cluster en hadrons qui est gouvernée par la masse et la saveur du cluster.
  `HERWIG` n'est pas qu'un modèle de fragmentation, c'est aussi un générateur d'événements WW.

1. par la suite, on parlera indifféremment de modèle `JETSET`

– ARIADNE [45] modélise la cascade partonique grâce au modèle de cascade de dipôle [46, 47]. ARIADNE n'est pas un générateur d'événements, il sera utilisé avec le générateur KORALW. Ce modèle, qui n'inclut que la phase perturbative sera complété par le modèle JETSET pour la phase non perturbative.

2.4 Interconnexion de couleur

2.4.1 Introduction

Environ 46% des événements $e^+e^- \longrightarrow W^+W^-$ sont des états finals à 4 jets résultant de l'évolution QCD de deux paires quarks-anti-quarks, produits par la désintégration de chaque W. Le processus de fragmentation décrit au paragraphe précédent considérait comme état initial une paire $q\overline{q}$ indépendante par défaut. Pourtant, une interaction entre les deux systèmes correspondant aux deux W est théoriquement possible car la distance de séparation typique entre deux W créés à LEP2 lors de leur désintégration est de 0.5 fm alors que l'interaction QCD opère à l'échelle du fm. Il n'y a donc aucune raison d'ignorer la possibilité d'une interaction entre les produits de désintégration des deux W. L'interconnexion de couleur, IC, désigne l'interaction de partons provenant de W différents. Il résulte de l'IC que les singlets de couleur hadroniques de l'état final ne correspondent pas aux W de l'état initial. La mesure de $\mathrm{m_W}$ à LEP2 et en particulier dans ce canal se base sur la reconstruction directe des états finaux. Un phénomène tel que l'interconnexion de couleur serait à l'origine d'un transfert d'énergie–impulsion d'amplitude méconnue. La reconstruction directe des masses invariantes des W est alors remise en cause.

L'IC nous intéresse par deux aspects :

– Elle peut affecter la mesure de $\mathrm{m_W}$ (cf. chapitre 8)
– Elle peut être mesurée (cf. chapitre 9) grâce à $\mathrm{m_W}$ Le second point étant la conséquence du premier.

L'IC est étudiée à LEP2 car elle représente une importante source d'erreur systématique sur $\mathrm{m_W}$. Elle est également intéressante à étudier car elle nous renseignerait sur la nature des champs de couleur. En effet, si dans le modèle de Lund de la fragmentation les champs de couleur ne sont que des concepts abstraits dont la nature exacte est sans importance, leur modélisation précise est décisive (voir paragraphe suivant) pour l'IC. Malheureusement, les mesures n'atteignent pas un tel niveau de précision.

2.4.2 Modèle d'interconnexion de couleur

Tous les modèles se basent sur une image spatio-temporelle de l'interaction. Etant donné que ce processus interfère avec la fragmentation des quarks, on disposera d'autant de modèles d'interconnexion de couleur que de modèles de fragmentation. A JETSET seront associés les modèles SK1 et SK2. Un modèle d'interconnexion de couleur est implémenté dans HERWIG [43], de même pour ARIADNE [48].

On distingue deux phases. La première a lieu au niveau perturbatif (voir figure 2.6). Une interaction entre les partons issus de la désintégration de chaque W est formellement évaluée comme étant faible [25, 49]. La seconde est un effet non-perturbatif. Aucun calcul rigoureux n'est possible. On ne dispose que de modèles phénoménologiques qui prédisent un effet macroscopique.

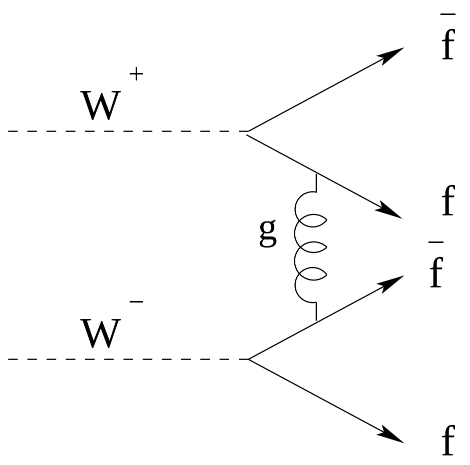


FIG. 2.6 – *Exemple d'Interconnexion de Couleur au niveau perturbatif.*

Modèle Sjöstrand et Khoze

Ces modèles de IC sont associés au modèle JETSET de la fragmentation. Si dans le modèle de Lund, les champs de couleur ne sont que des objets abstraits desquels la fragmentation ne dépend pas, leur nature devient décisive pour l'interconnexion de couleur qui résulte de leur interaction ou recouvrement. Sjöstrand et Khoze considèrent deux modèles de champ de couleur qui définissent deux modèles de IC : SK1 et SK2 [22, 24, 25, 26]

- SK1 :
  Les champs de couleur sont modélisés par des cylindres ou des tube de flux. La probabilité d'interconnexion pour chaque événement est déterminée par le recouvrement de deux de ces cylindres, ϕ, et est donnée par :
  $$P_{reco} = 1 - e^{-Ki}\phi$$
  ki est un paramètre libre. Par le fait que ce modèle est associé à JETSET, modèle de référence pour la fragmentation, et le fait qu'il contienne un paramètre libre dont les différentes valeurs induisent des effets relativement différents sur les principales observables mesurées à LEP2, notamment mw et Γ_W et pouvant être mesuré, le modèle SK1 sera le principal modèle de référence pour l'IC. Ce point de vue sera détaillé lors de l'étude des systématiques relatives à l'IC au Chapitre 8.
- SK2 :
  Dans ce modèle, les champs de couleur sont des vortex qui peuvent se croiser. Il n'y a pas de paramètre ajustable.

Modèle HERWIG

En plus des phases perturbative et non-perturbative, HERWIG contient une phase dite de préconfinement. C'est à ce niveau que l'IC a lieu. Dans le modèle à cluster original (cf. paragraphe 2.3.2), un cluster ij est formé par une paire quark anti-quark reliée par une ligne de couleur. Dans le scénario de l'interconnexion de couleur, le modèle cherche une paire kl qui permettrait le réarangement en deux clusters il et kj dont la somme est plus petite en taille que l'originale, la taille étant définie par la distance entre les vertex de production des quarks et anti quarks. On notera également que dans ce modèle, l'interconnexion de couleur peut concerner des événements semi-leptoniques.

2.4.3 Effets attendus de l'interconnexion de couleur

L'intensité de l'effet de la reconnection de couleur varie selon les modèles. Les principales observables affectées en ce qui concerne les événements sont :

- La multiplicité des événements (nombre de particules observées).
- L'impulsion et la rapidité des particules (exploitée à LEP1 pour la mesure de l'IC)
- Le flux de particules ou plus exactement sa distribution. (exploitée à LEP2, elles est décrite au Chapitre 8), en particulier entre les jets.

Néanmoins, la principale observable affectée est la masse reconstruite du W.

À LEP1, la reconnection de couleur a été recherchée via ses effets sur la rapidité des particules [31]. L'IC serait à l'origine d'une modification du flux de particules entre les jets. Afin de quantifier cet effet, on définit une observable appelée flux de particules [50] qui n'est autre que le nombre de particules dans les régions inter-W et intra-W. La mesure basée sur cette distribution angulaire est décrite au chapitre 8.

2.5 Mesures antérieures de $\mathrm{m_W}$

Ces mesures sont antérieures à cette thèse. Elles seront toutes combinées au chapitre 12.

2.5.1 Mesures antérieures à LEP2

Des mesures de la masse du W, antérieures à LEP2, ont été réalisées auprès de collisionneurs $p\bar{p}$, les seuls atteignant suffisamment d'énergie pour creer des W.

Une première mesure est donnée par l'expérience `UA1` [11, 12]. La première mesure avec une précision relative inférieure à 1% a été effectuée par `UA2` [14]. La mesure la plus précise a été effectuée au Tevatron par les expériences `CDF` [16] et `DØ` [15]. Les W utilisés pour la mesure de la masse sont produits par des processus $p\bar{p} \longrightarrow W^{\pm}X$ par annihilation de quarks. Compte tenu du bruit de fond provenant des intéractions fortes entre les protons et anti–protons, les désintégrations hadroniques des W ne sont pas utilisées, seules les désintégrations leptoniques, $p\bar{p} \longrightarrow \ell^{\pm}\nu X$, le sont. Dans ces événements, l'énergie perdue dans le tube du faisceau est trop importante. Il en résulte que seule la composante transverse des produits de désintégration des W est utilisable. La masse transverse est l'estimateur utilisé pour l'ajustement de la masse du W. Cette mesure requiert d'importantes études d'effets systématiques. Les résultats de ces mesures sont donnés au chapitre 12.

2.5.2 Mesures de $\mathrm{m_W}$ à LEP2 au seuil

La première mesure de la masse du W à LEP2 a été effectuée au seuil de création des paires $\mathrm{W}^{\pm}$. La section efficace du processus de production des W dépend fortement de la valeur de $\mathrm{m_W}$ (cf. figure 2.3 et 2.7). La mesure de la section efficace au seuil permet de déduire une mesure de $\mathrm{m_W}$. La mesure de la section efficace se base sur un comptage des événements et dépend peu de la reconstruction de l'état final. Cette mesure présente une bonne sensibilité statistique alors que les erreurs systématiques sont essentiellement théoriques (dépendance de la section efficace vis-à-vis de $\mathrm{m_W}$). Le résultat de cette mesure est donné au chapitre 12.

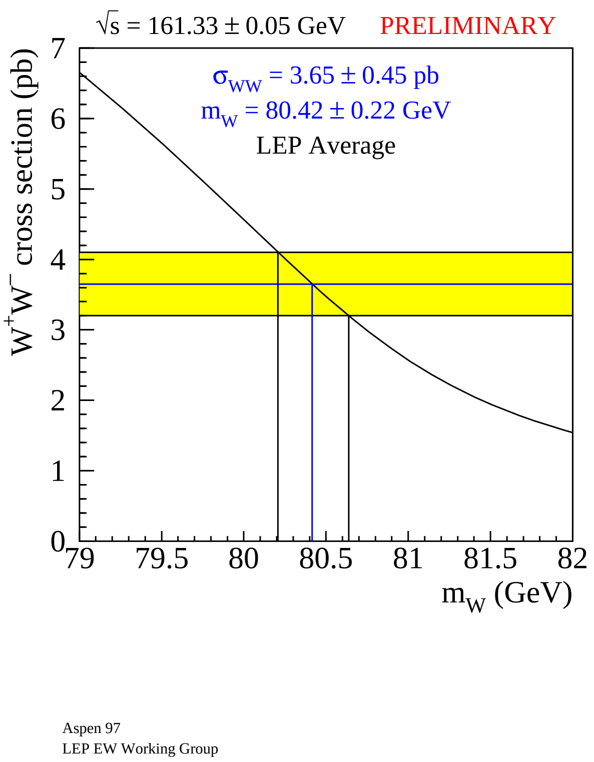


FIG. 2.7 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *à partir de la mesure de la section efficace au seuil à LEP2 [72].*

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Les données analysées dans cette thèse sont fournies par le détecteur ALEPH, une des quatre expériences étudiant les collisions e^+e^- créées par le LEP au CERN (Laboratoire Européen pour la Physique des Particules).

Les principaux points qui vont influer sur la mesure de la masse du boson W sont:

- la connaissance de l'énergie des faisceaux du LEP
- la résolution sur l'énergie ainsi que sur l'impulsion des particules
- la capacité à identifier les particules
- la capacité à simuler la réponse du détecteur

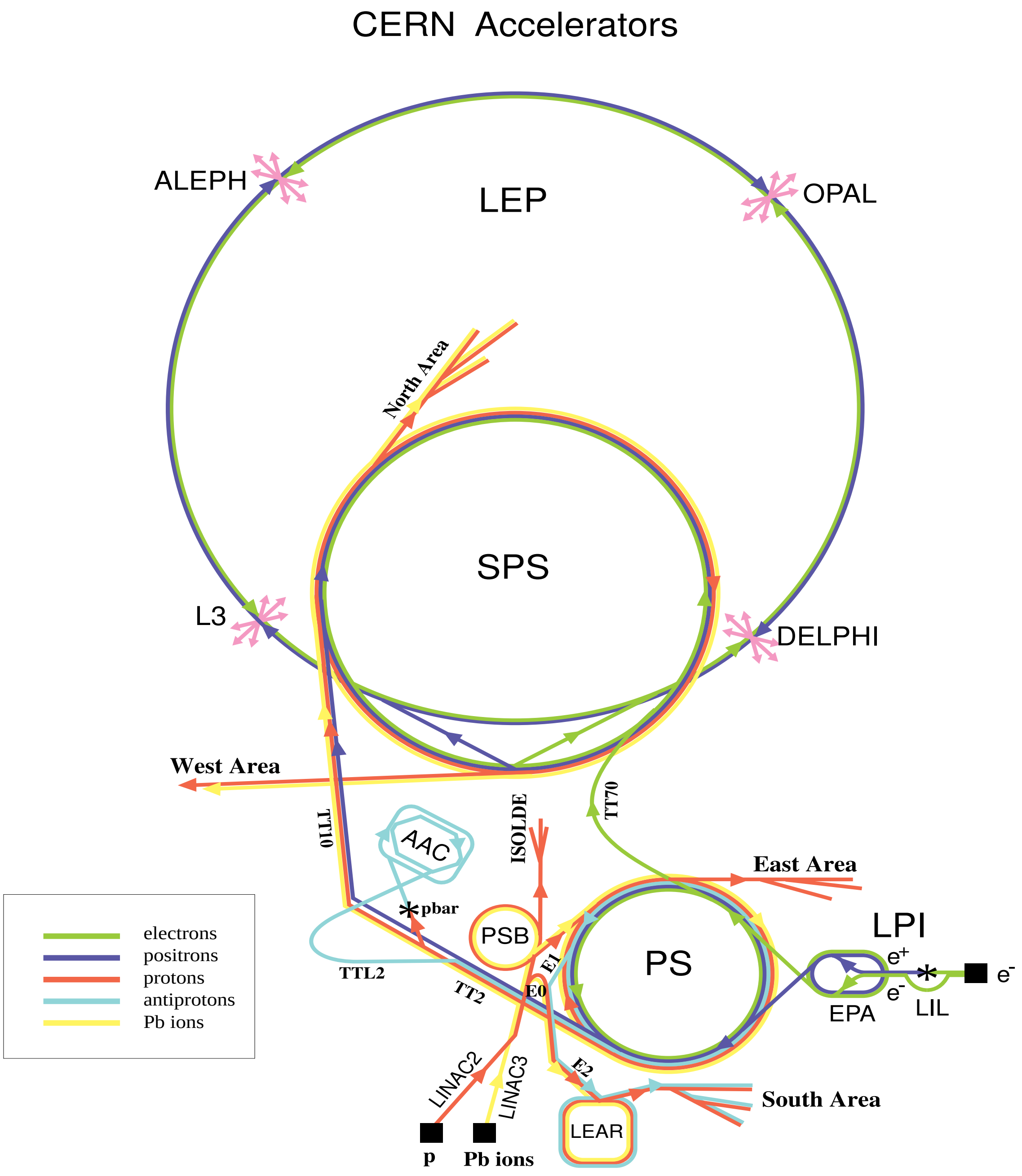
3.1 Le collisionneur LEP

Le LEP (Large Electron Positron) est un collisionneur circulaire e^+e^-. L'accélérateur est plus exactement de formé octogonale. Il est formé par une alternance de segments linéaires contenant les cavités accélératrices, et de segments circulaires de rayon de courbure égale à 3,3km contenant les aimants chargés de courber le faisceau. C'est le plus grand collisionneur au monde: sa circonférence est de 27km alors qu'il est enfouit à une profondeur variant de 45m à 170m. La première phase du LEP, dite LEP1, a permis de prendre des données à l'énergie du Z. Elle a duré sept ans. Ce grand volume de données est utilisé pour l'étude de certains phénomènes influant sur la mesure de la masse du boson W. La seconde phase, dite LEP2, se caractérise par une énergie de faisceau suffisante pour la création de paires de W. Une large gamme d'énergie a été explorée, allant de 161 GeV (où les premières paires de W ont été observées) à 209 GeV.

3.1.1 Le collisionneur

L'énergie perdue en rayonnement synchrotron par une particule soumise à une trajectoire courbe est proportionnelle à $\frac{E^4}{m^4\rho}$ où E est l'énergie de la particule, m sa masse et ρ le rayon de courbure, ce qui justifie la grande taille du collisionneur. Un électron de 100GeV perdra 3GeV par tour qui devront être compensés.

Sur la figure 3.1 on peut suivre les différentes étapes de la formation du faisceau au LEP ainsi que le système d'injection. Des électrons sont créés puis accélérés dans un accélérateur linéaire nommé `LINAC`. Une partie est convertie en positrons par diffusion sur une cible de tungstène avant d'être à nouveau accélérée pour aboutir dans un accumulateur: l'`EPA`. Le



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

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

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

FIG. 3.1 – *Structure du collisionneur LEP*

faisceau de leptons est injecté dans le synchrotron PS (Proton Synchrotron) pour atteindre une énergie de (XX)GeV. Du PS le faisceau est transféré au SPS (Super Proton Synchrotron) avant d'être injecté avec une énergie de (XX)GeV dans le LEP qui l'amènera à l'énergie finale grâce à des cavités accélératrices groupées par huit. Chaque cavité crée dans son enceinte un champ électrique de 6 à 7 MV/m. Les faisceaux collisionnent en quatre points, nommés points d'interaction (PI) où sont implantés quatre détecteurs dont ALEPH.

Le nombre instantané d'événements observés, résultant d'un processus de section efficace σ est donné par

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L$$

où L est la luminosité, elle dépend de tout le dispositif expérimental et est donnée à LEP par

$$L = \frac{N_e N_p k f}{\pi \sigma_x \sigma_y}$$

$N_{e,p}$ est le nombre d'électrons ou de positrons par paquet, f la fréquence de révolution, k est le nombre de paquets qui collisionnent par unité de temps et $\sigma_{x,y}$ sont les dimensions transverses du faisceau. La durée de vie d'un électron dans le faisceau est de 8 minutes, la luminosité décroît donc avec le temps.

La mesure de la luminosité grâce aux luminomètres d'ALEPH est décrite au paragraphe 3.5 ; les valeurs des luminosités intégrées $\int Ldt$ à différentes énergies sont données dans la table 3.1. C'est en 1996 que le seuil de production des paires de W a été atteint. En 2000, le LEP atteint l'énergie record de 209 GeV.

$<\sqrt{s}>$ (GeV)	172	183	189	192	196	200	202	204	208
$\int Ldt(pb^{-}1)$	10.6	56.8	174.2	28.9	79.9	86.3	41.9	71.6	75.4
Total	694								

TAB. 3.1 – *Luminosités intégrées en fonction de l'énergie dans le centre de masse* $\sqrt{s}$.

3.1.2 Mesure de l'énergie

L'énergie du faisceau du LEP constituera une référence pour la mesure de la masse du boson W. Sa valeur sera utilisée pour les simulations Monte Carlo et imposée comme contrainte cinématique lors des analyses d'où l'importance de bien maîtriser cette mesure dont l'incertitude induit une erreur systématique directe sur la masse mesurée du W et que l'on exprime par $\frac{\Delta M_W}{M_W} \simeq \frac{\Delta E_{LEP}}{E_{LEP}}$.

A ELP1, l'énergie était mesurée par la méthode dite de dépolarisation résonnante [32, 33]. On y mesure la fréquence de précession des spins des particules accélérées qui est proportionnelle à l'énergie. Cette méthode a permis de mesurer l'énergie de faisceau à 1 MeV près mais elle perd son efficacité pour des énergies supérieures à $\simeq$ 50 GeV et n'est plus utilisable à LEP2.

Si on considère un électron suivant une trajectoire circulaire baignant dans un champs uniforme B, ce qui est, au premier ordre, le cas des électrons de faisceau du LEP, son énergie s'écrit:

$$E \simeq P = eBR = \frac{e}{2\pi} BL$$

Avec L=27km. Si on prend en compte la valeur exacte du champ magnétique sur l'anneau:

$$E = \frac{e}{2\pi} \oint_{LEP} B.dl$$

Il en résulte que la fréquence est proportionnelle au champ $\oint_{LEP} B.dl$. Par la mesure précise du champ magnétique à basse énergie des cavités du LEP à LEP1 et des mesures de l'énergie déduite de la frquence ν on extrapole la dépendance de l'énergie en $\int_{LEP} B.dl$. Le champ magnétique est mesuré grâce à des sondes NMR calibrés aux basses énergies et avec des boucles de flux. L'incertitude sur l'extrapolation domine l'incertitude sur l'énergie de faisceau à LEP2 [34].

Des corrections dépendant du temps ont été nécessaires afin de corriger des effets observés, dus à des phénomènes peu classiques tels que les courants de fuite liés au passage de TGV ou la déformation de l'ensemble des anneaux du LEP sous l'effet accompagnant les marées terrestres.

D'autres mesures sont effectuées de façon indirecte en reconstruisant la masse du boson Z qui est connue avec une précision de 2 MeV/c^2 depuis LEP1.

$\sqrt{s}$(GeV)	172	183	189	192	196	200	202	205	207
ΔE(MeV)	30	25	20	21	21	21	21	25	25

TAB. 3.2 – *Résolution sur l'énergie du LEP en fonction de* $\sqrt{s}$

3.2 ALEPH

ALEPH (Apparatus for LEp PHysics) est un détecteur de particules conçu pour étudier une large gamme de processus physiques. Il se compose d'un ensemble de sous détecteurs qui fournissent un maximum de mesures sur toutes les particules créées à LEP (excepté les neutrinos) dans le cadre du modèle standard, tout en restant sensible à une éventuelle nouvelle physique.

On distingue trois fonctions principales :

- Mesure de l'impulsion des particules chargées avec une excellente précision et la mesure de l'énergie des particules (chargées et neutres)
- Identification des leptons
- Identification des particules à petit temps de vie et reconstruction de leur longueur de parcours

Les divers sous-détecteurs d'ALEPH forment un ensemble hermétique couvrant près de 3.9π d'angle solide. Ils sont répartis en couches autour du point d'interaction. Les mesures effectuées le plus près du point d'interaction sont non-destructrices, en ce sens que leur influence sur les particules les traversant est minime, ce sont les reconstructions de traces. Elles concernent les particules chargées uniquement et s'effectuent via des détecteurs gazeux ou au Silicium. Viennent ensuite les mesures d'énergie qui font appel à différents calorimètres qui assurent l'herméticité du détecteur. ALEPH se singularise par une bonne granularité. Les sous-détecteurs d'ALEPH sont listés sur la figure 3.2 et décrits plus bas.

- (a) VDET: le détecteur de vertex fournit une mesure très précise de la trajectoire des particules chargées au voisinage du PI
- (b) ITC : Inner Tracking Chamber, elle permet une reconstruction rapide des particules chargées
- (c) TPC : Time Projection Chamber, elle permet de reconstruire de longues trajectoires de particules chargées, courbées sous l'effet du champ magnétique de 1.5 T
- (e) Aimant: Son fort champ magnétique courbe les trajectoires des particules chargées
- (d) ECAL : Calorimètre Electromagnétique. Il est essentiellement dédié à la détecttion des électrons et photons.
- (f) HCAL : Calorimètre Hadronique. Mesure l'énergie des particules neutres hadroniques en complément du ECAL et contribue à l'identification des muons.
- (g) Chambres à muons : Ces détecteurs servent à identifier les muons.
- Luminomètre: SiCAL, LCAL et BCAL . Ils servent à mesurer la luminosité et complètent le ECAL à bas angle.

Par ailleur, la bonne herméticité du détecteur permet de mesurer l'énergie-impulsion des neutrinos (par exemple le neutrino du canal semileptonique $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$).

On définit un système de coordonnées cartésien du détecteur comme illustré sur la figure 3.3. L'axe z correspond à la direction du faisceau, du même sens que le faisceau d'électrons. L'axe y est à 8.587 mrad du zénith.

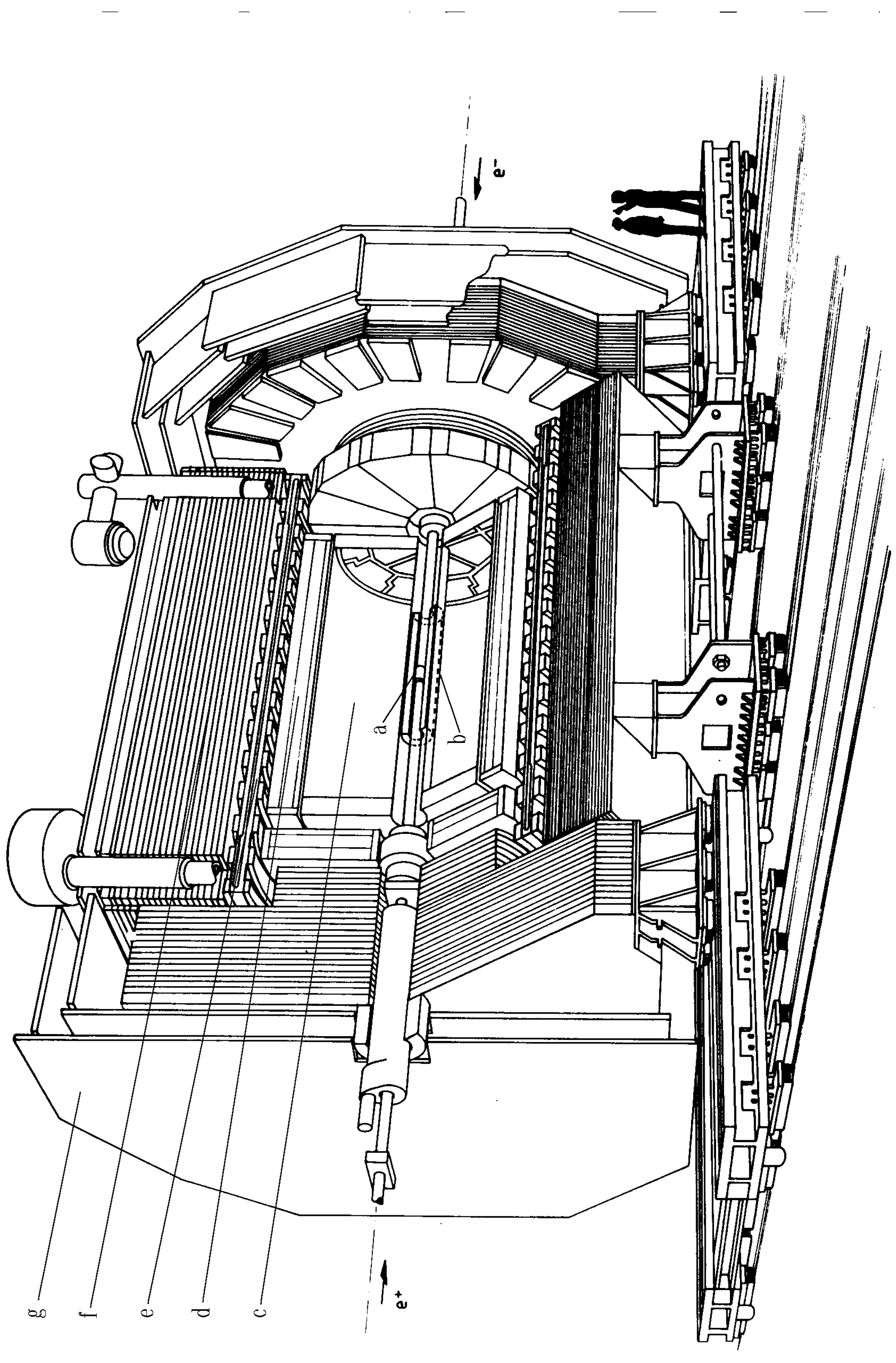


FIG. 3.2 – *Coupe du détecteur ALEPH. On y distingue les differents sous-detecteurs citées précédemment*

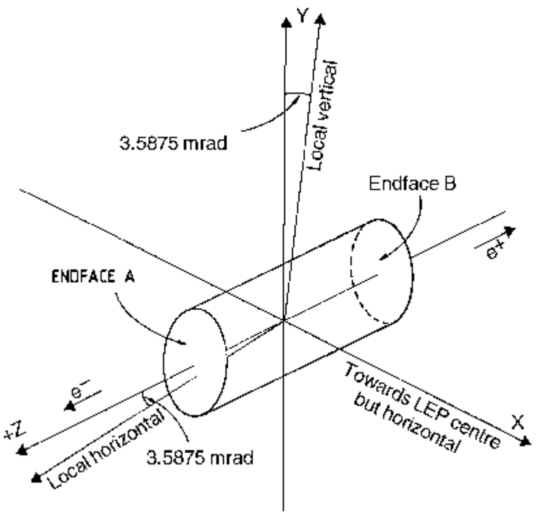


FIG. 3.3 – *Système de coordonnées du détecteur*

3.3 Détection des particules chargées

La détection des particules chargées repose sur le phénomène d'ionisation. Le principe est de collecter les charges créées par l'interaction de ces particules avec la matière et de les amplifier en un signal ou plus précisément en une impulsion de tension. On distingue les détecteurs gazeux des détecteurs solides.

Le détecteur gazeux, comme son nom l'indique, se compose d'un gaz qui s'ionisera au passage d'une particule chargée. Il est soumis à un champ électrique qui provoquera la migration des ions et électrons de la trace. Avec un champ suffisamment fort, les électrons acquerront une énergie pouvant provoquer de nouvelles ionisations. Cette avalanche de charges fournit un signal macroscopique qui, avec une intensité de champ adéquate, sera proportionnel à la charge initiale.

Grâce à un réseau de fils (anodes), la chambre à fils fournit une mesure précise des positions. Dans le cas de l'ITC d'ALEPH, par exemple, c'est un autre réseau de fils qui assure la fonction de cathode. Le temps de dérive peut également être exploité afin de mesurer les positions.

Les photons, étant susceptibles d'ioniser un gaz, peuvent être vus par un tel détecteur. Néanmoins, à haute énergie et compte tenu de la densité des gaz employés, la probabilité à ce qu'un γ soit absorbé ou qu'il interagisse par diffusion Compton est faible. Par ailleurs, lors de la reconstruction des traces un nombre minimal d'impacts est imposé permettant d'éliminer ces interactions.

Les détecteurs solides, tel le détecteur de vertex, sont constitués de jonctions `pn` et se caractérisent par une excellente résolution en position.

3.3.1 Détecteur de micro-vertex - VDET

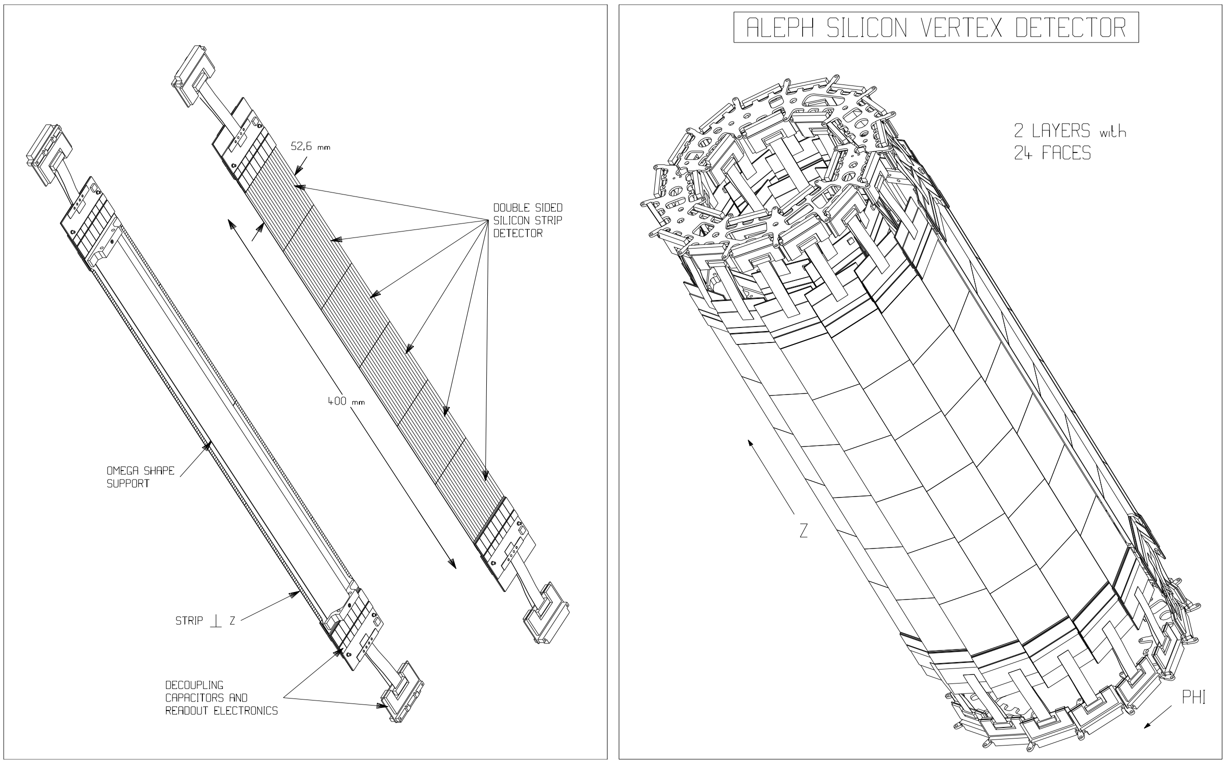


FIG. 3.4 – *Le détecteur de Vertex VDET II et une vue détaillée d'une plaque de silicium*

Le détecteur de Vertex permet une mesure de haute précision de la trajectoire des particules chargées au voisinage du point d'interaction. De part sa résolution spatiale on peut repérer et déterminer la position de vertex secondaires correspondant à la désintégration de particules à temps de vie long dont la longueur de parcours est de l'ordre de 100 μm.

VDET II est constitué de deux couches de rubans de silicium à double face assemblées en cylindres de rayons xx cm et xx cm. Chaque couche comporte des rainures. Pour la première couche, elles sont orientées selon l'axe z, elles permettent de mesurer la position en ϕ. Pour la seconde, elles sont orthogonales aux premières. Elles mesurent la position des impacts selon l'axe z.

Les performances du VDET sont évaluées en terme de gain, de rapport signal sur bruit, d'efficacité et de résolution spatiale. L'efficacité, définie comme étant la capacité à voir une particule chargée la traversant, est de 99%. La résolution spatiale dépend de la bonne connaissance de la position ou de l'alignement du VDET. A cette fin une première mesure des positions relatives des plaques est effectuée, de chaque face, avec une précision de $\pm 5\,\mu$m. Les procédures d'alignement respecteront ces positions relatives. Pour détecter toute rotation ou éventuelles distorsions une procédure d'alignement est effectuée grâce aux désintégrations de Z^0. L'angle radial de chaque plaque est déterminé en utilisant les traces traversant les zones de recouvrement. Ces traces seront définies par trois impacts tandis qu'une mesure précise de la trajectoire, fournie par les autres détecteurs de traces, est prise comme référence. Les événements hadroniques, caractérisés par un grand nombre de traces provenant du vertex primaire, permettent de contraindre la forme du détecteur.
Les performances du VDET sont résumées dans la table 3.3.

	$r\phi$	z
Résolution	$15\,\mu$m	$10\,\mu$m
Signal / bruit	18	31
Dimension	52.6mm $\times$64.4mm	

TAB. 3.3 – *Performances du VDET*

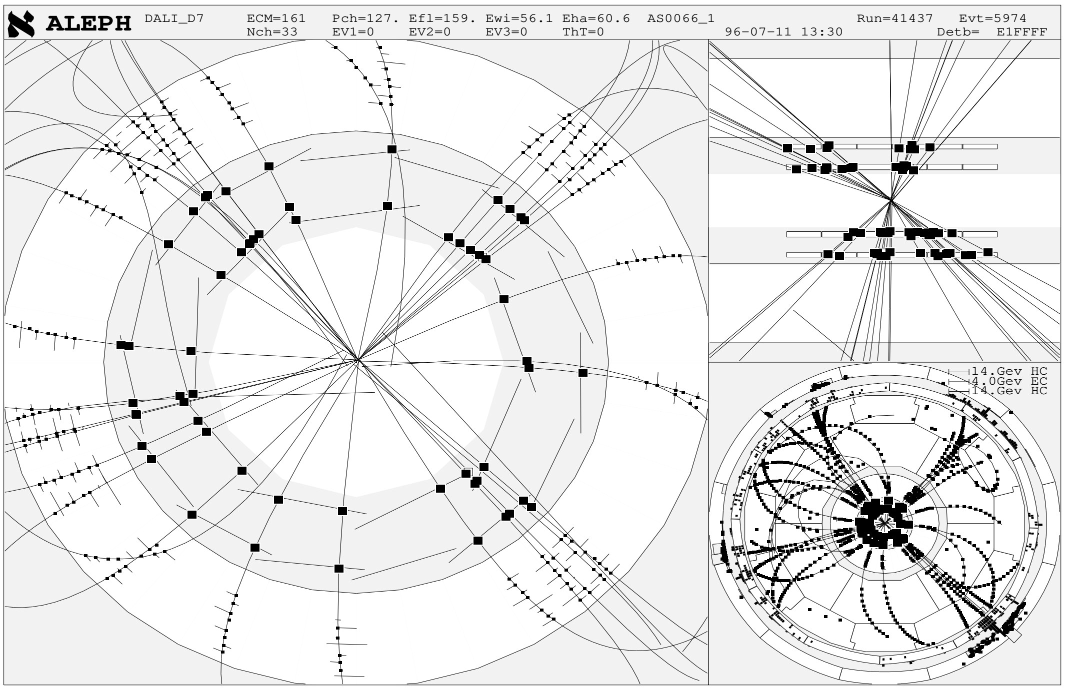


FIG. 3.5 – *Désintégration d'une paire de W vue par le VDET*

3.3.2 Chambre à traces interne - ITC

L'ITC fournit la seule information sur les traces qui soit utilisable par le système de déclenchement de niveau 1, fonction qui se justifie par son temps de réponse rapide. La chambre à dérive d'ALEPH est longue de 2m tandis que ses rayons, interne et externe, sont de 12.8 et 28.8 cm. Elle comporte 960 fils, répartis en 8 couches parallèles au faisceau, la première et la dernière ont pour positions radiales 160 et 260 mm, baignant dans un mélange $ArCO_2$ (80% et 20% respectivement).

Les particules chargées dont la trajectoire est telles que $|cos\theta| < 0.97$ traversent toutes les strates de la chambre. Elle peut, pour ces particules, détecter jusqu'à huit points. Leurs coordonnées en $r\phi$ sont obtenues en mesurant le temps de dérive tandis que le temps mis par le signal à atteindre les extrémités opposées du fil concerné donne la position en z. Les fils sensibles (anodes) sont portés à une tension positive comprise entre 1.8 et 2.5kV selon la composition du gaz, tandis qu'un autre réseau de fils (cathodes) est lié à la masse. L'ITC est également dotée de fils dédiés à la calibration. La répartition de ces réseaux est illustrée sur la figure3.6.

Les résolutions obtenues sont données dans la table 3.4.

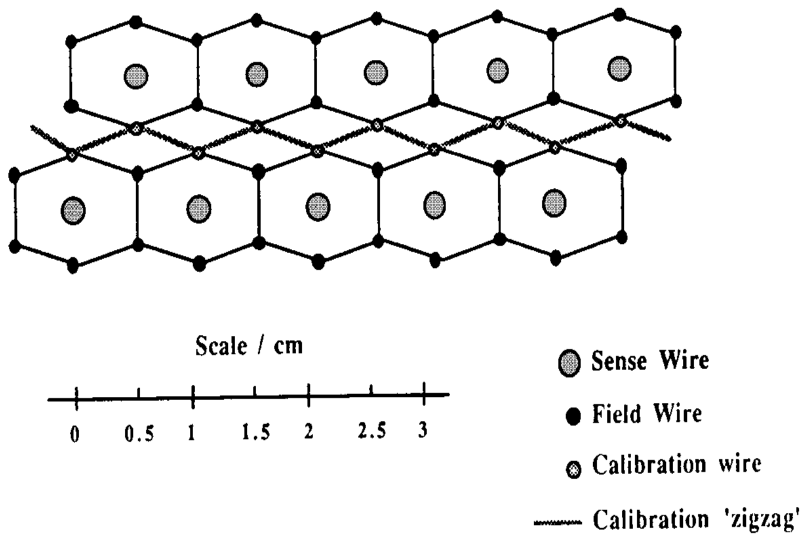


FIG. 3.6 – *Le réseau de fils de l'ITC*

	$r\phi$	z
Résolution	$150\,\mu$m	7 cm
Temps de réponse	500 nsec	2 μs

TAB. 3.4 – *Performances de l'ITC*

3.3.3 Chambre à projection temporelle - TPC

La TPC est une vaste chambre à dérive permettant une mesure précise de l'impulsion des particules chargées par la reconstruction de leurs trajectoires, plus précisément de leurs rayons de courbure sous l'effet du champ magnétique. D'autre part, la mesure de l'énergie dissipée par unité de longueur offre un puissant pouvoir d'identification des électrons. La TPC participe également au système de déclenchement de niveau 2.

Elle est de forme cylindrique, longue de 4,7m, ses rayons, interne et externe, sont de 0,31 et 1,8 m. Elle est séparée en deux parties par une membrane sous tension, comme on peut le voir sur la figure 3.7, qui crée un champ de 15 kV parallèle à l'axe z.

Les électrons issus de l'ionisation sont collectés à l'une des extrémités de la chambre où se trouvent des chambres à fils. Il y en a 18 sur chacune des deux parties latérales. Elles ont pour fonction de mesurer la position et le temps de dérive des électrons. Les chambres sont conçues et disposées en 'zigzag' afin de minimiser l'impact des zones aveugles de la TPC sur la reconstruction des trajectoires de particules. La TPC mesure 21 points pour une trace la traversant sur toute sa largeur. La position en $r\phi$ (plan xy) est directement donnée par les chambres à fils tandis que la position en z est déduite du temps de dérive. Les resolutions respectives sur ces deux mesures sont $173\,\mu$m et $740\,\mu$m.

La TPC contient une mixture d'Argon (91%) et de méthane (9%), choisie pour ses bonnes performances en terme de temps de migration des charges et parce qu'elle favorise une migration des électrons de facon parallèle aux lignes de champ en limitant la diffusion transverse (dans le plan x,y), ceci ayant pour conséquence l'obtention d'une bonne résolution sur la position en $r\phi$.

La TPC (ainsi que l'ensemble des détecteurs de traces) est soumise à un puissant champ magnétique de 1.5T parallèle à l'axe z. Les particules chargées y suivent une trajectoire

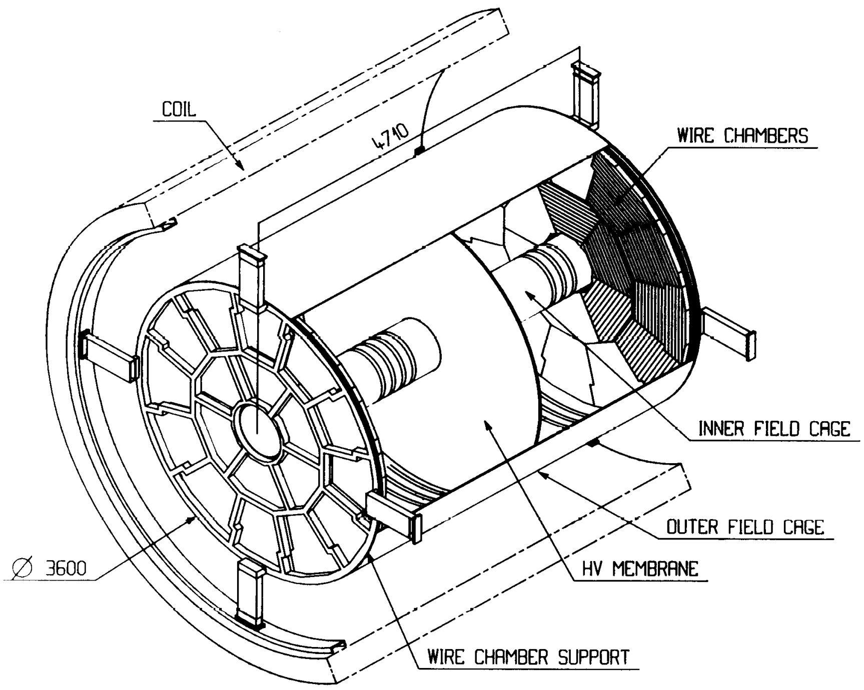


FIG. 3.7 – *Schéma la chambre à projection temporelle TPC*

hélicoidale dont la projection selon z donne un arc de cercle. Le rayon de courbure de ce dernier permet de mesurer l'impulsion transverse au champ magnétique (donc à z) tel que détaillé au paragraphe 3.7.1. C'est la mesure des coordonnées en z qui permet de mesurer la composante longitudinale de l'impulsion. La résolution obtenue sur les traces reconstruites par la seule TPC est donnée par :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 1.2 \times 10^{-3} \times P \,(\mathrm{GeV/c})$$

La TPC permet également d'identifier des particules car elle peut mesurer la perte d'énergie, par ionisation, par unité de longueur, dénotée I par la suite. Ce pouvoir discriminant est efficace pour identifier des électrons et est également utilisable pour séparer les pions des kaons ou encore des protons relativistes.

L'erreur relative sur la mesure de $I = \frac{dE}{dx}$, d'une trace ayant N points reconstruits dans la TPC est proportionnelle à

$$\frac{\sigma_I}{I} \simeq \frac{1}{N^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{I^{P2}}$$

Le paramètre $P2$ est mesuré comme égal à 0,4. Pour un électron, une résolution optimale de 4,5% est obtenue si la TPC est traversée sur toute sa largeur avec un angle $\theta = 45^0$.

La valeur moyenne $< \frac{dE}{dx} >$ ne dépend que de la vitesse de la particule. La forme exacte de cette dépendance est déterminée à partir des données. L'impulsion p étant mesurée, la discrimination se fait par la mesure d'une différence de masse. Sur la figure 3.8 on voit $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion pour différentes particules. La dépendance de $\frac{dE}{dx}$ en p est ajustée par une fonction de Bethe-Bloch modifiée afin de déterminer ses paramètres.

On estime le pouvoir de séparation en terme d'écart standard sur la valeur moyenne $< \frac{dE}{dx} >$. La séparation $e - \pi$ est d'environ 3σ pour une impulsion de l'ordre de 10 GeV/c et plus à faible

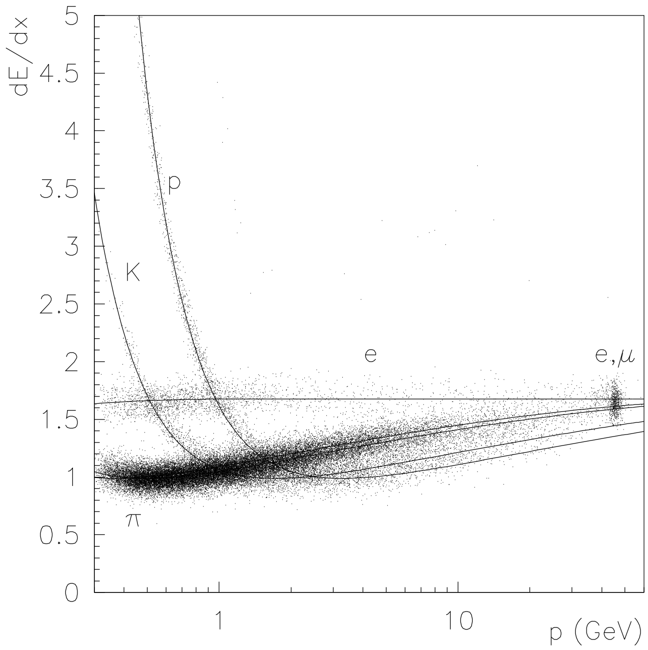


FIG. 3.8 – *Perte d'énergie par unité de longueur en fonction de l'impulsion pour des e, μ, π, K et p provenant de désintégrations hadroniques de Z^0. Les valeurs sont ajustées par des fonctions Bethe-Bloch.*

énergie (voir figure 3.9). Pour la séparation $K - \pi$ on obtient 2σ et uniquement 1σ pour $K - p$. Pour ces deux derniers cas, on ne dispose pas d'une identification formelle mais uniquement d'un outil "statistique".

Dans le paragraphe 3.7.2 on verra comment s'insère cette mesure dans l'outil standard d'identification d'ALEPH.

Les trois détecteurs de traces prouvent leur efficacité pour reconstruire la trajectoire des particules chargées, ils restent néanmoins incapables d'effectuer une mesure exploitable sur particules neutres. Le dispositif de reconstruction de trace est complété par des calorimètres permettant de mesurer l'énergie des particules quelles que soient leur charge tout en offrant un pouvoir d'identification supplémentaire.

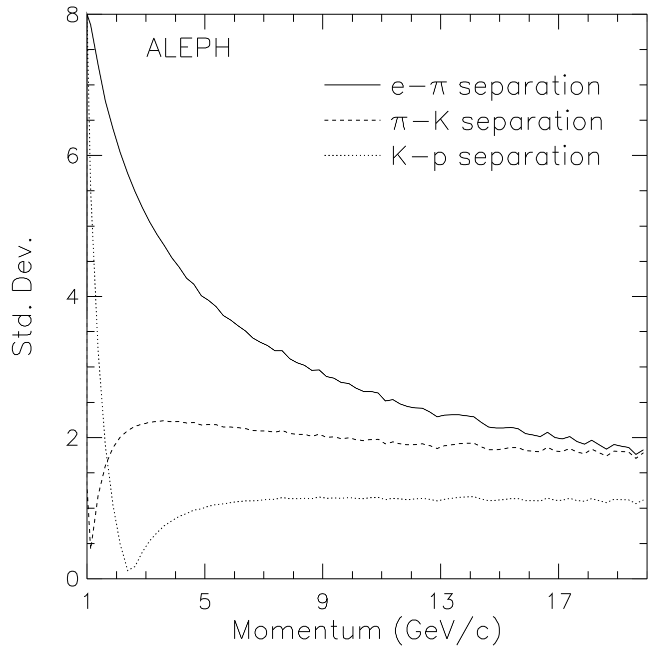


FIG. 3.9 – *Capacité de séparation $e - \pi - K - p$ en écarts standards dans ALEPH*

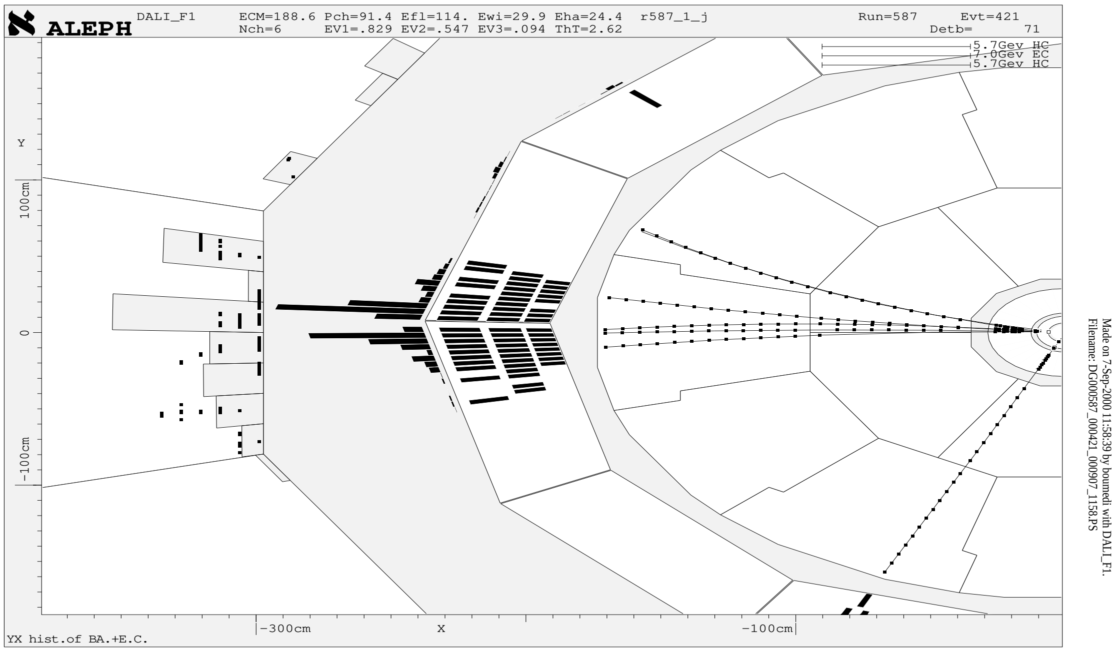


FIG. 3.10 – *Désintégration d'une paire de W en $e^-\bar{\nu}_e$ et $\nu_\tau\tau^+(\rightarrow 5\pi^\pm)$. On distingue bien la contribution de chaque sous détecteur.*

3.4 Détecteurs Calorimétriques

Les calorimètres sont constitués d'un milieu solide suffisamment dense pour arrêter des particules et collecter leur énergie. Le choix du matériau et de son épaisseur dépend de la nature des particules à détecter ainsi que de leur énergie. Toutes les particules à temps de vie long créées à LEP sont détectées par des calorimètres exceptés les neutrinos qui n'interagissent que par interaction faible et des muons qui sont partiellement détectés mais non stoppés en raison de leur forte masse et de ce qu'ils n'interagissent que par interaction électromagnétique ou faible.

Lors de l'interaction d'électrons de haute énergie avec la matière, ce sont des interactions inélastiques avec les noyaux du milieu qui provoquent la déviation des particules incidentes. Ces déviations s'accompagnent de rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Les photons ainsi créés peuvent se convertir en paires e^+e^- qui à leur tour sont susceptibles de donner lieu au même processus. C'est donc une cascade d'électrons et de photons qui est détectée. Un photon interagira de la même manière dans un calorimètre en créant une première paire e^+e^-.

La perte d'énergie d'une particule chargée par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$ due au rayonnement de freinage est proportionnel à $\frac{Z^2}{m^2}$ où Z est le numéro atomique des atomes du milieu et m la masse de la particule. On conçoit alors que le phénomène ne joue pas le même rôle pour des électrons que pour des muons étant donnée la différence de masse entre ces deux leptons. On définit la longueur de radiation X_0 d'un matériau comme étant la longueur pouvant réduire l'énergie d'un électron d'un facteur e. Pour un milieu de densité ρ dont les atomes ont pour masse atomique A on a :

$$X_0 \simeq \frac{180A}{\rho Z^2}$$

Pour des hadrons les interactions fortes avec les noyaux prédominent et sont responsables de la formation de gerbes hadroniques constituées essentiellement de pions, neutrons, protons et photons. Ces derniers proviennent en majorité du processus $\pi^0 \to \gamma\gamma$ induisant une composante électromagnétique à la gerbe hadronique.

Pour les hadrons on définit une longueur d'interaction nucléaire λ comme égale à la distance moyenne entre deux interactions avec les noyaux du milieu. Pour un milieu donné :

$$\lambda \simeq \frac{35A^{\frac{1}{3}}}{\rho}$$

L'énergie du hadron peut être mesurée par la mesure de l'énergie d'ionisation qui lui est proportionnelle. La résolution obtenue peut être qualifiée de mauvaise relativement à un calorimètre électromagnétique étant données les fluctuations que connaissent les gerbes hadroniques, aussi bien en terme de profil que de spectre de particules.

On voit au chapitre 10 qu'à la difficulté de reconstruire ces gerbes, électronmagnétique et hadroniques, se superpose la difficulté de les simuler, ce qui rend l'analyse de la composante neutre des événements un peu plus délicate.

3.4.1 Le calorimètre électromagnétique - ECAL

Le Calorimètre Electromagnétique d'ALEPH est conçu pour détecter et mesurer l'énergie ainsi que la position des électrons ou encore des photons ($\pi^0 \to \gamma\gamma$ inclus). Il est constitué d'un tonneau entourant la TPC (voir figure 3.11) est de deux bouchons fermant les parties latérales. Ils sont divisés en modules couvrant 30 degrés en ϕ :

– 12 modules de 10,4 tonnes et 12288 canaux pour le tonneau
– 2×12 modules de 2.6 tonnes et 3072 canaux pour les bouchons

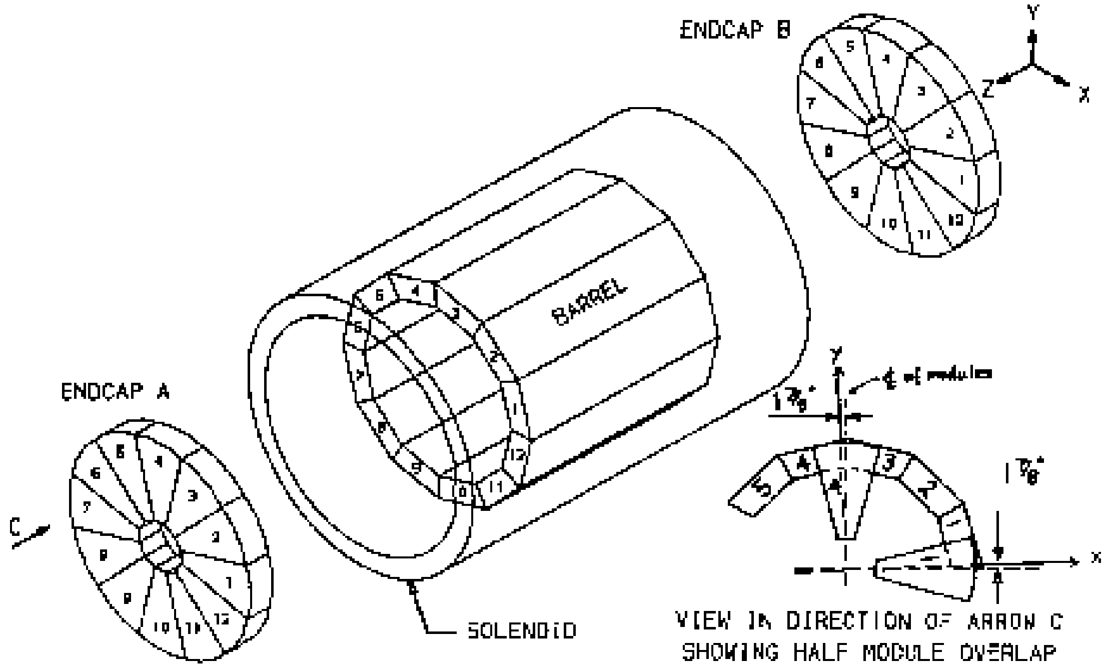


FIG. 3.11 – *Le Calorimètre électromagnétique ECAL*

Le ECAL est fait de plaques de plomb et de chambres à fils fonctionnant en régime proportionnel. Son épaisseur qui est de 22 longueurs de radiation peut contenir la gerbe électromagnétique d'un électron de 45GeV. Il est divisé en cellules dont la taille est de $3 \times 3cm^2$ regroupées en tours pointant sur le point d'interaction. La composition d'une cellule est détaillée sur la figure 3.12. En profondeur, les tours sont divisées en trois parties correspondant à 4, 9 et 9 longueurs de radiation.

Le ECAL d'ALEPH est d'une grande granularité : en tout, 73 728 tours sur $3{,}9\pi sr$ et d'une bonne herméticité : seulement 2% de zones aveugles dans le tonneau et 6% dans les bouchons.

Les performances du ECAL en terme de résolution sur l'énergie peuvent être déduites de la figure 3.14 et s'expriment en fonction de l'énergie de la sorte:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} + 0.009$$

La granularité du ECAL lui assure la résolution angulaire suivante :

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_\theta}{sin\theta} = (0.25 + \frac{2.5}{\sqrt{E}})\,\mathrm{mrad}$$

La dépendance de la résolution en angle θ est illustrée par la figure 3.14

On distingue deux zones où la résolution est dégradée :

– les petits angles : zones proches du tube à vide

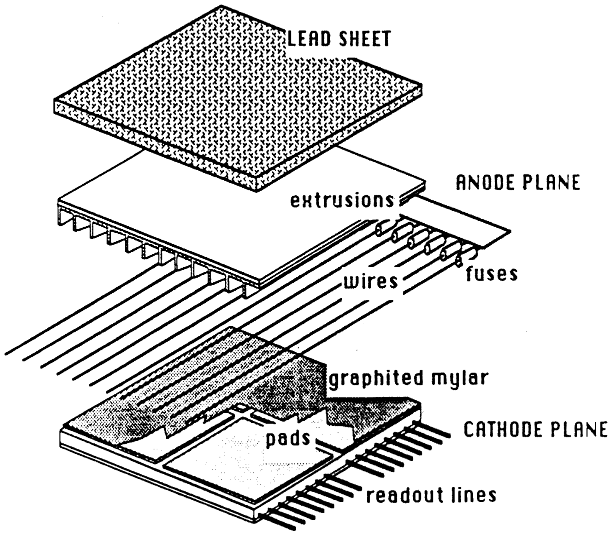


FIG. 3.12 – *Vue détaillée d'une cellule du ECAL.*

– les zones de recouvrement tonneau–bouchons latéraux.

La structure du ECAL et plus précisement l'épaisseur qu'il offre en termes de longueur de radiation (représentée sur la figure 3.13) en est la principale raison.

Le ECAL offre de multiples possibilités d'identification:

– Pour les électrons: a granularité permet de reconstruire le profil des dépôts, caractérisant certaines particules et particulièrement les électrons

– Pour les pions neutres: cette même granularité permet de séparer les gerbes des deux γ provenant des désintégrations de π^0 jusqu'à une énergie de 16 GeV

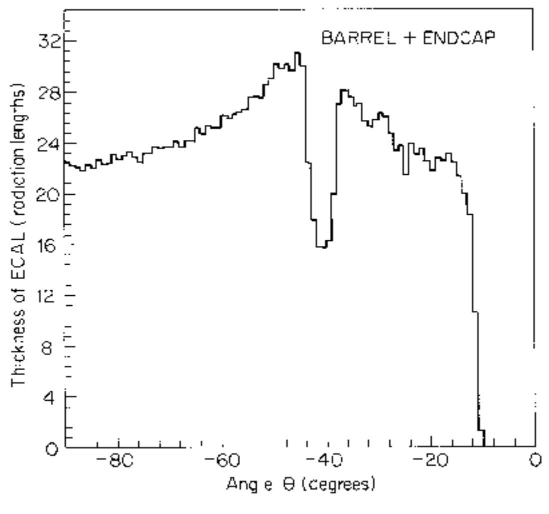


FIG. 3.13 – *Epaisseur du ECAL, en longueur de radiation, vue par le centre d'ALEPH en fonction de l'angle θ. Cette structure aura un impact direct sur la résolution des mesures du ECAL qui se propagera à la résolution en énergie des jet*

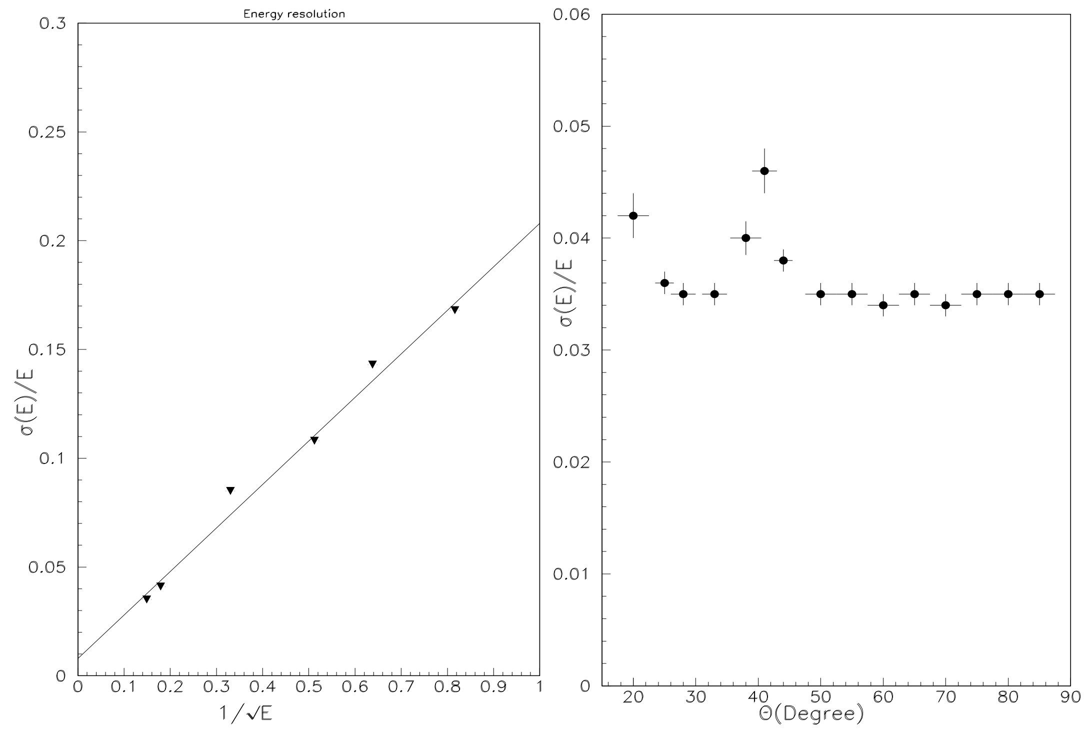


FIG. 3.14 – *Erreur relative sur l'énergie mesurée par le ECAL en fonction de* $\frac{1}{\sqrt{E}}$ *et de l'angle* θ*. Cette étude est effectuée avec des événements* $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$

3.4.2 Le calorimètre Hadronique - HCAL

Le HCAL a pour fonction de mesurer, avec le ECAL, l'énergie des hadrons, de contribuer à l'identification des muons, il permet un retour du champ de la bobine supraconductrice et enfin il est le support d'ALEPH.

Comme on peut le voir sur la figure 3.15 le HCAL entoure la bobine supraconductrice. Son épaisseur est de 7,16 longueurs d'interaction. Il est constitué de 32 couches de fer et de chambres à fils. Celles-ci contiennent une mixture d'Argon (13%) de dioxide de carbone (57%) et de propane (30%). Avec une tension de 4250V, elles opèrent en régime saturé. Le signal donne le nombre de charge qui est proportionnel à l'énergie du hadron incident. La résolution sur l'énergie mesurée par le HCAL est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/GeV}}$$

Le HCAL permet une première identification des muons grâce à la possibilité qu'il offre de reconstruire le profil des dépôts. Les muons, très pénétrants, ne laissent qu'une trace d'ionisation. Il forme également un filtre ne laissant passer que les muons.

3.4.3 Chambres à muons

L'identification des muons est complétée par un ensemble de chambres entourant le HCAL. Elles ne mesurent que la position des muons dans le plan xy. Ces chambres sont constituées de deux plans équipés de chambres à fils. La résolution sur la position est de 3.5mm et de 15mrad sur l'angle.

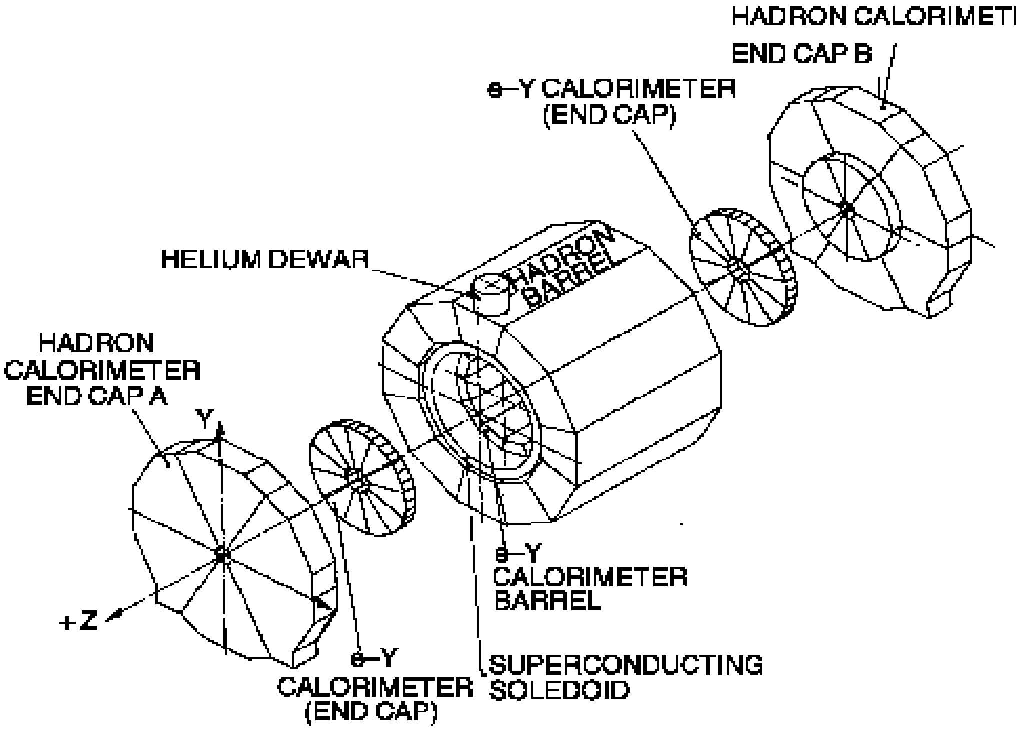


FIG. 3.15 – *Le calorimètre HCAL*

3.5 Luminomètres

Pour les analyses, la luminosité sert à prédire le nombre d'événements observés dans les données et à évaluer la sensibilité statistique attendue.

La luminosité lie le nombre d'événements observé à la section efficace. Le processus de diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$) étant bien modélisé en QED et expérimentalement facile à détecter sera utilisé afin de déterminer la luminosité.

La section efficace de cette diffusion, à bas angle, est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{16(\hbar c\alpha)^2}{s}(\frac{1}{\theta^4})$$

Elle est importante aux petits angles. Les détecteurs de luminosité seront alors placés le plus près du faisceau. La section efficace intégrée sur l'angle d'acceptance d'un détecteur est :

$$\sigma^{det} = \frac{1040nb}{s(\,\mathrm{GeV}^2)}(\frac{1}{\theta^2_{min}} - \frac{1}{\theta^2_{max}})$$

Dans ALEPH, trois détecteurs mesurent la luminosité: LCAL, SiCAL et BCAL. Placés de chaque côté du point d'interaction, ils mesurent les électrons diffusés en coïncidence des événements Bhabha.

3.5.1 SICAL

Le SiCAL est constitué de deux modules cylindriques homogènes entourant le tube à vide situés de part et d'autre du point d'interaction. En tout, 12 couches de tungstène s'alternent

	$r\phi$	z
Résolution	$150\,\mu$m	7 cm
Temps de réponse	500 ns	$2\,\mu$s

TAB. 3.5 – *Performances du SiCAL*

avec des couches de silicium. L'angle d'acceptance azimutal va de 24mrad à 58mrad. Les performances du SiCAL sont données dans la table 3.5.

Une précision de $1\%/\sigma$ implique que la position radiale soit contrôlée à $30\,\mu$m prés.

Une autre source d'erreur provient de ce que le SiCAL, comme tout calorimètre électromagnétique, ne différencie pas les e^- des e^+ ou des γ ce qui le rend sensible au bruit lié au faisceau ainsi qu'aux événements $e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$ bien que la section efficace de ce processus soit plus petite (de l'ordre de 0.016%) que celle des événements Bhabha.

La luminosité est déterminée à partir d'événements sélectionnés. Le taux de bruit de fond est évalué avec des simulations pour être soustrait au nombre d'événements observés ce qui, divisé par la section efficace Bhabha, donne la luminosité. La résolution ainsi obtenue sur la luminosité est de 0.09%.

Le SiCAL mesurait à LEP1 la luminosité mais à LEP2, le taux de bruit du faisceau et la réduction de son acceptance ont réduit sa résolution sur la luminosité. Il sera alors remplacé par le LCAL.

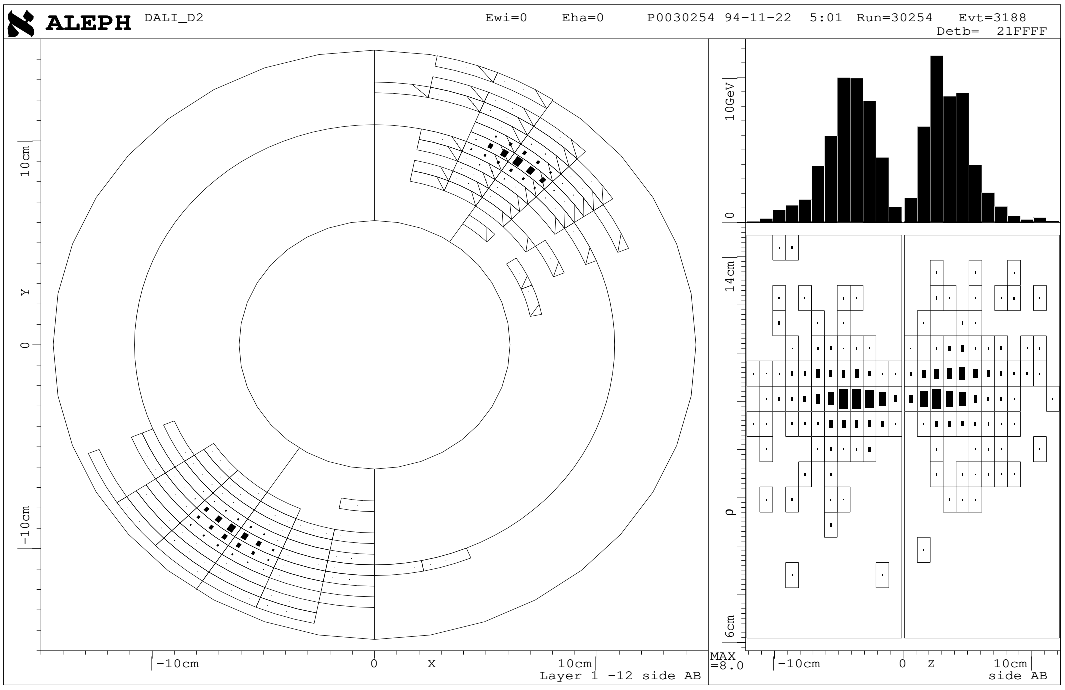


FIG. 3.16 – *Evénement Bhabha typique, vu par le détecteur SiCAL. On voit les dépôts des deux gerbes électromagnétiques des électrons diffusés.*

3.5.2 LCAL

Le LCAL n'était à LEP1 qu'une extension du ECAL se situant sous les bouchons à 2.63m du point d'interaction. Leurs structures sont donc proches. Constitué d'une alternance de couches de plomb et chambres à fils proportionnels, il est formé de 4 modules semi-annulaires (Voir figure 3.17) son ouverture angulaire va de 45 à $160mrad$. Ses performances sont données dans la table 3.6. Le LCAL est également utilisé comme complement du ECAL à petit angle.

$\frac{\sigma_E}{E}$	$0.034 + \frac{0.15}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$
$\sigma_x = \sigma_y =$ (mm)	$0.43mm + \frac{6.5mm}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$

TAB. 3.6 – *Performances du LCAL*

La résolution angulaire du LCAL étant moins bonne que celle du SiCAL à LEP1, la précision sur la luminosité aura été plus mauvaise : 0.4% au lieu de 0.09%. Il remplacera néanmoin le SiCAL à LEP2 pour les raisons citées au paragraphe précédent.

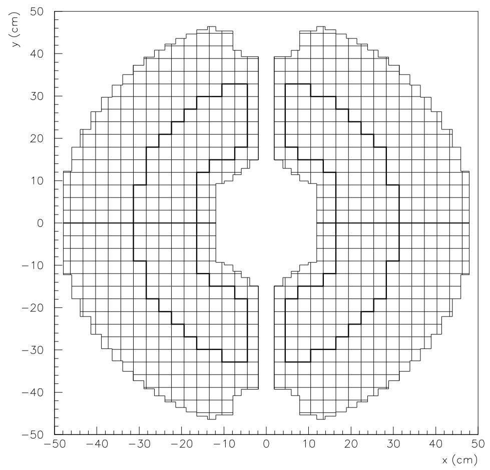


FIG. 3.17 – *Dimensions du détecteur LCAL*

La précision sur la mesure de la luminosité est donc limitée par l'incertitude sur l'efficacité ainsi que sur la section efficace théorique. La résolution sur la luminosité mesurée avec le LCAL à LEP2 est de 0.5%.

3.6 Système de déclenchement

ALEPH fournit un volume de données de près de 500Mb par seconde, un débit que les algorithmes de reconstruction ne sont pas capables de traiter en temps réel et dont le stockage aurait été difficile. Un système de sélection est chargé d'identifier les collisions électron-positron, que l'on nommera événements, et de réduire au maximum les bruits de fond, à savoir :

- les collisions avec les molécules de gaz résiduelles dans le tube à vide
- les rayons cosmiques

Les faisceaux se croisent toutes les $22\mu s$, ce qui ne représente pas pour autant le taux d'annihilation e^+e^-. Celui-ci est de l'ordre de $1Hz$ à l'énergie de masse du Z.

Les sous-détecteurs d'ALEPH n'ont pas le même temps de réponse. Les plus rapides sont l'ITC et les calorimètres. L'information sur les traces fournie par l'ITC `ET/OU` l'énergie par les calorimètres seront utilisées afin de fournir une première décision dite de niveau 1. Elle est émise toutes les 5μ secondes.

La TPC fournit un grand complément d'information sur les traces toutes les 50μ secondes, temps nécessaire à la migration des charges. Ces mesures ajoutées à celles du premier niveau permettent de définir la décision de niveau 2 qui n'est consultée que si le premier niveau est franchi.

Si la décision du second niveau est positive tous les détecteurs sont lus afin de la vérifier ; ceci définit le niveau 3. Cette dernière étape décide de la retenue de l'événement. Sa fréquence est de $1-2Hz$ ce qui correspond à la fréquence des collisions e^+e^-.

Le système de déclenchement d'ALEPH se caractérise par une haute efficacité, elle est de 95%. L'efficacité du système a une incidence directe sur l'analyse décrite dans cette thèse car elle gouverne la statistique des données. Un second point important est le fait cette efficacité ne dépend que très peu de la topologie de l'événement. Le système de déclenchement est construit pour retenir des événements à une particule visible (chargée ou neutre), les événements étudiés ici en contiennent au minimum deux.

3.7 Reconstruction des événements, algorithme Flux d'Energie

Les analyses effectuées dans ALEPH se basent sur la détection de particules chargées ainsi que la reconstruction des dépôts dans les calorimètres. Une première étape consiste à reconstruire les traces laissées par les particules chargées et en mesurer l'impulsion. De même, les différents dépôts calorimétriques seront isolés est classés. Une identification leur est par la suite appliquée. La seconde étape, prise en charge par un algorithme nommé Flux d'Energie, consiste à regrouper ces mesures afin de créer pour chaque événement un ensemble d'objets, dotés d'une énergie–impulsion et d'une identification, se rapprochant autant que possible de la notion de particule.

3.7.1 Reconstruction des particules chargées et mesure de l'impulsion

Une trace sera définie par son rayon de courbure R dans le plan xy, par z_0 et d_0 les distances entre le point d'origine de la trace (défini comme le point le plus proche de la trajectoire reconstruite au PI) et le PI selon l'axe z et le plan xy tel que détaillé sur la figure 3.18 et enfin par ϕ_0 et $tan\lambda$, les angles formés par la trace à son origine.

La reconstruction d'une trace consistera à ajuster les points vus par la TPC par une hélice qui sera extrapolée à l'ITC et au VDET. Pour qu'une trace soit retenue, des critères de qualité sont imposés :

- Un nombre minimal de 4 points dans la TPC
- $|cos\theta| < 0.95$
- $|d_0| < 2cm$ et $|Z_0| < 10cm$ ceci permet d'éliminer les traces ne provenant pas du point d'interaction tels que les rayons cosmiques. Signalons une exception : la reconstruction des vertex secondaires, V0, dus à des particules neutres tels que la conversion de photons en paires e^+e^-. En effet chaque électron semblera ne pas provenir du PI (grands Z_0,d_0)

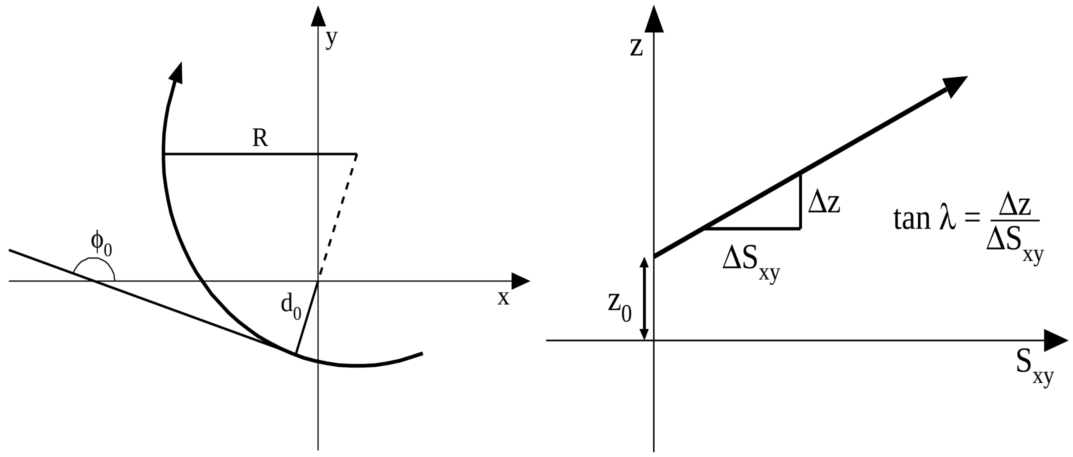


FIG. 3.18 – *Paramètres utilisés pour l'ajustement des traces chargées -préciser-*

mais pour l'objet V0 (ensemble e^+e^-) la valeur des paramètres Z_0,d_0 vérifie les critères de qualité.

Une fois la trace reconstruite c'est la valeur du rayon de courbure qui donnera la valeur de l'impulsion transverse. La résolution sur cette mesure dépend de l'intensité du champ magnétique et de la précision sur le rayon de courbure. L'incertitude relative sur l'impulsion transverse P_t s'écrit :

$$\frac{\Delta P_t}{P_t} = 8 \times P_t \times \frac{\Delta s}{l^2 B}$$

L'erreur sur l'angle polaire étant faible (cf. paragraphe 3.3.3), l'incertitude relative sur l'impulsion est proche de celle sur sa composante transverse. Finalement l'erreur sur l'impulsion des particules chargées, obtenue en combinant les mesures des trois détecteurs de traces VDET, ITC et TPC, atteint :

$$\frac{\sigma}{P} = 0.6 \times 10^{-3} \times P$$

qui est plus petite d'un facteur 2 que celle obtenue avec la TPC seule (cf paragraphe 3.4.3).

On notera que pour une particule chargée donnée, l'incertitude relative sur l'impulsion mesurée par les détecteurs de traces est d'autant plus grande que l'impulsion est grande.

Pour les calorimètres, à l'opposé des détecteurs de traces, la résolution sur l'énergie est d'autant plus bonne que l'énergie est élevée. La complémentarité entre les mesures de ces deux types de détecteurs sera donc optimisée en fonction de l'énergie par les algorithmes de reconstruction, présentés au paragraphe suivant (3.7.3).

3.7.2 Identification des particules

Les possibilités d'identification offertes par les sous-détecteurs d'ALEPH ont été décrites plus haut, elles sont quantifiées dans un outil d'analyse que nous allons décrire.

L'identification des particules s'effectue grâce :

– A la forme des dépôts dans les calorimètres
– A la perte d'énergie par unité de longueur pour (les particules chargées) dans la TPC.

Pour les particules chargées on commence par la reconstruction de la trace. Les électrons seront identifiés grâce à la TPC et le ECAL tandis que pour des muons c'est le HCAL et les chambres à muons qui jouent ce rôle. Pour des photons ou des π^0 (qui sont vus par le processus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) le ECAL offre l'essentiel de l'information. Les τ dont la durée de vie est courte ($291\ 10^{-15}$s) ne peuvent être identifiés de façon simple. Des algorithmes permettront de les identifier à partir de leurs produits de désintégration.

Identification des Electrons

A partir de la mesure de $I = \frac{dE}{dx}$ fournie par la TPC, on définit un estimateur :

$$R_I = \frac{I - < I >}{\sigma_I}$$

$< I >$ est la valeur attendue de I pour un électron et σ_I la résolution sur I.

Dans le cas du ECAL, c'est le profil compact des gerbes électromagnétiques qui permet l'identification. On le quantifie comme étant le rapport de l'énergie déposée dans les 4 cellules du ECAL les plus proches de l'extrapolation de la trace reconstruite grace à la TPC, par l'impulsion. Les électrons déposent plus de 85% de leur énergie dans 4 tours du ECAL. On définit alors l'estimateur R_T qui décrit le profil tranverse de la gerbe :

$$R_T = \frac{\frac{E_4}{p} - < \frac{E_4}{p} >}{\sigma_{(\frac{E_4}{p})}}$$

p est l'impulsion de la trace chargée et $\frac{E_4}{p}$ le rapport attendu pour des électrons. Celui-ci est de 0.85 dans le tonneau et de 0.89 dans les bouchons. Cette estimateur permet de rejetter efficacement les hadrons.

Les gerbes électromagnétiques se caractérise également par une faible pénétration dans le ECAL. Afin de décrire le profil longitudinal on définit R_L comme suit :

$$R_L = \frac{E_4}{\Sigma_{i=1}^{4} \Sigma_{j=1}^{3} E_j^i S_j}$$

Le profil de la gerbe est défini par R_T et R_L. Une coupure dans le plan défini par ces deux estimateurs permettra d'identifier les dépôts d'énergie correspondant à des électrons. Sur la figure 3.19 on teste le pouvoir discriminant de ces deux estimateurs sur des électrons et des hadrons.

Pour les électrons on dispose de deux outils d'identification, l'un fourni par la TPC l'autre par le ECAL ; comme pour la mesure de l'énergie on aura retenu que le premier est plus efficace à basse impulsion alors que le second à impulsion élevée.

Identification des muons

Les muons sont identifiés grâce à leur pouvoir à pénétrer la matière. Un muon sera identifié si une trace est extrapolée de la TPC aux chambres à muons en passant par le HCAL. Cette trace devra être compacte dans le HCAL avec au moins un impact détecté dans les chambres à muons. Les estimateurs utilisés dans le HCAL sont:

- Le nombre de plans de chambres touchés dans le HCAL divisé par le nombre attendu de plans touchés pour un muon. Ce rapport devra être supérieur à 0.4
- Nombre de plans touchés parmi les 10 premiers plans du HCAL. On demande à ce qu'il soit supérieur à 4.
- Nombre moyen d'impact parmis les 11 derniers plans qui devra être inférieur à 1.5

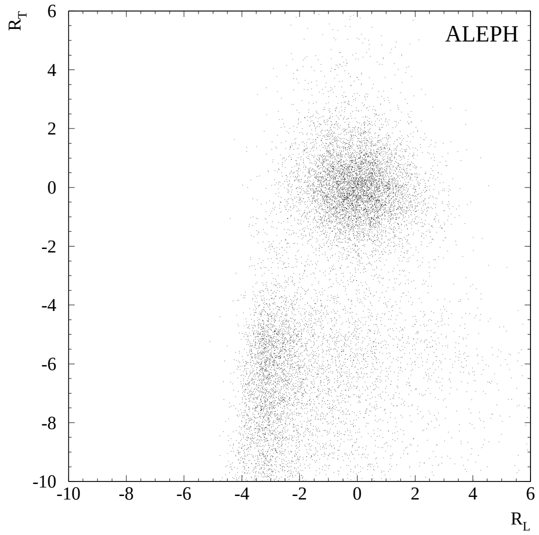


FIG. 3.19 – *Les profils longitudinaux et transverses, représentés par les estimateurs R_T et R_L, laissent voir une séparation claire entre électrons et hadrons. L'amas situé au point zero correspond aux électrons tandis que le reste correspond aux dépôts d'énergie d'autres particules.*

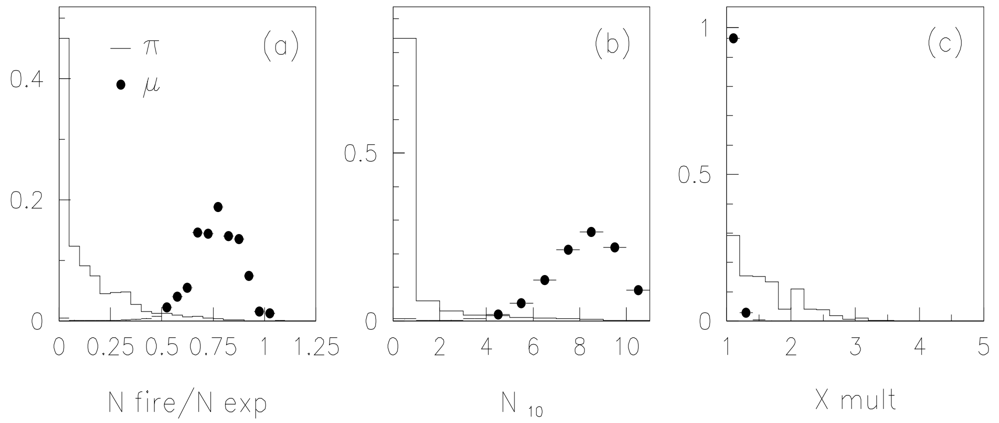


FIG. 3.20 – *Estimateurs utilisés pour identifier les muons dans le HCAL. (a) Le nombre de plans touchés dans le HCAL divisé par le nombre attendu de plans touchés pour un muon (b) Nombre de plan touché parmi les 10 premiers plans du HCAL (c) Nombre moyen d'impact parmi les 11 derniers plans*

3.7.3 Algorithme Flux d'Energie

Les mesures et reconstructions décrites plus haut sont combinées afin de reconstruire des entités se rapprochant le plus possible de la notion de particule. L'algorithme qui effectue cette reconstruction est nommé flux d'énergie (`ENFLW`) [36] car il optimise la résolution sur l'énergie totale des événements en combinant des mesures redondantes entre calorimètres et traceurs. Les classes d'objets créés sont les suivantes:

1. Pions chargés $\pi^{\pm}$
2. Electrons
3. Muons
4. Photons (ou π^0)

5. Vertex secondaires (V0)
6. Hadrons neutres et objets résiduels

Les étapes de la reconstruction sont les suivantes:

– Les traces chargées dont le point d'origine est en dehors d'un cylindre long de 20 cm et de rayon égal à 2 cm autour du PI sont exclues afin d'éliminer les rayons cosmiques et certains bruits de faisceau. Les traces ayant moins de 8 points dans la TPC ou aucun points dans l'ITC sont également exclues. Une exception est faite pour les traces provenant de vertex secondaires. Une trace correspondant à une particule de basse impulsion (c'est à dire qui n'atteint pas les calorimètres) devra avoir plus de 4 points dans la TPC afin d'être retenue.
– Chaque trace chargée est extrapolée aux calorimètres afin de lui associer un dépôt d'énergie formant ainsi un objet flux d'énergie. L'énergie mesurée par les calorimètres n'est pas prise en compte, seule la mesure des traceurs est utilisée.

  Dans ce qui suit, une identification sera appliquée à ces objets ainsi qu'aux dépôts calorimétriques restants. Ces étapes font appel aux outils d'identification décrits au paragraphe précédent.
– Reconstruction des électrons: l'électron est identifié grâce à la TPC et au ECAL. Si l'énergie du dépôt dépasse l'impulsion de la trace de 3 fois la résolution attendue, un objet neutre est créé avec pour énergie cette différence. Cet objet sera considéré comme étant un photon de Bremsstrahlung.
– Reconstruction des muons: celle-ci est plus simple car aucune recherche de photon de Bremsstrahlung n'est nécessaire. L'identification d'une trace comme provenant d'un muon suffit.
– Un objet de type 4 ou photon est créé à partir d'un dépôt d'énergie du ECAL si celui-ci excède 250 MeV, si aucune trace chargée n'y est associée et enfin si le profil de la gerbe correspond au profil attendu pour un photon.
– Reconstruction des hadrons neutres et objets résiduels: les dépôts restant, associés à des traces sont attribués à des hadrons chargés. Les autres, dont l'énergie dépasse 500MeV sont attribués à des hadrons neutres.

La résolution sur la mesure de l'énergie est donnée par

$$\Delta E = (0.59 \pm 0.03)\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + (0.6 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV}$$

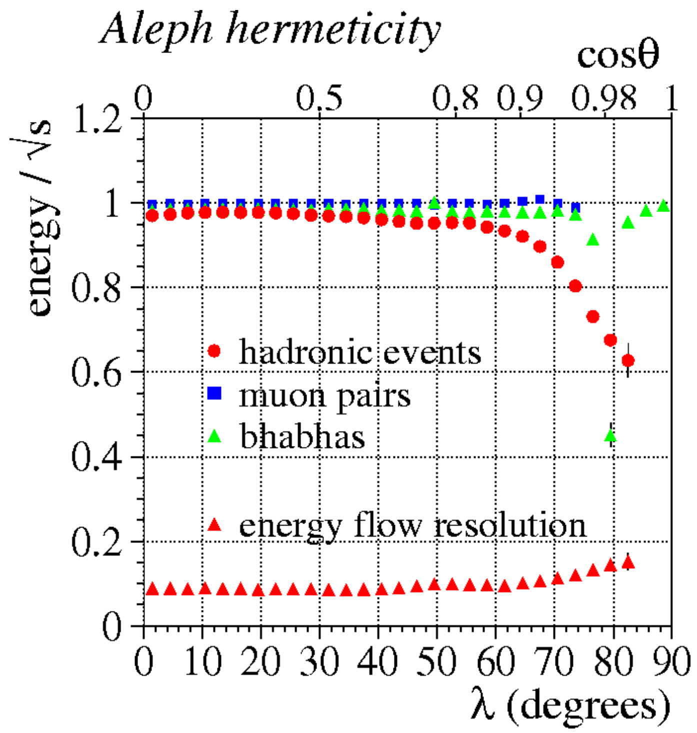


FIG. 3.21 – *Herméticité du détecteur ALEPH en fonction de l'angle λ et pour différents types d'événements. Le rapport énergie mesurée / $\sqrt{s}$ doit être égal à 1 pour un détecteur parfaitement hermétique. On observe que le détecteur est globalement plus hermétique pour des événements* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mu^+\mu^-$ *ou* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{e^+e^-}$ *que pour des événements hadroniques* $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ *. Ceci s'explique par la présence dans les gerbes hadroniques de neutrinos et que ces événements de multiplicité élevée perdent plus de particules dans les zones aveugles du détecteur. La principale zone aveugle est située à* $|cos\lambda| = 1$ *c'est à dire autour du tube à vide. Elle affecte plus les événements hadroniques à cause des grandes ouvertures angulaires des jets hadroniques faisant que des particules peuvent être perdues dans le tube à vide sans que le parton initial ait un angle radial* λ *très proche de* 90^0

Chapitre 4

Reconstruction et sélection des événements

4.1 Introduction

La reconstruction des particules a été décrite au chapitre précédent indépendamment du processus physique qui en est à l'origine. Dans ce chapitre, on cherchera à reconstruire les fermions produits lors de la désintégration des paires de W. Cette étape est cruciale car la masse invariante des paires de fermions n'est autre que la masse invariante mesurée du W. Pour chaque canal de désintégration des paires de W, une reconstruction est développée sur des événements simulés. Une sélection des événements faisant appel aux résultats de la reconstruction permet de les classer par canal.

Dans cette thèse la reconstruction spécifique au canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ a été développée. La sélection d'événements ainsi que la mesure de $\mathrm{m_W}$ dans ce canal se base sur cette reconstruction.

Pour le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$, la reconstruction standard d'ALEPH [37], sur laquelle se base la sélection d'événements, sera décrite. Elle a été modifiée au chapitre 9 afin de minimiser certains effets systématiques.

Pour les canaux $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ [1], la reconstruction standard d'ALEPH [37] est utilisée pour la mesure de $\mathrm{m_W}$. Des reconstructions modifiées seront testées dans le cadre des études d'effets systématiques et de stabilité de la mesure de $\mathrm{m_W}$ au chapitre 10. La plupart des coupures de sélection ont été optimisées à $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ et sont rééchelonnées en fonction de $\sqrt{s}$.

4.2 Optimisation des sélections

La sélection aura pour but de réduire la contribution du bruit de fond tout en conservant une statistique de signal suffisante.

Une pré-sélection est appliquée afin d'éliminer les bruits de fond les plus évidents et les plus mal simulés (tels que les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$) et réduire le volume de données.

Pour la sélection, l'optimisation des coupures peut être différente selon le but de l'analyse (recherche de particules, mesure de précision, ...). La fiabilité de la mesure de $\mathrm{m_W}$ dépend de la connaissance de la contribution de chaque processus. Celle-ci est définit par le rapport des sections efficaces. La sélection adoptée a été optimisée pour la mesure de la section efficace.

1. Cette notation désignera les deux canaux semileptoniques $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{e}\nu\mathrm{q\bar{q}}$ et $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mu\nu\mathrm{q\bar{q}}$

On parlera d'efficacité ϵ_{canal} de la sélection dans un canal donné en désignant la fraction d'événements sélectionnés. Elle est évaluée sur simulation:

$$\epsilon_{canal} = \frac{N_{canal}^{select}}{N_{canal}^{Genere}}$$

où N_{canal}^{select} est le nombre d'événements sélectionnés et N_{canal}^{Genere} est le nombre d'événements générés.

La pureté de la sélection ρ_{canal} est la fraction d'événements signal parmi l'ensemble des événements sélectionnés:

$$\rho_{canal} = \frac{N_{canal}^{select}}{N_{canal}^{select} + N_{bruits\ de\ fond}^{select}}.$$

La section efficace mesurée pour un canal donné s'écrit:

$$\sigma_{signal} = \frac{N_{canal}^{select}}{L} = \frac{N_{total}^{select}}{\epsilon_{signal} L} - \frac{\sigma_{bruitsdefond}}{\epsilon_{signal}}.$$

On en déduit l'erreur statistique sur σ_{signal}:

$$\Delta\sigma_{signal} = \sqrt{\frac{\sigma_{signal}}{L\epsilon_{signal}\rho_{signal}}}$$

Ainsi, toutes les coupures sont choisies afin de minimiser $\Delta\sigma_{signal}$ et donc de maximiser le produit $\epsilon_{signal}\rho_{signal}$. Les coupures peuvent s'effectuer sur des observables décrivant des propriétés globales des événements ou des propriétés *topologiques* (qui dépendent de la reconstruction) ou encore sur une combinaison de variables telle que les réseaux de neurones [60].

Pour les événements WW, on parlera d'efficacité inclusive. Cette efficacité donne le taux d'événements d'un processus donné sélectionnés par plusieurs sélections. Par exemple, le fait que des événements $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ soient sélectionnés par l'analyse $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{e}\nu\mathrm{q\bar{q}}$ contribue à augmenter l'efficacité de sélection du canal $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ car ces événements ne sont pas rejetés. Seule la classification entre les sous-canaux est plus mauvaise.

4.3 Reconstruction des jets

L'évolution QCD des paires de quarks issues de la désintégration de W, décrite au chapitre 2, donne lieu à des états finaux composés d'un grand nombre de particules. La notion de "jet" est introduite. Elle désigne l'ensemble des particules visibles résultant du processus de fragmentation et d'hadronisation.

Les jets sont reconstruits grâce à des algorithmes de reconstruction. Ces algorithmes se caractérisent par une distance dans l'espace des phases (notée y) dont la définition varie d'un algorithme à un autre. L'algorithme est paramétrisé par une distance critique y_{cut}. Les particules i et j sont fusionnées en pseudo particules si la distance correspondante y_{ij} est inférieur à la distance critique y_{cut}. Le processus est appliqué de façon itérative jusqu'à ce que plus aucune paire de (pseudo)particules ne puisse être fusionnée. Il est également possible de fixer le nombre de jets reconstruits en laissant y_{cut}comme paramètre libre.

4.3.1 L'algorithme JADE

Cet algorithme utilise la masse invariante entre les particules comme métrique [53]:

$$y_{ij} = 2E_iE_j(1 - cos\theta_{ij})$$

`JADE` conviendra à la reconstruction d'états finals caractérisés par une masse invariante connue. Il sera utilisé par la suite afin de reconstruire des jets résultant de la désintégration de τ (par exemple: $\tau \longrightarrow \rho\nu_\tau \longrightarrow 2\pi\nu_\tau$ avec m_ρ de l'ordre de 1 GeV/c^2).

4.3.2 L'algorithme DURHAM

Pour cet algorithme [54], la distance y est liée à l'énergie transverse d'une particule par rapport à la direction de l'autre:

$$y_{ij} = 2min(E_i^2,E_j^2)(1 - cos\theta_{ij})$$

Cet algorithme favorise le regroupement de particules proches angulairement, or les gluons émis lors du processus de fragmentation sont modélisés avec des angles d'émission décroissants [55] (selon la hiérarchie, voir figure 4.1). Il est donc plus adéquat pour le traitement de jets ayant pour source des quarks.

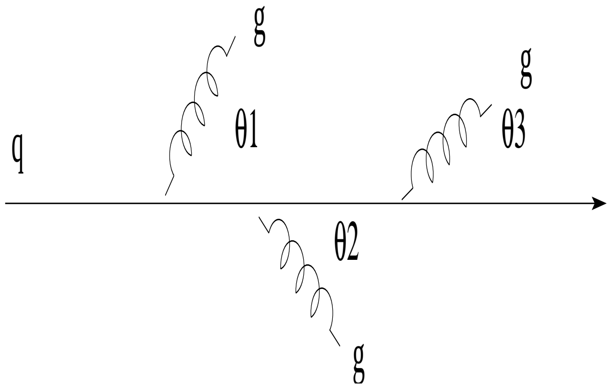


FIG. 4.1 – *Les angles d'émission des gluons lors de la fragmentation sont ordonnés dans la plupart des modèle ($\theta 1 > \theta 2 > \theta 3 > ..$).*

4.4 Canal semileptonique $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$

La mesure de la masse du W dans le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ se base sur la reconstruction directe des produits de désintégration du W. Une reconstruction adéquate du fermion visible est alors fondamentale. Dans ce qui suit, un algorithme qui identifie le τ dans un événement semileptonique donné est décrit. Une estimation de l'impact de cette reconstruction sur les performances de la mesure de m_W sera effectuée.

4.4.1 Description phénoménologique des événements semileptoniques $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$

De part la multitude d'états finals possibles (voir table 4.1), l'algorithme de reconstruction devra être capable de traiter des événements de topologies différentes. On pourrait alors se proposer de considérer les différents modes de désintégration du τ indépendamment comme autant de canaux différents. Cela ne sera pas fait pour deux raisons :

1. La réduction de la statistique des lots à traiter serait telle que les effets systématiques sur les mesures (cf. chapitre 7) due à la statistique finie des simulations deviendrait trop importante.
2. Ces événements, quel que soit l'état final exact, présentent la même particularité : à cause du neutrino ν_τ, émis lors de la désintégration du τ, seules les deux gerbes hadroniques sont utilisables pour la mesure de la masse du W.

TAB. 4.1 – *Principaux modes de désintégration du τ dans le MS*

Nombre de part. chargées	Nombre de part. visibles	mode de désintégration	Fraction (%)
1	1	$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	17.8%
		$\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.3%
		$\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$	11.1%
	> 1	$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.3%
		$\tau^- \to \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$	9.1%
> 1	> 1	$\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$	9.6%
		$\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$	4.4%

Nous énumérons dans ce qui suit certaines particularités de ces événements.

– Les rapports d'embranchement du lepton τ donnent une probabilité de 80% d'état final à une seule particule chargée et 20% à plusieurs particules chargées.
– La probabilité qu'un τ se désintègre en électron ou en muon est de 36%. Hormis le fait que l'énergie du lepton reconstruit d'un événement $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ est en moyenne plus faible que pour des événements $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$, les états finaux sont très ressemblants. On s'attend à ce qu'une fraction significative de ces événements soit récupérée par les deux analyses semileptoniques $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$.
– Les états finals restants font intervenir une majorité de pions. Leur énergie est en moyenne plus petite que celle des leptons issus directement de la désintégration de W.
  Il en résulte une difficulté à isoler les particules provenant du τ des gerbes hadroniques. Cette difficulté augmente avec l'énergie dans le centre masse : au seuil, les fermions produits lors de la désintégration des W sont antiparallèles, l'angle moyen entre le lepton (et donc ses produits de désintégration) et les gerbes hadroniques est maximal. Pour des énergies plus élevées cet angle diminue.
– Hormis les états finals à une particule visible (électron, muon ou pion) qui représentent 47% des cas, un événement $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ apparaît comme un état final à trois jets; deux proviennent d'un processus complet de fragmentation et hadronisation, le troisième étant en fait constitué des produits de désintégration hadronique du τ.

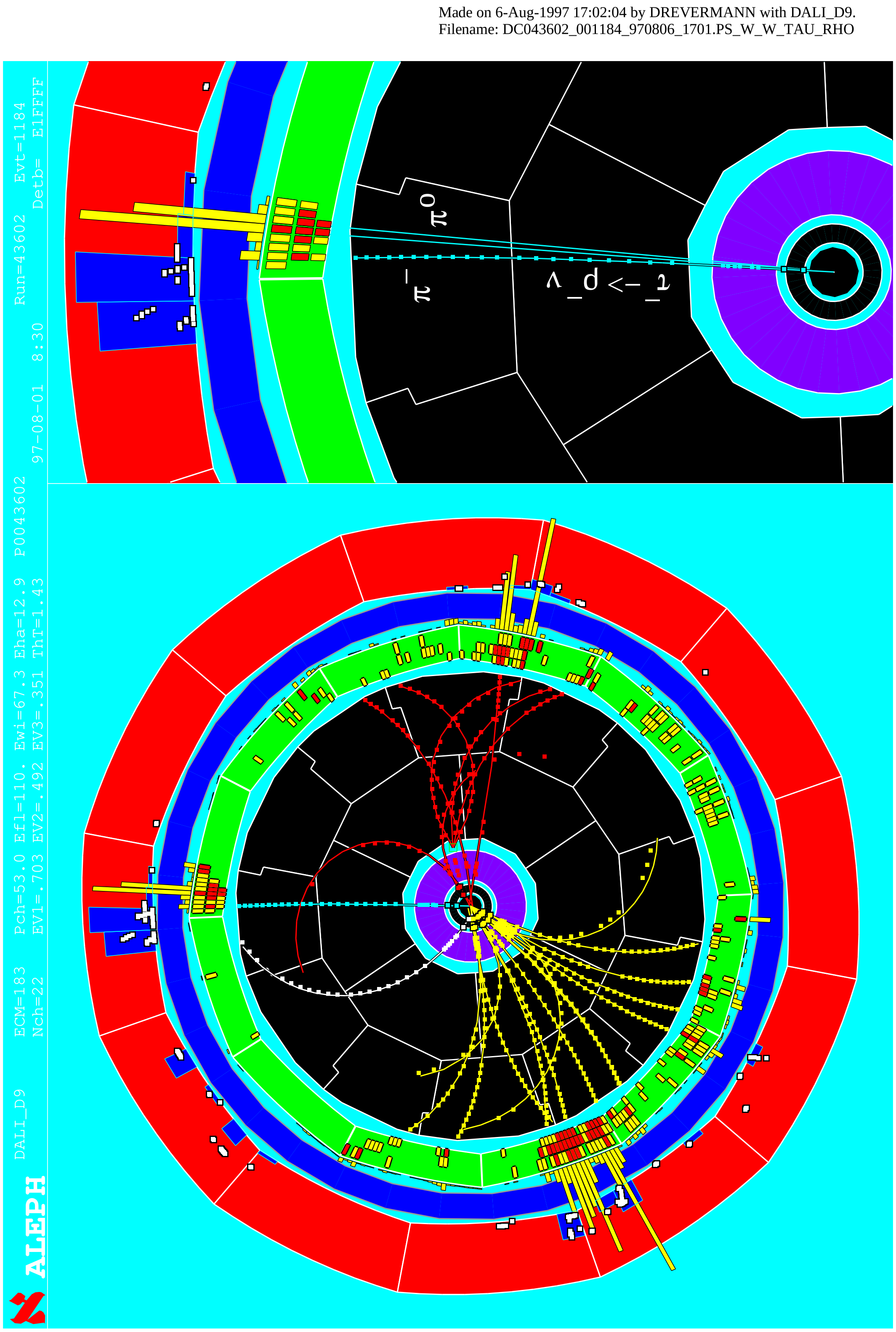


FIG. 4.2 – *Evénement* $W^+W^- \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$ $(\tau \longrightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau)$

4.4.2 Algorithme de reconstruction

Le but est d'identifier les objets `ENFLW` visibles provenant de la désintégration du τ dans un événement semileptonique. L'algorithme est donc un algorithme d'étiquetage du τ. Le reste des particules visibles n'ayant pas servi à la reconstruction du τ sont regroupées en 2 jets par l'algorithme `DURHAM`.

Il n'y aucune raison physique pour analyser la désintegration du τ comme on traiterait l'hadronisation d'un quark. Néanmoins, pour des raisons pratiques, un algorithme de reconstruction de jet est employé. Le plus adéquat est `JADE` (avec un paramètre: y_{cut}). A l'opposé des quarks, on pourra exploiter le fait que les états finaux sont connus. Dans ce qui suit, on nommera jet_τ l'ensemble des produits de désintégration du τ reconstruits par l'algorithme.

Test de la reconstruction

Afin d'évaluer la reconstruction sur simulation, 2 variables sont définies en utilisant les informations des niveaux reconstruit et généré (c'est à dire les informations provenant de la simulation). Elles sont évaluées événement par événement.

Premièrement, la pureté ρ du jet_τ reconstruit:

$$\rho = \frac{N^{reco}_{\tau vrai}}{N^{reco}_{total}}$$

$N^{reco}_{\tau vrai}$ est défini comme le nombre de particules visibles provenant du τ et retrouvées par l'algorithme

N^{reco}_{total} est le nombre total de particules assignées par l'algorithme au τ

$\rho = 1$ signifie qu'aucune "mauvaise" (provenant des jets hadroniques) particule n'est considérée comme provenant du τ.

$\rho = 0.5$ signifie que la moitié des particules du jet_τ sont mauvaises.

La seconde variable, ϵ, est l'efficacité de la reconstruction.

$$\epsilon = \frac{N^{reco}_{\tau vrai}}{N^{evt}_{\tau vrai}}$$

$N^{evt}_{\tau vrai}$ est le nombre de particules provenant réellement du τ dans l'événement.

$\epsilon = 1$ signifie que tous les produits de désintégration visibles du lepton sont inclus dans le jet_τ reconstruit.

On évaluera le taux (en pourcentage) de ces trois cas: :

- $\rho\epsilon = 1 \longrightarrow$ reconstruction parfaite
- $\rho\epsilon = 0 \longrightarrow$ ce que l'on nomme jet_τ n'a rien en commun avec le véritable τ.
- $\rho\epsilon \neq 0{,}1 \longrightarrow$ Pour ces événements, il n'y a pas de jet qui contienne tous les produits du τ ou seulement les produits du τ.

Reconstruction en jet - recherche du y_{cut} optimal

Les deux étapes de la reconstruction sont les suivantes:

- Effectuer la reconstruction avec un y_{cut} fixé, qui résulte en un certain nombre de jets.
- Choisir le jet τ parmi ceux-ci.

Les différents modes de désintégration du τ laissent voir deux cas selon la masse invariante des produits de désintégration:

– état final de petite masse invariante dans le cas où 1 seule particule est visible,
– état final avec masse invariante $> 0.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ dans les autres cas.

Ces deux cas requièrent un traitement différent.

Il s'agit en premier lieu de déterminer la valeur optimale du paramètre y_{cut} sur simulation. Celle-ci dépend de la façon dont la deuxième étape est effectuée. Supposons dans un premier essai qui se révèlera être une mauvaise approche, que le τ s'identifie comme étant le jet le plus isolé. Afin de déterminer la valeur optimale de y_{cut} pour un événement simulé donné, on effectue de nombreuses reconstructions en variant y_{cut} de $(0.5)^2$ à $(5.0/(\frac{E_{vis}}{GeV}))^2$. Pour chaque valeur testée, le produit $\rho\epsilon$ est calculé. On retient le y_{cut} qui aura maximisé ce produit. La valeur moyenne de y_{cut} sur tous les événements testés est de $2.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ et la reconstruction n'est réussie que pour moins du tiers des événements. Cette valeur élevée de y_{cut} indique que l'optimum est la reconstruction de jet à grande masse invariante, incluant en général les produits du τ mais égalemet des produits de l'hadronisation des quarks. Ceci indique que la sélection du jet (jet le plus isolé) n'est pas adéquate.

Considérons une autre approche pour trouver le y_{cut} optimal où on choisira le jet en fonction de l'historique MC: pour un y_{cut} donné, on retient le jet qui maximise le produit $\rho\epsilon$, de même on retient le y_{cut} qui offre la plus grande valeur de $\rho\epsilon$.

La distribution obtenue sur les événements testés indique deux optima, l'un à $y_{cut} \simeq (0.75/E_{vis})^2$, l'autre à $y_{cut} \simeq (2.0/E_{vis})^2$ qui correspondent aux deux modes de désintégration décrits plus haut.

Schéma de reconstruction

Afin de reconstruire les deux topologies, avec petite et grande masse invariante, on utilise un algorithme itératif faisant appel à différentes valeurs de y_{cut}. La reconstruction des jets est effectée à $y_{cut} = (0.75\,\mathrm{GeV}/E_{vis})^2$. Si le τ n'est pas retrouvé, selon un critère donné plus bas, la valeur du y_{cut} est incrémentée par pas de $(0.75/E_{vis})^2$ jusqu'à 5 GeV. Les étapes du choix et de test du jet sont les suivantes:

– On retient le jet qui maximise une variable Energie–isolation: $|P|(1 - cos\theta_{iso})$ où $|P|$ est l'impulsion du jet et θ_{iso} est l'angle d'isolation avec les autres jets (plus petit angle vis-à-vis des autres jets)
– Une coupure est appliquée à cette variable selon l'identification des constituents du jet, elle est de 0.8 GeV si le jet est une particule π. Ceci permet d'éliminer une partie des particules sélectionnées provenant des jets hadroniques riches en pions. Une coupure plus faible est appliquée si le jet_τ ne contient qu'une particule autre qu'un $\pi^\pm$ (0.2 GeV). Dans le cas où jet_τ contient plus d'une particule chargée, une coupure à 1.2 GeV est appliquée.
– Un dernier test est effectué sur la masse invariante du système hadronique qui devra être comprise entre 60 et 105 GeV/c^2. Cette condition n'est pas une condition nécessaire. Si elle n'est pas vérifiée, le jet sélectionné correspondant à la plus grande valeur de y_{cut} est retenu.

On vérifiera par la suite (cf. chapitre 6, test de la calibration) que le dernier critère n'introduit pas de biais sur la mesure de m_W . L'algorithme de reconstruction est schématisé sur la figure 4.3.

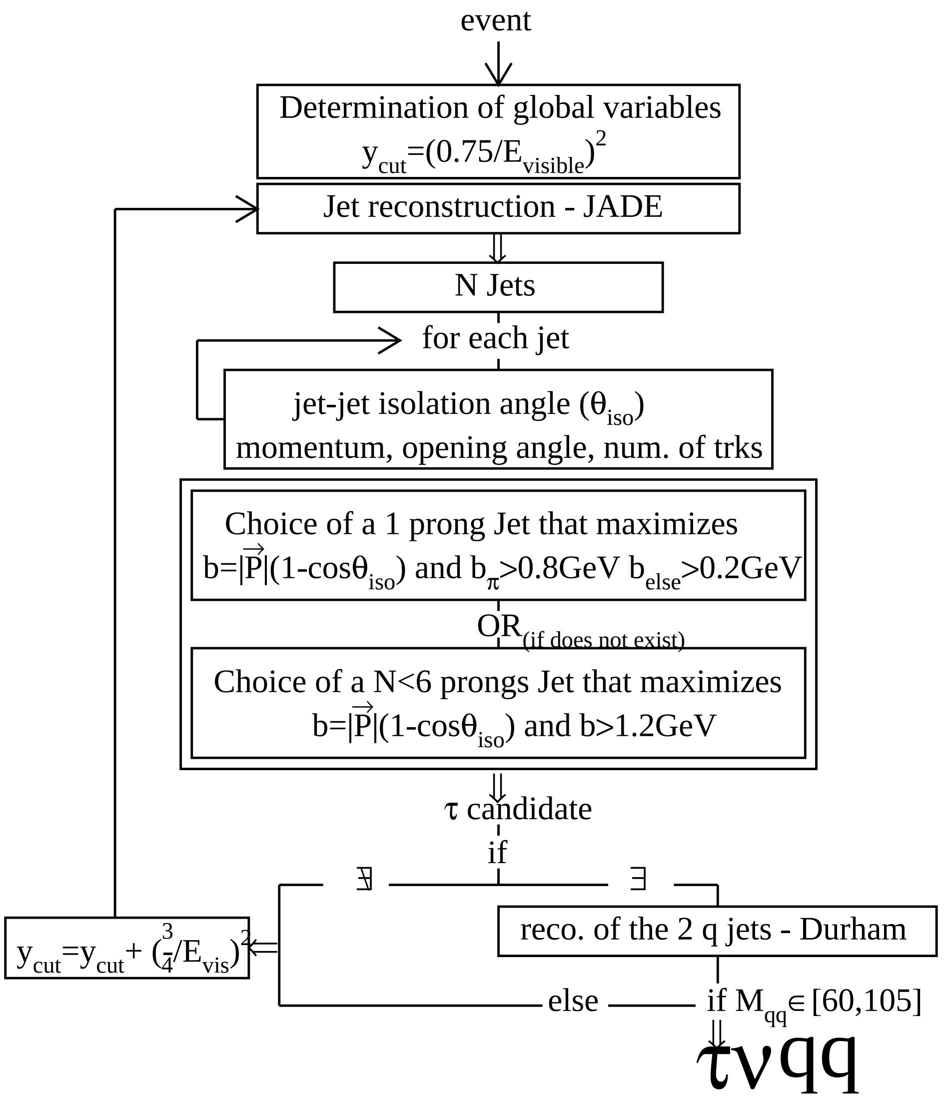


FIG. 4.3 – *Ce diagramme montre les principales étapes de la reconstruction*

4.4.3 Performances de la reconstruction

Dans ce paragraphe, on analyse cet algorithme ainsi qu'un second qui sera nommé dans les figures et table “Analysis-1” [37]. Les événements y sont reconstruits avec un y_{cut} fixe permettant de recontruire tout l'événement en 3 jets (τ + 2 jets hadroniques). La selection d'événements mentionnée [37] est basée sur cette reconstruction.

La table 4.2 resume l'efficacité des deux algorithmes.

Nous vérifions que le τ reconstruit a les propriétés attendues en terme de masse invariante et de rapport d'embranchement. Sur la figure 4.4, la distribution de masse invariante est donnée. On y voit les deux contributions: état final à une trace (petite masse invariante) et état final multi-trace (avec un pic à la masse invariante du ρ: $\simeq 0.8\,\mathrm{GeV/c^2}$)

La distribution du nombre de traces chargées montre que l'algorithme ne biaise pas le taux des jets à 1 ou 3 traces chargées.

La table 4.4 quantifie les contributions des différents états finals (du τ reconstruit) et montre les produits pureté $\times$ efficacité dans chaque cas. Les jets sont classés selon la nature de leurs constituants. L'identification employée est l'identification standard `ENFLW` (cf. Chapitre 3).

TAB. 4.2 – *Produit Pureté efficacité du τ reconstruit évalué sur un lot MC WW de 100k événements générés*

		$\rho\epsilon = 1$	$\rho\epsilon = 0$	$\rho\epsilon \in]0,1[$
avant sélection	Analysis -1-	$35.2 \pm 1.0\%$	$23.4 \pm 0.3\%$	$41.5 \pm 0.9\%$
	nouvelle reconstruction	$72.6 \pm 0.6\%$	$17.5 \pm 1.1\%$	$9.9 \pm 1.2\%$
aprés sélection	Analysis -1-	$50.7 \pm 1.3\%$	$28.1 \pm 1.5\%$	$21.2 \pm 1.6\%$
	nouvelle reconstruction	$\mathbf{74.8 \pm 0.9\%}$	$\mathbf{13.5 \pm 1.6\%}$	$\mathbf{11.8 \pm 1.7\%}$

L'imperfection de ces identifications ou de la reconstruction ainsi que la perte de particules dans le détecteur sont à l'origine du mode "non classé". Dans ce cas, les particules du jet ne correspondent pas à une désintégration possible du τ.

La conclusion est la suivante:

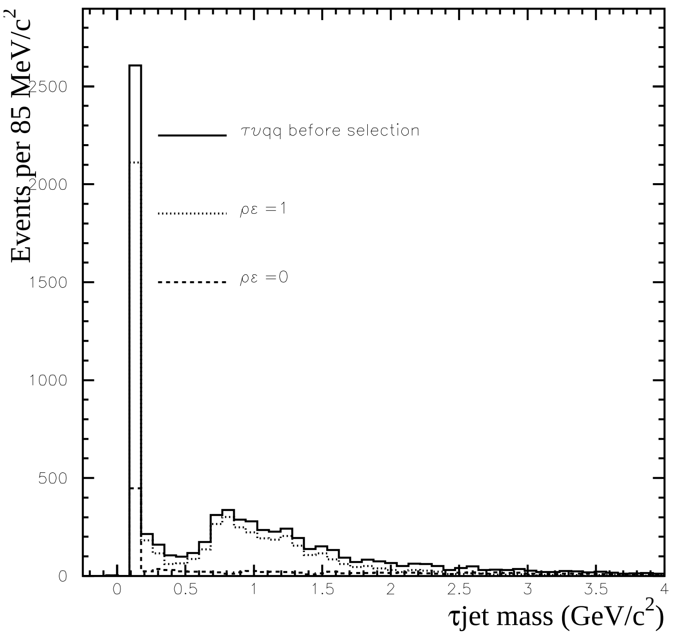
- Si le candidat jet_τ est un e ou μ le résultat est fiable ($\rho\epsilon = 1$ pour 95% des événements).
- Les événements avec $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau + \gamma$ (Bremsstrahlung électron) sont également bien reconstruits ($\rho\epsilon = 1$: 93% des événements) Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer une identification des photons de bremsstrahlung comme c'est le cas pour l'électron du canal $W^+W^- \rightarrow e\nu q\bar{q}$.
- Si le τ est un $\pi^\pm$, il y a une probabilité plus importante (par rapport aux cas précédents) à ce que le π provienne de l'un des deux jets hadroniques (24% des événements pour $\rho\epsilon = 0$).
- La classification des états finaux multi-π^0 est difficile car l'identification des π^0 à haute énergie est difficile.
- Les jet_τ qui ne sont pas classés dans un mode de désintégration connu sont retenus. Les τ dont la charge apparente diffère de l'unité sont également retenus, ils sont parfaitement reconstruits dans 23% des cas.
- Dans la table 4.3, le pourcentage des jet_τ auxquels nous assignons la bonne charge est donné en fonction du type de jet observé. Ces valeurs sont obtenues avant sélection. En excluant les événements avec une charge de jet_τ différente de 1 (10% selon la Table 4.4) la mesure de la charge est correcte à plus de 86%.

TAB. 4.3 – *Charge du τ reconstruit en fonction du canal observé sans sélection d'événements*

	% of τ's with good charge	
e,μ	$90.4 \pm 2.0\%$	$\mathbf{92.0 \pm 0.9\%}$
$\pi^\pm(\pi^0)$	$93.6 \pm 1.4\%$	
$3\pi^\pm(\pi^0)$	$80.4 \pm 6.2\%$	
Charge $\neq \pm 1$	0%	
Non classified	$80.0 \pm 5.1\%$	
TOTAL	$\mathbf{81.7 \pm 1.2\%}$	

TAB. 4.4 – *Qualité des jet$_\tau$ en fonction du mode de désintégration. Le rapport d'embranchement observé (donné avant et après sélection d'événements) est le nombre d'événements classés dans un mode particulier par le nombre total d'événements* $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *. Dans la colonne $\rho\epsilon$ on donne pour chaque mode deux pourcentages: le taux de reconstructions parfaites ($\rho\epsilon = 1$) et le taux de reconstruction entièrement ratées ($\rho\epsilon = 0$), avant et après sélection. La ligne dénotée "Total" correspond à la somme des événements* $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *classés dans un des modes.*

Mode	SM br. ratio%	Observed particles	Obs.Br.Ratio No sel.	Obs.Br.Ratio sel.	$\rho\epsilon$ of the reco. τ's (%)	before sel.	after sel.
$\tau^- \to \mathrm{e}^-\bar{\nu}_\mathrm{e}\nu_\tau$	17.8	e	10.8 ± 1.1	5.3 ± 1.6	1	94.2 ± 0.9	94.3 ± 1.9
					0	3.7 ± 3.5	2.9 ± 7.7
		$e\gamma$	3.3 ± 1.2	3.1 ± 1.7	1	89.6 ± 2.3	93.2 ± 2.5
					0	3.7 ± 6.2	3.9 ± 9.3
$\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.3	μ	13.9 ± 1.1	5.7 ± 1.7	1	96.1 ± 1.1	97.4 ± 1.2
					0	3.3 ± 0.6	2.0 ± 7.0
$\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$	11.1	$\pi^\pm$	15.4 ± 1.1	14.6 ± 1.6	1	60.4 ± 2.0	73.8 ± 2.5
					0	37.0 ± 2.5	23.7 ± 4.0
$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ (π^0)	36.9	$\pi^\pm +$ 1 EM^0	9.9 ± 1.1	12.8 ± 1.7	1	77.6 ± 1.8	82.2 ± 2.0
					0	15.6 ± 3.5	12.0 ± 4.6
		$\pi^\pm +$ 2 EM^0	11.2 ± 1.1	15.9 ± 1.6	1	85.1 ± 1.3	88.0 ± 1.6
					0	9.7 ± 2.3	7.2 ± 4.4
		$\pi^\pm +$ 3 EM^0	4.3 ± 0.3	6.0 ± 1.7	1	83.2 ± 2.5	84.0 ± 2.9
					0	8.6 ± 5.0	8.5 ± 6.5
		$\pi^\pm +$ 4 EM^0	2.4 ± 0.2	3.0 ± 1.7	1	77.1 ± 3.3	78.8 ± 3.7
					0	10.9 ± 7.1	8.0 ± 8.9
$\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$	15.2	$\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$	3.3 ± 1.2	4.6 ± 1.7	1	86.4 ± 1.9	87.6 ± 1.8
					0	7.0 ± 6.0	3.3 ± 7.5
		$\pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$ $+1$ EM^0	1.6 ± 1.2	2.3 ± 1.7	1	74.3 ± 3.9	78.7 ± 4.7
					0	10.5 ± 7.9	6.5 ± 10.5
Total	(98.3%)	Classified	77.6 ± 0.6	74.8 ± 0.9	1	82.0 ± 0.6	84.3 ± 0.8
					0	13.5 ± 1.3	10.3 ± 1.9
–	–	Non Clss.	12.6 ± 2.2	14.6 ± 1.6	1	53.3 ± 2.2	65.1 ± 2.7
					0	28.4 ± 2.7	17.9 ± 4.0
–	–	Chrg$\neq \pm 1$	9.8 ± 1.1	10.6 ± 1.7	1	23.4 ± 3.3	28.0 ± 4.6
					0	35.4 ± 3.0	27.8 ± 4.4



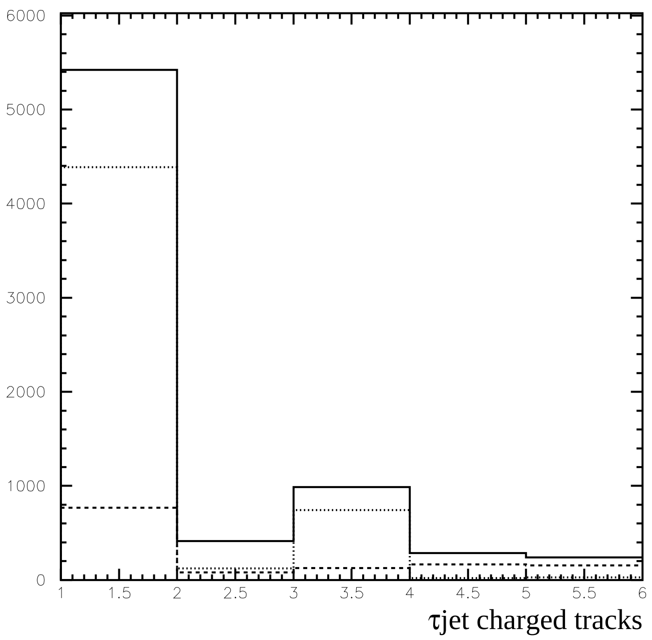


FIG. 4.4 – *Masse invariante du jet$_\tau$ et son nombre de traces chargées avant sélection.*

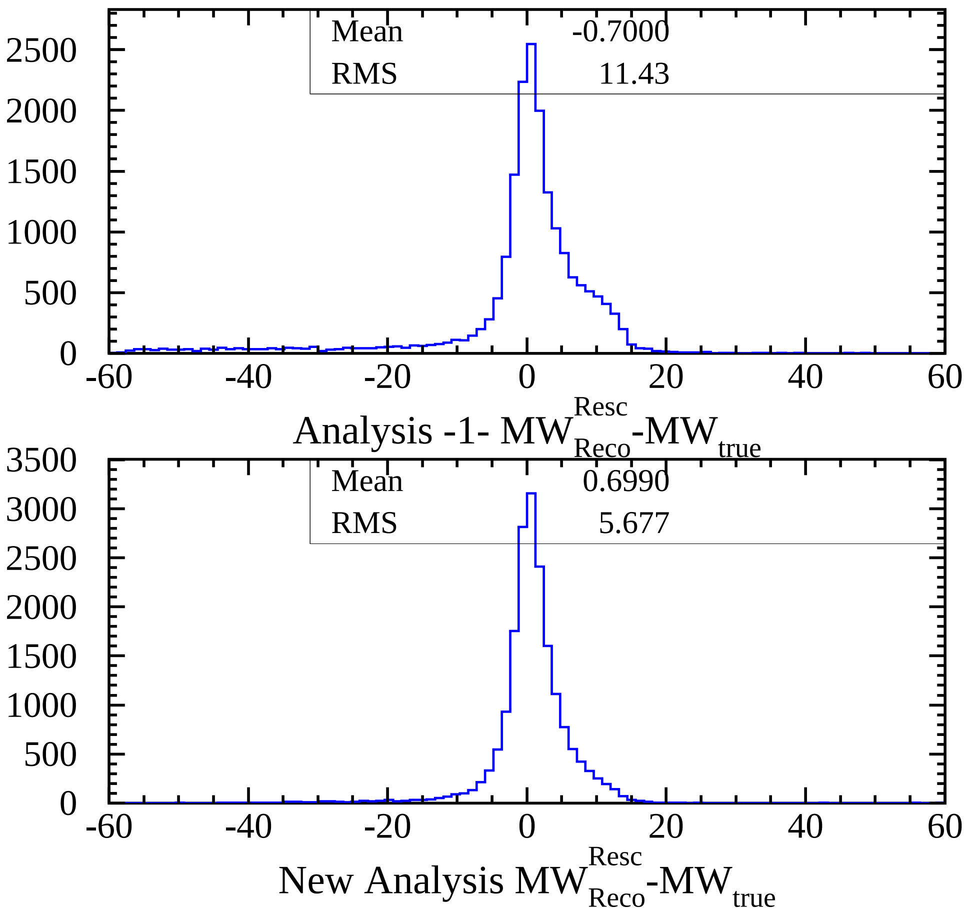


FIG. 4.5 – *Différence (Masse hadronique rééchelonnée) – (Masse hadronique générée)*

Remarques

- On voit dans la table 4.4 que la moitié des événements $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ et $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ sont perdus au niveau de la sélection, la plupart étant selectionnés comme événements $WW \to e(\mu)qq$.
- La différence entre la masse hadronique rééchelonnée reconstruite et la masse hadronique réelle (= masse invariante du W) est illustrée par la figure 4.5 (cf. figures 4.6 et 4.7 pour les masses rééshelonnées en absolue). Elle est moins large pour la reconstruction basée sur l'étiquetage du τ. Cette meilleure définition de la masse hadronique et donc de la masse du W laisse entrevoir une importante amélioration de la résolution sur la masse mesurée du W.
- Si une meilleure reconstruction améliore la résolution sur la masse du W, on peut s'attendre à ce que la sélection en soit améliorée. Ce point sera repris en détail au paragraphe 4.4.5 dédié à la sélection.

4.4.4 Conclusion

La reconstruction qui a été développée permet une meilleure définition de la masse du système à 2 jets et donc une mesure plus précise de la masse du W qui en est à l'origine. La résolution sur m_W dans le canal $W^+W^- \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$ sera évaluée au chapitre 6. L'emploi de cette reconstruction a permis d'améliorer la résolution de 30% environ. Cette reconstruction donne une mesure raisonable de la charge du lepton τ rendant ce canal utilisable pour d'autres analyses comme la mesure des Couplages à Trois bosons de Jauge (TGC) [57].

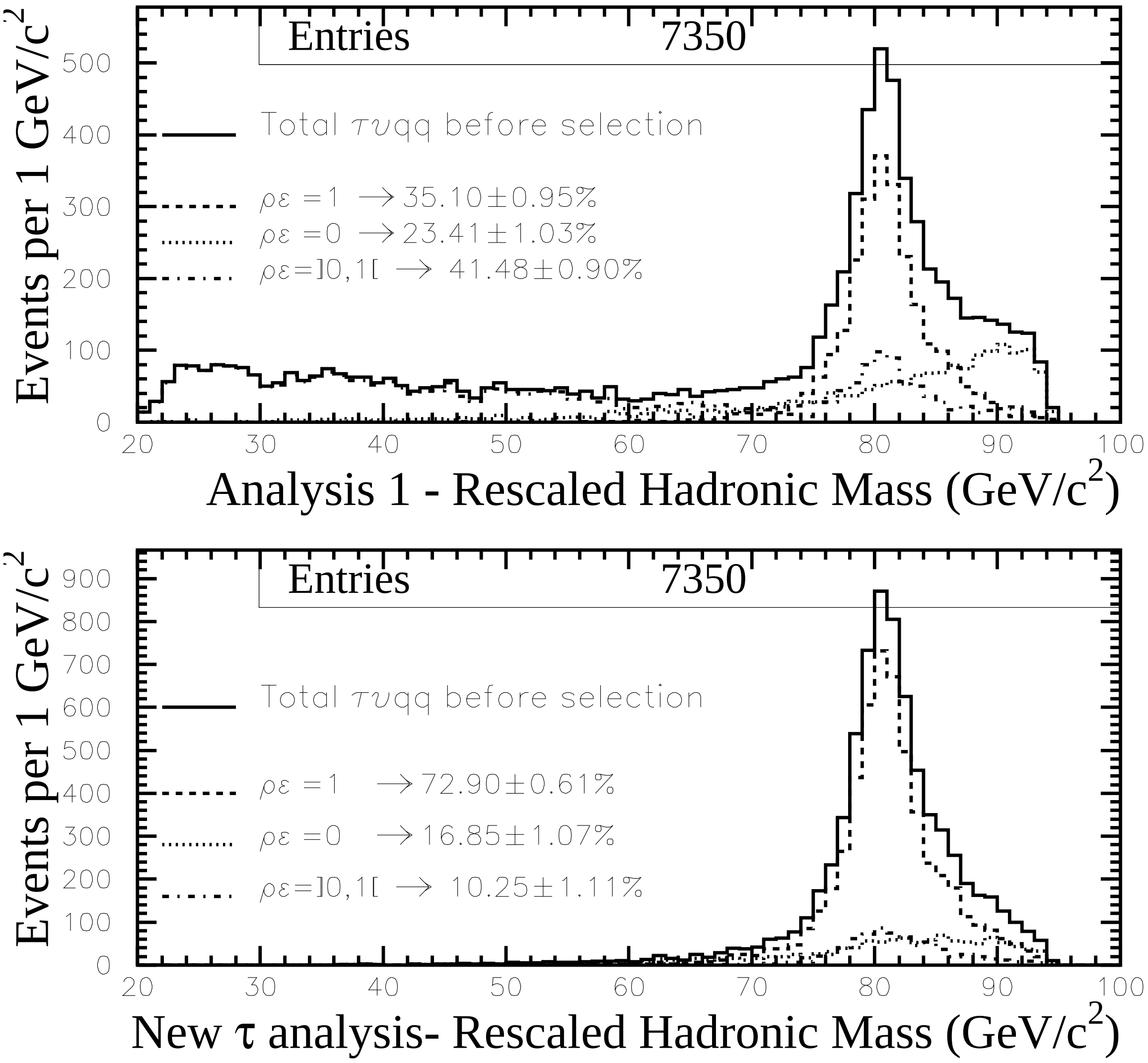


FIG. 4.6 – *Masse hadronique rééchelonnée avant sélection. La seconde analyse est celle développée dans cette thèse*

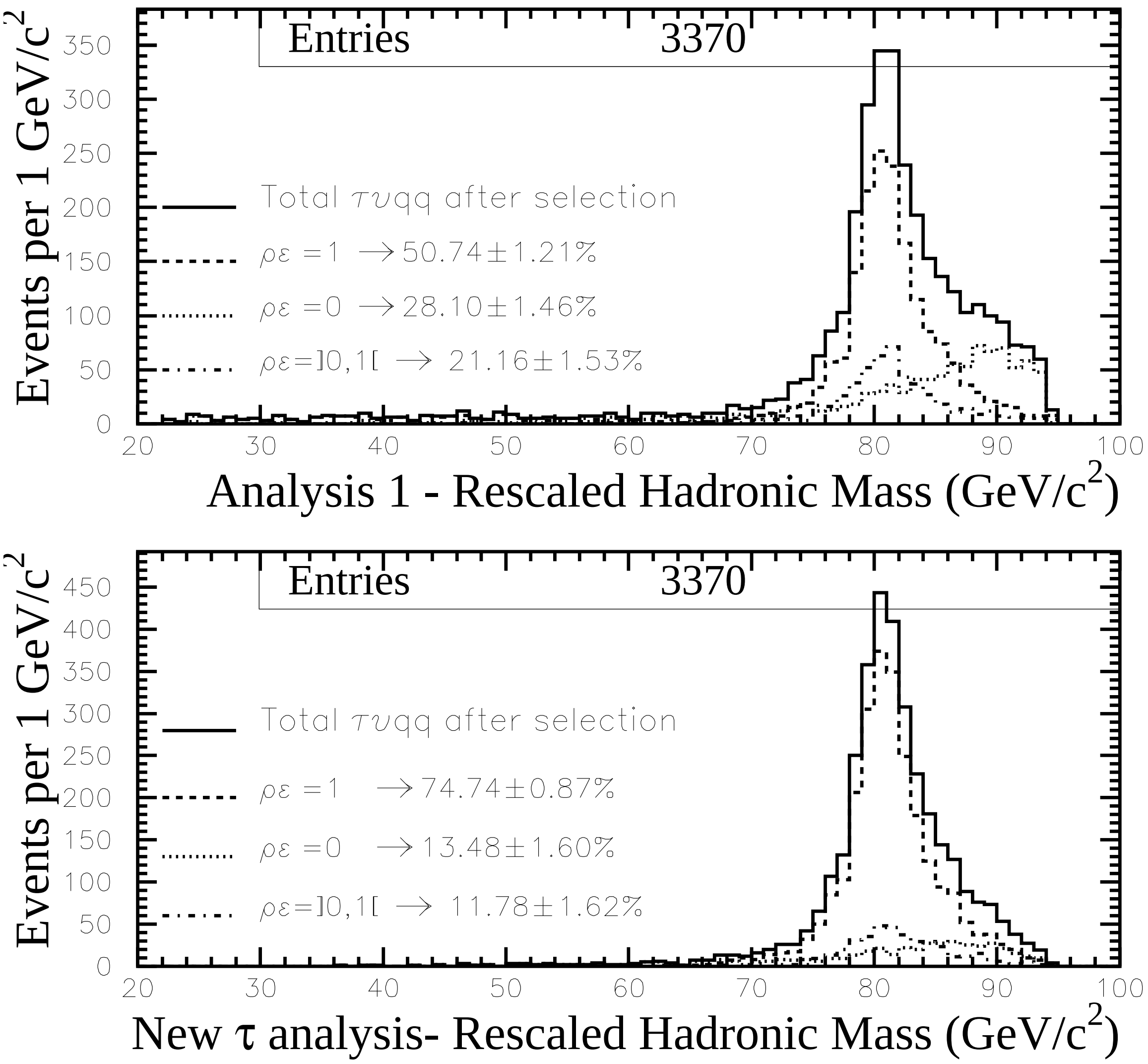


FIG. 4.7 – *Masse hadronique rééchelonnée après sélection. La seconde analyse est celle développée dans cette thèse*

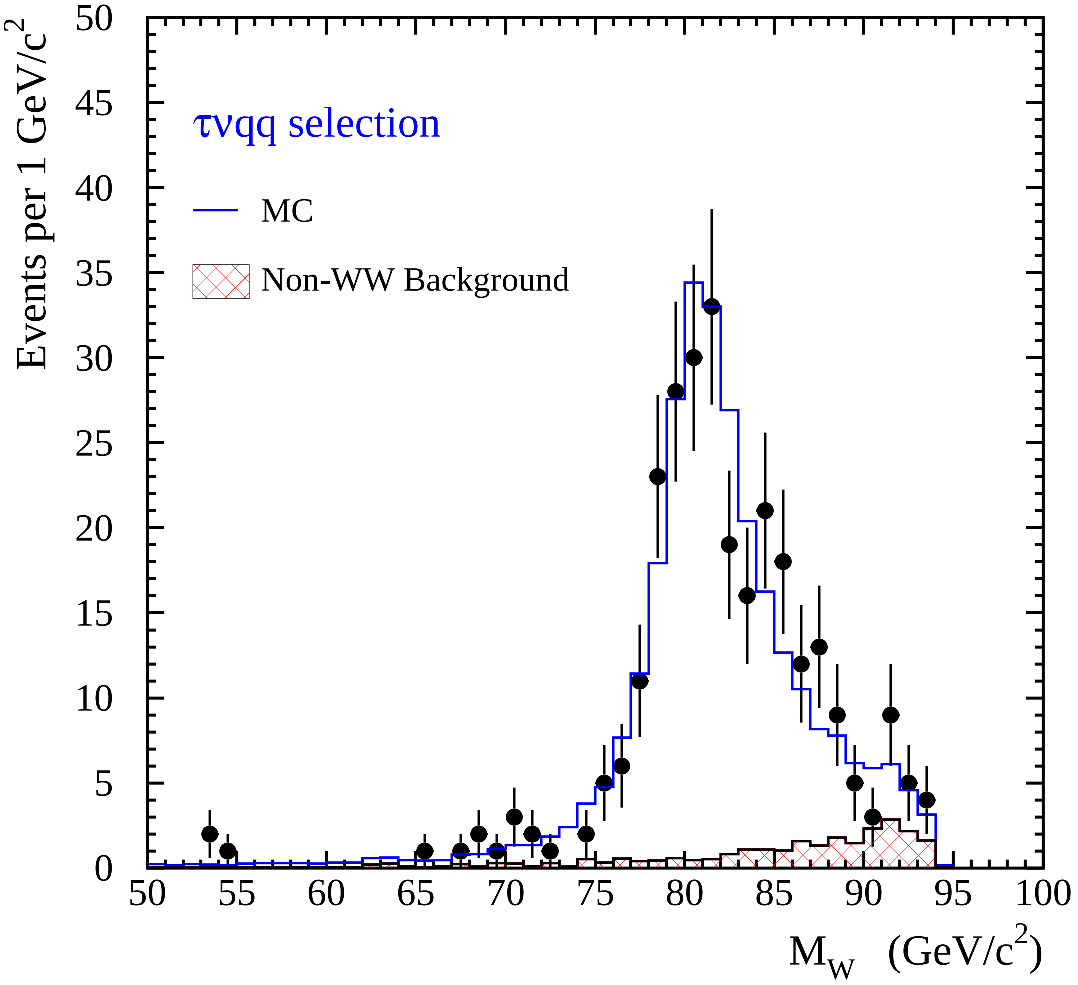


FIG. 4.8 – *On teste l'accord données–MC de la distribution de masse hadronique rééchelonnée obtenue avec cette reconstruction. Les données utilisées ont été collectées à* $\sqrt{s} = 189\,GeV$*. La ligne en trait plein est la distribution complète (signal + bruit de fond). La zone hachurée représente les bruits de fond (autres que processus WW)*

4.4.5 Sélection

Les caractéristiques globales des événements $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ servant à le sélection sont similaires à celles des autres événements semileptoniques:

- L'énergie visible des événements semileptoniques est plus petite en moyenne que celle des événements hadroniques ou Z (sans émission de photon dans l'état initial). En effet, le lepton résultant de la désintégration d'un W s'accompagne d'un neutrino énergétique, qui emportera en moyenne le quart de l'énergie de faisceau. La figure 4.9 (a) montre cette distribution normalisée à l'énergie de faisceau pour les canaux de désintégration des paires de W et les principaux bruits de fond. Pour les $q\bar{q}$, cette distribution comporte deux pics. Le premier, proche de 1, correspond au processus $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}$ où la paire de quarks emporte toute l'énergie dans le centre de masse. Le second, à 0.7, correspond au processus $e^+e^- \to Z\gamma \to q\bar{q}\gamma$ où un photon est émis dans l'état initial, le Z étant alors sur couche de masse. Ce photon est en géneral émis à bas angle et donc perdu dans le tube de faisceau d'où une énergie manquante importante. Ces événements sont identifiés par une impulsion logitudinale (P_z) totale importante.

- Les événements semileptoniques sont des états finaux à deux jets. On s'attend à ce que leur multiplicité soit inférieure à celle des événements à 4 jets (voir figure 4.9 (b)).
- Le lepton reconstruit possède une énergie moyenne importante ce qui distingue les événements semileptoniques des bruits de fond. Cela est cependant moins vrai pour le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ où le lepton reconstruit, jet_τ, possède une énergie moyenne plus petite que celle du lepton τ qui aura perdu une partie de son énergie en donnant lieu à un neutrino (ν_τ), voire deux neutrinos ($\nu_\tau\nu_\ell$) s'il se désintègre en lepton (voir figure 4.11).
- On peut voir sur la figure 4.12 que la masse hadronique (du système di-jet) est une variable déscriminante efficace permettant de distinguer les événements $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ des événements non-semileptoniques.

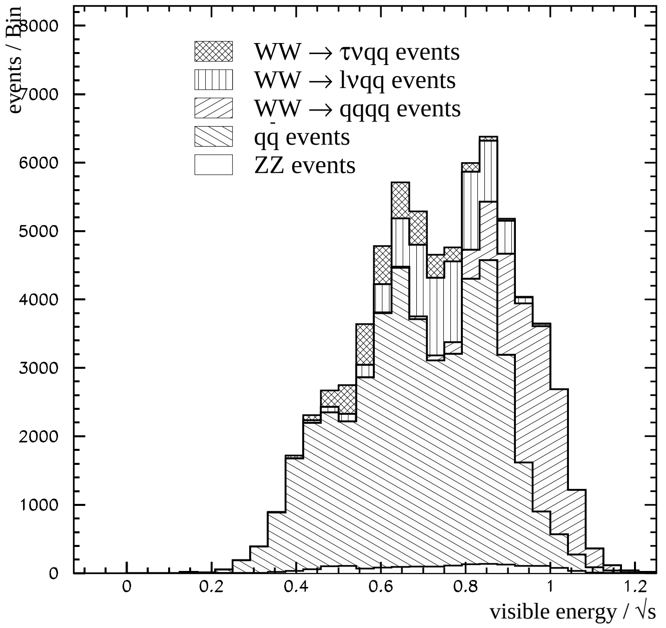
Une pré-sélection est effectuée grâce aux coupures suivantes:

- Reconstruction du τpossible
- $N_{trk} > 7$
- $M_{vis} > 50 GeV$
- $P_{misst} > 10 GeV$
- $Acol < 175^0$

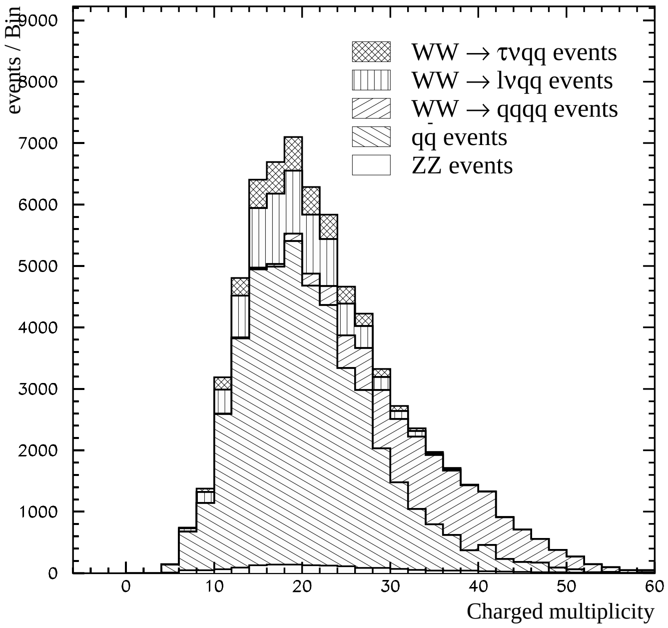
Où N_{trk} est la multiplicté chargée, M_{vis} la masse visible, P_{misst} la composante transverse de l'impulsion manquante et *Acol* l'acolinéarité d'un événement. Après cette pré-sélection, environ 80% des événements $\tau\nu q\bar{q}$ sont conservés.

La sélection dans le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ s'effectue en coupant sur une probabilité déterminée à partir de variables topologiques et globales. Cette probabilité est calculée avec un réseau de neurones à 15 variables [56] et qui est décrit en annexe 1. Le choix de la coupure s'effecue sur simulation (cf. paragraphe 1 pour le choix de la sélection).

L'efficacité inclusive de la sélection des événements $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ dépend des analyses $e\nu q\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ décrites au paragraphe suivant car une fraction non négligeable des événements $\tau\nu q\bar{q}$ est récupérée par ces deux sélections. L'efficacité est de l'ordre de 60%.

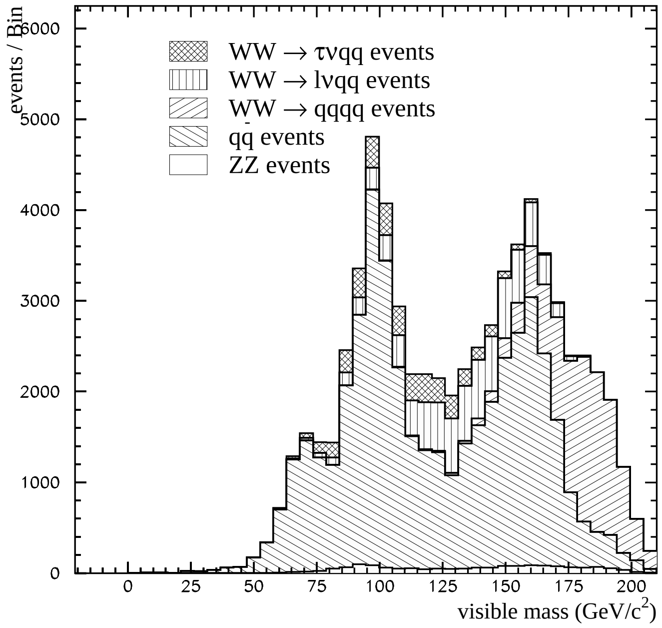


(a)

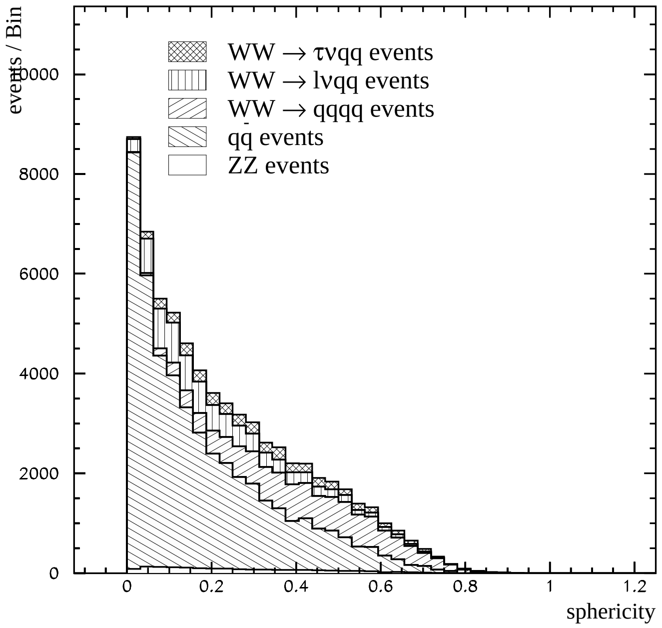


(b)

FIG. 4.9 – *Distributions de l'énergie visible totale et du nombre de traces chargées associées aux événements des deux canaux $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$ comparées aux principaux bruits de fond*



(a)



(b)

FIG. 4.10 – *Distributions de la masse visible totale (a) et de la sphéricité (b) associées aux événements des deux canaux $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$ comparées aux principaux bruits de fond*

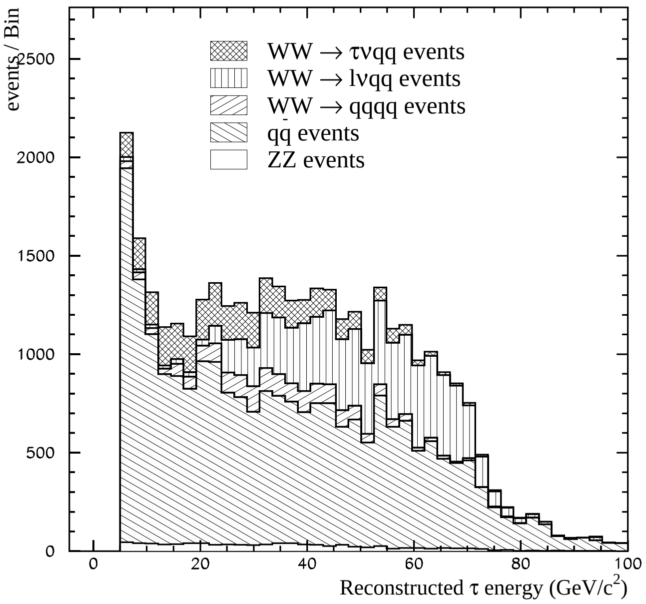


FIG. 4.11 – *Distribution de l'énergie du lepton τ reconstruit dans les canaux de désintégration des paires de W comparée à celle des principaux bruits de fond.*

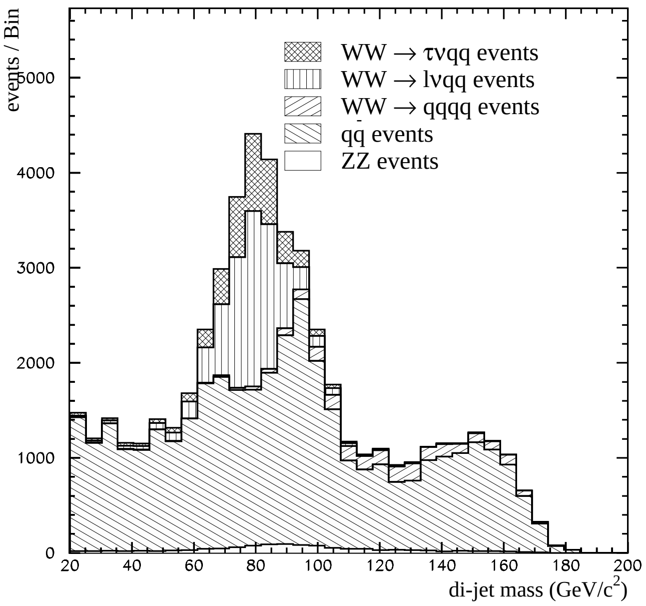


FIG. 4.12 – *Distribution de la masse invariante du système di-jet après reconstruction du τ dans les canaux de désintégration des paires de W et pour les principaux bruits de fond.*

4.5 Canaux semileptoniques $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$

4.5.1 Reconstruction des événements $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$

Cette reconstruction se base sur l'isolation du lepton, facile à identifier grâce à sa grande énergie, et des photons Bremsstrahlung associés (dans le cas où le lepton est un électron).

Le lepton est en général plus énergétique et plus isolé que les particules en provenance du système hadronique. Le lepton est choisi comme la particule qui maximise le produit $P_\ell^2(1 - cos\theta_{iso})$ où P_ℓ est l'impulsion du lepton et θ_{iso} l'angle d'isolation du lepton par rapport au jet le plus proche. Une reconstruction de jet par l'algorithme `DURHAM` ($y_{cut} = 0.0003$) ayant été appliquée aux objets `ENFLW` restants, non utilisés pour reconstruire le lepton.

L'identification des leptons e et μ lui est alors appliquée. Une recherche de photons Bremsstrahlung associée à l'électron du canal $W^+W^- \to e\nu q\bar{q}$ est effectuée. Ce photon peut être détecté comme un excès en énergie du dépôt associé à l'électron dans le ECAL (cf. Chapitre 3) ou comme un dépôt séparé dans le ECAL par un angle inférieur à 2.5^0. La même procédure est appliquée dans le HCAL avec une coupure à 2^0. Cette correction n'est pas appliquée si l'électron est accompagné d'autres particules chargées (à moins de 6^0) dont l'impulsion totale dépasse 5GeV.

Une recherche des photons émis dans l'état final (FSR) est également effectuée pour tous les événements $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$. Un tel photon est identifié si son énergie est supérieure à 0.5GeV.

4.5.2 Sélection

Les caractéristiques des événements semileptoniques ont été décrites dans le paragraphe précédent. Les quantités globales servant à la pré-sélection sont la multiplicité chargée et l'énergie visible totale de l'événement.

Chaque événement devra comporter au minimum 5 particules chargées (figure 4.9b) et une énergie totale supérieure à $0.12\sqrt{s}$ (figure 4.9a).

Une probabilité associée à chaque canal est calculée pour chaque événement. Cette probabilité est calculée à partir de l'énergie du lepton (figure 4.15), de son isolation et de l'impulsion transverse totale de l'événement (figure 4.13).

Un événement est identifié $e\nu qq$ ou $\mu\nu qq$ si la probabilité correspondante est supérieure à 0.5. Cet événement ne sera pas analysé par la sélection $\tau\nu qq$. La valeur de cette coupure est établit sur MC (voir figures 4.16 [37])

L'efficacité inclusive de la sélection est évaluée sur simulation:

$$\epsilon_{e\nu qq} = 87.8 \pm 0.4\%$$

$$\epsilon_{\mu\nu qq} = 91.6 \pm 0.4\%$$

Cette efficacité tient compte des événements $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ sélectionnés par l'analyse $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ objet du paragraphe suivant. La classification des canaux semileptoniques $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ et $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ s'effectue grâce à l'énergie des leptons, leur isolation ou encore l'impulsion transverse totale de l'événement.

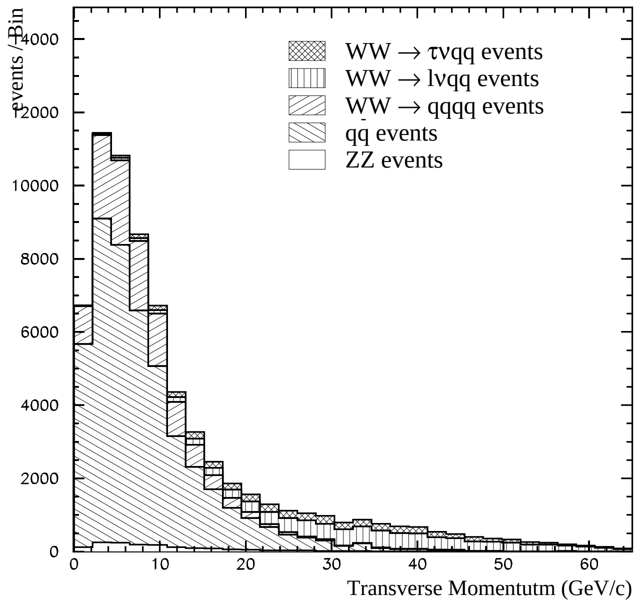


FIG. 4.13 – *Distribution de l'impulsion transverse totale associée aux événements des canaux hadroniques et semileptoniques comparée à celle des principaux bruits de fond*

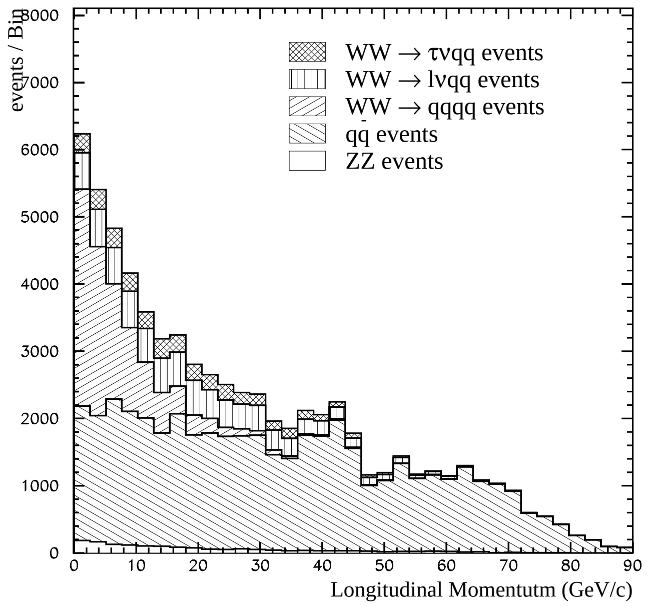


FIG. 4.14 – *Distribution de l'impulsion longitudinale totale associée aux événements des canaux hadroniques et semileptoniques comparée à celle des principaux bruits de fond*

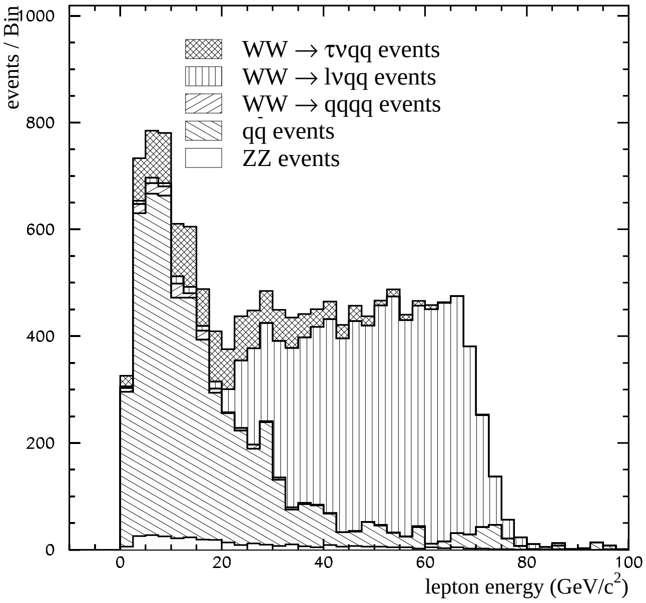
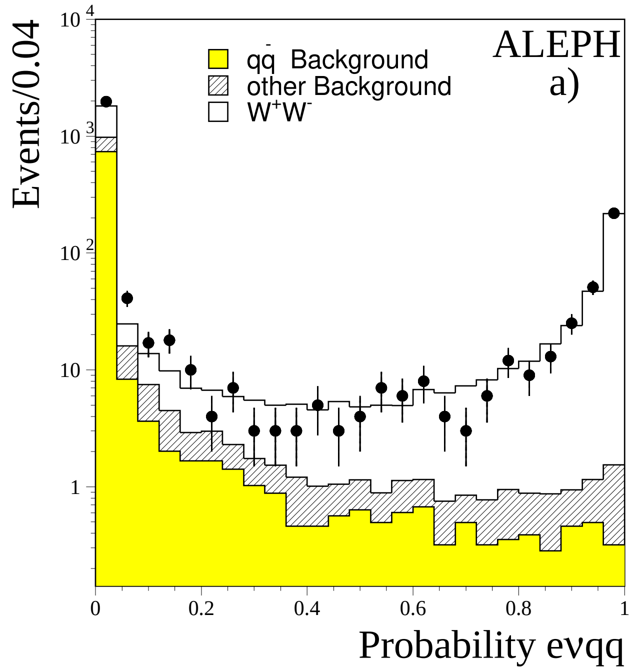


FIG. 4.15 – *Distribution de l'énergie du lepton reconstruit dans les canaux $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$ comparés aux principaux bruits de fond*



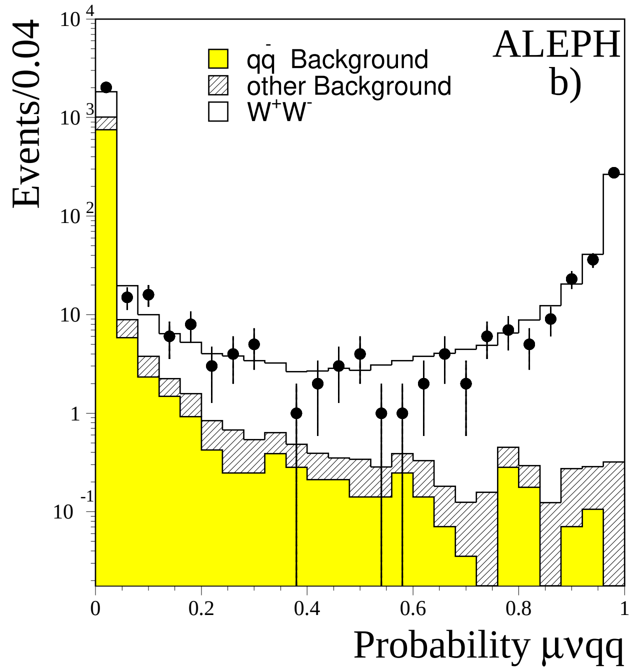


FIG. 4.16 – *Distribution de probabilité associée à des événements d'ALEPH pour les deux canaux $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$ après pré-selection. Les données ($\sqrt{s} = 189 GeV$) sont comparées aux simulations.*

4.6 Canal hadronique $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$

Pour chaque événement, les particules sont regroupées en jets avec l'algorithme `DURHAM`. Le nombre de jets est fixé à 4.

Les événements hadroniques se caractérisent par une énergie visible importante (voir figure 4.9) proche de l'énergie de faisceau, ce qui les démarque des événements semileptoniques.

La présélection est définie par les coupures suivantes (à $\sqrt{s} = 189 GeV$):

- $P_l < 1.5(M_{vis} - M_Z)$
- Sphéricité > 0.03
- $Y_{34} > 0.001$
- $E_{EM} < 95\% E_{total}$

La coupure sur P_l, composante longitudinale de l'impulsion totale (figure 4.14), permet d'éliminer les événements $e^+e^- \to Z\gamma \to q\bar{q}\gamma$ où le photon est le plus souvent perdu dans le tube à vide car la probabilité d'émission décroît fortement avec l'angle θ.

La répartition homogène des 4 jets se traduit par une sphéricité importante relativement à des événements di-jet tel que $e^+e^- \to Z^* \to q\bar{q}$ ou $e^+e^- \to Z\gamma \to q\bar{q}\gamma$

Y_{34} est le seuil du paramètre y_{cut} de `DURHAM` permettant le passage d'une reconstruction en 4 jet à une reconstruction en 3 jets.

Après la pré-sélection, l'efficacité est de 98.4% et la pureté de 35%.

La sélection des événements s'effectue en coupant sur une probabilité définie par un réseau de neurones faisant appel à 14 variables. On le notera par la suite NN_{14}. Ces variables décrivent des propriétés globales des événements, des propriétés des jets ou encore du résultat d'un étiquetage de quark b (b-tagging). La structure du NN et la définition de ces variables est donnée en annexe A.

Le choix de la coupure s'effectue sur simulations (voir figure 4.17). A $\sqrt{s} = 189 GeV$, la coupure est effectuée à 0.3.

L'efficacité de cette sélection est évaluée sur simulation. Comme aucune des autres analyses ne récupère d'événements hadroniques, l'efficacité inclusive et exclusive sont identiques et égales à 91.7%.

4.7 Canaux $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$

Deux analyses complémentaires sont utilisées:

1. Les événements sélectionnés doivent avoir 2 à 4 particules chargées avec une charge électrique totale nulle. Les événements à 4 particules chargées sont réduits à un système de 2 jets en regroupant les 3 particules offrant la plus petite masse invariante. Un tel système est interprété comme le résultat d'une désintégration de τ en 3 pions. Un veto définie par une coupure sur l'énergie des photons permet d'éliminer les événements di-lepton radiatifs. Cette coupure est de 4GeV à $\sqrt{s} = 172 GeV$ et est rééchelonnée en fonction de $\sqrt{s}$. Une coupure sur l'acolinérité ($< 2^0$) sert à rejeter les événements de type 'retour au Z' doublement radiatif.
2. Les événements sélectionnés doivent avoir 2 à 6 particules chargées avec un lepton (identifié e ou μ) de haute impulsion. Le jet le plus énergétique doit avoir 20% à 80% de l'énergie de faisceau.

Un événement est sélectionné s'il passe une des deux sélections. L'efficacité de la sélection $\ell\nu\ell\nu$ est de $64.2 \pm 0.4\%$.

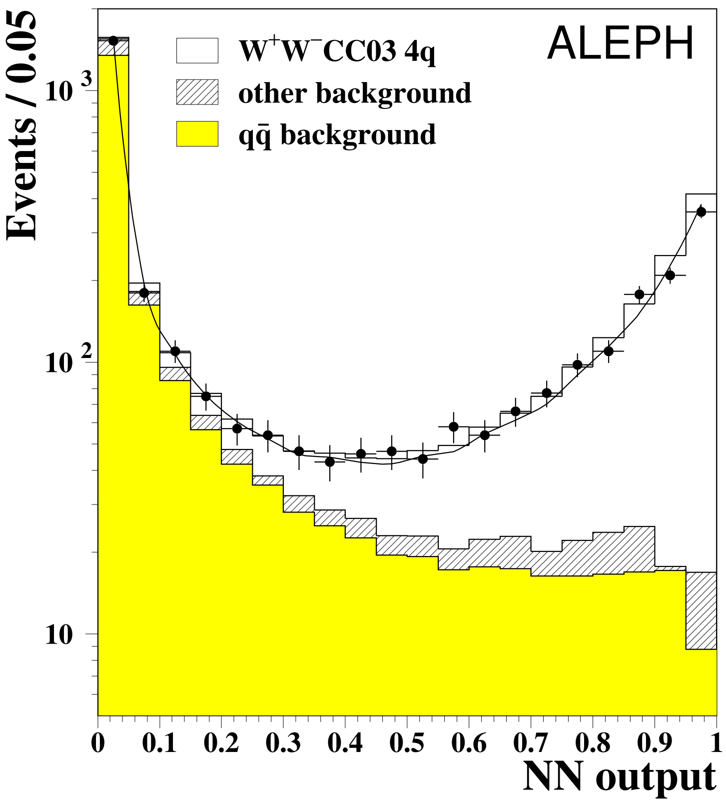


FIG. 4.17 – *Distribution de la probabilité donnée par NN_{14} calculée pour différents types d'événements. Les simulations sont comparées aux données ($\sqrt{s} = 189GeV$)*

Ce canal sera utilisé pour la mesure de m_W à une seule énergie ($\sqrt{s} = 189\mathrm{GeV}$)

Chapitre 5

Ajustement cinématique

5.1 Introduction

L'ajustement cinématique sert à calculer les meilleurs estimateurs possibles des quadri-vecteurs des fermions détectés en exploitant la connaissance précise de l'énergie de faisceau et de sa symétrie. On la résume par les contraintes cinématiques suivantes qui doivent être vérifiées par tous les états finals des processus e^+e^-:

$$E_{tot} = 0$$

$$P_{tot} = 0$$

où E_{tot} et P_{tot} sont l'énergie et l'impulsion totale de l'état final. Pour les événements W^+W^-, on prend en compte l'égalité des masses:

$$m_{W^+} = m_{W^-}$$

La résolution du détecteur fait que les contraintes ne sont pas vérifiées événement par événement.

La non-hermiticité du détecteur fait que certaines contraintes ne sont pas vérifiées en moyenne. Par exemple, la présence du tube à vide introduit un biais systématique sur l'angle θ des jets et avec les zones aveugles du détecteur, il contribue à la perte d'une partie de l'énergie des particules visibles produites.

Ces contraintes ne peuvent pas être toutes utilisées car les produits de désintégration ne sont pas tous détectables par ALEPH. Les contraintes qui seront appliquées aux événements reconstruits dépendent du canal considéré:

- $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$: aucune contrainte ne peut être utilisée à cause des deux neutrinos.
- $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$: les 5 contraintes peuvent être utilisées
- $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$: seules deux contraintes seront utilisées
- $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$: Dans ce canal le lepton τ n'est pas utilisé pour $\mathrm{m_W}$ à cause du neutrino perdu lors de la désintégration du τ. L'ajustement est alors effectué avec une contrainte seulement sur le système hadronique.

5.2 Rééchelonnement

Le rééchelonnement désigne une correction apportée à l'énergie et à l'impulsion reconsruites d'un W. Cette correction est un facteur multiplicatif a qui impose que l'énergie du W soit égale à $\sqrt{s}/2$. On suppose alors que la correction sur la norme de l'impulsion du W est identique.

$$a = \frac{2E_W}{\sqrt{s}}$$

On voit sur la figure 5.1 l'effet du rééchelonnement sur le spectre en masse et l'amélioration de la résolution qui en résulte.

Néanmoins, cette correction ne prend pas en compte les particularités du détecteur et ne modifie pas la direction de l'impulsion.

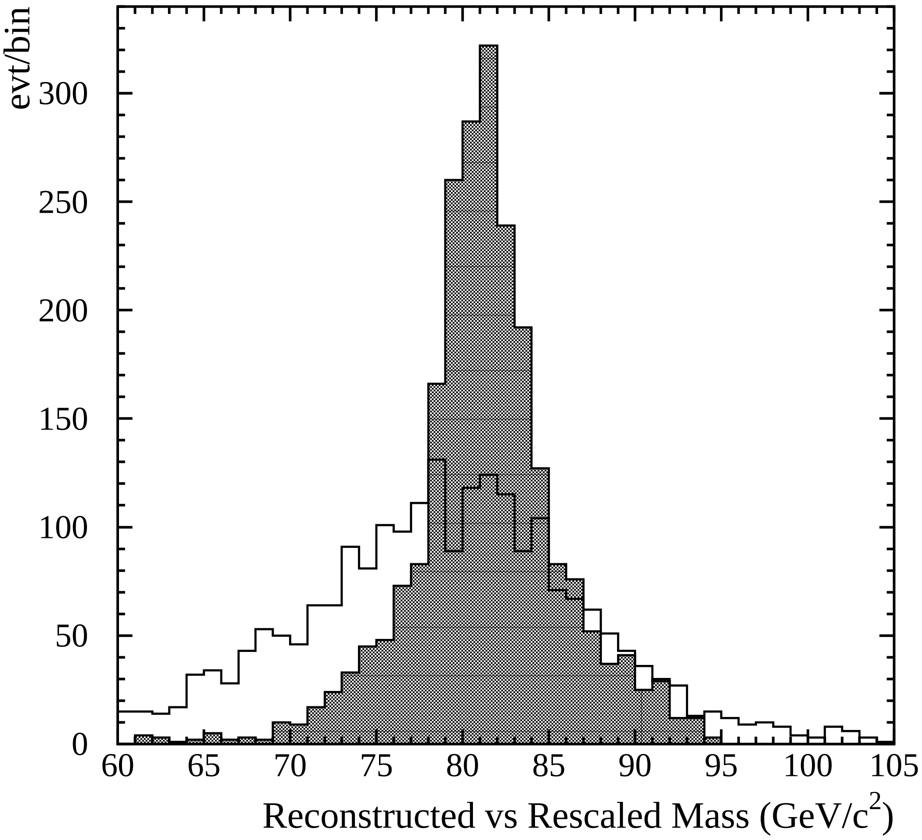


FIG. 5.1 – *Comparaison entre la masse reconstruite (histogramme gris) et la masse rééchelonnée. Elles sont calculées sur des événement* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *simulés.*

5.3 Ajustement contraint

L'objectif de cette méthode est de définir des corrections aux impulsions reconstruites pour les fermions visibles des événements $\mathrm{WW} \rightarrow \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$qui prennent en compte les contraintes cinématiques. Ces corrections se divisent en corrections longitudinales et transverses. Les corrections longitudinales sont orientées selon $\overrightarrow{u}_r$ alors que les corrections transverses selon $\overrightarrow{u}_\phi$ et $\overrightarrow{u}_\theta$. Ces vecteurs sont définis sur la figure 5.2.

$$\overrightarrow{P}_i^c = a_i P_i^m \overrightarrow{u}_{ri} + b_i \overrightarrow{u}_{\theta_i} + c_i \overrightarrow{u}_{\phi i}$$

$\overrightarrow{P}_i^m$ est l'impulsion mesurée d'un fermion i. $\overrightarrow{P}_i^c$ est l'impulsion après correction.

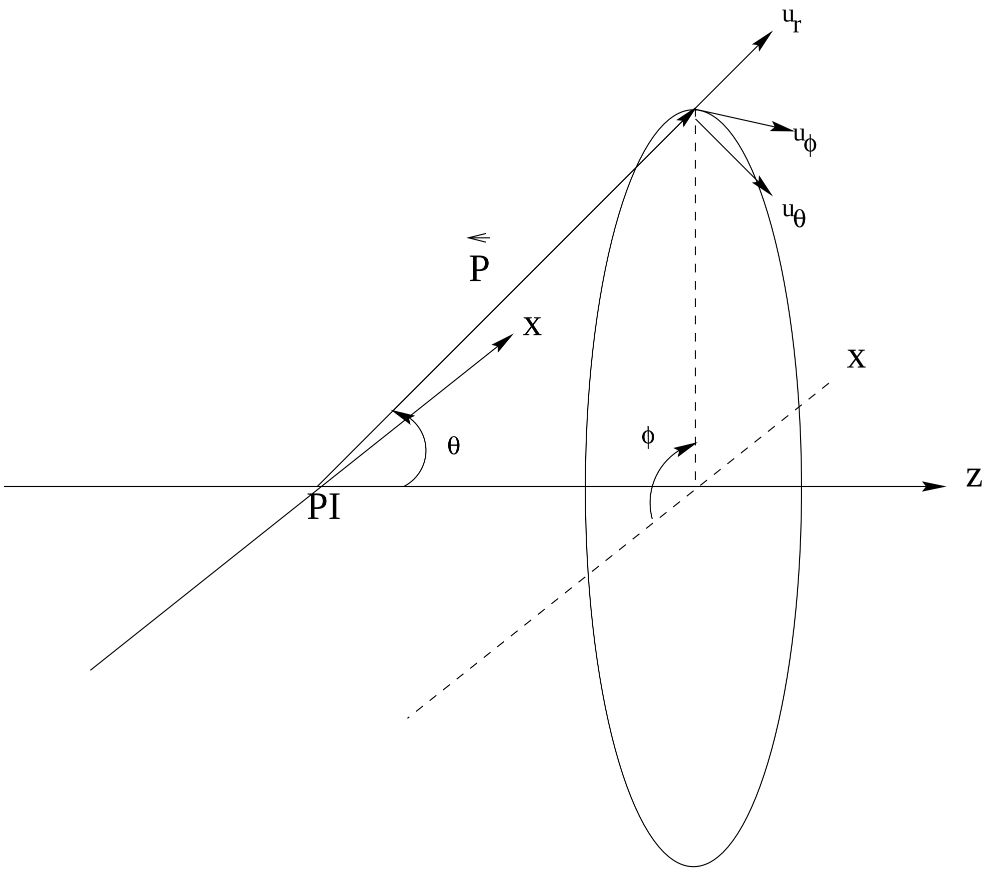


Fig. 5.2 – *Définition du référentiel associé à une particule. Il est défini par les vecteurs* $\overrightarrow{u}_r, \overrightarrow{u}_\theta$ *et* $\overrightarrow{u}_\phi$

On utilisera par la suite un ajustement à 3 paramètres (a, b et c). L'énergie des jets est rééchelonnée en fonction de l'impulsion par[1]:

$$E_i^c = E_i^m \times \frac{P_i^c}{P_i^m}$$

ce qui permet de ne considérer que 3 paramètres à ajuster (a_i, b_i et c_i). Les corrections transverses étant faibles comparés à la correction longitudinale $a_i P_i^m$, on peut écrire:

$$a_i \simeq \frac{E_i^c}{E_i^m}$$

Les paramètres a_i, b_i et c_i sont déterminés par un ajustement contraint qui se base sur le principe des moindres carrés. Plus précisément, la minimisation de la quantité :

1. On peut également effectuer un ajustement à 4 paramètre en introduisant une correction supplémentaire pour l'énergie. Une telle correction allourdit sensiblement l'algorithme sans apporter une amélioration significative à la résolution.

$$L\left(y,\overrightarrow{\lambda}\right) = \left(\overrightarrow{y} + \overrightarrow{y_0}\right) V^{-1} \left(\overrightarrow{y} - \overrightarrow{y_0}\right) + 2\,\overrightarrow{\lambda}.\overrightarrow{f(\overrightarrow{y})} \tag{5.1}$$

où $\overrightarrow{y}$ represente les paramètres à ajustér, $\overrightarrow{f(\overrightarrow{y})}$ les contraintes, $\overrightarrow{\lambda}$ sont les multiplicateurs de Lagrange et V la matrice de covariance. Les paramètres sont alors estimés par la relation de récurrence :

$$\overrightarrow{y}^{i+1} = \overrightarrow{y}_0 + VB^T \left(BVB^T\right)^{-1} \left[B\left(\overrightarrow{y}^{i+1} - \overrightarrow{y}_0\right) - \overrightarrow{f}\left(\overrightarrow{y}^i\right)\right] \tag{5.2}$$

$\overrightarrow{y}$ représente les valeurs des corrections à l'itération i alors que $\overrightarrow{y}_0$ représente les valeurs intiales des corrections, elles sont définies au paragraphe suivant.

B est la matrice Jacobienne définie par les contraintes.

5.4 Paramétristion des corrections

Les valeurs initiales des corrections sont évaluées sur simulations par comparaison des quadri-impulsions générées (avec le générateur `KORALW`) et les quadri-impulsions reconstruites après sélection des événements du canal considéré.

Les corrections sont définies par les différences moyennes entre les composantes longitudinales et transverses. Elles sont calculées en fonction des observables relatives aux jets dont elle dépendent le plus : l'énergie totale des jets et leur angle θ. Paramétriser les corrections en fonction de ces deux quantités permet d'obtenir des corrections 'gaussiennes' et de leur assigner une erreur qui est définie par la largeur de la gaussienne. On notera que cette définition ne prend pas en compte la constitution du jet.

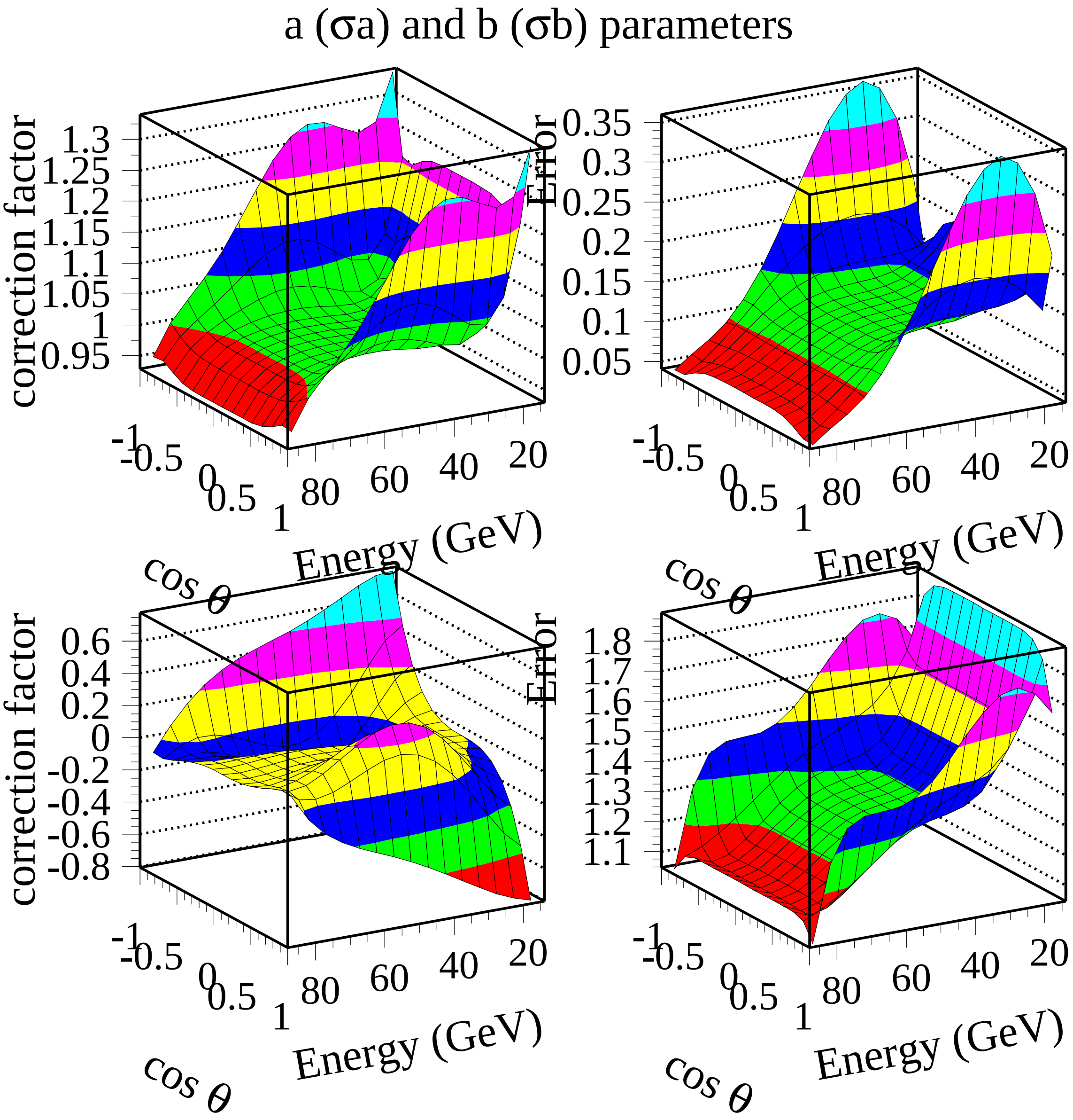


FIG. 5.3 – *Paramètres a et b calculés pour des jets d'événements semileptoniques en fonction de l'énergie et de l'angle azimutal θ des jets.*

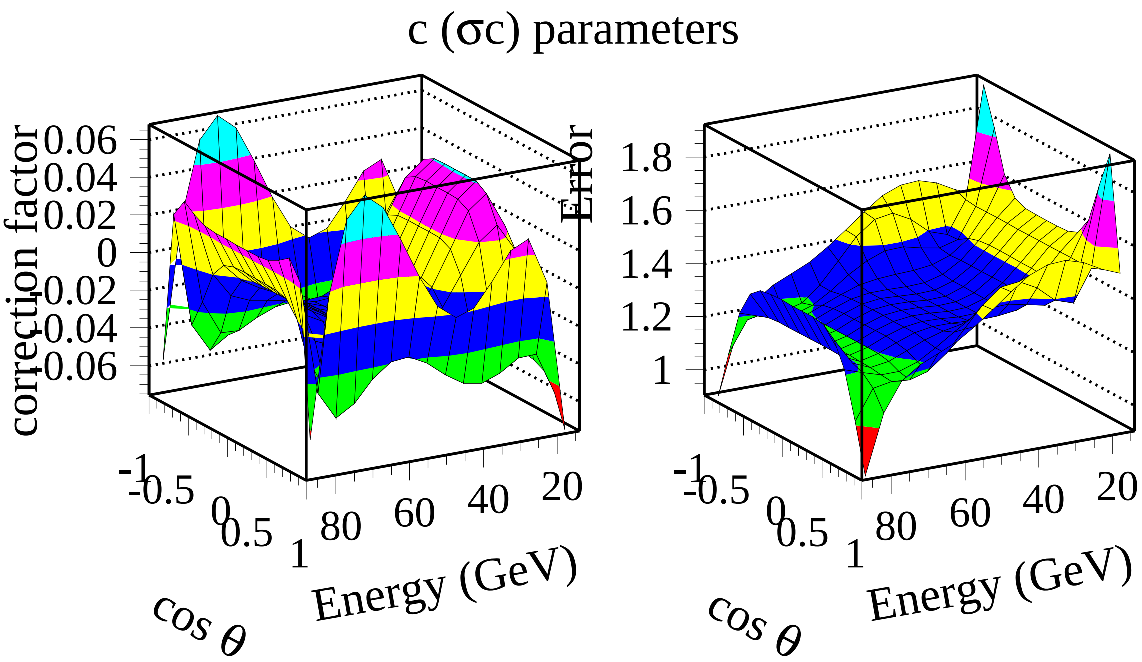


FIG. 5.4 – *Paramètre c calculé pour des jets d'événements semileptoniques en fonction de l'énergie et de l'angle azimutal θ des jets.*

Chapitre 6

Ajustement de la masse du W

“ Les masses sont les véritables héros ”
Mao Tsé-Toung

L'ajustement cinématique décrit au chapitre précédent permet de calculer des quadri-vecteurs modifiés (et leurs erreurs) correspondant aux fermions reconstruits. Une ou deux masses invariantes du W peuvent être définies à partir de ces quadri-vecteurs pour chaque événement . L'ajustement de ces masses peut s'effectuer de différentes façons. Elles sont décrites dans le premier paragraphe. D'autres estimateurs sont utilisés en supplément afin d'améliorer la résolution. Dans le canal $W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$ où le W ne peut pas être reconstruit, les propriétés cinématiques des fermions reconstruits sont utilisées pour mesurer m_W .

6.1 Techniques de mesure

6.1.1 Ajustement de Breit-Wigner

La distribution de la masse invariante des W produits à LEP2 est une Breit-Wigner dont le principal paramètre est m_W . Il peut être mesuré en ajustant la distribution observée par une fonction de m_W qui tiendra compte des effets de résolution, d'acceptance et des analyses. La fonction suivante [18] peut être utilisée:

$$F_1(m) = \frac{Nm^2}{\left(m^2 - m_W^2\right)^2 + m^2\Gamma_W^2}$$

où N est le facteur de normalisation (nombre d'événements), m_W est la masse du W et Γ_W sa largeur effective. Celle-ci inclut la largeur du W et l'effet de résolution. Ces trois paramètres sont à ajuster.

Cette fonction ne prend pas en compte la limite cinématique, $m_W < \frac{\sqrt{s}}{2}$ et qui apparait avec l'ajustement contraint (ou le rééchelonnement). Une fonction de coupure [66] C est ajoutée afin d'améliorer la modélisation des données:

$$C(m) = \frac{2}{1 + exp\left(\eta \frac{m-\sqrt{s}/2}{\sqrt{s}/2 - m_W}\right) - 1}$$

Les données sont alors ajustées par le produit $F_1 \times C$.

Néanmoins, cette mesure nécessite une calibration car des biais sont introduits par la reconstruction, la sélection ou encore par l'ajustement cinématique.

La calibration s'effectue sur simulations en mesurant $\mathrm{m_W}$ sur des lots simulés à des masses nominales différentes. La courbe de calibration se représente par les masses nominales des simulations en abscisse et les masses ajustées en ordonnée. La courbe obtenue avec la méthode présentée dans ce paragraphe est linéaire mais sa pente est différente de l'unité. Elle présente également un biais constant. Ces deux paramètres sont pris en compte afin de recalibrer la masse mesurée sur données.

Une erreur systématique sur $\mathrm{m_W}$ est introduite afin de tenir compte de l'erreur sur la calibration.

6.1.2 Méthode de repondération

La méthode de repondération [61] se base sur les simulations MC. Les événements WW sont générés à une masse de W nominale m_{W0}. Cette méthode consiste à calculer la distribution d'une quantité $A(m_W)$ à la masse du W $\mathrm{m_W}$ partant de sa distribution à la masse nominale $A(m_{W0})$. Le calcul de la nouvelle distribution se fait en modifiant le poids statistique de chaque événement.

Le nouveau poids assigné à un événement est donné par un rapport de la probabilité:

$$w(m_{W0}, m_W, P_j^i) = \frac{P(m_W, P_j^i)}{P(m_{W0}, P_j^i)}$$

où P_j^i $i,j = 1..4$ sont les quadri-vecteurs ordonnés des quatre fermions issus de la désintégration de la paire de W. Ces quadri-vecteurs définissent la probabilité d'un événement pour une masse du W donnée: $P(m_W, P_j^i)$. Cette probabilité est calculée à partir de la section efficace du processus `CC03`. Elle est proportionnelle à l'élément de matrice $|M(P_j^i, m_W)|^2$.

Ainsi, partant de la distribution d'une quantité quelconque simulée à une masse donnée, son évolution en fonction de $\mathrm{m_W}$ peut être obtenue. Cette méthode présente l'avantage de nous affranchir de descriptions analytiques qui peuvent être imparfaites, en particulier pour décrire la réponse du détecteur ou l'effet de l'analyse. Cette méthode sera adoptée pour toutes les mesures de $\mathrm{m_W}$. Une méthode alternative sera décrite pour le canal $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$.

La masse du W peut alors être ajustée par la recherche d'un maximum de la vraisemblance entre la distribution simulée (paramétrée par $\mathrm{m_W}$) et la distribution observée sur données. Dans les mesures présentées, la largeur Γ_W varie avec $\mathrm{m_W}$ selon les prédictions du modèle standard: $\Gamma_W \propto {m_W}^3$

La distribution $A(m_W)$ pourra être la masse reconstruite du W ou tout autre quantité sensible à $\mathrm{m_W}$.

6.2 Canal $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$

Le canal leptonique $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$ possède le plus faible rapport d'embranchement. La présence de deux neutrinos dans l'état final fait qu'aucun ajustement cinématique n'est possible.

Les masses invariantes des W ne peuvent pas être reconstruites. Néanmoins, le spectre d'énergie des leptons reconstruits dépend de la masse du W. Il sera utilisé afin d'ajuster $\mathrm{m_W}$ [64]. En première approximation, en négligeant la masse des leptons vis-à-vis de la masse du W, l'énergie des leptons issus de la désintégration d'un W s'écrit:

$$E_\ell = \frac{\sqrt{s}}{4} + \cos\theta^* \frac{\sqrt{s}}{4}\left(\sqrt{\frac{s}{16} - \frac{m_W^2}{4}}\right)$$

Où E_ℓ est l'énergie du lepton, θ^* l'angle entre son impulsion et celle du W (voir figure 6.1). Cette formulation ne tient pas compte de l'effet de la polarisation ou de la résolution du détecteur. La méthode de repondération sera utilisée. Il n'est donc pas nécessaire de modéliser analytiquement l'énergie reconstruite des leptons.

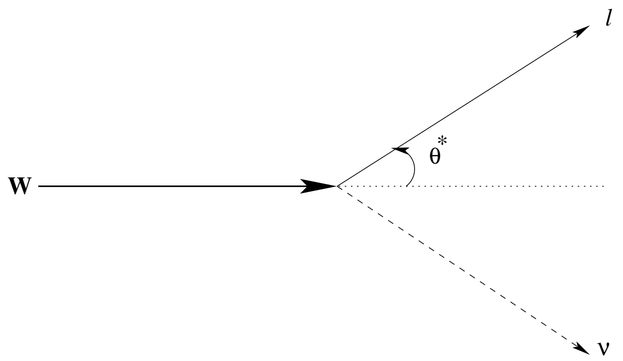


FIG. 6.1 – *Désintégration d'un W en leptons. L'angle θ^* et l'énergie du lepton sont liés à* $\mathrm{m_W}$

6.2.1 Ajustement de la masse

Comme il a été exposé en section 4.7, les leptons sont reconstruits en jets afin de tenir compte des désintégrations du W en τ. Trois distributions sont utilisées. La première est l'énergie du jet le plus énergétique, $\mathrm{E}_\ell^{\mathrm{max}}$. La seconde est l'énergie du second jet, $\mathrm{E}_\ell^{\mathrm{min}}$. La troisième est l'énergie manquante, $\mathrm{E_{miss}}$ (cf. figure 6.2). Chaque distribution sera ajustée séparément. Les masses ainsi mesurées sont corrélées entre elles. Les deux premières distributions correspondent à la reconstruction la plus précise de l'énergie des deux leptons. Dans ce canal, les neutrinos ne peuvent pas être reconstruits séparément, seule la somme de leurs énergies est mesurée. Cette quantité est néanmoins corrélée aux deux précédentes. Elle sert à récupérer l'information perdue dans les événements impliquant un lepton τ(états finals $\ell\nu\tau\nu$ et $\tau\nu\tau\nu$).

Ce canal présente des difficultés techniques qui résultent de son faible taux statistique et du profil des distributions ajustées. Ces distributions (en particulier E_ℓ^{max}) présente une forme de pic jacobien qui peut être difficilement repondérée.

En effet, les poids utilisés pour la repondération sont des fonction de $\mathrm{m_W}$ définies pour chaque événement. La probabilité des événements générés à une masse nominale m_{W0} avec une énergie E_ℓ^{max} élevée (supérieure à $\frac{\sqrt{s}}{4}\left(1 + \sqrt{\frac{s}{16} - \frac{m_{W0}^2}{4}}\right)$ augmente rapidement si $\mathrm{m_W}$ augmente. Ceci se traduira par de grandes valeurs des poids assignés à ces événements et donc un accroissement de la systématique due à la taille finie des simulations.

Trois types d'ajustement seront testés. Le premier est identique à celui utilisé pour les autres canaux. Il se base sur la repondération de distribution simulée générée à une masse nominale

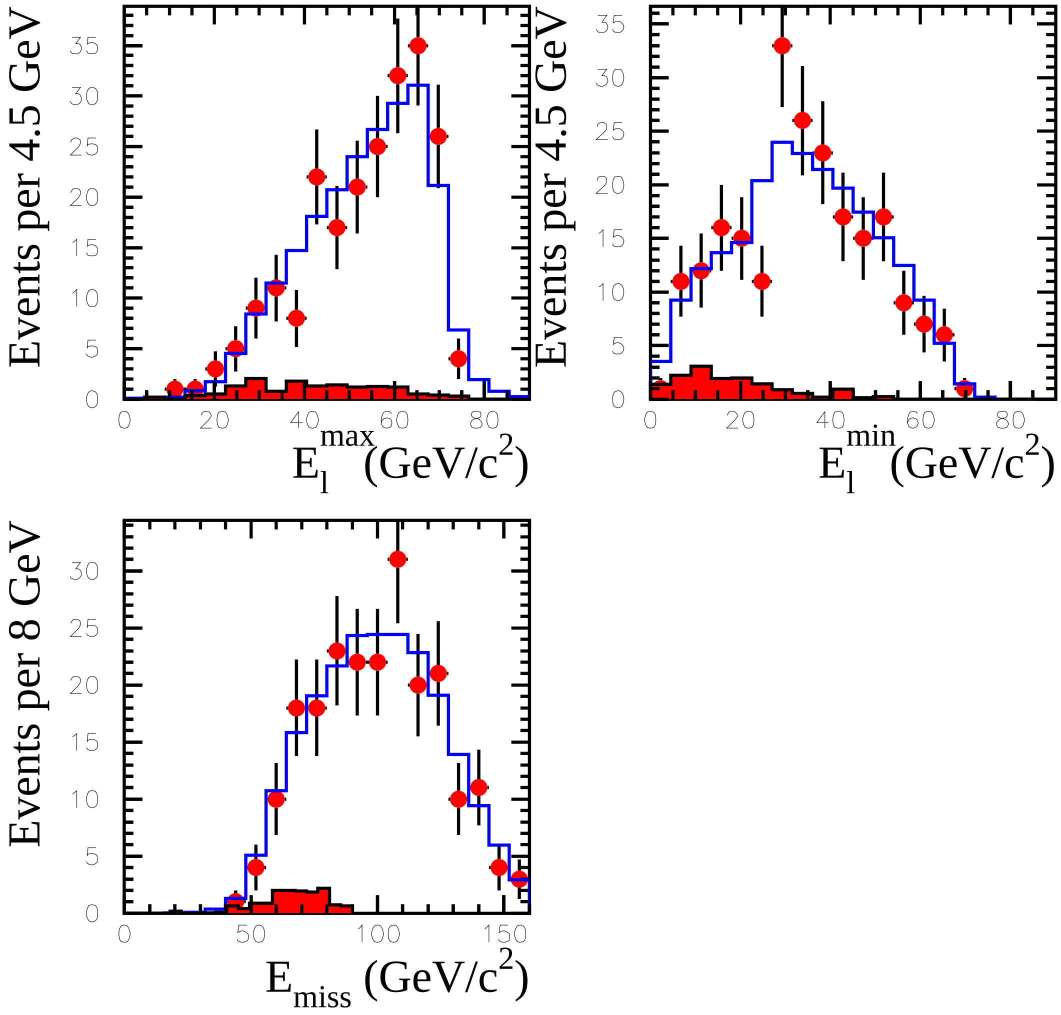


FIG. 6.2 – *Distributions E_ℓ^{max}, E_ℓ^{min} et E_{miss}. Les simulations sont comparées aux données à* $\sqrt{s} = 189\,\text{GeV}$

unique. Le second se base également sur la repondération mais utilise une combinaison de lots simulés à des masses différentes. Le troisième utilise une fonction analytique définie par un réseau de neurones.

Repondération avec masse nominale unique

Comme le nombre d'événements observés est limité, l'ajustement se base sur une minimisation de $-log\,(L)$ où L est la vraisemblance définie par une loi de Poisson. Dans le cas présent, la taille finie des simulations n'est pas prise en compte.

La courbe de calibration sera testée dans deux cas:

– Repondération d'un lot simulé de 20K événements $W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$. Les simulations sont générées à la masse nominale $m_W = 81.35\,\mathrm{GeV/c^2}$

- Repondération d'un lot simulé de 80K événements $W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$. Les simulations sont ici aussi générées à la masse nominale $m_W = 80.35\,\mathrm{GeV/c^2}$. L'utilisation d'une statistique plus élevée permettra de tester l'influence de la taille du lot repondéré [1].

La courbe de calibration obtenue avec une simulation de référence de 20k signal est montrée sur la figure 6.3.

La courbe de calibration recalculée avec une référence comprenant 4 fois plus d'événements (toutes les capacités en simulation sont employées) est montrée sur la figure 6.4. On constate dans les deux cas un important biais sur $\mathrm{m_W}$. Les pentes sont en général incompatibles avec l'unité (paramètre P2 sur les figures 6.3, 6.4). On contate une dépendence vis-à-vis de la statistique de la référence: les biais sont moins important dans le second cas. La pente de la courbe n'étant pas compatible avec l'unité, la mesure sera d'autant plus biaisée que la masse mesurée s'éloignera de la masse nominale $m_W = 80.35\,\mathrm{GeV/c^2}$. Or la mesure effectuée sur données dans ce canal donne une valeur élevée (voir les résultats de l'ajustement table 6.3). Le résultat n'est donc pas fiable.

Repondération avec différentes masses nominales

Afin de réduire l'effet de la taille finie des simulations de référence, plusieurs lots d'événement sont générés à des masses nominales différentes avec `KORALW02` [38] distantes de $0.5\,\mathrm{GeV/c^2}$. On calcule alors une distribution de référence en utilisant une combinaison des distributions repondérées au lieu d'utiliser une distribution repondérée générée à une masse unique. Cette référence est la somme pondérée des différentes distributions. Le poids $w_i\,(M_W)$ assigné à chaque simulation i générée à la masse nominale M_W^i dépend de la masse et décroît lorsque la différence $|M_W - M_W^i|$ croît. Une distribution de référence Y (Y= $E_{\ell max}$, $\mathrm{E}_\ell^{\mathrm{min}}$ ou $\mathrm{E_{miss}}$) est calculée de la sorte :

$$N(Y,m_W) = \frac{\sum_{i=1}^{NMC} w_i(m_W) N(Y,m_W^i \to m_W)}{\sum w_i(m_W)}$$

où $N(Y,m_W^i \to m_W)$ est la distribution calculée sur le lot généré à m_W^i repondérée à m_W.

Pour la définition du poids, une gaussienne est utilisée:

$$w_i(m_W) = N^i_{\ell\nu\ell\nu} e^{-\left(\frac{m_W - m_W^i}{a}\right)^2}$$

$N^i_{\ell\nu\ell\nu}$ est le nombre d'événements leptoniques après appliquation de la sélection sur le lot d'événements simulés i. Un paramètre de combinaison, noté a, a été introduit.

Si $a \to \infty$, $\frac{w_i(m_W)}{\sum w_i} \to C^{te}$: La distribution de référence est la moyenne de toutes les distributions générées aux différentes masses. Dans ce cas, la méthode hérite des inconvénients de la première technique d'ajustement décrite au paragraphe précédent car certaines distributions seront repondérées à des masses éloignées de leurs masses nominales.

Si $a \to 0$, la distribution de référence est celle ayant une masse nominale la plus proche de $\mathrm{m_W}$ mais dans ce cas la quantité $-log\,(L)$ n'est plus parabolique conséquence de la transition entre les différents lots.

Le paramètre a a été fixé à: $a = 0.7\,\mathrm{GeV/c^2}$ ce qui représente un compromis entre les deux effets. On vérifie que la courbe de calibration est bien linéaire et sans biais (cf. figure 6.5).

1. On nommera ce lot: lot de référence

Ajustement avec réseau de neurones

Une autre méthode, testée sur les canaux hadronique [58] et semi-leptoniques [59] permet de remédier au problème de la fluctuation des références. Elle consiste à remplacer la distribution repondérée par une fonction analytique. Les trois distributions à 2 dimensions: ($\mathrm{E}_\ell^{\max}$,M_W), ($\mathrm{E}_\ell^{\min}$,M_W) et ($\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$,M_W) sont obtenues par un ajustement non-linéaire des simulations. La fonction ajustée est un réseau de neurones [60]. Comme pour la méthode précédente, la courbe de calibration ne montre aucun biais. Cette méthode permet de vérifier la précédente.

Les précisions statistiques des deux méthodes sont comparées sur la table 6.2, elles sont compatibles. Les résultats de l'ajustement de $\mathrm{m_W}$ sur données sont également compatibles (voir table 6.4).

6.2.2 Erreur statistique attendue

L'erreur statistique attendue est calculée pour chaque méthode en utilisant des lots d'événements simulés générés à différentes masses du W. Le résultat est donné dans la table 6.2.

Pour la première méthode, l'erreur statistique est sous-estimée car elle ne prend pas en compte l'effet des fluctuations de la référence.

La compatibilité des erreurs statistiques attendues et observées sur données est testée en calculant l'erreur statistique sur des pseudo expériences, chaque pseudo expérience étant une simulation complète des données. La largeur de la distribution des erreurs est prise comme l'écart standard pour cette comparaison (cf. figure 6.6). Celui-ci est de 258, 384 et 340 MeV/c^2 pour les trois estimateurs $\mathrm{E}_\ell^{\max}$, $\mathrm{E}_\ell^{\min}$ et $\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$.

TAB. 6.1 – *Corrélation entre les masses mesurées avec les 3 estimateurs* $\mathrm{E}_\ell^{\max}$, $\mathrm{E}_\ell^{\min}$ *et* $\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$

	$\mathrm{E}_\ell^{\max}$	$\mathrm{E}_\ell^{\min}$	$\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$
$\mathrm{E}_\ell^{\max}$	1.		
$\mathrm{E}_\ell^{\min}$	0.18	1.	
$\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$	0.45	0.51	1.

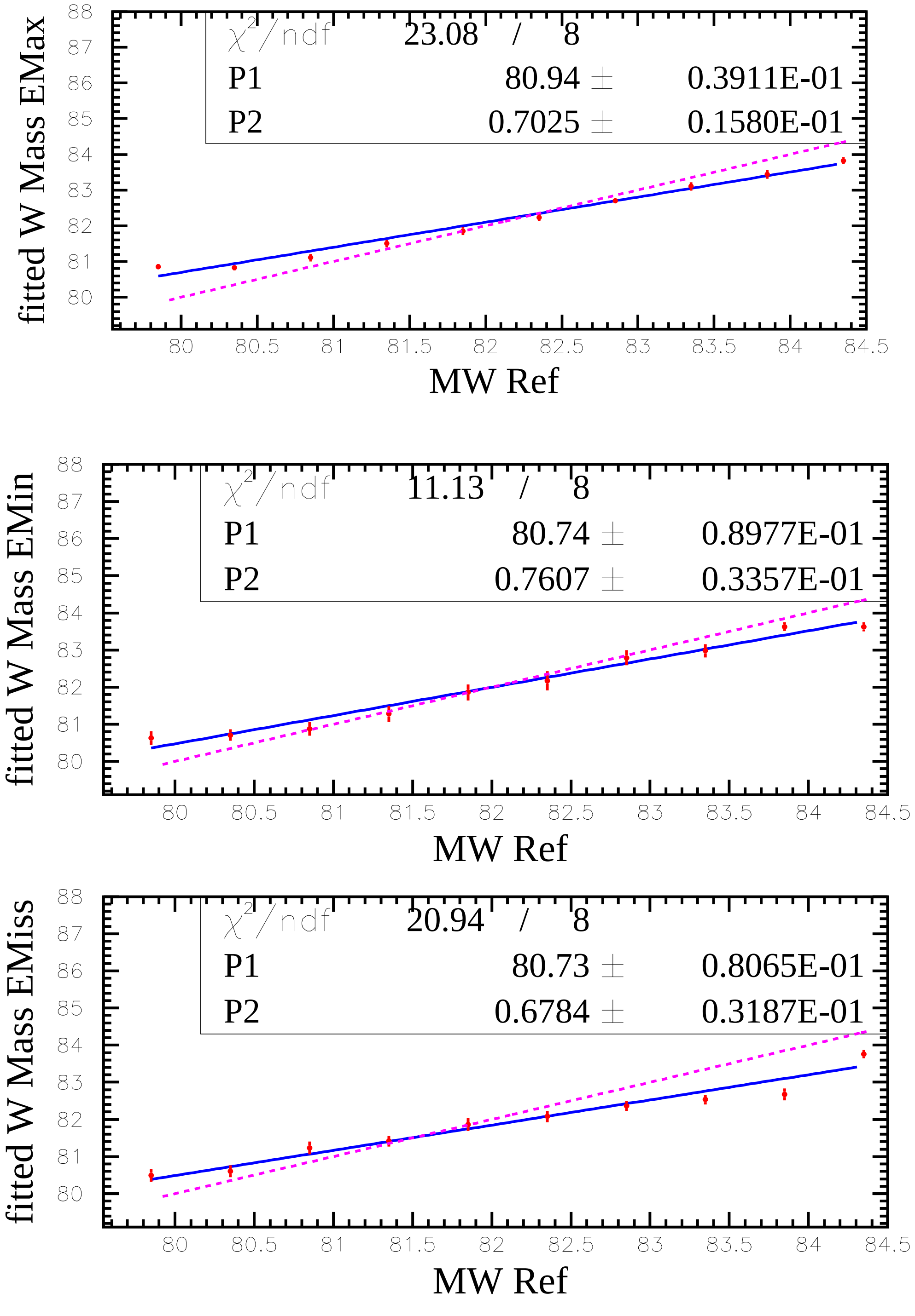


FIG. 6.3 – *Courbe de calibration obtenue avec une référence MC de 20k événements* $\ell\nu\ell\nu$ *générés à* m_W *=81.35 GeV/*c^2 *à* $\sqrt{s} = 189 GeV/c^2$*. Les lots ajustés sont générés à différentes masses du W. Les résultats sont ajustés par la fonction* $m_W^{ajuste} = P2 \times (m_W^{generee} - 80.35) + P1$

6.2.3 Mesure de m_W sur données à $\sqrt{s} = 183,\ 189\,\mathrm{GeV}$

Les distributions constituées des 220 événements de données détectés à une énergie dans le centre de masse de 189 GeV sont ajustées selon les trois méthodes. Les résultats pour cette seule énergie sont donnés dans la table 6.3. Les 61 événements sélectionnés à $\sqrt{s} = 183\,\mathrm{GeV}$ sont

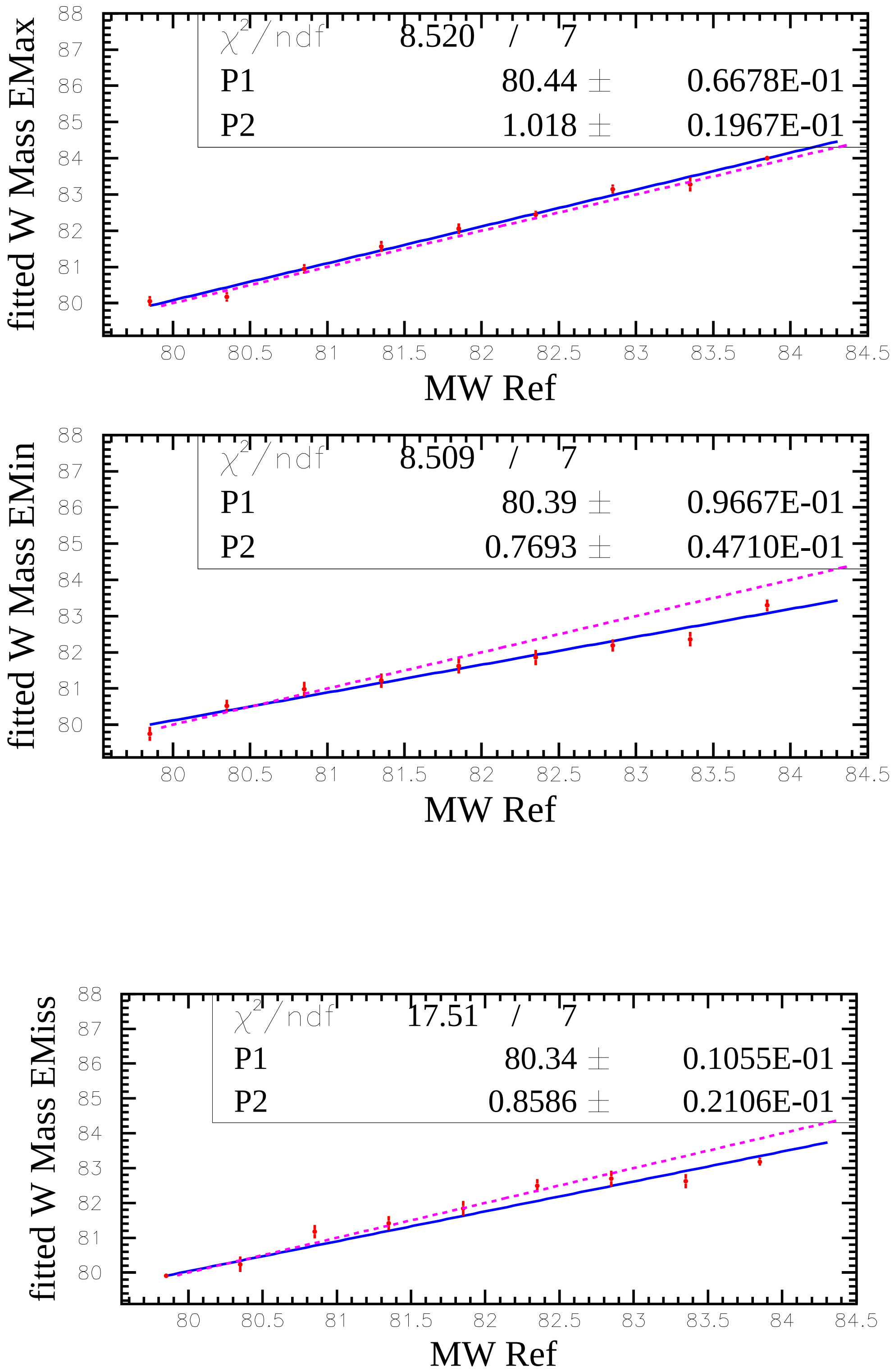


FIG. 6.4 – *Courbe de calibration obtenue avec une référence MC de 85k événements $\ell\nu\ell\nu$ gnérés à* $\mathrm{m_W}$ *=80.35 GeV/c^2 à $\sqrt{s} = 189 GeV/c^2$. Les lots ajustés sont générés à différentes masses du W. Les résultats sont ajustés par la fonction $m_W^{ajuste} = P2 \times (m_W^{generee} - 80.35) + P1$*

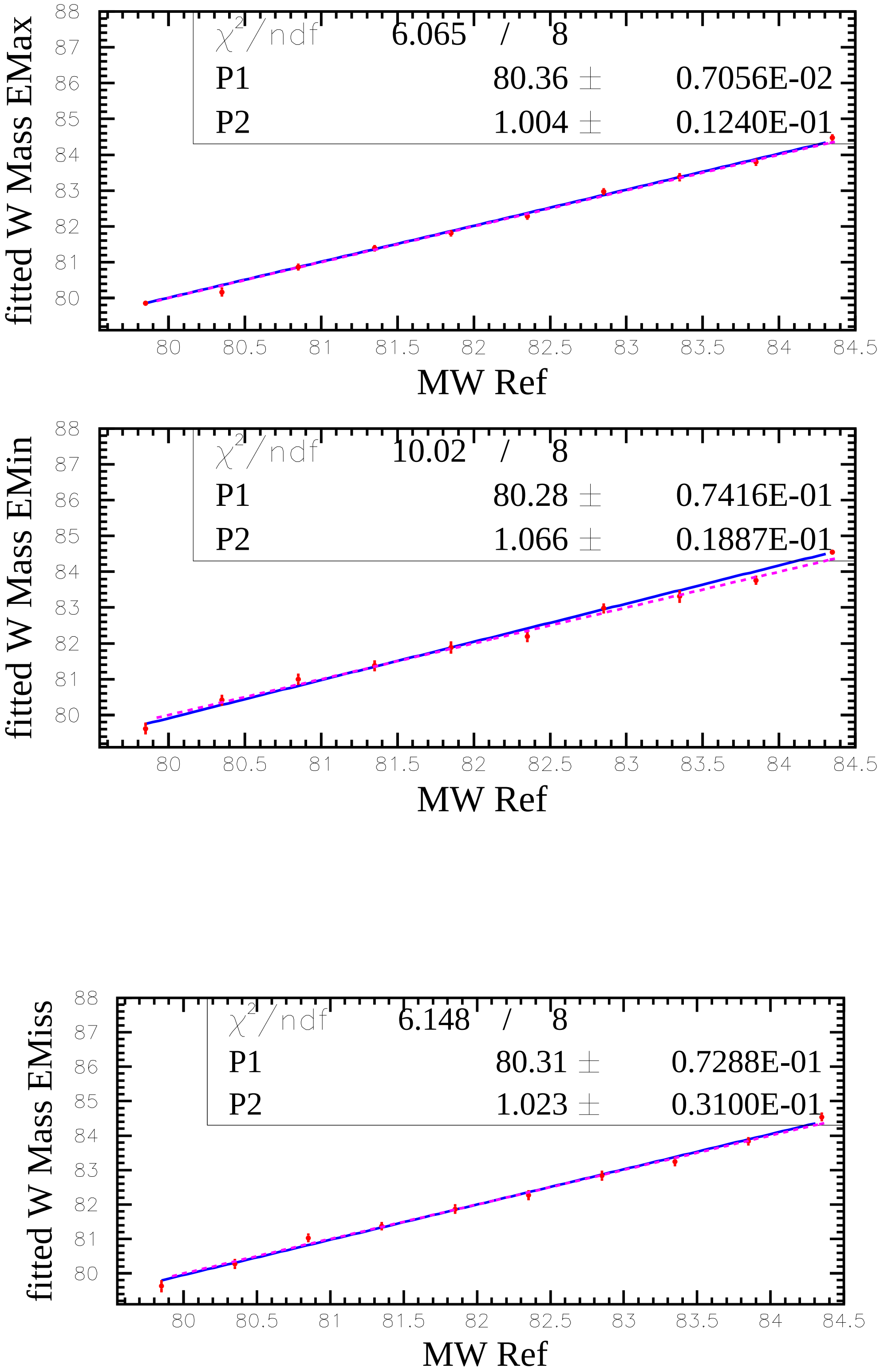


FIG. 6.5 – *Courbe de calibration obtenue avec une référence basée sur différentes amsses nominales.*

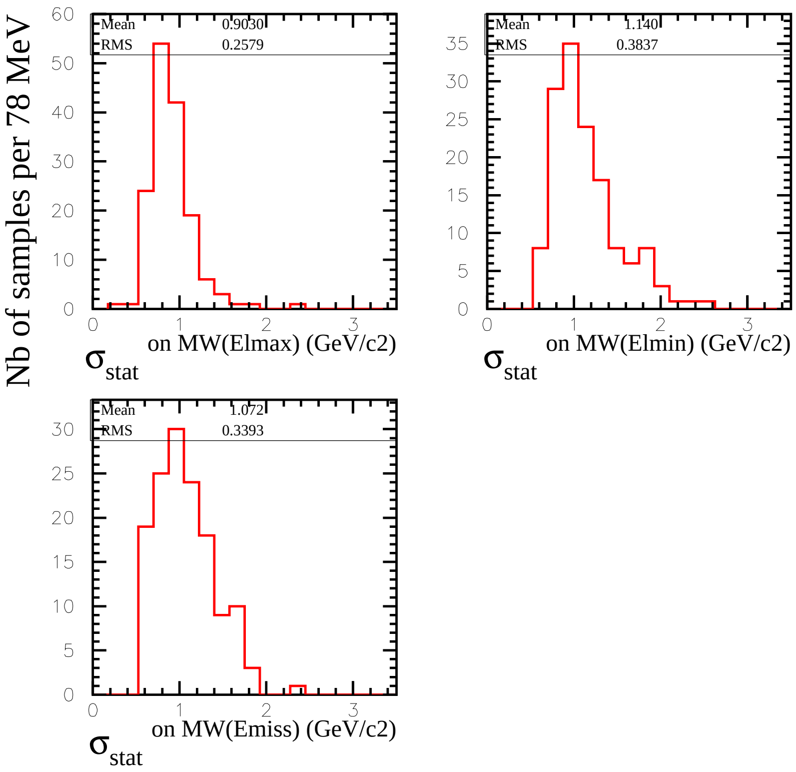


FIG. 6.6 – *Distribution des erreurs statistiques issues de l'ajustement de pseudo–expériences de 220 événements chacune, simulées à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$

TAB. 6.2 – *Erreur statistique attendue pour les trois méthodes en* $\mathrm{GeV/c^2}$ *pour 220 événements à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$.

	Masse nom. unique		Plusieurs masses nom.	Réseau de neurones
	35k $\ell\nu\ell\nu$ evt	85k $\ell\nu\ell\nu$ evt		
$\mathrm{E}_\ell^{\mathrm{max}}$	0.81	1.14	0.91	0.92
$\mathrm{E}_\ell^{\mathrm{min}}$	0.98	1.35	1.14	1.25
$\mathrm{E}_{\mathrm{miss}}$	1.05	1.31	1.07	1.37

également utilisés pour cette mesure. L'erreur statistique correspondant à cette combinaison est (pour les trois estimateurs, obtenue avec la deuxième méthode) $^{+0.856}_{-0.580}$, $^{+0.613}_{-0.574}$ et $^{+0.659}_{-0.588}$ GeV/c^2.

Le résultat de la mesure est donné dans la table 6.4 en utilisant la seconde méthode.

6.2.4 Conclusion

Le canal leptonique $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$ a permis de mesurer la masse du W à $81.78 \pm 0.67 \pm 0.21\,\mathrm{GeV/c^2}$ en utilisant les données correspondant à $\sqrt{s} = 189$ et $183\,\mathrm{GeV}$, soit $244\,\mathrm{pb}^{-}1$. Le poids statistique de ce canal ne dépasse pas $2\,\%$ dans la combinaison des mesures de $\mathrm{m_W}$ dans ALEPH. L'étude de cette mesure a néanmoins permis de mettre en exergue un défaut de la

TAB. 6.3 – *Résultat de l'ajustement des données à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ *avec les différentes méthodes.*

	masse nom. unique		plusieurs mss. nom.		function nn	
	m_W	χ^2/ndf	m_W	χ^2/ndf	m_W	χ^2/ndf
m_W (E_ℓ^{max})	82.816	0.79	81.886	0.84	81.877	0.85
m_W (E_ℓ^{min})	83.054	0.70	84.220	0.628	83.431	2.01
m_W (E_{miss})	81.790	0.41	83.257	0.355	83.336	1.21
Combination	82.406		82.549		82.361	
Stat err	± 0.958		± 0.732		± 0.801	

TAB. 6.4 – *Résultat de l'ajustement des données à* $\sqrt{s}$ = *183 GeV et 189 GeV, donnés avec l'erreur statistique attendue. La mesure s'effectue avec la seconde méthode: repondération de distributions à différentes masses nominales.*

	m_W GeV/c^2	Stat err. GeV/c^2	Syst. err GeV/c^2	weight
E_ℓ^{max}	81.758	0.756	0.202	68 %
E_ℓ^{min}	81.878	1.086	0.203	27.1 %
E_{miss}	81.514	1.021	0.201	4.9 %
Combination	81.778	0.667	0.201	

méthode de repondération qui se révèle sensible aux fluctuations statistiques de la référence. Ce canal ne sera pas exploité aux autres énergies en raison de ces difficultés et de son faible poids.

6.3 Canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$

Dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$, seule la partie hadronique des événements est utilisable pour la mesure de m_W . Au chapitre 3, les étapes de la reconstruction ont été décrites. L'ajustement cinématique des deux jets est effectué avec une contrainte sur l'énergie.

La fonction densité de probabilité (FDP) utilisée pour l'ajustement de m_W est définie par deux variables:

– La masse invariante du système di-jet obtenue après ajustement cinématique à une contrainte (cf. figure 6.7).
– L'erreur associée à cette masse. Elle est calculée en propageant les erreurs sur la quadri-impulsion des jets à la masse invariante du système di-jet (cf. figure 6.8).

Cet ajustement à deux dimensions s'effectue avec la méthode de repondération.

Test de la calibration et erreur statistique

La courbe de calibration est calculée à partir de simulations à différentes masses du W. La courbe est linéaire (figure 6.9), la pente ajustée est compatible avec l'unité et le biais à $m_W = 80.35\,\mathrm{GeV/c^2}$ (masse nominale des simulations utilisées pour le calcul de FDP) est compatible avec zéro.

La sensibilité statistique est calculée sur simulation avec des pseudo-expériences (figure 6.10). Le nombre d'événements ajustés par lot est fixé au nombre d'événements ajustés

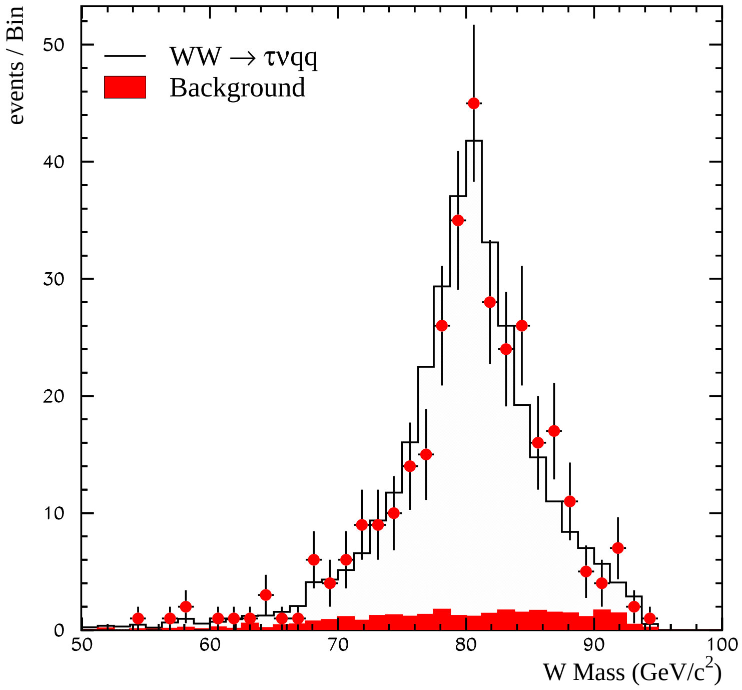


FIG. 6.7 – *Distribution de la masse invariante reconstruite du W dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $\mathrm{q\bar{q}}$*et ZZ).*

à partir du lot de données. La moyenne des différences entre les masses ajustées et les masses nominales des simulations est compatible avec zero. La largeur de cette distribution donne une estimation de l'erreur statistique attendue: $206 \pm 17\,\mathrm{MeV/c^2}$. L'ajustement de $\mathrm{m_W}$ sur chaque pseudo expérience est accompagné d'une erreur statistique. La distribution de ces erreurs donne une estimation plus précise de l'erreur attendue: $215 \pm 2\,\mathrm{MeV/c^2}$. Ces deux erreurs sont compatibles.

La distribution $\frac{M_W - M_W^{nominale}}{\sigma_{stat}}$ qui est centrée sur zéro est de largeur unité vérifie également cette compatibilité.

L'erreur observée sur données ($211\,\mathrm{MeV/c^2}$) est compatible avec l'erreur attendue.

Pour une luminosité arbitraire de $200\,\mathrm{pb^{-1}}$, la sensibilité statistique attendue de la mesure de $\mathrm{m_W}$ dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ est de $201\,\mathrm{MeV/c^2}$.

Ces tests sont effectués à toutes les énergies dans le centre de masse ($\sqrt{s}$). Les résultats sont montrés en Annexe A. Aucun biais n'y est constaté. Comme prévu, la résolution statistique décroît avec l'énergie (voir table 6.5).

6.3.1 Conclusion

L'analyse présentée dans ce paragraphe se base sur la reconstruction développée au chapitre 4. La résolution sur $\mathrm{m_W}$ est de $201 \pm 1\,\mathrm{MeV/c^2}$ pour une luminosité arbitraire de $200\,\mathrm{pb^{-1}}$ à $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ et de $208 \pm 2\,\mathrm{MeV/c^2}$ à $\sqrt{s} = 205\,\mathrm{GeV}$.

Cette analyse améliore de 30% la précision par rapport à l'analyse précédente [37]. Cette

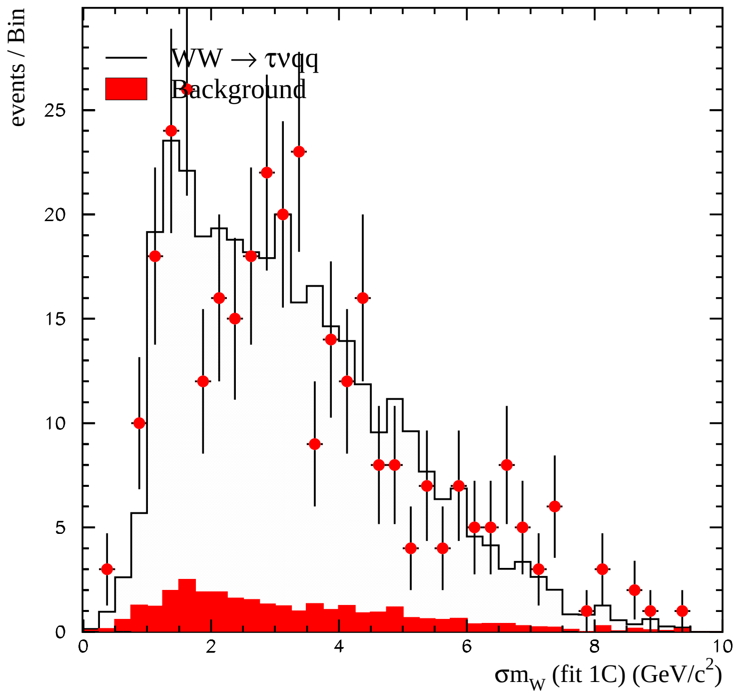


FIG. 6.8 – *Distribution de l'erreur associée à la masse reconstruite du W dans le canal* $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $q\bar{q}$*et ZZ). Cette erreur est définie par l'ajustement cinématique avec une contrainte.*

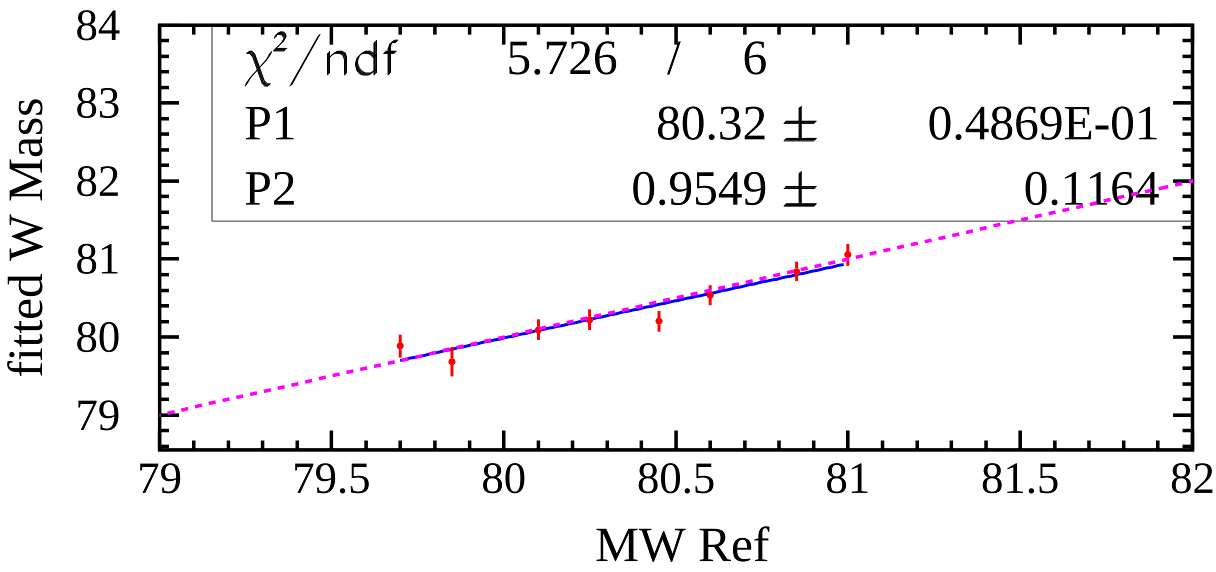


FIG. 6.9 – *Courbe de calibration obtenue avec 7 valeurs simulées de* m_W *(en* GeV/c^2*): 79.85, 80.10, 80.25, 80.45, 80.60, 80.85 et 81.0. La courbe est linéaire et ne montre aucun biais significatif.*

TAB. 6.5 – *Evolution de l'erreur statistique attendue pour une luminosité arbitraire de* $200\,\mathrm{pb}^{-1}$*. L'erreur est calculée avec des pseudo-expériences. Le nombre d'événements ajustés par lot est fixé à celui observé sur les données.*

$\sqrt{s}$	189	196	200	205	207
$\sigma_{stat} m_W$	201	199	204	208	218

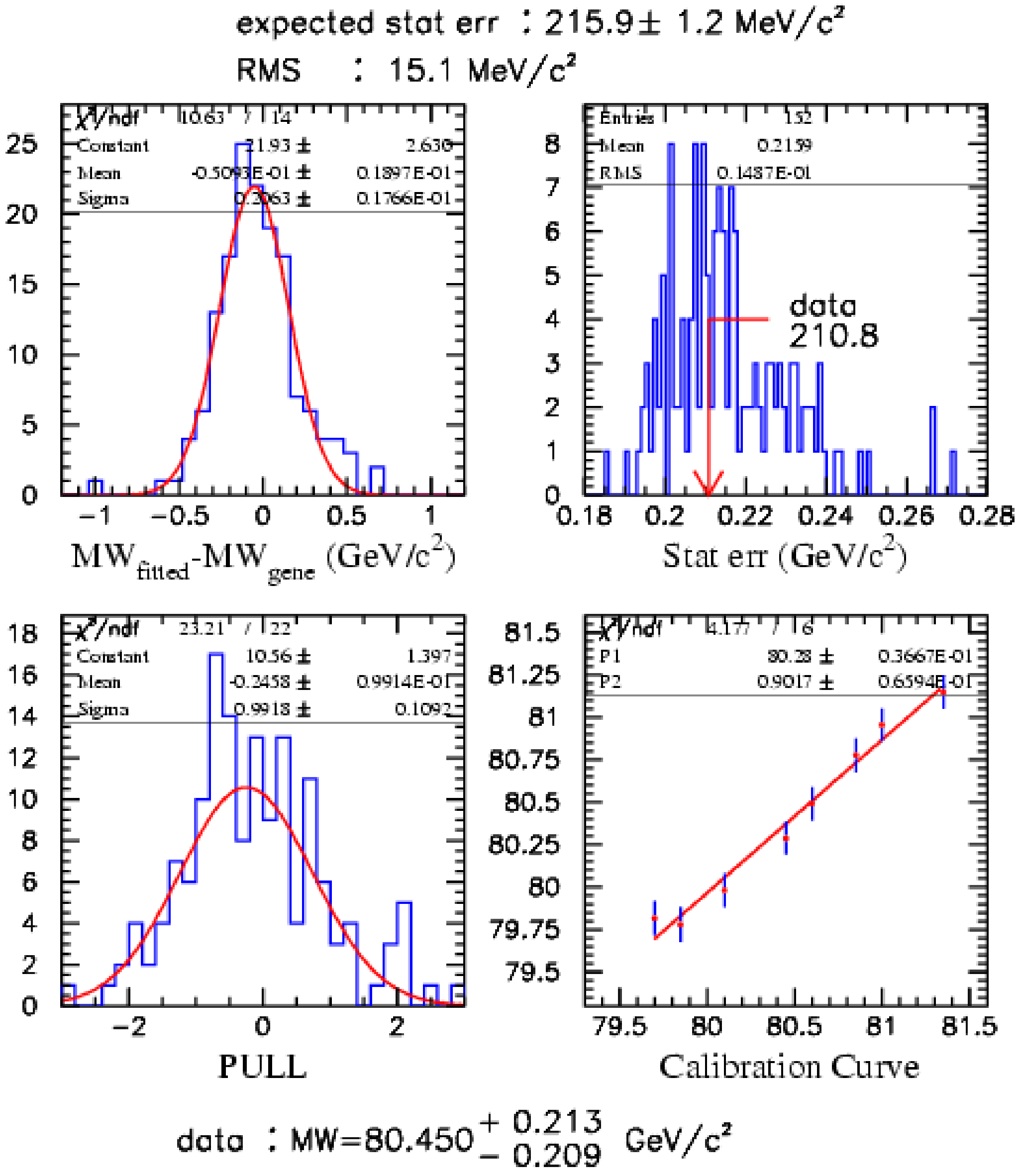


FIG. 6.10 – *Résultat de l'ajustement de* $\mathrm{m_W}$ *dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *sur pseudo-expériences. La distribution de la différence entre les masses ajustées et les masses fixées dans les simulations (dénotée* $MW_{fitted} - MW_{gene}$*) est compatible avec zéro. Sa largeur est compatible avec la valeur moyenne des erreurs provenant des ajustements (dénotée 'Stat err'). La distribution dénoté 'PULL' est définie par* $\frac{M_W - M_W^{nominale}}{\sigma_{stat}}$

amélioration est due à une meilleure reconstruction des fermions qui a pour conséquence une meilleure sélection (plus grande efficacité et pureté), un meilleur taux de convergence de l'ajustement cinématique et une meilleure résolution sur la masse du système di-jet qui est la masse du W reconstruite. Le poids statistique de ce canal est de 11% dans la mesure de m_W dans ALEPH.

6.4 Canaux $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$

Contrairement au canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$, le lepton reconstruit des canaux $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ peut être utilisé pour la mesure de m_W . La mesure s'effectue par un ajustement multi-dimentionnel [37]. La fonction densité de probabilité est définie par trois variables :

- La masse invariante des deux jets après ajustement cinématique avec 2 contraintes (figure 6.11). La contrainte sur l'égalité des deux masses du W fait que cette quantité récupère de l'information sur m_W par le lepton reconstruit. En effet, sa direction et son angle par rapport à l'impulsion du W dont il est le produit sont liés à la masse de ce W.
- L'erreur associée à cette masse. Elle est calculée en propageant les erreurs sur la quadri-impulsion des jets à leur masse invariante. Ces erreurs sont définies par l'ajustement cinématique décrit au chapitre précédent (figure 6.12).
- La masse invariante des deux jets après ajustement cinématique avec 1 contrainte en énergie. Cette masse n'est définie que par la paire de jets et n'utilise pas le lepton (figure 6.13).

La première distribution contient l'essentiel de l'information sur m_W . La seconde permet de tenir compte de l'erreur sur m_W définie par l'ajustement cinématique événement par événement. La corrélation entre la troisième variable (m_W^{1C}) et la première (m_W^{2C}) est de 43% seulement ce qui justifie son emploi.

6.5 Canal $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$

Le canal hadronique est celui qui contient le plus d'information sur la masse du W car les deux W sont reconstruits et parce que toutes les contraintes cinématiques sont utilisables. De plus, il correspond au rapport d'embranchement le plus élevé. La reconstruction de la masse dans ce canal nécessite d'effectuer une assignation des jets aux bons W. Cette étape s'effectue après l'ajustement cinématique. L'analyse sera succintement décrite. Elle sera utilisée avec des reconstructions modifiées au Chapitre 9.

6.5.1 Création de paires de jets

Pour regrouper les jets en paires correspondant à un même W on utilise l'élément de matrice introduit pour la repondération au paragraphe 2, $M(m_W^{ref},P_j^i)$ [37]. Il dépend des quadri-vecteurs reconstruits et de leur ordre. La masse de référence utilisée, m_W^{ref}, est prise comme étant 80.35 GeV/c^2. Il a été vérifié que ce choix n'a pas d'effet significatif sur la mesure.

Pour un événement hadronique donné, 3 combinaisons de deux jets sont possibles. On retient celle qui maximise $|M(m_W,P_j^i)|^2$ sauf si celle-ci correspond à la paire de jets dont la somme des ouvertures angulaires est plus petite que celles des deux autres paires. Dans ce cas, la paire de jets ayant la seconde plus grande valeur de $|M(m_W,P_j^i)|^2$ est retenue. Les deux

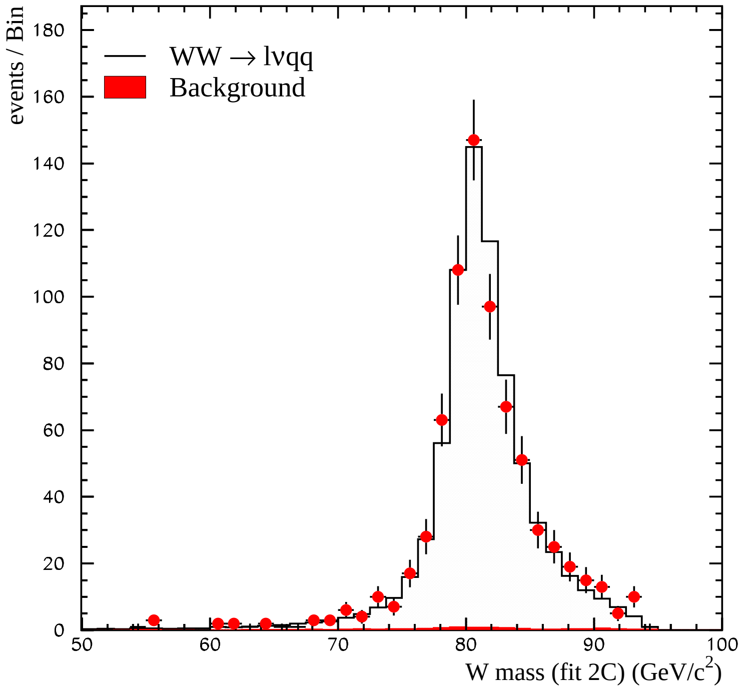


FIG. 6.11 – *Distribution de la masse invariante reconstruite du W, sur simulations (*$\mathrm{m_W}$ *= 80.35* $\mathrm{GeV/c^2}$*), dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $\mathrm{q\bar{q}}$ *et ZZ) à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ *après un ajustement cinématique à deux contraintes.*

masses rééchelonnées de l'arrangement retenu doivent être comprises entre 60 et 86 $\mathrm{GeV/c^2}$ et au moins une des paires de jets doit avoir sa masse comprise entre 74 et 86 $\mathrm{GeV/c^2}$. Si cette condition n'est pas satisfaite, l'arrangement avec la seconde plus grande valeur de $|M(m_W,P_j^i)|^2$ est utilisé. Si pour cet arrangement les conditions sur les masses ne sont toujours pas satisfaites, l'événement est rejeté. 80% des événements séléctionnés passent ces critères. Pour ces événements, l'arrangement est correct à 90%.

6.5.2 Ajustement de $\mathrm{m_W}$

La mesure s'effectue par un ajustement multi-dimentionnel. La fonction densité de probabilité est définie pas trois variables :

- La masse invariante des deux systèmes di-jets après ajustement cinématique avec 5 contraintes (m_W^{5C}, figure 6.14). Après un tel ajustement, les deux paires de jets ont la même masse invariante.
- L'erreur associée à cette masse. Elle est calculée en propageant les erreurs sur la quadri-impulsion des jets à leur masse invariante. Ces erreurs sont définies par l'ajustement cinématique décrit au chapitre précédent (figure 6.15).
- La masse invariante des deux jets après ajustement cinématique avec 4 contraintes et un rééchelonnement en énergie de la masse du W (figure 6.16).

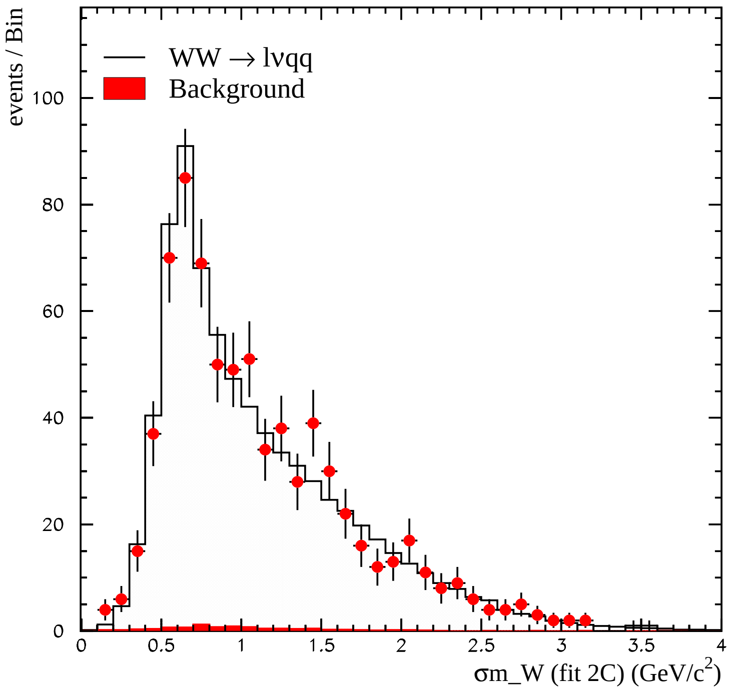


FIG. 6.12 – *Distribution de l'erreur associée à la masse reconstruite du W dans le canal* $W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $q\bar{q}$*et ZZ). Cette erreur est définie par l'ajustement cinématique avec deux contraintes (*$\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$*).*

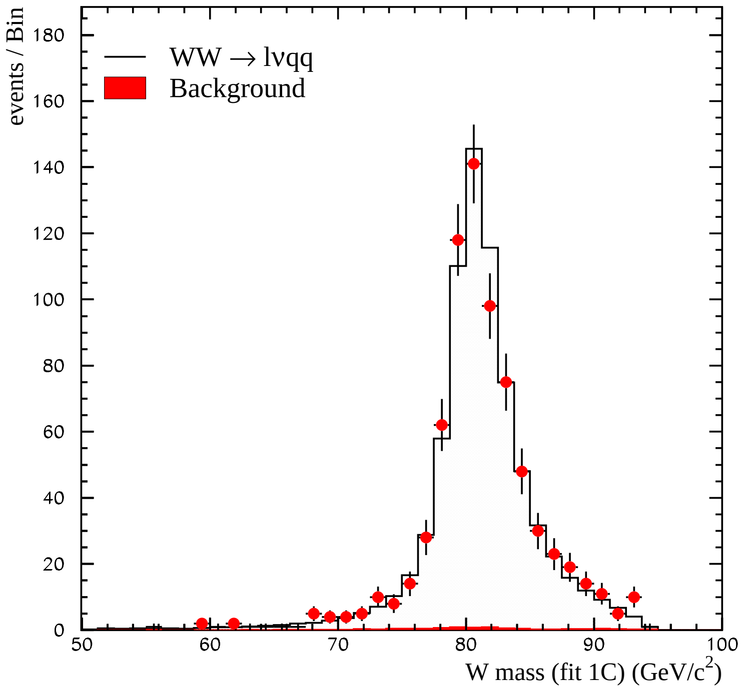


FIG. 6.13 – *Distribution de la masse invariante reconstruite du W dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $\mathrm{q\bar{q}}$ *et ZZ) à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$*.*

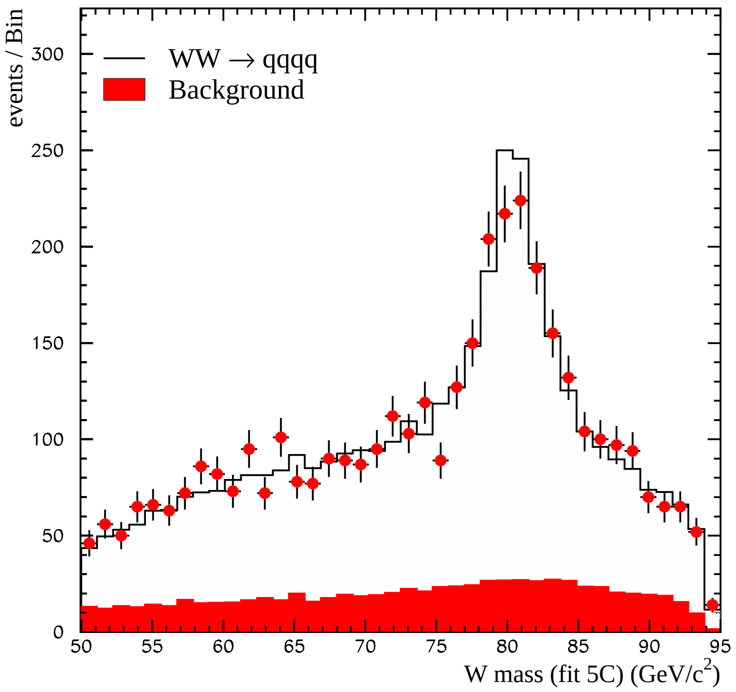


FIG. 6.14 – *Distribution de la masse reconstruite du W dans le canal* $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $q\bar{q}$*et ZZ). Cette masse est définie par l'ajustement cinématique avec 5 contraintes.*

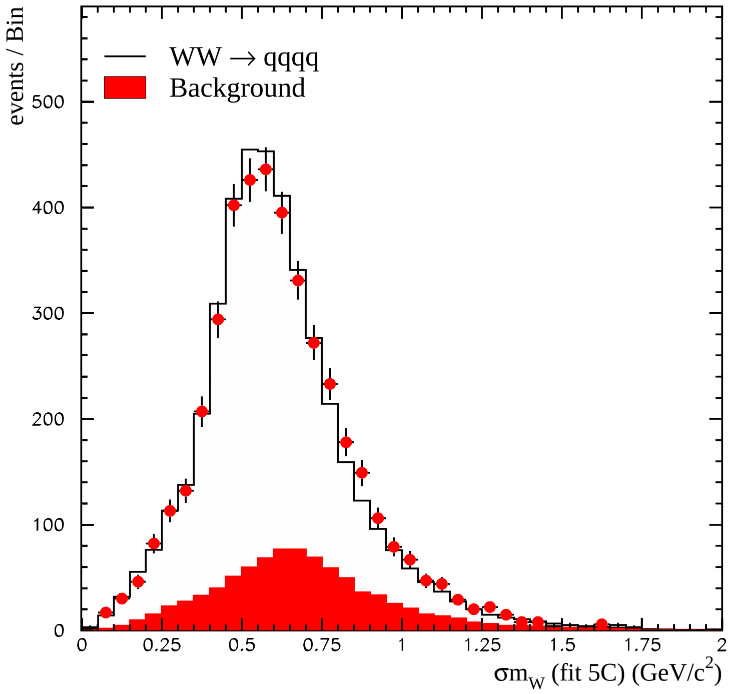


FIG. 6.15 – *Distribution de l'erreur associée à la masse reconstruite du W dans le canal* $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $q\bar{q}$*et ZZ). Cette erreur est définie par l'ajustement cinématique avec 5 contraintes.*

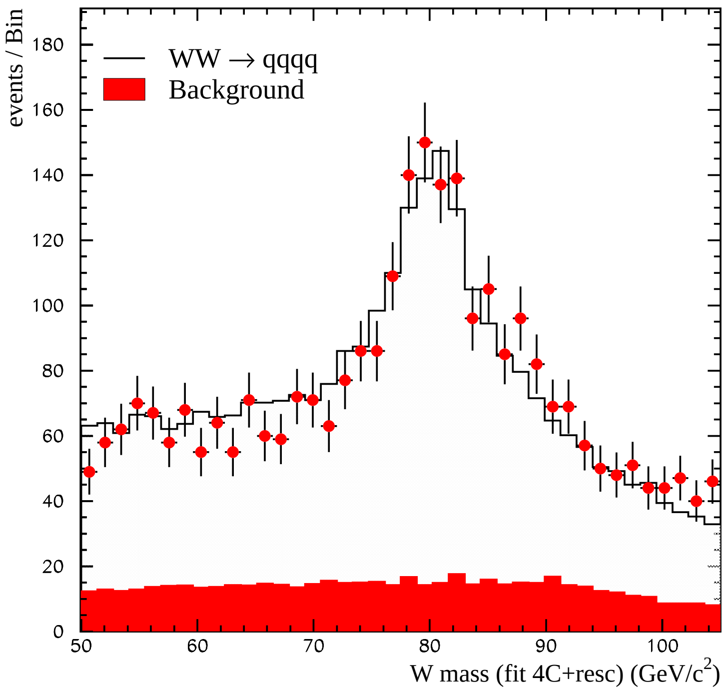


FIG. 6.16 – *Distribution de la masse reconstruite du W dans le canal* $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ *avec les principaux bruits de fond (autres processus WW,* $q\bar{q}$*et ZZ). Cette masse est définie par l'ajustement cinématique avec 4 contraintes et un rééchelonnement.*

6.6 Conclusion

Les sensibilités attendues pour chaque canal sont données dans la table 6.6.

- Le canal leptonique, $W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$, se caractérise par une faible sensibilité et le fait que la mesure requière l'utilisation d'une grande quantité d'événements simulés. Compte tenu de la sensibilité des autres canaux (cf. table 6.6), le poids de ce canal dans une combinaison des mesures ne pourra exceder 1%. Il ne sera pas exploité.
- La sensibilité de la mesure dans le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ dépend essentiellement de la capacité à identifier les produits de désintégration du lepton τ. L'utilisation d'une reconstruction améliorée des événements a permis d'améliorer la sensibilité de façon significative.
- Le canal $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ est le plus confortable à exploiter aussi bien du point de vue de la reconstruction ou de la sélection que de l'ajustement de la masse du W.
- Le canal hadronique offre la meilleur sensibilité statistique. On verra aux chapitres suivants qu'il introduit dans la mesure de m_W les erreurs systématiques les plus importantes.

	Canaux			
	$W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$	$W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$	$W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$	$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$
Rapport Br.	11%	15%	$2 \times 15\%$	45%
ϵ_{sel}	60%	70%	80%	85%
ρ_{sel}	80%	80%	98%	85%
identification lepton (% réussie)	*sans effet*	75%	98%	–
Erreur stat att. $\mathcal{L} = 200\,\mathrm{pb}^{-1}$ (MeV/c^2)	600	199	175-150	92

TAB. 6.6 – *Comparaison des erreurs statistiques sur la mesure de* m_W *dans les différents canaux exploités pour une luminosité arbitraire de* $200\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Chapitre 7

Erreurs systématiques

La procédure de repondération, décrite au chapitre précédent se base sur la capacité à simuler les données.

De part la complexité de la mesure, une large gamme d'effets doit être prise en compte. Ils induisent une incertitude sur la mesure et peuvent être dûs à la simulation de la réponse du détecteur ou encore à la modélisation d'effets physiques. Tous ces effets auront pour point commun d'être à l'origine d'une différence entre données et simulations.

Dans ce chapitre, les sources d'erreurs systématiques sont exposées. Deux effets seront traités de façon détaillée séparemment dans deux chapitres différents (chaiptres 9 et 11): l'Interconnexion de Couleur et un effet systématique dû à la simulation du détecteur. La procédure adoptée [37] pour évaluer les erreurs systématiques est décrite dans ce qui suit. Les valeurs sont données en conclusion dans la table 7.2.

7.1 Effets liés au détecteur

On distingue deux effets. Le premier est lié à la reconstruction de la trajectoire des particules chargées. Il est faible. Le second est lié aux calorimètres, il est plus important. Il a pour origine une inadéquation entre les données et les simulations qui peut être due à la calibration ou à la simulation des gerbes dans les calorimètres. Des corrections en énergie sont définies afin de réduire les désaccords. Elles sont appliquées aux jets avant l'ajustement cinématique.

L'erreur systématique est décomposée en plusieurs contributions : l'erreur associée à la différence résiduel aprés la correction en énergie des jets, l'erreur associée à la calibration des calorimètres et enfin l'erreur associée à la simulation des gerbes.

7.1.1 Reconstruction des traces chargées

L'alignement des détecteurs VDET, ITC et TPC influence la mesure de l'empulsion des particules chargées. L'effet est d'autant plus important que l'impulsion des particules est grande. L'alignement est effectué avec des événement $e^+e^- \to Z \to \mu^+\mu^-$où les deux muons sont anti-parrallèles. Les distortions restants après la procédure d'alignement sont corrigées en imposant une égalité entre les impulsions mesurées des μ^+ et μ^-. Ces corrections sont paramétrisées en fonction de $\cos\theta$ (où θ est l'angle azimutal) et de l'impulsion [37].

L'erreur systématique associée à cette correction est évaluée sur simulations comme étant la variation de m_W résultant de l'application de 50% de cette correction sur toutes les particules chargées reconstruites dans cette simulation.

La valeur de l'erreur est donnée dans la table 7.2.

7.1.2 Correction en énergie des jets

Les événements $e^+e^- \to Z \to q\bar{q}$ à $\sqrt{s} \simeq 91\,\mathrm{GeV}$ laissent voir une différence systématique entre l'énergie des jets mesurée à partir des données et l'énergie des jets reconstruite sur simulations.

Le rapport des énergies mesurées et simulées est ajustée en fonction de l'angle polaire θ_{jet} du jet car l'axe de 'Thrust' se confond avec l'axe de faisceau. Ce rapport se voit sur la figure 7.1. Dans le tonneau, le biais est inférieur à 5%. Dans les bouchons latéraux ($|\cos(\theta_{jet})| > 0.95$), il atteint un maximum de 3.5%. En négligeant la variation de ces corrections en fonction de l'énergie dans l'intervalle considéré: 20 à 70 GeV la correction définie par l'ajustement est appliquée aux simulations. L'incertitude statistique sur ces corrections sert à déterminer une erreur systématique. L'effet d'une possible non-linéarité de ces corrections en fonction de l'énergie est incluse dans les erreurs assignées aux calorimètres, à la reconstruction des traces chargées et à la fragmentation.

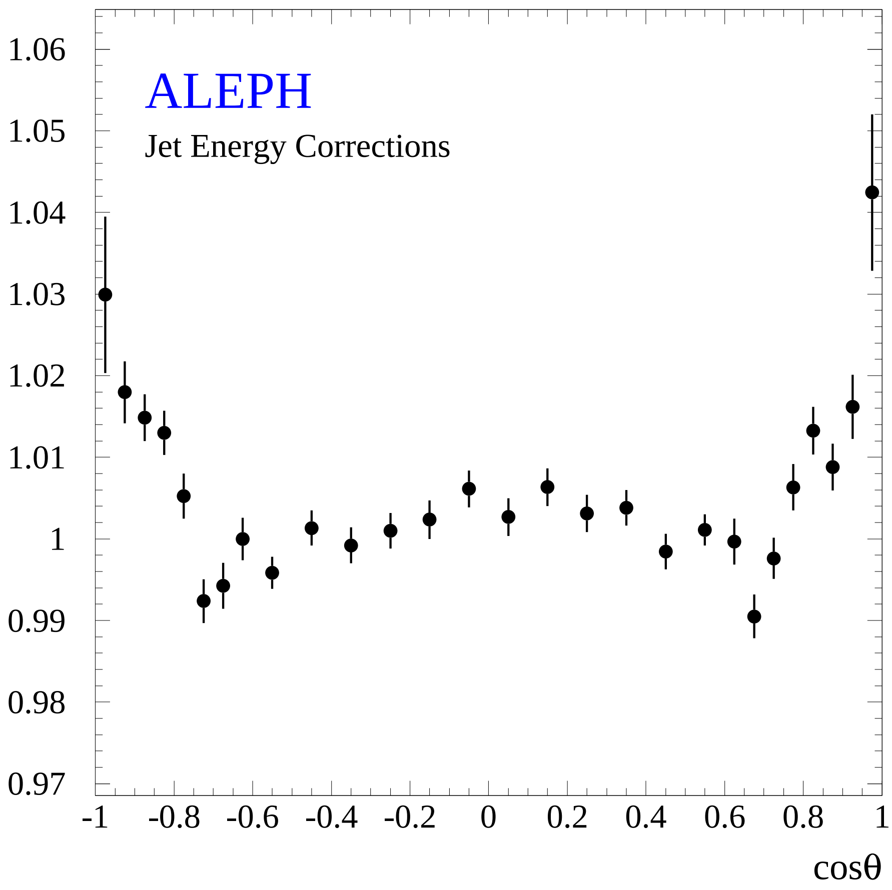


FIG. 7.1 – *Correction en énergie des jets calculée à partir des données prises au Z. Le détecteur dans la configuration correspondant à une énergie dans le centre de masse* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$.

On évalue dans ce qui suit l'effet d'une mauvaise simulation des gerbes sur m_W et qui ne serait pas corrigé par les corrections en énergie des jets décrites plus haut.

7.1.3 Calibration des calorimètres et simulation

On présente ici une première façon d'évaluer l'erreur systématique sur la mesure de $\mathrm{m_W}$ due à une simulation imparfaite des gerbes développées par les particules dans les calorimètres [37]. On montrera au chapitre 11 qu'elle est imparfaite et sous-estime l'effet réél d'un ordre de grandeur.

L'incertitude sur la calibration en énergie des calorimètres ECAL et HCAL est de l'ordre du pourcent. Elle induit une incertitude sur $\mathrm{m_W}$. Ces deux effets, la simulation et la calibration, sont évalués conjointement.

On évalue, sur simulation, le biais induit sur $\mathrm{m_W}$ obtenu en modifiant l'énergie des dépôts dans le ECAL et le HCAL d'une amplitude égale à l'incertitude sur leur calibration et en calculant l'effet produit sur la masse ajustée du W. Cette modification s'effectue avant l'application de l'algorithme `ENFLW` (cf. chapitre 3).

Le lots simulé est modifié de deux façons. Premièrement, en effectuant un rééchelonnement global de l'énergie puis en prenant en compte une dépendance en angle où l'énergie des dépôts est rééchelonnée par un facteur qui est fonction de langle azimutal. Sur la figure 7.2, on donne les valeurs de ces facteurs pour le ECAL et le HCAL en fonction de $\cos\theta$. Ces corrections sont calculées de sorte à ce que les simulations s'ajustent le mieux aux données mais ne seront appliquées que pour l'évaluation de l'erreur systématique. Pour le rééchelonnement global, l'amplitude est égale à l'incertitude sur la calibration du ECAL et du HCAL.

7.2 Emission de photon dans l'état initial

La simulation des processus $\mathrm{WW} \to \mathrm{f_1 \bar{f}_2 f_3 \bar{f}_4}$ avec le générateur `KORALW` prend en compte l'émission de photons dans l'état initial jusqu'au second ordre dans l'approximation des log dominants ($\mathrm{O}(\alpha_2 L_2)$). La suppression des termes d'ordre supérieurs peut influer la mesure de la masse du W. Cet effet systématique est évalué au niveau du générateur en coupant à $\mathrm{O}(\alpha_1 L_1)$ (premier ordre) ce qui permet d'évaluer l'effet des termes de second ordre. Cette quantité, supérieure à l'effet des termes de troisième ordre et plus, est pris comme une estimation de l'erreur systématique.

7.3 Energie de faisceau du LEP

L'incertitude sur l'énergie totale des événements qui est donnée par l'énergie de faisceau se propage directement à $\mathrm{m_W}$. On vérifie sur simulation l'erreur relative sur ces deux qunmtités est identique:

$$\frac{\Delta m_W}{m_W} = \frac{\Delta E_{LEP}}{E_{LEP}}.$$

L'incertitude sur E_{LEP} est donnée au chapitre 3 en fonction de l'énergie. Les erreurs systématiques sur $\mathrm{m_W}$ correspondantes sont sonnées dans la table 7.1.

Aucune erreur systématique n'est associée à la dispersion de l'énergie de faisceau. Seul un biais sur la valeur moyenne implique un biais sur $\mathrm{m_W}$. Une dispersion se traduirait par une modification de la largeur apparente du W.

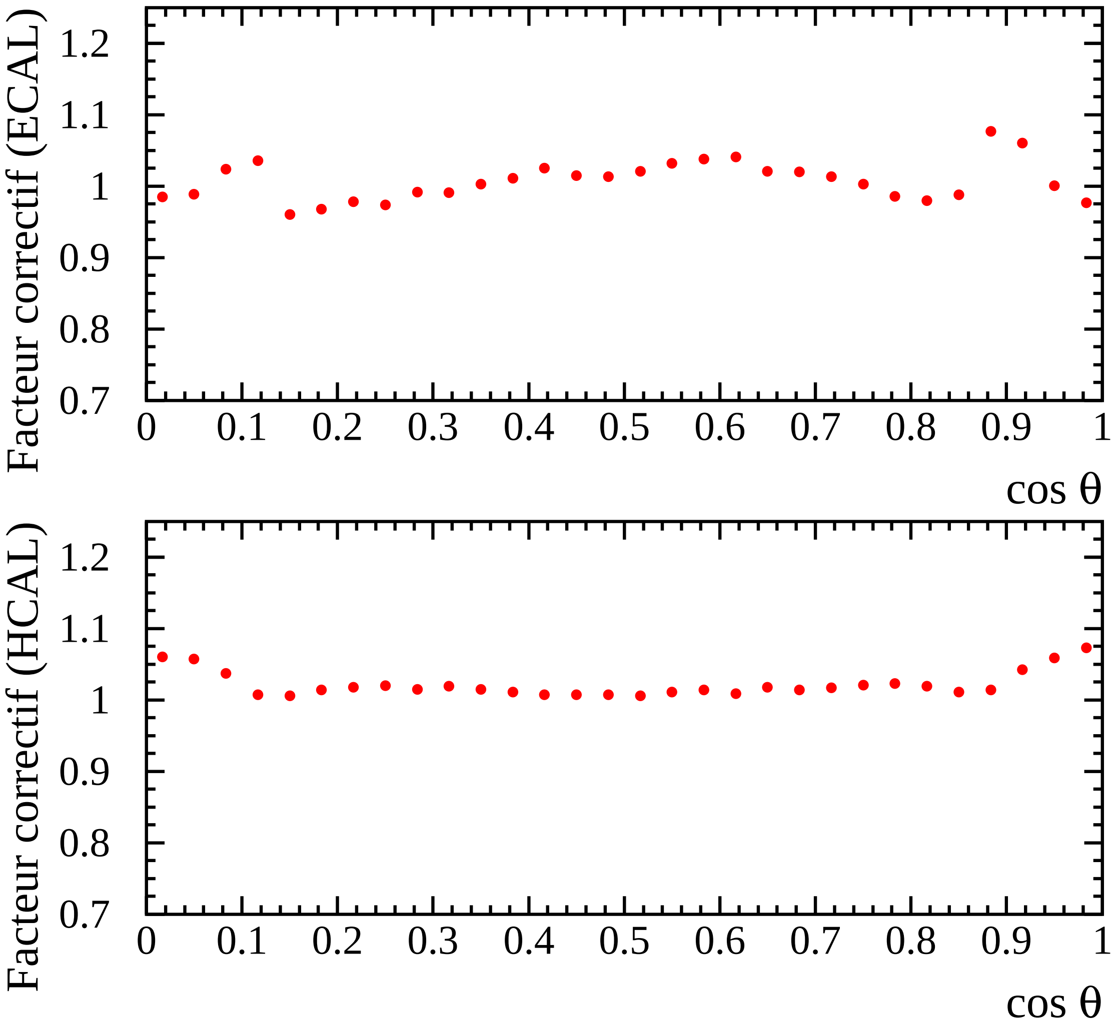


FIG. 7.2 – *Facteurs correctifs appliqués aux dépôts d'énergie reconstruits dans les calorimètres ECAL et HCAL sur simulations afin d'évaluer l'effet systématique dû à l'incertitude sur la calibration et la simulation. Ces corrections sont fonctions de l'angle azimutal (θ)*

$\sqrt{s}$ (GeV)	183	189	192	196	200	202	205	207
Δm_W (MeV/c^2)	25	20	21	21	21	21	25	25

TAB. 7.1 – *Erreur systématique sur* $\mathrm{m_W}$ *résultant de l'incertitude sur l'énergie de faisceau pour différentes valeur de* $\sqrt{s}$.

7.4 Effets Physiques

Ces erreurs ne sont pas corrélées entre les différents canaux. Certaines erreurs sont corrélées entre les expériences LEP car elles ne dépendent pas de l'appareillage.

7.4.1 Effet Bose–Einstein

L'effet Bose–Einstein (formation de condensat entre bosons) peut avoir lieu entre les pions. Cela a pour conséquence, lorsque ces pions proviennent de W différents, d'introduire un correlation entre les quadri-impulsions reconstruites des deux W. Une erreur systématique est associée à cet effet car il n'est pas pris en compte dans les simulations servant à la mesure. Un seul model est considéré pour l'évaluation de l'effet, le modèle `LUBOEI` [62]. Ce modèle prédit un biais qui est évalué en calculant la différence de masse systématique entre deux lots d'événements simulés avec et sans l'effet Bose–Einstein. Il a été estimé [37] à $30\,\mathrm{MeV/c^2}$.

7.4.2 Fragmentation

Le choix du modèle de fragmentation ainsi que la précision des prédictions peuvent induire un biais sur m_W . Afin d'évaluer l'erreur systématique associée, deux approches peuvent être adoptées:

- Pour un modèle donné, l'incertitude sur ses paramètres implique un effet systématique sur m_W . On peut évaluer cet effet en variant chacun de ces paramètres de sa valeur nominale d'un écart standard. Cette estimation de l'erreur est correcte dans le cadre du modèle considéré et ne quantifie pas l'erreur pouvant résulter de l'imperfection du modèle lui-même.
- L'effet résultant du choix du modèle de fragmentation est évalué sur simulation. On considère plusieurs lots d'événements générés avec les quatres mêmes fermions mais dont la phase de fragmentation-hadronization a été simulée différamment. L'écart le plus important est pris comme erreur systématique sur m_W due à la fragmentation. Cette approche est adoptée. Elle fournit une erreur plus importante que la précédente. Les trois modèles de fragmentation introduits au chapitre 2, les modèles `JETSET`, `HERWIG` et `Ariadne`, sont testés.

7.5 Conclusion

La table 7.2 résume les erreurs systématiques sur la mesure de m_W décrites plus haut. Ces erreurs sont comparables entre les canaux hadroniques ou semi-leptoniques. Elles sont faibles pour les canaux leptoniques où la mesure est finalement dominée par l'erreur statistique. Le canal hadronique souffre d'effets dits 'd'intéraction dans l'état final' (EIF) qui consistent en une intéraction entre les produits de désintégration des deux W. Le premier effet, l'effet Bose-Einstein donne lieux à une erreur de $20\,\mathrm{MeV/c^2}$. Cet effet est aux centre d'études qui visent à l'évaluer avec plus de précision. Cette valeur devrait être revue à la baisse. Le second est l'Interconnexion de Couleur (IC), objet des deux chapitres suivants. Ces deux effets sont la principale source d'erreur systématiqiue sur m_W dans le canal hadronique ce qui justifie l'étude plus approfondie effectuée aux chapitres qui suivent.

Source	$\Delta m_W (MeV/c^2)$				
	$q\bar{q}q\bar{q}$	$e\nu q\bar{q}$	$\mu\nu q\bar{q}$	$\tau\nu q\bar{q}$	$\ell\nu\ell\nu$
Reconstruction de traces chargées	3	9	6	4	8
Correction en énergie des jets	5	4	8	5	-
Simulation des gerbes et calibration	10	15	10	5	5
Fragmentation	10	15	10	15	-
Energie de faisceau	17	17	17	17	8

TAB. 7.2 – *Résumés des erreurs systématiques sur* m_W *dans tous les différents canaux. L'erreur peut être les biais ou l'erreur sur le biais si celle-ci est plus importante. Pour le canal* $\ell\nu\ell\nu$ *, l'erreur systématique a été évaluée à* $\sqrt{s} = 183$ *et* $189\,\mathrm{GeV}$. *Pour les autres canaux, l'évaluation est effectuée à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$

Chapitre 8

Interconnexion de Couleur dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$

8.1 Introduction

L'erreur systématique la plus importante sur la mesure de $\mathrm{m_W}$ est due à l'effet d'Interconnexion de Couleur (IC) décrit au chapitre 2. Il ne concerne que le canal hadronique où il remet en cause cette particularité de la mesure de $\mathrm{m_W}$ à LEP2, basée sur une reconstruction directe de la masse invariante du boson W.

L'IC dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ peut induire un biais sur la masse mesurée du W. L'amplitude de l'effet change selon les modèles.

Le principal argument excluant un effet trop important est la différence entre les masses mesurées dans les canaux semi-leptoniques et hadronique [63] qui est faible, en deçà d'un écart standard :

$$\Delta m_W\,(\ell\nu qq - qqqq) = 18 \pm 46\,\mathrm{MeV/c^2}$$

Cette observation ne peut pas être utilisée afin d'évaluer l'erreur systématique car elle se base sur la masse du W elle-même. L'évaluation de l'erreur systématique est décrite au paragraphe suivant.

Afin de réduire l'impact de l'IC sur la masse mesurée du W on se propose de retirer des jets reconstruits les particules susceptibles d'être affectées par l'IC. Les coupures suivantes sont testées :

- Coupure en impulsion : suppression des particules de basse impulsion. On nommera cette analyse “Pcut”.
- Coupures angulaires : suppression des particules entre jets. Cette analyse sera nommée “PFcut”

  . Reconstruction des jets par un algorithme nommé *cône*

Pour chaque coupure, les quadri-impulsions des jets changent. Une analyse complète de mesure de $\mathrm{m_W}$ est donc effectuée pour chaque valeur de coupure. La sensibilité statistique de cette nouvelle mesure de $\mathrm{m_W}$ est déterminée ainsi que la valeur de la systématique associée à l'IC selon la procédure décrite au paragraphe premier paragraphe. La suppression d'une partie des particules reconstruites s'accompagnera d'une perte en sensibilité statistique. Un compromis permettant de minimiser l'erreur totale[1] devra être trouvé.

1. combinaison de l'erreur statistique et de l'erreur systématique

Les reconstructions développées ouvriront également la perspective de mesurer l'IC. Cette étude, "sous-produit" de la mesure de $\mathrm{m_W}$ est développée au chapitre suivant.

8.2 Evaluation de l'erreur systématique

Cette incertitude résulte du fait que l'effet d'IC n'est pas pris en compte dans les simulations. Évaluer l'incertitude, c'est évaluer le biais systématique sur la masse du W dû au fait d'avoir négligé ce processus. On évalue sur simulation le biais qu'induirait la présence d'un effet d'IC dans les données.
Techniquement, l'erreur systématique est définie par la différence entre les mesures de $\mathrm{m_W}$ effectuées sur deux lots d'événements simulés, l'un subissant l'IC (selon un certain modèle), l'autre pas (avec les mêmes 4 quarks générés). Par la suite, on adoptera la convention suivante pour le signe des biais:

$$\Delta m_W = m_W^{\mathrm{modele}} - m_W^{\mathrm{standard}}$$

De nombreux modèles sont alors testés :
- `JETSET SK1` [42],
- `HERWIG` [23],
- le modèle de `Rathsman` [44],
- `AriadneII` [48].

La fraction d'événements subissant l'IC change d'un modèle à l'autre. Dans le modèle `SK1`, le paramètre k_i gouverne le taux d'interconnexion. Pour l'évaluation de l'erreur systématique, ce taux est fixé à 30% ($k_i = 0.6$)[2]. Pour `HERWIG` ce taux est indirectement fixé à 11%. Les événements simulés avec le modèle de `Rathsman` sont "reconnectés" à 29%, son paramètre R0 ayant été fixé à 0.039.

Tous ces modèles prédisent des biais différents. Ils sont donnés dans la table 8.2 [37] et seront réévalués par la suite avec plus de précision. On constate que le modèle `SK1` prévoit le plus grand biais bien que son paramètre ait été fixé à 0.6. Pour ce modèle, le biais a été évalué en fonction du paramètre k_i [65]. On constate sur la figure 8.1 que ce biais est le même pour chacune des quatre expériences LEP bien que les analyses soient différentes.

Le modèle `JETSET SK1`, sera utilisé afin d'évaluer l'incertitude systématique due à l'IC car il prévoit le plus grand biais sur $\mathrm{m_W}$ et parce qu'il est associé au modèle de fragmentation de référence `JETSET`. Son paramètre k_i reste néanmoins à déterminer. Il sera mesuré grâce à la distribution `Particle Flow` [50] décrite au paragraphe suivant. L'ajustement de cette distribution par les données permet de poser une limite sur ce paramètre. La valeur du biais correspondant sur $\mathrm{m_W}$ est alors prise comme évaluation de l'erreur systématique.

Modèles	SKI	SKII	HERWIG	AR2
Δm_W (MeV/c^2)	37 ± 12	6 ± 8	20 ± 10	21 ± 19

TAB. 8.1 – *Biais sur la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *prédit par différents modèles d'IC [37]. Pour le modèle* $SK1$*, la valeur du paramètre* k_i *est fixée à* 0.6*. Les paramètres des modèles* ***HERWIG*** *et* ***ARIADNE*** *ont été ajustés au Z.*

2. Cette valeur, prise par défaut, est celle prédite par le modèle `SK2`. Sa mesure est décrite au paragraphe suivant. La relation entre k_i est la fraction dépend de $\sqrt{s}$. 30% correspond à $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$.

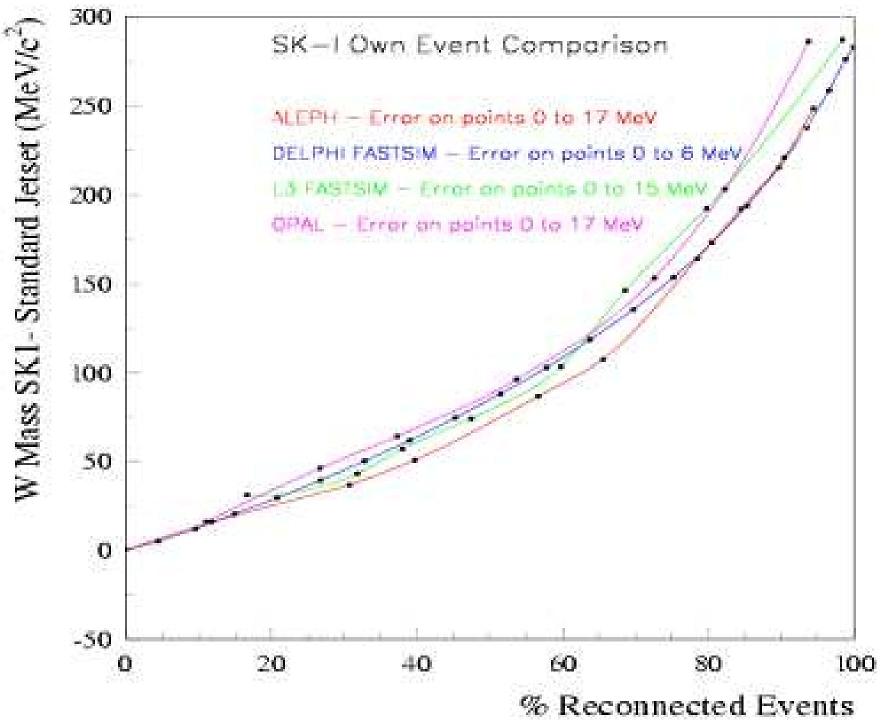


FIG. 8.1 – *Biais sur* m_W *prédit par le modèle* `SK1` *en fonction du taux d'événements "connectés". L'évaluation du biais a été effectuée par les quatre expériences à LEP. Malgrés des analyses différentes l'effet attendu dans le cadre du modèle* `SK1` *est identique.*

8.2.1 Algorithme Particle Flow

La distribution "Flux de Particules" ou `Particule Flow` est une distribution angulaire sensible à l'effet d'IC (cf. chapitre 2). Elle est utilisée pour contraindre les modèles d'IC ou leurs paramètres par les données. Cette distribution nous servira également à développer une analyse de mesure de m_W moins sensible à l'IC (cf. paragraphe 4).

L'algorithme [50, 51] s'applique aux événements sélectionnés dans le canal hadronique $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$. Il utilise comme point de départ les jets reconstruits avec l'algorithme de jet `DURHAM`. Les deux premiers jets correspondent au premier W tandis que les troisième et quatrième au second W. Cet ordre est effectué après assignation des jets aux deux W (cf chapitre 6). On projette l'impulsion de chaque particule sur un plan défini par un système de di-jets. Comme un événement hadronique contient quatre jets et donc quatre systèmes de di-jets, quatre plans peuvent être utilisés pour la projection. Le plan qui minimise l'impulsion transverse de la particule est retenu (voir figure 8.2). L'angle entre la projection de l'impulsion et le jet le plus proche est normalisé à l'angle séparant les jets. La distribution résultante est montrée sur la figure 8.3. On y distingue 4 régions différentes. Les secteurs A et B donnent le flux de particules entre les 2 jets d'un même W tandis que les secteurs C et D donnent le flux de particules entre les deux W.

Cette distribution est sensible à l'effet d'IC mais elle ne l'est pas suffisamment pour contraindre, exclure ou confirmer certains modèles tels que `HERWIG`, `RATHSMAN` ou `ARIADNE2`. Dans le cas du modèle `SK1`, il est possible de contraindre le paramètre k_i. La sensibilité de cette analyse est telle qu'une combinaison des mesures effectuées par les expériences du LEP

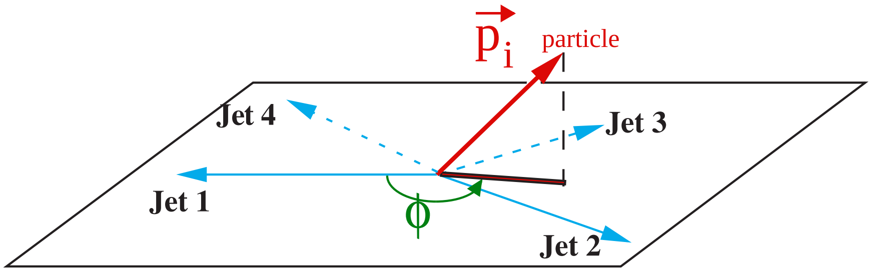


FIG. 8.2 – *Projection de l'impulsion d'une particule sur un plan défini par la paire de jets (Jet1,Jet2). Les 4 jets, Jet1 à 4 sont les jets reconstruits d'un événement hadronique*

est nécessaire pour placer une limite supérieure sur k_i.

Par la suite, une distribution équivalente sera utilisée sur les événements semileptoniques. Elle est plus simple à calculer car on ne dispose que d'une paire de jets par événement et donc un seul plan de projection par particule. L'angle normalisé se voit sur la figure 8.5.

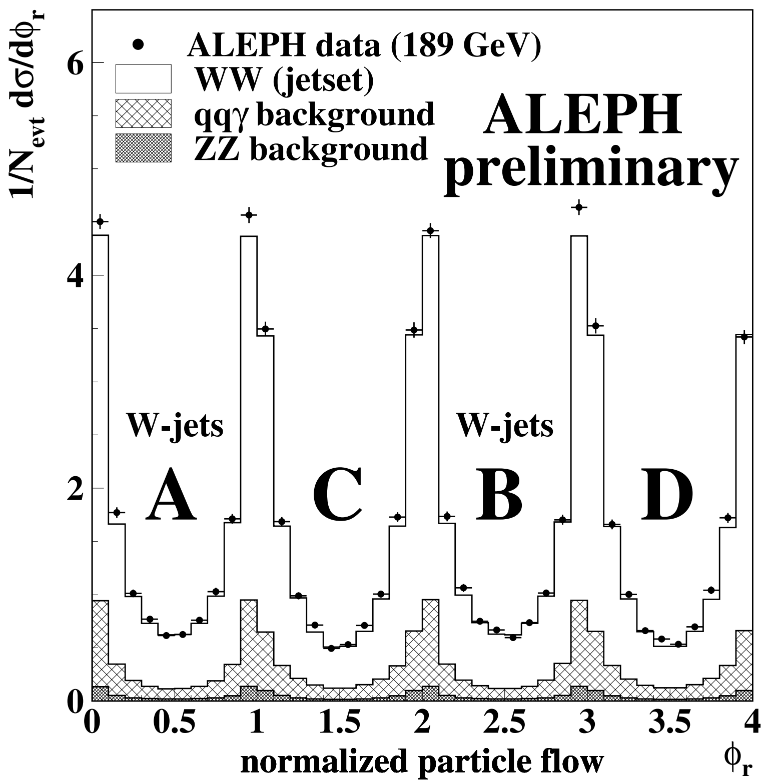


FIG. 8.3 – *Distribution* **`Particle Flow`** *calculée selon la reconstruction et sélection du canal hadronique sur simulation complète (signal simulé avec* **`JETSET`** *sans IC et bruits de fond) et sur données ($\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$). On distingue les régions inter-W (A et B) et intra-W (C et D).*

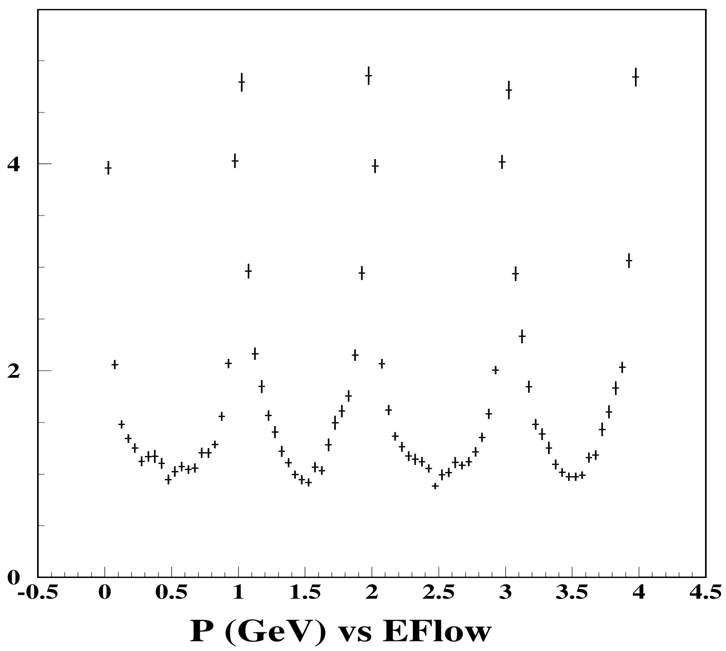


FIG. 8.4 – *Corrélation entre l'impulsion des particules reconstruites (GeV/c) et l'angle* **`Particle Flow`** *sur simulations.*

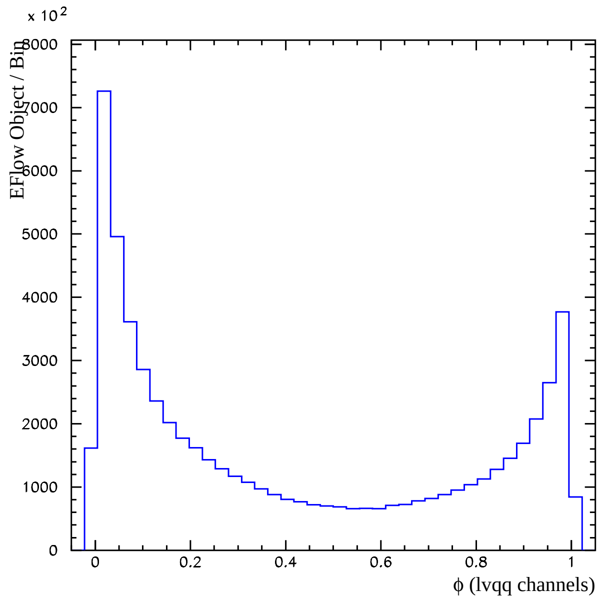


FIG. 8.5 – *Distribution* ***Particle Flow*** *calculée sur un échantillon d'événements semi-leptoniques simulés. La région centrale correspond aux particules se trouvant entre les 2 jets. Les deux maxima correspondent au corps des jets.*

8.3 Coupure en impulsion

8.3.1 Reconstruction des jets

Cette reconstruction s'effectue selon les étapes suivantes :

– On part de la reconstruction standard décrite au chapitre 3 où les jets sont reconstruits par l'algorithme `DURHAM`. La quadri-impulsion des objets `ENFLW` qui ont une impulsion inférieure à un seuil donné est soustraite à la quadri-impulsion du jet les contenant. L'avantage de cette reconstruction est sa simplicité car elle ne dépend que d'un paramètre qui est le seuil en impulsion [3] imposé aux particules reconstruites. (Dans la table 8.2, on donne la correspondance entre la valeur des coupures et l'énergie moyenne supprimée par événement .)

– Les étapes suivantes sont similaires à celles de l'analyse standard (cf. chapitre 6). La reconstruction ayant été modifiée, les corrections en énergie des jets sont recalculées, pour chaque valeur de coupure en impulsion, à partir des données prises au Z.

– Compte tenu de la fraction d'énergie supprimée par événement (cf. table 8.2) les paramétrisations du fit cinématique sont mises à jour. Les paramètres les plus affectés par les coupures sont les corrections en énergie des jets et leurs résolutions ainsi que la résolution sur la correction angulaire en θ, σ_b (cf. chapitre 5). Les nouvelles paramétrisations calculées pour une coupure à 1.5 GeV/c se voient sur la figure 8.6.

  Les figures 8.7 montrent la distribution de probabilité P_{χ^2} définie par l'ajustement cinématique. Le changement de la forme de la distribution, en particulier le pic à zéro

3. On le notera par la suite "PCut"

(correspondant aux événements problématiques) et la diminution progressive de la valeur moyenne qui est idéalement de 0.5, indique une dégradation de la résolution lorsqu'on augmente le seuil cinématique PCut.

- La reconstruction est appliquée aux simulations de référence servant à l'ajustement de m_W , aux pseudo-expériences qui serviront à évaluer l'erreur statistique attendue et aux événements simulés avec les différents modèles d'IC.
- On calcule sur simulation la corrélation entre la masse mesurée du W avec et sans coupure cinématique. On évalue également la corrélation entre les masses mesurées avec différentes coupures. La matrice de corrélation correspondant à 5 coupures différentes est calculée à partir de 250000 événements MC :

$$\rho_{\mathrm{PCut}} = \begin{pmatrix} 100. & 91.9 & 86.3 & 82.1 & 73.1 & 76.2 \\ & 100. & 91.9 & 82.1 & 75.2 & 76.6 \\ & & 100. & 81.1 & 75.0 & 76.1 \\ & & & 100. & 89.8 & 90.1 \\ & & & & 100. & 89.5 \\ & & & & & 100. \end{pmatrix}$$

Ces corrélations concernent les coupures suivantes : PCut (GeV/c)= 0. (analyse sans coupure), 0.5, 0.75, 1.0, 1.25 et 1.5.

	Coupure en impulsion (GeV/c)				
	0.5	0.75	1.0	1.25	1.5
$\frac{\Delta E}{E}$%	−1.5%	−4.1%	−6.9%	−9.6%	−12.2%

TAB. 8.2 – *Perte en énergie par événement $\frac{\Delta E}{E}$ en fonction de la coupure cinématique (PCut). Cette perte est directement liée à la dégradation de la résolution statistique évaluée par la suite*

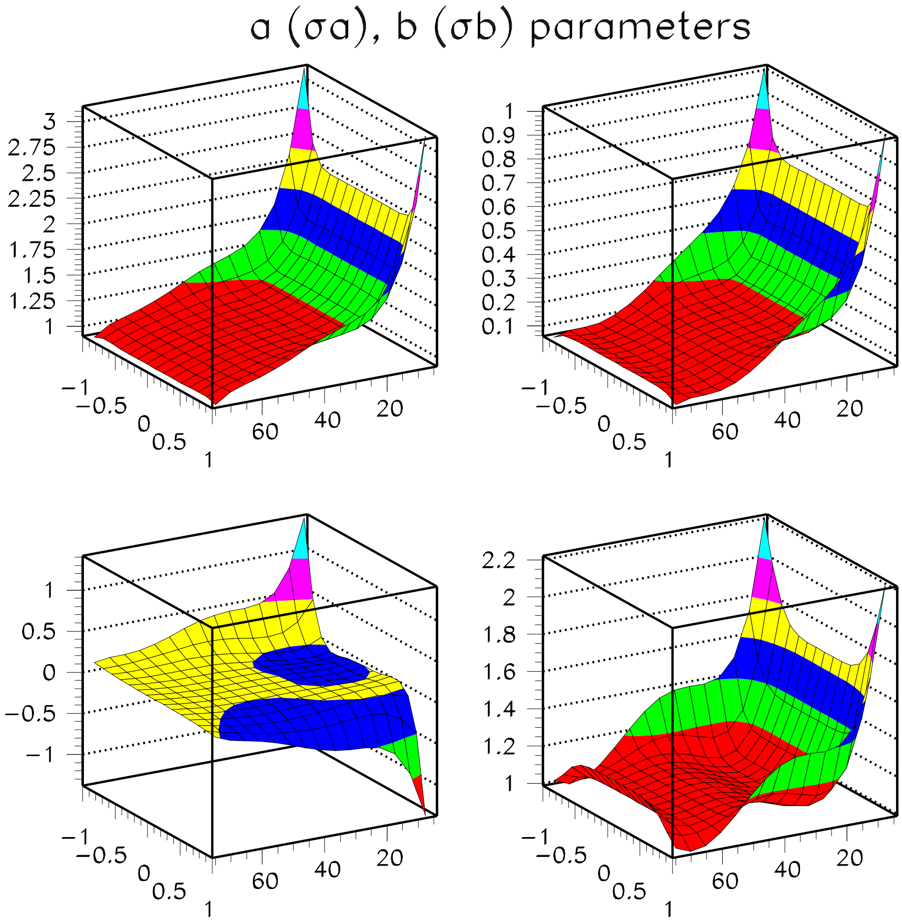


FIG. 8.6 – *Paramètres a et b utilisés pour l'ajustement cinématique. Ils sont calculés pour une reconstruction avec coupure en impulsion de* 1.5 GeV/c.

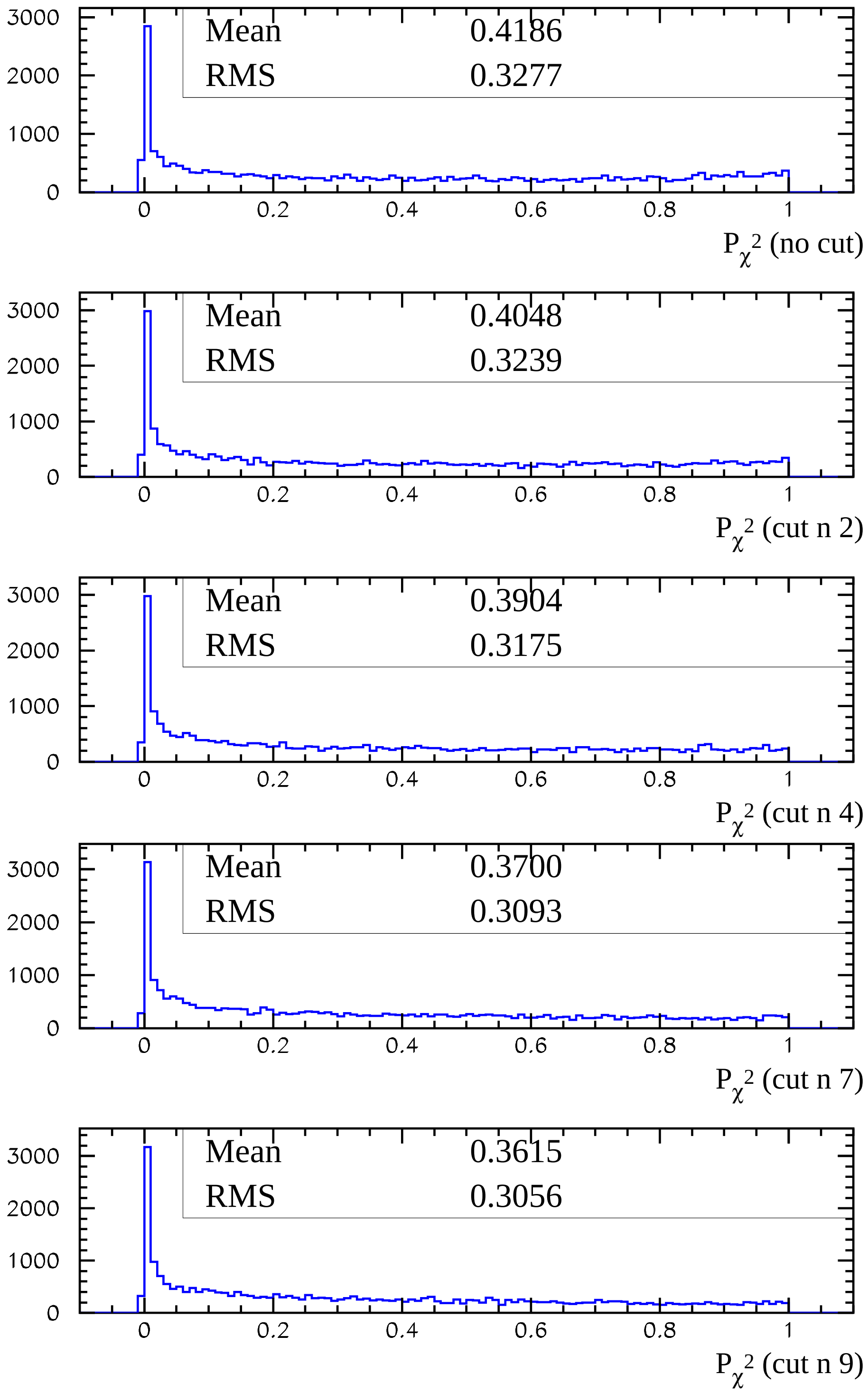


FIG. 8.7 – *Distribution de la probabilité P_{χ^2} pour différentes valeurs du PCut (dans l'ordre) : 0, 0.25, 0.75, 1.5 et 2.0 GeV/c*

8.3.2 Application aux différents modèles

La masse du W est mesurée selon la méthode décrite au chapitre 6. On vérifiera que les résultats ne dépendent pas de la technique d'extraction de la masse (ajustement de la masse à 3D ou 2D par exemple). Les erreurs statistiques attendues sont évaluées sur une simulation complète (signal + bruits de fond). Le MC signal de référence est obtenu avec le programme de fragmentation `JETSET` sans IC.

Application à `JETSET` (pas d'IC)

La procédure décrite précédemment est appliquée dans un premier temps à un lot simulé avec le programme `JETSET` sans IC (avec les bruits de fond) et m_W ayant été fixée à 80.35 GeV/c^2. Ceci permet de tester la calibration de la méthode (la masse mesurée sur ce lot doit rester stable) et d'évaluer l'évolution de l'erreur statistique attendue en fonction de la coupure.

La figure 8.8 montre le comportement de la masse ajustée qui est stable. Comme prévu, l'erreur statistique attendue croît lorsque le seuil cinématique est augmenté : l'augmentation est négligeable pour PCut=0.5 GeV/c, elle est de +11% pour PCut=1.5 GeV/c et de +20% pour PCut=2.0 GeV/c.

Prédiction des différents modèles

Le même exercice est effectué avec des événements dont la partie signal est simulée selon le modèle `JETSET-SK1`($k_i = +\infty$).

Sur la figure 8.9, on observe la réduction du biais (en %) sur m_W en fonction de la coupure PCut. Pour le premier point (sans coupure), le biais initial est de 250 MeV/c^2 tandis qu'avec une coupure sur l'impulsion des particules à 2.5 GeV/c le biais n'est plus que de 40 MeV/c^2. On remarque que les coupures inférieures à 500 MeV/c^2 sont sans effet.
La réduction du biais confirme que dans le cadre du modèle `SK1` une coupure cinématique permet de réduire efficacement l'impact de l'IC sur m_W . Sur la figure 8.10, on donne la réduction du biais (en %) en fonction de l'augmentation de l'erreur statistique : Il est possible de réduire le biais sur m_W de 80% moyennant une perte de sensibilité statistique de 23 ± 1 % (calculée sur `ww4f` sans IC). On observe une “saturation” : le biais tends vers zéro et ne devient pas négatif. Sa diminution n'est pas un artefact de l'analyse.
La comparaison des résultats à $\sqrt{s} = 189$ GeV et à $\sqrt{s} = 207$ GeV (figures 8.9 (a) et (b)) nous montre que l'effet de la coupure ne dépend pas de l'énergie dans le centre de masse.
Le modèle `SK1`($k_i = +\infty$) n'est pas utilisé pour l'évaluation de la systématique mais une réduction de l'effet observée sur ce modèle doit s'observer également sur un modèle avec mélange d'événements “non connectés” (`JETSET`) et d'événements `JETSET-SK1`($k_i = +\infty$). qui est équivalent à `SK1`(k_i fini).

L'étude est effectuée sur le modèle d'IC `HERWIG` pour lequel la fragmentation est simulée différemment que dans le programme de référence (`JETSET`). Cela introduit un second effet : la fragmentation. Afin de séparer les effets d'IC et de fragmentation, le biais sur m_W sera évalué à partir de la différence observée entre un lot d'événements modélisés selon `HERWIG` avec IC et un lot `HERWIG` sans IC.
Sans coupure, le biais est de 36±8 MeV/c^2. Après coupure, on observe une réduction significative du biais sur m_W : il est nul pour $PCut = 2$ GeV/c (voir figures 8.11 et 8.12)

Pour le modèle `RATHSMAN`, la coupure permet également une réduction du biais qui est initialement de 57 ± 9 MeV/c^2. La méthode est moins efficace selon ce modèle. (voir les

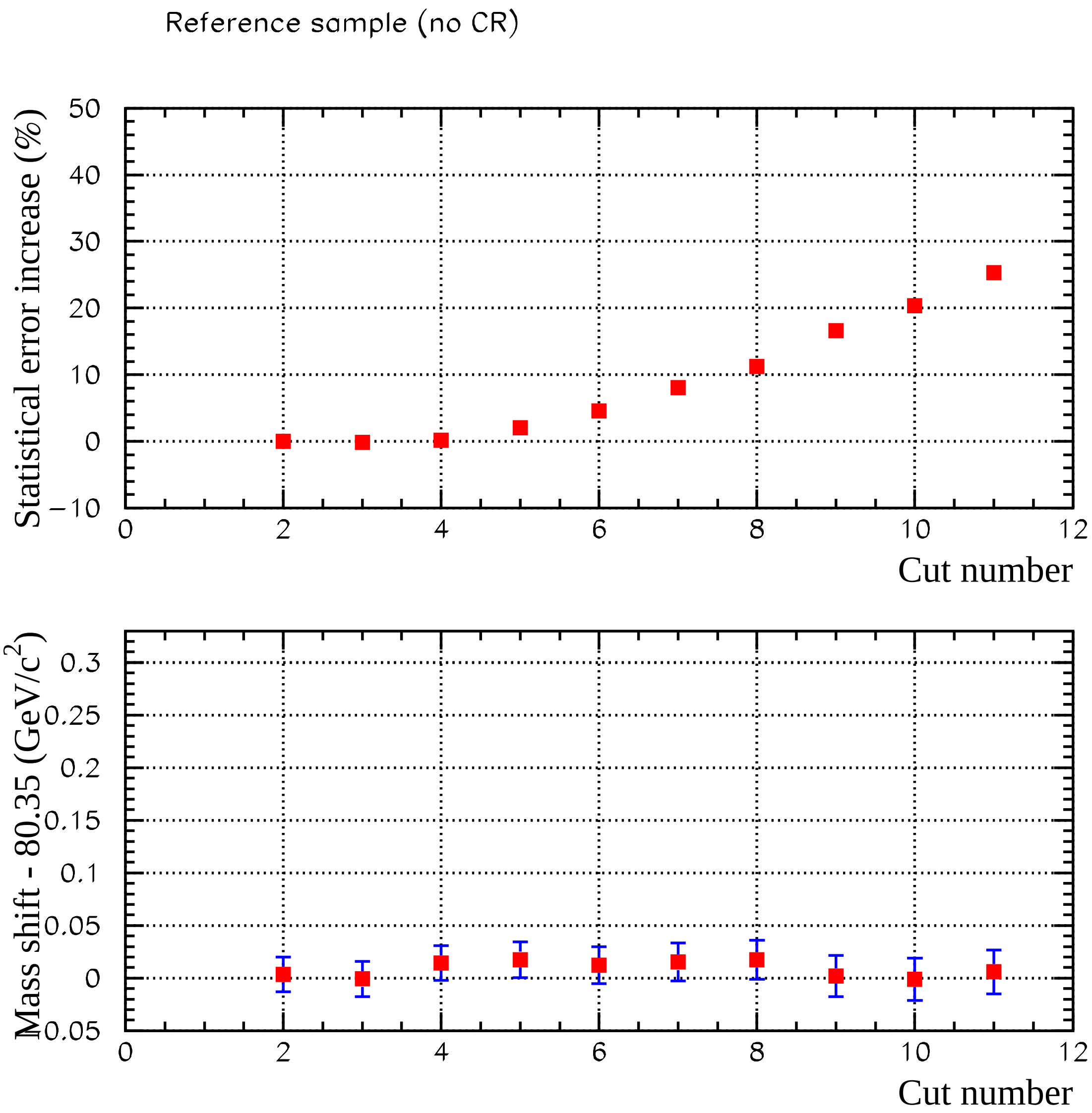


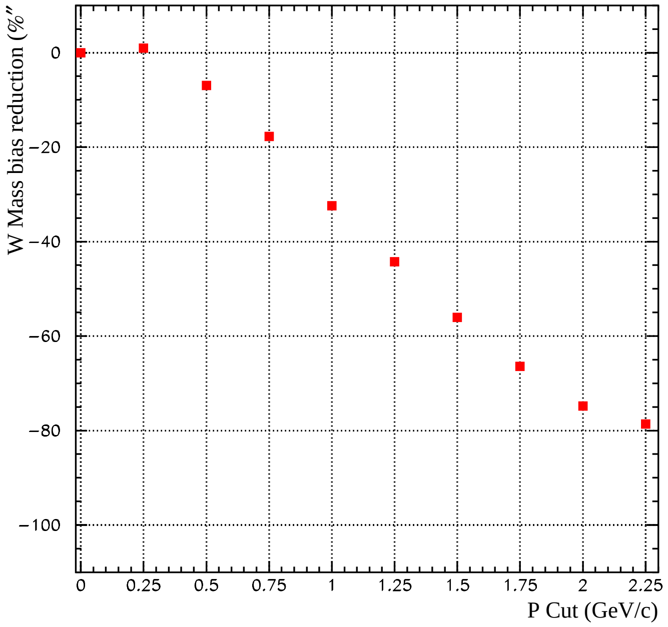
FIG. 8.8 – *Résultats obtenus sur un lot* `WW4f` *(100K événements , sans IC) + bruits de fond. La première figure montre l'augmentation de l'erreur statistique en fonction des coupures. Celles-ci correspondent aux valeurs suivantes : 0., 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5, 1.75, 2.0 et 2.25 GeV/c. L'évolution de l'erreur est quantifiée en % en donnant* $\frac{\sigma_{new}}{\sigma_{nocut}} - 1$*. Dans la seconde figure, on donne l'évolution de la masse ajustée - 80.35* (GeV/c^2) *qui est la masse générée dans la simulation.*

figures 8.11 et 8.12) Pour $PCut = 2\,\mathrm{GeV/c}$ le biais passe à $35\,\mathrm{GeV/c^2}$.

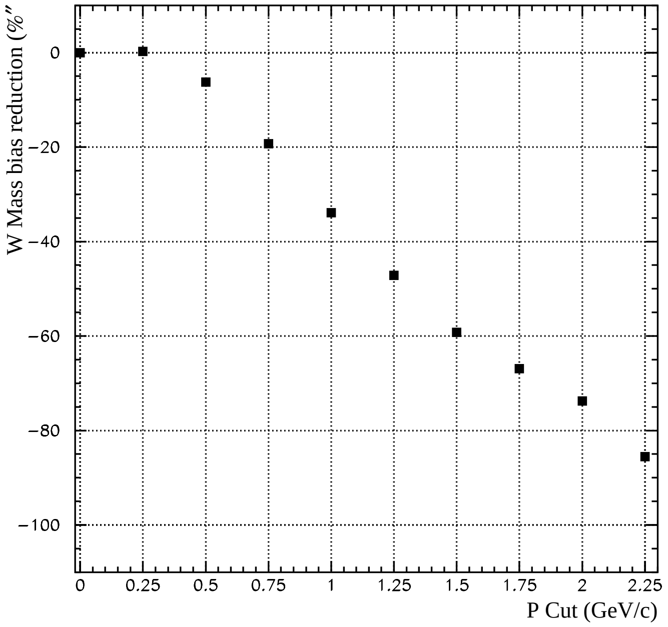
L'étude est effectuée sur le modèle d'IC `Ariadne2` qui, comme le modèle `HERWIG`, a une fragmentation différente de celui des simulations de référence (`JETSET`). Le biais sur $\mathrm{m_W}$ sera évalué sur un lot d'événements modélisés selon `Ariadne2` (avec IC) et un lot modélisé `Ariadne` sans IC.

Sans coupure, le biais est de $62 \pm 11\,\mathrm{MeV/c^2}$. Après une coupure en impulsion à $1.5\,\mathrm{MeV/c^2}$, on observe une réduction significative du biais sur $\mathrm{m_W}$ qui est alors de $36\,\mathrm{MeV/c^2}$ soit une rédutcion de 40%.

Les prédictions des modèles quant-à l'efficacité de cette coupure à réduire le biais sur $\mathrm{m_W}$ sont comparées sur la figure 8.12 en donnant la réduction (en %) en fonction de la coupure.



(a)



(b)

FIG. 8.9 – *Résultats obtenus sur le modèle SK 100% (100K événements) + bruits de fond. On voit le biais sur* $\mathrm{m_W}$ *en fonction de la coupure à deux énergies :* $\sqrt{s} = 189$*(a) et* $207\,\mathrm{GeV}$*(b).*

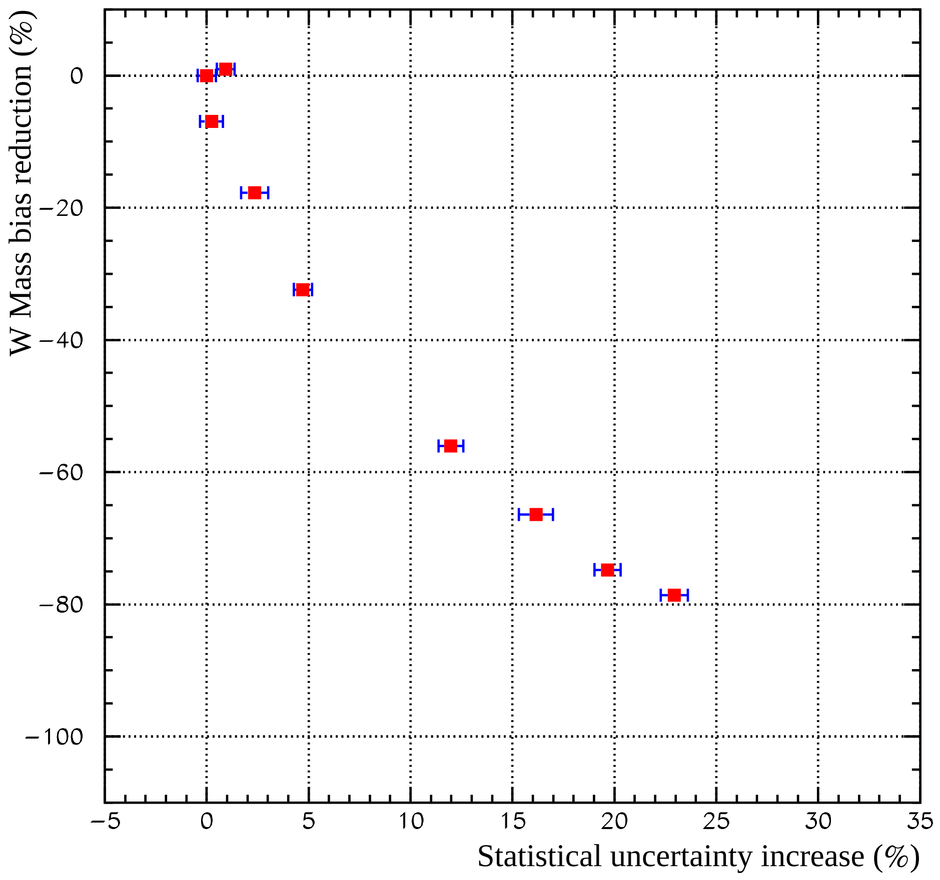


FIG. 8.10 – *Réduction du biais (en %) dû à la RC dans le modèle* `SK1` *en fonction de la perte en sensibilité statistique (en %). Le premier point (à zéro) est pris pour référence pour le biais initial sur* $\mathrm{m_W}$ *(*$250\,\mathrm{MeV/c^2}$*) et pour l'erreur statistique attendue. Le dernier point correspond à PCut =* $2.5\,\mathrm{GeV/c}$*. Cette courbe servira au choix de la coupure optimale.*

La coupure en impulsion est moins efficace sur les modèles `Ariadne2` et `Rathsmann` que sur les modèles `sk1` et `HERWIG`.

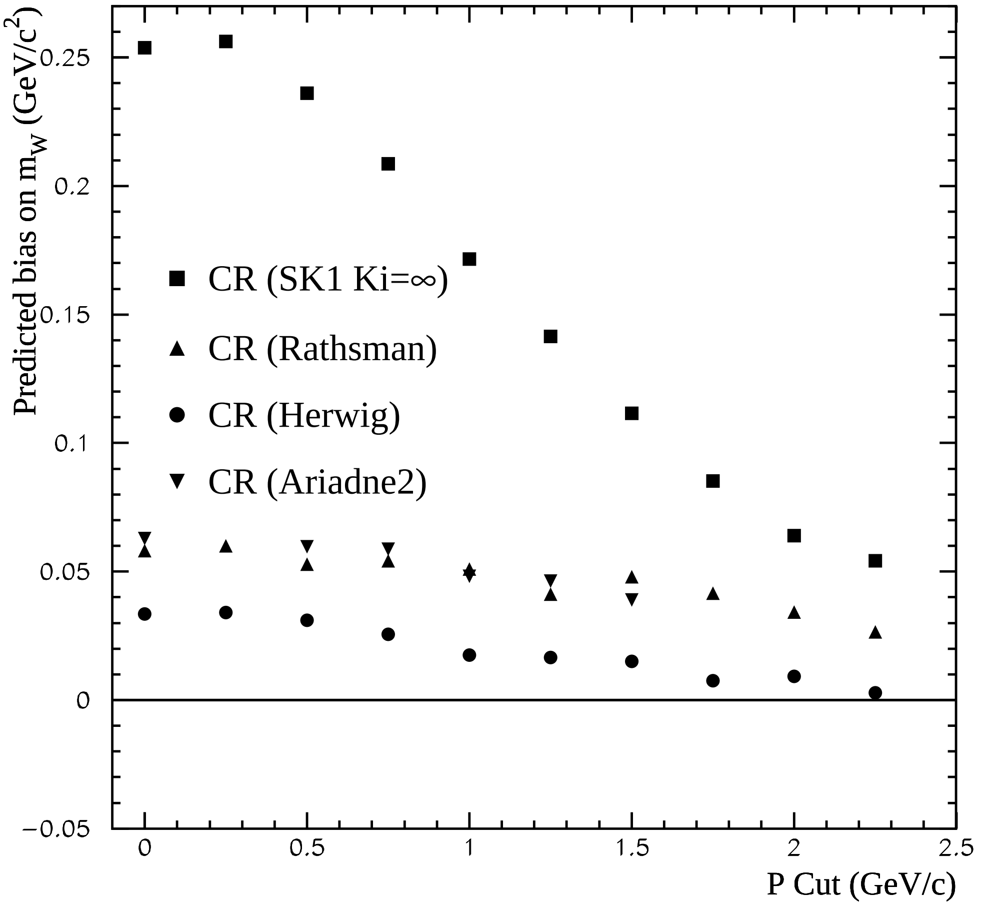


FIG. 8.11 – *Biais sur* m_W *prédit par différents modèles d'IC:* ***SK1***$(k_i = +\infty)$*,* ***HERWIG****,* ***Rathsmann*** *et* ***Ariadne2*** *en fonction du seuil cinématique PCut. Le biais est défini comme étant la différence de masse moyenne entre des événements subissant l'IC et les mêmes événements (mêmes 4 quarks) sans IC. Les erreurs associées aux biais varient de* $10\mathrm{MeV/c^2}$ *à* $20\mathrm{MeV/c^2}$

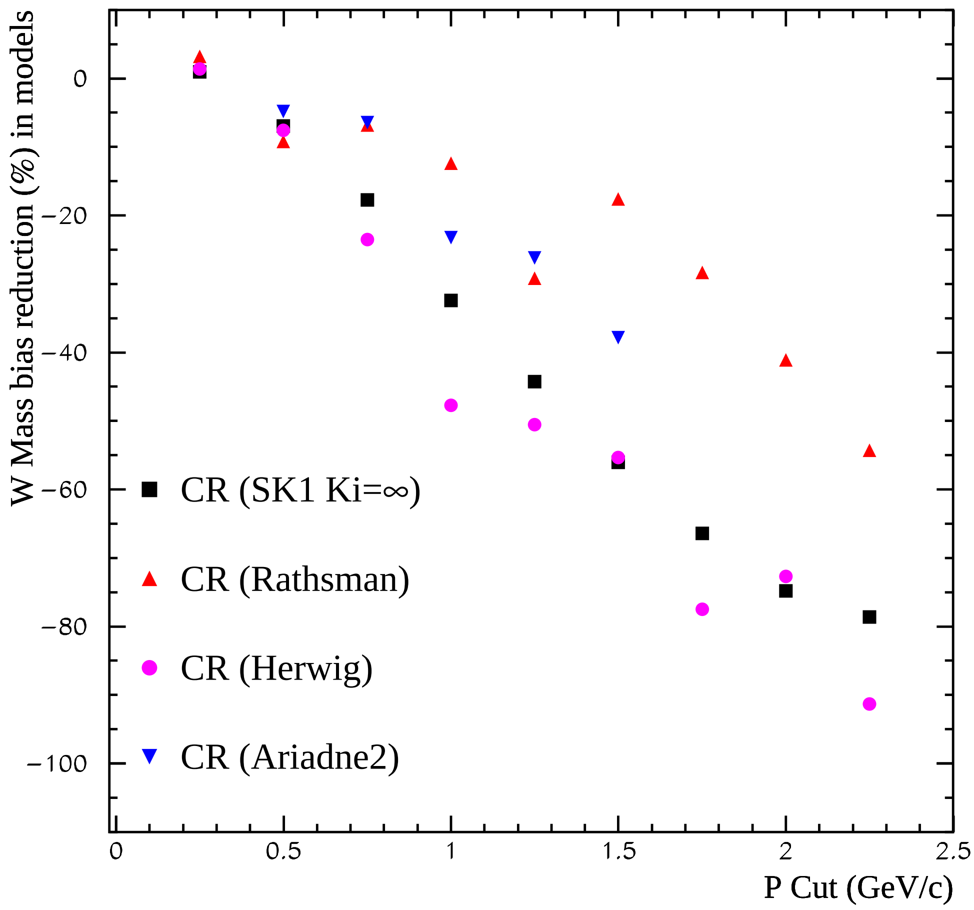


FIG. 8.12 – *Efficacité des coupures en impulsion à réduire le biais sur* $\mathrm{m_W}$ *prédit par différents modèles d'IC :* `SK1`*(*$k_i = +\infty$*),* `HERWIG`*,* `Rathsmann` *et* `Ariadne2` *exprimée en % en fonction du seuil cinématique PCut. Ces courbes sont une comparaison de l'efficacité de l'analyse selon les modèles.*

8.4 Coupure angulaire (`Particle Flow`)

8.4.1 Description de la reconstruction

Comme pour la reconstruction précédente, on effectue la reconstruction par l'algorithme `DURHAM` appliqué à tous les objets `ENFLW`. Les mêmes étapes que pour la reconstruction avec PCut sont suivies, seule la définition des coupures change.

- Les particules se trouvant entre les jets sont supprimées par une coupure sur la distance qui les sépare du jet le plus proche. Cette distance est donnée par l'algorithme `Particle Flow` [50, 51] décrit au paragraphe 8.2.1. La distribution présentée au paragraphe précédent est compactée en superposant les 4 zones (A à D) formant une distribution couvrant l'intervalle [0.,1.]. Les coupures consistent à supprimer la zone centrale de la distribution qui correspond aux particules les plus éloignées du corp des jets. L'énergie moyenne supprimée par événement en fonction de la coupure est donnée dans la table 8.3.
- Les corrections en énergie des jets sont recalculées au Z.
- Pour chaque coupure, les paramétrisations des jets sont calculées. La distribution de probabilité P_{χ^2} (figures 8.14) laisse prévoir une perte de sensibilité statistique.
- Les corrélations entre les différents outils de mesure sans coupures et avec certaines coupures sont données par la matrice suivante :

$$\rho_{\mathrm{PFCut}} = \begin{pmatrix} 100. & 86.8 & 72.8 & 65.4 & 71.5 & 53.8 \\ & 100. & 85.8 & 75.7 & 77.4 & 59.4 \\ & & 100. & 85.9 & 80.7 & 58.0 \\ & & & 100. & 85.7 & 59.8 \\ & & & & 100. & 72.2 \\ & & & & & 100. \end{pmatrix}$$

Le premier point est l'analyse sans coupure, les 5 suivants correspondent à la suppression des intervalles suivants : $[0.45 - 0.55]$, $[0.4 - 0.6]$, $[0.3 - 0.7]$, $[0.2 - 0.8]$ et $[0.1 - 0.9]$.

	Excluded range in PF distribution [0.,1.] ×10									
	0-0	4.5-5.5	4.-6.	3.5-6.5	3.-7.	2.5-7.5	2.-8.	1.5-8.5	1.-9.	0.5-9.5
$\frac{\Delta E}{E}(\%)$	0	-1.3	-2.6	-4.3	-6.1	-8.2	-11.0	-14.9	-21.6	-35.1

TAB. 8.3 – *La perte d'énergie moyenne est donnée pour différentes valeurs de la coupure angulaire. Ces quantités son liées à la perte de sensibilité statistique décrite dans ce qui suit.*

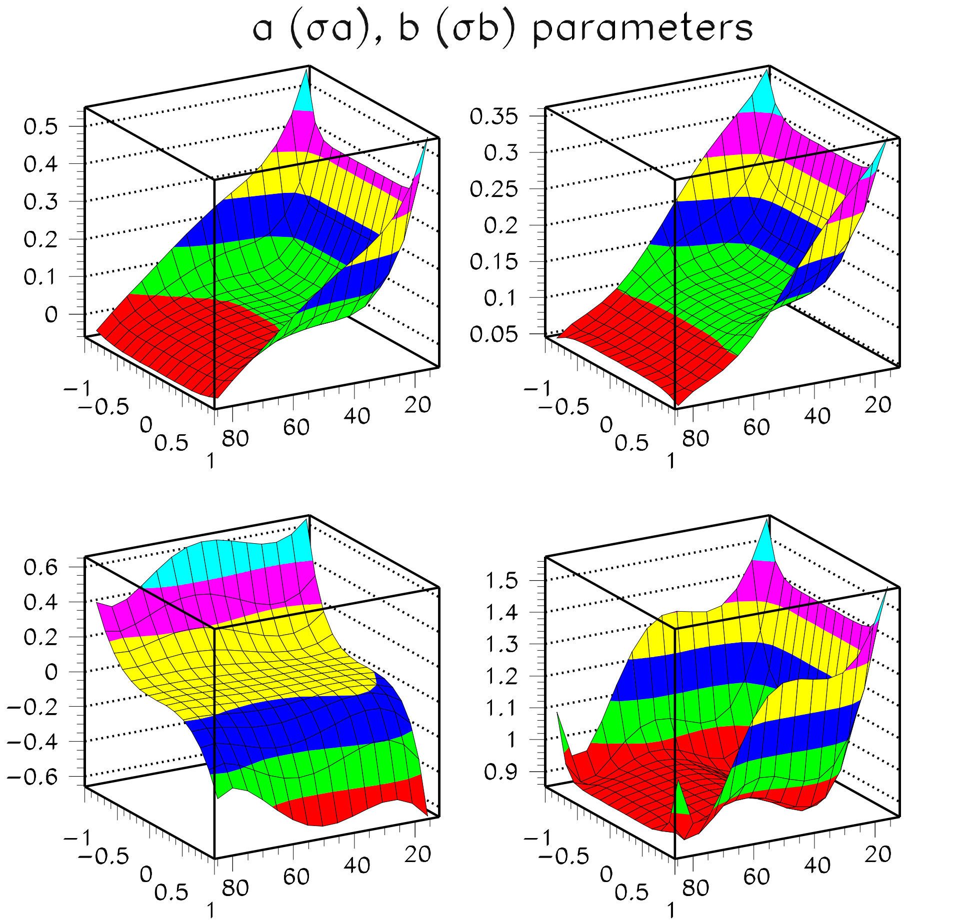


FIG. 8.13 – *Paramètres a et b utilisés pour l'ajustement cinématique. Ils sont calculés pour une reconstruction avec coupure sur la distribution* `particle Flow` *en excluant l'intervalle* [0.1,0.9] *de la distribution flux de particule.*

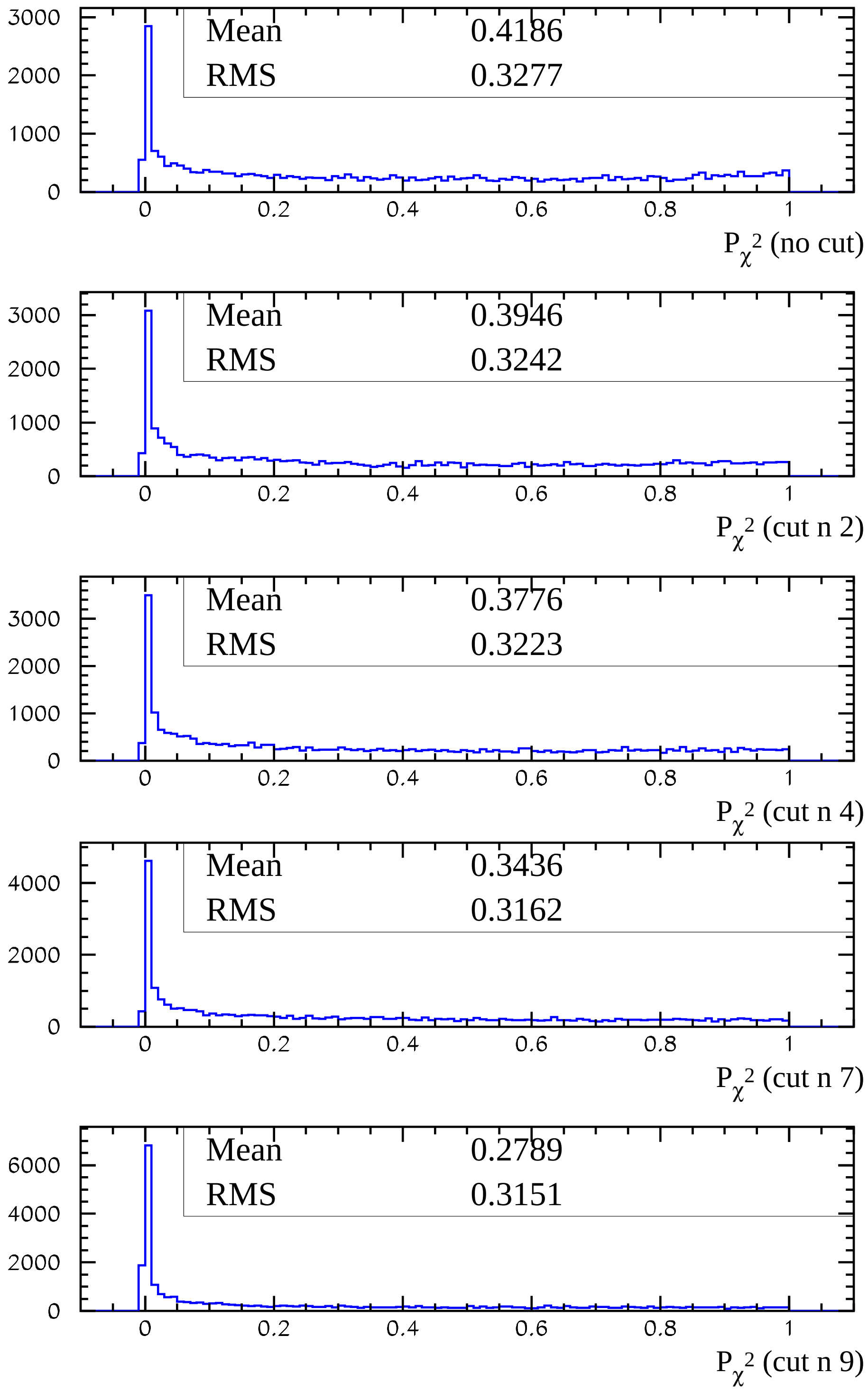


FIG. 8.14 – *Distribution de la probabilité P_{χ^2} définie par l'ajustement cinématique pour différentes coupures :* [0.45 – 0.55], [0.4 – 0.6], [0.3 – 0.7], [0.2 – 0.8] et [0.1 – 0.9]

8.4.2 Effets prédits par les différents modèles

Application de l'algorithme à `JETSET` (sans IC)

Comme pour la coupure en impulsion, on applique l'analyse avec PFCut sur simulation MC d'événements `WW 4f` sans IC, complétés avec les principaux bruits de fond.

L'analyse respecte la première condition : la masse ajustée est stable sur un lot d'événements sans IC comme on peut le constater sur la figure 8.15. Aucun biais significatif n'est détecté. L'erreur statistique augmente comme prévu. Ainsi, en coupant sur l'intervalle [0.3,0.7] de la distribution `Particle Flow` on perd 10% en sensibilité statistique.

Prédiction des différents modèles

On observe sur la figure 8.16 l'effet de la coupure PFCut sur le biais prédit par le modèle `SK1` (100% d'IC) sur m_W . Selon le modèle `SK1`, il est possible de réduire le biais sur m_W de moitié moyennant une perte de sensibilité sur m_W de $11 \pm 1\,\%$.

Les modèles `Rathsman` et `HERWIG` prévoient une réduction du biais sur m_W comme le montre la figure 8.18. On compare l'efficacité de cette coupure angulaire selon les modèles `SK1`, `HERWIG` et `Rathsmann` (figure 8.19). Comme pour la coupure en impulsion on conclut que l'analyse est plus efficace sur les deux modèles `SK1` et `HERWIG` que sur le modèle `Rathsmann`.

Cette analyse présente les mêmes performances que l'analyse précédente. Elles sont corrélées car les distributions sur lesquelles les coupures sont effectuées sont corrélées (figure 8.4).

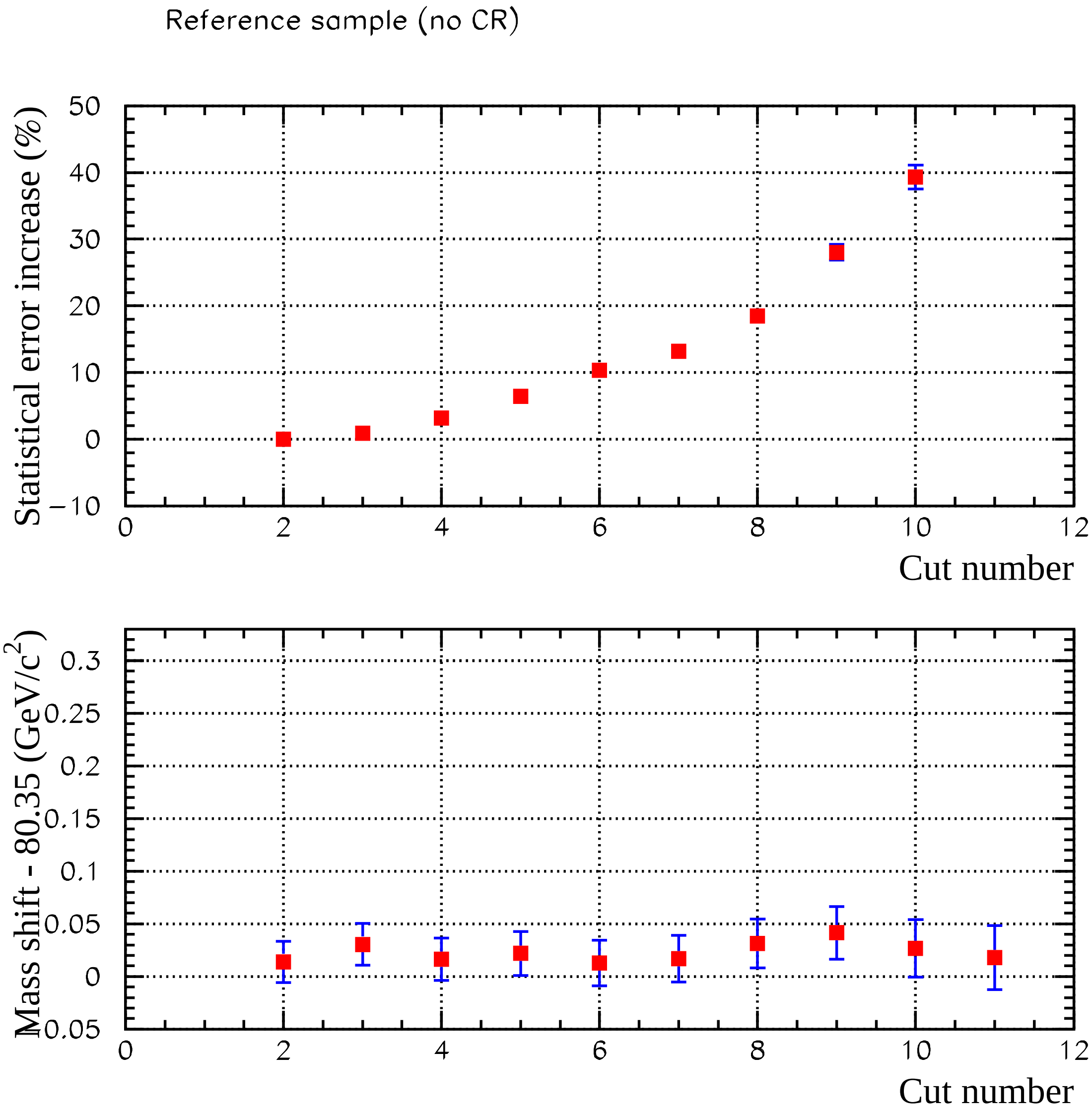


Fig. 8.15 – *Résultats obtenus sur un lot* `WW4f` *(100K événements , sans IC) + bruits de fond. La première figure montre l'augmentation de l'erreur statistique en fonction des coupures. Le premier point est la mesure de référence sans coupure, les suivants correspondent à une coupure sur les intervalles :* [0.45,0.55], [0.4,0.6], [0.35,0.65], [0.3,0.7], [0.25,0.75], [0.2,0.8], [0.15,0.85], [0.1,0.9] et [0.05,0.95] *. L'évolution de l'erreur est quantifiée en % en donnant* $\frac{\sigma_{new}}{\sigma_{nocut}} - 1$*. Dans la seconde figure, on donne l'évolution de la masse ajustée - 80.35* (GeV/c^2)*. Ceci représente l'écart par rapport à la masse générée dans la simulation.*

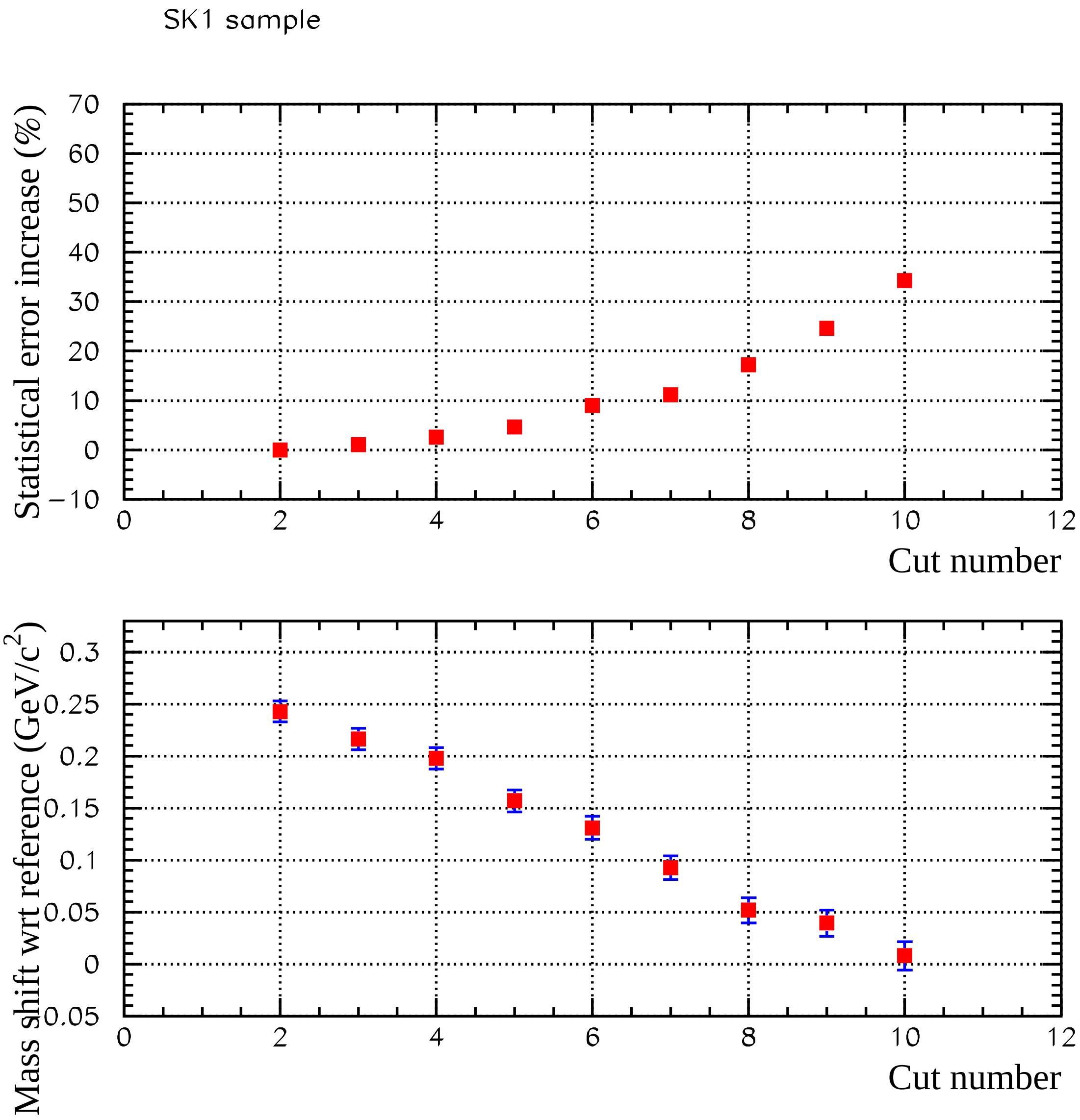


FIG. 8.16 – *Résultats obtenus sur le modèle* ***SK1*** *(300K événements) + bruits de fond. La première figure montre l'évolution de l'erreur statitique, la seconde le biais.*

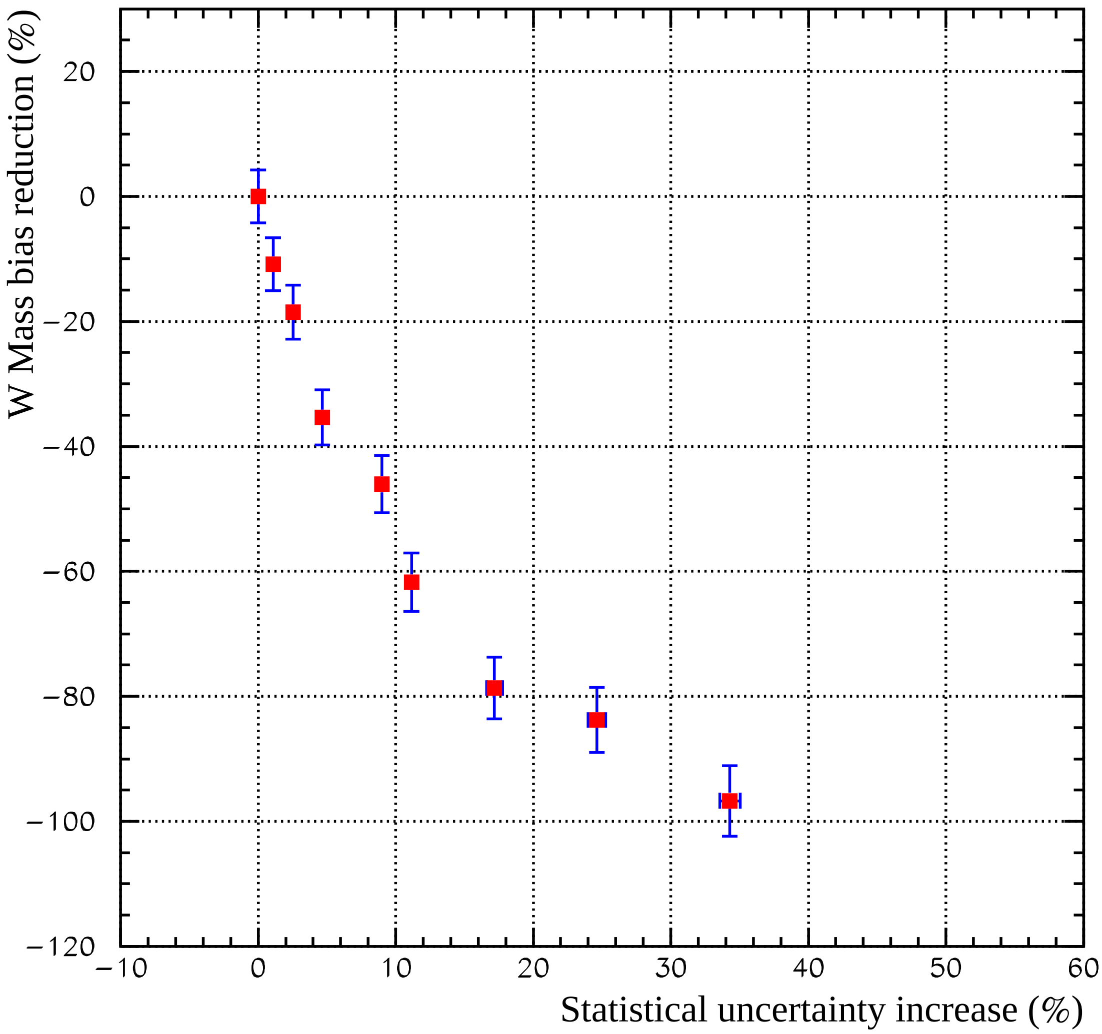


FIG. 8.17 – *Correspondance entre la réduction du biais sur* m_W *selon le modèle* **SK1** *et l'augmentation de l'erreur statistique obtenues avec une coupure angulaire sur PFlow. Les mesures étant corrélées entre elles, la réduction est significative.*

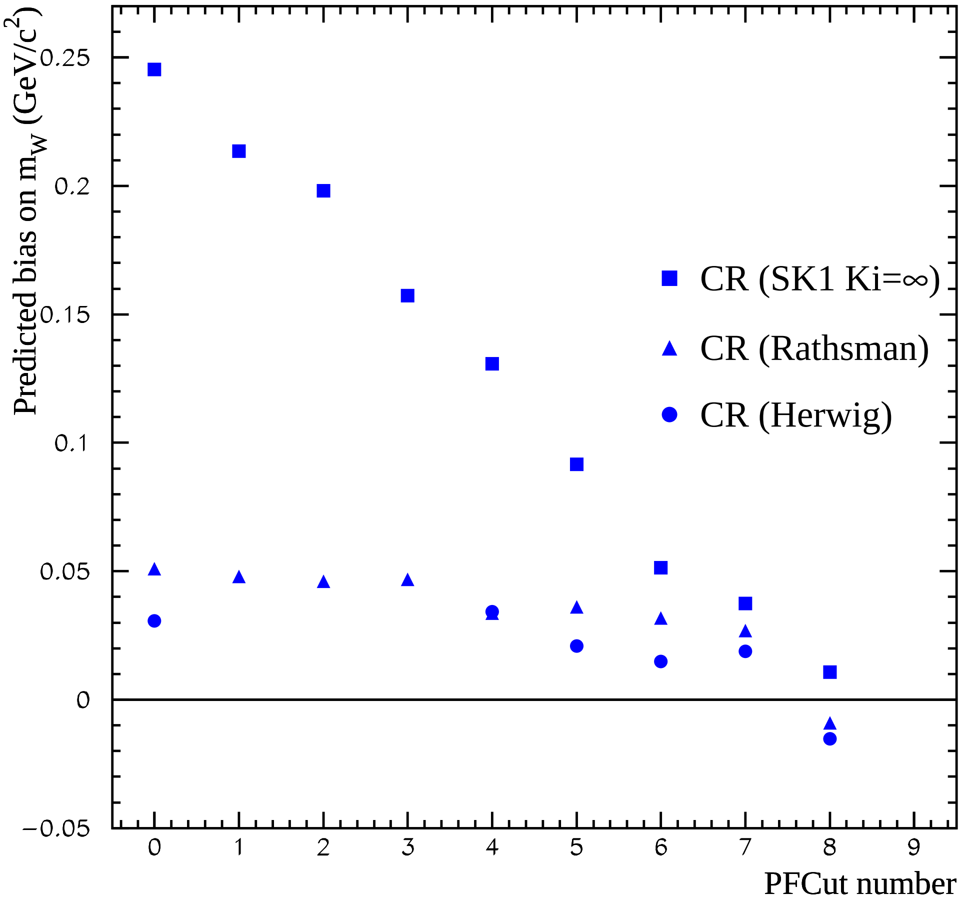


FIG. 8.18 – *Biais sur* $\mathrm{m_W}$ *prédit par différents modèles d'IC:* ***SK1***$(k_i = +\infty)$, ***HERWIG*** *et* ***Rathsmann*** *en fonction de la coupure angulaire. Le biais est défini comme la différence de masse moyenne entre des événements subissant l'IC et les mêmes événements (mêmes 4 quarks) sans IC. Les erreurs associées aux biais varient de* $10\mathrm{MeV/c^2}$ *à* $25\mathrm{MeV/c^2}$

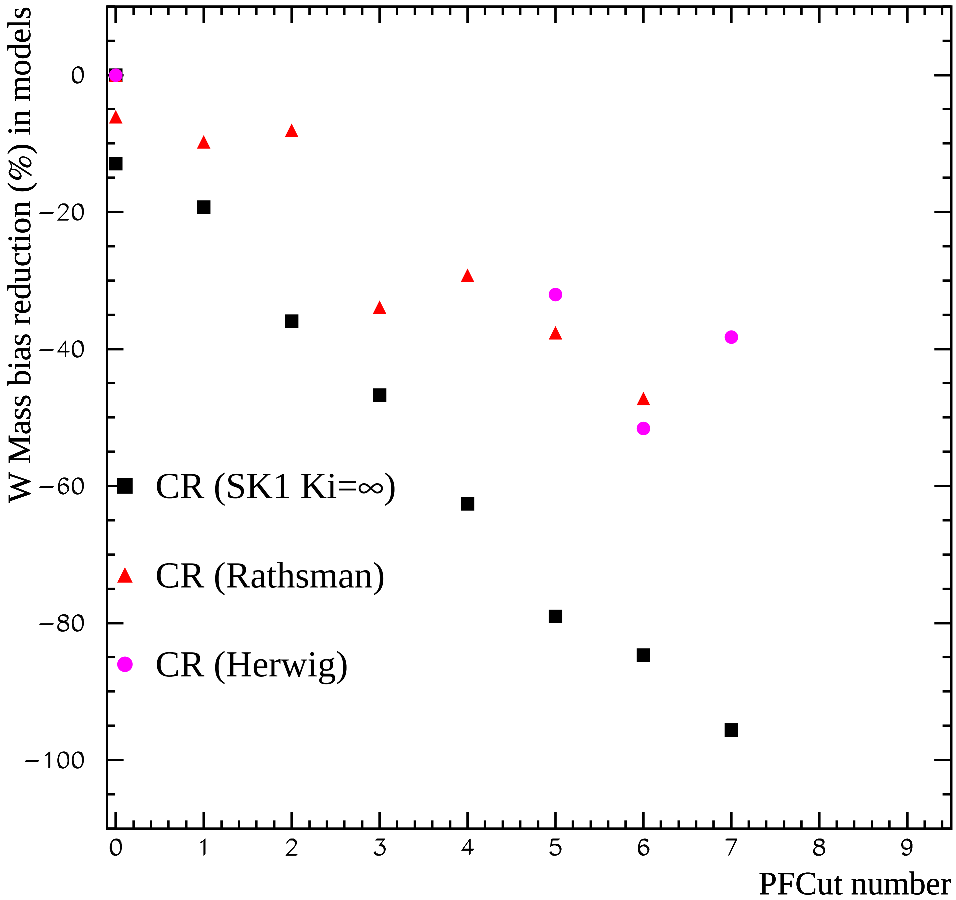


FIG. 8.19 – *Efficacité des coupures en impulsion à réduire le biais sur* $\mathrm{m_W}$ *prédit par différents modèles d'IC : SK1(*$k_i = +\infty$*), HERWIG, Rathsmann et Ariadne2 exprimée en % en fonction du seuil cinématique PCut. Ces courbes sont une comparaison de l'efficacité de l'analyse avec coupure angulaire selon les modèles.*

8.4.3 Réévaluation de l'effet dû à la fragmentation

Supprimer des particules reconstruites en fonction de leur distribution dans le jet, qui change selon les modèles de fragmentation, peut modifier l'effet attendu du processus de fragmentation sur m_W . Le biais sur m_W dû au choix du modèle de fragmentation est calculé en comparant la masse mesurée sur des lots générés avec `JETSET` et `HERWIG` sans IC pour différentes coupures.

Sur la figure 8.20, on voit l'évolution de la différence `JETSET-HERWIG` en fonction des coupures. Aucun effet n'est détecté au-delà de la précision des ajustements de m_W sur le million d'événements utilisés pour chacun des deux modèles.

On en conclut que les coupures testées n'induisent pas d'augmentation significative de l'erreur statistique assignée à la fragmentation.

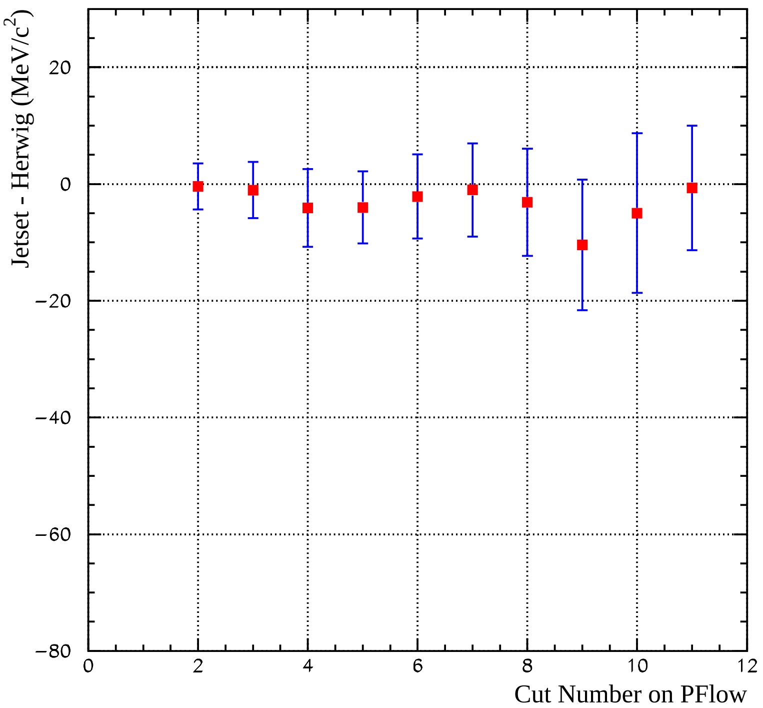


FIG. 8.20 – *Fragmentation systematic evolution as a function of PF Cut*

8.5 Reconstruction des jets en cône

L'algorithme de reconstruction de jet (cône) prend pour point de départ les jets reconstruits par l'algorithme `DURHAM`. Une coupure est appliquée aux objets `ENFLW` en fonction de l'angle absolu entre l'impulsion de l'objet et de l'impulsion du jet reconstruit par `DURHAM`. L'angle critique au-delà duquel les particules sont exclues est noté R_C. Après suppression des particules ne passant pas la coupure angulaire la direction de l'impulsion et l'énergie (que l'on note E_{cut}) sont recalculées. La norme de l'impulsion est rééchelonnée :

$$P_{cone} = P_{no\ cut} \frac{E_{cut}}{E_{no\ cut}}$$

Où P_{cone} est l'impulsion reconstruite avec cet algorithme. L'énergie des jets est conservée. E_{cut} n'aura servi qu'à rééchelonner l'impulsion.

Ainsi la quantité la plus affectée par cette coupure (ou reconstruction) est l'angle des jets et leur masse. Les paramétrisation de l'ajustement cinématique sont recalculées. Le paramètre a ne change pas par rapport à l'analyse standard car l'énergie des jets est inchangé. Les paramètres b et c calculés pour cette reconstruction se voient sur la figure 8.21, on les compare à leurs valeurs calculées pour $R_c = 2.0$ 8.22 et qui correspond à une reconstruction proche de la reconstruction standard des jets sans coupure (`DURHAM`). La variation de ces paramètres justifie l'amplois d'une paramétrisation différente pour différentes valeurs de R_c.

8.6 Stabilité des méthodes sur les données

Il est nécessaire de s'assurer qu'aucun des effets systématiques listés au chapitre précédent ne change avec les coupures décrites. On vérifie la stabilité de la masse du W mesurée sur les données. Une instabilité dans le canal hadronique ne permetterait pas de conclure car elle pourrait être la signature de l'IC dans ce canal. $\mathrm{m_W}$ doit rester stable dans le canal semileptonique.

L'application de ces coupures (PCut, PFCut et cône) sur tous les objets reconstruits laissent voir une importante instabilité (quantifiée et décrite au chapitre 10). Elles sont identiques dans les canaux hadronique et semileptoniques. L'ordre de grandeur de l'effet est identique : une centaine de MeV/c^2. Il provient du même effet systématique. Cet effet est l'objet du chapitre 10. Une modification de l'analyse de mesure de $\mathrm{m_W}$ y est décrite. Elle permet de s'affranchir de cet effet et d'obtenir une analyse stable, en particulier dans les canaux semileptoniques, en excluant certains objets `ENFLW`. Ceci ne modifie en rien la performance des reconstructions sur les modèles d'IC décrites au cours de ce chapitre.

La stabilité de $\mathrm{m_W}$ est démontrée au chapitre 9.

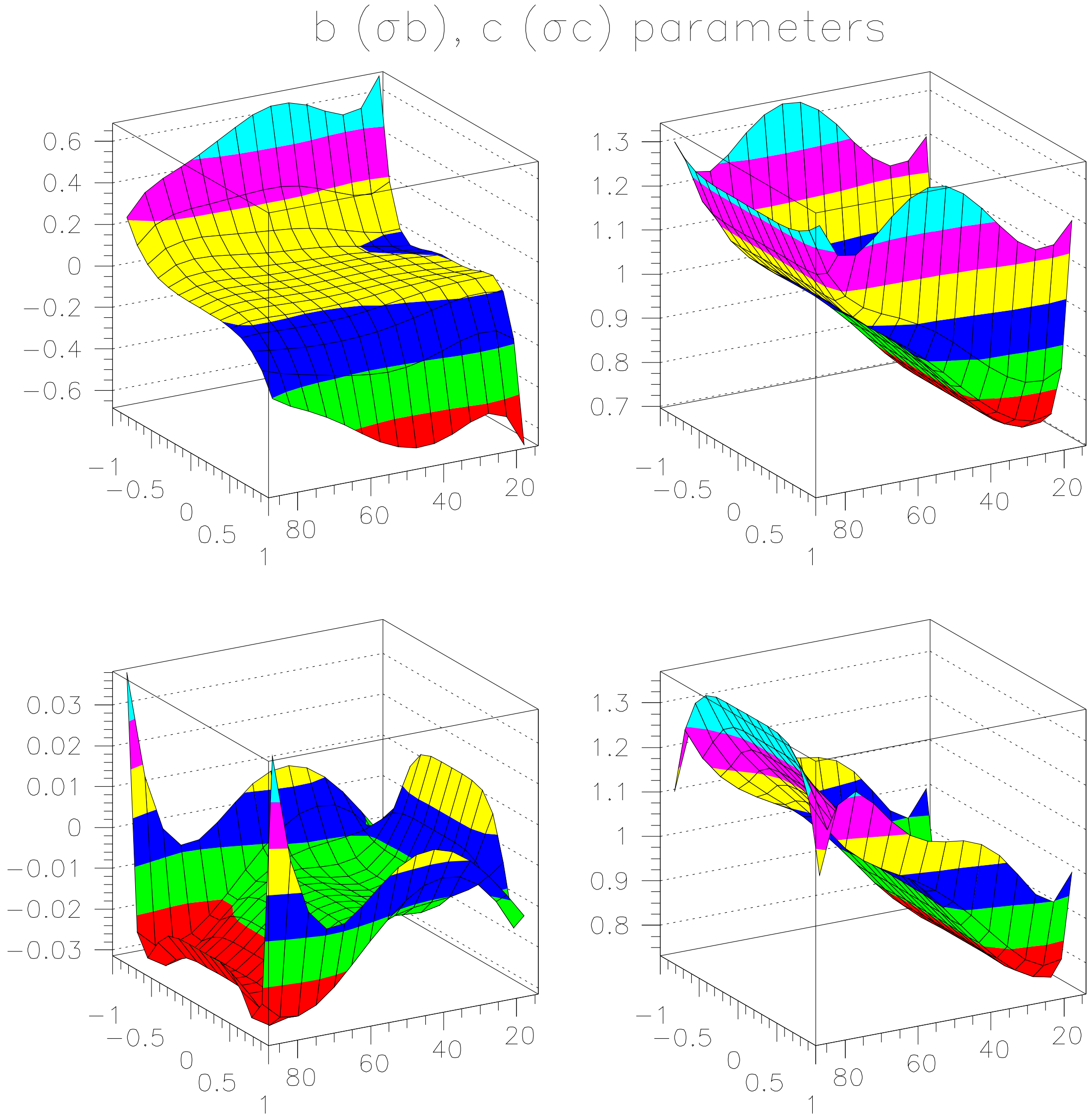


FIG. 8.21 – *Paramètres b et c de l'ajustement cinématique pour une reconstruction des jets en cône ($R_c = 0.6$) et les erreurs associées.*

8.7 Conclusion

		Perte en sensiblité statistique	
	Sans coupure	10%	20%
ΔM_W SK 100%	250 ± 9	125 (−50%)	65 (−75%)
ΔM_W HERWIG 11%	36 ± 8	15	5
ΔM_W Rathsman	57 ± 9	42	32
ΔM_W AriadneII	62 ± 11	43	28

TAB. 8.4 – *La réduction du biais sur* m_W *dans différents modèles avec deux coupures en impulsion (PCut=*1.4 et 2.25 GeV/c*). Les biais sont donnés en* MeV/c^2 *(et entre parenthèses en %). Pour le modèle* **Ariadne2***, le second point est déduit par extrapolation de trois coupures PCut=*1.0, 1.25, et 1.5 GeV/c*.*

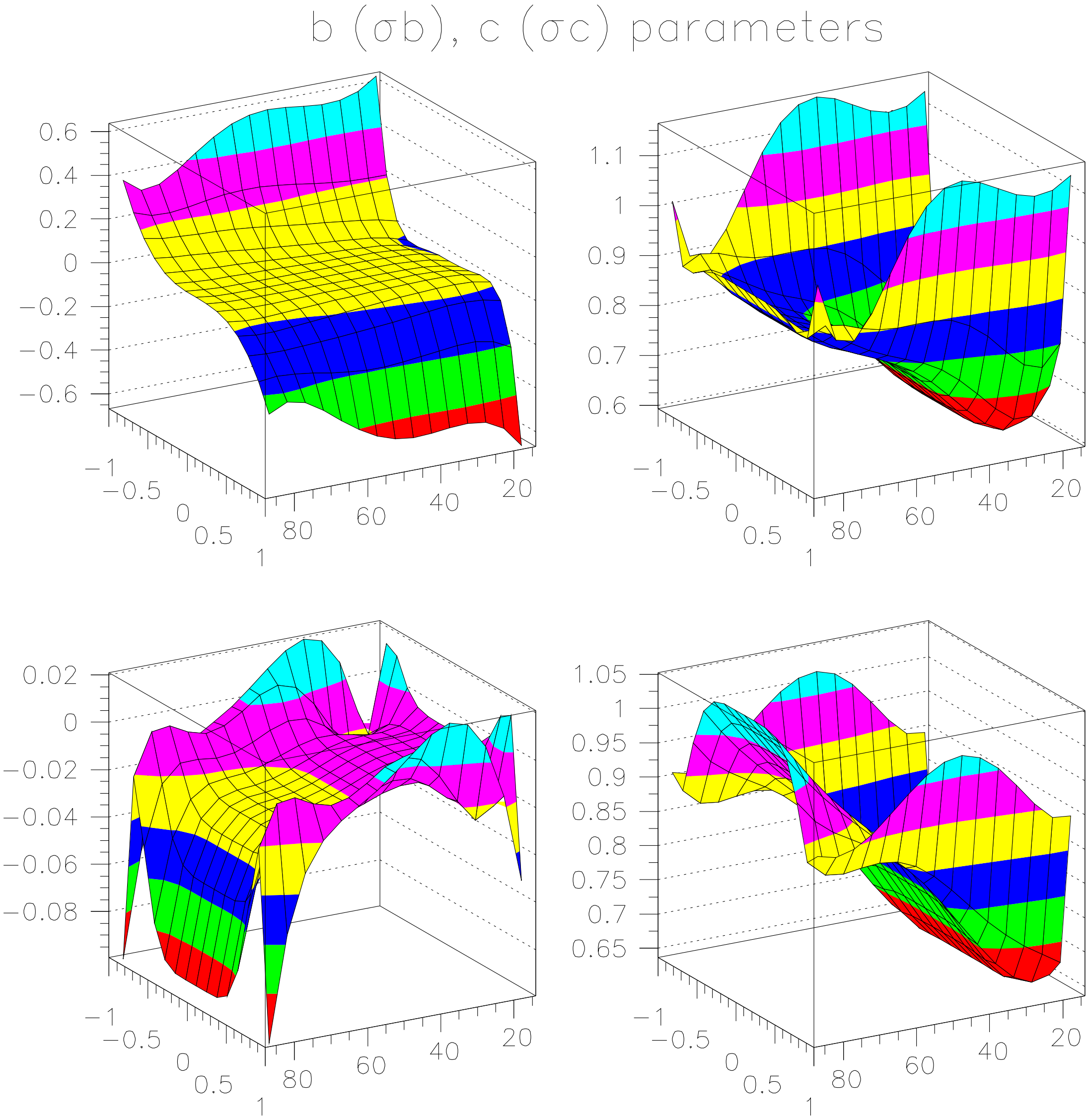


FIG. 8.22 – *Paramètres b et c de l'ajustement cinématique pour une reconstruction des jets en cône ($R_c = 2.0$) proche de l'analyse standard et leserreurs associées.*

	Perte en sensiblité statistique		
	10%	20%	35%
ΔM_W `SK1` 100%	100 (−65%)	20 (−82%)	5 (−98%)
ΔM_W `HERWIG` 11%	38(−18%)	30 (−35%)	23 (−50%)
ΔM_W `Rathsman`	40(−18%)	33 (−30%)	28 (−40%)

TAB. 8.5 – *Performance de l'analyse avec coupure sur la distribution* ***`Particle Flow`*** *selon différents modèle d'IC.*

Les tables 8.4 8.5 résument l'évolution des biais selon les modèles en fonction des coupures en impulsion et angulaires.
Il est possible de réduire de façon significative l'impact de l'Interconnexion de Couleur sur la mesure de m_W en imposant une coupure cinématique ou angulaire. La première sera préférée pour sa simplicité. La réduction du biais induit par l'IC est confirmée pour tous les modèles

testés et se traduira par une réduction de l'erreur systématique.

En se basant le modèle `SK1`($k_i = 0.6$) pour évaluer l'erreur systématique, la coupure optimale choisie correspond à une réduction du biais de 50% qui s'accompagnera d'une augmentation de l'erreur statistique de 10%. Cela est obtenu dans ALEPH avec une coupure en impulsion à 1.5 GeV/c. L'effet de cette coupure sur la combinaison de l'erreur statistique et de l'erreur systématique associée à l'IC se quantifie par:

$$E_{tot}(\text{nocut}) = E_{stat} \oplus E_{IC} \simeq 50 \oplus 35$$

$$E_{tot}(\text{cut}) = (E_{stat} \times 1.1) \oplus (E_{IC} \times 0.5)$$

et qui correspond à une réduction de l'erreur totale de 10%. Pour la combinaison LEP, en supposant les performances identiques pour toutes les expériences du LEP, cette coupures correspond à une réduction de 14%. Pour l'erreur de la combinaison des mesures du LEP, la coupure optimale dépend de son efficacité sur les quatre mesures réalisées par les quatre expériences. Elle est néamoins plus sévère que la coupure optimale pour ALEPH car l'erreur statistique totale à LEP associée au canal hadronique est comparable à l'erreur systématique et la réduction du biais sous l'effet de la coupure est plus rapide que l'augmentation de l'erreur statistique.

Ces analyses, qui sont capables de faire disparaître le biais dû à l'Interconnexion de Couleur dans de nombreux modèles, permettraient de mesurer l'effet sur données. Cette étude est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 9

Masse du W: Observable pour mesurer l'Interconnexion de Couleur

9.1 Introduction

Les méthodes développées au chapitre précédent permettent de réduire l'impact de l'IC sur la mesure de m_W . Elles ont été testées sur simulation Monte Carlo. Leur application à des lots d'événements simulés avec différents modèles d'IC a laissé voir une variation de la masse mesurée du W. Cette variation était présentée alors comme une réduction du biais. Les différentes coupures avaient des effets différents selon le modèle considéré. Ainsi, sur le modèle `SK1` ($ki = \infty$), m_W diminuait de plus de 200 MeV/c^2 en supprimant les particules d'impulsion inférieure à 2 GeV/c^2 car le biais prédit par ce modèle est important, de l'ordre de 250 MeV/c^2.

9.2 Méthode et sensibilité attendue

9.2.1 Méthode

L'IC sera mesurée en comparant le comportement de m_W sur données avec le comportement prédit par différents modèles. Cette mesure de stabilité de m_W suppose la compréhension des effets systématiques pouvant être associés aux coupures utilisées. La stabilité de m_W a été testée au chapitre précédent sur des événements semileptoniques. Ainsi, toute instabilité observée dans le canal hadronique ne pourra qu'être due à une Interaction dans l'Etat Final. Seuls deux effets peuvent affecter le canal hadronique: l'IC et l'effet Bose-Einstein. Néanmoins, Pour ce dernier, aucun modèle ne prévoit un effet semblable à celui recherché dans cette analyse.

Les valeurs mesurées de m_W pour différentes coupures sont corrélées entre elles. Les corrélations sont données au chapitre précédent (matrices ρ_{PCut} et ρ_{PFCut}). Afin de quantifier la compatibilité des données avec une hypothèse (telle qu'un modèle d'IC) deux tests sont effectués:

- Un premier test consiste à évaluer le $\chi^2/D.L.$ entre les données et un comportement stable. Ce χ^2 permet d'estimer l'accord entre les données et les prédictions d'un modèle quelconque. Cependant, ce test ne détecte pas une tendance car il ne prend pas en compte l'ordre des coupures. Or nous avons constaté au chapitre précédent que dans tous les modèles, la variation de m_W est quasi-linéaire vis-à-vis de la coupure. Ceci introduit le deuxième test.

– L'ajustement de la pente ($a = \Delta m_W/Coupure$) est un meilleur estimateur. Celle-ci sera évaluée pour tous les modèles et comparée au comportement observé de $\mathrm{m_W}$ sur données.

9.2.2 Sensibilité

La statistique des données accumulées à LEP2 permet d'atteindre une précision de $50\,\mathrm{MeV/c^2}$ sur $\mathrm{m_W}$ dans le canal hadronique. La précision sur la mesure de la variation recherchée dépend des corrélations données au chapitre précédent et de la perte de sensibilité dûe à la coupure. Par exemple, pour une coupure en impulsion de $1.75\,\mathrm{GeV/c^2}$, la précision attendue sur Δm_W est de l'ordre de $70\,\mathrm{MeV/c^2}$ (en utilisant toute la luminosité accumulée à LEP2). Ainsi, en observant la variation de la masse mesurée avec cette coupure on peut détecter une variation de $\mathrm{m_W}$ de l'ordre de $\Delta m_W = 180\,\mathrm{MeV/c^2}$, ce qui est prédit par le modèle `SK1`. La precision de cette mesure peut être améliorée en tenant compte de l'évolution de la masse en fonction de la coupure (ajustement d'une pente) qui s'échelonnera de 0 à $3\,\mathrm{GeV/c}$. Ceci sera quantifié au paragraphe suivant. Une mesure de l'Interconnexion de Couleur par l'étude de la stabilité de $\mathrm{m_W}$ est donc réalisable compte tenu de la luminosité accumulée par ALEPH. La fiabilité de la mesure pour ce qui est des effets systématiques est discutée au chapitre suivant.

L'ajustement de la pente sur Monte Carlo simulé avec le modèle `SK1` permet d'estimer la sensibilité attendue pour la luminosté des données. Celle-ci est de $\Delta a = 28\,(\mathrm{MeV/c^2})\,(\mathrm{GeV/c})$ (la dépendence en ki est négligée).

9.3 Prédictions de différents modèles

Nous savons que si les données ne subissaient pas l'IC, le comportement attendu de $\mathrm{m_W}$ serait stable, c'est à dire que la masse mesurée serait constante.

Pour les différents modèles d'IC, le comportement de $\mathrm{m_W}$ varie. Le comportement attendu de $\mathrm{m_W}$ en fonction de la coupure cinématique est donné pour différent modèles sur la figure 9.1. Pour le modèle `SK1`, le paramètre y à été fixé à $+\infty$.

Le même exercice pourrait être effectué avec les coupres angulaires (PFcut).

9.4 Comparaison des données aux modèles d'IC

Les données sont analysées avec la coupure en impulsion. Seule la coupure en impulsion a été utilisée car les autres coupures n'offrent pas de grande amélioration en terme de sensibilité.

La variation de la masse du W, vis-à-vis de l'analyse sans coupure, en fonction du seuil cinématique est donnée sur la figure 9.2). Les resultats nous montrent qu'il n'y a pas d'effet mesurable d'IC car $\mathrm{m_W}$ est statistiquement stable.

Les données sont en bon accord avec le modèle `JETSET` sans IC. Le comportement de $\mathrm{m_W}$ en fonction des coupures est comparé aux prédictions des modèles d'IC. Dans la table 9.1, on donne les différences entre les tendances.

Tous les modèles, hormis le modèle `SK1` sont compatibles avec les données.

9.4.1 Ajustement du paramètre ki du modèle `SK1`

La tendance prédite par le modèle `SK1` dépend du paramètre ki (voir figure 9.3). Pour $ki \longrightarrow 0$ on retrouve le modèle `JETSET` sans IC alors que pour $ki \longrightarrow \infty$ on retrouve le

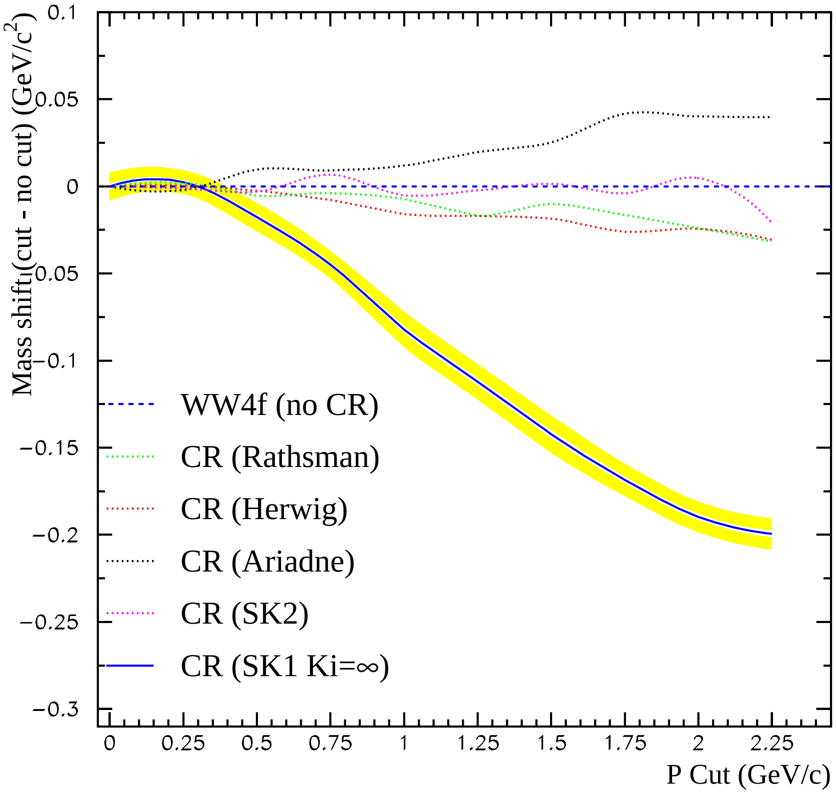


FIG. 9.1 – *Variation de mw dans le canal* $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ *en fonction du seuil cinématique, pour différents modèles d'IC.*

	Comparaison des tendances
Modèles	Δa
Herwig IC	-15
Rathsman	-21
Ariadne 2	-16
Pas d'IC	$-33(\pm 26)$

TAB. 9.1 – *Comparaison de la mesure aux prédictions de différents modèles d'IC* ($a_{donnees} - a_{MC}$) *: Herwig, Ariadne2, Rathsman et enfin le modèle JETSET standard sans IC. L'erreur sur la différence est dominée par l'erreur provenant des données. Celle-ci est de* $26\mathrm{MeV/c^2/GeV/c}$

cas limite `SK1` avec 100% d'événements interconnectés. On néglige la dépendance en $\sqrt{s}$ (cf. chapitre 8, paragraphe 3.2).

Ce parmètre, $a(ki)$, peut être mesuré en minimisant le χ^2 entre le paramètre a ajustées sur données et celui prédit (voir figure 9.4).

Sur les données, la pente mesurée est :

$$a = 33 \pm 26\,\mathrm{MeV/c^2/GeV/c}$$

Ce qui correspond à :

$$ki = 2.5^{+9.5}_{-2.2}$$

Cela permet d'établir une limite supérieure sur ki :

$$ki < 50$$

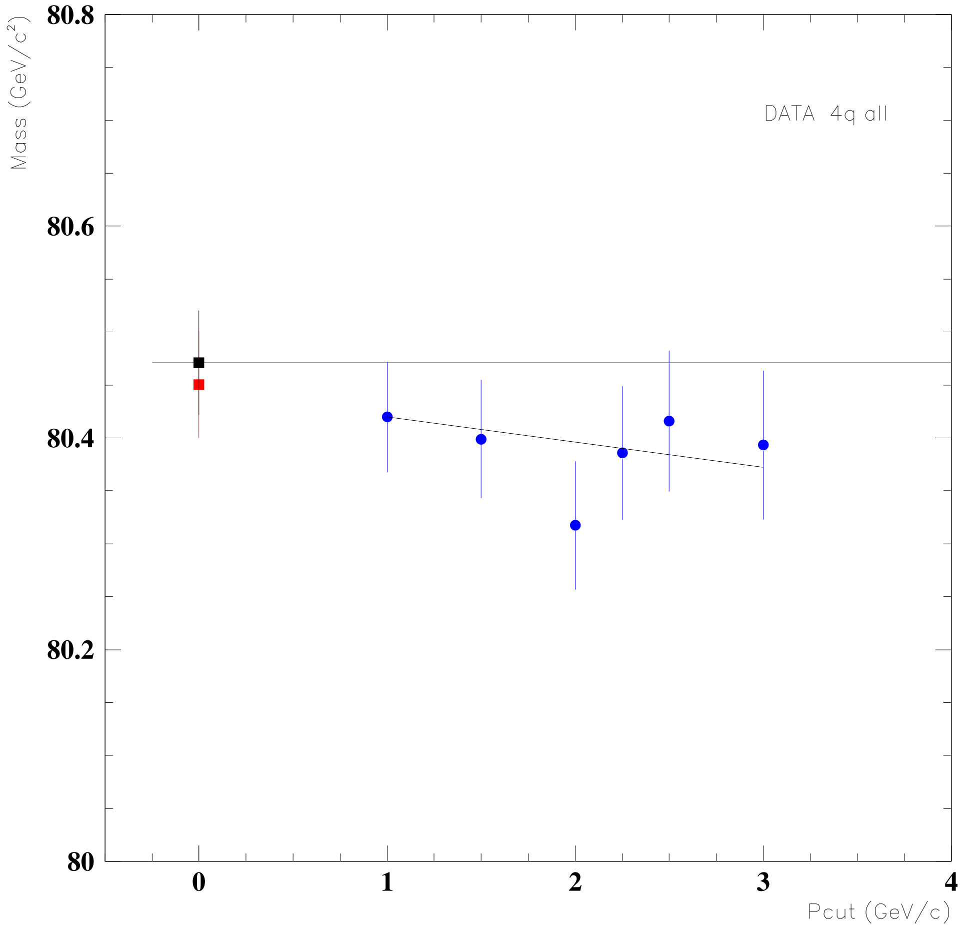


FIG. 9.2 – *Variation de* $\mathrm{m_W}$ *dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ *sous l'effet d'une coupure en impulsion jusqu'à 3 GeV/c. Les correlations entre les masses mesurées pour les différentes coupures et la masse mesurée sans coupures sont prises en compte dans l'illustration (les barres d'erreur sont non-corrélées. Les corrélations sont également prises en compte entre tous les points deux à deux afin d'évaluer le* χ^2 *et d'effectuer l'ajustement). La pente ajustée est* $a = 32 \pm 26\mathrm{MeV/GeV}$.

à 3 écarts standards.

Remarque

Les principales erreurs systématiques sur $\mathrm{m_W}$ ne dépendent pas des coupure utilisées et se compensent lorsqu'on considère des différences de masse.

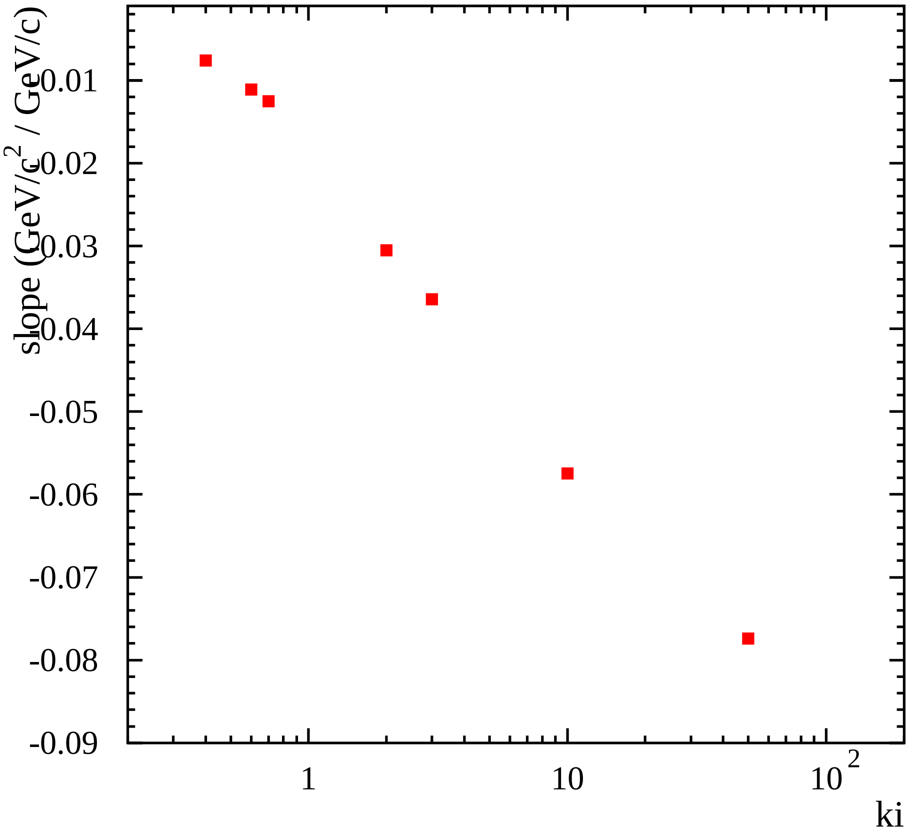


FIG. 9.3 – *Variation de la tendance sur* $\mathrm{m_W}$ *, $a(ki)$, prédite par le modèle* **SK1** *en fonction du paramètre ki à* $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$

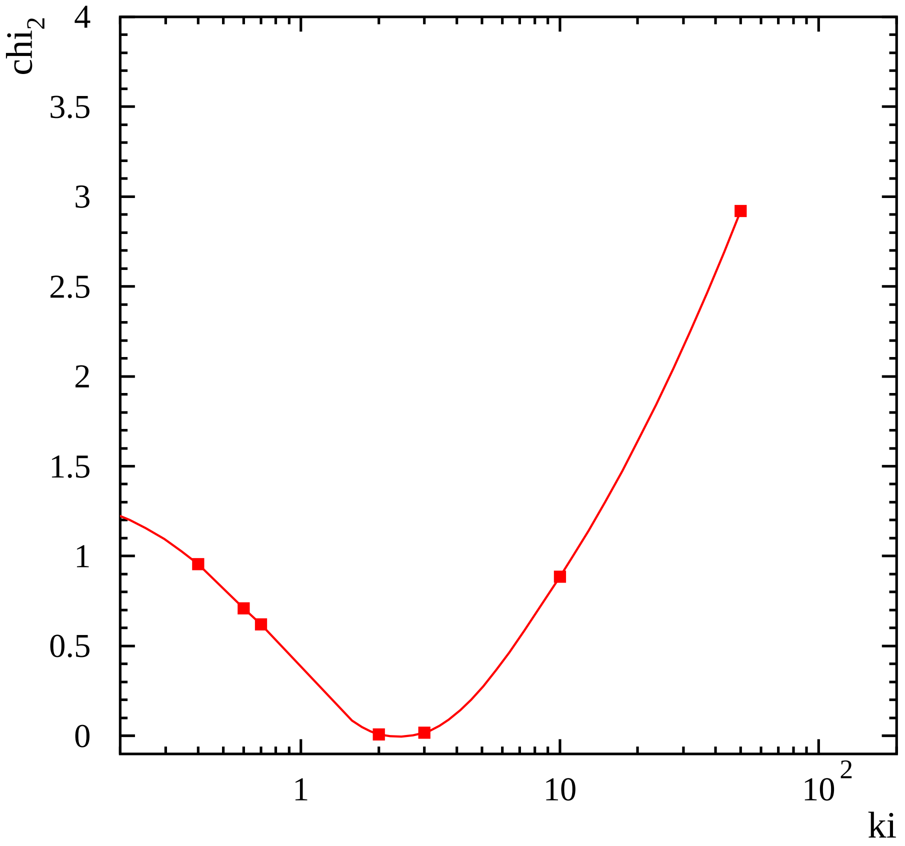


FIG. 9.4 – χ^2 *entre la pente mesurée sur les données dans le canal hadronique et la pente ajustée sur simulations avec le modèle* ***sk1*** *paramètré par ki.*

9.5 Conclusion

- Dans le cadre du modèle SK1, la mesure du paramètre ki donne $ki = 2.5^{+9.5}_{-2.2}$ ce qui correspond à l'exclusion des valeurs de $ki > 50$ à 3 écarts standards. Les résultats de la mesure préfèrent les modèles de fragmentation sans IC mais ne permettent pas d'exclure les modèles `Rathsman`, `Herwig` ou `Ariadne2`.
- Cette mesure peut être utilisée afin d'évaluer l'erreur systématique sur m_W , basée sur le modèle `SK1`, en prenant $ki = 11$ (qui est la borne supérieure) ce qui correspond à un biais de 35 MeV/c^2 sur m_W .
- L'utilisation de ce type de mesure par l'ensemble des quatre expériences LEP permettrai idéalement d'améliorer la précision sur le paramètre ki et donc de raffiner l'estimation de l'erreur systématique associée à l'IC. Dans un scénario où l'IC est négligeable (valeur moyenne de ki proche de zéro), la limite mesurée passerait de 9.5 (résultat présenté dans ce chapitre pour ALEPH) à 4.8. Le biais correspondant est de 20 MeV/c^2 seulement.

Cette mesure de stabilité a nécéssité deux ingrédients : l'instabilité prédite par les modèles et l'intabilité observée sur données.

Pour cette dernière étude, on a été amené à étudier toutes les sources de systématiques liées aux coupures employées et à améliorer notre compréhension quant à l'effet de l'appareillage. Ceci est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 10

Effet systématique sur m_W propagé par la masse des jets

10.1 Introduction

Les analyses développées au chapitre 9 permettent de mesurer m_W en supprimant une partie des particules reconstruites afin de minimiser certains effets systématiques. Ces mesures sont paramétrisées par une coupure qui peut être cinématique ou angulaire. Le comportement des données sous ces coupures doit être stable dans les canaux semi-leptoniques alors que le comportement de m_W dans le canal hadronique dépend de l'existence ou non d'un effet d'interconnexion de couleur. Dans ce chapitre, ces méthodes sont testées sur données où elles mettent en évidence un autre effet se manifestant par une instabilité présente dans tous les canaux. Cet effet est deux fois supérieur à la sensibilité statistique d'ALEPH sur m_W . On montrera que cette instabilité est en fait le signe d'un effet systématique lié à un biais sur la masse des jets. Des méthodes de mesure alternatives sont présentées afin de remédier à ce problème.

10.2 Stabilité de m_W sous une coupure cinématique ou angulaire

L'analyse avec coupure en impulsion est appliquée aux trois canaux semi-leptoniques et au canal hadronique. La coupure est appliquée à toutes les particules reconstruites par l'algorithme `ENFLW`. Les résultats correspondants sont montrés sur la figure 10.1. L'effet est similaire dans tous les canaux. La masse mesurée du W sur les données diminue de 100 MeV/c^2 lorsqu'on exclut les particules de basse impulsion.

Une analyse identique est appliquée aux données en utilisant la coupure sur la distribution `Particle Flow`. La masse mesurée à partir des données varie et l'amplitude de l'effet est est identique: m_W diminue d'une centaine de MeV/c^2 pour les coupures les plus élevées (cf. figure 10.2). On vérifie que le biais n'est pas dû à un seul lot de données (à une seule énergie) (cf. figure 10.3). Néanmoins, la sensibilité de cette analyse est insuffisante car la tendance s'écarte de zéro de 2 écarts standards seulement.

La masse du W mesurée sur les données de LEP est également instable avec une reconstruction des jets en cône. L'incompatibilité de la masse mesurée avec l'analyse standard (avec toutes les particules reconstruites) augmente lorsqu'on diminue le paramètre Rc (cf figure 10.4) et aucune dépendance particulière vis-à-vis de l'énergie n'est décelée (figure 10.5).

Ces instabilités sont quantifiées par le calcul d'un χ^2 et par l'ajustement de la pente (détection de la tendance). Ces résultats sont donnés dans la table 10.1 et comparés entre les différentes méthodes. Ainsi, pour la première analyse, coupure en impulsion, la probabilité à ce que l'écart observé soit compatible avec une fluctuation statistique est de 1%. Cette probabilité est de 1 et 2 pour les analyses avec coupure angulaire PFCut et Cône.

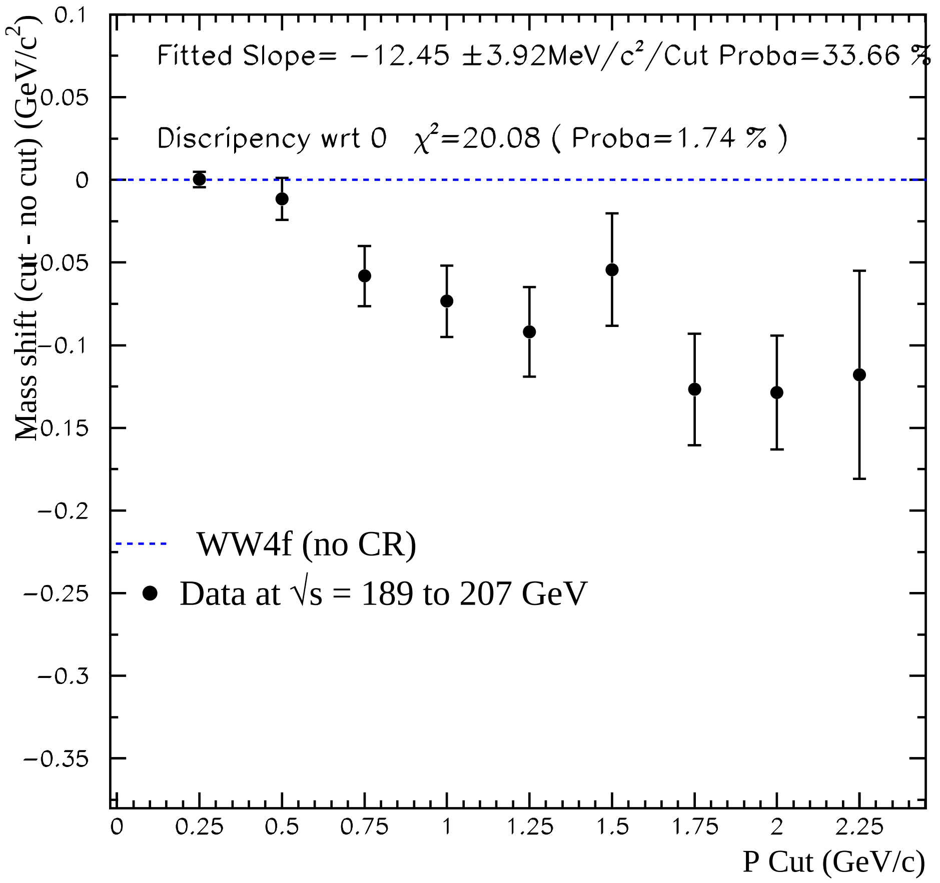


FIG. 10.1 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *sur toutes les données d'ALEPH-LEP2 effectuée dans les canaux semi-leptoniques et hadronique. La mesure est effectuée pour une série de coupure en impulsion variant de* 0.25 GeV/c *à* 2.25 GeV/c*. La probabilité (intitulée 'discrepancy wrt 0') correspond à l'écart par rapport à la ligne zéro tandis que la pente ajustée ('fitted slope') est donnée plus haut.*

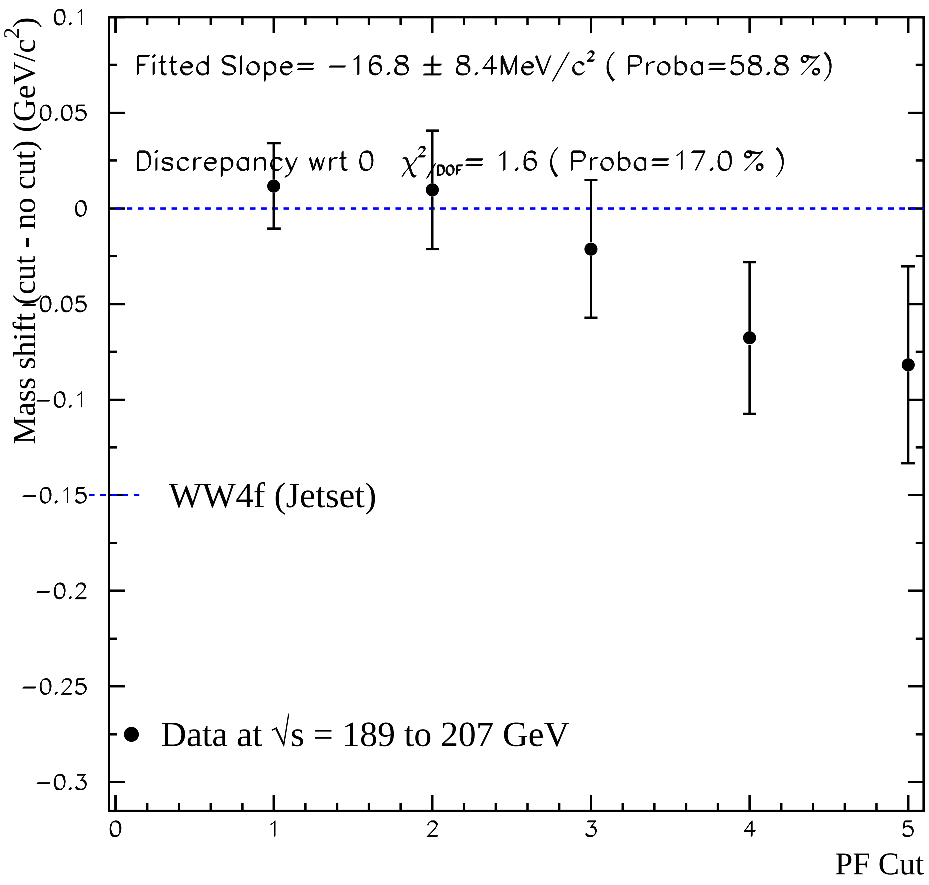


FIG. 10.2 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *sur toutes les données d'ALEPH-LEP2 effectuée dans les canaux semi-leptoniques et hadronique. La mesure est effectuée pour une série de coupures sur la distribution* `Particle Flow`*:* [0.4,0.6] *à* [0.1,0.9]

Type de coupure	Proba compatibilité avec un comportement stable	tendance
Cinématique	1.74%	-12.45 ± 3.92 (3.2σ)
Angulaire sur `P Flow`	17.0%	-16.8 ± 8.4 (2σ)
Angulaire - reco des jets en cône	3.2%	23.2 ± 8.8 (2.6σ)

TAB. 10.1 – *Instabilité de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *dans les canaux semi-leptoniques et hadronique avec toutes les données d'ALEPH LEP2. La probabilité est évaluée en tenant compte de la matrice de corrélation. La tendance donnée est la pente ajustée. Le nombre d'écarts standards est donné entre parenthèse.*

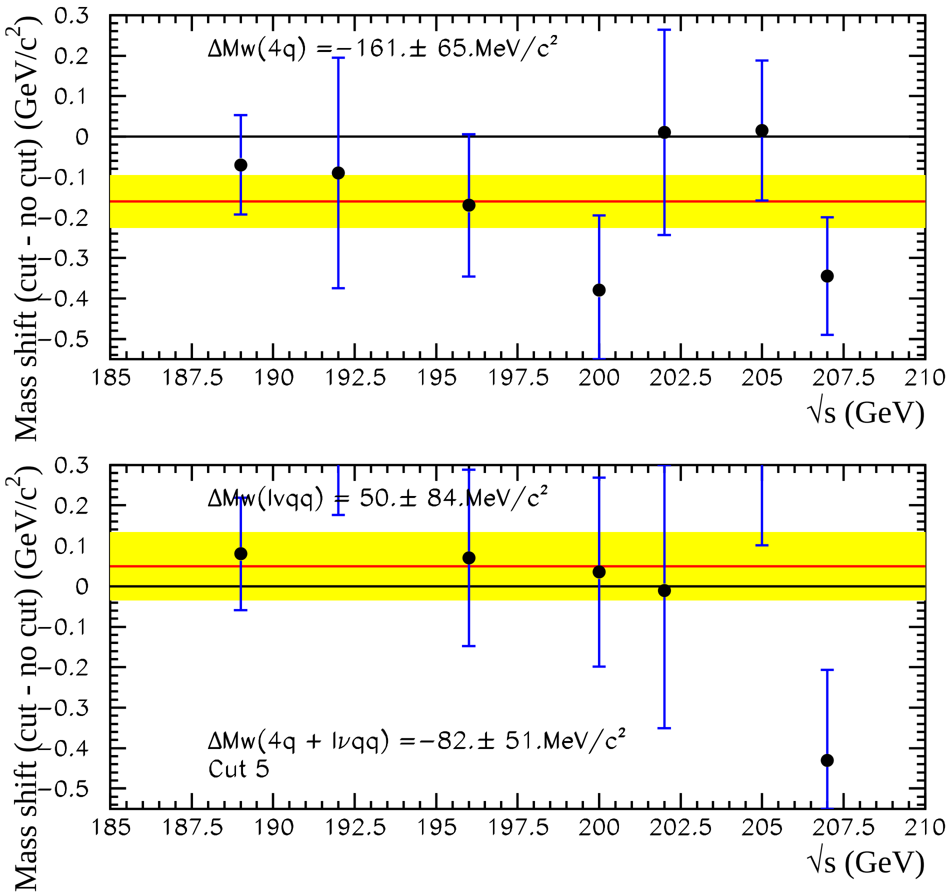


FIG. 10.3 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *avec coupure sur la distribution* ***Particle Flow*** *à* [0.1,0.9]. *La différence vis-à-vis de l'analyse standard est évaluée en fonction de* $\sqrt{s}$.

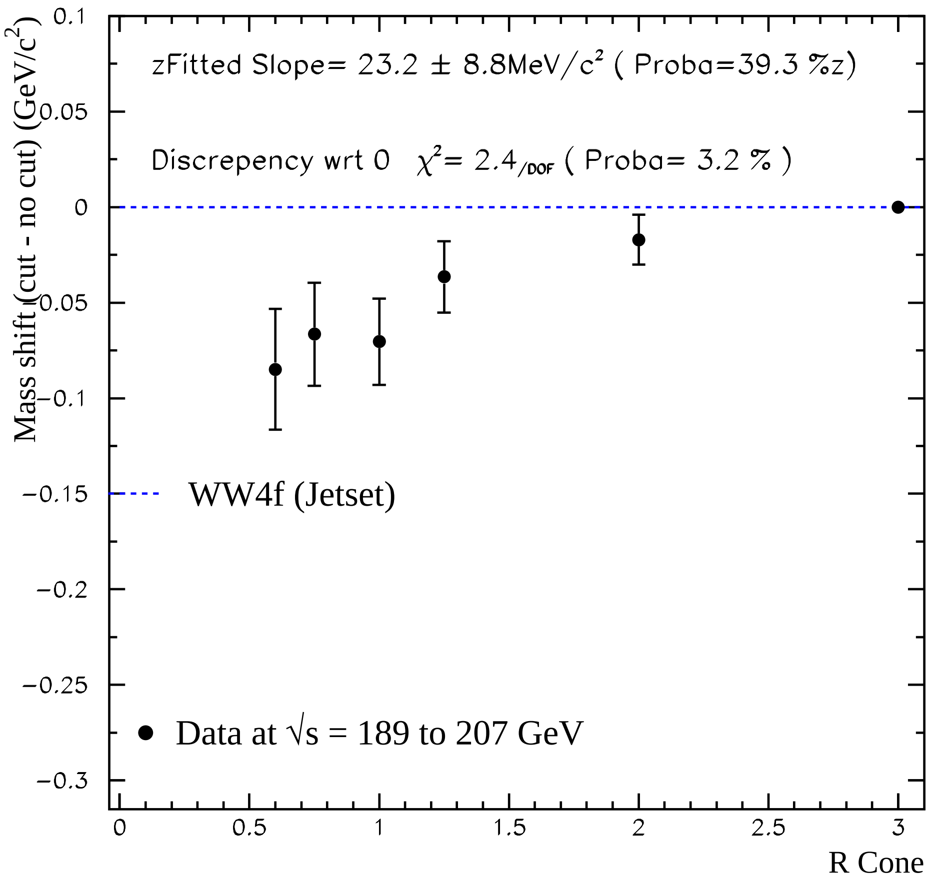


FIG. 10.4 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *sur toutes les données d'ALEPH-LEP2 effectuée dans les canaux semi-leptoniques et hadronique. Les jets sont reconstruits en cône. Les valeurs testées sont* $Rc = 2.0$, 1.5, 1.0, 0.7 et 0.6*. Le point symboliquement placé à* $Rc = 3.0$ *est l'analyse standard (jets reconstruits avec* ***DURHAM****)*

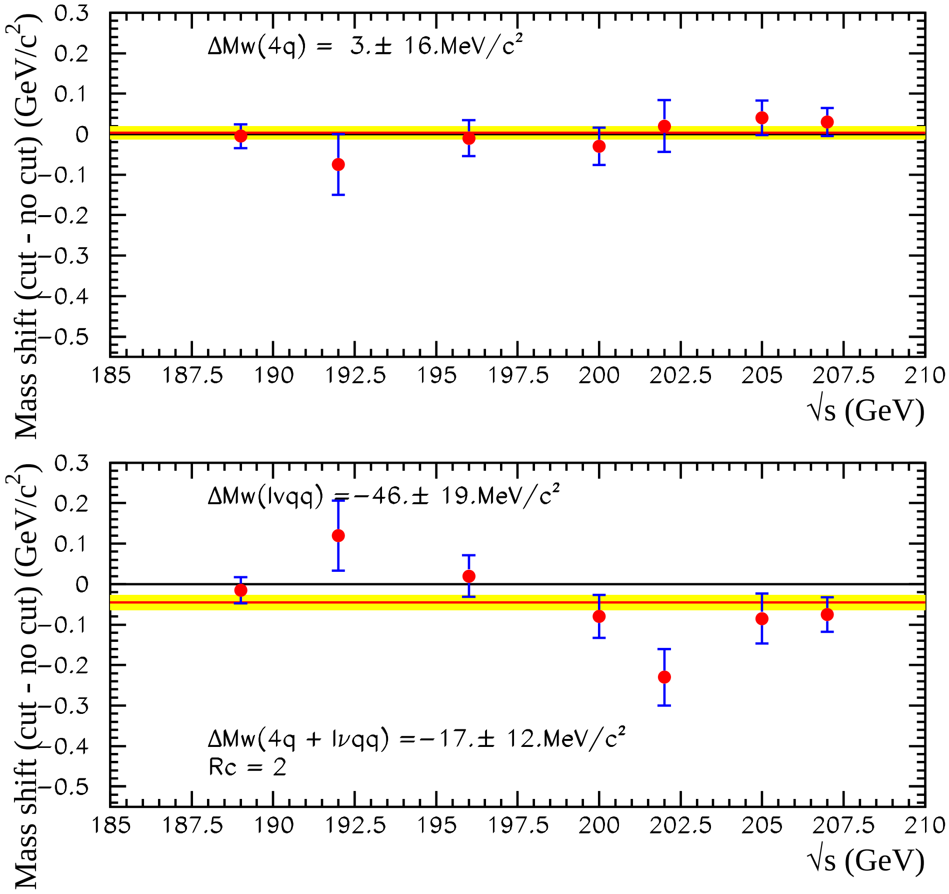


FIG. 10.5 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *avec reconstruction des jets en cône. La différence vis-à-vis de l'analyse standard est évaluée en fonction de* $\sqrt{s}$.

10.2.1 Interprétation

L'instabilité de m_W sous les différentes coupures indique qu'une composante de l'énergie mesurée induit un biais d'une centaine de MeV/c^2 selon quelle est prise en compte pour la mesure de m_W ou pas. Nous disposons donc de plusieurs mesures correspondant aux différentes coupures, pour certaines, incompatibles. Le problème est de savoir laquelle est correcte.

Il a été montré au chapitre 8 que toute erreur systématique sur m_W a pour origine une mauvaise calibration ou une mauvaise simulation. La première a été évaluée comme étant négligeable. On s'oriente maintenant à étudier les sources de désaccord Données / Monte-Carlo, à la façon dont ils se propageraient à m_W et qui auraient été omises lors des précédentes études de systématiques décrites au chapitre 7.

Nous retenons les observations suivantes:

- L'instabilité observée avec la coupure en impulsion décrite plus haut montre que la présence ou la suppression de certaines particules de basse impulsion modifient la masse mesurée du W. Il s'agit maintenant de déterminer si la masse mesurée est correcte avec ou sans ces particules (qui restent à définir).
- Les particules dont la présence ou la suppression est à l'origine de ce biais doivent présenter un désaccord entre données et simulation car il a été vérifié que la masse mesurée sur un lot simulé est stable (cf Chapitre 9). Le désaccord porte sur une quantité affectant la masse du W.
- La coupure angulaire indique qu'un effet identique est observé si on supprime les particules se trouvant loin du corps du jet (grande impulsion transverse). On en conclut que le biais ne se propage pas par l'énergie des jets ou par leur impulsion [1].
- L'essentiel de l'information sur m_W provient de l'angle entre les deux jets reconstruits et non de leurs énergies dont la somme est imposée par l'ajustement cinématique. Les particules se trouvant à la périphérie du jet sont celles qui affectent le plus la masse invariante des jets. Un biais sur cette quantité se propage à m_W par une relation qui sera quantifiée au paragraphe 10.5.

On se propose alors de trouver les particules reconstruites induisant le plus grand biais sur la masse reconstruite des jets.

Lors de la description du détecteur on aura retenu que l'utilisation des objets calorimétriques étaient le point faible de la mesure, non à cause de la résolution en énergie mais à cause de l'imperfection de la simulation des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

10.3 Effet des objets neutres (mesurés par calorimètre)

Afin de vérifier que les objets à l'origine de l'intabilité observée sont neutres, on effectuera la mesure de m_W avec les objets chargés seulement. Une telle analyse sera moins précise mais elle est fiable car il n'y a aucune ambiguïté sur les mesures relatives aux particules chargées en ce sens que leur comportement et bien simulé.

La reconstruction des jets est effectuée avec tous les objets visibles. Les objets neutres sont alors supprimés en soustrayant leur quadri-impulsion de celle des jets. La mesure est effectuée dans le canal hadronique avec une l'analyse à 3D (cf chapitre 6). Dans les canaux semi-leptoniques, on utilise une analyse 2D similaire à l'analyse utilisée pour le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$

1. On sait par ailleurs qu'un biais sur l'énergie des jets ou sur leur impulsion se compenserait statistiquement sur un système di-jet sachant que les événements sont répartis de façon homogène dans ALEPH

(cf chapitre 6) où seuls les deux jets sont utilisés. Une paramétrisation adéquate est mise au point pour l'ajustement cinématique. Les corrections en énergie des jets sont également recalculées au Z.

L'erreur statistique attendue sur la mesure de m_W est évaluée sur simulation. Elle est comparée pour un nombre arbitraire d'événements à l'erreur statistique de la mesure standard utilisant toute l'énergie visible: elle augmente de 55%. Cette dégradation est visible sur la distribution de la masse invariante du W (voir figure 10.7).

On testera la compatibilité d'une telle analyse avec une analyse qui emploie toutes les particules recontruites.

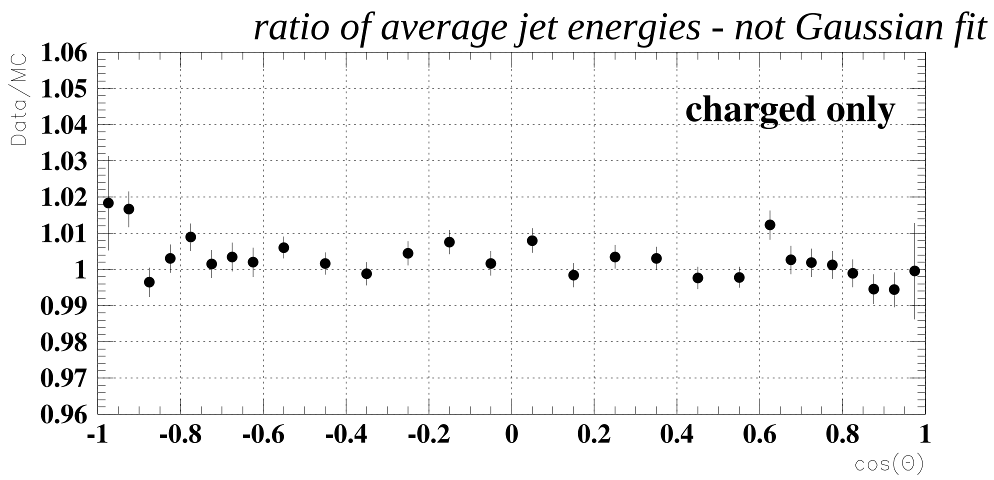


FIG. 10.6 – *Correction en énergie des jets calculée après suppression des objets neutres.*

La précision sur un biais éventuel dépend de la corrélation entre les deux analyses avec/sans objets neutres ($\rho_{Std/Chrg}$). Celle-ci est évaluée grâce à un grand nombre d'événements simulés (50k événements ajustés pour le canal $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ et autant pour le canal $W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$, à 3 énergies du LEP: 189, 196 et 200 GeV soit 300k événements). On trouve alors

$$\rho_{Std/Chrg} = 65\%.$$

La différence entre la masse mesurée en utilisant toutes les particules reconstruites et la masse mesurée avec les particules chargées seulement est de $-120 \pm 65\,\mathrm{MeV/c^2}$. L'effet est compatible à moins d'un écart standard avec les observations précédentes (diminution de $100\,\mathrm{MeV/c^2}$) mais la perte de sensibilité statistique est trop importante pour conclure.

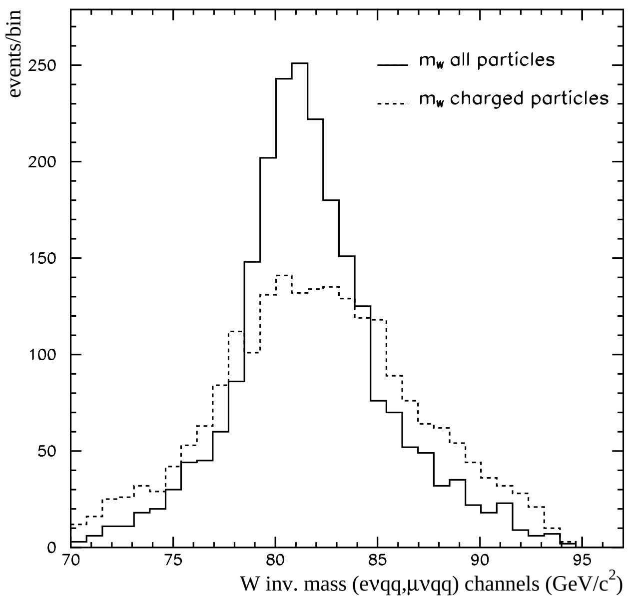


FIG. 10.7 – *Masse invariante du W reconstruite dans les canaux* $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ *après ajustement cinématique à une contrainte. La distribution calculée avec toutes les particules reconstruites est comparée à celle obtenue avec les particules chargées seulement.*

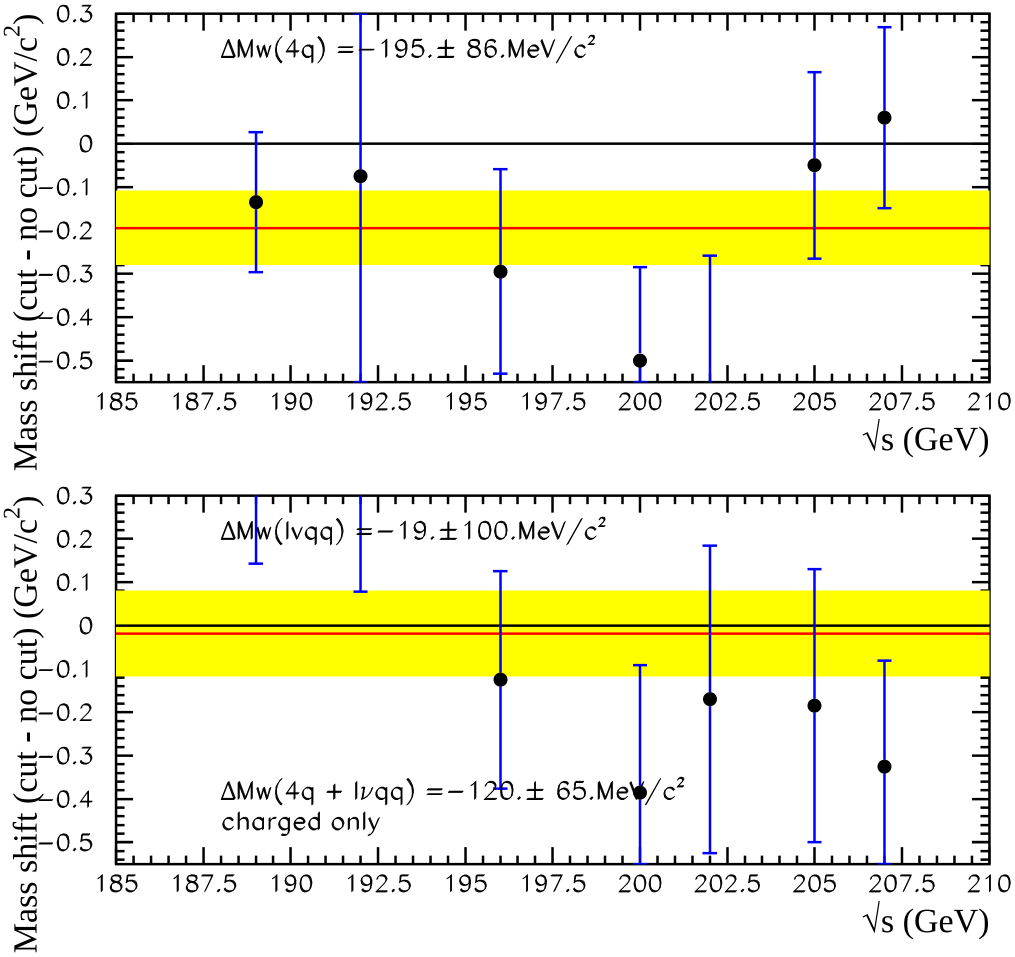


FIG. 10.8 – *Variation de la masse du W dûe à la suppression des objets neutres. La difference entre les deux mesures avec et sans particules neutres est donnée pour les canaux semi-leptoniques et hadronique en fonction de* $\sqrt{s}$.

10.4 Effet des objets résiduels

Une sous composante des objets neutres reconstruits dans ALEPH est connue pour être mal simulée. Il s'agit des objets résiduels du `ECAL`(cf. chapitre 3) qu'on nomme `type 6`.

Afin de vérifier si ces objets sont à l'origine de l'effet observé, une analyse identique à la précédente est effectuée à nouveau, seulement cette fois-ci en éliminant les objets résiduels neutres.

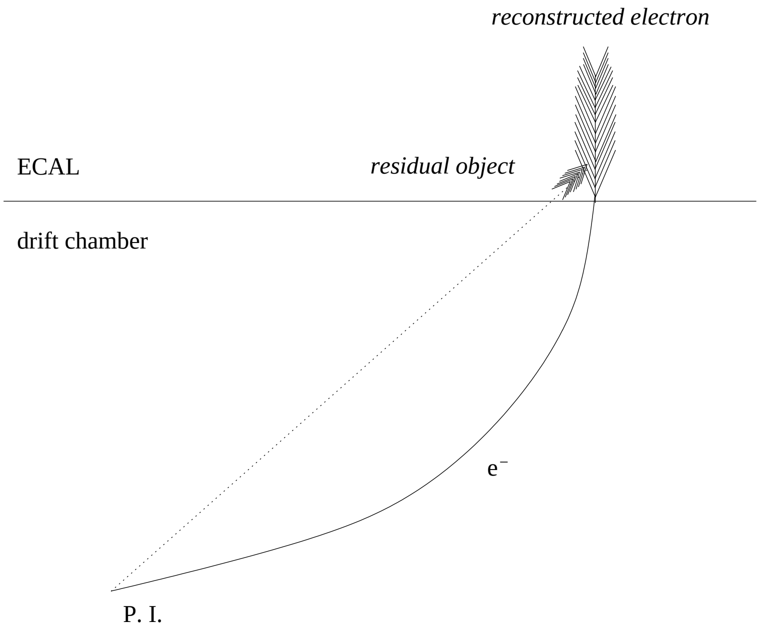


FIG. 10.9 – *Reconstruction d'un objet de type 6 dans le ECAL.*

10.4.1 Effet sur la valeur absolue de m_W

Cette présélection induit une perte de sensibilité de 15%. La correlation entre cette analyse et l'analyse standard est assez élevée: $\rho_{std/preresid} = 94\%$. Ceci découle de la faible contribution en énergie de ces objets: 6% à $\sqrt{s} = 189 GeV$ (avec une faible dépendance en $\sqrt{s}$).

La suppression de ces objets induit une diminution de m_W de $112 \pm 10\,\mathrm{MeV/c^2}$ ($-113 \pm 25\,\mathrm{MeV/c^2}$ pour le canal hadronique et $-110 \pm 33\,\mathrm{MeV/c^2}$ pour les canaux semi-leptoniques). Les deux mesures, avec et sans les objets résiduels ECAL (`type 6`), sont incompatibles.

10.4.2 Effet sur la stabilité de m_W

Les trois analyses sont testées mais en ne coupant pas sur les objets de type 6. Les coupures sont appliquées aux autres classes d'objets reconstruits. m_W mesurée avec l'analyse avec coupure en impulsion est alors stable. Il en est de même pour l'analyse avec coupure sur la distribution `Particle Flow` (figure 10.13). Pour l'analyse avec reconstruction des jets en cône la mesure de m_W est également stable si on ne coupe pas sur les objets type 6. Pour ce test, tous les objets de type 6 ont été supprimés (figure 10.15). Ces remarques sont quantifiées dans la table 10.2. Celle-ci se compare directement à la table 10.1.

On vérifie la dépendance en énergie ($\sqrt{s}$) du biais pour les coupures les plus sévères qui induisaient les biais les plus importants. Le biais est compatible avec zéro pour les trois types

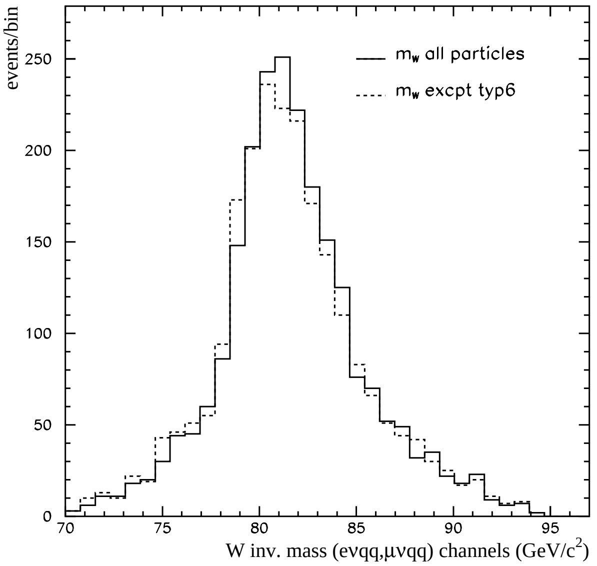


FIG. 10.10 – *Masse invariante du W reconstruite dans les canaux* $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *après ajustement cinématique à une contrainte. La distribution calculée avec toutes les particules reconstruites est comparée à celle obtenue après suppression des particules résiduelles du ECAL.*

de coupures lorsqu'on ne coupe pas sur les objets de type 6 (en les conservant dans leur totalité ou en les supprimant tous).

Type de coupure	Proba compatibilité avec un comportement stable	tendance
Cinématique	88.9%	-3.0 ± 6.3 (0.48σ)
Angulaire sur `P Flow`	83.1%	-9.1 ± 7.5 (1.21σ)
Angulaire - reco des jets en cône	67.6%	2.5 ± 5.5 (0.45σ)

TAB. 10.2 – *Stabilité de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *dans les canaux semi-leptoniques et hadronique avec toutes les données d'ALEPH LEP2. La probabilité est évaluée en tenant compte de la matrice de corrélation. La tendance donnée est la pente ajustée. Le nombre d'écart standard est donné entre parenthèse.*

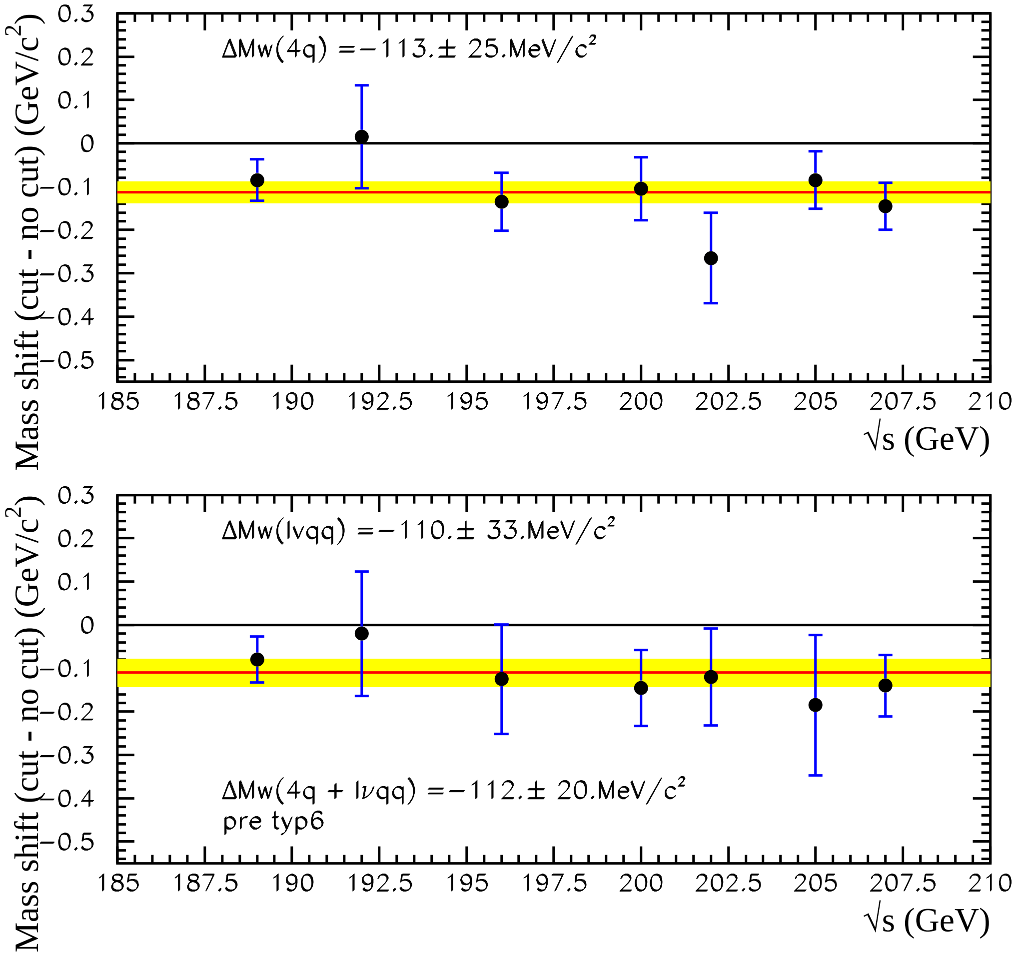


FIG. 10.11 – *Différence entre la masse du W mesurée avec et sans les objets résiduels du ECAL pour les canaux hadroniques et semi-leptoniques en fonction de* $\sqrt{s}$.

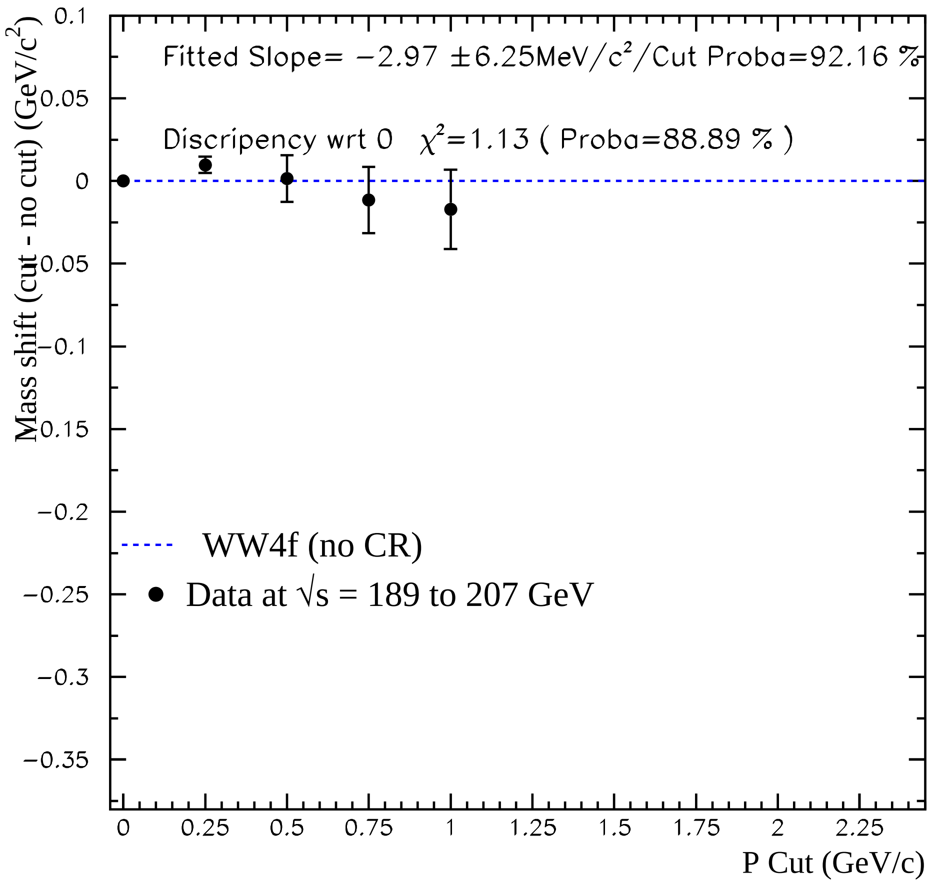


FIG. 10.12 – *Stabilité de* $\mathrm{m_W}$ *testée sur toutes les données de LEP2-ALEPH. Tous les canaux, semileptoniques et hadronique, sont utilisés. Le premier point (à zéro) correspond à l'analyse standard sans coupure prise comme point de référence. Le second à PCut=*$0.5\,\mathrm{GeV/c}$*, le troisième à PCut=*$0.75\,\mathrm{GeV/c}$*,etc. La probabilité de compatibilité des valeurs de* $\mathrm{m_W}$ *avec coupure avec la valeur de référence est de* 88.9%*. Elle est évaluée en prenant en compte la matrice de corrélation donnée au chapitre précédent. Afin de détecter une tendance, on ajuste la pente (*Δm_W *en fonction de PCut). Le résultat,* $-3.0 \pm 6.3\,\mathrm{GeV/c^2/PCut}$*, est compatible avec zéro, valeur attendue pour une analyse stable.*

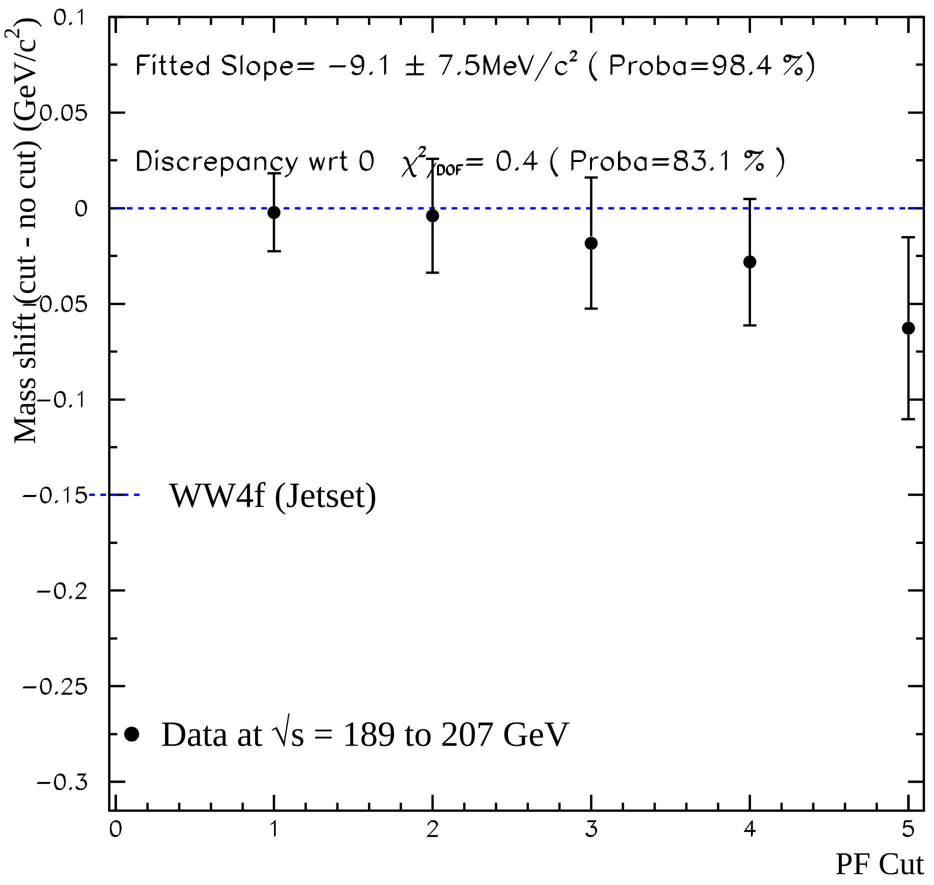


FIG. 10.13 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *sur toutes les données d'ALEPH-LEP2 effectuée dans les canaux semi-leptoniques et hadronique. La mesure est effectuée pour une série de coupure sur la distribution* `Particle Flow`*. Les objets résiduels du ECAL (type 6) sont tous consevrés quelques soient leurs angles par rapport au jets.*

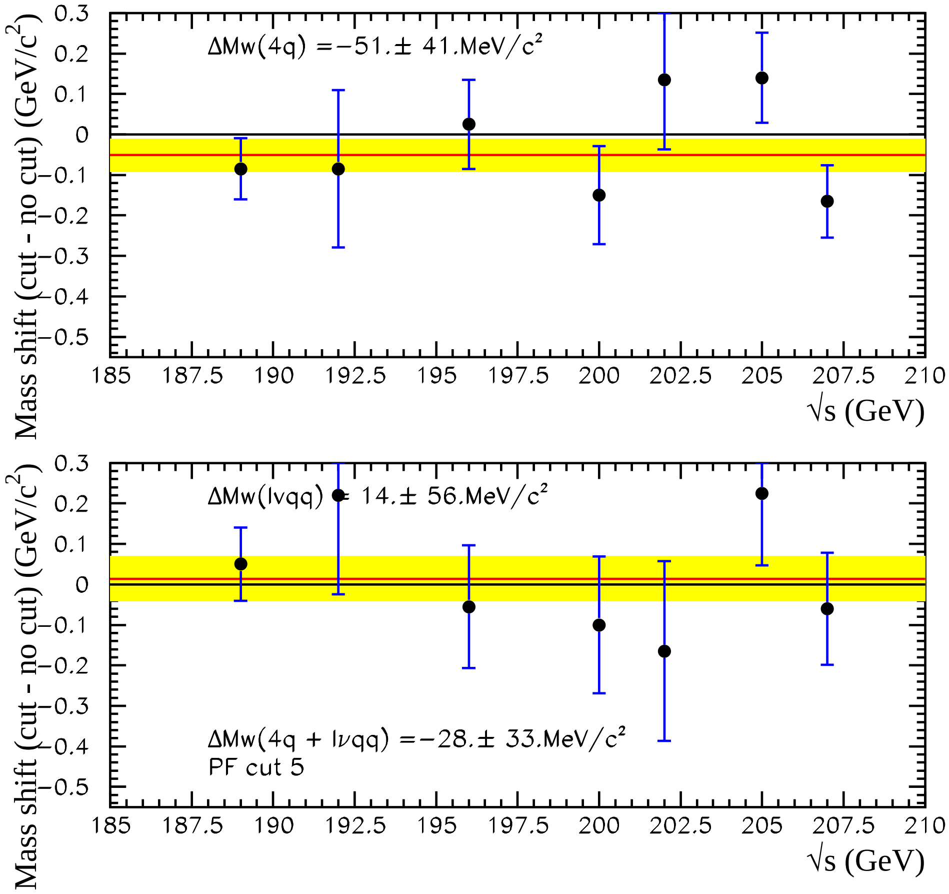


FIG. 10.14 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *avec coupure sur la distribution* ***Particle Flow*** *sans couper sur les objets résiduels du ECAL (type 6) à* [0.2,0.8]. *La différence vis-à-vis de l'analyse standard est évaluée en fonction de* $\sqrt{s}$.

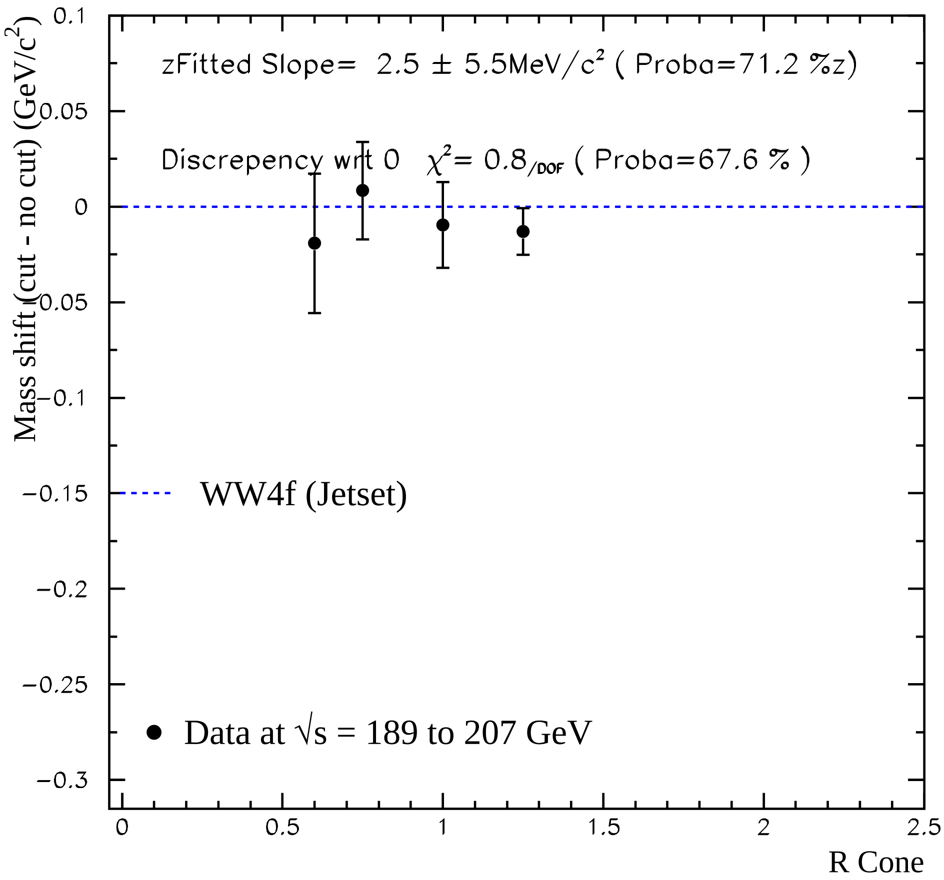


FIG. 10.15 – *Stabilité de* $\mathrm{m_W}$ *sous une coupure angulaire (cône) après suppression des objets* `type 6`.

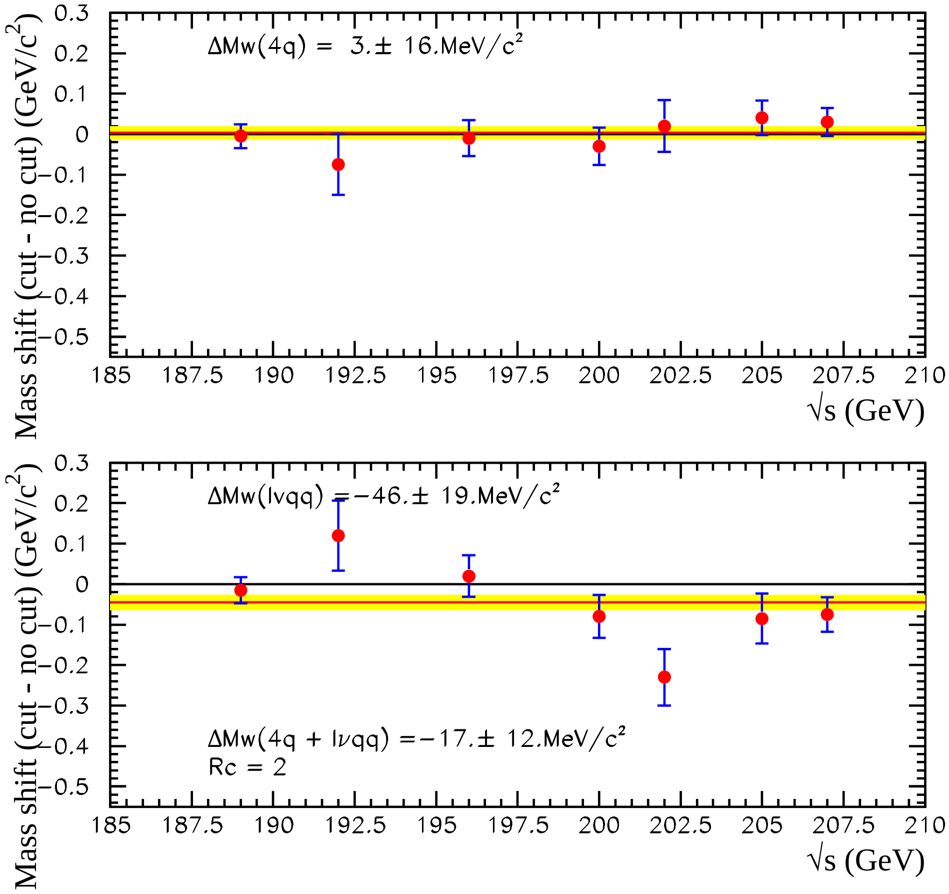


FIG. 10.16 – *Mesure de* $\mathrm{m_W}$ *avec l'algorithme de jets 'cône' sans les objets résiduels du ECAL (type 6). La différence vis-à-vis de l'analyse standard est évaluée en fonction de* $\sqrt{s}$.

10.5 Propagation du biais

On peut exprimer la relation entre la masse du reconstruite du W et la masse invariante moyenne des jets, en supposant que les jets ont la même énergie E_j et la même impulsion P_j:

$$m_W^2 = 4E_j^2 - 2P_j^2\,(1+cos\theta) = 2E_j^2\,(cos\theta - 1) + 2m_j^2\,(1+cos\theta)$$

où m_j est la masse invariante des deux jets et θ l'angle d'ouverture. On suppose que le seule paramètre variant est m_j et que l'énergie est fixée par l'ajustement cinématique. L'erreur sur $\mathrm{m_W}$ s'exprime alors:

$$\Delta m_W = \frac{m_j}{m_W}\,(1+cos\theta)\,\Delta m_j$$

En considérant l'angle moyen entre les fermions produits lors de la désintégration du W ($cos\theta \simeq 0.58$) et la valeur moyenne de la masse reconstruite des jets ($m_j \simeq 16\,\mathrm{GeV/c^2}$) on trouve :

$$\Delta m_W \simeq 0.32 \times \Delta m_j$$

.

Ainsi, tout biais sur la masse reconstruite des jets se propage à $\mathrm{m_W}$ par le biais de la relation 10.5. Cette dernière relation représente une approximation car elle ne tient pas compte de la distribution en masse des jets par exemple.

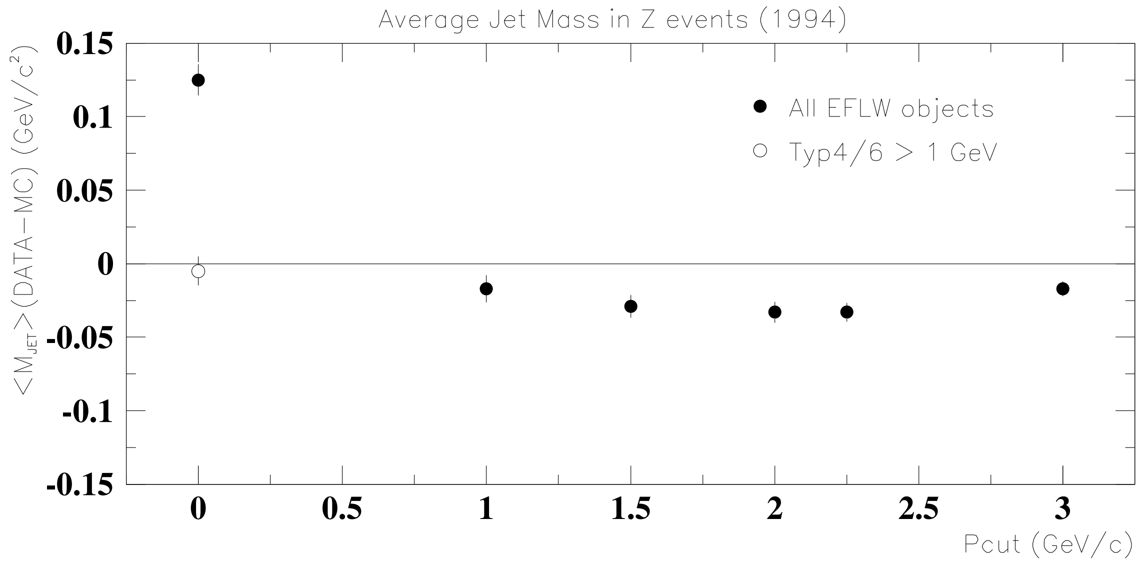


FIG. 10.17 – *Différence entre la masse des jet reconstruite sur simulation et sur données. La différence est calculée aprés application des corrections en énergie.*

10.6 Mesure alternative: mesure avec jets de masse nulle

Il a été établi que l'instabilité observée sur m_W correspondait à un biais sur la masse des jets, variant avec les coupures. Une analyse qui serait indépendante de la masse reconstruite des jets doit être insensible à cet effet. Elle devrait être stable mais refleterait également un biais éventuel sur la masse des jet. On se propose alors d'effectuer la mesure de m_W en imposant une masse nulle aux jets reconstruits. Ceci est obtenu si on ne considère que l'impulsion mesurée des jets et non l'énergie (on prend pour mesure de l'énergie la norme de l'impulsion). Ainsi la masse des jets est identique dans les données et dans les simulations. L'effet systématique doit disparaître. Ici encore, les paramétrisations du fit cinématique sont recalculées ainsi que les corrections en énergie des jets au Z (voir figure 10.19).

Cette mesure est appliquée aux données ALEPH-LEP2 et sur tous les canaux ($W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$, $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ et $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$). Les deux canaux semi-leptoniques $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ ont été traités de façon identique au canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ (le lepton n'est pas considéré). La variation de la masse invariante du W se voit sur la figure 10.18. La précision statistique de cette mesure est inférieure à la précision statistique de l'analyse standard de 15%. Le résultat de la mesure est donné en fonction de $\sqrt{s}$ (figure 10.20). La masse mesurée avec cette reconstruction est comparée à la masse mesurée avec la reconstruction standard. La différence est de $-79 \pm 31\,\mathrm{MeV/c^2}$ soit 2.5 écarts standards. Ici encore, le résultat l'analyse confirme la tendance des analyses précédentes et les prédictions du biais sur la masse des jets, sans constituer une démonstration car le nombre de déviations n'est pas suffisant.

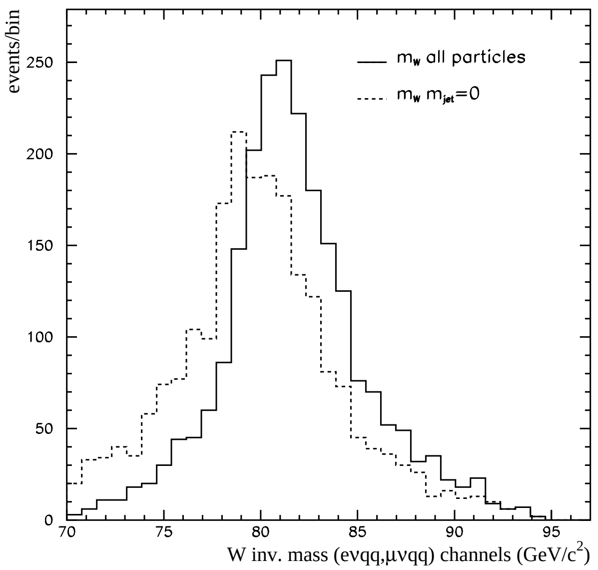


FIG. 10.18 – *Masse invariante du W reconstruite dans les canaux* $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}$ *après ajustement cinématique à une contrainte. La distribution calculée avec les qudri-vecteurs mesurés est comparée à celle obtenue en imposant une masse nulle au jets.*

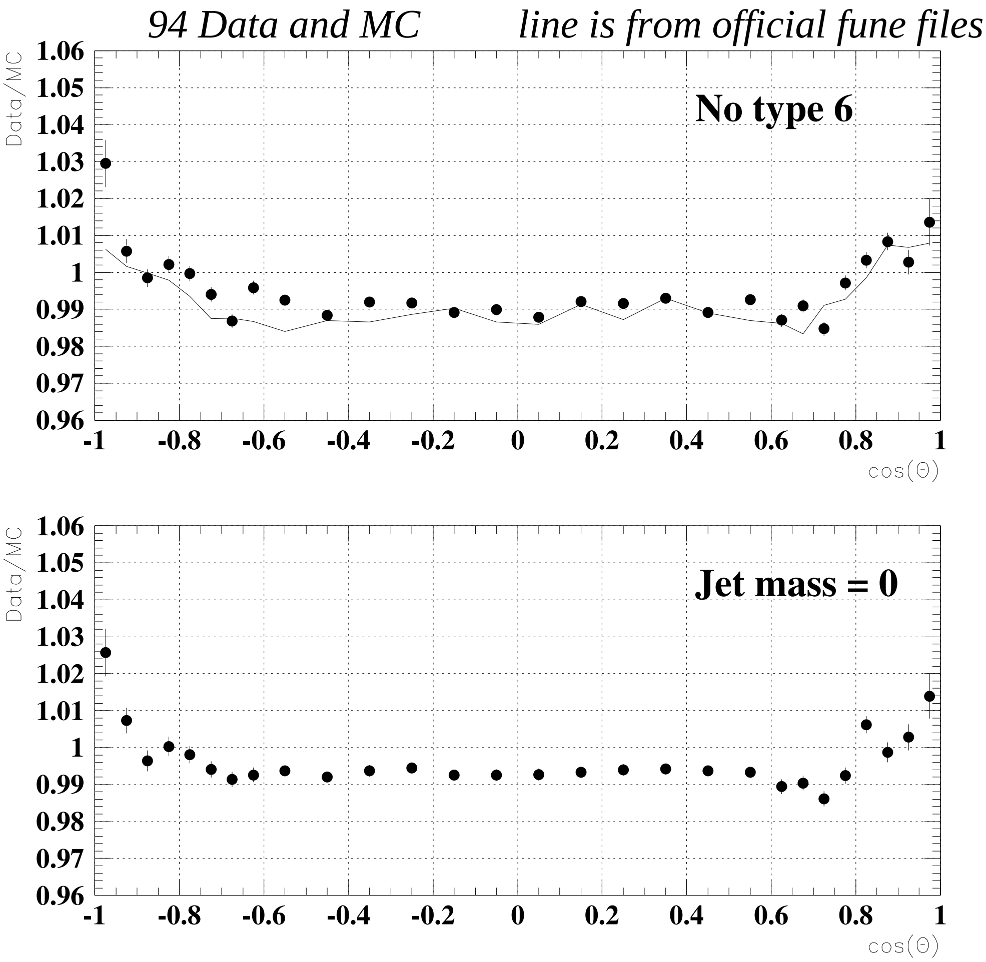


Fig. 10.19 – *Correction en énergie des jets calculée avec une pré-sélection sur les objets de type 6 et avec une reconstruction avec jets de masse nulle.*

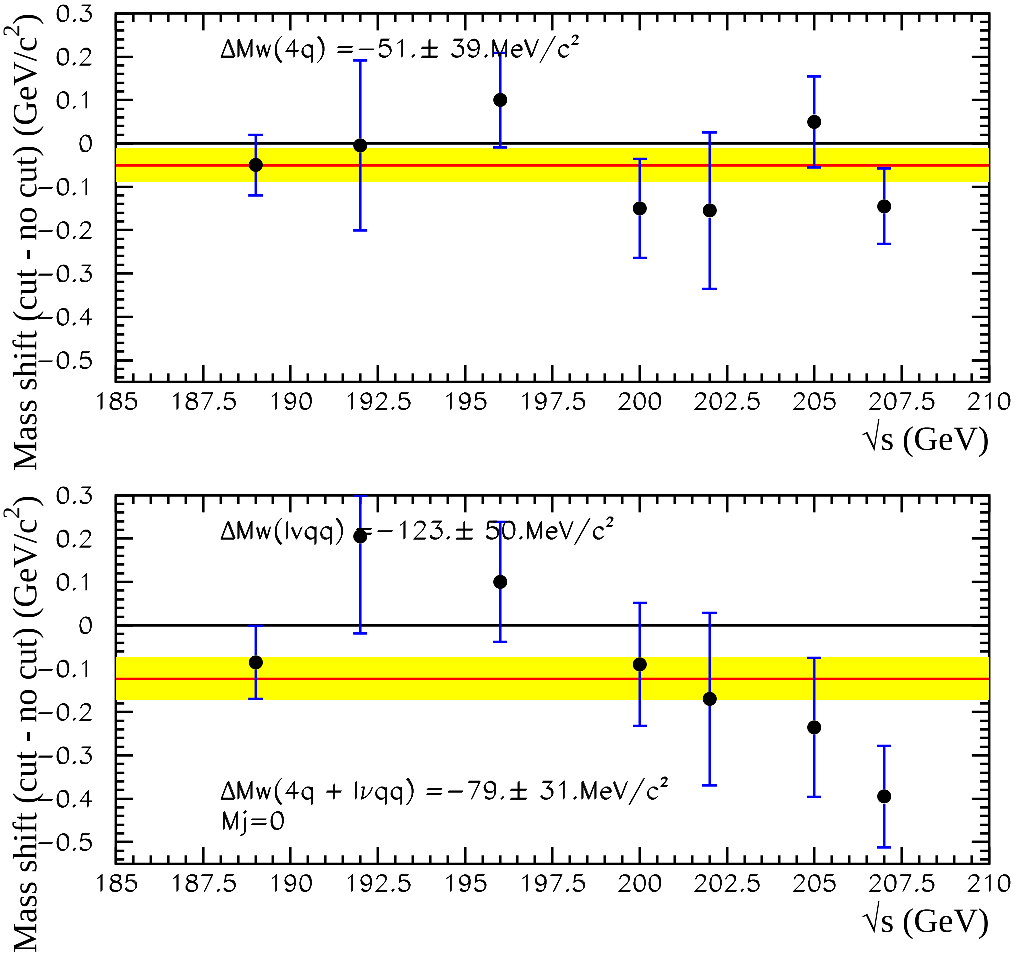


FIG. 10.20 – *Résultat de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *dans les canaux semi-leptoniques et hadronique en fonction de* $\sqrt{s}$*. On a imposé une masse nulle aux jets. Le biais illustré est la différence entre l'analyse modifiée (avec masse des jets à zéro) et l'analyse standard (masse des jets mesurée)*

10.7 Conclusion

La mesure de m_W s'effectue dans ALEPH à partir des fermions reconstruits, produits par la désintégration des W. Dans le cas de jets hadroniques, la masse invariante des jets est prise en compte dans la mesure de m_W en ce sens qu'on mesure et l'énergie et l'impulsion des jets. L'ajustement cinématique conserve le rapport Énergie / Impulsion. L'énergie étant fixée par la contrainte cinématique, un biais sur la masse, et donc sur le rapport Énergie/Impulsion, ne sera pas corrigé et il se propage à m_W de façon directe.

Les objets résiduels provenant de la reconstruction de gerbes electromagnétiques sont à l'origine d'un désaccord important entre la masse invariante des jets mesurée sur données et simulée. Ce désaccord se propage à la masse du W en induisant un biais de l'ordre de 80 MeV/c^2. Il est possible de s'affranchir de cet effet en employant une analyse ou la masse des jets aurait été fixée à zéro ou en excluant les objets reconstruits induisant ce biais (objets résiduels dans le ECAL). Dans le premiers cas, on perd 15% de la sensibilité statistique alors que la seconde mesure requière de réévaluer les erreurs systématiques liés à la calibration, voire de recalibrer le ECAL et le HCAL contre une perte mineure en sensibilité statistique (inférieure à 1%). L'impact de la calibration sur la mesure de m_W a été évalué au chapitre 7 comme étant mineur (5 à 10 MeV/c^2). Cela ne modifie donc pas la conclusion.

Le résultat de cette mesure de m_W est donné au chapitre 12.

On retiendra les points suivants :

- Avec une simulation parfaite des gerbes électromagnétiques, le biais ne serait pas présent.
- Avec une granularité plus mauvaise et les mêmes algoritmes de reconstruction et de mesure de m_W on ne verrai pas l'effet (instabilité de m_W en fonction d'une coupure) mais serait-il présent ?
- Une partie de ces objets résiduels sont de fausses particules neutres et correspondent en fait à une partie des dépots des particules chargées. La direction qui leur est assignée est erronée (la direction d'une particule neutre est par défaut l'extrapolation au point d'interaction alors qu'elle devrait être donnée par une trajectoire hélicoïdale correspondant à la particule chargée d'origine). Cela a pour effet de créer des jets artificiellement ouverts, en moyenne, et donc de masse trop grande (ou d'impulsion trop petite).
- La multiplicité de ces objets est plus grande dans les données que dans les simulations [67] d'où une masse des jets plus grande dans les données que dans les simulations.
- Le biais est donc lié à la multiplicité de ces *fausses* particules neutres (ou encore à la reconstruction de l'impulsion). On dira que c'est le biais sur la multiplicité de ces objets qui indique l'existence d'un biais sur m_W ou pas (m_W étant mesurée en prenant compte et l'énergie et l'impulsion mesurées).
- Or la multiplicité des objets résiduels n'est pas une quantité physique car elle est définie par l'algorithme de reconstruction et la résolution angulaire. Il en résulte qu'avec une résolution angulaire sur les objets calorimétriques neutres plus mauvaise, cette multiplicité diffèrera fortement et le biais sur cette quantité sera plus petit. Il en sera de même de l'effet sur m_W (on peut considérer le cas limite où on ne serait pas capable de différencier les particules d'un jet, la norme de l'impulsion du jet n'est plus mesurée, elle se confond avec l'énergie, et il n'y a plus de biais).

Ce problème, qui a pour origine l'imperfection de la simulation des gerbes dans les calorimètres, est paradoxalement lié à la bonne granularité du détecteur ALEPH.

On peut également s'interroger sur la possibilité à ce qu'un tel biais soit présent dans les autres expériences LEP. Outre le fait que la reconstruction des objets neutres est différente selon les expériences les résolutions angulaires sont différentes :

- *DELPHI :* L'expérience DELPHI utilise une simulation complète du développement des gerbes alors qu'ALEPH utilise une version simplifiée. À supposer que cela ne constitue pas la source du problème, certains points laissent penser que DELPHI ne connait pas le même problème : des coupures sont appliquées aux particules reconstruites (entre 300 et 400 MeV/c^2) [68] et la résolution est dégradée afin de ne pas tenir compte des objets de faible impulsion.
  Par ailleur, une étude de stabilité réalisée sur donnée, n'indique aucun biais [69].
- *OPAL :* Le détecteur et la mesure de m_W dans OPAL présentent des similitudes avec ALEPH. En particulier, la prise en compte par OPAL des objets de basses impulsion produits par les gerbes dans les calorimètres laisse penser que la mesure de m_W souffrirait d'un problème analogue à celui décrit dans ce chapitre.

Chapitre 11

Mesure de la différence de masse W^+/W^-

11.1 Motivation

La symétrie CPT est un ingrédient essentiel de la physique moderne. Elle a été testée experimentalement sur des particules telles que les muons ou les électrons. Le test le plus précis qui ait été effectué sur le W consiste à mesurer la différence de masse entre le W^+ et le W^-. Une precision de 600 MeV/c^2 a été atteinte au Tevatron sur cette différence. La luminosité accumulée à LEP2 permettrait au minimum de rivaliser avec cette mesure.

11.2 Technique de mesure

La mesure indépendante de la masse du W^+ et du W^- présente deux difficultés :

- Identifier correctement la charge du W.
- Calibrer la mesure : la différence de masse mesurée peut ne pas correspondre à la différence réelle car chaque événement contient une paire de W et les estimateurs utilisés pour l'ajustement de $m_W^\pm$ sont correlés aux deux masses. Ce point sera discuté ultérieurement en détail.

11.2.1 Sélection des événements et ajustement de la masse

Les canaux les plus simples à utiliser sont les canaux semi-leptoniques, $\mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\mathrm{q\bar{q}}$, car la mesure de la charge du lepton qui est efficace à 99% permet de déduire la charge du W reconstruit. Dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$, la reconstruction du τ n'est pas toujours parfaite. La charge est correctement déterminée pour 85% des événements[1].

Ainsi, on définit deux lots d'événements : événements semi-leptoniques avec $\mathrm{W^+} \longrightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ et événements semi-leptoniques avec $\mathrm{W^-} \longrightarrow \mathrm{q\bar{q}}$. Ces deux lots ne sont pas corrélés. Dans ces canaux, un ajustement cinématique à une constrainte est effectué. Cet ajustement n'utilise que la masse du système di-jet et n'utilise pas le lepton reconstruit. Cela permet de limiter la corrélation entre la masse définie par l'ajustement et la masse du W s'étant désintégré en lepton.

1. en excluant les τ avec une charge différente de l'unité (cf. chapitre 4 parag.4.3)

Le canal hadronique, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, pourrait être utilisé [71] bien que la définition de la charge soit moins triviale. Elle peut être mesurée par la somme des charges des particules présentes dans les jets pondérées par leurs rapidités. Le canal hadronique n'est pas utilisé dans cette thèse pour la mesure de la différence de masse des bosons $W^{\pm}$.

Un premier estimateur est défini en ajustant la distribution de masse invariante de la paire de jets après ajustement cinématique. La masse ajustée sur le lot W^+ sera notée m_W^{r+} alors que le lot W^- permet de mesurer m_W^{r-}. Ces estimateurs sont définis à partir de lots non-corrélés. Ainsi, l'erreur sur la différence de masse reconstruite définie par

$$\Delta m_W^{r\pm} = m_W^{r+} - m_W^{r-}$$

est donnée par la somme quadratique

$$\sigma\left(\Delta m_W^{r\pm}\right) = \sigma\left(m_W^{r+}\right) \oplus \sigma\left(m_W^{r-}\right).$$

La différence de masse reconstruite a été mesurée à toutes les énergies. Le résultat est montré en fonction de $\sqrt{s}$ sur la figure 11.1. La différence de masse mesurée est :

$$\Delta m_W^{r\pm} = 33 \pm 124\,\mathrm{MeV/c^2}$$

. Le χ^2 par degrés de liberté est proche de l'unité ($\chi^2/D.L. = 1.084$).

L'étape suivante consiste à lier cette différence de masse reconstruite ou apparente à la véritable différence de masse.

11.2.2 Calibration

L'estimateur m_W^{r+} est défini par l'ajustement de la masse invariante de la paire di-jet correspondant aux bosons W^+. Néanmoins, cette masse est calculée à partir de quadri-vecteurs après ajustement cinématique à une constrainte. La contrainte en énergie utilisée force l'énergie de ce système à $\sqrt{s}/2$, ce qui représente la moitié de l'énergie disponible. Outre le fait que cette contrainte ne peut être vraie événement par événement, de part la largeur du W, elle n'est vraie en moyenne que si les deux $W^{\pm}$ ont une masse identique. Nous avons donc introduit une corrélation entre l'estimateur utilisé, par exemple m_W^{r+}, et la véritable masse du boson non reconstruit (le W^- dans ce cas) qui intinrvient par son énergie. La masse reconstruite pour un des deux bosons est en fait un mélange des deux masses. On s'attend donc à ce que la différence mesurée soit systématiquement plus petite que la différence recherchée. La mesure nécessite une calibration à l'aide de simulations.

On peut écrire pour un événement donné et pour la mesure de m_W^+:

$$m_W^{r+} = \rho_{++} m_W^+ + \rho_{+-} m_W^- = \sqrt{1-\rho_{+-}^2}\, m_W^+ + \rho_{+-} m_W^-$$

où ρ_{++} est la correlation entre m_W^{r+} et m_W^+. Elle est idéalement égale à 1. ρ_{+-} est la corrélation entre m_W^{r+} et m_W^-. Elle est liée à la précédente et idéalement égale à 0. On a donc les deux cas limites :

- $\rho_{+-} \longrightarrow 0$: aucune correlation.
- $\rho_{+-} \longrightarrow \sqrt{2}$: Chaque estimateur est une moyenne des deux masses $m_W^{\pm}$. Aucune mesure de la différence n'est réalisable.

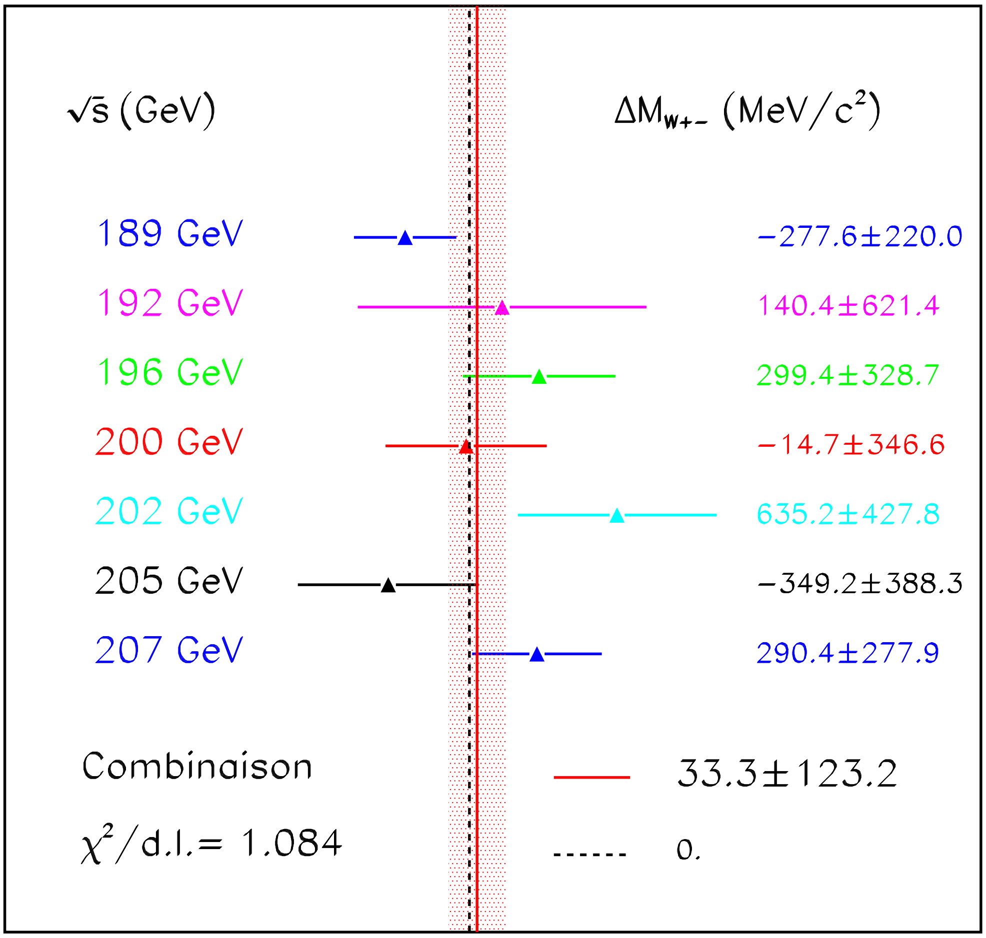


FIG. 11.1 – *Différence de masse mesurée sur données pour différentes valeurs de* $\sqrt{s}$

On en déduit une relation linéaire entre les différence de masse reconstruite et réelle, $\Delta m_W^{r\pm}$ et $\Delta m_W^{\pm}$ respectivement :

$$\Delta m_W^{\pm} = \left(\frac{1}{\rho_{\pm\pm} - \rho_{\pm\mp}}\right) \times \Delta m_W^{r\pm} = \kappa \times \Delta m_W^{r\pm}$$

Une courbe de calibration est réalisée à partir d'événements `CC03` (cf. chapitre 2) générés avec le générateur `koralw` [38]. Une modification a été introduite [70] afin d'imposer des masses différentes aux bosons $W^{\pm}$. Les différences imposées sont de 500 MeV/c^2 et 1 GeV/c^2 en plus des lots habituels sans différence de masse.

La courbe de calibration qui donne la différence de masse reconstruite en fonction de la différence générée est montrée sur la figure 11.2. La pente, κ, est estimée à :

$$\kappa \simeq 1.55 \pm 0.16$$

Cette valeur de κ correspond à une valeur de ρ_{+-}, la correlation entre $m_W^{r\pm}$ et $m_W^{\mp}$: $\rho_{+-} = 21.6\%$

On en déduit la différence de masse :

$$\Delta m_W^{\pm} = 52 \pm 191\,\mathrm{MeV/c^2}$$

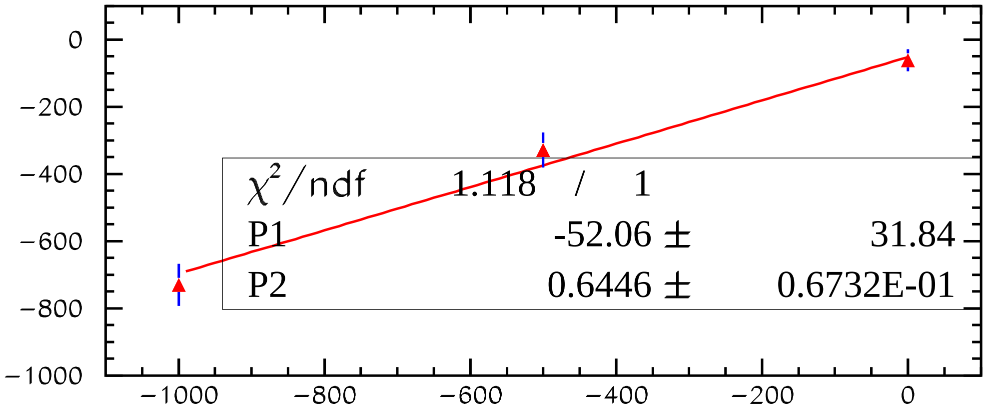


FIG. 11.2 – *Courbe de calibration de la mesure de la différence de masse W^+ et W^-. La différence de masse mesurée y est donnée en fonction de la différence de masse réelle imposée dans la simulation. Les deux paramètres de la fonction linéaire $\Delta m_W^{r\pm} = P1 + P2\left(\Delta m_W^{\pm}\right)$ sont ajustés.*

11.3 Conclusion

La mesure de la différence de masse entre les bosons $W^{\pm}$ est réalisable. La mesure effectuée dans ALEPH à partir des canaux semi-leptoniques donne :

$$\Delta m_W^{\pm} = 52 \pm 191\,\mathrm{MeV/c^2}$$

ce qui correspond à

$$\Delta m_W^{\pm} < 573\,\mathrm{MeV/c^2}$$

à 3 écarts standards. Cette mesure pourrait être améliorée en employant le canal hadronique. L'emploi de cette mesure par toutes les expériences LEP permettrait de réduire l'erreur statistique totale d'un facteur 2.

Chapitre 12

Résultats

Dans ce chapitre, les résultats de toutes les mesures directes de la masse du boson $W^{\pm}$ sont exposés et combinés.

La mesure réalisée dans ALEPH dans le canal $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ est celle developpée dans cette thèse aux chapitres 4 et 6. Les coupures proposées au chapitre 9 pour le canal $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ qui ont pour objectif de réduire l'erreur systématique sur m_W en réduisant l'effet de l'IC de couleur ne sont pas incluses car leur optimisation doit se faire au niveau de la combinaison des mesures des quatre expériences LEP.

Dans cette thèse, la masse du $W^{\pm}$ est mesurée dans tous les canaux avec une reconstruction modifiée exposée au chapitre 10.

Cette mesure sera comparée après combinaison à la précédente mesure [37, 39] d'ALEPH. Son effet sur le résultat combiné ainsi que sur l'interprétation sera évalué au chapitre suivant.

12.1 Combinaison des résultats d'ALEPH

12.1.1 Résultats de la mesure directe

Les résultats de la mesure de m_W sont donnés ppour chaque canal en utilisant toute la luminosité disponible à LEP2 (cf. table 12.1). Pour un canal donné, la combinaison est une moyenne pondérée par les erreurs. Afin de calculer l'erreur totale, il est nécessaire de prendre en compte la corrélation entre les erreurs systématiques d'un lot de données à un autre[1]. La seule source d'erreur systématique dont la corrélation est évaluée entre les lots de données est l'incertitude sur l'énergie de faisceau [73] (cf. matrice de corrélation 12.1[2]). Les autres erreurs systématiques sont soit non-corrélées, soit corrélées à 100%. L'incertitude sur le bruit de fond et les fluctuations des simulations Monte-Carlo sont les seules erreurs non-corrélées (en plus des effets d'interaction dans l'état final du canal hadronique). Tous les autres effets sont corrélés à 100% et ne peuvent être réduits en combinant les mesures.

Le résultat de la mesure de m_W en fonction de $\sqrt{s}$ est donnée sur la figure 12.1.

1. caractérisé par une énergie de faisceau et une configuration du détecteur
2. Corrélation entre les erreurs systématiques dues à l'incertitude sur l'énergie de faisceau pour les 9 lots de données : $\sqrt{s}$ = 189, 192, 196, 200, 202, 205 et 207 GeV

$$\rho\,(\Delta \mathrm{m_W})\,(\mathrm{Ecm}) = \begin{pmatrix} 1 & 0.82 & 0.67 & 0.69 & 0.69 & 0.69 & 0.69 & 0.77 & 0.77 \\ 0.82 & 1 & 0.75 & 0.78 & 0.78 & 0.78 & 0.78 & 0.66 & 0.66 \\ 0.67 & 0.75 & 1 & 0.91 & 0.91 & 0.91 & 0.91 & 0.77 & 0.77 \\ 0.69 & 0.78 & 0.91 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0.82 & 0.82 \\ 0.69 & 0.78 & 0.91 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0.82 & 0.82 \\ 0.69 & 0.78 & 0.91 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0.82 & 0.82 \\ 0.69 & 0.78 & 0.91 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0.82 & 0.82 \\ 0.77 & 0.66 & 0.77 & 0.82 & 0.82 & 0.82 & 0.82 & 1 & 1 \\ 0.77 & 0.66 & 0.77 & 0.82 & 0.82 & 0.82 & 0.82 & 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{12.1}$$

Canal	$\mathrm{m_W}$ mesurée $\pm$ Err stat $\pm$ Err syst	Erreur stat attendue	Poids (%)
$\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$	$80.370 \pm 0.122 \pm 0.029$	0.123	11
$\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$	$80.506 \pm 0.054 \pm 0.025 \pm 0.037$		40
$\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{e}\nu\mathrm{q\bar{q}}$	$80.542 \pm 0.083 \pm 0.035$	0.082	21
$\mathrm{W^+W^-} \to \mu\nu\mathrm{q\bar{q}}$	$80.404 \pm 0.076 \pm 0.030$	0.075	27

TAB. 12.1 – *Résultat de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *dans les différents canaux pour toute la luminosité de LEP2. Pour le canal hadronique, l'erreur systématique due aux effets d'interaction dans l'état final a été ajoutée. Toutes les valeurs sont donnés en* $\mathrm{GeV/c^2}$.

La masse du $\mathrm{W^\pm}$ mesuré dans ALEPH avec toute la luminosité de LEP2 ($\mathcal{L} = 694\,\mathrm{pb^{-1}}$) est :

$$m_W = 80.472 \pm 0.038(stat) \pm 0.028(syst) \pm 0.015(FSI)\,\mathrm{GeV/c^2}$$

alors que la différence entre les masses mesurées dans les canaux hadronique et semi-leptonique est :

$$\Delta m_W^{4q-l\nu qq} = 59 \pm 75\,\mathrm{MeV/c^2}$$

12.1.2 Résultat de la mesure au seuil

La masse du $\mathrm{W^\pm}$ a été mesurée au seuil de création des paires de W (cf. chapitre 2). Les résultats sont données sur la table 12.2. La combinaison des mesures à LEP2 est donnée par :

$$m_W = 80.400 \pm 0.220 \pm 0.025(Ecm)\,\mathrm{GeV}$$

avec $\chi^2/D.L. = 0.43$

12.2 Combinaison des résultats du LEP

Les mesures de $\mathrm{m_W}$ effectuées à LEP2 par les différentes expériences sont cohérentes. Le résultat de la mesure de $\mathrm{m_W}$ est comparé entre les expériences pour le canal hadronique (cf. figure 12.2), pour les canaux semi-leptoniques (cf. figure 12.3) et pour la combinaison (cf. figure 12.4).

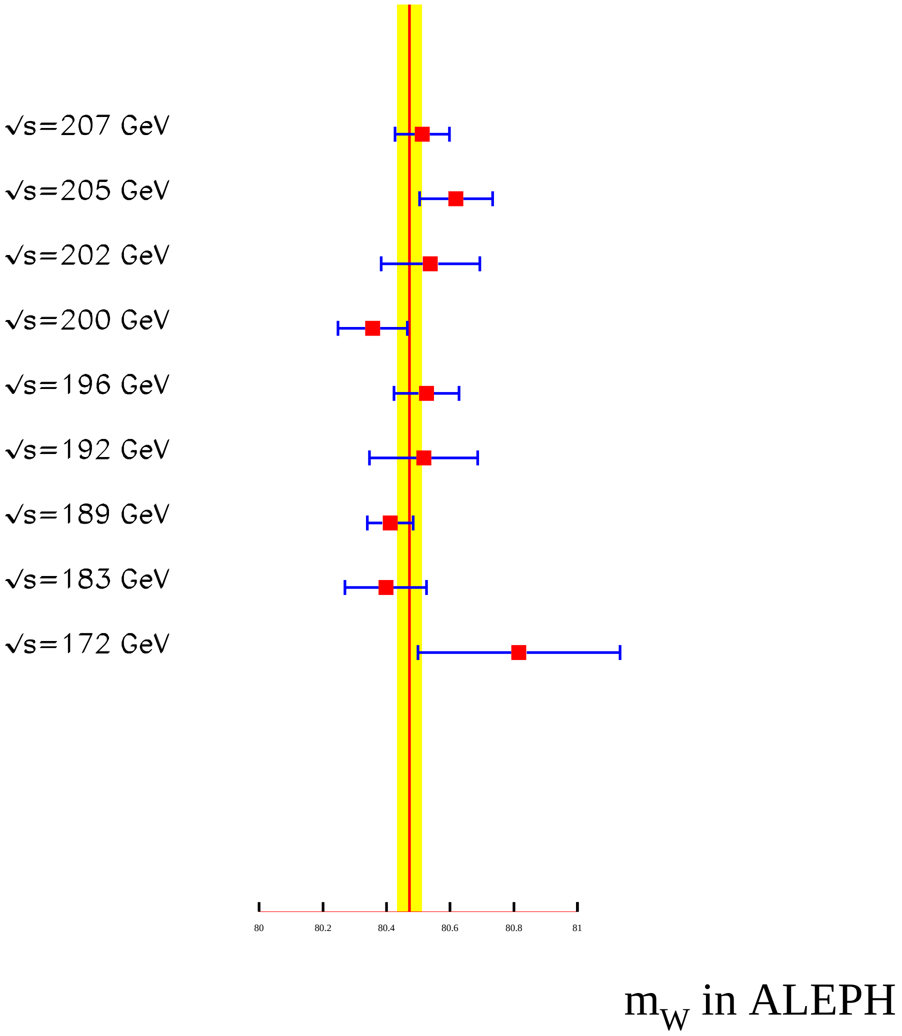


FIG. 12.1 – *Résultat de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans tous les canaux. Les erreurs illustrées correspondent à l'incertitude statistique. Le résultat de la combinaison est représenté par la bande.*

Expérience	$m_W(\mathrm{GeV/c^2})$
ALEPH	$80.14 \pm 0.34 \pm 0.09$
DELPHI	$80.40 \pm 0.44 \pm 0.09$
L3	$80.80^{+0.47+0.09}_{-0.41-0.08}$
OPAL	$80.40^{+0.44}_{-0.41} \pm 0.10$

TAB. 12.2 – *Résultat de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *à LEP2 au seuil par les quatre expériences LEP*

Pour la combinaison des mesures, on tient compte de la corrélation entre les sources d'erreurs systématiques entre les expériences. Comme il a été montré au chapitre 8, les effets d'interaction dans l'état final sont à l'origine d'effets systématiques corrélés à 100% entre les expériences.

On choisit de combiner les mesures pour chaque canal donné avant de combiner les canaux [74]. Le poids assignée à la mesure d'un canal est donné par l'erreur statistique et systématique[3]. Il en résulte que le poids du canal hadronique ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) diffère fortement entre la combinaison LEP et pour une expérience individuelle : ce poids est de 40% dans ALEPH mais n'est que de 27% pour la combinaison LEP.

12.3 Résultats des mesures effectuées auprès de collisionneurs $p\bar{p}$

La masse du $W^\pm$ a été mesurée auprès de collisionneurs $p\bar{p}$ (cf. chapitre 2) par les expériences `UA2` [14], `CDF` [16] et `DØ` [15]. Le résultat des mesures est donné dans la table 12.3. La combinaison de ces mesures donne :

$$m_W = 80.452 \pm 0.060 \,\mathrm{GeV/c^2}$$

avec $\chi^2/D.L. = 0.23$.

Experience	$m_W(\mathrm{GeV/c^2})$
`UA2`	80.363 ± 0.371
`CDF`	80.433 ± 0.079
`DØ`	80.482 ± 0.091

TAB. 12.3 – *Résultat de la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *auprès de collisionneurs* $p\bar{p}$

3. cela suppose implicitement que les erreurs systématiques sont gaussiennes

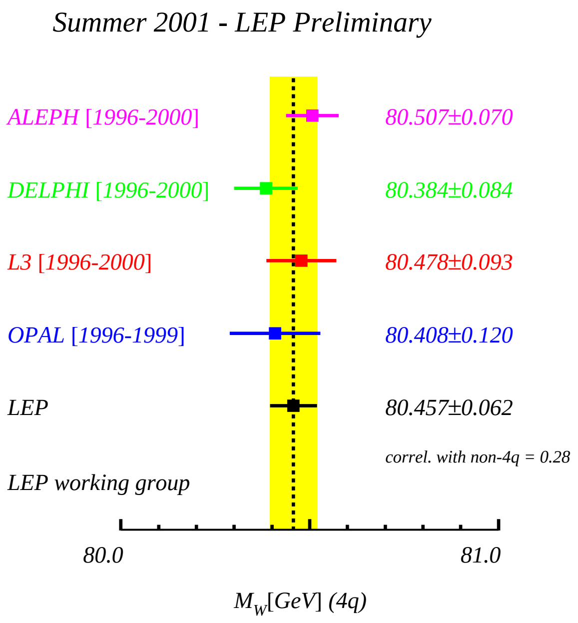


FIG. 12.2 – *Comparaison de la masse mesurée du W dans le canal hadronique (*$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *) par expérience [72].*

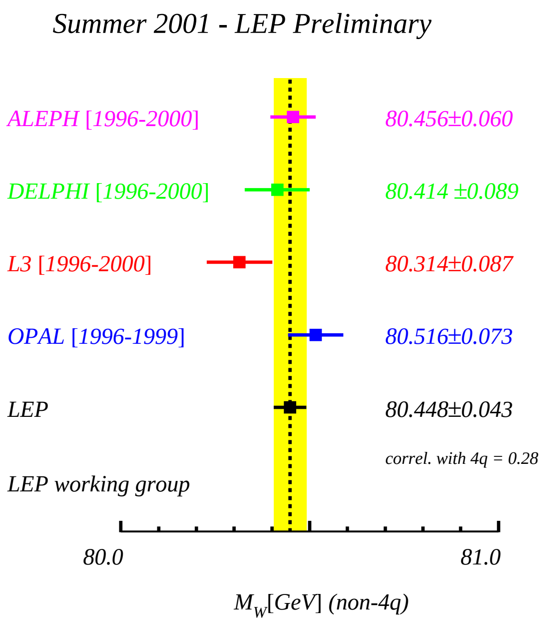


FIG. 12.3 – *Comparaison de la masse mesurée du W dans le canal semi-leptonique (*$W^+W^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ *) par expérience [72].*

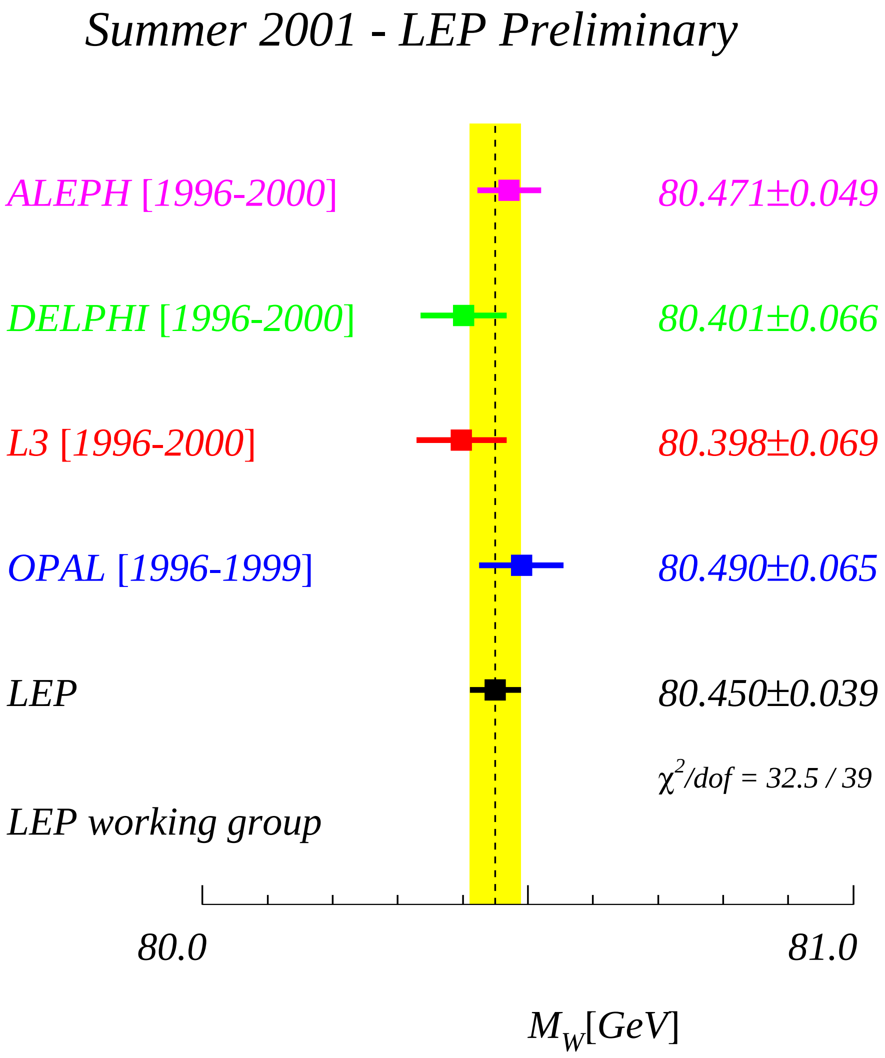


FIG. 12.4 – *Comparaison de la masse mesurée du W par reconstruction directe par expérience [72].*

12.4 Combinaison de toutes les mesures de $\mathrm{m_W}$

La masse mesurée à LEP2 est combinée avec les mesures réalisées auprès des collisionneurs $p\bar{p}$. Le résultat de cette combinaison est [74]:

$$m_W = 80.451 \pm 0.033\,\mathrm{GeV/c^2}$$

avec $\chi^2/D.L = 0.0/1$.

Les études réalisées au chapitre 10 nous ont amené à conclure que la mesure nécessite une correction.

Dans le cas où on adopterait une mesure de la masse avec jets de masse nulle (cf. chapitre 10) par exemple, la masse du W mesurée dans ALEPH serait diminuée de $79\,\mathrm{MeV/c^2}$.

En supposant que cette correction ne soit nécessaire que dans l'expérience ALEPH et en considérant le poids de ce résultat dans la combinaison (63% à LEP et 44% dans la combinaison totale), cette correction correspondrait à une masse du W (combinaison mondiale) plus faible de $34\,\mathrm{MeV/c^2}$ (soit $m_W = 80.419\,\mathrm{MeV/c^2}$) alors que la mesure est effectuée avec une précision de $33\,\mathrm{MeV/c^2}$, soit 1σ. L'effet de cette correction sera considéré au chapitre suivant lors de l'interprétation de la mesure.

En considérant les deux mesures proposées pour ALEPH dans cette thèse, deux combinaisons (mondiales) des mesures de $\mathrm{m_W}$ sont présentées :

– La première, avec la masse des jets fixées à zéro :

$$m_W(\mathrm{tot}) = 80.419 \pm 0.035\,\mathrm{GeV/c^2}$$

– La seconde, en supprimant les objets résiduels des calorimètres :

$$m_W(\mathrm{tot}) = 80.401 \pm 0.033\,\mathrm{GeV/c^2}$$

On retiendra cette dernière mesure qui est plus précise.

Chapitre 13

Interprétation théorique

La masse du boson $W^{\pm}$ est mesurée en vue de tester le modèle standard et de prédire des inconnues telles que la masse du boson de Higgs. On revoit les implications de la mesure actuelle de m_W dans le cadre du modèle standard : correction radiatives et ajustement des paramètres du modèle. Dans le dernier paragraphe, on revoit les prédictions concernant la masse du Higgs et on considérera l'impact des correction proposée dans cette thèse et la mesure de m_W correspondante.

13.1 Evaluation de Δr

La mesure de m_W permet d'évaluer les corrections radiatives à partir de l'équation introduite au chapitre 1:

$$M_W^2\left(1-\frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)=\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\left(\frac{1}{1-\Delta r}\right), \tag{13.1}$$

où la contribution de la variation du couplage électromagnétique est absorbée en exprimant la correction par:

$$\frac{\alpha}{1-\Delta r}=\frac{\alpha\left(M_Z^2\right)}{1-\Delta r_{ew}}. \tag{13.2}$$

Δr_{ew} est la contribution résiduelle des diagrammes électrofaibles. On trouve :

$$\Delta r_{ew}=-0.0302\pm 0.0025$$

[1] qui est à 12 déviation standards de zéro. Cela constitue une évidence pour l'existance des corrections radiatives.

13.2 Test du modèle standard

Les mesures de précision permettant de tester le MS proviennent essentiellement de la mesure des propriétés du Z à LEP1 et au Collisionneur Linéaires de Stanford (SLC), des études de diffusion inélastique de neutrinos à Fermilab et de la mesure de la masse du top au Tevatron.

1. en utilisant la combinaison donnée au chapitre 12.

La mesure du rapport des courants d'interaction neutre et faible des neutrinos à Fermilab par les expériences CCFR [81] et NuTeV [82] permet d'évaluer directement la valeur de $s_W^2 = \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}\right)$ et d'en déduire la valeur de $\mathrm{m_W}$. La combinaison des mesures de ces deux expériences donne :

$$s_W^2 = 0.2277 \pm 0.0013$$

ce qui correspond à :

$$M_W = 80.136 \pm 0.084\,\mathrm{GeV}.$$

Cette mesure est comparée à la mesure directe sur la figure 13.1. Elles diffèrent de près de 3 écarts standards.

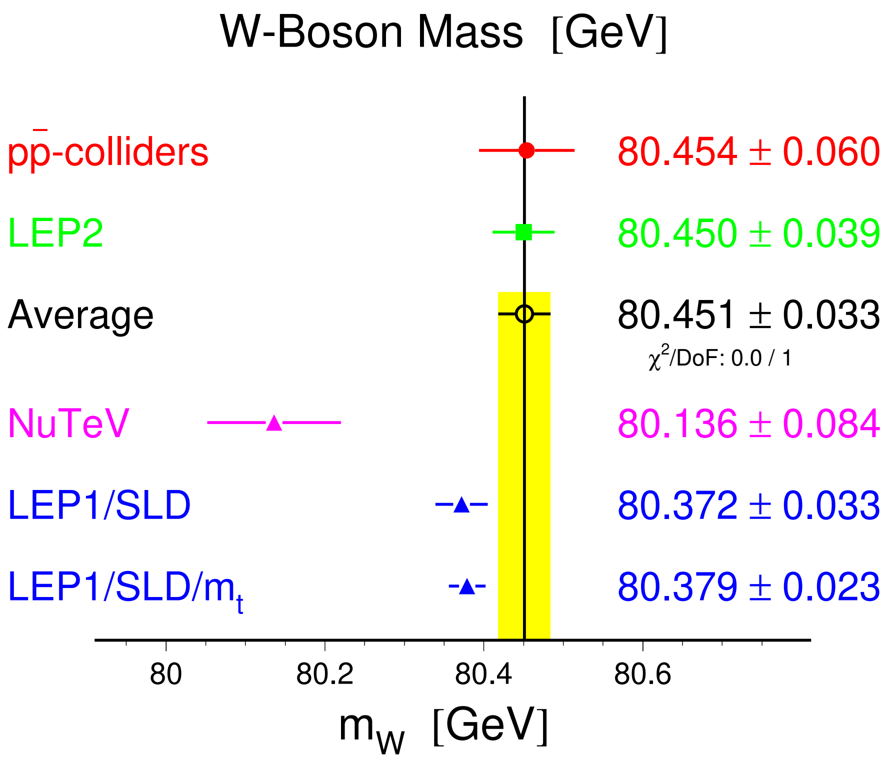


FIG. 13.1 – *Comparaison des mesures directes de* $\mathrm{m_W}$ *et des mesures indirectes bassée sur les mesures de précision de LEP1, SLD et nuTeV [83]*

La mesure effectuées *au Z*: asymétries des couplages gauche-droit, largeur du Z^0 et section efficace de production à LEP1 et SLD permettent d'évaluer $\sin^2\theta_{eff}$ en fournissant ainsi une mesure indirecte de $\mathrm{m_W}$:

$$m_W = 80.372 \pm 0.033\,\mathrm{GeV/c^2}$$

également portée sur la figure 13.1.

L'ensemble des mesures indirectes s'écarte de près de deux écarts standards de la mesure directe.

Un ajustement global de tous les paramètres peut être effectué en incluant $\mathrm{m_t}$ et $\mathrm{m_W}$. Il donne une probabilité de compatibilité des mesures dans le MS de 1.7% seulement [84]. On peut ajuster la valeur de chaque paramètre et la comparer à la valeur mesurée. Cette différence, exprimée en écart standard est illustrée pour chaque paramètre sur la figure 13.2. Cela permet de juger de la contribution de chaque paramètre. Les mesures de $\mathrm{m_W}$ et $\sin^2\theta_W$ sont l'une des plus importante source d'incohérance avec 1.75 et 3.0 écarts standards respectivement.

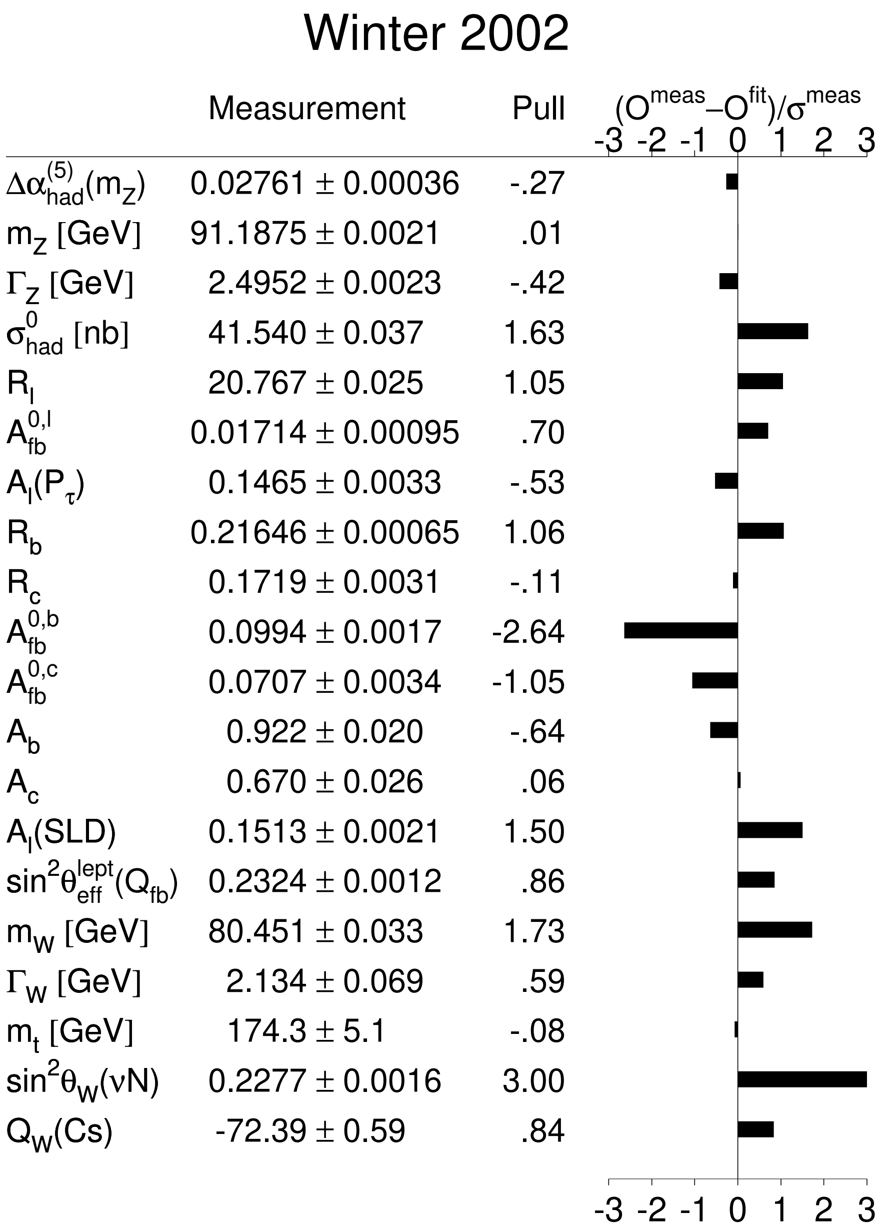


FIG. 13.2 – *Différence entre les paramètres mesurés et ajustés (en écarts standards) dans le MS [84].*

13.3 Prédiction sur la masse du boson de Higgs

Comme il a été démontré au premier chapitre, la masse du W et celle du top sont deux ingrédients importants qui contribuent au niveau des corrections à une boucle. La masse du top a été mesurée auprès de collisionneurs $p\bar{p}$, au Tevatron [75, 76, 77, 78, 79]. La moyenne des mesures est :

$$m_{top} = 174.3 \pm 5.1\,\mathrm{GeV/c^2}.$$

On test dans le cadre du modèle standard les prédictions quant à la masse du Higgs qui peut être évaluée à partir des mesures directes de $\mathrm{m_W}$ et $\mathrm{m_t}$ seulement [80]. On effectue une représentation intuitive de cette contrainte en portant $\mathrm{m_W}$ en fonction de $\mathrm{m_t}$. Le résultat se voit sur la figure 13.3 : les mesures de $\mathrm{m_W}$ et $\mathrm{m_t}$ favorisent le MSSM et s'écartent du MS de plus d'un écart standard.

Pour la mesure de $\mathrm{m_W}$, la valeur utilisée est celle de la combinaison mondiale (cf chapitre 12). Sur la figure 13.4, les corrections du chapitre 10 concernant la mesure de $\mathrm{m_W}$ dans ALEPH sont prises en compte. Dans cette situation, les mesures sont accord avec le MS. Cette figure illustre l'impact d'un seul effet systématique sur la mesure de $\mathrm{m_W}$ sur les prédictions.

L'ajustement de la masse du Higgs en utilisant toutes les observables, y compris $\mathrm{m_W}$ et $\mathrm{m_t}$ permet de placer une limite supérieures sur sa valeur [84] :

$$m_H < 196\,\mathrm{GeV/c^2}$$

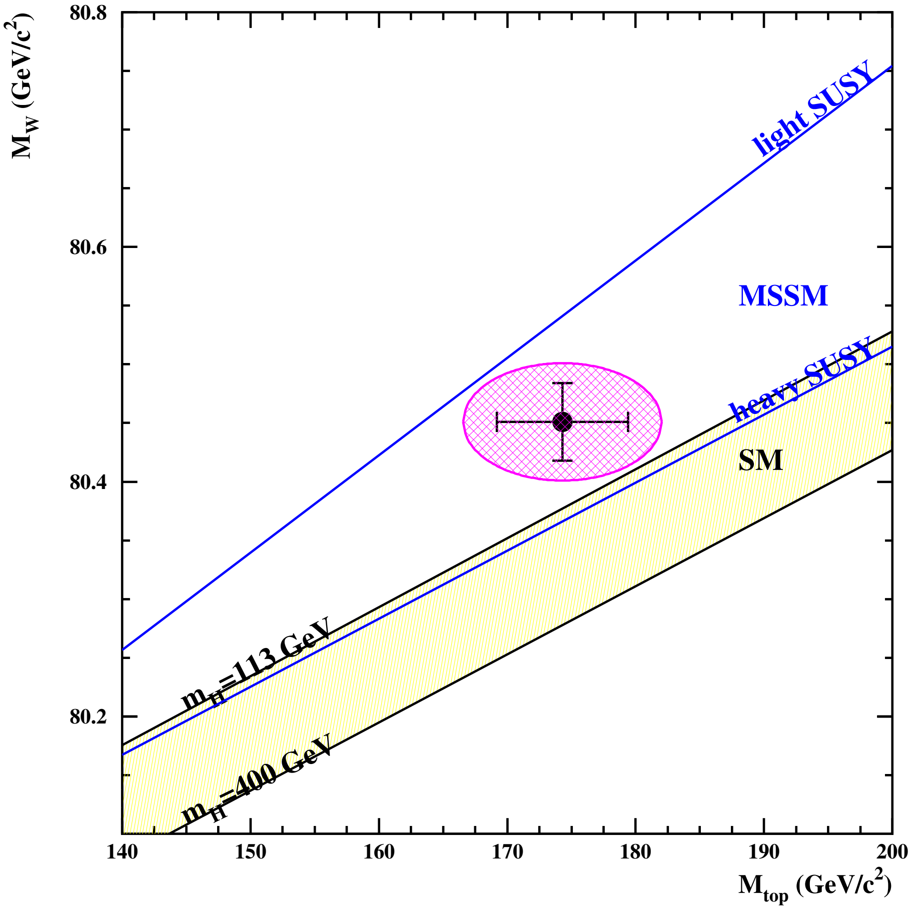


FIG. 13.3 – *Masse du boson W en fonction de la masse du top. Selon les modèles (SM: modèle standard, MSSM: modèle supersymétrique minimal, SUSY: modèle supersymétrique), ces deux paramètres sont liés à la masse du Higgs (m_H). La masse du W utilisée utilise la dernière combinaison présentée par le groupe de combinaison LEP [74]*

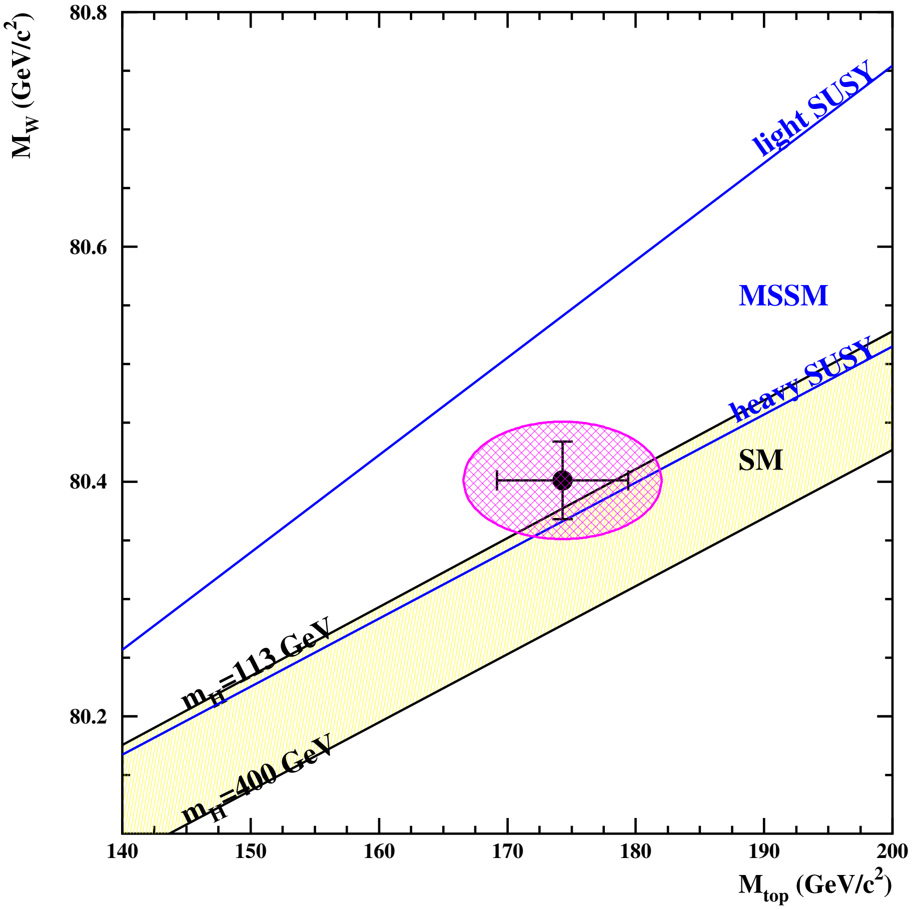


FIG. 13.4 – *Cette figure, identique à la précédente (fig. 13.3), utilise la mesure de* $\mathrm{m_W}$ *dans ALEPH effectuée dans cette thèse combinée aux autres mesures.*

Conclusion

Les données du détecteur ALEPH ont servit à mesurer la masse du W dans tous les canaux. La reconstruction de la masse du W requiért l'identification des fermions issus de leur désintégration. Le canal $\mathrm{W^+W^-} \to \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$, où le lepton τ n'est pas identifié au niveau du détecteur, a clairement illustré l'impact de la reconstruction sur la résolution. Une meilleure identification des leptons τ produits dans ces événements, de 50% à 75%, a engendré une amélioration de 30% sur la précision statistique sur $\mathrm{m_W}$.

La précision statistique atteinte avec l'emploi des canaux semi-leptoniques et hadronique fait que la mesure est dominée, au niveau de la combinaison LEP, par les erreurs systématiques.

Le canal hadronique est sensible aux effets d'interaction dans l'état final en particulier à l'Interconnexion de Couleur. Une modification de la reconstruction des événements où on supprimerait les particules de basse impulsion ou les particules à la périphérie des jets, permet de réduire l'impact de cet effet sur la mesure $\mathrm{m_W}$ et donc de réduire l'erreur systématique associée moyennant une augmentation de l'erreur statistique. Aucune coupure optimale n'a été présentée car l'optimisation de la mesure doit se faire pour la combinaison LEP et donc en commun avec les autres expériences. Une coupure en impulsion à 1.5 GeV/c permettrait de réduire la combinaison de l'erreur statistique et de l'erreur relative à l'interconnexion de couleur de 10% dans ALEPH et de 14% pour tout le LEP si on suppose les performances de cette coupure identiques pour les autres expériences.

La sensibilité de la masse du W à cet effet est également suffisante pour envisager une mesure de l'effet d'Interconnexion de Couleur à partir du comportement de $\mathrm{m_W}$ selon les coupures. Il a été ainsi possible de mesurer le pramètre Ki du modèle `SK1` à:

$$Ki = 2.5^{+9.5}_{-2.2}$$

ou encore

$$Ki < 50.$$

La mesure de $\mathrm{m_W}$ dans ALEPH se base sur tous les objets mesurés. Des tests de stabilité de $\mathrm{m_W}$ en fonction d'une coupure en impulsion ont été présentés et nous ont amené à remettre en cause une telle mesure car les objets dits *résiduels* dans le calorimètre électromagnétique sont mal simulés et sont à l'origine d'un biais systématique en induisant un biais sur l'impulsion des jets ou encore sur leur masse qui se propage à $\mathrm{m_W}$.

La mesure de la masse en excluant les objets résiduels du calorimètre électromagnétique ou encore la mesure de la masse du W en fixant la masse des jets à zéro (en s'affranchissant de la mesure en impulsion des jets) indique que ce biais est de 80 $\mathrm{MeV/c^2}$ environ.

Ces deux mesures donnent pour la mesure de $\mathrm{m_W}$ dans ALEPH:

$$m_W = 80.392 \pm 0.053\,\mathrm{GeV/c^2}$$

et

$$m_W = 80.358 \pm 0.050\,\mathrm{GeV/c^2}$$

respectivement.

La masse du W peut être utilisée comme *Higgsomètre* et pour tester le modèle standard. La dernière mesure présentée ci-dessus présente un meilleur accord avec le modèle standard alors que la précédente, avant la correction, préfère le modèle super-symétrique minimal.

Annexe A

Variables utilisées pour les réseaux de neurones

A.1 Sélection des événements $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$

Les variables combinées dans le réseau de neurones pour la sélection des événements $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ [56] sont au nombre de 15 : 9 variables globales et 6 variables topologiques relatives à la reconstruction du lepton τ.

Variables globales

- Multiplicité de l'événement.
- Acoplanarité : quantifie la dispertion par rapport au plan de symétrie.
- Acolinéarité : pour les événements $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ elle est calculée à partir de l'angle entre les deux jets hadroniques.
- Masse visible de l'événement.
- Energie manquante.
- Energie contenue dans un cône ayant un angle d'ouverture de 14 degrés autour du tube de faisceau. Cela permet d'éliminer les événements $e^+e^- \longrightarrow e^+e^- f\bar{f}$ avec échange de photons.
- $\cos\theta_{vis} = \frac{P_z^{vis}}{P^{vis}}$, l'angle azimutal de l'impulsion visible d'un événement.
- Masse manquante.
- Impulsion manquante transverse.

Variables topologiques

- Angle d'isolation du τ reconstruit, θ_{iso}.
- Impulsion du τ reconstruit, P_τ.
- Produit : $P_\tau \times (1 - \cos\theta_{iso})$
- Energie de la trace chargée la plus énergétique du τ reconstruit.
- Masse invariante de la paire $q\bar{q}$ reconstruite.
- Energie maximale des deux jets.

A.2 Sélection des événements hadroniques

Liste des 14 variables utilisées pour le réseau de neurones de sélection dans le canal hadronique [37] :

Variables globales

- Thrust, T. Il quantifie la dispertion des particules autour de l'axe de thrust qui est un axe de symétrie. Cet axe est celui qui maximise T. $T = \frac{1}{2}$ pour un événement isotropique et 1 pour un événement parfaitement linéaire.
- Sphéricité
- Energie manquante
- Somme des quatre angles interjet les plus petits

Etiquetage de saveurs lourdes

- Probabilité à ce qu'un événement corresponde à des quarks léger (uds). Cette probabilité est calculée à partir des paramètres d'impact des particules chargées

Propriétés des jets

- Nombre de minimal de particule chargées dans un jet.
- Energie maximale de toutes les particules chargées dans un jet.
- Fraction en énergie maximale des objets électromagnétique dans un cône entourant n'importe lequel de ces objets dans un jet de l'événement. La somme des angles de ces objets par rapport à l'objet initial contenu dans le cône ne doit pas exceder 1 degrés.

Propriétés cinématique des W

- angle entre les jets 2 et 3 (l'ordre étant définit par l'algoritme de reconstruction de jets `DURHAM` décrit au chapitre 4).
- Energie du jet 1
- Energie du jet 3
- Energie du jet 4
- La plus petite masse invariante des jets
- La seconde plus petite masse invariante des jets

Annexe B

Mesure de $\mathrm{m_W}$ dans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ aux différentes énergies

Mesure de $\mathrm{m_W}$ ans le canal $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$

Le calcul des erreurs attendues est effectué pour chaque énergie dans le centre de masse sur simulations complètes. La compatibilité de l'erreur définie par l'ajustement et la largeur de la distribution des masses ajustées est testée. Les résultats se voient sur les figures 1, 2, 3 et 4 pour $\sqrt{s} = 196$, 200, 205, et 207 GeV respectivement.

Les erreurs attendues, pour la luminosité des données, sont données dans la table 1.

TAB. 1 – *Erreur statistique attendue en fonction de l'énergie dans le centre de masse et erreur statistique observée sur données. L'écart standard assigné à l'erreur attendue est donné par la largeur de la distribution des erreurs tandis que l'erreur sur la valeur moyenne varie de* 1 *à* 2 MeV/c^2

$\sqrt{s}$	189	196	200	205	207	Total
$\sigma_{stat} m_W$(MC)	216 ± 15	315 ± 31	311 ± 31	347 ± 40	266 ± 23	
$\sigma_{stat} m_W$(data)	211	284	306	397	290	122

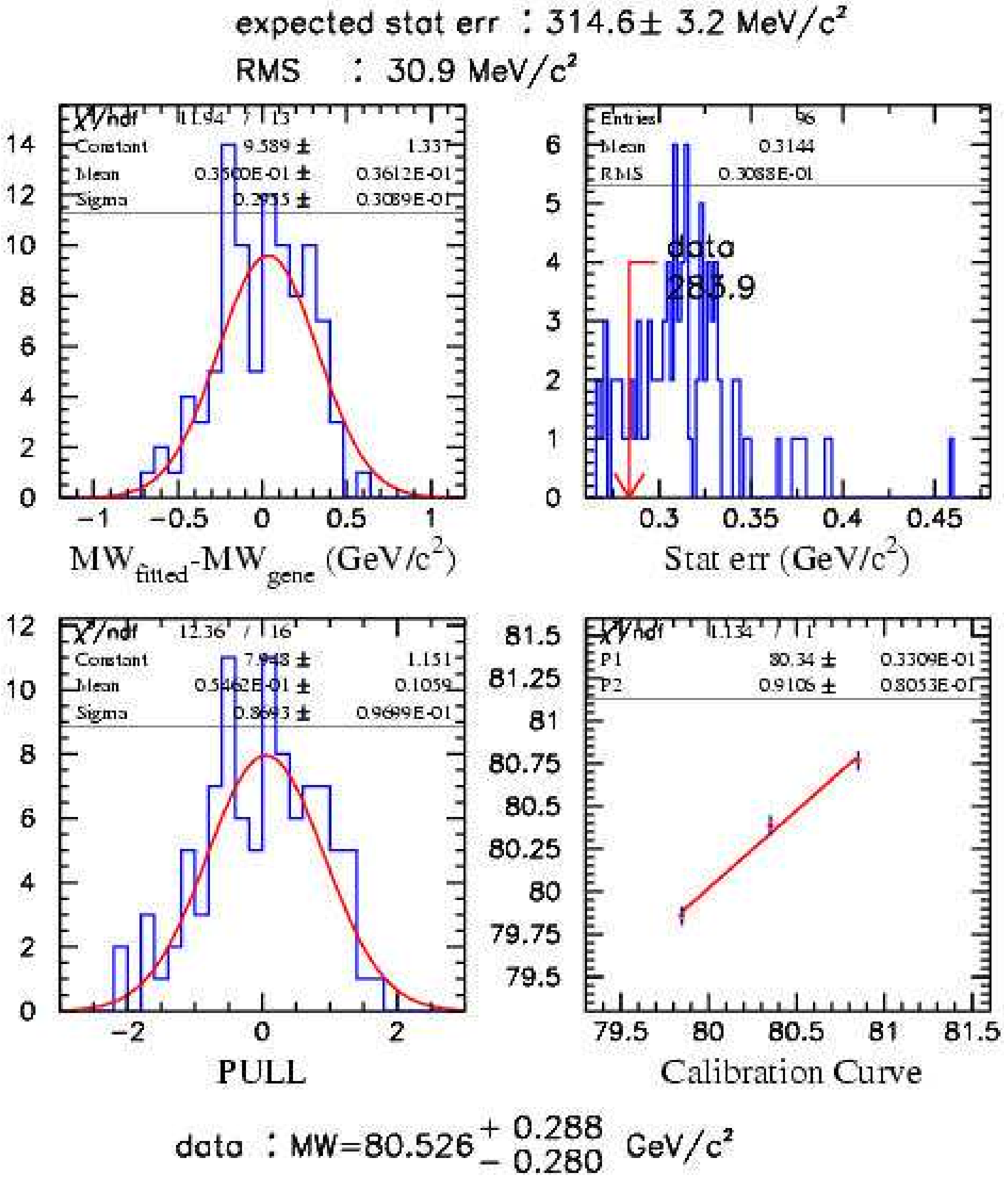


FIG. 1 – *Résultat de l'ajustement de* $\mathrm{m_W}$ *dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *sur pseudo experiences à* $\sqrt{s} = 196\,\mathrm{GeV}$.

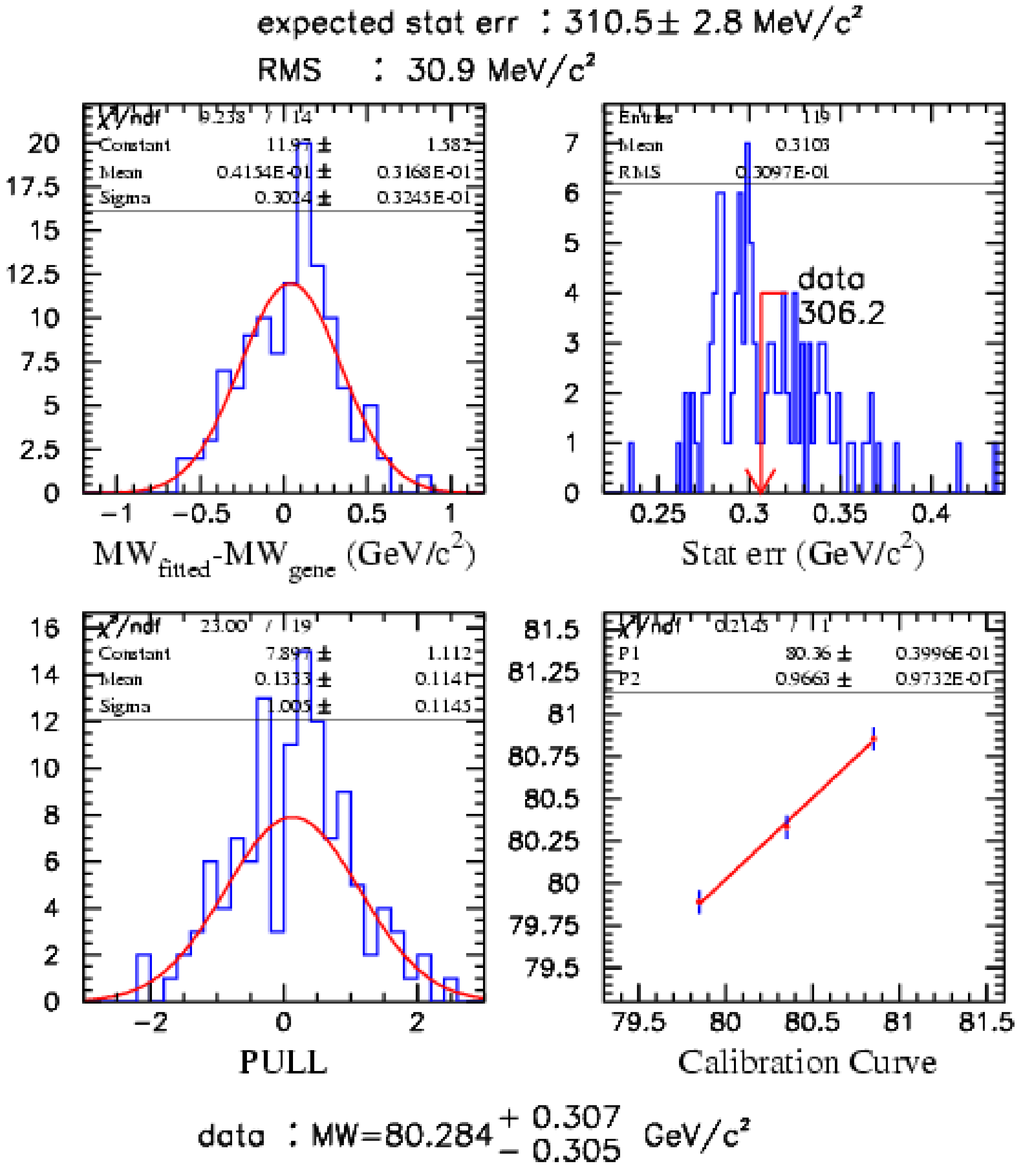


FIG. 2 – *Résultat de l'ajustement de* m_W *dans le canal* $W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$ *sur pseudo experiences à* $\sqrt{s} = 200\,\text{GeV}$.

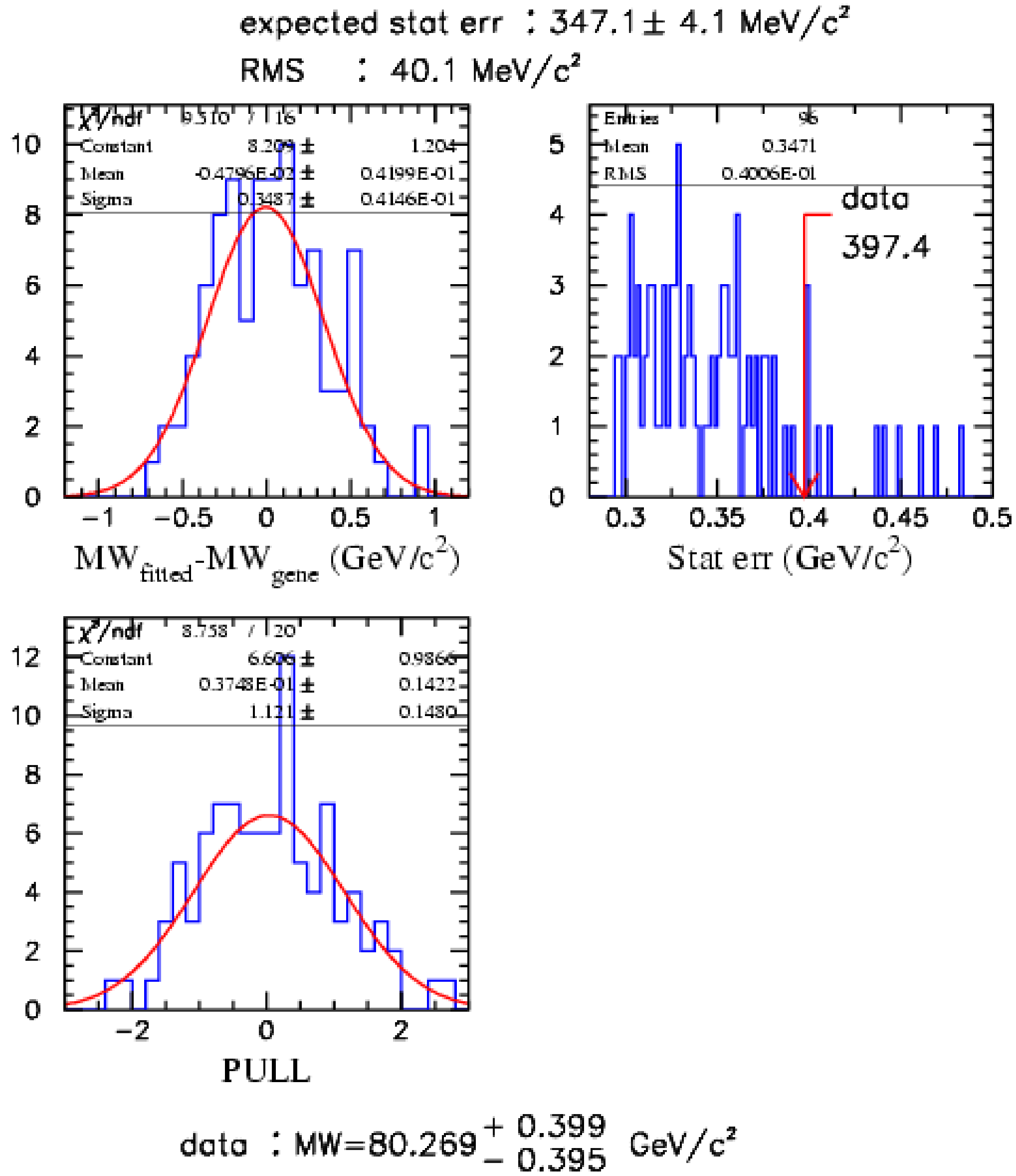


FIG. 3 – *Résultat de l'ajustement de* $\mathrm{m_W}$ *dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *sur pseudo experiences à* $\sqrt{s} = 205\,\mathrm{GeV}$.

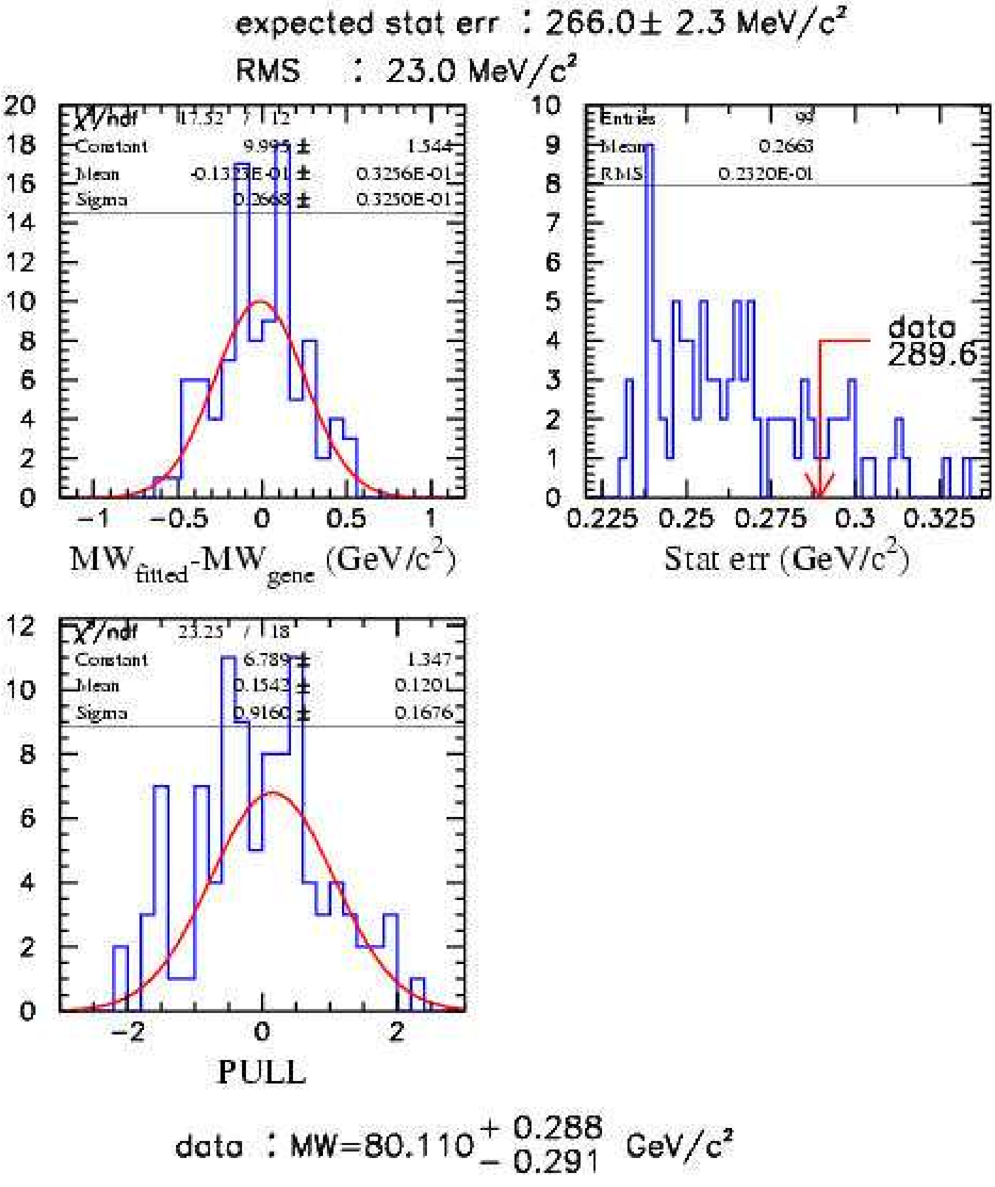


FIG. 4 – *Résultat de l'ajustement de* $\mathrm{m_W}$ *dans le canal* $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \tau\nu\mathrm{q\bar{q}}$ *sur pseudo experiences à* $\sqrt{s} = 207\,\mathrm{GeV}$.

Bibliographie

[1] H. Yukawa, Proc. Phys. Rev. 105 (1957) 1413.

[2] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

[3] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[4] S. L. Glashow, J. Illiopoulos et L. Miaini, Phys. Lett. B**38** (1970) 1285.

[5] A. Salam, "In Elemantary Particle Theory," ed. N Svartholm, p. 397. Stockholm: Almquist & Wiksell (1968)

[6] H. M. Bernett et *al.*, Physical Review **D54** 1, (1996).

[7] Particle Data Group, The Europ. Phys. J. C. C**15**(2000)1.

[8] F. J. Masert et al., Gargamelle Collaboration, Phys. Lett. **46** B (1973) 138.

[9] Phys. Lett. B 107:306 (1981).

[10] UA1 Collaboration. Z. Phys. C 47:11 (1990).

[11] G. Arnison et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett **122** B (1983) 103, **126** B (1983) 398, **126** B (1983) 273.

[12] M. Banner et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. **122** B (1983) 467. P. Bagnais et al., UA1 Collaboration, Phys. Lett. **129** B (1983) 130.

[13] UA2 Collaboration. Z. Phys. C 47:11 (1990).

[14] UA2 Collaboration. Phys. Lett. B **241**:150 (1990).

[15] DØCollaboration. Nucl. Instrum. Methods A 338:185 (1994)

[16] CDF Collaboration. Nucl. Instrum. Methods A 271:387 (1988)

[17] Edwards HT. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 35:605 (1985).

[18] A. Trabelsi, "Mesure de la masse du boson W dans l'expérience ALEPH," 1996, Univ. Paris 7.

[19] G. 't Hooft, "Renormalization Of Massless Yang-Mills Fields," Nucl. Phys. B **33** (1971) 173.

[20] G. 't Hooft, "Renormalizable Lagrangians For Massive Yang-Mills Fields," Nucl. Phys. B **35** (1971) 167.

[21] P. W. Higgs, "Broken Symmetries And The Masses Of Gauge Bosons," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

[22] CERN Yellow report. 'Physics at LEP2 volume 2', CERN 96-01

[23] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbienbi, I.G. Knowles, M.H. Seymour and L. Stanoo, "HERWIG, a Monte Carlo event generator for simulating hadronic emission reactions with interfering gluonsVersion 5.1," Comput. Phys. Commun. 67 (1992) 465.

[24] B. R. Webber, "Colour reconnection and Bose-Einstein effects," J. Phys. G **24** (1998) 287

[25] T. Sjostrand and V. A. Khoze, "Does the W mass reconstruction survive QCD effects?," Phys. Rev. Lett. **72**, 28 (1994)

[26] V. A. Khoze and T. Sjostrand, "Soft-particle spectra as a probe of interconnection effects in hadronic W+ W- events," Eur. Phys. J. C **6** (1999) 271

[27] John Ellis and Klaus Geiger, "Space, time and colour in hadron production via e+e- →W+W- →hadrons", Phys. Lett. B**404** (1997) 230.

[28] John Ellis and Klaus Geiger, "Signatures of parton exogamy in e+e- → W+W- → hadrons", Phys. Lett. B**404** (1997) 230.

[29] Alois Putzer, talks on "The VNI Monte Carlo',' to the ALEPH Colour Reconnection Group.

[30] DELPHI Collaboration, "Charged particles from the hadronic decay of W bosons and in e+e- →qqbar at 183GeV", submitted to ICHEP98, Vancouver, 23-29 July 1998, DELPHI note 98-16 CONF 117.)

[31] OPAL (CERN-EP 99-028)

[32] LEP Energy Working Group, "Calibration of the centre of mass energies at LEP1 for precise measurements of Z properties", CERN-EP/98-040, CERN-SL/98-012

[33] L. Arnaudon *et al.*, "Accurate determination of the LEP beam energy by resonant depolariation", CERN-SL/94-71

[34] LEP Energy Working Group, "LEP energy calibration above the W pair production threashold", LEP ECAL/98-02, ICHEP-98/352 Juillet 1998

[35] "The ALEPH Handbook," Ed. C. Bowdery Vol. 1 et 2 (1995)

[36] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], "Performance of the ALEPH detector at LEP," Nucl. Instrum. Meth. A **360** (1995) 481.

[37] R. Barate *et al.* [ALEPH Collaboration], "Measurement of the W mass and width in e+ e- collisions at 189-GeV," Eur. Phys. J. C **17** (2000) 241.

[38] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek and Z. Was, "Monte Carlo program KORALW-1.02 for W pair production at LEP-2 / NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation," Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 216.

[39] ALEPH Collaboration, "Measurement of the W mass and width in e+ e- collisions up to 208 GeV," ALEPH 2001-013, CONF 2001-010, March 2, submitted to winter conferences.

[40] T. Sjöstrand, "High-Energy Physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4," Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[41] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, "Parton fragmentation and string dynamics," Phys. Rep. **97** (1983) 31.

[42] T. Sjöstrand and V.A. Khoze, Z. Phys. C **62** (1994) 281; Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 28.

[43] G. Corcella et al., J. High Energy Phys. : 01 (2001) 10.

[44] J. Rathsman, Phys. Lett. B **452** (1999) 364.

[45] L. Lonnblad, "ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model," Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15.

[46] G. Gustafson, "Dual Description Of A Confined Color Field," Phys. Lett. B **175** (1986) 453.

[47] G. Gustafson and U. Pettersson, "Dipole Formulation Of QCD Cascades," Nucl. Phys. B **306** (1988) 746.

[48] L. Lonnblad, "Reconnecting colored dipoles," Z. Phys. C **70** (1996) 107.

[49] V. S. Fadin, V. A. Khoze and A. D. Martin, "How suppressed are the radiative interference effects in heavy instable particle production?," Phys. Lett. B **320** (1994) 141

[50] L3 note 2560 (5-Mar-2001).

[51] T. Ziegler, talk given at the ALEPH W meeting, CERN July 12, 2001.

[52] R. Ströhmer, talk given at the LEP WW Workshop, CERN April 9, 2001.

[53] JADE Coll, W. Bartel, *et al.*, Z. Phys. C **33** (1986) 23;
JADE Coll, W. Bartel, *et al.*, Phys. Lett. B **213** (1988) 235.

[54] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze and S. I. Troian, "Particle Spectra In Light And Heavy Quark Jets," J. Phys. G **17** (1991) 1481.

[55] B. R. Webber, "A QCD Model For Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference," Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.

[56] A. EALET, talk given at the ALEPH W meeting, Heidelberg (April 2001)

[57] ALEPH Collaboration, "Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings in e+e- collisions up to 208GeV", ALEPH contribution to 2001 Winter conferences, ALEPH 2001-027, CONF 2001-021.

[58] ALEPH Collaboration, "Determination of $\mathrm{m_W}$ (4q) using a NN-based fitting technique", ALEPH/99-096, CONF/99-042.

[59] ALEPH Collaboration, "A measurement of the W mass in semi-leptonic events using a neural net fit", ALEPH/99-112, CONF/99-054.

[60] J. Schwindling, MLPFit: *A tool for Multi-Layer Perceptrons*,
http://home.cern.ch/ schwind/MLPfit.html

[61] ALEPH Collaboration, "Measurement of the W mass by Direct Reconstruction in e^+e^- collisions at 172 GeV", Phys. Lett. B **422** (1998) 384.

[62] L. Lönnblad and T. Sjöstrand, "Modeling Bose-Einstein correlations at LEP2", Eur. Phys. J. C **2** (1998) 165.

[63] E. Tournefier, "The LEP Electroweak Working Group, talk presented at the 36th Rencontres De Moriond On Electroweak Interactions And Unified Theories", 2001, Les Arcs, France [hep-ex/0105091]

[64] ALEPH Collaboration, "Measurement of the W mass from $W \to \ell\nu$ decays at 183 GeV", ALEPH/99-015, CONF/99-010.

[65] LEP EW Working Group CR = 300mev

[66] M. Apollonio, talk at ALEPH week, April 26th (1995).

[67] Eric Lançon, talk given at the ALEPH week, October (2001).

[68] DELPHI Collaboration, "Improvement to `SKELANA` for Version 2.0", DELPHI 99, 1 Novembre, 1999.

[69] Jorgen d'Hont, talk given at the LEP WW Workshop, april 2002

[70] B. Bloch-Devaux, private communication

[71] A. Trabelsi, private communication

[72] LEP Electro-Weak Working Group (Winter 2002)

[73] LEP Energy working group, Eur. Phys. J. **C11** (1999) 573

[74] LEP Electro-Weak working group, "Combined Published Results on the Mass and Width of the W Boson Measured by the LEP Experiments", LEPEWWG/MASS/2002-01.

[75] CDF Collaboration. 79 1992:1997.

[76] DØ Collaboration, "Direct measurement of the top quark mass by the D Collaboration," Phys. Rev. D58:052001 (1998).

[77] CDF Collaboration, "Measurement of the Top Quark Mass," Phys. Rev. Lett 80:2767 (1998).

[78] DØ Collaboration, "Measurement of the top quark mass in the dilepton channel," Phys. Rev. D 60:052001 (1999).

[79] CDF Collaboration, "Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab," Phys. Rev. Lett 82:271 (1999), Erratum Phys. Rev. Lett. 82:2808 (1999).

[80] S. Heinmeyer and G. Weiglein, "Electroweak Precision Tests with GigaZ," BNL-HET-00/47, CERN-TH/2000-370.

[81] CCFR Collaboration. Eur. Phys. J. C **1**:509 (1998).

[82] K. McFarland Rencontres de Moriond, XXXIIIrd. Gif-sur-Yvette: Ed. Frontières (1998).

[83] "A combination of Electroweak measurement",CERN-EP-2001-098 and hep-ex/0112021 (December 2001)

[84] G. Myatt, "The LEP and SLD Electroweak Working Groups", talk presented at the 37th Rencontres De Moriond On Electroweak Interactions And Unified Theories', 2002, Les Arcs, France