Sommaire

Introduction

Lorsqu'en 1972, M. Kobayashi et T. Maskawa proposèrent d'introduire une troisième famille de quarks, c'était une façon élégante d'inclure le phénomène de la violation de la symétrie CP dans les théories de jauge existantes. Ce n'est que trois ans plus tard que l'on observera à SLAC la première manifestation du lepton tau à laquelle succèdera la découverte, en 1977 à FERMILAB, du quark le plus léger de cette troisième famille, baptisé: quark de beauté (b).

Depuis, l'étude du quark b n'a cessé de s'intensifier. De nombreuses expériences telles ARGUS et CLEO produisent, depuis le milieu des années 1980, une quantité impressionnante de mesures sur les premiers systèmes hadroniques élaborés à partir de ce quark. Par exemple, elles ont déterminé les masses et les rapports d'embranchement hadroniques et semi-leptoniques des mésons beaux. Cette dernière mesure a permis d'estimer la valeur du rapport de deux des six éléments de la matrice de mélange proposée par Kobayashi et Maskawa : $|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2$, et d'exhiber une hiérarchie dans le couplage entre le quark b et les quarks de saveurs plus légères. Toutefois, l'énergie libérée par leurs accélérateurs respectifs limite ces études aux mésons beaux les plus légers qui sont produits quasiment au repos dans l'expérience.

L'achèvement de la construction du LEP et des quatre expériences qui l'accompagnent en juillet 1989 a ouvert de nouveaux horizons. La luminosité de cet accélérateur, l'ampleur de la section efficace de collision à l'énergie de masse du Z^o et les 22 % de production de paire $b\bar{b}$ par rapport à l'ensemble des désintégrations hadroniques de ce boson font de cette machine une très bonne usine à b.

Dans cette moisson de hadrons beaux, tous les mésons et les baryons sont représentés. Le LEP fut la scène de la première observation du méson B_s^o tandis que les prémices de l'existence du baryon Ξ_b se font déjà sentir. Ces conditions sont propices à la détermination des rapports d'embranchement semi-leptoniques car elles présentent l'ensemble des contributions des différents hadrons beaux. L'un des enjeux de cette mesure est d'obtenir une détermination indépendante de l'élément de matrice $|V_{cb}|$. En effet, comme les hadrons beaux produits à LEP parcourent quelques millimètres avant de se désintégrer, il est possible de mesurer leurs temps de vie. Leurs rapports d'embranchement semi-leptoniques permettent alors de déterminer cet élément de matrice.

Dans le même temps, un certain nombre de modèles théoriques ont été développés pour tenter de prédire la valeur de ces rapports d'embranchement. Les premières estimations étaient comprises entre 12 et 14 %, alors que les valeurs mesurées expérimentalement n'excèdent guère 11 %. Depuis les prédictions se sont affinées, mais les plus faibles d'entre elles ne descendent pas au-dessous de la valeur de 11.5 %. Or, un certain nombre d'études faites à LEP comme la mesure de l'asymétrie avant-arrière des quarks et anti-quarks b produits dans les désintégrations du Z^o, celle du temps de vie des mésons beaux mesuré à travers la reconstruction du J/ψ, ou encore la mesure des paramètres de mélange $B^o - \bar{B}^o$, dépendent des valeurs et de la précision atteinte dans la détermination des rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux. De plus, l'une des principales erreurs systématiques liées à ces mesures provient de la valeur du taux de cascades de désintégration ($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$, $l = e, \mu$). Ce dernier est difficile à prédire sur le plan théorique car il dépend de façon complexe du mélange de particules charmées produites dans les désintégrations des hadrons beaux. On est alors amené à utiliser des techniques Monte Carlo pour estimer l'importance de leur contribution.

Dans le travail présenté ici, nous nous proposons de déterminer les rapports d'embranchement semi-leptoniques : Br($b \rightarrow Xl\nu_l$), et le taux de cascades de désintégration : Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$) du quark b. Pour réaliser cette étude, nous disposons d'environ 940 000 désintégrations hadroniques du Z^o collectées à LEP par le détecteur DELPHI durant les périodes de fonctionnement des années 1991 et 1992.

Dans les deux premiers chapitres, nous décrirons succinctement l'expérience DELPHI et l'accélérateur LEP. Puis nous introduirons le cadre théorique de notre analyse en décrivant les mécanismes de production des hadrons beaux et les modèles de désintégrations. Le chapitre suivant sera consacré à l'analyse des données recueillies par DELPHI où nous détaillerons les performances des principaux sous-détecteurs intervenant dans notre analyse. Ensuite, nous aborderons la mesure des rapports d'embranchement Br($b \rightarrow Xl\nu_l$) et Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$).

La dernière partie de cette étude sera consacrée à un canal de physique particulier. Comme nous le verrons, l'analyse des résultats obtenus sur la valeur de Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$), de même que ceux qui furent présentés par d'autres collaborations, présente un écart de près de 10 % par rapport aux prédictions de notre Monte Carlo. La source d'incertitude qui prédomine dans le calcul de ce rapport d'embranchement, est certainement celle qui porte sur la détermination du taux de production des baryons à LEP. Nous nous proposerons d'interpréter cette différence par un excès de baryons charmés qui, compte tenue de la faible valeur de leurs taux d'embranchement semi-leptoniques, serait un bon candidat pour occasionner une diminution du taux de cascade de désintégration : $b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$. Ainsi, nous avons entrepris de mesurer le taux de production des baryons Λ_c dans les événements de beauté, ce qui fera l'objet d'un chapitre supplémentaire.

Chapitre I

Le LEP et l'expérience DELPHI

I.1 LEP, Le grand collisionneur Electron-Positron

Le LEP est un collisionneur électron-positron de 26.658 km de circonférence, fonctionnant en mode synchrotron (figure I.1). Dans sa première phase d'exploitation, il opère avec des faisceaux d'électrons 45.64 GeV/c^2 chacun pour produire des énergies de collision autour de la résonnance du boson Z^o. L'adjonction de cavités supraconductrices doit permettre ultérieurement (LEP2) d'atteindre des énergies de l'ordre de 2×85 GeV/c^2 pour dépasser le seuil de production des bosons W^+ et W^-.

Précédant l'injection des particules dans les anneaux du LEP, une série d'accélérateurs prépare les paquets jusqu'à une énergie de 20 GeV/c^2. On trouve dans cette chaîne les machines suivantes (figure I.2) :

- Le LIL1, accélérateur linéaire de 200 MeV/c^2 produit les paquets de positrons.
- Le LIL2 d'une puissance de 600 MeV/c^2, accélère les électrons et les positrons avant la phase de stockage.
- L'EPA est un accélérateur circulaire qui accumule les particules en paquets et réduit les dimensions spaciales de ceux-ci.
- Le système PS-SPS accélère successivement ces paquets de particules à une énergie de 3.5 puis 20 GeV/c^2 avant de les injecter dans l'anneau du LEP à un courant de l'ordre de 1.5 mA.

Dans l'anneau, l'énergie est progressivement augmentée jusqu'à sa valeur nominale. Alors, les paquets d'électrons et de positrons se rencontrent deux par deux dans les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL (figure I.2) à une fréquence d'environ 45 000 Hz (dans la configuration à 4 paquets par faisceau). La luminosité instantanée de cette machine dépend à

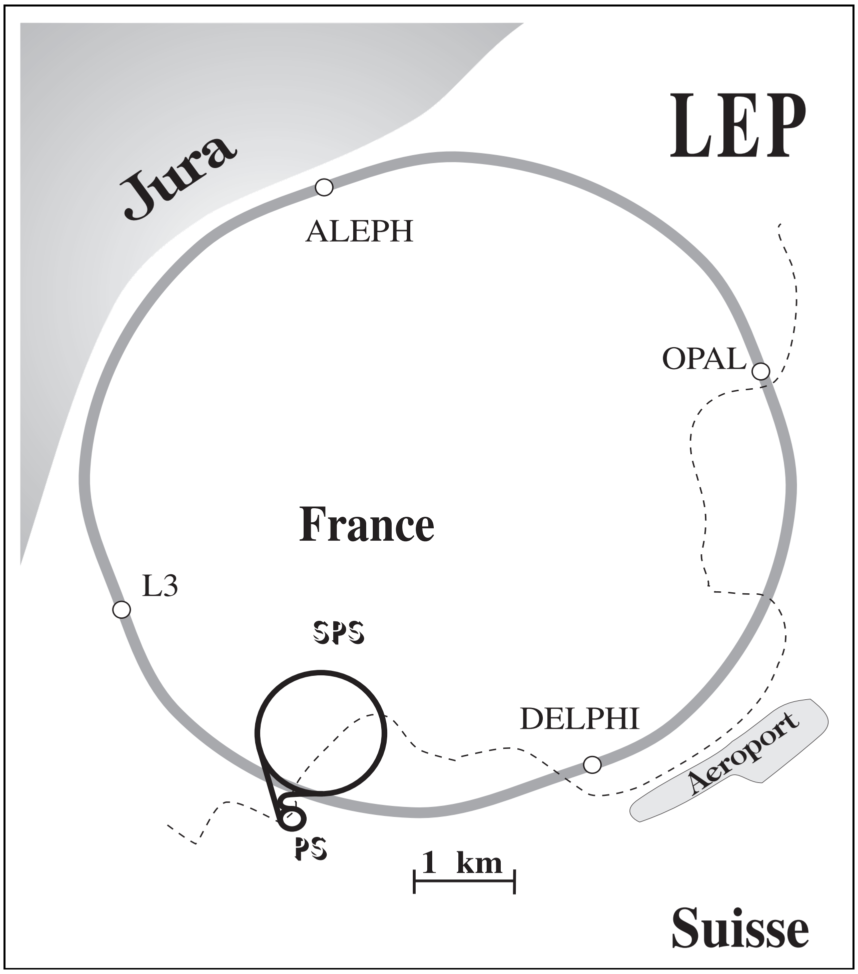


Figure I.1: Le LEP et les sites des différentes expériences.

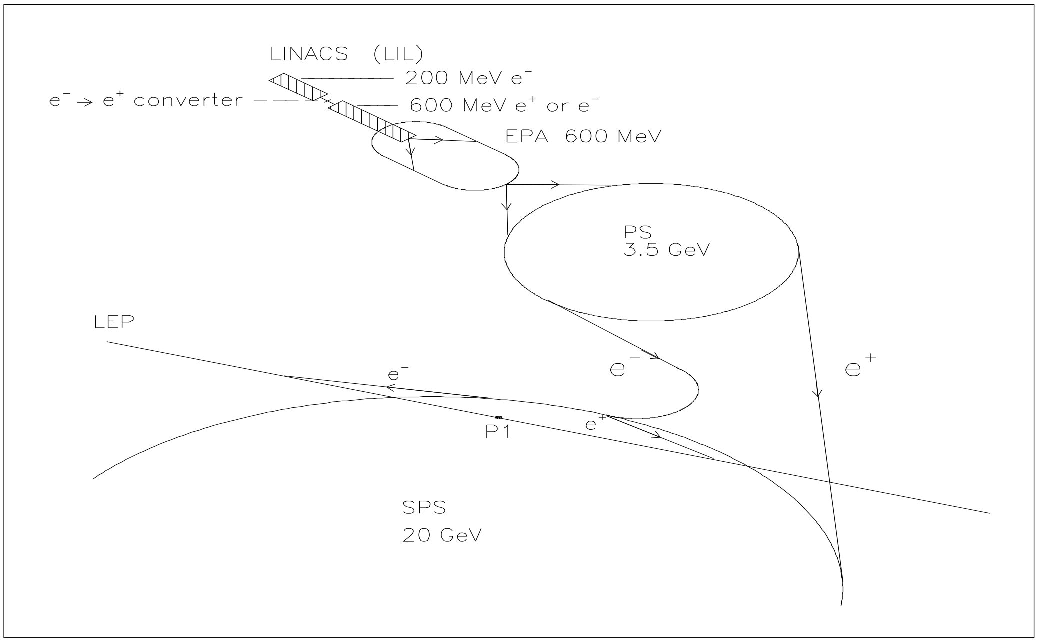


Figure I.2: Vue des accélérateurs du CERN intervenant dans le remplissage du LEP.

la fois de cette fréquence de collision, de l'intensité et du nombre de paquets d'électrons, mais également de la section transverse des faisceaux. Des quadrupoles focalisants sont installés devant les zones expérimentales pour diminuer la taille moyenne de ceux-ci qui atteint les valeurs de 10 et 150 microns dans le plan perpendiculaire et de 1 cm dans le sens du faisceau.

La luminosité nominale du LEP est de 1.6 10^{31} cm^{-2} s^{-1}, ce qui correspond à 3 millions de Z^0 produits au pic de masse par détecteur et par année de 1500 heures de fonctionnement. Mais, la luminosité obtenue en 1990 ne fut en moyenne que de 3 10^{30} cm^{-2} s^{-1}, (avec une valeur maximale de 6 10^{30} à la fin du mois d'août avant l'arrêt de la machine). Ce qui correspond à une luminosité intégrée, pour le détecteur DELPHI, de $\sim$ 6 pb^{-1}, soit environ 130 000 désintégrations de Z^0.

Depuis, les améliorations apportées à la machine pendant les périodes d'arrêt technique ont permis progressivement d'augmenter ces chiffres (tableau I.1), pour atteindre une statistique d'environ 1 831 000 desintégrations hadroniques de Z^0 en 1993.

Année	Nombre de Z^o hadroniques
1989	1 000
1990	130 000
1991	260 000
1992	720 000
1993	720 000

Tableau I.1: Evolution de la statistique cumulée pendant les années 1989 à 1993.

Le passage à huit paquets par faisceau a nécessité l'utilisation de la technique dite : "Pretzel" dans laquelle les paquets d'électrons et de positrons sont déviés dans le plan de leur trajectoire (figure I.3). Ceci permet de limiter la fréquence de rencontre des faisceaux pour les expériences dont le système d'acquisition n'est pas encore adapté.

Différents scenarii sont envisagés pour augmenter cette luminosité dans les années à venir, et dans l'optique de la phase LEP2. La technique dite de "bunch-train" consiste à regrouper des paquets d'électrons résidant sur le même orbital de façon à augmenter leur nombre (2×16 paquets):

- Le schéma de "Short bunch train" a été expérimenté pendant l'année 1993 au cours des phases de développements de la machine. Il consiste en 4 trains de 4 paquets d'une étendue de 300 ns situés sur chacun des deux faisceaux. Les trains se croisent avec un angle dû à l'utilisation conjointe de la technique Pretzel. Des caches en tungsten ont été installés pour atténuer les radiations au niveau de chaque expérience.

- Le "Long bunch train" ($2 \times 4 \times$n, n ≤ 7 paquets) réalise des collisions frontales. Au niveau des points d'interactions des séparateurs électrostatiques redressent localement les paquets pour éliminer les collisions parasites. L'arrangement de ces appareillages détermine la distance entre les paquets et par conséquent, la longeur des trains. Les

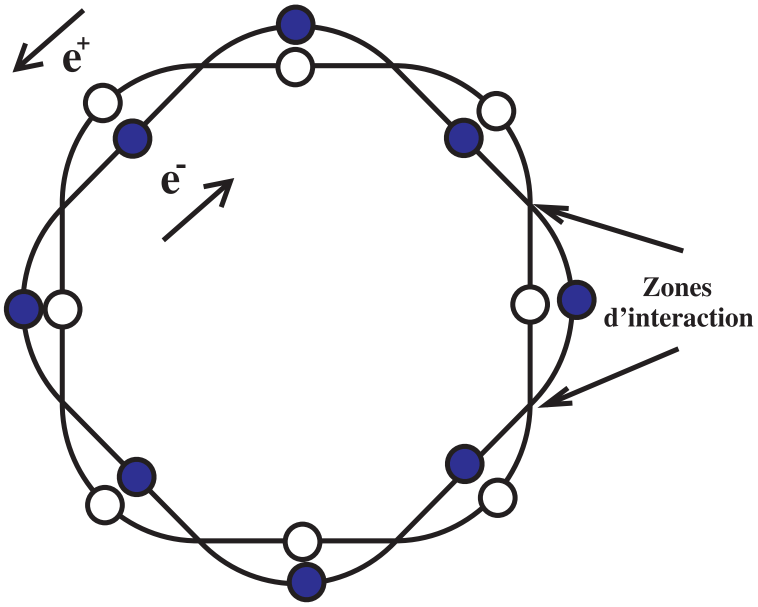


Figure I.3: Orbites décrites par les électrons dans la technique Pretzel utilisée à LEP.

premières estimations font état de trains d'une longeur variant entre 244 et 300 ns. L'avantage de cette méthode de remplissage provient du fait que l'on peut produire des faisceaux de plus haute intensité. On espère créer des paquets de 1mA (0.82 mA ayant déjà été atteint sur des trains de quatre paquets).

Enfin, des résultats récents [2] montrent la possibilité d'obtenir une polarisation longitudinale de près de 55%. L'un des enjeux majeurs est de mesurer l'asymétrie gauche-droite des fermions produits dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z^o$ qui est une quantité fortement sensible à la valeur de $\sin^2(\theta_w^{eff.})$. Dans l'hypothèse d'une phase de haute luminosité (400 pb^{-1} intégré sur les quatre collaborations), on peut espérer atteindre une précision de 0.04 %, alors que la valeur actuelle ($\sin^2(\theta_w^{eff.})$=0.2320 [64]) est déterminée à 0.6%.

I.2 DELPHI, DEtector with Lepton Photon Hadron Identification

L'expérience DELPHI est un assemblage de sous-détecteurs adapté à l'étude des événements produits à LEP. Bien qu'ayant la géométrie et l'agencement classique des expériences e^+e^-, DELPHI est original par la diversité des techniques nouvelles mises en œuvre. Le nombre important des sous-détecteurs qui le compose (figure I.4) a rendu sa réalisation et sa mise au point délicate.

Son montage a été réalisé dans un vaste hall d'expérience au fond d'un puit de 100 mètres de profondeur, où se trouve également toute l'électronique d'acquisition, les systèmes

Figure I.4: Vue d'ensemble du détecteur DELPHI: (a) vue longitudinale, (b) vue transversale.

d'alimentation et de contrôle du gaz et de la cryogénie.

Les principes de base de DELPHI sont une reconstruction tridimensionnelle de toutes les traces chargées, de fines structures de détection, une identification des particules, notamment celle des hadrons qui est renforcée par la présence des compteurs Cherenkov, et une bonne détermination des vertex secondaires [1]. On distinguera les sous-détecteurs de la région centrale (*tonneau* ou *baril*) qui ont une symétrie cylindrique centrée sur la zone d'interaction, et les sous-détecteurs des deux parties extrèmes (*bouchons*).

La spectrométrie des particules est réalisée grâce à un champ magnétique homogène et uniforme d'une intensité de 1.23 T dans la partie centrale du détecteur qui est générée par un aimant supraconducteur de 5.2 m de rayon interne et 7.4 m de long. La taille exceptionnelle de cet aimant découle de la volonté de placer la calorimètrie électromagnétique à l'intérieur, afin de diminuer le nombre de longueurs de radiation situées en amont de celui-ci.

Une très bonne homogénéité du champ est nécessaire car trois des principaux détecteurs de la région centrale sont basés sur la dérive des électrons sur de longues distances le long des lignes de champ. Il s'agit de la chambre à projection temporelle (TPC [1]), du calorimètre électromagnétique (HPC[2]) et des compteurs Cherenkov RICH [3]. Des bobines compensatrices de 35 cm de long sur les parties terminales de l'aimant permettent d'améliorer l'homogénéité du champ au niveau de la HPC.

La mesure de l'impulsion des particules chargées s'articule autour de la TPC. Les détecteurs interne (ID[4]), et externe (OD[5]) permettent d'améliorer cette mesure et notamment l'OD, situé juste après le RICH, contraignant celle-ci et l'étendant aux impulsions les plus élevées. Un détecteur de vertex (VD[6]) reposant directement sur le tube à vide offre une mesure de précision sur la position des vertex. La résolution sur l'impulsion moyenne des traces comprises entre 30^o et 150^o est donnée par la relation :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = 0.001\ p \quad \text{GeV/c}$$

Dans les événements hadroniques (chapitre III) la mesure de la résolution sur l'extrapolation des traces sur l'ensemble du spectre d'impulsion est de $\sqrt{26^2 + 69^2/p_t^2}\,\mu$m.

Vers l'avant, deux plans de chambres à fils FCA et FCB [7] viennent compléter l'ensemble.

[1] Time projection chamber
[2] High density Projection Chamber
[3] Ring Imaging Cherenkov
[4] Inner Detector
[5] Outer Detector
[6] Vertex Detector
[7] Forward Chambers A & B

I.2.1 Les détecteurs de traces chargées

I.2.1.a Le détecteur de micro-vertex (VD)

Très proche de la paroi du tube à vide (d'un rayon interne de 5.6 cm), le détecteur de micro-vertex est constitué de trois couches de micro bandes de silicium de 6.3, 8.8 et 10.9 cm de rayon et de 24 cm de longueur qui permettent de mesurer jusqu'à 6 positions en $R\phi$ (voir la définition du référentiel utilisé sur la figure I.5) pour une trace inclinée de plus de 42^o par rapport à l'axe du faisceau.

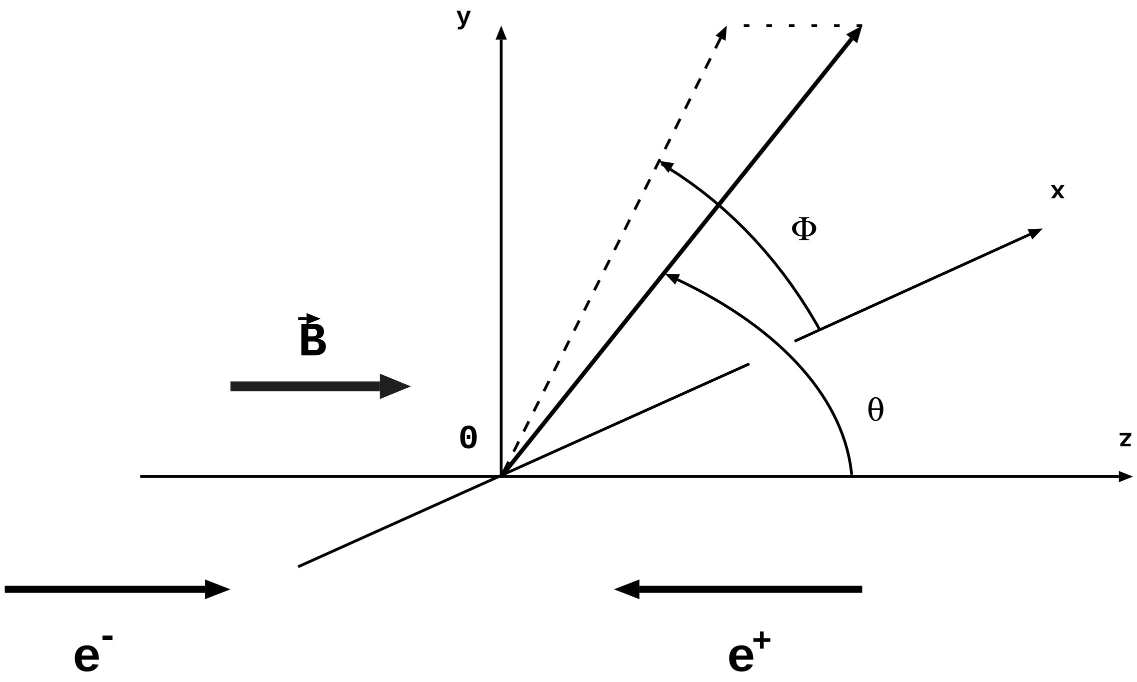


Figure I.5: Référentiel DELPHI.

Chaque couche est subdivisée en 96 modules selon 24 secteurs en ϕ et 4 intervalles en z (figure I.6). Les dimensions de ceux de la couche externe, qui contient 640 canaux de lecture, sont de 59 mm^2. Pour les couches internes, on a 512 canaux pour 59.6 mm^2. Cette structure permet d'atteindre une résolution de 5 à 6 μm par point dans le plan $R\phi$.

Pour exploiter cette précision, l'alignement est crucial. Il se fait d'une part, de façon interne grâce au recouvrement des modules d'environ 10% en ϕ, mais également par rapport aux autres détecteurs de traces chargées.

En mesurant la position de point à courte distance du point d'interaction, le VD contribue à l'amélioration de la résolution de l'impulsion des traces et surtout de la détermination de leur paramètre d'impact. Enfin, il améliore la reconstruction du vertex primaire et permet celle des vertex secondaires provenant de la désintégration des saveurs lourdes qui peuvent parcourir des distances de l'ordre du millimètre dans le tube à vide avant de se désintégrer.

Figure I.6: Le détecteur de micro-vertex.

I.2.1.b Le détecteur interne (ID)

Ce détecteur joue deux rôles importants :

- La partie externe, rapide, constituée de cinq chambres proportionnelles à lecture cathodique permettant les mesures de $R\phi$ et z prend une part au premier niveau de déclenchement en couplage avec le détecteur externe.
- Une chambre à dérive divisée en 24 secteurs de 24 fils sensibles forme la partie interne de rayon 11.8 à 22 cm. Elle sert à mesurer les traces en $R\phi$ avec une précision d'environ 90 μm par point pour des angles allant de 29^o à 151^o, ce qui permet de contraindre les traces reconstruites dans la TPC dans la direction du μ-vertex.

L'ID étant l'un des premiers détecteurs à être traversé par les particules, les matériaux qui le constituent ont été sélectionnés de façon à minimiser la probabilité de conversion des photons et la diffusion multiple. Le choix de l'aramide-époxy pour les parois des chambres permet de descendre à 3.75% de la valeur de la longueur de radiation en incidence normale.

I.2.1.c La chambre à projection temporelle (TPC)

C'est une chambre à dérive de dimensions relativement importantes (29 cm $< R <$ 122 cm, L=3 m) qui prend une place déterminante dans la détection des traces chargées (figure I.7).

Elle permet de reconstruire des trajectoires tridimentionnelles et contribue à la mesure de l'impulsion des particules (par la mesure du rayon de courbure dû au champ magnétique). Dans certains cas, l'information sur la quantité d'ionisation déposée dans le volume de gaz (dE/dx), permet de différencier les hadrons. Elle est également utilisée dans l'identification des électrons.

Figure I.7: Géométrie de la TPC.

On peut résumer son principe de fonctionnement de la manière suivante : le gaz qu'elle contient est ionisé par le passage des particules chargées. Les électrons ainsi libérés sur la trajectoire dérivent sous l'effet d'un champ électrique d'environ 150 V/cm vers les extrémités du cylindre, tandis que les ions se dirigent lentement en sens inverse. Le champ magnétique de 1.2 Tesla, fondamental pour la mesure de l'impulsion, contribue également à diminuer l'effet de la diffusion transverse en "canalisant" les électrons primaires parallèlement à la direction de dérive.

La collecte de l'information se fait à chaque extrémité de la TPC à l'aide de 2×6 secteurs disposés en étoile.

Chaque secteur est composé des éléments suivants (figure I.8).

- Une grille de blocage, utilisée dans la collecte des charges positives évitant ainsi les problèmes d'accumulation de charges dans le volume de dérive.
- Deux plans de fils constituant la chambre proportionnelle, soit une grille cathodique et une grille de fils sensibles et de fils de champs positionnés en alternance.

- Une plaque de cuivre segmentée en 16 rangées de damiers jouant le rôle de la seconde cathode.

Figure I.8: Géométrie des grilles des secteurs, et fils de champ électrique .

Au voisinage des fils sensibles, les électrons se multiplient produisant avalanche, ce qui permet de recueillir une charge amplifiée, et proportionnelle à l'ionisation primaire. La charge induite sur les damiers permet de mesurer les coordonnées x et y du point d'ionisation : R est donné par le numéro de la rangée et ϕ est déduit de l'ajustement d'une distribution prédéterminée sur les valeurs de la charge induite sur les deux ou trois damiers concernés (méthode du centroïde). La troisième coordonnée (i.e. z, parallèle au faisceau) est donnée par le temps de dérive des électrons primaires (au maximum $21 \mu s$).

La mesure du dE/dx est réalisée en effectuant une moyenne tronquée à 80% du total des dépôts d'énergie collectés sur un nombre de fils sensibles pouvant atteindre 192. Cette mesure sera décrite plus en détails dans les prochains chapitres lors de la description des techniques d'identification des électrons et des hadrons.

Le gaz utilisé est un mélange de 80% d'argon et 20% de méthane à une pression de 1 atm. Tous les paramètres ont été optimisés de manière à obtenir le plus grand nombre d'électrons d'ionisation, une bonne stabilité de la vitesse de dérive, des charges d'espace réduites... Qualités qui déterminent la précision finale sur la mesure. Ces conditions de fonctionnement sont controlées en permanence; en particulier, un système de lasers (un par secteur), permet de mesurer la vitesse de dérive ($v \simeq 67\ mm/\mu s$ à $T = 22^o C$) à la précision de un pour mille.

Les performances actuelles de la TPC sont les suivantes :

- On mesure les traces en θ comprisent entre 22^o et 158^o avec au moins 4 points, le nombre maximum de 16 points est atteint entre 40^o et 140^o.
- La précision de la mesure en chaque point est de :

$$\sigma(R\phi) \leq 280\mu m$$
$$\sigma(z) \leq 900\mu m$$

- $\sigma(dE/dx) = 7.5\%$ pour des pions de 280 à 400 MeV (la valeur attendue est de 5.5%, permettant une séparation électron-pion à 3 écarts standards jusqu'à 7.5 GeV).

I.2.1.d Le détecteur externe (OD)

L'OD est constitué de 3500 tubes à dérive opérant en mode *streamer* limité disposés en cinq couches alternées. Ils sont positionnés parallèlement à l'axe du faisceau sur 4.7 m ce qui permet de détecter les traces dans la région définie par $42^o < \theta < 138^o$. Il délivre une mesure de précision dans le plan transverse du détecteur ($\sigma(R\phi) = 100\mu m$) à grande distance du point d'interaction ($197 < R < 208cm$). On améliore ainsi la résolution sur la détermination de l'impulsion en contraignant les traces par un grand bras de levier au-delà de la TPC. Sa disposition par rapport à la TPC permet également de couvrir les zones mortes entre deux secteurs contigus.

Trois des cinq couches offrent une mesure en z par comparaison des temps d'arrivé du signal aux deux extrémités du tube. Cette méthode de mesure, bien que peu précise ($\sigma(z) = 5cm$), est très rapide et fournit un signal qui est utilisé, conjointement avec la réponse de l'ID, au déclenchement de permier niveau dans la partie centrale du détecteur.

I.2.1.e Les chambres avant (FCA et FCB)

Ces deux chambres jouent en quelque sorte le rôle de l'ID et de l'OD aux petits angles ($11^o < \theta < 32^o$). Leur association permet de déclencher l'acquisition des événements vers l'avant et d'en reconstruire les traces. Elles sont toutes deux constituées d'un treillage de fils sensibles positionnés dans des tubes de courtes dérives parallèles, formant des couches associées deux à deux. Les plans de fils sont décalés d'une couche à l'autre.

A 1.6 m du point d'interaction, montées sur les côtés de la TPC, les trois doubles couches formant la chambre FCA donnent deux fois trois coordonnées obliques grâce à la rotation de 120 degrés les unes par rapport aux autres. La résolution atteint $\sigma(x) \simeq 300\ \mu m$.

Puis à 2.7 m, les six doubles couches de la chambre FCB apportent quatre triplets de coordonnées supplémentaires avec une résolution $\sigma_x = \sigma_y \simeq 130\ \mu m$.

I.2.1.f Les chambres à muons (MUB et MUF)

Les chambres à muons sont conçues pour détecter le passage d'une particule ayant traversé les six longueurs d'interaction nucléaire du calorimètre hadronique. L'identification des muons et la séparation muon/hadron est réalisée par la mesure de l'angle de traversée des dernières couches de fer.

Les chambres à dérive sont de longs tubes de section rectanguaire aplatie (20.8×1.6 cm) d'une longueur active de 3.65 m en moyenne. Chaque tube contient un fil d'anode orienté longitudinalement (figure I.9). Celui-ci donne la coordonnée perpendiculaire à la direction du fil par la mesure du temps de dérive des électrons dans le volume de gaz. Des rubans en matière plastique sont collés sur les surfaces internes du tube et supportent des équipotentiels en cuivre. La cathode située en face du fil d'anode est une ligne à retard plane qui permet la mesure de la coordonnée longitudinale. La vitesse de propagation de ce signal est de 5.2 cm/ns. La résolution intrinsèque nominale est de 2 mm pour la mesure de la dérive et de 10 mm pour la mesure du retard.

Figure I.9: Coupe d'un tube à dérive des chambres à muons de la région centrale.

L'efficacité individuelle de chaque chambre est supérieure à 95%. Dans chaque plan, les tubes sont positionnés en quinconce au niveau des bouchons et décalées latéralement les uns par rapport aux autres dans le baril, de façon à lever l'ambiguité gauche-droite sur la mesure de l'anode.

La résolution intrinsèque nominale est de 1 centimètre sur la coordonnée Z et 2 millimètres en $R\phi$ dans le baril, et de 4 millimètres pour les coordonnées X et Y mesurées dans les bouchons.

La région centrale des chambres à muons (MUB) juxte la géométrie du calorimètre hadronique, selon 2×24 modules de 15^o de couverture azimutale. Un module des chambres à muons comprend trois plans de chambres à dérive, les plans *interne, externe et périphérique.*

Le plan interne est inséré à l'intérieur même de la dernière couche du calorimètre hadronique dans un intervalle de 80 mm prévu entre deux plaques de fer, à 4.45 m de l'axe des faisceaux et précédant les dix derniers centimètres de fer. Le plan est formé de trois couches de tubes décalées de la demi-largeur d'un tube, soit quatorze tubes au total (5+4+5). Seules les deux premières couches participent à l'acquisition, la troisième étant destinée à suppléer une éventuelle défaillance des deux premières.

Les plans externes et périphériques sont assemblés de sept tubes selon deux couches (4+3). Le plan externe repose directement sur le calorimètre hadronique, à 4.79 m de l'axe des faisceaux. Le plan périphérique, décalé de 7.5^o par rapport aux deux premiers, assure une complète couverture azimutale des chambres à muons dans la partie centrale. Ce plan est situé entièrement hors de l'appareillage, à 5.32 m des faisceaux, l'intervalle entre les plans internes et périphériques étant occupés par le cablâge et les tuyaux d'arrivé de gaz. Certains secteurs des MUB ont une géométrie différente en raison de l'encombrement du système cryogénique du solénoïde et des piliers qui supportent l'expérience à sa base.

Les chambres avant et arrière (MUF) sont consistuées de deux plans de forme carrée, chaque plan étant divisé en quatre quadrants de 4.4 m de côté. Chaque quadrant est formé de deux couches orthogonales de 22 tubes à dérive de 4.35 m le long, 18.8 cm de large et 2 cm d'épaisseur. Les tubes fonctionnent en mode *streamer* limité. On mesure le temps de dérive jusqu'au fil d'anode et le temps d'arrivée du signal aux deux extrémités d'une ligne à retard. La position centrale des couches de tubes est $z = \pm 6.64$ m et ± 6.67 m de part et d'autre du point d'interaction pour les plans externes, $z = \pm 5.01$ m et ± 5.04 m pour les plans internes.

I.2.2 La mesure de l'énergie

I.2.2.a Les calorimètres électromagnétiques

Le choix de la calorimétrie électromagnétique centrale (HPC) s'est porté sur une technique nouvelle: celle des chambres de haute densité à échantillonnage temporel. La spécificité de ce calorimètre, de 18 longueurs de radiation malgré un faible encombrement, est une très fine structure qui permet une mesure du développement longitudinal et transversal de la gerbe et donne ainsi une bonne séparation des dépôts proches dans les jets hadroniques.

Cette technologie n'étant pas adaptée à la géométrie des régions terminales, les calorimètres avant (FEMC[8]) sont constitués d'un empilement de blocs de verre au plomb.

[8] *Forward ElectroMagnetic Calorimeter*

I.2.2.a.i Le calorimètre électromagnétique central. La HPC est sans doute avec le RICH, le pari technologique le plus audacieux de DELPHI. Ce calorimètre est basé sur le principe d'une TPC (voir chapitre I.2.1.c). L'idée fondamentale de cette technique est d'utiliser le convertisseur en plomb comme cage électrostatique.

La HPC comporte 144 modules disposés selon 24 secteurs azimutaux de 6 modules en z chacun. Dans chaque module, des rubans constitués de fils de plomb de 1.7 mm de diamètre sont enroulés selon une structure en accordéon autour de 41 plans espacés de 8.8 mm (voir figure I.10). Le dégradé de potentiel appliqué sur les fils de plomb crée un champ électrique de dérive de 100 V/cm entre les plans de convertisseur, et parallèle au champ magnétique. La longueur maximale de dérive est de 85 cm, pour une longueur d'atténuation due à la diffusion transverse, de 350 cm. Les électrons de dérive sont détectés en bout de module par des chambres à fils opérant en mode proportionnel. La lecture de l'anode donne la valeur de l'énergie de la gerbe et la cathode mesure sa position.

Figure I.10: Géométrie d'un module de la HPC.

Les cathodes segmentées en 9 rangées de damiers, permettent une résolution spatiale sur la position de la gerbe de 6 mm en $R\phi$. On recense 128 damiers par module au total. La résolution en z, conditionnée par la fréquence d'échantillonnage de 15 MHz est de l'ordre de 2 mm.

Un plan de scintillateur est introduit dans chaque module, entre deux plans de convertisseur, après 4.5 longueurs de radiation ce qui correspond au maximum de la gerbe électromagnétique. Les signaux sont lus à l'aide de photomultiplicateurs relayés par des fibres optiques. Ces compteurs sont sensibles à toute gerbe électromagnétique créée par un électron ou un photon d'énergie supérieure à 2 GeV environ. Les compteurs à scintillation de la HPC participent au déclenchement de premier niveau. Un déclenchement de second niveau dans la HPC consiste en une mesure rapide de l'énergie, par regroupement six par six des damiers de lecture. Il est destiné à réduire le bruit de déclenchement aléatoire sur la radioactivité naturelle du plomb constituant le convertisseur.

I.2.2.a.ii Les calorimètres électromagnétiques vers l'avant. Le FEMC[9] est constitué de blocs de verre au plomb de géométrie projective $1^o \times 1^o$ de 20 longueurs de radiation. Il couvre la région d'angle polaire compris entre 10^o et 36.5^o (figure I.11).

Figure I.11: Géométrie du FEMC.

Le calorimètre électromagnétique vers l'avant est un détecteur de réponse rapide. Un déclenchement de premier niveau dans le FEMC est basé sur tout dépôt d'énergie supérieure à un seuil de 3 GeV environ.

I.2.2.b Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (figure I.12) est une carcasse métallique qui supporte les détecteurs de la région centrale, canalise les lignes de retour du champ magnétique de 1.2 T et assure en outre la double fonction de filtre à muons et d'absorbeur pour la calorimétrie des hadrons. C'est de loin l'ensemble le plus volumineux de DELPHI et surtout, avec ses 2000 tonnes de fer, le plus massif.

[9] *Forward ElectroMagnétic Calorimeter*

Figure I.12: Vue générale du calorimètre hadronique.

Ce détecteur comprend trois parties : le tonneau couvrant une région allant de 42.6^o à 137.4^o, et deux bouchons qui complètent la couverture azimutale jusqu'à 11.2^o.

I.2.2.b.i La partie centrale (HAB) est un cylindre d'une longueur de 7.60 mètres et de forme polygonale à 24 faces. Les diamètres interne et externe sont respectivement de 3.185 et 4.775 mètres. Il est constitué de 24 modules concentriques de forme trapézoïdale, couvrant un angle azimutal de 15^o chacun. C'est un empilement de 19 plaques de 5 cm de fer séparées les unes des autres par un espace de 2 cm où sont insérés les éléments de détection. On trouve ensuite deux plaques de 2.5 cm espacées de 8 cm par l'introduction de la première chambre à muons et une plaque de 10 cm d'épaisseur qui vient compléter l'absorption des hadrons avant les chambres à muons externes et périphériques. L'épaisseur totale de fer est de 110 cm à 90^o de sorte qu'un hadron arrivant jusqu'au tonneau verra au minimum six longueurs d'interaction nucléaire.

I.2.2.b.ii Vers l'avant (HAF) la partie extérieure (la plus large) du détecteur est segmentée en 24 secteurs en forme de pétales, de 4 mètres de haut, s'ajustant avec les modules du tonneau. La partie interne donne des informations complémentaires sur la région polaire comprise entre 10 et 30 degrés de sorte que le recouvrement angulaire de l'ensemble assure une herméticité calorimétrique de DELPHI sur plus de 95% de l'angle solide.

I.2.2.b.iii Les éléments de détection sont des tubes à "dard" de Iarocci [3] de section carrée 9×9 mm^2 qui renferment un gaz composé d'un mélange d'argon de CO_2 et d'isobutane dans des proportions respectives de 10, 60 et 30 %. Les tubes sont en plastique extrudé et l'intérieur est recouvert d'une fine couche de peinture résistive au graphite constituant la cathode. Au centre et dans l'axe de chaque tube est tendu un fil d'anode en cuivre-béryllium de 80 μm de diamètre.

Les particules chargées, issues des gerbes hadroniques, ionisent le gaz. Les électrons primaires sont attirés par les fils d'anode au niveau desquels ils produisent des avalanches. La lecture se fait par effet capacitif entre la cathode et un damier de cuivre accolé à la surface externe du tube. La localisation de la gerbe hadronique dans le détecteur est directement déterminée par la position des différentes cases touchées dans un damier.

Le détecteur fonctionne en mode *streamer* limité, par un choix adéquat de la tension de polarisation (E_{HV} = 3.92 kV) et du mélange gazeux. Cette utilisation du mode saturé avec lecture cathodique extérieure pour un calorimètre est basé sur le principe selon lequel l'énergie totale collectée est proportionnelle au nombre de cascades d'avalanches (ou *streamer*) élémentaires. Ce qui équivaut à mesurer l'énergie de la gerbe en terme de nombre de traces au minimum ionisant. Les avantages de cette méthode sont un bon rapport signal sur bruit, et une résolution améliorée par l'absence des fluctuations de Landau.

Les damiers de cinq couches successives sont électriquement reliés entre eux pour former des tours projectives (cf figure I.13). Leur couverture angulaire est de $\Delta\varphi = 3.75^o$ et $\Delta\theta = 2.96^o$ pour le tonneau, et de $\Delta\theta = 2.62^o$ pour les bouchons. Les dimensions typiques d'une tour dans le tonneau sont de $25 \times 25 \times 35$ cm^3.

Il y a quatre rangées (ou couches) de tours de sorte que, quelle que soit l'incidence d'une particule issue du point d'interaction, elle rencontrera presque toujours quatre tours sur sa trajectoire. Dans une même couche, les tours sont associées quatre par quatre en super-tours, et les super-tours des quatre couches forment des hyper-tours. Un module du tonneau comprend typiquement 232 tours (15 super-tours, 4 hyper-tours) alors que dans les bouchons, un secteur est constitué de 176 tours (13 super-tours, 4 hyper-tours).

I.2.3 L'identification des particules par le RICH

Le RICH constitue la grande originalité de DELPHI, seule expérience du LEP à posséder ce type de détecteur qui identifie les hadrons chargés en exploitant l'effet Cherenkov. Comme pour de nombreux autres sous-détecteurs, il comprend une partie centrale (*tonneau*) et deux parties avant et arrière (*bouchons*). Ces dernières étant situées entre les chambres FCA et FCB.

La partie *tonneau* située entre la TPC et l'OD et couvrant les angles polaires entre 41^o et 139^o comporte trois parties : les deux radiateurs liquide et gazeux, dans lesquels sont générés les photons Cherenkov au passage des particules chargées et des tubes dans lesquels ces photons se convertissent en électrons qui sont détectés aux extrémités par des chambres multi-fils.

Figure I.13: Géométrie projective des tours du calorimètre hadronique.

Le principe des compteurs est de recueillir les photons ultraviolets produits par effet Cherenkov lors de la traversée d'un milieu réfringent, appelé *radiateur*, par une particule chargée, et de mesurer l'angle d'ouverture du cône d'émission de ces photons θ_C. Cet angle est relié à la vitesse de la particule par la relation :

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n}$$

où "n" est l'indice du milieu tranversé par la particule. Le seuil d'émission Cherenkov est égal à l'inverse de l'indice de réfraction $\beta_{seuil} = 1/n$, et l'angle d'émission des photons atteint une valeur de saturation $\cos(\theta_C) = 1/n$ dans la limite des particules relativistes. La gamme des vitesses mesurables est bornée inférieurement par la valeur du seuil, qui est d'autant plus basse que l'indice est élevé, et supérieurement par la résolution expérimentale au voisinage de la saturation. La résolution sur la détermination de l'angle Cherenkov dépend du nombre de photons collectés. Pour une énergie de photon donnée, le nombre de photons rayonnés par unité d'épaisseur du radiateur traversé est proportionnelle à $1 - (1/\beta n)^2$. Afin de couvrir la plus large gamme dynamique, ce détecteur a été réalisé avec deux *radiateurs* constituant des milieux d'indices différents, le premier est liquide et le second gazeux (figure I.14).

Le radiateur liquide est un radiateur mince de 1 cm d'épaisseur. Le liquide est un fréon, le perfluorohexane C_6F_{14}, de fort indice de réfraction $n_{liquide} = 1.278$ pour $h\nu = 6.5eV$, et quasi-transparent aux ultraviolets. Son angle de saturation est de 677 mrad. Le fort indice de réfraction permet d'obtenir un nombre de photons UV suffisant malgré la minceur de ce radiateur (jusqu'à 20 photons), et des seuils d'émission relativement bas : 200 MeV/c pour

Figure I.14: Vue transverse d'un module du RICH.

des pions, 700 MeV/c pour des kaons et 1.5 GeV/c pour des protons.

Le radiateur gazeux est également constitué de fréon : le perfluopentane C_5F_{12}, dont l'indice est très proche de 1 : $n_{gazeux} = 1.00172$. L'angle de saturation est de 69 mrad. L'épaisseur de gaz traversé par une particule est d'environ 40 cm ce qui compense le faible nombre de photons rayonnés par unité de longueur pour un tel indice. La mesure de l'angle d'émission Cherenkov est rendue indépendante du point d'émission par l'utilisation de miroirs focalisants paraboliques. On compte 2×4 miroirs dans chacun des 36 modules que constituent le *tonneau* RICH, soit un total de 288 miroirs fixés sur la surface interne de la cage externe du détecteur. Les seuils d'émission sont élevés : 2.5 GeV/c pour des pions, 8.5 GeV/c pour des kaons et 16 GeV/c pour des protons.

Pour détecter les photons Cherenkov, le même détecteur de photons est utilisé pour les deux radiateurs. Les éléments de détection sont des tubes de section rectangulaire, assemblés par paire (ou *bitube*) dans chaque module. Les tubes, de 18 cm de largeur, 5.2 cm d'épaisseur et 1.5 m de longueur, sont constitués de fenêtres de quartz transparentes dans l'ultraviolet. Les *bitubes* sont situés à 12 cm du *radiateur* liquide. Ce bras de levier permet aux anneaux de se projeter sur deux ou trois tubes. Les anneaux *gazeux*, beaucoup plus petits, sont focalisés au centre du tube et y sont contenus entièrement.

Les photons UV sont convertis dans le tube de détection dans un gaz photosensible, présent à l'état de trace et d'un usage délicat, le TMAE (tétra-diméthylamine-éthylène). La pression partielle du TMAE dans le gaz de dérive résulte d'un compromis. Une concentration en TMAE suffisante permet, lors de la reconstruction des anneaux, de faciliter la séparation des photons UV provenant de la partie inférieure (liquide) de ceux de la partie supérieure (gazeuse). Mais il faut également se garder d'une concentration trop élevée, car les conversions à proximité des parois du tube entraînent la perte d'un nombre important de photo-électrons au cours de la dérive.

La détection des photo-électrons est basée sur le principe de la TPC, ceux-ci dérivent dans le gaz avec une vitesse de 6.8 cm/μs jusqu'aux chambres proportionnelles qui équipent les extrémités de chaque *bitube*.

L'identification des particules :

Dans son principe, le *tonneau* RICH doit permettre la séparation π/K de 1. à 4.5 GeV/c en incidence normale dans le *radiateur* liquide et de 2. à 20 GeV/c dans le *radiateur* gazeux, ainsi que la séparation K/p de 1.2 à 8 GeV/c en incidence normale dans le *radiateur* liquide et de 8 à 30 GeV/c dans le *radiateur* gazeux. Pour des raisons de sécurité, la partie *gazeuse* du RICH, qui fonctionne depuis le mois d'octobre 1991, n'a pu être portée à la pression nominale que depuis le mois d'août 1992. Quant à la partie *liquide*, elle n'a été opérationnelle que pendant le dernier tiers des prises de données de l'année 1992 et sont depuis lors utilisées dans de nombreuses analyses.

I.2.4 La mesure de la luminosité : le SAT[10] et le VSAT [11]

Ce détecteur est indispensable pour mesurer des sections efficaces puisqu'il faut évaluer la luminosité intégrée associée à chaque période de prise de données. Pour cela, il faut mesurer le nombre d'événements produits par un processus bien connu et indépendant des paramètres liés au Z^0.

La diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est dominée, à petit angle, par l'échange dans la voie "t" d'un photon entre l'électron et le positron. Au premier ordre de la théorie, l'influence des paramètres du Modèle Standard intervenant dans ce proccessus est négligeable. De plus, sa section efficace est suffisamment importante à petit angle pour que l'erreur statistique sur la luminosité soit faible. Ainsi, on évalue la luminosité intégrée par le comptage du nombre de diffusions Bhabha détectées dans l'acceptance de l'appareillage :

$$L = \int L dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma^{acceptance}} \tag{I.1}$$

Le SAT est constitué de deux modules entourant le tube à vide à $z_{min} = \pm 2.03$ m du point d'interaction et couvrant un angle polaire allant de 43.5 à 120 mrad.

Il est constitué d'un "détecteur de traces chargées", au silicium d'un rayon interne de 10 cm et formé de deux plans qui permet de mesurer l'angle des particules et de distinguer

[10] Small Angle Tracker
[11] Very Small Angle Tracker

les photons des électrons, ainsi que d'un calorimètre électromagnétique constitué d'une alternance de couches de plomb et de fibres scintillantes de 1 mm de diamètre pour la mesure de l'énergie des particules. Le SAT est complété par un autre calorimètre à $z = \pm 7.7m$ du point d'interaction par le V(Very)SAT qui couvre les angles polaires de 5 à 7 mrad.

I.2.5 Le déclenchement et l'acquisition

La synchronisation sur la fréquence du LEP se fait par la réception d'un signal émis au niveau de l'accélérateur, le WBCO (ou *Warning Beam Cross Over*), qui signal l'imminence d'un croisement, et provoque le déclenchement la numérisation de l'expérience. Avec ce système, il s'agit de réduire le taux d'enregistrement des événements de 45000 par seconde (qui correspond, dans le cas de quatre paquets d'électrons par faisceau, à un croisement toutes les 22.5 μs avec en moyenne un événement par croisement) à moins de 1 par seconde. On espère ainsi ne conserver que les collisions e^+e^- et rejeter les divers événements de bruit de fond tels que le rayonnement cosmique, les interactions de l'un des faisceaux avec le gaz résiduel ou la radiation synchrotron.

Il faut donc trouver un compromis entre : d'une part rejeter le moins possible d'événements e^+e^- de manière à avoir la statistique la plus importante possible, y compris d'événements exotiques qui pourraient avoir des caractéristiques très différentes des autres, et d'autre part, éliminer au maximum les événements parasites afin de minimiser le volume de données à stocker et d'éviter de provoquer des temps morts inutiles dans l'acquisition des vrais événements.

Pour cela, quatre niveaux de déclenchement successifs sont (ou seront pour certains) mis en œuvre :

Le premier niveau (T1) doit prendre la décision de stopper ou de poursuivre l'acquisition en moins de 3 μs après le croisement des faisceaux. La décision à ce niveau repose sur les six critères de base suivants:

- Le nombre de traces chargées vues dans l'ID ou l'OD pour le *tonneau*, ou les chambres FCA et FCB pour les régions avant.
- Le nombre de dépôts d'énergie électromagnétique dans la HPC et le FEMC.
- La présence d'un signal dans les chambres à muons.
- La présence d'un signal dans les luminomètres et le temps de vol.
- Le nombre de clusters d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (prévu).
- La présence d'un signal dans la TPC à petit angle.

La décision finale est une combinaison de ET et de OU de différentes conditions sur ces critères. D'éventuelles redondances permettent ensuite d'évaluer les efficacités. En pratique, le système de déclenchement de DELPHI a une acceptance de 100% pour les événements hadroniques que nous retiendrons (chapitre III). La difficulté ne survient que pour des canaux très peu contrains, comme les événements $e^+e^- \rightarrow \nu\nu\gamma$, auquel un seuil approprié est appliqué.

A ce stade, le taux de déclenchement est réduit à environ 500 événements par seconde pour une luminosité de 10^{30} cm^{-2}s^{-1}.

Si la réponse T1 est positive, la digitisation est poursuivie et **le second niveau (T2)** dispose d'informations plus précises provenant notamment de la TPC (impulsion transverse) ou de la HPC (quantité d'énergie déposée) pour décider si l'événement est intéressant ou non. Cette opération peut prendre jusqu'à 39 μs à cause de la longue dérive dans certains détecteurs. Ce qui peut occasionner la perte d'un croisement de faisceaux.

Ces deux premiers niveaux de déclenchement, pour être très rapides, fonctionnent en logique câblée.

Le troisième niveau de déclenchement intervient 50 ms après le BCO. Il s'agit maintenant de logique programmée qui permettra de passer d'environ 20 événements par seconde à moins de 5 événements.

Enfin, des émulateurs 3081/E assurent, depuis l'année 1993, **le quatrième niveau** qui consiste en une préamplification des événements et un rejet des événements "vides" (non Z^0) qui ont satisfait aux critères de déclenchement qui précèdent. Cette opération divise encore le nombre d'événements par deux.

Parallèlement se déroule l'acquisition proprement dite, c'est-à-dire la lecture des informations analogiques fournies par tous les détecteurs, leur digitisation et leur regroupement, par transferts successifs entre mémoires tampons, jusqu'au stockage sur support permanent.

Nous aurons l'occasion de revoir plus en détails les performances et les applications d'un certain nombre de ces sous-détecteurs (chambres à muons, calorimètres électromagnétiques et hadroniques, TPC, μ-vertex etc...) qui prennent une part importante dans le cadre de cette étude.

Chapitre II

Introduction au Modèle Standard et à la physique des saveurs lourdes

Dans ce chapitre, nous allons dresser un brève historique des idées qui ont jalonné l'élaboration du Modèle Standard, modèle de base pour les expérimentateurs de la physique des hautes énergies. Puis, nous détaillerons plus particulièrement les modèles de production et de désintégration des hadrons lourds qui constituent le cadre théorique de cette étude.

II.1 Introduction au Modèle Standard

II.1.1 Historique

Après l'unification des modèles de gravitation céleste et terreste effectuée au XVII ième siècle sous l'égide d'Isaac Newton, et celle de la magnétostatique et de l'électrostatique réalisée par James Clerk Maxwell à la fin du siècle dernier, c'est au tour des interactions électromagnétique et faible de se confondre, dans les années 60, à travers la symbiose des théories de l'électrodynamique quantique et des groupes de symétrie pour donner naissance au Modèle Standard.

La première description de l'interaction électrofaible fut proposée en 1961 par S.L. Glashow [8] sur les bases de la théorie de l'invariance de jauge locale introduite par C.N. Yang et R.L. Mills en 1954 [9]. Elle faisait apparaître dans la même théorie quatre bosons. Toutefois, ces bosons étaient dénués de masse, ce qui allait à l'encontre des observations expérimentales qui faisaient apparaître que l'interaction faible avait une portée très courte ($\lesssim 2\ 10^{-3}$ fm), sans faire intervenir de mécanisme de confinement.

Plusieurs tentatives, pour essayer de corriger ce problème, ont amené S. Weinberg [11] et A. Salam [10] en 1967 à considérer le mécanisme dit de “brisure spontanée de la symétrie” attribué à P.W. Higgs (1964) [12], qui redéfinit l'état fondamental ou d'énergie minimale. Il brise l'invariance sous trois des quatre transformations de symétrie et lève partiellement la dégénérescence de Goldstone dans l'état d'énergie minimale (le vide), engendrant dans une première étape, trois champs scalaires de masse nulle, la quatrième composante du champ ayant, quant à elle, acquis une masse. Il est remarquable que, dans le cadre d'une théorie de jauge locale, spontanément brisée, il soit toujours possible de choisir une jauge telle que les degrés de liberté correspondants, soient transférés aux bosons vecteurs médiateurs de la théorie de Yang et Mills. Cette transformation fait apparaître, deux champs de jauges massifs, décrivant des bosons chargés ($W^{\pm}$), et des termes de mélange dont la diagonalisation donne naissance à deux champs neutres. Le premier, possédant un terme de masse, est associé aux bosons Z^o, quant au second, dénué de masse, il peut être assimilé au quadri-potentiel du champ électromagnétique décrivant le photon. En fait, cette association n'est pas triviale, et la relation entre la charge électrique et les constantes de couplage de l'interaction électrofaible témoigne d'une unification partielle.

Dans le même temps, le modèle des quarks introduit simultanément par M. Gell-Mann et G. Zweig [13] en 1964, apportait une classification des hadrons à travers les trois saveurs u, d et s. Cette même année, B.J. Bjorken et S.L. Glashow [14] proposèrent l'existence d'une quatrième saveur qu'ils baptisèrent le *charme* (c), mais ce n'est que six ans plus tard que S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani [15], en étendant le Modèle Standard aux champs des quarks, reprirent cette idée pour tenter d'interpréter les résultats des mesures de certaines amplitudes de transition dans les désintégrations des mesons K. La première indication de l'existence de ce quark sera proclamée simultanément, en 1974, par deux groupes d'expérimentateurs différents [16], et les années qui suivirent apportèrent une moisson de hadrons charmés [17]. Comme nous le verons plus loin, deux autres saveurs viendront compléter cette édifice.

Le succès de cette théorie a ensuite été amplifié lorsqu'il fut démontré en 1971 par *G.'t Hooft* [18] qu'une théorie de jauge locale, spontanément brisée par le mécanisme de *Higgs*, est renormalisable.

Il faut toutefois remarquer que si la théorie électrofaible, au cours de son développement, a su surmonter successivement un grand nombre de difficultés, elle n'en a pas moins introduit un certain nombre d'indéterminées. Par exemple, bien que les bosons $W^{\pm}$ et Z^o aient acquis une masse, la valeur de celle-ci n'est nullement prédite par le modèle. Quant au boson de Higgs (H^0), particule physique scalaire, de spin nul et électriquement neutre, il n'a toujours pas été observée.

II.1.2 La matière élémentaire

Les constituants élémentaires de la matière sont les fermions, ils sont subdivisés en deux sous-familles : les leptons et les quarks. Les quarks sont sensibles aux quatre interactions connues (gravitationnelle, faible, électromagnétique et forte), tandis que les leptons, dénués de couleur, ne subissent pas les effets de l'interaction forte. L'expérience révèle que ces élements s'assemblent, au sein de ces deux classes, formant des multiplets dont les constituants sont interchangeables sous certaines interactions.

Dans le cadre de la théorie des interactions faibles développée par Yang et Mills, seules les composantes vectorielle-axiale (V-A) sont sensibles à cette interaction. Ce qui se traduit, dans l'expression des courants faibles de transition entre fermions, par l'introduction d'un projecteur sur les états gauches.

Pour un fermion de masse nulle, comme on le suppose des neutrinos, la projection sur les composantes gauches d'hélicité entraîne que les éventuels neutrinos droits (et anti-neutrinos d'hélicité gauche) ne peuvent être décelés que par leur interaction gravitationnelle. Ainsi, les fermions d'hélicité gauche seront décrits par des doublets d'isospins faibles tandis que les fermions d'hélicité droite seront rangés en singlets c'est-à-dire invariants sous l'effet des transformations du groupe $SU(2)_L$. Les fermions sont aussi caractérisés par les charges électriques qu'ils transportent. Pour tenir compte de celles-ci, on introduit l'opérateur d'hypercharge Y des transformations du groupe d'invariance $U(1)_Y$. Dans le modèle électrofaible, fondé sur le produit $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, l'hypercharge et la troisième composante de l'isospin faible (I_3) sont reliées à la charge électrique par la relation de Gell-Mann-Nishijima [19]:

$$Q \;=\; I_3 \;+\; \frac{Y}{2}$$

Dans le cas des leptons, qui sont états propres de l'interaction faible, il faut également introduire le nombre leptonique total (L) et un nombre leptonique[1] pour chacune des sous-familles (L_e, L_μ et L_τ). Ces derniers sont conservés par l'interaction faible comme le suggère l'absence de certaines transitions entre leptons. Il est à noter qu'une non conservation de ces nombres leptoniques conférerait une masse aux neutrinos.

Les quarks sont caractérisés par leur nombre baryonique[2] qui est conservé par l'interaction faible, alors que leur saveur ne l'est pas. C'est-à-dire que, les états qui sont couplés dans les processus d'interaction faible ne sont pas les états propres de masse observés expérimentalement dans la constitution, ou la désintégration forte des hadrons. Ce mélange, initialement introduit par N. Cabibbo en 1963 [20], est de nos jours traité phénoménologiquement par la matrice CKM qui fut proposée en 1972 par M. Kobayashi et T. Maskawa [21]. Ces derniers, pour rendre compte de la violation de la symétrie CP observée dans le système $K^o - \overline{K}^o$, durent postuler l'existence d'une troisième famille de quarks (t et b). Cette matrice, unitaire, de dimension 3×3 qui relie les états propres de masse d, s et b aux états propres de l'interaction faible d', s' et b'.

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

En anticipant sur la suite, on peut déjà dire que les éléments diagonaux sont tous les trois voisins de l'unité, ce qui se traduit par des couplage plus importants entre les quarks d'un même doublet. Et l'on remarquera que si les transitions entre quarks appartenant à des

[1] Le nombre leptonique vaut +1 pour les leptons et -1 pour les anti-leptons

[2] Le nombre baryonique vaut +1/3 pour les quarks et -1/3 pour les anti-quarks

familles différentes sont permises, elles le sont à des ordres bien plus faibles que les transitions réalisées au sein de la même famille. Une paramétrisation élégante de cette matrice a été proposée en 1983 par L. Wolfenstein [22] qui permet d'établir une relation simple entre les familles. Il introduit les trois paramètres λ, ρ et A ainsi qu'une phase η :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Cette paramétrisation traduit une hiérarchie entre les différentes familles de quarks. Les deux premières sont couplées par un terme en λ, la troisième étant plus faiblement couplée aux autres, fait intervenir un terme en λ^2 par rapport à la deuxième et λ^3 par rapport à la première.

Toutes ces observations ont permis de classer les leptons et les quarks de la façon suivante :

$$\begin{array}{llllll}
\begin{pmatrix}\nu_e \\ e\end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_L & I_3 = \begin{array}{c}+1/2 \\ -1/2\end{array} & Q = \begin{array}{r}0 \\ -1\end{array} \\
(e)_R & (\mu)_R & (\tau)_R & I_3 = \ \ 0 & Q = \ -1 \\
\begin{pmatrix}u \\ d\end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix}c \\ s\end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix}t \\ b\end{pmatrix}_L & I_3 = \begin{array}{c}+1/2 \\ -1/2\end{array} & Q = \begin{array}{r}+2/3 \\ -1/3\end{array} \\
(u)_R & (c)_R & (t)_R & I_3 = \ \ 0 & Q = +2/3 \\
(d)_R & (s)_R & (b)_R & I_3 = \ \ 0 & Q = -1/3
\end{array}$$

Parmi cette architecture, alors que les premiers signes de la présence du quark top (t) apparaissent [24], un dernier constituant, le neutrino τ (ν_τ), n'a toujours pas été observé expérimentalement.

II.1.3 La mesure des paramètres de la matrice CKM

La mesure des paramètres de la matrice CKM est l'un des tests du Modèle Standard minimal. Il est d'autant plus important de mesurer présisément les éléments V_{ub} et V_{cb} pour tester le modèle à trois familles de quarks à travers les propriétés d'unitarités de V_{CKM}, que les trois éléments V_{td}, V_{ts} et V_{tb} ne sont pas directement mesurables. Les valeurs des éléments de matrice des deux premières familles de quarks ont été estimées expérimentalement par les méthodes suivantes [25]:

$|V_{ud}|$ a été déterminée à partir des désintégrations β des noyaux miroirs, notamment celle de l'oxygène 14 pour lequel on trouve :

$$|V_{ud}| = 0.9744 \pm 0.0010$$

Pour la mesure de $|V_{us}|$, deux analyses indépendantes ont permis de déterminer sa valeur : les désintégrations semi-leptoniques des kaons ($K^o_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ et $K^+ \rightarrow \pi^o e^+ \nu_e$), et des hypérons. La combinaison de ces deux analyses donne le résultat suivant :

$$|V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018$$

L'étude de la diffusion de neutrinos (ν_μ) par des nucléons entrainant la production d'un quark charmé identifiée par la désintégration semi-leptonique de ce dernier selon la réaction : ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \ c-$hadron $\rightarrow \mu^- \mu^+ \nu X$) fixe la valeur de $|V_{cd}|$ à :

$$|V_{cd}| = 0.204 \pm 0.017$$

Enfin, en mesurant la production de particules charmées dans l'interaction d'un neutrino (ν_μ) avec un quark s de la mer ($\nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + c$), on obtient la valeur suivante pour l'élément de matrice $|V_{cs}|$:

$$|V_{cs}| = 0.95 \pm 0.09$$

Nous réviserons les mesures de V_{ub} et V_{cb} lorsque nous aborderons la description des modèles de désintégration des hadrons lourds dont les largeurs relatives contribuent à leur détermination.

II.2 La production de hadrons dans les collisions e^+e^-

La théorie la plus largement utilisée pour décrire le comportement des hadrons est basée sur interaction forte entre les quarks qui les constituent. La **chromodynamique quantique** (QCD) est une théorie de jauge construite sur le groupe $SU(3)$ couleur. Les huit médiateurs de l'interaction sont les gluons chacun porteur de deux couleurs. La symétrie $SU(3)_c$ étant considérée comme exacte, la masse des gluons est nulle. La constante de couplage effective de la chromodynamique quantique peut s'exprimer sous la forme:

$$\alpha_s(q^2) = \alpha_s(\mu^2)[1 + (11 - \frac{2}{3}N_F)\frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi}ln(\frac{-q^2}{\mu^2})]^{-1}$$

où N_F est le nombre de saveurs de quarks et μ^2 l'échelle de renormalisation.

Dans le cas où $N_F \leq 16$, cette constante décroît avec l'énergie transférée (q^2), c'est ce que l'on appelle **la liberté asymptotique**. L'ensemble des expériences du LEP donnent comme valeur de couplage à l'énergie du Z^o [64]:

$$\alpha_s(M^2_{Z^o}) = 0.1212 \pm 0.006 \pm 0.002$$

La deuxième erreur provient de l'incertitude sur la masse du Higgs. Par des calculs numériques on montre que le potentiel entre deux quarks augmente linéairement avec la distance qui les sépare, c'est **le confinement**.

Le fait que les gluons soient colorés, implique qu'ils peuvent interagir entre eux, en formant des vertex à trois ou quatre gluons. Tout ceci a des conséquences dramatiques sur la prédictivité du modèle à basse énergie, région dans laquelle trop de graphes doivent être pris en compte pour décrire des phénomènes physiques. Les calculs sont généralement hors de portée des méthodes actuelles, exceptés par l'utilisation de techniques de simulation numérique.

II.2.1 La fragmentation des quarks

Dans le cadre expérimental du LEP, le premier problème posé par les interactions fortes entre quarks est celui du processus permettant de passer des quarks initialement produits par l'annihilation du Z^0 aux hadrons et aux leptons qui constituent les gerbes de particules détectées dans nos appareillages (figure II.1).

Pour décrire cette étape, les expériences sur collisionneur e^+e^- utilisent des simulations numériques basées sur la méthode de Monte Carlo dont la mise en œuvre s'effectue en deux temps:

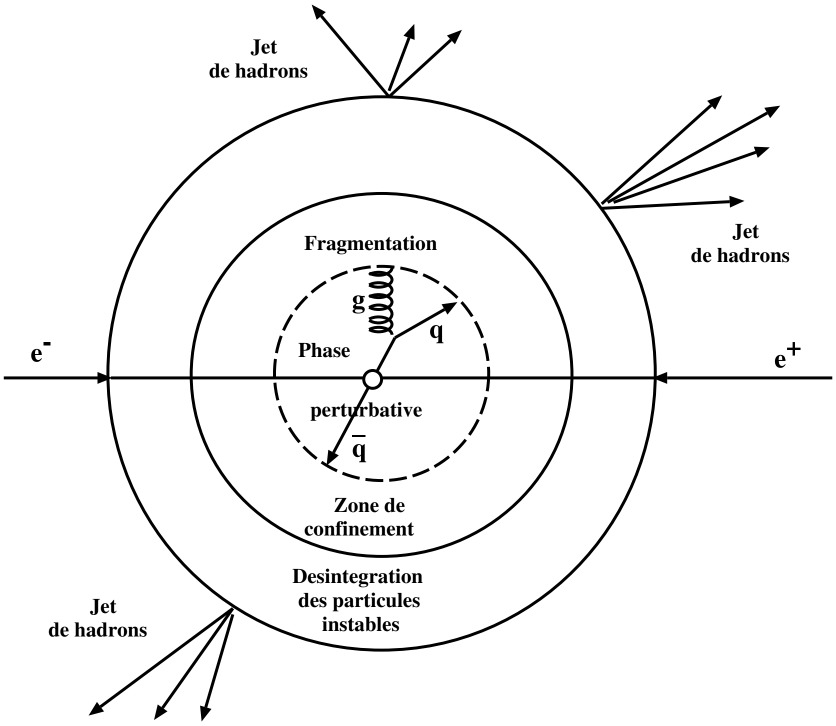


Figure II.1: Les différentes étapes de la production des jets dans les processus $e^+e^- \rightarrow Z^o \rightarrow q\bar{q}$.

- Une première étape, généralement traitée par des calculs QCD perturbatifs, décrit la production de cascades de partons par les deux quarks initiaux. En général, ces calculs sont effectués au mieux au second ordre des développements en α_s (logarithmes dominant et sous dominant).

- Ensuite, dans la phase de fragmentation proprement dite, les partons hadronisent. C'est-à-dire qu'ils s'organisent entre eux pour former des hadrons. Cette partie est traitée de façon non perturbative.

Pour décrire ces deux étapes, différents modèles ont été mis au point. Les simulations actuelles proposent

II.2.1.a La partie perturbative

Dans cette partie, on calcule les amplitudes des différents états finals de l'anihilation e^+e^- dans le cadre de la théorie QCD : $q\overline{q}$, $q\overline{q}g$, $q\overline{q}gg$, $q\overline{q}q\overline{q}$... et on obtient ainsi une première approximation du comportement des partons (q,$\overline{q}$,g) initiaux. Ces jeux de partons sont ensuite les états initiaux de la fragmentation qui les transforme en jet de hadrons.

Pour quantifier le traitement perturbatif, deux approches sont possibles [23]:

- Une première méthode, appelée méthode des *éléments de matrice* (ME), consiste à faire un calcul perturbatif à l'ordre 2 en α_s pour modéliser la production d'événements à trois "jets". On élimine les divergences, qui apparaissent dans ce type de calcul et qui proviennent de l'émission de gluons *mous* ou *colinéaires* à la direction du quark initial, en fixant une limite inférieure ("cut-off") à la masse invariante de recombinaison des partons. Le calcul de la section efficace de production des quatre "jets" est réalisée dans l'approximation de Born, et celle des événements à deux "jets" est estimée à partir de la différence entre la section efficace totale, et les deux autres sections efficaces.

- Une autre méthode dite de *gerbe de parton* est basée sur l'équation d'Altarelli-Parisi:

  $$\frac{d\mathcal{P}_{i\to jk}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} P_{i\to jk}(z)$$

  Celle-ci donne la probabilité $\mathcal{P}$ de réaliser la transition $i \to jk$ pour une fraction d'énergie-impulsion z emportée par le parton j (ou k). Dans cette équation, $q^2 = s$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse et t, un paramètre d'évolution $t = ln(M_i^2/\Lambda^2)$ dans lequel Λ est le paramètre d'échelle défini, au premier ordre, en reformulant la constante de couplage sous la forme :

  $$\alpha_s(q^2) = \frac{2\pi}{(33 - 2N_F)ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})}$$

  On procède par itérations successives, autorisant j et k, après i, de masse m_i et d'énergie la plus élevée possible, à produire deux nouveaux partons suivant les trois processus envisageables: $q \to qg$, $g \to gg$ ou $g \to q\overline{q}$. On arrête la procédure lorsque l'énergie des partons devient inférieure à une valeur minimale.

II.2.1.b La partie non-perturbative

Pour la seconde étape, il existe historiquement deux grandes catégories de modèles :

1. Fragmentation de cordes.
2. Gerbes de partons.

Le Monte Carlo de Lund [27, 28], choisi par DELPHI pour simuler ces événements, repose sur le modèle de fragmentation de cordes. On considère qu'il se forme un tube de flux de couleur entre deux ou trois partons, quarks ou gluons, qui s'éloignent les uns des autres. Au fur et à mesure que la distance augmente, l'énergie potentielle accumulée augmente elle aussi et la corde fini par se briser en produisant une paire $q'\overline{q}'$. L'un des deux nouveaux quarks se combine avec l'un des précédents et le processus se poursuit tant qu'il reste assez d'énergie.

Différentes distributions de probabilité de cassure de la corde, ou **fonctions de fragmentation**, ont été proposées. Une paramétrisation communément employée, *Lund symetric*, est donnée par la formule :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{\frac{-bm_H^2}{z}}$$

où m_H est la masse du hadron créée, a et b des paramètres libres et z est la fraction d'énergie-implusion emportée par le hadron :

$$z = \frac{(E+p_L)_H}{(E+p_L)_{total}}$$

Cependant, les quarks ayant des masses très différentes les uns des autres, l'évolution des jets de partons dépend étroitement de la saveur. Pour décrire la fragmentation des quarks b et c nous avons choisi d'utiliser la paramétrisation de Peterson [29], qui permet des ajustements plus simples car elle ne possède qu'un seul paramètre (ϵ_q) :

$$f(z) = \frac{1}{z(1-\frac{1}{z}-\frac{\epsilon_q}{1-z})^2}$$

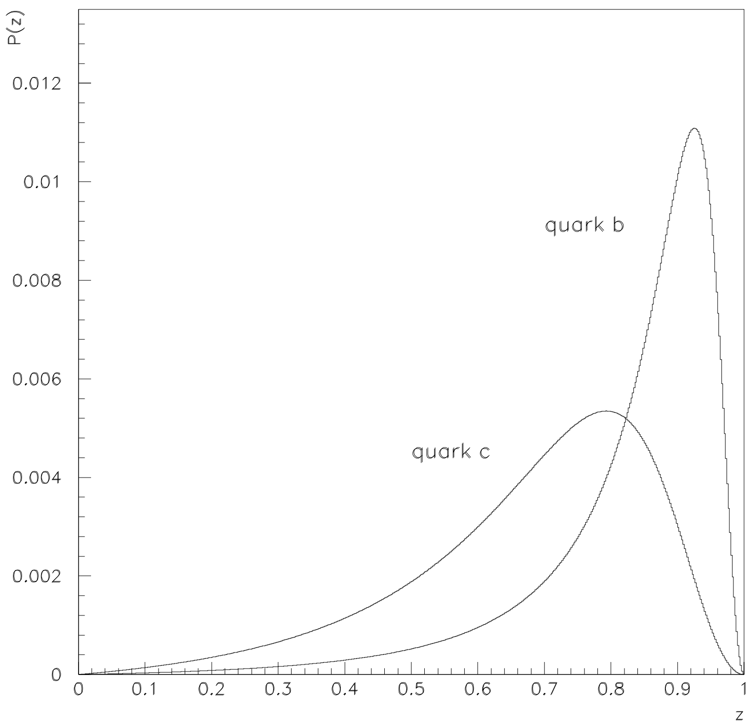


Figure II.2: La fonction de Peterson (ϵ_b = 0.006, ϵ_c = 0.054).

où ϵ_q est le seul paramètre à ajuster. Plus ϵ_q est petit, plus la fragmentation est *dure*, c'est-à-dire plus le hadron emporte une fraction importante de l'énergie du parton q (figure II.2).

On optimise expérimentalement la valeur de ϵ_b, par exemple, en mesurant la distribution de la variable $< x_B >= E_B/2\sqrt{s}$ qui est la quantité d'énergie emmenée par le hadron B par rapport à l'énergie d'un faisceau. Les premières estimations par les expériences du LEP à $\sqrt{s} = 91.2$ GeV/c² donnent $< x_B >= 0.703^{+0.018}_{-0.013}$ ce qui correspond à $\epsilon_b = 0.0032 \pm 0.0016$ (la relation entre ces deux quantités étant non évidente et calculée par Monte Carlo).

II.2.2 La production de baryons

Les modèles de production de baryon s'insèrent dans le schéma précédent. Quatre mécanismes peuvent être envisagés pour produire des baryons dans les désintégrations du Z^o [30].

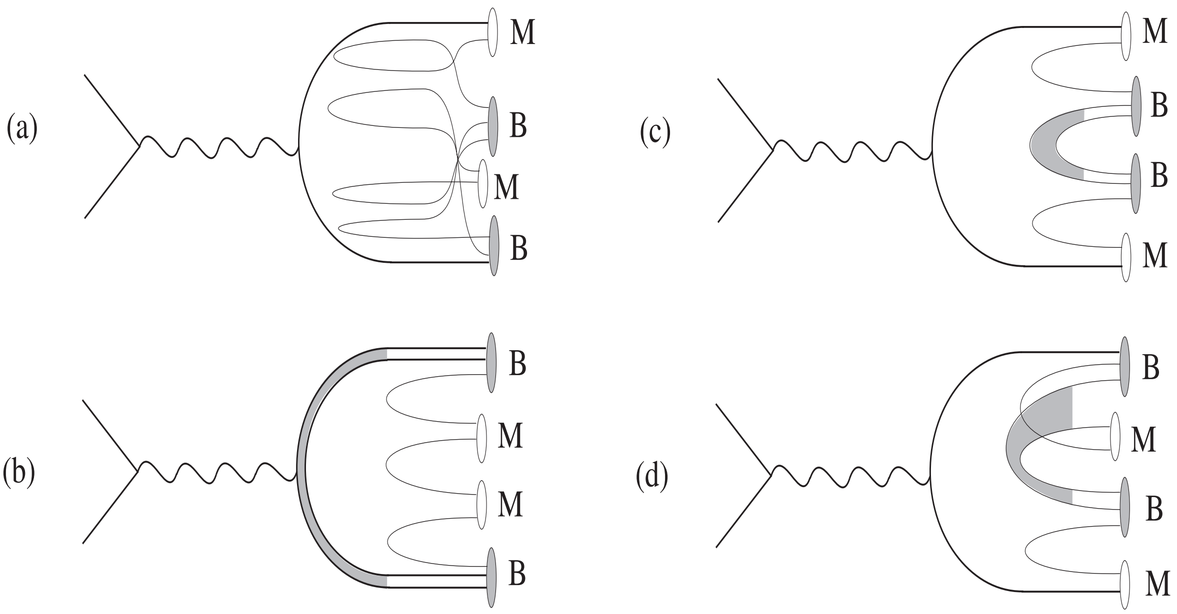


Figure II.3: Quatre mécanismes de production de baryon.

1. Les baryons sont produits par des triplets de quarks créés séparément et combinés de façon aléatoire (figure II.3a).

2. Une paire diquark-antidiquark (ou directement de baryon-antibaryon) est produite directement par la conversion de la paire e^+e^- en photon virtuel (figure II.3b) et s'associe avec un quark et un anti-quark créés dans l'étape de la fragmentation pour former deux baryons. Ces deux baryons produiront alors deux "jets" de direction opposée. Toutefois, ce schéma est défavorisé car le rayon de la zone d'interaction des deux électrons doit nécessairement être supérieur au rayon typique d'un diquark. Si on admet que le rayon minimal est de l'ordre du fermi, ce graphe peux être négligé aux énergies atteintes au LEP (91.35 GeV/c² correspond à un rayon de 2 10^{-3} fm).

3. Les baryons peuvent être produits à partir de diquarks qui sont créés lors de la phase de fragmentation (figure II.3c). On doit alors trouver une paire baryon-antibaryon relativement proche dans l'espace des phases et en général, dans le même "jet". La

production d'une telle paire est évidement défavorisée par rapport à celle d'une paire $q\bar{q}$ en regard des masses mises en jeu. Ces deux types de production de paire à partir de l'énergie du vide font intervenir l'effet tunnel et leurs probabilités relatives sont souvent laissées comme paramètre libre dans les modèles de production de baryon.

4. Une variante du schéma précédant laisse la possibilité à une paire $q\bar{q}$ de s'insérer dans la structure de l'un des diquarks, ce qui brise l'ordonnancement des baryons dans l'état final (figure II.3d). On parle de modèle "popcorn".

5. Enfin, un amas ou un parton peut se convertir, ou se désintégrer pour former une paire baryon-antibaryon.

A cette liste, il faut également ajouter les cas où des baryons sont produits dans la désintégration de baryons plus lourds ou de mesons. Cette dernière source de production de baryons sera décrite dans la section II.3.3.

Les données expérimentales sur la production de baryons [30], basées essentiellement sur l'étude des corrélations entre baryons et anti-baryons, semble privilégier les shémas 4 ($BM\bar{B}$) et 5 ($B\bar{B}$). Le programme JETSET [28] utilisé par DELPHI pour générer les événements $e^+e- \rightarrow Z^o \rightarrow f\bar{f}$ offre la possibilité de définir un paramètre $\rho_{popcorn}$ qui contrôle la proportion d'événements $BM\bar{B}$ par rapport à l'ensemble des événements $BM\bar{B}$+$B\bar{B}$ (sa valeur a été fixée à 0.81 dans le Monte Carlo à partir des résultats des collaborations DELPHI et OPAL [31]). La comparaison entre les données expérimentales sur la production des différents baryons à l'énergie de prodution du Z^o [30] et les prédictions du générateur utilisées dans DELPHI sont reportées dans le tableau II.1.

Particule	JETSET	Valeurs expérimentales
p	915	790 $\pm$ 220
Λ	373	348 $\pm$ 13
$\Sigma^{\pm}$(1385)	71.8	38.0 $\pm$ 6.2
Σ^o	70.2	-
Ξ^-	26.5	23.8 $\pm$ 2.4
Λ_c	77.6	110 $\pm$ 60
Λ_b	33.4	31 $\pm$ 16
Δ^{++}	181	-
Ω^-	0.68	5.1 $\pm$ 1.3

Tableau II.1: Comparaison des proportions des différents baryons observés pour 1000 événements hadroniques sélectionnés à l'énergie de masse du Z^o avec les prédictions du générateur JETSET (PS).

II.3 La désintégration des hadrons lourds

Dans la désintégration des hadrons, on peut distinguer différents diagrammes intervenant avec des largeurs relatives d'intensité variable selon le type de hadron considéré. Dans cette section, nous allons décrire ces diagrammes en donnant leurs largeurs associées. Ensuite, nous introduirons les modèles de désintégration semi-leptonique des hadrons beaux.

II.3.1 Le diagramme spectateur

Dans le diagramme spectateur (figure II.4), on suppose que le quark léger $\bar{q}_2$ (le *spectateur* : $\bar{u}$, $\bar{d}$ ou $\bar{s}$) ne joue aucun rôle actif dans la désintégration du hadron (tout du moins à l'ordre le plus bas des corrections QCD). La désintégration du quark se traite alors en analogie avec celle du muon ($\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \overline{\nu}_e$) :

$$\Gamma_\mu = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

Ce graphe est supposé dominer l'ensemble des désintégrations des hadrons lourds, et ceci est d'autant plus justifié que la différence de masse entre les deux quarks initiaux, formant le méson, est importante.

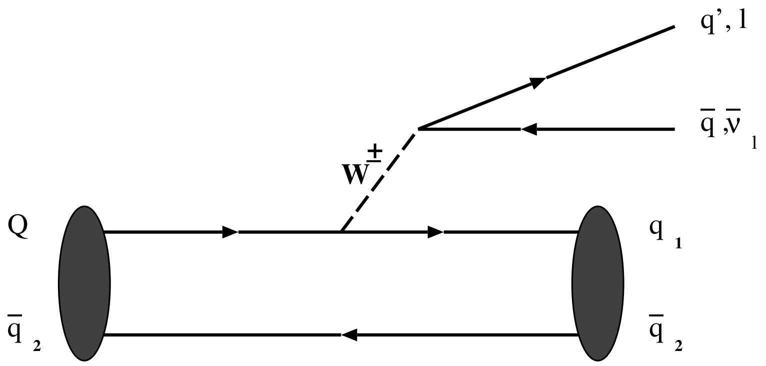


Figure II.4: Diagramme avec quark spectateur.

Les largeurs de désintégration associées à la désintégration du boson chargé, auront les mêmes amplitudes quel que soit le hadron B considéré. Par ce graphe, on prédira donc le même temps de vie pour les mésons neutres et chargés. La largeur associée est reliée à la masse du quark Q contenu dans le hadron, et aux éléments de la matrice CKM :

$$\Gamma(Q \rightarrow q_1) \propto \frac{G^2 m_Q^5}{192\pi^3} |V_{Qq_1}|^2$$

On distinguera deux sortes de désintégration faisant intervenir le diagramme spectateur, selon que le boson W créé lors de la désintégration du quark lourd produise une paire de quarks $q\overline{q}'$ (désintégration hadronique) ou un lepton et son neutrino associé (désintégration semi-leptonique).

II.3.1.a Les corrections QCD.

Les corrections QCD [32], appliquées au calcul de la largeur de désintégration des hadrons lourds, portent sur les émissions de gluons par effet bremstralung et sur les échanges de gluons virtuels entre les quarks initial et final (figure II.5). Ces corrections ont comme principal effet d'augmenter la largeur de désintégration non leptonique et de diminuer la largeur semi-leptonique.

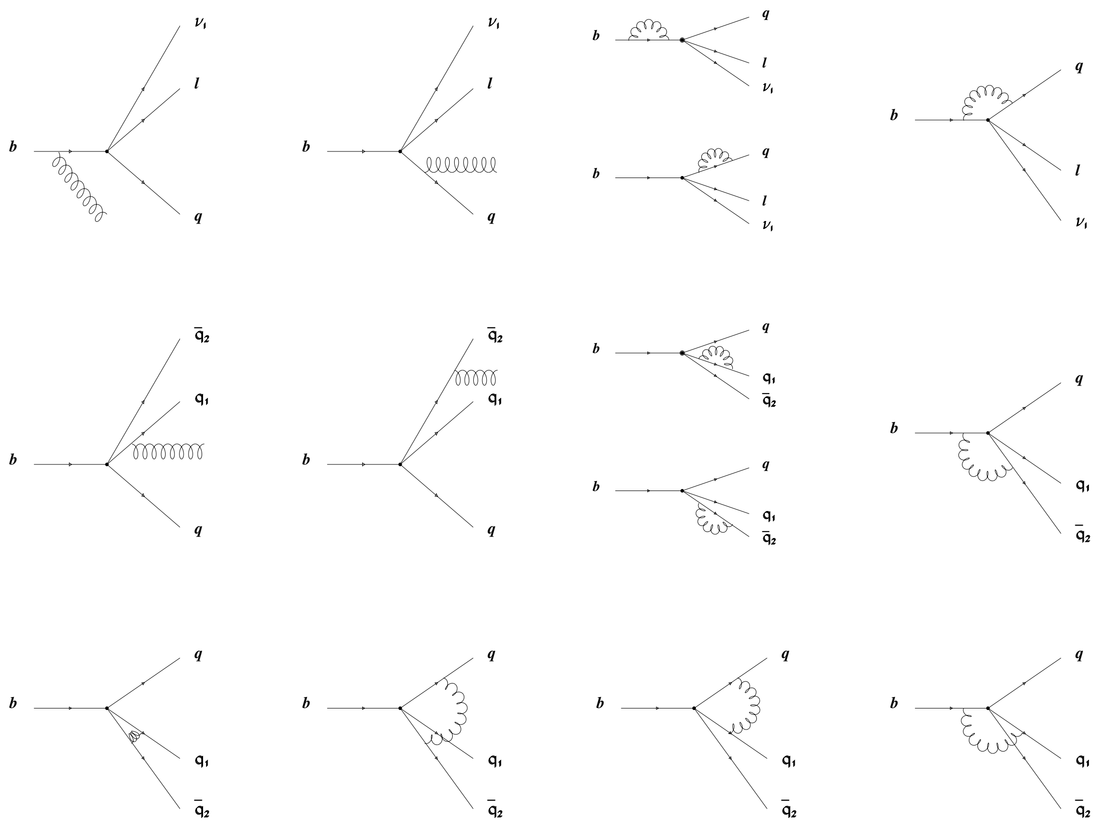


Figure II.5: Corrections QCD apportées, à l'ordre le plus bas, sur le modèle des partons dans la description des désintégrations des hadrons lourds par le diagramme spectateur.

Le lagrangien effectif de la transition $b \to cq\bar{q}'$ s'écrit :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} V^*_{qq'} V_{cb} (\bar{c}_j \gamma^\mu (1-\gamma_5) b_j)(\bar{q}'_i \gamma^\mu (1-\gamma_5) q_i) \quad \text{(II.1)}$$

où i et j sont des indices de couleur. Et, on associera l'hermitique conjugé à la désintégration faible du quark $\bar{b}$.

La renormalisation de ce couplage provient des diagrammes d'échange de gluons. Ceux-ci ne sont ni purement attractifs ni purement répulsifs, car les champs de chacun des termes des la relation II.1 ne sont pas dans des états définis de couleur. On introduit alors les opérateurs $O_{\pm}$ qui correspondent à des représentations octets de SU(3) couleur.

$$\begin{aligned} 2O_{\pm} &= \bar{b}_{\alpha}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)c_{\alpha}\bar{d}_{\beta}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)u_{\beta} \\ &\pm \bar{b}_{\beta}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)c_{\alpha}\bar{d}_{\alpha}\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)u_{\beta} \end{aligned} \tag{II.2}$$

où les indices α et β sont des indices de couleur. Les combinaisons O_+ et O_- sont respectivement symétrique et anti-symétrique par rapport aux indices de couleur de $\bar{b}$ et $\bar{d}$. Ils correspondent à trois représentations irréductibles (octets 8, $\bar{8}$ et 27) du groupe SU(3) couleur qui sont laissées invariantes par les corrections d'ordres supérieurs. L'opérateur O_- correspond à la production d'état d'isospin I=1/2 (8) tandis que O_+ correspond à un mélange d'états I=1/2 et I=3/2($\bar{8}$, 27). Dans cette nouvelle base, le lagrangien effectif prend la forme suivante :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}}V^*_{qq'}V_{cb}[C_-(\mu)O_- + C_+(\mu)O_+] \tag{II.3}$$

où les coefficient $C_{\pm}$ sont reliés à la constante de couplage par les relations :

$$C_-(\mu) = \left[\frac{\alpha(\mu)}{\alpha(M_W)}\right]^{12/25} > 1 \tag{II.4}$$

$$C_+(\mu) = \left[\frac{\alpha(\mu)}{\alpha(M_W)}\right]^{-6/25} < 1 \tag{II.5}$$

La prédominance de C_- sur C_+ entraîne la suppression des transitions Δ I =3/2 par rapport aux transitions Δ I =1/2, mais on ne retouve pas quantitativement la règle de Gell-Mann et Pais dans les corrections QCD à courte distance. En effectuant les transformations suivantes :

$$O_{\pm} = \frac{1}{2}(O_2 \pm O_1) \qquad C_{\pm} = (C_2 \pm C_1) \tag{II.6}$$

on reformule le lagrangien effectif de la façon suivante :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}}V^*_{qq'}V_{cb}[C_1(\mu)O_1 + C_2(\mu)O_2] \tag{II.7}$$

A l'échelle de masse du quark charmé les valeur des coefficients C_i sont $C_1(m_c) \simeq 1.21$ et $C_2(m_c) \simeq -0.42$, tandis qu'à celle du quark b on obtient $C_1(m_b) \simeq 1.11$ et $C_2(m_b) \simeq -0.24$ à comparer à $C_1 = 0$ et $C_2 = 1$ en l'absence de corrections QCD.

II.3.1.b La largeur des désintégrations semi-leptoniques.

Les corrections QCD appliquées au calcul de la largeur des désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux ne portent que sur les cinq premiers diagrammes de la figure II.5. Celles-ci ont pour principal effet de modifier le spectre d'impulsion du lepton émis lors de la réaction. Au premier ordre du développement en α_s, la distribution du spectre d'impulsion du lepton s'exprime par la relation [33, 40, 41, 42]:

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{d\Gamma^{(o)}}{dx}(1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi}G(x,\epsilon)) \tag{II.8}$$

où x est la quantité d'énergie emportée par le lepton, et ϵ, le rapport de masse entre le quark lourd et celui qui a été produit lors de sa désintégration. La fonction $G(x,\epsilon)$ est calculée explicitement dans les références [33, 40, 41, 42]. $(d\Gamma^{(o)}/dx)$ est le terme calculé à l'ordre zéro des corrections QCD, pour une transition $b \to c$ ou u, ce facteur prend la forme :

$$\frac{d\Gamma^{(o)}}{dx} = \frac{G_F^2 m_b^5}{96\pi^3}x^2\frac{(x_M - x)^2}{(1-x)^3}[(1-x)(3-2x) + (1-x_M)(3-x)]$$

où x_M représente l'énergie maximale emportée par le lepton.

Pour les désintégrations semi-leptoniques du quark beau dans le canal $b \to ul\nu_l$, on néglige la masse du quark u devant celle du quark initial ($\epsilon \sim 0$), et le calcul de la largeur correspondante fera apparaître des comportements divergents ("divergences infrarouges") qui sont contenues dans l'expression des fonctions de corrections QCD:

$$G(x,0) \xrightarrow{x\to 1} \ln^2(1-x)$$

Ces termes correspondent à des émissions de gluons de moment très faible appelés pour cette raison *gluons infrarouges* ou *gluons mous*. Le traitement des rayonnements de gluons aux ordres supérieurs [44, 37] assure un meilleur comportement des corrections QCD. En utilisant les méthodes d'exponentiation on reformule la distribution du spectre du lepton :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{d\Gamma^{(o)}}{dx}\left[1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi}\tilde{G}(x,0)\right]\exp\left(-\frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi}\ln^2(1-x)\right) \tag{II.9}$$

avec

$$\tilde{G}(x,0) \;=\; G(x,0) - \ln^2(1-x) \tag{II.10}$$

où les singularités ont été absorbées.

Dans le cas de la transition $b \to c$, la masse du quark dans l'état final n'est plus négligeable devant celle du quark initial, les singularités qui apparaissent dans la fonction $G(x,\epsilon)$ ne sont plus que logarithmiques,

$$G(x,\epsilon) \overset{x\to x_M}{\longrightarrow} \frac{1}{x_M} 2ln(x_M - x)[2x_M + (2-x_M)ln(1-x_M)]$$

et celles-ci peuvent être négligées car elle disparaissent avec l'atténuation de la distribution de l'énergie emportée par le lepton en fin de spectre.

La largeur des désintégrations semi-leptoniques d'un méson B est donnée, pour chaque famille de leptons, par la relation :

$$\begin{aligned}\Gamma_{SL} &= \Gamma(b\to cl\nu_l) \;+\; \Gamma(b\to ul\nu_l) \\ &= \Gamma_0 \left[\eta^{QCD}(\epsilon_c) I(\epsilon_c,x,y)|V_{bc}|^2 \;+\; \eta^{QCD}(\epsilon_u) I(\epsilon_u,x,y)|V_{bu}|^2\right]\end{aligned} \tag{II.11}$$

avec

$$\Gamma_0 = \frac{G^2 m_b^5}{192\pi^3} \qquad \text{et} \qquad x = \frac{m_l}{m_b}, \quad y = \frac{m_{\nu_l}}{m_b} = 0, \quad \epsilon_q = \frac{m_q}{m_b}\;(q=c,u)$$

Les fonctions $I(\frac{m_q}{m_b},x,y)$ sont les facteurs d'espace de phase à trois particules dans l'état final tandis que le terme η^{QCD} introduit les corrections QCD sous la forme suivante :

$$\eta^{QCD}(\epsilon) \;=\; 1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi}(\pi^2 - \frac{25}{4})f(\epsilon)$$

f(ϵ) est obtenue numériquement en intégrant dans l'expression II.9 la fonction $G(x,\epsilon)$ sur le spectre d'impulsion du lepton. f(ϵ) a un comportement monotone qui décroît de f(0)=1 à f(1)=0.41. Une approximation numérique de cette fonction (à 0.2% près) [34] est donnée par la relation :

$$\eta^{QCD}(\epsilon) \;\approx\; 1 - \frac{2\alpha_s(m_b^2)}{3\pi}\left[(\pi^2 - \frac{31}{4})(1-\epsilon)^2 + \frac{3}{2}\right]$$

Lorsque l'on a, dans l'état final, production d'un électron ou d'un muon, la masse de ceux-ci peut être négligée devant celle du quark b. Le facteur de phase prend alors une forme simplifiée [35] qui est identique dans les deux cas :

$$I(\epsilon_q, 0, 0) \;=\; 1 - 8\epsilon_q^2 + 8\epsilon_q^6 - 24\epsilon_q^4 ln(\epsilon_q) - \epsilon_q^8 \qquad \text{(II.12)}$$

La valeur des taux d'embranchement semi-leptoniques, qui est reliée à la largeur de désintégration par l'intermédiaire de la durée de vie du hadron selon la relation :

$$\Gamma(B \to Xl\nu) = \frac{Br(B \to Xl\nu)}{\tau_B}$$

est alors identique dans le cas de la production d'un électron ou d'un muon.

Lors de la production d'un lepton τ dans l'état final, la masse de celui-ci ($m_\tau \sim 1.784$) ne peut plus être négligée et le taux d'embranchement sera différent. Le facteur d'espace de phase, dont on peut trouver la formulation dans la référence [35], est très défavorable dans le canal $b \to c$ ($I(\epsilon_c, \frac{m_\tau}{m_b}, 0) \simeq 0.06$) et dans une moindre mesure pour $b \to u$ ($I(\epsilon_u, \frac{m_\tau}{m_b}, 0) \simeq 0.28$), ce qui conduit à la relation :

$$R \;=\; \frac{Br(b \to c\tau^- \overline{\nu}_\tau)}{Br(b \to cl^- \overline{\nu}_l)} \;=\; 0.225$$

Les résultats expérimentaux donnés par la collaboration ALEPH sur la mesure du rapport d'embranchement Br($B \to X\tau\nu_\tau$) [64] donne une valeur de 0.25 $\pm$ 0.04 qui, compte tenu de l'importance de l'erreur expérimentale, est en bon accord avec les prédictions théoriques.

II.3.1.c Le modèle spectateur de désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds (ACCMM)

Un premier modèle théorique de désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds a été développé dans les années 1970 à 1980 par G. Altarelli et al. [37] sur les bases du diagrammme spectateur et du traitement des corrections QCD.

Dans le schéma du modèle spectateur [37] (figure II.6) un méson se désintègre en produisant un quark lourd et un quark léger (le spectateur), de masse m_{sp}, émis comme une particule réelle selon une impulsion paramétrisée par une distribution gaussienne de largeur P_F :

$$\varphi(|p|) \;=\; \frac{4}{\sqrt{\pi}P_F^3} \exp - \frac{|p|^2}{P_F^2}$$

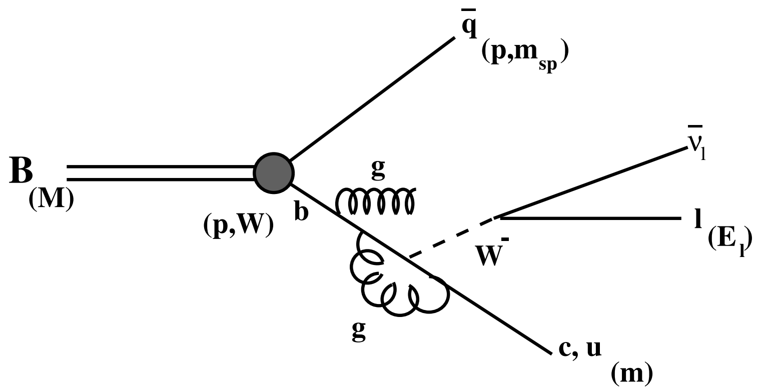


Figure II.6: Schéma de désintégration d'un méson B.

La distribution de l'énergie emportée par le lepton est obtenue en réalisant un "boost" de Lorentz sur la fonction de distribution en énergie $(d\Gamma/dx)$ (éq. II.9).

A partir de la masse du hadron initial (M) et des quarks produits dans les états finals (m, m_{sp}), en ajustant le paramètre P_F sur les spectres expérimentaux des leptons, et compte tenu de la conservation du quadri-vecteur Energie-Impulsion (éq. II.13), on peut estimer la masse du quark lourd (W).

$$W^2 \;=\; M^2 + m_{sp}^2 - 2M\sqrt{p^2 + m_{sp}^2} \tag{II.13}$$

Ainsi, les paramètres de ce modèle sont les masses des quarks légers, et le paramètre P_F. En prenant comme valeur m_c=1.64 GeV/c^2, m_u=0.2 GeV/c^2 et P_F=0.15 GeV/c^2, la largeur semi-leptonique prédite dans ce modèle [60] est donnée par la relation:

$$\Gamma_{SL}^{ACCMM} = (2.44 \pm 0.46)10^{-11}\left[|V_{cb}|^2 + (2.20 \pm 0.40)|V_{ub}|^2\right](GeV) \tag{II.14}$$

II.3.1.d La largeur de désintégration non-leptonique

Le cas des désintégrations hadroniques est similaire, si ce n'est qu'il faut sommer les largeurs de quatre états finals $ij = ud$, us, cd et cs :

$$\Gamma_{NL}(Q \to q'(q_i q_j)) \;=\; 3\Gamma_0 |V_{Qq'}|^2 |V_{q_i q_j}|^2 (\epsilon_c) I(\frac{m_{q'}}{m_Q}, x_i, x_j)\eta_{QCD}^{(1)}\eta_{QCD}^{(2)}$$

$$\text{Avec} \qquad x_i = \frac{m_i}{m_Q}, \quad x_j = \frac{m_j}{m_Q}$$

Dans cette relation, le facteur 3 prend en compte la couleur des quarks. Les facteurs d'espace de phase sont identiques à ceux qui sont présents dans l'expression de la largeur de désintégration semi-leptonique.

Les effets de QCD s'expriment en fonction des coefficients C_+ et C_- que nous avons introduit précédemment. Elles comprennent deux termes principaux [43]. Le premier provient du terme en logarithme dominant et s'exprime par la relation :

$$\eta^{(1)}_{QCD} = \left(\frac{C_+ + C_-}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_+ - C_-}{2}\right)^2 - \frac{\xi}{2}(C_-^2 - C_+^2)$$

où N_c est le nombre de couleur et $\xi = 1/N_c$. Dans le cas où $N_c = 3$ on a $\eta^{(1)}_{QCD} = (2C_+^2 + C_-^2)/3$. Le terme d'ordre supérieur [37] a pour expression :

$$\begin{aligned}\eta^{(2)}_{QCD} &= 1 - \frac{2\alpha_s(\mu)}{3\pi}(\pi^2 - \frac{31}{4}) + \frac{2\alpha_s(\mu)}{3\pi}(\frac{19}{4} + 3Logf^2)\frac{C_-^2 - C_+^2}{2C_+^2 + C_-^2} \\ &\quad +2\left(\frac{\alpha_s(\mu) - \alpha_s(m_W)}{\pi}\right)\left(\frac{2C_+^2\rho_+ + C_-^2\rho_-}{2C_+^2 + C_-^2}\right)\end{aligned}$$

Les expressions $\rho_\pm$ sont données dans la référence [43], et le facteur $f = \mu/m_b$ prend en compte l'échelle de masse.

II.3.2 Au-delà du modèle spectateur

A partir du modèle spectateur, on prédit une durée de vie identique pour les différents hadrons beaux ou charmés. Or, les résultats expérimentaux obtenus sur les durées de vie des hadrons charmés témoignent d'une hiérarchie entre les différents mésons et hadrons [26]:

$$\begin{aligned}\tau_{D^+} &= (10.66 \pm 0.23)10^{-13}s \\ \tau_{D^o} &= (4.20 \pm 0.08)10^{-13}s \\ \tau_{D_s^+} &= (4.66 \pm 0.17)10^{-13}s[62] \\ \tau_{\Lambda_c^+} &= (1.91^{+0.15}_{-0.12})10^{-13}s\end{aligned}$$

Toutefois, il faut remarquer que le modèle spectateur tire sa justification dans la différence de masse qui doit exister entre le quark lourd et le "spectateur". Dans le cas des hadrons beaux, cette condition étant mieux remplie, et ils comportent des durées de vie plus proches les uns des autres [64] :

$$
\begin{aligned}
\tau_{B^+} &= (1.63^{+0.13}_{-0.12})ps \\
\tau_{B^o} &= (1.47^{+0.11}_{-0.11})ps \\
\tau_{B_s^+} &= (1.26^{+0.22}_{-0.17})ps \\
\tau_{\Lambda_b^o} &= (0.99^{+0.16}_{-0.13})ps
\end{aligned}
$$

On observe également une hiérarchie qui présente à peu près la même structure que celle qui est observée chez les hadrons charmés. Trois types de diagrammes peuvent permettre de tenir compte des différences observées dans les durées de vie expérimentales des hadrons lourds.

II.3.2.a Le diagramme "supprimé de couleur".

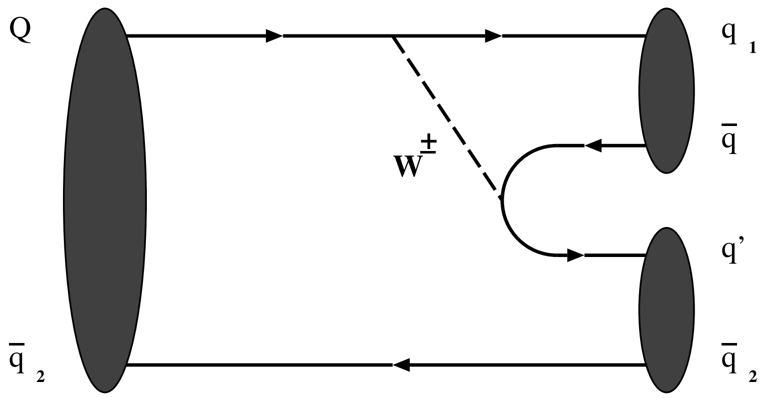


Figure II.7: Diagramme "supprimé de couleur".

Dans ce diagramme l'état final est uniquement composé de hadrons. Les quarks issus du $W^\pm$ s'associent, l'un avec le quark spectateur et l'autre avec le quark provenant de la désintégration du quark lourd (figure II.7). Dans ce diagramme, les couleurs de $\overline{q}$ et q' sont contraintes respectivement par celles de q_1 et $\overline{q}_2$. Ceci se traduit par l'introduction d'un facteur 1/3 dans l'expression de l'amplitude de probabilité d'un tel diagramme, que l'on dit "supprimé de couleur". On observera alors une diminution de 1/9 de la largeur correspondante par rapport à celle qui est associée au diagramme spectateur (figure II.4):

$$\Gamma((Q\bar{q}_2) \to (q_1\bar{q}_2)(q'\bar{q})) \;=\; 9\Gamma((Q\bar{q}_2) \to (q'\bar{q}_2)(q_1\bar{q}))$$

II.3.2.b Le diagramme d'échange

Dans le diagramme d'échange, qui intervient uniquement pour les mésons neutres (figure II.8), le quark léger participe à la désintégration et les largeurs sont données par :

$$\Gamma(B_d^0) \propto |V_{bc}|^2|V_{du}|^2$$
$$\Gamma(B_s^0) \propto |V_{bc}|^2|V_{su}|^2$$

Ce scénario, bien que permis par les couplages de la matrice CKM, est défavorisé par la conservation de l'hélicité dans le cas des mésons pseudo-scalaires et la largeur associée ne dépasse pas le pourcent.

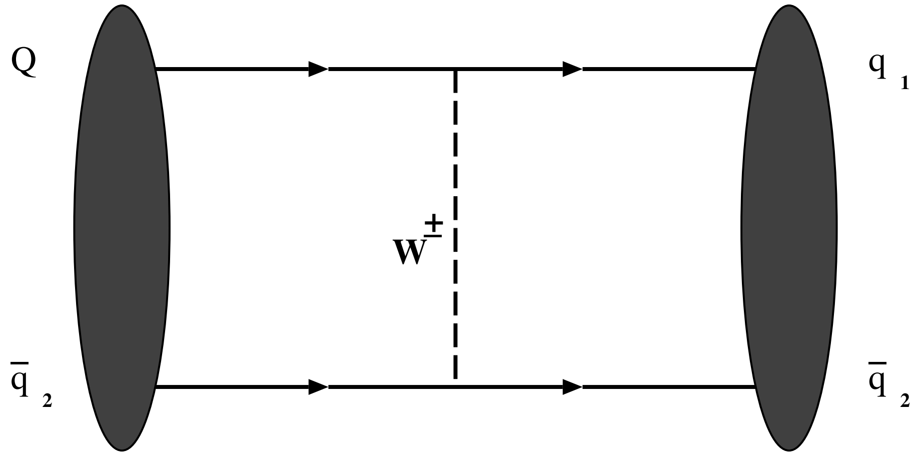


Figure II.8: Diagramme d'échange d'un $W^{\pm}$ dans la voie t.

II.3.2.c Le diagramme d'annihilation

Le diagramme d'annihilation (figure II.9) n'intervient que pour des mésons B chargés produisant un boson W qui se désintègre soit leptoniquement, soit hadroniquement. Sa largeur se calcule par analogie avec celle obtenue par le processus $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$, on a donc :

$$\Gamma(B_q \to ff') = \Gamma_o(m_b)\frac{f_B^2}{m_B^2}|V_{bq}|^2|V_{ff'}|^2F'\left(\frac{m_f}{m_B}, \frac{m_{f'}}{m_B}\right)C$$

F' est le facteur cinématique, C=3 ou 1 selon que l'on a une production de quarks ou de leptons dans l'état final et f_B est reliée à la fonction d'onde à l'origine ($\psi(0)$) du méson beaux dont la détermination est dépendant des modèles théoriques. Il faut noter que cette largeur fait intervenir des éléments de la matrice CKM élevés à la puissance deux; $|V_{bq}|^2$ dont les valeurs sont très faibles (à l'exception de $|V_{bt}|$ qui n'intervient pas dans les expériences LEP). La prédominance du B_u dans l'ensemble des mésons beaux produits au LEP ($0.003 \leq |V_{bu}| \leq 0.01$) rendra la contribution de ce diagramme négligeable par rapport aux autres.

A partir de ces corrections, la hiérarchie attendue pour les hadrons beaux est la suivante :

$$\tau_{B_u} > \tau_{B_s} \simeq \tau_{B_d} > \tau_{\Lambda_b}$$

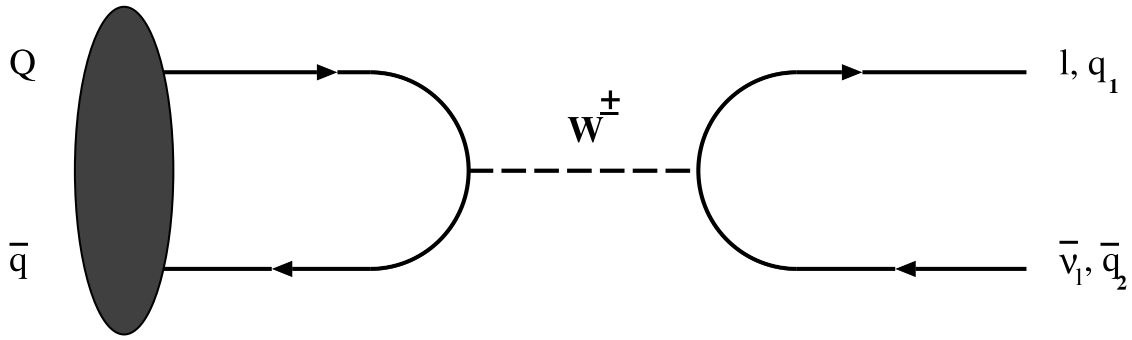


Figure II.9: Diagramme d'annihilation.

La partie non-leptonique de la largeur totale de désintégration du Λ_b^o est accru par notamment les diagrammes d'échange de bosons avec production d'une paire de quarks. Cette même hiérarchie sera présente dans les valeurs des rapports d'embranchement exclusifs des différents hadrons beaux.

II.3.3 Les désintégrations baryoniques des mésons B

Nous allons dans cette section consacrer quelques lignes sur les désintégrations des mésons beaux produisant des baryons dans l'état final. Ce type de production de baryons entrera en compte dans l'étude du taux de production de Λ_c que nous entreprendrons dans la dernière partie de cette étude.

Le taux de production de baryons dans les désintégrations des mésons dépend du type de couplage entre le quark initial et le quark produit dans l'état final ($b \to cW^-$, $b \to uW^-$), ainsi que du diagramme considéré (spectateur, échange, annihilation etc ...). Pour conserver le nombre baryonique, on est contraint de produire simultanément un baryon, et un anti-baryon, ce qui limite le nombre total de diagrammes à considérer.

Nous allons passer en revue l'ensemble des états finals qui peuvent être produits dans les désintégrations baryoniques des mésons beaux, en fonction des couplages du quark b qui se désintègre dans ces processus, et nous donnerons le rapport d'embranchement des états finals qui dominent dans le couplage correspondant. Pour résumer l'ensemble des états finals, on va utiliser la notation N pour décrire l'ensemble des baryons C=S=0, Y et Ξ correspondent aux baryons étranges S=-1 et S=-2, Y_c sont les baryons charmés, tandis que Ξ_c symbolisera les baryons à la fois étranges et charmés. Enfin, D représente les mésons charmés, D_s sont ceux qui possèdent également un quark étrange et X sera une combinaison de mésons dénués de charme et pouvant inclure des leptons.

- Les transitions $b \to c(d\bar{u})$ dominent l'ensemble des désintégrations baryoniques des mésons beaux. La production de baryon selon le mode de désintégration du diagramme spectateur "suprimé de couleur" (figure II.10) crée des états finals du type; $Y_c\bar{N}$, $Y_c\bar{Y}$, $\Xi_c\bar{Y}$ et $\Xi_c\bar{\Xi}$. Ne nécessitant l'émission que d'un seul gluon, ils dominent les autres

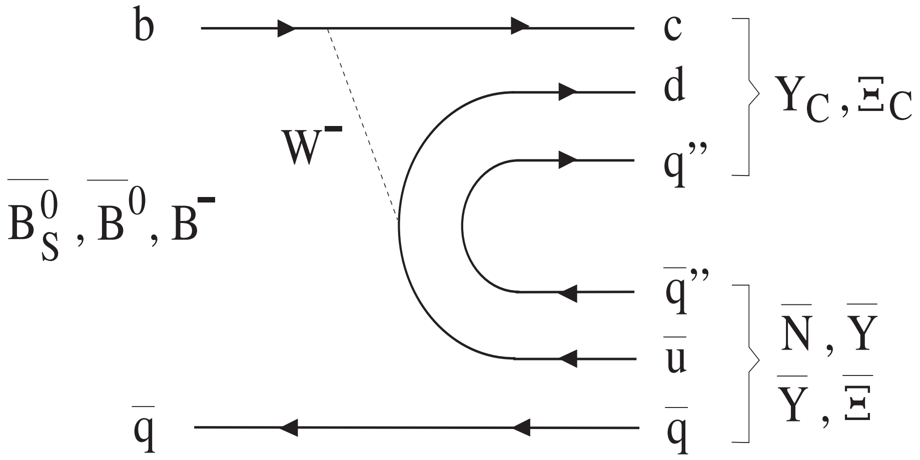


Figure II.10: Diagramme de production de baryons dans la désintégration $b \rightarrow c(\bar{u}d)$ d'un méson beau par la création d'une seule paire de quarks.

modes de désintégrations baryoniques des mésons beaux. Parmi ces états finals, on peut négliger la contribution de $\Xi_c\bar{Y}$ et $\Xi_c\bar{\Xi}$ devant les autres, car les diagrammes qui leur correspondent font intervenir la création d'une paire $s\bar{s}$. L'état $Y_c\bar{N}$ est, quant à lui, favorisé car il est également produit dans le diagramme d'échange de la figure II.11.b.

On peut également considérer la création d'états finals à trois corps (figure II.11.a, II.11.c et II.11.d) qui met en jeu le rayonnement de deux gluons. La production des deux baryons est accompagnée de la création d'un méson ou, dans certain cas d'une paire de leptons (figure II.11.a). Ces processus font intervenir le diagramme spectateur où la désintégration faible du quark b est superposée à la création de deux paires $q\bar{q}$ soit par deux fluctuations du vide, soit dans la fragmentation des quarks produits au vertex de désintégration du W (figure II.11.c). Dans ces modes de désintégration on trouve également des états finals dénués de baryons charmés (diagrammes (c) et (d) de la figure II.11) .

Dans les désintégrations baryoniques des mésons beaux les baryons sont produits à partir de deux diquarks. Ceux-ci sont créés selon le schéma du diagramme spectateur par l'association des deux quarks issus de la désintégration du W avec le quark spectateur et le quark produit dans l'état final de la désintégration du quark lourd. Les systèmes ainsi formés doivent s'associer à un troisième quark issu de la création d'une paire $q\bar{q}$ du vide (figure II.10) . Dans les autres cas, les composantes baryoniques sont construites de façon indépendante à partir du quark spectateur, ou du quark issu de la désintégration faible du quark lourd et de la combinaison de deux quarks provenant de deux paires $q\bar{q}$ produites à partir de deux gluons (figure II.11). Dans ce type d'événement, les quarks créés ont une faible probabilité de s'associer aux quarks initiaux produits dans la désintégration faible du méson.

L'estimation du taux d'embranchement de ce canal par rapport à l'ensemble des désintégrations hadroniques et baryoniques des mésons beaux dans le canal $b \rightarrow c(d\bar{u})$ [36] donne les valeurs suivantes :

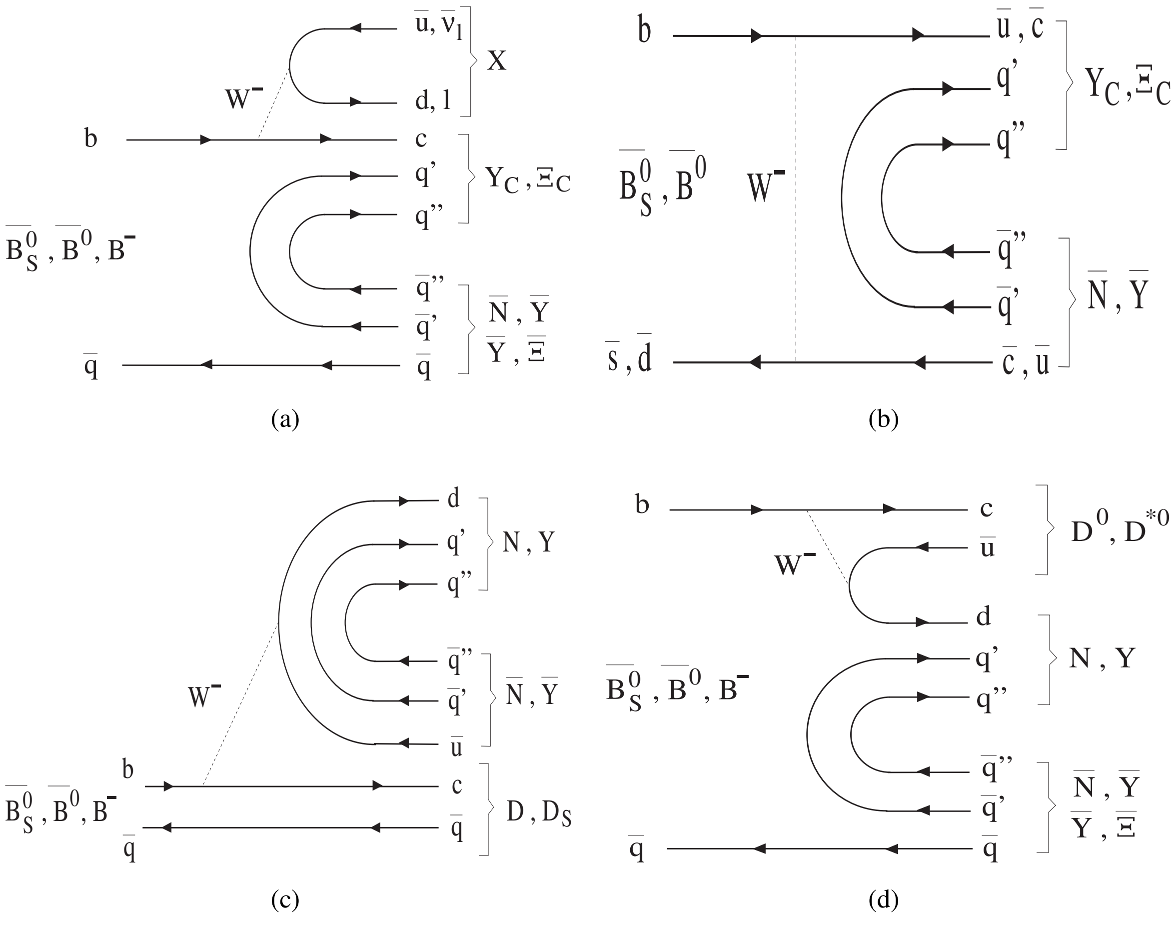


Figure II.11: Diagramme de production de baryons dans la désintégration d'un méson par la production de deux paires $q\bar{q}$.

$$(B \rightarrow Y_c \bar{N})/Br(B \rightarrow c d\bar{u}\bar{q}) \simeq 2 - 15\%$$

- Les transitions $b \rightarrow c(s\bar{c})$ intervenant dans le diagramme spectateur et qui contribuent à la création des états finals ($\Xi_c \bar{Y}_c$ et $\Xi_c \bar{Y}_c X$) sont faibles comparées aux précédents car la valeur du rapport $B(b \rightarrow c(s\bar{c})/Br(b \rightarrow X)$ a été estimée entre 15 et 19 %. De même, étant donné que les baryons Ξ_c et $\bar{Y}_c$ ont des masses d'environ 2 GeV/c², les états $\Xi_c \bar{Y}_c X$ sont défavorisés par l'espace des phases. Néanmoins la proportion de baryon parmi l'ensemble des transitions $b \rightarrow c(s\bar{c})$ reste relativement importante :

$$Br(B \rightarrow \Xi_c \bar{Y})/Br(B \rightarrow cs\bar{c}\bar{q}) \simeq 5 - 24\%$$

- Les états dénués de charme $N\bar{N}(X)$ et $Y\bar{Y}(X)$ sont produits dans le canal $b \rightarrow uW^-$ dont la contribution est très faible par rapport aux transitions $b \rightarrow cW^-$ étant donné que le rapport $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ a été estimé par les collaborations CLEO et ARGUS [50] à 0.075 ± 0.05.

$$Br(B \rightarrow N\bar{N})/Br(B \rightarrow ud\bar{u}\bar{q}) \simeq 1 - 2\%$$

- Le taux de désintégrations baryoniques dans les transitions $b \to u(s\bar{c})$ sont du même ordre de grandeur que les précédents mais ce canal intervient peu car l'espace des phases est plus défavorable dans le cas d'une transition $W \to c\bar{s}$:

$$Br(B \to Y\bar{Y}_c)/Br(B \to cs\bar{c}\bar{q}) \simeq 1 - 7\%$$

- Les états $Y\bar{N}X$ ne peuvent être produits que dans un couplage $b \to sg$ intervenant dans les diagrammes “pingouin”. CLEO donne une limite supérieure de 5.4 10^{-4} sur le rapport d'embranchement de ce canal à 95 % de niveau de confiance, ce qui rend ce type de contribution négligeable.

Compte tenu de la prédominance des transitions $b \to cW^-$ dans la production de baryon dans l'état final, on réalise la simplification; $b \to cW^- \gg b \to uW^-$ et en considérant que les désintégrations semi-leptoniques des mésons B constituent 25 % du total, on estime le taux de production global de baryons dans les désintégrations des mésons beaux à :

$$Br(B \to Y_c\bar{N}, \Xi_c\bar{Y} + X) \simeq 2 - 13\%$$

Ces prédictions semblent, compte tenu des incertitudes théoriques, consistantes avec les résultats expérimentaux [50]. La collaboration CLEO estime que la limite supérieure du taux de production de baryons charmés dans les désintégrations de mésons beaux est de 11.2 % à 90 % de niveau de confiance.

Néanmoins à LEP il faut considérer l'existence du B_s^o qui n'a pas été prise en compte dans le raisonnement précédent, et qui peut modifier l'espace des phases dans certaines transitions et ainsi augmenter la contribution de certains canaux.

II.3.4 Les modèles phénoménologiques de désintégrations semi-leptoniques des hadrons

Les modèles théoriques décrivant les désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds sont de deux types. Nous avons vu précédemment l'un d'entre eux qui est basé sur le modèle spectateur (ACCMM) et décrit les désintégrations semi-leptoniques des hadrons dans le mode inclusif. La prédiction des modes de désintégractions exclusifs repose sur des calculs explicites des facteurs de formes hadroniques. Nous ne présenterons que deux modèles : le modèle IGSW, développé par N. Isgur et al. [38] et le modèle WSB de M. Wirbel et al [39].

II.3.4.a Les modèles phénoménologiques de calcul des facteurs de forme

Dans ces modèles, le comportement des quarks à l'intérieur du hadron est décrit par leurs fonctions d'ondes. A partir de celles-ci, on calcule explicitement les facteurs de forme des différents états spectroscopiques des hadrons produits lors de la désintégration ce qui permet d'estimer les amplitudes individuelles des transitions correspondantes.

L'amplitude de transition du processus $\bar{B} \to X l^- \bar{\nu}_l$ est décrite par la quantité lagrangienne:

$$< u_l|\gamma_\mu(1-\gamma^5)|v_{\nu_l} >< X_q(p_X s_X)|j^\mu_{qb}|\bar{B}(p_B) >$$

Le premier terme décrivant les courants leptoniques peut être directement déterminé, le second représentant le courant hadronique est difficilement calculable car il fait intervenir des développements perturbatifs dans le cadre de la théorie QCD.

Si on considère la désintégration d'un pseudo-scalaire en un autre pseudo-scalaire (B $\to$ X) la composante axiale disparaît, et l'élément de la matrice de transition s'exprime en fonction des deux facteurs de forme $f_\pm$:

$$< X_q(p_X s_X)|V_\mu|\bar{B}(p_B) > = (p_B + p_X)_\mu f_+(q^2) + (p_B - p_X)_\mu f_-(q^2) \tag{II.15}$$

Dans la limite où la masse du lepton est négligeable, la conservation du courant entraîne que la composante associée à f_- s'annule, et l'amplitude de ce type de transition ne dépend plus que d'un seul facteur de forme.

Le cas de la transition d'un pseudo-scalaire en une particule vectorielle (B $\to$ X*) est moins trivial cas il fait intervenir trois facteurs de forme.

$$< X^*_q(p_X s_X)|V_\mu|\bar{B}(p_B) > = i f_V(q^2)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\epsilon^{*\nu}(p_B + p_X)^\rho(p_B - p_X)^\sigma \tag{II.16a}$$

$$\begin{aligned} < X^*_q(p_X s_X)|A_\mu|\bar{B}(p_B) > \; = \; & f_{A_1}(q^2)\epsilon^{*\nu} \\ + \; & f_{A_2}(q^2)(\epsilon^*.p_B)(p_B + p_X)_\mu \\ + \; & f_{A_3}(q^2)(\epsilon^*.p_B)(p_B - p_X)_\mu \end{aligned} \tag{II.16b}$$

Les facteurs de formes sont déterminés à partir de la relation :

$$f_i(q^2) = f_i(q^2_\alpha)\Phi(q^2_\alpha, q^2)$$

où q^2_α est égale à q^2 lorsque le modèle des quarks tend vers le modèle hadronique. La fonction $\Phi(q^2_\alpha, q^2)$ est une fonction d'évolution qui décrit la dépendance des facteurs de forme avec moment transféré : q^2.

- Dans le modèle IGSW développé par N. Isgur et al. [38] les fonctions d'onde qui décrivent les couplages spinoriels entre les quarks sont calculées dans l'approximation non-relativiste. Elles s'apparentent à des fonctions d'ondes de Schrödinger correspondant à un potentiel coulombien superposé à un potentiel linéaire. La dépendance en q^2 des facteurs de forme est décrite sous par une fonction exponentielle :

$$\Phi(q^2) \propto \exp\left[\frac{(q^2 - q^2_{max})}{Constante}\right]$$

$q^2_{max} = q^2_\alpha$ est le moment transféré maximum correspondant à la différence de masse entre les états initial et final.

En comparant leurs prédictions sur la distribution du spectre d'impulsion du lepton dans les désintégrations $\bar{B} \rightarrow X_c e^- \bar{\nu}_e$ avec celles qui ont été obtenues à partir du modèle spectateur, les auteurs de ce modèle prédisent des taux de production des états D(1870) et D*(2020) de 27% et 60%. Les 13% restants, étant attribués à des résonances d'ordre supérieur comme le D**(2460).

En sommant l'ensemble des contributions des différents états finals dans le calcul de la largeur de désintégration semi-leptonique des hadrons beaux, on trouve la relation suivante [60]:

$$\Gamma^{IGSW}_{SL} = (2.69 \pm 0.51) 10^{-11} \left[|V_{cb}|^2 + (1.10 \pm 0.20)|V_{ub}|^2\right](GeV) \qquad \text{(II.17)}$$

ce qui est remarquablement proche des prédictions du modèle ACCMM. La collaboration CLEO[60] a estimé, à partir des spectres d'impulsion des leptons sélectionnés dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons beaux, une proportion de mésons D** de $(32 \pm 5)\%$. Ainsi, le modèle IGSW** a été introduit pour prendre en compte ce résultat dans le cadre du modèle précédent, et la largeur de désintégration semi-leptonique est alors de :

$$\Gamma^{IGSW**}_{SL} = (3.29 \pm 0.66) 10^{-11} \left[|V_{cb}|^2 + (0.90 \pm 0.20)|V_{ub}|^2\right](GeV) \qquad \text{(II.18)}$$

- Ce modèle fut élargi au domaine relativiste par M. Wirbel et al. [39]. La description des fonctions d'onde correspond au modèle de l'oscillateur harmonique. La dépendance en q^2 est alors paramétrisée par des fonctions possédant des singularités aux voisinages des pôles de masse m_p^2 des différents états finals:

$$\Phi(q^2) = \frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_p^2}}$$

La largeur totale de désintégration semi-leptonique des hadrons beaux est [61]:

$$\Gamma^{WSB}_{SL} = 2.22 \times 10^{-11} \left[|V_{cb}|^2 + 1.65|V_{ub}|^2\right](GeV) \qquad \text{(II.19)}$$

II.3.4.b La théorie effective des quarks lourds

La théorie effective des quarks lourds (HQET) [45] s'intéresse à des systèmes formés d'un quark lourd Q de masse m_Q en interaction avec des degrés de liberté dont l'énergie et la masse sont bien plus faibles ($m_Q >> \Lambda_{QCD}$). Ainsi, les gluons et les quarks légers qui accompagnent le quark lourd, ne changent pas la masse effective (m_Q^*) de celui-ci.

Dans ce schéma, on peut écrire le quadri-vecteur énergie-impulsion du quark lourd sous la forme : $p_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu = m_Q v_Q^\mu$, où v^μ est la vélocité du hadron et k^μ est l'impulsion résiduelle des degrés de liberté accompagnant le quark lourd. Si on considère la limite où la masse m_Q est infiniment grande ($m_Q \to \infty$) pour une vitesse fixée ($p_Q^\mu / m_Q = cst$), on obtient l'identité : $v_Q^\mu = v^\mu$. C'est-à-dire que la vélocité du quark est égale à celle du hadron et que celle-ci sera conservée dans les interactions QCD. Si on prend l'expression du propagateur associé au quark lourd:

$$\frac{i(\not p + m_Q)}{p_Q^2 - m_Q^2}$$

En utilisant l'expression précédente du quadri-moment et en négligeant la contribution de l'impulsion résiduelle dans le nominateur par rapport au mouvement du quark lourd, le propagateur prend la forme suivante:

$$\frac{(\not v + 1)}{2} \frac{i}{v.k} \tag{II.20}$$

De même, on peut construire l'expression du vertex d'interaction entre le quark lourd et un gluon à partir de la relation : $-ig\gamma_\mu \lambda^\alpha$ où g est la constante de couplage fort, et λ^α les opérateurs du groupe SU(3) couleur. En opérant la transformation suivante :

$$-ig\frac{(\not v + 1)}{2}\gamma_\mu \frac{(\not v + 1)}{2}\lambda^\alpha = -igv_\mu \lambda^\alpha \frac{(\not v + 1)}{2}$$

Le facteur $(\not v + 1)/2$ dans l'expression du propagateur et du vertex peut être extrait dans les différents graphes de Feynman car ils sont égaux à l'unité par application sur les spineurs $u(v, s)$. Ainsi, le propagateur du quark lourd dans le cadre de la théorie HQET sera :

$$\frac{i}{v.k} \tag{II.21}$$

et le vertex d'interaction entre un gluon et le quark lourd est :

$$-ig\lambda^\alpha v_\mu \tag{II.22}$$

De même dans le cadre de la théorie des champs, on définit l'opérateur de champ $h_Q(v, x)$, qui décrit l'annihilation du quark Q de vitesse v par la formule :

$$h_Q(v,x) \;=\; \frac{(\not{v}+1)}{2} e^{im_Q v.x} Q(x)$$

ce qui permet déliminer la masse du problème par l'introduction de corrections en $1/m_Q$ dans l'expression de la densité lagrangienne, décrivant le comportement du quark lourd à l'intérieur du hadron :

$$\mathcal{L} = i\bar{h}_\nu v_\mu D^\mu h_\nu \quad + \quad \mathcal{O}(\frac{1}{m_Q}) \tag{II.23}$$

Dans l'approximation de masse infiniment grande, un hadron contenant un quark lourd sera traité en analogie avec un atome d'hydrogène. Ainsi, de même que les propriétés des atomes sont déterminées par les degrés de liberté des électrons qui le composent, celles du hadron dépendront des quarks légers et des gluons "mous" qui le constituent. Cette approximation introduit deux nouvelles symétries dans le lagrangien II.23, qui ne sont pas présentes dans la théorie QCD:

- La première est due au comportement des quarks et des gluons à l'intérieur du hadron qui est, dès lors que la masse du quark lourd tend vers l'infini, indépendante de la saveur de ce dernier. Ceci introduit une symétrie dite "de saveur lourde" SU(N) (N=2 dans le cas où on se restreint aux quarks b et c) qui provient de l'indépendance du lagrangien ou du propagateur associé au quark lourd par rapport à la saveur des quarks. Cette symétrie est analogue à celle que l'on observe chez les différents isotopes d'un même élément atomique vis-à-vis des interactions électromagnétiques.
- La seconde symétrie provient de la destruction de la structure hyperfine dans le couplage entre le spin du quark lourd et celui des degrés de liberté qui l'accompagnent qui est inversement proportionnelle à la masse du quark lourd:

$$\begin{aligned} & m_{H^*} - m_H && \propto \frac{\Lambda^2}{m_Q} \\ \Rightarrow\quad & m_{B^*} - m_B && \approx m_{D^*} - m_D \;=\; \text{constante} \end{aligned}$$

  Ceci introduit une symétrie spinorielle du type SU(2). Cette symétrie apparaît dans l'expression II.23 par l'absence de matrice γ.

$$\begin{array}{ccccl} & \text{symétrie de spin} & & & \\ \text{B} & \longleftrightarrow & \text{B}^* & & \\ \updownarrow & & \updownarrow & & \text{symétrie de saveur} \\ \text{D} & \longleftrightarrow & D^* & & \end{array}$$

La prise en considération de ces symétries supplémentaires permet de relier certaines quantités physiques qui sont en principe indépendantes. En particulier, l'ensemble des facteurs de formes évoqués dans les transitions $B \rightarrow D^{(*)}l^+\nu_l$ (équations II.15 et II.16) peuvent s'exprimer en fonction d'un unique facteur appelé fonction de Isgur-Wise ($\xi(w)$):

$$\begin{aligned} f_+(w) &= f_{A_1}(w) = f_{A_3}(w) = f_V(w) = \xi(w) \\ f_-(w) &= f_{A_2}(w) = 0 \end{aligned}$$

avec

$$w = v.v' = \frac{m_B^2 + m_{D^{(*)}}^2 - q^2}{2m_B m_D^{(*)}} \tag{II.24}$$

Dans le cadre de la théorie HQET, le quark b ainsi que les degrés de liberté qui l'accompagnent, sont initialement au repos à l'intérieur du hadron (figure II.12.(a)). Lors de la désintégration, un quark c est émis avec une vitesse v_c alors que le reste du système est statique (figure II.12.(b)). Cette transition est décrite par la fonction de Isgur-Wise qui est indépendente de la saveur ou du spin des constituants intervenant dans la transition, et qui est déterminée principalement par le *boost* de Lorentz subit par le quark charmé. La conservation du vecteur courant, dans le cas d'une symétrie de saveur entraine, à transfert nul ($v_b = v_c$), la condition de normalisation suivante : $\xi(1) = 1$. Dans un deuxième temps, les degrés accompagnant le quark lourd acquierent une vitesse en échangeant des gluons avec celui-ci, pour assurer la cohésion du système hadronique (figure II.12.(c)).

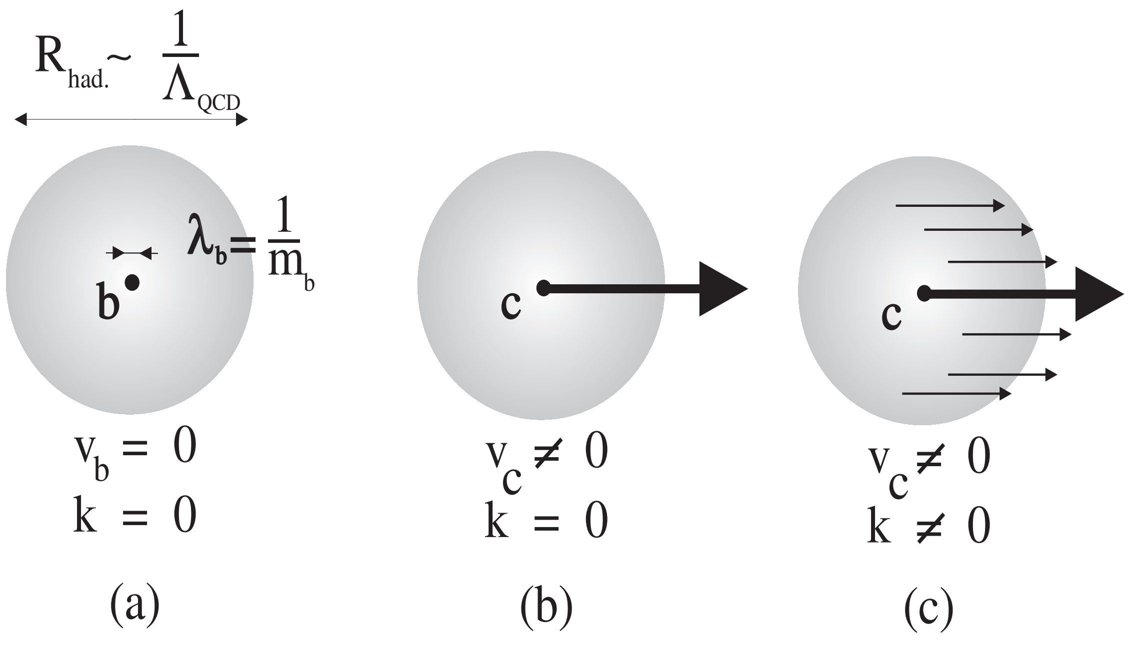


Figure II.12: Schéma de désintégration d'un hadron beau selon le théorie HQET.

Les corrections à apporter à ce modèle sont de deux types :

- Les corrections de masse (δ_{1/m_Q}) qui prennent en compte la masse finie des quarks. Celles-ci sont d'autant plus faibles que la différence de masse entre le hadron initial et final est moins importante.

- Les corrections de couplage entre le quark lourd et les degrés de liberté qui l'accompagnent (δ_{QCD}).

Dans le cas d'une transition $B \to D^* l\nu_l$ les corrections de masse n'interviennent pratiquement pas ($\delta_{1/m_Q^*} \simeq 0.02 \pm 0.02$). La correction totale sur ce type de transition est [45]:

$$\eta^* \;=\; 1 + \delta_{QCD} \;=\; 1 - 0.01$$

Dans le cas de la transition $B \to Dl\nu_l$ on obtient le résultat suivant [45]:

$$\eta \;=\; 1 + \delta_{QCD} + \delta_{1/m_Q} \;=\; 1 + 0.05 + 0.02$$

Généralement, la fonction $\xi(w)$ se calcule par des techniques non-perturbatives. Une paramétrisation simple de cette fonction a été donnée sur la base de calculs QCD de règles de somme :

$$\xi(w) \simeq \left(\frac{2}{w+1}\right)^{\beta(w)} \quad \text{avec} \quad \beta(w) = 2 + \frac{0.6}{w}$$

Un certain nombre d'autres paramétrisations sont données dans la référence [46]. Dans le cas des hadrons beaux ou charmés, cette approximation est justifiée du fait de la valeur importante des masses des quarks b et c qu'ils renferment. Si on défini le paramètre $\bar{\Lambda}$ comme la différence entre la masse du quark lourd et celle du hadron qui le contient avec l'énergie résiduelle des degrés de liberté emportés ($\bar{\Lambda} \;=\; m_H - m_Q^*$), l'amplitude de la correction à appliquer dans l'approximation de masses infinies est déterminée par le rapport entre $\bar{\Lambda}$ et m_Q^*. En prenant $\bar{\Lambda} \simeq 50MeV/c^2$ on estime à $\bar{\Lambda}/2m_b^* \simeq 5\%$ et $\bar{\Lambda}/2m_c^* \simeq 20\%$ les corrections à l'ordre le plus bas à apporter dans le cas de hadrons beaux et charmés respectivement.

Il faut toutefois remarquer que dans le cas du quark charmé, la correction reste forte car la masse de ce dernier est faible par rapport à celle des mésons qu'il constitue. Ceci brise la symétrie de saveur et il est nécessaire d'introduire des corrections supplémentaires pour prendre en compte les échanges de gluons durs dans les termes d'ordre plus élevé dans le développement en $1/m_Q$ de la théorie HQET. Ceci a pour effet de corriger les relations entre les facteurs de forme et la fonction $\xi(w)$ (eq. II.24).

Nous verrons dans la suite de ce chapitre une application de la théorie HQET à la mesure de l'élément $|V_{cb}|$ de la matrice CKM.

II.3.4.c Les rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux.

Le rapport d'embranchement semi-leptonique des hadrons beaux dépend simultanément de la largeur semi-leptonique et de la largeur non-leptonique :

$$Br_{SL} = \frac{\Gamma_{SL}}{\Gamma_{SL} + \Gamma_{NL}}$$

Si on se base sur le modèle des partons, en tenant compte des masses des quarks, on obtient la valeur suivant :

$$Br_{SL}^{th.} = 16 - 17\% \tag{II.25}$$

Les corrections QCD appliquées au modèle spectateur diminue sensiblement cette valeur [37]:

$$Br_{SL}^{th.} = 12.2 - 14.4\% \tag{II.26}$$

L'introduction de corrections QCD non-perturbatives dans l'évaluation de la largeur de désintégration non-leptonique n'est supposée apporter que des corrections de l'ordre du pourcent dans le cas des mesons beaux [47], et les prédictions théoriques actuelles atteignent une limite inférieure de :

$$Br_{SL}^{th} \geq 12\% \tag{II.27}$$

Les valeurs expérimentales sont quant à elles, comprises entre 9.6% et 11% [64, 65, 66] et la moyenne expérimentale obtenue par les quatre collaborations de LEP est de 11.0 ± 0.5. Si ces résultats sont compatibles avec les prédictions II.27, ils sont systématiquements inférieurs, ce qui indique l'existence de diagrammes suplémentaires qui contribuent à augmenter la largeur de désintégration non-leptonique.

II.4 La mesure des paramètres $|V_{bu}|$ et $|V_{bc}|$ de la matrice CKM

La mesure directe de $|V_{bu}|$ est très difficile à réaliser car la détection d'états finals dépourvus de charme ne suffit pas. Par exemple, l'observation du proccessus $B_d^o \to \pi^+\pi^-$ n'implique pas $|V_{bu}| \neq 0$, car il fait intervenir, en plus du diagramme spectateur, un diagramme en boucle avec la création d'un quark u, c ou t associé au vertex de production du W. De plus, les canaux exclusifs faisant intervenir des désintégrations semi-leptoniques $b \to ul\nu$, sont très défavorisés par leur rapport d'embranchement. Ainsi, cette quantité sera déterminée indirectement par la mesure de $|V_{bc}|$ et du rapport $|V_{bu}|/|V_{bc}|$.

II.4.1 Détermination du rapport $|V_{bu}|/|V_{bc}|$

Pour déterminer la valeur du rapport $|V_{bu}|/|V_{bc}|$, CLEO et ARGUS étudie simultanément les désintégrations semi-leptoniques dans les canaux $B \to X_c l\nu_l$ et $B \to X_u l\nu_l$ où X_c représente un système charmé alors que X_u est dénué de charme. A l'énergie de l'$\Upsilon(4s)$, les mésons beaux sont produits quasiment au repos. Dans ces conditions, la différence d'énergie disponible entre les transitions $b \to cl\nu_l$ et $b \to ul\nu_l$ permet d'isoler la partie des leptons provenant de la deuxième réaction à la fin du spectre d'impulsion. En séparant l'échantillon d'événements leptoniques en deux parties, la première 2.3 GeV < P_l < 2.6 GeV où le canal $b \to ul\nu_l$ domine et la zone P_l < 2.3 GeV où le canal $b \to cl\nu_l$ n'est plus contraint cinématiquement et domine à son tour le signal, on estime le rapport :

$$R_{SL} \;=\; \frac{Br(B \to X_u l\nu_l\ P_l \in [2.3, 2.6])}{Br(B \to X l\nu_l\ P_l \in [2.0, 2.3])} \propto |\frac{V_{bu}}{V_{bc}}|^2$$

Le résultat dépend fortement du modèle théorique utilisé pour décrire les spectres d'impulsion des leptons. Ils obtiennent ainsi la valeur de 0.075 ± 0.05 [64, 63].

II.4.2 Détermination de $|V_{bc}|$

II.4.2.a Détermination de $|V_{bc}|$ par les désintégrations semi-leptoniques inclusives des hadrons beaux

La valeur du rapport d'embranchement semi-leptonique des hadrons beaux est reliée à la durée de vie par l'intermédiaire de la largeur de désintégration semi-leptonique : .

$$\Gamma_{SL}(B \to Xl\nu) = \frac{Br(B \to Xl\nu)}{\tau_B}$$

Nous avons décrit, dans la section précédente, les différents modèles qui expriment cette largeur en fonction des éléments de matrice $|V_{bu}|$ et $|V_{bc}|$. En utilisant les relations II.14, II.17 et II.18 ainsi que les résultats des collaborations ARGUS, CLEO et des quatre expériences du LEP [64, 63]

$$Br(B \to l\nu X) \;=\; 0.110 \pm 0.005 \quad \text{LEP}$$

$$\begin{aligned} \tau_B &= 1.52 \pm 0.03 \\ \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} &= 0.075 \pm 0.05 \quad \text{ARGUS/CLEO} \end{aligned}$$

on peut définir une zone d'acceptance pour les paramètres $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ (cf figure II.13) et ainsi de déterminer la valeur de $|V_{cb}|$. Ces prédictions sont dépendantes du modèle de désintégration utilisé dans la mesure des rapports d'embranchement et du rapport $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tau_B}{1.52\ ps}\right)^{1/2} |V_{cb}| &= 0.044 \pm 0.002 \pm 0.004 \quad \text{ACCMM} \\ &= 0.042 \pm 0.002 \pm 0.004 \quad \text{IGSW} \\ &= 0.038 \pm 0.001 \pm 0.004 \quad \text{IGSW}^{**} \end{aligned}$$

La première erreur est due aux incertitudes sur la valeur des rapports d'embranchement et de la durée de vie des hadrons beaux. La deuxième erreur dépend des modèles théorique ; elle provient des incertitudes sur les coefficients des expressions de la largeur de désintégration semi-leptonique (equations II.14, II.17 et II.18).

II.4.2.b Détermination de $|V_{bc}|$ par les désintégrations semi-leptoniques exclusives des hadrons beaux

Dans le cadre de la théorie HQET, il est possible d'extraire cet élément de matrice directement à partir des diverses valeurs des rapports de branchement semi-leptoniques exclusifs des hadrons beaux [46]. L'expression différentielle des rapports d'embranchement $dBr(B \to De\nu_e)/dy$ et $dBr(B \to D^* e\nu_e)/dy$ est reliée à la valeur de $|V_{bc}|$ par l'intermédiaire de la fonction d'Isgur et Wise. Dans le cas de $Br(B \to De\nu_e)$ on obtient :

$$\frac{dBr(B \to De\nu_e)}{dy} = \tau_B \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} \frac{(m_B + m_D)^2}{m_D} \frac{P^4}{E} \xi^2(y)$$

Tandis que pour $Br(B \to D^* e\nu_e)$ on a la relation :

$$\begin{aligned} \frac{dBr(B \to D^* e\nu_e)}{dy} &= \tau_B \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{48\pi^3} \frac{E + m_{D^*}}{m_{D^*} E} \\ &\times \Big[(E + 5m_{D^*})[(m_B - E)^2 - P^2] + 2m_B P^2\Big] P^2 \xi^2(y) \end{aligned}$$

où $P = m_{D(*)}\sqrt{y^2 - 1}$ et $E = m_{D(*)} y$. Les collaborations CLEO et ARGUS ont publié des résultats sur $Br(B \to D^* e\nu_e)$ pour diverses valeurs de y. En extrapolant l'ajustement sur

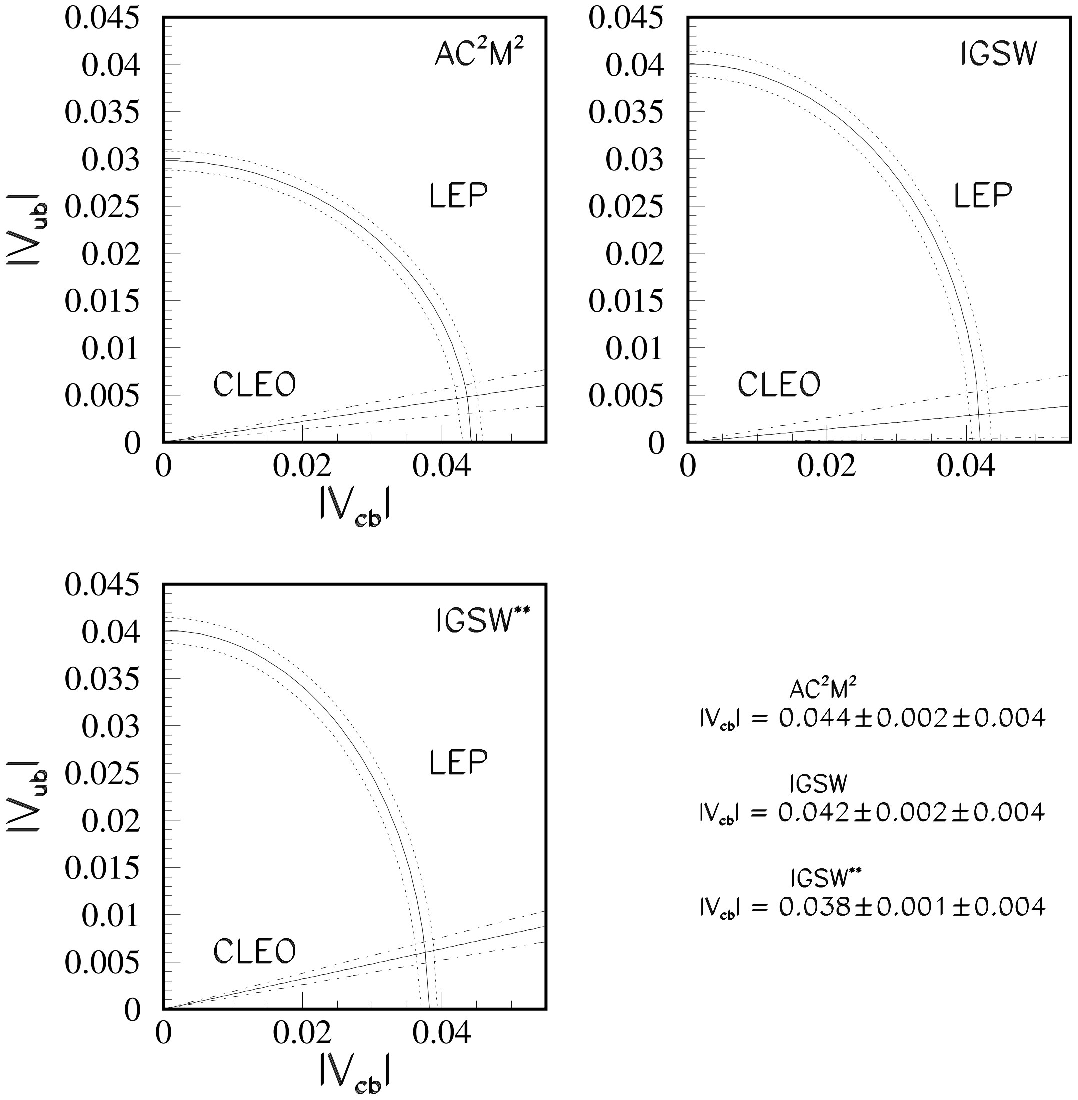


Figure II.13: Détermination de la zone des valeurs autorisées pour l'élément de matrice $|V_{cb}|$ à partir des mesures effectuées par les quatre collaborations du LEP, ARGUS et CLEO. On a représenté les prédictions faites pour des largeurs de désintégration semi-leptonique calculées par trois modèles différents (ACCMM, IGSW et IGSW**).

ces valeurs à $y = 1$ (figure II.4.2.b), où les corrections en $1/m_Q$ disparaissent, on mesure l'élément de matrice $|V_{bc}|$.

Figure II.14: Détermination de $|V_{bc}|$ à partir des canaux de désintégration semi-leptonique Br($B \rightarrow D^* e \nu_e$) et Br($B \rightarrow D^* e \nu_e$).

Toutefois, cette méthode dépend fortement de la précision de l'extrapolation des données en $y = 1$ à travers le choix de la formulation de la fonction $\xi(y)$ utilisée, et l'erreur sur la détermination de $|V_{bc}|$ est encore grande :

$$|V_{cb}| \ = \ 0.038 \pm 0.005 \left(\frac{\tau_B}{1.52 ps} \right)^{-1/2}$$

Cette valeur est néanmoins remarquablement proche de celle qui est obtenue dans le domaine inclusif en considérant le modèle de désintégration semi-leptonique IGSW**.

II.4.3 Les trois derniers éléments de la matrice CKM

Les trois derniers éléments de la matrice CKM qui font intervenir le quark top ne sont directement mesurables pour le moment. Toutefois, la considération de la propriété d'unitarité de la matrice CKM permet d'estimer leurs ordres de grandeur à partir des autres éléments de cette matrice par les relations suivantes :

- $|V_{bu}|^2 + |V_{bc}|^2 + |V_{bt}|^2 = 1$

$$0.9987 < |V_{bt}| < 0.9991$$

- $V_{su}^* V_{bu} + V_{sc}^* V_{bc} + V_{st}^* V_{bt} = 0$

$$0.039 < |V_{st}| < 0.051$$

- $V_{bu}^{*}V_{du} + V_{bc}^{*}V_{dc} + V_{bt}^{*}V_{dt} = 0$

$$0.001 < |V_{dt}| < 0.023$$

En résumé l'état de connaissance actuel de la matrice de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* est la suivante :

$$\begin{pmatrix} 0.9747 < V_{ud} < 0.9759 & 0.218 < V_{us} < 0.224 & 0.001 < V_{ub} < 0.007 \\ 0.218 < V_{cd} < 0.224 & 0.9734 < V_{cs} < 0.9752 & 0.039 < V_{cb} < 0.047 \\ 0.003 < V_{td} < 0.019 & 0.029 < V_{ts} < 0.058 & 0.9983 < V_{tb} < 0.9996 \end{pmatrix}$$

Il faut toutefois souligner que dans le cas d'une théorie nécessitant plus de trois familles de quarks, la contrainte d'unitarité utilisée sur la détermination de $|V_{qt}|$ (q= d, s, t) serait moins forte.

Chapitre III

La sélection et l'analyse des données

Dans ce chapitre, nous allons décrire les étapes préliminaires qui nous ont permis de mener à bien notre analyse. Nous évoquerons les critères de sélection des traces dans le détecteur, et la reconstruction des désintégrations hadroniques du Z^o. Nous étudierons également les variables qui caractérisent les événements engendrés par des quarks de saveur lourde. Enfin, nous approfondirons les techniques de sélection des échantillons de muons et d'électrons dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons.

Tout au long de ce travail, notre souci majeur étant de contrôler l'estimation des acceptances, nous nous efforcerons de comparer aussi souvent que possible les données réelles et leur simulation. Pour nous assurer de la bonne compréhension de nos échantillons, nous utiliserons différentes techniques pour obtenir les efficacités et la pureté de nos critères de sélection, en essayant dans certains cas, de développer des méthodes indépendantes de notre simulation.

III.1 La sélection des traces

III.1.1 La sélection des traces chargées

Une trace chargée est sélectionnée à partir de son impulsion (P), de la précision atteinte sur cette mesure ($\Delta P/P$), de la longueur de la trajectoire reconstruite dans le détecteur ($L_{rec.}$) et de la valeur du cosinus de l'angle polaire calculé dans le référentiel de DELPHI ($\cos(\theta)$). Une coupure sur la distance minimale d'approche au point d'impact des deux faisceaux dans le plan perpendiculaire (d_0) et sur sa distance minimale d'approche en z (z_0) permet d'éliminer les traces provenant du rayonnement cosmique.

Selon ces critères, une trace est sélectionnée si elle satisfait les contitions suivantes :

- La longueur de la trace reconstruite doit être supérieure à 30 cm.

- Son angle par rapport au détecteur doit être compris entre 21 et 159°.
- L'impulsion minimale (P) est de 200 MeV/c².
- Avec une résolution sur P meilleure que 100 %.
- Son paramètre d'impact dans le plan $R\phi$ doit être inférieur à 5 cm.
- Et sa distance d'approche en z inférieure à 10 cm.

En exigeant un minimum de 30 centimètres de trajectoire reconstruite, on effectue une coupure implicite sur l'acceptance du détecteur entre 22° et 158° pour des traces d'impulsion de l'ordre du GeV/c, mais ceci permet cependant de tenir compte d'éventuelles baisses d'efficacité occasionnées par des disfonctionnements au niveau des détecteurs de traces.

III.1.2 La sélection des neutres

On identifie une trace neutre lorsqu'un dépôt d'énergie se trouve suffisamment isolé dans l'un des calorimètres électromagnétique pour ne pas avoir été associé à l'une des trajectoires extrapolées à partir des détecteurs de traces chargées. Notre sélection de particules neutres est uniquement basée sur les calorimètres électromagnétiques, et nos critères reposent sur l'angle polaire que fait ce dépôt par rapport à l'axe des faisceaux et sur sa valeur énergétique.

- Son angle par rapport au détecteur doit être compris entre 11 et 168°.
- L'énergie totale doit être comprise entre 0.7 et 30 GeV/c².

Pour les dépôts d'énergie observés dans la HPC, on demande également que l'une des trois premières couches de ce détecteur ait été touchée. Cette condition permet principalement de limiter le nombre de hadrons neutres qui peuvent interagir à n'importe quel niveau du calorimètre électromagnétique, et dont l'énergie mesurée ne correspondrait pas à ce type de particule. Mais elle minimise également les bruits de fond provenant de l'appareillage électronique.

III.2 La sélection des événements hadroniques

La reconstruction et la sélection des événements hadroniques est faite à partir des traces chargées. La sélection de ces événements est relativement simple grâce à la valeur élevée du nombre moyen de particules générées lors de l'hadronisation des quarks et de la désintégration des hadrons (en moyenne 20 traces par événement).

Les deux conditions exigées pour la sélection d'un événement hadronique sont :

- Un nombre de traces chargées supérieur ou égal à 7.
- Une énergie reconstruite supérieure à 15% de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Parmi les différents types de bruits de fond envisageables, le rayonnement cosmique, les interactions gaz-faisceau, les diffusions $\gamma\gamma$, ou les désintégrations leptoniques du Z^o, ce sont les événements $Z^0 \to \tau^+\tau^-$ et les diffusions $\gamma\gamma$ qui dominent par une multiplicité de traces chargées pouvant atteindre celle d'un événement hadronique. Toutefois, cette contamination reste négligeable car elle n'excède pas la valeur de 0.1 % de l'ensemble des événements sélectionnés (annexe A).

L'efficacité de cette sélection a été estimée à l'aide de nos simulations et elle atteint la valeur de :

$$\epsilon_{had.} = 93.75 \pm 0.03\%$$

Ceci nous a permis d'obtenir un total de 248 392 événements pour la période de fonctionnement de l'année 1991 et d'atteindre le chiffre de 688 842 en 1992.

III.3 Calcul des observables dynamiques

A partir de l'information individuelle des particules neutres et chargées on définit un certain nombre d'observables qui vont nous permettre d'analyser chaque événement dans sa totalité. Cette reconstruction est largement dépendante des algorithmes utilisés, qui sont ajustés sur les données issues d'autres expériences ou, en l'absence de ces dernières, sur la théorie. Nous ne rentrerons pas dans les détails de l'organisation de ces programmes et nous nous contenterons de les citer en précisant, dans certains cas, les valeurs de leur paramétrisation.

III.3.1 La reconstruction des jets

Pour la reconstruction des jets dans DELPHI, deux algorithmes ont été utilisés, **MMCL** et **LUCLU**.

MMCL (*Minimum Mass CLusterization*) communément appelé **JADE** a été mis au point par la collaboration du même nom. Il calcule la masse invariante de toutes les particules associées deux à deux. La paire ayant la plus petite masse invariante est remplacée par une *pseudo-particule* ayant pour quadri-moment, la somme des quadri-moments des deux particules initiales. On recommence alors cette opération avec cette nouvelle particule. On fixe une masse invariante minimale y_{min} qui détermine la fin de la procédure lorsque la condition suivante est satisfaite :

$$y_{ij} = \frac{M_{ij}^2}{E_{vis}^2} > y_{min}$$

où $M_{ij}^2 = 2E_iE_j(1-\cos(\theta_{ij}))$ est le carré de la masse invariante de la pseudo-particule créée à partir des particules i et j, θ_{ij} l'angle entre leurs impulsions et E_{vis} l'énergie visible de l'événement calculée à partir des énergies des traces chargées, des photons et des hadrons neutres.

Le choix de la valeur du y_{min} est fait de telle manière qu'elle correspond à une masse invariante de 6 GeV/c^2 qui est proche de la masse d'un meson B :

$$y_{min} = \left(\frac{6}{E_{vis}}\right)^2$$

Il faut noter que le nombre de jets générés dans l'événement et leur multiplicité en traces dépend de la valeur du y_{min} utilisée. Plus cette valeur est faible et plus le nombre de jets sera important. Par la suite cette quantité sera fixée à la valeur de 0.01 ce qui correspond, en moyenne, à 2.93 "jets" par événement.

LUCLU (*LUnd CLUster analysis*) reconstruit un nombre arbitraire de jets en utilisant une méthode de clusterisation basée sur l'impulsion des particules. Une échelle maximale d'impulsion transverse de la particule, au-dessus de laquelle elle ne peut être associée à un cluster, le d_{join}, est fixée pour créer de nouveaux jets.

Nous ne décrirons pas plus en détails cette méthode qui ne sera pas utilisée dans les mesures qui vont suivre. En effet, une meilleure discrimination des événements de beautés, et un bon accord entre les données et la simulation ont été obtenues avec JADE dans la reconstruction des variables relatives aux événements de désintégration hadronique du Z^o. Elle sera néanmoins utilisée dans la reconstruction des événements leptoniques dont nous nous servirons par la suite pour évaluer les performances des algorithmes d'identification des leptons.

III.3.2 L'impulsion transverse

L'impulsion transverse d'une particule (P_t) est la quantité de mouvement contenue dans le plan perpendiculaire à l'axe du jet auquel elle a été associée. Cette grandeur sera utilisée pour caractériser un lepton issu de la désintégration semi-leptonique d'un hadron lourd. En effet, l'impulsion transverse moyenne du lepton par rapport à l'axe de vol du hadron est reliée à la masse de ce dernier par la relation de proportionnalité :

$$< P_t > \propto \frac{M_H}{4}$$

Comme la direction de l'axe du jet, après reconstruction de celui-ci, est sensée représenter la direction de l'impulsion du hadron primaire qui s'est désintégré, on observera une augmentation du P_t des leptons avec la masse du hadron qui l'a produit. Ainsi, les produits de désintégration de hadrons beaux auront une grande impulsion transverse.

Dans l'analyse des données, on peut définir l'impulsion tranverse d'une particule de deux manières différentes: le P_t^{in} que nous venons de décrire, et le P_t^{out}. Le P_t^{out} est comparable au P_t^{in}, si ce n'est que l'on a préalablement ôté la contribution de la trace considérée dans le calcul du quadri-vecteur impulsion-énergie du "jet" auquel elle a été associée.

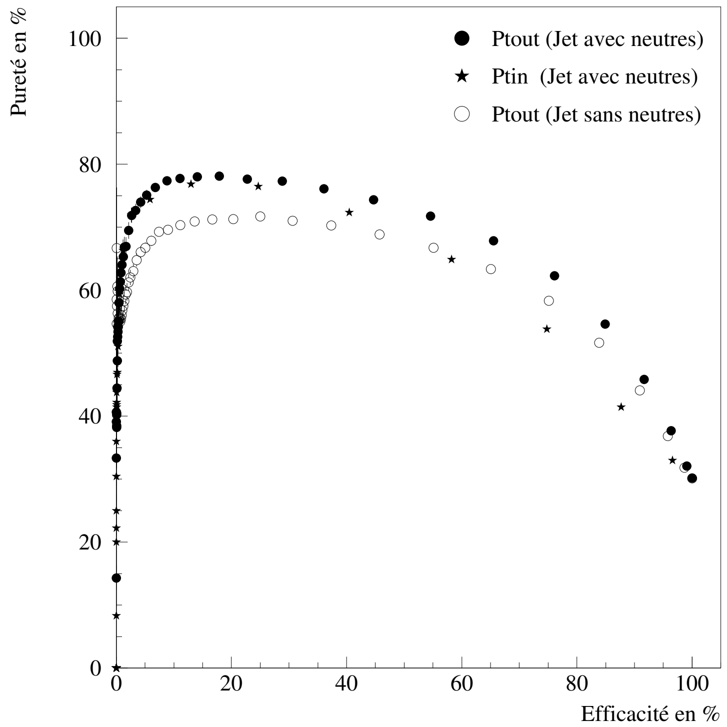


Figure III.1: Comparaison des gains en pureté et en efficacité sur les événements $b \to l$ en fonction des variables P_t^{out} et P_t^{in} pour des "jets" reconstruits à partir des traces chargées ou des traces chargées et neutres.

L'utilisation du P_t^{out} permet d'introduire dans cette variable les différences caractérisant la fragmentation des saveurs lourdes. En effet, si une particule à grande impulsion transverse est issue de la désintégration d'un hadron beau, celui-ci ayant bénéficié d'une fragmentation "dure" ($< z_b >\sim 70\%$) va transférer une quantité de mouvement plus importante à ses produits de désintégration que dans le cas d'un hadron charmé ($< z_c >\sim 56\%$). Ainsi, l'élimination d'une grande impulsion dans le calcul de l'impulsion du jet fera varier la direction de celui-ci et aura pour effet d'augmenter en moyenne la projection transverse dans le cas d'un événement de beauté.

Cette variable prend donc simultanément en compte les grandes impulsions, et impulsions transverses qui caractérisent les produits de désintégration des hadrons beaux et ainsi elle pourra être utilisée pour purifier les échantillons sélectionnés en événements $b\bar{b}$.

Sur la figure III.1 on a représenté l'évolution de l'efficacité et de la pureté des événements leptoniques simulés sélectionnés dans les désintégrations hadroniques du Z^o en fonction de différentes coupures minimales sur l'impulsion transverse du lepton produit dans la désintégration du quark b. A faible impulsion transverse (grande efficacité), la pureté est d'environ 10% supérieure dans le cas du P_t^{out}, et on remarque que l'utilisation des particules neutres dans la reconstruction des "jets" augmente aussi la pureté de l'échantillon sélectionné d'environ 10%.

On verra, dans le chapitre suivant, la comparaison de ces variables dynamiques pour les leptons sélectionnés par les algorithmes d'identification dans les données réelles et simulées. Elle sera utilisée pour définir plusieurs régions cinématiques tantôt riche en signal, tantôt comportant une proportion importante de bruit de fond pour les ajustements globaux d'échantillons qui seront nécessaires pour la mesure des paramètres physiques.

III.3.3 La direction de l'axe de poussée

L'axe de poussée est utilisé pour caractériser la direction du quark initial issu de la désintégration du Z^0. Cette quantité est calculée à partir des traces chargées et des photons, elle s'exprime par la relation :

$$T = \frac{Max \sum_{i=1}^{n} |\vec{P}_{||}^{i}|}{\sum_{i=1}^{n} |\vec{P}^{i}|}$$

Cet axe est choisi de manière à maximiser $\sum_{i=1}^{n} |\vec{P}_{||}^{i}|$, où $|\vec{P}_{||}^{i}|$ représente l'impulsion longitudinale de la particule i par rapport à l'axe de poussée. La valeur de T est limitée inférieurement à $\frac{1}{2}$, pour une distribution isotrope et tend vers l'unité lorsque l'on étudie des événements à deux "jets" qui présentent une forte anisotropie.

On vérifie facilement sur la figure III.2 que la distribution angulaire de l'axe de poussée est approximativement proportionnelle à $(1 + \cos^2(\theta))$ comme celle qui est prédite pour les quarks produits dans les désintégrations du Z^o dans le modèle des partons.

III.4 La simulation des événements hadroniques dans le détecteur

La collaboration DELPHI a décidé en 1982 de développer ses propres algorithmes de simulation réunis dans le programme DELSIM [1] [7]. C'est la seule des quatre collaborations du LEP à ne pas utiliser le programme de simulation GEANT. DELSIM a été développé à partir

[1] *DELPHI SIMulation*

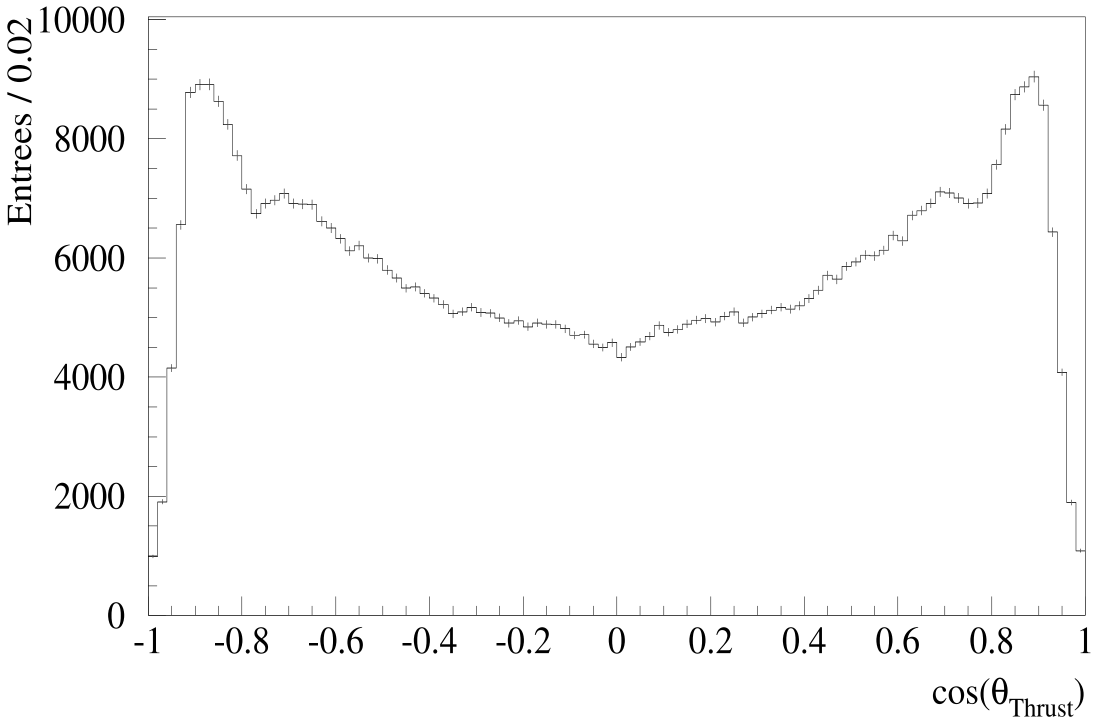


Figure III.2: Distribution de la direction de l'axe de poussée dans les événements hadroniques sélectionnés dans les données.

de différentes routines déjà existantes et utilisées dans des expériences de *chambres à bulles*, des expériences sur les *ISR*, le SPS (UA1) etc...

Le Monte Carlo va nous permettre de prédire les spectres des différentes contributions de nos échantillons d'événements leptoniques. Il a été produit près de 200 000 événements hadroniques pour simuler les données prises en 1990, 400 000 en 1991 et environ 1 750 000 en 1992, répartis suivant les proportions caractéristiques des différentes saveurs produites lors de la désintégration du Z^0 :

$$22\%\ b\overline{b}, \quad 17\%\ c\overline{c}, \quad 61\%\ (u\overline{u} + d\overline{d} + s\overline{s})$$

De plus, nous disposons d'échantillons spécialisés qui ont été générés dans les canaux suivants : 149 000 $b\bar{b} \rightarrow l$, 111 000 $c\bar{c} \rightarrow l$, et 87 000 $b\bar{b} \rightarrow c \rightarrow l$ ($l = e, \mu$), ce qui correspond respectivement à 3 500 000, 3 450 000 et 2 410 000 événements hadroniques. Ces échantillons seront utilisés dans la suite de notre étude pour affiner les distributions des spectres d'impulsion des leptons.

Ce programme comprend la génération de l'interaction primaire entre les deux électrons ainsi que la désintégration des particules produites, une description complète du détecteur et une simulation des interactions des particules le traversant.

La génération des événements hadroniques est réalisée par le programme *DYMU3* qui prend en compte les effets d'émission de photons dans les états initials et finals.

La fragmentation des quarks est effectuée par le programme *LUND 7.3* [27, 28] selon le modèle de *Gerbe de Partons* (PS). La modélisation de l'énergie emportée par les hadrons lourds (b et c) suit la distribution d'une fonction de Peterson tandis que pour les saveurs légères (u, d et s) on a gardé la distribution donnée par *Lund symétrique*. Les valeurs des paramétrisations utilisées sont les suivantes :

Lund symétrique :	a = 0.18	Peterson :	$\epsilon_c = 0.054$
	b = 0.34		$\epsilon_b = 0.006$

Le choix de ces générateurs est justifié par les résultats d'analyses effectuées dès les premières prises de données réalisées au LEP [51]. La collaboration DELPHI a mesuré le paramètre ϵ_b [64] par des ajustements à plusieurs variables des spectres d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons sélectionnés dans les désintégrations hadroniques du Z^o et trouve la valeur suivante $\epsilon_b = 0.0059 \pm 0.0005$.

La simulation dans le détecteur est effectuée par le programme *SXDETX* qui gère le comportement de toutes les traces issues des vertex primaires et secondaires. Il décrit leur numérisation dans les différents sous-détecteurs (SXSIMU) et il peut engendrer des vertex et de nouvelles traces dans des processus secondaires.

III.4.1 La simulation des interactions hadroniques dans le détecteur

Une première tentative de simulation des interactions des hadrons dans la matière des calorimètres par le programme *CASCADE* a été abandonnée en 1990. Une proportion trop anormale de hadrons traversant le calorimètre hadronique sans interagir provoquaient d'importants désaccords sur le nombre de mauvaises identifications de hadrons au niveau des chambres à muons. Depuis on a associé le programme *GHEISHA* (issu du code GEANT) avec DELSIM et l'ajustement de celui-ci sur les données n'a commencé à produire des résultats satisfaisants qu'à la fin de l'année 1992.

Cet ajustement est primordial pour le bon fonctionnement de l'identification des muons dans DELPHI. Celle-ci repose sur l'association des traces extrapolées avec la réponse des chambres à muons, et elle dépend étroitement de la manière dont le calorimètre hadronique filtre les hadrons. De même, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la sélection des échantillons d'électrons s'effectue à l'aide du calorimètre électromagnétique, et la contamination provient essentiellement des hadrons qui interagissent très tôt dans la matière du détecteur.

L'effort a été porté sur la reproduction de l'énergie totale déposée par événement et sur la forme globale des profils tansverse et longitudinal des cascades de désintégrations hadroniques.

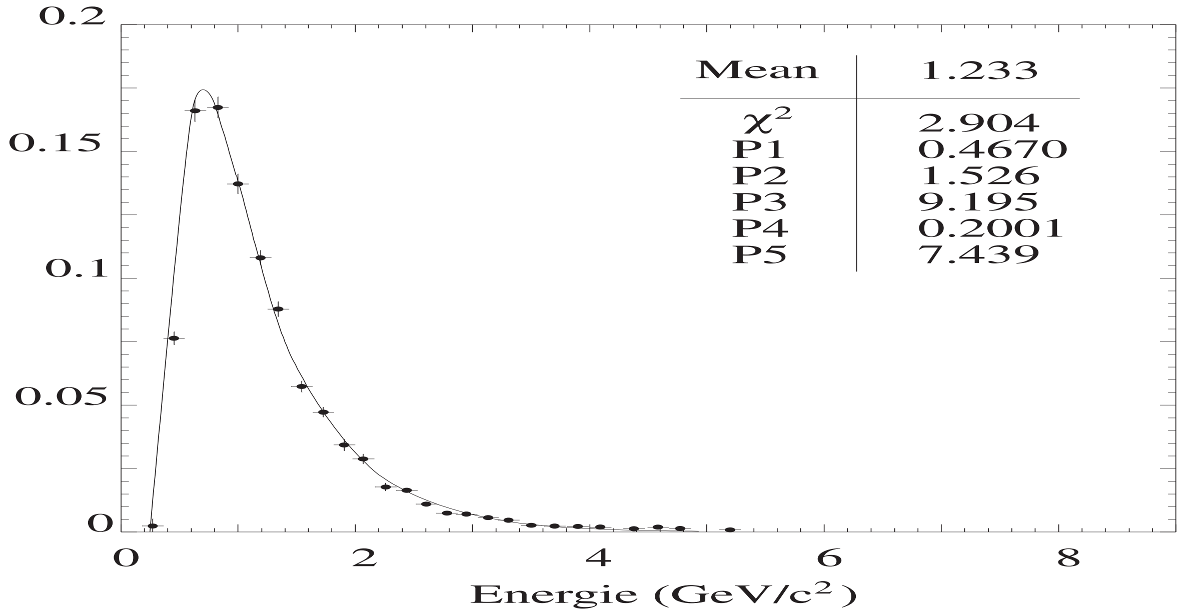


Figure III.3: Distribution de l'énergie déposée par couche dans le calorimètre hadronique, pour des muons de 30 à 45 GeV/c^2 sélectionnés dans les événements $Z^o \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Pour sélectionner des cascades provoquées par des interactions hadroniques dans ce calorimètre, on fixe un seuil de 3 GeV/c^2 pour caractériser le début de l'interaction. En effet, cette valeur se situe au-dessus de l'énergie totale déposée par une trace traversant le calorimètre au minimum ionisant. Ce seuil a été estimé à partir des muons sélectionnés dans les événements $Z^o \rightarrow \mu^+\mu^-$ et qui ont été identifiés par les algorithmes que nous décrirons dans la section suivante. Pour ceux-ci, la distribution de l'énergie déposée suit celle d'une courbe de landau (figure III.3). L'ajustement de cette distribution par une fonction à cinq paramètres :

$$f(x) = \ p_1 \ \exp[-p_2(x - p_4) \ + \ p_3 \ \exp\Big(-p_5(x - p_4)\Big)]$$

qui donne environ la valeur de 0.71 GeV/c^2 pour l'énergie la plus probable déposée par couche. Ainsi, au-dessus de 3 GeV/c^2 on voit qu'il ne reste pratiquement plus de candidat. De plus, on élimine les hadrons qui commencent à interagir dans le calorimètre électromagnétique en demandant qu'une énergie maximum de 400 MeV/c^2 soit détectée dans les quatre dernières couches de ce dernier.

La figure III.4 représente les profils longitudinaux de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique par des pions sélectionnés dans les désintégrations de tau dans les événements $Z^o \rightarrow \tau^+\tau^-$. La description de cette sélection sera décrite dans le prochain chapitre. On a séparé notre échantillon de pions en quatre intervalles en impulsion et on a superposé les profils de l'énergie déposée. L'accord sur ces profils de cascade d'interaction entre les données et la simulation est remarquablement bon pour les quatre tranches d'impulsion des pions incidents.

Nous avons vu, dans le chapitre I que les quatre couches qui forment la segmentation radiale

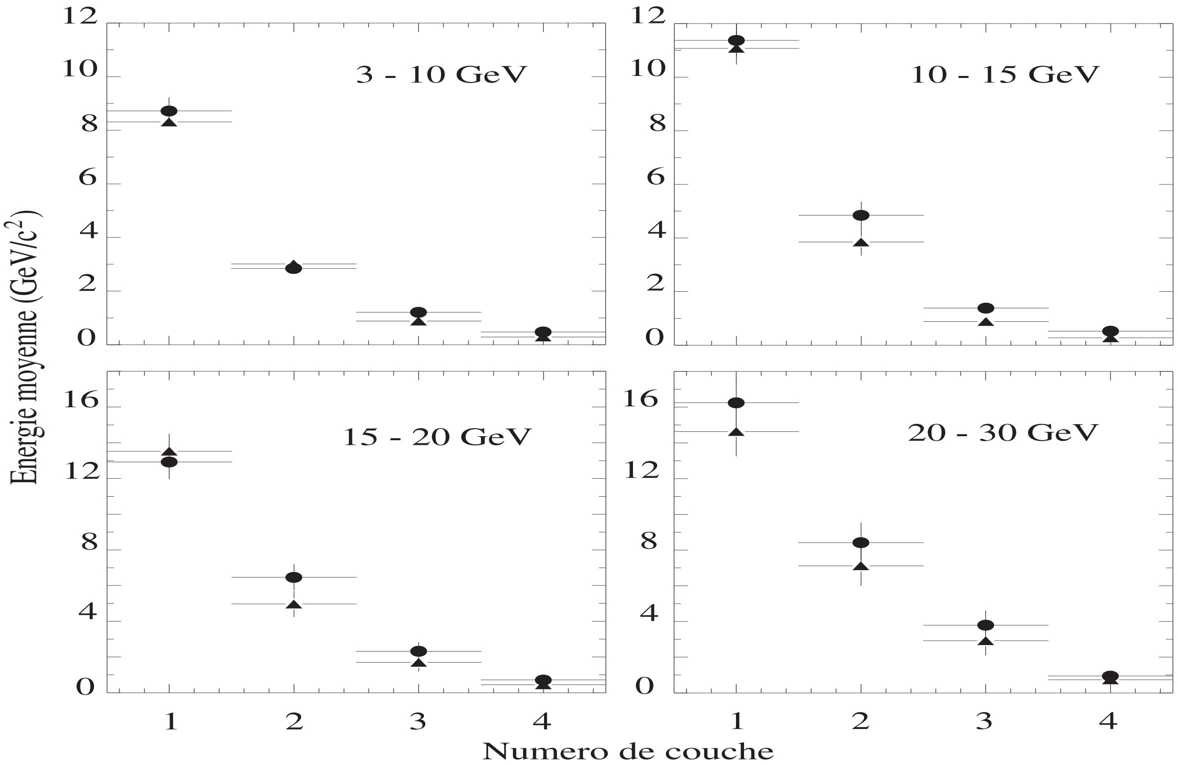
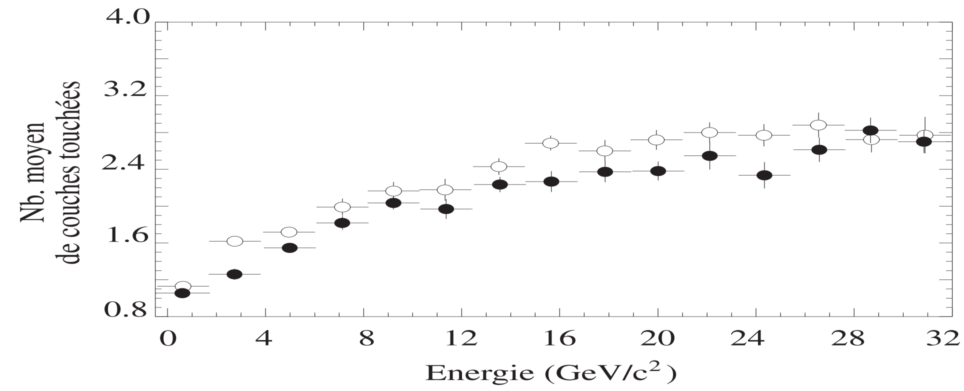


Figure III.4: Profils longitudinaux des cascades hadroniques dues à l'interaction de pions dans le calorimètre hadronique pour différentes tranches d'impulsion. Comparaison entre les données réelles (cercles) et simulées (triangles).

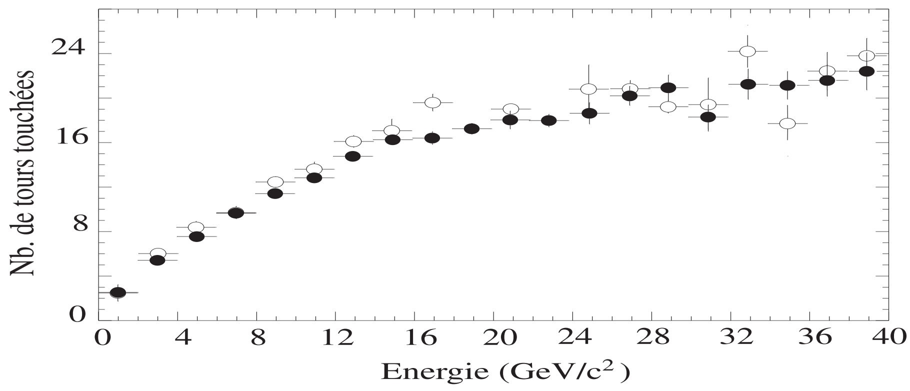
du calorimètre hadronique sont subdivisées en un certain nombre de tours selon l'axe oz. Les figures III.5.a et III.5.b montrent l'évolution du nombre moyen de couches et le nombre total de tours touchées dans le calorimètre en fonction de l'énergie déposée par la particule incidente.

La figure III.6 représente les distributions du nombre de tours touchées dans chacune des couches du calorimètre ce qui correspond à la propagation latérale des cascades hadroniques. Si le comportement global de la diffusion transverse des cascades dans les quatre couches du calorimètre est assez bien reproduit par la simulation, il subsiste des désaccords pour les faibles multiplicités de tours touchées.

Le rapport entre, l'énergie moyenne détectée dans le calorimètre hadronique, et l'énergie initiale du pion diminue quand l'impulsion de la particule incidente augmente (figure III.7). Cet effet est dû au mode de fonctionnement des chambres de détection que nous avons décrit dans le chapitre I. Lorsque l'impulsion des traces chargées est faible, leurs courbures augmentent sous l'effet du champ magnétique diminuant l'angle d'incidence à l'entrée du calorimètre. La distance parcourue à l'intérieur des chambres de détection étant plus grande, un nombre plus important de carreaux du damier externe sera touché ce qui provoque une augmentation de la réponse du détecteur. Cet effet semble assez bien pris en compte par la simulation qui reproduit cet effet jusqu'aux très faibles impulsions. Cette distribution se stabilise au voisinage de 1 au-dessus d'une impulsion de 16 GeV/c^2.



(a)



(b)

Figure III.5: Distribution du nombre moyen de couches touchées en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (a). Nombre moyen de tours touchées en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (b). Les cercles pleins représentent les données simulées, et les cercles évidés sont les données ŕeelles.

III.5 L'identification des muons dans DELPHI

L'identification des muons dans DELPHI [52] repose sur les données des chambres à muons. Elle est obtenue en combinant l'information sur la position des impacts dans les chambres avec l'extrapolation des traces au niveau de ce détecteur. Elle consiste principalement en trois coupures basées sur des ajustements en χ^2.

Le premier ajustement se situe au dernier niveau de la recontruction des événements dans le détecteur. A chacune des traces extrapolées on associe l'ensemble des impacts détectés dans les chambres à muons qui vérifient les conditions suivantes :

$$\left(\frac{(R\phi)_{ex} - (R\phi)_{muc}}{\sigma^{ex}_{R\phi}}\right)^2 + \left(\frac{(z)_{ex} - (z)_{muc}}{\sigma^{ex}_{z}}\right)^2 \quad \leq 50 \qquad \text{dans le baril}$$

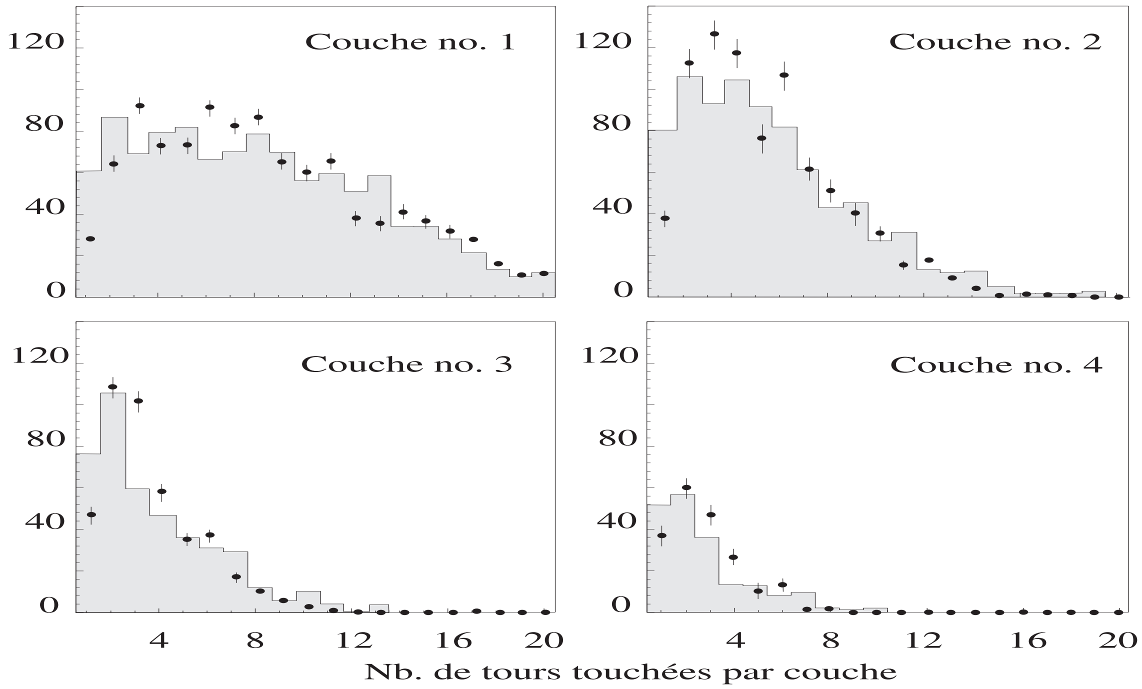


Figure III.6: Comparaison de la distribution du nombre de tours touchées dans chacune des quatre couches du calorimètre hadronique, entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogrammes).

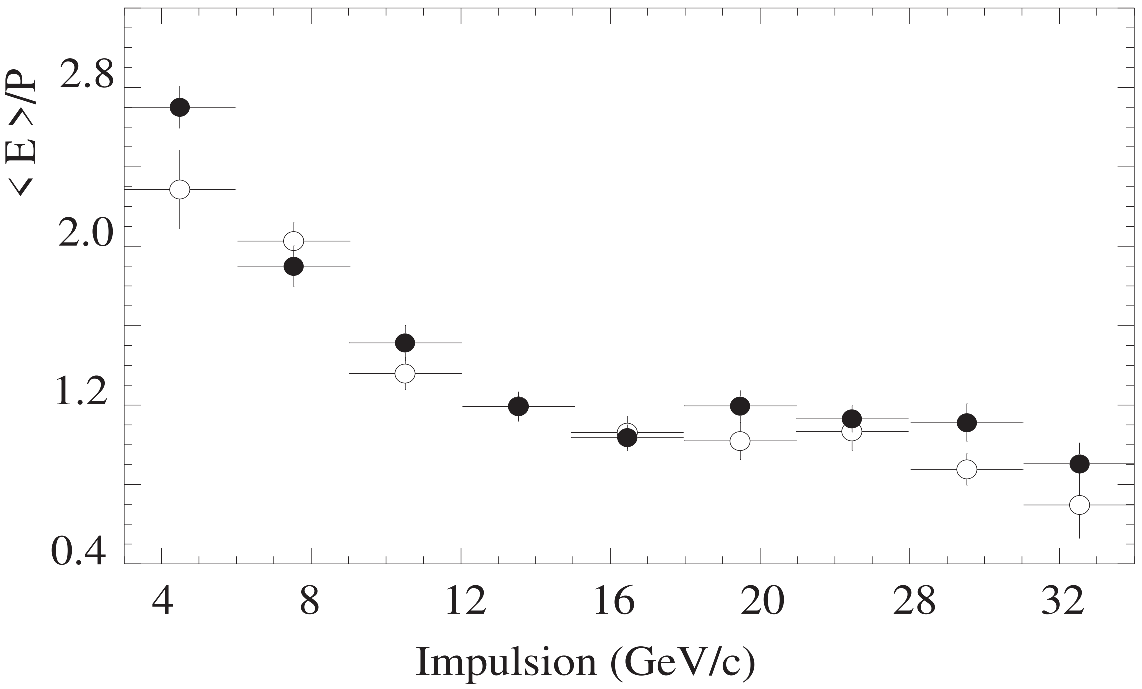


Figure III.7: Evolution du rapport E/P en fonction de l'impulsion du hadron incident. Les cercles pleins représentent les données simulées, et les cercles évidés sont les données ŕeelles.

$$\left(\frac{(x)_{ex} - (x)_{muc}}{\sigma_x^{ex}}\right)^2 + \left(\frac{(y)_{ex} - (y)_{muc}}{\sigma_y^{ex}}\right)^2 \quad \leq 200 \qquad \text{pour les bouchons}$$

L'étiquetage "ex" fait référence à la composante extrapolée, et "muc" à celle qui a été mesurée dans les chambres. La suite de la procédure consiste à choisir la combinaison des points qui s'ajustent le mieux avec l'extrapolation. Pour cela, on construit un χ^2 global qui prend en compte le χ^2 calculé sur l'extrapolation des traces au niveau de chacune des couches des chambres à muons et un χ^2 sur l'ajustement des impacts dans les chambres par rapport à la trace considérée :

$$\chi^2_{global} \quad = \quad \chi^2_{ex} + \chi^2_{muc}$$

Puis on procède par itération, en éliminant les impacts un par un jusqu'à ce que le χ^2_{global} par nombre de degrés de liberté (p.d.l.) soit inférieur à 100. Si cette condition n'est pas remplie alors qu'il ne reste plus de couche à éliminer, on garde la précédente configuration.

Dans les parties avant du détecteur, on fixe à ce niveau la sélection standard d'identification des muons en resserrant les coupures précédentes.

$$\begin{aligned}
\chi^2_{global} \text{ p.d.l.} &\leq 5 \quad \text{si } z > 0 \\
\chi^2_{global} \text{ p.d.l.} &\leq 6 \quad \text{si } z < 0 \\
\chi^2_{ex} \text{ p.d.l.} &\leq 5
\end{aligned}$$

Dans la région centrale du détecteur, on décorrèle l'information entre le plan transverse et la direction Oz, et on construit les trois χ^2 suivants :

$$\begin{aligned}
\chi^2_{ex\ azimutal} &= \left(\frac{(R\phi)_{fit} - (R\phi)_{ex}}{\sigma_{R\phi}^{ex}}\right)^2 + \left(\frac{(\Phi)_{fit} - (\Phi)_{ex}}{\sigma_{\Phi}^{ex}}\right)^2 \\
\chi^2_{ex\ polaire} &= \left(\frac{(z)_{fit} - (z)_{ex}}{\sigma_z^{ex}}\right)^2 + \left(\frac{(\theta)_{fit} - (\theta)_{ex}}{\sigma_\theta^{ex}}\right)^2 \\
\chi^2_{globalazimutal} &= \chi^2_{ex\ azimutal} + \sum \left(\frac{(R\phi)_{fit} - (R\phi)_{muc}}{\sigma_{R\phi}^{muc}}\right)^2
\end{aligned}$$

La somme porte sur les couches associées à la trace extrapolée, et le subscripte "fit" fait référence à des ajustements réalisés sur l'interpolation entre impacts. On sélectionne ensuite les traces qui satisfont les conditions :

$$\chi^2_{ex\ azimutal}\ \text{p.d.l.} \leq 5$$
$$\chi^2_{global\ azimutal}\ \text{p.d.l.} \leq 5$$
$$\chi^2_{ex\ polaire}\ \text{p.d.l.} \leq 8$$

Enfin, le dernier critère de sélection des candidats muons consiste à exiger qu'au moins deux plans de chambres soient associés et que l'une d'entre elles se situe à l'extérieur du calorimètre hadronique.

Pour des traces qui possèdent une impulsion dont la valeur est inférieure à 2 GeV/c, cette sélection s'avère inopérante car le champ magnétique, présent dans l'expérience, ne permet pas à celles-ci d'atteindre les chambres à muons. Entre 2 et 2.5 GeV/c, l'augmentation de la courbure de la trajectoire de la particule ainsi que les effets d'incertitude occasionnés par la diffusion multiple dans la matière dégradent la qualité de leur extrapolation au niveau des chambres à muons. Dans le reste de notre analyse, une coupure minimale de 3 GeV/c sur l'impulsion sera fixée pour nous éloigner de ce seuil d'inefficacité, et on se restreindra à la région définie par l'acceptance géométrique des chambres :

$$0.03 < |\cos\theta_\mu| < 0.60$$
$$0.71 < |\cos\theta_\mu| < 0.93$$

Enfin, dans la sélection des événements on demandera que la chambre à projection temporelle, le détecteur externe, et les chambres à muons aient été opérationnels pendant les périodes de prises de données.

III.5.1 Efficacité de la sélection des muons

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour évaluer l'efficacité de cet algorithme d'identification des muons, et pour contrôler sa stabilité en fonction de l'impulsion de la particule à identifier, ou son évolution liée à la position de la trace dans le détecteur, la direction du jet auquel elle a été associée ou du thrust de l'événement.

L'efficacité des chambres à muons et de l'algorithme d'identification est déterminée à partir d'événements $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ (figure III.8). On sélectionne des événements formés de deux traces colinéaires, d'impulsion supérieure à 30 GeV/c dans lesquels plus de 90 % de l'énergie libérée dans le centre de masse a été reconstruite. On applique alors des critères de sélection sur ces deux traces qui sont basées sur les réponses des calorimètres afin d'éliminer les événements $Z^o \to e^+e^-$ ou les désintégrations hadroniques des τ dans les événements $Z^o \to \tau^+\tau^-$ qui sont tous deux à très faible multiplicité de traces chargées dans l'état final. Enfin, on élimine les traces provenant du rayonnement cosmique.

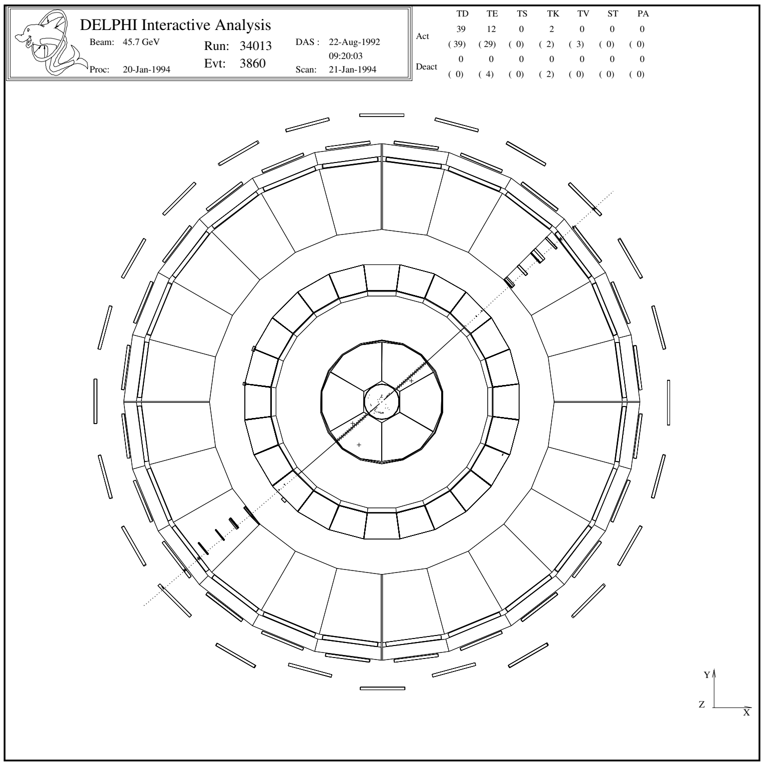


Figure III.8: Un événement du type $Z^0 \to \mu^+\mu^-$ sélectionné.

La réjection du rayonnement cosmique s'effectue à partir de la mesure du temps d'arrivée des traces dans le détecteur. En effet, le croisement des faisceaux est signalé par le BCO (section I.2.5). Si un événement est créé, la mesure du temps d'arrivée des traces au niveau de certain détecteur comme l'OD (section I.2.1.d) permet de sélectionner celles qui sont en coïncidence avec le BCO. Le pouvoir de réjection des traces issues du fond cosmique [53] est de 94.7 % pour une perte de signal n'exédant pas 0.17 % à 90 % de niveau de confiance.

Pour compléter cette étude à des impulsions plus proches du domaine correspondant aux désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds, on a constitué deux échantillons de muons produits dans les désintégrations leptoniques des taus dans les événements $Z^0 \to \tau^+\tau^-$.

- Dans le premier échantillon, les deux leptons τ se désintègrent en muons (figure III.9) :

$$\begin{array}{ccccc} & \tau^- & \longleftarrow Z^o \longrightarrow & \tau^+ & \\ \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \longleftarrow & \lrcorner & & \llcorner & \longrightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau \end{array}$$

  On regarde alors des topologies à deux traces chargées dans l'état final, possédant une acolinéarité de plus de 20^o, et on sélectionne des muons sur des critères calorimétriques. A ce niveau, les principales sources de contamination proviennent des autres désintégrations leptoniques de Z^o où un photon serait émis dans l'état final entraînant une acolinéarité fortuite sur les deux traces initiales de l'événement. Pour éliminer ce bruit de fond, on demande à ce qu'il n'y ait pas de dépôt d'énergie trop important dans les calorimètres électromagnétiques.

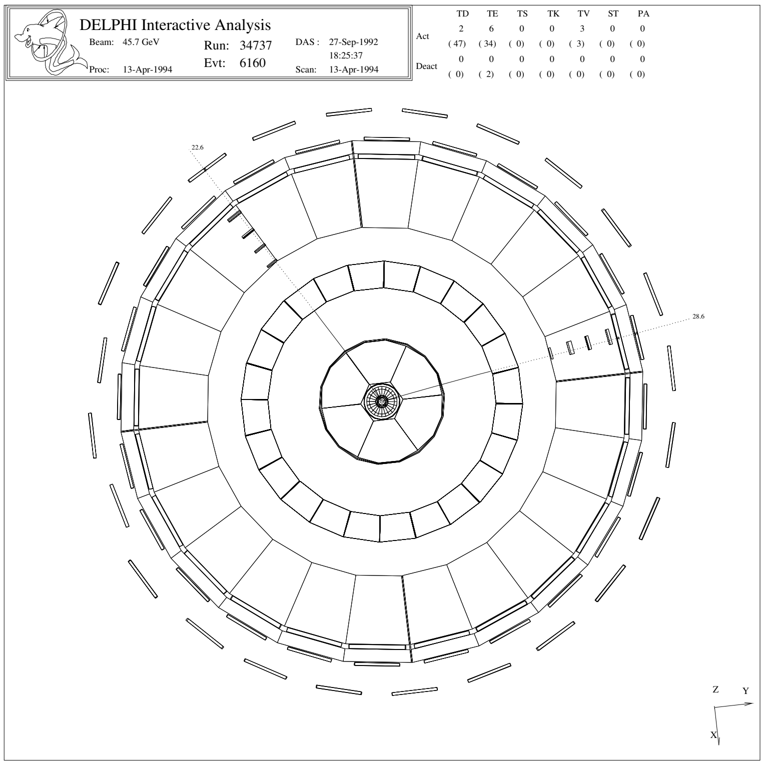


Figure III.9: Un événement du type $Z^0 \to \tau^+\tau^- \to 2\mu 2\nu_\mu 2\nu_\tau$ sélectionné.

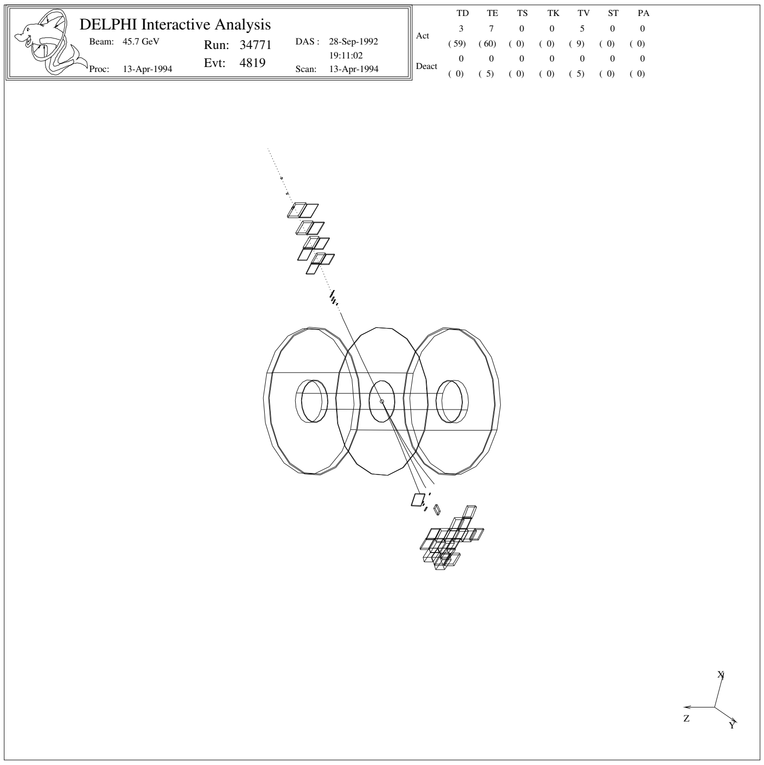


Figure III.10: Un événement du type $Z^0 \to \tau^+\tau^- \to \mu\nu_\mu\nu_\tau X$ sélectionné.

- Dans le deuxième échantillon, l'un des deux taus se désintégre en plusieurs hadrons chargés (figure III.10) .

$$\begin{array}{ccc} & \tau^- \longleftarrow Z^o \longrightarrow \tau^+ & \\ \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \longleftarrow\!\lrcorner & & \llcorner\!\longrightarrow 2h^+h^- \text{ (neutres} \geq 0) \, \bar{\nu}_\tau \end{array}$$

On requiert que la somme des énergies emportées par ceux-ci avoisine la masse d'un τ (le ν_τ émis lors de la réaction emportant une certaine quantité d'énergie qui ne peut être détectée). Sur la figure III.11 on peut voir la comparaison des spectres d'impulsion de ces muons sélectionnés dans les données et la simulation qui semble en très bon accord compte tenu de la statistique collectée.

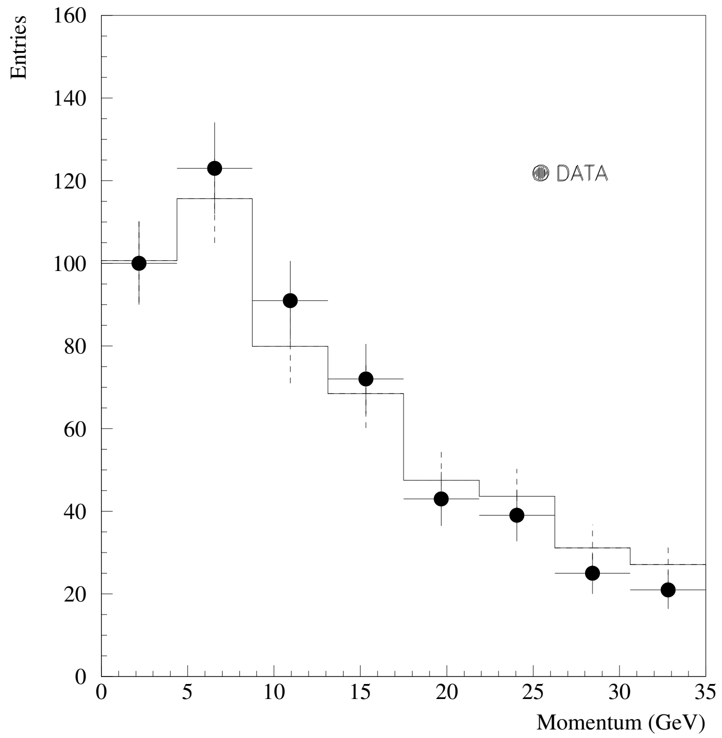


Figure III.11: Comparaison des spectres d'impulsion des muons sélectionnées dans les événements $\tau^+\tau^-$ entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogrammes).

L'étude de la contamination de chacun de ces échantillons est résumée dans le tableau A.1 de l'annexe A.

Sur la figure III.12 on a présenté la dépendance angulaire de l'efficacité d'identification des muons sélectionnés dans les événements $Z^o \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou issus de la désintégration de leptons τ. L'efficacité est maximale dans la région centrale du barrel et diminue sous l'effet de l'augmentation de la quantité de fer traversé par la particule lorsque l'on s'approche des parties avant. Les fortes pertes d'efficacité aux alentours de $|\cos(\theta)| = 0.7$ sont dues à l'absence de chambre à muons dans ces deux régions. Au centre du tonneau, la présence dans la TPC de la plaque centrale de haute tension et de son support, occasionne une faible perte supplémentaire, entre 88 et 91^o, dans la reconstruction des traces changées. Il est à noter que globalement, la simulation reproduit assez bien les comportements observés dans les données pour les deux échantillons de muons.

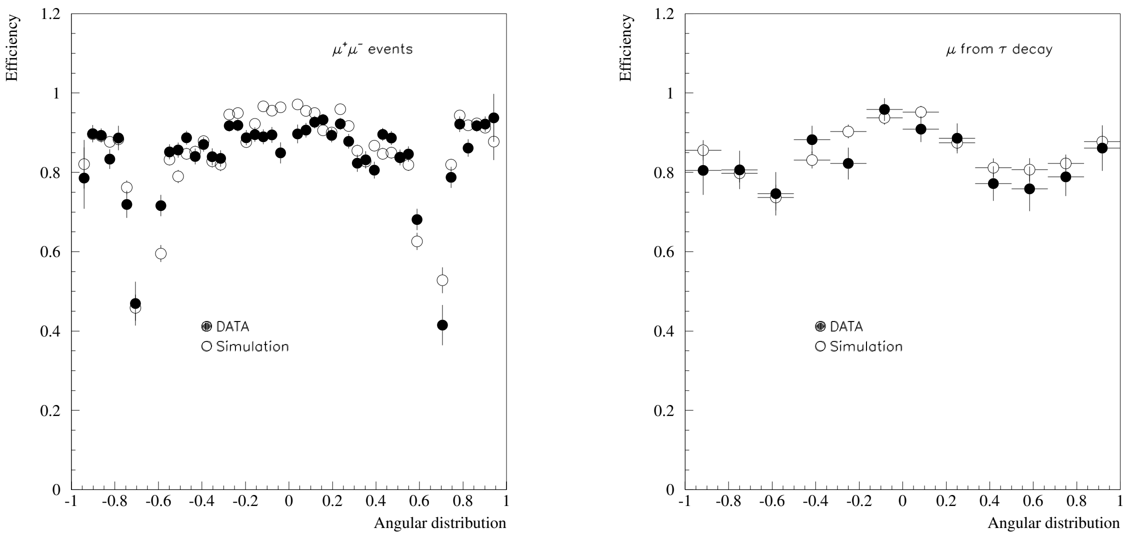
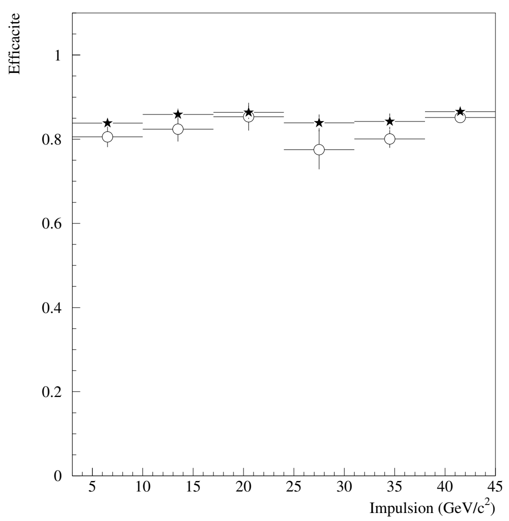


Figure III.12: Distribution angulaire de l'efficacité d'identification des muons dans les données (cercles pleins) et dans la simulation (cercles évidés) pour des traces sélectionnées dans des événements $\mu^+\mu^-$ (distribution de gauche) et dans les désintégrations de tau (distribution de droite).

Les figures III.13 et III.14 montrent l'évolution du rapport des efficacités estimées dans les données et dans la simulation en fonction de l'impulsion du candidat muon. On observe une remarquable stabilité sur la totalité du spectre des traces sélectionnées à des impulsions supérieures à 3 GeV/c. Toutefois, il subsiste une surestimation de l'efficacité dans la simulation qui a été évaluée à 1.020 $\pm$ 0.005 pour les traces de haute impulsion ($P \geq 35GeV/c$) et de 1.041 $\pm$ 0.037 pour les traces de plus faible impulsion.

La multiplicité de traces générées dans les **jets de hadrons** produits lors des désintégrations hadroniques du Z^o augmente le nombre d'impacts détectés dans les chambres à muons. Ce voisinage peu provoquer des perturbations dans la reconstruction du pattern d'association des hits pour de bons candidats muons. Toutefois, la valeur de l'efficacité d'identification des muons calculée directement dans les événements $q\bar{q}$ simulés est très proche de nos premières estimations ($\epsilon = 86.4 \pm 0.3\%$ dans les régions d'acceptance des chambres à muons). La figure III.15 montre la distribution angulaire des traces sélectionnées dans les **événements hadroniques**. La forme de cette distribution est approximativement homogène dans la partie centrale du détecteur et la quantité de traces sélectionnées augmente dans les bouchons. Cette différence provient des deux types de coupures appliquées dans ces deux régions du détecteur. On observe, dans les données réelles, une sur-efficacité dans le bouchon défini par $\cos(\theta_\mu) > 0$. Cet effet représente un désaccord de $(0.997 \pm 0.006)\%$ sur l'ensemble de l'échantillon.

Pour vérifier ces résultats dans les données réelles, une méthode indépendante de la simulation a été développée faisant intervenir des reconstructions de vertex de désintégrations de J/ψ



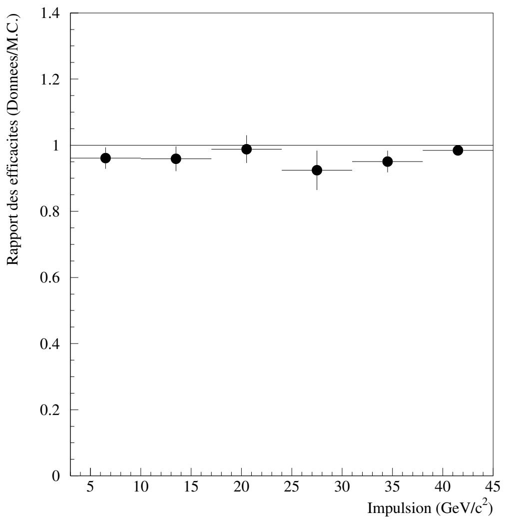


Figure III.13: Evolution de l'efficacité d'identification des muons sélectionnés dans les données réelles et simulées en fonction de l'impulsion du candidat. A haute impulsion ($P > 35.$ GeV/c) les traces sont issues d'événements $\mu^+\mu^-$. Pour les plus basses impulsions, elles sont issues de désintegrations de tau dans les événements $Z^o \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Figure III.14: Evolution du rapport entre l'efficacité de l'identification des muons dans les données réelles et simulées en fonction de l'impulsion.

dans le canal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Elle comprend deux étapes :

- Dans un premier temps, à partir d'un muon identifié par notre algorithme, combiné à une seconde trace sélectionnée sur des critères calorimétriques on extrait un premier signal (figures III.16).
- Dans un deuxième temps, on exige l'identification de la deuxième particule. On observe alors une diminution du signal qui est proportionnel à la perte d'efficacité due à la sélection du second muon.

Les deux signaux sont ajustés par des distributions gaussiennes alors que le bruit de fond combinatoire est traité à l'aide d'une exponentielle décroissante. Les moyennes et les écarts types sont résumés dans le tableau III.1.

Par cette méthode on estime à partir de l'abaissement observé une efficacité résiduelle de $86.8 \pm 4.0\%$ sur l'ensemble des données accumulées pendant les années 1991 et 1992. Ce résultat, bien que statistiquement peu précis, conforte les prédictions réalisées à partir des événements hadroniques simulés. En utilisant la même méthode sur les données simulées on abouti à la valeur de $86.2 \pm 4.9\%$ (figures III.17).

Les résultats obtenus à partir des échantillons de candidats muons sélectionnés dans les

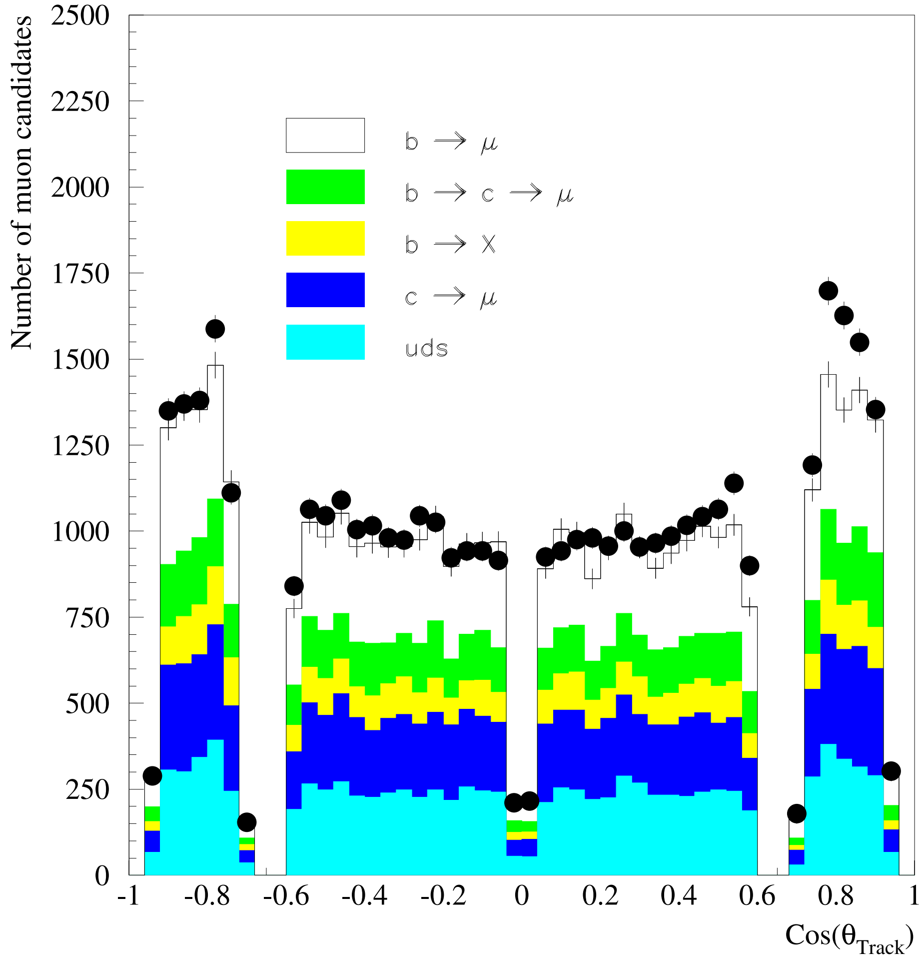


Figure III.15: Distribution angulaire des candidats muons sélectionnés dans des événements hadroniques réels (cercles pleins) et simulés (histogrammes).

événements leptoniques ne prennent pas en compte les problèmes liés à la reconstruction des traces chargées et à l'environnement créé par les “jets” de hadrons produits dans les désintégrations hadroniques du Z^o. On a complété cette étude en estimant le pouvoir de reconstruction des sous-détecteurs de traces chargées et le réalisme de leur simulation par notre Monte Carlo.

Cette étude a été réalisée en comparant la distribution du nombre de muons sélectionnés dans les événements hadroniques simulés et réels en fonction de l'isolement de ceux-ci. Pour définir ce critère d'isolement, ont reconstruit géométriquement les 16 points tridimensionnels associés à la trajectoire du candidat muon au niveau de la TPC, et on estime leur distance moyenne par rapport aux coordonnées des traces les plus proches. On représente ensuite la distribution de la distance moyenne de chacune des traces par rapport au voisin le plus proche (figure III.18). Pour établir une comparaison entre les données réelles et la simulation on suppose que les traces les plus isolées dans le détecteur sont bien reconstruites et on prend une moyenne minimale de 15 centimètres d'isolement pour normaliser les deux distributions entre elles.

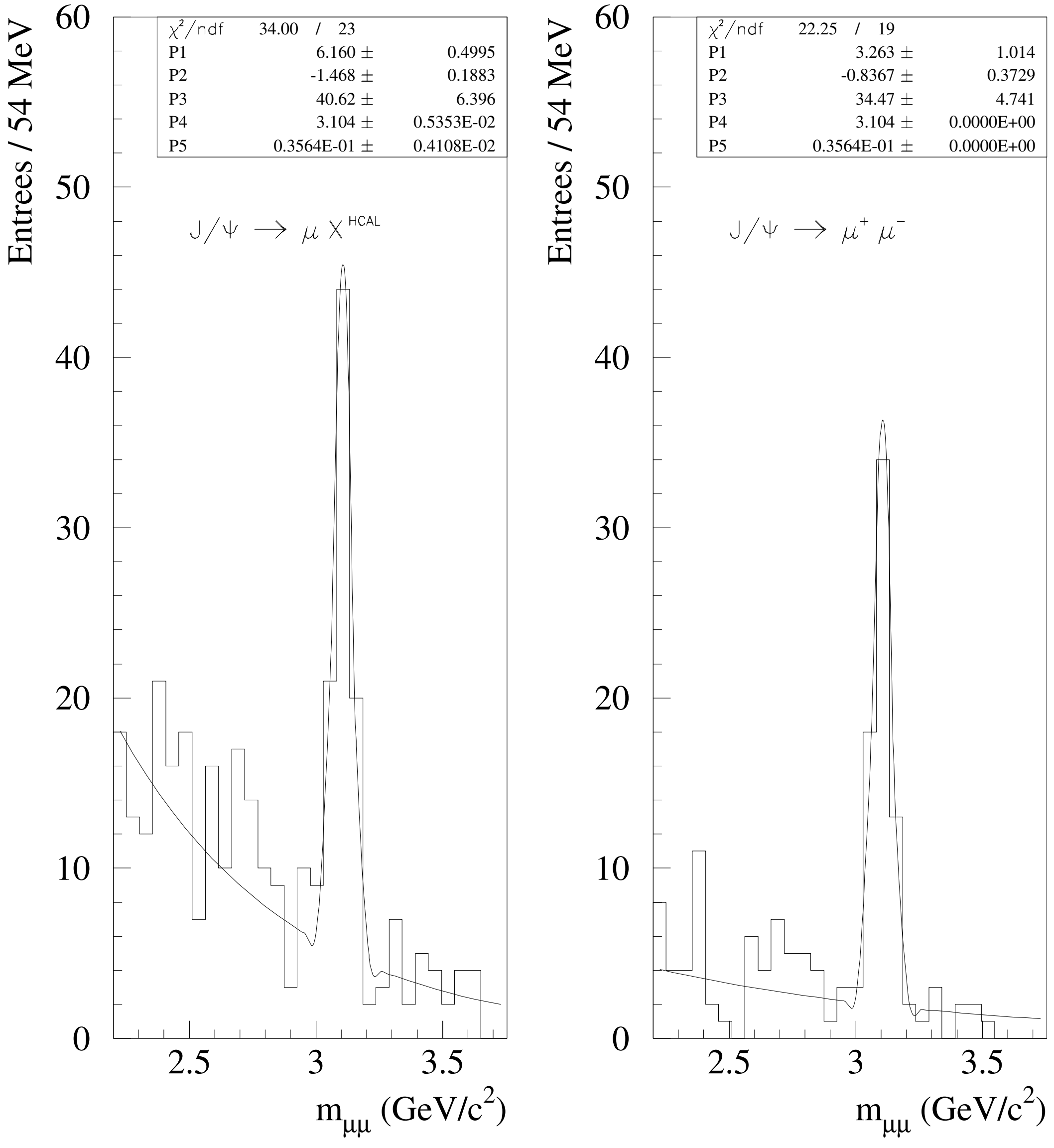


Figure III.16: Evolution du nombre de J/ψ reconstruit après l'identification du second muon dans les données 1992. Le premier signal (à gauche) a été obtenu en associant un muon identifié avec une trace simulant la réponse d'un muon traversant les quatres couches du calorimètre hadronique de DELPHI. Dans une seconde étape (histogramme de droite) on requiert l'identification du deuxième muon.

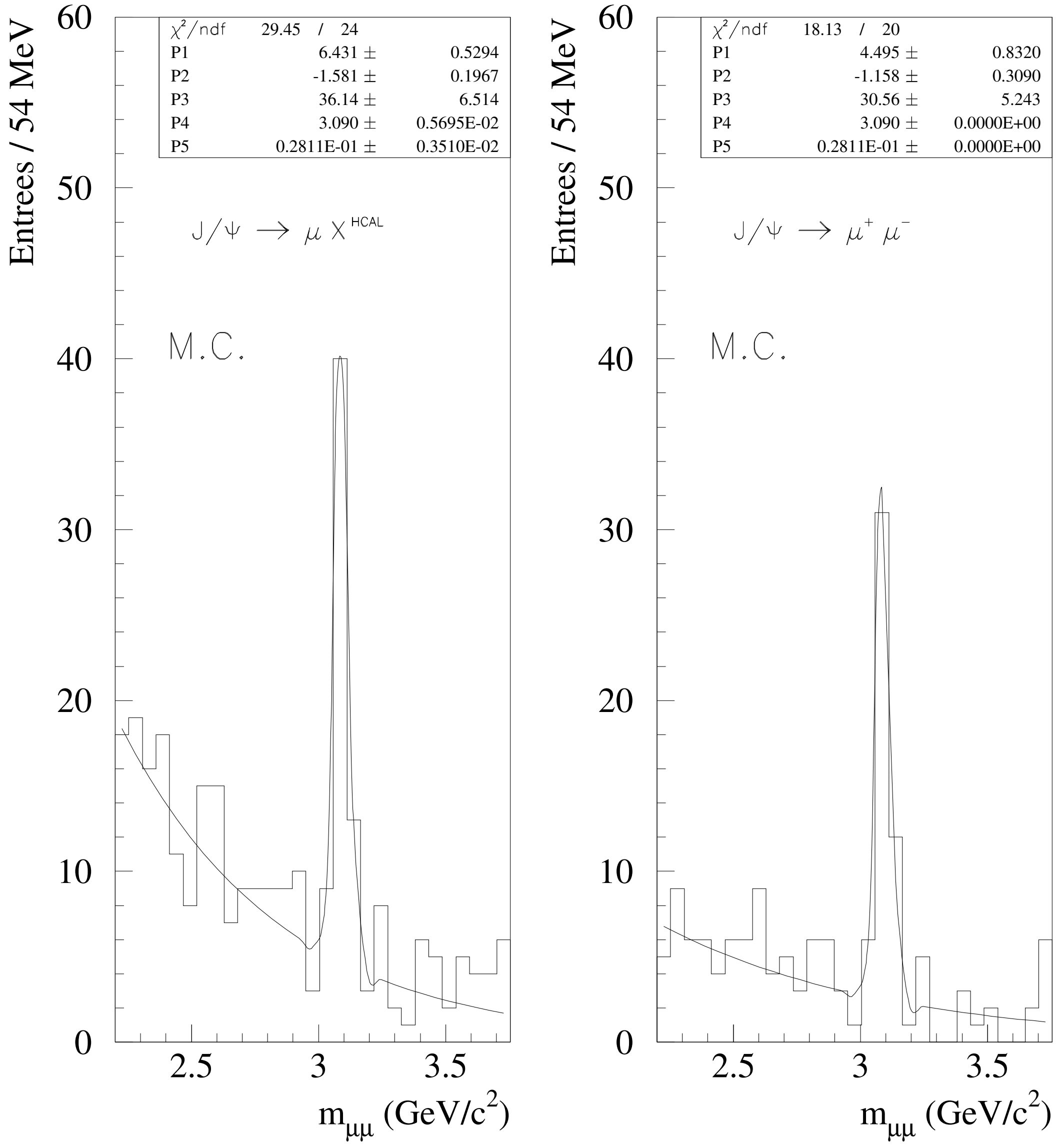


Figure III.17: Evolution du nombre de J/ψ reconstruit après l'identification du second muon dans la simulation. (voir la figure précédente sur les données).

	Paramètres de l'ajustement (GeV/c^2)		Nombre d'événements	
	Moyennes	Ecarts types	$\mu - X$	$\mu - \mu$
Données	3.104 $\pm$ 0.005	0.036 $\pm$ 0.004	70 $\pm$ 8	61 $\pm$ 6
Simulation	3.090 $\pm$ 0.006	0.028 $\pm$ 0.004	50 $\pm$ 6	42 $\pm$ 4

Tableau III.1: Moyennes et écarts types des gaussiennes résultant de l'ajustement des distributions de masse invariantes $m_{\mu^+\mu^-}$, ainsi que le nombre de J/ψ observé.

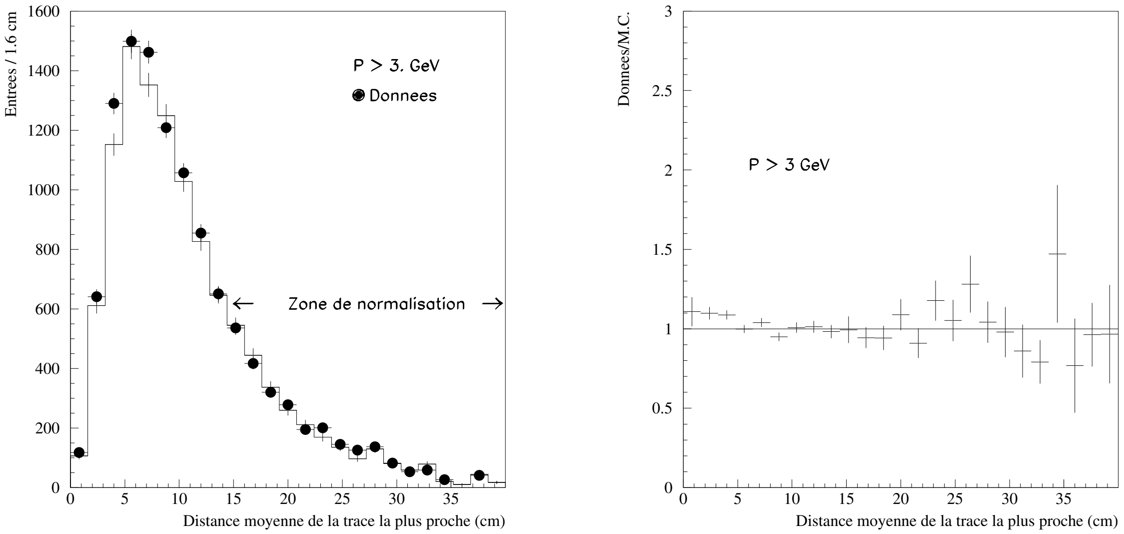


Figure III.18: La distribution de la distance des traces aux candidats muons sélectionnés dans les événements $Z^o \rightarrow q\overline{q}$. La comparaison entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogramme) est présentée sur la figure de gauche, et l'évolution du rapport est donnée sur la figure de droite.

On évalue, par cette méthode, un désaccord de 1.028 $\pm$ 0.011 sur le nombre de traces reconstruites au cœur des "jets" de hadrons. Cet effet va à l'opposé de celui qui a été observé pour les autres échantillons. En considérant que les traces qui ont été utilisées comprennent également du bruit de fond, on peut soupçonner qu'il s'agit d'une première indication d'une proportion plus importante de hadrons sélectionnés dans les données réelles par rapport à la simulation, et qui se produirait à l'intérieur des "jets". Nous approfondirons ce problème par la suite, lors de l'étude de la contamination en hadrons des échantillons de muons sélectionnés.

La simulation permet d'évaluer le rapport entre le nombre de muons identifiés et le nombre de muons engendrés dans les événements hadroniques, qui définit **l'acceptance du détecteur**. Celle-ci prend en compte la couverture angulaire du détecteur et les inefficacités de reconstruction des traces. Si on inclut l'acceptance dans l'efficacité d'identification des muons on arrive à la valeur de $\epsilon = 74.05 \pm 0.07\%$ d'efficacité global du détecteur.

Le tableau III.2 résume l'ensemble des résultats obtenus sur l'estimation de l'efficacité d'identification des muons dans DELPHI à partir des différents échantillons. En conclusion, on observe une sur-efficacité de l'identification des muons dans les événements simulés de

$(2.05 \pm 0.48\%)$. Cette valeur sera utilisée dans la suite de cette étude pour mesurer les rapports d'embranchement semi-leptoniques du quark b.

Efficacité d'identification des muons dans DELPHI			
Echantillons	Données (%)	Simulation (%)	Rapport
$Z^o \to \mu^+\mu^-$	85.0 ± 0.3	86.5 ± 0.3	0.983 ± 0.005
$\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$	81.5 ± 1.5	84.9 ± 0.7	0.96 ± 0.02
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	86.8 ± 4.0	86.2 ± 4.9	1.01 ± 0.07
$Z^o \to q\bar{q}$	-	86.4 ± 0.3	-
Efficacité de reconstruction des traces			
$Z^o \to q\bar{q}$	-	-	1.03 ± 0.01
Nombre de candidats muons sélectionnés par événement hadronique			
$Z^o \to q\bar{q}$	0.0878 ± 0.0004	0.0881 ± 0.0004	0.997 ± 0.006

Tableau III.2: Résumé des résultats obtenus sur l'efficacité d'identification et de reconstruction des muons dans DELPHI estimés à partir de différents échantillons indépendants.

III.5.2 La contamination des échantillons de muons

On peut distinguer trois sources principales de contamination des échantillons de muons sélectionnés dans les événements hadroniques :

- A basse impulsion, **les désintégrations des pions et des kaons** dominent le bruit de fond. Celles-ci peuvent produire des muons dans l'état final de la réaction qui seront détectés au niveau des chambres à μ.

  Si ces désintégrations interviennent suffisamment tôt dans le détecteur, par exemple avant la TPC, ces événements peuvent être rejetés par une coupure sur leur paramètre d'impact. Sinon, l'ajustement entre la trace extrapolée au niveau des chambres à μ correspondant au hadron qui s'est désintégré, et les impacts qui lui sont associés permet d'éliminer une grande partie de ces événements.

- A haute impulsion (P > 5 GeV/c) la contamination est dominée par les hadrons qui traversent les 1.1 mètre de fer composant le calorimètre hadronique en interagissant avec une énergie suffisante pourqu'une gerbe hadronique se développe jusqu'aux chambres à muons, constituant ce que l'on appelle un **punch-through**.

- Enfin, les hadrons ont aussi la possibilité de traverser la matière du détecteur sans interagir, et de déclencher les chambres à muons, ce sont les **sail-through**.

Pour étudier cette contamination, indépendamment de notre simulation, on a utilisé deux échantillons indépendants sélectionnés dans les données et enrichis en pions :

- Le premier échantillon est constitué de pions issus de la désintégration de tau dans les événements $Z^o \to \tau^+\tau^-$. Cette sélection a l'avantage d'être d'une très grande pureté ($\simeq$ 99.6 %) et de fournir des pions dont le spectre d'impulsion est assez proche de celui qui est rencontré dans les événements hadroniques (figure III.19).

- Un deuxième échantillon a été constitué à partir des pions provenant de la désintégration de K^o dans le détecteur. Les K^o_s ayant une courte durée de vie ($c\tau \simeq$ 2.675 cm), la majorité de ceux-ci se désintègrent avant d'entrer dans la TPC. Le spectre d'impulsion des pions issus des désintégrations des K^o est fortement concentré aux faibles valeurs (l'impulsion moyenne de ces traces étant d'environ 1.2 GeV/c) ce qui ne représente pas la totalité des sources de contamination en hadrons dont nous venons de discuter. Néanmoins, l'étude de la contamination à l'aide de cet échantillon permet de tenir compte de l'environnement produit par la proximité des traces voisines dans les jets de hadrons.

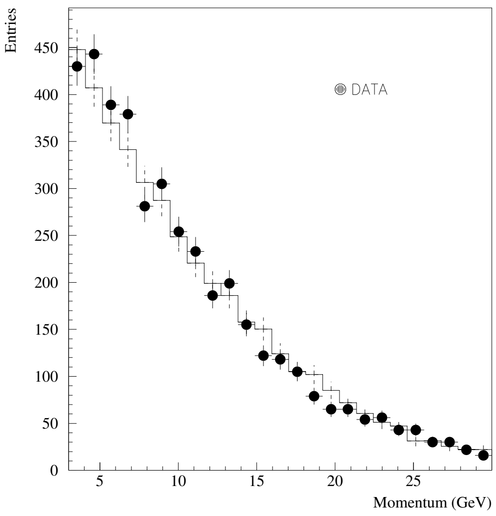
Les probabilités de mauvaise identification de pions par l'algorithme de sélection de muons sont représentées sur la figure III.20 pour les traces issues de désintégration de τ et sont résumées pour les deux échantillons de pions dans le tableau III.3.

Evénements $\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$.				
Sélection		Tonneau	Bouchons	Total
1991	Données ($\times$ 10^{-2})	0.824 $\pm$ 0.219	0.588 $\pm$ 0.262	0.746 $\pm$ 0.170
	Simulation ($\times$ 10^{-2})	0.591 $\pm$ 0.056	0.497 $\pm$ 0.075	0.561 $\pm$ 0.032
	Rapport	1.395 $\pm$ 0.394	1.183 $\pm$ 0.557	1.330 $\pm$ 0.322
1992	Données ($\times$ 10^{-2})	1.054 $\pm$ 0.198	0.750 $\pm$ 0.250	0.920 $\pm$ 0.155
	Simulation ($\times$ 10^{-2})	0.795 $\pm$ 0.089	0.648 $\pm$ 0.109	0.729 $\pm$ 0.069
	Rapport	1.327 $\pm$ 0.290	1.158 $\pm$ 0.432	1.262 $\pm$ 0.244
Evénements $K^o \to \pi^+\pi^-$.				
Sélection		Tonneau	Bouchons	Total
1991	Données ($\times$ 10^{-2})	0.765 $\pm$ 0.166	0.747 $\pm$ 0.333	0.759 $\pm$ 0.180
1992	Données ($\times$ 10^{-2})	0.991 $\pm$ 0.154	0.831 $\pm$ 0.370	0.944 $\pm$ 0.164
	Simulation ($\times$ 10^{-2})	0.892 $\pm$ 0.281	1.289 $\pm$ 0.573	0.994 $\pm$ 0.255
	Rapport	1.111 $\pm$ 0.390	0.645 $\pm$ 0.406	0.950 $\pm$ 0.295

Tableau III.3: Probabilité de sélection des pions par l'algorithme d'identification des muons dans les évévements $Z^o \to \tau^+\tau^-$ et dans les désintégrations des K^o.

L'importance de l'erreur statistique calculée sur l'estimation de la contamination, pour les pions sélectionnés dans les désintégrations des K^o, dans les bouchons, est due à une diminution de l'efficacité de reconstruction des vertex à deux traces lorsque l'on s'éloigne de la partie centrale du détecteur. La moyenne sur le rapport des contaminations estimées à partir des deux échantillons est de 1.156 ± 0.162.

La précision statistique est encore trop faible pour en tirer des conclusions sur le comportement de la simulation du bruit de fond. De plus, ces échantillons ne permettent pas d'envisager l'ensemble des sources de contamination qui interviennent dans les échantillons de muons



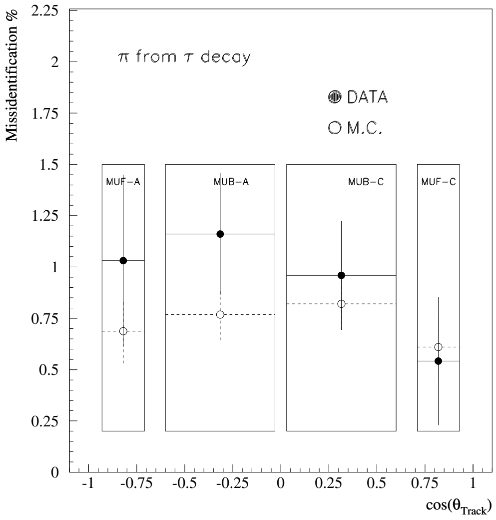
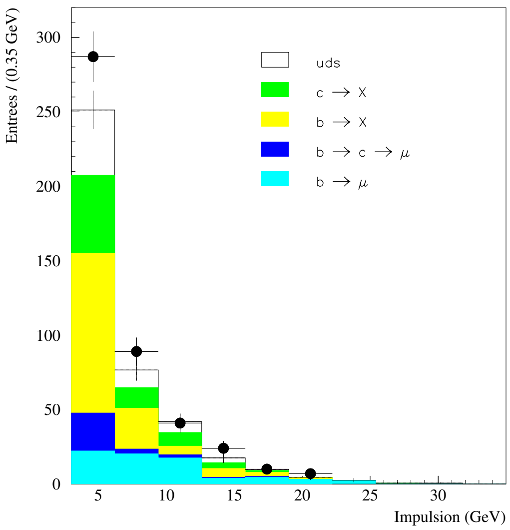


Figure III.19: Comparaison du spectre d'impulsion des pions issus de désintégrations hadroniques de tau dans les événements $\tau^+\tau^-$ sélectionnés dans les données et dans la simulation.

Figure III.20: Comparaison entre les distributions angulaires des probabilités de mauvaise identification de pions sélectionnés dans les désintégrations de τ entre données et simulation.



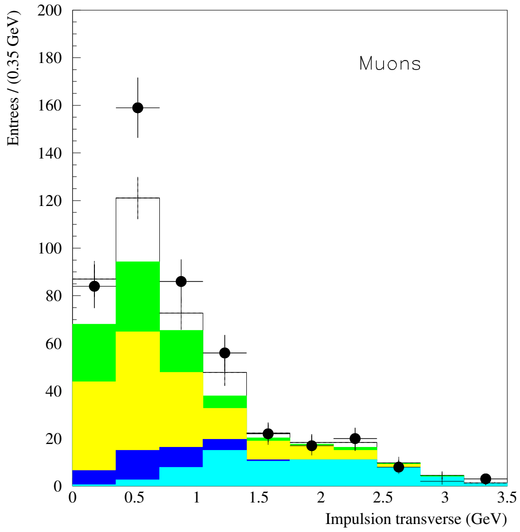


Figure III.21: Comparaison entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogrammes) des spectres d'impulsion (à gauche) et d'impulsion transverse (à droite) des candidats muons sélectionnés dans les événements di-muons de même signe et associés au même jet.

sélectionnés dans les événements hadroniques. Pour tenter de lever cette ambiguité et pour tester l'ensemble des sources de bruit de fond, on a comparé les spectres en impulsion et en impulsion transverse des candidats muons sélectionnés dans des événements où deux traces de même signe ont été séclectionnées, et associées au même jet reconstruit.

Dans ce type d'événement, l'un des deux candidats ne peut provenir que du fond associé soit à notre signal soit à un autre bruit de fond. Bien que dans ce dernier cas la probabilité soit très faible. La simulation nous indique (figures III.21) que le bruit de fond, qui domine dans ce type d'événements, est concentré aux petites impulsions et impulsions transverses. Les désaccords estimés sur les spectres d'impulsion et d'impulsion transverse sont respectivement de 1.129 ± 0.077 et 1.134 ± 0.077. On observe là encore une quantité plus importante de bruits de fond dans les données réelles qui n'est pas reproduit par la simulation.

La prédominance du fond dans les échantillons de muons sélectionnés dans les données, ainsi que sa concentration aux faibles valeurs de l'impulsion transverse (c'est-à-dire dans le centre des "jets" de hadrons) confirme les précédentes observations lors de la comparaison des distributions de l'isolement des candidats muons reconstruits dans les détecteurs de traces chargées. Dans la suite de notre étude, nous corrigerons cet effet dans les mesures des rapports d'embranchement par une augmentation de la proportion de bruit de fond de 13% dans la simulation.

III.6 L'identification des électrons

L'identification des électrons tire partie de l'énergie mesurée et des profils transverses et longitudinaux des gerbes électromagnétiques déposées dans la HPC. On bénéficie également de l'information sur la quantité d'ionisation détectée dans la TPC (dE/dx) qui sera utilisée lorsqu'elle est disponible.

III.6.1 L'identification des électrons par la HPC

Dans le chapitre I, on a décrit les techniques délicates mises en œuvre dans la fabrication de la HPC. Une autre difficulté vient de la quantité de matière située en amont de ce détecteur. La présence du RICH et de l'OD (spécificités de DELPHI) font que les électrons rayonnent une certaine quantité d'énergie avant d'arriver à la HPC ce qui fausse la mesure de l'énergie au niveau de ce détecteur qui ne correspond plus à l'impulsion qui a été mesurée. De plus, certaines gerbes électromagnétiques vont commencer leur développement à la sortie de l'OD et l'on va ainsi perdre l'information sur le "pied" de la gerbe qui caractérise les gerbes électromagnétiques.

Toutes ces difficultés entraînent la nécessité d'imposer des critères d'identification assez lâches pour conserver une certaine efficacité au détriment de la pureté que l'on essaiera d'augmenter par d'autres méthodes (comme les coupures sur le dE/dx ou les paramètres d'impact).

Dans l'identification des électrons, on ne considère que les traces qui ont une impulsion supérieure à 3 GeV/c et qui sont situées dans l'acceptance de la HPC (45$< \theta <$ 135°). On sélectionnera celles qui ont été associées à un dépôt d'énergie supérieure à 0.3 GeV/c^2, et qui satisfont les critères suivants :

- Le profil longitudinal de la gerbe qui lui est associée dans la HPC doit être compatible avec le profil attendu pour un électron de même impulsion. Le χ^2 déterminé sur l'ajustement de l'énergie déposée dans les 9 couches qui constituent la HPC doit correspondre à une probabilité supérieure à 2%.
- La probabilité associée au χ^2 calculée sur la différence en z et en ϕ entre la trace extrapolée au niveau de la HPC et le début de la gerbe qui lui est associée, doit être respectivement supérieure à 5 et 2%.
- La comparaison entre, le rapport de l'énergie de la gerbe (E) sur l'impulsion mesurée (P), et la valeur attendue pour un électron (E/P=1) doit correspondre à une probabilité supérieure à 5%.

Enfin, dans la sélection des événements on demandera à ce que la TPC, l'OD, et la HPC soient opérationnelles pendant les périodes de prise de données.

III.6.2 L'identification des électrons par la TPC

L'identification des électrons dans la TPC repose sur l'évaluation de la perte d'énergie par ionisation lors de la traversée du volume de gaz. On mesure la quantité d'énergie déposée par la particule par unité de longueur (dE/dx), normalisée à la densité du milieu tranversé (en $MeVg^{-1}cm^2$). La valeur la plus probable de cette quantité est une fonction du produit $\beta\gamma$, où $\beta = v/c$ est la célérité de la particule et $\gamma = E/m$ est le facteur de contraction de Lorentz.

Le comportement de la valeur moyenne du dE/dx en fonction de la vitesse d'une particule lourde incidente (μ, π, p, etc...) est décrit par la formule de Bethe et Bloch [54]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N e^4}{mc^2}\,\frac{Z}{A}\,\frac{\rho}{\beta^2}\left[\ln\frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2\right]$$

où $mc^2 = 0.511$ MeV, l'énergie de l'électron au repos. et $2\pi Ne^4/mc^2 = 0.154$ MeV g^{-1} cm^2. I est le potentiel d'ionisation effectif et E_M le transfert d'énergie maximum autorisé. Dans le cas des électrons, l'expession du (dE/dx) est prend une formulation différente. Dans un modèle relativiste simple à deux corps, on a :

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}$$

L'étude de cette formule montre que la perte d'énergie différentielle due aux interactions coulombiennes décroît rapidement dans la région de basse impulsion, dominée par le terme en $1/\beta^2$, pour atteindre un extrêmum autour de la région dite du *minimum d'ionisation* ($\beta \simeq 0.97$), puis augmente à nouveau (*remontée relativiste*) sous l'influence du terme logarithmique, quand $\beta \rightarrow 1$. Dans la limite des particules *ultra*-relativistes, l'ionisation tend vers une valeur constante, le *plateau de Fermi*, qui dépend de la densité et de la polarisabilité du milieu. La distribution autour de la valeur la plus probable du dE/dx est décrite, en première approximation, par une courbe de Landau. Celle-ci rend compte de la très large gamme de transferts d'énergie permis dans les interactions coulombiennes entre la particule et le cortège électronique de l'atome.

Figure III.22: Distribution du $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion des particules [55] .

Dans la TPC, les espacements entre fils sensibles sont équivalents à un empilement de détecteurs gazeux d'une épaisseur de 4 mm. Pour une particule isolée, on peut donc obtenir un échantillonnage pouvant atteindre 192 valeurs du dE/dx, qui se répartissent selon une distribution de Landau. Par suite, pour limiter les effets dus aux fluctuations, on choisit comme estimateur de la perte d'énergie la plus probable, la valeur moyenne de cette distribution calculée avec les amplitudes les plus basses à raison de 80% du total des amplitudes mesurées.

Par une mesure conjointe du dE/dx et de l'impulsion de la particule, on effectue une estimation de sa masse et donc une identification qui peut cependant être ambigüe dans certains domaines d'impulsion.

La figure III.22 représente la distribution du dE/dx en fonction de l'impulsion des particules obtenues après la désintégration de Z^0. Un minimum de 100 fils a été requis pour la mesure du dE/dx. Les courbes théoriques calculées pour les conditions de pression et de température de fonctionnement de la TPC sont superposées. On peut voir, à faible impulsion, la séparation entre les électrons et les autres particules (μ, π, Kaons et protons). Pour des impulsions supérieures à 10 GeV/c, l'identification des particules est rendue délicate du fait de la résolution obtenue sur la mesure du dE/dx.

Dans le cas des électrons dont l'impulsion mesurée est supérieure au GeV/c, la valeur du dE/dx est pratiquement constante, et une coupure franche sur une valeur minimale permet de purifier le signal.

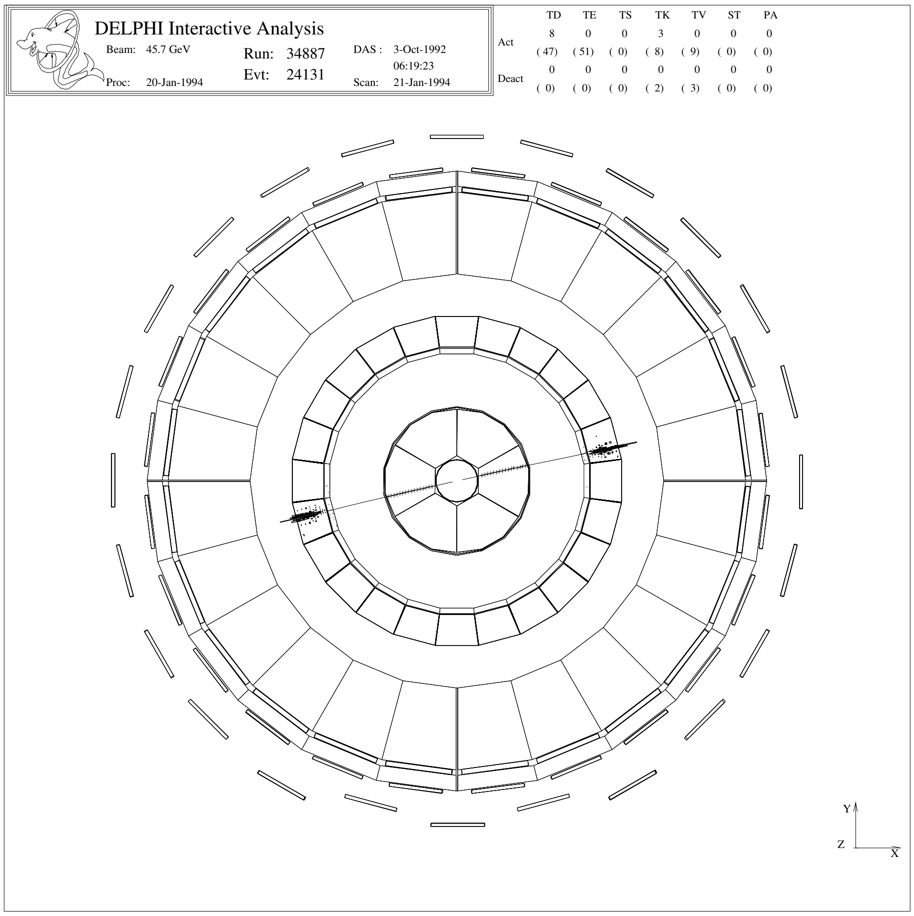


Figure III.23: Un événement du type $Z^o \rightarrow e^+e^-$ sélectionné.

La figure III.24 compare la valeur du dE/dx mesurée dans les données et dans la simulation pour des événements "Bhabha". Ces derniers sont sélectionnés à partir d'événements composés de deux traces colinéaires de plus de 30 GeV/c, passant par le point d'interaction et dont plus de 90% de l'énergie disponible dans le centre de masse a été reconstruite. On vérifie également qu'aucun dépôt d'énergie ne soit détecté dans les chambres à muons ou dans les dernières couches du calorimètre hadronique (figure III.23). Pour les traces produites au cœur des jets de hadrons, la mesure du dE/dx est rendue plus difficile à cause de la présence de traces voisines. Les distributions de la mesure du dE/dx pour des traces identifiées par la HPC comme étant des électrons potentiels dans les événements hadroniques sont représentées sur la figure III.25 pour les données et la simulation. Ces deux comparaisons montrent que l'on a un bon accord dans la simulation de la quantité d'ionisation mesurée dans les données au niveau de la TPC, ce qui va nous permettre d'utiliser cette information lorsqu'elle sera disponible.

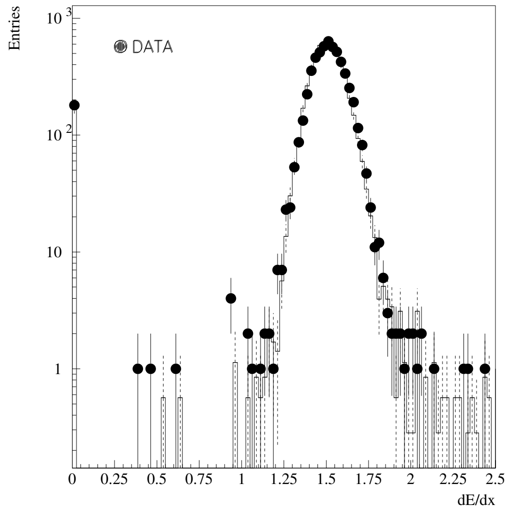


Figure III.24: Distribution du dE/dx de traces sélectionnées dans les événements bhabha. Comparaison entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogrammes).

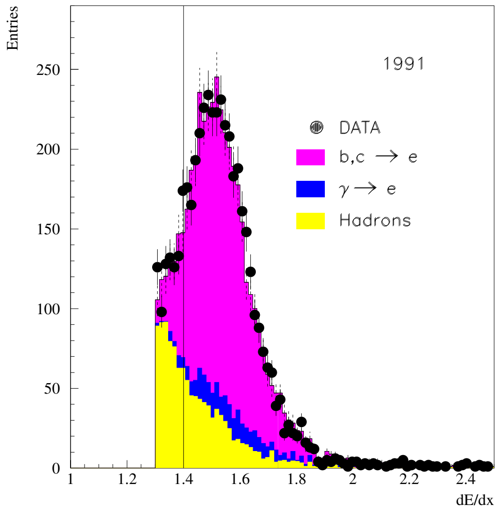


Figure III.25: Comparaison de la distribution du dE/dx pour des traces sélectionnées par la HPC dans les événements hadroniques entre les données (cercles pleins) et la simulation (histogrammes).

III.6.3 Efficacité de la sélection

Pour estimer l'efficacité d'identification des électrons à partir de la HPC et de la TPC et de façon indépendante de la simulation, on a sélectionné les événements Compton occasionnés lors du croisement des faisceaux du LEP (figure III.26). Ceux-ci sont formés d'un maximum de trois traces chargées, accompagnées d'un dépôt d'énergie neutre à petit angle par rapport à l'axe des faisceaux (figure III.27). La figure III.28 compare le spectre d'impulsion des traces sélectionnées dans ce type d'événement avec une simulation.

Dans le tableau III.4, les valeurs de l'efficacité d'identification des électrons calculées pour différentes coupures sur l'impulsion minimale des traces sélectionnées dans les événements Compton, sont comparées aux prédictions réalisées à partir du Monte Carlo pour des événements $q\overline{q}$. Ces valeurs sont compatibles au-dessus d'une coupure minimale de 4 GeV/c. Le désaccord résiduel de 0.6% entre les données réelles et simulées est contenu dans les limites admises par l'erreur statistique. Il contribuera néanmoins au calcul de l'erreur systématique totale dans les mesures des rapports d'embranchement semi-leptoniques. L'évolution du rapport des efficacités estimées dans les données et la simulation en fonction de l'impulsion des traces sélectionnées dans les événements Compton (figure III.29) est stable et est compatible sur tout le spectre dans la limite de la statistique disponible.

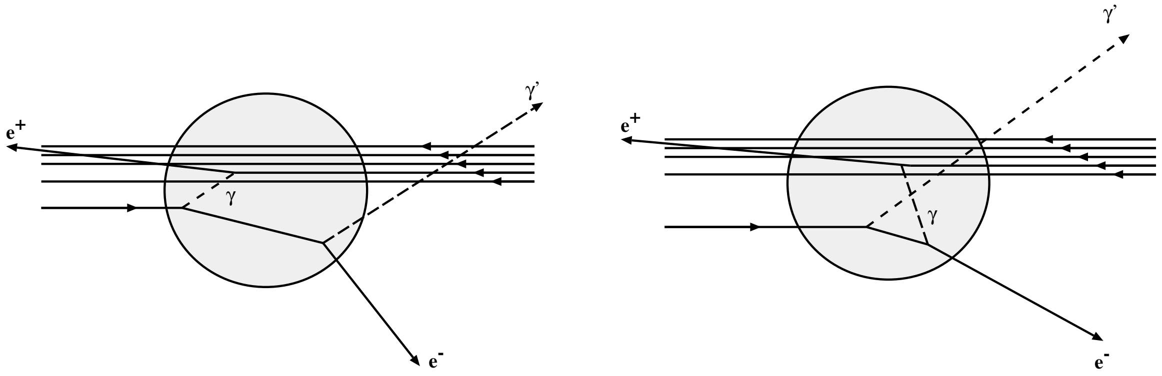


Figure III.26: Représentation des processus, au premier ordre de production des événements Compton dans les interactions électron-faisceau.

	Evénements Compton		Evénements $q\overline{q}$
Impulsion minimale	Données	Simulation	Simulation
3 GeV/c	53.73 ± 1.21	57.67 ± 3.37	56.44 ± 0.29
4 GeV/c	57.88 ± 1.47	58.46 ± 4.32	58.11 ± 0.31
5 GeV/c	60.00 ± 1.76	57.14 ± 5.19	59.06 ± 0.33

Tableau III.4: Efficacité d'identification des électrons estimée pour différentes coupures en impulsion dans les événements Compton et dans la simulation des événements hadroniques (les valeurs sont en pourcentage).

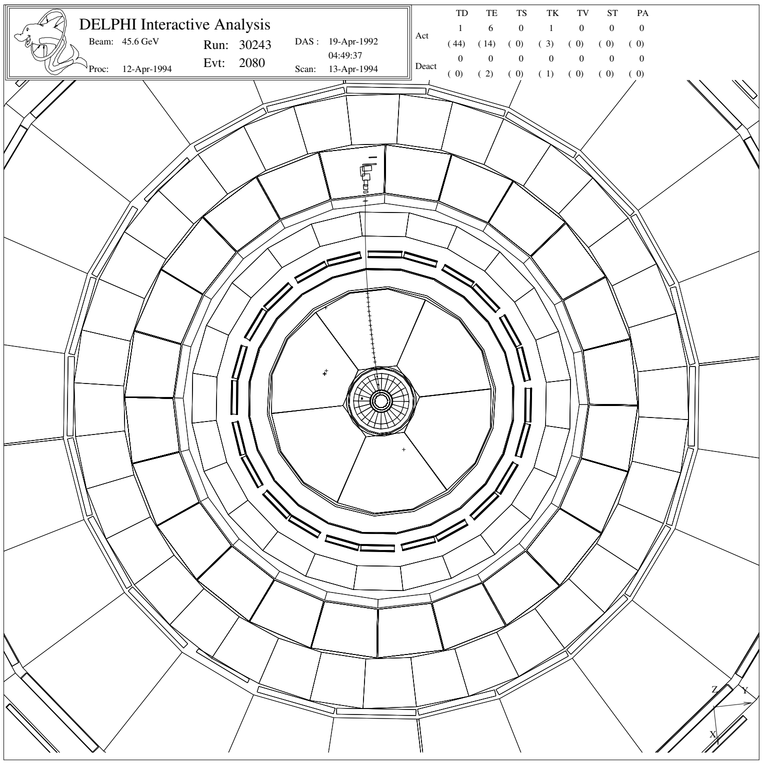
La simulation permet d'évaluer le nombre d'électrons identifiés par notre sélection parmi l'ensemble des électrons engendrés dans les événements hadroniques. L'efficacité d'identification des électrons dont l'impulsion est supérieure à 4 GeV/c est de (34.6 ± 0.3)%. Cette valeur est dominé par l'acceptance géométique de la HPC qui ne couvre que la région centrale du détecteur.

Sur la figure III.30 on a représenté la distribution angulaire des candidats électrons sélectionnés dans les événements hadroniques simulés et réels. Ces deux distributions sont normalisées au même nombre de Z^o hadronique générés. On observe une surestimation de l'efficacité dans la partie de l'angle solide définie par $\cos(\theta_e) > 0$ (tableau III.5). Tandis que sur la totalité de l'angle solide la comparaison entre données réelles et simulées est satisfaisante : 1.003 ± 0.010.

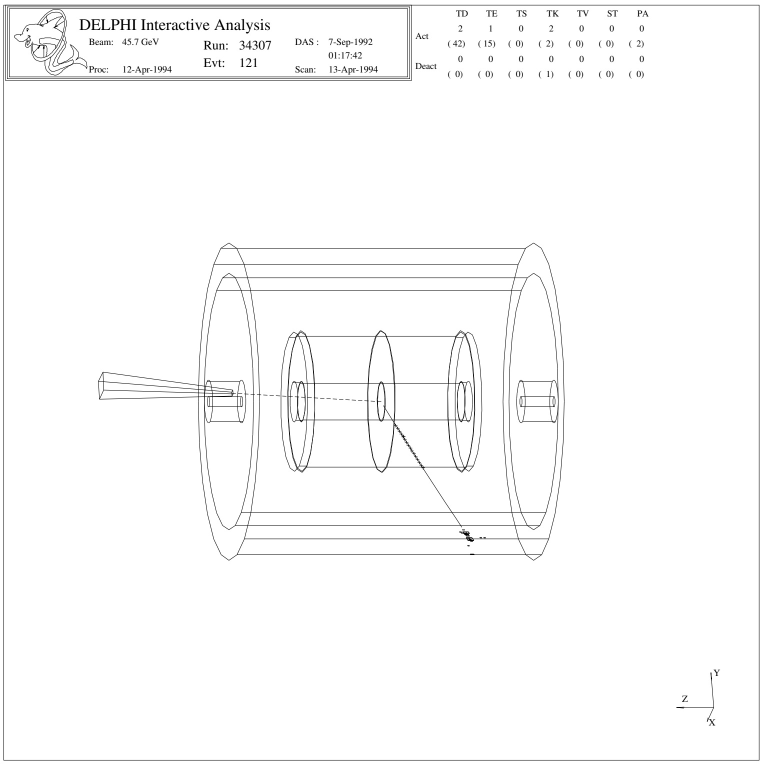
Echantillons	$\cos(\theta) > 0$	$\cos(\theta) < 0$	Total
Données réelles (%)	1.369 ± 0.014	1.485 ± 0.015	2.855 ± 0.021
Simulation (%)	1.488 ± 0.015	1.434 ± 0.015	2.845 ± 0.021
Rapport	0.920 ± 0.013	1.036 ± 0.015	1.003 ± 0.010

Tableau III.5: Tableau du nombre moyen d'électrons identifiés par événement hadronique dans les données et la simulation.

Le rapport de l'efficacité d'identification des électrons dans les données réelles et simulées



(a)



(b)

Figure III.27: Vues transverse (a) et longitudinale (b) d'événements Compton sélectionnés.

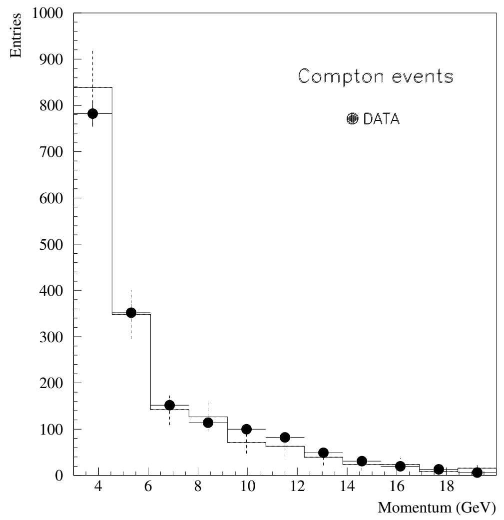


Figure III.28: Comparaison des spectres d'impulsion des traces sélectionnées dans les événements Compton entre les données (cercles pleins) et la simulation (histogrammes).

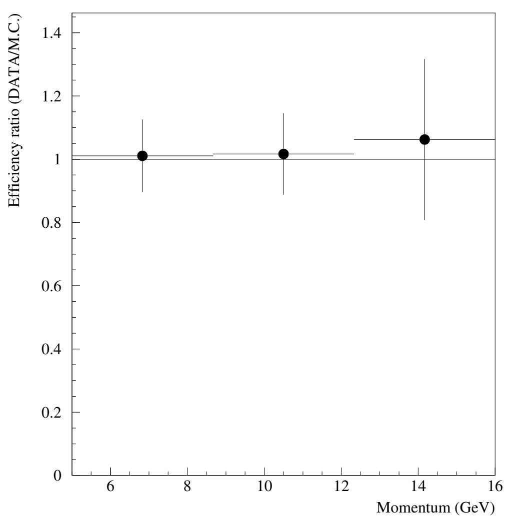


Figure III.29: Evolution du rapport de l'efficacité d'identification des électrons sélectionnés dans les données réelles et simulées pour des traces issues d'événements Compton en fonction de l'impulsion totale.

est de 0.990 ± 0.078 pour des traces d'impulsion supérieure à 4 GeV/c sélectionnées dans les événements Compton et la comparaison avec les électrons identifiés dans les événements $Z^o \rightarrow q\bar{q}$ donne une valeur similaire de 0.996 ± 0.026. Dans le reste de notre analyse, nous choisirons cette coupure cinématique pour mesurer les rapports d'embranchement Br($b \rightarrow Xl\nu_l$) et Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$).

III.6.4 La contamination des échantillons d'électrons

La contamination est principalement due aux hadrons qui interagissent dans le plomb formant une **gerbe hadronique** dans le détecteur. Cette contamination est fortement réduite par la coupure en χ^2 sur les profils longitudinal et transversal des gerbes mais les inefficacités de la HPC et la matière présente en amont de ce détecteur, ne permet pas de disposer de toute l'information sur la forme du début de la gerbe.

Pour évaluer la probabilité de mauvaise identification des hadrons on a utilisé les pions sélectionnés dans les désintégrations des K_s^0. Le désaccord observé sur cet échantillon (tableau III.6) est statistiquement faible, car il est nécessaire de purifier le lot de K_s^0 pour éliminer au maximum le bruit de fond dû aux électrons provenant des photons qui se convertissent dans la matière du détecteur.

Les **électrons de conversion** sont la deuxième source de fond. Bien que la conversion d'un γ intervienne à des distances supérieures à notre coupure sur le paramètre d'impact, la faible ouverture de l'angle de désintégration entre les deux électrons et l'absence de courbure de la trajectoire des gamma simule des particules issues du vertex primaire.

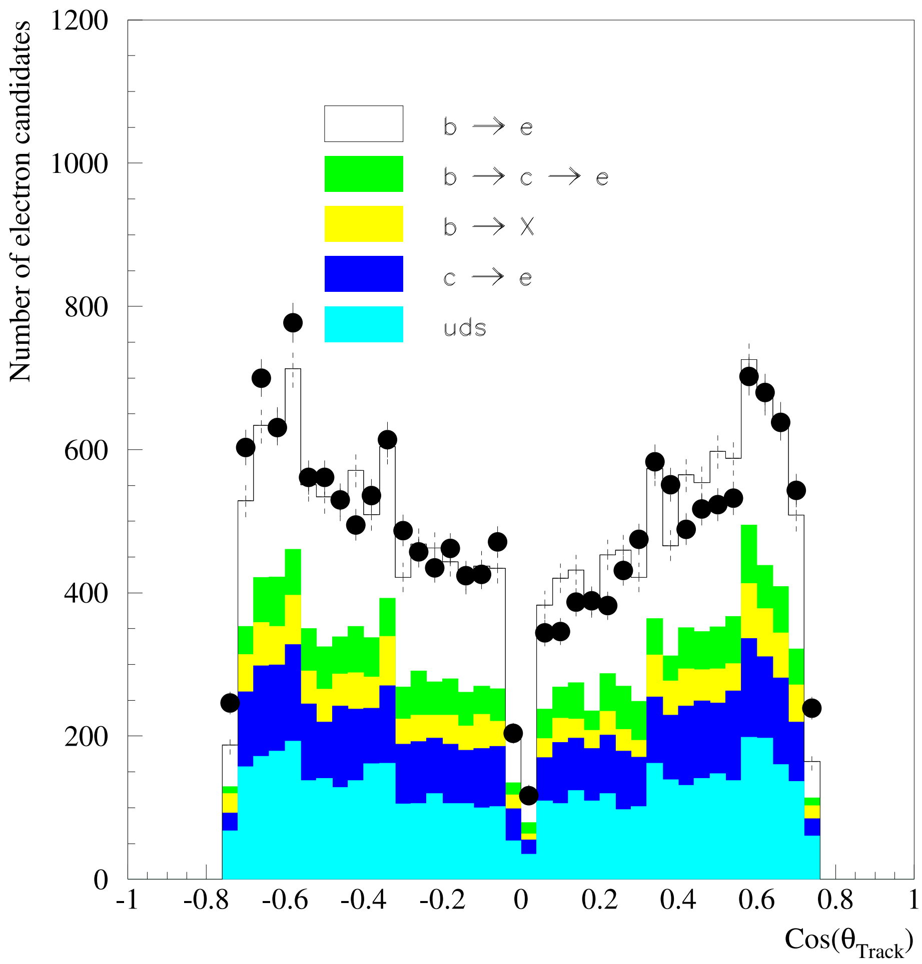


Figure III.30: Distribution angulaire des candidats électrons dans les données (cercles noirs) et dans la simulation (histogrammes).

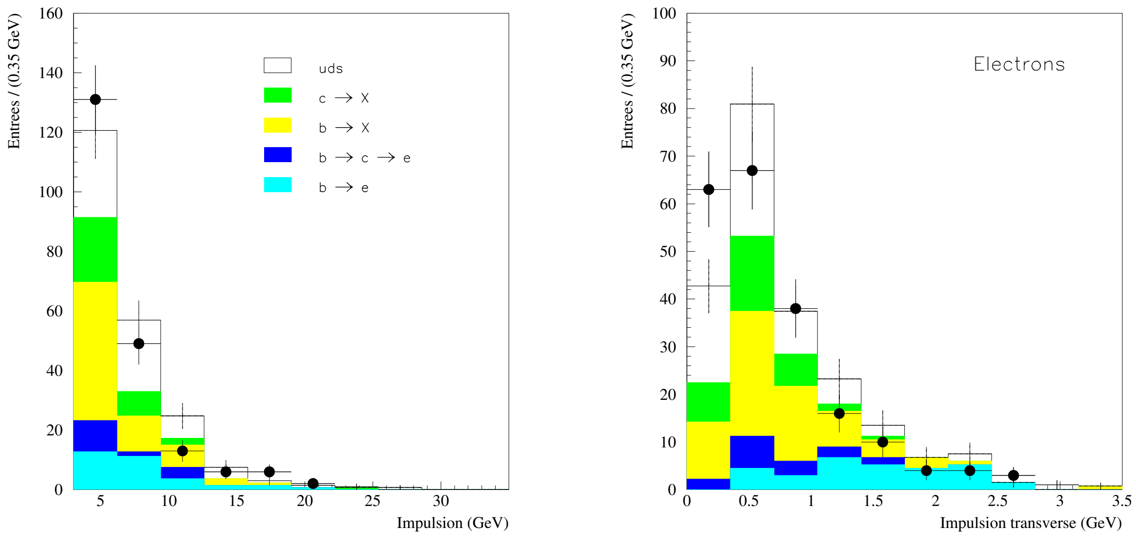


Figure III.31: Comparaison entre les données réelles (cercles pleins) et simulées (histogrammes) des spectres d'impulsions (à gauche) et d'impulsion transverse (à droite) des candidats électrons sélectionnés dans les événements di-électron de même signe et associés au même jet.

Evénements sélectionnés	Données ($\times 10^{-2}$)	Simulation ($\times 10^{-2}$)	Rapport
Pions de désintégration des kaons	0.605 ± 0.174	0.840 ± 0.216	0.720 ± 0.278

Tableau III.6: Probabilité de sélection des pions par l'algorithme d'identification des électrons dans les désintégrations des K^o.

On réduit au maximum ce bruit en utilisant des programmes de reconstruction de la désintégration de "V^0". Lorsqu'un candidat est associé à une autre trace par un vertex localisé dans une région où se trouve une certaine quantité de matière, il est éliminé de la sélection. Il a été montré [56] à partir de la simulation des événements hadroniques que cette coupure éliminait environ 75% des éléctrons de conversion pour seulement 3% des électrons provenant des désintégrations semi-leptoniques des hadrons de saveurs lourdes.

Nous avons repris, dans le cas des électrons, l'étude précédente, sur les événements où deux traces de même signe ont été sélectionnées et associées au même jet reconstruit. Là encore, les résultats confirment les tendances observées à partir d'échantillons spécialisés. Toutefois, la surestimation du bruit de fond par la simulation reste compatible avec les données. Les désaccords sur les spectres d'impulsion et d'impulsion transverse sont respectivement de 0.964 et 0.961 avec une précision de ± 0.094 (figure III.31).

Chapitre IV

Mesures des rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux

Dans ce chapitre, nous allons résumer les connaissances actuelles sur les rapports d'embranchement semi-leptoniques $\mathrm{Br}(b \to X l \nu_l)$ et $\mathrm{Br}(b \to Xc \to X l \nu_l)$ puis, nous décrirons nos critères de sélection des événements leptoniques et di-leptoniques qui vont nous permettre de déterminer ces mêmes quantités par des méthodes originales.

Un certain nombre de mesures ont été effectuées sur le rapport d'embranchement $\mathrm{Br}(b \to X l \nu_l)$ par des expériences réalisées à l'énergie de l'Υ(4s) ainsi qu'au-dessus de son seuil de production. Celles-ci ont obtenu les résultats suivants, en intégrant les canaux de désintégration semi-leptonique du quark b en électrons et en muons :

$\mathrm{Br}(b \to X l \nu_l)$	=	$11.0 \pm 0.1 \pm 0.3$	CLEO-II [64]	(ISGW**)
	=	$10.7 \pm 0.1 \pm 0.3$		(ACCMM)
	=	$9.8 \pm 0.5 \pm 0.2$	ARGUS [65]	(IGSW)
	=	$10.2 \pm 0.5 \pm 0.2$		(ACCMM)
$\mathrm{Br}(b \to X e \nu_e)$	=	$9.6 \pm 0.5 \pm 0.4$	ARGUS [64]	(Non biaisé)
	=	$10.0 \pm 0.4 \pm 0.3$	CUSB-II [66]	(ACCMM-IGSW)
	=	$11.9 \pm 0.4 \pm 0.7$	Crystal Ball [67]	(IGSW)
	=	$12.0 \pm 0.5 \pm 0.7$		(ACCMM)

Ces valeurs sont significativement inférieures aux prédictions théoriques (chapitre II) qui sont elles mêmes comprises entre 12 et 14 % selon le modèle considéré.

A LEP, la composition des hadrons produits est différente de celle que l'on rencontre à l'énergie de l'Υ(4s). En effet, l'énergie disponible dans le centre de masse permet de créer des baryons beaux comme par exemple le Λ_b (ou le baryon Ξ_b dont l'existence a été proposée par la collaboration DELPHI [69, 68] qui a identifié un premier signal à deux écart standards) ainsi que des mésons lourds comme le B_s^0 qui a été observé par les expériences ALEPH et DELPHI en 1991. De plus, les hadrons sont produits avec une énergie suffisante pour que, malgré l'existence des limites inférieures de 3 et 4 GeV/c sur l'identification des leptons dans DELPHI, nous observions l'ensemble de leur spectre d'impulsion. Ceci diminue la dépendance de cette mesure vis à vis du modèle théorique employé pour décrire ces spectres. Par contre, on est sensible au modèle de fragmentation qui décrit l'énergie emportée par le hadron lors de l'hadronisation.

Les premières mesures effectuées à LEP semblent confirmer la tendance observée par CLEO et ARGUS. Les résultats donnés par les quatre expériences du LEP [64] sont les suivants :

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Br}(b \to X l \nu_l) &= 11.4 \pm 0.3 \pm 0.4 && \text{ALEPH (ACCMM-IGSW)} \\
&= 9.7 \pm 0.4 \pm 0.7 && \text{DELPHI (ISGW}^{**}\text{)} \\
&= 11.9 \pm 0.1 \pm 0.4 && \text{L3} \\
&= 10.5 \pm 0.6 \pm 0.5 && \text{OPAL (ACCMM)}
\end{aligned}
$$

L'ensemble de ces mesures utilisent des techniques d'ajustement à plusieurs variables sur les distributions des spectres d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons sélectionnés dans les événements mono-leptoniques et di-leptoniques produits dans les désintégrations hadroniques du Z^0. Les résultats sur les rapports d'embranchement, qui sont obtenus par cette méthode sont étroitement corrélés à l'efficacité d'identification des leptons (ϵ), et à la valeur de la largeur partielle de désintégration du Z^o en une paire de quark et d'anti-quark b ($\Gamma_{b\bar{b}}$).

Afin d'obtenir une mesure de ce rapport d'embranchement indépendante de la valeur de $\Gamma_{b\bar{b}}$, nous allons mettre en œuvre une autre méthode utilisant simultanément les événements leptoniques et les événements di-leptoniques. Nous utilisons le rapport du nombre d'événements possédant deux leptons identifiés dans des directions opposées au nombre d'événements leptoniques total. Au premier ordre et dans la limite où le bruit de fond est négligé, ce rapport est donné par la relation suivante :

$$
\begin{aligned}
R &= \frac{N(Z^0 \to b\bar{b} \to ll)}{N(Z^0 \to b\bar{b} \to lX)} \\
&\propto \frac{\epsilon(bl)^2 Br(b \to X l \nu_l)^2 \Gamma_{b\bar{b}}}{\epsilon(bl) Br(b \to X l \nu_l)(2 - \epsilon(bl) Br(b \to X l \nu_l))\Gamma_{b\bar{b}}} \\
&\simeq \frac{\epsilon(bl)}{2} Br(b \to X l \nu_l)
\end{aligned}
\tag{IV.1}
$$

Comme nous le souhaitions, le rapport R ne dépend plus de la valeur de $\Gamma_{b\bar{b}}$. Le coefficient de proportionnalité (ϵ) qui intervient est déterminé par l'efficacité d'identification des leptons. Ce problème a été longuement traité dans le précédent chapitre, et la précision que nous avons atteint sur la détermination de cette quantité ainsi que sur sa simulation par notre Monte Carlo nous permet de contrôler son effet sur le résultat final.

Plus précisément, lorsque nous utilisons les événements dileptons, où les deux leptons ont été identifiés dans des directions opposées, nous devons considérer l'effet sur notre mesure du taux de cascades de désintégration semi-leptoniques des hadrons beaux $b \to Xc \to X l \nu_l$.

Pour éliminer cette contrainte, nous pourrions signer les deux leptons, mais la valeur du mélange des mésons beaux neutres ($\chi_d = (11.5 \pm 0.9 \pm 0.6)\%$ [64]) diminue la statistique de 22%. De plus, la fréquence des oscillations du méson B_s^o n'est pas encore connue, ce qui contriburait à augmenter l'erreur systématique. Nous avons donc choisi de ne pas signer ces événements, et d'entreprendre la mesure de la valeur du rapport d'embranchement $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$ à LEP.

Le rapport d'embranchement $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$ est, quant à lui, bien moins connu que le précédent, et les mesures existantes, sont assujetties à de larges erreurs. Les collaborations CLEO et ARGUS ont estimé ce rapport dans le canal de désintégration des mésons beaux en électrons [64]. Les valeurs mesurées sont les suivantes :

$$\begin{array}{rcll} Br(b \to Xc \to Xe\nu_e) & = & 9.7 \pm 0.8 \pm 0.6 & \text{CLEO} \\ & = & 7.9 \pm 0.8 \pm 1.0 & \text{ARGUS} \end{array}$$

A LEP, la production des baryons beaux et mésons beaux lourds ont, comme conséquence, de modifier la valeur de ce rapport d'embranchement. Quelques valeurs préliminaires, déterminées par des ajustements à plusieurs variables sur les spectres des leptons, ont été présentées par trois des quatre collaborations du LEP [64] :

$$\begin{array}{rcll} Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) & = & 8.2 \pm 0.2 \pm 1.2 & \text{ALEPH} \\ & = & 7.0 \pm 0.4 \pm 0.5 & \text{DELPHI} \\ & = & 7.7 \pm 0.4 \pm 0.7 & \text{OPAL} \end{array}$$

Une partie importante des produits de désintégrations charmés comme le D_s ou le Λ_c ont des rapports d'embranchement semi-leptoniques mal connus, ou plus faibles que l'ensemble des hadrons c produits dans les désintégrations des mésons B^+ et B^o. On peut comprendre que la valeur de ce rapport d'embranchement puisse diminuer à LEP.

Afin d'extraire directement cette valeur des données, sans faire intervenir d'autres quantités, nous avons utilisé le rapport entre le nombre de jets possédant deux leptons identifiés par nos algorithmes de sélection et le nombre de jets auxquels nous n'avons associé qu'un seul lepton. Ce rapport, dans la limite où le bruit de fond a été annulé, s'exprime par la relation suivante :

$$\begin{aligned} R' &= \frac{N_{Jet}(b \to ll)}{N_{Jet}(b \to l)} \\ &\propto \frac{\epsilon(bl, bcl) Br(b \to Xl\nu_l) Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) \Gamma_{b\bar{b}}}{\epsilon(bl) Br(b \to Xl\nu_l) \Gamma_{b\bar{b}}} \\ &= \frac{\epsilon(bl, bcl)}{\epsilon(bl)} Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) \qquad \text{(IV.2)} \end{aligned}$$

Les formules détaillées des quantités $N_{Jet}(b \to ll)$ et $N_{Jet}(b \to l)$ qui prennent en compte l'ensemble des contributions aux événements à un et deux leptons sont décrites dans la section IV.3.1. De même que, dans le cas du rapport $Br(b \to Xl\nu_l)$, on ne dépend plus que de l'efficacité d'identification des leptons. L'intérêt majeur de cette méthode est d'atteindre une très grande pureté du signal que l'on désire mesurer. Le fait de demander deux leptons de signes opposés dans le même jet diminue de moitié le bruit de fond créé par la combinaison de deux traces mal identifiées ou d'un vrai lepton issu de la désintégration d'un hadron beau ou charmé avec du bruit de fond.

IV.1 Sélection des événements leptoniques

On applique les algorithmes d'identification d'électrons et de muons sur les événements hadroniques, dont nous avons décrit la sélection dans le chapitre précédant. L'axe de poussée (thrust) est choisi de façon à ce que la majeur partie des particules produites lors de la désintégration du Z^0 soit dans l'acceptance du détecteur. En demandant que l'angle de cet axe par rapport à l'axe des faisceaux soit compris entre 32^o et 148^o, la reconstruction de ces événements par les différents sous-détecteurs de DELPHI permet d'obtenir une bonne détermination des variables dynamiques utilisées pour purifier notre échantillon en leptons de désintégration de saveurs lourdes.

Pour extraire les rapports d'embranchements semi-leptoniques des hadrons beaux, on doit connaître les différentes sources de leptons intervenant dans la composition de notre échantillon. Nous avons adopté une classification, commune aux électrons et aux muons, de nos candidats leptons donné par le Monte Carlo. Il y a en tout, cinq classes distinctes :

1. Les leptons issus de la désintégration directe d'un quark b dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$ (bl).

$$
\begin{array}{l}
b \longrightarrow W^- c \\
\qquad\ \ \lfloor\!\!\longrightarrow l^- \nu_l
\end{array}
$$

2. Les leptons produits dans des cascades de désintégrations charmées de hadrons beaux (bcl).

$$
\begin{array}{l}
b \longrightarrow W^- c \\
\qquad\ \ \lfloor\!\!\longrightarrow \bar{c}s \\
\qquad\qquad \lfloor\!\!\longrightarrow W^- \bar{s} \\
\qquad\qquad\qquad \lfloor\!\!\longrightarrow l^- \bar{\nu}_l \\
b \longrightarrow W^- \ c \\
\qquad\qquad \lfloor\!\!\longrightarrow W^+ s \\
\qquad\qquad\qquad \lfloor\!\!\longrightarrow l^+ \nu_l
\end{array}
$$

3. Les autres désintégrations dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$ produisant une trace identifiée qui n'a pas été associée à l'une des deux classes précédantes (bX).

$$
\begin{array}{l}
b \longrightarrow W^- c \\
\qquad \hookrightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau \\
\qquad\qquad \hookrightarrow l^- \nu_\tau \bar{\nu}_l \\
b \longrightarrow W^-\ c \\
\qquad\quad \hookrightarrow W^+ s \\
\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \tau^+ \nu_\tau \\
\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau
\end{array}
$$

$$
\begin{array}{l}
B \longrightarrow J/\psi \, \mathrm{X} \\
\qquad\quad \hookrightarrow \mu^+ \mu^-
\end{array}
$$

Mauvaises identifications de hadrons traversant la matière du détecteur.
Leptons issus de la désintégration secondaire de hadrons.

4. Les leptons de désintégrations de hadrons dans les événements $c\bar{c}$ (cl).

$$
\begin{array}{l}
c \longrightarrow W^+ s \\
\qquad \hookrightarrow l^+ \nu_l
\end{array}
$$

Mauvaise identification de leptons et désintégration de hadrons.

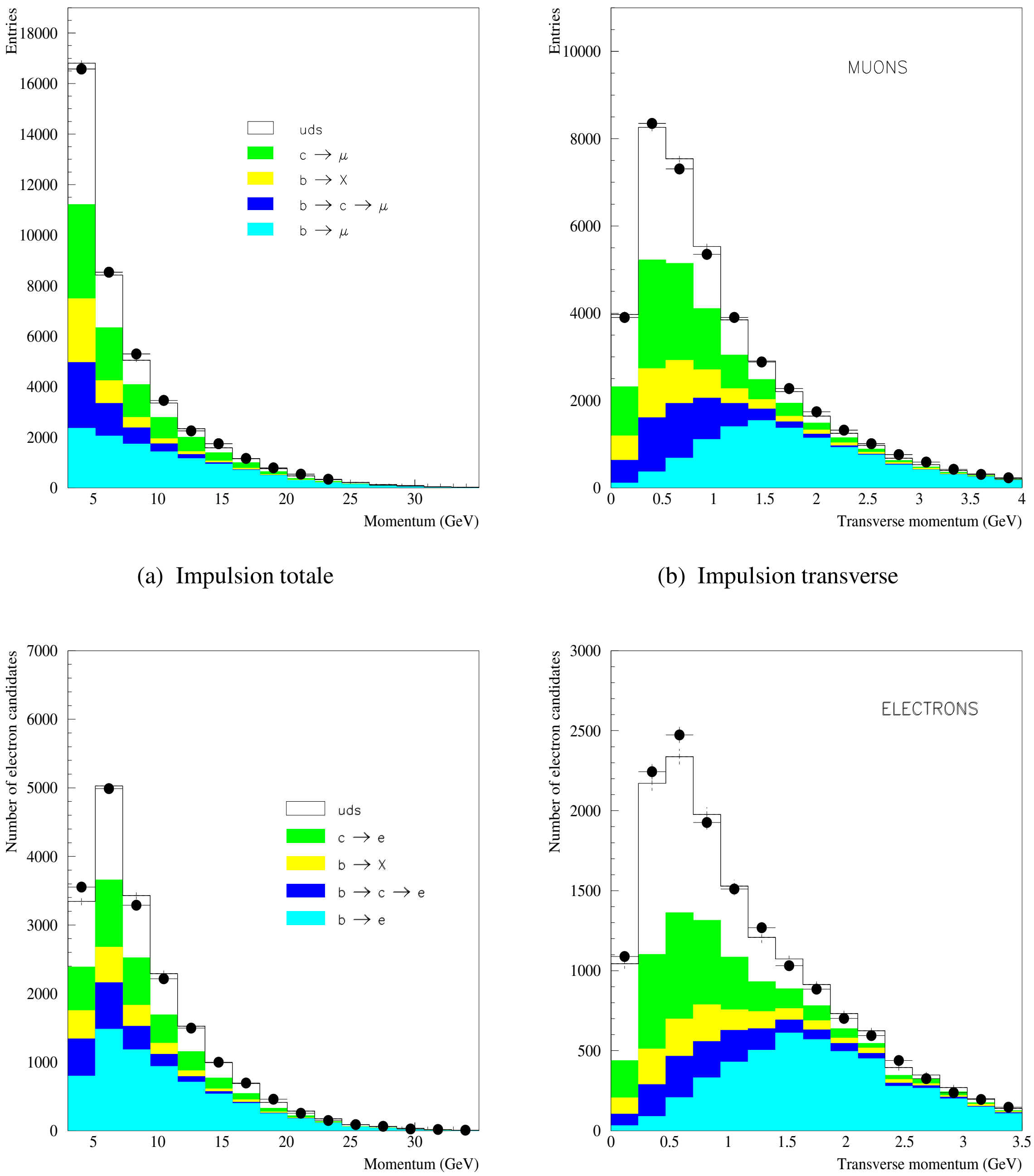
5. Les leptons, ou les mauvaises identifications de hadrons dans les désintégrations hadroniques du Z^o en quarks de saveurs légères (uds).

Le tableau IV.1 donne les valeurs prédites par le Monte Carlo de la composition des événements leptoniques pour trois coupures différentes sur l'impulsion transverse du lepton.

	$P_t \geq 0.4$ GeV/c		$P_t \geq 1.0$ GeV/c		$P_t \geq 1.6$ GeV/c	
Classe	muons	électrons	muons	électrons	muons	électrons
bl	35.0 ± 0.3	37.7 ± 0.4	57.2 ± 0.4	58.9 ± 0.5	71.3 ± 0.5	70.0 ± 0.7
bcl	13.8 ± 0.2	10.6 ± 0.3	9.5 ± 0.2	8.0 ± 0.3	5.4 ± 0.2	5.1 ± 0.3
bX	9.1 ± 0.2	8.4 ± 0.2	6.3 ± 0.2	6.2 ± 0.3	4.9 ± 0.2	5.0 ± 0.3
cl	21.1 ± 0.2	18.4 ± 0.3	13.8 ± 0.3	11.0 ± 0.3	9.3 ± 0.3	7.5 ± 0.4
uds	21.1 ± 0.2	24.9 ± 0.4	13.2 ± 0.3	15.9 ± 0.4	9.2 ± 0.3	12.4 ± 0.5

Tableau IV.1: Composition prédite par le Monte Carlo des échantillons d'événements leptoniques (les valeurs sont en pourcentage). On a considéré trois coupures sur l'impulsion transverse minimale de la trace par rapport à l'axe du jet.

La figure IV.1 représente les distributions en impulsion et impulsion transverse des électrons et muons dans les événements sélectionnés. On voit que l'impulsion transverse (P_t^{out}) est une variable discriminante à la fois pour diminuer le bruit de fond et pour purifier notre échantillon en leptons provenant de la désintégration directe de hadrons beaux. De plus, pour une impulsion transverse supérieure à 0.4 GeV/c, on a un accord satisfaisant entre les données et notre simulation.



(a) Impulsion totale

(b) Impulsion transverse

(c) Impulsion totale

(d) Impulsion transverse

Figure IV.1: Comparaison des distributions en impulsion et impulsion transverse des muons (distributions du haut) et des électrons (distributions du bas) sélectionnés entre les données (cercles pleins) et les prédictions du Monte Carlo (histogrammes).

IV.2 Sélection des événements di-leptoniques

Pour les événements di-leptoniques, on utilisera deux types de sélections selon que les deux leptons ont été identifiés dans les deux hémisphères de l'événement pour la mesure de $b \to l$, ou associés au même jet reconstruit pour la mesure de $b \to c \to l$. Les échantillons sélectionnés sont subdivisés respectivement en huit et six classes définies par notre Monte Carlo et dont les principales, constituant le signal, sont les suivantes :

- Les désintégrations semi-leptoniques de hadrons B dans chacun des deux hémisphères de l'événement.

$$\begin{array}{ccccccc} & W^+\bar{c} \longleftarrow \bar{b} \longleftarrow Z^o \longrightarrow b \longrightarrow W^-c & \\ l^+\nu_l \longleftarrow\!\lrcorner & & \llcorner\!\longrightarrow l^-\bar{\nu}_l \end{array}$$

- Les cascades de désintégration semi-leptoniques du quark b.

$$\begin{array}{l} b \longrightarrow W^-c \longrightarrow W^+s \\ \qquad\ \llcorner\!\longrightarrow l^-\bar{\nu}_l \ \ \llcorner\!\longrightarrow l^+\nu_l \end{array}$$

La description complète de ces différentes classes sera donnée dans les sections suivantes avec leurs proportions relatives prédites par la simulation.

IV.2.1 Les événements dilepton produits dans deux hémisphères opposés

Ces événements di-leptoniques sont définis comme ayant au moins deux traces identifiées dans deux hémisphères opposés par rapport à la direction de l'axe de poussée. Pour les événements où, dans un hémisphère, on a identifié plus d'un lepton, on sélectionnera celui qui possède la plus grande impulsion transverse calculée par rapport à l'axe du jet (P_t^{out}). La figure IV.2 montre une représentation de DELPHI superposée à l'un de ces événements que l'on a sélectionné.

Le tableau IV.2 donne la composition de cet échantillon telle qu'elle nous est prédite par le Monte Carlo selon les différentes classes définies précédemment. Les deux coupures à haute et basse valeurs de l'impulsion transverse des leptons montrent le gain obtenu sur l'enrichissement du signal pour les grandes valeurs de celles-ci. La différence de composition entre les événements $\mu - \mu$ $e - \mu$ et $e - e$ provient de la coupure sur l'impulsion minimale imposée dans la sélection des leptons qui est de 3 GeV pour les muons, et de 4 GeV dans le cas des électrons.

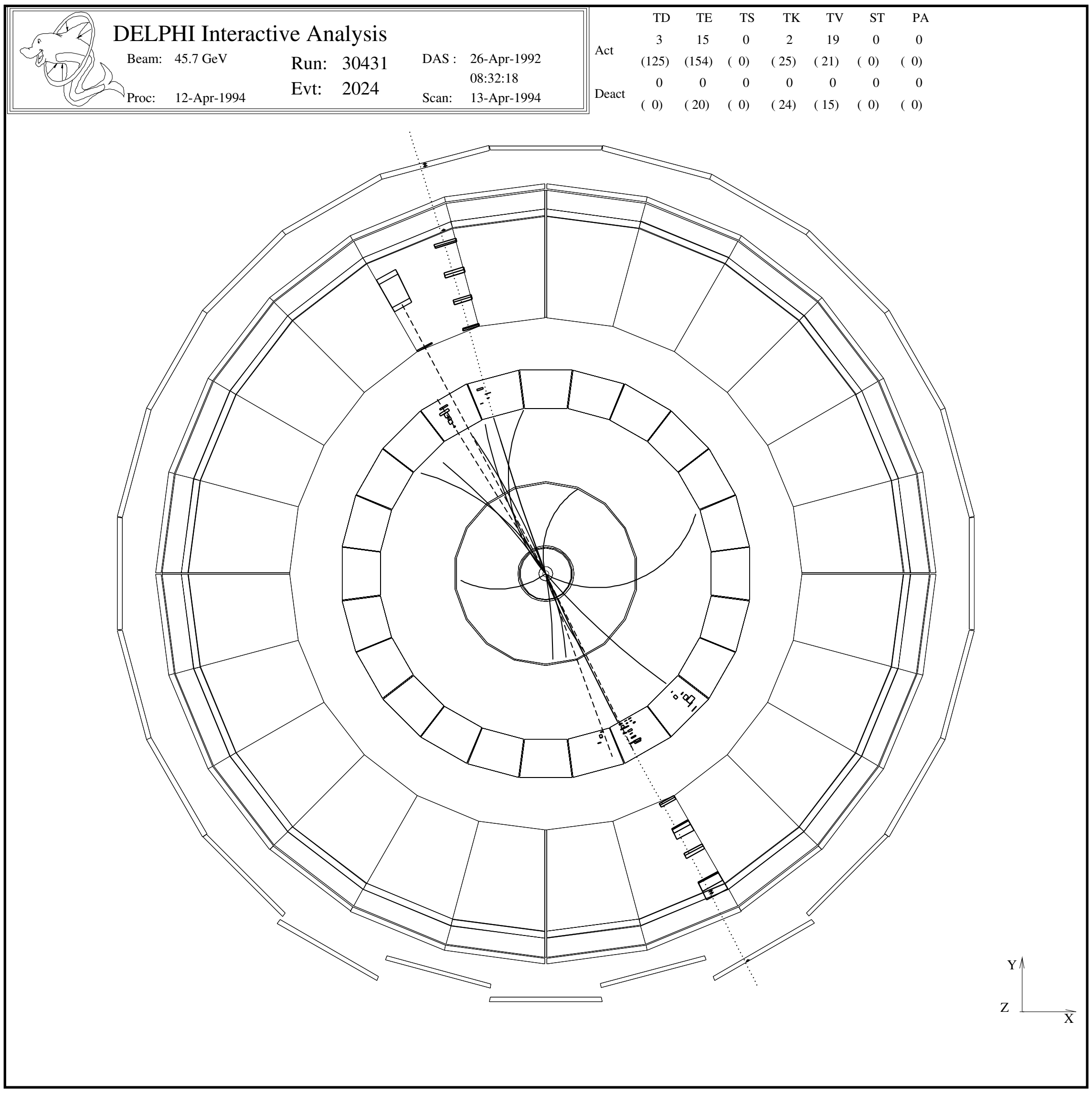


Figure IV.2: Représentation d'un événement di-leptons sélectionné dans une désintégration hadronique d'un Z^o. Les deux leptons identifiés comme étant des muons sont émis dans deux hémisphères opposés du détecteur (vue transverse du détecteur).

	$P_t \geq 0.4$ GeV/c			$P_t \geq 1.2$ GeV/c		
Classe	$\mu - \mu$	e - μ	e - e	$\mu - \mu$	e - μ	e - e
bl-bl	28.6 ± 1.2	35.1 ± 1.5	37.8 ± 3.6	64.4 ± 2.4	63.7 ± 2.7	60.7 ± 6.5
bl-bcl bl-bX	41.0 ± 1.3	40.5 ± 1.5	45.0 ± 3.7	30.9 ± 2.3	28.6 ± 2.5	33.9 ± 6.3
bcl-bcl bcl-bX bX-bX	11.3 ± 0.8	11.7 ± 1.0	6.7 ± 1.9	2.7 ± 0.8	6.2 ± 1.3	5.4 ± 3.0
cl-cl	15.8 ± 0.9	10.1 ± 0.9	5.6 ± 1.7	2.0 ± 0.7	1.2 ± 0.6	$\leq 1.7\%$
uds	2.3 ± 0.5	2.7 ± 0.5	5.0 ± 1.6	$\leq 0.2\%$	0.3 ± 0.3	$\leq 1.7\%$

Tableau IV.2: Composition prédite par le Monte Carlo des échantillons d'événements dileptoniques sélectionnés sur les deux hémisphères opposés, distribuée selon la classification adoptée pour la mesure du rapport d'embranchement $b \to l$ (les valeurs sont en pourcentage). On a considéré deux coupures sur l'impulsion transverse minimale des leptons.

IV.2.2 Les événements dilepton dans le même jet

Pour les dileptons dans le même jet, on ne distingue plus les événements les uns des autres, mais on se base sur le nombre de jets, ce qui augmente la statistique considérée. Comme précédemment, pour sélectionner les jets à plusieurs leptons, on choisira préférentiellement les traces qui possèdent la plus grande impulsion transverse afin de minimiser les combinaisons d'un lepton issu de la désintégration d'un hadron lourd avec une seconde trace issue du bruit de fond. De plus, on demande que les deux leptons qui forment l'événement soient de signes opposés. Ceci permet de sélectionner des cascades de désintégration $b \to c \to l$ dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux et de purifier considérablement notre échantillon, même aux faibles valeurs de l'impulsion transverse des leptons.

La figure IV.3 montre une représentation graphique du détecteur où on peut visualiser la topologie d'un événement sélectionné par l'identification d'un positron et d'un muon (la direction du champ magnétique est donnée par l'axe oz).

Le tableau IV.3 résume la composition de notre échantillon telle qu'elle est prédite par le Monte Carlo selon la classification adoptée pour la mesure du rapport d'embranchement $b \to c \to l$. La coupure sur l'impulsion transverse minimale des leptons ($P_t \geq 0.4$ GeV/c) suffit à purifier les échantillons aux alentours de 50% de signal.

L'échantillon d'événements $e^{\pm} - \mu^{\mp}$ possède une pureté de plus de 40% supérieure à celle des deux autres. Si on le compare au lot d'événements $\mu^+ - \mu^-$, on remarque que cet enrichissement provient d'une diminution du fond combinatoire (bl-bX, bcl-bX et bX-bX) dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$. Les désintégrations leptoniques des J/ψ, qui ont la même corrélation de signe que notre signal et produisent des leptons dans l'acceptance du domaine cinématique que nous avons choisi, disparaissent. Dans le cas des événements $e^+ - e^-$, en plus des désintégrations $J/\psi \to e^+ - e^-$, il existe une certaine proportion de ces événements qui proviennent des conversions de photon dans la matière du détecteur. Cette deuxième

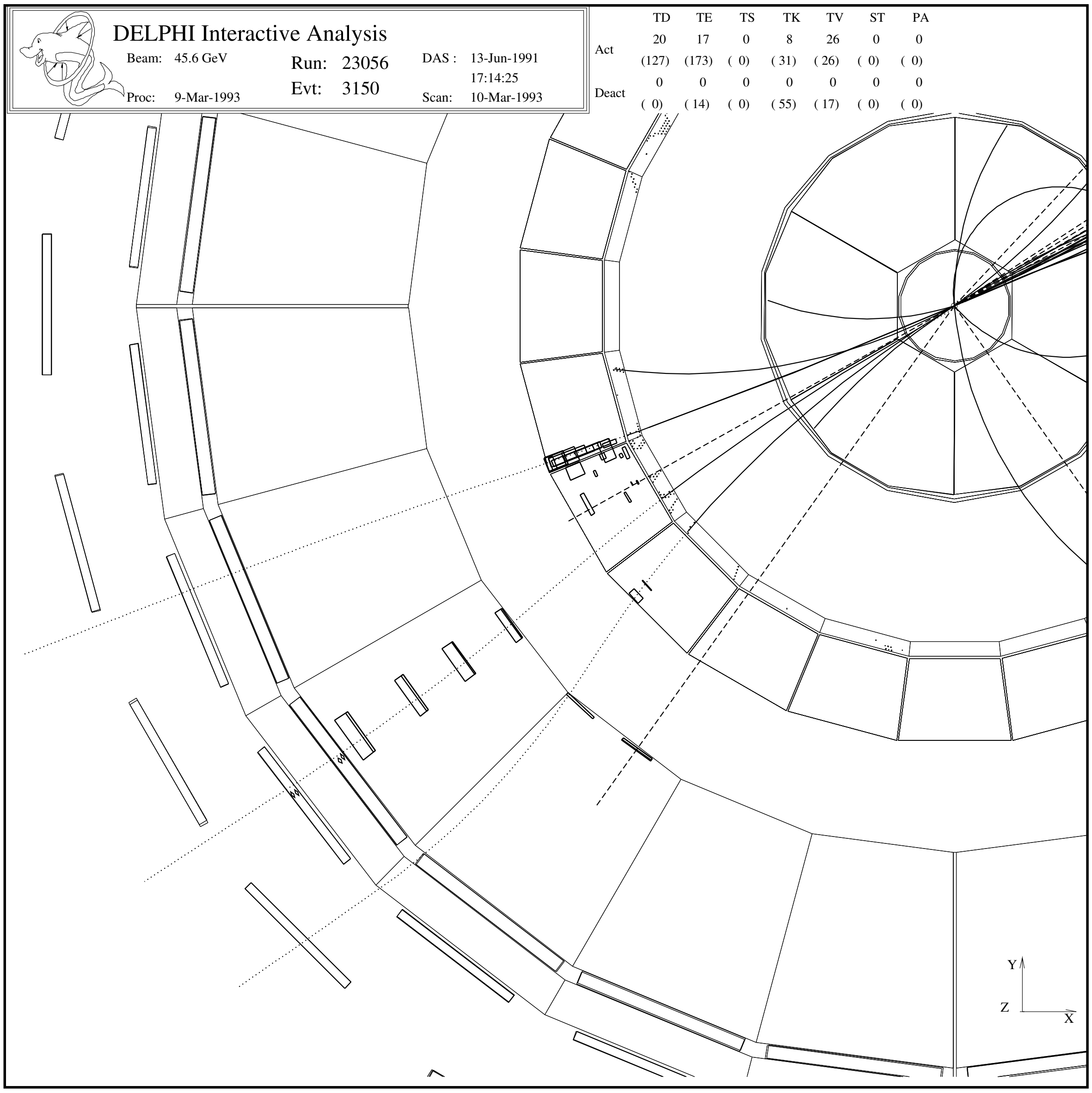


Figure IV.3: Représentation d'un événement di-leptonique sélectionné dans un jet produit par la désintégration d'un hadron (vue transverse du détecteur).

Classe	$\mu^+ - \mu^-$	$e^\pm - \mu^\mp$	$e^+ - e^-$
bl-bcl	57.1 ± 2.4	70.3 ± 3.3	42.0 ± 5.9
bl-bX bcl-bX bX-bX	30.8 ± 2.3	21.9 ± 3.0	30.4 ± 5.5
cl-cl	7.2 ± 1.3	6.3 ± 1.8	2.9 ± 2.0
uds	4.8 ± 1.1	1.6 ± 1.0	24.6 ± 5.2

Tableau IV.3: Composition prédite par le Monte Carlo des échantillons d'événements di-leptoniques de signes opposés, associés au même jet, et distribués selon la classification adoptée pour la mesure du rapport d'embranchement $b \to c \to l$ (les valeurs sont en pourcentage). L'impulsion transverse minimale des leptons est de $P_t \geq 0.4$ GeV/c.

source de bruit de fond ne se retrouvera pas dans les événements $e^\pm - \mu^\mp$.

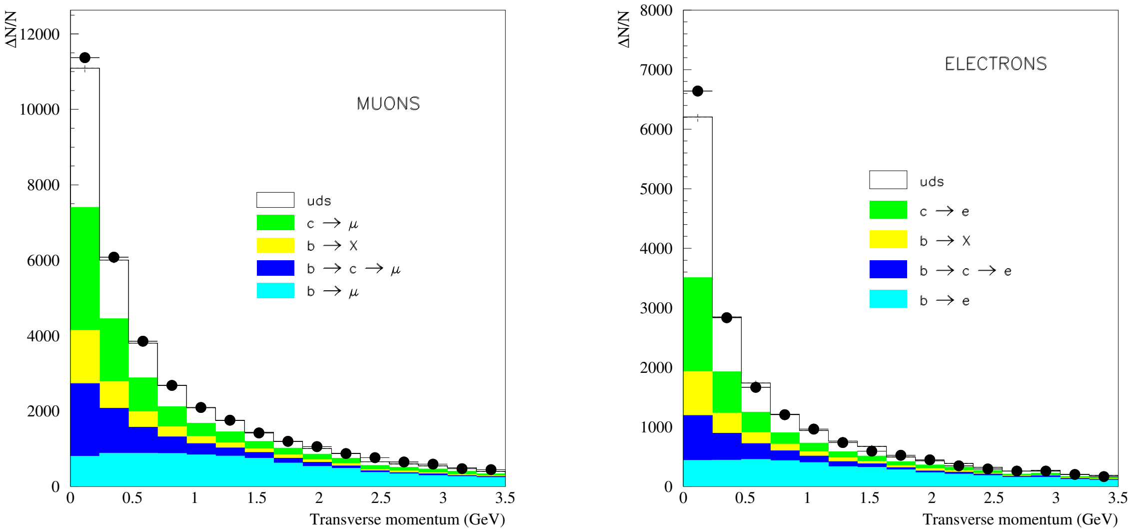


Figure IV.4: Impulsion transverse des muons (à gauche) et des électrons (à droite) calculée par rapport à la direction du thrust de l'événement. Comparaison entre les données (cercles pleins) et la simulation (histogrammes).

Dans un événement où il s'est produit une double désintégration semi-leptonique, une partie non négligeable de l'énergie est emportée par les deux neutrinos produits lors de la réaction. Ceci provoque une importante perte d'énergie visible dans le détecteur et diminue la qualité de la détermination de la direction des jets. Pour contourner ce problème, on a choisi de calculer l'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du thrust de l'événement qui est contraint simultanément par les traces émises dans les deux hémisphères de l'événement. La figure IV.4 représente les distributions des électrons et des muons en fonction de cette variable pour les données et la simulation. On remarque qu'en considérant ce type d'impulsion transverse on est moins sélectif pour le signal, mais que l'accord entre les données et la simulation est bon sur presque la totalité du spectre des leptons. Le désaccord que l'on observe aux faibles valeurs de l'impulsion transverse sera éliminé par une coupure minimale sur l'impulsion transverse fixée à 0.4 GeV.

IV.3 L'ajustement des données

La sélection finale des événements leptoniques qui a été choisie pour l'ajustement des données est la suivante :

- L'acceptance géométrique de la HPC et des chambres à muons:

$$0.03 < |\cos(\theta_\mu)| < 0.60$$

$$0.71 < |\cos(\theta_\mu)| < 0.93$$

$$0.03 < |\cos(\theta_e)| < 0.71$$

- Critères cinématiques de sélection des leptons (GeV/c):

$$3. < P_\mu < 45. \qquad 0.4 < P_\mu^t < 45.$$

$$4. < P_e < 45. \qquad 0.4 < P_e^t < 45.$$

- Sélection des événements leptoniques :

$$E_{\sqrt{s}} = 91.28 \pm 0.25 GeV/c^2$$

$$|\cos(\theta_{Thrust})| < 0.95$$

- La valeur nominale des efficacités des sous-détecteurs lors des prises de données, sont de 99% et 98% pour la TPC et l'OD, de 94% pour la HPC dans le cas d'événements sélectionnés à partir d'au moins un électron et de 96% et 85% pour les chambres à muons situées dans le baril et dans les bouchons respectivement, ceci, dans le cas d'événements sélectionnés à partir d'au moins un muon.

Nous allons maintenant décrire la méthode utilisée et les résultats obtenus à partir des données collectées pendant les périodes de prises de données des années 1991 et 1992.

IV.3.1 Expressions générales des distributions des événements leptoniques et di-leptoniques

Les variables utilisées dans l'ajustement des données expérimentales sont l'impulsion (P_i) et l'impulsion transverse (P_{t_i}) du ou des leptons sélectionnés dans nos événements. Les expressions des formules utilisées pour les mesures des rapports d'embranchement sont les suivantes :

Expression de la distribution des événements leptoniques

$$
\begin{aligned}
N_{q\bar{q}\to l}(P,P_t) &= 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P,P_t)Br(b\to Xl\nu_l) \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bcl}(P,P_t)Br(b\to Xc\to Xl\nu_l) \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}X_{bX}(P,P_t) \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{cl}(P,P_t)Br(c\to Xl\nu_l) \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}X_{cX}(P,P_t) \\
&+ 2N_{had}(1-\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}-\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}})X_{uds}(P,P_t)
\end{aligned}
$$

Expression de la distribution des dileptons sélectionnés dans les deux hémisphères opposés :

$$
\begin{aligned}
N_{q\bar{q}\to ll}(P_1,P_{t_1},P_2,P_{t_2}) &= N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P_1,P_{t_1})\epsilon_{bl}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xl\nu_l)^2 \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P_1,P_{t_1})\epsilon_{bcl}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xl\nu_l)Br(b\to Xc\to Xl\nu_l) \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xl\nu_l) \\
&+ N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bcl}(P_1,P_{t_1})\epsilon_{bcl}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xc\to Xl\nu_l)^2 \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bcl}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xc\to Xl\nu_l) \\
&+ N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}X_{bX}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2}) \\
&+ N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{cl}(P_1,P_{t_1})\epsilon_{cl}(P_2,P_{t_2})Br(c\to Xl\nu_l)^2 \\
&+ 2N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{cl}(P_1,P_{t_1})X_{cX}(P_2,P_{t_2})Br(c\to Xl\nu_l) \\
&+ N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}X_{cX}(P_1,P_{t_1})X_{cX}(P_2,P_{t_2}) \\
&+ N_{had}(1-\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}-\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}})X_{uds}(P_1,P_{t_1})X_{uds}(P_2,P_{t_2})
\end{aligned}
$$

Expression de la distribution des dileptons sélectionnés dans le même jet :

$$
N_{q\to ll}(P_1,P_{t_1},P_2,P_{t_2}) = N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P_1,P_{t_1})\epsilon_{bcl}(P_2,P_{t_2})Br(b\to Xl\nu_l)Br(b\to Xc\to Xl\nu_l)
$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bl}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2})Br(b\rightarrow Xl\nu_l)\\
&+ \quad N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{bcl}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2})Br(b\rightarrow Xc\rightarrow Xl\nu_l)\\
&+ \quad N_{had}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}X_{bX}(P_1,P_{t_1})X_{bX}(P_2,P_{t_2})\\
&+ \quad N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}\epsilon_{cl}(P_1,P_{t_1})X_{cX}(P_2,P_{t_2})Br(c\rightarrow Xl\nu_l)\\
&+ \quad N_{had}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}X_{cX}(P_1,P_{t_1})X_{cX}(P_2,P_{t_2})\\
&+ \quad N_{had}(1-\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}-\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}})X_{uds}(P_1,P_{t_1})X_{uds}(P_2,P_{t_2})
\end{aligned}
$$

Dans ces expressions, on a utilisé les conventions suivantes :

- N_{had} est le nombre total d'événements hadroniques initialement sélectionnés.
- $\Gamma_{q\bar{q}}$ est la largeur partielle de désintégration du Z^o en quarks $q\bar{q}$.
- Γ_{had} est la largeur totale de désintégration hadronique du Z^o.
- $\epsilon_\alpha(P_i,P_{t_i},P_j,P_{t_j})$ représente l'efficacité d'identification d'un lepton "i" dans le canal de désintégration α.
- $X_\alpha(P_i,P_{t_i},P_j,P_{t_j})$ est la probabilité de mauvaise identification d'un hadron dans le canal α.
- Les termes $Br(\alpha)$ sont les rapports d'embranchement des différents canaux de désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux.

IV.3.2 Mesure du rapport d'embranchement $Br(b\rightarrow Xc\rightarrow Xl\nu_l)$

Sur l'ensemble des données collectées en 1991 et 1992, un total de 712 événements dileptons de signes opposés associés au même jet ont été sélectionnés. Le détail de la composition de ces événements est donné dans le tableau IV.4.

Année d'acquisition	$\mu^+-\mu^-$	e^+-e^-	$e^\pm-\mu^\mp$
1991	89	19	44
1992	288	88	184

Tableau IV.4: Répartition des événements dileptons, de signes opposés et associés au même jet, collectés en 1991 et 1992.

Contrairement à ce que l'on aurrait pu attendre la contribution du nombre d'événements $e^{\pm} + \mu^{\mp}$ à la totalité de notre échantillon est faible. Cela provient du fait que, pour considérer ceux-ci, il est nécessaire de demander que tous les détecteurs utilisés dans l'identification des leptons soient simultanément opérationnels lors de l'acquisition des données. Dans les données accumulées en 1991, la HPC a présenté une faible efficacité. Ainsi, lorsque l'on considère simultanément les électrons et les muons, un certain nombre d'événements dimuons disparaissent de notre échantillon total de dileptons, et se répercute sur la précision statistique. Pour les données de l'année 1992 cet effet étant moins important, et il est donc intérressant d'utiliser l'ensemble des événements dileptons pour la mesure des rapports d'embranchement Br($b \to Xl\nu_l$) et Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$).

On ajuste sur ces données le rapport d'embranchement $b \to Xc \to Xl\nu_l$, en utilisant les spectres en impulsion et impulsion transverse des deux leptons, par la minimisation de la quantité :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{K} \frac{({R'}_j^{Data} - {R'}_j^{M.C.})^2}{(\sigma^{M.C.}(N_{Data})_j)^2 + (\sigma^{M.C.}(N_{M.C.})_j)^2}$$

Avec les conventions suivantes :

- K est le nombre total de bin considérés pour effectuer cet ajustement.
- ${R'}_j$ est la valeur du rapport du nombre d'événements dileptons ($N_{q \to ll}$) sur le nombre d'événements leptoniques ($N_{q\bar{q} \to l}$) dans l'intervalle considéré.
- $\sigma^{M.C.}(N)_j$ sont les erreurs sur le rapport R calculé pour les données et la simulation. L'erreur sur les données est estimée en appliquant la forme théorique de l'erreur à la statistique collectée dans les données.

Dans la mesure des rapports d'embranchement, les données collectées en 1991 et 1992 sont considérées séparément, et on effectue sur chaque échantillon trois ajustements. Les deux premiers sont limités aux événements $Z^o \to q\bar{q} \to \mu^+\mu^-$ et $Z^o \to q\bar{q} \to e^+e^-$ et le troisième s'étend à l'ensemble des événements di-leptoniques; $Z^o \to q\bar{q} \to l^+l^-(l = e, \mu)$.

- Pour les données collectées en 1991 on trouve les résultats suivants, pour les électrons et les muons :

  $$Br(b \to Xc \to Xe\nu_e) = (8.02 \pm 1.71(stat))\%$$

  $$Br(b \to Xc \to X\mu\nu_\mu) = (7.60 \pm 0.81(stat))\%$$

  En considérant simultanément les électrons et les muons, et, en ajoutant les événements e-μ, on obtient :

  $$Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) = (7.96 \pm 0.76(stat))\%$$

- De même pour les données 1992 :

$$Br(b \to Xc \to Xe\nu_e) = (8.17 \pm 1.70(stat))\%$$

$$Br(b \to Xc \to X\mu\nu_\mu) = (7.69 \pm 0.66(stat))\%$$

Avec la totalité de l'échantillon de dileptons :

$$Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) = (7.70 \pm 0.49(stat))\%$$

La valeur moyenne du taux de cascades de désintégrations semi-leptoniques calculée sur les deux périodes de prises de données est la suivante :

$$Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) = (7.80 \pm 0.41(stat))\%$$

La valeur du χ^2 par degrés de liberté est de 13.3/15 ce qui correspondent à une probabilitée de 58%.

Par cette méthode, on mesure la valeur moyenne du rapport de branchement semi-leptonique des cascades de charme dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux $b \to (l\nu_l)c \to (l\nu_l)Xl\nu_l$. La composition des hadrons charmés produits dans les désintégrations hadroniques du b diffère de la précédente. Ainsi, pour tenir compte de l'ensemble des désintégrations semi-leptoniques dans les cascades charmées, un facteur correctif de 0.95 a été estimé dans notre simulation Monte Carlo. Ceci fixe la valeur du rapport d'embranchement $b \to Xc \to Xl\nu_l$ à 7.4%. Toutefois, la valeur de cette correction est étroitement liée à la précision dans la description des modes de désintégration des hadrons beaux introduite dans le Monte Carlo. Ces modes ayant été, jusqu'à maintenant, moins étudiés que les désintégrations du B avec émission de leptons, la valeur de ce facteur peut varier d'une expérience à l'autre.

IV.3.3 Mesure du rapport d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$

Pour la même période de prise de données, 2047 événements dileptons ont été sélectionnés. Le détail de la répartition de ces événements entre les différents échantillons est donné dans le tableau IV.5. En utilisant la même méthode que précédemment, on trouve les valeurs suivantes :

Année d'acquisition	μ - μ	e - e	μ - e
1991	285	33	196
1992	844	140	549

Tableau IV.5: Répartition des événements dileptons d'hémisphères opposés collectés en 1991 et 1992.

- Pour les données 1991, et en utilisant séparément les électrons et les muons, on obtient :

$$Br(b \to Xe\nu_e) = (\ 8.55 \pm 1.69(stat))\%$$

$$Br(b \to X\mu\nu_\mu) = (10.26 \pm 0.99(stat))\%$$

  Avec la totalité de l'échantillon de dileptons :

$$Br(b \to Xl\nu_l) = (9.55 \pm 0.65(stat))\%$$

- Et pour les données collectées en 1992 les résultats sont les suivants :

$$Br(b \to Xe\nu_e) = (10.01 \pm 1.09(stat))\%$$

$$Br(b \to X\mu\nu_\mu) = (10.88 \pm 0.64(stat))\%$$

  La totalité de la statistique en événements dileptons permet d'obtenir la valeur :

$$Br(b \to Xl\nu_l) = (10.55 \pm 0.49(stat))\%$$

Enfin, la moyenne des valeurs obtenues pour les deux périodes de prises de données, pondérées de leurs erreurs respectives, donne le résultat suivant :

$$Br(b \to Xl\nu_l) = (10.19 \pm 0.39(stat))\%$$

La valeur du χ^2 par degrés de liberté est de 12.6/15 ce qui correspondent à une probabilitée de 63%.

IV.4 Etude des erreurs dues aux systématiques liées à la mesure des rapports d'embranchement

Les incertitudes systématiques liées à ces deux mesures portent essentiellement sur l'identification des leptons et les modèles de désintégration des hadrons et de fragmentation des quarks utilisés dans nos simulations.

IV.4.1 L'influence du modèle de désintégration des hadrons sur la mesure du rapport d'embranchement Br($b \to Xl\nu_l$).

Nous avons vu, dans le chapitre II que la forme des spectres d'impulsion des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux varie d'un modèle à l'autre. Ceci peut entraîner une variation de l'acceptance cinématique et modifier la valeur des rapports d'embranchement

Ainsi, nous avons repris la mesure du rapport d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$ en considérant trois autres modèles de désintégrations semi-leptoniques des hadrons: ACCMM, IGSW et IGSW**. Ceci a été réalisé en pondérant chacun des événements simulés en fonction du spectre d'impulsion des leptons calculé dans le référentiel propre du hadron beau qui s'est désintégré. La variation maximale observée entre ces trois modèles sur la valeur centrale du rapport d'embranchement Br($b \to Xl\nu_l$) est de $\pm 0.19\%$.

Toutefois, il faut remarquer que ces modèles ont été ajustés sur les données expérimentales accumuées par les collaborations CLEO et ARGUS, qui ne peuvent observer que des désintéfrations semi-leptoniques de mésons beaux. A LEP, la production du Λ_b et du méson B_s^o diminue l'espace des phases dans les désintégrations semi-leptoniques; les différences de masses entre ces hadrons et les leurs produits de désintégration charmés sont inférieures à celles des transitions $B_{u(d)} \to D_{u(d)} l\nu_l$ d'environ 56 et 14 GeV respectivement. Ainsi, les différentes la variation observée sur la valeur de Br($b \to Xl\nu_l$) introduit plus une systématique supplémentaire qu'un test des différents modèles de désintégrations.

IV.4.2 Effet de la variation des paramètres de fragmentation

Nous avons vu dans le chapitre II que la quantité d'énergie emportée par le hadron lors de l'hadronisation des quarks dépend du type de distribution et des paramètres utilisés pour modéliser la fragmentation des quarks lourds produits dans les désintégrations du Z^o. Les résultats des analyses réalisées par la collaboration DELPHI [56] sur la mesure du taux de production des quarks beaux par des ajustements à plusieurs paramètres donnent $\epsilon_b = 0.0059 \pm 0.0005$. Ce qui correspond à une quantité moyenne d'énergie emportée par le quark b de $< X_E >= 0.701 \pm 0.003$. Cette valeur est à moins d'un écart standard de celle qui a été introduite dans le générateur des événements $q\bar{q}$.

Une différence dans la fragmentation des quarks b se répercutera sur les produits de désintégration du hadron initial, et donc sur le spectre des leptons produits dans les canaux $b \to Xl\nu_l$ et $b \to Xc \to Xl\nu_l$. En faisant varier cette quantité dans les limites autorisées par l'incertitude expérimentale on estime une erreur systématique sur la mesure des rapports d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$ et $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$ de 0.206% et 0.163% respectivement.

IV.4.3 Le taux de production de D^{**} dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux

Dans le modèle IGSW** que l'on utilise, la valeur du taux de production de D^{**} dans les désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux est extraite des résultats obtenus par la collaboration CLEO [60] par un ajustement des spectres d'impulsion des leptons qu'ils ont sélectionné. Ils obtiennent la valeur de (32 $\pm$ 5)%. Une incertitude de 15% du taux de production de D^{**} dans les désintégrations des hadrons beaux produit une variation inférieure à $\pm$ 0.001% sur la mesure du rapport d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$ et de $\pm$ 0.004% sur celle de Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$).

IV.4.4 Le rapport $\Gamma(D \to K^* l\nu_l)/\Gamma(D \to Kl\nu_l)$

L'impulsion des leptons produits dans le canal $D \to K^* l$ sera en moyenne plus faible que dans les autres canaux, et une augmentation du rapport d'embranchement correspondant aura comme effet de diminuer l'acceptance fixée en partie par nos coupures cinématiques. Cette effet systématique agit directement sur la mesure de Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$) à travers le coefficient de proportionnalité lié à l'efficacité de la sélection des leptons, tandis que dans le cas de Br($b \to Xl\nu_l$) il influe sur le résultat final à travers le bruit de fond.

La proportion relative des désintégrations de mésons D en $K^* l$ par rapport à l'ensemble des désintégrations $D \to Kl$ a été fixée 0.5 dans notre Monte Carlo. La moyenne des valeurs expérimentales [63, 57] sur ce rapport est de 0.59 ± 0.06 (tableau IV.6) .

$\Gamma_{D\to K^* l\nu}/\Gamma_{D\to Kl\nu}$			
Expérience	modes $K^* l\nu$	modes $Kl\nu$	Résultats
CLEO-II	D^o, D^+	D^o, D^+	0.63 ± 0.09
ARGUS	D^o	D^o	0.55 ± 0.13
E-687	D^o	D^o	0.59 ± 0.16
E-691	D^+	D^o, D^+	0.55 ± 0.14
MARK III [57]	D^o, D^+	D^o, D^+	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$
Moyenne			0.61 ± 0.07

Tableau IV.6: Mesures individuelles du rapport $\Gamma_{D\to K^* l\nu}/\Gamma_{D\to Kl\nu}$.

Lorsque l'on fait varier cette quantité de $\pm 12\%$ on observe une variation de $\pm 0.010\%$ sur la mesure de $b \to l$ et de $\pm 0.018\%$ sur celle de $b \to c \to l$.

IV.4.5 Le taux de production de leptons dans les événements $Z^o \to c\bar{c}$ et le rapport d'embranchement Br($c \to Xl\nu_l$)

Des mesures sur le taux de production d'événements $c\bar{c}$ dans les désintégrations du Z^o ont été réalisées par trois des quatre collaborations du LEP [64]. Elles ont été effectuées soit par ajustement à plusieurs variables sur les spectres d'impulsion des leptons (ALEPH,DELPHI), soit par la mesure du taux de production de D^* (DELPHI, OPAL), ou de sa durée de vie (DELPHI) (tableau IV.7). La moyenne obtenue sur ces résultats est de 17.1% pour une erreur relative de 8%.

La moyenne des résultats obtenus par la collaboration ARGUS et d'autres expériences réalisées sur les accélérateurs PEP à SLAC et PETRA à DESY [73] donne comme valeur expérimentale du rapport d'embranchement $Br(c \to Xl\nu_l)$: $(9.8 \pm 0.5)\%$. Cette quantité a

$\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had.}$		
Expérience	Méthode	Résultat
ALEPH	Leptons	$0.165 \pm 0.005 \pm 0.019$
DELPHI	Variables globales	$0.151 \pm 0.008 \pm 0.041$
DELPHI	Taux de production du D^*	$0.162 \pm 0.030 \pm 0.050$
DELPHI	Temps de vie du D^*	$0.187 \pm 0.031 \pm 0.023$
OPAL	Taux de production du D^*	$0.188 \pm 0.015 \pm 0.026$
Moyenne		0.171 ± 0.014

Tableau IV.7: Mesures individuelles de $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had.}$ (la première erreur est statistique, la deuxième est systématique) et moyenne LEP.

été mesurée par la collaboration DELPHI [64] sur des ajustements à plusieurs variables des spectres d'impulsion des leptons sélectionnés dans les désintégrations hadroniques du Z^o. Ceux-ci trouvent la valeur de $(9.6 \pm 1.0 \pm 0.1)\%$, en très bon accord avec le résultat précédent. Ainsi, l'incertitude relative sur le produit; $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had.}Br(c \to Xl\nu_l)$, est de ± 10%, et une variation correspondante du taux de production de leptons dans les événements $c\bar{c}$ produit un effet systématique de ± 0.076% sur la valeur mesurée du rapport $Br(b \to Xl\nu_l)$ et ± 0.066% sur celle de $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$.

IV.4.6 Les rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux

La valeur moyenne sur les mesures des rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux obtenue à LEP est de (11.0 ± 0.5)% ce qui correspond à une erreur relative de 5%, et cette incertitude entraîne une erreur systématique de ± 0.149% sur la mesure de Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$). Si on anticipe sur la suite, la précision totale que nous avons atteint sur la valeur du taux de cascades de désintégration semi-leptoniques des hadrons beaux est de ± 5%. Ce qui contribue à un effet systématique de ± 0.262% sur la mesure du rapport d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$.

IV.4.7 L'identification des leptons dans DELPHI

Les erreurs systématiques liées au problème de l'identification des leptons sont dominantes dans ce type de mesure. Par exemple, l'efficacité d'identification des leptons intervient directement dans le coefficient de proportionnalité des rapports R et R' (équations IV.1 et IV.2). C'est pour cette raison, que l'identification des leptons a été aussi largement étudiée dans le chapiptre III où nous avons essayé de réduire le plus possible l'incertitude sur notre compréhension de sa simulation par le Monte Carlo.

IV.4.7.a L'efficacité d'identification des leptons

Dans le cas des muons, après avoir corrigé l'efficacité d'identification dans les données simulées par le facteur 0.98 que nous avons déterminé dans le chapitre précédent, l'incertitude sur l'accord entre les données réelles et simulées est de $\pm$ 1.04 % ce qui produit une variation de $\pm$ 0.106% sur la valeur mesurée de Br($b \to Xl\nu_l$) et $\pm$ 0.081% sur celle de Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$). Pour les électrons, une coupure minimale de 4 GeV/c sur l'impulsion de la trace sélectionnée semblait nécessaire pour observer un accord à $\pm$ 2.6% provoquant une variation de $\pm$ 0.258% et $\pm$ 0.208% sur la valeur de Br($b \to Xl\nu_l$) et Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$) respectivement. La combinaison de ces deux résultats pondérés par l'erreur statistique entraîne une erreur systématique totale de $\pm$ 0.131 % sur la valeur du rapport d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$ et $\pm$ 0.086 % sur celle de $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$.

IV.4.7.b Le contrôle du bruit de fond

Le bruit de fond des échantillons de muons simulés a été diminué de 15%, ce qui correspond au désaccord observé dans le chapitre précédent entre la simulation et les données réelles. Une variation de $\pm$ 10 % sur cette composante des événements sélectionnés produit un effet de $\pm$ 0.319% sur la mesure du rapport d'embranchement Br($b \to Xl\nu_l$) et $\pm$ 0.246% sur le taux de cascades de désintégration Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$). Une telle variation sur notre échantillon délectrons produit des effets de $\pm$ 0.357% et $\pm$ 0.278% sur les mêmes quantités mesurées. L'erreur globale sur le bruit de fond est de $\pm$ sur la mesure du rapport $Br(b \to Xl\nu_l)$ et $\pm$ 0.353 % et $\pm$ 0.248 % sur celle de Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$).

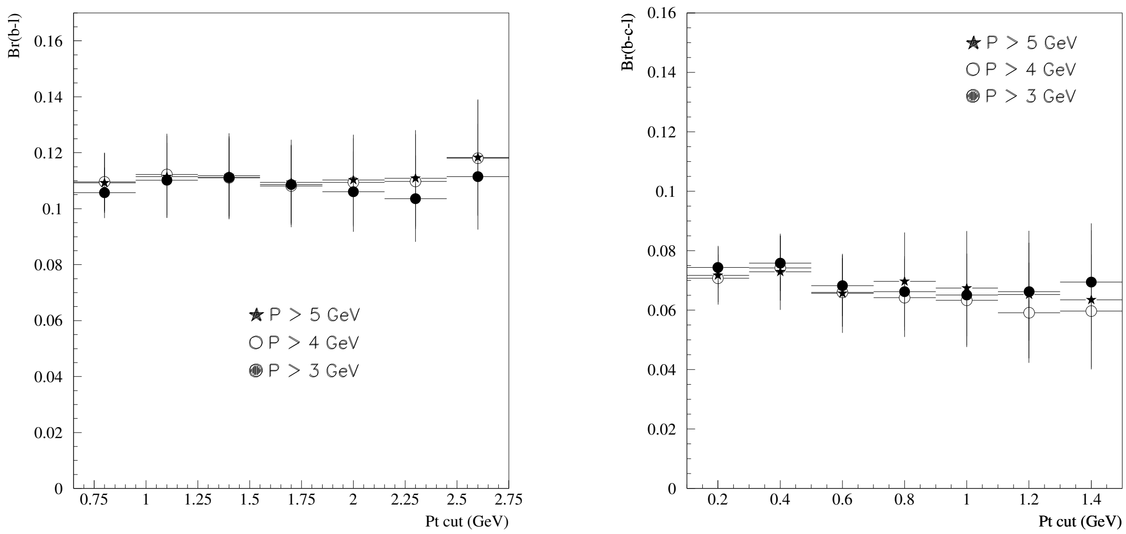


Figure IV.5: Evolution des rapports d'embranchement semi-leptoniques $b \to l$ (à gauche) et $b \to c \to l$ (à droite) en fonction de la coupure minimale en impulsion et en impulsion transverse sur le lepton.

IV.4.7.c Les effets dus aux coupures cinématiques

La figure IV.5 montre l'évolution de la mesure des rapports de branchement, pour les données collectées en 1992, en fonction de différentes coupures minimales sur l'impulsion totale et l'impulsion transverse des leptons. Elle confirme la stabilité de ces mesures dans les limites des erreurs estimées.

L'ensemble de ces effets systématiques sont résumé dans le tableau IV.8. La somme de ces contributions entraîne des erreurs sur mesures des rapports d'embranchement $Br(b \to Xl\nu_l)$ et $Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$ qui sont respectivement de $\pm 0.713\%$ et $\pm 0.497\%$.

Source d'erreur	Variation	$Br(b \to Xl\nu_l)$	$Br(b \to Xc \to Xl\nu_l)$
Br($b \to Xl\nu_l$)	$\pm 5\%$	-	± 0.149
Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$)	$\pm 5\%$	± 0.262	-
Br($c \to Xl\nu_l$)	$\pm 10\%$	± 0.076	± 0.066
Efficacité	$\pm 3\%$	± 0.131	± 0.086
Bruit de fond	$\pm 15\%$	± 0.353	± 0.248
D^{**}	$\pm 5\%$	$< 10^{-3}$	± 0.004
K^*l/Kl	$\pm 12\%$	± 0.010	± 0.018
ϵ_b	$\pm 50\%$	± 0.206	± 0.163
Total		± 0.509	± 0.349

Tableau IV.8: Résumé des erreurs dues aux différentes sources d'incertitudes dans la mesure des rapports d'embranchement semi-leptoniques du b.

IV.5 Conclusions sur les rapports d'embranchement semi-leptoniques des hadrons beaux

L'échantillon de 2 047 événements dileptons sélectionnés parmi 56 243 événements leptoniques accumulés en 1991 et 1992 par le détecteur DELPHI nous a permis d'estimer la valeur du rapport d'embranchement semi-leptonique du quark b :

$$Br(b \to Xl\nu_l) = (10.2 \pm 0.4(stat) \pm 0.5(syst) \pm 0.2(mod.))\%$$

La première erreur est statistique, la deuxième est due aux systématiques et la troisième tient compte des différents modèles de désintégrations semi-leptoniques des hadrons pouvant intervenir dans la description du spectre d'impulsion du lepton. Cette valeur est compatible avec les résultats récents obtenus par les quatre collaborations du LEP sur des ajustements à plusieurs variables, dont la valeur moyenne est de (11.0 ± 0.3 ± 0.4)% [63].

Les 712 événements dileptons de signes opposés sélectionnés dans le même jet déterminent

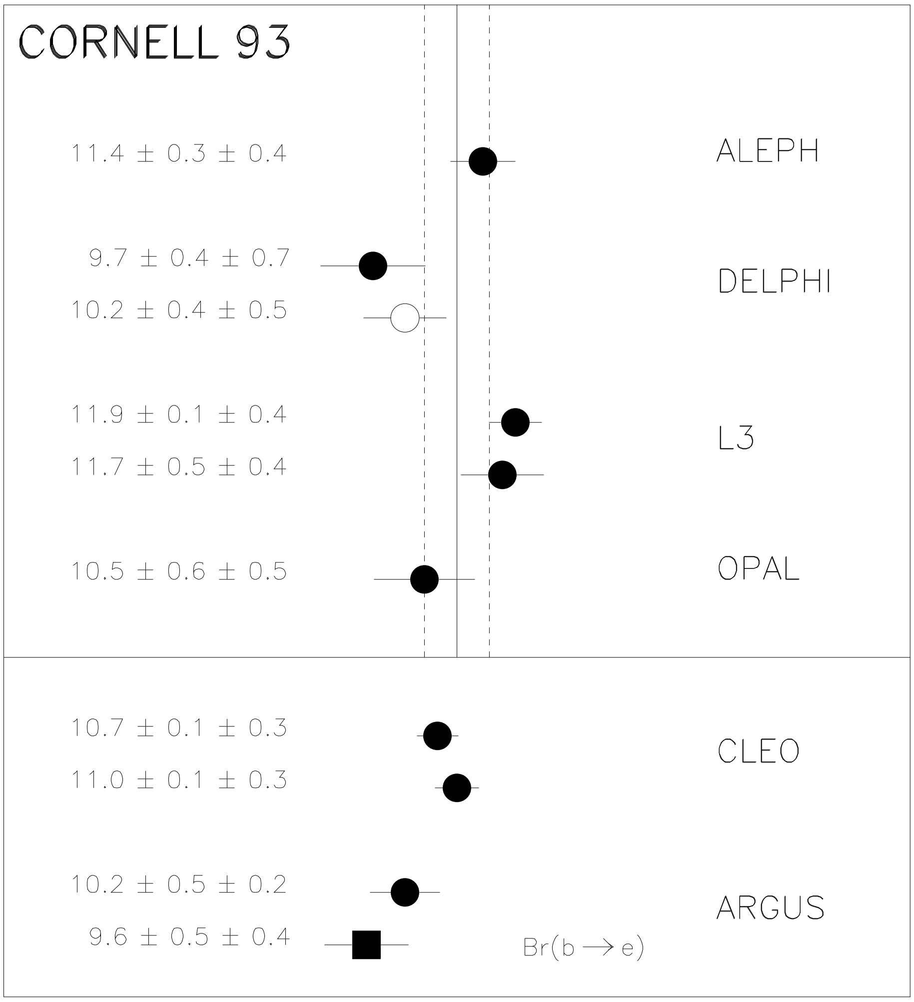


Figure IV.6: Résumé des valeurs obtenues sur la mesure du rapport d'embranchement semi-leptonique du b (les valeurs sont en pourcentage). On a représenté par des traits verticaux, la moyenne des valeurs obtenues par les expériences LEP (11.0 ± 0.5 %). Le cercle évidé situe notre mesure parmi les autres valeurs.

la valeur du rapport d'embranchement des cascades de désintégration semi-leptonique des quarks b en quark c :

$$Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) = (7.8 \pm 0.4(stat) \pm 0.3(syst))\%$$

Les études sur ce rapport d'embranchement sont moins nombreuses et les comparaisons avec les résultats obtenus à des énergies autres que celles de l'énergie de masse du Z^o sont difficiles car la composition initiale des hadrons beaux produits ne sont pas les mêmes. La figure IV.7 résume l'ensemble de nos connaissances sur cette quantité.

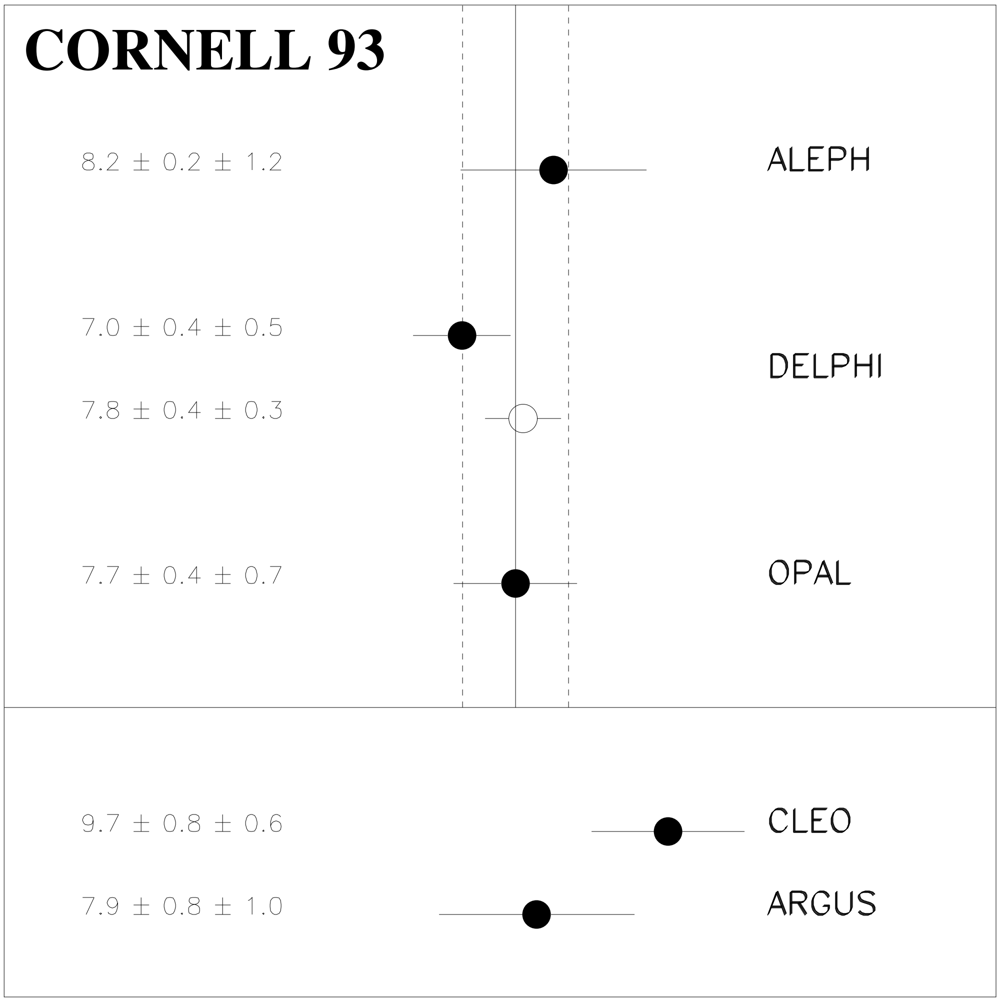


Figure IV.7: Résumé des valeurs obtenues sur la mesure du rapport d'embranchement des cascades de désintégration semi-leptonique du b (les valeurs sont en pourcentage). On a représenté par des traits verticaux, la moyenne des valeurs obtenues par les expériences LEP (7.8 $\pm$ 0.7 %). Le cercle évidé situe notre mesure parmi dans l'ensemble des autres valeurs.

Les trois collaborations du LEP ont produit des valeurs assez proches les unes des autres[63]. La valeur moyenne calculée sur celles-ci ($7.8 \pm 0.32 \pm 0.6\%$) est à plus d'un écart standard des prédictions faites par des techniques Monte Carlo (8.54%). Différentes raisons peuvent être évoquées pour tenter de comprendre ce désaccord. Nous allons en citer quelques unes.

IV.5.1 Influence de la composition des hadrons charmés sur la valeur du rapport Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$)

Le taux moyen de désintégrations semi-leptoniques des hadrons charmés produits dans la désintégration des hadrons beaux dépend de la proportion relative des mésons D chargés et neutres. Les différences importantes qui existent dans les temps de vie des mésons charmés font que leurs taux de désintégration semi-leptoniques sont eux aussi très différents [26] :

$$
\begin{aligned}
Br(D^o \rightarrow Xl\nu_l) &= 7.7 - 8.8\% \\
Br(D^\pm \rightarrow Xe\nu_e) &= (17.2 \pm 1.9)\%
\end{aligned}
$$

Leur abondance relative est également liée au taux de production de mésons D^* et D^{**}. Nous avons vu dans la section précédente que la proportion de D^{**} dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons beaux n'est pas prédite par les modèles, et la valeur expérimentale obtenue par CLEO [60] n'est connue qu'à 15% près.

Les rapports d'embranchement semi-leptoniques des baryons charmés sont très différents de ceux des mésons. Par exemple, la largeur de désintégration semi-leptonique du Λ_c est de l'ordre de 4.5% [26] et l'incertitude sur cette valeur est de 35 %. Une augmentation de la proportion de Λ_c dans les produits de désintégration des hadrons beaux diminuera le rapport d'embranchement Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$).

IV.5.2 Influence du taux de production de baryons sur la valeur du rapport Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$)

Le taux de désintégration baryonique des mésons beaux a été étudié par la collaboration CLEO [49] dans le canal $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X$. Il trouve la valeur suivante :

$$
Br(\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (6.4 \pm 1.1)\%
$$

Là encore, la quantité de Λ_c produits dans l'état final des désintégrations des mésons beaux peut être mis en cause. De même, qu'une augmentation de la proportion de baryons beaux dans les produits issus de la fragmentation des quarks b augmentera la proportion de baryons par rapport à l'ensemble des hadrons charmés. Des résultats récents obtenus par la collaboration DELPHI [68, 69], bien que peut précis, font état d'un taux de production des baryons Λ_b deux fois supérieur aux préditions de notre Monte Carlo (7.8%) :

$$f(b \to \Lambda_b) = (17.6 \pm 6.4)\%$$

Dans la suite de ce travail, nous nous proposons d'étudier le taux de production de baryons Λ_c dans les désintégrations des hadrons beaux produits dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$. C'est une mesure qui n'a pas encore été effectuée à LEP, et qui a l'avantage d'être sensible aux deux derniers points évoqués plus haut.

Chapitre V

Etudes du taux de production des baryons Λ_c dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$

Nous allons, dans ce chapitre, étudier plus particulièrement le taux de production de baryons charmés dans les événements $Z^o \to b\bar{b}$. Nous avons choisi dans cette étude de reconstruire le baryon Λ_c dans le canal $\Lambda_c \to pK\pi$:

$$\begin{array}{llll} Z^o \longrightarrow \bar{b}\, b & & & \\ & \hookrightarrow H_b \longrightarrow \Lambda_c^+ \text{ X} & & \\ & & \hookrightarrow p\, K^-\pi^+ & \end{array}$$

Si on considère la valeur du rapport d'embranchement de la désintégration du Λ_c dans ce canal particulier (3.2-4.3 % [26, 49]), ainsi que le taux de production de Λ_c, mesuré par CLEO [49], dans les désintégrations baryoniques des mésons beaux; $(6.4 \pm 1.1)\%$, en faisant l'approximation selon laquelle l'ensemble des baryons beaux produisent un Λ_c dans l'état final, on peut compter sur un échantillon d'environ 1 400 particules produites dans ce canal. A ceci, il faut ajouter une perte de signal due à l'efficacité de reconstruction des traces chargées dans le détecteur ($\sim$ 85%) et à l'identification des hadrons ($\sim$ 35%). Ceci nous permet d'espérer atteindre une statistique d'environ une centaine de Λ_c reconstruits. Ainsi, on peut réaliser une mesure de la section efficace $\sigma(b(\bar{b}) \to X\Lambda_c)Br(\Lambda_c \to pK\pi)$ avec une précision de 10%, ce qui nous donnerait des indications sur le taux de production des baryons charmés dans les désintégrations des hadrons beaux.

Il sera nécessaire d'identifier le proton et le kaon pour extraire un signal de Λ_c. Pour estimer l'efficacité de ces deux identifications, nous utiliserons les données réelles en sélectionnant deux échantillons de ces deux types de particules à partir des canaux de désintégration $\Lambda^o \to p\pi^-$ et $D^* \to D^o\pi \to (K\pi)\pi$.

Dans un premier temps, nous allons présenter les différentes méthodes de sélection de ces événements pour estimer les efficacités d'identification des hadrons dans DELPHI. Ensuite, nous aborderons la mesure de la section efficace de production $\sigma(Z^o \rightarrow X\Lambda_c)Br(\Lambda \rightarrow pK\pi)$. Enfin , en étudiant la distribution du temps de vol des Λ_c, nous estimerons le taux de production des Λ_c dans les événements $Z^o \rightarrow b\bar{b}$.

V.1 Le contrôle des efficacités d'identification.

V.1.1 La reconstruction des Λ^o

Les Λ^o sont reconstruits dans le canal $\Lambda^o \rightarrow p\pi$ qui représente $64.1 \pm 0.5\%$ de la totalité de ses modes de désintégration [26]. On reconstruit un vertex à partir de deux traces de signes opposés d'ouverture angulaire inférieure à 45^o. A l'énergie de masse du Z^o, le Λ^o parcourt des distances de plusieurs centimètres avant de se désintégrer ($c\tau = 7.89$ cm). Ainsi, en demandant que la position minimale du point de vertex reconstruit par rapport au vertex primaire de l'événement soit supérieur à 2.5 centimètres, on diminue le bruit de fond combinatoire dû aux traces issues du vertex primaire.

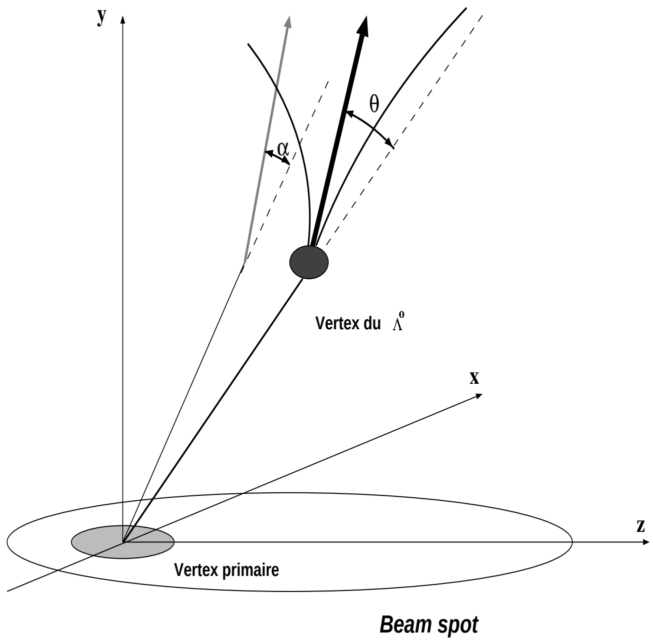


Figure V.1: Représentation de la reconstruction du vertex de désintégration du Λ^o .

L'impulsion minimale du V^o reconstruit [1] doit être supérieure à 1 GeV. On demande également que l'angle α entre sa trajectoire et son paramètre d'impact calculé dans le plan $R\phi$ (figure V.1) soit inférieur à 4^o. Enfin, l'angle θ défini entre la direction de la trajectoire et son point de désintégration calculé par rapport au vertex primaire de l'événement doit être compris entre 0 et 11^o.

[1] On appelle V^o un système de deux traces de charges électriques opposées issues d'un même point dans l'espace, décalé par rapport au vertex principal.

Les gamma se convertissant dans la matière du détecteur forment encore à ce niveau une partie importante de notre échantillon. Ceux-ci ont la caractéristique d'émettre deux électrons de faible ouverture angulaire. La majeure partie d'entre eux seront éliminés par une coupure sur l'angle calculé entre les trajectoires des deux traces extrapolées au niveau du vertex reconstruit qui a été fixé à 7^o.

Les mésons K^o qui se désintègrent par le canal $K^o \rightarrow \pi^+\pi^-$ et dont on a assigné la masse du proton à l'un des deux pions, occasionnent des réflexions fortuites dans le signal. On élimine celles-ci en rejetant les candidats Λ^o dont la masse reconstruite dans l'hypothèse $\pi^+\pi^-$ est contenue dans l'intervalle; 0.475 GeV/c^2 $\leq m_{\pi^+\pi^-} \leq$ 0.517 GeV/c^2, c'est-à-dire à moins de trois écarts standards de la masse des K^o reconstruits.

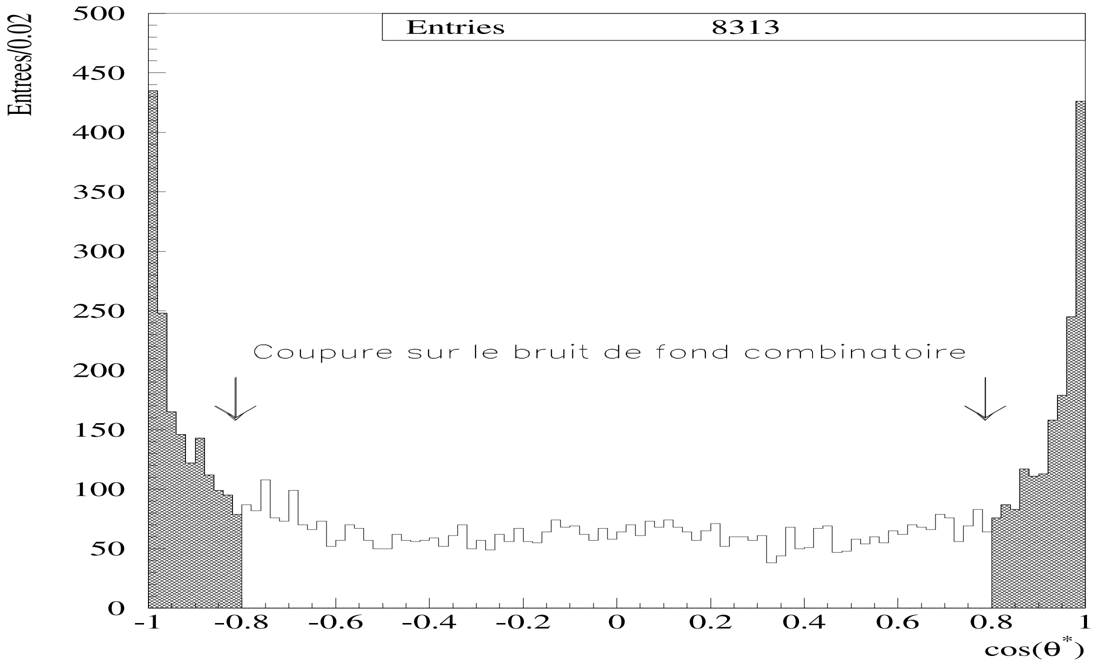


Figure V.2: Distribution du $\cos\theta^*$ dans les données.

Le Λ^o a un spin 1/2 de même que le proton produit dans l'état final, tandis que le pion est quant à lui un pseudo-scalaire (de spin 0). Pour relier l'état initial à l'état final (de spin 1/2 et de moment orbital 0 ou 1), il est nécessaire d'introduire un opérateur pseudo-scalaire ou un scalaire. En sommant sur tous les états finals de spin et sur les états initiaux de polarisation, dans le calcul de l'amplitude de transition, le résultat ne dépend plus que de deux constantes décrivant les amplitudes des fonctions d'ondes des états finals s et p. Ainsi, si on se place dans le référentiel au repos du Λ^o, et que l'on considère la distribution de l'angle θ^* entre l'un de ces produits de désintégration et la direction du Λ^o, celui-ci aura une dépendance linéaire avec un coefficient qui est proportionnel à la polarisation du Λ^o. Sur la figure V.2 nous avons représenté cette distribution pour les candidats Λ_o et $\bar{\Lambda}_o$. La région centrale est plate, ce qui nous permet de penser que la polarisation des Λ_o produits à LEP est faible, et que nous n'y sommes pas sensible. Par contre, on observe une forte anisotropie dans les deux parties extrêmes de la distribution qui est due au bruit de fond combinatoire.

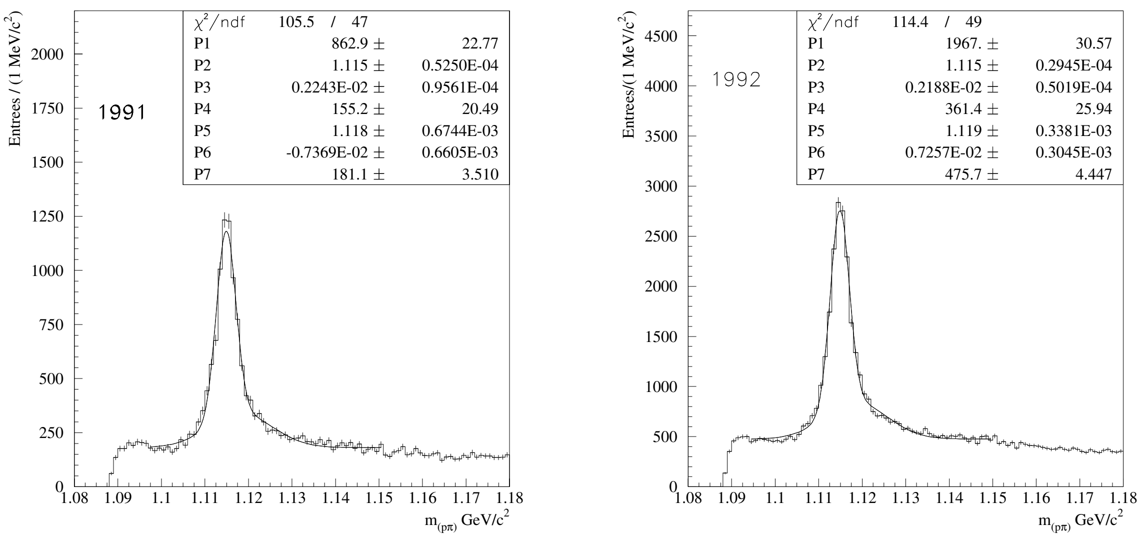


Figure V.3: Distribution de la masse invariante $m_{p\pi}$ pour les données 1991 et 1992.

La distribution de la masse invariante $m_{p\pi}$ est repésentée sur la figure V.3 pour les données 1991 et 1992. L'ajustement des données est réalisé à l'aide d'une gaussienne pour le signal et par une fonction constante surmontée d'une deuxième gaussienne pour le bruit de fond combinatoire. Les moyennes et les écarts types de ces distributions sont résumés dans le tableau V.1, et on estime le nombre total de Λ^o sélectionnés à 15640 ± 529.

Année	Moyenne (GeV/c²)	Ecart type (GeV/c²)	Nombre de Λ^o
1991	1.11541 ± 0.00005	0.00224 ± 0.00009	4852 ± 230
1992	1.11549 ± 0.00003	0.00219 ± 0.00005	10788 ± 299

Tableau V.1: Moyennes et écarts types des gaussiennes résultant de l'ajustement des distributions de masse invariante $m_{p\pi}$, ainsi que le nombre de Λ^o sélectionnés en 1991 et 1992.

V.1.2 Sélection des $D^{*\pm}$

La reconstruction des $D^{*\pm}$ dans le canal $D^{*\pm} \to D^o\pi$ et celle du D^o par le canal $D^o \to K\pi$ (figure V.4) va nous permettre d'obtenir un échantillon de kaons d'une très grande pureté. Cet échantillon sera utilisé par la suite pour estimer l'efficacité d'identification des kaons dans la reconstruction des Λ_c. Les $D^{*\pm}$ utilisent ce canal de désintégration forte dans $(55 \pm 4)\%$ [26] des cas, quant aux D^o, ils se désintègrent par le canal $D^o \to K\pi$ avec un taux de $(3.91 \pm 0.19)\%$ [64].

Pour reconstruire ce dernier, on forme un vertex à partir de deux traces de charges opposées entre elles faisant un angle inférieur à 90^o. L'impulsion minimale de ces deux traces a été fixée à 1 GeV/c^2. De plus, si l'on considère que le D^o tout comme le kaon et le pion sont des mésons pseudo-scalaires, la distribution de l'angle entre les produits de désintégrations et la

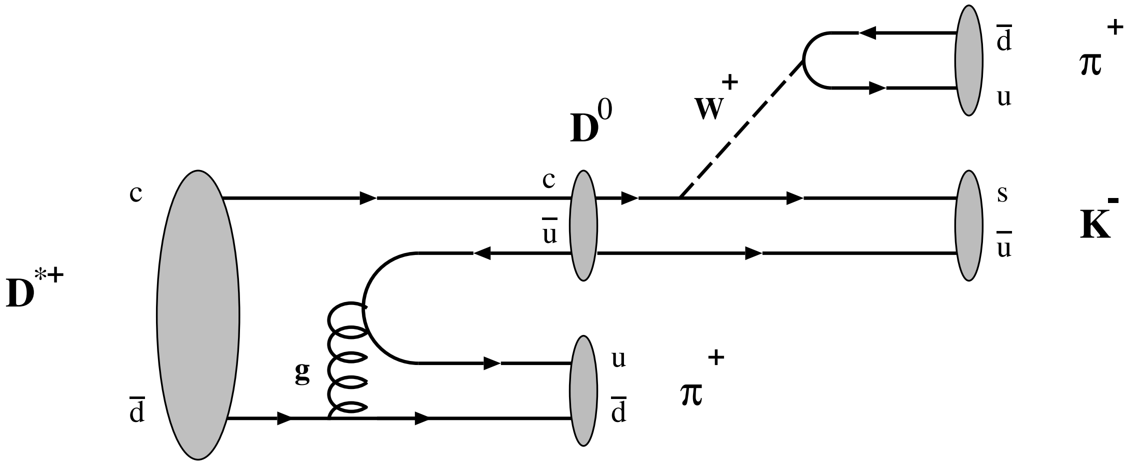


Figure V.4: Schéma de la chaîne de désintégration du D^{*}.

direction du D^{o} est isotrope. Cette considération permet d'éliminer une partie importante de bruit de fond combinatoire, que l'on trouve aux petits angles, comme le montre la figure V.5.

A ces candidats D^{o}, on associe une troisième trace de charge opposée à celle qui a été utilisée dans l'hypothèse kaon pour reconstruire le D^{o}. La faible différence de masse entre le D^{o} (1864.5 ± 0.5 MeV) et le $D^{*\pm}$ (2010.1 ± 0.6 MeV) que l'on cherche à reconstruire ne laisse que peu d'énergie disponible au pion lors de la désintégration. Pour cette raison, on a fixé une limite supérieure sur l'impulsion du pion à 4.5 GeV. Et, on demande un minimum de 300 MeV pour que celui-ci ne spirale pas dans le détecteur sous l'effet du champ magnétique.

Après reconstruction des candidats $D^{*\pm}$ à partir de ces trois traces, on demande que l'angle entre la direction de la trajectoire du pion célibataire extrapolée au niveau du vertex et la direction de la pseudo-particule reconstruite, soit inférieur à 18^{o}. Pour diminuer le bruit de fond combinatoire, on sélectionne les candidats qui emportent au minimum 15% de l'énergie du faisceau incident ($X_E(D^{*\pm}) = E(D^{*\pm})/E_{Beam} > 0.15$).

Sur la figure V.6 on a représenté la distribution de la différence de masse entre le D^{o} et le $D^{*\pm}$ aux alentours de la masse du D^{o}. On observe un signal très marqué à 0.1435 GeV/c^2 qui correspond à l'énergie disponible lors de la transition entre ces deux mésons charmés. Cette distribution a été ajustée par une fonction de Breit-Wigner pour décrire la forme du signal, quant au bruit de fond, on a utilisé une fonction polynomiale du type :

$$\alpha\,(\Delta M - m_\pi)^{\beta}$$

Sur la figure de droite, est représenté le spectre de masse du système $K\pi$ au pic de masse de l'énergie du pion célibataire. L'ajustement, réalisé par la somme d'une fonction gaussienne et d'une exponentielle décroissante, donne une masse de (1.864 ± 0.002) GeV/c^2.On estime ainsi le nombre total de D^{o} sélectionnés à 451 ± 27. Il apparaît un décrochement, dans le bruit de fond, au-dessous de 1.7 GeV/c^2 qui provient des désintégrations de D^{o} dans le canal

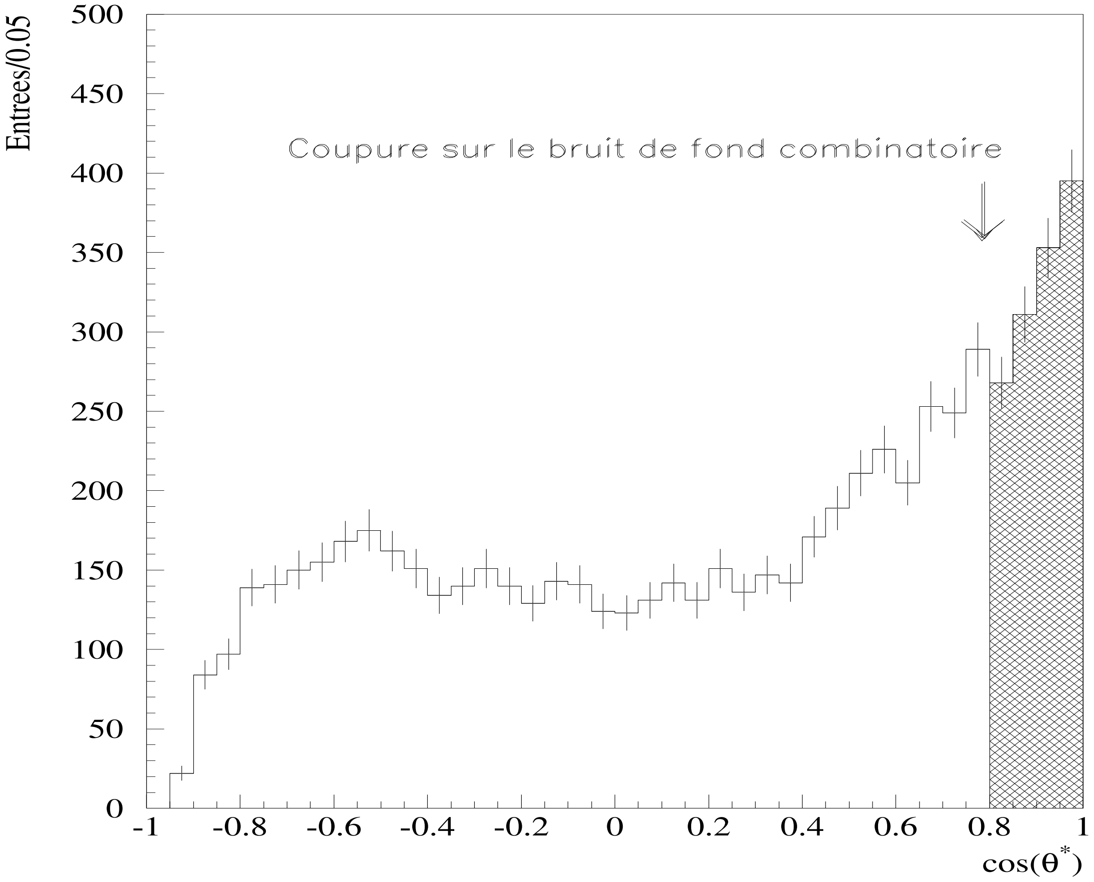


Figure V.5: Distribution du $\cos\theta^*$ dans les données.

$D^o \rightarrow K\pi(\pi^o)$ dont le π^o n'a pas été reconstruit ou associé au vertex.

La distribution de la masse invariante $m_{(K\pi)\pi}$ obtenue dans les données après ces coupures est représentée sur la figure V.7. Un ajustement similaire à celui qui a été réalisé pour le spectre de masse du D^o donne une masse de (2.010 ± 0.002) GeV/c^2, et une statistique accumulée de 444 $\pm$ 43 D*.

V.1.3 L'identification des hadrons dans DELPHI

Cette identification est réalisée par la mesure du dépôt d'énergie d'ionisation dans la chambre à projection temporelle ou par la reconstruction des anneaux Cherenkov dans le détecteur RICH. Pour la sélection finale des hadrons, on combine ces deux informations en fonction de leur disponibilité dans les données accumulées et de l'impulsion de chaque candidat.

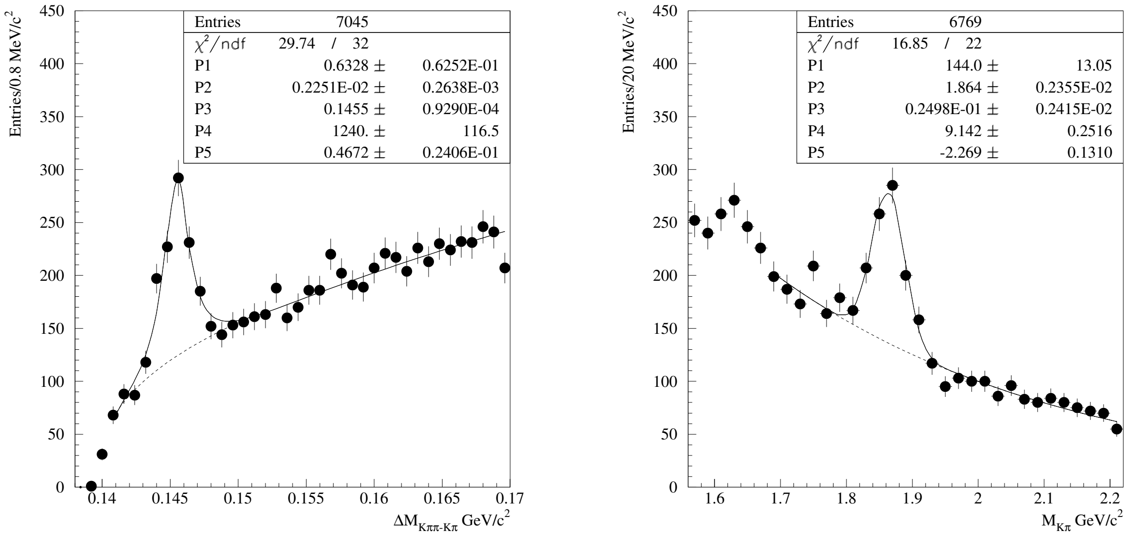


Figure V.6: Distribution de la masse invariante ΔM = $m_{(K\pi)\pi}$ - $m_{(K\pi)}$ (à gauche) et $m_{(K\pi)}$ (à droite) pour des candidats dont le X_E est supérieur à 0.15. La distribution de masse $(K\pi)$ est donnée pour ΔM compris entre 0.1435 et 0.1475 GeV/c^2, et la différence de masse est présentée pour $m_{(K\pi)}$ compris entre 1.79 GeV/c^2 et 1.94 GeV/c^2. Les lignes en pointillés montrent la contribution du bruit de fond.

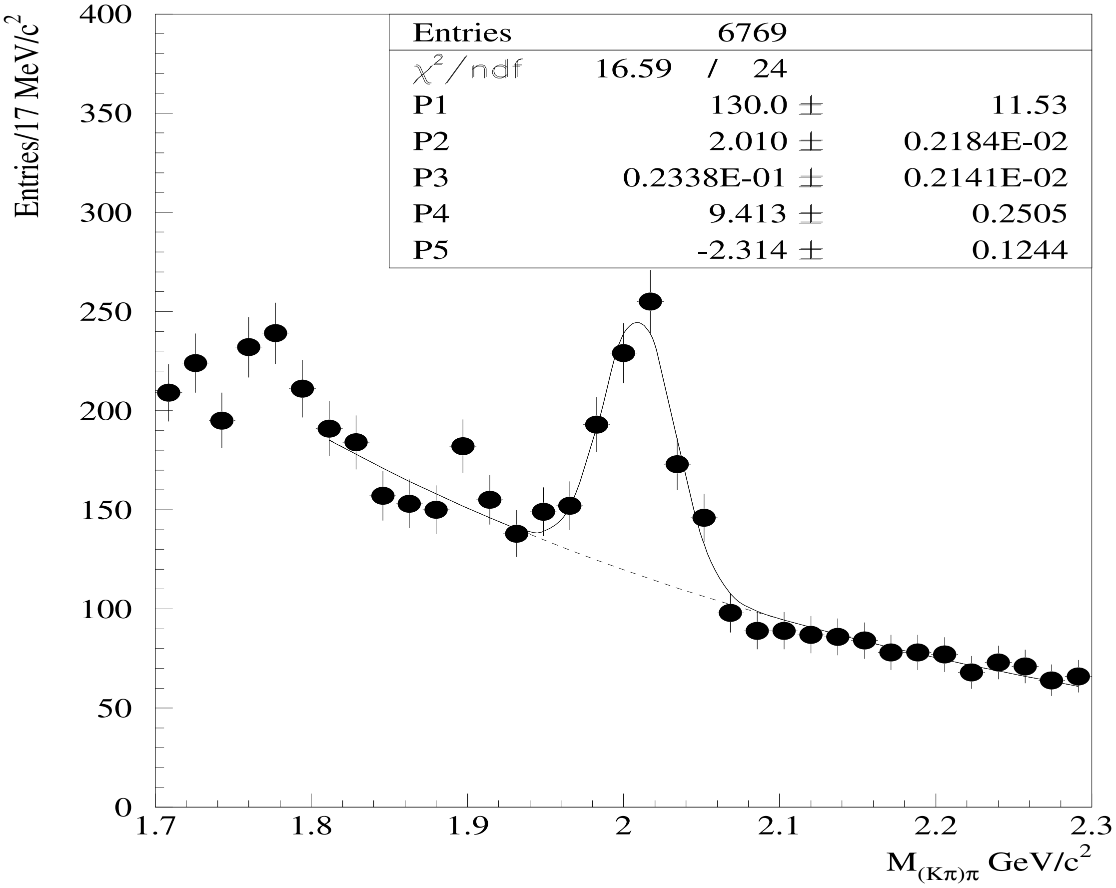


Figure V.7: Distribution de la masse invariante $m_{(K\pi)\pi}$ pour une masse du D^o comprise entre 1.79 GeV/c^2 et 1.94 GeV/c^2. La ligne en pointillés montre la contribution du bruit de fond.

V.1.3.a L'identification des hadrons par la TPC

Nous avons déjà décrit le mode de fonctionnement de la TPC dans le chapitre I. Puis, dans le chapitre III, nous avons présenté une première façon d'utiliser la quantité d'ionisation mesurée dans le cas particulier de l'identification des électrons et de la réjection des hadrons. La séparation des différents hadrons est beaucoup plus délicate car l'évolution du dE/dx en fonction de l'impulsion suit le même comportement (figure III.22). Ainsi, pour optimiser l'utilisation de cette information, nous avons défini l'estimateur suivant:

$$R^h = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{mesuré}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{théorique}}}{E_T}$$

La valeur expérimentale du dE/dx est une moyenne "tronquée" à 80 %. C'est-à-dire que pour diminuer les fluctuations provoquées par la distribution de Landau qui décrit l'ensemble des mesures réalisées pour chaque trace, on sélectionne les 80 % des valeurs les plus basses pour calculer une moyenne sur la quantité d'ionisation.

Le terme E_T est l'erreur théorique estimée pour une l'hypothèse donnée. Elle se calcule à partir du dE/dx théorique, du nombre de fils touchés et de l'erreur expérimentale par la relation empirique, estimée à partir des données :

$$\begin{aligned} E_T^2 &= E^2_{\text{Calibration}} + E^2_{\text{Expérimentale}} + E^2_{\text{dE/dx}} \\ &= \left[0.02\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Théorique}}\right]^2 + \frac{\sigma^2_{\text{mesuré}}}{N_{fils}} + \frac{\left[0.2\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Théorique}}\right]^2}{N_{fils}} \end{aligned} \quad \text{(V.1)}$$

N_{fils} est le nombre de fils sensibles à partir desquels on a effectué la mesure du dE/dx. Dans cette formule, le premier terme prend en compte l'ensemble des erreurs sur les constantes de calibration du dE/dx. Le second est dû à l'erreur statistique sur les N mesures réalisées. Quant au troisième terme, il prend en compte le choix de la troncature à 80 % des mesures pour le calcul de valeur moyenne du dE/dx. La figure V.8 montre l'évolution de la dispersion sur la mesure du dE/dx en fonction du nombre de fils considérés. Cette distribution décroît rapidement et en prenant un minimum de 30 fils, on se place dans une région où la résolution se stabilise.

Les valeurs des efficacités de la sélection des traces en fonction de la coupure sur le nombre de fils requis est également fonction de l'impulsion. Les trajectoires des traces de grande impulsion sont très peu courbées sous l'effet du champ magnétique. Celles-ci se trouveront donc en moyenne plus proches du centre des "jets", et la quantité de particules environnantes aura tendance à perturber l'association de l'énergie mesurée au niveau des fils. Cette dépendance est représentée dans le tableau V.2 qui donne les valeurs de l'efficacité en fonction du nombre

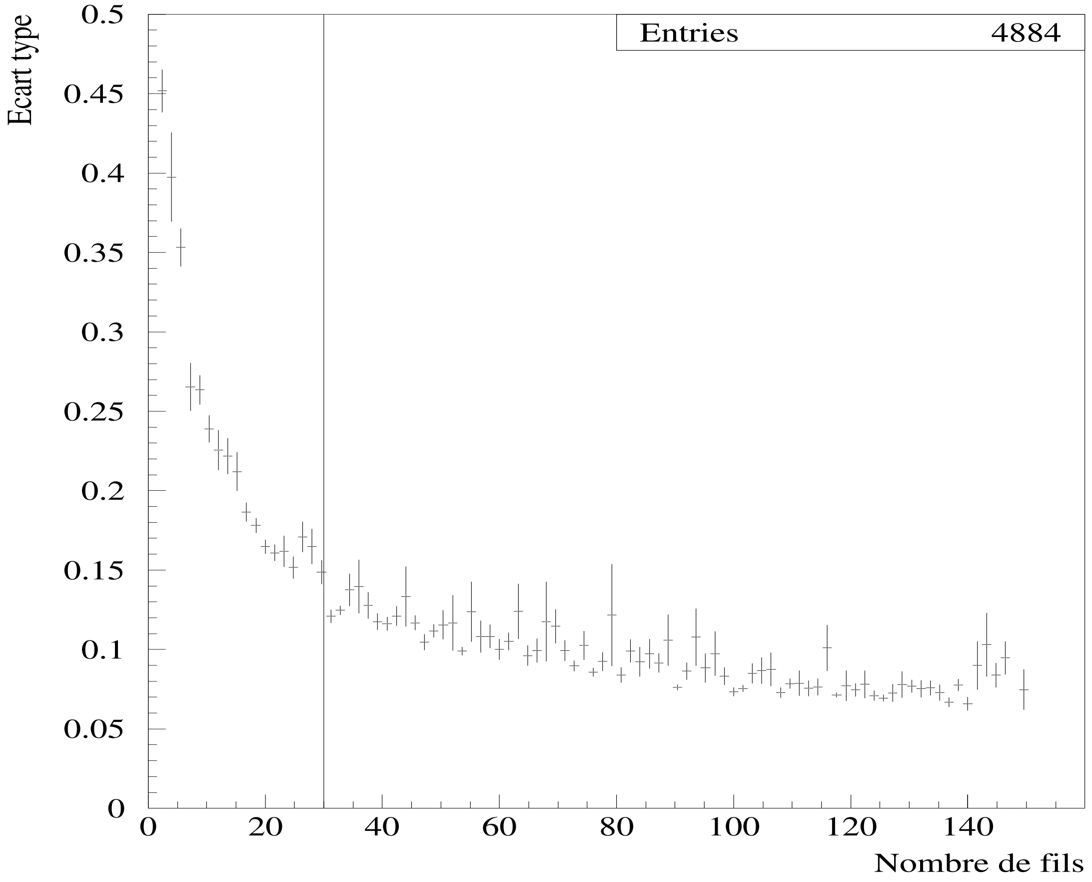


Figure V.8: Evolution de la résolution sur la mesure du dE/dx en fonction du nombre de fils sensibles touchés par la particule.

de fils touchés pour différentes tranches d'impulsion et pour différentes coupures minimales sur l'impulsion de la particule.

Les réponses de l'estimateur R^h sont représentées sur la figure V.9 pour un échantillon de protons, de kaons, et de pions pour les hypothèses de masse qui leur correspondent, ainsi que la réponse obtenue pour des pions dans l'hypothèse d'un kaon et d'un proton. Pour les distributions réalisées à partir des produits de désintégrations des Λ^o on demande également que ceux-ci aient un rayon de désintégration apparent inférieur au rayon interne de la TPC.

En principe, pour chaque échantillon, et pour l'hypothèse qui leur correspond, cette distribution devrait être gaussienne, centrée en zéro, et d'écart type avoisinant l'unité. C'est ce que nous observons pour les pions. Pour les kaons et les protons, on observe une déviation de la valeur moyenne provoquée par la présence d'une contamination résiduelle en pions dans les deux échantillons sélectionnés. En ajustant ces deux distributions par une somme de deux gaussiennes dont l'une est fixée par les paramètres obtenus sur les distributions des pions pour ces deux hypothèses, on retrouve les valeurs normales des paramètres de la gaussienne. Lorsqu'une mauvaise hypothèse est appliquée aux pions, l'écart le plus probable est de l'ordre de 2 à 2.5. Les moyennes et les écarts types obtenus pour les données 1991 et 1992 sont résumés dans le tableau V.3.

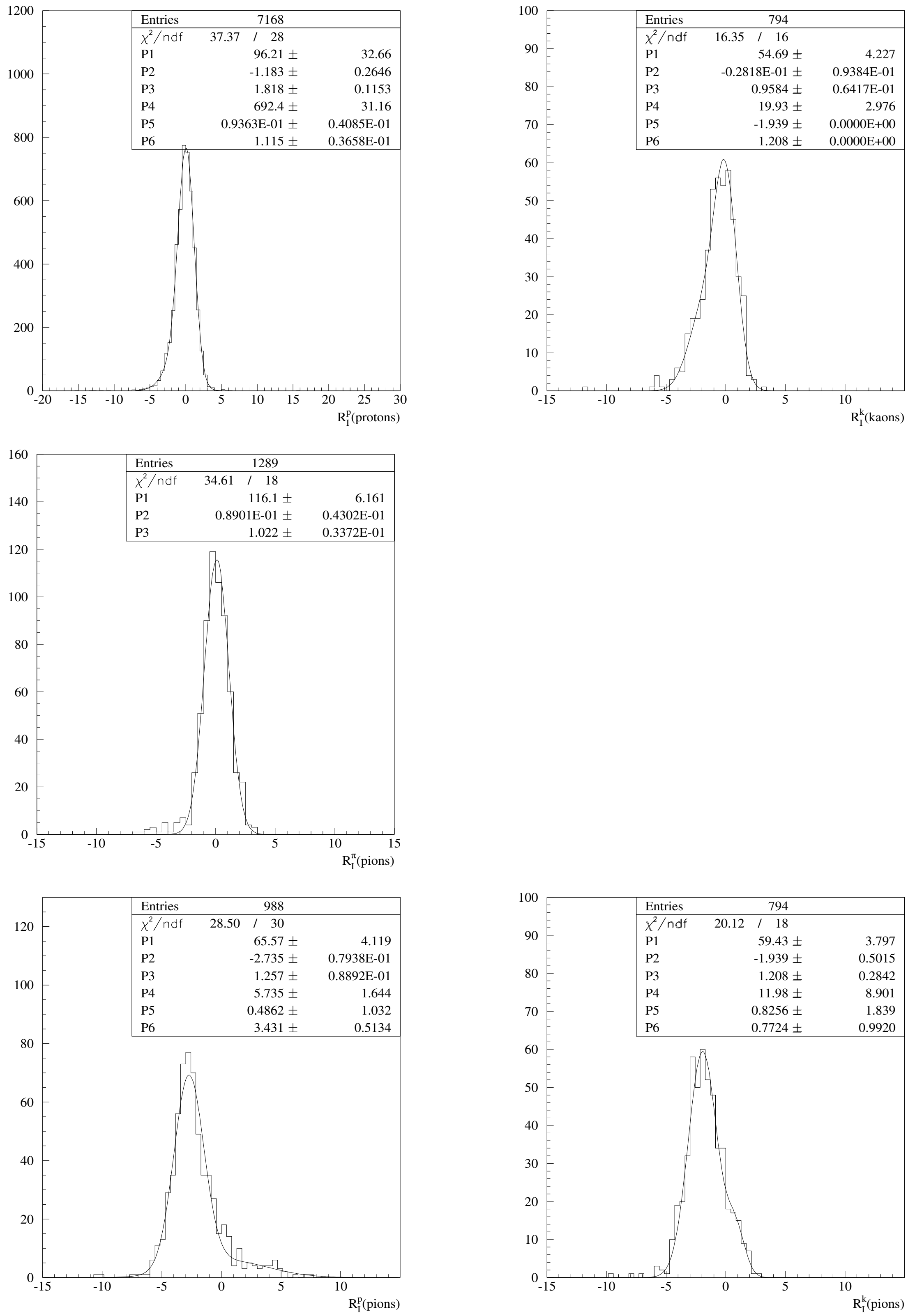


Figure V.9: Distribution de l'estimateur de la quantité d'ionisation dans la TPC pour des échantillons de protons, de kaons et de pions sélectionnés dans les données réelles. Les trois figures du haut représentent la réponse de cet estimateur pour l'hypothèse correspondant à l'échantillon testé. Les deux dernières distributions correspondent aux hypothèses K et p appliquées à l'échantillon de pions.

Pourcentage de traces sélectionnées par tranche d'impulsion (GeV)				
Nombre de fils	0.1 - 1	1 - 3	3 - 10	10 - 45
$N_{fils} \geq 30$	70.40 $\pm$ 2.10	54.98 $\pm$ 1.20	41.38 $\pm$ 1.03	29.13 $\pm$ 2.18
$N_{fils} \geq 60$	56.45 $\pm$ 2.28	41.38 $\pm$ 1.19	28.45 $\pm$ 0.95	16.51 $\pm$ 1.78
$N_{fils} \geq 90$	37.63 $\pm$ 2.23	28.78 $\pm$ 1.10	16.14 $\pm$ 0.77	7.34 $\pm$ 1.25
$N_{fils} \geq 120$	20.51 $\pm$ 1.86	13.95 $\pm$ 0.84	6.48 $\pm$ 0.52	1.15 $\pm$ 0.51
Pourcentage de traces sélectionnées pour une coupure minimale sur l'impulsion (GeV)				
Nombre de fils	0.1	1	3	10
$N_{fils} \geq 30$	47.83 $\pm$ 0.72	45.43 $\pm$ 0.75	39.40 $\pm$ 0.94	29.13 $\pm$ 2.18
$N_{fils} \geq 60$	34.61 $\pm$ 0.68	32.27 $\pm$ 0.70	26.53 $\pm$ 0.85	16.51 $\pm$ 1.78
$N_{fils} \geq 90$	21.84 $\pm$ 0.59	20.16 $\pm$ 0.60	14.72 $\pm$ 0.68	7.34 $\pm$ 1.25
$N_{fils} \geq 120$	9.98 $\pm$ 0.43	8.85 $\pm$ 0.43	5.62 $\pm$ 0.44	1.15 $\pm$ 0.51

Tableau V.2: Efficacité de la TPC en fonction du nombre de fils touchés, pour différentes tranches d'impulsion et pour différentes coupures minimales sur l'impulsion de la particule (les valeurs sont en pourcentage).

	1991		1992	
Estimateur	moyenne	écart type	moyenne	écart type
$R_\pi(\pi)$	0.02 $\pm$ 0.08	0.92 $\pm$ 0.08	0.09 $\pm$ 0.04	1.02 $\pm$ 0.03
$R_K(K)$	-0.18 $\pm$ 0.17	1.17 $\pm$ 0.13	0.03 $\pm$ 0.06	0.96 $\pm$ 0.06
$R_P(P)$	0.07 $\pm$ 0.04	1.19 $\pm$ 0.04	0.09 $\pm$ 0.04	1.12 $\pm$ 0.03
$R_K(\pi)$	-2.00 $\pm$ 0.33	1.51 $\pm$ 0.19	-1.94 $\pm$ 0.50	1.21 $\pm$ 0.28
$R_P(\pi)$	-2.69 $\pm$ 0.14	1.07 $\pm$ 0.13	-2.735$\pm$ 0.08	1.26 $\pm$ 0.09

Tableau V.3: Valeurs des moyennes et des écarts type des distributions de l'estimateur R^h pour différentes hypothèses et différents échantillons. Données 1991 et 1992.

V.1.3.b L'identification des hadrons par le RICH

L'identification des hadrons par le compteur Cherenkov repose sur le calcul d'une probabilité pour chaque hypothèse de masse basée sur le nombre de photo-électrons observés dans un voisinage de trois écarts standards autour du cône décrit par la relation :

$$\cos(\theta) = \frac{c}{nV_i}$$

où V_i est la vitesse de la particule, et c/n la vitesse de la lumière dans le millieu traversé. La vitesse est estimée, pour chaque hypothèse de masse à partir de l'impulsion mesurée dans les détecteurs de traces chargées.

Dans sa conception, le RICH comprend deux parties : la partie liquide qui peut identifier des traces de faible impulsion ($0.7 \leq P \leq 5$ GeV) et la partie gazeuse dont le pouvoir d'identification commence aux alentours de 3 GeV. Toutefois, sa réponse n'est pas univoque sur tout le spectre, car les gammes d'impulsion dans lesquelles les protons ou les kaons peuvent produire une radiation Cherenkov susceptible d'être détectée, sont plus restreintes (figure V.10).

Figure V.10: Taux de production de photo-électrons pour différents types de particules.

L'identification partielle de ces particules peut être néanmoins améliorée par la considération de modes dits de "Veto". C'est-à-dire que, si on se place dans le cas d'un détecteur idéal, et qu'aucun photo-électron n'ait été associé au cône d'ouverture correspondant à l'impulsion de la trace considérée, on peut toutefois retenir les hypothèses correspondant aux particules se situant au-dessous du seuil de production de photons. Ainsi, le RICH est à même de donner une réponse pour chaque hypothèse sur la quasi totalité du spectre d'impulsion (figure V.11).

A partir des échantillon de protons et de kaons que nous avons sélectionné dans les données, on peut estimer l'efficacité d'identification de ces hadrons par le RICH. Les figures V.12 et V.13 montrent l'évolution des probabilités d'identification des protons et des kaons en fonction de l'impulsion de la particule (on a représenté les différents modes d'identification par des lignes verticales).

Pour obtenir ces distributions, il est nécessaire de soustraire le bruit de fond dû à la combinatoire, qui se trouve sous les signaux de D^o et de Λ^o, du nombre total de kaons et de protons considérés pour ne pas sous-estimer nos efficacités. Après cette opération, la présence de kaons et de protons dans le bruit de fond conduit à surestimer ces efficacités. De façon à prendre cet effet en compte, on a également estimé la proportion de fond identifié en utilisant séparément les deux zones situées de chaque côté de ces signaux. Dans le cas des kaons, on a pu vérifier les prédictions obtenues par la méthode précédente, en utilisant la distribution du fond donnée par les mauvaises corrélations de signe : $D^* \rightarrow D^o\pi^- \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^-$.

Si on étudie la figure V.12, on remarque que les deux parties décrivant les modes de fonc-

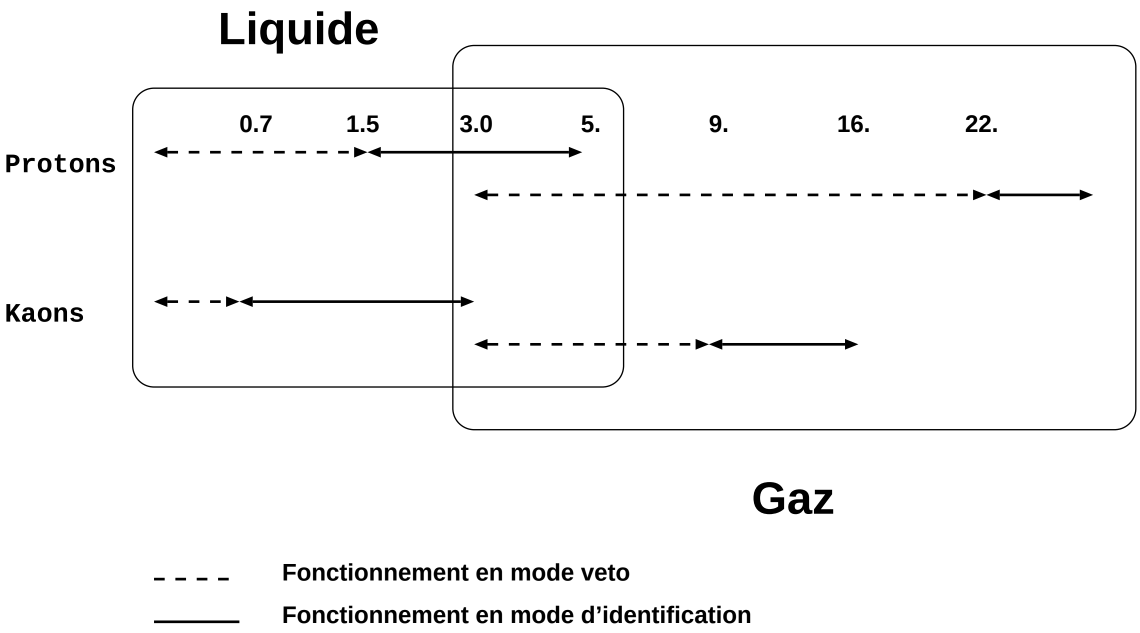


Figure V.11: Schéma des différentes zones d'identification des détecteurs liquide et gazeux et de leur mode de fonctionnement en fonction de l'impulsion.

tionnement en veto sont moins efficaces que les modes d'identification respectif, ce qui est compréhensible si on considère que la présence de traces voisines est beaucoup plus nuisible à ce mode d'identification. L'association d'un seul des photo-électrons émis par celle-ci provoque la réjection du candidat à l'identification. Parallèlement, cette efficacité baisse avec l'impulsion du proton, car les traces de plus grande impulsion ont tendance à rester confinées dans les cœurs des jets de hadrons, où la densité de traces voisines, et donc de bruit de fond, est la plus grande.

V.1.3.c La sélection des hadrons

La séparation des protons, des kaons et des pions s'effectue en deux étapes:

- Dans un premier temps, on utilise l'information délivrée par la TPC. L'identification par le dE/dx s'effectue selon trois zones distinctes en impulsion (tableau V.4). Dans la région située au-dessous de 1 GeV, les deux courbes d'ionisation des protons et des kaons s'éloignent très rapidement entre elles et par rapport à celle des pions. On choisit alors l'hypothèse qui donne la meilleur réponse à moins de 3 écarts types de la courbe théorique. Au-dessus de 3 GeV on sélectionne les protons jusqu'à trois écarts types au-dessous de leur courbe d'ionisation. Pour les kaons, on se place également à 3 écarts et au-dessus de la courbe d'ionisation des protons, ainsi qu'à plus de 1 écart type de l'hypothèse d'un pion. Enfin, entre 1 et 3 GeV, on choisit la meilleure hypothèse à moins de 1.5 écart et à plus de 1 écart standard de celle d'un pion.

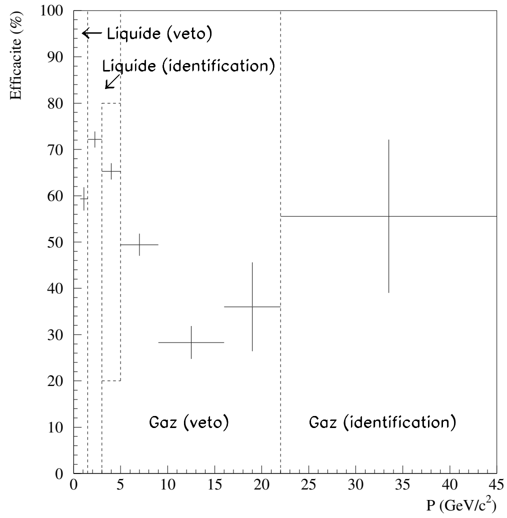


Figure V.12: Distribution de la probabilité d'identification des protons par le RICH estimé dans les données à partir des protons sélectionnés dans les désintégrations $\Lambda^o \rightarrow p\pi$.

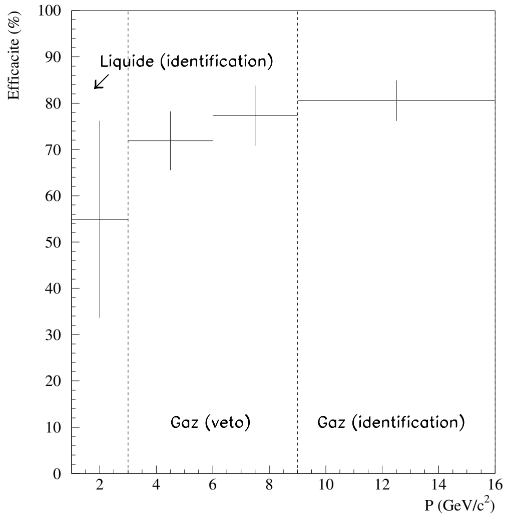


Figure V.13: Distribution de la probabilité d'identification des kaons par le RICH estimé dans les données à partir des kaons sélectionnés dans les désintégrations $D^o \rightarrow K\pi$.

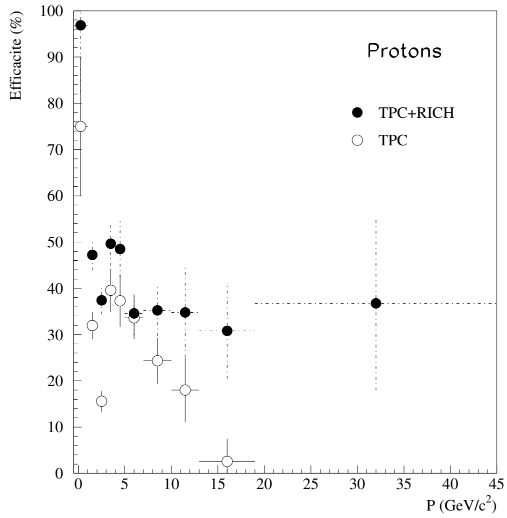


Figure V.14: Distribution de la probabilité d'identification des protons par l'information combinée de la TPC et du RICH estimé dans les données à partir des traces sélectionnées dans les désintégrations $\Lambda^o \rightarrow p\pi$.

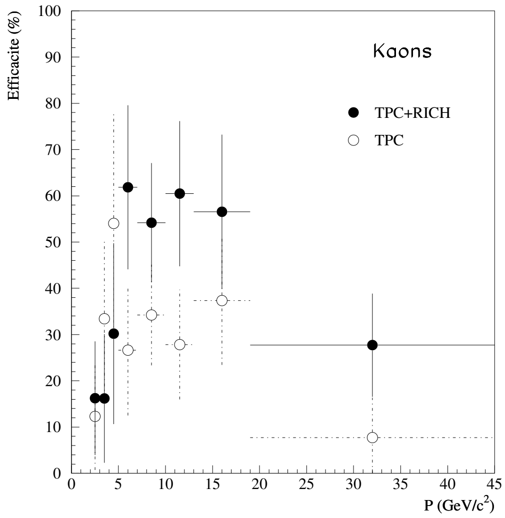


Figure V.15: Distribution de la probabilité d'identification des kaons par l'information combinée de la TPC et du RICH estimé dans les données à partir des traces sélectionnées dans les désintégrations $D^o \rightarrow K\pi$.

Sélection	P < 1 GeV	1 GeV < P < 3 GeV	P > 3 GeV
Protons	$\lvert R_p\rvert < 3$	$\lvert R_p\rvert < 1.5$ et $\lvert R_\pi\rvert > 1$	$-3 < R_p < 0$
Kaons	$\lvert R_K\rvert < 3$	$\lvert R_K\rvert < 1.5$ et $\lvert R_\pi\rvert > 1$	$\lvert R_K\rvert < 3$ et $R_\pi < -1$

Tableau V.4: Résumé de la sélection des protons et des kaons par la quantité d'ionisation dans la TPC.

- Dans un second temps, si l'information sur la quantité d'ionisation n'est pas disponible ou bien si on n'a pas pu séparer les deux hypothèses, ou encore, si elle repose sur un nombre insuffisant de mesure (on demande un minimum de 30 fils touchés), on complète l'information avec la réponse du RICH. Quand celui-ci indique une forte probabilité pour une hypothèse donnée, on choisira celle-ci quelle que soit la réponse de notre estimateur de la TPC.

Le choix de ces coupures a été optimisé de façon empirique pour l'extraction du signal de Λ_c.

Les distributions des probabilités d'identification des protons et des kaons obtenues sur la base de ces critères de sélection sont représentées sur les figures V.14 et V.15. Il est nécessaire de distinguer deux efficacités d'identification, la première correspond à la période d'aquisition pendant laquelle le détecteur RICH était absent, et la seconde, à l'identification par la TPC ou le RICH. Celle-ci couvre 53% de l'ensemble des événements hadroniques sélectionnés en 1992.

Pour des protons d'impulsion inférieure à 1 GeV, la probabilité d'identification est très élevée ($\sim$ 70%). Dans cette région, l'identification par le dE/dx domine car la quantité d'ionisation déposée par des protons est très importante, et caractéristique de ce type de hadron. Dans le reste du spectre l'efficacité diminue à la suite du rapprochement des courbes théoriques d'ionisation des différents hadrons. Un premier minimum est atteint dans la région située entre 1 et 2 GeV où la courbe d'ionisation croise celles des autres traces chargées. L'efficacité d'identification des protons par le RICH est très faible dans cette région cinématique, et ce n'est qu'au-dessus de 20 GeV que sa présence se fait à nouveau sentir. Dans cette dernière partie du spectre, la proximité des courbes d'ionisation, à l'entrée du *plateau de Fermi*, ne permet plus à la TPC de donner une réponse univoque sur le type de hadron, et l'identification par le RICH domine la sélection.

La probabilité d'identification des kaons augmente continuement avec l'impulsion jusqu'aux alentours de 4 GeV, région dans laquelle la courbe d'ionisation des kaons se distingue le mieux de celle des protons et des pions. Dans la suite, l'efficacité se stabilise jusqu'à une impulsion de 16 GeV au-dessus de laquelle, comme dans le cas des protons, le dE/dx ne délivre plus une identification unique. Contrairement au cas des protons, le RICH ne réalise pas non plus d'identification dans cette région cinématique, et la probabilité d'identification diminue.

Dans le cas où une trace n'a pas été selectionnée par nos critères, elle sera considérée comme étant un pion, si elle n'a pas été retenue par les algorithmes d'identification des muons et des électrons (chapitre III).

V.2 La reconstruction du Λ_c

Le Λ_c est sélectionné dans le canal de désintégration $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ qui ne représente que $3.2 \pm 0.7\%$ [26] de l'ensemble des modes de désintégration de celui-ci. Il est reconstruit à partir de trois traces chargées, de charge totale égale à l'unité et faisant un angle total inférieur à 45^o. On demande une identification du proton et du kaon et, pour limiter le bruit de fond combinatoire, l'impulsion minimale de ces deux traces doit être supérieure ou égale à 4 et 2 GeV respectivement et 1 GeV pour le pion associé. De plus, les valeurs des paramètres d'impact calculées dans le plan $R\phi$ et par rapport à l'axe z doivent être respectivement inférieur à 1. et 1.5 centimètre. Le calcul du paramètre d'impact se fait par rapport au vertex primaire pour les coordonnées x et z, et par rapport à la dimension du faisceau pour la coordonnée y car, dans ce dernier cas, celle-ci est plus précise.

La pseudo-particule reconstruite doit posséder un rayon de désintégration positif. Ce qui signifie que l'angle θ calculé entre la direction du point de désintégration du Λ_c par rapport au vertex primaire de l'événement et celle de son impulsion reconstruite doit être inférieur à 90^o.

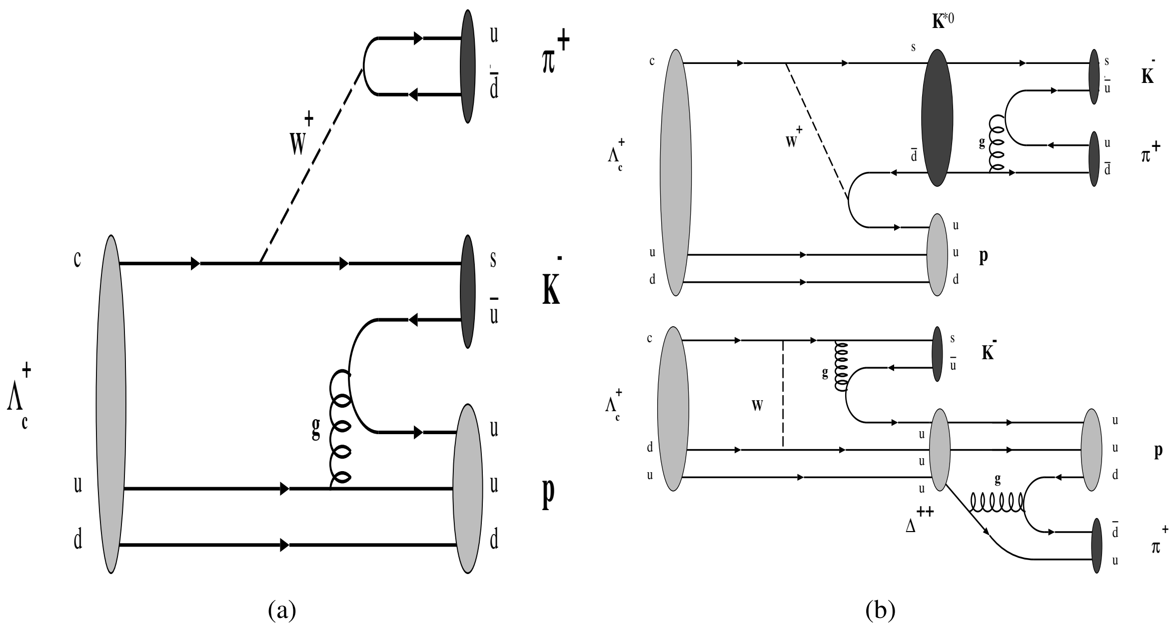


Figure V.16: Schémas de désintégration du Λ_c dans le canal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ (a) et dans les canaux indirects $\Lambda_c \rightarrow K^*p$ et $\Lambda_c \rightarrow \Delta^{++}K^-$ (b).

La distribution de l'angle d'émission de l'un des produits de désintégration du Λ_c dans son référentiel propre (θ^*) est régie par la conservation du moment angulaire entre les états final et initial. Dans le cas de la désintégration du Λ_c dans le canal $\Lambda_c \to pK\pi$ le comportement de cette distribution est plus difficile à prévoir car elle fait intervenir un mélange de désintégration à deux ou trois corps dans l'état final. En effet, en plus de la désintégration directe du Λ_c en un triplet de particules $pK\pi$ (figure V.16.(a)), deux types de désintégrations à deux corps interviennent dans la composition finale de notre échantillon. Il sagit des canaux $\Lambda_c \to K^*p$ et $\Lambda_c \to \Delta^{++}K^-$ (figure V.16.(b)).

D'autres canaux, faisant intervenir un Λ^o, sont envisageables mais ils sont plus rares. De plus, ils sont difficiles à reconstruire car la distance de vol du Λ^o est de quelques centimètres et la coupure effectuée sur la probabilité du χ^2 associée au vertex reconstruit à partir d'une troisième trace est moins efficace, la résolution étant moins bonne.

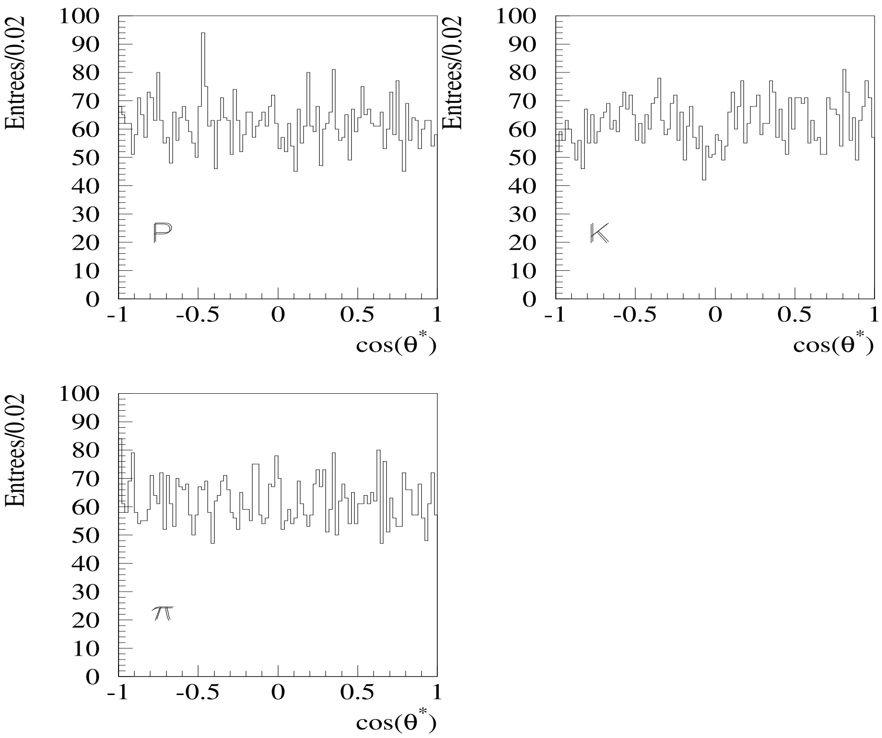


Figure V.17: Distribution des $\cos(\theta^*)$ calculés pour les produits de désintégration du Λ_c prédit dans le Monte Carlo.

Les distributions de la variable $\cos(\theta^*)$ du proton, du kaon et du pion prédites par la simulation, sont plates (figure V.17). Dans les données, on observe une légère pente dans le début de la distribution du $\cos(\theta^*)$ du proton ($\cos(\theta^*) > 0$) qui pourrait être attribuée à une polarisation du Λ_c. Néanmoins, on observe également une forte concentation d'événements vers l'arrière qui se détache nettement du reste du spectre, et qui nous indique la présence d'une source de contamination importante dans cette région. En imposant $\cos(\theta^*) > -0.7$ on réduit le bruit de fond d'un facteur 2 tout en conservant 85 % du signal.

La distribution de la masse invariante obtenue après ces coupures est représentée sur les figures V.19 pour les données 1991 et 1992. Le nombre de Λ_c accumulés dans les données

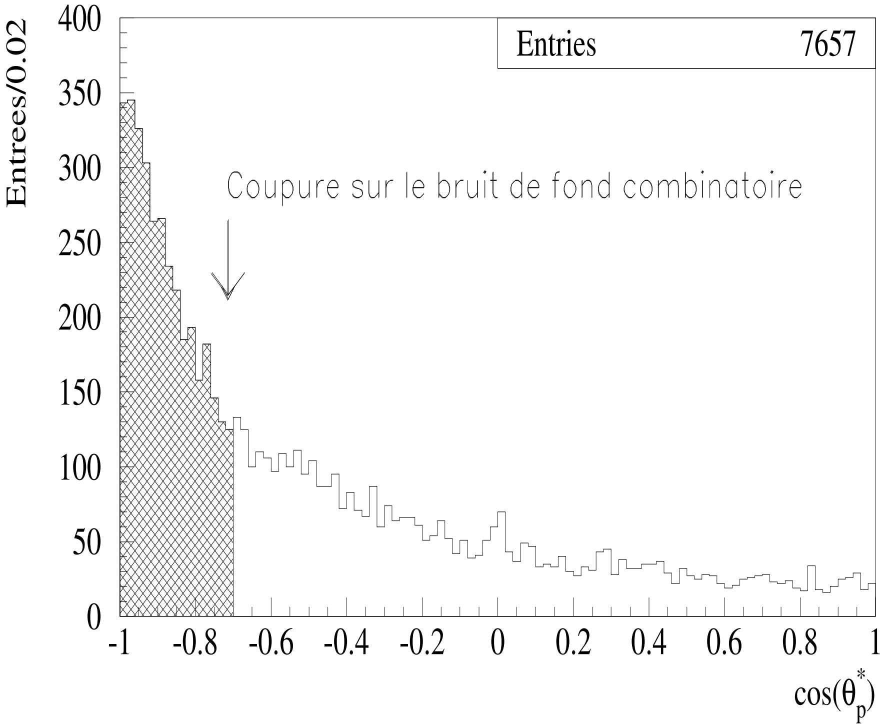
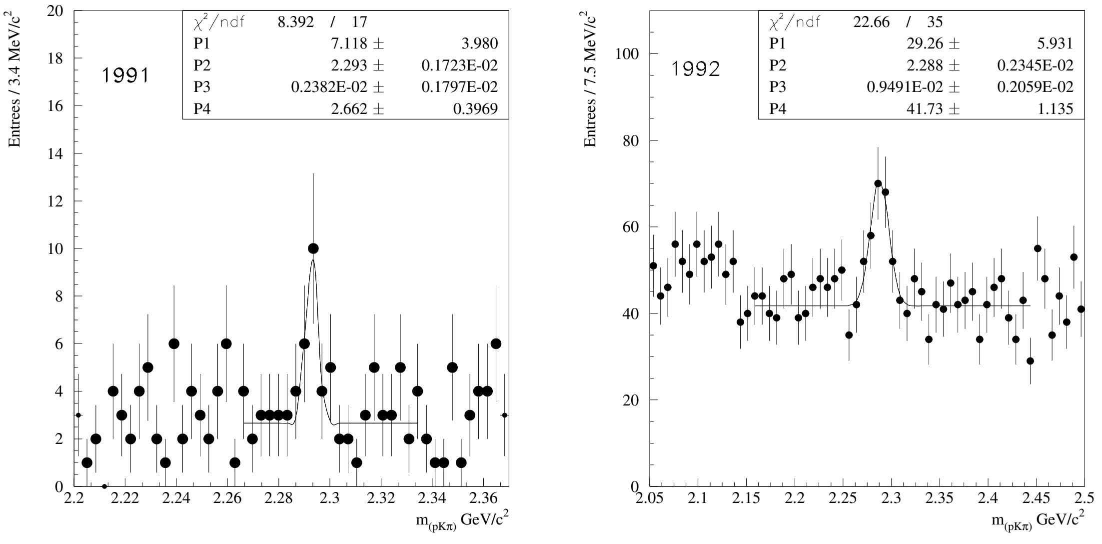


Figure V.18: Distribution des $\cos(\theta^{*})$ dans les données de la particule identifiée comme étant un proton dans la désintégration du Λ_c.

1991 est très faible, l'ajustement de cette distribution par une fonction constante pour le bruit de fond surmontée d'une gaussienne pour le signal permet d'évaluer un nombre de Λ_c reconstruits de 13 ± 8. Dans les donnée 1992, l'ajustement du signal et du fond par la même méthode permet d'estimer le nombre total de baryons Λ_c sélectionnés à 93 ± 27. L'événement figure V.20 aété sélectionné dans les données 1992, et correspond à la désintégration d'un baryon Λ_c^-.

Dans la suite de cette étude, les données 1991 ne seront pas utilisées. Les performances du RICH et de la TPC ayant évolué entre temps, il n'est pas possible de mélanger cet échantillon à celui qui a été obtenu sur les données de l'année 1992, et le signal de la figure V.19.a n'est pas assez significatif pour être étudié séparément. La différence entre ces deux échantillons peut être attribuée à la présence du détecteur RICH pendant les prises de données de l'année 1992.

La différence entre la masse que nous mesurons dans l'ajustement des données (2.288 ± 0.002) GeV/c^2 , et les valeurs précédentes [26] est faible (3 MeV/c^2). Elle peut être attribuée à un effet d'alignement des différents détecteurs de traces chargées (chapitre I). En faisant varier le nombre de points expérimentaux considérés lors de cet ajustement de $\pm 20\%$ on observe une variation de $\pm 8.4\%$ sur le nombre total de candidats Λ_c que l'on a estimé. Ceci contribue à une erreur systématique de $\pm 6.7\%$. Le rapport du nombre d'entrées dans le signal au nombre d'entrées dans le bruit de fond est de 0.22 ± 0.06 à trois écarts types de la valeur moyenne de la gaussienne.



(a) (b)

Figure V.19: Distribution de la masse invariante $m_{pk\pi}$ pour les données 1991 (a) et 1992 (b).

Enfin, les critères d'identification du proton et du kaon dans la reconstruction du Λ_c éliminent une grande partie des réflexions produites par les désintégrations des mésons D et D_s dans les canaux $D \to K\pi\pi$ et $D_s \to KK\pi$ où soit un pion, soit un kaon a été pris pour un proton. Ces candidats accidentels sont rejetés si les masses reconstruitent dans les hypothèses $K\pi\pi$ et $KK\pi$ sont contenues dans les intervalles: 1.794 GeV/c^2 $\leq m_{K\pi\pi} \leq$ 1.944 GeV/c^2 et 1.902 GeV/c^2 $\leq m_{KK\pi} \leq$ 2.028 GeV/c^2, c'est-à-dire à moins de trois écarts standards de la masse des D et des D_s reconstruits.

V.3 L'étude du taux de production des Λ_c dans les désintégrations hadroniques du Z^o

Nous allons tout d'abord étudier le taux de production des Λ_c dans les événements $Z^o \to q\bar{q}$. Pour mesurer la section efficace de production, il faut déterminer notre efficacité de reconstruction des Λ_c. Nous utiliserons ensuite des méthodes de purification de notre échantillon en événements $Z^o \to b\bar{b}$ pour estimer le taux de production de Λ_c dans l'hadronisation et la désintégration des hadrons beaux.

V.3.1 L'efficacité de reconstruction des Λ_c

L'efficacité de reconstruction des Λ_c comprend deux termes. Le premier prend en compte les coupures cinématiques et topologiques imposées aux traces et aux vertex reconstruits à partir de celles-ci. Il sera estimé à partir de la simulation. Le deuxième terme est dû aux

Figure V.20: Représentation d'un événement sélectionné dans les données 1992. Les trois traces (2, 3 et 10) en haut à droite ont été identifiées comme formant un triplet $\pi^- K^+ \bar{p}$ correspondant à la désintégration du baryon Λ_c^- d'une impulsion totale de 16. GeV. Les agrandissements du bas permettent de visualiser le vertex à trois traces (en haut à droite des figures du bas).

identifications requises sur le proton et le kaon produits dans la désintégration du Λ_c. Comme nous venons de le voir, celles-ci font intervenir simultanément les techniques d'identification par le RICH et la TPC. La modélisation de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu étant difficile, il est nécessaire d'utiliser des méthodes indépendantes de la simulation pour mesurer l'efficacité de l'identification des hadrons dans les données réelles.

V.3.1.a L'efficacité d'identification des hadrons

Pour estimer la proportion de protons et de kaons sélectionnés par nos critères dans les désintégrations des Λ_c, et pour un certain domaine cinématique, on utilise la distribution des spectres d'impulsion de ces hadrons telle qu'elle est prédite par le Monte Carlo. Les probabilités d'identification que nous avons calculé dans la section V.1.3.c permettent d'évaluer le nombre de protons et de kaons initiaux.

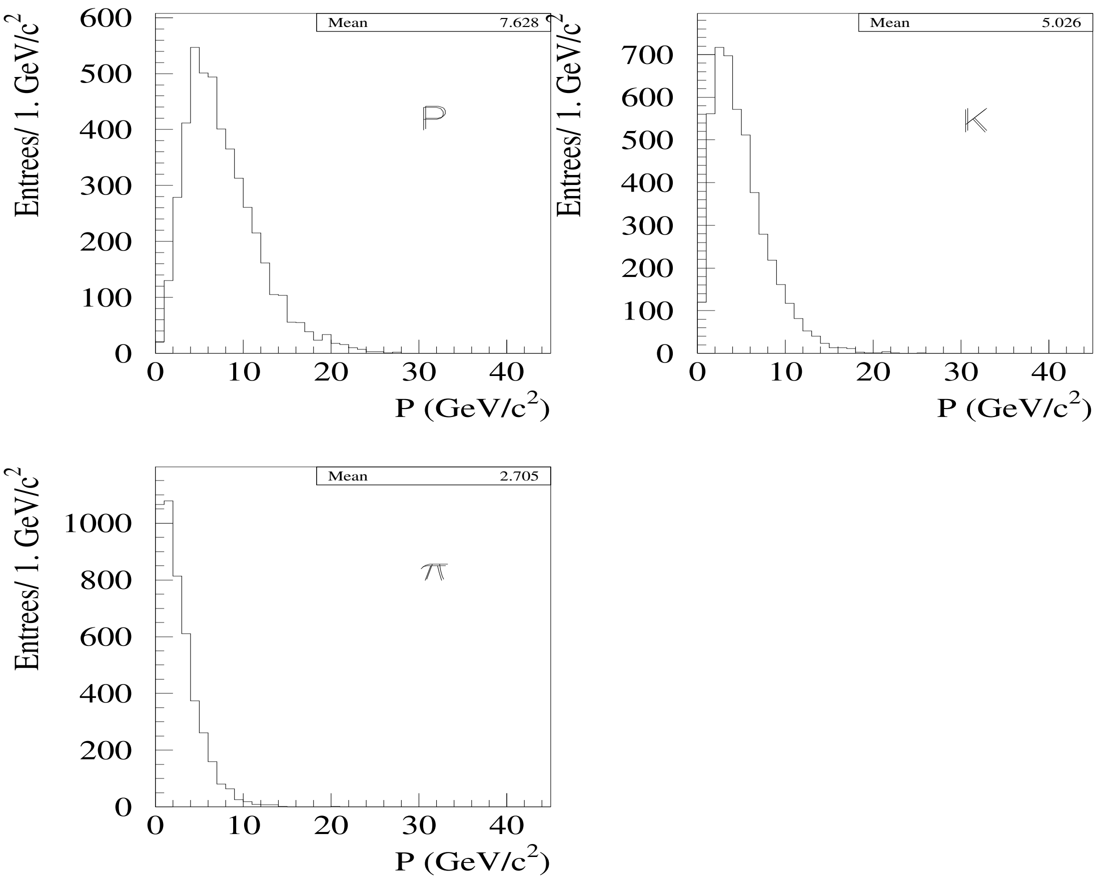


Figure V.21: Distribution des spectres d'impulsion des produits de désintégration du Λ_c dans les événements simulés $b\bar{b}$.

Le Monte Carlo est nécessaire pour tenir compte des différents spectres d'impulsions des hadrons provenant des désintégrations des Λ_c. Les valeurs moyennes de l'impulsion sont de 7.63 GeV pour les protons et 5.03 GeV pour les kaons (figure V.21), ce qui est nettement supérieur à ce que l'on observe dans les produits de désintégration des Λ^o et des D^o

sélectionnés dans les données.

Les valeurs des efficacités, calculées par cette méthode varient, entre 20 et 30 % pour les protons et se situent aux alentours de 44% pour les kaons. Si on prend en compte la corrélation en impulsion des deux particules, l'efficacité d'identification du système formé par le kaon et le proton d'une impulsion minimale de 2 et 4 GeV respectivement est de 13.03 $\pm$ 0.19. Cette valeur est environ 2% supérieure à ce que l'on estime si on ne tient pas compte de cette corrélation.

V.3.1.b L'efficacité de reconstruction du vertex de désintégration du Λ_c

Pour estimer l'efficacité de reconstruction des Λ_c dans notre sélection, nous disposons d'un échantillon de 700 000 désintégrations $\Lambda_c \to pK\pi$ générées dans des événements $Z^o \to b\bar{b}$ et 500 000 dans des événements $Z^o \to c\bar{c}$, ce qui correspond à environ 3 000 000 de désintégrations hadroniques du Z^o.

Les taux de désintégration des Λ_c dans le canal $pK\pi$ prédits par notre Monte Carlo sont très loin des valeurs expérimentales annoncées dans les références [26, 72, 74, 63] (tableau V.5).

Canal de désintégration	Monte Carlo (%)	Valeurs expérimentales (%)
$\Lambda_c \to pK\pi$	2.32	4.6 $\pm$ 0.9
$\Lambda_c \to pK^{*o}(892)$	5.09	0.88 $\pm$ 0.29
$\Lambda_c \to \Delta^{++}K^-$	1.91	0.66 $\pm$ 0.30

Tableau V.5: Comparaison entre les valeurs des rapports d'embranchement du Λ_c dans le canal $pK\pi$ estimés par le Monte Carlo et mesurés.

Pour estimer l'efficacité de reconstruction des Λ_c sur la somme de ces canaux, nous avons ajusté les proportions présentes dans la simulation sur les valeurs expérimentales. Nous obtenons ainsi des efficacités de reconstruction de (14.3 $\pm$ 0.4)% et (13.2 $\pm$ 0.2)% pour des Λ_c produits dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ respectivement. La faible différence entre ces deux valeurs provient principalement de la coupure cinématique sur la sélection du proton, qui est plus contraignante pour les Λ_c produits dans les événements $c\bar{c}$.

V.3.2 Mesure de la section efficace de production des Λ_c dans les événements $e^+e^- \to Z^o \to q\bar{q}$

Pour extraire la section efficace de production $\sigma(q \to X\Lambda_c)$, on utilise la relation V.2, qui relie cette quantité au nombre d'événements observés ($N^{Obs.}_{\Lambda_c^\pm}$):

$$N^{Obs.}_{\Lambda_c^\pm} = 2\epsilon_{rec.}\Sigma_{pK}N_{had.}\sigma(q \to X\Lambda_c^\pm)Br(\Lambda_c^\pm \to pK\pi) \quad \text{(V.2)}$$

Où, l'on a utilisé les conventions suivantes :

- N_{had} est le nombre total d'événements hadroniques initialement sélectionnés.
- $\epsilon_{rec.}$ représente l'efficacité de reconstruction des $\Lambda_c^{\pm}$ dans le canal de désintégration $pK\pi$. Celle-ci inclue l'acceptance cinématique ainsi que la coupure sur le $\cos(\theta^*)$ du proton.
- $\Sigma_{pK} = \int_2^{45}\int_4^{45} \epsilon_{pK}(p_p, p_K) dp_p dp_K$ est l'efficacité d'identification des protons et des kaons issus de la désintégration du $\Lambda_c^{\pm}$ pour une coupure minimale en impulsion de 4 et 2 GeV/c respectivement.
- $Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi)$ est le rapport d'embranchement dans le canal de désintégration correspondant.

A partir des 688 838 événements hadroniques accumulées en 1992 et avec une probabilité de reconstruction des Λ_c dans le canal $pK\pi$ de (13.49 ± 0.3)%, la valeur des efficacités d'identification des protons et des kaons estimée dans les données, nous permet de prédire la section efficace suivante ;

$$\sigma(q \to X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi) = (0.32 \pm 0.11(stat.))\%$$

Pour estimer, à partir de ce résultat, le taux de production de Λ_c dans les désintégrations hadroniques du Z^o, nous avons choisi d'utiliser les valeurs du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \to pK\pi)$ qui a été mesuré par les collaborations CLEO et ARGUS [72, 74]. Ces valeurs sont estimées à partir du taux de production $Br(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X)Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi)$ observé dans les données, et du rapport d'embranchement $Br(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X)$ mesuré par CLEO [49]. Nous avons actualisé le résultat obtenu par ARGUS à la valeur plus récente du rapport d'embranchement $Br(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X)$ qui figure dans la référence [49]. Les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} \mathrm{Br}(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi) &= (4.3 \pm 1.3)\% \quad \text{CLEO} \\ &= (4.7 \pm 2.3)\% \quad \text{ARGUS} \end{aligned}$$

Une deuxième méthode, indépendante du rapport d'embranchement $Br(\bar{B} \to \Lambda_c^+ X)$ donne des résultats compatibles avec ceux-ci, mais avec une plus faible précision [63]. Elle consiste en la méthode suivante: A partir de la mesure du rapport $R = Br(\Lambda_c \to pK\pi)/Br(\Lambda_c \to \Lambda X l \nu_l)$ effectuée par les collaborations CLEO et ARGUS:

$$\begin{aligned} \mathrm{R} &= (1.8 \pm 0.1 \pm 0.3)\% \quad \text{CLEO} \\ &= (2.7 \pm 0.8 \pm 0.6)\% \quad \text{ARGUS} \end{aligned}$$

et en supposant que la fraction des désintégrations leptoniques des Λ_c qui sont accompagnées de l'émission d'un baryon Λ soit dominée par son paramètre de mélange ($f = Br(\Lambda_c \to$

$\Lambda X l\nu_l)/Br(\Lambda_c \rightarrow X l\nu_l) = 0.8 \pm 0.2$), la valeur du rapport d'embranchement inclusif: $Br(\Lambda_c \rightarrow X l\nu_l) = (3.4 \pm 0.4)\%$ permet d'estimer le rapport d'embranchement :

$$Br(\Lambda_c^{\pm} \rightarrow pK\pi) = (4.9 \pm 1.7)\%$$

La valeur moyenne de ces trois résultats est de (4.6 $\pm$ 0.9)% ce qui est compatible avec la limite inférieure de 4.4% donnée par la collaboration LEBC-EHS [71]. Nous n'utiliserons pas le résultat antérieur à ces mesures qui a été obtenu par la collaboration MARK II[70] ($Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = (2.2 \pm 1.0)\%$) car celui-ci est incompatible avec la limite inférieure donnée par la collaboration LEBC-EHS.

La valeur moyenne précédante permet d'estimer le taux de production des baryons Λ_c dans les événements hadroniques produits à LEP. On trouve le résultat suivant :

$$\sigma(q \rightarrow X\Lambda_c) \; = \; (7.03 \pm 2.09(stat.) \pm 1.79(bran.))\%$$

La deuxième erreur est due à l'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$. Nous discuterons de la valeur obtenue dans la suite de ce chapitre.

V.3.3 Mesure du taux de production des Λ_c dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z^o \rightarrow b\bar{b}$

Pour estimer le taux de production des Λ_c dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z^o \rightarrow b\bar{b}$, plusieurs méthodes d'enrichissement de notre signal en événements de beauté ont été envisagées. Nous allons, tout d'abord, passer en revue quelques variables qui caractérisent les différentes sources de Λ_c avant d'effectuer une mesure de son taux de production.

V.3.3.a Composition des échantillons de Λ_c sélectionnés

On peut distinguer trois sources différentes de production de Λ_c dans les événements hadroniques générés à l'énergie du Z^o. Les deux principales sont issues des événements $b\bar{b}$, les Λ_c sont créés, soit dans les désintégrations de baryons plus lourds, soit dans les désintégrations baryoniques des mésons beaux. La collaboration CLEO a publié une mesure de ce taux de production des Λ_c dans les désintégrations des mésons beaux collectés à la masse de l'$\Upsilon(4s)$ [49], énergie à laquelle les baryons beaux ne sont pas produits. La valeur de $(6.4 \pm 1.1\%)$ laissent supposer, compte tenu de l'importance relative du taux de production des mésons dans les événements $b\bar{b}$ à LEP (85-90%), qu'environ un quart de notre échantillon en sera composé. Puisqu'il est nécessaire de produire simultanément au moins deux baryons pour obtenir un Λ_c dans l'état final, l'impulsion de ce dernier sera en moyenne plus faible que celle des Λ_c produits dans les désintégrations de baryons beaux. Toutefois, comme le montre la figure V.22 cette différence est très faible, et ne permet pas de séparer ces deux types d'événements.

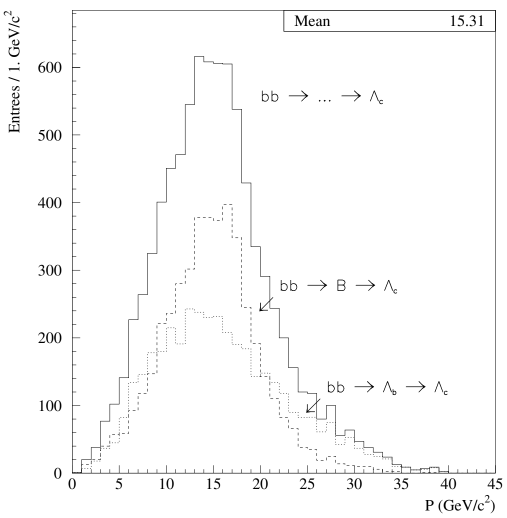


Figure V.22: Distribution du spectre d'impulsion des Λ_c produits dans les événements simulés $b\bar{b}$. On a superposé les contributions provenant des désintégrations baryoniques des mésons beaux (tirets) et des désintégrations des baryons beaux (pointillés).

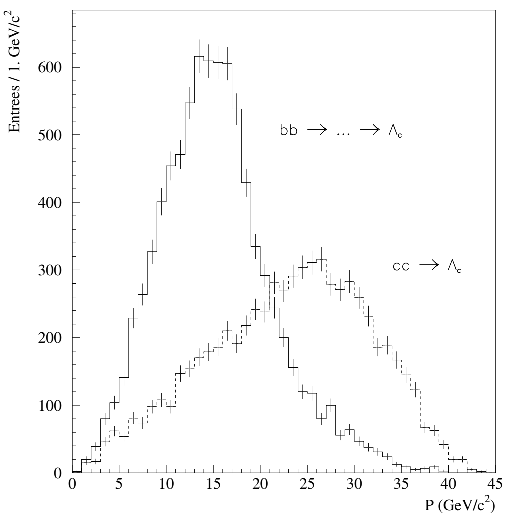


Figure V.23: Comparaison des spectres d'impulsion des Λ_c produits dans les événements simulés $b\bar{b}$ (ligne continue) et $c\bar{c}$ (pointillés).

Enfin, les Λ_c sont également produits directement dans l'hadronisation des quarks c dans les événements $Z^o \rightarrow c\bar{c}$. Ceux-ci, emportant une quantité importante de l'énergie du quark initiale, auront une impulsion plus élevée que les précédants. La figure V.23 montre qu'il est possible de séparer cet échantillon de Λ_c en sélectionnant des pseudo-particules reconstruites de haute impulsion.

On peut également caractériser ces Λ_c par la distance qu'ils ont dû parcourir avant de se désintégrer. Pour les Λ_c engendrés dans les événements $b\bar{b}$, la distance minimale mesurée par rapport au vertex primaire est de l'ordre de quelques millimètres. Cette quantité est dominée par l'importance des temps de vie des hadrons beaux qui, si on considère la moyenne de 1.50 $\pm$ 0.12 ps obtenue sur les résultats des quatre collaborations du LEP (chapitre II.3.2), est d'un ordre de grandeur supérieure à celui du Λ_c ($\tau(\Lambda_c^\pm) = 0.191^{+0.015}_{-0.012} ps$ [26]).

La figure V.24 montre les distributions des distances de vol des Λ_c calculées par rapport au vertex primaire de l'événement dans le cas d'événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ simulés. Dans le cas des Λ_c produits dans les désintégrations de hadrons beaux, les temps de vie ont été ajustés sur les valeurs expérimentales, et les deux distributions sont normalisées aux proportions relatives d'événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ mesurés à LEP [64].

La figure V.25 montre l'évolution du rapport entre l'efficacité de sélection des Λ_c dans les événements $Z^o \rightarrow b\bar{b}$ et la pureté de l'échantillon en fonction d'une coupure sur l'impulsion

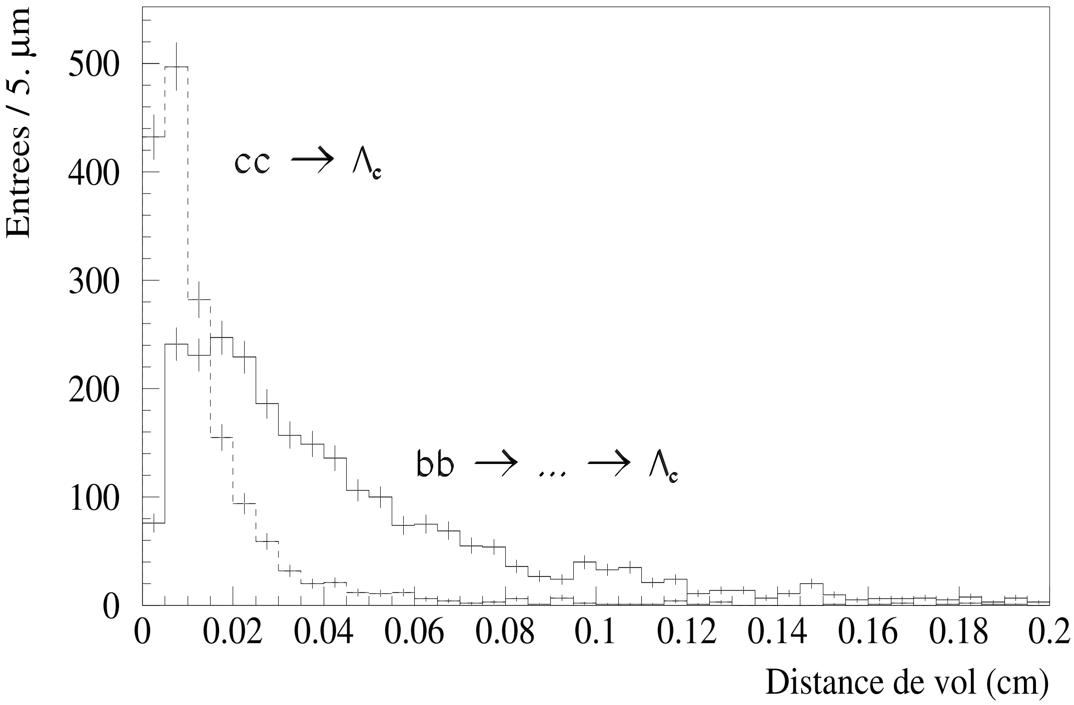


Figure V.24: Comparaison des distributions de la distance de vol des Λ_c produits dans les événements $b\bar{b}$ (ligne continue) et $c\bar{c}$ (ligne en pointillés) telle qu'elles sont prédites par le Monte Carlo.

maximale ou sur la distance minimale de vol du Λ_c. Dans ces distributions, le rapport du taux de production des Λ_c dans les événements $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ est pris dans le Monte Carlo. Ainsi, les chiffres présentés n'ont qu'une valeur indicative sur le gain total escompté. Par contre on voit très nettement que la sélection des Λ_c produits dans les événements de beautés sur le critère de la distance de vol observée offre un gain plus important.

V.3.3.b Mesure de la section efficace $\sigma(b \to X\Lambda_c)$

Pour extraire la section efficace de production des Λ_c dans les événements $b\bar{b}$ on sélectionne les Λ_c qui ont une grande distance de vol, et on utilise la relation V.3, qui relie leur taux de production au nombre d'événements observés ($N^{Obs.}_{\Lambda_c^\pm}$).

$$\begin{aligned} \frac{N^{Obs.}_{\Lambda_c^\pm}}{2N_{had.}} &= \epsilon^{b\bar{b}}_{rec.}\Sigma^{b\bar{b}}_{pK}\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}\sigma(b \to X\Lambda_c^\pm)Br(\Lambda_c^\pm \to pK\pi) \\ &+ \epsilon^{c\bar{c}}_{rec.}\Sigma^{c\bar{c}}_{pK}\frac{\Gamma_{c\bar{c}}}{\Gamma_{had}}\sigma(c \to X\Lambda_c^\pm)Br(\Lambda_c^\pm \to pK\pi) \\ &+ \mathcal{O}(uds) \end{aligned} \tag{V.3}$$

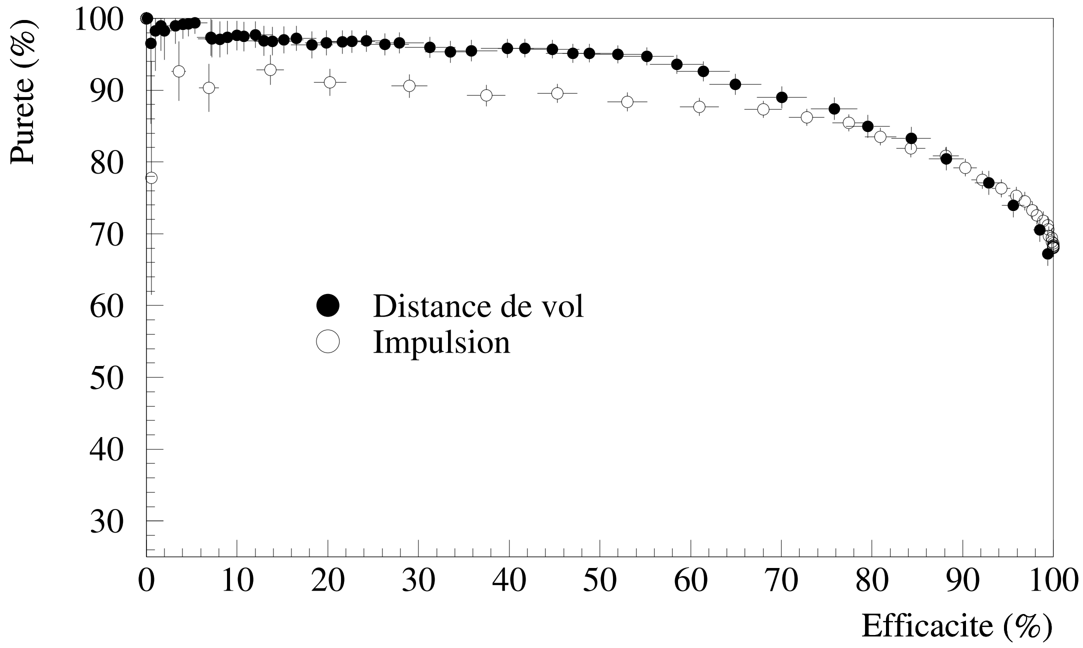


Figure V.25: Comparaison du rapport entre l'efficacité et la pureté relative de la sélection des Λ_c produits dans les événements $b\bar{b}$ en fonction d'une coupure sur la distance de vol (cercles pleins) ou sur l'impulsion du candidat reconstruit (cercles évidés).

Où, l'on a utilisé les mêmes conventions que pour la relation V.2 ainsi que les suivantes :

- $\Gamma_{q\bar{q}}$ est la largeur partielle de désintégration du Z^o en quarks $q\bar{q}$.
- Γ_{had} est la largeur totale de désintégration hadronique du Z^o.
- $\Sigma_{pK}^{q\bar{q}}$ représente l'efficacité d'identification décrite dans l'équation V.2 pour des protons et des kaons issus de la désintégration de Λ_c dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.
- $\epsilon_{rec.}^{q\bar{q}}$ est l'efficacité de reconstruction des Λ_c dans le canal correspondant.

Dans cette relation, on a négligé la contribution des événements $Z^o \rightarrow q\bar{q}$ où q représente un quark de saveur légère (u,d ou s). La production de Λ_c dans ces événements nécessite l'extraction d'une paire $c\bar{c}$ du vide associé à la production d'un diquark ud ou $\bar{u}\bar{d}$. La probabilité correspondant, estimée dans la simulation, est très faible : $(0.10 \pm 0.01)\%$. Et les critères cinématiques appliqués dans la sélection des Λ_c diminuent ce nombre de deux ordres de grandeur.

Pour une coupure minimale sur la distance de vol fixée à 0.025 cm, le signal n'est plus que de 55 $\pm$ 12 candidats reconstruits à moins de trois écart standards autour du pic de masse (figure V.26). Pour une telle coupure, la simulation nous prédit que le signal observé est composé à (96.4 $\pm$ 1.0)% d'événements $Z^o \rightarrow b\bar{b}$. On a donc dans cet échantillon 2 $\pm$ 1 Λ_c provenant d'événements $c\bar{c}$ ce qui, compte tenu de l'erreur totale sur le nombre d'événements

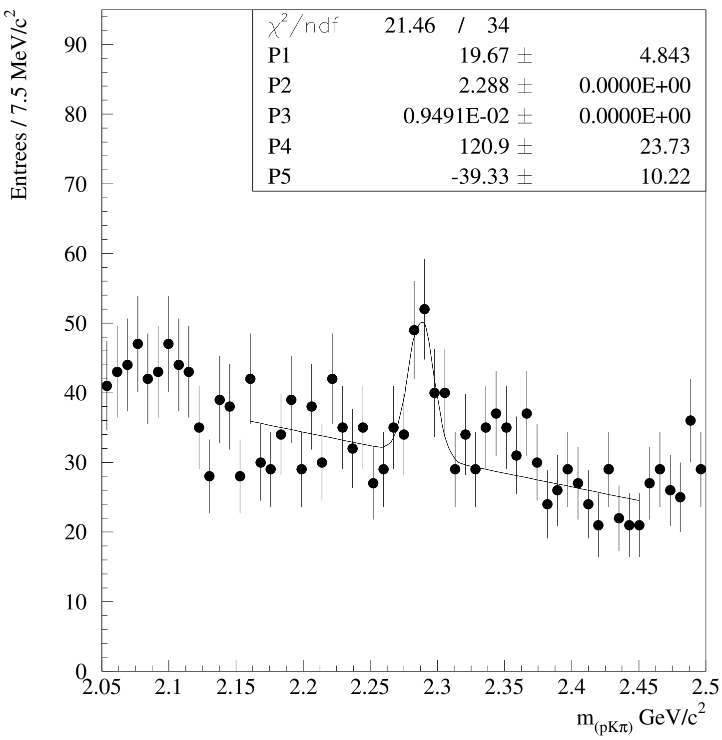


Figure V.26: Distribution de la masse invariante $m_{pk\pi}$ pour des vertex reconstruits à une distance de vol supérieure à 0.025 cm du vertex primaire.

sélectionnés, est négligeable. A partir de cet échantillon, on estime le taux d'embranchement suivant:

$$\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi) \ = \ (1.26 \pm 0.28(stat.))\%$$

Dans la suite, nous ferons varier la valeur minimale sur la distance de vol du Λ_c pour nous assurer que la soustraction de la composante due aux événements $c\bar{c}$ est bien prise en compte dans notre évaluation du bruit de fond. De même que dans le cas des événements hadroniques, l'utilisation du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \to pK\pi)$ mesuré par ARGUS et CLEO permet d'estimer un taux de production de Λ_c dans l'hadronisation et les désintégrations des hadrons beaux, et on trouve la valeur suivante :

$$\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm}) \ = \ (27.47 \pm 6.15(stat.) \pm 7.03(bran.))\%$$

où la première erreur est statistique, et la deuxième est due à l'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \to pK\pi)$. Cette valeur est très supérieure à la proportion de Λ_c présents dans notre simulation qui est de $(11.32 \pm 0.12)\%$.

V.3.4 Etude des erreurs systématiques liées à la mesure du taux de production des Λ_c

V.3.4.a Les incertitudes liées au bruit de fond et à la détermination des efficacités

Les incertitudes sur le nombre de Λ_c observés dues aux fluctuations du fond combinatoire sont en partie prises en compte dans l'ajustement des distributions de masses invariantes. Elles contribuent à l'erreur statistique sur le nombre de Λ_c reconstruits. Néanmoins, une erreur résiduelle persiste dans la définition du nombre d'écarts types à considérer dans le calcul du nombre total d'événements.

La contribution de l'incertitude systématique due à la détermination des efficacités d'identification des protons et des kaons est conditionnée par la précision statistique atteinte sur les échantillons utilisés, et par la connaissance des spectres d'impulsion des hadrons produits dans les désintégrations des Λ_c.

L'efficacité de la reconstruction des vertex de désintégration des Λ_c dans le canal $pK\pi$ a été estimée à partir des événements simulés. Elle dépend de la coupure sur la probabilité du χ^2 associé au vertex, des coupures cinématiques et de la coupure sur le $\cos(\theta^*)$ du proton. Si on fait varier indépendemment ces paramètres, on observe une variation de $\pm$ 3.6% sur la valeur de l'efficacité de reconstruction des vertex. Ceci produit un effet systématique de $\pm$ 0.01 sur la valeur de $\sigma(q \to X\Lambda_c \to pK\pi)$, et $\pm$ 0.07 sur $\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$.

V.3.4.b Les autres sources d'erreurs systématiques

La valeur de la largeur $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had.}$ que nous avons utilisé pour la mesure de la section efficace $\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm})$ est celle qui a été présentée aux conférences de l'été 1993 [64, 63] dont la précision est de 1.2%. Si on applique une variation correspondant à l'incertitude sur cette quantité, on observe un effet de $\pm$ 0.03% sur la valeur moyenne de $\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$.

Les valeurs des temps de vie, des mésons $B^{\pm}$, B_d^o, B_s^o, et du baryon Λ_b, introduites dans le Monte Carlo, ont été ajustées aux valeurs expérimentales (section II.3.2). Ces quantités influent sur la distance de vol des Λ_c provenant des désintégrations des hadrons beaux dont nous venons de nous servir pour enrichir notre échantillon en événements $b\bar{b}$. Elles interviennent faiblement sur le taux de production des Λ_c mesuré dans l'ensemble des événements hadroniques à travers l'estimation de l'efficacité de reconstruction des vertex. L'erreur systématique correspondante est de $\pm$ 0.01% sur la valeur de $\sigma(q \to X\Lambda_c \to pK\pi)$ et $\pm$ 0.11% sur celle de $\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$.

La mesure du taux de production $\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$ a été effectuée sur des Λ_c recontruits avec un distance de vol supérieure à 0.025 cm, valeur pour laquelle la simulation prédit l'absence de Λ_c issus des événements $c\bar{c}$. Afin de nous assurer de ceci, nous avons repris la mesure de la section efficace $\sigma(b \to X\Lambda_c)$ en faisant varier ce paramètre et en soustrayant la composante du signal qui provient des événements $c\bar{c}$ (figure V.27). La stabilité obtenue sur

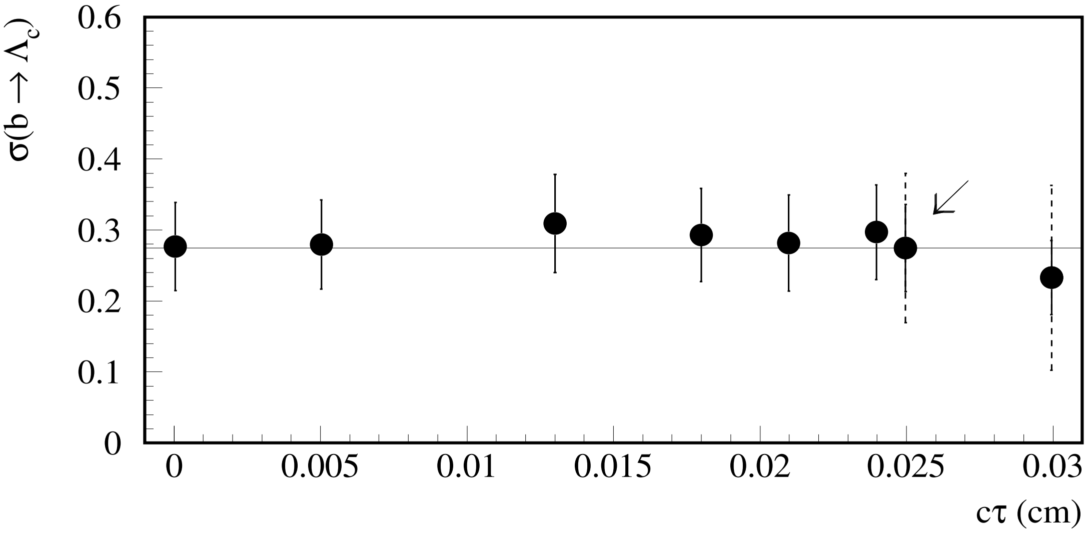


Figure V.27: Evolution de la valeur de la section efficace $\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm})$ en fonction de la coupure sur la distance de vol.

la mesure de $\sigma(b \to X\Lambda_c)$ en fonction de cette coupure, laisse penser que la proportion de Λ_c dans les événements $c\bar{c}$ est assez bien reproduite par notre Monte Carlo.

		Variation observée (%)	
Source d'erreur	Variation	$\sigma(q \to X\Lambda_c \to pK\pi)$	$\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$
Efficacité de reconstruction	$\pm 3.6\%$	± 0.01	± 0.07
Identification des protons	$\pm 7.1\%$	± 0.02	± 0.05
Identification des Kaons	$\pm 13.5\%$	± 0.05	± 0.10
$\Gamma_{b\bar{b}}$	$\pm 1.2\%$	-	± 0.03
Temps de vie du b	± 0.12 ps	± 0.01	± 0.11
La distance de vol	0-0.03 cm	-	± 0.09
Bruit de fond	± 14.3 %	± 0.06	± 0.10
Total		± 0.08	± 0.22

Tableau V.6: Résumé des erreurs dues aux différentes sources d'incertitudes dans la mesure du taux de production des Λ_c.

On a résumé l'ensemble de ces effets dans le tableau V.6. La somme de ces contributions entraîne une erreur systématique sur les mesures des rapports d'embranchement $\sigma(q \to X\Lambda_c \to pK\pi)$ et $\sigma(b \to X\Lambda_c \to pK\pi)$ de $\pm 0.08\%$ et $\pm 0.22\%$ respectivement.

V.4 Conclusions sur l'étude du taux de production des baryons Λ_c

A partir d'un échantillon de 93 $\pm$ 27 désintégrations du Λ_c reconstruites dans le canal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ nous avons mesuré la section efficace de production suivante :

$$\sigma(q \rightarrow X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \rightarrow pK\pi) \; = \; (0.32 \pm 0.11(stat) \pm 0.08(syst))\%$$

L'erreur totale sur notre mesure est dominée par l'erreur statistique. L'utilisation des données accumulées en 1993 permettrait de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur celle-ci. La valeur du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ mesurée par les collaborations CLEO et ARGUS [72, 74] permet d'estimer le taux de production de Λ_c dans les désintégrations hadroniques du Z^o :

$$\sigma(q \rightarrow X\Lambda_c^{\pm}) \; = \; (7.03 \pm 2.09(stat.) \pm 1.74(syst.) \pm 1.79(bran.))\%$$

La troisième erreur est due à l'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$. Si on compare cette valeur aux prédictions effectuées par notre Monte Carlo, on observe une sur-production de baryons Λ_c d'un facteur 2.5 $\pm$ 1.0 dans les données .

En enrichissant notre échantillon en événements $b\bar{b}$, nous avons étudé le taux de production de Λ_c dans les événements $Z^o \rightarrow b\bar{b}$. Nous avons mesuré la section efficace suivante :

$$\sigma(b \rightarrow X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \rightarrow pK\pi) \; = \; (1.26 \pm 0.28(stat) \pm 0.22(syst))\%$$

La valeur du rapport d'embranchement $Br(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ permet d'estimer le taux de production des Λ_c dans les événements $b\bar{b}$:

$$\sigma(b \rightarrow X\Lambda_c^{\pm}) \; = \; (27.5 \pm 6.2(stat.) \pm 4.8(syst.) \pm 7.0(bran.))\%$$

La précision sur cette mesure est limitée par l'erreur sur la valeur du rapport d'embranchement Br($\Lambda_c \rightarrow pK\pi$) obtenue par ARGUS et CLEO. Compte tenu de l'erreur totale sur la valeur de $\sigma(b \rightarrow X\Lambda_c)$ il est difficile de conclure quant à l'influence du taux de production de baryons charmés que nous venons d'observer sur la valeur mesurée du rapport d'embranchement Br($b \rightarrow Xc \rightarrow Xl\nu_l$). Néanmoins, on observe bien une surproduction dans l'état final qui, introduite dans Monte Carlo, diminue la valeur de Br($b \rightarrow c \rightarrow l$) d'environ 9%, ce qui correspond aux données expérimentales.

Conclusion

L'étude des 940 000 désintégrations hadroniques du Z^o sélectionnées dans les données accumulées par le détecteur DELPHI durant les années 1991 et 1992, nous a permis de mesurer la valeur du rapport d'embranchement semi-leptonique Br($b \to Xl\nu_l$) et celle du taux de cascades de désintégrations semi-leptoniques Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$).

En utilisant parmi ces événements, ceux qui possèdent deux leptons détectés dans des hémisphères opposés, on a mesuré la valeur suivante :

$$\boxed{Br(b \to Xl\nu_l) \ = \ (10.2 \pm 0.4(stat) \pm 0.5(syst) \pm 0.2(mod.))\%}$$

La première erreur est statistique, la deuxième est due aux systématiques et la troisième provient des différents modèles théoriques de désintégrations semi-leptoniques des hadrons, utilisés dans la description du spectre d'impulsion des leptons.

L'étude des événements hadroniques dont deux leptons de signes opposés ont été associés au même “jet”, permet d'effectuer la mesure :

$$\boxed{Br(b \to Xc \to Xl\nu_l) \ = \ (7.8 \pm 0.4(stat) \pm 0.3(syst))\%}$$

La précision sur le rapport d'embranchement Br($b \to Xl\nu_l$) est dominée par l'erreur systématique dont les deux principales composantes proviennent de la détermination du bruit de fond et des cascades de désintégrations semi-leptoniques. L'augmentation de la statistique dans les années à venir, permettra de diminuer les incertitudes sur le bruit de fond et d'améliorer notre mesure du rapport d'embranchement Br($b \to Xc \to Xl\nu_l$) et ainsi, d'augmenter la précision sur la valeur du rapport Br($b \to Xl\nu_l$).

Ces résultats vont dans le même sens que ceux qui ont été présentés par les trois autres collaborations du LEP, dont les moyennes pondérées sont :

$$\begin{aligned} Br_{LEP}(b \to Xl\nu_l) &= (11.0 \pm 0.3(stat) \pm 0.4(syst))\% \\ Br_{LEP}(b \to Xc \to Xl\nu_l) &= (7.7 \pm 0.4(stat) \pm 0.6(syst))\% \end{aligned}$$

Si on considère le résultat que nous avons obtenu ou la moyenne des collaborations du

LEP sur le rapport d'embranchement Br($b \to X l \nu_l$), ces valeurs sont relativement faible par rapport aux prédictions des différents modèles théoriques : 11.5-14.5%.

Le calcul de l'élément de matrice $|V_{cb}|$ dans le cadre des modèles ACCMM, IGSW et IGSW** en utilisant les valeurs du rapport d'embranchement que nous venons de mesurer et du rapport $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ déterminé par ARGUS et CLEO, pour un temps de vie des hadrons beaux de $\tau_B = 1.52 \pm 0.03$ ps, donne le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tau_B}{1.52\ ps}\right)^{1/2} |V_{cb}| &= 0.042 \pm 0.003 \pm 0.004 \quad \text{ACCMM} \\ &= 0.040 \pm 0.002 \pm 0.004 \quad \text{IGSW} \\ &= 0.036 \pm 0.002 \pm 0.004 \quad \text{IGSW}^{**} \end{aligned}$$

Ces résultats sont compatibles avec ceux qui ont été calculés à partir de la valeur moyenne du rapport d'embranchement semi-leptonique des quatre collaborations du LEP. Il faut noter que la précision obtenue est maintenant limitée par les incertitudes sur les paramètres des différents modèles.

A partir des 688 838 désintégrations hadroniques du boson Z^o sélectionnées dans les données accumulées en 1992, nous avons reconstruit $93 \pm 27(stat) \pm 8(syst)$ désintégrations de Λ_c dans le canal : $\Lambda_c \to pK\pi$. La section efficace correspondante a été mesurée :

$$\boxed{\sigma(q \to X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi) \ = \ (0.32 \pm 0.11(stat.) \pm 0.08(syst.))\%}$$

La première erreur est statistique, et la deuxième prend en compte les systématiques liées à la mesure. La valeur de cette section efficace est largement dominée par l'erreur statistique. Les données qui ont été accumulées en 1993 permettront de passer d'une erreur relative de 34% à une erreur de 24% et, en comptant sur un doublement de la statistique en 1994, on atteindra une précision de 12%. Si on considère les valeurs données par ARGUS et CLEO sur le rapport d'embranchement du Λ_c dans le canal $\Lambda_c \to pK\pi$: (6.4 ± 0.9)%, ce résultat suggère l'existence d'un taux de production des Λ_c dans les événements $Z^o \to q\bar{q}$ de :

$$\sigma(q \to X\Lambda_c^{\pm}) \ = \ (7.0 \pm 2.1(stat.) \pm 1.7(syst.) \pm 1.8(bran.))\%$$

La dernière erreur est due à l'incertitude sur la valeur du rapport d'embranchement : $Br(\Lambda_c \to pK\pi)$. L'enrichissement du signal en événement $Z^o \to b\bar{b}$ permet d'étudier la proportion d'événements $\Lambda_c \to pK\pi$ dans les désintégrations des hadrons beaux. La mesure de la section efficace correspondante donne le résultat suivant :

$$\boxed{\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm})Br(\Lambda_c^{\pm} \to pK\pi) \ = \ (1.26 \pm 0.28(stat.) \pm 0.22(syst.))\%}$$

et permet de prédire un taux de production de baryons Λ_c dans les événements de beauté :

$$\sigma(b \to X\Lambda_c^{\pm}) \;=\; (27.5 \pm 6.2(stat.) \pm 4.8(syst.) \pm 7.0(bran.))\%$$

Cette importante production de baryons est trois fois supérieure à celle qui est présente dans nos simulations, ce qui constitue un bon candidat pour expliquer la valeur plus faible du taux de cascades de désintégrations semi-leptoniques : $b \to Xc \to Xl\nu_l$ mesurée à LEP (7.7%), comparée aux estimations (8.54%) faites à partir des résultats obtenus par CLEO (9.6%).

Annexe A

Etude de l'efficacité et de la contamination des événements sélectionnés.

Le tableau A.1 résume les efficacités et les contaminations des événements leptoniques et hadroniques sélectionnés dans notre analyse, estimées à partir de nos simulations .

	Evénements			
Sélection	$Z^o \to \mu^+\mu^-$	$Z^o \to \tau^+\tau^-$	Bhabha	$Z^o \to q\bar{q}$
$Z^o \to \mu^+\mu^-$	24.68 ± 0.31	0.014 ± 0.003	$\leq 10^{-3}$	$\leq 10^{-3}$
$\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$	$\leq 10^{-3}$	23.7 ± 0.1	$\leq 10^{-3}$	0.06 ± 0.01
$\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$	1.23 ± 0.05	33.5 ± 0.3	$\leq 10^{-3}$	$\leq 10^{-3}$
Bhabha	$(5.0 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	0.029 ± 0.005	24.2 ± 0.2	$\leq 10^{-3}$
$Z^o \to q\bar{q}$	$\leq 10^{-3}$	0.100 ± 0.002	$(5.7 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	93.75 ± 0.03

Tableau A.1: Résumé des efficacités et des sources de contaminations des sélections d'événements (les valeurs sont exprimées en pourcentage).

La valeur de l'efficacité de sélection des événements $Z^o \to \mu^+\mu^-$ est faible, ceci est principalement due à la dureté des critères de sélection basés sur les calorimètres, ceux-ci devant être satisfaits simultanément par les deux traces de l'événement. Cette sélection laisse apparaître une faible contamination en événement $Z^o \to \tau^+\tau^-$, mais l'analyse des traces sélectionnées dans ces événements montre que celles-ci sont des muons issus de la désintégration directe des deux leptons tau ce qui ne constitue pas une réelle contamination dans l'estimation de l'efficacité d'identification des muons. La pureté de cet échantillon dans les données réelles sera de (99.99 $\pm$ 0.01)%, d'après une estimation réalisée à partir de notre Monte Carlo.

Bien que certains événements $Z^o \to \mu^+\mu^-$ soient retenus par l'algorithme de sélection des événements $\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$ ceux-ci ne peuvent pas influer sur la valeur de l'efficacité d'identification des muons, et la pureté de l'échantillon de muons sélectionnés est de 99.12 $\pm$ 0.04 d'après les prédictions de notre Monte Carlo.

La contamination principale des échantillons de pions sélectionnés dans les désintégrations de leptons τ provient des événements $Z^o \rightarrow q\bar{q}$ sélectionnés, la majeur partie des traces sélectionnéss sont des hadrons. La pureté de l'échantillon de pions sélectionné est de 99.6 %.

L'efficacité de sélection des événements bhabha est fortement atténuée par la coupure à 30 GeV sur l'impulsion minimale des électrons qui élimine la majeur partie des événements produits par la diffusion dans la voie "t". De plus, la masse des électrons est telle que l'importance du rayonnement bremsstrahlung occasionne une perte d'énergie importante qui diminue également notre efficacité sous l'effet de la requette des 90% minimale d'énergie reconstruite par événement.

Les deux principales contaminations des événements hadroniques sélectionnés provient des diffusions $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ et des événements $Z^o \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui représente à elles deux environ 0.1 % des événements sélectionnés.

La contribution des événements bhabha à la contamination de la sélection hadroniques est plus importante que celle que l'on pourrait attendre avec ce type de topologie. Ce bruit de fond provient de la présence d'un anneau de plomb introduit, au début des prises de données de l'année 1992, entre l'ID et la TPC pour combler l'angle mort occasionné par la présence des câblages de l'expérience [75]. Au passage de cet anneau de plomb, certains électrons interagissent, et produisent un nombre important de traces secondaires pouvant dépasser les sept traces nécessaires pour sélectionner un événement hadronique. L'anneau étant situé aux limites de l'acceptance de la HPC, les électrons produits dans ce type d'événement ont une faible probabilité d'être identifié.

Bibliographie

[1] DELPHI Technical proposal, CERN/LEPC/83-3.
DELPHI Progress Report, CERN/LEPC/84-16.
DELPHI collaboration, Nucl. Inst. and Meth. A303 (1991)233-276

[2] A. Blondel et al., CERN/LEPC 94-3 LEPC/112.

[3] V. Falaleev and Tz. Spassof *Delphi hadron calorimeter off-line data base.* DELPHI 87-98 PROG 101/Rev, 14 Août 1990.

[4] Tz. Spassoff *HACSIM DELPHI hadron calorimeter simulation program.* DELPHI 92-52 PROG 185 CAL 94, 7 Mai 1992.

[5] Tz. Spassoff and P. Yepes *Hadron calorimeter simulation tuning.* DELPHI 92-53 PROG 186 CAL 95, 14 Mai 1992.

[6] T. Adye et al., *Architecture and performance of the DELPHI Data Acquisition and Control System.* DELPHI 91-93 DAS 113, 14 Novembre 1991.

[7] DELPHI collaboration *DELSIM, DELPHI event generator and detector simulation, reference manual.* DELPHI 89-68 PROG 143, 1 Septembre 1989.

[8] Sheldon L. Glashow, Nuclear Physics 22(1961)579-588.

[9] C.N. Yang and R.L. Mills, Physical Review 96(1954)191-195.

[10] A. Salam *Weak and Electromagnétic interactions*, Elementary Particle Theory, Proceeding of the Eighth Nobel Symposium p. 367, Mai 1968. (Nils Svartholm, ed.), Almqvist et Wiksell, Stockholm.

[11] Steven Weinberg, Physics Review Letters 19(1967)1264-1266.

[12] P.W. Higgs, Physics Letters 12(1964)132-133.
P.W. Higgs, Physics Letters 13(1964)508-509.

[13] M. Gell-Mann, Physics Letters 8(1964)214-215.
G. Zweig, CERN-TH-412, Février 1964.

[14] B.J. Bjorken et S.L. Glashow, Physics Letters 11(1964)255-257.

[15] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Physical Review D 2(1970)1285-1292.

[16] J.J. Aubert et al., Physical Review Letters 33(1974)1404-1406.
J.-E. Augustin et al., Physical Review Letters 33(1974)1406-1408.

[17] G. Goldaber et al., Physical Review Letters 37(1976)255-259.
I. Peruzzi et al., Physical Review Letters 37(1976)569-571.
B. Knapp et al., Physical Review Letters 37(1976)882-885.

[18] G.'t Hooft Nuclear Physics B 35(1971)167-188.

[19] M. Gell-Mann, Physical Review 92(1953)833-834.
T. Nakano et K. Nishijima, Progress of theoretical Physic 10(1953)581.

[20] Nicola Cabibbo, Physical Review Letters 10(1963)531-533.

[21] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 652(1973)652-657.

[22] L. Wolfenstein, Physical Review Letters 51(1983)1945-1947.

[23] W. de Boer et al. *Optimized second order QCD versus Parton Shower Models in* e^+e^- *Annihilation.* IEKP-KA/90-4.

[24] CDF collaboration *Evidence for Top Quark Production in* $\bar{p}p$ *Collisions at* $\sqrt{s}$*=1.8 TeV.* FERMILAB-PUB-94/097-E.

[25] F.J. Gilman, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 40(1990)213-238.

[26] Particle Data Group, Physical Review D 45(1992).

[27] CERN Pool programs *The LUND Monte Carlo Programs.* W5035/W5045-48 lonq writeup, 1 Novembre 1989.

[28] T. Sjostrand, CERN-TH.6488/92 W5035/W5044. Mai 1991.

[29] C. Peterson et al, Phys. Rev. D 27 (1983)105.

[30] A. De Angelis *Baryon production in* e^+e^- *annihilations.* CERN-PPE/93-35. 22 Février 1993.

[31] DELPHI Collaboration, CERN-PPE/93-171.
OPAL Collaboration, CERN/PPE/93-26.

[32] M.K. Gaillard et al., Physical Review Letters 33(1974)108-111.
G. Altarelli et al., Physics Letters B52(1974)351-354.
A.J. Buras, QCD 20 Years Later, Aachen, 9-13 Juin 1992. ed P.M. Zerwas, H.A. Kastrup, World Scientific.
H. Georgi, *Weak Interactions and Modern Particle Theory.* The Benjamin/Cunmings Publishing Compagny, Inc. 1984.
R.N. Decker, Forschr. Phys. 37(1989)657-734.

[33] Mahiko Suzuki, Nuclear Physics B 145(1978)420-428.

[34] C.S.Kim et A.D. Martin, Physics Letters B 225(1989)186-190.

[35] J.L. Cortes et al., Physical Review D 25(1982)188.

[36] I.I. Bigi, Physics Letters B 106(1981)510-512.

[37] G. Altarelli et al., Nuclear Physics B 208(1982) 365-380.
G. Altarelli et al., Physics Letters B 261(1991)303-310.

[38] B. Grinstein et al., Physics Review Letters 56(1986)298-301.
B. Grinstein et al., Physics Letters B 197(1987)249-252.
N. Isgur et al., Physics Review D 39(1989)799-818.

[39] M. Wirbel et al., Z. Physics C 29(1985)637-642.
M. Bauer et al., Z. Physics C 42(1989)671-678.

[40] N. Cabbibo and L. Maiani, Physics Letters B 79(1978)109.

[41] N. Cabbibo, G. Corbò and L. Maiani, Nuclear Physics B 155(1979)93.

[42] G. Corbò, Physics Letters B 116(1982)298-300.

[43] G. Altarelli et al., Physics Letters B 99(1981)141-146.
G. Altarelli et al., Nuclear Physics B 187(1981)461-513.

[44] G. Altarelli, Physics Reports 81(1982)1-129.

[45] M. Neubert, SLAC-PUB-5842.
P. Colangelo et al., BARI TH/93-132, UTS-UFT-93-3.
D. Bortoletto *Semileptonic decay of heavy flavors.* 1992 Physics in Collision Conference University of Colorado, Boulder, Colorado, 1992.
T. Mannel, CERN Theory Division CERN-TH.7052/93.
J.D. Bjorken, SLAC-PUB-5362, XXV-th I.C. on Hight Energy Physics, Singapore, 2-8 Août 1990.

[46] M. Neubert, Physics Letters B264(1991)455-461.
P. Ball V_{cb} *from semi-leptonic B-decays and the reliability of the infinite quark mass limit.* HD-THEP-92-10 (à paraître dans Physics Letters B).
T. Mannel, QCD 20 Years Later, Aachen, 9-13 Juin 1992. ed P.M. Zerwas, H.A. Kastrup, World Scientific.

[47] I.I. Bigi, CERN-TH/7050/93.
I.I. Bigi et al., CERN-TH/7082/93.

[48] CLEO collaboration, Physical Review Letters 59(1987)22-25.

[49] CLEO collaboration, CLNS 91/1066, CLEO 91-3.

[50] CLEO collaboration, Physical Review Letters 64(1990)16-20.
ARGUS collaboration, Physics Letters 234(1990)409-416.

[51] DELPHI collaboration, Z. Phys. C 56(1992)63-75.
DELPHI collaboration, Nuclear Physics B 386(1992)471-492.

[52] G. Wilkinson, H. De Boeck, MUFLAG - DELPHI 93-14 PHYS 263. G. Wilkinson, P. Collins, MUCFIX - DELPHI 93-13 PHYS 262.

[53] P. Astier, A. Letessier-Selvon, *ODTIME Package Write-up.* DELPHI 91-106 PHYS 148, PROG 179.

[54] P. Rice-Evans, *Spack, Streamer, Proportional and Drift Chambers.* The Richelieu Press, London (1974).

[55] L. Chevalier, CEA Saclay, DAPNIA/SPP 92-32.

[56] M.Calvi et al., *Determination of the* $\Gamma_{b\bar{b}}$ *and BR*($b \to l$) *using semi-leptonic decays.* DELPHI contribution for the *LA THUILE* conference 1993.

[57] The MARK III Collaboration, *Measurement of the Hadronic Structure of Semileptonic* D^o *and* D^+ *Decays.* SLAC-PUB-5341, UIUC-HEPG-90-69.

[58] The CLEO collaboration, Physics Review D 43(1991)651.

[59] The CLEO collaboration, Physics Review D 45(1992)21.

[60] The CLEO collaboration, Physics Review D 45(1992)2212.

[61] W.B. Atwood et J.A. Jaros, *B-Hadron lifetimes.* SLAC-PUB-5671, Octobre 1991.

[62] *Proceedings of the International Symposium on Heavy Flavor Physics.* Montréal, Canada, 6-10 Juillet 1993.

[63] *Proceedings of the XVI International Symposium on Lepton-Photon Interactions*, Cornell University, Ithaca, New York, 10-15 Août 1993.

[64] *Proceedings of the 1993 International Europhysics Conference on Hight Energy Physics*, Marseille, Juillet 1993.

[65] The ARGUS collaboration, Physics Letters B 249(1990)359.

[66] C.Yanagisawa et al., Physical Review Letters 66(1991)2436.

[67] Crystal Ball collaboration, Z. Phys. C42(1989)33-48.

[68] W. Venus, *b Weak Interaction Physics in High Energy Experiments.* To be published in the Proceedings of the XVI I.S. on Lepton-Photon Interaction, Cornell University, 10-15 Août 1993.

[69] G. Wormser, *LEP Mesurements on Production, Mass, Lifetime of Beauty Particles. Presented at "Hadron 93" Como, Italy, 21-25 Juin 1993.* LAL 93-60, Octobre 1993.

[70] G.S. Abrams et al., Physical Review Letters 44(1980)10.

[71] The LEBC-EHS collaboration Λ_c^+ *production characteristics in proton-proton interactions at 400 GeV/c.* CERN report CERN/EP 87-126.

[72] The ARGUS collaboration, Physics Letters B 210(1988)263.

[73] The ALEPH collaboration, CERN-PPE/94-017, (soumis à Z. Phys.).

[74] The CLEO collaboration, Physical Review D 43(1991)3599.

[75] P. Antilogus et P. Vincent *Effect on the 1992 DELPHI events of the Lead ring introduced between the ID and TPC.* DELPHI 92-168 PHYS 251.

Liste des figures

Liste des tableaux