

THESE¹

présentée par

Frédéric DUPONT

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: PHYSIQUE

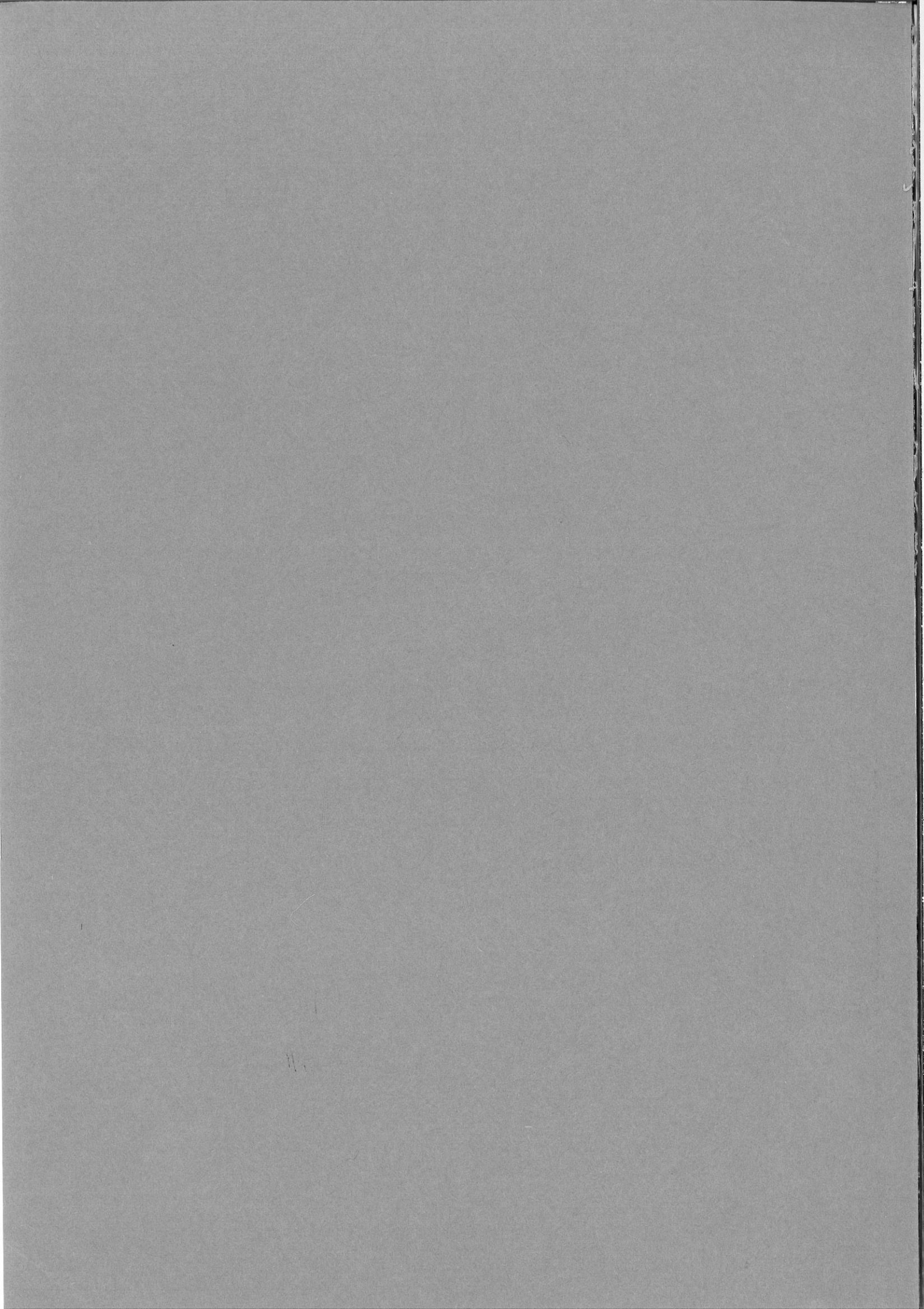
MESURE DES DUREES DE VIE DES HADRONS BEAUX
NEUTRES ET CHARGES AVEC LE CANAL
 $B \rightarrow J/\psi X$, ET $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
DANS L'EXPERIENCE DELPHI (LEP).

Date de soutenance: 10 mai 1994

Composition du jury:

MM.	P. BILLOIR	rapporteur
	L. DiLELLA	
Mlle	F. LEDROIT	
	P. ROUDEAU	rapporteur
	G. SAJOT	
	G. SAUVAGE	
	B. VIGNON	président

¹Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.



THESE¹

présentée par

Frédéric DUPONT

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : PHYSIQUE

MESURE DES DUREES DE VIE DES HADRONS BEAUX
NEUTRES ET CHARGES AVEC LE CANAL
 $B \rightarrow J/\psi X$, ET $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
DANS L'EXPERIENCE DELPHI (LEP).

Date de soutenance : 10 mai 1994

BIBLIOTHEQUE

Université Blaise Pascal

(Clermont II - IN2P3)

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Composition du jury :

MM.	P. BILLOIR	rapporteur
	L. DiLELLA	
Mlle	F. LEDROIT	
	P. ROUDEAU	rapporteur
	G. SAJOT	
	G. SAUVAGE	
	B. VIGNON	président

¹Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Table des matières

Avant-propos	1
1 Les particules et leurs interactions	3
1.1 les fermions	3
1.1.1 Les quarks	3
1.1.2 Les leptons	4
1.2 Les bosons	4
1.3 Les champs de jauge	6
1.4 Le modèle standard minimal de l'interaction électrofaible . . .	8
1.4.1 Quarks et leptons	8
1.4.2 Le Lagrangien	9
2 Du Z aux hadrons beaux	12
2.1 Production des quarks $b\bar{b}$	12
2.1.1 Couplage $Z \rightarrow b\bar{b}$	12
2.1.1.1 L'approximation de Born	12
2.1.1.2 Corrections à l'approximation de Born	13
2.2 Hadronisation des quarks primaires $b\bar{b}$	14
2.2.1 Création de la paire de quarks primaires	15
2.2.2 Rayonnement de partons par les quarks primaires	15
2.2.3 Fragmentation des partons en hadrons	16
2.2.4 Désintégrations des hadrons	19
3 Désintégrations des hadrons beaux	20
3.1 Désintégrations des quarks lourds	20
3.2 La matrice CKM et la violation de CP	21
3.2.1 Les 3 paramètres réels	21
3.2.2 La phase δ	22
3.3 Modèles de désintégration des hadrons lourds	29
3.3.1 Le modèle du quark spectateur	29
3.3.2 Processus non-spectateurs	32

4	Sources de J/ψ au LEP	38
4.1	Production de J/ψ par les hadrons beaux	38
4.2	Autres processus de production de J/ψ au LEP	41
4.2.1	$e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + \gamma$	42
4.2.2	$e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + gg$	43
4.2.3	$e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + c\bar{c}$	44
4.2.4	$e^+e^- \xrightarrow{Z} q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi gg$	46
4.2.5	Bilan de la production directe de J/ψ au LEP	47
4.3	Le bruit de fond du signal $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	48
5	Le LEP et le détecteur DELPHI	50
5.1	Le LEP	50
5.2	DELPHI : description générale	52
5.2.1	Mesure des traces chargées	52
5.2.1.1	La TPC	54
5.2.1.2	Le micro-détecteur de vertex (VD)	54
5.2.2	Calorimétrie	55
5.2.2.1	La HPC et le FEMC	55
5.2.2.2	Le calorimètre hadronique	57
5.3	Le système de déclenchement	57
5.4	Identification des muons	58
5.4.1	Par les chambres à muons	58
5.4.2	Par le calorimètre hadronique	61
6	Reconstruction des événements	64
6.1	Sélection des événements hadroniques	64
6.2	Recherche des J/ψ	65
6.2.1	Généralités sur les coupures	65
6.2.1.1	Coupures sur l'identification et la cinématique	65
6.2.1.2	Coupure sur la compatibilité des trajectoires en un même vertex	65
6.2.1.3	Coupure en énergie	67
6.2.2	Les erreurs systématiques	68
6.2.3	Recherche des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	69
6.2.4	Désintégration en électrons	73
6.3	Proportion de J/ψ "directs" dans les données	76
6.3.1	Rappels des processus	76
6.3.1.1	$Z \rightarrow J/\psi\gamma$	76
6.3.1.2	$Z \rightarrow c\bar{c}J/\psi$	77
6.3.1.3	$Z \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi gg$	77

6.3.2	Mesure du nombre d'événements $g^* \rightarrow J/\psi gg$	78
6.4	Détermination de $Br(b \rightarrow J/\psi X)$	83
6.5	Recherche des $\psi(2S)$	85
6.5.1	$\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	85
6.5.2	$\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	86
6.6	Détermination de $Br(b \rightarrow \psi(2S)X)$	89
7	Mesure de la durée de vie moyenne des mésons beaux	91
7.1	Généralités	91
7.1.1	Méthode du paramètre d'impact leptonique	91
7.1.2	Méthode du vertex de désintégration du J/ψ	93
7.1.3	Mesure-t-on les mêmes durées de vie physiques par ces différentes méthodes?	94
7.2	Reconstruction de la longueur de vol	95
7.2.1	Le vertex primaire	95
7.2.2	Le vertex du J/ψ	99
7.3	Reconstruction du vecteur impulsion du B	101
7.3.1	La technique des jets de particules	102
7.3.2	La technique du jet nucléé	103
7.3.3	Le "jet J/ψ " du hadron B	106
7.4	Résolution sur le temps propre	113
7.5	Extraction de la durée de vie τ_B	115
8	Mesure des durées de vie des mésons beaux chargés et neutres	122
8.1	Méthodes de mesure des durées de vie séparées	122
8.1.1	Corrélations Dl	122
8.1.2	Méthode topologique	123
8.1.3	Avec les collisionneurs $p\bar{p}$	125
8.2	Reconstruction exclusive de mésons beaux	126
8.3	Séparation des produits de désintégration des hadrons B et des particules de fragmentation	129
8.3.1	Les variables discriminantes	130
8.3.2	Discrimination linéaire	134
8.3.3	Discrimination par réseaux neuromimétiques	138
8.3.3.1	Généralités	138
8.3.3.2	Choix de l'architecture et application	141
8.4	Evaluation par Monte-Carlo de la charge du hadron B	145
8.5	Extraction dans les données des durées de vie τ_{B^0} et τ_{B^\pm}	152
8.5.1	Maximisation de la fonction de vraisemblance	152
8.5.2	Incertitudes systématiques	154

Conclusion	160
Annexe	162
Bibliographie	166

Avant-propos

Ce travail de thèse a pour but de mesurer les durées de vie des hadrons B chargés et neutres, avec la voie $B \rightarrow J/\psi X$, dans l'expérience DELPHI au LEP du CERN.

La désintégration d'un hadron lourd peut, dans une première approximation, être attribuée à la désintégration faible du quark lourd constituant, le ou les quarks légers qui l'accompagnent étant uniquement spectateur du processus. Ce modèle, qui prévoit donc des durées de vie identiques pour tous les hadrons qui contiennent un même quark lourd, a montré ses insuffisances dans le cas des hadrons charmés. Des corrections lui ont été apportées, qui prennent en compte différents effets, notamment ceux dus à l'interaction forte. Dans le cas des hadrons beaux, les prédictions théoriques suggèrent des différences de durées de vie inférieures à 20% entre τ_{B^+} et τ_{B^0} . Les moyennes des résultats expérimentaux récents sont en accord avec ces prédictions, mais l'amélioration de la précision devrait permettre de tester en profondeur la compréhension des mécanismes de désintégration des hadrons lourds.

L'analyse que nous avons menée, en utilisant la voie $B \rightarrow J/\psi X$ est une contribution à cette étude.

Dans les chapitres 1 et 2, nous introduisons le cadre théorique, en particulier le modèle standard minimal de l'interaction électrofaible, en mettant l'accent sur les processus de production et d'hadronisation des quarks b .

Dans le chapitre 3 sont présentés les mécanismes qui interviennent dans la désintégration des hadrons beaux, et ceux qui induisent des différences de durées de vie.

Dans notre analyse, les hadrons beaux sont identifiés à partir de leur désintégration en J/ψ . Le chapitre 4 présente quelles sont les estimations théoriques concernant les différents processus qui contribuent au signal du J/ψ . Le mécanisme $B \rightarrow J/\psi X$ est dominant, justifiant notre choix du canal.

Une présentation du LEP et du détecteur DELPHI est faite dans le chapitre 5, où nous avons insisté plus particulièrement sur l'identification des muons, qui est fondamentale pour la recherche du J/ψ dans la voie $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Dans le chapitre 6 est présentée la sélection des événements qui contiennent un J/ψ . La composition du bruit de fond est étudiée à l'aide de simulations Monte-Carlo. A partir de distributions angulaires, nous avons vérifié que le processus $Z \rightarrow q\bar{q}g^*$, $g^* \rightarrow J/\psi gg$ est négligeable.

Avec l'hypothèse que tous les J/ψ sont issus des hadrons B , et en combinant les J/ψ avec une paire $\pi^+ \pi^-$, nous avons déterminé les rapports de branchements $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ et $Br(B \rightarrow \psi(2S)X)$, grandeurs que les calculs théoriques ont des difficultés à estimer.

La technique de mesure de la durée de vie moyenne des hadrons B est détaillée dans le chapitre 7. Elle repose sur la bonne résolution du détecteur dans la mesure des trajectoires des particules chargées. L'évaluation des erreurs systématiques montre la robustesse de la méthode, en particulier vis-à-vis de la composition en mésons et baryons beaux de notre lot d'événements, qui dépend de leur durée de vie respective. Ceci est essentiellement dû à la façon avec laquelle nous avons choisi d'estimer l'énergie des hadrons B , en évaluant directement leur rapport masse sur impulsion.

Le chapitre 8 est consacré à la mesure des durées de vie séparées des hadrons beaux chargés et neutres. La méthode que nous avons développée consiste à mesurer une charge effective, en affectant à chaque particule d'un événement la probabilité qu'elle a d'être soit une particule de fragmentation, soit une particule issue d'un hadron B . Cette probabilité repose sur quatre variables discriminantes, deux de type cinématique (impulsion et angle), et deux de type géométrique (paramètres d'impact).

Chapitre 1

Les particules et leurs interactions

La physique des particules est l'étude des constituants de la matière et de leurs interactions. La théorie actuelle admet quatre types de forces qui permettent de décrire et parfois prédire les processus fondamentaux qui existent dans l'univers : force forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle.

Il existe deux grands types de particules que l'on différencie par la valeur de leur spin :

- les fermions de spin demi-entier en unité de \hbar et qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac.
- les bosons, de spin entier, qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein.

1.1 les fermions

On distingue :

1.1.1 Les quarks

Dans le modèle standard, il y a six saveurs de quarks correspondant à deux catégories, l'une de charge électrique $q = \frac{2}{3}e$ comprend les saveurs u (*up*), c (*charm*), t (*top*), l'autre de charge $q = -\frac{1}{3}e$ comporte les saveurs d (*down*), s (*strange*), et b (*beauty*).

Ils sont sensibles à toutes les interactions. Ils peuvent former entre eux des états liés caractérisés par le nombre de quarks et divers nombres quantiques : les mésons sont constitués d'une paire de quark-antiquark $q\bar{q}'$ et les baryons de trois quarks $qq'q''$. Plus généralement, on regroupe sous le terme de hadron les

particules formées de quarks, et à l'heure actuelle on en a recensé plus d'une centaine.

1.1.2 Les leptons

Trois générations de leptons ont été observées, l'électron e^- , le muon μ^- et le tau τ^- , chacun associé à son antineutrino $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ et $\bar{\nu}_\tau$. Ils n'interviennent pas dans les processus mettant en jeu la force la forte. Les neutrinos ne subissent que l'interaction faible.

1.2 Les bosons

L'idée maîtresse de la théorie consiste à considérer les interactions entre les fermions comme un échange de particules, en l'occurrence des bosons. Chaque type de force est alors caractérisée par une constante d'interaction, et un médiateur dont la masse définit la portée jusqu'à laquelle s'exerce son influence.

L'interaction nucléaire, qui est une résultante de la force forte (de la même manière que les forces de Van der Waals sont la résultante de la force électromagnétique), peut se décrire par l'échange de pions, bosons formés par des quarks u et d .

En effet, considérons le cas de l'échange d'un boson de spin nul et de masse M entre deux fermions (figure 1.1).

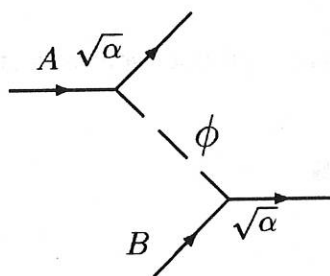


Figure 1.1: Interaction entre deux particules A et B

L'équation de Klein-Gordon pour le boson s'écrit dans le cas statique :

$$\hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi(x) = M^2 c^4 \phi(x) \quad (1.1)$$

$\phi(x)$ peut être interprété comme le potentiel d'interaction entre A et B dont la solution générale est

$$V(r) = \alpha \frac{e^{-\frac{r}{R}}}{r} \quad \text{avec} \quad R = \frac{\hbar}{Mc} \quad (1.2)$$

$V(r)$ est appelé potentiel de Yukawa, qui introduisit le concept en 1935, et α est la constante de couplage du boson aux fermions.

Les bosons qui ne possèdent pas de structure interne sont les médiateurs des forces fondamentales.

La force faible, qui agit à courte distance possède des médiateurs massifs W^\pm et Z , tous deux de spin entier $J = 1$ en unité de \hbar .

L'interaction électromagnétique de portée infinie a un médiateur de masse nulle, le photon γ ($J = 1$), de même pour l'interaction gravitationnelle, le graviton ($J = 2$).

Le cas de l'interaction forte est un peu particulier, les gluons g ($J = 1$), au nombre de huit, ont une masse nulle mais contrairement au photon, ils sont porteurs d'une "charge" dite de couleur et peuvent interagir entre eux. Cette propriété se traduit par le confinement des quarks. Nous en dirons un peu plus dans la section 2.2.

Il existe une hiérarchie "d'intensité" de ces quatre forces, définie par les constantes de couplage α_{Force} . Ces constantes sont en fait des fonctions lentement variables de l'énergie mise en jeu dans les processus. Typiquement, pour des énergies "ordinaires" (de l'ordre de quelques centaines de MeV), cette hiérarchie est la suivante:

Interaction	Couplage
forte	$\alpha_S \sim 1$
électromagnétique	$\alpha_E \sim 10^{-2}$
faible	$\alpha_W \sim 10^{-6}$
gravitationnelle	$\alpha_G \sim 10^{-49}$

Tableau 1.1: Constantes de couplage des 4 interactions fondamentales

L'interaction gravitationnelle est donc beaucoup plus faible que toutes les autres. Elle concerne pourtant toutes les particules, même les photons, comme l'atteste la mesure de la déviation des rayons lumineux autour du soleil. Elle régit la structure de l'Univers dans son aspect macroscopique, mais n'intervient absolument pas au niveau microscopique de la matière. Ce sont les masses mises en jeu qui rendent son effet important. Aux énergies qu'il est possible d'atteindre expérimentalement, l'effet de la force gravitationnelle entre particules peut être négligé.

Comme nous l'expliciterons un peu plus en détail dans le prochain paragraphe, cette modélisation de la physique des particules repose sur des théories de jauge basées sur des groupes de symétries: $SU(3)_C$ pour l'interaction forte,

$SU(2)_L$ pour l'interaction faible et $U(1)$ pour l'interaction électromagnétique. Au LEP, l'annihilation électron-positron à l'énergie correspondant à la masse du Z a déjà permis de tester avec une très grande précision les paramètres fondamentaux du modèle standard $SU(2)_L \times U(1)$ ainsi que sa validité.

Avec l'hypothèse que les différentes forces sont la manifestation d'une seule, des tentatives d'unification dans un groupe de jauge plus large ont été réalisées. Un tel groupe doit contenir $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$ comme sous-groupe, le plus simple étant $SU(5)$, proposé par Georgi et Glashow dans une théorie baptisée GUT (Grand Unification Theory). Un groupe $SU(N)$ présente $N^2 - 1$ générateurs donc autant de bosons de jauge, soit 24 pour $SU(5)$. De nouveaux types de processus sont alors autorisés, notamment ceux permettant au proton de se désintégrer dans la voie $p \rightarrow \pi^0 + e^+$, par transformation en lepton d'un de ses quarks constituants.

Pourtant, à partir des mesures expérimentales, l'extrapolation à grande énergie des constantes d'interaction ne semble pas converger en un même point avec ce modèle. Une théorie "ultime" devrait lier matière et champ de jauge. Parmi plusieurs, celle dite *supersymétrique*[1], postule l'existence d'hypothétique *superpartenaires*, dont l'effet sur les constantes de couplages conduit à leur convergence, à une énergie d'unification de l'ordre de 10^{16} GeV. Aux médiateurs d'interaction (gluons, photon, W , ..) sont associés des fermions (gluinos, photino, Winos, ...), aux fermions (leptons, quarks) sont associés des bosons (sleptons, squarks). Les échanges de ces derniers entre leptons et quarks, susceptibles d'induire de nouvelles interactions sont interdits en définissant une loi de conservation, celle de la R -parité: $R = 1$ pour les particules ordinaires, $R = -1$ pour les superpartenaires. Dans l'avenir, le futur accélérateur pp du CERN (LHC) devrait permettre d'infirmer ou de confirmer de telles hypothèses.

1.3 Les champs de jauge

Considérons un champ de matière Ψ défini dans un espace de représentation de symétrie unitaire $SU(n)$. Une transformation de jauge consiste à modifier la phase de la fonction d'onde $\Psi(x)$ d'une particule. Cette dernière étant un paramètre inobservable, le Lagrangien $\mathcal{L}(\Psi, \partial_\mu \Psi)$ associé au champ de matière doit être invariant dans la transformation \mathcal{G}

$$\mathcal{G}(x) = \exp(-ig\vec{T} \cdot \vec{\theta}(x)) \quad (1.3)$$

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \mathcal{G}\Psi \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}' = \mathcal{G}^{-1}\bar{\Psi}$$

où T est une matrice hermitique et g une constante de couplage. T_a sont les générateurs du groupe de jauge et vérifient les relations de commutations

$$[T^a, T^b] = if_{abc}T^c \quad (a, b, c = 1, \dots, n)$$

qui forment l'algèbre de Lie. La transformation de jauge est dite locale ou globale selon que θ dépende ou non des coordonnées x .

Dans le cas de la transformation de jauge locale la densité Lagrangienne de Dirac n'est alors plus invariante de jauge

$$\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi \neq \bar{\Psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\Psi'$$

Il faut introduire un nouvel opérateur de dérivation qui se transforme comme Ψ_α , c'est à dire tel que

$$D'_\mu\Psi'_\alpha = \mathcal{G}D_\mu\Psi_\alpha \quad (1.4)$$

On définit D_μ en utilisant $n^2 - 1$ champs compensateurs \vec{W}_μ , appelés *champs de jauge*.

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{T}\cdot\vec{W}_\mu = \partial_\mu - igW_\mu \quad (1.5)$$

et qui se transforment par la relation :

$$W_\mu = \mathcal{G}W_\mu\mathcal{G}^{-1} - \frac{i}{g}\mathcal{G}(\partial_\mu\mathcal{G}^{-1}) \quad (1.6)$$

On peut chercher le tenseur $F_{\mu\nu}$ analogue au tenseur de Faraday, associé aux champs de jauge en évaluant

$$F_{\mu\nu} = \vec{T}\vec{F}_{\mu\nu} = D_\mu W_\nu - D_\nu W_\mu \quad (1.7)$$

et en utilisant la forme de l'opérateur D_μ ainsi que les relations de commutations qui relient les générateurs T_a . On obtient

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + gf_{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.8)$$

Le Lagrangien total sera le lagrangien de matière auquel est ajouté le terme d'énergie cinétique des champs de jauge

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \bar{\Psi}(iD_\mu\gamma^\mu - m)\Psi \quad (1.9)$$

En plus du Lagrangien de Dirac initial $\bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi$, on a donc introduit des termes dits *d'interaction minimale* $g\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi W_\mu$, entre champs de particules et champs de jauge. De même, si les constantes de structures f_{abc} du groupe de symétrie sont non nulles (groupe non-Abélien), le terme $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}$ contient des produits de trois et quatre facteurs W_μ , qui correspondent à l'auto-couplage des champs de jauge. Pour l'électrodynamique quantique, basée sur le groupe

$U(1)$, le photon ne se couple qu'aux fermions, alors que dans le cas de la chromodynamique quantique QCD , basée sur le groupe $SU(3)$, l'auto-couplage des gluons est responsable du confinement des quarks dans la matière. Quant à l'interaction faible, elle repose sur le groupe $SU(2)$ (non abélien).

On peut noter qu'un Lagrangien invariant par transformation de jauge de groupe $SU(2)$ et $U(1)$ sera invariant par transformation de jauge du produit direct $SU(2) \times U(1)$. C'est à partir de ces considérations que le modèle standard minimal de l'interaction électrofaible unifie les deux types de forces.

1.4 Le modèle standard minimal de l'interaction électrofaible

1.4.1 Quarks et leptons

Dans le modèle standard de Glashow, Salam et Weinberg, les fermions sont classés en doublets et singlets de $SU(2)$, respectivement d'hélicité gauche et droite.

Pour les leptons :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$(e)_R \quad (\mu)_R \quad (\tau)_R$$

Pour les quarks :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

$$(u)_R \quad (c)_R \quad (t)_R$$

$$(d)_R \quad (s)_R \quad (b)_R$$

Les neutrinos sont sans masse¹. Comme il ne sont sensibles qu'à l'interaction faible, ils n'interagissent avec les leptons que dans un seul état d'hélicité (ν_L et $\bar{\nu}_R$).

Pour que la théorie soit renormalisable, il faut que les "anomalies" dues aux boucles de fermion du type de la figure 1.2 s'annulent. Ceci implique l'égalité du nombre de générations de leptons et de quarks. En effet, en tenant compte des trois états de couleur possibles pour les quarks, la contribution sur tous les fermions des diagrammes divergents de la figure 1.2 s'annule si cette égalité est vérifiée[3].

¹Les mesures concernant d'éventuelles oscillations de neutrinos $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ donnent la limite $\Delta(m^2) < 0.09 \text{ eV}^2$ CL=68% si $\sin 2\theta^2 = 1$ [2]

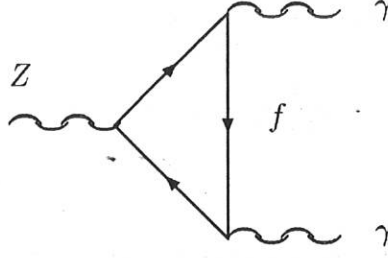


Figure 1.2: *Diagramme triangulaire divergent*

1.4.2 Le Lagrangien

Le groupe de jauge choisi est le groupe des transformations engendré par l'isospin faible I et par l'hypercharge Y : $SU(2)_L \otimes U(1)$. La relation de Gell-Mann et Nishijima lie I et Y à la charge électrique :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (1.10)$$

Réécrivons le Lagrangien (1.9) en explicitant l'opérateur D :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{Jauge}$$

$$\mathcal{L} = i \sum_{j=1}^3 \bar{\Psi}_j \partial_\mu \gamma^\mu \Psi_j + \sum_{j=1}^3 \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + g_1 Y_j B_\mu) \Psi_j \quad (1.11)$$

j correspond à l'indice de génération,

$\vec{\tau}$ sont les matrices de Pauli, représentation matricielle des trois générateurs de $SU(2)$,

g_1 et g_2 sont respectivement les constantes de couplage de l'hypercharge et de l'isospin faible.

Le Lagrangien \mathcal{L}_{Jauge} peut se séparer en deux termes :

- un terme faisant intervenir des courants chargés

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_j \frac{g_2}{2} \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (\tau_1 W_\mu^1 + \tau_2 W_\mu^2) \Psi_j ; \quad (1.12)$$

cette relation matricielle permet de définir les champs W_μ^\pm

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) ; \quad (1.13)$$

- un terme faisant intervenir des courants neutres

$$\mathcal{L}_{CN} = \sum_j \bar{\Psi}_j \gamma^\mu (g_2 \frac{\tau_3}{2} W_\mu^3 + g_1 Y_j B_\mu) \Psi_j ; \quad (1.14)$$

cette relation matricielle se diagonalise en posant

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \quad (1.15)$$

$$A_\mu = -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (1.16)$$

$$\text{avec } \sin \theta_W = \sqrt{\frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2}}.$$

Les bosons d'échange, qui interviennent dans ce Lagrangien sont tous de masse nulle, ce qui suppose une portée infinie de la force faible. Et il est impossible de leur rajouter un terme de masse; cela reviendrait à violer l'invariance de jauge que l'on a posée en postulat fondamental.

Une solution [4] consiste à introduire un doublet de champs scalaires

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}$$

dont le Lagrangien libre comprend un potentiel d'interaction bien particulier

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + h(\phi^\dagger \phi)^2 \quad h > 0 \quad \text{et} \quad \mu^2 < 0. \quad (1.17)$$

Au minimum d'énergie du potentiel correspond un cercle dans le plan (ϕ^\dagger, ϕ) , de rayon v définit par

$$v^2 = \phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 + \varphi_4^2) = -\frac{\mu^2}{4h}. \quad (1.18)$$

Le choix d'un point particulier tel que

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_4 = 0 \quad \text{et} \quad \varphi_3^2 = v^2 \quad (1.19)$$

constitue ce que l'on appelle une brisure de symétrie.

La prise en compte de ce terme de Higgs amène donc à développer le Lagrangien non plus en $\phi = \phi^\dagger = 0$ (pas de terme de Higgs), mais à partir de l'état fondamental ϕ_{vide} :

$$\phi = \phi_{vide} + \phi_{Higgs} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ H \end{pmatrix} \right\} \quad (1.20)$$

où H est le champ de Higgs de masse $\sqrt{-2\mu^2}$. Ce mécanisme de brisure de symétrie va permettre d'obtenir des termes de masse pour W_μ^\pm et Z_μ , bosons associés aux interactions faibles, et un boson de masse nulle associé à la force électromagnétique.

Ainsi, pour assurer sa validité, le modèle prédit l'existence d'une nouvelle particule, le boson de Higgs H .

Sans entrer dans les détails, rappelons brièvement la forme définitive du Lagrangien standard électrofaible :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{Yukawa} && \text{fermions libres} \\
&+ \mathcal{L}_G && \text{champs de jauge et leurs couplages} \\
&+ \mathcal{L}_{CN} && \text{couplages fermions-courants neutres} \\
&+ \mathcal{L}_{CC} && \text{couplages fermions-courants chargés} \\
&+ \mathcal{L}_H && \text{champs de Higgs et ses couplages aux} \\
&&& \text{champs de jauge et aux fermions.}
\end{aligned}$$

Notons qu'un terme massique de fermion $\bar{\Psi}\Psi = (\bar{L}R + \bar{R}L)$, avec

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi, \quad R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi \quad (1.21)$$

n'est pas invariant du fait des propriétés de transformation différentes de L et R .

On fait acquérir une masse aux fermions en les couplant au champ de Higgs. Cela correspond au Lagrangien \mathcal{L}_{Yukawa} . Considérons le doublet du champ scalaire dans l'état du vide

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

et les fermions f et f' avec leurs multiplets $\begin{pmatrix} f'_L \\ f_L \end{pmatrix}$, f'_R , f_R .

Le couplage de Yukawa s'écrit sous la forme

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} &= -G_f(\bar{f}'_L \quad \bar{f}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} f_R - G_{f'}(\bar{f}'_L \quad \bar{f}_L) \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} f'_R + h.c \\
&= -G_f \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{f}_L f_R - G_{f'} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{f}'_L f'_R + h.c
\end{aligned} \quad (1.22)$$

Le fermion f a acquis une masse $G_f \frac{v}{\sqrt{2}}$ et le fermion f' une masse $G_{f'} \frac{v}{\sqrt{2}}$. Dans le cas des leptons, comme il n'existe pas de neutrino droit, le neutrino va rester sans masse. Comme le couplage G_f n'est pas connu, les masses des fermions sont des paramètres libres de la théorie.

Expérimentalement on peut fixer des limites à la masse $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$ des bosons de Higgs, notamment au LEP en recherchant les événements qui correspondent au processus $Z \rightarrow Z^* H^0$, $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $Z^* \rightarrow l^+ l^-$ entre autres.

L'analyse complète de tous les états finaux possibles permet d'établir que $M_H > 63.5 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de degré de confiance [5].

Chapitre 2

Du Z aux hadrons beaux

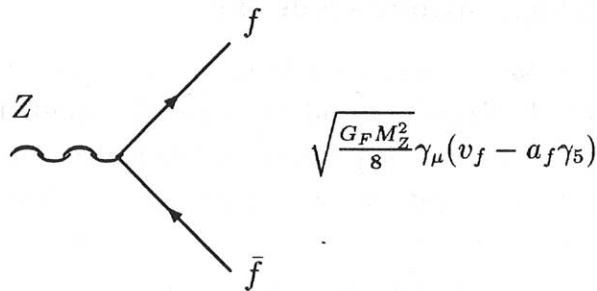
2.1 Production des quarks $b\bar{b}$

2.1.1 Couplage $Z \rightarrow b\bar{b}$

Au LEP, l'annihilation d'une paire e^+e^- à $\sqrt{s} \simeq 91.2$ GeV, permet la formation du boson Z , au repos dans le référentiel de l'expérience.

Ce dernier a l'avantage (ou l'inconvénient !) de se désintégrer en générant tous les leptons et quarks à l'exclusion du *top* qui est trop lourd. Néanmoins, bien que non directement produit, sa présence peut être observée dans les données.

2.1.1.1 L'approximation de Born



Le couplage du boson Z à une paire de fermions $f\bar{f}$ dépend de deux types de couplages :

- couplage vecteur $v_f = 2I_f^3 - 4e_f \sin^2 \theta_W$,
- couplage axial $a_f = 2I_f^3$,

où $I_f^3 = \pm \frac{1}{2}$ est l'isospin faible gauche du fermion f , et e_f sa charge.
 Dans l'approximation de Born, la largeur de désintégration du Z s'écrit :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = \frac{G_F M_Z^3 N_c^f}{(8\sqrt{2}\pi)} \beta \left(\frac{3-\beta^2}{2} v_f^2 + \beta^2 a_f^2 \right), \quad (2.1)$$

avec $\beta = \sqrt{1 - 4(\frac{m_q}{M_Z})^2}$.

N_c^f est le nombre de couleurs du fermion f (1 s'il est lepton et 3 s'il est quark) et G_F est la constante de Fermi.

La variable β étant peu sensible à la masse des fermions, les largeurs partielles de désintégration ne dépendent que de la valeur des couplages a_f et v_f . En première approximation pour les désintégrations en quarks :

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow u\bar{u}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c}) \quad (2.2)$$

$$\Gamma_{Born}(Z \rightarrow d\bar{d}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow s\bar{s}) = \Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b})$$

Les taux de production relatifs des quarks lourds b et c sont donc :

$$\frac{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow \text{hadrons})} \simeq 0.22, \quad (2.3)$$

$$\frac{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma_{Born}(Z \rightarrow \text{hadrons})} \simeq 0.17. \quad (2.4)$$

Au LEP, sur les quatre expériences qui utilisent le faisceau e^+e^- , environ $1.5 \cdot 10^6$ hadrons B sont produits annuellement.

2.1.1.2 Corrections à l'approximation de Born

La largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ est sensible à la masse du top t , et dans une moindre mesure à la masse du Higgs (dépendance logarithmique). En effet le couplage $Z \rightarrow t\bar{t}$ ne donne pas lieu à une production ouverte de top , mais contribue au couplage $Z \rightarrow b\bar{b}$. Ces diagrammes (figure 2.1) contribuent comme des corrections de vertex au premier ordre. Ces dernières interviennent surtout pour la production de paire $b\bar{b}$ car l'élément de matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{tq} (matrice CKM à laquelle nous allons consacrer le paragraphe 3.1) est quasiment nul pour les quarks q autres que b .

Des corrections électrofaibles sont également à prendre en compte[6], qui modifient les amplitudes de production de tous les fermions. Elles proviennent des corrections au propagateur du Z et de l'émission de photon dans l'état final. Des corrections QCD ont été calculées jusqu'à l'ordre 2 en α_s [7, 8]. Elles proviennent de la production de gluons dans l'état final et ne s'appliquent donc que si ce dernier est formé de quarks. Leur ordre de grandeur est de 5% auquel il faut ajouter l'incertitude sur la valeur de α_s d'environ 5%. Toutefois le

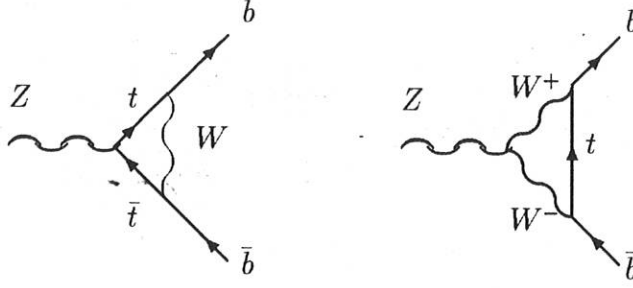


Figure 2.1: Contribution du quark top au vertex $Z \rightarrow b\bar{b}$

rapport $\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}$ est peu dépendant de ces corrections QCD .

Finalement, on a

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \simeq \left(1 - \frac{19}{13} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{m_t^2}{M_Z^2} + \frac{13}{6} \ln \frac{m_t^2}{M_Z^2} \right) \right) \times \left(\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \right)_{Born} \quad (2.5)$$

Au LEP, les expériences ont mesuré [9] :

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} = 0.220 \pm 0.0027. \quad (2.6)$$

C'est indirectement la preuve que le quark b appartient à un doublet d'isospin faible gauche car :

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})_{(I^3(b)=0)}}{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})_{(I^3(b)=-\frac{1}{2})}} \simeq \left(\frac{e_b^2}{v_b^2 + a_b^2} \right) \simeq \frac{1}{13}. \quad (2.7)$$

2.2 Hadronisation des quarks primaires $b\bar{b}$

Le passage $q \rightarrow \text{Hadron}$ est appelé *mécanisme de fragmentation* ou *hadronisation*, il masque les paramètres fondamentaux qui caractérisent les quarks. A l'heure actuelle il n'en existe pas de théorie complète. Dans le cadre de la QCD , ces processus à grande distance ($\sim 1/m_{u,s}$), qui font intervenir de faibles transferts d'énergie ($q^2 \sim m_{u,s}^2$) ne sont pas calculables par la méthode des perturbations. C'est la conséquence directe de la théorie de jauge $SU(3)_C$, dont la constante de couplage s'écrit :

$$\alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(q^2/\Lambda^2)} \times \left[1 - \frac{6(153 - 9n_f) \ln[\ln(q^2/\Lambda^2)]}{(33 - 2n_f)^2 \ln(q^2/\Lambda^2)} \right] + \mathcal{O}\left(\frac{\ln^2[\ln(q^2/\Lambda^2)]}{\ln^3(q^2/\Lambda^2)}\right) \quad (2.8)$$

Λ est l'échelle de renormalisation d'énergie relative à une production de n_f fermions. Au LEP, $n_f = 5$ et $\Lambda = \Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 175_{-34}^{+41}$ MeV.

Pour les raisons que nous avons soulignées un peu plus haut, la nature non perturbative du mécanisme de fragmentation nécessite le recours à des traitements phénoménologiques.

L'essentiel de la difficulté consiste à reproduire avec le plus grand réalisme les observables physiques révélatrices de l'ensemble des processus mis en jeu. Nombreux ont été les modèles qui, bien que reposant tous sur des arguments théoriques, n'ont pas survécu à la confrontation avec les données expérimentales.

Le schéma de simulation de la production et de la désintégration des quarks dans l'annihilation e^+e^- se décrit par la succession de quatre étapes :

- création d'une paire de quarks primaires,
- rayonnement de partons par les quarks primaires,
- fragmentation des partons en hadrons,
- désintégrations des hadrons.

2.2.1 Création de la paire de quarks primaires

L'annihilation e^+e^- étant le processus fondamental que l'on cherche à reproduire, elle est évidemment traitée à partir du modèle standard électrofaible, avec également la prise en compte des corrections radiatives QED dans l'état initial. L'effet de ces dernières est de réduire l'énergie disponible à l'annihilation et de déplacer le centre de masse e^+e^- dans la direction opposée à celle d'émission du photon.

2.2.2 Rayonnement de partons par les quarks primaires

Les quarks primaires étant créés, ces derniers vont pouvoir générer des partons, à des q^2 suffisamment grands pour être traités de façon perturbative par la QCD . L'émission d'un gluon correspond à l'ordre α_S . À l'ordre α_S^2 , 4 partons sont produits dans l'état final, soit 2 quarks et 2 gluons ou bien 4 quarks.

JADE[10] en 1979 (annihilation e^+e^- à $\sqrt{s} \simeq 17$ GeV), a la première observé des événements dont la structure supérieure à 2 jets révèle ce rayonnement de partons. Il est donc possible expérimentalement de déterminer la valeur de α_s . La méthode qui consiste à calculer les éléments de matrice jusqu'à l'ordre α_s^2 reproduit correctement les données en dessous de $\sqrt{s} = 20$ GeV, mais le nombre limité de partons pouvant être produits (4) ne fournit pas un accord satisfaisant à l'énergie du LEP[11].

Une alternative à cette approche repose sur l'équation d'Altarelli-Parisi[12]

$$\frac{dP_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} P(z)_{a \rightarrow bc} \quad (2.9)$$

qui régit l'évolution de la probabilité P de transition $a \rightarrow bc$ en fonction de la variable $t = \ln(m_a^2/\Lambda_{LLA}^2)$. $z = E_b/E_a$ est la fraction d'énergie emportée par b .

Dans le cas $q \rightarrow qg$, la fonction $P_{q \rightarrow qg}$ s'écrit

$$P(z)_{q \rightarrow qg} = \frac{4(1+z^2)}{3(1-z)} \quad (2.10)$$

L'évolution de la paire initiale $q\bar{q}$ se fait donc dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA) en ne considérant que les branchements du type *parton* \rightarrow 2 *partons*. Pour éviter les divergences infrarouges et permettre de stopper les itérations, chaque parton est affecté d'une masse effective non nulle $m_{eff,a}^2 = m_a^2 + \frac{m_{min}^2}{4}$, m_a étant la masse physique du parton, et $m_{min} \sim 1$ GeV. L'échelle d'énergie Λ_{LLA} n'est pas maintenue constante, elle est redéfinie par la masse virtuelle de chaque sous-processus.

2.2.3 Fragmentation des partons en hadrons

Cette étape où les moments transférés q^2 sont faibles ne permet pas l'application des principes *QCD* en termes perturbatifs. On utilise donc des modèles phénoménologiques.

Un modèle qui a longtemps était utilisé avec succès est celui dit de *fragmentation indépendante*[13]. Chaque parton primaire se fragmente indépendamment des autres, selon un schéma récursif, la probabilité de créer une saveur donnée étant estimée à partir des mesures expérimentales. Ce mécanisme a l'inconvénient de nécessiter un rétablissement *ad hoc* de l'énergie-impulsion en fin de processus. De plus, dans les événements à 3 jets, le flux de particules est moindre entre le quark et l'antiquark primaires, par rapport au flux entre le gluon et un des quarks. Cet effet, observé expérimentalement par JADE[14] n'est pas reproduit par ce modèle.

Le *modèle des cordes* développé par le groupe de Lund [15] est basé sur le

principe de confinement de la QCD. En effet, contrairement à QED, la modification du propagateur du gluon, par la prise en compte des corrections d'ordre supérieur, entraîne un effet de confinement des quarks (la constante de couplage augmente avec la distance). C'est pourquoi phénoménologiquement le potentiel d'interaction est mis sous la forme

$$V(r) = -\frac{a}{r} + \kappa r \quad \text{avec } \kappa > 0 \quad (2.11)$$

Dans le cas des états liés formés de deux quarks lourds, notamment le charmonium, le traitement non relativiste par la résolution de l'équation de Schrödinger se justifie ($\langle \beta_C^2 \rangle \simeq 0.14$) [16]. Les prédictions du modèle concernant la spectroscopie du charmonium sont en bon accord avec l'expérience.

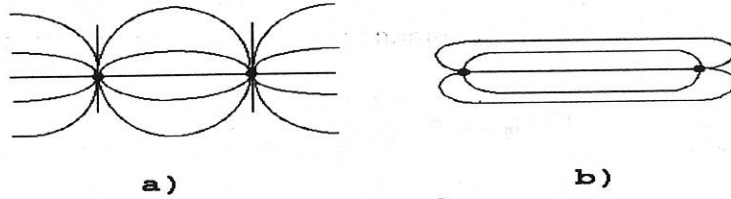


Figure 2.2: Comparaison entre les lignes de champs d'un potentiel électrique (a), et de couleur (b).

Les lignes de champs du potentiel confinant (2.11) forment schématiquement un tube ou une *corde* entre deux partons (figure 2.2). Cette corde possède donc une énergie par unité de longueur égale à la constante κ . Typiquement, κ est de l'ordre de 1 GeV/fm.

Lorsque deux quarks $q\bar{q}$ s'éloignent l'un de l'autre jusqu'à une distance d'environ 1 fm, l'énergie potentielle permet la création d'une nouvelle paire $q'\bar{q}'$. Classiquement, la rupture de la corde peut se produire si $\kappa R > 2m_q$. D'un point de vue de mécanique quantique, la création d'une nouvelle paire peut se faire par effet tunnel avec une probabilité proportionnelle à [7] :

$$\exp(-\pi m_T^2/\kappa) = \exp(-\pi m^2/\kappa) \exp(-\pi p_T^2/\kappa), \quad (2.12)$$

où p_T est le moment transverse des quarks dont le spectre gaussien est supposé indépendant de la saveur.

Ceci défavorise la production des saveurs lourdes par rapport aux quarks ordinaires dans les proportions :

$$u : d : s : c \simeq 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$$

Le taux relatif de mésons vecteurs et pseudoscalaires, sur la base des considérations de spin, est de 3 pour 1. Quant à la génération de baryons, elle repose sur le mécanisme dit *popcorn*[17] qui consiste à permettre des processus du type

$$q_1 q_2 \rightarrow \bar{q}_3 + (q_1 q_2 q_3)$$

Le résultat est tel que dans le modèle de Lund, la probabilité qu'un quark primaire s'hadronise en baryon est d'environ 9%.

Reste donc à définir la fonction de fragmentation f qui détermine, lors de la cassure d'une corde, quelle portion d'énergie-impulsion est emportée par le hadron résultant. Cette fonction va dépendre de la variable invariante de Lorentz

$$z = \frac{(E + P_{//})_{hadron}}{(E + P_{//})_{quark}} \quad (2.13)$$

qui est voisine de l'observable $x_E = \frac{2E_{hadron}}{E_{cm}}$. Cette dernière permet expérimentalement de vérifier la paramétrisation de $f(z)$. Notamment, on sait que la fragmentation dépend de la saveur. Pour les quarks légers u, d, s , la fonction de Field-Feynman[13]

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2 \quad (2.14)$$

reproduit bien les données avec $a \simeq 0.77$. Pour les quarks lourds (b, c), les hadrons (B, D) qu'ils forment sont plus énergétiques [18]:

$$\begin{aligned} \langle x_E^D \rangle &= 0.487 \pm 0.015 \\ \langle x_E^B \rangle &= 0.690_{-0.01}^{+0.02} \pm 0.01 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Peterson et al.[19] ont déterminé $f(z)$ à partir d'un calcul de perturbation de mécanique quantique. Le quark lourd Q de masse M_Q , d'impulsion p se fragmente en un hadron H ($M_H, (1 - z)p$) et en un quark léger q (m_q, zp), avec l'hypothèse $p^2 \gg M_Q^2 \gg m_q^2$. A l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, l'amplitude de transition $Q \rightarrow H + q$ est proportionnelle à $1/(\Delta E)^2$, avec $\Delta E = E_Q - (E_H + E_q)$.

La fonction s'écrit alors

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_Q}{1-z})^2} \quad (2.16)$$

$\varepsilon_Q = \frac{m_q^2}{m_Q^2}$ est le seul paramètre libre, N est la constante de normalisation dont la valeur approchée, pour $\varepsilon_Q \ll 1$, est : $N \simeq \frac{4\sqrt{\varepsilon_Q}}{\pi}$. L'expression complète est dans la référence [20].

Les spectres x_E^D et x_E^B sont en bon accord en utilisant respectivement $\varepsilon_b \simeq 5.10^{-3}$ et $\varepsilon_c \simeq 5.10^{-2}$. Les tracés des fonctions de fragmentation des différentes saveurs produites au LEP se trouvent sur la figure 2.3.

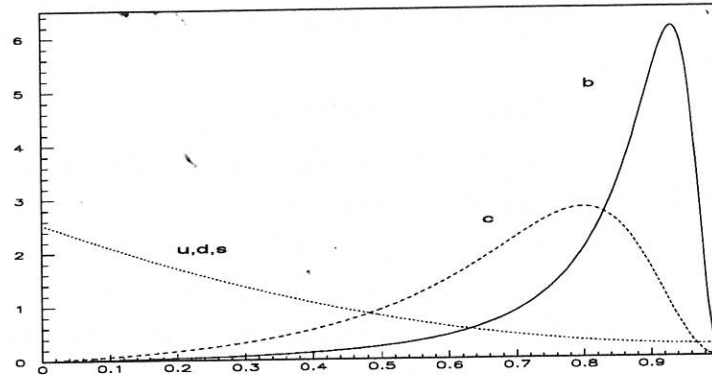


Figure 2.3: *Fonction de fragmentation des quarks légers et lourds*

2.2.4 Désintégrations des hadrons

En fin de fragmentation, la désintégration d'une particule dans une voie donnée se fait en respectant le rapport de branchement mesuré expérimentalement. En général, pour les particules constituées de quarks légers u , d , s , ces grandeurs sont bien connues[2]. Les particules finales sont alors réparties dans l'espace de phase avec des distributions angulaires et d'impulsion qui sont déduites des données ou déduites à partir de modèles. Pour les hadrons lourds, peu de canaux exclusifs sont connus. L'approche du quark *spectateur* est alors utilisée. Par exemple, dans le cas des désintégrations semi-leptoniques des mésons beaux $B \rightarrow W + X$, $W \rightarrow l\nu_l$, avec des hypothèses sur le spectre de masse de la particule X et sur les états d'hélicité du boson virtuel W , il est possible d'obtenir une simulation correcte du spectre d'impulsion transverse des leptons l . Dans le mode hadronique, la méthode de simulation consiste à choisir la multiplicité en respectant une loi de distribution gaussienne. Chaque produit de désintégration est alors créé en utilisant l'algorithme de fragmentation de cordes.

Pour les hadrons charmés, la prise en compte de l'influence du quark léger s'avère nécessaire.

Dans la section (3.3.2), nous détaillerons quels sont ces mécanismes qui conduisent à des largeurs de désintégration différentes pour les D^+ et D^0 (et dans une moindre mesure pour B^- et B^0).

Chapitre 3

Désintégrations des hadrons beaux

3.1 Désintégrations des quarks lourds

On sait que les quarks, pour l'essentiel, interagissent fortement (dans nos notations du tableau 1.1 on a $\alpha_S > \alpha_E > \alpha_F$). Par conséquent il est naturel de les considérer comme état propre de la force forte, ou état propre de masse. On sait également que l'interaction faible viole certaines règles de conservation qui sont respectées par l'interaction forte : la parité P , la conjugaison de charge C ainsi que CP . Rien n'impose que les quarks états propres de jauge, que nous avons considérés dans le Lagrangien électrofaible (1.11), soient états propres de masse.

Si c'était le cas, les kaons $K^-(s\bar{u})$ et les mésons beaux $B^-(b\bar{u})$ seraient des particules stables. Expérimentalement, cette hypothèse n'est pas vérifiée, et c'est d'ailleurs à partir des désintégrations $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, qui ne conservent pas l'étrangeté, que Cabibbo a introduit le concept d'une matrice permettant d'établir un lien entre les états propres de l'interaction faible q' et les états propres de masse q .

Ultérieurement, cette matrice unitaire a été généralisée, et porte le nom de matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (V_{CKM} [21]).

Sans perte de généralité, on choisit que les quarks up ne se mélangent pas :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

La saveur n'est effectivement pas conservée, et les transitions "en diagonale" ($|\Delta I| = 1$) d'un doublet à l'autre sont autorisées. Par contre la condition d'unitarité $V^\dagger V = 1$ interdit l'existence de courants neutres qui changent la

saveur (*FCNC*), puisque

$$\bar{d}'d' + \bar{s}'s' + \bar{b}'b' = (\bar{d} \ \bar{s} \ \bar{b}) V^\dagger V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \bar{d}d + \bar{s}s + \bar{b}b.$$

Dans le secteur leptonique, rien ne s'oppose à considérer l'existence d'une matrice analogue :

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = V_{lepton} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Si on suppose la dégénérescence $m(\nu_i) = 0$, toute transformation unitaire redonne un état propre de masse. Le choix le plus simple est donc $V_{lepton} = 1$. Cela implique la conservation des trois nombres leptoniques.

3.2 La matrice *CKM* et la violation de *CP*

Dans le cas général de n générations de quarks, la matrice V_{CKM} se décrit avec[21]

$(n-1)^2$ paramètres au total

dont $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ phases

soit dans le cadre du modèle standard 3 paramètres réels (ϑ_{12} , ϑ_{13} et ϑ_{23}) et 1 phase ($\delta_{13} = \delta$), qui sont des paramètres libres de la théorie. La matrice V_{CKM} peut alors se mettre sous la forme[22]

$$\begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & -S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

avec $C_{ij} = \cos \vartheta_{ij}$ et $S_{ij} = \sin \vartheta_{ij}$, les indices $i, j = 1, 2, 3$ étant relatifs aux générations.

3.2.1 Les 3 paramètres réels

Expérimentalement il est possible de déterminer la valeur des modules des éléments de matrice, ceux-ci intervenant au carré dans le calcul des largeurs

partielles de désintégration.

Par exemple pour $|V_{us}|^2$:

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \simeq |V_{us}|^2 \frac{f_K^2 m_K}{f_\pi^2 m_\pi} \left(\frac{1 - m_\mu^2/m_K^2}{1 - m_\mu^2/m_\pi^2} \right)^2$$

en utilisant le fait que $|V_{ud}|^2 \simeq 1$, valeur obtenue à partir des désintégrations β dans les noyaux. f_K et f_π sont les constantes de désintégration du K et du π . Dans le cas des hadrons B , le spectre d'impulsion des leptons issus des désintégrations semi-leptoniques permet d'évaluer le rapport $|V_{ub}/V_{cb}|^2$ [23], et la mesure de leur temps de vie moyen permet de déduire $|V_{cb}|$.

Les expériences ont permis de déterminer des domaines de valeur pour les modules des éléments de matrice [2] :

$$\begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.007 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9735 - 0.9751 & 0.032 - 0.054 \\ 0.003 - 0.018 & 0.030 - 0.054 & 0.9985 - 0.9995 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Ici, la contrainte d'unitarité a été utilisée pour calculer les éléments de la 3^e ligne, relative au quark *top*. On remarque que le mélange se fait principalement entre les deux premières générations, la 3^e étant presque état propre de masse et d'interaction faible. Cela correspond à la limite $\vartheta_{13} \simeq \vartheta_{23} \simeq 0$.

3.2.2 La phase δ

L'existence de phases, dès que le nombre de générations de fermions est supérieur à 2, induit dans le cas général une non-conservation du Lagrangien électrofaible sous l'opérateur CP . On peut expliciter davantage ce dernier et notamment réécrire le terme de courant chargé 1.12 sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC} = & \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} W_\mu^- \left((\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} + (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \right) \\ & + h.c \end{aligned} \quad (3.4)$$

et en déduire le courant $J_{q_1 q_2}^\mu$ dans le secteur des quarks :

$$J_{q_2 q_1}^\mu = V_{q_1 q_2} \bar{u}_{q_2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{q_1}. \quad (3.5)$$

Supposons $\mathcal{M} \sim J_{ca}^\mu J_{\mu bd}^\dagger$ l'amplitude qui définit la transition $ab \rightarrow cd$. L'amplitude conjuguée \mathcal{M}^\dagger définit la transition $\bar{a} \bar{b} \rightarrow \bar{c} \bar{d}$ (figure 3.1). En

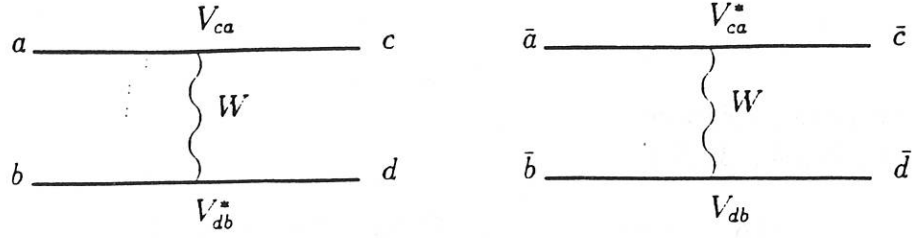


Figure 3.1: Transitions $ab \rightarrow cd$ et $\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}$

appliquant l'opérateur CP sur les spineurs u_i , on obtient l'amplitude \mathcal{M}_{CP} . La comparaison avec \mathcal{M}^\dagger donne

$$\frac{\mathcal{M}_{CP}}{\mathcal{M}^\dagger} = \frac{V_{ca} V_{db}^*}{V_{ca}^* V_{db}} \quad (3.6)$$

et le rapport n'est égal à 1 que si la matrice V_{CKM} est réelle. Il est commode de représenter géométriquement la condition d'unitarité

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (3.7)$$

par un triangle dans le plan complexe (figure 3.2) qui lie les deux éléments de matrice les plus faibles, V_{ub} et V_{td} .

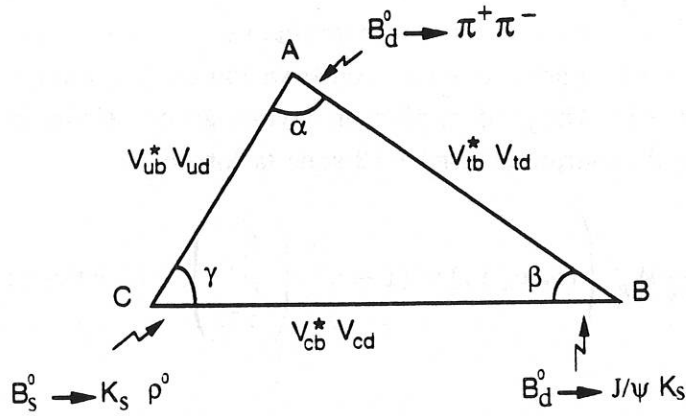


Figure 3.2: Triangle unitaire formé par les éléments de matrice $V_{ub}^* V_{ud}$, $V_{cb}^* V_{cd}$ et $V_{tb}^* V_{td}$

L'origine des phases est prise par rapport à $V_{cb}^* V_{cd}$, qui est, du fait de la faible valeur du produit $C_{12} S_{23} S_{13}$, pratiquement réel. En renormalisant les

cotés du triangle par $1/|V_{cb}^* V_{cd}|$, on obtient les coordonnées des trois sommets

$$A \left(\frac{\text{Re}(V_{ub})}{S_{12}|V_{cb}|}, -\frac{\text{Im}(V_{ub})}{S_{12}|V_{cb}|} \right) \quad B(1,0) \quad C(0,0). \quad (3.8)$$

Dans le cas limite où il n'y a pas de violation de CP , donc pas de phase δ , les sommets sont tous les trois alignés sur l'axe réel.

L'étude de certains canaux de désintégrations des mésons B offre la possibilité de déterminer les angles α , β et γ et par là même de vérifier l'unitarité de la matrice. Si ce n'était pas le cas, cela remettrait évidemment en cause la validité du modèle standard.

Nous allons dans ce qui suit détailler quels sont les moyens de mesure de la violation de CP .

Les notations employées sont relatives aux mésons $B_{d,s}^0$, mais le formalisme s'applique aussi bien aux cas des K^0 , D^0 et T^0 . Le principe est de décrire les états physiques, états propres de masse, sur la base des états propres de l'interaction forte $|B^0\rangle$, $|\bar{B}^0\rangle$. On peut considérer un état neutre arbitraire $|B\rangle$, qui n'est pas invariant sous CP [24]:

$$\begin{aligned} CP|B^0\rangle &= |\bar{B}^0\rangle \\ |B\rangle &= a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (3.9)$$

L'évolution dans le temps de $|B\rangle$ est déterminée par l'équation de Schrödinger

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - i\Gamma_{11}/2 & M_{12} - i\Gamma_{12} \\ M_{21} - i\Gamma_{21}/2 & M_{22} - i\Gamma_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

\mathcal{H} est l'hamiltonien global. M et Γ sont respectivement les matrices de masse et de désintégration. On sait que les interactions forte et électromagnétique conservent CP , et ne sont pas la cause des désintégrations des mésons B^0 . Elles contribuent donc seulement dans les termes diagonaux M_{ii} et Γ_{ii} . Puisque l'état physique est observable, on a $M_{21} = M_{12}^*$ et $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$. L'invariance CPT impose $M_{11} = M_{22} = M$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. Les états propres de l'Hamiltonien sont donc les états physiques de masses $M_{H,L}$ et de largeurs $\Gamma_{H,L}$ (H pour *Heavy* et L pour *Light*):

$$\begin{aligned} |B_{H,L}\rangle &= p|B^0\rangle \pm q|\bar{B}^0\rangle \\ \frac{q}{p} &= \pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

L'évolution d'une particule physique qui à $t = 0$ est un pur état B^0 ou \bar{B}^0 s'écrit

$$|B_{phys}^0(t)\rangle = f_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (3.12)$$

$$|\bar{B}_{phys}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}f_-(t)|B^0\rangle + f_+(t)|\bar{B}^0\rangle$$

avec

$$\begin{aligned} M &\equiv (M_H + M_L)/2, \quad \Delta M = (M_H - M_L) = 2\sqrt{M_{12}M_{12}^*} \\ \Gamma &\equiv (\Gamma_H + \Gamma_L)/2, \quad \Delta\Gamma = (\Gamma_H - \Gamma_L) = 2\sqrt{\Gamma_{12}\Gamma_{12}^*} \\ \Delta\mu &\equiv \Delta M - i\Delta\Gamma/2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$f_+(t) = e^{-iMt}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\cos(\Delta\mu/2t)$$

$$f_-(t) = e^{-iMt}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}i\sin(\Delta\mu/2t)$$

Les relations (3.12) montrent qu'un $B_{q=d,s}^0$ physique oscille en fonction du temps entre les deux états $|B^0\rangle \leftrightarrow |\bar{B}^0\rangle$, ce qui correspond aux diagrammes en boîte de la figure (3.3), à partir desquels on peut calculer M_{12} et Γ_{12} .

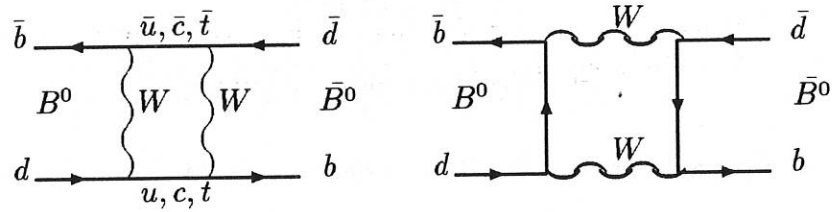


Figure 3.3: Diagrammes d'oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$

Les résultats sont les suivants[25] :

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &\simeq \frac{G_F^2 f_B^2 M_B}{8\pi} \left[(V_{tb}V_{tq}^*)^2 m_b^2 + \frac{8}{3}(V_{cb}V_{cq}^*V_{tb}V_{tq}^*)m_c^2 \right] \\ M_{12} &\simeq \frac{G_F^2 f_B^2 M_B}{12\pi^2} \left[(V_{tb}V_{tq}^*)^2 m_t^2 \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \simeq \frac{3\pi}{2} \left[\left(\frac{m_b}{m_t} \right)^2 + \frac{8}{3} \left(\frac{V_{cb}V_{cq}^*}{V_{tb}V_{tq}^*} \right) \left(\frac{m_c}{m_t} \right)^2 \right]$$

f_B est la constante de désintégration du méson B , et les corrections QCD au modèle du quark spectateur sont ici négligées. Du fait de leur petite masse comparée à celle du W , les quarks intermédiaires c, u n'entrent pratiquement pas en

compte dans la détermination de ΔM , même si le produit $|V_{(c,u)b}V_{(c,u)(q=d,s)}|$ ne les défavorise pas par rapport à $|V_{tb}V_{t(q=d,s)}|$. De ce point de vue, on s'attend à ce que les oscillations $D^0 - \bar{D}^0$ soient faibles : $\Delta M_D \sim |V_{cs}V_{us}|^2 m_s^2 < 1.6 \times 10^{-4}$ eV[2]. A noter que d'après ces relations, la violation de CP est très faible et qu'avec une très bonne approximation on peut considérer $\left|\frac{q}{p}\right| = 1$. Le comportement d'oscillation est gouverné par le rapport entre la fréquence d'oscillation et le taux de désintégration $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$. La probabilité d'observer un B^0 ou \bar{B}^0 s'écrit d'après les relations 3.12 :

$$\begin{aligned} P_{B^0}(t) &\sim e^{-\Gamma t}(1 + \cos \Delta\mu t) \\ P_{\bar{B}^0}(t) &\sim e^{-\Gamma t}(1 - \cos \Delta\mu t) \end{aligned} \quad (3.15)$$

La probabilité de mélange moyennée sur le temps s'écrit :

$$\chi_q = \frac{P(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)}{P(B_q^0 \rightarrow B_q^0) + P(B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0)} = \frac{x_q^2}{2(1 + x_q^2)} \quad (3.16)$$

A l'énergie de l' $\Upsilon(4S)$, ARGUS et CLEO [9] ont mesuré :

$$\chi_{q=d} = 0.155 \pm 0.026$$

Au LEP, la contribution du B_s^0 s'ajoute à celle du B_d^0 . La quantité mesurée est alors :

$$\chi(LEP) = f_d \chi_d + f_s \chi_s = 0.120 \pm 0.010$$

où $f_d = 0.40$ et $f_s = 0.12$.

Considérons maintenant un état final hadronique f_{CP} , état propre de CP , qui soit le résultat de la désintégration d'un B^0 ou d'un \bar{B}^0 . Les amplitudes de transitions sont

$$A \equiv \langle f_{CP} | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad \bar{A} \equiv \langle f_{CP} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \quad (3.17)$$

On peut définir une *asymétrie CP* dépendante du temps

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}$$

En tenant compte des relations (3.14) qui permettent de simplifier les équations d'évolution (3.13) ($\Gamma_{12} \ll M_{12}$), $a_{f_{CP}}$ s'écrit

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta M t) - 2 \text{Im}(\lambda) \sin(\Delta M t)}{1 + |\lambda|^2} \quad (3.18)$$

avec $\lambda = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A}$. Une asymétrie non nulle est le signe de la violation de CP . Dans le cas général, les amplitudes A et \bar{A} s'écrivent

$$A = \sum_i a_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i} \quad \bar{A} = \sum_i a_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i} \quad (3.19)$$

a_i sont des facteurs cinématiques réels, δ_i des phases dues à l'interaction forte, ϕ_i les phases dues à l'interaction faible.

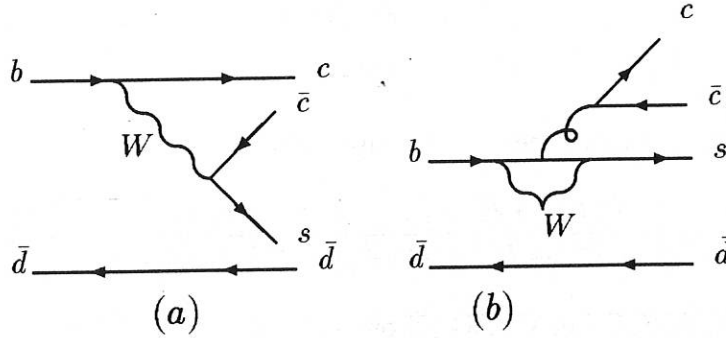


Figure 3.4: Diagrammes contribuant à la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$

Prenons le cas particulier de la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$. Ce processus est dominé par le diagramme en arbre (a) de la figure (3.4). Il y a également une faible contribution du diagramme *pingouin* (b) (voir section 3.3.1). Mais ce dernier dépend du produit des éléments de matrice $V_{tb}V_{ts}^*$, qui avec une très bonne approximation a la même phase (modulo π) que le produit $V_{cb}V_{cs}^*$ du diagramme en arbre. Ainsi une seule phase contribue à cette désintégration. On a donc

$$\frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}.$$

En tenant compte du mélange $K^0 - \bar{K}^0$, le paramètre λ s'écrit :

$$\begin{aligned} \lambda &= \left(\frac{q}{p} \right) \left(\frac{\bar{A}}{A} \right) \left(\frac{q}{p} \right)_K \\ &= \left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} \right) \left(\frac{V_{cs}^*V_{cb}}{V_{cs}V_{cb}^*} \right) \left(\frac{V_{cd}^*V_{cs}}{V_{cd}V_{cs}^*} \right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\rightarrow \text{Im}(\lambda) = -\sin(2\beta)$$

Finalement, vu les équations (3.14), on peut encore simplifier l'expression de $a_{f_{CP}} \left(\left| \frac{q}{p} \right| = 1 \right)$:

$$a_{f_{CP}}(t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta M t) \quad (3.21)$$

L'asymétrie mesurée est directement reliée à l'angle β du triangle d'unitarité. Mais l'inconvénient principal réside dans la faiblesse des rapports de branchement des mésons B^0 en un état final f_{CP} . Dans le canal que nous avons pris comme exemple, qui est appelé le "Gold Plated Mode¹", ce rapport vaut environ 3.10^{-4} . A cela s'ajoute la difficulté de déterminer la charge du quark beau à $t = 0$. Le moyen le plus simple consiste à ne considérer que les événements dont un des quarks b se désintègre en f_{CP} et l'autre quark \bar{b} semi-leptoniquement. L'efficacité est alors réduite par un facteur proche de 5. Dans le but de diminuer la statistique en quark b nécessaire, il est possible d'effectuer une analyse angulaire[26] dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$, dont le rapport de branchement est 4 fois plus élevé. Mais du fait que cet état final est un mélange d'état $CP = \pm 1$, l'incertitude sur $\sin(2\beta)$ est augmentée par un facteur de dilution d qui varie entre 1.7 et 2.7[27]. ARGUS a récemment montré qu'en fait le J/ψ et K^{*0} sont fortement polarisés, et qu'un seul état propre de CP dominait[28]. Si cela s'avérait juste, d serait proche de 1.

Notre analyse a conduit à l'observation d'un seul événement $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, là où plusieurs centaines d'événements seraient nécessaires pour obtenir une précision estimée à ± 0.08 sur $\sin 2\beta$.

En annexe est présenté le candidat numéro 32270-3651 enregistré en 1992 par DELPHI, qui contient un J/ψ dont le vertex de désintégration, dans l'espace tridimensionnel, est situé à 2.45 ± 0.21 mm du point de collision e^+e^- . Au voisinage des dépôts d'énergie associés à un des μ du J/ψ dans le calorimètre hadronique HCAL, on peut voir celui attribuer au K_L^0 , dans les deux premières couches. Dans le micro-détecteur de vertex, on note l'absence d'impact non-associé, qui pourrait suggérer que ce dépôt puisse être attribué à une trace chargée qui ne passerait pas dans l'acceptance de la TPC.

Dans l'hémisphère opposé, on remarque la présence d'un autre lepton μ^+ , identifié à partir des deux impacts qu'il laisse dans les chambres à muons, ainsi que par sa perte régulière d'énergie dans les 4 couches du HCAL. Son impulsion transverse par rapport au jet (voir le paragraphe 7.1.1) est de $P_\perp \sim 0.6$ Gev/c. Cette valeur ne nous permet pas de pencher plus en faveur d'un b que d'un \bar{b} : les probabilités que ce μ^+ soit directement issu d'un quark \bar{b} ou issu d'un quark c par l'intermédiaire d'un b sont pratiquement égales.

¹(GPM) , mode en or

3.3 Modèles de désintégration des hadrons lourds

3.3.1 Le modèle du quark spectateur

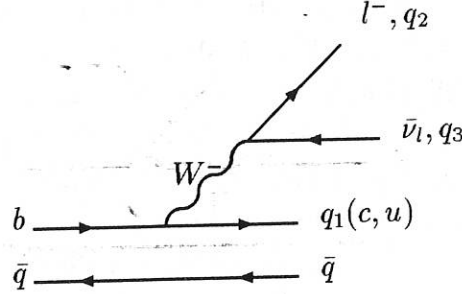


Figure 3.5: Désintégration d'un méson B dans le modèle du quark spectateur

Dans ce modèle, on attribue la désintégration du hadron Qq à la désintégration du quark lourd Q , puisque, comme on va le voir, la largeur fait intervenir la masse du quark à l'exposant 5. Elle se calcule sur la base du Lagrangien (3.4), et se traite de façon analogue au calcul de la largeur de désintégration du muon, en prenant en compte les éléments de la matrice V_{CKM} , les corrections d'espace de phase et les corrections QCD dans l'état initial et l'état final. Le calcul du diagramme (3.5) donne l'expression suivante [29] :

$$\Gamma_B(B \rightarrow q_1, q_2, q_3) = N_c \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1 b}|^2 |V_{q_2 q_3}|^2 I(x_1, x_2, x_3) \quad (3.22)$$

N_c est le nombre de couleurs. Les $x_i = m_i/m_b$ sont les rapports des masses respectivement des trois fermions q_1 , q_2 , et q_3 . I est la fonction qui tient compte de la réduction de l'espace de phase due à la masse des produits de désintégration. Dans la limite de deux fermions de masse nulle, I s'exprime par

$$I(x, 0, 0) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln(x).$$

Les éléments $V_{q_2 q_3}$ ont la même signification que précédemment, et dans le cas des leptons, sont égaux à l'unité.

Mais pour obtenir une valeur plus réaliste, il faut prendre en compte les effets de l'interaction forte qui apportent une modification à cette largeur. Les corrections qu'il est nécessaire de considérer proviennent de l'échange de gluons virtuels et de la radiation de gluons réels. Intuitivement, on comprend que ces possibilités d'échange ou de radiation sont d'autant plus nombreuses que le nombre de quarks mis en jeu dans la désintégration est important : l'effet produit va donc être une augmentation de la largeur hadronique vis-à-vis de la

largeur semi-leptonique.

Dans le secteur semi-leptonique, avec la prise en compte des corrections de radiation de gluons, la largeur s'écrit[30] :

$$\Gamma_B(B \rightarrow q_1 l \bar{\nu}_l) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1 b}|^2 I(x_1, x_l, 0) \left(1 - \frac{2\alpha_S(m_b^2)}{3\pi} f(x_1) \right) \quad (3.23)$$

où $f(x) = (\pi^2 - \frac{31}{4})(1-x)^2 + \frac{3}{2}$, ce qui réduit la largeur d'environ 10%.

Dans le secteur hadronique, les corrections sont plus complexes. Le Lagrangien global qui incorpore les effets de gluons durs de l'interaction forte se met généralement sous la forme d'une série de six opérateurs[31] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{eff} = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{ub} V_{uq}^* (c_1 O_1^u + c_2 O_2^u) + V_{cb} V_{cq}^* (c_1 O_1^c + c_2 O_2^c) \\ & - V_{tb} V_{tq}^* \sum_{i=3}^6 c_i O_i] + h.c. \end{aligned} \quad (3.24)$$

avec $q = d, s$, un des quarks produits par le W (on le notait $q_{2,3}$ précédemment). $O_{1,2}^{u,c}$ sont des opérateurs du type :

$$\begin{aligned} O_1^c &= (\bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b) (\bar{q} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c) \\ O_2^c &= (\bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b) (\bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c) \end{aligned}$$

de même pour O_i^u en échangeant $c \leftrightarrow u$. O_i ($i = 3, \dots, 6$) sont appelés les opérateurs *pingouins* dont on peut trouver l'expression dans la référence[32]. Les c_i sont les coefficients de Wilson. Ils prennent en compte les corrections dues aux gluons depuis la masse du W jusqu'à une échelle μ , typiquement de l'ordre de la masse des quarks lourds.

Les coefficients c_1 et c_2 sont souvent exprimés à partir des coefficients C_+ et C_- qui sont respectivement les facteurs des opérateurs symétrique et anti-symétrique $O_\pm = O_1 \pm O_2$:

$$c_1 = \frac{C_+ + C_-}{2} \quad c_2 = \frac{C_+ - C_-}{2}$$

$$C_+ O_+ + C_- O_- = c_1 O_1 + C_2 O_2$$

Dans la limite des quarks sans masse, ces opérateurs sont multiplicativement renormalisables. Ils forment des représentations irréductibles différentes dans le groupe des saveurs, ce groupe étant dans cette limite une symétrie de la théorie.

En ne gardant que les termes dominants, les coefficients c_i valent :

$$C_+ = C_- = 1 \rightarrow c_1 = 1, c_2 = 0 \quad (3.25)$$

$$c_5 = -\frac{\alpha_S(\mu^2)}{12\pi} \ln(m_t^2/\mu^2) \quad c_3/c_4/c_5/c_6 = -2/6/3/0$$

Les contributions des opérateurs *pingouins* peuvent être négligées puisqu'elles apparaissent à un ordre supérieur en α_S . De plus elles sont défavorisées par la valeur de l'élément $V_{(d,s)t}$.

Au premier ordre en α_S , les coefficients C_{\pm} valent[32] :

$$C_{\pm} = \left(\frac{\alpha_S(\mu^2)}{\alpha_S(M_W^2)} \right)^{d_{\pm}}, \quad d_- = 12/(11N_c - 2n_f) \text{ et } d_+ = \frac{1}{\sqrt{d_-}},$$

soit

$$C_+ = 1 - \frac{\alpha_S(\mu^2)}{2\pi} \ln\left(\frac{M_W^2}{\mu^2}\right) \quad C_- = 1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{\pi} \ln\left(\frac{M_W^2}{\mu^2}\right) \quad (3.26)$$

n_f est le nombre de saveurs qui interviennent dans le calcul de renormalisation, et $N_c = 3$ le nombre de couleurs. Pour des énergies inférieures à la masse du *top*, $n_f = 5$.

Finalement, la largeur non-leptonique (3.22) devient :

$$\Gamma_B(B \rightarrow q_1, q_2, q_3) = 3 \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1 b}|^2 |V_{q_2 q_3}|^2 I(x_1, x_2, x_3) \frac{2C_+^2 + C_-^2}{3} \left(1 + \frac{2\alpha_S(m_b^2)}{3\pi} h \right) \quad (3.27)$$

Le terme supplémentaire h provient des corrections radiatives, et son expression complète se trouve dans la référence [33]. Globalement, l'augmentation de cette largeur par les corrections *QCD* est d'environ 10%.

Cependant, avec cette approximation du quark spectateur, les hadrons lourds chargés ou neutres ont tous le même temps de vie. Or il est clairement établi que les mésons D^+ et D^0 ont des temps de vie très différents[2] :

$$\frac{\tau_{D^+}}{\tau_{D^0}} = 2.54 \pm 0.07$$

D'ores et déjà, expérimentalement, on sait que cette différence est moindre dans le cas des hadrons beaux[9] :

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.10 \pm 0.11 \quad (3.28)$$

Ce modèle ne convient donc pas pour déterminer la largeur totale de désintégration. Il est nécessaire de considérer des effets *non-spectateurs*, dans lesquels le quark léger q interagit aussi bien par interaction faible que forte, avec le quark lourd dans l'état initial, ou les produits de désintégration du quark lourd.

3.3.2 Processus non-spectateurs

Les mécanismes non-spectateurs qui contribuent aussi à la désintégration des hadrons beaux (et charmés) sont les suivants :

- *Mécanisme d'échange* (figure 3.6-a)

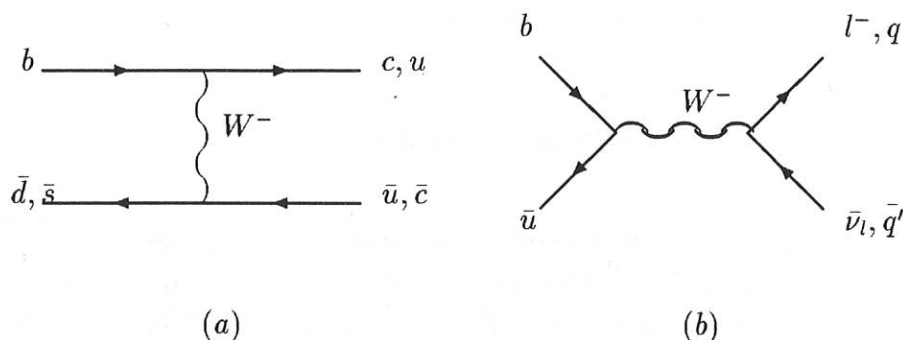


Figure 3.6: Diagrammes d'échange et d'annihilation

L'échange d'un W entre le quark lourd et le quark léger ne concerne que les hadrons neutres, et a pour conséquence de réduire leur durée de vie par rapport aux hadrons chargés. Mais, pour des raisons de conservation d'hélicité, la largeur du processus est réduite par le carré du rapport $\frac{m_q}{m_Q}$, où m_Q et m_q sont les masses des quarks lourd et léger [34]. L'émission d'un gluon peut supprimer cet argument, mais il en coûte alors une puissance de α_S . A travers ce mécanisme d'échange, des différences d'espace de phase, notamment dans le cas des B_d^0 et B_s^0 , vont créer des différences de temps de vie entre les hadrons neutres.

- *Mécanisme d'annihilation* (figure 3.6-b)

Ce processus ne concerne que les mésons chargés et les baryons. Sa largeur se calcule de façon analogue à la largeur de désintégration du pion, et on obtient[35] :

$$\frac{\Gamma_{\text{annihil}}}{\Gamma_{\text{spec.}}}(B) \sim \frac{|V_{ub}|^2 f_B^2 M_D^2}{|V_{cb}|^2 M_B^4} \sim 10^{-5} \quad (3.29)$$

f_B est la constante de désintégration du hadron B , et comme pour les pseudoscalaires π^\pm et K^\pm , sa valeur est de l'ordre de 100 MeV.

La contribution de ce mécanisme est donc très faible, aussi bien dans le cas des hadrons beaux que des hadrons charmés.

• Mécanismes d'interférence (figure 3.7)

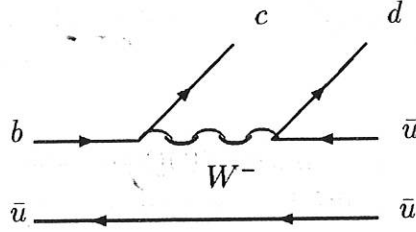


Figure 3.7: Interférence de Pauli dans la désintégration d'un B chargé.

Comme le précédent, ce processus ne concerne que les mésons chargés ou les baryons. La désintégration du W peut donner un quark de même saveur que le quark spectateur. D'après le principe d'exclusion de Pauli, ces deux quarks ne peuvent être voisins dans l'espace de phase. Cela conduit à des interférences destructives, qui tendent à augmenter la durée de vie des B^+ , D^+ , $\Xi_b^{+/0}$. La largeur partielle se met sous la forme [36] :

$$\Gamma_{Interfer.} = -(C_-^2 - 2C_+^2) \frac{G_F^2 M_Q^2}{\pi} \int \frac{d^3 p d^3 p_2}{(2\pi)^3} \phi(p_2) \phi^*(p) F(p, p_3) \quad (3.30)$$

- p et p_2 sont les impulsions des quarks spectateur et issu du W qui interfèrent, et p_3 celle de l'autre quark du W.
- $\phi(p)$ est une fonction d'onde gaussienne qui décrit le quark dans le hadron : $\phi(p) = (\sqrt{\pi} p_F)^{-3/2} \exp(-p^2/p_F^2)$.
 p_F est l'impulsion de Fermi, qui peut être extraite des spectres des leptons dans les désintégrations semi-leptoniques.
- F est un facteur d'espace de phase.

Dans le cas des mésons charmés, pour $100 < p_F < 150$ MeV/c, le résultat est :

$$\frac{\Gamma_{Interfer.}}{\Gamma_{spec.}}(D) \sim 20\% - 40\% \quad (3.31)$$

Ce rapport étant inversement proportionnel à la masse au cube, sa valeur est bien plus faible dans le cas des hadrons beaux. Il n'en reste pas moins que ce mécanisme d'interférence est supposé donner une contribution dominante aux différences de temps de vie des hadrons lourds.

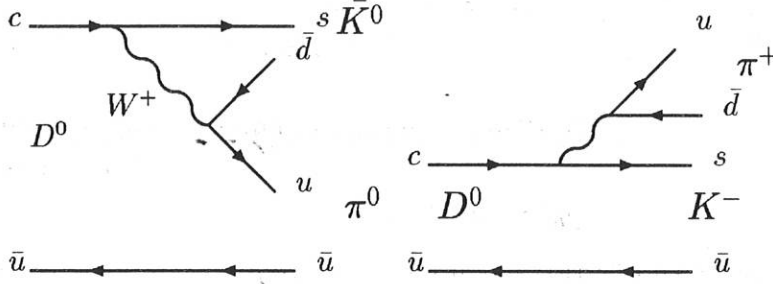


Figure 3.8: Diagrammes contribuant à la désintégration du D^0 en $K\pi$. Diagrammes interne pour $D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0$ ($A \sim a_2$) et externe pour $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($A \sim a_1$)

- *Interférence d'amplitudes d'hadronisation*

Dans le cas général, il existe deux possibilités pour le quark spectateur de s'hadroniser dans l'état final : en se combinant avec le quark directement issu du quark lourd Q (q_1 dans nos notations) et/ou en se combinant avec un quark issu du W (q_2 ou q_3). Dans certains canaux de désintégrations, les deux amplitudes correspondantes peuvent contribuer et interférer. Ces interférences sont destructrices, et étant dépendantes du canal considéré conduisent à des largeurs hadroniques différentes pour les mésons chargés et neutres. Ceci est la conséquence directe du Lagrangien effectif (3.24).

Les modes de désintégration des hadrons charmés étant encore à l'heure actuelle mieux connus que ceux des hadrons beaux, nous allons illustrer cet effet dans le cas des désintégrations des mésons $D \rightarrow K\pi$ qui est abondamment cité dans la littérature[37]. Ces considérations sont transposables au cas des hadrons B .

Pour $c \rightarrow s\bar{u}d$, le Lagrangien (3.24) s'écrit, en simplifiant la notation :

$$\mathcal{L}^{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^* \{ c_1(\mu)(\bar{u}d)_L(\bar{s}c)_L + c_2(\mu)(\bar{s}d)_L(\bar{u}c)_L \} \quad (3.32)$$

A l'échelle $\mu \simeq 1.5$ GeV, on a $c_1 \simeq 1.21$ et $c_2 \simeq -0.42$. Ce Lagrangien est du type *courant* \times *courant*. Les courants sont chargés, terme proportionnel à c_1 , ou neutres, terme proportionnel à c_2 .

A partir du Lagrangien \mathcal{L}^{eff} , l'amplitude pour $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ se met sous une forme factorisée :

$$A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} [a_1(\mu) \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_L(\mu) | 0 \rangle \langle K^- | (\bar{s}c)_L(\mu) | D^0 \rangle + a_2(\mu) \langle K^- \pi^+ | (\bar{s}d)_L(\mu) | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_L(\mu) | D^0 \rangle] \quad (3.33)$$

et pour $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$:

$$A(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} [a_2(\mu) \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_L(\mu) | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{u}c)_L(\mu) | D^0 \rangle + a_2(\mu) \langle \bar{K}^0 \pi^0 | (\bar{s}d)_L(\mu) | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{u}c)_L(\mu) | D^0 \rangle] \quad (3.34)$$

La relation de Fierz a été utilisée, λ_i étant les matrices de $SU(3)$:

$$(\bar{s}_a d_a)(\bar{u}_b c_b) = \frac{1}{3}(\bar{u}_a d_a)(\bar{s}_b c_b) + \frac{1}{2}(\bar{u} \lambda_i d)(\bar{s} \lambda_i c) \quad (3.35)$$

Les coefficients $a_i(\mu)$ et $c_i(\mu)$ sont liés par les relations

$$a_1(\mu) = c_1(\mu) + \xi c_2(\mu) \quad a_2(\mu) = c_2(\mu) + \xi c_1(\mu) \quad (3.36)$$

avec $\xi = 1/N_c = 1/3$.

L'échelle d'énergie μ sépare les contributions physiques QCD à courte distance, contenues dans les coefficients $c_i(\mu)$, et les contributions à longue distance, non calculables perturbativement, qui sont contenues dans les éléments de matrice.

La dépendance en μ de ces deux contributions doit se compenser de sorte que l'amplitude A soit insensible au choix de cette échelle. En général, le choix se porte sur $\mu \simeq m_Q$, m_Q étant la masse du quark lourd.

Le calcul de ces éléments de matrice à partir des facteurs de forme montre que pour $A(K^- \pi^+)$, le terme proportionnel à a_2 , qui correspond à un graphe d'annihilation, est négligeable par rapport au terme en a_1 . Pour $A(\bar{K}^0 \pi^0)$ seul le terme en a_2 contribue. On a donc:

$$A(K^- \pi^+) \propto a_1 \quad A(\bar{K}^0 \pi^0) \propto a_2 \quad (3.37)$$

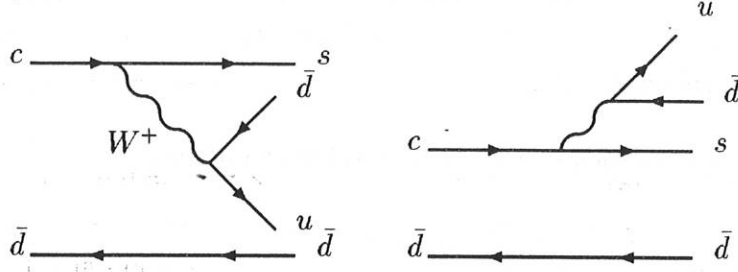


Figure 3.9: Diagrammes contribuant à la désintégration $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$. Les deux amplitudes peuvent interférer

Dans le cas du D^+ , le seul mode en $K\pi$ accessible est $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ (figure 3.9). En appliquant la même procédure que plus haut, on obtient :

$$A(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} [c_1 \langle \pi^+ | (\bar{u}d)_L | 0 \rangle \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}c)_L | D^+ \rangle + c_2 \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_L | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\bar{u}c)_L | D^+ \rangle] \quad (3.38)$$

où il n'y a pas de contributions du type annihilation à cette désintégration. Du fait que $c_1/c_2 < 0$, les interférences sont destructrices.

Dans le mode $D \rightarrow K\pi$, la largeur partielle du D^0 est plus grande que celle du D^+ [2] :

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K\pi)}{\Gamma(D^+ \rightarrow K\pi)} = 5.61 \pm 1.02 \quad (3.39)$$

Ceci se généralise dans les désintégrations à deux corps des mésons D (environ 75% de la largeur non-leptonique). Ce sont donc essentiellement les interférences de Pauli et d'hadronisation qui contribuent aux différences de temps de vie des hadrons lourds.

Les coefficients a_i définis plus haut peuvent être extraits des données, en les considérant comme paramètres libres, pour rendre compte des effets d'échange de gluons mous. Il en résulte que ξ est compatible avec 0, c'est à dire $N_c \rightarrow \infty$. Des modèles ont donc été développés, sur la base d'un développement des largeurs partielles en $1/N_c$ [38]. A noter qu'à partir de la détermination des a_i , il est possible de prédire les largeurs pour

des désintégrations à deux corps qui n'ont pas encore été bien mesurées. C'est notamment le cas pour les mésons B [39, 40], dont les canaux à deux corps sont très nombreux.

Finalement, pour les hadrons beaux, la hiérarchie attendue pour les durées de vie est la suivante :

$$\tau_{B_u^+} > \tau_{B_d^0} \simeq \tau_{B_s^0} > \tau_{\Lambda_B^0} \quad (3.40)$$

L'ensemble des effets de QCD, ainsi que les corrections au modèle du quark spectateur, c'est-à-dire les processus d'échange de W et les interférences de Pauli, sont inclus dans le modèle HQE (Heavy Quark Expansion) [41], qui repose sur un développement en puissance de $1/m_Q$, m_Q étant la masse du quark lourd.

Pour les hadrons beaux, les rapports des durées de vie prévus par le calcul sont :

$$\begin{aligned} 1.02 &\leq \frac{\tau_{B_u^+}}{\tau_{B_d^0}} \leq 1.08 \\ 1.1 &\leq \frac{\tau_B}{\tau_{\Lambda_b^0}} \leq 1.15 \end{aligned} \quad (3.41)$$

Les résultats expérimentaux les plus récents, concernant les mésons beaux (voir résultat (3.28)), sont en accord avec ces prévisions théoriques, mais une amélioration sensible de la précision présente un grand intérêt pour tester en profondeur la compréhension des effets non-spectateurs.

Chapitre 4

Sources de J/ψ au LEP

Dans ce chapitre, nous allons voir que les hadrons beaux constituent le mode principal de production de J/ψ attendu au LEP. C'est cette particularité qui sera mise à profit pour la mesure des durées de vie des B .

4.1 Production de J/ψ par les hadrons beaux

Le diagramme qui contribue à la désintégration $B \rightarrow J/\psi X$ est représenté dans la figure 3.4-a, où à partir de l'émission interne d'un W , on obtient une paire $c\bar{c}$.

Dès 1979, Fritzsche [42] a mentionné la possibilité d'étudier les hadrons B en utilisant ce canal. A partir de la largeur partielle de production d'un quark c et \bar{c} :

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s)}{\Gamma(b \rightarrow cX)} \simeq 13\% \quad (4.1)$$

et en considérant que la paire $c\bar{c}$ forme un charmonium si sa masse invariante $M_{c\bar{c}}$ est inférieure à $2M_D \simeq 3.7 \text{ GeV}/c^2$, l'auteur a évalué le rapport de branchement inclusif (tous les états charmonium sont supposés produits avec la même probabilité):

$$Br(B \rightarrow J/\psi X) \simeq 3\% \quad (4.2)$$

En 1985, les expériences CLEO et ARGUS ont clairement mis en évidence ce mode, en utilisant la signature du J/ψ par sa voie de désintégration en une paire de leptons.

Récemment, la mesure des rapports de branchement inclusif des hadrons en J/ψ et $\psi(2S)$ a bénéficié de l'importante statistique accumulée par CLEO II [43]. Les moyennes des résultats expérimentaux publiés concernant la production de charmonium par les hadrons beaux sont présentées dans le tableau 4.1.

Processus	Rapport de branchement (%)
$B \xrightarrow{\text{inclusif}} J/\psi X$ [2, 43]	1.13 ± 0.06
$B \rightarrow \psi(2S)X$ [2, 43]	0.30 ± 0.07
$B \xrightarrow{\text{inclusif}} \chi_{c1} X$ [44]	1.24 ± 0.34

Tableau 4.1: *Production de charmonium par les hadrons B.*

Outre le côté expérimental intéressant pour la mesure des durées de vie des B , les modes de désintégrations $B \rightarrow [c\bar{c}]X$ présentent un intérêt théorique, car ils permettent de comparer les effets attendus de l'interaction forte dans la désintégration des hadrons lourds, notamment le problème de suppression dû à la couleur.

Pour calculer ces largeurs partielles de désintégration, une approche moins qualitative qu'en [42] est mise en oeuvre, qui consiste à prendre en compte les effets de QCD à courte distance, qui sont contenus dans le Lagrangien effectif \mathcal{L}^{eff} défini par la relation (3.24).

En utilisant la relation de Fierz (3.35), ce dernier peut se réécrire pour le processus dominant $b \rightarrow c\bar{c}s$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{eff} = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* \left[\frac{1}{3} (2C_+ - C_-) (\bar{c}c)_L (\bar{s}b)_L \right. \\ & \left. + (C_+ + C_-) (\bar{c}\lambda_i c)_L (\bar{s}\lambda_i b)_L \right] \end{aligned} \quad (4.3)$$

où C_+ et C_- sont les coefficients de Wilson, définis à une échelle d'énergie $\mu \simeq M_b$. Au premier ordre en $\alpha_s(M_b)$, les expressions (3.26) donnent les valeurs numériques suivantes :

$$C_+(M_b) \simeq 0.87 \quad \text{et} \quad C_-(M_b) \simeq 1.34 \quad (4.4)$$

Le premier terme du lagrangien 4.3 produit une paire $c\bar{c}$ dans un état singlet de couleur, tandis que le second produit une paire $c\bar{c}$ dans un état octet de couleur. Le facteur $\frac{1}{3}(2C_+ - C_-)$ est appelé facteur de suppression de couleur, il vaut $1/3$ à l'ordre le plus bas de QCD (pour former un état final observable, les diagrammes d'émission interne de W sont défavorisés par $1/N_c$ par rapport aux diagrammes d'émission externe), et 0.13 pour $\mu \simeq M_b$.

En notant que $\langle [\bar{c}c] | \bar{c}\lambda_i c | 0 \rangle = 0$, l'amplitude de transition $B \rightarrow [c\bar{c}]X$ se met sous la forme factorisée (séparation des effets QCD à courte et longue

distances) [45, 46] :

$$A(B \rightarrow J/\psi X) = \frac{G_f}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* \frac{1}{3} (2C_+ - C_-) \times \langle [c\bar{c}] | (\bar{c}c)_L | 0 \rangle \langle X | (\bar{s}b)_L | B \rangle \quad (4.5)$$

L'élément de matrice $\langle [c\bar{c}] | (\bar{c}c)_L | 0 \rangle$ est nul si l'état $[c\bar{c}]$ est un χ_{c0} et χ_{c2} . Il est relié à la fonction d'onde à l'origine $\phi_S(0)$ pour les ondes S (J/ψ et le $\psi(2S)$), et à la dérivée de la fonction d'onde $\phi'_P(0)$ pour l'onde P χ_{c1} .

Les largeurs partielles calculées pour ces états charmonium sont souvent normalisées par la largeur semi-leptonique. Le rapport R ainsi obtenu est moins sensible à la valeur de la masse M_b , et pour la production d'un état S , il s'écrit :

$$R(c\bar{c}({}^3S_1)) \equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow c\bar{c}({}^3S_1) + X)}{\Gamma(B \rightarrow e^+e^- + X)} \simeq 6.8 (2C_+ - C_-)^2 \frac{G_1}{M_b} \\ \text{et } G_1 = (3/2\pi) |\phi_S(0)|^2 / M_c^2 \quad (4.6)$$

où G_1 est proportionnel à la probabilité qu'a la paire $c\bar{c}$ de former l'état lié (3S_1).

Pour la production *prompte* d'un J/ψ par un hadron B , le calcul donne $R(J/\psi) \simeq 2.4\%$ [47], soit un rapport de branchement :

$$Br(B \xrightarrow{\text{prompt}} J/\psi X) = 0.23\% \quad (4.7)$$

à comparer aux résultats expérimentaux qui donnent (voir table 4.1) :

$$Br(B \xrightarrow{\text{prompt}} J/\psi) = Br(B \xrightarrow{\text{inclusif}} J/\psi) \\ - Br(B \xrightarrow{\text{inclusif}} \chi_{c1}) \cdot Br(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) \\ - Br(B \rightarrow \psi(2S)) \cdot Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi) \\ = 0.62 \pm 0.12\% \quad (4.8)$$

Le désaccord peut s'expliquer par le fait que les corrections perturbatives, proportionnelles à $\alpha_S(C_+ + C_-)^2$, peuvent être du même ordre de grandeur que le coefficient $(2C_+ - C_-)$, qui lui même dépend fortement du choix de l'échelle d'énergie.

Les auteurs de [48] ont pris en compte les termes d'ordre immédiatement supérieurs, mais il apparait que ceux-ci n'augmentent quasiment pas le rapport de branchement.

En fait, comme pour le cas des hadrons charmés, la constation phénoménologique $\xi = 1/N_c \rightarrow 0$ (voir la fin du chapitre précédent) permet là aussi de rendre compte de la valeur de expérimentale de $Br(B \xrightarrow{\text{prompt}} J/\psi X)$.

Afin de pouvoir mieux vérifier les approches théoriques, il est nécessaire de connaître avec une précision encore meilleure la valeur de $Br(B \xrightarrow{\text{prompt}} J/\psi X)$. Ceci implique de mesurer l'ensemble des rapports de branchement des B en charmonium $\psi(2S)$ et χ_{cJ} .

Dans la relation (4.8), la production des χ_{c0} et χ_{c2} est supposée ne pas avoir lieu, mais récemment, les auteurs de [47] ont montré que les ondes P pouvait être produites par le mécanisme d'octet de couleur: une paire $c\bar{c}$ dans une onde S octet de couleur (deuxième terme du lagrangien (4.3)) peut faire une transition vers un singlet d'onde P à travers l'émission d'un gluon mou. En prenant en compte ce type de processus, ils obtiennent les taux relatifs suivants :

$$\chi_{c0} : \chi_{c1} : \chi_{c2} = 0.3 : 1 : 1.3$$

L'observation de la production des χ_{c2} par les hadrons B serait la confirmation de l'existence d'un tel mécanisme.

4.2 Autres processus de production de J/ψ au LEP

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la production des mésons J/ψ au LEP provient principalement de la désintégration des quarks b en quark c . Toutefois, d'autres mécanismes faisant intervenir la radiation de gluons par des quarks plus légers doivent être pris en compte.

Ces productions "directes" vont constituer un fond pour l'identification des hadrons B dans notre canal d'analyse. Elles ont cependant un intérêt propre, car elles font intervenir à la fois les effets à courte et à longue distance de la QCD. La production d'une paire $c\bar{c}$ par le Z est un processus à courte distance dont la longueur caractéristique est comprise entre $1/M_Z$ et $1/m_c$. La formation d'un état lié de cette paire de quarks est un processus à longue distance qui implique toutes les difficultés de la QCD non perturbative. C'est pourquoi cette dernière étape est factorisée par la fonction d'onde à l'origine dans l'approximation non relativiste .

Nous allons maintenant détailler ces différents mécanismes de production directe. Pour la plupart, les largeurs publiées sont normalisées à la largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Dans ce qui suit, nous les normalisons à $\Gamma(Z \xrightarrow{B} J/\psi X)$ en utilisant les valeurs $Br(b \rightarrow J/\psi X) = 1.12 \pm 0.16\%$ et $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = 15.2 \pm 1.0\%$ fournies par le PDG [2]:

$$R(\text{direct}) = \frac{\Gamma_{\text{direct}}}{\Gamma(Z \xrightarrow{B} J/\psi X)} \quad (4.9)$$

4.2.1 $e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + \gamma$

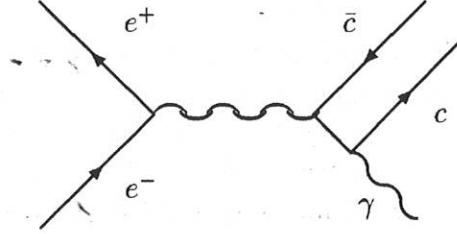


Figure 4.1: Production directe d'un J/ψ et d'un photon

- L'amplitude du processus s'écrit[49, 50] :

$$A_\gamma = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \text{Tr} O_\gamma(q) \phi(Q, q) \quad (4.10)$$

où Q est le 4-vecteur du quarkonium, q est le 4-vecteur relatif des deux quarks, $\phi(Q, q)$ la fonction d'onde de l'état lié et $O_\gamma(q)$ l'opérateur relatif à l'émission du photon.

Le principe du calcul consiste à utiliser la fonction non relativiste de l'état lié ($q < M$). La dépendance en q de l'opérateur O_γ est négligée pour les ondes S , et pour les ondes P seuls les termes linéaires en q de O_γ sont considérés.

Pour les ondes S , l'amplitude du processus est donc proportionnelle à $|\phi(0)|^2$ et pour les ondes P à la dérivée de sa fonction à l'origine $|\phi'(0)|^2$. Ces dernières s'avèrent défavorisées. En sommant la contribution directe du J/ψ avec celle de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$, le calcul donne :

$$R(Z \rightarrow J/\psi \gamma) \sim 10^{-5} \quad (4.11)$$

- Une autre approche est utilisée dans [51]. L'auteur montre que l'amplitude invariante des diagrammes triangulaires $Z \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \gamma(k)\gamma^*(k^*)$, ne contient de singularités que dans le cas où $m_q = 0$ et $k = k^* = 0$. Dans le cas $k^2 = 0$, et $k^{*2} \leq 0$, avec les notations $M^2 = (k + k^*)^2$ et $E^2 = k^{*2}$, l'amplitude complète du processus est décrite par $t_q(E, M)$, l'indice q désignant le quark lourd intermédiaire. Dans la région $E^2 > 0$, l'amplitude peut être représentée à l'aide des états hadroniques intermédiaires par une somme de contributions de résonances et d'un continuum :

$$t_H(E, M) = \sum_V \frac{m_V^2 e}{(m_V^2 - k^{*2}) f_V} T_V(m_V, M) + e T_{cont}(E, M) \quad (4.12)$$

V est le quarkonium vecteur et $T_{cont}(E, M)$ est la contribution du continuum ($D\bar{D}$, $D^*\bar{D}$, $D^*\bar{D}^*$, ...).

m_V est la masse de V , et f_V est déterminé par sa largeur de désintégration leptonique $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \frac{m_V^2}{f_V^2} \alpha^2$.

En égalant en $E^2 = 0$ les amplitudes t_H et t_q et leur dérivée, et en considérant la saturation de la règle de somme par l'état fondamental J/ψ ($T_V(m_V, M) = f_V T_q$), il obtient :

$$R(Z \rightarrow J/\psi \gamma) \sim 10^{-3}. \quad (4.13)$$

Avec la prise en compte de toutes les résonances $c\bar{c}$, son résultat devient :

$$\sum_V Br(Z \rightarrow \psi \gamma) \geq 7 \times 10^{-6}, \quad R(Z \rightarrow J/\psi \gamma) \sim 10^{-4}. \quad (4.14)$$

Bien qu'en désaccord de plus de deux ordres de grandeur, les deux calculs prédisent un taux de production de J/ψ par ce processus relativement négligeable par rapport à ceux produits par les hadrons B . Toutefois, il serait très intéressant de confronter expérimentalement les résultats de ces deux approches. Nous verrons dans le paragraphe 6.3 que nos moyens sont à ce propos très limités.

4.2.2 $e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + g g$

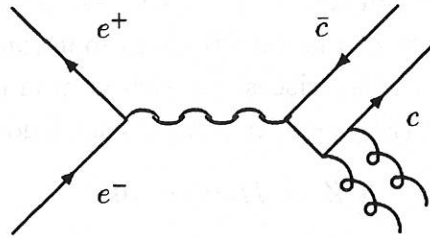


Figure 4.2: Production directe d'un J/ψ et de deux gluons

Sur la base de ce processus, les auteurs de [52, 53] ont calculé la production inclusive des états liés vectoriels formés de quarks lourds, notamment du J/ψ et du Υ .

La prise en compte de la radiation de 2 gluons permet d'obtenir un méson vecteur incolore dans l'état final, ce qui rend le calcul plus rigoureux que dans l'approche de l'évaporation de couleur [54] où le rayonnement d'un seul gluon est considéré, l'état incolore étant obtenu par émission d'un nombre arbitraire

de gluons mous.

La largeur partielle différentielle se met sous la forme

$$\frac{d\Gamma(Z \rightarrow Vgg)}{dx_V dx_1} = \frac{128\sqrt{2}}{9} \pi \alpha_S^2 G_F v_q^2 \frac{M_V}{M_Z} |\phi(0)|^2 F(x_V, x_1, x_2) \quad (4.15)$$

$\phi(0)$ est la fonction d'onde à l'origine, v_q le couplage vectoriel du Z au quark q . x_V et x_i sont les fractions d'énergie respectivement du méson vecteur et des gluons. F est un terme d'espace de phase. Dans le cas où V est le J/ψ , leur calcul donne :

$$R(Z \rightarrow J/\psi gg) \sim 10^{-4} \quad (4.16)$$

4.2.3 $e^+e^- \xrightarrow{Z} J/\psi + c\bar{c}$

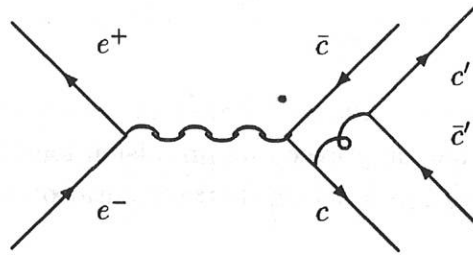


Figure 4.3: Production directe d'un J/ψ et d'une paire $c\bar{c}$

L'amplitude de ce processus se met sous la forme[55, 56] :

$$\mathcal{M} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_S^2 \alpha}{\sqrt{1 - M_{J/\psi}/M_Z}} \frac{\phi(0)}{2\sqrt{2}M_{J/\psi}} \frac{1}{\sqrt{3}} \bar{u}(c) (\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_3 + \mathcal{A}_4) v(\bar{c}) \quad (4.17)$$

Les \mathcal{A}_i sont les amplitudes relatives aux 4 graphes qui correspondent aux 4 façons d'obtenir l'état final $J/\psi c\bar{c}$. $\bar{u}(c)$ et $v(\bar{c})$ sont les spineurs des deux quarks c qui accompagnent le J/ψ et $\phi(0)$ est sa fonction d'onde à l'origine. Le calcul complet donne :

$$R(Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}) \sim 5.10^{-3} \quad (4.18)$$

Ce diagramme a une contribution plus grande de presque deux ordres de grandeurs par rapport à $Z \rightarrow J/\psi gg$, bien que tout deux soient du même ordre en α_S .

Braaten et al. [57] ont apporté une explication à cela, en calculant les fonctions de fragmentation des partons en charmonium. Dans cette optique, on

peut considérer $Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ comme la désintégration $Z \rightarrow c\bar{c}$ suivi de la fragmentation $c \rightarrow J/\psi c$ ou $\bar{c} \rightarrow J/\psi \bar{c}$. La forme générale de cette contribution à la production d'un J/ψ s'écrit sous la forme factorisée

$$d\Gamma(Z \rightarrow J/\psi(E) + X) = \sum_i \int_0^1 dz d\hat{\Gamma}(Z \rightarrow i(E/z) + X, \mu) D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu) \quad (4.19)$$

μ définit l'échelle d'énergie du processus,

$D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu)$ est la fonction de fragmentation du parton i en J/ψ ,

z est la fraction d'impulsion longitudinale du J/ψ par rapport au parton.

La sommation s'effectue sur les partons de type i , ici c , \bar{c} ou gluon.

Cette relation s'interprète comme la production d'un J/ψ d'énergie E par un parton i d'énergie E/z .

A des échelles d'énergie μ différentes, la fonction de fragmentation est déterminée en résolvant l'équation d'évolution

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \rightarrow J/\psi}(z, \mu) = \sum_j \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{i \rightarrow j}(z/y, \mu) D_{j \rightarrow J/\psi}(y, \mu) \quad (4.20)$$

où $P_{i \rightarrow j}(x, \mu)$ est la fonction d'Altarelli -Parisi qui représente la probabilité que le parton i produise un parton j avec une impulsion longitudinale x .

A l'ordre dominant en α_s^2 , la fonction de fragmentation calculée par Braaten et al. est

$$D_{c \rightarrow J/\psi}(z, 3m_c) = \frac{64}{27\pi} \alpha_s(2m_c)^2 \frac{|\phi(0)|^2}{M_{J/\psi}^3} \frac{z(1-z)^2(16 - 32z + 72z^2 - 32z^3 + 5z^4)}{(2-z)^6} \quad (4.21)$$

Elle est représentée dans la figure 4.4, pour $\mu = 3m_c$. A $\mu = M_Z/2$, la fonction est peu modifiée, son maximum se déplaçant de $z = 0.75$ à $z = 0.68$. Le choix $\mu = 3m_c$ correspond à l'énergie minimale pour la formation d'un J/ψ et d'un quark c .

Dans ce mécanisme, les quarks qui forment le charmonium sont produits avec une séparation de l'ordre de $1/m_c$. La probabilité qu'ils forment un état S est proportionnelle à $|\phi(0)|^2/m_c^3$, alors que dans le processus $Z \rightarrow J/\psi gg$, elle est proportionnelle à $|\phi(0)|^2/(m_c M_Z^2)$. Le mécanisme $Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ est donc dominant.

Le résultat final qu'obtiennent les auteurs est le suivant

$$\frac{\Gamma(Z \rightarrow J/\psi c\bar{c})}{\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})} = 0.0234 \alpha_s^2(2m_c) \frac{|\phi(0)|^2}{m_c^3} \quad (4.22)$$

soit selon notre normalisation

$$R(Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}) \sim 9.10^{-3} \quad (4.23)$$

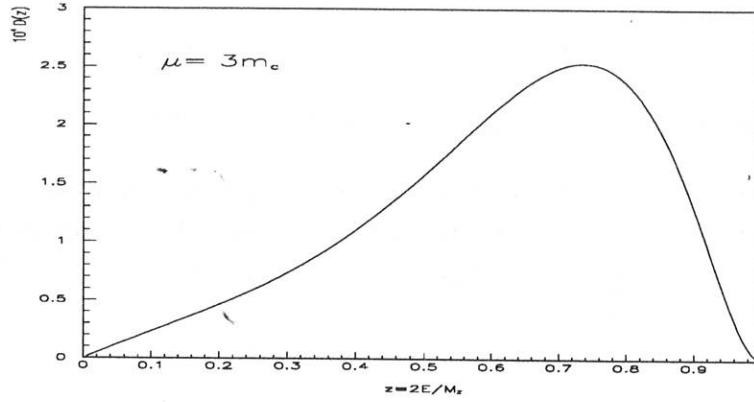


Figure 4.4: Fonction de fragmentation $D_{c \rightarrow J/\psi}(z, \mu)$

La différence observée avec la valeur donnée en 4.18 provient essentiellement du choix des valeurs numériques de $|\phi(0)|^2$, m_c et α_S qui n'est pas défini à la même échelle d'énergie: $\alpha_S(M_Z/2)$ pour [55], ce qui sous-entend un processus à courte distance, $\alpha_S(2m_c)$ pour [57]. En déterminant la fonction $D_{i \rightarrow J/\psi}$ en $\mu = M_Z/2$ à partir de l'équation d'Altarelli-Parisi, les deux résultats sont en accord.

4.2.4 $e^+e^- \xrightarrow{Z} q\bar{q}g^*$, $g^* \rightarrow J/\psi gg$

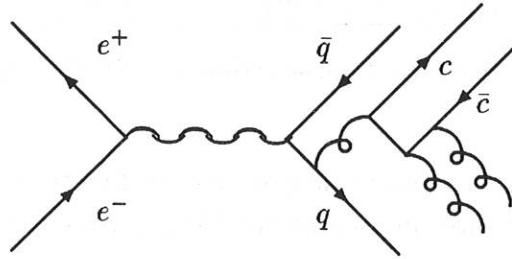


Figure 4.5: Production d'un J/ψ par un gluon g^*

Les auteurs de [58, 59] ont calculé le taux de production de J/ψ par un gluon via les mécanismes $g^* \rightarrow J/\psi gg$ et $g^* \rightarrow \chi_c g$. Leur méthode consiste à déterminer la largeur partielle de désintégration d'un gluon virtuel de masse μ en un charmonium V

$$\Gamma(g^* \rightarrow V + gg) = \pi \mu^3 P(g^* \rightarrow V + gg) \quad (4.24)$$

en reprenant le formalisme défini pour le calcul de $\Gamma(Z \rightarrow J/\psi gg)$ [52]. La

section efficace totale s'écrit

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow V + X) = \int_{M_V}^s d\mu^2 \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g^*(\mu^2/M_Z^2)) P(g^* \rightarrow V + gg) \quad (4.25)$$

Pour 10^6 désintégrations hadroniques du Z , le nombre de charmonium $V = J/\psi, \chi_c^0, \chi_c^1, \chi_c^2$ produit est respectivement 1, 9, 50, 63. En pondérant le nombre de χ_c par leur rapport de branchement inclusif en J/ψ , on obtient

$$R(Z \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi gg) \sim 5.10^{-3} \quad (4.26)$$

Il faut souligner qu'un J/ψ produit par ce type de mécanisme a 95% de probabilité de provenir de la désintégration radiative d'un χ_{cJ} .

En conservant leur approche de la référence [57], Braaten et al. [60, 61] confirment ce résultat.

4.2.5 Bilan de la production directe de J/ψ au LEP

Processus physique	$R_{J/\psi}$
$Z \xrightarrow{B} J/\psi + X$	1
$Z \rightarrow J/\psi \gamma$	10^{-5} [49] - 10^{-3} [51]
$Z \rightarrow J/\psi gg$	10^{-4}
$Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}$	$5 - 9.10^{-3}$
$Z \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi gg$	5.10^{-3}

Tableau 4.2: Modes de production directe de J/ψ au LEP

Le bilan des différents modes de production directe de J/ψ à l'énergie du Z est présenté dans le tableau récapitulatif 4.2. Il convient cependant de noter que pour un des mécanismes dominant, $Z \rightarrow J/\psi c\bar{c}$, la contribution des états charmonium χ_{cJ} suivie de leur désintégration radiative n'a pas été prise en compte. Le calcul des fonctions de fragmentation de partons en ondes P sera prochainement publié [57].

Justement, l'autre mécanisme dominant, $Z \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow \psi gg$, produit majoritairement des J/ψ par l'intermédiaire des états χ_{cJ} . Dans [58], il a été calculé à l'ordre 4 en α_S , en négligeant les corrections d'ordre supérieur. La section efficace dépend donc fortement du choix de l'échelle d'énergie. Il serait donc intéressant de confronter les prédictions des deux auteurs.

Dans le paragraphe 6.4, nous tenterons de mettre en évidence la présence d'événements correspondant à des J/ψ directs.

4.3 Le bruit de fond du signal $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$

Hormis les problèmes liés à la qualité de leur identification, il existe plusieurs mécanismes susceptibles de générer de vrais leptons de signes opposés dans un même événement :

- les paires de leptons issues de la désintégration de deux particules distinctes (K , π , c , b), ainsi que les désintégrations en cascades $B \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c$, $c \rightarrow l^+ \nu_l s$ (figure 4.6), qui produisent deux leptons énergétiques.

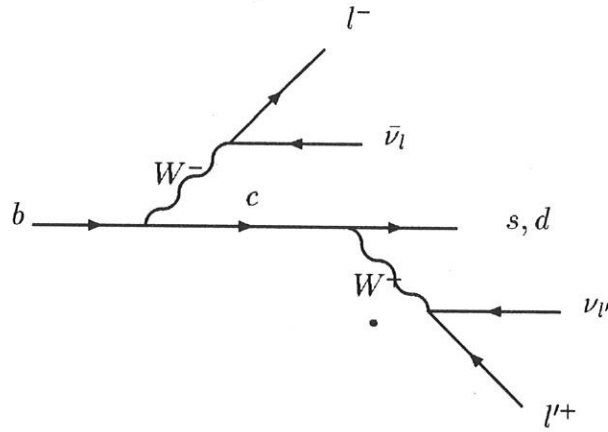


Figure 4.6: Désintégration en cascade $b \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c$, $c \rightarrow l'^+ \nu_{l'} s$.

En utilisant $Br(b \rightarrow l \nu_l X) \simeq 10\%$ et $Br(c \rightarrow l \nu_l X) = 10 - 20\%$, on trouve :

$$\frac{Br(b \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c, c \rightarrow l'^+ \nu_{l'} s)}{Br(b \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow l^+ l^-)} \simeq 20 - 40 \quad l = e \text{ et } \mu \quad (4.27)$$

- les paires de leptons produites par les hadrons B , par l'intermédiaire de mécanismes en boîtes et de mécanismes *pingouins*.

Les taux de productions sont estimés à [62] :

$$\begin{aligned} Br(B_{d,u} \rightarrow X_s \mu^+ \mu^-) &= 7.0 \times 10^{-6} \\ Br(B_{d,u} \rightarrow X_s e^+ e^-) &= 12 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (4.28)$$

pour $m_{top} = 150 \text{ GeV}/c^2$. Dans notre normalisation, on a donc :

$$R(b \rightarrow X_s l^+ l^-)_{(l=e,\mu)} = 9.5 \times 10^{-3} \quad (4.29)$$

C'est donc une source de fond négligeable pour le J/ψ , mais qui n'en constitue pas moins un signal pour la mesure du temps de vie des hadrons B .

Il est difficile d'estimer la quantité de paires de leptons qui vont être comprises dans l'intervalle de masse du J/ψ . Pour cela, dans la section 6.2.3, nous utiliserons la simulation Monte-Carlo pour étudier le bruit de fond du signal $J/\psi \rightarrow l^+l^-$.

Chapitre 5

Le LEP et le détecteur DELPHI

5.1 Le LEP

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur e^+e^- de 27 km de circonférence situé à environ 100 mètres de profondeur à la frontière franco-suisse près de Genève [63]. Electrons et positrons sont dans le même tube à vide à la pression résiduelle de 3×10^{-9} Torr, et même 2×10^{-10} Torr au niveau des zones d'interaction. Ils sont regroupés en paquets, 4 par faisceau jusqu'à mi 1992, 8 depuis cette date.

L'énergie est actuellement de 91.2 GeV ; elle sera d'environ 180 GeV dans la phase II du LEP qui démarrera en 1996. Afin d'augmenter l'énergie, 192 cavités accélératrices supraconductrices seront installées pour compenser les pertes par rayonnement synchrotron. L'énergie perdue par tour par électron ou positron du faisceau d'énergie E_b est proportionnelle à E_b^4 :

$$E_{rad} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3 R} E_b^4 \beta^3$$

où r_e est le rayon classique de l'électron ($r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$), et où $\beta \rightarrow 1$. A LEP I, $E_{rad} = 130$ MeV ; à cause de la loi en E_b^4 , elle sera d'environ 2.3 GeV à LEP II.

Le système de pré-accelération

L'accélération des électrons et des positrons se fait en plusieurs étapes :

- production et accélération (jusqu'à 600 MeV) des e^+ et des e^- dans le LIL¹,

¹LEP Injector Linac

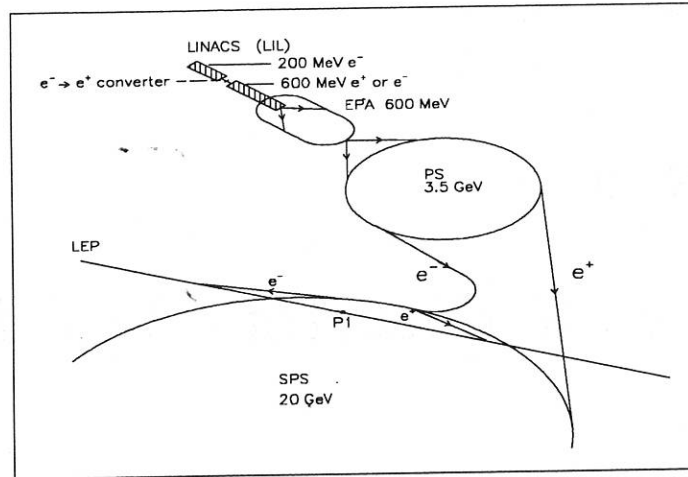


Figure 5.1: *Système d'injection du LEP.*

- stockage des e^+ et des e^- dans l'EPA². Cet anneau sert de tampon entre le LIL à cycle rapide (100 Hz) et le PS³ à cycle lent (0.8 Hz).
- Accélération successive jusqu'à 3.5 GeV dans le PS, puis jusqu'à 20 GeV dans le SPS⁴, et enfin dans le LEP (voir figure 5.1).

La luminosité

Le taux d'événements d'un processus est proportionnel à la section efficace σ et à la luminosité \mathcal{L} :

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

\mathcal{L} dépend des caractéristiques des faisceaux:

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

où N_{e^-} (N_{e^+}) est le nombre d'électrons (positrons) par paquet, f est la fréquence de révolution, N_b est le nombre de paquets par faisceau et σ_x et σ_y sont les dimensions transverses du faisceau. Les paramètres nominaux du LEP sont

- $N_{e^-} = N_{e^+} = 1.7 \times 10^{12}$

²Electron Positron Accumulation

³Proton Synchrotron

⁴Super Proton Synchrotron

- $N_b = 4$ ou 8
- $f = 10.8$ kHz
- $\sigma_x = 250$ μm et $\sigma_y = 15$ μm ,

correspondant à une luminosité de $\mathcal{L} = 1.9 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En pratique, la luminosité obtenue est toujours un peu inférieure. Pour la prise de données 1993, le record, atteint le 29 octobre, est de $1.8 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

5.2 DELPHI : description générale

Comme son nom l'indique DELPHI, Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification, a été conçu pour étudier le plus finement possible les états finaux provenant de la désintégration du Z en deux fermions.

Afin de s'approcher au mieux de la forme sphérique, techniquement impossible à réaliser, DELPHI est constitué d'une partie centrale à symétrie cylindrique ou "barrel", complétée par deux "bouchons" formant les parties avant et arrière du détecteur (voir figure 5.2). Cette forme est imposée par le choix de l'aimant solénoïdal supraconducteur produisant un champ magnétique de 1.2 Tesla.

Chaque grande partie est constituée de sous-détecteurs en couches qui vont permettre

- de mesurer les paramètres cinématiques des traces chargées et des neutres (photons et hadrons),
- d'identifier les particules chargées (hadrons et leptons).

Le tableau 5.1 établit la correspondance entre les sous-détecteurs dans la partie centrale et dans les bouchons. Le détecteur étant largement décrit dans la littérature [64], nous mettrons l'accent sur les grandes fonctions et sur les éléments plus particulièrement utilisés dans l'analyse.

5.2.1 Mesure des traces chargées

La mesure des traces chargées se fait avec un ensemble de détecteurs à gaz, principalement la TPC, mais aussi l'ID, l'OD, FCA et FCB, et un détecteur à semi-conducteur, le VD.

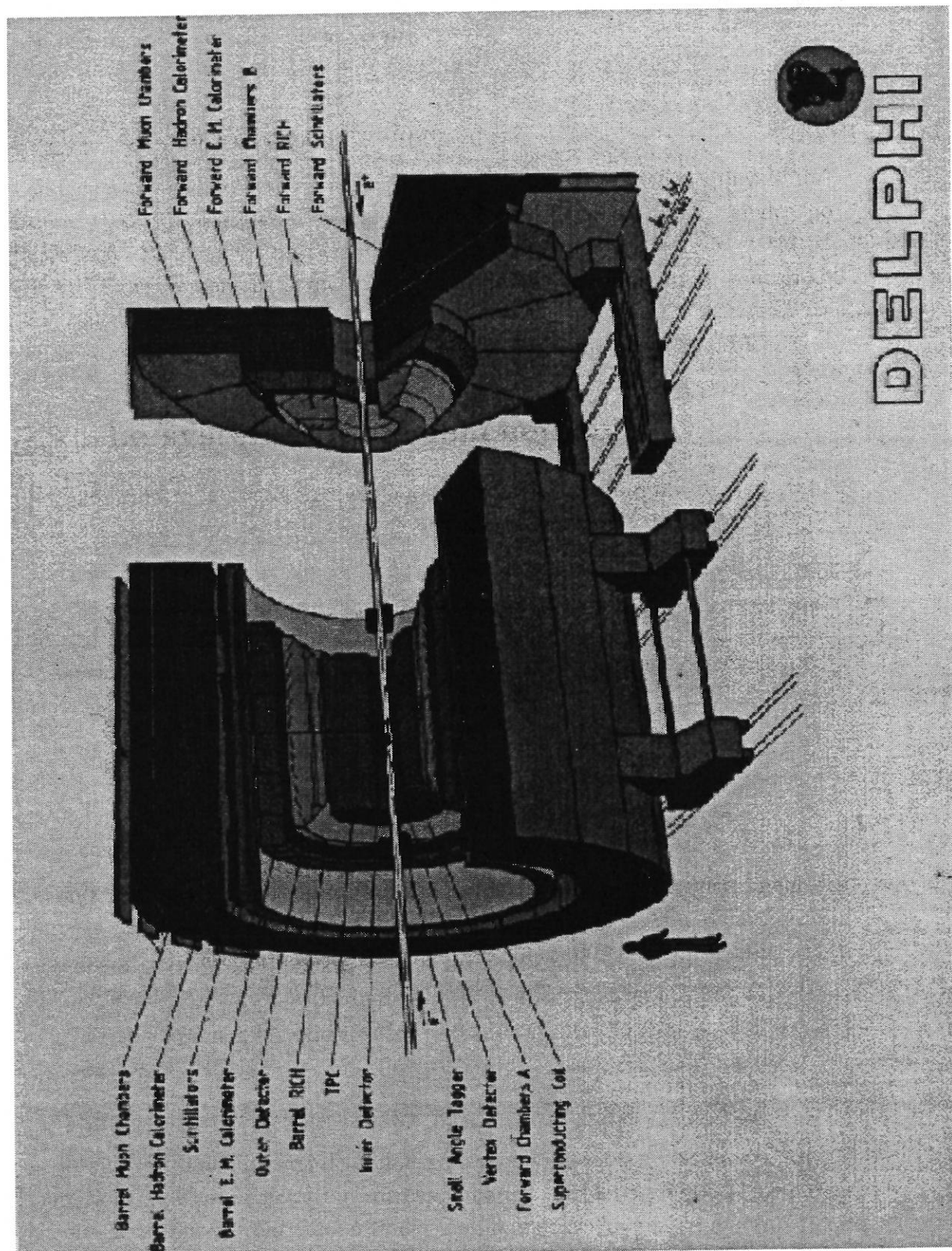


Figure 5.2: Schéma du détecteur DELPHI

Région centrale	Région avant/arrière
Micro-détecteur de vertex (VD)	VFT (en cours de réalisation)
Détecteur interne (ID)	Chambre avant A (FCA)
Chambre à projection temporelle (TPC)	
RICH barrel (BRICH)	RICH avant (FRICH)
Détecteur externe (OD)	Chambre avant B (FCB)
Calorimètre électromagnétique (HPC)	Calorimètre électromagnétique avant (FEMC)
Solénoïde supraconducteur	
Compteur de temps de vol (TOF)	Compteur de temps de vol avant (HOF)
Calorimètre hadronique (HCAL)	Calorimètre hadronique avant (HCAL)
Chambres à muons (MUB)	Chambres à muons avant (MUF)

Tableau 5.1: Correspondance “barrel/bouchons”, par ordre de distance au faisceau croissante.

5.2.1.1 La TPC

C'est une chambre à dérive de grand volume (acceptance $35 \text{ cm} \leq R \leq 111 \text{ cm}$ et $|z| \leq 134 \text{ cm}$). Sur les faces terminales, 16 rangées de damiers permettent d'obtenir jusqu'à 16 points de mesure dans l'espace par trace. La résolution dans le plan transverse $R\Phi$ est de $230 \mu\text{m}$ par point ; elle est de $900 \mu\text{m}$ en z .

Par ailleurs, la mesure du dE/dx se fait par l'intermédiaire de 192 fils.

En complétant la mesure de la TPC avec celles des détecteurs interne (ID) et externe (OD) (constitués de chambres proportionnelles et de tubes à dérive), on obtient pour une trace de $45 \text{ GeV}/c$ une résolution en impulsion transverse [65]

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T^2} = 0.0012, \quad p_T \text{ en GeV}/c.$$

5.2.1.2 Le micro-détecteur de vertex (VD)

Il est composé de trois couches cylindriques “simple face” de plaquettes de silicium effectuant des mesures en $R\Phi$ aux rayons $R = 6.3 \text{ cm}$, 9 cm et 11 cm de l'axe du tube à vide (voir figure 5.3).

Chaque couche possède 96 modules (24 en Φ et 4 en z). Les modules en Φ ont un recouvrement de l'ordre de 10%. Chaque module est divisé en diodes de $25 \mu\text{m}$ de largeur. Par la méthode du barycentre des diodes touchées, on obtient une résolution intrinsèque de $8 \mu\text{m}$ en $R\Phi$ [66].

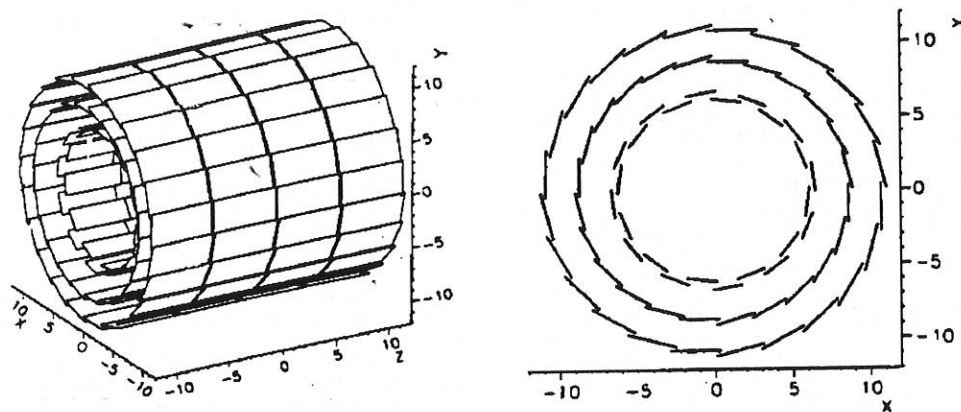


Figure 5.3: Schéma du micro-détecteur de vertex

Cette résolution va se répercuter sur le paramètre d'impact, distance minimale d'approche dans le plan transverse d'une trace par rapport au vertex primaire de l'événement. Après soustraction de la contribution du vertex primaire [64], on obtient une paramétrisation en fonction de l'impulsion transverse de la trace (voir figure 5.4) :

$$\sigma_{IP}^2 = [(24)^2 + \left(\frac{69}{p_T(\text{GeV}/c)} \right)^2] \mu\text{m}^2.$$

5.2.2 Calorimétrie

5.2.2.1 La HPC et le FEMC

La HPC⁵ est constituée de 144 modules (24 en azimuth et 6 le long de z) couvrant les angles polaires de 43° à 137° . Le matériau absorbant est le plomb. Sa granularité est de 4 mm en z , 1° en azimuth, et il y a 9 échantillonnages en profondeur pour 18 longueurs de radiation.

La reconstruction de la gerbe se fait en 3 dimensions par dérive des charges d'ionisation selon le même principe que pour une TPC, vers un plan de fils fonctionnant en mode proportionnel.

Le calorimètre électromagnétique vers l'avant est de conception plus classique, puisque constitué de blocs de verre au plomb.

⁵High-density Projection Chamber

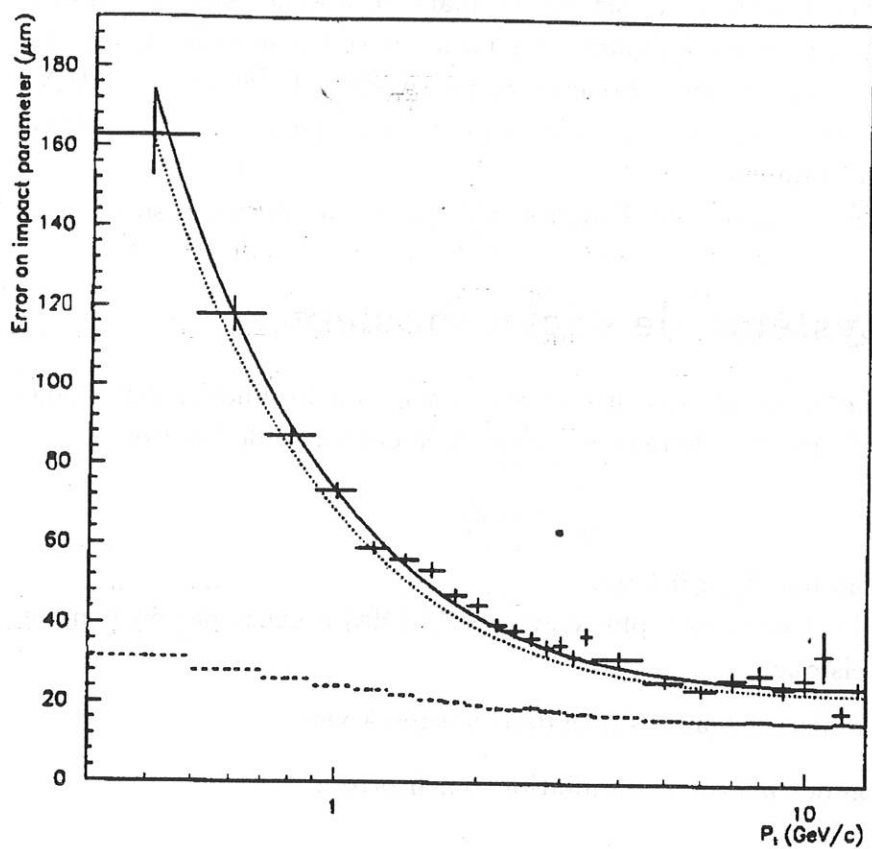


Figure 5.4: Résolution sur le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion transverse. La ligne du bas donne la contribution provenant de l'erreur sur le vertex primaire. La ligne pointillée représente l'erreur sur le paramètre d'impact, la ligne pleine représente l'ajustement.

La résolution en énergie en données réelles de ces deux calorimètres est à peu près la même et elle est de l'ordre de $\frac{25\%}{\sqrt{E}}$.

5.2.2.2 Le calorimètre hadronique

Il est en fer, avec détecteurs à gaz fonctionnant en régime "streamer limité" insérés dans la culasse de l'aimant. La partie barrel couvre les angles polaires 42.6° – 137.4° et les parties bouchon respectivement 11.2° – 48.5° et 131.5° – 168.8° . Nous verrons sa structure plus en détails au paragraphe concernant l'identification des muons.

Sa résolution en énergie est d'environ $\frac{120\%}{\sqrt{E}}$ pour une particule isolée.

5.3 Le système de déclenchement

Si les collisions e^+e^- ne donnaient que des Z , avec une luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 1. \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le taux de déclenchement serait de l'ordre de

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_Z \mathcal{L},$$

soit avec $\sigma_Z \simeq 40 \text{ nb}$, $\frac{dN}{dt} \simeq 0.4 \text{ Hz}$.

Le taux réel est beaucoup plus élevé ($\simeq 45 \text{ kHz}$) à cause des événements bruit de fond tels que

- interaction faisceau/gaz résiduel dans le tube à vide,
- interaction des photons de radiation synchrotron,
- cosmiques.

Le taux maximal acceptable est limité par la fréquence d'enregistrement des données sur bande magnétique (de l'ordre du Hertz). Afin d'éliminer les événements parasites tout en gardant le maximum d'événements intéressants pour la physique, quatre niveaux de déclenchement sont mis en œuvre [67].

- T1 et T2 sont à logique câblée en phase avec le temps de croisement des faisceaux (BCO);
- T3 et T4 sont à logique programmée asynchrone par rapport au BCO.

Le système d'acquisition de données possède une structure arborescente (en "partitions"). Chaque partition correspond à un sous-détecteur ou à une partie de sous-détecteur et contribue à la décision de déclenchement.

Le niveau T1 prend une décision rapide ($< 3\mu\text{s}$) après le croisement des faisceaux. Il utilise 86 signaux de déclenchement basés sur des critères de multiplicité

- en traces chargées (ID, OD, FCA et FCB),
- en dépôts d'énergie dans les calorimètres,
- en scintillateurs touchés dans les détecteurs de temps de vol (TOF/HOF),
- dans les chambres à muons.

A ce niveau il n'y a pas de corrélation entre les détecteurs et le taux de déclenchement est de l'ordre du kHz.

Le niveau T2 combine 95 signaux provenant de sous-détecteurs différents et en particulier ceux venant de détecteurs à temps de dérive long. Cette opération peut prendre jusqu'à $40 \mu\text{s}$, temps supérieur au temps entre 2 croisements de faisceau (environ $11.25 \mu\text{s}$ avec 8 paquets). A ce stade, le taux de déclenchement est passé à environ 20 Hz.

Au niveau T3, la décision T2 est validée en utilisant une information plus détaillée et recalculée par les sous-détecteurs.

Le niveau T4 marque les événements et rejette ceux considérés comme non Z . Les temps typiques de réponse sont 30 ms et 300 à 500 ms.

L'efficacité du trigger dans la région centrale ($45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$) et dans les régions avant ($10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ et $150^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$) est très proche de 1. [68] :

$$Z \rightarrow e^+e^- \quad \epsilon = 0.99961 \pm 0.00007 \text{ (stat)}$$

$$Z \rightarrow \mu^+\mu^- \quad \epsilon = 0.99711 \pm 0.00008 \text{ (stat)}$$

$$Z \rightarrow \text{hadrons} \quad \epsilon = 0.999993, \text{ avec une erreur inférieure à } 10^{-5}.$$

5.4 Identification des muons

L'identification des muons par les chambres à muons repose sur leur capacité à pénétrer de grandes profondeurs de matière avant d'être absorbés. Le bruit de fond principal de cette méthode vient de la petite fraction de hadrons qui réussissent à traverser l'absorbeur (calorimètres), qu'on appelle "punch-through", et des désintégrations en vol de pions et de kaons.

5.4.1 Par les chambres à muons

Dans la partie barrel, le détecteur est constitué de 2 couches. La première couche, formée de 2×24 éléments, est insérée dans la culasse de l'aimant après 90 cm de fer et contient 2 plans de chambres à dérive (de fil parallèle

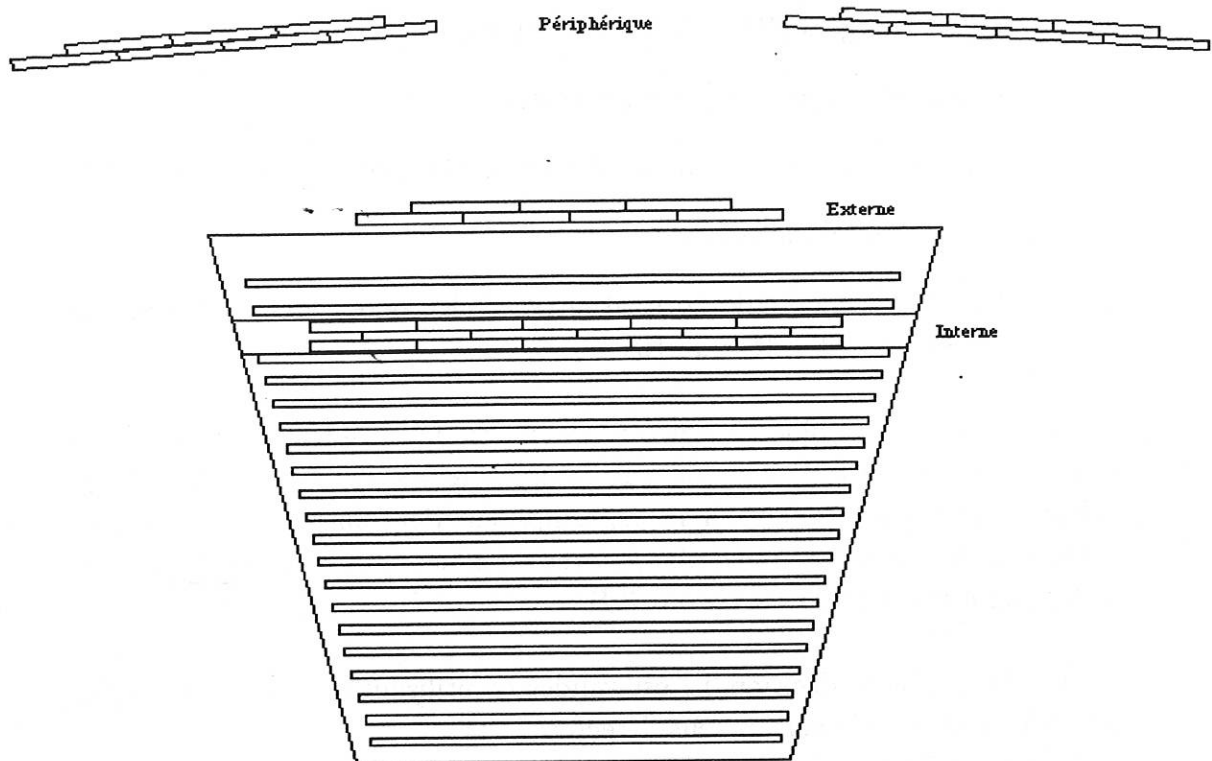


Figure 5.5: Schéma d'un secteur du système de chambres à muons dans le baril

à l'axe du faisceau), disposés en quinconce de sorte à résoudre l'ambiguïté droite-gauche naturellement produite par les chambres à dérive. La seconde est montée à l'extérieur de l'aimant après 20 cm de fer supplémentaires. Elle contient de même 2 plans de détection ; de plus, les plans sont disposés de sorte à avoir un recouvrement non nul (voir figure 5.5). Selon son angle d'incidence, une particule traversera 1, 2 ou 3 couches, produisant donc jusqu'à 6 points de mesure.

L'ensemble couvre les angles polaires compris entre 52° et 128° . En données réelles, la résolution est $\sigma_{R\Phi} \simeq 4$ mm et $\sigma_z \simeq 2.5$ cm.

Dans les bouchons, la disposition des plans est similaire, avec une première couche après 85 cm de fer, et une seconde après 20 cm supplémentaires. Chaque couche couvre 9×9 m² et est à détection xy (2 plans perpendiculaires par couche). La résolution est d'environ ± 3 mm dans les deux directions ; dans l'acceptance (de 19° à 43° et de 137° à 161°), on dispose de 4 points de mesure au maximum.

L'algorithme d'identification utilisé pour l'analyse est MUFLAG, décrit en

détails dans [69]. Nous ne rappellerons ici que les grandes lignes.

L'identification est basée sur la comparaison des paramètres des traces mesurées dans la partie centrale du détecteur puis extrapolées (avec leurs erreurs) vers les chambres à muons, avec les impacts enregistrés par les chambres à muons. Les grandeurs T_i utilisées sont $R\phi$ et Φ , z et θ pour le barrel, x et y pour les bouchons. Les variables de sélection sont différents χ^2 , de la forme

$$\chi_{ex}^2 = \left(\frac{T_1^{fit} - T_1^{ex}}{\sigma_{T_1}^{ex}} \right)^2 + \left(\frac{T_2^{fit} - T_2^{ex}}{\sigma_{T_2}^{ex}} \right)^2.$$

MUFLAG permet d'étiqueter les muons en 3 catégories, par ordre d'efficacité croissante: muons "serrés", "standards" et muons "lâches". Dans le cas de la sélection "standard" par exemple, au moins 1 impact dans la couche la plus externe est requis, ce qui n'est pas le cas pour la sélection "lâche". Dans le cas de la sélection "serrée", en plus de la gestion des ambiguïtés, les critères d'association d'un coup à une trace sont plus sévères que dans les autres cas (traités tous les deux de la même façon). Cela implique que l'ajustement effectué de façon interne aux chambres à muons (et auquel on compare l'extrapolation) peut donner des résultats différents entre "serré" et "standard/lâche". Cela implique aussi que le lot de muons étiquetés "standard" est inclus dans le lot "lâche". En pratique, il est très rare qu'un muon "serré" ne soit pas en même temps un muon "standard/lâche".

Afin de tester la compatibilité des données réelles et des données Monte Carlo du point de vue de l'efficacité de l'algorithme, deux types de lots de données peuvent être utilisés: les paires de muons de 45 GeV/c provenant du Z , et les événements $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$. Ces derniers permettent d'accéder à des impulsions plus proches de celles des signaux recherchés (de l'ordre du GeV à la dizaine de GeV) que dans le cas des dimuons. En revanche, il est très difficile d'obtenir des lots de muons à l'intérieur de jets (les événements $\gamma\gamma$ sont de multiplicité 2 aussi). Les résultats sont résumés sur la figure 5.6 dans le cas des muons "lâches" [70]. L'analyse présentée dans cette thèse requiert une bonne efficacité à cause du faible rapport d'embranchement des événements recherchés. De plus, comme il s'agit d'identifier non pas un, mais deux muons, le bruit de fond attendu n'est pas trop important. Nous avons donc surtout étudié les propriétés des muons de type "lâche". On peut voir que l'efficacité est de l'ordre de 90% dès 3 GeV/c, et en très bon accord avec la simulation Monte Carlo.

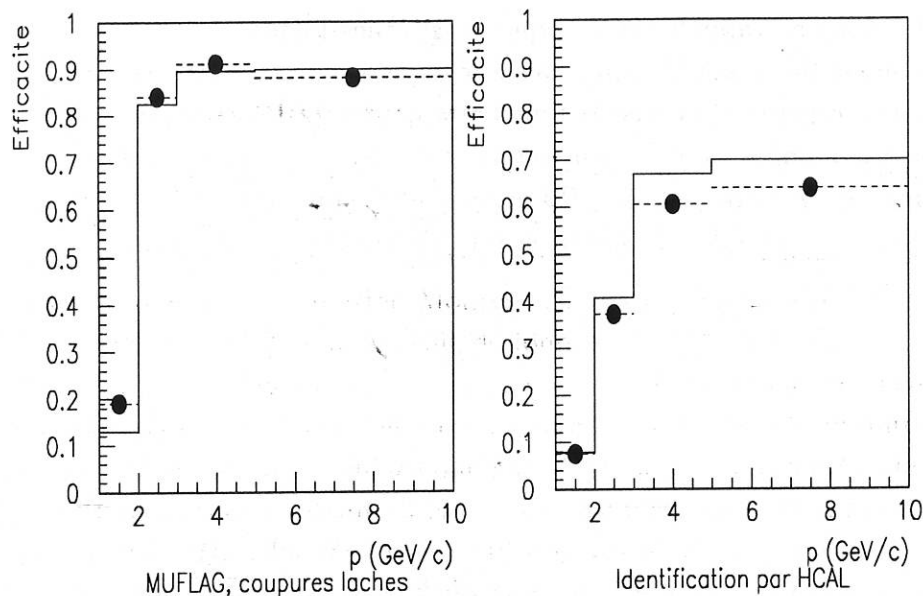


Figure 5.6: Efficacités comparées données/Monte Carlo des programmes d'identification de muons MUFLAG et PXHAID en fonction de l'impulsion. Les points représentent les données réelles et les histogrammes le Monte Carlo.

5.4.2 Par le calorimètre hadronique

Nous avons vu que la disposition géométrique des chambres à muons laisse un vide d'environ 10° autour de $\theta \simeq 50^\circ$ (130°), ce qui correspond à une acceptation de 83%. Ceci sera "réparé" à partir du mois de juillet 1994, date à laquelle de nouveaux plans de chambres à muons couvrant la région intermédiaire $0.6 \leq |\cos \theta| \leq 0.74$ seront mis en service pour la physique (projet SMC⁶, [71]).

En attendant, il est possible de compenser partiellement cette perte d'acceptation en utilisant le calorimètre hadronique, dont on a vu qu'il couvre, sans espace mort, les angles θ allant de 11.2° à 168.8° , pour identifier les muons (acceptance de 95%). On exploite ici le fait que le profil du dépôt d'énergie d'un muon est très dissemblable de celui d'un pion dans les épaisseurs successives de l'absorbeur constituant le calorimètre. Jusqu'à la prise de données 93 comprise, ces épaisseurs de 5 cm de fer ont été lues par groupes, donnant en réalité un échantillonnage de 4 couches (voir structure du HCAL figure 5.7).

Un pion va déposer la majeure partie de son énergie dans les deux premières couches d'absorbeur par interaction nucléaire, tandis qu'un muon, n'interagissant qu'électromagnétiquement, va déposer en moyenne une énergie cons-

⁶Surround Muon Chambers

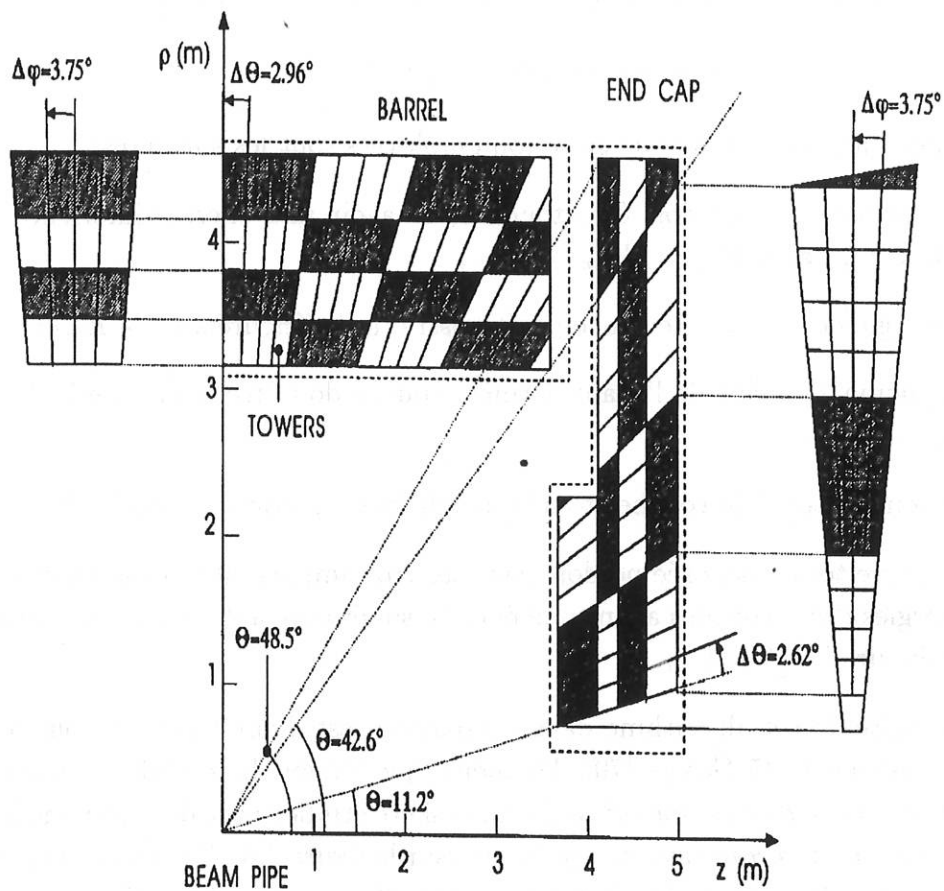


Figure 5.7: Schéma du HCAL

tante et minimum, typiquement 1.25 GeV par couche (E_{ref}).

On procède de la façon suivante⁷ : les dépôts d'énergie sont associés à une trace avec une distance maximale de 25 cm. Ils sont ensuite corrigés en fonction de l'angle d'incidence de la trace (le dépôt est minimal pour une incidence normale), c'est la correction géométrique C_{geom} .

Dans la partie barrel, $C_{geom} = \frac{1}{\sin^2 \theta}$, et à l'avant, $C_{geom} = \frac{1}{\sin^2 50^\circ} \times \frac{1+\sin \theta}{1+\sin 50^\circ}$.

Une correction en impulsion (empirique) est aussi nécessaire :

$$C_p = 1. + 0.25 \times \ln p \quad (p \text{ en GeV/c}).$$

Finalement, les coupures de sélection employées sont les suivantes :

- la dernière couche doit être touchée, et avoir une énergie inférieure à $1.5 \times E_{cut}$, avec $E_{cut} = C_{geom} \times E_{ref}$;
- l'énergie de la dernière couche doit aussi être inférieure à $C_p \times E_{ref}$;
- de même, l'énergie de l'avant dernière couche doit être inférieure à $C_p \times E_{ref}$;
- le nombre total de couches touchées doit être supérieur ou égal à 2 ;
- l'énergie totale déposée ne doit pas être trop importante : la somme des énergies des n couches ayant une énergie supérieure à $0.5 \times E_{cut}$ doit être inférieure à $\frac{1+n}{2} \times E_{cut}$.

L'efficacité de cet algorithme dans les données est d'environ 82% pour les paires de muons de 45 GeV/c [70]. De même que l'algorithme d'identification par les chambres à muons, son efficacité a aussi été étudiée avec des événements photon-photon. Les résultats sont présentés sur la figure 5.6. Ce type d'étiquetage étant très dépendant de l'impulsion, entre 3 et 10 GeV/c, l'efficacité est aux alentours de 60%.

Bien entendu, plus l'échantillonnage en énergie est fin, plus ce type d'identification est efficace. Pour cette raison, DELPHI est actuellement en train d'améliorer l'électronique de lecture du HCAL pour passer de 4 couches à 16. Ceci sera opérationnel pour la physique en 1995.

⁷Le programme utilisé est **PXHAID**, auteurs P. Kluit et V. Nikolaenko, octobre 92.

Chapitre 6

Reconstruction des événements

6.1 Sélection des événements hadroniques

Dans la sélection des événements, seules les particules chargées qui satisfont les conditions suivantes sont utilisées :

- leur paramètre d'impact par rapport à l'axe du faisceau doit être inférieur à 5 cm en $R - \phi$ et à 10 cm en z ,
- leur impulsion doit être supérieure à 0.2 GeV/c,
- la longueur de la trajectoire mesurée doit être supérieure à 40 cm.

Sur l'ensemble des désintégrations de Z enregistrées par DELPHI, les coupures suivantes permettent de sélectionner les événements hadroniques avec une efficacité voisine de 95% :

- au moins 2 traces chargées en avant et arrière de l'axe z ,
- un total d'au moins 7 traces chargées,
- l'énergie totale minimum des particules chargées doit être supérieure à 15 GeV.

Les contaminations de la part des événements $\tau^+\tau^-$ et $\gamma\gamma$ sont très faibles, et sont estimées respectivement à 0.2% et 0.1%.

Pour les années de fonctionnement 1991 et 1992, l'expérience DELPHI dispose d'environ 977 000 événements hadroniques exploitables pour la physique.

6.2 Recherche des J/ψ

6.2.1 Généralités sur les coupures

D'après les prévisions théoriques (voir paragraphe 4.1), on s'attend à ce que 99% des J/ψ soient produits par les hadrons beaux.

Pour définir les critères de sélection des J/ψ et les efficacités associées, nous avons recours à la simulation Monte-Carlo des désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$ et des événements $Q\bar{Q}$ pour le bruit de fond.

Celle-ci a été établie en tenant compte des quelques modes inclusifs et exclusifs mesurés. Mais dans l'ensemble le détail des voies de désintégration est assez mal connu. On est donc contraint de se fier au programme de simulation JETSET pour générer d'autres canaux, à concurrence du rapport de branchement inclusif $Br(B \rightarrow J/\psi X) = 1.12 \pm 0.16\%$ [2].

Dans le centre de masse du hadron B , l'impulsion du J/ψ est comprise dans l'intervalle $[0., 1.7]$ GeV/c, pour M_X compris entre 0.5 GeV/ c^2 (X est un Kaon si on néglige V_{cd} par rapport à V_{cs}) et 2.2 GeV/ c^2 ($M_B - M_{J/\psi}$). Au LEP, l'impulsion moyenne d'un hadron B est de 31 GeV/c. Comme le montre la figure (6.1)-(b), le boost de Lorentz fait que les détails des voies de désintégration mis dans la simulation ont des conséquences minimales sur le spectre d'impulsion des J/ψ dans le référentiel de l'expérience:

6.2.1.1 Coupures sur l'identification et la cinématique

La première étape consiste à ne considérer que les particules identifiées comme leptons, ce qui implique un seuil en impulsion de 2 GeV/c. L'évaluation de la perte d'efficacité qu'implique cette coupure cinématique dépend de la fonction de fragmentation des quarks b . Dans notre cas, elle est du type Peterson (formule 2.16) avec un coefficient $\varepsilon_b = 5.10^{-3}$.

6.2.1.2 Coupure sur la compatibilité des trajectoires en un même vertex

Les leptons étant supposés provenir d'une même origine, on ne considère donc que ceux qui forment un vertex de bonne qualité. D'une façon générale, le point de désintégration d'une particule est déterminé en minimisant le χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1,n} (h_i - h(x, p_i))^T W_i (h_i - h(x, p_i)) \quad (6.1)$$

n est le nombre de trajectoires contraintes en un même point.

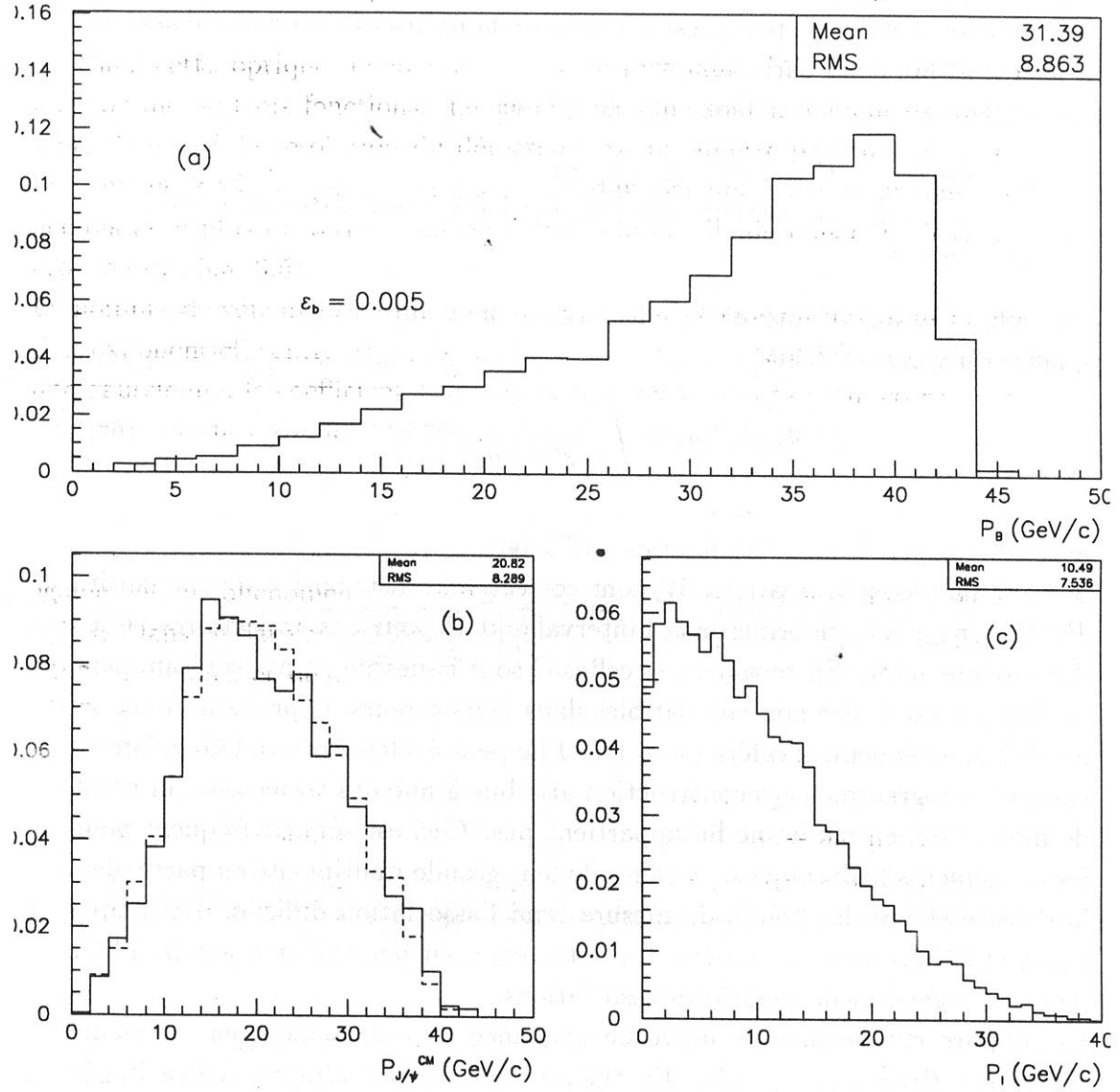


Figure 6.1: Spectres d'impulsion : (a) des hadrons B (fragmentation de Peterson), (b) des J/ψ produits par les hadrons B (en trait plein $B \rightarrow J/\psi X$, en pointillé $B \rightarrow J/\psi K$), (c) des leptons du J/ψ .

h_i représente les 5 paramètres géométriques qui définissent la trajectoire d'une particule: \vec{P}_i le vecteur impulsion, δ_i^{xy} et δ_i^z les paramètres d'impact respectivement dans le plan xy et selon l'axe z .

$h(x, p_i)$ sont les paramètres attendus pour une particule d'impulsion p_i en un point x , qui est le vertex recherché.

W_i , appelée matrice de poids, est l'inverse de la matrice de covariance associée à la trajectoire de la particule i .

Le nombre de degrés de liberté $n_{d.l}$ du χ^2 est de :

$$\begin{aligned} & (5n) \quad (5 \text{ paramètres par trace}) \\ - & (3n + 3) \quad (n \text{ vecteurs impulsion et les 3 coordonnées du vertex}) \\ = & 2n - 3 \end{aligned}$$

On définit la probabilité du χ^2 de l'ajustement, qui traduit directement la qualité du vertex obtenu :

$$Prob(\chi^2, 2m) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{2^m \Gamma(m)} z^{m-1} e^{(-z)} dz \quad (6.2)$$

avec $m = n_{d.l}/2$, Γ étant les fonctions d'Euler.

Si les évaluations des matrices W_i sont correctes, la distribution de la quantité $Prob(\chi^2, n_{d.l})$ est uniforme dans l'intervalle $[0, 1]$ pour des trajectoires issues d'un même point. En revanche, si celles-ci sont issues de points suffisamment distincts, c'est-à-dire non compatibles dans leurs erreurs, la probabilité du χ^2 est faible, typiquement inférieure à 1%. Elle peut également être faible dans le cas où le programme de reconstruction attribue à une des trajectoire un point de mesure qui en réalité ne lui appartient pas. Ceci est surtout fréquent pour les événements hadroniques. A cause de leur grande multiplicité en particules, la densité élevée des points de mesure rend l'association difficile. De même, les interactions avec la matière des détecteurs, en particulier avant la TPC, peuvent engendrer de mauvaises associations.

La coupure choisie pour le degré de confiance de l'ajustement en un même vertex est $Prob(\chi^2, 1) > 1\%$. En théorie, elle devrait réduire l'efficacité de reconstruction de la même quantité (1%).

Notons que la qualité du χ^2 dépend essentiellement de l'information en z , puisqu'en général deux trajectoires se coupent toujours en projection dans le plan $R - \phi$.

6.2.1.3 Coupure en énergie

Contrairement aux désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$, les cascades (figure 4.6) se caractérisent par l'émission de deux neutrinos. Dans ces cas-là, l'énergie totale

mesurée dans l'hémisphère ¹ de la paire de leptons est, en moyenne, inférieure de 8 GeV par rapport à l'énergie moyenne d'un événement hadronique. Cette énergie est calculée en faisant l'hypothèse que toutes les particules chargées sont des π et les particules neutres des γ .

La figure (6.2) montre les spectres correspondant aux événements du type cascade et du type $B \rightarrow J/\psi X$.

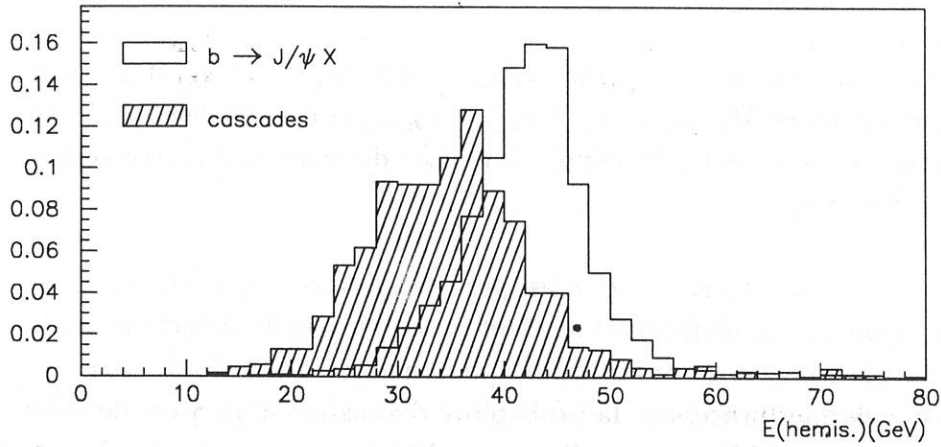


Figure 6.2: *Energies de l'hémisphère du J/ψ des événements $B \rightarrow J/\psi X$ et cascades ($2.9 < M_{l+l-} < 3.3 \text{ GeV}/c^2$.)*

Le choix de la coupure est fixée à 75% de l'énergie par faisceau, soit 34.2 GeV, ce qui correspond à une efficacité de 93% dans la simulation des événements $B \rightarrow J/\psi X$.

6.2.2 Les erreurs systématiques

L'obtention d'un signal de J/ψ dans les données va nous permettre, à partir de l'efficacité $\epsilon_{J/\psi}$ fournie par le Monte-Carlo, de déduire le rapport de bran-

¹Au LEP, les quarks produits ayant une masse nettement inférieure à celle du Z, l'énergie dans un événement est essentiellement cinétique. Les particules de l'état final sont émises selon une direction privilégiée ($p_{//}$), déterminée par la relation :

$$Thrust = \max \left[\frac{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_{i//}|}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|} \right]$$

Le plan perpendiculaire à cette direction coupe l'événement en deux hémisphères.

chement $Br(B \rightarrow J/\psi X)$.

Un point important concerne donc les estimations des erreurs systématiques sur $\epsilon_{J/\psi}$, et par conséquent sur $Br(B \rightarrow J/\psi X)$. Pour se faire, on va comparer les effets des coupures de sélection, dans les données et dans le Monte-Carlo. A chaque étape, il faut donc chiffrer le nombre de candidats J/ψ .

Dans cette optique, le spectre de masse invariante l^+l^- est modélisé par une somme de trois fonctions. Le signal attendu, dont la largeur est due essentiellement à la résolution du détecteur, est paramétré par une gaussienne. Le bruit de fond est quant à lui bien reproduit par une fonction exponentielle décroissante plus un terme constant, dans l'intervalle de masse 2 - 5 GeV/c^2 (voir figures 6.3, 6.5).

Le nombre d'événements bruit de fond N_{Fond} est calculé en intégrant la fonction exponentielle entre $M_{signal} \pm 1.64 \times \sigma_{signal}$, σ_{signal} étant l'écart type. Pour une gaussienne, le coefficient 1.64 définit la fenêtre de masse qui correspond à 90% de sa surface totale.

En réalité, la forme du signal l^+l^- n'est pas complètement symétrique. Ceci provient du rayonnement de freinage des leptons au travers du détecteur, mais également du phénomène de radiation de photon dans l'état final: $J/\psi \rightarrow l^+l^-\gamma$. Dans ce dernier processus, la probabilité d'émission d'un γ est de 15% pour les muons, et de 43% pour les électrons. L'énergie moyenne du photon est respectivement de 0.8 et 1.3 GeV .

Dans la simulation, l'ajustement du spectre par une gaussienne donne une masse plus faible de $(6 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$ pour $\mu^+\mu^-$ et de $(23 \pm 4) \text{ MeV}/c^2$ pour e^+e^- . Quant au nombre d'événements, à cause des queues de distribution, il est sous-estimé de $11.5 \pm 0.6\%$ [$18.6 \pm 1.5\%$]. Nous en tiendrons compte pour la détermination de l'efficacité de reconstruction $\epsilon_{J/\psi}$.

Dans les paragraphes qui vont suivre, le nombre de candidats $N_{J/\psi}^{Gauss.}$ est déterminé à partir de la surface de la gaussienne, et la pureté de l'échantillon est définie par le rapport

$$p = \frac{0.9 \times N_{J/\psi}^{Gauss.}}{0.9 \times N_{J/\psi}^{Gauss.} + N_{Fond}}.$$

6.2.3 Recherche des candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

La désintégration du J/ψ en muons est la signature la plus claire expérimentalement. L'obtention du signal se fait à l'aide des coupures précédemment décrites :

- **Identification et coupures cinématiques**

La qualité de l'identification est choisie minimale :

- dans les chambres à muons : toute particule de plus de 2 GeV/c associée au moins au critère *lâche* est retenue, ce qui correspond à une efficacité moyenne de 86% par muon.
- dans le calorimètre hadronique : on accepte la particule si son dépôt d'énergie satisfait les conditions définies dans le paragraphe 5.4. On augmente ainsi l'efficacité de sélection des muons d'un J/ψ de 7.2% par muon.

On applique encore une coupure minimale de 5 GeV/c pour le système des deux muons. En pratique, elle n'élimine quasiment pas de signal : $(99.4 \pm 0.2)\%$ d'efficacité dans la simulation et $(98.7 \pm 13.0)\%$ dans les données.

Pour le bruit de fond, l'efficacité est de $(95.0 \pm 14.6)\%$ dans les données.

Le spectre de masse invariante (figure 6.3), obtenu avec les coupures que nous allons appeler :

$$\text{coupures minimales} \\ 2 \mu \text{ identifiés, } P_\mu > 2 \text{ GeV}/c \text{ et } P_{J/\psi} > 5 \text{ GeV}/c$$

montre un pic à la masse $M = 3.086 \pm 0.006 \text{ GeV}/c^2$, de largeur $\sigma = 45.2 \pm 6.9 \text{ MeV}/c^2$, en bon accord avec ce que l'on attend pour le signal de J/ψ ($M_{MC} = 3.091 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma = 43.1 \pm 2.6 \text{ MeV}/c^2$).

A ce stade, le nombre de candidats J/ψ pour les deux années de fonctionnement 1991 et 1992 est de $N^{Gauss.} = 128.2 \pm 17.4$ avec une pureté $p = 70.3 \pm 5.0\%$.

La simulation de 650 000 désintégrations hadroniques du Z dans le détecteur DELPHI nous permet d'étudier quels types d'événements constituent le bruit de fond. Dans la région 2 - 5 GeV/c², 84% d'entre eux proviennent des saveurs lourdes b et c , et 16% des saveurs légères u , d , s . Dans cette dernière catégorie, $(86.7 \pm 7.3)\%$ des paires l^+l^- sont en fait des π et K identifiés à tort comme μ . Les spectres de masse sont montrés dans la figure (6.4). Leurs proportions relatives dans la région du J/ψ sont résumées dans la table 6.1.

- **Coupe sur le χ^2 du vertex des 2 muons**

Dans les données, en appliquant la sélection $Prob(\chi^2, 1) > 1\%$, on conserve $(89.7 \pm 12.0)\%$ du signal, et $(59.9 \pm 10.0)\%$ du fond.

Dans la simulation $Q\bar{Q}$, on peut remarquer que les cascades ne sont, en

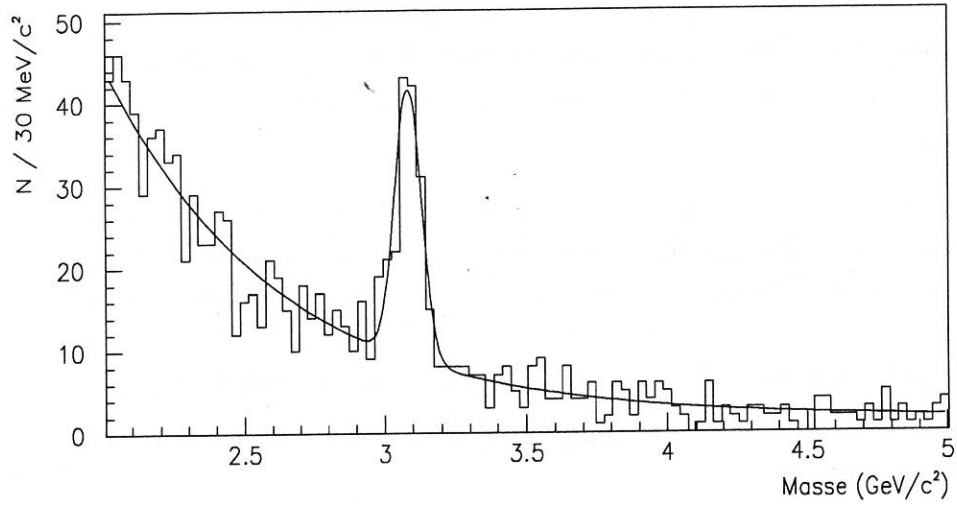


Figure 6.3: *Signal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ obtenu avec les coupures minimales (données 91+92).*

Sources	Sélection hadronique, $2 \mu, P_\mu > 2, P_{J/\psi} > 5$	$Prob(\chi^2) > 1\%$	$E_{Hemis.} > 34 \text{ GeV}$
u, d, s	15.9 ± 5.2	14.3 ± 6.2	21.4 ± 10.7
$(b, c) \rightarrow \text{Hadrons}$	25.0 ± 6.5	23.4 ± 7.9	28.6 ± 12.3
$(b, c) \rightarrow \mu\nu_\mu X$	18.2 ± 5.6	17.9 ± 6.9	21.4 ± 10.7
$b \rightarrow \mu\nu_\mu c, c \rightarrow \mu\nu_\mu X$	40.9 ± 8.5	44.4 ± 11.1	28.6 ± 12.3

Tableau 6.1: *Evolution de la composition du fond (en %) avec les coupures. L'intervalle de masse considéré est $[2.9-3.3] \text{ GeV}/c^2$.*

proportion, pas plus réduites que les autres sources de fond, bien que dans $(91.7 \pm 6.0)\%$ des cas, les particules identifiées soient effectivement les deux muons des quarks b et c , c'est-à-dire qu'elles sont issues de vertex différents. Ceci s'explique par le fait que pour ces autres sources, dans 17% des cas les combinaisons l^+l^- se font à partir de traces elles aussi issues de vertex distincts :

pour (b, c) : une particule du quark lourd en association avec une particule produite au vertex primaire.

pour (u, d, s) : une particule avec un vrai muon issu de la désintégration d'un K ou d'un π .

Le nombre de candidats J/ψ est de (114 ± 13) . Pour l'intervalle de masse $[3.022-3.156]$, la pureté est de $(78.9 \pm 3.0\%)$.

• Coupure sur l'énergie de l'hémisphère

Dans les données, en appliquant la sélection $E_{Hemis.} \geq 34.2$ GeV, on conserve $(98.6 \pm 11.6)\%$ des candidats J/ψ , et $(74.6 \pm 11.7)\%$ du fond.

Dans la simulation, ces chiffres sont respectivement $(93.0 \pm 1.3)\%$ et $(61.7 \pm 14.8)\%$.

Dans l'intervalle de masse $[2-5]$ GeV/ c^2 , les cascades sont éliminées à $(46.7 \pm 4.5)\%$. Cependant, comme le montre la figure (6.4), ce type de fond décroît rapidement avec la masse, de sorte que dans l'ensemble le niveau total de fond sous le signal est assez peu affecté. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle il n'est pas opportun de monter la valeur de cette coupure.

L'ensemble des critères de sélection utilisés, qui comprend donc les coupures minimales et les coupures en χ^2 et $E_{Hemis.}$ constitue la sélection optimale.

Le signal obtenu se trouve dans la figure (6.5), avec le fond Monte-Carlo superposé, renormalisé au même nombre de Z , soit 970031. La composition en terme de mauvaises identifications est également représentée.

Le nombre de candidats J/ψ est de (112 ± 13) . Pour l'intervalle de masse $[3.022-3.156]$, la pureté est de $(83.2 \pm 2.7\%)$.

Dans la région du J/ψ , le tableau 6.1 résume l'évolution de la composition du fond au fur et à mesure de l'application des coupures de sélection.

Le suivi des pertes d'efficacité est détaillé dans la table 6.2.

On peut voir que l'accord données/Monte-Carlo est très bon, aussi bien avant qu'après les coupures. Ceci nous donne une bonne confiance dans la nature des différentes sources de fond fournies par la simulation.

En effet, le niveau du bruit de fond sous le signal du J/ψ n'étant pas négligeable, il est important de bien connaître ses propriétés. Pour mesurer les grandeurs physiques relatives aux hadrons beaux, il est indispensable de soustraire la contribution du bruit fond.

En particulier, pour la mesure du temps de vie des hadrons B , on affectera une pseudo durée de vie nulle à la composante due aux saveurs légères (u, d, s) (voir chapitre 7).

Sources	$Prob(\chi^2) > 1\%$	$E_{Hemis.} > 34.2 \text{ GeV}$
u, d, s ⁽¹⁾	60.3 ± 5.7	84.6 ± 9.3
$(b, c) \rightarrow \text{Hadrons}$ ⁽¹⁾	56.3 ± 8.0	97.5 ± 15.7
$(b, c) \rightarrow l\nu_l X$ ⁽¹⁾	61.4 ± 8.5	83.7 ± 13.4
$b \rightarrow l\nu_l c, c \rightarrow l'\nu_{l'} X$ ⁽¹⁾	66.7 ± 4.4	53.1 ± 4.5
Bilan du fond dans la simulation $Q\bar{Q}$ ⁽²⁾	63.6 ± 9.9	60.7 ± 14.8
Fond dans les données	59.9 ± 10.0	74.7 ± 11.7
simulation $B \rightarrow J/\psi X$	81.4 ± 2.5	93.0 ± 2.6
J/ψ dans les données	89.7 ± 11.4	$99. \pm 11.6$

Tableau 6.2: Comparaison des efficacités des coupures (en %), dans les données et dans la simulation. Dans les cas (1) et (2) respectivement, on a utilisé pour des raisons de faible statistique, les intervalles de masse $[2-5]$ et $[2.9-3.3]$ GeV/c^2 . Pour les candidats J/ψ , l'intervalle correspond à $[M_{J/\psi} \pm 1.64\sigma]$.

6.2.4 Désintégration en électrons

L'identification des électrons [72] repose en grande partie sur le calorimètre électromagnétique HPC.

La valeur de l'énergie déposée, la position et la forme longitudinale de la gerbe mesurée dans les 9 couches du détecteur, combinées avec les paramètres indépendants de la trajectoire d'une particule chargée, ainsi que la perte d'énergie dE/dx par ionisation dans la TPC permettent d'attribuer à cette dernière une probabilité globale d'être un électron.

L'efficacité de l'identification est typiquement de 70% pour des électrons contenus dans la région *barrel* ($|\cos \theta| < 0.72$).

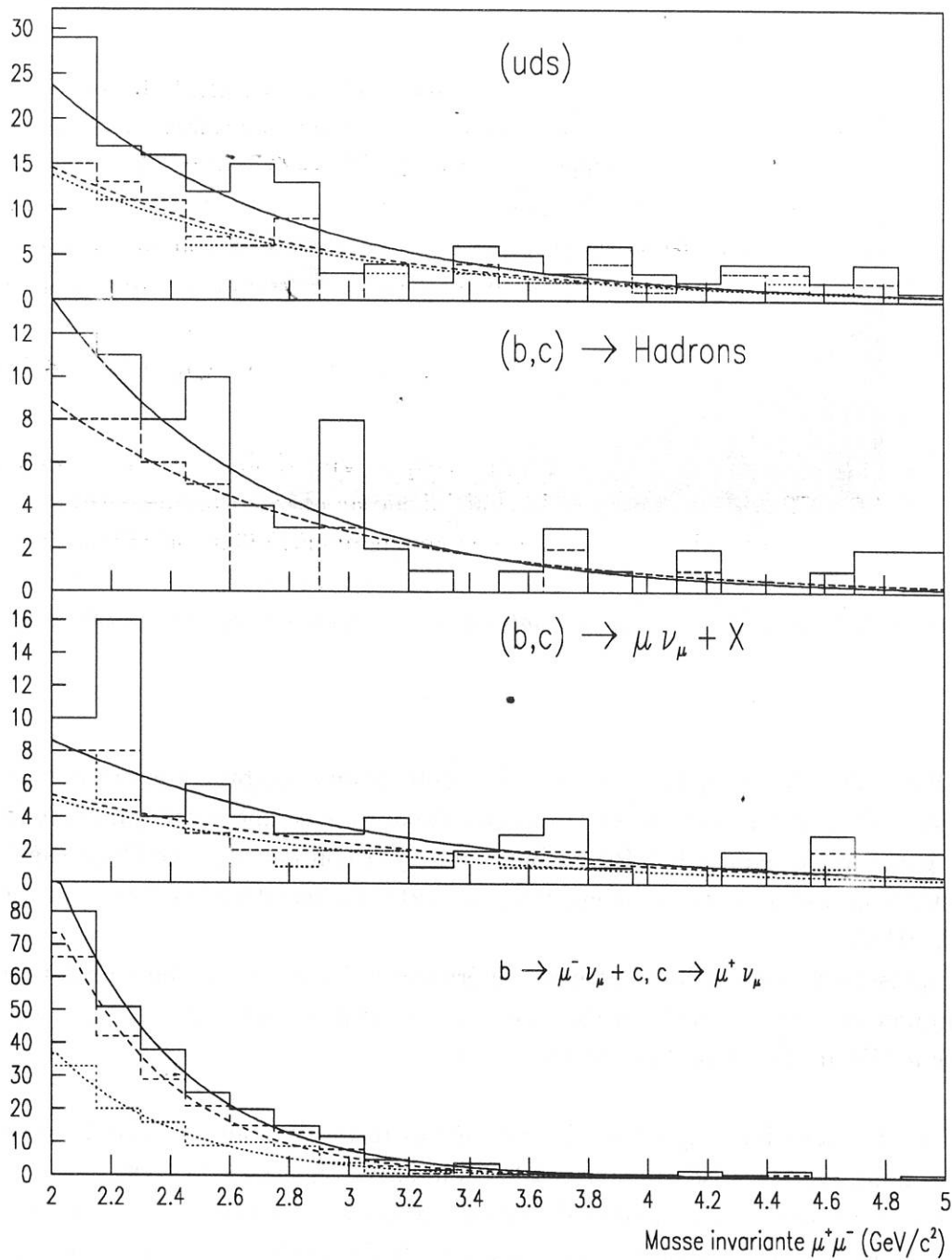


Figure 6.4: Effet de l'application successive des coupures sur le χ^2 (trait tireté) et sur l'énergie (trait pointillé): pour les saveurs légères, les désintégrations hadroniques et semi-leptoniques des quarks lourds, et les cascades. Le nombre de Z hadroniques simulés est de 650821.

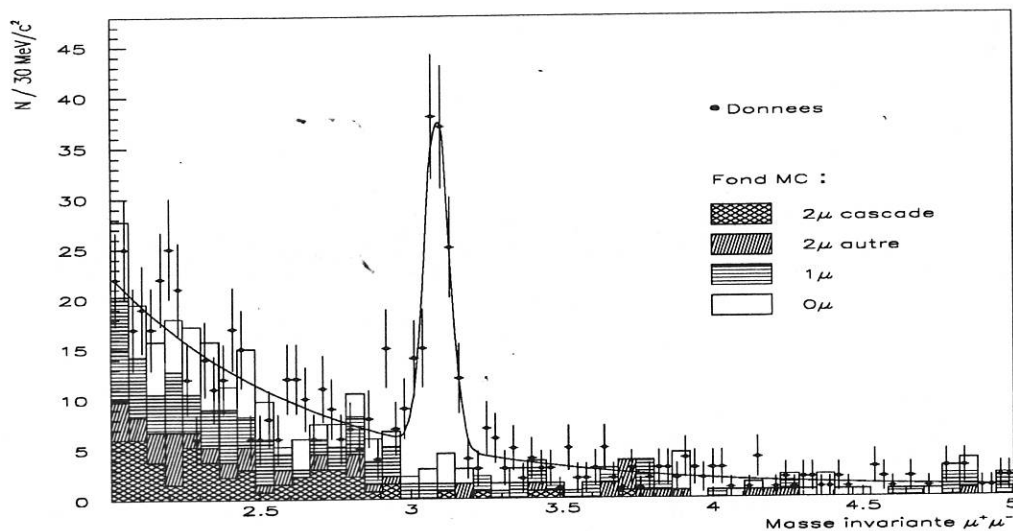


Figure 6.5: Signal de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ obtenu avec les coupures optimales (données 91+92).

Pour obtenir un signal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, nous avons combiné une trace d'au moins 3 GeV/c, passant les sélections précédentes, avec une autre qui possède une gerbe associée dans la HPC ou bien un dE/dx compatible avec l'hypothèse électron, ceci dans le but de compenser la perte d'efficacité liée à l'acceptance de la HPC.

L'impulsion de l'ensemble doit être supérieure à 7 GeV/c, et l'énergie totale minimale contenue dans l'hémisphère, comme dans le cas $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, est fixée à 75% de l'énergie du faisceau.

Le détecteur HPC ayant eu des problèmes techniques au cours de l'année 1991, nous avons utilisé uniquement les données enregistrées en 1992.

La figure 6.6 présente le spectre de masse invariante que nous avons ainsi obtenu, superposé au fond prévu par la simulation Monte-Carlo. Le signal de J/ψ est nettement moins clair que dans la voie $\mu^+\mu^-$, la majorité du fond étant introduite par la faible contrainte d'identification sur l'un des deux leptons.

L'ajustement du signal par une gaussienne donne une largeur $\sigma_M = 66 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$, et un nombre de candidats de 36 ± 9 . Dans la simulation, l'efficacité globale de reconstruction est évaluée à 13%.

Du fait du faible nombre de candidats reconstruits et de l'importance du ni-

veau de fond, et pour des raisons que nous évoquerons dans le paragraphe 7.2.2, nous avons limité l'ensemble de notre analyse aux candidats J/ψ reconstruits dans la voie $\mu^+\mu^-$.

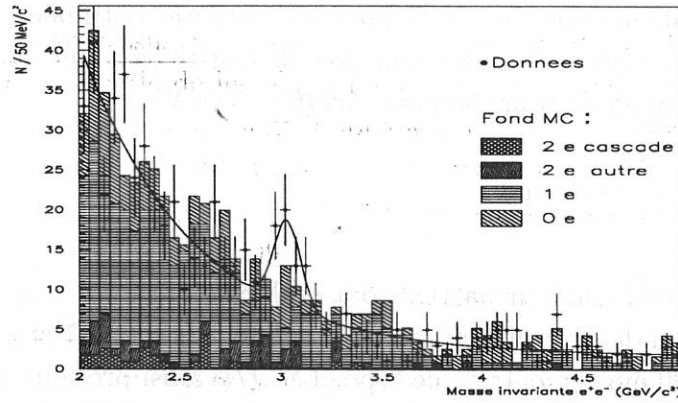


Figure 6.6: *Signal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ dans les données 1992.*

6.3 Proportion de J/ψ "directs" dans les données

6.3.1 Rappels des processus

L'évaluation du rapport de branchement $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ nécessite la prise en compte des autres sources de production de J/ψ au LEP. Sur la base des prédictions théoriques du paragraphe (4.2), nous avons tenté de mettre en évidence les contributions suivantes dans la statistique dont nous disposons (pour chacune, on rappelle la fraction R donnée dans le tableau 4.2) :

6.3.1.1 $Z \rightarrow J/\psi \gamma$

$$(R \sim 10^{-5} - 10^{-3})$$

Aucun événement constitué d'un J/ψ isolé et d'un photon d'énergie supérieure à 5 GeV n'est trouvé dans les données. Ce type d'événement ne passe probablement pas à travers les coupures de la sélection hadronique, spécialement celle sur la multiplicité en traces chargées dans l'événement.

Dans la suite, nous pouvons donc négliger ce processus.

6.3.1.2 $Z \rightarrow c\bar{c}J/\psi$

($R \simeq 5 - 9 \cdot 10^{-3}$)

La topologie de l'hémisphère qui contient le J/ψ , ainsi que l'énergie relativement élevée de ce dernier (voir figure 4.4) rendent ce type d'événement très semblable aux événements $B \rightarrow J/\psi X$. Leur efficacité de reconstruction d'après la simulation² est d'ailleurs voisine : 31 % pour les coupures optimales.

Si de tels événements existent dans les données, ils constituent une pollution pour la mesure du rapport de branchement $Br(B \rightarrow J/\psi X)$.

6.3.1.3 $Z \rightarrow q\bar{q}g^*, g^* \rightarrow J/\psi gg$

($R \simeq 5 \cdot 10^{-3}$)

Les auteurs du calcul de la largeur partielle ont également écrit un programme qui simule la génération des partons initiaux. Interfacé avec JETSET et DELSIM, nous disposons de 1000 événements de ce type. Les J/ψ ainsi produits ont des caractéristiques notablement différentes de ceux produits par les hadrons B :

- leur impulsion moyenne est plus faible (figure 6.7 comparée à la figure 6.1)

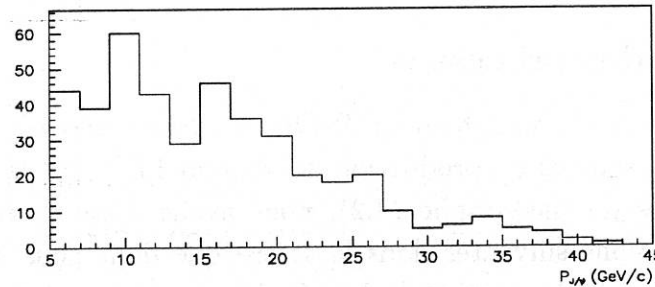


Figure 6.7: Spectre en impulsion des J/ψ produits par g^* .

- leur vertex est compatible avec le vertex primaire. C'est d'ailleurs le point commun à tous les différents processus de production directe.
- l'angle que forme le J/ψ et le quark q (ou \bar{q}) initial est en moyenne plus important.

² JETSET génère ces événements à un taux tel que $R \sim 1.5 \cdot 10^{-2}$ [73]

Nous allons tenter de mettre à profit cette différence de distribution angulaire pour extraire le nombre de J/ψ ainsi produit dans les données.

6.3.2 Mesure du nombre d'événements $g^* \rightarrow J/\psi gg$

Les algorithmes qui regroupent les particules sous forme de jets permettent d'estimer le nombre et la direction des partons dans un événement. Nous les décrirons plus en détail dans la section 7.3.1.

A la fois dans le Monte-Carlo et dans les données, nous avons utilisé l'algorithme de jet de JADE [74] avec $y_{cut} = 3 \cdot 10^{-3}$, en ne faisant aucune sélection sur les particules de l'événement.

La figure 6.8 montre la distribution de l'angle $\alpha_{J/\psi-Jet}$ entre le J/ψ et le jet le plus énergétique de l'événement (considéré comme le jet du quark q ou \bar{q}).

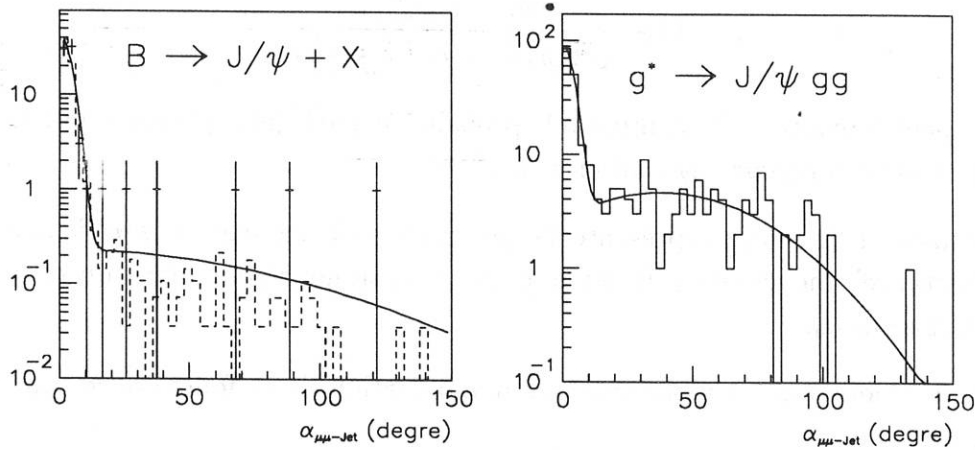


Figure 6.8: Distribution en $\alpha_{\mu^+\mu^--Jet}$ pour $B \rightarrow J/\psi X$ (simulation $l < 3\sigma_l$ en pointillé, superposée aux données $l > 3\sigma_l$), et pour $g^* \rightarrow J/\psi gg$.

Le fait que le J/ψ soit produit par un gluon plutôt que par un hadron B se reflète également dans la distribution de la variable $\alpha_{J/\psi-H}$, l'angle entre le J/ψ et l'axe de l'hémisphère. Ceci n'est pas surprenant, puisque ces deux angles sont corrélés. L'avantage de ce dernier est d'être indépendant du choix de la variable y_{cut} , qui définit la "distance" entre deux jets, et donc leur nombre. En revanche, sa distribution étant plus difficile à paramétrer, nous avons quand même choisi de mesurer la proportion de J/ψ produits par g^* à partir de la

variable $\alpha_{J/\psi-Jet}$.

Dans un souci de simplification, on va considérer que seuls trois types de contributions sont susceptibles d'être distinguées à travers la variable α :

- les pseudo J/ψ dûs au bruit de fond
- les J/ψ produits par le processus $Z \rightarrow q\bar{q}g^*$, $g^* \rightarrow J/\psi gg$. Dans la suite, nous les appelons simplement " J/ψ directs".
- les J/ψ produits par les hadrons beaux et par le processus $Z \rightarrow c\bar{c}J/\psi$, qui comme nous l'avons vu plus haut, sont supposés cinématiquement très proches.

Pour chaque source peuplant la région de masse du J/ψ , on ajuste la fonction empirique suivante :

$$f(\alpha; a_1, \dots, a_4) = a_1 \frac{2}{\sqrt{2\pi}a_2} \exp - \left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}a_2} \right)^2 + (1 - a_1)G(\alpha; a_3, a_4) \quad (6.3)$$

$$\text{avec } G = \frac{\exp - \left(\frac{\alpha - a_3}{\sqrt{2}a_4} \right)^2}{\sqrt{2\pi}a_4 \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{a_3}{\sqrt{2}a_4} \right) \right)}$$

- a_1 peut être interprété comme la la probabilité que le jet le plus énergétique de largeur angulaire a_2 contienne le J/ψ .
- le facteur $(1 - a_1)$ représente la probabilité de trouver le J/ψ à une "distance" moyenne a_3 du jet le plus énergétique, réparti dans un cône de largeur a_4 .

Les paramètres a_i sont obtenus par maximisation de la fonction de vraisemblance

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{j=1}^N \ln f(\alpha_j, a_i) \quad (6.4)$$

la somme se faisant sur une statistique de N événements.

L'obtention des 4 coefficients a_i^{fond} du bruit de fond repose sur l'hypothèse que ses caractéristiques dépendent peu de la masse invariante de la paire $\mu^+\mu^-$. On utilise donc les intervalles de masse $[2.5-2.9] \text{ GeV}/c^2$ et $[3.3-3.5] \text{ GeV}/c^2$ pour évaluer la distribution en α du bruit de fond dans la région de masse du J/ψ . Ces intervalles peuvent sembler relativement étroits et donc pénalisantes pour la statistique. Il faut cependant remarquer que le bruit de fond provient de différentes sources physiques, et qu'élargir ces intervalles vers les basses masses,

plus peuplées, change sa composition : il y a enrichissement en événements issus des saveurs lourdes (voir figure 6.4).

L'évaluation des coefficients a_i^g , pour le processus de production directe, est faite à partir de la distribution en α fournie par le Monte-Carlo [58].

Les a_i^B des processus $B \rightarrow J/\psi X$ sont extraits de la simulation LUND. Cependant, il est possible de les obtenir à partir des données réelles, en ne considérant que les événements dont la longueur de vol l est supérieure à 3 écarts type σ_l . Comme cette incertitude σ_l est correctement évaluée dans le cas $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir chapitre 7), on peut considérer que la composante J/ψ directs est éliminée à plus de 99%.

Avec cette sélection et dans l'intervalle $[3.02-3.16]$ GeV/ c^2 , on dispose de 67 candidats J/ψ avec une pureté de $(87.4 \pm 4.0)\%$.

Ceci nous oblige à soustraire la contribution du fond. Pour cela, on maximise simultanément les vraisemblances des événements signal et fond pour lesquels $l > 3\sigma_l$:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\text{données}) &= \sum_{j=1}^N \ln [p f(\alpha_j; a_i^B(\text{données})) + (1-p) f(\alpha_j; a_i^{\text{fond}})] \\ &+ \sum_{j=1}^{N_{\text{fond}}} \ln [f(\alpha_j; a_i^{\text{fond}})] \end{aligned} \quad (6.5)$$

où $N = 67$ et $N_{\text{fond}} = 40$ sont respectivement le nombre de candidats J/ψ et le nombre de candidats bruit de fond disponibles dans les intervalles $[2.5-2.9]$ et $[3.3-3.5]$ GeV/ c^2 .

Le problème est qu'il existe une dépendance des coefficients a_i^B avec la longueur de vol.

En effet, l est corrélée avec l'impulsion du hadron B , si bien qu'une sélection d'événements à faible l provoque un enrichissement relatif en hadrons de basse impulsion; en moyenne, le jet qui contient le J/ψ est moins souvent le plus énergétique. Dans la simulation, on a :

$$a_1^B(l > 3\sigma_l) - a_1^B(l < 3\sigma_l) \simeq 5\%$$

La figure 6.8 montre les distributions angulaires pour les deux sources de J/ψ que nous avons considérées. Les valeurs des a_i correspondantes sont dans le tableau 6.3. Dans la plupart des cas, les coefficients a_3 convergent vers des valeurs voisines de 0, et négligeables devant la largeur a_4 . Sauf pour le processus de production directe, nous imposons $a_3 = 0$.

Pour mesurer la quantité de J/ψ directs dans les données, on dispose de $N' = 33$ événements avec $l < 3\sigma_l$. La pureté est de $p' = (71.4 \pm 4.0)\%$. Dans l'intervalle de masse du signal, la distribution en α est donc modélisée par :

$$F(\alpha, g) = p'(1 - g) f(\alpha, a_i^B) + p'g f(\alpha, a_i^{g*}) + (1 - p') f(\alpha, a_i^{fond'}) \quad (6.6)$$

où g est la fraction de J/ψ directs dans l'échantillon. La notation $fond'$ désigne le bruit de fond tels que $l < 3\sigma_l$.

	a_1 (%)	a_2 (deg.)	a_3 (deg.)	a_4 (deg.)
$B \rightarrow J/\psi X$ ^(a) (données $l > 3\sigma_l$)	$86.4 \pm 6.1 \pm 2.1$	$3.40 \pm 0.37 \pm 0.11$	0.	$60.0 \pm 14.1 \pm 4.3$
Simul. $B \rightarrow J/\psi X$ ^(b) ($l > 3\sigma_l$)	$93.8 \pm 0.01 \pm 0.6$	$3.25 \pm 0.07 \pm 0.11$	0.	$48.4 \pm 3.6 \pm 6.0$
($l < 3\sigma_l$)	$87.9 \pm 0.02 \pm 0.6$	$3.38 \pm 0.12 \pm 0.11$	0.	$46.9 \pm 4.4 \pm 5.6$
$g^* \rightarrow J/\psi gg$	54.4 ± 3.6	3.70 ± 0.32	39.0 ± 8.0	35.3 ± 4.8
Bruit de fond ($l > 3\sigma_l$)	33.3 ± 24.0	2.80 ± 0.64	0.	14.3 ± 3.1
Bruit de fond ($l < 3\sigma_l$)	47.4 ± 10.0	3.32 ± 0.55	0.	33.3 ± 4.6

Tableau 6.3: Coefficients des fonctions $f(\alpha)$ pour les sources contribuant au signal de J/ψ . Les notations ^(a) et ^(b) définissent l'origine des erreurs systématiques prises en compte (voir texte).

La fonction de vraisemblance totale à maximiser est donc :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_j^{N'} \ln [F(\alpha_j, g)] + \sum_k^{N_{fond'}} \ln [f(\alpha_k; a_i^{fond'})] \quad (6.7)$$

Nous avons procédé de deux manières :

- nous avons négligé la dépendance des a_i^B avec l , et pour extraire g , on ajuste la somme des vraisemblances 6.5 et 6.7. De ce fait, on s'affranchit de la simulation $B \rightarrow J/\psi X$.

On obtient :

$$N_{g^* \rightarrow J/\psi} = -1.6_{-9.6}^{+11.3} \text{ (stat.)} \pm 1.1 \text{ (a)} \quad (6.8)$$

- si on choisit pour a_i^B les valeurs issues du Monte-Carlo, on trouve :

$$N_{g^* \rightarrow J/\psi} = 4.8^{+7.9}_{-6.4} (\text{stat.}) \pm 2.8(a) \pm 1.7(b) \quad (6.9)$$

Les erreurs systématiques (a) et (b) sont dues respectivement à l'incertitude sur la pureté et à la dépendance des a_i^B (simulation) envers la fonction de fragmentation (de même dans le tableau 6.3).

Pour déterminer cette dernière nous avons utilisé la procédure suivante :

- dans la simulation, la fragmentation est du type Peterson \mathcal{P} avec $\varepsilon_b = 5 \cdot 10^{-3}$. Nous avons mesuré l'effet d'une variation de 10% de ce paramètre.
- chaque événement simulé, dont on connaît le z (relation 2.13), est pondéré par le facteur w :

$$w = \frac{\mathcal{P}(z, \varepsilon_b^\pm)}{\mathcal{P}(z, \varepsilon_b)} \quad (6.10)$$

où $\varepsilon_b^\pm = (5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$.

- la fonction de vraisemblance 6.4 est maximisée en faisant la substitution $\ln f(\alpha, a_i) \rightarrow w \times \ln f(\alpha, a_i)$.

Par souci de clarté, nous n'avons indiqué dans le tableau 6.3 que les domaines de variation des coefficients a_i^B . Toutefois, les écarts Δa_i^B sont corrélés. Pour évaluer l'erreur systématique sur $N_{g^* \rightarrow J/\psi}$, nous avons en fait utilisé les deux nouvelles fonctions de distribution angulaire $f(\alpha, a_i^B | \varepsilon_b^-)$ et $f(\alpha, a_i^B | \varepsilon_b^+)$. Cette méthode est générale, et nous nous en servons encore par la suite.

La grande sensibilité de $N_{g^* \rightarrow J/\psi}$ avec les valeurs de a_i^B est due à la présence des deux événements à grand angle (voir figure 6.9). En annexe, on voit très clairement la structure à trois jets de l'événement numéro 34814-1772. La valeur de α est d'environ 92° , l'impulsion du J/ψ est de $15.5 \text{ GeV}/c$. Ceci correspond assez bien aux caractéristiques d'un J/ψ direct, mais sa longueur de vol relativement grande ($l_{2D} = 0.247 \text{ mm}$, $\sigma_l = 0.142 \text{ mm}$) et la masse du jet qui le contient (elle est de $5.3 \text{ GeV}/c^2$) correspondent plutôt aux caractéristiques d'un J/ψ produit par un hadron B .

Cette mesure est évidemment peu significative, tout au plus nous conforte-t-elle dans l'idée que la majorité des J/ψ ne sont pas issus d'un tel mécanisme de production. A l'aide de la statistique accumulée dans le cours de l'année 1993, on pourra fixer une meilleure limite.

Dans le chapitre 7, nous ferons un bref retour sur la mesure du taux de production de J/ψ directs, en tentant de mettre à profit le point commun à tous ces processus, c'est-à-dire leur "durée de vie" nulle.

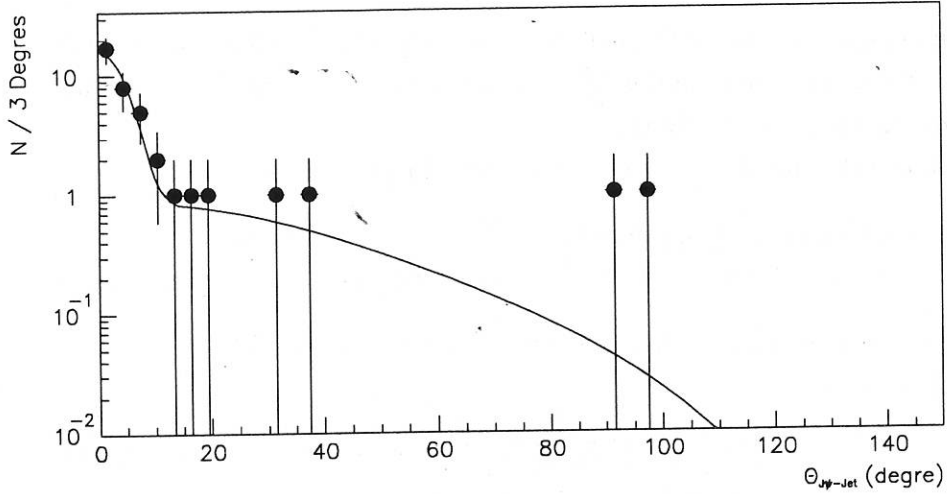


Figure 6.9: Distribution en $\alpha_{\mu^+\mu^- \text{--} \text{Jet}}$ dans la région de masse du J/ψ . Le niveau de fond est de 28.6%

6.4 Détermination de $Br(b \rightarrow J/\psi X)$

Le rapport de branchement s'écrit :

$$Br(B \rightarrow J/\psi X) = \frac{N_{J/\psi}}{N_{Z_{hadr.}}} \frac{\epsilon_{hadr.}}{2 \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{hadr.}}} \frac{1}{\epsilon_{J/\psi} Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-)} \quad (6.11)$$

$N_{Z_{hadr.}}$ est le nombre de désintégrations hadroniques du Z analysées, sélectionnées avec une efficacité $\epsilon_{hadr.} = (95.2 \pm 0.2)\%$. On utilise les valeurs $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{hadr.} = 0.220 \pm 0.0027$ [9] et $Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (5.97 \pm 0.25)\%$ [2].

$N_{J/\psi}$ est le nombre de J/ψ provenant d'un hadron B , et $\epsilon_{J/\psi}$ l'efficacité de reconstruction de ces derniers d'après la simulation Monte-Carlo. Avec la sélection minimale, nous avons :

$$\begin{aligned} N_{J/\psi} &= 128.2 \pm 17.4 \text{ (stat.)} \pm 5.1 \text{ (syst.)} \\ \epsilon_{J/\psi} &= 44.9 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 0.8 \text{ (syst.)} \% \end{aligned} \quad (6.12)$$

et avec la sélection optimale :

$$\begin{aligned} N_{J/\psi} &= 112.0 \pm 12.4 \text{ (stat.)} \pm 4.2 \text{ (syst.)} \\ \epsilon_{J/\psi} &= 34.8 \pm 0.5 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.)} \% \end{aligned} \quad (6.13)$$

L'erreur systématique sur $N_{J/\psi}$ est déduite en utilisant différentes fonctions pour paramétrer le bruit de fond du spectre de masse invariante.

Celle sur $\epsilon_{J/\psi}$ est due à l'influence de la fonction de fragmentation des hadrons B : avec la méthode décrite précédemment, nous avons recalculé l'efficacité de la façon suivante :

$$\epsilon_{J/\psi}(\epsilon_B^\pm) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{select}} w_i(\epsilon_B^\pm)}{\sum_{i=1}^{N_{total}} w_i(\epsilon_B^\pm)} \quad (6.14)$$

w_i est explicité dans la relation 6.10, N_{total} est le nombre total d'événements simulés et N_{select} est le nombre d'événements qui passent les sélections.

Comme la statistique n'est pas suffisante pour évaluer le taux de production de J/ψ directs, nous allons simplement exprimer $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ en considérant que leur proportion dans les données est totalement négligeable. On choisit d'évaluer $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ en utilisant les coupures minimales, afin de réduire la dépendance envers la simulation.

Sources d'erreurs systématiques	$10^2 \times \Delta Br(B \rightarrow J/\psi X)$
$\Delta N_{J/\psi} = 4.2$	0.035
$\Delta \epsilon_{J/\psi} / \epsilon_{J/\psi} = 2.2\%$	0.023
$P_{J/\psi} > 10 \text{ GeV}/c$	0.044
μ standards	0.064
total	0.089

Tableau 6.4: Sources d'erreurs systématiques sur la détermination du rapport de branchement $Br(B \rightarrow J/\psi X)$

Finalement on obtient :

$$Br(B \rightarrow J/\psi X) = 1.06 \pm 0.14 (stat.) \pm 0.09 (syst.) \% \quad (6.15)$$

L'incertitude systématique sur $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ prend en compte celles sur $N_{J/\psi}$ et $\epsilon_{J/\psi}$. Les écarts par rapport à la valeur nominale sont résumés dans le tableau 6.4. Bien qu'ils contiennent une part d'incertitude statistique, nous allons les considérer comme étant des erreurs systématiques.

On constate que la contribution la plus grande provient de l'identification des muons.

La mesure 6.15 est en très bon accord avec les derniers résultats de CLEO, qui

trouve avec une statistique de 1474 ± 50 événements $B \rightarrow J/\psi X$ [43] :

$$Br(B \rightarrow J/\psi X) = 1.10 \pm 0.05 \pm 0.08 \%$$

Il faut tout de même noter qu'à l' $\Upsilon(4S)$, seuls les mésons B_u^+ et B_d^0 sont produits. Ceci rend d'autant plus plausible la validité du modèle du quark spectateur dans le cas des hadrons beaux.

6.5 Recherche des $\psi(2S)$

6.5.1 $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Le $\psi(2S)$ se désintègre lui aussi en une paire de leptons. Cependant, dans le spectre de masse invariante $\mu^+ \mu^-$ (figure 6.3), on n'aperçoit pas de résonance autour de $M_{\mu\mu} = 3.686 \text{ GeV}/c^2$ [2]. Ceci peut s'expliquer d'une part parce que les hadrons B produisent moins de $\psi(2S)$ que de J/ψ , mais surtout parce que la largeur de désintégration du $\psi(2S)$ en paire de leptons est 7.7 fois plus faible que celle du J/ψ , soit $Br(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0.77 \pm 0.17\%$.

Ne disposant que d'une dizaine d'événements $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans la simulation $Q\bar{Q}$, nous allons faire les trois hypothèses suivantes :

- la résolution expérimentale sur la masse du $\psi(2S)$ est identique à celle du J/ψ .
- le décalage de $10 \text{ MeV}/c^2$ observé sur la masse nominale du $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ est valable aussi pour $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
- nous prenons une efficacité de reconstruction identique à celle du J/ψ , même si elle devrait être un peu supérieure, simplement parce que du fait de sa masse plus élevée, l'impulsion moyenne des leptons issus d'un $\psi(2S)$ est plus importante.

A partir de ces considérations, on s'attend à ce que la quasi totalité du signal soit comprise dans l'intervalle $[(3.686 - 0.010) \pm 2.58 \times \sigma_{J/\psi}]$.

Le nombre d'événements attribuables au fond dans l'intervalle de masse du $\psi(2S)$ est évalué à partir de l'ajustement du spectre de masse invariante dans la région $[2-5] \text{ GeV}/c^2$, où l'on a exclu le domaine du $\psi(2S)$. L'extrapolation prévoit 30.7 ± 2.0 événements alors qu'au total, 34 y sont présents. On peut donc fixer la limite :

$$Br(B \rightarrow \psi(2S)X) < 0.71 \times 10^{-2} \text{ à } 90\% \text{ de degré de confiance.} \quad (6.16)$$

6.5.2 $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

Un autre moyen de mettre en évidence la production de $\psi(2S)$ dans les désintégrations des hadrons beaux est d'utiliser le canal plus favorable $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, dont le rapport de branchement est égal à $(32.4 \pm 2.6)\%$.

Pour cela on choisit d'utiliser toutes les coupures de sélection de J/ψ définies précédemment, de façon à minimiser le niveau de bruit de fond.

Le principe consiste à associer 4 particules en un même point : les deux muons et les deux pions. Seules les combinaisons pour lesquelles le χ^2 du vertex est supérieur à 1% sont prises en compte. De plus, conformément aux résultats expérimentaux de MARK III [75], discutés d'un point de vue théorique dans [76], on n'accepte la combinaison que si la masse invariante du système $\pi^+ \pi^-$ est supérieure à $400 \text{ MeV}/c^2$.

Cette résonance est en fait délicate à mettre en évidence pour les raisons suivantes :

- le nombre d'événements attendus est faible : si l'on se réfère à la mesure faite par CLEO[43] : $Br(B \rightarrow \psi(2S)X) = 0.28 \pm 0.05 \pm 0.05\%$, et avec une efficacité de 100% sur la reconstruction de la paire $\pi^+ \pi^-$, on attend 9 ± 2.3 candidats.
- la différence de masse $\Delta M = M_{\psi(2S)} - M_{J/\psi} = 589 \text{ MeV}/c^2$ étant faible, le signal se trouve dans la région la plus peuplée du spectre de masse invariante $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (figure 6.10). Les deux pions formant un ensemble peu énergétique, on est pollué par deux sources de fond : les particules d'hadronisation (petites impulsions mais issues du vertex primaire) et les particules "soeurs", issues de la désintégration du hadron B (impulsions plus grandes mais issues du vertex du J/ψ). Dans cette région, Les fluctuations statistiques du spectre de masse peuvent être importantes, et par conséquent masquer le signal de $\psi(2S)$.

Dans le Monte-Carlo, la résolution que l'on obtient sur la masse du $\psi(2S)$ est de $33.5 \text{ MeV}/c^2$. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, on pourrait appliquer des coupures cinématiques. Mais celles-ci biaisent la distribution de masse invariante, et on risque de faire apparaître un pseudo-signal. Si par exemple on choisit que l'impulsion de la paire de π soit inférieure à $3 \text{ GeV}/c$ (l'efficacité sur le $\psi(2S)$ est de 90.3%) et que l'ensemble $\pi^+ \pi^-$ fasse un angle inférieur à 300 mrad avec le J/ψ (efficacité de 98.2%), on s'aperçoit que le fond dans la région des grandes masses est davantage éliminé que dans la région du $\psi(2S)$ (figure 6.10, en pointillé). Le spectre prend une allure gaussienne, et il est alors difficile de voir la gaussienne du signal, surtout si les largeurs sont

voisines et la statistique faible.

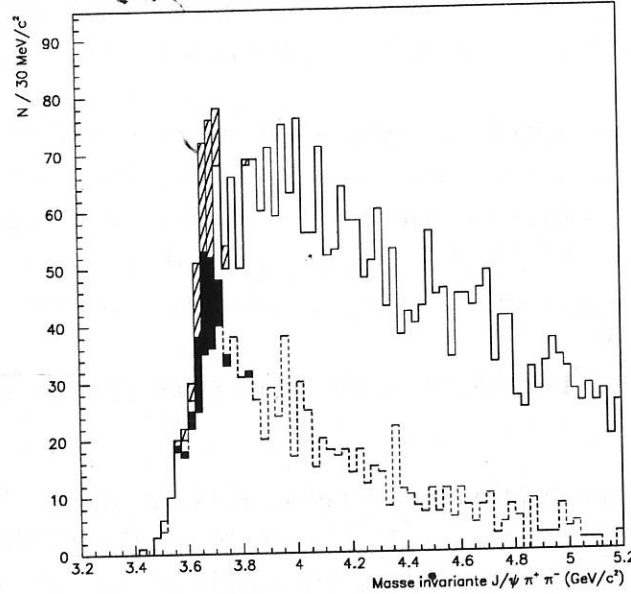


Figure 6.10: *Simulation : spectre de masse invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$. avant (en trait plein le fond et en hachuré le $\psi(2S)$) et après (en trait pointillé le fond et en noir le $\psi(2S)$) application des coupures en impulsion $P_{\pi\pi} < 3 \text{ GeV}/c$ et en angle $\alpha_{(\pi\pi)-J/\psi} < 300 \text{ mrad}$.*

Pour remédier à ce problème, on va prendre en compte le fait que le $\psi(2S)$ se désintègre avec la résonance intermédiaire J/ψ .

La méthode consiste à rajouter au χ^2 géométrique des 4 traces un terme qui contraint la paire $\mu^+\mu^-$ à la masse réelle du J/ψ [77] :

$$\chi_{\text{contraint}}^2 = \chi_{\text{geom.}}^2 + \frac{(m_{\mu\mu} - m_{J/\psi})^2}{\Delta m_{J/\psi}^2} \quad (6.17)$$

où $\Delta m_{J/\psi}$ est la demi-largeur naturelle du J/ψ , soit $43 \text{ keV}/c^2$ [2].

La résolution obtenue sur la masse du $\psi(2S)$ dans la simulation est réduite à $4.5 \text{ MeV}/c^2$ (figure 6.11).

Ceci est un grand avantage car le signal va être cherché dans une fenêtre plus étroite, ce qui permet de considérer que le niveau de fond y est quasiment plat (figure 6.12).

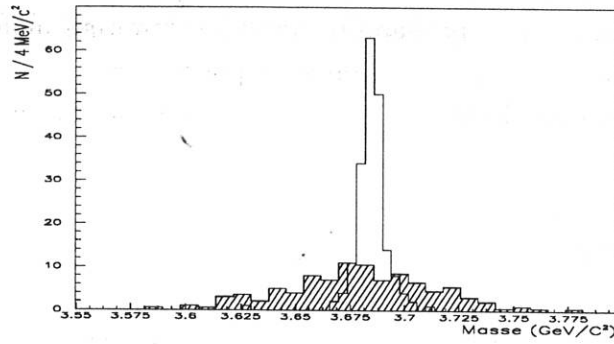


Figure 6.11: *Résolution sur la masse du $\psi(2S)$ dans la simulation : sans (spectre hachuré) et avec la contrainte sur la masse du J/ψ*

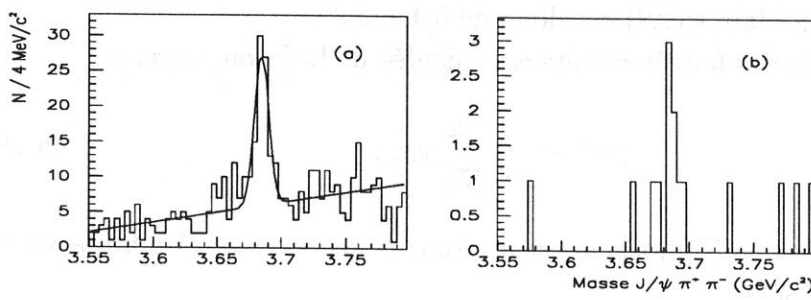


Figure 6.12: *Signal de $\psi(2S)$ avec contrainte sur la masse du J/ψ , dans la simulation (a) et dans les données (b).*

En pratique, on ne sélectionne que les particules dont le paramètre d'impact δ est compatible à moins de trois écarts type avec le vertex du J/ψ . Le χ^2 global étant une somme de contributions de χ^2 individuels, ceci permet d'éviter les cas où trois traces très compatibles sont combinées avec une quatrième qui l'est beaucoup moins, sans pour autant que le χ^2 global soit suffisamment dégradé pour que la probabilité correspondante soit inférieure à 1%.

Les coupures de sélection sont donc :

- $\delta_\pi \leq 3 \sigma_\delta$
- $Prob(\chi^2_{constraint}) > 1\%$
- $M_{\pi^+\pi^-} > 0.4 \text{ GeV}/c^2$

La figure (6.12) montre le spectre de masse invariante dans la simulation et dans les données réelles.

A la masse du $\psi(2S)$, on peut voir une accumulation d'événements dont la largeur est compatible avec celle prévue par la simulation.

6.6 Détermination de $Br(b \rightarrow \psi(2S)X)$

Dans l'intervalle de masse $[3.675-3.690] \text{ GeV}/c^2$, où d'après le Monte Carlo le signal est attendu, le nombre d'événements est de 6. En modélisant le fond par une droite, l'ajustement sur les intervalles $[3.55-3.675]$ et $[3.690-3.800] \text{ GeV}/c^2$ nous permet d'estimer à 0.6 le nombre d'événements attribuables au bruit de fond dans la région du signal.

Le nombre de candidats $\psi(2S)$ est donc de 5.4 ± 2.3 .

La masse moyenne des 6 événements est calculée de la façon suivante :

$$\langle m \rangle = \frac{1}{w} \sum_{i=1}^6 w_i m_i \quad (6.18)$$

avec $w_i = 1/\sigma_i^2$ et $w = \sum_{i=1}^6 w_i$, m_i et σ_i étant respectivement les 6 masses et leur incertitude associée.

Nous trouvons $\langle m \rangle = 3.685 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$, en accord avec la valeur attendue de $3.6868 \text{ GeV}/c^2$ [2].

Le rapport de branchement inclusif $Br(b \rightarrow \psi(2S)X)$ est déterminé par l'intermédiaire de la relation :

$$Br(b \rightarrow \psi(2S)X) = \frac{N_{\psi(2S)}}{N_{J\psi} \epsilon_{\psi(2S)}} \times \frac{Br(b \rightarrow J/\psi X)}{Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)}, \quad (6.19)$$

avec $Br(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 32.4 \pm 2.6\%$ [2], $N_{\psi(2S)} = 5.4 \pm 2.3$, $N_{J/\psi} = 112.0 \pm 12.4$ le nombre de J/ψ obtenus avec la sélection optimale, et $\epsilon_{\psi(2S)}$ l'efficacité de reconstruction du $\psi(2S)$ lorsque le J/ψ est lui-même reconstruit. La simulation nous donne $\epsilon_{\psi(2S)} = 33.8 \pm 1.7\%$.

Le tableau 6.5 montre le suivi des pertes d'efficacité, qui proviennent essentiellement du programme de reconstruction des trajectoires et de la coupure sur le χ^2 .

Sélection	Efficacité (%)
$M_{J/\psi} \pm 1.64 \times \sigma_M$	80.0 ± 0.6
Reconstruction des 2 π	69.8 ± 2.4
$Prob(\chi^2_{contr.}) > 1\%$	72.9 ± 3.4
$M_{\pi^+\pi^-} > 400 \text{ MeV}/c^2$	97.0 ± 0.8
$M_{\psi(2S)} \pm 1.64 \times \sigma_M$	86.0 ± 1.7
$\epsilon_{\psi(2S)}$	33.8 ± 1.7

Tableau 6.5: Détails de l'efficacité $\epsilon_{\psi(2S)}$.

Finalement, nous trouvons :

$$Br(b \rightarrow \psi(2S)X) = (0.51 \pm 0.22 \text{ (stat.)} \pm 0.07 \text{ (syst.)}) \times 10^{-2} \quad (6.20)$$

Pour estimer le nombre de $\psi(2S)$, nous avons également ajusté le signal par une gaussienne. Cependant, il se trouve qu'un même événement (35335-1847) donne dans l'histogramme deux entrées très voisines en masse, et toutes deux proches de la masse attendue pour le $\psi(2S)$: $m_1 = 3.6872 \pm 0.0044$ et $m_2 = 3.6737 \pm 0.0046 \text{ GeV}/c^2$.

L'existence de doubles entrées, quand on dispose d'une statistique suffisante, ne constitue pas un problème. Dans la simulation, nous avons vérifié que le fond introduit par les doubles entrées ne s'accumule pas particulièrement dans la région du signal de $\psi(2S)$.

Dans la figure 6.12-(a), le nombre de candidats obtenus par l'ajustement du signal par une gaussienne est en accord avec le nombre de $\psi(2S)$ effectivement présent :

$$N_{Gauss.} = 74.0 \pm 14.6 \simeq N_{vrai} = 78 \quad (6.21)$$

En revanche, dans les données la masse m_2 a un effet attracteur sur l'ajustement, de sorte que le nombre de candidats est un peu plus élevé (5.7 ± 2.4) que celui que nous avons utilisé pour calculer $Br(b \rightarrow \psi(2S)X)$.

Cet écart de 5.5% a été introduit comme incertitude systématique dans notre résultat (6.20).

Chapitre 7

Mesure de la durée de vie moyenne des mésons beaux

7.1 Généralités

7.1.1 Méthode du paramètre d'impact leptonique

Cette méthode met doublement à profit la présence d'un lepton dans l'événement :

- *il permet de signer la présence d'un hadron B :*
au LEP, la principale source de leptons de grande impulsion est la désintégration semi-leptonique des quarks lourds b et c . Leur impulsion transverse est invariante dans une transformation de Lorentz parallèlement à la direction de vol du B . La valeur maximale qu'elle peut atteindre est de $\simeq \frac{m_q}{2}$, m_q étant la masse du quark lourd. Si la reconstruction de l'événement était parfaite, tous les leptons dont l'impulsion transverse serait supérieure à $\frac{m_c}{2}$ proviendraient des quarks b .

Le problème essentiel réside donc dans la reconstruction de la direction du hadron B . Pour cela on a recourt aux algorithmes de jets, qui permettent d'avoir une bonne estimation de cette direction. Mais l'imprécision est suffisamment grande pour donner lieu à une contamination de la part de l'ensemble des autres sources de leptons : quarks légers et hadrons charmés.

En pratique, en utilisant les coupures suivantes :

$$P_l > 3 \text{ GeV}/c \quad P_l^T > 1 \text{ GeV}/c$$

on sélectionne des événements dont la pureté en hadrons beaux est de 70%, et dont les 2/3 du fond proviennent de désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow l$ et $c \rightarrow l$ [78].

- il permet de mesurer la longueur de vol :

le temps de vie des hadrons B est suffisamment grand pour que leur vertex de désintégration puissent être séparé de leur point de production VP . En moyenne, la distance entre ces deux vertex est de l'ordre de 3 mm. Le lepton produit par la désintégration du hadron B va donc posséder un paramètre d'impact δ par rapport au point VP . On lui affecte un signe algébrique par la position relative de son intersection avec l'axe du jet (figure 7.1).

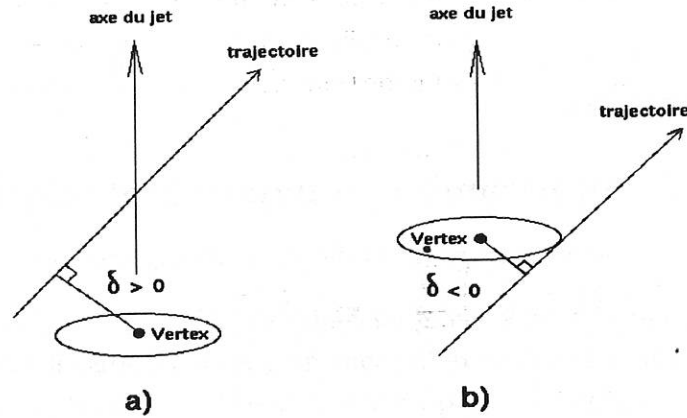


Figure 7.1: Définition d'un paramètre d'impact δ positif (a) et négatif (b).

En général, la mesure de δ se fait dans le plan $R - \phi$ perpendiculaire aux faisceaux e^+e^- , parce que la reconstruction des trajectoires, du fait de la conception des détecteurs, y est plus précise. La longueur de vol vaut donc :

$$l = \frac{\delta}{\sin \theta \sin \alpha} \quad (7.1)$$

où θ est l'angle polaire du lepton et α l'angle qu'il forme avec le jet dans le plan $R - \phi$.

L'avantage du paramètre d'impact est d'être peu sensible à l'énergie du B , et donc au détail du processus de fragmentation. Cependant c'est une quan-

tité intrinséquement petite, de l'ordre de 0.2 mm. Sa mesure nécessite donc une bonne qualité d'extrapolation des trajectoires ainsi qu'une bonne détermination de la position du vertex primaire VP . Typiquement, l'erreur relative sur δ est de 25%.

Cette méthode, du fait de la statistique accumulée, est à l'heure actuelle celle qui donne la plus grande précision. Toutes les expériences LEP ont déterminé la durée de vie moyenne des hadrons beaux [9]. La moyenne de ces mesures est :

$$\tau_B = 1.502 \pm 0.037 \text{ ps} \quad (7.2)$$

ce qui représente une précision de 2.5%.

L'estimation des fonds repose sur le Monte-Carlo; les erreurs systématiques proviennent des paramétrisations de la fragmentation du b , et des modes de désintégration introduits.

7.1.2 Méthode du vertex de désintégration du J/ψ

Cette méthode consiste à exploiter la désintégration des hadrons B en J/ψ . Trois avantages sont à mettre à son actif :

- la présence d'un J/ψ est la signature quasi certaine de la désintégration d'un hadron B .
- le J/ψ est facile à identifier dans sa voie de désintégration en paire de leptons.
- le J/ψ ayant un temps de vie négligeable, son point de désintégration est celui du hadron B .

En revanche, son inconvénient principal demeure dans la faiblesse des rapports de branchement à la fois du B en J/ψ et du J/ψ en leptons : sur ~ 750 désintégrations de hadrons B , une seule donne lieu à la production d'une paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ issue d'un J/ψ .

Pour ces deux méthodes, la durée de vie moyenne des hadrons B est mesurée à partir d'un ensemble d'événements dont on connaît individuellement le temps de vie et l'incertitude (t_i, σ_{t_i}) . Dans le référentiel du hadron B , le temps propre s'écrit :

$$t_i = \frac{l_i}{\gamma_i \beta_i c} \quad (7.3)$$

où l_i est la longueur de vol de la particule dans le référentiel de l'expérience, β_i sa vitesse et $\gamma_i = 1/\sqrt{1 - \beta_i^2}$.

On peut exprimer t_i sous la forme plus pratique :

$$t_i = \left(\frac{M}{P} \right)_i l_i \quad (7.4)$$

avec $(M/P)_i$ le rapport de la masse et de l'impulsion de la particule considérée.

Dans les paragraphes 7.2 et 7.3, nous décrirons quelles sont les techniques de mesure de l_i et de $(M/P)_i$.

7.1.3 Mesure-t-on les mêmes durées de vie physiques par ces différentes méthodes?

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 2.2.3, les quarks b produits par le Z vont s'hadroniser en hadrons chargés et neutres : les mésons B_u^\pm , B_d^0 , et les particules encore mal connues B_s^0 , B_c^\pm , Λ_b^0 , Σ_b^0 Les taux de production relatifs f_i prévus par le programme de simulation JETSET sont récapitulés dans le tableau (7.1).

Au LEP, lorsque l'on extrait la durée de vie des hadrons B par la méthode du

Hadrons B	Taux de production
B_u^\pm	40%
B_d^0	40%
B_s^0	11%
Baryons	9%
B_c^\pm	0.3%

Tableau 7.1: Proportions de production des hadrons B dans JETSET.

paramètre d'impact leptonique, la valeur obtenue est une moyenne pondérée des durées de vie de chaque type de hadrons :

$$\tau_B^{(sl)} = \frac{\sum_i Br_i(B_i \rightarrow l\nu_l + X) f_i \tau_{B_i}}{\sum_i Br_i(B_i \rightarrow l\nu_l + X) f_i} \quad (7.5)$$

où Br_i est le rapport de branchement semi-leptonique du hadron de type i . Dans notre cas, la valeur mesurée $\tau_B^{J/\psi}$ s'écrit identiquement en prenant $Br_i \equiv Br_i(B_i \rightarrow J/\psi + X)$.

Pour ces deux types de désintégrations (semi-leptonique et J/ψ), le diagramme spectateur est dominant. En première approximation, on admet que $\Gamma_i \equiv \Gamma$

quelle que soit l'espèce considérée¹.

La relation (7.5) peut se réécrire :

$$\tau_B \simeq \frac{\sum_i f_i \tau_i^2}{\sum_i f_i \tau_i} \quad (7.6)$$

Avec ces hypothèses, les durées de vie mesurées $\tau_B^{(sl)}$ et $\tau_B^{(J/\psi)}$ sont identiques.

7.2 Reconstruction de la longueur de vol

La mesure de la longueur l_i nécessite la reconstruction de deux vertex : le primaire où a lieu la création du hadron B et le secondaire, où a lieu sa désintégration.

7.2.1 Le vertex primaire

Lorsque les quarks primaires $b\bar{b}$ sont produits par la désintégration du Z , ceux-ci "s'habillent" de quarks légers par l'intermédiaire du processus de fragmentation pour former des hadrons B , accompagnés de particules d'hadronisation. Ce mécanisme étant lié à la force forte, l'ensemble de ces particules sont issues d'un même point. Le vertex primaire est donc le point duquel émergent ces particules d'hadronisation. Cependant les quarks lourds ayant une fragmentation dure, ces dernières sont en moyenne de faible énergie, et peu nombreuses. De plus, les particules venant des désintégrations secondaires des hadrons B vont constituer une source de pollution pour la reconstruction du vertex primaire, qui peut entraîner un biais dans la détermination de sa position.

Afin de s'affranchir au mieux de ce problème, les vertex primaires des événements dans l'expérience DELPHI sont obtenus de la façon suivante [79] :

- *Préalablement au traitement des événements*, on détermine la position moyenne du vertex primaire à partir d'un lot d'événements. Ces derniers sont enregistrés dans une même période de stabilité du faisceau, qui correspond à sa durée de circulation dans l'accélérateur, entre deux remplissages (fill).

La procédure se déroule en deux itérations :

- la première consiste à sélectionner toutes les particules dont les trajectoires pointent vers la zone d'interaction, et dont l'impulsion est supérieure à 500 MeV/c. Elles sont ensuite ajustées en un même

¹C'est assez bien vérifié dans le cas des désintégrations semi-leptoniques des mésons D : $\frac{\Gamma_{(sl)}^+}{\Gamma_{(sl)}^0} = 0.88 \pm 0.19[2]$

vertex, par minimisation du χ^2 . Chacune des n traces qui participe au calcul du vertex a une contribution individuelle au χ^2 :

$$\chi_{Intersec.}^2 = \sum_{i=1}^n \chi_i^2 \quad (7.7)$$

- dans une deuxième étape, on supprime de la sélection initiale les trajectoires dont la probabilité du χ_i^2 est trop faible ($< 1/1000^e$). On minimise le nouveau χ^2 . Le vertex ainsi obtenu est considéré comme le vertex primaire.

Sur l'ensemble des événements d'un même remplissage, on déduit donc la position moyenne du point d'interaction e^+e^- , ainsi que sa dispersion. Typiquement, dans le plan $R - \phi$, le faisceau a la forme d'une ellipse de taille $\sigma_x \simeq 150\mu\text{m}$ en x et $\sigma_y \simeq 20\mu\text{m}$ en y . De part la conception de la machine, la résolution en z est nettement moindre: elle est de $\sigma_z \simeq 7\text{mm}$.

- *Événement par événement*, la contrainte du faisceau est ajoutée à la méthode précédente:

$$\chi_{total}^2 = \chi_{Intersec.}^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{x^i - x_B^i}{\sigma_{x_B^i}} \right)^2 \quad (7.8)$$

avec x_B^i position moyenne du faisceau et x^i position du vertex recherché. Les deux itérations décrites plus haut sont conservées.

On peut noter que chaque événement considéré a déjà participé à la détermination de la position moyenne du faisceau. Cependant, la période de remplissage correspond à l'acquisition d'environ 2000 événements. Nous pouvons donc négliger tout effet de corrélation.

En moyenne, dans le plan $R - \phi$, la position du vertex primaire final est connue à $60\mu\text{m}$ près en x et à $10\mu\text{m}$ près en y . Sur l'axe z , l'incertitude est de $660\mu\text{m}$.

Cette faible résolution en z , qui affecte également le vertex secondaire, empêche de mesurer raisonnablement une longueur de désintégration dans l'espace tri-dimensionnel l_{3D} . Ce problème peut être contourné en considérant uniquement $l_{R-\phi}$, la longueur de vol dans le plan $R-\phi$. Pour remonter à l_{3D} , nous utiliserons la bonne connaissance de l'angle polaire θ_B du hadron B:

$$l_{3D} = \frac{l_{R-\phi}}{\sin \theta_B}$$

Celui-ci est obtenu à partir des algorithmes de jets, dont nous décrirons les performances dans la section 7.3.1.

Dans la suite, nous ne travaillons qu'avec les positions définies dans le plan $R - \phi$.

Comme pour n'importe quelle grandeur physique, on doit s'assurer que l'incertitude qu'on lui associe est correctement calculée.

Dans le cas de la reconstruction d'un vertex, la minimisation du χ^2 à partir des trajectoires et de leurs matrices de covariance (voir relation 6.1), donne à la fois le vecteur position et sa matrice d'erreur.

Or nous savons que parfois, des points de mesure peuvent être attribués à tort à une trajectoire. Ceci d'autant plus que le vertex primaire est composé de nombreuses traces de faible impulsion, qui subissent des diffusions multiples importantes dans le détecteur. La maîtrise de ces incertitudes est particulièrement délicate, car elle nécessite une parfaite connaissance des longueurs de radiations des matériaux utilisés.

Les figures 7.2 représentent la résolution normalisée sur le vertex primaire, en x et en y :

$$\sigma_{rn}^x = \frac{x_{calc.} - x_{simul.}}{\sigma_{calc.}^x} \quad \sigma_{rn}^y = \frac{y_{calc.} - y_{simul.}}{\sigma_{calc.}^y} \quad (7.9)$$

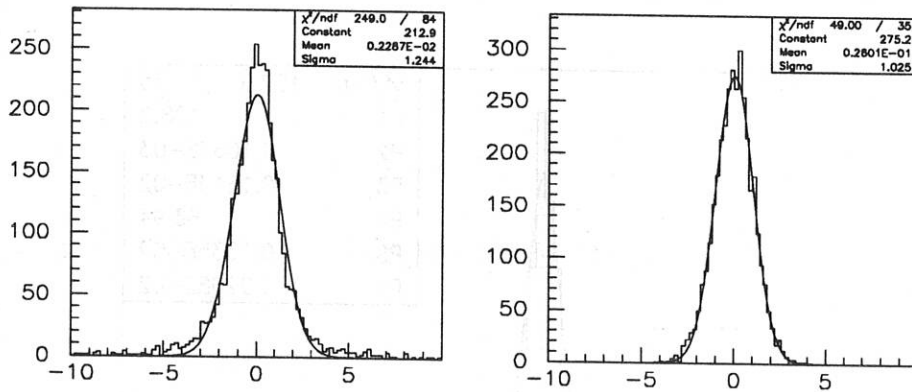


Figure 7.2: *Simulation : résolution normalisée sur la position en x et en y du vertex primaire*

On constate que l'incertitude en x est sous-estimée de 24%, quelle que soit la probabilité de χ^2 du vertex. Ce problème n'apparaît pas en y car la principale contrainte le long de cet axe est due à la très faible taille du faisceau. C'est donc l'incertitude sur le point d'intersection des trajectoires qui est sous-estimée (obtenue à partir de la relation 7.7), du fait de la difficulté à évaluer

certaines matrices de covariance W_i .

Cependant, nous allons voir que dans le cas de la mesure de la durée de vie des hadrons B , ce problème peut être ignoré : la principale source d'incertitude sur la longueur de vol est en fait celle que l'on a sur la position du vertex secondaire.

Dans le cas des événements $B \rightarrow J/\psi X$, nous avons vérifié que la position du vertex primaire n'est pas fortement biaisée.

On peut craindre que la présence d'un vertex secondaire ait à son égard un effet attracteur.

Il est évident que l'on ne pourra pas mettre en évidence cet effet en observant la position moyenne en x et en y du vertex primaire, puisque la distribution angulaire des hadrons B est uniforme dans le plan $R - \phi$. Il faut donc prendre pour axe de référence la direction d'émission du B .

La figure (7.3) montre la distribution de la variable

$$r = (\vec{r}_{rec.}^{VP} - \vec{r}_{sim.}^{VP}) \cdot \vec{u}_B$$

où $\vec{r}_{rec.}^{VP}$ est le vecteur position du vertex primaire reconstruit, $\vec{r}_{sim.}^{VP}$ le vecteur position et \vec{u}_B la direction du hadron B .

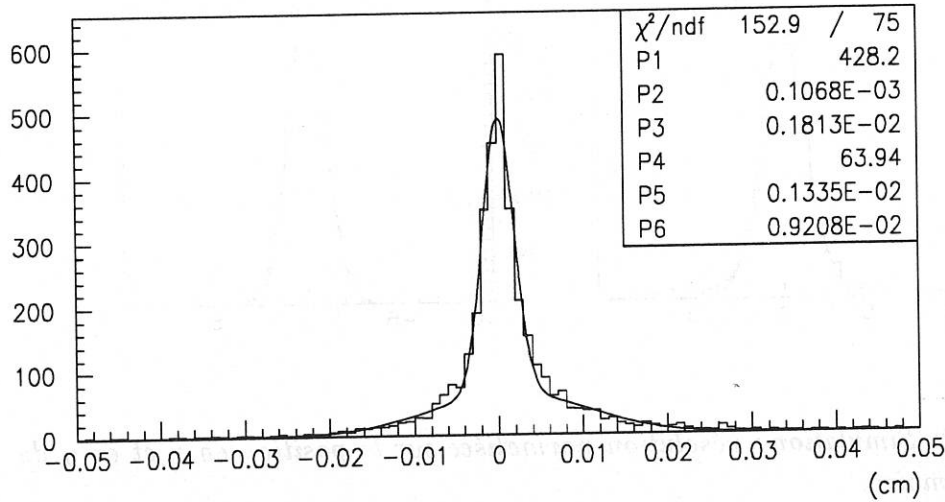


Figure 7.3: Distribution de la variable r qui montre le biais sur le vertex primaire dû au vertex du J/ψ

La distribution de r est ajustée par deux gaussiennes, simplement parce que l'incertitude sur le vertex primaire n'est pas symétrique dans le plan $R - \phi$.

Pour des événements dont le hadron B est produit dans une direction proche de l'axe x , on observe un léger biais positif de $13 \pm 2.6 \mu\text{m}$. Il n'est plus que de $1.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$ lorsque le B est produit dans la direction y .

Le vertex du J/ψ a donc un effet un peu plus attracteur que le vertex secondaire moyen du hadron B produit dans l'hémisphère opposé.

Nous verrons que ceci est en pratique sans conséquence, car ce biais, moyenné par la distribution uniforme des hadrons B dans le plan $R-\phi$, représente moins de 0.5% de la longueur de vol.

7.2.2 Le vertex du J/ψ

Le principe de reconstruction du vertex secondaire repose toujours sur la minimisation d'un χ^2 , et nous l'avons en partie décrit dans le paragraphe 6.2.1.2. L'angle entre les deux leptons est très rarement inférieur à 11 degrés. Grâce à cette topologie, la position du vertex secondaire est bien définie, et possède une bonne précision.

De plus, les résolutions sur le vertex J/ψ , transversalement et longitudinalement à la direction de vol du B , s'améliorent lorsque chaque lepton possède au moins un impact dans le micro-détecteur de vertex (voir tableau 7.2).

	Résolution longi. (μm)	Résolution trans. (μm)	σ_{rn}^{\parallel}	σ_{rn}^{\perp}
$\mu^+\mu^-$ moins de 1 impact par μ	930 ± 30	140 ± 12	1.19 ± 0.04	1.23 ± 0.05
$\mu^+\mu^-$ au moins 1 impact par μ	120 ± 5	17 ± 2	0.97 ± 0.01	0.98 ± 0.01

Tableau 7.2: *Simulation : résolution et résolution normalisée sur le vertex $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. La fraction d'événement pour lesquels les deux μ ont au moins 1 impact VD chacun est de $77.0 \pm 1.6\%$.*

Dans le cas $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$:

les figures 7.4 représentent les résolutions sur le vertex J/ψ , lorsque chacun des μ a au moins un impact dans le micro-détecteur de vertex, et que la probabilité de χ^2 du vertex vérifie $\text{Prob}(\chi^2) \geq 1\%$.

On peut remarquer que les distributions ne sont pas purement gaussiennes, mais les écarts normalisés σ_n le sont, et montrent que les incertitudes sont correctement évaluées.

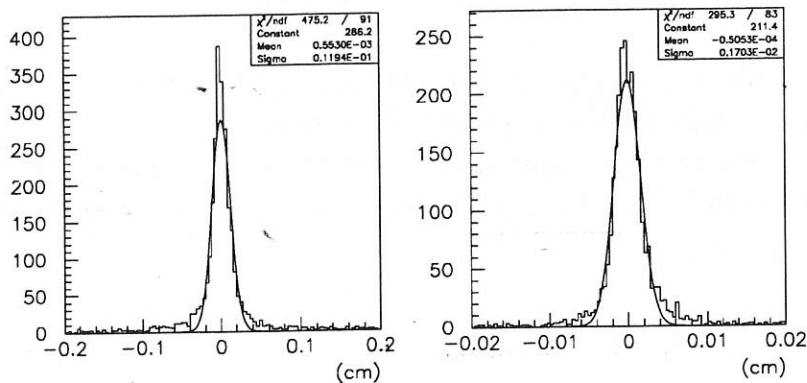


Figure 7.4: *Simulation : résolution sur le vertex secondaire, longitudinalement et transversalement à la direction de vol du hadron B.*

Dans le cas des $J/\psi \rightarrow e^+e^-$:

le rayonnement Bremsstrahlung rend la reconstruction du vertex de J/ψ plus délicate.

La figure 7.5 représente la résolution correspondante.

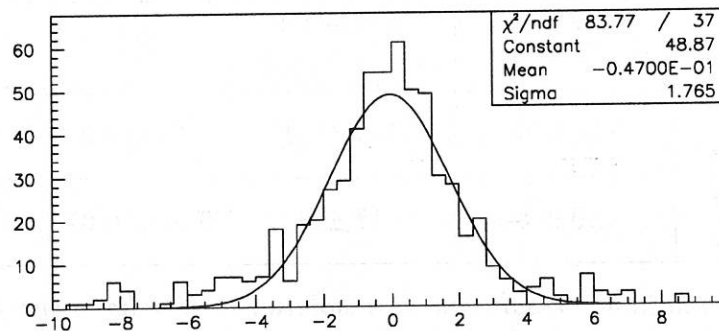


Figure 7.5: *Résolution normalisée sur le vertex $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, longitudinalement à la direction de vol du B.*

Dans le plan $R - \phi$, l'émission d'un γ entraîne la diminution du rayon de courbure de l'hélice trajectoire. Or on constate qu'il n'y a pas de biais apparent. Ceci s'explique par la compensation des deux effets suivants :

- le vertex est déplacé vers l'extérieur si les électrons s'éloignent

l'un de l'autre. La longueur de vol mesurée sera donc trop grande.

- le vertex est déplacé vers l'intérieur si les électrons se rapprochent l'un de l'autre. La longueur de vol mesurée sera donc trop courte.

La résolution normalisée ($\sigma = 1.76$) montre que les incertitudes sur la position du vertex sont sous-estimées.

Cette situation devrait s'améliorer ultérieurement, en utilisant des algorithmes de reconstruction de photons (PXPHOT [80]), qui permettront de corriger ou d'éliminer les événements dans lesquels l'électron a fortement rayonné.

Pour ces raisons, nous ne ferons notre analyse que dans la voie muons.

En conclusion, dans le plan $R-\phi$, nous disposons d'une bonne détermination de la position des vertex primaire et secondaire lorsque ce dernier est obtenu à partir de l'intersection des trajectoires des deux muons.

L'incertitude sur la distance qui sépare les deux vertex est de l'ordre de $150\mu\text{m}$. Elle est suffisamment plus faible que la longueur de vol moyenne des hadrons B ($\langle l_{R-\phi} \rangle \simeq 2.5\text{mm}$ pour $\tau_B = 1.5\text{ ps}$) pour nous permettre de mesurer avec une bonne précision leur durée de vie. Ceci à condition d'avoir déterminé, là aussi avec la meilleure précision possible, la direction et l'impulsion du hadron B .

C'est à ce point important que nous consacrons le prochain paragraphe.

7.3 Reconstruction du vecteur impulsion du B

Du hadron B , nous n'avons identifié avec certitude que le J/ψ comme produit de désintégration.

La première méthode qui vient à l'esprit consiste donc à rechercher dans l'événement l'ensemble des particules que l'on symbolise par X dans la désintégration $B \rightarrow J/\psi X$.

Si l'on ne dispose pas d'une statistique très importante, comme c'est notre cas, cette approche séduisante s'avère inapplicable pour les raisons suivantes :

- les canaux exclusifs dans lesquels sont produits un J/ψ sont très nombreux, et ont par conséquent des rapports de branchement faibles.
- même si les hadrons B ont une fragmentation dure, les particules d'hadronisation constituent un fond combinatoire important. On n'obtient de

signal de B qu'au prix de sélections sévères, donc peu efficaces. Seules les voies les plus simples peuvent être exploitées (voir paragraphe 8.2).

Afin de ne pas gâcher inutilement notre statistique, qui bénéficie d'une reconstruction de vertex de qualité, il convient d'utiliser une méthode plus globale, mais suffisamment précise pour pouvoir mesurer raisonnablement le temps propre t_i de chaque événement.

7.3.1 La technique des jets de particules

Cette méthode, que nous avons utilisée dans la section 6.3, consiste à regrouper les particules dans des jets, qui; en première approximation, peuvent être considérés comme ayant les directions et impulsion des partons initialement produits par la désintégration du Z . Ainsi, le taux de 3 jets par événement permet de mesurer la constante de couplage $\alpha_S(M_Z)$ de l'interaction forte [78].

Ce type d'algorithme a été initialement utilisé par la collaboration JADE [74]. Il se déroule selon le schéma suivant :

- dans un événement, chaque particule, caractérisée par son quadri-vecteur énergie-impulsion, est affectée d'une masse égale à celle du π . On considère alors toutes les combinaisons par paires possibles en calculant leur "distance" relative :

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j}{E_{vis}^2} (1 - \cos \theta_{ij}) \quad (7.10)$$

où E_i est l'énergie de la particule i , θ_{ij} l'angle entre les impulsions de i et j et E_{vis} l'énergie totale reconstruite dans l'événement.

- la paire qui a la distance la plus petite est choisie. Deux cas de figure se présentent alors :
 - $y_{ij} < y_{cut}$: on substitue les deux particules i et j en les combinant en une pseudo-particule. Son quadri-vecteur est la somme de celui de i et de j .
La procédure recommence à la première étape.
 - $y_{ij} > y_{cut}$: la procédure est arrêtée.
Les quadri-vecteurs restants sont alors considérés comme jets. Chacune des particules initiales appartient à un seul et unique jet.

De nombreuses variantes à cet algorithme existent, qui diffèrent essentiellement par la définition de la distance y_{ij} . Le plus connu est celui de "Durham" ou " k_\perp

algorithm" pour lequel on remplace $E_i E_j$ dans la formule 7.10 par $\min(E_i^2, E_j^2)$ [81].

Dans notre cas, nous avons substitué dès le départ les deux leptons par le J/ψ , afin d'éviter de les trouver dans deux jets différents. On conçoit facilement que le nombre de jets est très dépendant de la valeur de y_{cut} , les deux cas limites étant $y_{cut} = 0$ (chaque particule est son propre jet) et $y_{cut} = 1$ (toutes les particules sont fondues en un seul jet).

Si cette méthode permet d'obtenir avec une bonne précision la direction du hadron B (la résolution sur l'angle polaire est de $\sigma_{\theta_B} = 32$ mrad en moyenne), elle ne donne pas satisfaction en ce qui concerne son impulsion P_B . Pour $y_{cut} = 0.02$, l'impulsion du jet qui contient le J/ψ est systématiquement supérieure à P_B , avec une masse également élevée (de l'ordre de $15 \text{ GeV}/c^2$). Pour $y_{cut} = 5.10^{-4}$, le jet ne contient la plupart du temps que le J/ψ . En fait, il n'y a pas de valeur intermédiaire de y_{cut} pour laquelle on parvienne à un résultat acceptable, même pour $y_{cut} = 3.10^{-3}$, valeur couramment employée lorsque l'on considère les particules neutres et chargées de l'événement. Cette méthode, si elle permet de retrouver les partons initiaux, n'est pas adaptée pour séparer produits de désintégration des hadrons B et particules d'hadronisation.

7.3.2 La technique du jet nucléé

Afin de prendre en compte le fait que la masse des hadrons B est comprise entre 5 et 6 GeV/c^2 , une autre méthode a été développée sur la base de l'algorithme de JADE, avec les modifications suivantes [82] :

- le jet du hadron B est initialisé par le quadri-vecteur J/ψ ;
- on cherche la particule i la plus proche de ce jet (y le plus petit) ;
- elle est combinée avec le jet du B si la masse M_{Jet} du jet résultant est inférieure à une valeur limite M_{cut} . Lorsque cette masse est atteinte, le jet obtenu est le jet final du hadron B .

Par Monte-Carlo, l'impulsion du hadron B est alors paramétrée par une relation linéaire :

$$\frac{P_{Jet}}{P_B^{vrai}} = \frac{M_{Jet}}{a} + b \quad (7.11)$$

Le choix de la coupure $M_{cut} = 6 \text{ GeV}/c^2$ permet d'avoir un jet dont la masse moyenne est de $5.3 \text{ GeV}/c^2$ et dont l'impulsion moyenne est celle du hadron B . Ce qui correspond au cas $a = 5.3$ et $b = 0$.

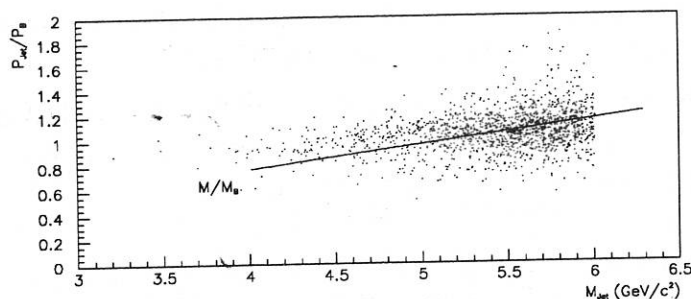


Figure 7.6: *Jet nucléé : rapport de l'impulsion du jet à celle du hadron B en fonction de la masse du jet.*

Quant à la direction du hadron B , elle est considérée comme étant celle du jet. La précision sur l'angle polaire θ_B est ainsi de $\sigma_{\theta_B} = 26$ mrad, soit un peu meilleure qu'avec la méthode précédente.

Dans ces conditions, le rapport $(M/P)_{jet}$ est utilisé pour le calcul du temps propre des événements :

$$(M/P)_B^{estim} = C \times (M/P)_{jet} \quad (7.12)$$

où C est un coefficient de correction proche de l'unité.

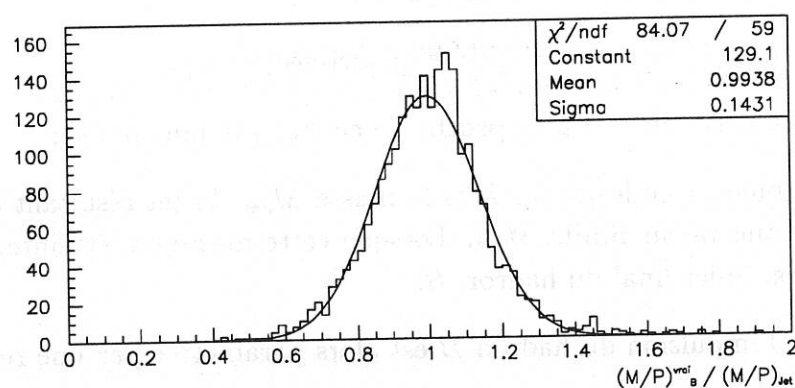


Figure 7.7: *Simulation : résolution sur le rapport $(M/P)_B^{estim}$*

La figure 7.7 représente la résolution sur $(M/P)_B^{estim}$. Ajustée par une gaussienne, elle est de $\sigma_{(M/P)} = 14.3\%$ et le coefficient C presque l'unité.

C et $\sigma_{(M/P)}$ dépendent bien évidemment des canaux de désintégration. Prenons par exemple le type de cas le plus défavorable pour cette méthode, les désintégrations à deux corps telles que $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$. On conçoit facilement que la méthode de reconstruction de jet, par association de particules qui donnent la masse invariante la plus faible, va privilégier la prise en compte des particules d'hadronisation. On constate en effet que dans ce cas précis, $\sigma_{(M/P)}$ est de l'ordre de 18%. Par conséquent, ce sont les voies à faible multiplicité qui ont la moins bonne résolution.

Toutefois, cette dépendance avec le canal de désintégration est acceptable, d'une part parce que le rapport de branchement $Br(B \rightarrow J/\psi K)$ est faible par rapport à $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ inclusif, d'autre part parce que le coefficient C n'y est pas sensible.

Le problème essentiel de cette méthode est que l'ajustement linéaire entre $(M/P)_{jet}$ et $(M/P)_B$ n'est pas de bonne qualité. On peut s'en apercevoir sur la figure 7.6, où aux basses et grandes valeurs de M_{jet} la droite de régression passe respectivement en dessous et en dessus des points : pour $3.1 < M_{jet} < 5.4$ GeV/ c^2 et $5.4 < M_{jet} < 6$ GeV/ c^2 le coefficient de correction C est supérieur et inférieur à l'unité : 1.06 ± 0.006 et 0.956 ± 0.003 respectivement.

En fait, C est en moyenne égale à 1 à condition que M_{cut} soit voisin de 6 GeV/ c^2 . Si on choisit $M_{cut} = 5.8$, l'équilibre apparent du facteur C est rompu, on obtient $\langle C \rangle = 0.97$.

Ce n'est que d'un point de vue global que la grandeur $(M/P)_B^{estim}$ est correcte. Il y a donc un risque de biais difficilement contrôlable si la distribution en masse de jet dans les données n'est pas complètement identique à celle de la simulation.

La dépendance en M_{cut} se reflète aussi dans la dépendance avec la masse du hadron B considéré. Pour un Λ_b^0 de 5.616 GeV/ c^2 dans la simulation, le coefficient C vaut :

$$C = 1.041 \pm 0.013$$

Ceci est un inconvénient, les fractions des hadrons B qui contribuent au signal du J/ψ au LEP n'étant encore pas parfaitement connues.

En conclusion, cette méthode donne de bons résultats mais uniquement d'un point de vue global. A moins d'étudier plus finement la dépendance en M_{jet} , elle ne permet pas d'évaluer précisément le temps propre d'un événement, quelles que soient ses caractéristiques.

7.3.3 Le "jet J/ψ " du hadron B

La technique que nous allons finalement employer repose sur la forte corrélation qui existe entre l'impulsion du J/ψ et celle du hadron B . Celle-ci est due à la masse élevée du J/ψ , qui emporte en moyenne 60% de l'énergie du B (figure 7.8).

Du fait de la limite cinématique de P_B à 45 GeV/c, on ne peut se contenter d'une paramétrisation linéaire (figure 7.8).

Nous pouvons estimer l'impulsion P_B^{estim} du hadron B qui a généré un J/ψ d'impulsion $P_{J/\psi}$, en utilisant une relation polynômiale :

$$P_B^{estim} = f(P_{J/\psi}) = \sum_{n=0}^4 a_n P_{J/\psi}^n \quad (7.13)$$

Le tableau 7.3 présente les valeurs des a_n et la figure 7.8 montre la résolution moyennée sur tout le spectre en impulsion :

$$r_{P_B^{estim}} = \frac{P_B^{estim} - P_B^{vrai}}{P_B^{estim}}$$

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
7.58	-0.467	0.240	$-9.81 \cdot 10^{-3}$	$1.17 \cdot 10^{-4}$

Tableau 7.3: Coefficients pour la paramétrisation $P_B = f(P_{J/\psi})$

Les coefficients a_n dépendent de la fonction de fragmentation du B et des voies de désintégration. Cette paramétrisation n'étant qu'une étape intermédiaire, nous étudierons les systématiques globalement, à la fin de la procédure.

En effet, l'utilisation directe de cette corrélation $P_{J/\psi} - P_B$ présente les inconvénients suivants :

- si d'un point de vue global la résolution r est gaussienne, dans des domaines d'impulsion P_B^{estim} définis cela n'est pas complètement vrai (voir figure 7.8). C'est le même genre de problème rencontré avec la méthode précédente.
- les différentes fractions de hadrons B qui contribuent au J/ψ ne sont pas connues avec certitude. Nous sommes donc contraints de faire une hypothèse de masse pour remonter au temps propre t_i d'un événement.
- et enfin, seule la norme de P_B est déterminée, mais pas sa direction.

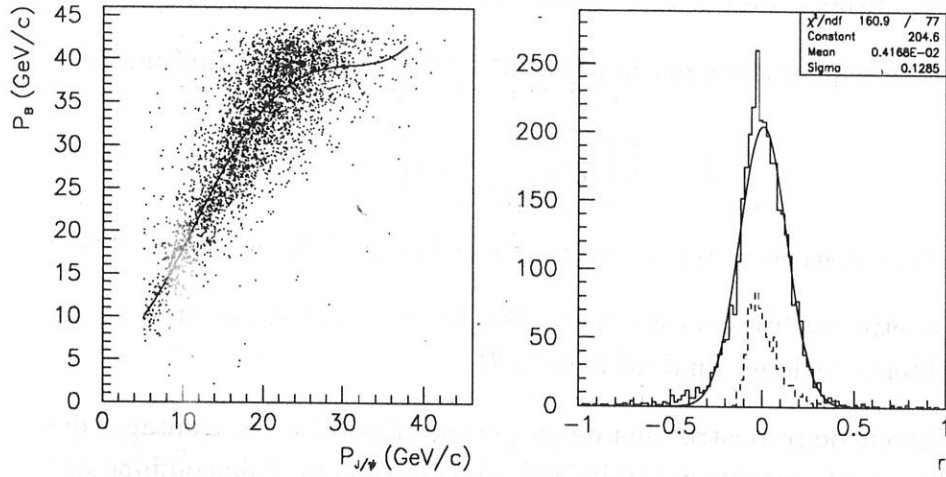


Figure 7.8: (a) Paramétrisation de l'impulsion du hadron B par l'impulsion du J/ψ , (b) résolution obtenue sur P_B sur tout le spectre en impulsion (trait plein) et pour $P_B > 38$ GeV/c (trait pointillé) •

Cette dernière remarque n'est pas vraiment fondamentale, puisque les deux méthodes de jets précédemment décrites donnent une bonne estimation de la direction du B . Cependant on préférerait disposer d'un algorithme cohérent, qui fournisse directement \vec{P}_B .

Nous allons donc procéder de la façon suivante :
la paramétrisation de $|\vec{P}_B|$ par $P_{J/\psi}$ étant en moyenne correcte, nous allons chercher à la combiner avec le maximum d'information encore disponible dans l'événement.

- Pour cela, nous définissons y_0 le meilleur estimateur du rapport $(M/P)_B$ dont nous disposons pour l'instant :

$$y_0 = \frac{\langle M \rangle}{f(P_{J/\psi})} ; \quad (7.14)$$

la valeur de la masse $\langle M \rangle$ est définie par :

$$\langle M \rangle = \frac{\sum_i f_{B_i} \tau_i M_{B_i}}{\sum_j f_{B_j} \tau_j} , \quad (7.15)$$

où l'indice i est relatif au hadron B_i de masse M_{B_i} produit par le Z avec une fraction f_{B_i} . Nous faisons l'hypothèse que les durées de vie τ_i sont

toutes identiques, et en utilisant les valeurs des f_{B_i} de JETSET et des M_{B_i} utilisées dans la simulation², on obtient $\langle M \rangle = 5.35 \text{ GeV}/c^2$;

- le jet est initialisé avec le J/ψ comme noyau,
- on cherche séquentiellement la particule i telle que y^2 soit minimum:

$$y^2 = \left(\left(\frac{M}{P} \right)_{Jet+i} - y_0 \right)^2 ; \quad (7.16)$$

(Jet+i) remplace le jet précédent, tant que $M_{Jet+i} \leq M_{cut} = 5.6 \text{ GeV}/c^2$;

- lorsque cette condition n'est plus vérifiée, la procédure est arrêtée. Le jet ainsi obtenu est le jet final du hadron B .

Cette méthode de reconstruction de jet permet d'associer les avantages des deux précédentes, et surtout en minimise les inconvénients. Elle combine une information *globale*, qui repose sur la corrélation entre P_B et $P_{J/\psi}$, avec une information *locale*, puisqu'elle prend en compte le reste des particules présentes dans l'événement.

Le rapport $(M/P)_{jet}$ est une meilleure estimation de $(M/P)_B$ que le y_0 initial:

- la relation entre $(M/P)_{jet}$ et $(M/P)_B^{vrai}$ est nettement plus linéaire que pour la technique du jet nucléé (figure 7.9):

$$(M/P)_B^{estim} = C \times (M/P)_{jet} \quad (7.17)$$

Dans le domaine des grandes impulsions P_B , là où la paramétrisation $f(P_{J/\psi})$ ne donne pas une résolution gaussienne, l'emploi de l'algorithme de jet est bénéfique car les particules de fragmentation sont peu nombreuses.

Mais surtout, le coefficient de correction C , très voisin de 1, est indépendant de M_{jet} , P_{jet} , et du canal de désintégration. Il est peu sensible à la masse du hadron B considéré, et à la masse M_{cut} mais davantage à la valeur de $\langle M \rangle$. L'étude des systématiques est faite dans le prochain sous-paragraphe.

² $M_{B_u,d} = 5.294$, $M_{B_s} = 5.48$, $M_{\Lambda_b} = 5.616$ et pour les autres baryons beaux $M_{Baryons} = 5.841 \text{ GeV}/c^2$.

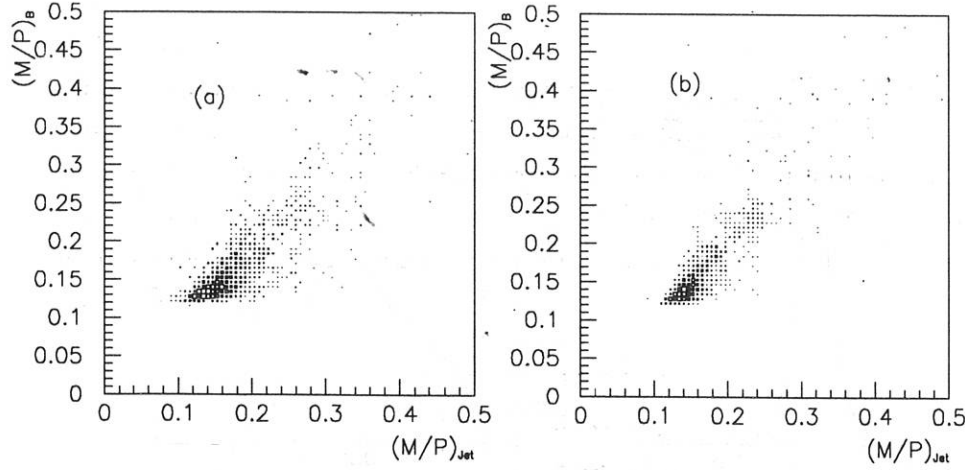


Figure 7.9: $(M/P)_B$ en fonction de $(M/P)_{Jet}$, pour la méthode du jet nucléé (a), et pour le jet J/ψ (b).

- la résolution $\sigma_{(M/P)}$ vaut en moyenne 11%. Elle est fonction de $(M/P)_B^{estim}$ (voir figure 7.10), et varie avec le canal de désintégration.
- Nous l'avons paramétrée par une fonction polynômiale de degré 2 :

$$\sigma_{(M/P)} = b_0 + b_1(M/P)_{jet}^2 + b_2(M/P)_{jet}^2 \quad (7.18)$$

b_0	b_1	b_2
-0.106 ± 0.01	1.68 ± 0.11	-2.93 ± 0.32

- la résolution moyenne sur l'angle θ_B est réduite à 19 mrad (figure 7.11).

Incertitudes systématiques

Pour l'étude des erreurs systématiques sur $\sigma_{(M/P)}$, il faudrait, en toute rigueur, évaluer autant de paramétrisations de $\sigma_{(M/P)} = f((M/P))$ que de sources d'incertitudes.

Afin de simplifier l'analyse, nous ne déterminerons que l'incertitude globale sur $\sigma_{(M/P)}$, et considérerons que cette dernière est valable pour toute valeur de (M/P) .

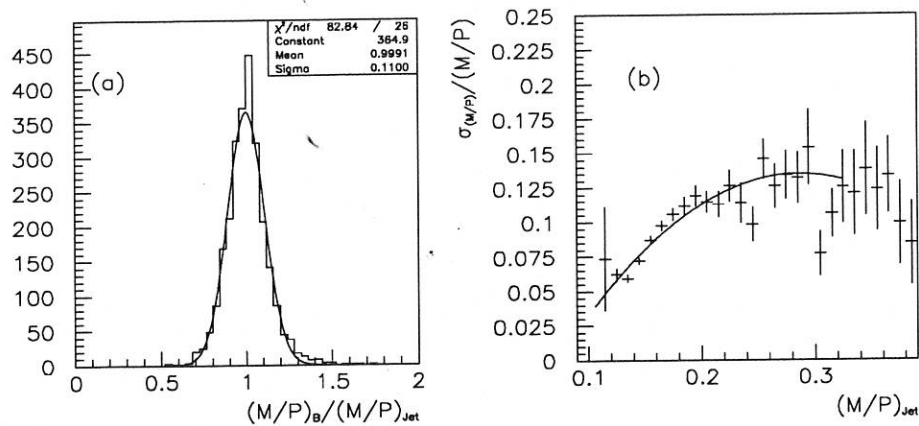


Figure 7.10: Résolution globale sur $(M/P)_B$ (a), et variation de la résolution en fonction de $(M/P)_{Jet}$ (b).

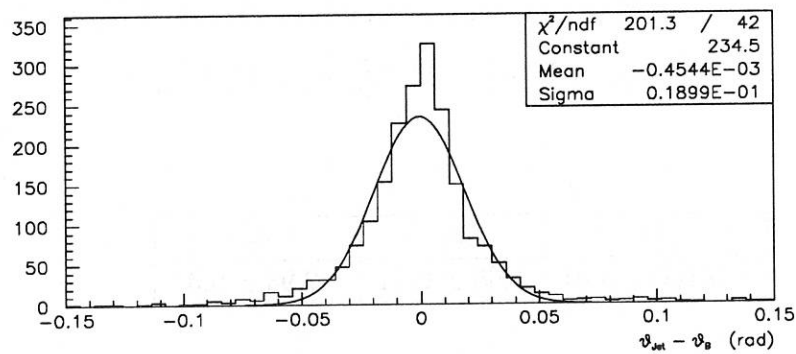


Figure 7.11: Résolution sur l'angle θ_B pour la méthode du jet J/ψ .

- Influence de la fonction de fragmentation : nous avons repris la même procédure que celle établie pour la détermination du nombre de J/ψ directs.

Chaque événement simulé est repondéré en fonction de la nouvelle valeur de ε_b . Nous réajustons les coefficients C et $\sigma_{(M/P)}$. Les écarts par rapport aux valeurs nominales sont considérés comme des erreurs systématiques.

- Influence de M_{cut} : elle est très faible. Une variation de 200 MeV/ c^2 autour de 5.6 GeV/ c^2 n'a pas d'effet significatif sur les coefficients.

- Voies de désintégration : elles affectent essentiellement la résolution $\sigma_{(M/P)}$. Les raisons en sont les mêmes que pour la méthode du jet nucléé (voir paragraphe 7.3.2).

Les valeurs de C et $\sigma_{(M/P)}$, pour les canaux dont on connaît les rapports de branchement Br [2, 43, 15] sont présentées dans le tableau 7.4.

Type de hadron et voie de désintégration	Fraction d'événements concernés (%)	Facteur de correction C	$\frac{\sigma_{(M/P)}}{(M/P)} \%$	σ_{θ_B} (mrad)
$B \rightarrow J/\psi X$	100	0.999 ± 0.002	11.0 ± 0.2	19.0 ± 0.6
$B \rightarrow \psi(2S)X, \psi(2S) \rightarrow J/\psi X'$	14.2 ± 3.7	0.989 ± 0.004	10.0 ± 0.4	17.4 ± 0.8
$B_{u,d} \rightarrow J/\psi X$	80	0.996 ± 0.002	10.8 ± 0.22	19.7 ± 0.4
$B_s \rightarrow J/\psi X$	12	1.007 ± 0.006	10.6 ± 0.52	21.5 ± 1.7
$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi X$	4	1.031 ± 0.010	12.4 ± 1.1	21.0 ± 2.2
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$	2.8 ± 0.7	0.999 ± 0.02	18.5 ± 3.5	36.0 ± 1.8
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^{*\pm}$	5.0 ± 2.5	0.998 ± 0.008	13.0 ± 1.0	22.1 ± 1.7
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$	3.9 ± 1.8	1.005 ± 0.027	7.7 ± 1.9	17.5 ± 4.7
$B^0 \rightarrow J/\psi K^0$	2.3 ± 1.1	1.026 ± 0.013	13.6 ± 1.9	37.6 ± 2.5
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	4.6 ± 1.4	0.998 ± 0.008	13.0 ± 1.0	19.6 ± 1.2
$B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$	3.6 ± 1.8	0.993 ± 0.007	12.4 ± 0.65	20.1 ± 1.5

Tableau 7.4: Valeurs de C , $\sigma_{(M/P)}$ et σ_{θ_B} en fonction des différents canaux de désintégration des hadrons B .

En modifiant les Br dans leurs barres d'erreur ($Br^\pm = Br \pm \Delta Br$), nous en avons recalculé C , $\sigma_{(M/P)}/(M/P)$ et σ_{θ_B} . Pour cela, chaque événement appartenant au canal considéré est affecté d'un poids :

$$w = \frac{Br^\pm}{(1 - Br^\pm)} \frac{(1 - Br)}{Br} \quad (7.19)$$

Les différences par rapport aux valeurs nominales sont considérées comme des incertitudes systématiques.

- Influence de $\langle M \rangle$: le choix $\langle M \rangle = 5.35 \text{ GeV}/c^2$ est moins approprié dans les données que dans la simulation. Si on fait l'hypothèse que les durées de vie des hadrons beaux sont identiques et que les fractions f_B sont celles prévues par JETSET, il serait préférable de prendre pour $\langle M \rangle$ une valeur un peu plus basse, puisque les masses des mésons dans la simulation sont sur-estimées par rapport à celles mesurées (ici exprimées en MeV/c^2) [2, 83]:

$$M_{B_{u,d}} = 5278.6 \pm 2.1$$

$$M_{B_s} = 5382.3 \pm 4.2$$

$$M_{\Lambda_b} = 5627 \pm 22$$

Cependant, la figure 7.12 montre que le coefficient C dépend peu de la masse du hadron B .

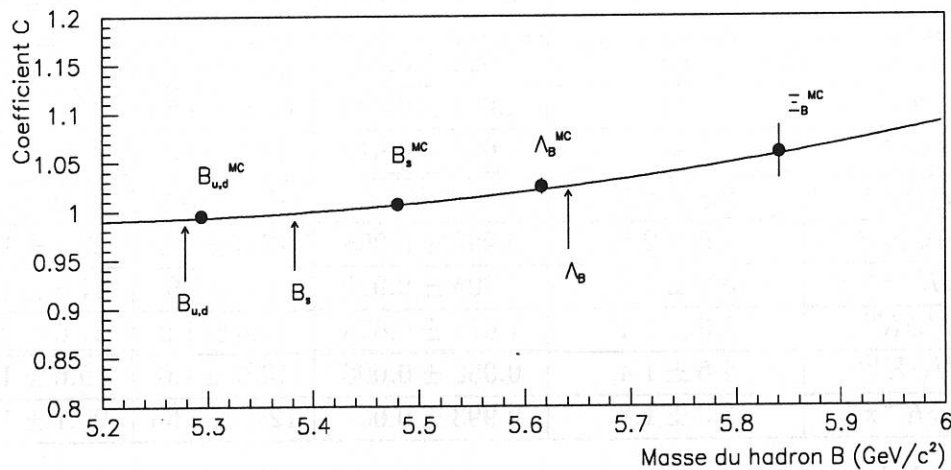


Figure 7.12: Variation du coefficient de correction C en fonction de la masse du B

Le tableau 7.5 présente l'ensemble des incertitudes systématiques sur la détermination du rapport $(M/P)_B$. En les additionnant en quadrature, on

obtient finalement :

$$\begin{aligned}
C &= 0.999 \pm 0.002 \text{ (stat.)} \pm 0.011 \text{ (syst.)} \\
\frac{\sigma_{(M/P)}}{(M/P)} &= (-0.106 + 1.68 \times (M/P)_{jet} - 2.93 \times (M/P)_{jet}^2) \\
&\quad \pm 0.002 \text{ (stat.)} \pm 0.015 \text{ (syst.)} \\
\sigma_{\theta_B} &= 19.0 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 3.8 \text{ (syst.) mrad}
\end{aligned} \tag{7.20}$$

Sources de systématiques	ΔC	$\Delta \frac{\sigma_{(M/P)}}{(M/P)}$
$\varepsilon_b = (5 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	0.003	0.005
$M_{cut} = 5.6 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$	0.004	0.006
Canaux exclusifs	0.005	0.012
$\langle M \rangle = 5.35 \pm 0.02$	0.008	0.005

Tableau 7.5: Simulation : sources d'erreurs systématiques sur la détermination de C et $\sigma_{(M/P)}$

7.4 Résolution sur le temps propre

A partir de la détermination des positions des vertex primaires x_{VP} et secondaires $x_{J/\psi}$ dans le plan $R - \phi$, de la quantité $1/\gamma\beta = (M/P)$ et de l'angle polaire θ_B , nous sommes en mesure d'évaluer le temps propre dans le référentiel du hadron B :

$$t = \left(\frac{M}{P}\right) l_{3D} \quad \text{et} \quad l_{3D} = \frac{l_{2D}}{\sin\theta_B} \tag{7.21}$$

où l_{3D} est la longueur dans l'espace tri-dimensionnel.

La distance géométrique qui sépare le vertex primaire et celui du J/ψ s'écrit :

$$l_{radiale} = \sqrt{(x_{J/\psi} - x_{VP})^T \cdot (x_{J/\psi} - x_{VP})} \tag{7.22}$$

On affecte à la longueur l_{2D} un signe algébrique : en effet, si la durée de vie des B était nulle, il faudrait que $\langle l_{2D} \rangle = 0$, ce qui n'est pas le cas de $l_{radiale}$, définie positive.

Pour cela, on utilise la direction, dans le plan $R - \phi$, du vecteur impulsion du jet du hadron B :

$$l_{2D} = l_{radiale} \times \text{signe} \left((x_{J/\psi} - x_{VP}) \cdot P_{R-\phi}^B \right) \tag{7.23}$$

Son incertitude se déduit des matrices de covariance Cov calculées pour chaque vertex :

$$\sigma_{l_{2D}}^2 = u^T \cdot (Cov_{J/\psi} + Cov_{VP}) \cdot u \quad (7.24)$$

où u est le vecteur unitaire colinéaire à $(x_{J/\psi} - x_{VP})$.

Le temps propre t peut donc être négatif, et son incertitude s'écrit :

$$\sigma_t = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{l_{2D}}}{l_{2D}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{(M/P)}}{(M/P)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\theta_B}}{\sin\theta_B}\right)^2} \times t \quad (7.25)$$

Le tableau 7.6 présente les valeurs moyennes des sources d'incertitudes qui interviennent dans la détermination de t .

$\frac{\sigma_{l_{2D}}}{l_{2D}}$	$\frac{\sigma_{(M/P)}}{(M/P)}$	$\frac{\sigma_{\theta_B}}{\sin\theta_B}$	$\frac{\sigma_t}{t}$
$11.5 \pm 0.8\%$	$11.0 \pm 1.5\%$	$3.9 \pm 0.80\%$	$17.0 \pm 0.5\%$

Tableau 7.6: Résolution moyenne sur le temps propre t des hadrons B dans la simulation.

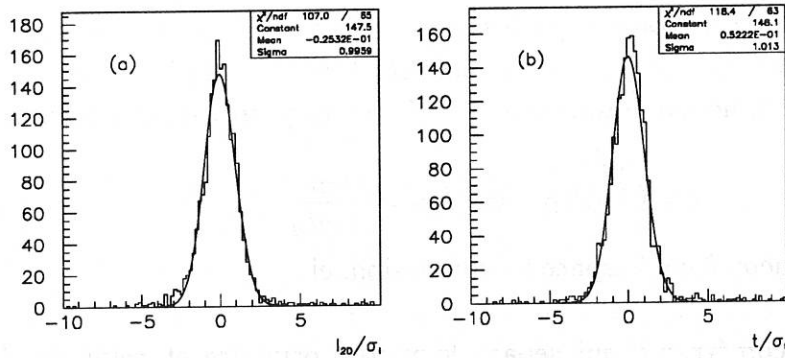


Figure 7.13: Résolution normalisée sur la longueur l_{2D} (a), et sur le temps propre t (b).

La figure 7.13 montre la résolution normalisée sur la longueur algébrique l_{2D} et le temps propre t .

On constate que les distributions sont des gaussiennes centrées de largeur compatible avec 1, ce qui indique la validité de la propagation des erreurs.

7.5 Extraction de la durée de vie τ_B

A partir de la distribution en temps propre des événements, nous allons pouvoir extraire la durée de vie moyenne des hadrons beaux. Le principe de la méthode [84] repose sur la connaissance des distributions en temps propre associées aux différents processus qui contribuent au signal de J/ψ . Nous savons qu'il en existe trois grandes catégories : les hadrons B , les processus de production directe et le bruit de fond.

- $B \rightarrow J/\psi X$.

Idéalement, le temps propre t des événements produits par un hadron B est distribué selon la densité de probabilité

$$P_B(t|\tau_B) = \frac{1}{\tau_B} e^{-t/\tau_B} \quad (7.26)$$

Expérimentalement, la mesure de t est affectée d'une incertitude σ_t . Dans ces conditions, la densité de probabilité est la convolution de la fonction P avec une gaussienne centrée de largeur σ_t :

$$\begin{aligned} P'_B(t, \sigma_t|\tau_B) &= \int_0^\infty P_B(t|\tau_B) G(t' - t, \sigma_t) dt' \\ &= \frac{1}{2\tau_B} e^{(-\frac{t}{\tau_B})} e^{\frac{\sigma_t^2}{2\tau_B^2}} \operatorname{erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma_t}{\tau_B} + \frac{t}{\sigma_t} \right) \right] \end{aligned} \quad (7.27)$$

où $\operatorname{erfc}(x)$ est la fonction d'erreur conjuguée

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-x^2} dx \quad (7.28)$$

- $Z^0 \xrightarrow{\text{direct}} J/\psi X$.

Les J/ψ issus de tels mécanismes sont générés directement au vertex du Z . La longueur de vol est d'ailleurs la seule observable physique qui soit indépendante des modèles qui décrivent leurs modes de production.

Par conséquent, on peut leur associer une durée de vie nulle. En prenant $\tau_{\text{direct}} = 0$ dans la relation précédente, la distribution en temps propre s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{\text{direct}}(t, \sigma_t) &= P(t, \sigma_t|0) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right) \end{aligned} \quad (7.29)$$

En terme de longueur de vol, il s'agit d'une répartition gaussienne autour du vertex primaire.

- Bruit de fond.

Comme dans la section 6.3, nous faisons l'hypothèse, vu les figures 6.4, que les caractéristiques et compositions du bruit de fond dépendent peu de la masse invariante $M_{\mu^+\mu^-}$ des deux muons.

Ces caractéristiques seront donc obtenues à partir des régions de masse voisines du signal du J/ψ .

L'étude de la simulation Monte-Carlo $Q\bar{Q}$, dans le paragraphe 6.2.3, nous a indiqué que le bruit de fond est dû à différentes natures d'événements. En particulier, il existe deux sources distinctes : l'une provenant des saveurs légères, l'autre provenant des saveurs lourdes.

Intuitivement, on s'attend à ce que la durée de vie apparente du bruit de fond reflète ces deux contributions : une fraction f_{NV} (fraction "non-volante"), due essentiellement aux saveurs légères, va être caractérisée par une pseudo durée de vie nulle, tandis que la fraction restante $(1 - f_{NV})$ va être caractérisée par une pseudo durée de vie τ_{fond} comprise entre τ_D et $\tau_D + \tau_B$.

Cette dernière considération repose sur la similitude des spectres en $(M/P)_{jet}$ dans la région de masse $M_{l^+l^-}$ du signal et dans les régions voisines (figure 7.14).

Par conséquent, la distribution en temps propre est mise sous la forme :

$$P_{fond}(t, \sigma_t | f_{NV}, \tau_{fond}) = f_{NV}P(t, \sigma_t | 0) + (1 - f_{NV})P(t, \sigma_t | \tau_{fond}) \quad (7.30)$$

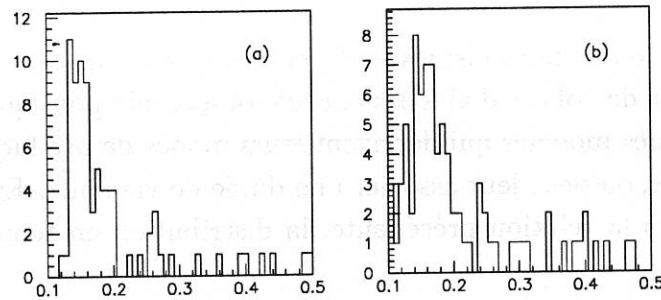


Figure 7.14: Données réelles : spectres en $(M/P)_{jet}$ dans la région du signal (a) et du bruit de fond (b).

Les différentes densités de probabilité, associées aux différentes contributions au signal du J/ψ permettent de définir, sur un ensemble de N événements, une

vraisemblance totale \mathcal{L} . Les mesures étant indépendantes, \mathcal{L} est le produit des vraisemblances individuelles \mathcal{L}_i :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i(t_i, \sigma_{t_i} | p, \tau_B, g_{direct}, f_{NV}, \tau_{fond}) \quad (7.31)$$

En pratique, on maximise le logarithme de la fonction de vraisemblance, en ajustant simultanément la durée de vie τ_B des hadrons B , celle du bruit de fond τ_{fond} et sa proportion de non-volant f_{NV} , et éventuellement la fraction g_{direct} de J/ψ directs.

La pureté $p = \frac{N_{J/\psi}}{N}$ des N candidats J/ψ est déterminée à partir du spectre de masse invariante M_{l+l-} . La fonction à maximiser s'écrit donc :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \ln \mathcal{L}_i^{Signal} + \sum_{i=1}^{N_{fond}} \ln \mathcal{L}_i^{fond}, \quad (7.32)$$

avec :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i^{Signal} &= p(1 - g_{direct}) P(t_i, \sigma_{t_i} | \tau_B) \\ &+ p g_{direct} P(t_i, \sigma_{t_i} | 0) \\ &+ (1 - p) [f_{NV} P(t_i, \sigma_{t_i} | 0) + (1 - f_{NV}) P(t_i, \sigma_{t_i} | \tau_{fond})] \\ \mathcal{L}_i^{fond} &= f_{NV} P(t_i, \sigma_{t_i} | 0) + (1 - f_{NV}) P(t_i, \sigma_{t_i} | \tau_{fond}) \end{aligned} \quad (7.33)$$

et N_{fond} les événements bruit de fond à l'extérieur de l'intervalle de masse des candidats J/ψ .

L'extraction de la durée de vie des hadrons B nécessite quelques compromis. Du point de vue de la statistique, il est avantageux de choisir les coupures les moins sévères. Cependant, la pureté s'en trouve réduite ce qui fait que la précision obtenue n'est pas forcément meilleure. De plus, les erreurs systématiques dues à la soustraction d'un bruit important sont elles aussi importantes.

Nous avons donc utilisé la sélection *optimale* (paragraphe 6.2.3), en imposant en supplément que chacun des muons ait au moins deux impacts dans le VD, afin d'avoir une bonne précision sur la position du vertex secondaire.

Dans ces conditions, la largeur du signal du J/ψ est de $37.3 \pm 4.4 \text{ MeV}/c^2$, et la masse égale à $3.092 \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$. Le nombre total N d'événements dans l'intervalle $[3.031-3.153] \text{ GeV}/c^2$ est de 80, pour une pureté estimée à $p = (83.5 \pm 4.0)\%$.

Pour le bruit de fond, nous avons considéré les événements dont la masse est

en deça de $2.9 \text{ GeV}/c^2$, afin d'éviter les queues de distribution du signal J/ψ dues aux pertes d'énergie dans le détecteur, et en deça de $3.5 \text{ GeV}/c^2$, afin d'éviter d'éventuels candidats $\psi(2S)$. Le nombre d'événements dans les intervalles $[2.5-2.9]$ et $[3.3-3.5] \text{ GeV}/c^2$ est de 85.

Le tableau 7.7 présente les résultats de l'ajustement de la fonction de vraisemblance sur les données, soit en contraignant $g_{\text{direct}} = 1.0\%$, soit en le laissant comme paramètre libre.

f_{NV}	$30.4 \pm 6.0\%$	$28.6 \pm 5.8\%$
$\tau_{\text{fond}} \text{ (ps)}$	$1.73^{+0.26}_{-0.22}$	$1.72^{+0.23}_{-0.21}$
g_{direct}	fixé à 1.0%	$7.7^{+6.3}_{-5.4} \%$
$\tau_B \text{ (ps)}$	$1.44^{+0.22}_{-0.19}$	$1.50^{+0.24}_{-0.21}$

Tableau 7.7: Valeurs obtenues par ajustement de la fonction de vraisemblance

Dans les deux cas, la fraction f_{NV} obtenue, dont on voit nettement la présence sur la figure 7.15-(b), est en bon accord avec la fraction d'événements due aux saveurs légères prévues par la simulation (tableau 6.1) :

$$\begin{aligned} f_{NV} &= (30.4 \pm 6.0)\% \\ &\simeq f_{(u,d,s)} = (21.4 \pm 10.7)\% \end{aligned} \quad (7.34)$$

En appliquant la procédure d'ajustement sur les événements bruit de fond de la simulation, on obtient une valeur également compatible :

$$f_{NV}^{\text{simul.}} = (31.3 \pm 10.0)\% \quad (7.35)$$

En revanche, la durée de vie $\tau_{\text{fond}}^{\text{simul.}}$ est plus basse :

$$\tau_{\text{fond}}^{\text{simul.}} = 1.36 \pm 0.31 \text{ ps} \quad (7.36)$$

Le fond "volant" étant en partie attribuable aux hadrons B , ceci peut s'expliquer par la valeur de la durée de vie simulée, qui est de 1.2 ps , alors que notre mesure donne une valeur sensiblement plus élevée.

Lorsque le paramètre g_{direct} est laissé libre, l'ajustement de \mathcal{L} converge vers un τ_B différent :

$$\begin{aligned} \Delta\tau_B &= \tau_B(g \text{ libre}) - \tau_B(g = 1.0\%) = +0.06 \text{ ps} \\ g_{\text{direct}} &= 7.7^{+6.3}_{-5.8} \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.)}\% \end{aligned}$$

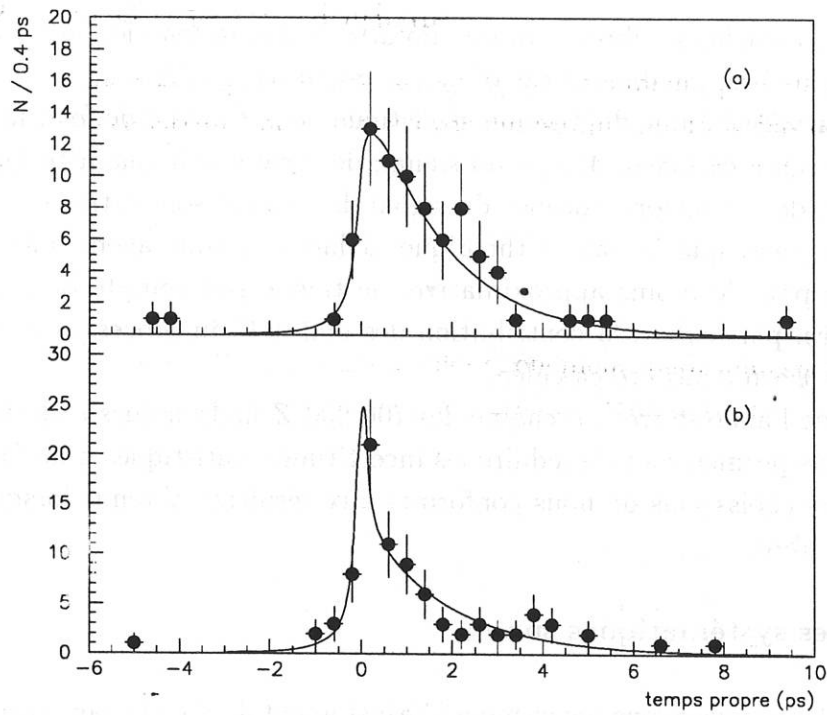


Figure 7.15: *Distribution en temps propre pour les candidats J/ψ (a), et le bruit de fond (b). Les courbes montrent le résultat de l'ajustement par maximum de vraisemblance.*

L'incertitude systématique sur g_{direct} est relative à l'incertitude sur la pureté p .

Cette mesure de g_{direct} n'est pas significativement différente des estimations théoriques. Toutefois, l'atout principal de la méthode est qu'elle repose sur une observable commune à l'ensemble des sous-processus de production directs, et que, par conséquent, elle est indépendante des modèles.

Sur ce point, l'intérêt d'une statistique plus importante est double: outre la meilleure précision, elle autorisera l'usage de sélections plus sévères sur l'identification des leptons, ce qui permettra de réduire le niveau de bruit de fond, en particulier la fraction non volante f_{NV} , qui amoindrit la sensibilité de la mesure.

Lorsque g_{direct} est laissé libre, le minimum atteint par la fonction de vraisemblance est plus bas que dans le cas où g_{direct} est imposé à 1%.

Cela peut être attribué à une fluctuation statistique de la fraction de fond non volant dans la région de masse $M_{\mu^+\mu^-}$ du signal, de sorte que la quantité f_{NV} déterminée à l'aide des régions voisines du signal de J/ψ est sous-estimée.

Mais il se peut aussi que la valeur théorique, à laquelle nous avons affecté une incertitude pour le moins approximative, ne tienne pas compte de tous les processus. En particulier, la contribution des ondes P du processus $Z \rightarrow \chi_{cJ} c\bar{c}$, $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$ n'a pas été calculée.

Dans l'attente de l'analyse très prochaine des 700 000 Z hadroniques collectés en 1993, qui nous permettront de réduire les incertitudes statistiques d'un facteur $\sim \sqrt{2}$, nous choisissons de nous conformer aux résultats obtenus lorsque g_{direct} est laissé libre.

Incertitudes systématiques sur τ_B

Pour les évaluer, nous avons recommencé l'ajustement de \mathcal{L} en faisant varier la pureté p , ainsi que l'ensemble des paramètres intervenant dans le calcul du temps propre, à savoir C , $\sigma_{(M/P)}/(M/P)$, $\sigma_{\tau_n}^l$ et σ_{θ_B} . Les écarts occasionnés sur τ_B sont présentés dans le tableau 7.8.

Pour évaluer l'incertitude liée à la méthode, nous l'avons appliquée sur deux lots d'événements simulés $B \rightarrow J/\psi X$, différents de ceux qui ont servi à sa mise au point. Dans l'un, la durée de vie des B y est fixée à 1.2 ps. Dans l'autre, elle est de 1.6 ps, avec en plus une modification des rapports de branchement exclusifs, qui donnent un meilleur accord avec les dernières mesures faites par CLEO [43]. Les résultats obtenus figurent également dans le tableau 7.9. L'accord avec les durée de vie simulées est très bon. Les différences observées ne sont pas réellement significatives. Par prudence, il nous semble

raisonnable de considérer l'incertitude statistique de la simulation comme erreur systématique de la méthode.

Sources d'erreurs systématiques	$\Delta\tau_B$ (ps)
$p = 83.5 \pm 4.0\%$	± 0.01
$C = 0.999 \pm 0.011$	± 0.02
$\Delta \frac{\sigma(M/P)}{(M/P)} = 0.015$	± 0.002
$\sigma_{rn}^l = 0.99 \pm 0.019$	± 0.002
$\sigma_{\theta_B} = 19.0 \pm 3.8$ mrad	± 0.003

Tableau 7.8: Sources d'erreurs systématiques sur la mesure de la durée de vie des hadrons B

Nombre événements	durée de vie simulée	durée de vie mesurée
966	1.2 ps	1.214 ± 0.04 ps
5260	1.6 ps	1.593 ± 0.02 ps

Tableau 7.9: Mesure des durées de vie sur deux lots d'événements simulés indépendants

Les erreurs systématiques n'étant pas corrélées, nous pouvons les additionner en quadrature.

Finalement, notre résultat est :

$$\tau_B = 1.50^{+0.24}_{-0.21} \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.) ps} \quad (7.37)$$

Cette mesure de τ_B est en très bon accord avec celle obtenue par la méthode du paramètre d'impact leptonique (voir paragraphe 7.1.1).

Chapitre 8

Mesure des durées de vie des mésons beaux chargés et neutres

8.1 Méthodes de mesure des durées de vie séparées

8.1.1 Corrélations Dl

Il s'agit de reconstruire partiellement les désintégrations semi-leptoniques des mésons \bar{B}^0 et B^- en identifiant les événements contenant un lepton (e ou μ) associé à un méson D^0 ou $D^{(*)+}$. Les événements corrélés $D^0 l^-$ et $D^{(*)+} l^-$ proviennent principalement de désintégrations de B^- et \bar{B}^0 respectivement. Bien que cette corrélation soit diluée par la production de D^{**} , il en reste suffisamment pour permettre une détermination des durées de vie séparées des B chargés et neutres.

Les D^{*+} (D^+) sont identifiés via leur désintégration $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ou $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ($D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$), et les D^0 de même, en excluant ceux provenant d'un D^{*+} dans le lot $D^0 l^-$. Avec la statistique enregistrée en 1991, 50 à 100 événements de chaque corrélation ont pu être utilisés.

La position du vertex principal est déterminée comme toujours en utilisant la contrainte de la position du faisceau moyennée run par run ou fill par fill. La position du vertex du B est obtenue en combinant la trajectoire reconstruite du D avec celle du lepton. Il reste à déterminer l'énergie du B , en supposant que seul le neutrino n'a pas été détecté. En général, une paramétrisation de l'énergie du B en fonction de l'énergie Dl , obtenue à partir de la simulation Monte Carlo, est utilisée, donnant une résolution de l'ordre de 8%.

Les résultats sont résumés dans le tableau 8.1. Les erreurs résultantes sur le rapport des durées de vie sont encore importantes (de 20 à 50% séparément, 15% en les combinant), mais les expériences LEP ont déjà multiplié la statistique enregistrée par 5, et devraient donc prochainement améliorer cette

Expérience	τ^+ (ps)	τ^0 (ps)	référence
ALEPH	1.47 ± 0.27	1.52 ± 0.24	PLB307,194
DELPHI	1.30 ± 0.37	1.17 ± 0.33	ZPC57,181
OPAL	1.66 ± 0.23	1.63 ± 0.18	OPN-106

Tableau 8.1: *Résumé des mesures de durées de vie séparées avec les corrélations D l par les expériences LEP*

précision.

8.1.2 Méthode topologique.

Cette méthode [85] repose sur la sélection d'événements pour lesquels il est possible de reconstruire des vertex avec suffisamment de précision pour que chaque trajectoire soit attribuée sans ambiguïté au vertex de désintégration du Z ou à un unique vertex secondaire.

Le principe est le suivant :

- Après avoir appliqué la sélection des événements hadroniques, l'algorithme de jet JADE est utilisé. Le nombre de jets est en moyenne de 2.39, et si il y en a plus de 3, l'événement est rejeté.
- Seules les particules d'impulsion supérieure à 0.5 GeV/c sont prises en compte dans la suite de l'analyse. Chaque jet est étudié individuellement à condition qu'il contienne au moins trois particules chargées, et que chacune d'entre elles ait au moins deux impacts associés dans le VD. En moyenne, les effets d'acceptances font que seulement 1/5 des jets sont conservés.
- Dans le cas où un jet est produit par un quark b , il contient en général plusieurs vertex (désintégration du b , puis du c ..). Afin de simplifier la procédure, chaque jet est supposé ne contenir qu'un seul et unique vertex secondaire.

La présence de celui-ci est déterminée de la façon suivante :

- un vertex est formé en utilisant la totalité des trajectoires contenues dans le jet, et en le contraignant avec la position moyenne du faisceau (voir paragraphe 7.2.1). S'il y a un vertex secondaire résoluble dans le jet, la probabilité $Prob(\chi^2)$ du vertex ainsi obtenu est très faible. Le jet est rejeté si $Prob(\chi^2) > 1\%$.

- toutes les particules sont classées en deux groupes : l'un est utilisé pour former un vertex primaire contraint avec le faisceau, l'autre est utilisé pour former un vertex secondaire, et toutes les permutations sont essayées. La probabilité $Prob(\chi^2_{global})$ du χ^2 global doit être supérieure à 10%, et si il y a une autre combinaison pour laquelle $Prob(\chi^2_{global}) > 1\%$, le jet est considéré comme ambiguë et il est rejeté. Il en est de même si sa longueur de désintégration $l_{R-\phi}$ est inférieure à 5 écarts types σ_l .
- la sélection de vertex secondaire produits par des hadrons B est garantie à 98% en imposant que la masse invariante M des particules qui en sont issues vérifie $M > 2.2 \text{ GeV}/c^2$.

La simulation Monte-Carlo montre que la procédure ne conserve pas les fractions en hadrons $B^+ : B^0 : B_s^0 : \Lambda_b^0$ produites initialement par le Z :

$$0.53 : 0.30 : 0.09 : 0.06 \text{ contre } 0.4 : 0.4 : 0.12 : 0.08$$

Ceci peut être attribué au fait que $\tau_{D^+} > \tau_{D^0}$ (ce qui défavorise les B^0 puisque on impose la présence d'un seul et unique vertex secondaire), ainsi qu'à la variation de l'efficacité avec la multiplicité, qui favoriserait les B chargés.

La probabilité que la charge du vertex secondaire soit celle du hadron B est ajustée sur la simulation par :

$$P(q \rightarrow Q) = \mathcal{P}^{|Q-q|} \times \frac{1 - \mathcal{P}}{1 + \mathcal{P}} \quad (8.1)$$

où q est la charge vraie, Q la charge mesurée, et \mathcal{P} est un paramètre libre, qui pour des valeurs faibles est égal à la probabilité de se tromper d'une unité sur q . Le résultat de l'ajustement donne $\mathcal{P}_{simul.} = 0.14 \pm 0.02$, ce qui signifie que dans $71 \pm 3\%$ des cas la charge Q est correcte.

Dans les données, le taux de jets pour lesquels $Q > 1$ permet de déterminer $\mathcal{P}_{donn.} = 0.18 \pm 0.02$, valeur en accord avec celle obtenue dans la simulation.

Pour chaque candidat B , l'impulsion du hadron est déterminée en utilisant la corrélation qui la lie au rapport (M/P) des particules rattachées au vertex secondaire.

Il est clair que la procédure de reconstruction du vertex secondaire biaise la sélection des événements de faible longueur de vol $l_{R\phi}$.

Le problème est surmonté en déplaçant l'ensemble des particules du vertex secondaire vers le vertex primaire, jusqu'à ce que les sélections décrites plus haut rejettent le candidat. La distance à laquelle ceci se produit est notée $l_{R-\phi}^{min}$.

L'excès de longueur $l_{R-\phi}^{exces} = l_{R-\phi} - l_{R-\phi}^{min}$ est réparti selon une distribution exponentielle non biaisée de laquelle on peut extraire la durée de vie des hadrons beaux chargés et neutres :

$$t^{exces} = \alpha \left(\frac{M}{P} \right) l^{exces} \quad (8.2)$$

L'utilisation de la composition, en termes d'espèces de B , prévue par le Monte-Carlo, ainsi que les mesures des durées de vie des B_s^0 et Λ_b^0 [9] permettent d'obtenir :

$$\begin{aligned} \tau_{B_d^0} &= 1.37 \pm 0.15 \pm 0.21 \text{ ps} \\ \tau_{B_u^+} &= 1.81 \pm 0.12 \pm 0.19 \text{ ps} \end{aligned} \quad (8.3)$$

8.1.3 Avec les collisionneurs $p\bar{p}$

L'expérience CDF¹ a récemment mesuré la durée de vie moyenne des B dans le canal $B \rightarrow J/\psi X$ avec pour la première fois une statistique importante. Cette expérience a en effet amélioré son appareillage en 1992, se dotant d'un détecteur de vertex en silicium possédant quatre couches (entre 3.0 et 7.9 cm) de micro-bandes ; le pas de lecture est de $60 \mu\text{m}$; la précision résultante sur le paramètre d'impact dans le plan transverse est d'environ $20 \mu\text{m}$ à grande impulsion.

Le lot de candidats $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dont ils disposent est suffisamment important pour aller plus loin : à partir de 5667 J/ψ , dont $15.1 \pm 0.6\%$ provenant de la désintégration d'un B , ils ont pu reconstruire des désintégrations exclusives à travers huit modes : $B^+ \rightarrow J/\psi(\psi(2S))K^+(K^{*+})$ et $B^0 \rightarrow J/\psi(\psi(2S))K_s^0(K^{*0})$. La longueur de vol est reconstruite dans le plan transverse ; la position du vertex principal est donnée avec précision par sa moyenne run par run (le faisceau est à peu près circulaire avec une taille d'environ $40 \mu\text{m}$) ; l'impulsion du hadron B est connue, il suffit d'ajuster la distribution des temps propres avec une exponentielle décroissante convoluée par une gaussienne pour tenir compte de la résolution en temps.

Avec des lots finals de 75 ± 10 candidats B chargés, et 61 ± 9 neutres, ils ont finalement obtenu [86]

$$\tau^+ = 1.63 \pm 0.21 \text{ (stat)} \pm 0.16 \text{ (syst)} \text{ ps},$$

$$\tau^0 = 1.54 \pm 0.22 \text{ (stat)} \pm 0.10 \text{ (syst)} \text{ ps}.$$

La précision de cette mesure ($\mathcal{O}(15\%)$) est donc comparable à celle obtenue avec d'autres méthodes par les expériences LEP (10 à 20%). Ce résultat devrait encore s'améliorer prochainement, toute la statistique disponible n'ayant

¹Collider Detector at Fermilab

Expérience	Réf.	Données	Analyse	Rapport des τ
CDF	Marseille	92-93	$J/\psi X$	$1.06 \pm 0.20 \pm 0.12$
DELPHI	DN93-94	91-92	topologique	$1.32^{+0.22}_{-0.18} \pm 0.22$
DELPHI	ZPC57,181	91	$D^{(*)}l$	$1.11^{+0.51}_{-0.39} \pm 0.11$
OPAL	OPN-106	90-92	$D^{(*)}l$	$1.02^{+0.19}_{-0.17}^{+0.08}_{-0.07}$
ALEPH	PLB307,194	91	$D^{(*)}l$	$0.96^{+0.19}_{-0.15}^{+0.18}_{-0.12}$
Moyenne				1.10 ± 0.11

Tableau 8.2: *Résumé des mesures du rapport des durées de vie B_u^+/B_d^0 (les erreurs sont considérées comme fractionnelles dans le calcul de la moyenne).*

pas encore été analysée.

Le tableau 8.2 résume l'ensemble des résultats expérimentaux concernant le rapport des durées de vie des mésons B_u^+ et B_d^0 obtenus par les diverses collaborations [9].

8.2 Reconstruction exclusive de mésons beaux

La façon la plus sûre d'évaluer la charge d'un hadron B est de retrouver la totalité de ses produits de désintégration. En général, on cherche à mettre en évidence un signal de B dans les voies de désintégration les plus favorables : celles qui contiennent des résonances intermédiaires et dont la multiplicité est faible.

L'inconvénient principal est que ces canaux ont des petits rapports de branchement [2], ce qui oblige à disposer d'une statistique importante en Z .

Par la notation n , nous allons désigner le nombre d'événements attendus pour chacune des voies dans les données 91-92, en considérant une efficacité de reconstruction de 100% pour l'ensemble des particules mises en jeu lorsque le J/ψ est lui-même reconstruit en $\mu^+\mu^-$. Nous avons fait l'hypothèse qu'en terme d'espèces, la composition en hadrons B dans notre échantillon de J/ψ était identique à celle induite par le processus d'hadronisation, c'est-à-dire

$$B^+ : B^0 : B_s^0 : \text{Baryons} = 40 : 40 : 11 : 9$$

A partir des 118 candidats J/ψ qui passent la sélection *optimale* (paragraphe 6.2.3), nous avons cherché dans nos données les voies suivantes :

- $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($n = 0.8 \pm 0.4$)

Le K_S^0 est une particule facile à retrouver du fait de sa grande durée de

vie. Son vertex de désintégration est détaché du vertex primaire, ce qui réduit notablement le fond combinatoire.

Les coupures de sélection sont :

- $0.485 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.510 \text{ GeV}/c^2$
- $P_{K_S^0} \geq 1 \text{ GeV}/c$
- $\text{Prob}(\chi^2_{\pi^+\pi^-}) \geq 1\%$
- la longueur de vol du K_S^0 doit être supérieure à 3 écart-types σ_l :
 $l_{K_S^0} \geq 3\sigma_l$
- dans le cas où on cherche des K_S^0 issus des hadrons B , on impose
 $\text{Prob}(\chi^2)(J/\psi K_S^0) \geq 1\%$

La figure 8.1 présente le signal de K_S^0 ainsi obtenu, et le spectre de masse invariante $J/\psi K_S^0$, dans lequel nous n'avons pas trouvé de candidats B^0 .

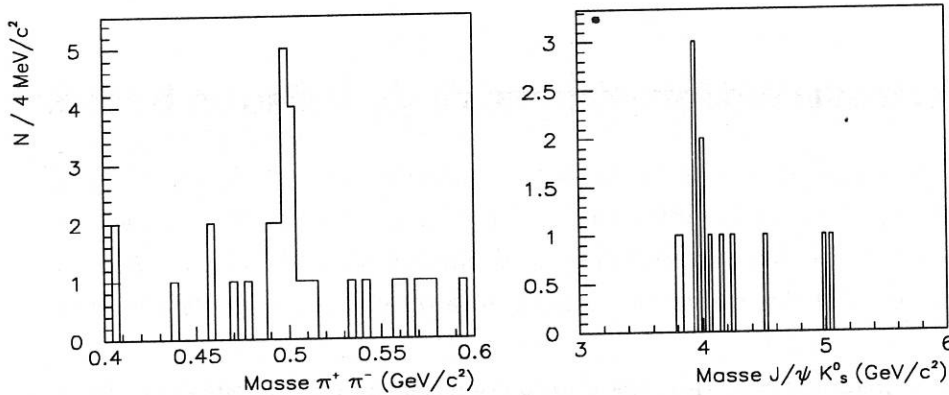


Figure 8.1: Spectres de masse $\pi^+\pi^-$ et $J/\psi K_S^0$ dans les données.

- $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, $K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ ($n = 3.1 \pm 1.0$).
 Le K^{*0} ayant une largeur naturelle de $50.5 \text{ MeV}/c^2$, il est difficile de mettre en évidence une telle résonance. Néanmoins, nous avons appliqué les sélections suivantes :

- la particule qui a l'impulsion la plus grande est considérée comme K , et on se restreint à l'intervalle de masse $0.7 < M_{K\pi} < 1.1 \text{ GeV}/c^2$,
- $P_{K^{*0}} \geq 2 \text{ GeV}/c$,

- l'angle $\alpha_{J/\psi-K^{*0}}$ doit être inférieur à 45° ,
- $Prob(\chi^2)(J/\psi K^{*0}) \geq 1\%$.

Avec cette sélection, nous n'avons obtenu qu'un seul candidat B_d^0 , dont la masse $M_{K\pi} = 727 \text{ MeV}/c^2$ est à peine compatible avec celle d'un K^{*0} . Une analyse détaillée [87] tend à prouver que cet événement serait plutôt un B_s^0 , dans la voie $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$: la particule que nous avons considérée précédemment comme un π est dans ce cas considérée comme le K d'un ϕ . Malheureusement, elle ne possède pas d'information dans le RICH, qui permettrait de lever l'ambiguïté.

Néanmoins, l'étude des problèmes de réflexion de masse de la part des désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K\pi$ montre que la probabilité globale que cet événement soit un B_s^0 plutôt qu'un B_d^0 est de 90%.

- $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ ($n = 2.7 \pm 0.7$)

Avec les coupures :

- $P_K \geq 2 \text{ GeV}/c$,
- $\alpha_{J/\psi-K} < 0.45 \text{ rad}$,
- $Prob(\chi^2)(J/\psi K) \geq 1\%$,

nous avons obtenu 2 candidats, dont la représentation graphique de l'un, pour lequel l'impulsion du K est de $20.7 \text{ GeV}/c$, est montrée en annexe.

- $B^\pm \rightarrow J/\psi K^{*\pm}$, $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ ($n = 1.1 \pm 0.5$) En partant de la sélection des K_S^0 , nous avons appliqué les mêmes coupures cinématiques que pour un K^{*0} , avec également $Prob(\chi^2)(J/\psi K_S^0 \pi) \geq 1\%$.

Deux candidats B^\pm ont ainsi été reconstruits.

La figure 8.2 présente le signal de mésons beaux obtenu sur l'ensemble des canaux de désintégration explorés, soit au total 5 candidats. La partie basse du spectre de masse correspond à des canaux à plus grande multiplicité, contenant d'autres particules neutres ou chargées qu'il faudrait associer pour faire apparaître un pic à la masse du B . Ceci montre que les voies à faible multiplicité sont minoritaires.

L'événement $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, que nous avons décrit dans le paragraphe 3.2.2 n'y est pas inclus.

En conclusion, il est clair que la statistique dont nous disposons est trop faible pour envisager de mesurer les durées de vie des hadrons beaux chargés et neutres.

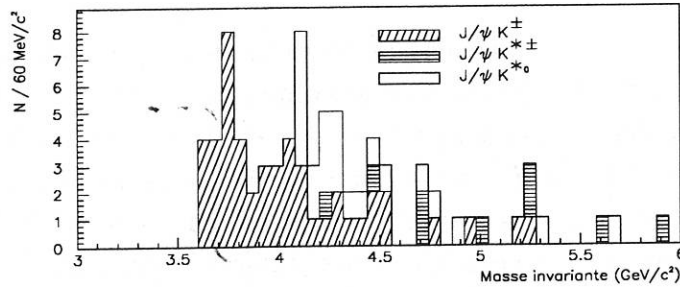


Figure 8.2: Spectre de masse invariante $J/\psi X$ dans les données 91-92.

8.3 Séparation des produits de désintégration des hadrons B et des particules de fragmentation

Dans la recherche des canaux de désintégration exclusifs, les principales sélections des particules issues des hadrons beaux reposent sur des critères de cinématique et de compatibilité à un même vertex. En particulier, nous avons utilisé des coupures sur l'impulsion, sur l'angle avec le J/ψ et sur la probabilité de χ^2 du vertex total. Dès lors que, dans le spectre de masse invariante de l'ensemble des particules, apparaît un pic à la masse des hadrons beaux, nous pouvons considérer que les événements qui y sont présents ont une grande probabilité d'être correctement signés, cette probabilité étant déterminée à partir du signal sur bruit.

En revanche, pour les modes de désintégrations dans lesquels sont produites des particules neutres, il est évident que l'on ne pourra pas obtenir de pic de hadrons beaux si l'on se contente de sélectionner des particules chargées. Il faut donc trouver une méthode plus globale, qui associe entre elles les particules issues des hadrons beaux, tout en rejetant le mieux possible les particules de fragmentation.

L'inconvénient majeur d'une telle procédure est que l'on remplace la probabilité d'être correctement signé, donnée par le rapport signal sur bruit, par une probabilité qui est déduite de la simulation Monte-Carlo.

En outre, cela ne nous permettra pas de faire la distinction entre un B_d^0 et un B_s^0 . Les durées de vie que nous allons mesurer seront donc celles des hadrons neutres et chargés "moyens".

Afin de réduire les risques de trajectoires mal reconstruites voire manquantes, nous ne considérerons que les événements J/ψ qui satisfont la sélection optimale, et dont chacun des muons possède plus d'un impact dans le VD. L'acceptance du détecteur de vertex, plus centrale que celle de la TPC, et la coupure sur l'énergie de l'hémisphère impliquent que nous travaillons sur des événements bien contenus.

8.3.1 Les variables discriminantes

La phase importante de la reconstruction de la charge des hadrons B consiste à déterminer les caractéristiques des particules qu'ils génèrent, et qui puissent permettre de les distinguer au mieux des particules d'hadronisation.

L'impulsion moyenne d'un B étant de 31 GeV/c, celle du J/ψ de 20 GeV/c (figure 6.1), l'événement moyen type contient ~ 14 GeV d'énergie de fragmentation, les ~ 11 GeV restants étant emportés par les autres particules produites par le B , et sur lesquelles repose la mesure de sa charge.

On conçoit que cette mesure soit délicate, et que ses performances attendues soient faibles, car contrairement aux caractéristiques du hadron B telles que son énergie ou sa direction (reconstruite respectivement à 11% et 20 mrad près), la charge Q_B est entièrement faussée par la prise en compte d'une seule particule de fragmentation, ou par la perte d'un seul produit de désintégration du B .

En premier lieu, nous allons chercher les V^0 dans les événements, en particulier les $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Les deux traces chargées, de signe opposé, seront rejetées ensemble, ce qui par la suite réduira le nombre de particules à attribuer au hadron B ou au processus de fragmentation, et diminuera donc le risque d'erreur.

Ensuite, nous ne considérerons que les particules chargées présentes dans l'hémisphère qui contient le J/ψ . Nous allons choisir les observables qui permettent de séparer celles issues du processus de fragmentation de celles produites par les B .

Ces observables, nous les avons déjà utilisées pour reconstruire des désintégrations complètes. Elles sont

- **cinématiques :**

dans l'événement moyen, il y a plus de particules de fragmentation que de produits de désintégration du B . En effet, ces dernières sont plus énergétiques (figure 8.3).

Cependant, elles sont différemment réparties dans l'espace. Dans le centre de masse du hadron B , les impulsions de ses produits de désintégration sont relativement faibles du fait que (avec la notation $B \rightarrow J/\psi X$) les masses du J/ψ et du X sont grandes vis-à-vis de la masse du B : $P_{J/\psi} = P_X \sim 1 \text{ GeV}/c$. Le passage du centre de masse du B au référentiel de l'expérience se faisant par un boost de Lorentz tel que $\gamma \sim 6$, on constate que les particules issues du hadron sont collimatées dans un cône étroit autour de sa direction de vol.

Comme la direction du J/ψ est proche de celle du B , cet effet se reflète aussi sur $\alpha_{J/\psi}$, l'angle entre le J/ψ et les autres particules du B .

Les figures 8.3 présentent les distributions en impulsion P et en angle

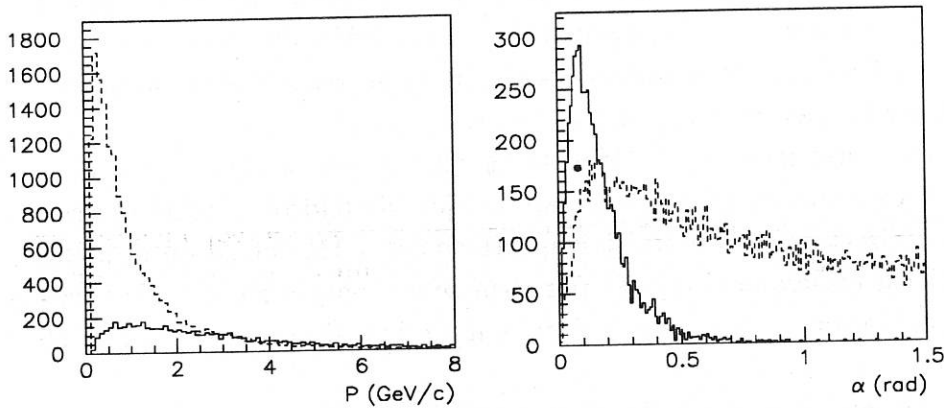


Figure 8.3: Distribution en P et α pour les produits de désintégration des B et les particules de fragmentation (en tireté).

$\alpha_{J/\psi}$. La probabilité qu'une particule d'être un produit de désintégration du B est très faible si son angle $\alpha_{J/\psi}$ est supérieur à 500 mrad.

La fraction moyenne des particules chargées produites par les B , dans tout l'hémisphère, est de 34.7% (figure 8.4-(a)) mais augmente sensiblement si on se limite à la région $\alpha_{J/\psi} < 500 \text{ mrad}$: 47.3%, pour une perte de 2.4% (figure 8.4-(b)).

Pour P , il n'existe pas de domaine aussi net qui permette de rejeter les traces de fragmentation sans éliminer dangereusement celles que l'on désire conserver.

Les distributions en P et $\alpha_{J/\psi}$ dépendent peu du canal de désintégration

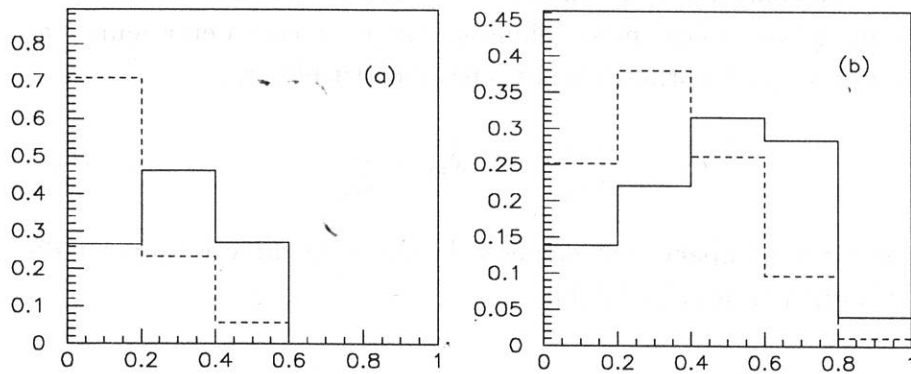


Figure 8.4: Fraction des produits de désintégration, dans l'hémisphère (a), et dans le cône de 500 mrad autour du J/ψ (b). En tireté, le cas extrême $B \rightarrow J/\psi K$.

car la variance sur P_B est suffisamment grande ($Var(P_B)/P_B \sim 28\%$) pour "diluer" les spectres des observables cinématiques. Mais il en va évidemment autrement pour la fraction, surtout si on considère toutes les particules chargées présentes dans l'hémisphère.

Désormais, nous ne prendrons en compte que celles qui sont incluses dans le cône de 500 mrad autour de la direction du J/ψ .

- **géométriques:**

les hadrons beaux ayant une longueur de vol mesurable, les particules qu'ils génèrent doivent être compatibles avec le vertex du J/ψ , puisque ce dernier est assimilable au point de désintégration du B . Si le hadron a suffisamment volé, elles devraient même être incompatibles avec le vertex primaire, et inversement pour les particules d'hadronisation.

Cependant, la longueur de vol suit une loi exponentiellement décroissante, et les cas où les deux vertex sont presque confondus ne sont pas rares. En plus, si la collimation des particules de désintégration des B présente un avantage du point de vue de la séparation cinématique, c'est ici un inconvénient car les paramètres d'impact des trajectoires sont faibles, et on ne peut pas toujours attribuer sans ambiguïté une particule à un des deux vertex.

Néanmoins, les tests de compatibilité des traces entre les deux vertex constituent des critères de séparation très efficaces.

Plutôt que les contraindre à chacun des vertex et de calculer leurs probabilités de χ^2 associées, nous allons simplement considérer leurs paramètres d'impacts δ normalisés par leurs incertitudes σ_δ :

$$\tilde{\delta}_{J/\psi} = \frac{\delta_{J/\psi}}{\sigma_{\delta_{J/\psi}}} \quad \text{et} \quad \tilde{\delta}_{vp} = \frac{\delta_{vp}}{\sigma_{\delta_{vp}}} \quad (8.4)$$

Ces paramètres d'impact sont signés à l'aide de la direction du jet du hadron B (voir paragraphe 7.1.1).

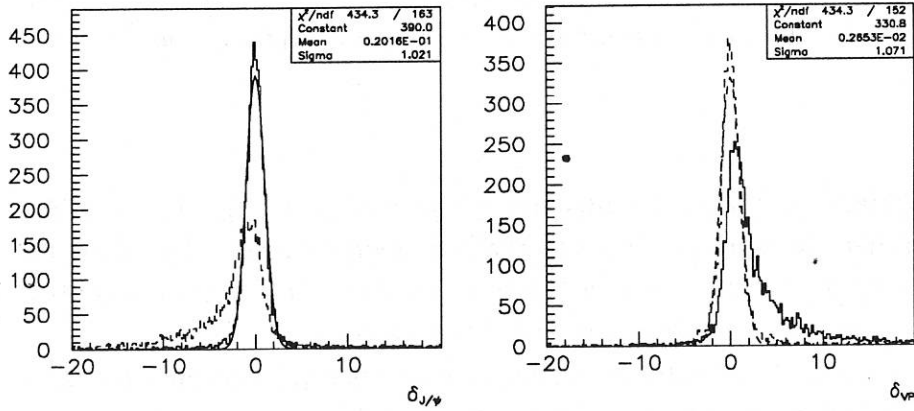


Figure 8.5: Paramètres d'impact normalisés pour les produits de désintégration des B (trait plein) et pour les particules de fragmentation (trait pointillé).

Les figures 8.5 présentent les spectres en $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ et $\tilde{\delta}_{vp}$ dans le plan $R - \phi$, pour les particules produites par les B et celles de fragmentation.

En ce qui concerne z , les incertitudes sur les positions des vertex et les trajectoires sont trop importantes, comparées aux distances que l'on souhaite mesurer, pour permettre de voir une séparation dans les distributions $\tilde{\delta}_z$.

On constate que la distribution en $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ des particules issues des B est une gaussienne centrée, de largeur 1.021 ± 0.013 , ce qui signifie que les incertitudes sont correctement évaluées.

Celle en $\tilde{\delta}_{vp}$ des particules d'hadronisation est aussi une gaussienne centrée,

mais du fait que l'erreur sur la position du vertex primaire est sous-estimée (paragraphe 7.2.1), sa largeur est de 1.071 ± 0.016 .

Il ne s'agit pas uniquement d'un facteur global de correction à appliquer sur la matrice d'erreur de ce vertex. Cela montre que les incertitudes ne sont pas complètement comprises, et que la résolution vraie que nous avons sur le vertex primaire pourrait encore être réduite. Cependant, l'effet est faible, et nous allons supposer qu'il en est de même dans les données, tout en gardant à l'esprit qu'il faudra en tenir compte pour évaluer les systématiques sur la reconstruction de la charge des B .

L'effet de la séparation des vertex se voit sur les distributions en $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ et $\tilde{\delta}_{vp}$ respectivement des particules de fragmentation et produites par les B , qui sont nettement dissymétriques. Il faut noter qu'elles sont obtenues avec une durée de vie simulé de 1.2 ps.

8.3.2 Discrimination linéaire

En résumé, nous disposons de quatre variables discriminantes susceptibles de séparer deux catégories de particules, celles de fragmentation et celles produites par les désintégrations des hadrons beaux.

Dans l'espace des variables, nous avons vu que ces dernières se trouvent dans une région limitée en $\alpha_{J/\psi} < 500$ mrad et en $|\tilde{\delta}_{J/\psi}| < 3$. Cependant, la simulation nous montre que dans cette région, il existe toujours une contamination de la part des particules de fragmentation. Globalement, elle vaut 39.8%, à la fois pour les hadrons chargés et neutres, car malgré leur dissemblance, les spectres en multiplicité chargée ont des valeurs moyennes et des variances voisines (figure 8.6).

Cette pureté dépend de la distance qui sépare les deux vertex, ainsi que des régions dans l'espace des variables : par exemple, 91% des traces qui ont $\tilde{\delta}_{VP} > 2$ sont issues des hadrons beaux.

Hélas, on ne peut pas la déterminer à partir des données, tout au plus nous pourrions vérifier que la multiplicité chargée globale, présente dans le domaine des variables qui nous intéresse, est en accord avec celle du Monte-Carlo.

Une façon de prendre en compte cette dépendance de la contamination avec les variables est de la chiffrer dans chaque domaine précis. On pourrait discrétiser l'espace à 4 dimensions en petits volumes dans lesquels on déterminerait les proportions relatives des deux populations que l'on veut séparer, ce qui permettrait de définir une probabilité $Pr(P, \alpha, \tilde{\delta}_{VP}, \tilde{\delta}_{J/\psi})$ d'être un produit de désintégration de hadron B .

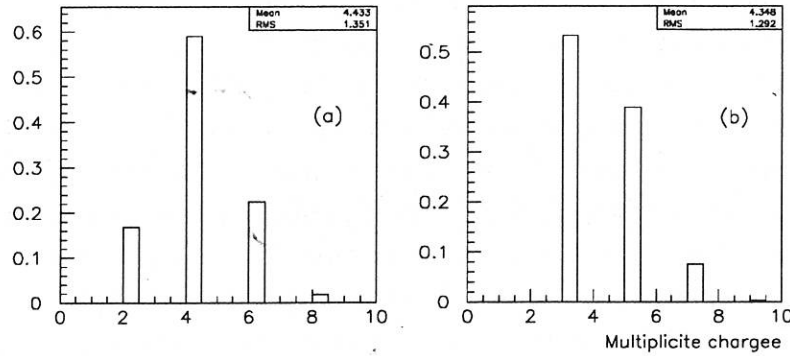


Figure 8.6: *Multiplicité totale ($\mu^+\mu^-$ inclus) chargée vraie, pour les B neutres (a) et pour les B chargés (b).*

Mais il est plus simple de faire cela sur une seule dimension, en utilisant par exemple la méthode de discrimination linéaire.

Son principe [88] est de résumer les informations en une seule quantité u , qui permet de séparer au mieux deux classes (ou plus) de populations: pour nous ce sont les produits de désintégration des B et les particules de fragmentation.

Mais il est clair que s'il y a recouvrement des classes dans l'espace des variables, il y a un recouvrement au moins égal sur la variable discriminante u ².

Nous avons appliqué cette méthode à notre cas. Pour cela on définit les variances intraclasse W (Within), interclasse B (Between) et totale T :

$$\begin{aligned}
 W_{jk} &= \frac{1}{n} \sum_{c=1}^q \sum_{i=1}^{n_c} (x_{ij} - \bar{x}_k^c)(x_{ik} - \bar{x}_k^c) \\
 B_{jk} &= \frac{1}{n} \sum_{c=1}^q n_c (\bar{x}_j - \bar{x}_j^c)(\bar{x}_k - \bar{x}_k^c) \\
 T &= W + B
 \end{aligned} \tag{8.5}$$

avec :

- n le nombre total de prototypes (ici traces à classer),

²Dans les cas où la séparation des classes ne peut se résoudre linéairement (par exemple pour des populations dont les observables sont x et y , et qui se répartissent sur deux anneaux $r^2 = x^2 + y^2$ concentriques), cette technique n'est pas du tout adaptée

- q le nombre de classes (ici $q = 2$),
- n^c le nombre de prototypes de la classe c ,
- x_{ij} est la variable j du prototype i ,
- \bar{x}_j^c est la moyenne de la variable x_j dans la classe c ,
- \bar{x}_j la moyenne globale, sur les deux classes, de la variable x_j .

On définit la projection u_i d'un prototype i sur un vecteur U :

$$u_i = \sum_{j=1}^4 U_j (x_{ij} - \bar{x}_j) \quad (8.6)$$

La variance de u sur tous les i est donc :

$$V(u) = \tilde{U} T U = \tilde{U} W U + \tilde{U} B U \quad (8.7)$$

Puisque l'on désire séparer les deux classes, on cherche l'axe U qui maximise la variance interclasse B et minimise la variance intraclasse W . On montre que U est le vecteur propre de $T^{-1}B$:

$$T^{-1} B U = \lambda U \quad (8.8)$$

où λ est la valeur propre associée, comprise entre 0 et 1, et qui est appelée pouvoir discriminant.

Dans le tableau 8.3 sont présentées les matrices de variance des 4 variables discriminantes, pour les deux types de particules que l'on veut séparer. On voit que c'est essentiellement $\tilde{\delta}_{VP}$ qui diffère, et assez peu $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ puisqu'on l'a limité à ± 3 .

$$\begin{pmatrix} P & \alpha_{J/\psi} & \tilde{\delta}_{VP} & \tilde{\delta}_{J/\psi} \\ 7.33 & -0.099 & 0.093 & 0.015 \\ & 0.011 & 0.099 & -0.002 \\ & & 22.18 & 0.859 \\ & & & 1.08 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} P & \alpha_{J/\psi} & \tilde{\delta}_{VP} & \tilde{\delta}_{J/\psi} \\ 4.23 & -0.10 & 0.038 & 0.014 \\ & 0.021 & -0.002 & -0.02 \\ & & 1.15 & 0.74 \\ & & & 2.16 \end{pmatrix}$$

Tableau 8.3: Matrices de variance des variables discriminantes, pour les particules issues des B et celles de fragmentation.

La résolution de la relation matricielle 8.8 nous donne l'axe suivant :

$$U = 0.342 \times P - 30.6 \times \alpha_{J/\psi} + 0.856 \times \tilde{\delta}_{VP} + 1.632 \times \tilde{\delta}_{J/\psi} \quad (8.9)$$

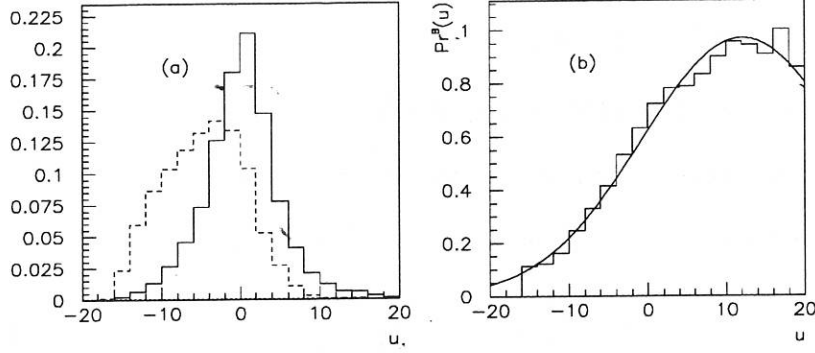


Figure 8.7: Distributions H^B et H^{frag} (en trait tireté) (a), et probabilité $Pr^B(u)$ d'être un produit de désintégration de hadron B (b).

avec un pouvoir discriminant $\lambda = 0.292$.

La figure 8.7-(a) présente les spectres de la nouvelle variable u pour les deux classes considérées. Avec leur normalisation relative, donnée par la simulation, on peut en extraire la probabilité $Pr^B(u_i)$ (figure 8.7-(b)) qu'a une particule i de projection u_i d'être un produit de désintégration de hadron B :

$$Pr^B(u_i) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{1-f}\right) \frac{H^{frag}(u_i)}{H^B(u_i)}} \quad (8.10)$$

$H^{frag}(u)$ et $H^B(u)$ sont respectivement les spectres de la variable u , normalisés à l'unité, et $f = 0.398$ la proportion globale de particules de fragmentation dans l'espace des 4 variables dans lequel nous travaillons. On vérifie bien que si $f = 0$, la probabilité vaut 1.

Cependant, dans tous les domaines de variation des variables, cette probabilité n'est pas correctement évaluée. On le voit très bien sur la figure 8.8-(b), où les $Pr^B(u)$ sont sous-estimées, pour une particule venant d'un B , si on se situe dans le domaine $\tilde{\delta}_{VP} > 2.5$ (le rapport des distributions H donne une probabilité plus grande que Pr^B).

Cette méthode ne nous permet donc pas, à partir de u , d'évaluer simplement la probabilité qu'a une particule d'être issue d'un hadron B , quelle que soit la région des 4 variables dans laquelle elle se situe.

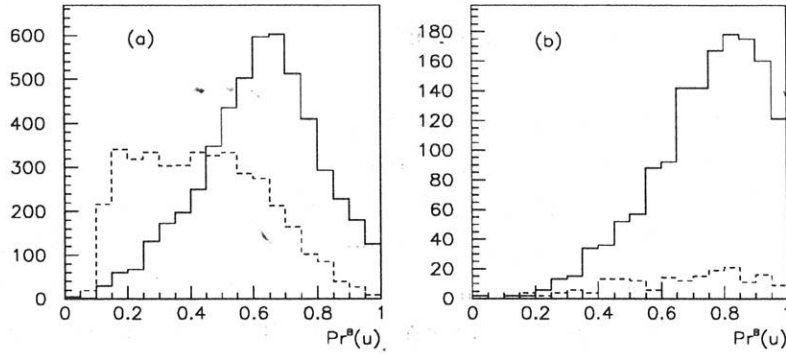


Figure 8.8: Probabilité $Pr^B(u)$ globale (a), et dans le secteur $\tilde{\delta}_{VP} > 2.5$ (b) (en tireté pour les particules de fragmentation).

8.3.3 Discrimination par réseaux neuromimétiques

8.3.3.1 Généralités

Une autre méthode de discrimination est celle qui repose sur les réseaux de neurones artificiels [89, 90].

Son principe est basé sur la modélisation du fonctionnement des neurones biologiques qui sont massivement interconnectés.

De façon schématique, on peut voir le neurone comme un sommateur à seuil. Il effectue une sommation des influx nerveux qu'il reçoit sous forme de courant électrique. Si cette somme est supérieure à un certain seuil qui lui est propre, le neurone répond par un influx nerveux qu'il transmet aux neurones qui lui sont connectés (figure 8.9).

Formellement, le neurone artificiel i possède n_c connections d'entrée, auxquelles on associe des poids W_{ij} , $j = 1 \dots n_c$ étant l'indice de la connection.

Si E_j sont les signaux reçus en entrée, la sortie du neurone est :

$$S_i = F\left(\sum_{j=1}^{n_c} W_{ij} E_j - s_i\right) \quad (8.11)$$

où F , appelée fonction d'activation, peut être simplement la fonction de Heaviside Θ : $S_i = 0$ ou 1 , et s_i le seuil.

La topologie des connections peut être quelconque, mais elle suit généralement une structure géométrique particulière, telle que la disposition en couches. De tels réseaux sont composés :

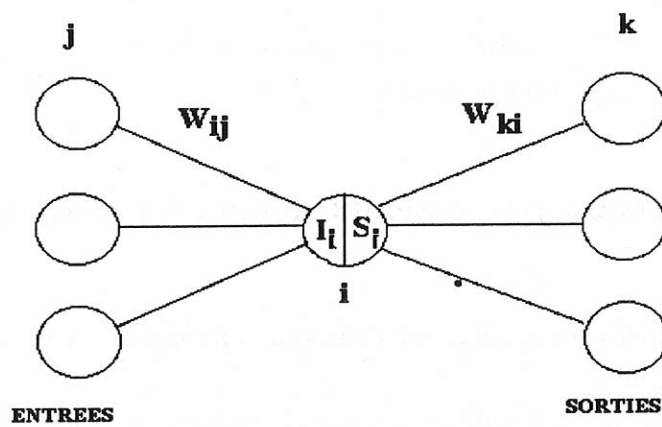


Figure 8.9: Représentation schématique d'un système de neurones

- d'une couche d'entrée,
- d'un nombre variable de couches internes dites cachées,
- d'une couche de sortie qui joue le rôle de couche de décision.

Dans notre cas, on va placer les $n = 4$ variables P , α , $\tilde{\delta}_{VP}$ et $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ en entrée, avec une seule couche cachée de m neurones à seuil nul, et on attend du neurone de décision que sa sortie vaille par exemple 0 s'il s'agit d'une particule de fragmentation, et 1 pour une particule venant de la désintégration d'un B .

Pour obtenir ce résultat, il est nécessaire d'utiliser un algorithme d'apprentissage, appelé algorithme de rétropropagation du gradient : on présente en entrée les variables d'une particule dont on connaît la classe d'appartenance, et on propage, de la couche de sortie à la couche d'entrée, l'erreur quadratique commise entre la réponse calculée par le réseau et celle attendue.

Cette procédure permet de modifier les poids W_{ij} de chaque neurone : soit l'exemple (X, Y) à apprendre au réseau, où $X = (X_1, \dots, X_4)$ représente le vecteur des entrées, Y représente la sortie attendue, et S la sortie issue de la propagation du vecteur X dans le réseau.

On cherche à minimiser l'erreur quadratique entre les sorties désirées et les sorties obtenues. Cette erreur est considérée comme fonction des poids W_{ij} :

$$E(W) = (Y - S)^2 \quad (8.12)$$

Chaque poids est alors modifié par la règle :

$$W_{ij} \rightarrow W_{ij} - \eta d_i S_j \quad (8.13)$$

où l'erreur d_i est calculée et rétropropagée depuis la sortie jusqu'à la couche d'entrée :

$$\begin{aligned} d &= 2(S - Y)F'(I) \quad \text{pour le neurone de sortie} \\ d_i &= \sum_k d_k W_{ki} F'(I_i) \quad \text{pour les autres couches} \end{aligned} \quad (8.14)$$

avec :

- S_j la sortie du neurone j ,
- $I_i = \sum_j W_{ij} S_j$ l'entrée du neurone i ,
- k l'indice qui parcourt les neurones vers lesquels le neurone i envoie sa sortie,

- η le pas du gradient (voir paragraphe suivant),
- F' est la dérivée de la fonction d'activation F .

Pour cet algorithme, F ne peut être la fonction de Heaviside, pas dérivable, et en général on prend :

$$F(I) = \frac{1}{1 + \exp(-I)} \quad \text{et donc} \quad F' = F(1 - F) \quad (8.15)$$

Cette opération d'apprentissage est répétée en présentant plusieurs fois les différents exemples (X, Y) disponibles.

Il existe de nombreuses variantes de cet algorithme, avec notamment l'introduction d'un terme d'inertie dans la relation 8.13, qui prend en compte la correction précédente du poids W_{ij} , ainsi que des notions de température T pour la fonction F ($I \rightarrow I/T$) [90]. D'autres définitions de l'erreur peuvent également être adoptées (erreur logarithmique, dite entropique). Nous n'entrerons pas davantage dans leur description.

8.3.3.2 Choix de l'architecture et application

Nous allons donc appliquer la technique des réseaux de neurones à la discrimination des particules d'hadronisation de celles issues des hadrons B , en utilisant les 4 observables physiques que nous avons définies.

Comme nous l'avons déjà mentionné, le nombre de neurones d'entrée est de 4, chacun associé à une des variables. En sortie, on utilise un seul neurone de décision, tel que sa sortie soit à 0 si les variables présentées sont caractéristiques d'une particule de fragmentation, et 1 dans le cas contraire.

Le choix de l'architecture interne du réseau ne repose pas sur des règles clairement établies, et pour un problème donné, c'est surtout par tâtonnements que l'on optimise le nombre de couches cachées. Par exemple, si on prend un réseau avec trop de neurones, on constate que certains restent inactifs. On les élimine et on améliore en même temps la rapidité de convergence. Dans la plupart des cas une seule couche s'avère suffisante.

Quant au nombre de neurones sur cette couche, une règle empirique stipule que [91] :

$$\frac{N_W}{N_{ex}} \leq 0.1 \quad (8.16)$$

où N_W est le nombre total de connections dans le réseau et N_{ex} le nombre d'exemplaires d'apprentissage.

Par la simulation, nous disposons de $N_{ex} = 9170$ (dont 39.8% appartiennent à la classe 0), ce qui nous donne une limite peu contraignante $N_W \leq 920$. En fait, étant donné que le nombre de variables discriminantes est faible, nous avons pris une couche cachée composée de 6 neurones, soit un total de 34 connexions.

Avant d'aborder la phase d'apprentissage, il est nécessaire d'initialiser les poids W_{ij} des neurones internes aléatoirement (pour ne pas avoir des neurones identiques), ceci dans l'intervalle $[-1, +1]$ (pour que leurs sorties ne soient pas saturées). Quant aux neurones d'entrée, leur poids est initialisés par l'inverse de la variance de la variable qui leur est affectée $[-1/\text{Var}, +1/\text{Var}]$. Néanmoins, nous avons vérifié que le choix de ces intervalles n'avait d'effet que sur la vitesse de l'apprentissage.

Les 9170 exemples (X, Y) sont ensuite présentés au réseau, sans ordre particulier suivant la classe d'appartenance. Ceci définit une itération globale, ou *époque*.

On renouvelle les itérations tant que l'erreur quadratique

$$E = \sum_{i=1}^{9170} (S_i - Y_i)^2$$

varie de plus de $0.05 \times \eta$.

La qualité et la rapidité de la convergence dépendent fortement du pas η :

- pour des valeurs élevées, typiquement $\eta = 5$, le système oscille et la convergence n'a pas lieu ;
- pour $\eta = 1$, la convergence se produit en moins de 20 itérations, mais l'erreur E atteinte est plus élevée que dans le cas où on choisit un pas plus faible $\eta = 0.1$. D'un autre côté, si ce dernier est trop petit, $\eta \sim 10^{-3}$, la convergence se produit mais à une vitesse très lente.

Entre ces cas extrêmes, se situe une plage relativement grande $0.02 \leq \eta \leq 0.2$, dans laquelle le résultat final, en terme d'erreur quadratique, est indépendant de η (figure 8.10).

A la convergence, l'erreur E est sensiblement la même :

$$E_{\text{convergence}} \sim 1450$$

La figure 8.11 montre la réponse que fournit le réseau lorsque la convergence est atteinte.

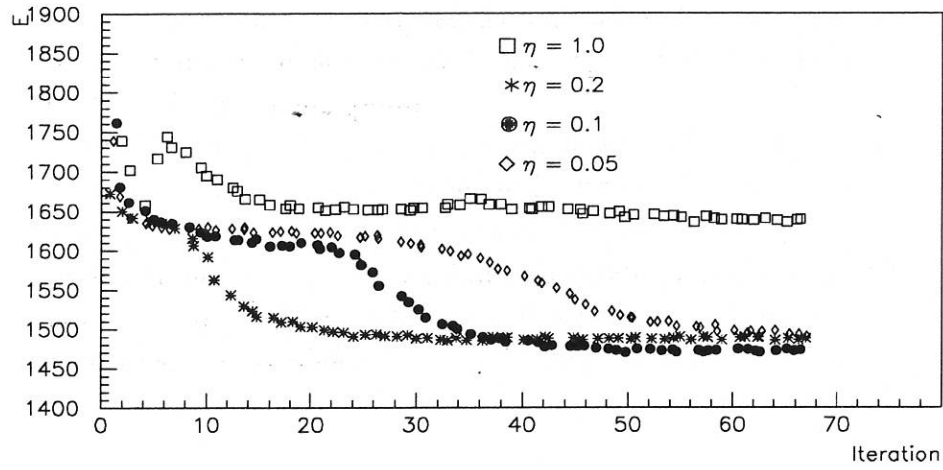


Figure 8.10: Evolution de l'erreur quadratique moyenne en fonction du nombre d'itérations.

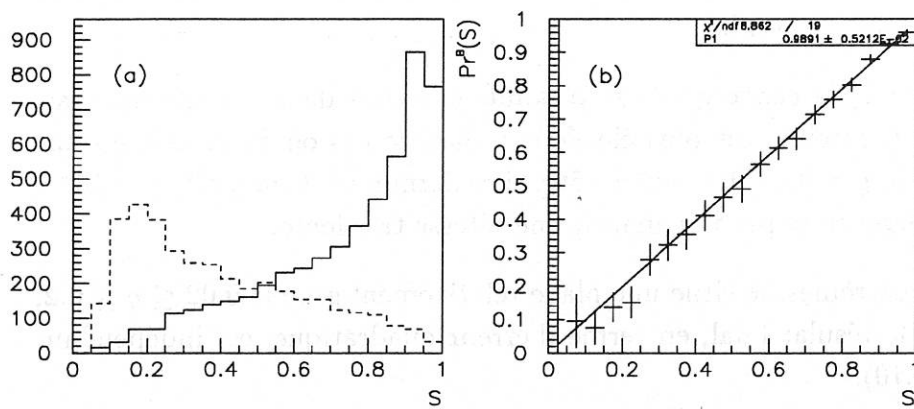


Figure 8.11: Sortie S du réseau, pour les prototypes de classe 1 et 0 (particules d'hadronisation, en tireté) (a), et probabilité $Pr^B(S)$ en fonction de S .

On voit que la sortie $S(X_i)$ peut être directement interprétée comme la probabilité Pr^B (relation 8.10) d'être un produit de désintégration de hadron B :

$$Pr^B(S(X_i)) \simeq S(X_i) \quad (8.17)$$

et ceci quel que soit le vecteur X_i (figure 8.12).

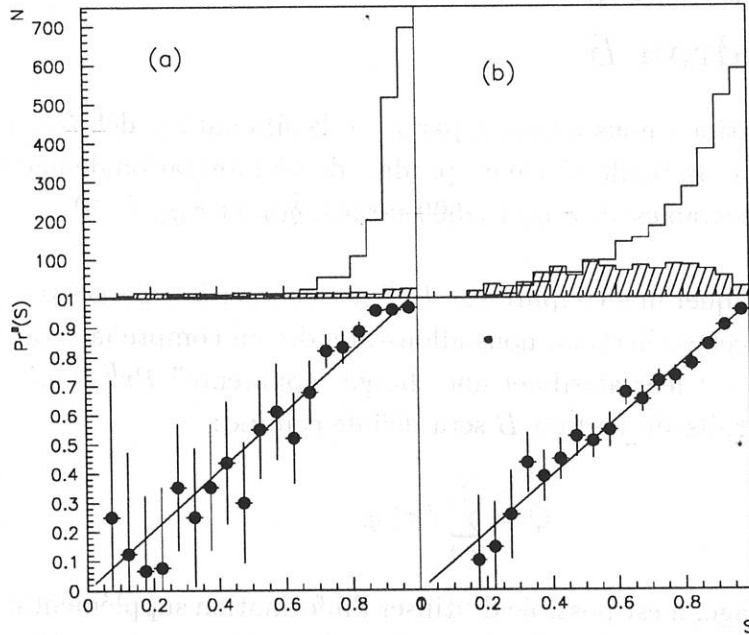


Figure 8.12: Réponse du réseau dans les domaines $\tilde{\delta}_{VP} > 2.5$ (a), et $\alpha_{J/\psi} < 150$ mrad (b) (classe 0 hachurée), et probabilités Pr^B correspondantes.

Le réseau a donc appris, dans tout le domaine de définition des variables physiques P , $\alpha_{J/\psi}$, $\tilde{\delta}_{VP}$ et $\tilde{\delta}_{J/\psi}$, quelles étaient les proportions de particules de fragmentation et de particules produites par les hadrons B .

Il est clair que se pose un problème de généralisation, car l'apprentissage qu'a effectué le réseau est relatif à une simulation donnée, (notamment au niveau des voies de désintégration et de la résolution attendue sur les paramètres des trajectoires), avec une durée de vie donnée (1.2 ps), qui est la même pour tous les hadrons B .

En réalité, la durée de vie moyenne est plus grande (1.502 ± 0.037 ps), ce

qui fait que la fraction de particules de désintégration des B présente dans la région $\tilde{\delta}_{VP} < 3$ est probablement moindre que celle qu'a apprise le réseau. Par conséquent, la probabilité Pr^B qu'il va fournir sera dans ce cas sur-estimée, et sous-estimée pour $\tilde{\delta}_{VP} > 3$.

Nous gardons à l'esprit toutes ces dépendances non triviales, et nous tenterons plutôt d'évaluer sur la mesure des durées de vie séparés quelles sont les erreurs systématiques introduites par l'usage de notre simulation.

8.4 Evaluation par Monte-Carlo de la charge du hadron B

Résumons la situation : nous avons, à partir de la simulation, défini la probabilité Pr^B qu'a une particule d'être un produit de désintégration de hadron B , ceci grâce aux observables P , $\alpha_{J/\psi}$ (< 500 mrad), $\tilde{\delta}_{VP}$ et $\tilde{\delta}_{J/\psi}$ (< 3).

Plutôt qu'appliquer une coupure sur Pr^B , et sommer les charges des particules qui passent cette sélection, nous allons prendre en compte la totalité des particules chargées et leur attribuer une charge "apparente" $Pr^B \times q_i$. La charge reconstruite du hadron B sera définie comme :

$$Q = \sum_{i=1}^N Pr_i^B q_i \quad (8.18)$$

Pour le comptage, il est possible d'utiliser l'information supplémentaire que constitue la masse des hadrons B : si on calcule la masse invariante M du J/ψ et de l'ensemble des particules chargées prises en compte, en leur ayant affecté la masse d'un π , celle-ci doit être inférieure à $5.4 \text{ GeV}/c^2$. Dans la simulation, ceci se vérifie aussi pour les baryons Λ_b^0 .

Globalement, 6.7% des événements ont à l'origine $M > 5.4$. On peut alors, par ordre de Pr^B croissante, éliminer successivement du comptage les particules chargées jusqu'à ce que $M < 5.4$. Cependant, l'élimination des charges les moins probables affecte peu la résolution finale sur Q .

La figure 8.13 présente la distribution normalisée $D^B(Q)$ de la charge reconstruite Q . On constate que pour les hadrons chargés, cette distribution n'est pas symétrique autour de $Q = 1$, alors que c'est le cas pour les hadrons neutres. Ceci est simplement dû au fait que les B^\pm produisent un nombre impair de particules chargées, avec une multiplicité chargée assez faible (figure 8.6). Le spectre D^{B^\pm} a ainsi une allure similaire à celle de Pr^B .

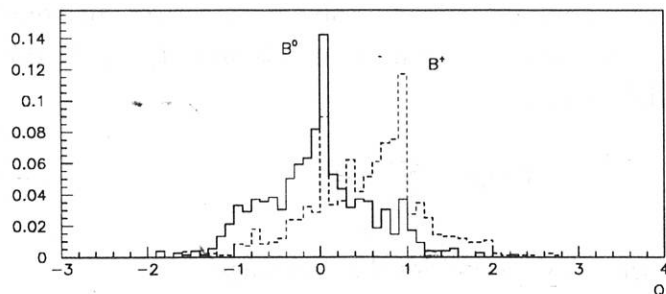


Figure 8.13: $D^B(Q)$ pour les hadrons B^0 et B^+ .

On remarque que $17.8 \pm 1.4\%$ des hadrons chargés peuplent la région $|Q| > 1$.

Pour ces événements, la simulation montre que :

- dans $28.6 \pm 5.1\%$ des cas, les particules qui servent au comptage sont effectivement toutes celles issues du hadron B , mais dont l'une d'entre elles est affectée d'une probabilité nettement plus faible que les autres. Typiquement, ce sont des combinaisons du genre $(+0.8) (+0.9) (-0.3)$. Ce nombre de 28.6% peut sembler a priori un peu faible. En fait, il faut noter que l'on obtient des probabilités élevées surtout pour des particules qui ont un paramètre $\tilde{\delta}_{VP} > 2 - 3$ (figure 8.12-(a)), ce qui signifie qu'en général les vertex primaire et secondaire sont distincts, et que l'ensemble des particules produites par les B ont des probabilités Pr^B élevées (car la dispersion sur Pr^B est faible). Ceci est la raison pour laquelle les combinaisons du type que nous avons citées sont finalement assez rares.
- $48.1 \pm 6.6\%$ peuvent être attribués à la prise en compte d'au moins une particule de fragmentation de probabilité assez élevée,
- $23.3 \pm 4.6\%$ peuvent être attribués à des événements dans lesquels un produit de désintégration du B n'est pas reconstruit ou se trouve en dehors des limites $\alpha_{J/\psi} < 500$ mrad et $|\tilde{\delta}_{J/\psi}| < 3$.

Quant aux hadrons neutres, $8.9 \pm 1.0\%$ d'entre eux peuplent la région $|Q| > 1$, et les proportions précédemment évoquées sont respectivement $12.0 \pm 4.9\%$, $58.2 \pm 10.8\%$, $29.8 \pm 7.7\%$.

Dans la majorité des cas, les événements pour lesquels $|Q| > 1$ s'expliquent par une contamination de la part des particules de fragmentation, même si

c'est plus vrai pour un B neutre que chargé.

Plutôt que rejeter ces événements, ce qui biaiserait les populations relatives de B chargés et neutres, nous allons successivement retirer du comptage la combinaison de particules i dont le coût, pour obtenir $|Q| \leq 1$, est le plus faible. Ce coût est défini comme :

$$\text{Coût} = \sum_{i=1}^n Pr_i^B$$

avec n le nombre de particules à éliminer du comptage.

La figure 8.14 présente la distribution de la nouvelle charge reconstruite pour ces événements particuliers.

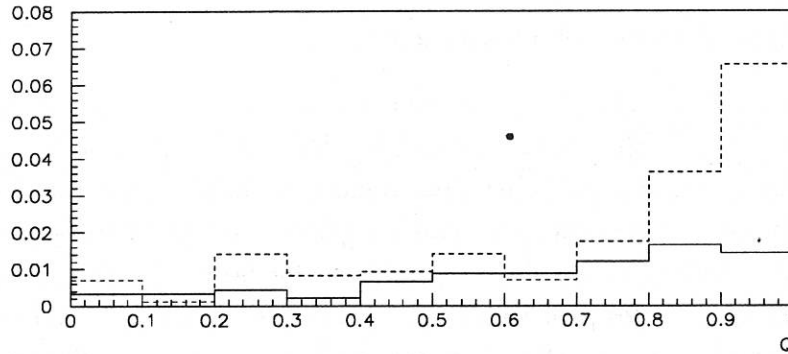


Figure 8.14: Nouvelle charge Q pour les événements qui avaient $|Q| > 1$, en trait plein les B neutres, en pointillé les B chargés.

De par la méthode, cette nouvelle charge reste en moyenne assez proche de la limite $Q = 1$, quelle que soit la charge du hadron B , mais on peut remarquer que pour les B neutres, la distribution est plus plate que pour les B chargés. Globalement, la fraction d'événements concernés est assez faible pour ne pas trop dégrader la séparation des distributions $D^{B^0}(Q)$ et $D^{B^\pm}(Q)$ (figure 8.15 comparée à la figure 8.13).

Dans le prochain paragraphe, nous vérifierons que cette fraction dans les données est comparable à celle de la simulation.

Si nous avons fait la distinction entre $|Q| > 1$ et $|Q| \leq 1$, c'est uniquement d'un point de vue pratique. Il est clair que ce n'est pas parce que la charge reconstruite est à l'origine comprise dans l'intervalle $[0, 1]$ qu'il n'y a pas des

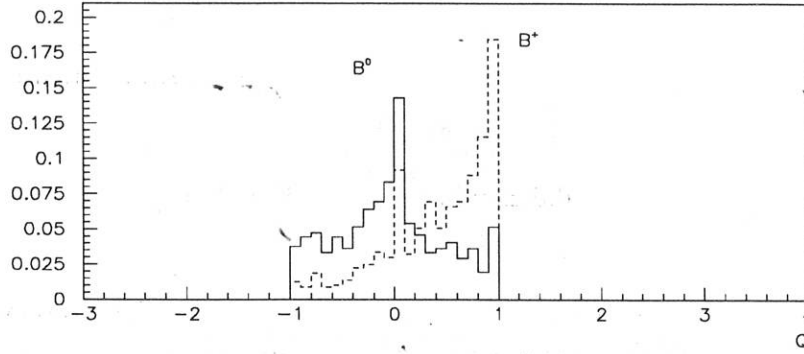


Figure 8.15: *Distribution $D^B(Q)$ pour les hadrons B^0 et B^+ , avec la contrainte $|Q| < 1$.*

problèmes tels que ceux que nous avons cités plus haut.

En restreignant le problème dans cet intervalle, nous allons voir qu'il est possible de chiffrer assez simplement quelle est la probabilité pour un événement d'être un B neutre, ce qui simplifiera par la suite l'étude des erreurs systématiques.

Désormais, par raison de symétrie, nous ne considérerons plus que la valeur absolue de la charge $|Q|$, que par simplification nous noterons Q .

A partir des distributions normalisées $D^B(Q)$ nous pouvons déterminer quelle est la probabilité \tilde{P}^0 qu'un candidat de charge reconstruite Q soit un hadron neutre.

Considérons dans une première étape que notre échantillon d'événements contient statistiquement autant de B neutres que de B chargés. $\tilde{P}^0(Q)$ s'écrit :

$$\tilde{P}^0(Q) = \frac{D^{B^0}(Q)}{D^{B^0}(Q) + D^{B^\pm}(Q)} \quad (8.19)$$

Sur les figures 8.16-(b) et 8.17-(b), on voit que \tilde{P}^0 peut s'approximer par une simple relation linéaire :

$$\tilde{P}^0(Q) = a + b \times Q \quad (8.20)$$

Le résultat de l'ajustement de $\tilde{P}^0(Q)$, sur la totalité du spectre en \tilde{l} , donne pour a et b les valeurs suivantes :

$$a = 0.686 \pm 0.031 \quad \text{et} \quad b = -0.355 \pm 0.055 \quad (8.21)$$

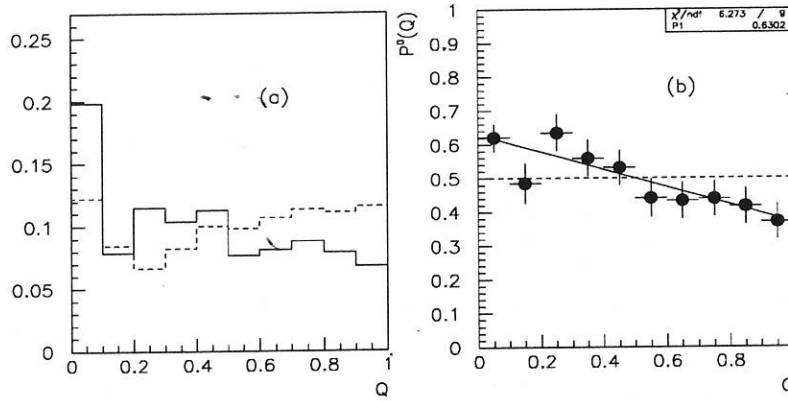


Figure 8.16: Distributions normalisées $D^{B^{\pm}}(Q)$ et $D^{B^0}(Q)$ (en pointillé) (a), et probabilité $\tilde{P}^0(Q)$ (b), pour $\tilde{l} < 3$.

La différence $b - (1 - 2a) = 0.017 \pm 0.083$ étant faible, nous choisissons d'imposer $b = 1 - 2a$, ce qui en d'autres termes signifie que la probabilité \tilde{P}^0 est symétrique autour de $Q = 0.5$ dans le domaine $[Q=0, Q=1]$. Autrement dit, un événement avec $Q = 0.5$ a autant de probabilité d'être neutre que chargé. Avec cette condition supplémentaire, l'ajustement donne $a = 0.680 \pm 0.027$.

Cette valeur est déterminée sur l'ensemble de la statistique Monte-Carlo, quelle que soit la longueur de vol des hadrons B . Cependant, dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la fraction de particules de fragmentation, que l'on prend en considération dans le comptage, est plus faible pour des événements dont le vertex du J/ψ est éloigné du vertex primaire.

On constate en effet que la séparation des charges est meilleure lorsque les deux vertex sont distants de plus de 3 écarts type σ_l (figures 8.16, 8.17 et 8.18) :

$$\begin{aligned} \tilde{l} < 3 & \quad a = 0.630 \pm 0.027 \\ \tilde{l} > 3 & \quad a = 0.687 \pm 0.030 \end{aligned} \tag{8.22}$$

La grandeur a dépend donc de la longueur de vol normalisée $\tilde{l} = l/\sigma_l$ des hadrons B .

Afin d'étudier cette dépendance, nous avons déterminé la valeur de a dans quatre domaines de \tilde{l} (figure 8.18).

On remarque que lorsque les vertex sont presque confondus $\tilde{l} \leq 1$, la

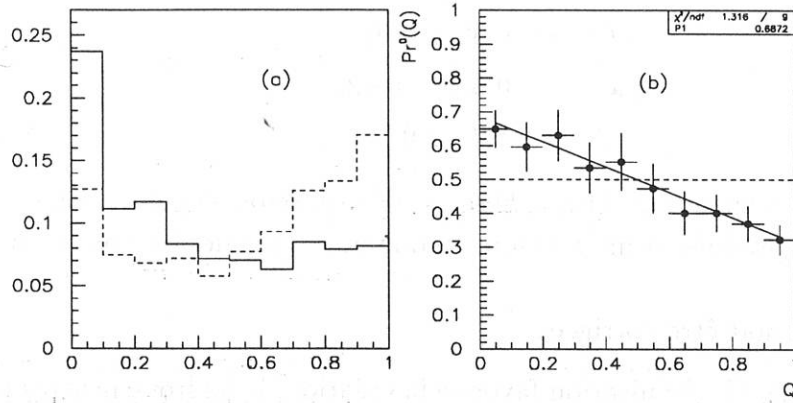


Figure 8.17: Distributions normalisées $D^{B^{\pm}}(Q)$ et $D^{B^0}(Q)$ (en pointillé) (a), et probabilité $\tilde{P}^0(Q)$ (b), pour $\tilde{l} > 3$.

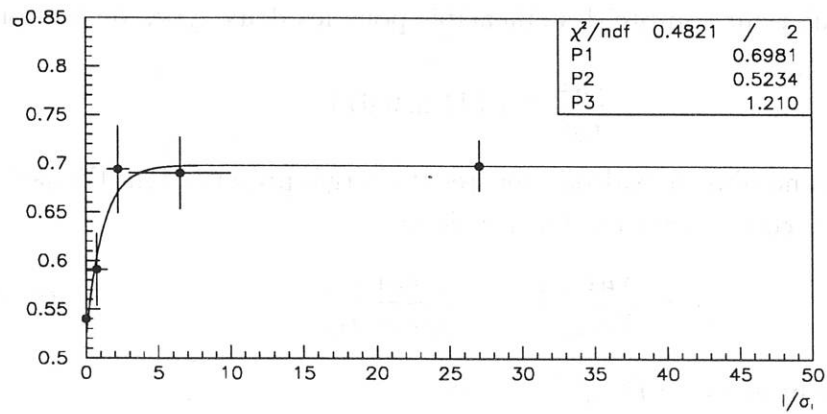


Figure 8.18: Variation de a en fonction de \tilde{l} .

séparation des hadrons est de faible qualité $a = 0.540 \pm 0.072$. Nous pouvons modéliser la variation de a avec \tilde{l} par la fonction suivante :

$$a(\tilde{l}) = a(\infty) + (a(0) - a(\infty)) e^{-\tilde{l}/\tilde{L}} \quad (8.23)$$

Le résultat de l'ajustement donne :

$$\begin{aligned} a(0) &= 0.52 \pm 0.06 \\ a(\infty) &= 0.698 \pm 0.021 \\ \tilde{L} &= 1.21 \pm 0.78 \end{aligned} \quad (8.24)$$

Revenons maintenant sur l'hypothèse de départ selon laquelle le nombre d'événements qui produisent un J/ψ sont en quantité égale des hadrons neutres et chargés.

Cette affirmation doit être corrigée :

- le mécanisme d'hadronisation favorise la création de hadrons neutres par rapport aux hadrons chargés [92] :

$$\frac{f_{B^\pm}}{f_{B^0}} = 0.78^{+0.49}_{-0.31}$$

valeur en accord avec celle fournie par la simulation (0.75) [15] ;

- d'autre part leur rapport de branchement $Br(B \rightarrow J/\psi X)$ n'est peut-être pas identique. Si on admet que les largeurs partielles de désintégration $\Gamma(B_i \rightarrow J/\psi X)$ sont égales pour tout les B_i (voir paragraphe 7.1.3), ceci entraîne :

$$\frac{Br(B^\pm \rightarrow J/\psi X)}{Br(B^0 \rightarrow J/\psi X)} = \frac{\tau_{B^\pm}}{\tau_{B^0}}$$

- enfin il faut tenir compte des efficacités pour les deux types de hadrons B :

$$\frac{\epsilon_{B^\pm}}{\epsilon_{B^0}} = 1.011 \pm 0.043$$

Le rapport du nombre de hadrons neutres et chargés présents dans l'échantillon d'événements qui contiennent un J/ψ est donc :

$$r = \frac{N_{B^\pm \rightarrow J/\psi}}{N_{B^0 \rightarrow J/\psi}} = \frac{f_{B^\pm} \epsilon_{B^\pm} \tau_{B^\pm}}{f_{B^0} \epsilon_{B^0} \tau_{B^0}} \quad (8.25)$$

et finalement, la probabilité $P^0(Q, \tilde{l})$ s'écrit :

$$P^0(Q, \tilde{l}) = \frac{\tilde{P}^0(Q, \tilde{l})}{1 + (r - 1) \times (1 - \tilde{P}^0(Q, \tilde{l}))}, \quad (8.26)$$

c'est-à-dire que dans le cas extrême où $r \rightarrow \infty$ (aucun B^0 ne se désintègre en J/ψ), $P^0 \rightarrow 0$ quelle que soit les valeurs mesurées Q et \tilde{L} .

8.5 Extraction dans les données des durées de vie τ_{B^0} et τ_{B^\pm}

La figure 8.19 présente le spectre de charge reconstruite Q , avant et après que l'on impose la limite $Q \leq 1$. On remarque que de façon similaire au Monte-Carlo, le nombre d'événements qui ont $Q > 1$ est faible: $8.7 \pm 3.5\%$ dans les données, et $12.5 \pm 1.1\%$ dans la simulation.

Ceci nous permet de penser que le principe de la méthode de comptage, même s'il n'est pas parfait, peut aussi être appliqué dans les données pour extraire une information sur la charge des hadrons B .

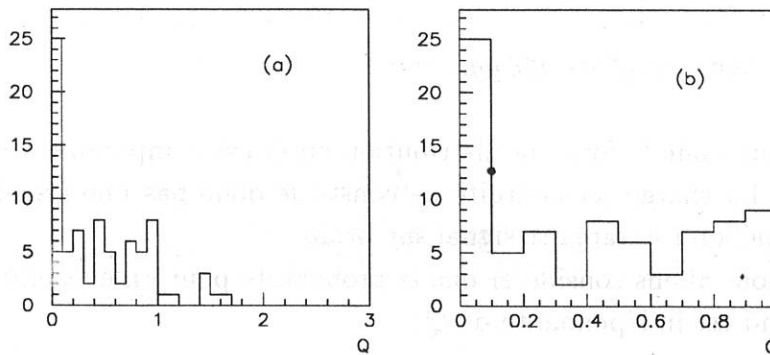


Figure 8.19: Spectre de charge reconstruite dans les données, pour les événements qui contiennent un candidat J/ψ , (a) et (b) respectivement sans et avec la limite $Q < 1$.

Il faut cependant noter que ces nombres ne sont pas directement comparables, car ils dépendent de la proportions relative r entre les hadrons neutres et chargés. La valeur maximale attendue serait de 17.8%, ce qui correspond au cas extrême où seuls les B chargés produisent un J/ψ .

Pour estimer les durées de vie séparées, il faut que nous tenions compte des contributions dues aux J/ψ directs ainsi qu'au fond.

8.5.1 Maximisation de la fonction de vraisemblance

La figure 8.20 présente les spectres de charge reconstruite dans les données pour les régions de masse $M_{\mu^+\mu^-}$ [2.5-2.9] et [3.3-3.5] GeV/c^2 , et dans la simu-

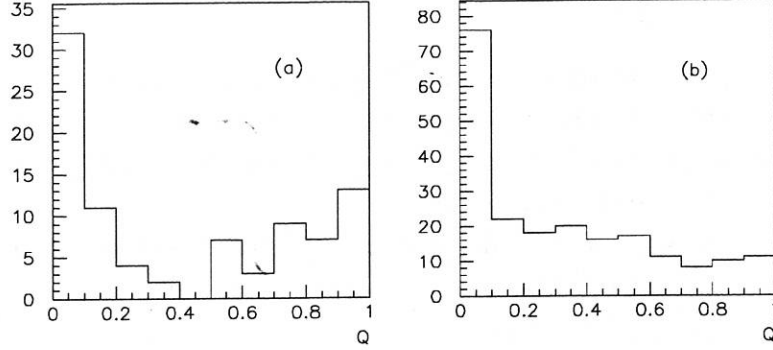


Figure 8.20: *Distribution en charge Q pour le bruit de fond (a), et les événements $g^* \rightarrow J/\psi gg$ (b).*

lation pour les événements $g^* \rightarrow J/\psi gg$.

On constate que pour le fond, la distribution en Q est comparable à celle des candidats B . La charge reconstruite ne constitue donc pas une grandeur qui permette d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Par conséquent, nous allons considérer que la probabilité pour un événement i d'être bruit de fond est indépendante de Q :

$$P_{\text{fond}}(t_i, \sigma_{t_i}, Q_i | f_{NV}, \tau_{\text{fond}}) \equiv P_{\text{fond}}(t_i, \sigma_{t_i} | f_{NV}, \tau_{\text{fond}}) \quad (8.27)$$

En revanche, pour les J/ψ produits par le processus $Z \rightarrow q\bar{q}g^*$, $g^* \rightarrow J/\psi gg$, la simulation montre que, du fait que le J/ψ est souvent isolé (voir paragraphe 6.3), aucune particule ne lui est associée. La distribution en Q présente un pic en $Q = 0$, qui correspond à une fraction $d = 28.7 \pm 3.2\%$ des événements, puis est quasiment uniforme jusqu'à $Q = 1$.

La probabilité qu'a un événement i d'être associé à un tel mécanisme peut s'écrire :

$$P_{g^* \rightarrow J/\psi}(t_i, \sigma_{t_i}, Q_i | 0) \equiv P_{g^* \rightarrow J/\psi}(t_i, \sigma_{t_i} | 0) \times F(Q_i) \quad (8.28)$$

où $F(Q)$ est la fonction de distribution en charge présentée dans la figure 8.20. Cependant, nous ne disposons pas de simulation Monte-Carlo pour les autres processus de production directe de J/ψ . C'est pourquoi nous allons ignorer l'information Q_i , et nous fier simplement aux observables t_i et σ_{t_i} pour évaluer la probabilité P_{direct} , de la même façon que celle utilisée pour la mesure de la durée de vie moyenne τ_B (paragraphe 7.5).

A partir des mêmes candidats B ($N = 80$) et fond ($N_{fond} = 85$), nous allons finalement maximiser la fonction de vraisemblance suivante :

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \ln \mathcal{L}_i^{signal} + \sum_{i=1}^{N_{fond}} \ln \mathcal{L}_i^{fond} \quad (8.29)$$

avec :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i^{signal} = & p(1 - g_{direct})[P^0(Q_i, \tilde{l}_i)P(t_i, \sigma_{t_i}|\tau_{B^0}) \\ & + (1 - P^0(Q_i, \tilde{l}_i))P(t_i, \sigma_{t_i}|\tau_{B^\pm})] \\ & + p g_{direct} P(t_i, \sigma_{t_i}|0) \\ & + (1 - p)[f_{NV}P(t_i, \sigma_{t_i}|0) + (1 - f_{NV})P(t_i, \sigma_{t_i}|\tau_{fond})] \end{aligned} \quad (8.30)$$

\mathcal{L}_i^{fond} étant déjà défini dans la relation 7.33.

Dans le tableau 8.4 sont présentés les résultats de l'ajustement. La probabilité $P^0(Q, \tilde{l})$ que l'on attribue à un événement est voisine de 0 (ou 1) surtout si ce dernier est détaché du vertex primaire. Le fait que nous trouvons pour les B chargés une durée de vie plus grande que celle des B neutres signifie que dans les données, il y a davantage de vertex secondaires distincts avec $Q \sim 1$ plutôt qu'avec $Q \sim 0$.

$N = 80, N_{fond} = 85, p = 83.5 \pm 4.0\%$
$\tau_{B^0} = 1.18^{+0.40}_{-0.35} \text{ ps}$
$\tau_{B^\pm} = 1.77^{+0.38}_{-0.36} \text{ ps}$

Tableau 8.4: Valeurs obtenues par ajustement de la fonction de vraisemblance.

8.5.2 Incertitudes systématiques

Systématiques sur la mesure du temps propre

Comme pour la mesure de la durée de vie moyenne τ_B , la pureté p et l'ensemble des paramètres C , $\sigma_{(M/P)/(M/P)}$, σ_{rn}^l et σ_{θ_B} qui interviennent dans le calcul du temps propre constituent des sources d'erreurs systématiques.

Nous avons procédé de la même façon que dans le paragraphe 7.5. Comme les incertitudes statistiques sont importantes, leurs variations n'affectent quasiment pas la maximisation de la fonction de vraisemblance.

Seul le coefficient C a un effet notable :

$$C = 0.999 \pm 0.011 \rightarrow \Delta\tau_{B^0} = 0.01 \text{ ps}, \quad \Delta\tau_{B^\pm} = 0.02 \text{ ps} \quad (8.31)$$

Sytématiques liées à la méthode

L'évaluation sur Monte-Carlo de la probabilité $P^0(Q, \tilde{l})$ repose en grande partie sur la quantité Pr^B fournie par le réseau de neurones, dont nous avons vu qu'elle pouvait s'interpréter comme la probabilité qu'une particule soit issue d'un hadron B . Nous avons souligné dans le paragraphe 8.3.3.2 que l'apprentissage qu'a effectué le réseau est relatif à notre simulation :

- le détail des voies de désintégration a son importance, car Pr^B dépend de la multiplicité relative entre les particules de fragmentation et celles produites par les B ,
- la durée de vie simulée de 1.2 ps a également une influence, puisque le paramètre d'impact $\tilde{\delta}_{VP}$ est utilisé dans l'évaluation de Pr^B ,
- de façon plus générale, la qualité des extrapolations, notamment les précisions sur les vertex et les paramètres d'impact, doivent être tout à fait comparables dans la simulation et dans les données. En effet "l'attribution", en terme de Pr^B , d'une trajectoire au vertex primaire plutôt qu'au vertex secondaire est d'autant plus sûre ou ambiguë selon que la résolution est bonne ou mauvaise.

Il est donc clair que les valeurs des connections W_{ij} du réseau sont optimisées sur notre simulation, mais elles ne le sont sans doute pas pour les données réelles. Néanmoins, nous pouvons utiliser le réseau tel qu'il est, tout en sachant qu'à ce stade il n'est pas complètement réaliste, en particulier à cause de la durée de vie simulée des hadrons B .

En fait, la procédure, telle que nous l'avons définie et appliquée jusqu'à maintenant, constitue une base pour l'évaluation de $\tilde{P}^0(Q)$, et nous allons reporter les influences des sources de systématiques citées plus haut directement sur la mesure de τ_{B^0} et τ_{B^\pm} .

En effet, il n'est pas utile de chercher quelles sont les erreurs systématiques sur \tilde{P}^0 au travers des paramètres $a(\infty)$, $a(0)$ et \tilde{L} , car ceux-ci ne reflètent pas complètement la distribution en charge Q des événements. Par exemple, dans le cas extrême où la durée de vie des B serait ~ 10 fois plus grande, le paramètre $a(\infty)$ ne serait pas forcément plus élevé que ~ 0.70 (à cause de l'efficacité de reconstruction des trajectoires), mais on s'attendrait plutôt à ce que les spectres de charge soit plus piqué vers $Q \sim 0$ et $Q \sim 1$. Afin de prendre en compte cet effet, il convient de tester la méthode d'assignation de charge dans son ensemble.

Dans un premier temps, nous avons appliqué la procédure d'ajustement des durées de vie sur notre lot d'événements simulés, avec $\tau_{B^0} = \tau_{B^\pm} = 1.2$ ps, afin d'en vérifier la validité.

Les résultats sont présentés dans le tableau 8.5, et sont en bon accord avec la valeur attendue.

Les influences des sources de systématiques vont être mesurées en pondérant les événements simulés par des facteurs de correction, c'est-à-dire que selon les cas, on va donner plus "d'importance" à certains événements qu'à d'autres :

- pour un événement qui appartient à un canal de désintégration dont le rapport de branchement Br_i est connu avec une incertitude ΔBr_i , nous pouvons faire varier le Br simulé de la même quantité en lui affectant un poids :

$$w_i^\pm = \frac{(Br_i \pm \Delta Br_i)}{Br} \quad (8.32)$$

tandis que les autres sont multipliés par :

$$w_{-i}^\pm = \frac{(1 - (Br_i \pm \Delta Br_i))}{1 - Br} \quad (8.33)$$

- pour rendre compte de la trop faible durée de vie des B dans la simulation, et aussi pour vérifier si la méthode de mesure reste valable si τ_{B^0} et τ_{B^\pm} ne sont pas égaux, comme les données réelles le laisse supposer, nous allons pondérer les événements de la façon suivante :

$$w_i = \frac{\tau_g}{\tau'} \exp(t_i/\tau_g - t_i/\tau') \quad (8.34)$$

où t_i est le temps propre de désintégration du hadron B , τ_g et τ' étant respectivement les durées de vie générées (1.2 ps) et celle que l'on souhaite reproduire.

Il faut néanmoins prendre garde que dans la simulation, le rapport r défini par la relation (8.25) ne dépend pas de τ_{B^0}/τ_{B^\pm} (voir l'argumentation dans le paragraphe 8.4). Ici, r vaut :

$$r = \frac{\sum_i^{N_{B^\pm}} w_i(\tau'_{B^\pm})}{\sum_i^{N_{B^0}} w_i(\tau'_{B^0})} \quad (8.35)$$

où N_{B^\pm} et N_{B^0} sont les nombres de hadrons B^+ et B^0 disponibles.

- passons maintenant à l'influence de la précision sur les paramètres d'impact des trajectoires, en comparant les événements simulés et réels.

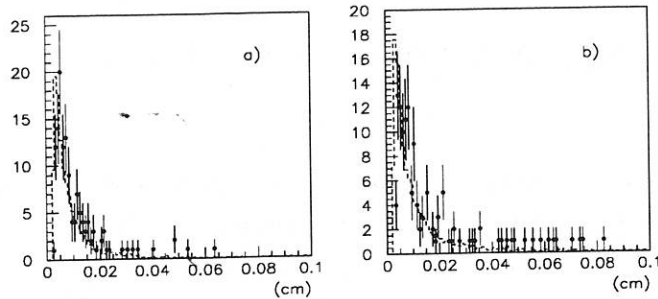


Figure 8.21: Erreurs sur les paramètres d'impact δ_{VP} (a), et $\delta_{J/\psi}$ (b).

La figure 8.21 montre les distributions des erreurs sur les trajectoires comprises dans le domaine $\tilde{\delta}_{J/\psi} < 3$ et $\alpha_{J/\psi} < 500$ mrad, pour tout le spectre en impulsion des particules.

Les tailles moyennes des erreurs sont dans les données :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{VP}^{donn.} \rangle &= 171 \mu\text{m} \\ \langle \sigma_{J/\psi}^{donn.} \rangle &= 154 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (8.36)$$

et dans la simulation :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{VP}^{MC} \rangle &= 103 \mu\text{m} \\ \langle \sigma_{J/\psi}^{MC} \rangle &= 131 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (8.37)$$

Les facteurs de proportionnalité $\sigma^{donn.}/\sigma^{MC}$ ne sont pas égaux à 1, ce qui peut être dû à des différences dans les spectres en impulsion des particules, à la faiblesse de notre statistique, ou au caractère optimiste de la simulation.

On conçoit que l'effet d'une précision plus faible que prévue peut se comparer à l'effet qu'occasionne une durée de vie plus faible que 1.2 ps, avec cette fois la précision attendue, puisque ce sont les distances normalisées ($\tilde{\delta}$, \tilde{L}) qui interviennent dans la détermination de \tilde{P}^0 .

Nous allons donc faire l'hypothèse qu'une sous-estimation d'environ 12% de la taille des erreurs dans les données a la même conséquence dans le Monte-Carlo que le choix d'une durée de vie des B 12% plus faible : $\tau_B = 1.05$ ps.

Dans le paragraphe 7.5, nous avons utilisé des événements simulés avec $\tau_B = 1.6$ ps. Cependant, la version du programme d'analyse DELANA avec laquelle ils ont été reconstruits n'est pas la même que celle utilisée dans nos données. Si la mesure de la durée de vie moyenne est à priori indépendante de la version, il n'en est pas forcément de même pour la détermination de la charge des hadrons B , puisque celle-ci dépend de la qualité de la reconstruction. Néanmoins, nous avons testé en aveugle cette simulation, car il convient de noter que lorsque l'on pondère des événements, il y a un risque de donner une grande importance à certains d'entre eux qui peuvent ne pas être représentatifs. C'est pourquoi, selon la statistique dont on dispose, il n'est pas raisonnable de vouloir reproduire des caractéristiques trop éloignées de celles initialement générées.

Le tableau 8.5 présente les résultats de l'ajustement obtenus avec la technique de pondération que nous venons de détailler.

On constate que dans tout les cas les valeurs mesurées sont en très bon accord avec celles attendues, ce qui montre la robustesse de la méthode d'assignation de charge.

Dans le cas $\tau_{B^0} = 1.2$ ps et $\tau_{B^\pm} = 1.8$ ps, les écarts mesurés, même si ils sont compatibles à moins de 1 écart type, sont considérés comme des erreurs systématiques.

Durées de vie simulées (ps)	τ_{B^0} (ps)	τ_{B^\pm} (ps)
$N_{B^\pm}/N_{B^0} = 0.77$ $\tau_{B^0} = \tau_{B^\pm} = 1.2$	1.17 ± 0.11	1.20 ± 0.12
$N_{B^\pm}/N_{B^0} = 0.77$ $\tau_{B^0} = \tau_{B^\pm} = 1.5$	1.49 ± 0.12	1.45 ± 0.13
$N_{B^\pm}/N_{B^0} = 0.51$ $\tau_{B^0} = 1.2 \quad \tau_{B^\pm} = 1.8$	1.22 ± 0.08	1.87 ± 0.14
$N_{B^\pm}/N_{B^0} = 1.40$ $\tau_{B^0} = 1.8 \quad \tau_{B^\pm} = 1.2$	1.71 ± 0.12	1.26 ± 0.08
$N_{B^\pm}/N_{B^0} = 0.77$ Simulation à 1.6 ps	1.48 ± 0.24	1.71 ± 0.26

Tableau 8.5: Résultats de l'ajustement des durées de vie dans la simulation.

Finalement, nous pouvons écrire notre résultat :

$$\tau_{B^0} = 1.18 \begin{smallmatrix} +0.40 \\ -0.35 \end{smallmatrix} \pm 0.08 \text{ ps}$$

$$\tau_{B^\pm} = 1.77^{+0.38}_{-0.36} \pm 0.14 \text{ ps} \quad (8.38)$$

Le total des erreurs systématiques est détaillé dans le tableau 8.6.

Sources de systématiques	$\Delta\tau_{B^0}$ (ps)	$\Delta\tau_{B^\pm}$ (ps)
$p = 83.5 \pm 4.0\%$	< 0.01	< 0.01
$\frac{f_{B^\pm}}{f_{B^0}} = 0.78^{+0.49}_{-0.31}$	0.03	0.11
Calcul de t	0.01	0.02
Voies de désintégration et tailles des erreurs	0.03	0.03
$\Delta(a(\infty), a(0), \tilde{L})$	0.06	0.05
Méthode	0.02	0.07
Total	0.08	0.14

Tableau 8.6: *Incertitudes systématiques sur τ_{B^0} et τ_{B^\pm} .*

Conclusion

A partir des données enregistrées par le détecteur DELPHI en 1991-1992, nous avons étudié les désintégrations $B \rightarrow J/\psi X$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, dans le but de mesurer les durées de vie séparées des hadrons beaux neutres et chargés.

L'observation d'un signal de 128 ± 18 J/ψ nous a permis de mesurer le rapport de branchement :

$$Br(B \xrightarrow{\text{inclusif}} J/\psi X) = (1.06 \pm 0.17)\%$$

En combinant ces candidats avec une paire $\pi^+ \pi^-$, nous avons obtenu 5.4 ± 2.3 $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, correspondant à :

$$Br(B \rightarrow \psi(2S)X) = (0.51 \pm 0.23)\%$$

Le vertex de désintégration du B est confondu avec celui du J/ψ , qui grâce au micro-détecteur de vertex, est connu avec une bonne précision, de même que le vertex primaire. La distribution en temps propre de chaque hadron B nous a permis de mesurer la durée de vie moyenne :

$$\tau_B = 1.50^{+0.24}_{-0.21} \text{ (stat.)} \pm 0.03 \text{ (syst.) ps.}$$

Ce résultat est en accord avec celui obtenu par CDF avec le même canal, et au LEP par la méthode du paramètre d'impact leptonique. Dans l'ajustement, nous avons tenu compte des J/ψ qui peuvent être produits directement par fragmentation d'un parton (quark c ou gluon). Cette contribution est évaluée à :

$$p_{\text{direct}} = (7.7 \pm 6.3)\%,$$

valeur compatible avec les prévisions théoriques qui sont de l'ordre de 1%. Cette mesure est intéressante car ces mêmes processus interviennent dans la production de l' Υ et du B_c , particules qui sont d'ores et déjà recherchées dans les données LEP.

Afin de mesurer les durées de vie des hadrons B neutres et chargés, nous avons tenté d'identifier ces derniers en recherchant un signal dans les modes

de désintégration les plus simples: $B \rightarrow J/\psi K$, $B \rightarrow J/\psi K^*$. Nous n'avons pu reconstruire entièrement que 5 hadrons B . Devant la faiblesse de cette statistique, nous avons développé une méthode plus globale pour définir la probabilité qu'a chacun des candidats d'être un B neutre ou chargé. Avec le même échantillon qui nous a permis de mesurer τ_B nous avons obtenu :

$$\begin{aligned}\tau_{B^0} &= 1.18^{+0.40}_{-0.35} \text{ (stat.)} \pm 0.08 \text{ (syst.) ps} \\ \tau_{B^\pm} &= 1.77^{+0.38}_{-0.36} \text{ (stat.)} \pm 0.14 \text{ (syst.) ps}\end{aligned}\tag{8.39}$$

Ces résultats ont une incertitude statistique importante, et sont en accord avec les valeurs mesurées :

- par CDF (reconstruction exclusive des canaux $B \rightarrow J/\psi X$)

$$\begin{aligned}\tau_{B^0} &= 1.57 \pm 0.20 \text{ ps} \\ \tau_{B^\pm} &= 1.61 \pm 0.17 \text{ ps},\end{aligned}$$

- et par le LEP (corrélation Dl et méthode topologique DELPHI)

$$\begin{aligned}\tau_{B^0} &= 1.53 \pm 0.10 \text{ ps} \\ \tau_{B^\pm} &= 1.69 \pm 0.13 \text{ ps}.\end{aligned}$$

Notons que dans notre cas, la mesure de τ_{B^0} est une valeur moyenne sur les différentes espèces de B neutres: B^0 , B_s^0 et Λ_b .

L'inconvénient principal de notre méthode est qu'elle repose essentiellement sur la simulation Monte-Carlo, et qu'il est difficile de vérifier ses performances dans les données. Cependant, elle a l'avantage de prendre en considération la totalité des événements disponibles.

Dans l'avenir, l'augmentation de la statistique accumulée jusqu'au démarrage de LEP II, devrait permettre de faire ce type de mesures à partir des voies de désintégration exclusives, qui bénéficient d'incertitudes systématiques faibles.

Annexe

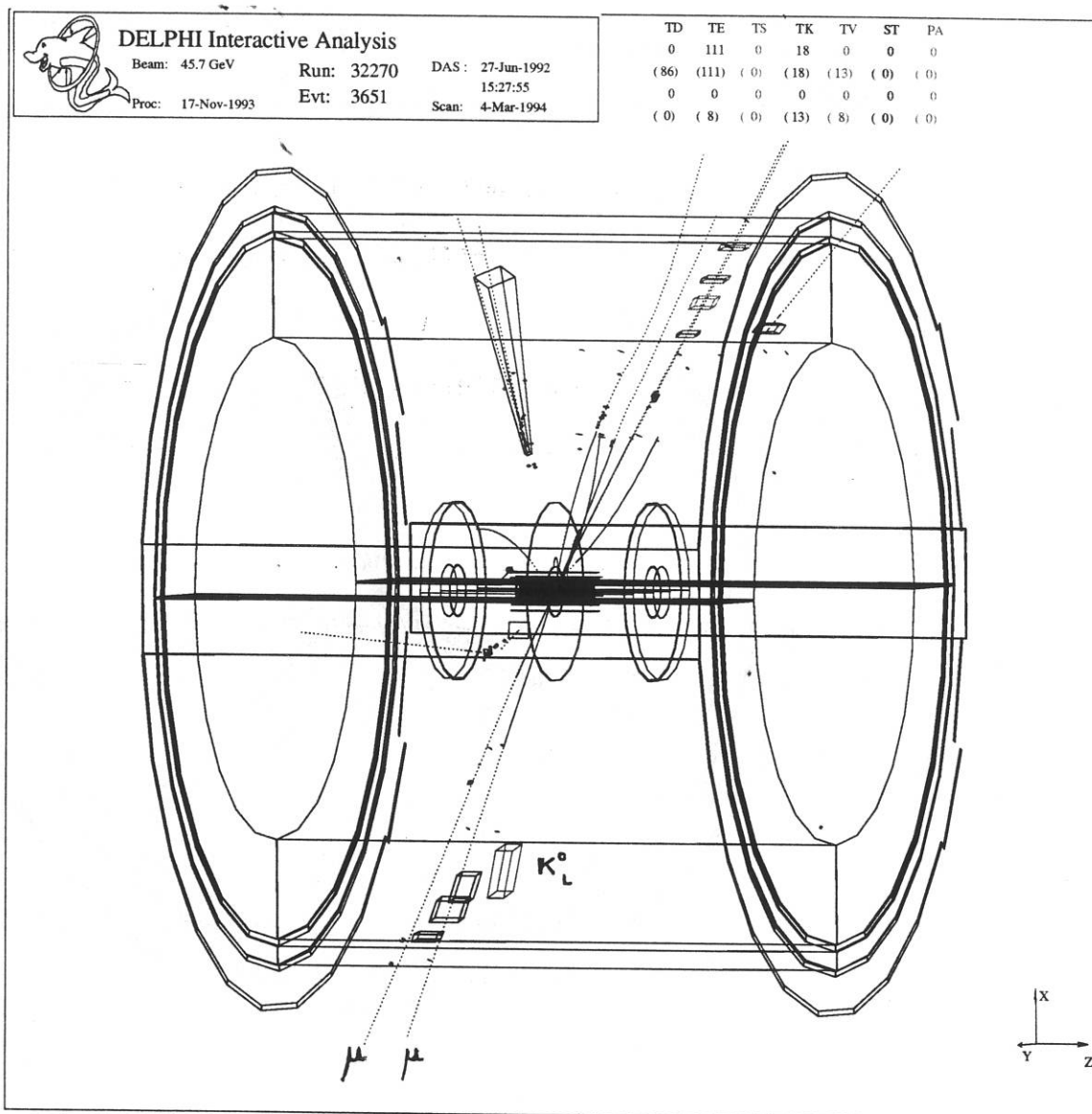


Figure 8.22: Candidat $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ (voir paragraphe 3.2.2).

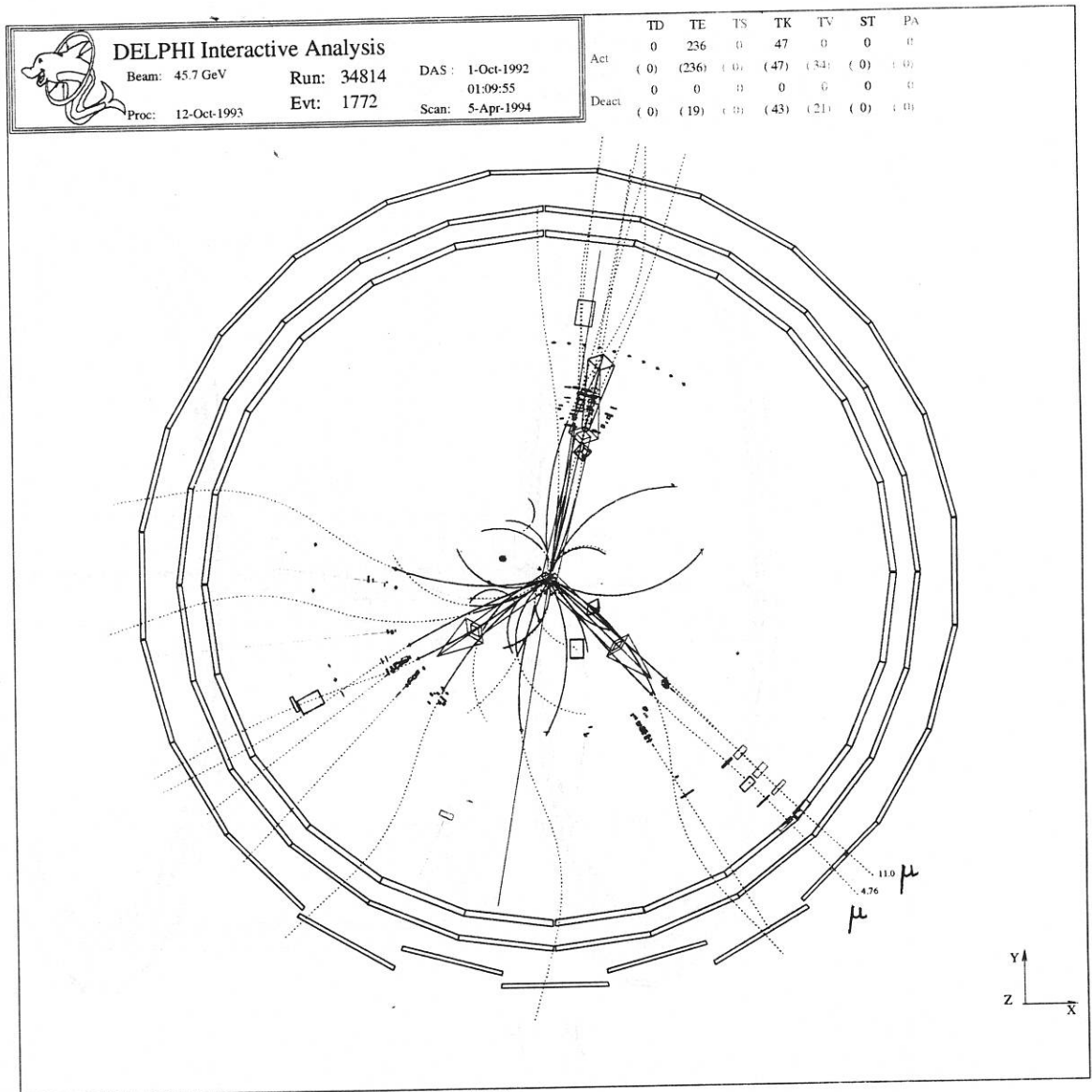


Figure 8.23: Candidat $Z \rightarrow q\bar{q}g^*$, $g^* \rightarrow J/\psi gg$ (voir paragraphe 6.3.2).

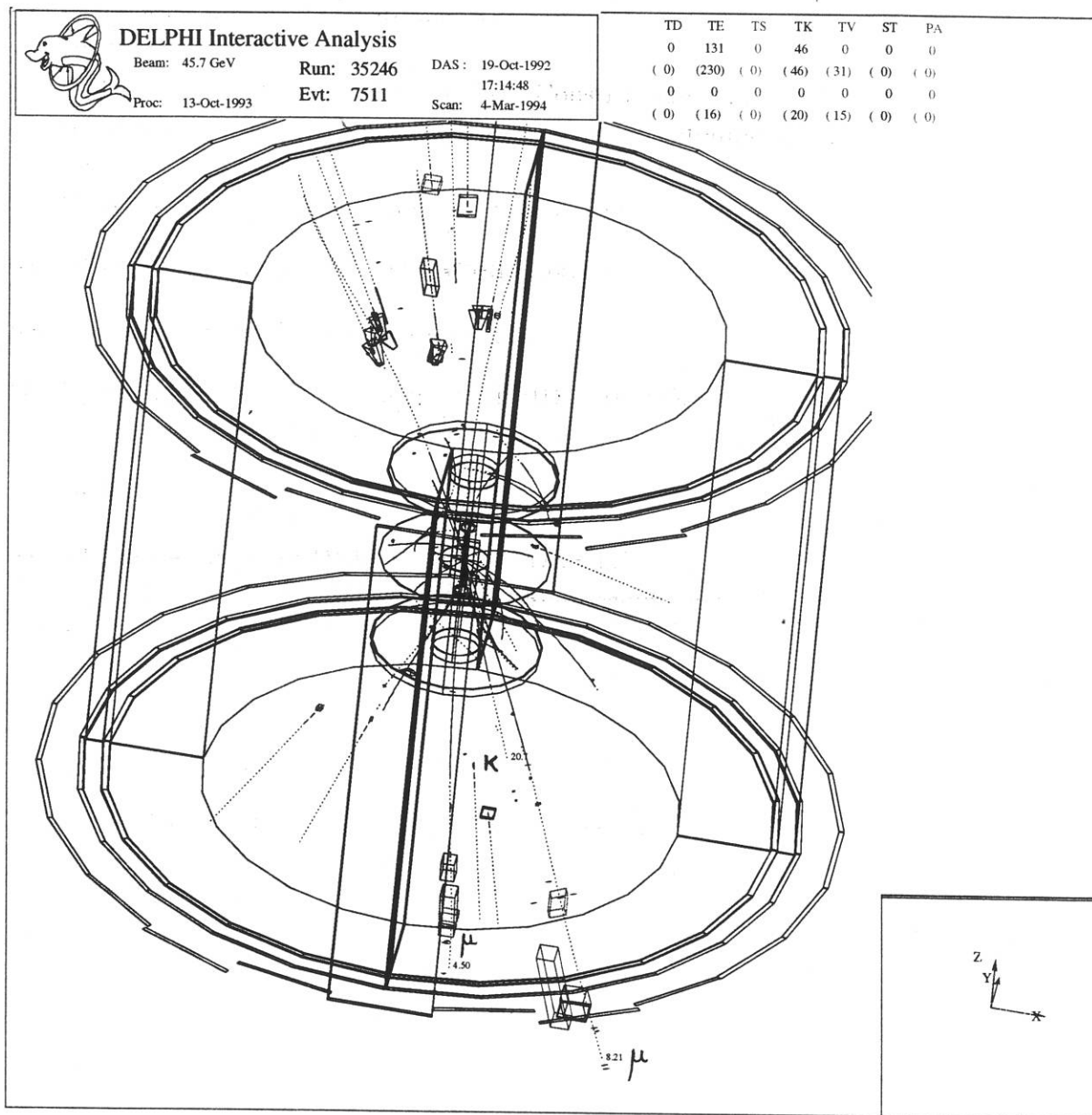


Figure 8.24: Candidat $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ (voir paragraphe 8.2).

Bibliographie

- [1] Salam, *The nature of matter* (J.H. Mubery (1981) Clarendon, Oxford).
- [2] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D45** (1992).
- [3] Kerson Huang, *World Scientific Publishing*, 2^e edition 1992.
- [4] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [5] D. Treille, International Europhysics Conference on HEP, Marseille, juillet 1993.
- [6] Z Physics at LEP 1, Vol.1, CERN 89-08.
- [7] B. Anderson, G. Gustafson and T. Sjöstrand , *Phys. Rep.* **C97** (1983) 33.
- [8] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **D17** (1978) 171.
- [9] W. Venus *b Weak Interactions Physics in High Energy Experiment*, XVI^e International Symposium on LEPTON-PHOTON INTERACTIONS, Cornell University, Ithaca (New-York), August 1993.
- [10] JADE Collaboration, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **31** (1981) 231.
- [11] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **B185** (1987) 435.
- [12] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [13] R.D. Field, R.P. Feynman, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 1-76.
- [14] W. Bartel et al. (JADE collaboration), *Phys. Lett.* **B101** (1981) 129.
- [15] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual *CERN-TH.6488/92*.
- [16] E. Eichten, K. Gottfried et al., *Phys. Rev.* **D17** (1978) 3090-3117.
- [17] B. Anderson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, *Phys. Scripta* **32** (1985) 574.

- [18] P. Abreu et al. (DELPHI collaboration), *Z. Phys.* **C59** (1993) 533.
P. Abreu et al. (DELPHI collaboration), *Z. Phys.* **C56** (1992) 47.
- [19] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105-111.
- [20] P. Roudeau, Experimental Aspects of Heavy Flavour Physics at LEP, *XIXth International Meeting on Fundamental Physics* (1991).
- [21] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [22] L.L. Chau and W.Y. Keung, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- [23] Measurement of Charmless Semileptonic Decays of B mesons, Preprint CLNS 93/1240 CLEO 93-15 Septembre 93.
- [24] I. Dunietz and J.L. Rosner *Phys. Rev.* **D34** (1986) 1404.
- [25] G. Altarelli and P.J. Franzini, *Z. Phys.* **C37** (1988) 271.
- [26] I. Dunietz et al., *Phys. Rev.* **D43** (1991) 2193.
- [27] T. Nozaki, *KEK preprint 93-121*.
- [28] M. Danilov, *Proc. of LP-HEP 91* July 1991.
- [29] J.L. Cortes, X.Y. Pham and A. Tounsi, *Phys. Rev.* **D25** (1982) 188-193.
- [30] G. Altarelli and S. Petrarca, *Phys. Lett.* **B261** (1991) 303-310.
- [31] G. Altarelli and L. Maiani, *Phys. Lett.* **B52** (1974) 351-354.
F.J. Gilman and M.B. Wise, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 2392.
A.J. Buras, M. Jamin et al., *Nucl. Phys.* **B370** (1992) 69.
- [32] M.B. Gavela, A. Le Yaouanc et al., *Phys. Lett.* **B154** (1985) 425-430.
- [33] G. Altarelli et al., *Nucl. Phys.* **B187** (1981) 461-513.
G. Altarelli and S. Petrarca, *Phys. Lett.* **B261** (1991) 303-310.
- [34] M. Bander, D. Silverman and A. Soni, *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 7-9.
- [35] M.B. Voloshin and M.A. Schifman, *Sov. Phys. JETP* **64** (1986) 698.
- [36] G. Altarelli and L. Maiani, *Phys. Lett.* **B118** (1982) 414-418.
- [37] N. Cabibbo and L. Maiani, *Phys. Lett.* **B73** (1978) 418-422.
B. Guberina, S. Nussinov et al., *Phys. Lett.* **B89** (1979) 111-115.
- [38] A.J. Buras, J.M. Gérard and R. Rückl, *Nucl. Phys.* **B268** (1986) 16-48.

- [39] M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, *Z. Phys.* **C34** (1991) 103-115.
- [40] A. Deandrea, *Preprint UGVA-DPT 1993/10-839*.
- [41] I.I. Bigi and N.G. Uraltsev, *Phys. Lett.* **B280** (1992) 271.
- [42] H. Fritzsch, *Phys. Lett.* **B86** (1979) 343.
- [43] H. Nelson, International Europhysics Conference on HEP, Marseille, juillet 1993.
- [44] ARGUS Collaboration, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 209.
C. Luci, International Europhysics Conference on HEP, Marseille, juillet 1993.
- [45] J.H. Kühn, S. Nussinov and R. Rückl, *Z. Phys.* **C5** (1980) 117.
- [46] J.H. Kühn and R. Rückl, *Phys. Lett.* **B135** (1984) 477.
- [47] G.T. Bodwin, E. Braaten et al. *Phys. Rev.* **D46** (1992) 3703.
- [48] L. Bergström and P. Ernström, Preprint USITP-94-02, "QCD Corrections to direct $B \rightarrow J/\psi$ decays".
- [49] B. Guberina, J.H. Kühn, R.D. Peccei and R. Rückl, *Nucl.Phys.* **B174** (1980) 317-334.
- [50] R. Rückl and A. Vogt, " $Z^0 \rightarrow (J/\psi \text{ or } \Upsilon) + \gamma$ Revisited", Preprint MPI-Ph/93-47
- [51] N.N. Achasov, *Sov. Phys. JETP* **74** (1992) 913-918.
- [52] W.-Y. Keung, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2072-2074.
- [53] J.H. Kühn and H. Schneider, *Z. Phys.* **C11** (1981) 263.
- [54] H. Fritzsch and J.H. Kühn, *Phys. Lett.* **B90** (1980) 164-166.
- [55] V. Barger, K. Cheung and W.-Y. Keung, *Phys. Rev.* **D41** (1990) 1541-1546.
- [56] K. Hagiwara and D. Zeppenfeld, *Phys. Rev.* **D23** (1989) 560.
- [57] E. Braaten, K. Cheung and T.C. Yuan, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4230-4235.
- [58] K. Hagiwara, A.D. Martin and W.J. Stirling, *Phys. Lett.* **B267** (1991) 527-531.
- [59] Erratum de [58]

- [60] E. Braaten and T.C. Yuan, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1673-1676.
- [61] E. Braaten and T.C. Yuan, preprint FERMILAB-PUB-94/040-T.
- [62] B. Grinstein, M.J. Savage and M.B. Wise, *Nucl. Phys.* **B319** (1989) 271.
- [63] Large Electron Positron Storage Ring Technical Notebook – CERN Nov. 1989
 S.Myers and E.Picasso, The Design, Construction and Comissioning of
 the CERN Large Electron Positron Collider, *Contemporary Physics* **31**
 (1990) 387.
 C. Wyss, LEP progress report, ECFA/93/159, Dec. 1993.
- [64] DELPHI Collaboration, *NIM* **A303** (1991) 233-276.
- [65] A.Stocchi, thèse, LAL 93-10, mai 1993.
- [66] H.Dijkstra et al., 'Status of the DELPHI Vertex Detector: alignment methods and geometrical resolution', *NIM A* **289** (1990).
- [67] note DELPHI 93-42, DAS 114.
- [68] J.Fuster et al., note DELPHI 91-112, DAS 115.
 J.A.Valls, IEEE 92 Nuclear Science Symposium, note DELPHI 92-162,
 DAS 135.
- [69] Note DELPHI 93-14, PHYS 263 (avr. 1993).
- [70] Paula Collins, communication privée.
- [71] Note DELPHI 92-139, TRACK 71 (oct. 1992).
- [72] Stefan Schael, communication privée.
- [73] R. Keranen, communication privée.
- [74] W. Bartel et al., *Z. Phys. C* **33** (1986) 23.
- [75] D. Coffman et al. (MARKIII Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 209.
- [76] L.S Brown and R.N. Cahn, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1.
 M. Chemtob et H. Navelet, , *Phys. Rev.* **D41** (1990) 2187.
 H-Y. Zhou and Y-P. Kuang, , *Phys. Rev.* **D44** (1991) 756.

- [77] A. Ouraou. Communication privée.
- [78] J.-E. Augustin, *LEP Physics*, Lectures given at the 4th Hellenic School Elementary Particle Physics, Corfou, September 1992 *CERN-PPE/93-83*.
- [79] P. Billoir et al., *NIM A***241** (1985) 115-131.
CORPUS, DELPHI 91-67 PHYS 121, PROG 175, 23 July 91.
- [80] M. Feindt, O. Podobrin *PXPHOT - Third Stage Pattern Recognition For Delphi*, communication privée.
- [81] S. Catani, *The k_{\perp} -algorithm for Jet Production and Fragmentation*, *XXVIIIth Rencontres de Moriond*, QCD and High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, mars 1993.
- [82] D. Rousseau, *Mesure de la durée de vie des hadrons B dans le canal J/ψ dans l'expérience ALEPH du LEP*, thèse Université Aix-Marseille II, 17 Avril 1992.
- [83] T. Helsing, *XXVIVth Rencontres de Moriond*, mars 1994.
- [84] G.P. Yost, *Nucl. Instr. Meth. A***270** (1988) 489-507.
- [85] Note DELPHI CERN-PPE/93-94, "A Measurement of the Mean Lifetimes of Charged and Neutral B -Hadrons".
- [86] J.E. Skarka, preprint FERMILAB-Conf-93/402-E
- [87] DELPHI Collaboration, *A Measurement of the B_s^0 meson mass*, CERN-PPE/94-22.
- [88] G. Saporita, *Probabilités, analyses des données et statistique*, éditions TECHNIP (1990).
- [89] C. Peterson, *Neural Networks and Particle Physics*, 1992-93 Academic training programme. Addison-Wesley (1991).
- [90] Hertz, Krogh and Palmer, *Introduction to the theory of neural computation*, Addison-Wesley (1991).
- [91] E. Baum and D. Hanssler, "What Size Nets Gives Valid Generalization" *Neural Computation* 1 (1991).
- [92] DELPHI Collaboration, *Z. Phys. C***57** (1993) 181.

ABSTRACT

In order to measure the separate lifetimes of neutral and charged B hadrons, the data recorded in 1991 and 1992 by the LEP DELPHI experiment has been analyzed.

B hadrons are identified using their decay into J/ψ , followed by the decay of the latter into a muon pair.

The performances of the detector allow to measure with a high precision the length of flight of the B in the $R\phi$ plane, as well as its momentum using a technique of jet-particle clustering, in which the J/ψ is the nucleus. So the proper time is determined on an event by event basis.

The estimation of the charge of the B hadrons is based on a discrimination method between the particles coming from their decay and those coming from the fragmentation process.

After selection, 80 events allow to measure:

$$\tau_{B^0} = 1.18 \pm 0.38 \pm 0.08 \text{ ps}$$

$$\tau_{B^\pm} = 1.77 \pm 0.37 \pm 0.14 \text{ ps}$$

Key-words: LEP
DELPHI
 B hadrons
Decay
Lifetime

RESUME

Afin de mesurer les durées de vie séparées des hadrons beaux neutres et chargés, les données enregistrées en 1991 et 1992 par le détecteur DELPHI du LEP ont été analysées.

Les hadrons B sont identifiés par leur désintégration en J/ψ , suivi de la désintégration de celui-ci en une paire de muons.

Les performances du détecteur permettent de reconstruire avec précision les longueurs de vol des B dans le plan $R - \phi$, de même que leur impulsion par une technique de regroupement de particules en jet, dont le J/ψ constitue le noyau. Le temps propre est ainsi déterminé événement par événement.

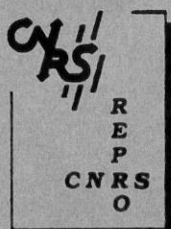
L'estimation de la charge des hadrons B repose sur une méthode de discrimination entre les particules qu'ils ont générées et celles provenant du processus de fragmentation.

Après sélection, 80 événements permettent de mesurer :

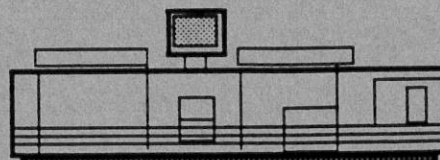
$$\tau_{B^0} = 1.18 \pm 0.38 \pm 0.08 \text{ ps}$$

$$\tau_{B^\pm} = 1.77 \pm 0.37 \pm 0.14 \text{ ps}$$

Mots-clés : LEP
DELPHI
Hadrons B
Désintégration
Durée de vie



Grenoble, juillet 1994



Impression réalisée sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.