

Université de Paris VII

THESE

présentée pour obtenir

le titre de : Docteur de l'université

spécialité : Physique des Hautes Energies

par

Eric HERNIOU

Sujet : Etude de méthodes de reconnaissances
des mésons D_s ,
adaptées au détecteur DELPHI.

Soutenue le 10 Novembre 1987 devant la commission d'examen :

Président	:	M. Froissart
Rapporteurs	:	M. Boratav & I. Videau
		J.M. Brunet
		G. Tristram
		F. Vannucci

Eric HERNIOU

Etude de méthodes de reconnaissance des mésons D_s adaptées au détecteur DELPHI.

Résumé :

DELPHI est la seule des quatre expériences LEP à utiliser un détecteur du type Čerenkov à images (RICH) permettant l'identification des hadrons chargés. La recherche de méson charmé étrange (D_s) nous sert de prétexte à une discussion des possibilités et de l'intérêt de cette particularité du détecteur.

Sur un lot d'événements hadroniques ($e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow q\bar{q} (g \dots)$), simulé par le Monte-Carlo de LUND, nous développons une méthode d'analyse combinatoire pour extraire le signal des mésons D_s dans deux de ses canaux de désintégration, choisies pour leur état final constitué uniquement de particules chargées susceptibles d'être identifiées par le RICH.

Notre étude a fait ressortir l'importance de la reconstruction des jets qui élimine environ les trois quarts du fond combinatoire, mais surtout le rôle essentiel joué par le RICH qui permet d'éliminer 95 % du fond restant sans perte de signal. L'identification de hadrons chargés s'avère nécessaire à l'obtention d'un signal clair des mésons D_s .

Mots clés :

Interaction électron-positron, boson Z^0 , désintégration, résonnances de particules charmées, simulation, détecteur Čerenkov, modèle des jets.

Abstract :

Among the four LEP experiments, DELPHI is the only one to use a Čerenkov detector (RICH) which permits charged hadron identification. The search for the strange charmed meson (D_s) allows us to discuss the possibilities and interest of this special detector.

Starting from a sample of hadronic events ($e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow q\bar{q} (g \dots)$), simulated by the LUND Monte-Carlo, we develop a combinatory analysis in order to extract the D_s meson signal through two of its decay channels, both selected for their final states only composed of charged particles that RICH can identify.

Our study points out the importance of the jet reconstruction which eliminates about 3/4 of the combinatory background, but above all it emphasizes the main contribution of the RICH which eliminates 95 % of the remaining background with no loss of signal. The identification of the charged hadrons is necessary to get a clear signal of the D_s meson.

Keywords :

Electron-positron interaction, Z neutral bosons, decay, charmed meson resonances, simulation, cherenkov counters, jet model.

Table des matières

Introduction	1
1 LEP, DELPHI & RICH.	5
1.1 Le LEP.	5
1.1.1 Les motivations.	7
1.1.2 Les moyens.	7
1.1.3 Les perspectives.	7
1.2 Le détecteur DELPHI.	9
1.2.1 Description du détecteur.	9
1.2.2 Le référentiel DELPHI.	13
1.3 Le compteur RICH.	13
1.3.1 Le principe physique : l'effet Čerenkov.	14
1.3.2 Description du RICH.	15
1.3.3 Détection des photons Čerenkov.	21
1.3.4 Identification des particules.	25
2 Le modèle standard électrofaible.	29
2.1 Introduction.	29
2.2 Le cadre du modèle standard.	29
2.3 Paramètres du modèle standard.	32
2.4 Sections efficaces électrofaibles.	35
2.4.1 Événements e^-e^+ attendus au LEP.	35
2.4.2 Section efficace différentielle.	36
2.4.3 Section efficace totale.	41
2.4.4 Asymétrie électrofaible.	41
2.4.5 Taux de production attendus.	43
3 Les mésons charmés.	47
3.1 Introduction.	47
3.2 Désintégration des mésons charmés.	49
3.2.1 Le processus du quark spectateur.	49
3.2.2 Les processus non-spectateurs.	51
3.2.3 Importance relative des deux types de processus.	52
3.2.4 Corrections QCD.	53

3.2.5	Largeur de désintégration et durée de vie.	55
3.2.6	Comparaison avec les résultats expérimentaux.	57
3.3	Le méson charmé étrange : $D_s^\pm$	63
3.3.1	Les expériences d'annihilation e^-e^+	63
3.3.2	Les expériences sur cibles fixes.	65
3.4	Conclusion.	65
4	Apport d'un Čerenkov à images.	69
4.1	Introduction.	69
4.2	Génération des événements.	69
4.3	Production des mésons $D_s^\pm$	71
4.4	Choix des canaux de désintégration.	73
4.5	Sélection et traitement des événements.	75
4.6	Analyse.	79
4.6.1	Sans utilisation du RICH.	79
4.6.2	Avec utilisation du RICH.	80
4.6.3	Amélioration par reconstruction des jets.	85
4.6.4	Rapport signal sur bruit.	86
5	Mise en évidence du méson $D_s^\pm$ par DELPHI. (I)	89
5.1	Génération et traitements des événements.	89
5.2	Analyse des événements.	90
5.2.1	Sans le RICH, point de signal.	90
5.2.2	Mise en évidence des mésons $D_s^\pm$	90
5.2.3	Rapport signal sur bruit.	91
5.2.4	Optimisation de la coupure sur la masse du Φ	95
5.2.5	Coupure sur la fraction d'énergie des mésons $D_s^\pm$ dans les jets.	95
5.2.6	Coupure cinématique.	103
5.2.7	Choix des différentes coupures.	105
5.2.8	Applications.	105
5.3	Signal du méson $D_s^{\pm*}$	108
5.4	Nécessité du RICH.	109
6	Mise en évidence du méson $D_s^\pm$ par DELPHI. (II)	113
6.1	Traitement des événements.	113
6.1.1	Acceptance et erreurs de mesure.	113
6.1.2	Coupure sur la masse du K^{0*}	114
6.1.3	Reconstruction des jets.	115
6.1.4	Utilisation du RICH.	117
6.2	Mise en évidence du méson $D_s^\pm$	117
6.3	Amélioration du signal des mésons $D_s^\pm$ par des coupures cinématiques.	119
6.3.1	Coupure sur $\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}$	119

6.3.2	Coupure sur $z = E_{KK\pi}/E_{jet}$.	119
6.3.3	Rapport signal sur bruit.	121
6.4	Signal des mésons $D_s^{\pm*}$.	123
6.5	Nécesssité du RICH.	123
7	Récapitulation et prévisions.	127
7.1	Récapitulation des analyses.	127
7.2	Prévisions.	131
	Conclusion	133
A	Désintégration du quark charmé.	137
B	Désintégration du méson $D_s^{\pm}$.	143

Introduction

Depuis la première indication de l'existence du charme apportée par la découverte du J/ψ en 1974, l'étude de la production et de la désintégration des particules charmées n'a cessé de se développer. Différentes expériences ont pu démontrer l'existence du quark charmé, par la mise en évidence du baryon Λ_c et des mésons J/ψ , D^0 , $\bar{D}^0$, $D^\pm$ et $D_s^\pm$, à partir d'interactions hadroniques, mais surtout auprès de collisionneurs électron-positron qui sont de véritables usines à charme.

La découverte du quark c était attendue dans le cadre théorique du modèle standard électrofaible $SU(2) \otimes U(1)$. Mais aujourd'hui, ce modèle s'avère à lui seul insuffisant à expliquer la dispersion importante des durées de vie des mésons charmés ainsi que la valeur des quelques rapports de branchement mesurés de leurs canaux de désintégration. Différents modèles proposés, incluant des corrections de chromodynamique quantique dues aux interactions fortes entre les quarks constituant les mésons, ont bien du mal à rendre compte, de façon satisfaisante, des données expérimentales obtenues. Des informations supplémentaires (rapport de branchement de nouveaux canaux de désintégration) et plus précises (en particulier pour les durées de vie) sont nécessaires à l'élaboration de modèles phénoménologiques expliquant la formation et la désintégration des mésons charmés et permettant de rendre compte des différences observées entre les mésons.

Ces informations nous seront peut être fournies par les expériences prévues auprès du collisionneur e^-e^+ (LEP) du CERN. La statistique élevée de la production de saveurs lourdes au LEP devrait ouvrir la voie à l'étude de canaux de désintégration rare, et améliorer la précision des mesures déjà obtenues. Ces nouvelles données nous permettront d'approfondir notre connaissance du charme.

Le méson charmé étrange ($D_s^\pm$) est actuellement moins bien connu que les mésons $D^\pm$ et D^0 . Il sera l'objet d'étude de cette thèse. Nous rechercherons la possibilité de le mettre en évidence à partir des informations que le détecteur DELPHI enregistrera lors des collisions e^-e^+ , au pic du Z^0 .

Le premier chapitre est consacré à la présentation de l'appareillage du détecteur DELPHI. Nous insisterons sur la présence d'un Čerenkov à images (RICH) qui permettra, associé à la chambre à projection temporelle (TPC), l'identification des hadrons chargés π , K et p . Cette composante constitue l'une des spécificités de DELPHI par rapport aux trois autres expériences LEP.

Le modèle standard électrofaible sert de cadre théorique aux désintégrations

faibles des saveurs lourdes. Nous rappellerons au cours du deuxième chapitre les différentes caractéristiques de ce modèle, pour aboutir à une estimation du nombre d'événements attendu au LEP.

Le chapitre trois concerne les mésons charmés. Il ne s'agit pas d'une présentation exhaustive de nos connaissances actuelles des mésons charmés mais plutôt d'une tentative d'exposer les interrogations induites par certains résultats expérimentaux inattendus, que les modèles théoriques ont du mal à expliquer.

Les chapitres quatre et cinq sont consacrés à la mise en évidence du méson $D_s^\pm$ au travers du canal de désintégration :

$$\begin{array}{c} D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad K^+ K^- \end{array}$$

Le chapitre quatre justifie le choix de ce canal et permet la mise au point d'un algorithme de recherche à partir d'un lot d'événements sélectionnés :

$$e^- e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow q \bar{q} \longrightarrow D_s^\pm X$$

Le chapitre cinq reprend le même algorithme mais appliqué cette fois à des événements hadroniques "tout venant" :

$$e^- e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow q \bar{q} (g \dots)$$

tels que le détecteur DELPHI pourra les observer. Des coupures cinématiques, propres au canal choisi, seront introduites pour améliorer la sélection.

Au cours du chapitre six, nous nous intéresserons à un autre canal de désintégration du méson $D_s^\pm$:

$$\begin{array}{c} D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad K^\pm \pi^\mp \end{array}$$

Le chapitre sept présentera un récapitulatif des analyses des chapitres cinq et six où nous donnerons l'efficacité d'extraction du signal des mésons $D_s^\pm$ au travers des deux canaux de désintégration étudiés, ainsi que le taux de rejet du fond combinatoire. Il apparaîtra que l'identification des hadrons chargés par le RICH est un élément fondamental d'une sélection efficace.

Finalement, nous utiliserons ces résultats pour envisager le taux de mésons $D_s^\pm$ qu'il sera possible d'observer lors des premières années d'acquisition de DELPHI.

Chapitre 1

LEP, DELPHI & RICH.

1.1 Le LEP.

Le LEP¹ est un grand projet européen, placé sous la responsabilité du CERN², qui servira d'élément moteur à la physique des particules de la fin de ce siècle. Il s'agit d'un anneau de stockage circulaire de 26,7 kilomètres de long (cf. fig. 1.1), situé à 80 mètres sous terre, et destiné à fournir aux physiciens des collisions d'électrons et de positrons de hautes énergies. Dans une première phase (LEP I 1989), l'énergie de chacun des faisceaux devrait atteindre 50 GeV, puis passer lors d'une seconde étape (LEP II 1994) à 100 GeV, grâce à des cavités à haute fréquence supraconductrices. Des collisions e^-e^+ de 100, puis de 200 GeV dans le centre de masse, seront observées par quatre détecteurs (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL), situés aux points d'intersections des faisceaux. Ces derniers sont inhomogènes. Ce sont en fait deux fois quatre paquets d'environ $4 \cdot 10^{11}$ particules, bien localisés dans l'espace; la longueur de chaque paquet n'excédant pas 2 cm. Ces quatre paquets d'électrons ou de positrons sont répartis à égale distance sur la circonférence de l'anneau et chaque paquet mettra 89,2 μs pour effectuer un tour complet. Pour les détecteurs, le temps entre deux croisements consécutifs sera donc de 22,3 μs , ce qui fixe les performances que devront atteindre les détecteurs. D'autre part, un paramètre fondamental des anneaux à collisions est la luminosité. Elle est définie par l'expression :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f}{4 \pi k \sigma_x \sigma_y}$$

où :

- N_1 et N_2 sont les nombres de particules des faisceaux,
- f est la fréquence en nombre de tours par seconde effectués par les particules,

¹Large Electron-Positron storage ring.

²Centre Européen de Recherche Nucléaire.

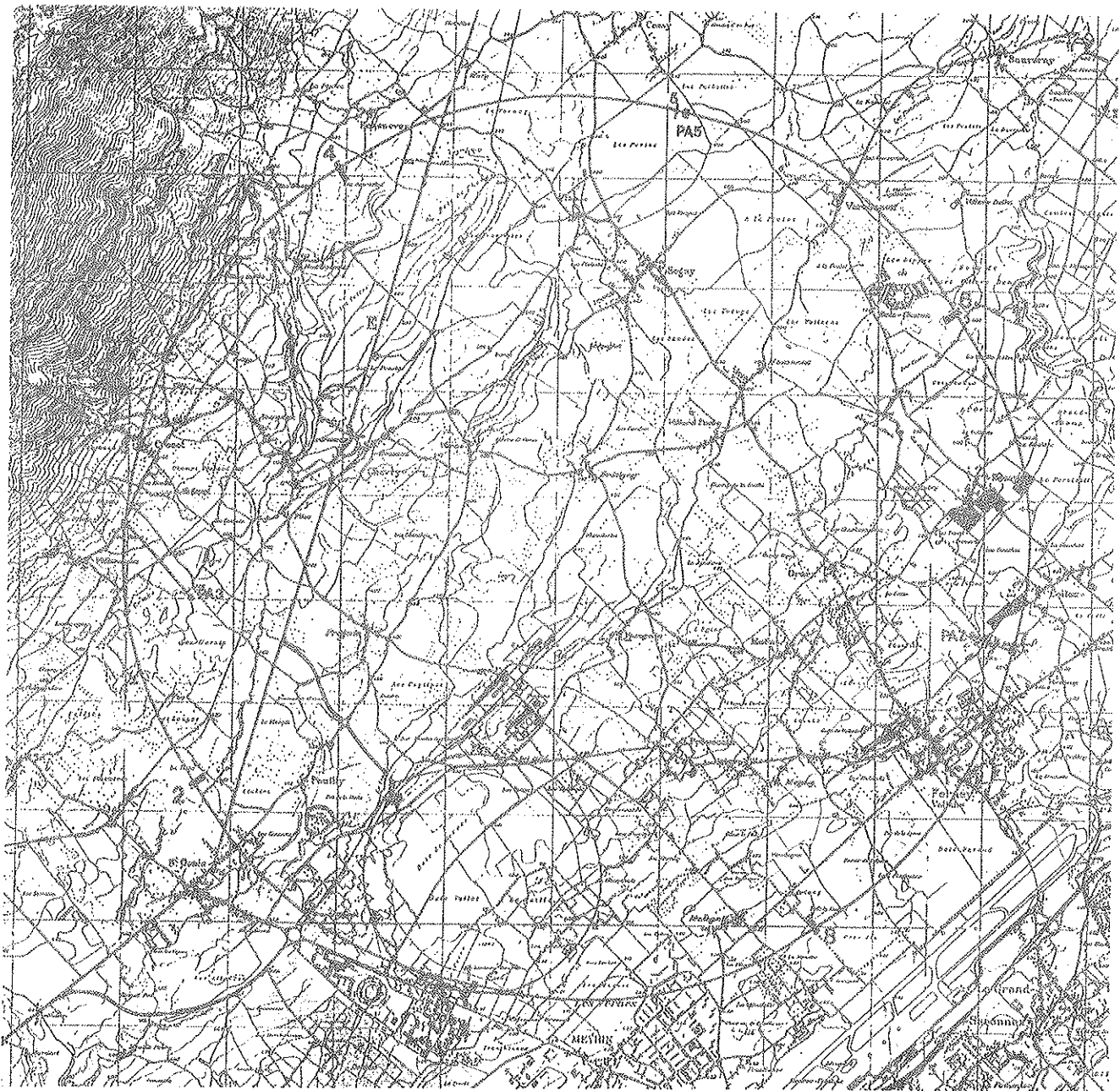


Figure 1.1: *Le collisionneur e^-e^+ LEP.*

- * k est le nombre de points de collision,
- * et $2\pi \sigma_x \sigma_y$ est l'aire de la section droite des faisceaux.

Pour le LEP, la luminosité prévue est de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

1.1.1 Les motivations.

Tester le modèle standard électrofaible est l'une des principales motivations des expériences LEP. Il s'agit de déterminer au mieux les paramètres du modèle ($\sin^2 \theta_W$, g , les corrections radiatives, etc...), ainsi que les masses et les largeurs des bosons intermédiaires (W^+ , W^- et Z^0). La deuxième phase du LEP, utilisant des faisceaux de 100 GeV, permettra d'obtenir des créations de paires de W via un γ où un Z^0 virtuel, ce qui donnera expérimentalement accès au couplage : $Z^0 \rightarrow W^+ W^-$, prédit par la théorie.

Une autre des motivations essentielles est la recherche de nouvelles particules, certaines très attendues comme le quark t ou le boson de Higgs, d'autres, dont l'existence est plus hypothétique comme les particules supersymétriques ou technicolores. Il est actuellement difficile de prévoir les effets que pourraient engendrer l'existence de ces nouvelles particules (ou d'autre...) sur notre compréhension du monde microscopique.

1.1.2 Les moyens.

Ils sont basés sur des faisceaux d'électrons et de positrons pour lesquels on espère une faible dispersion en énergie ($\Delta E \simeq 0,32 \cdot 10^{-3} E$). Aux énergies du LEP et en raison du caractère élémentaire des particules mises en jeu, le choix d'un collisionneur électron-positron permettra l'accès à une physique plus propre : les interactions secondaires ayant lieu avec les particules spectatrices ne viendront pas masquer les processus fondamentaux comme c'est le cas dans les collisions proton - antiproton.

D'autre part, on pourra observer des collisions électron-positron de 200 GeV dans le centre de masse, ce qui augmente d'un facteur 4 l'énergie maximum atteinte à ce jour auprès des accélérateurs du même type (PETRA 46 GeV, KEK 52 GeV).

Enfin, la luminosité prévue devrait conduire à la production de plus de 1800 Z^0 par heure. Ce chiffre est à comparer aux quelques dizaines de Z^0 observées par UA1 et UA2 aux cours de trois années de prise de données.

1.1.3 Les perspectives.

Un projet actuellement à l'étude, envisage la construction d'un deuxième anneau à l'intérieur du tunnel du LEP, dénommé LHC³. Il utiliserait des aimants

³Large Hadron Collider.

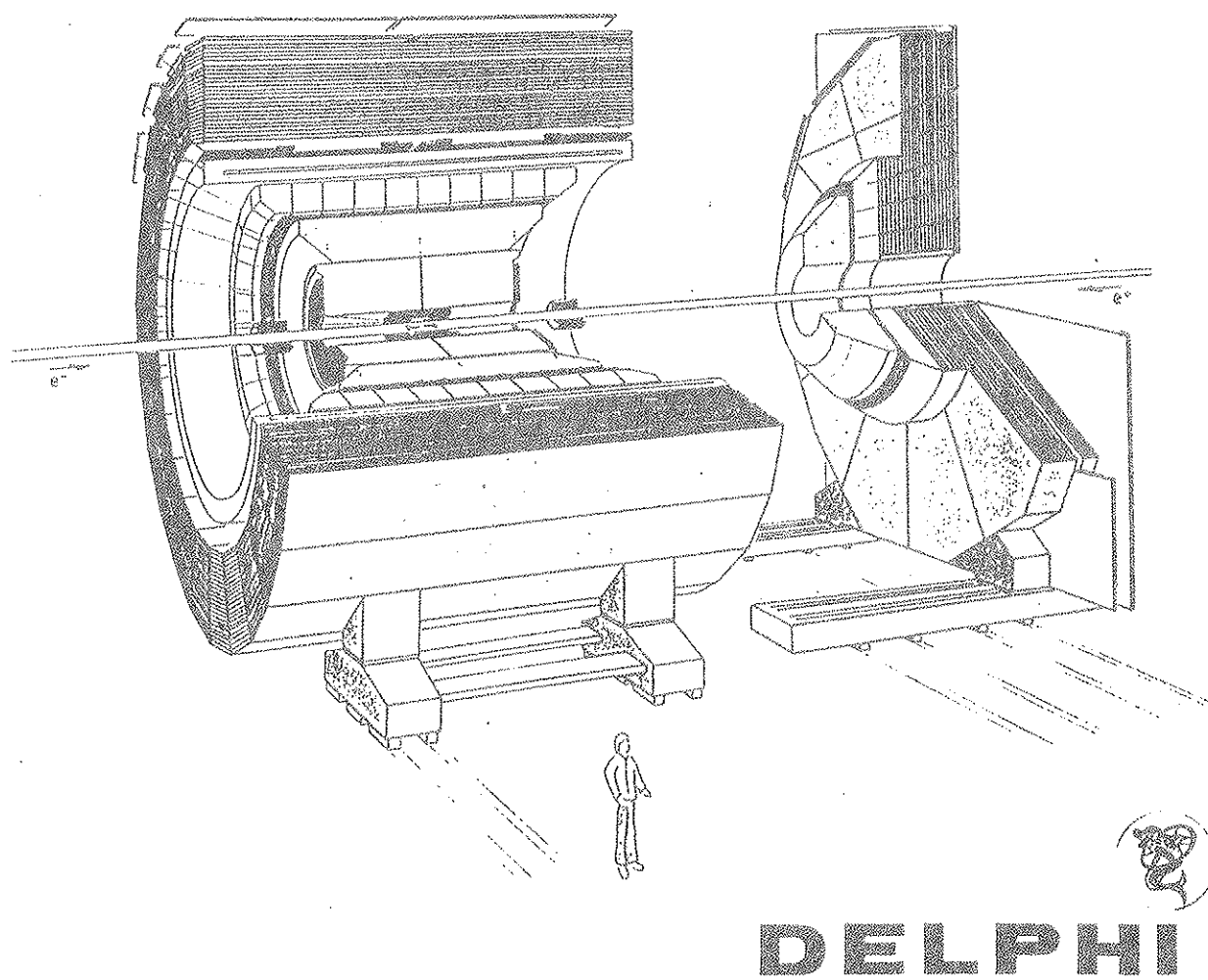


Figure 1.2: *Vue générale du détecteur DELPHI.*

supraconducteurs pour atteindre des énergies de 17 TeV dans des collisions protons - antiprotons. Ce projet, s'il aboutit, entrerait directement en concurrence avec le grand projet américain de Désértron ou SSC⁴, de 2 fois 20 TeV dans le système du centre de masse. L'anneau LHC permettrait de poursuivre la physique actuellement développée par les expériences UA1 et UA2 auprès du SPS⁵ au CERN, mais surtout, la présence des deux anneaux autorisera des collisions du type e^-p , e^+p , $e^-\bar{p}$, etc... à très hautes énergies. Ce type de collisions est tout à fait adapté à la recherche d'une éventuelle sous-structure des quarks et des leptons, particules aujourd'hui considérées comme élémentaires.

Sans aborder les problèmes financiers qui sont considérables pour toutes ces expériences, la concrétisation de ce projet dépend bien évidemment des résultats et découvertes obtenus auprès des expériences LEP, liées au collisionneur électron-positron.

1.2 Le détecteur DELPHI.

1.2.1 Description du détecteur.

DELPHI⁶ (cf. fig. 1.2) est l'un des quatre détecteurs qui seront placés aux points d'intersection des faisceaux du LEP pour observer les collisions électron-positron. Il sera installé, à partir de 1988, à 80 mètres de profondeur, au fond du puits N° 8 (cf. fig. 1.1). La conception et la réalisation de ce détecteur est faite par la collaboration DELPHI qui comprend plus de 300 ingénieurs et physiciens provenant de différents pays européens membres du CERN, des Etats-Unis et de l'Union Soviétique. Une description détaillée du détecteur pourra être trouvée dans les références [2] et [3]. Sa forme générale est celle d'un cylindre de 5 mètres de rayon et de 10 mètres de long, dont l'axe principal coïncide avec la direction des faisceaux. La structure du détecteur DELPHI est schématisée sur les figures 1.3 et 1.4. Elle est organisée autour d'un solénoïde supraconducteur de 6 mètres de diamètre prévu pour fournir un champ magnétique uniforme de 1,2 Tesla. Les différentes composantes du détecteur sont réparties en couches cylindriques successives autour de l'axe principal. Reprenant la même succession, 2 "bouchons" viennent fermer le détecteur à chaque extrémité du cylindre. L'ordonnance du détecteur a été conçue sur la base de principes généraux simples :

- La saisie des informations tridimensionnelles relatives au passage des particules et aux dépôts d'énergie.
- Une précision sur ces informations la meilleure possible, compte tenu des processus physiques étudiés et des contraintes budgétaires.

⁴Supraconducting SuperCollider.

⁵Super Proton Synchrotron.

⁶DEtector with Leptons, Photons, Hadrons Identification.

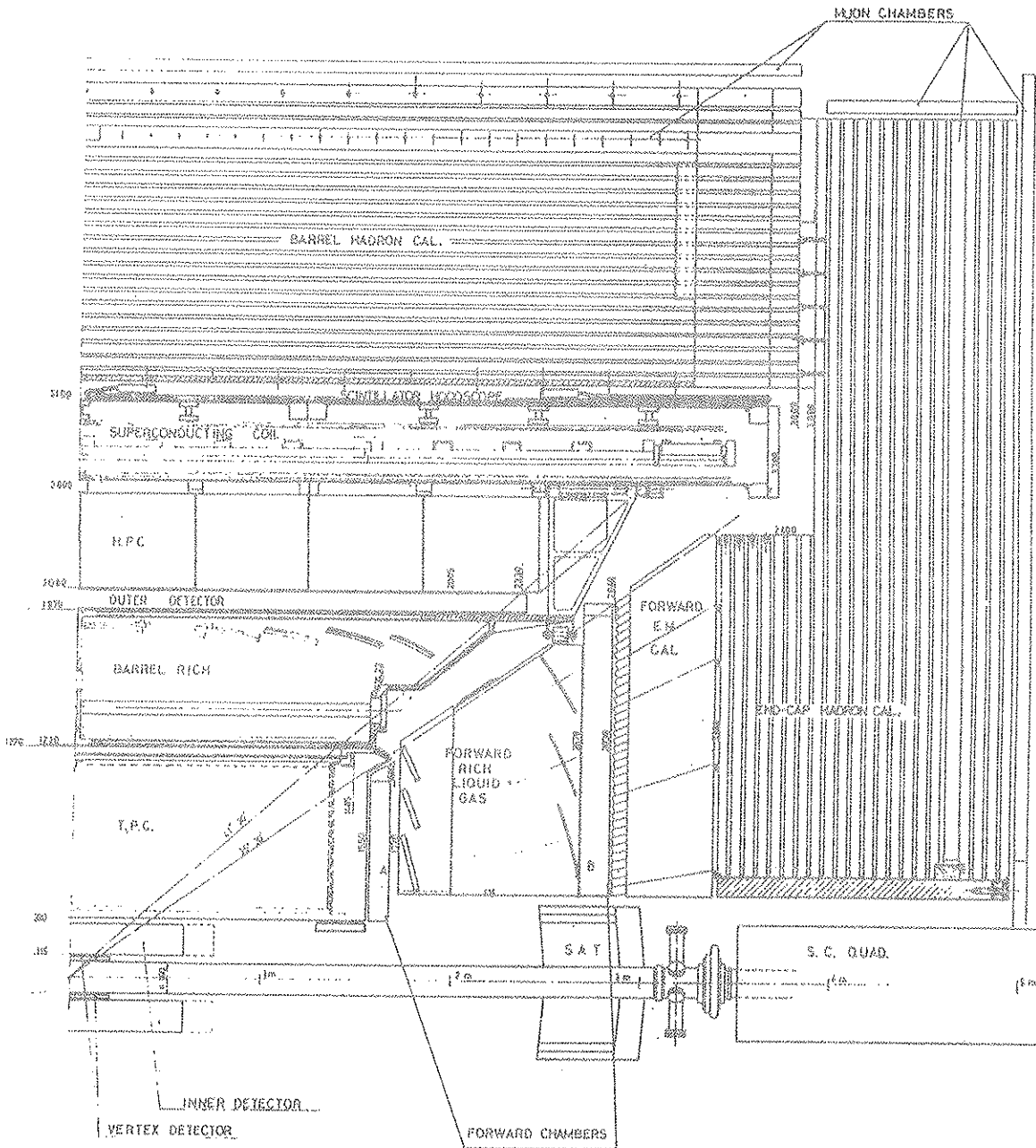


Figure 1.3: Coupe longitudinale d'un quart du détecteur DELPHI.

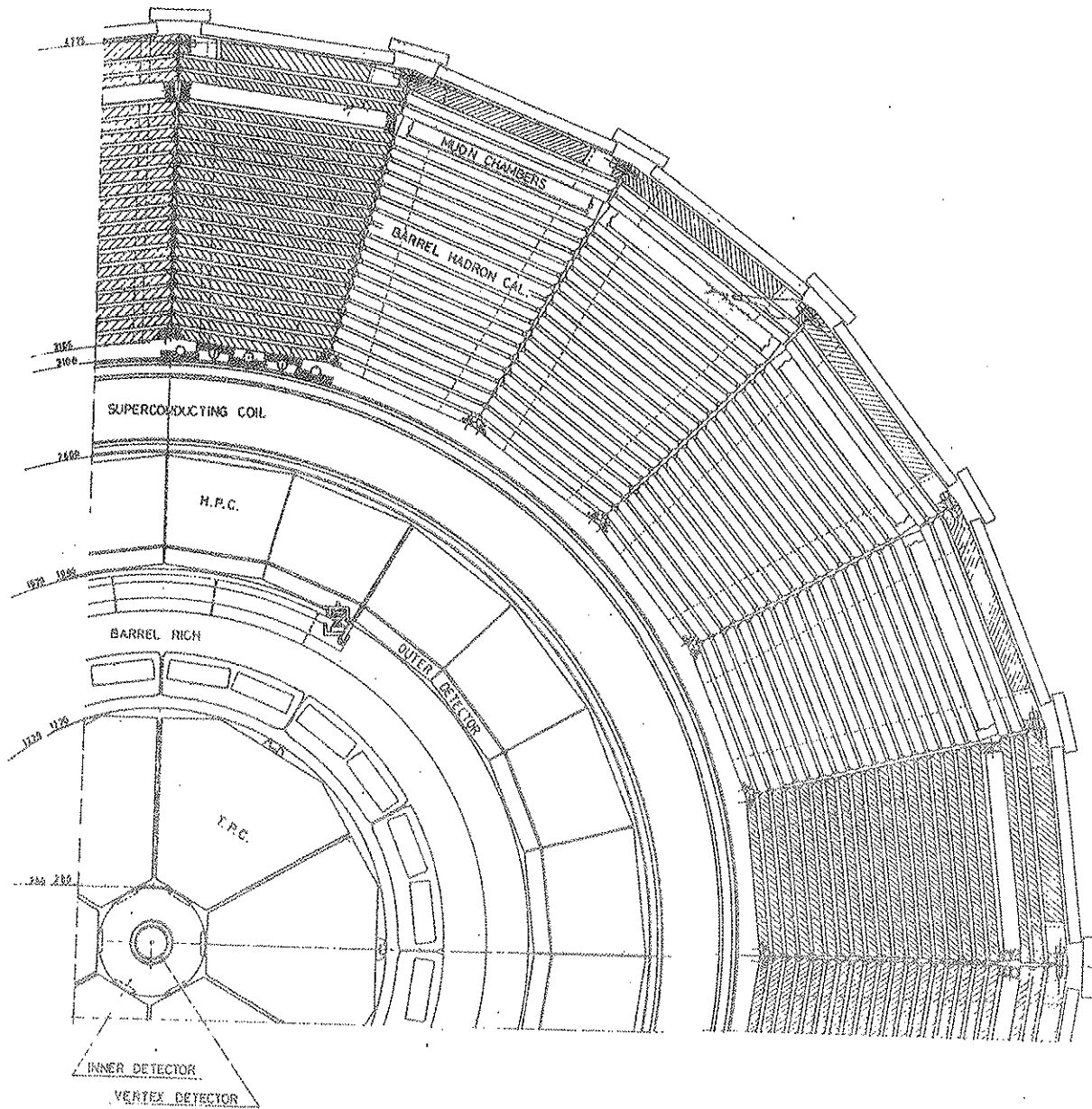


Figure 1.4: Coupe transversale d'un quart du détecteur DELPHI.

- L'identification des hadrons et des leptons sur plus de 90 % de l'angle solide total (4π).

Ces principes ont conduit la collaboration à une utilisation importante de la technique des chambres à projection temporelle, qui localisent complètement un point dans l'espace, et celle des calorimètres en tours segmentées.

Lors d'un événement (collision e^-e^+), les particules créées au point d'intersection des faisceaux, peuvent traverser tout ou une partie seulement du détecteur. Chacune des composantes est conçue pour enregistrer des informations précises sur les particules qui la traversent (positions, mesure d'énergie, etc...). La réunion de toutes les informations recueillies par les différentes parties du détecteur doit permettre de reconstituer globalement l'événement. C'est à dire :

- reconstruire les trajectoires des particules chargées,
- mesurer les impulsions et/ou les énergies,
- identifier les particules.

De façon plus détaillée, la reconstruction des traces chargées est principalement due à la TPC⁷. Ce détecteur est placée très près de l'axe des faisceaux pour enregistrer le maximum de traces provenant du vertex principal. D'autres points de la trace sont, en plus, déterminés par les détecteurs internes et externes, les scintillateurs et les calorimètres, et participent à la reconstruction. La TPC est placée à l'intérieur de l'aimant. Le champ magnétique créé par celui-ci courbe donc la trajectoire des particules chargées, ce qui permet le calcul de leur impulsion. De plus, le sens de la courbure signe la charge de la particule.

La mesure des énergies est faite par deux calorimètres : la HPC⁸ pour les électrons et les photons et le calorimètre hadronique pour les hadrons. Le principe de la mesure est basé sur l'évaluation du dépôt d'énergie provoqué par les interactions entre les particules et la matière constituant le calorimètre.

Enfin, l'identification des hadrons chargés est essentiellement à l'aide du RICH⁹, ce qui constitue l'une des originalités de détecteur DELPHI par rapport aux trois autres détecteurs. Le RICH utilise l'effet Čerenkov pour mesurer la vitesse des particules qui le traversent. Grâce aux différences entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques provoquées par les particules dans les calorimètres, ceux-ci participent également à la séparation électron - hadron. L'identification des muons est obtenue par deux chambres spéciales séparées par 20 cm de fer et situées à la périphérie de détecteur. En effet, les muons n'interagissant que très faiblement avec la matière, ce sont les seules particules avec les neutrinos qui puissent atteindre ces chambres sans être absorbées par les différents constituants du détecteur.

⁷Time Projection Chamber.

⁸High density Projection Chamber.

⁹Ring Imaging Čerenkov counter.

1.2.2 Le référentiel DELPHI.

Nous ferons référence au cours de ce chapitre, à divers axes de coordonnées et angles. Ceux-ci sont définis à partir du référentiel choisi par la collaboration DELPHI. L'origine de ce repère est située au point d'intersection des faisceaux et correspond au centre du détecteur. Les trois axes de coordonnées déterminent un trièdre direct où :

- l'axe des z est donné par la direction et le sens de parcours des électrons,
- l'axe des y correspond à la direction verticale orientée vers le haut,
- et l'axe des x est choisi pour former un trièdre direct (cf. fig. 1.5).

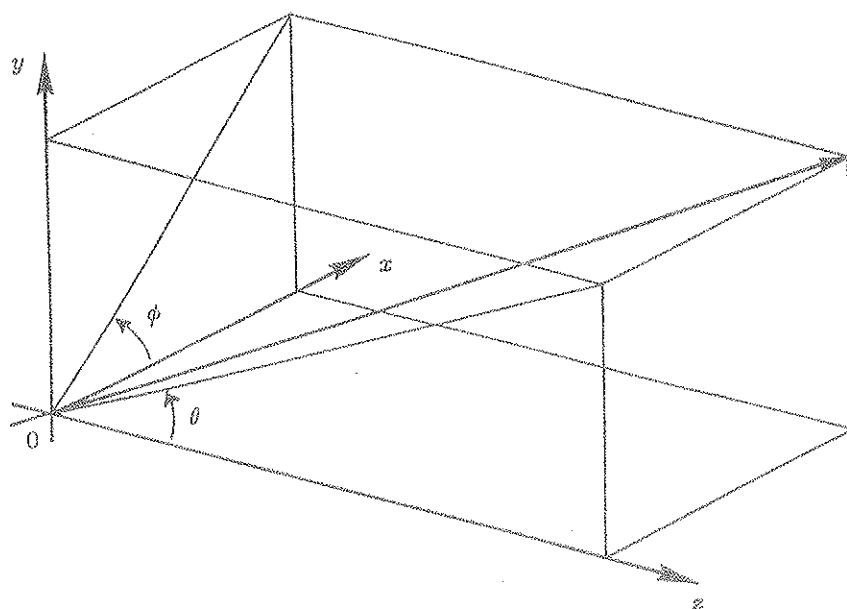


Figure 1.5: Définition du référentiel DELPHI.

Chaque point de l'espace est repéré soit par ses coordonnées cartésiennes (x, y, z) , soit par ses coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , l'angle polaire θ variant de 0 à π rd et l'angle azimutal ϕ de 0 à 2π rd.

1.3 Le compteur RICH.

Lors de la conception du détecteur, la collaboration DELPHI a concentré son intérêt sur l'identification des hadrons. L'originalité de DELPHI par rapport aux trois autres détecteurs (ALEPH, L3 et OPAL) réside donc dans la présence d'un

compteur RICH (cf. Références [4] et [5]), qui utilise l'effet Čerenkov pour mesurer la vitesse des particules chargées qui le traversent. Il paraissait souhaitable d'identifier les pions, les kaons et les protons pour des impulsions comprises entre 0,3 et 30 GeV/c, et ceci, dans l'angle solide le plus grand possible. Les différents tests et prototypes [6], [7] ont pu démontrer la faisabilité du projet, ce qui fut un argument capital pour l'approbation du détecteur DELPHI.

1.3.1 Le principe physique : l'effet Čerenkov.

L'effet Čerenkov est l'émission de photons par une particule chargée lorsqu'elle traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu. L'émission se fait principalement dans l'ultra-violet. La figure 1.6 décrit le principe du détecteur RICH utilisé par DELPHI.

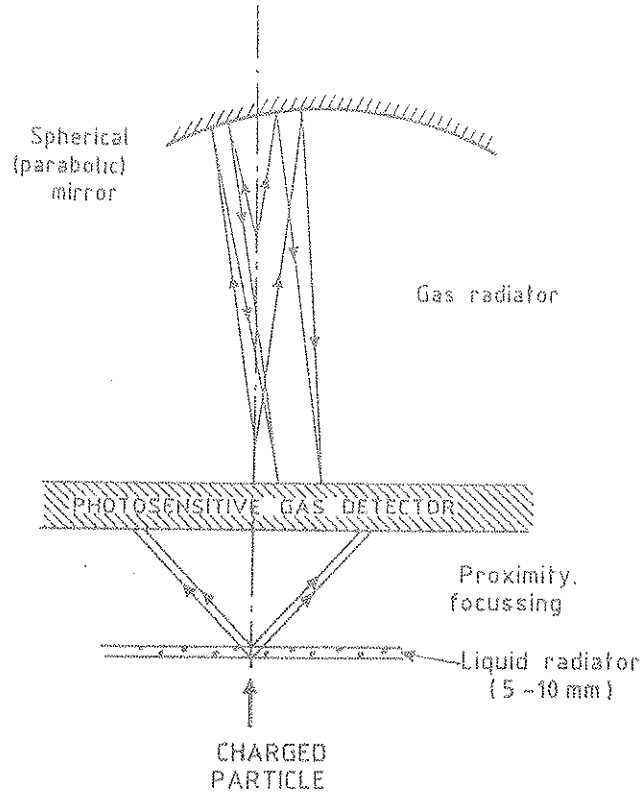


Figure 1.6: Principe du RICH.

Les photons Čerenkov se répartissent sur un cône de demi-angle θ_c , relié directement à la vitesse de la particule et à l'indice de réfraction du milieu par la relation :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n \beta} \quad (1.1)$$

où n est l'indice du milieu, et $\beta = P/E = v/c$

Pour un milieu d'indice de réfraction donné, il existe, pour la vitesse des particules, un seuil au dessous duquel il n'y a plus d'émission de photons Čerenkov. En effet, pour $\theta_c = 0$, on a :

$$\beta_c = \frac{1}{n} \quad \text{d'où} \quad P_c = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

La précision attendue sur la mesure de la vitesse de la particule (β), ou ce qui revient au même sur $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, peut être calculée à partir de l'équation 1.1. On a :

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = n \beta^3 \gamma^2 \sin \theta_c \Delta\theta_c$$

La reconstruction des traces dans la TPC permet la mesure de l'impulsion des particules chargées grâce à leur courbure dans le champ magnétique. D'autre part, la mesure de l'angle Čerenkov donne accès à la vitesse de la particule. Il est alors aisé, à partir de ces deux informations d'en déduire une masse et donc d'identifier les particules. On a :

$$m = P \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (1.2)$$

La précision de la mesure de la masse dépend de la précision avec laquelle seront mesurés l'impulsion des particules et l'angle Čerenkov :

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta P}{P} + n \beta \gamma^2 \sin \theta_c \Delta\theta_c$$

Le nombre moyen de photons Čerenkov détectés après un parcours de longueur l dans un milieu est approché par l'expression suivante :

$$N_{pe} = N_0 l \sin^2 \theta_c \quad (1.3)$$

où N_0 est le facteur de qualité. Il dépend du milieu radiatif et de l'efficacité des différentes composantes du détecteur (réflectivité des miroirs, effet d'absorption, efficacité quantique du photodétecteur, etc...). Ce paramètre est un des points critiques du bon fonctionnement du RICH. Pour une reconstruction précise des anneaux, il est en effet primordial de recueillir le maximum de photons Čerenkov émis.

1.3.2 Description du RICH.

Le détecteur RICH, utilisant l'effet Čerenkov pour identifier les particules chargées, est né d'une idée originale de T. Ypsilantis et de J. Séguinot [4]. Ils ont été les premiers à étudier et à développer un prototype pour démontrer la faisabilité d'un tel projet [5]. Les différents tests effectués sur le prototype ont permis de définir les paramètres d'un détecteur répondant aux besoins d'identification des particules demandés par la collaboration DELPHI.

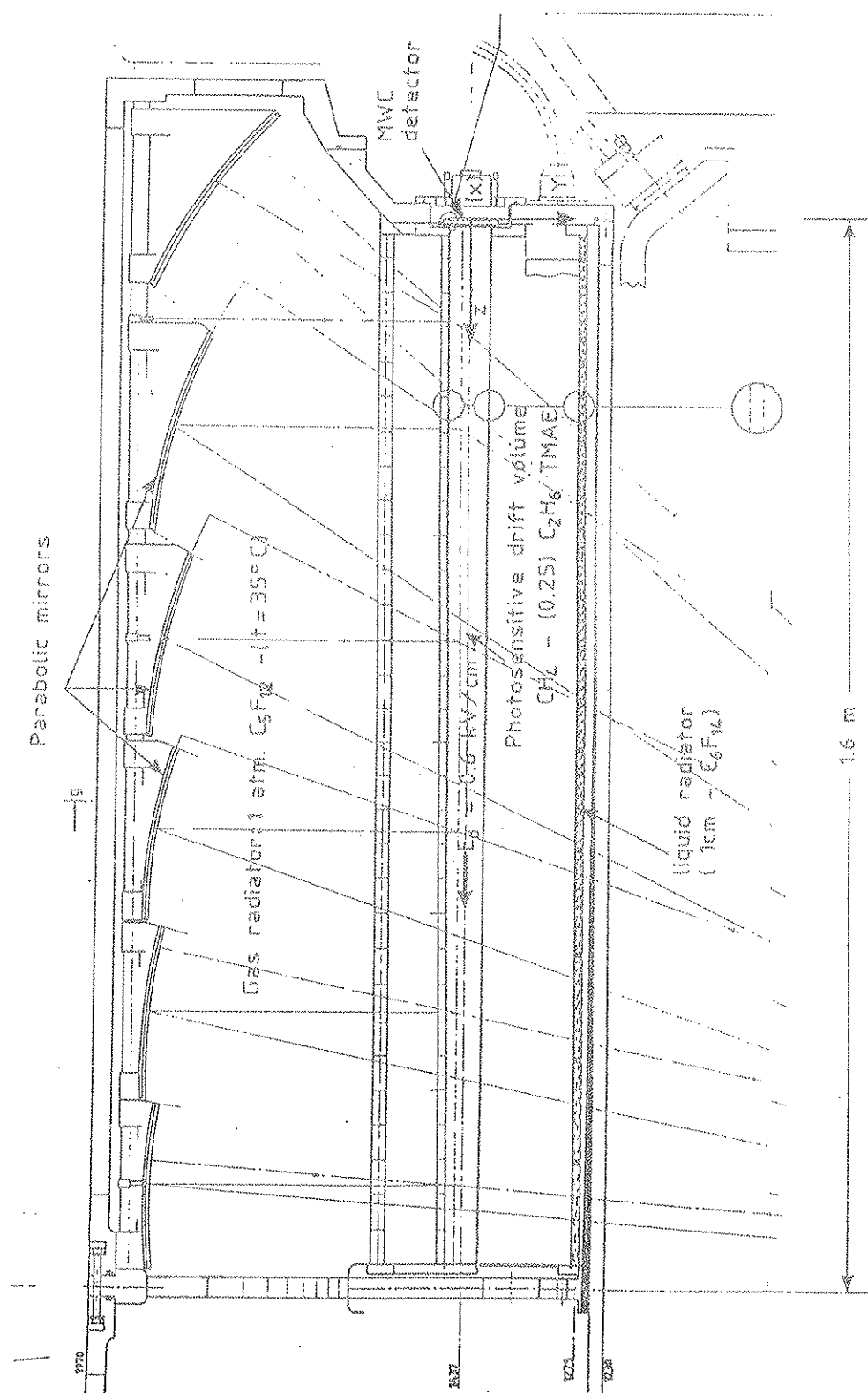


Figure 1.7: Coupe transversale d'un des modules du baril RICH.

Les principaux éléments.

Le détecteur DELPHI contient deux types de compteur RICH :

- Le "baril" RICH de forme cylindrique, dont la couverture angulaire est de 2π en azimut (ϕ) pour un angle polaire situé dans l'intervalle (41° , 139°) soit, 75,5 % de l'angle solide total.
- Les compteurs RICH "avant", situés dans les bouchons aux deux extrémités du cylindre, qui couvrent chacun 2π en azimut avec un angle polaire compris entre 12° et 35° , soit au total, 15,9 % de 4π .

L'ensemble des trois compteurs RICH couvre donc 91,4 % de l'angle solide total (4π). Dans ce qui suit, nous nous limiterons à une description du seul baril RICH, les compteurs avant présentant une structure tout à fait semblable.

Le baril RICH est placé à l'intérieur de l'aimant entre la TPC et le détecteur externe, à une distance radiale comprise entre 1,23 et 1,97 mètres de l'axe des faisceaux. Il est construit sous forme de blocs dont la modularité est de 24 en azimut et de 2 suivant l'axe du détecteur (cf. fig. 1.4). Chaque bloc est constitué de deux radiateurs, l'un liquide et l'autre gazeux, situés de part et d'autre d'un tube à dérive photo-sensible, à l'extrémité duquel une chambre à fils détecte les photo-électrons. Un ensemble de 6 miroirs paraboliques est associé à chaque radiateur gazeux, pour focaliser les photons Čerenkov. Au total, le baril RICH représente donc 48 tubes à dérive avec les chambres à fils associées et 288 miroirs paraboliques. La figure 1.7 représente une coupe longitudinale d'un de ces modules. Examinons un peu plus en détail les principaux composants du RICH.

Les deux radiateurs.

Le radiateur liquide, situé à 12 cm du volume de dérive, est constitué de 1 cm de perfluorohexane ($C_6 F_{14}$) dont l'indice de réfraction est de 1,28. L'épaisseur du radiateur étant faible, il n'y a pas de dispositif de focalisation des photons émis. Le radiateur gazeux, quant à lui, est constitué de perfluoropentane ($C_5 F_{12}$), sur environ 47 cm d'épaisseur. L'indice de réfraction est d'environ 1,00172. Les photons Čerenkov émis lors de la traversée du gaz par les particules chargées sont réfléchis par les miroirs paraboliques et focalisés sur un plan situé à 1 cm à l'intérieur du tube à dérive, comme indiqué sur la figure 1.6.

Suivant l'inclinaison de la trace chargée, les photons Čerenkov émis par l'un ou par l'autre des radiateurs se répartissent sur une ellipse ou sur des morceaux d'ellipses si plusieurs miroirs sont touchés. Le rôle du détecteur est de mesurer l'angle d'émission des photons par rapport à la trace de la particule.

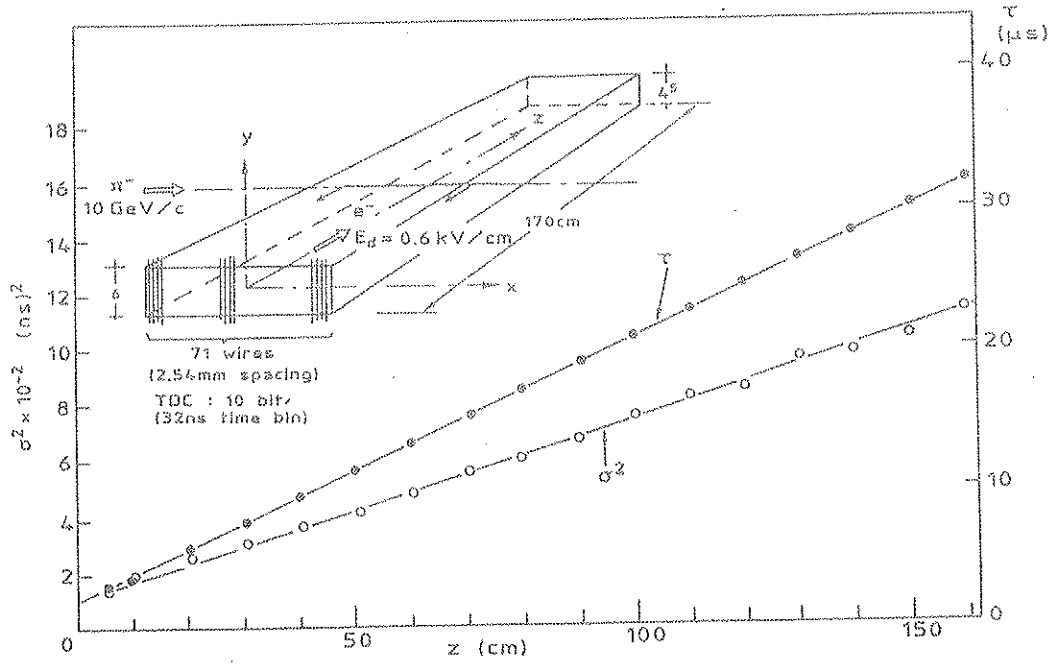


Figure 1.8: Temps de dérive des photo-électrons.

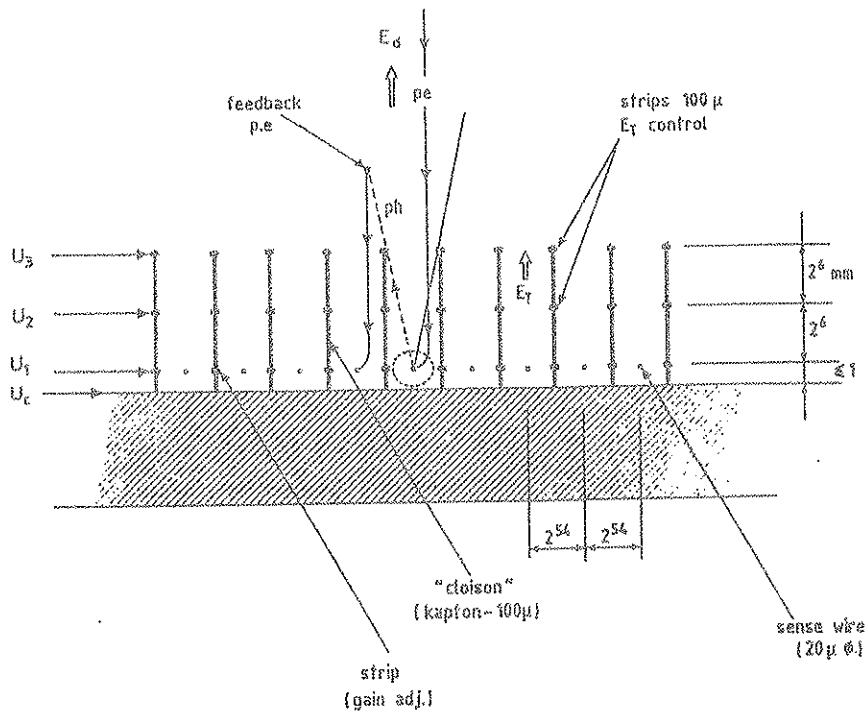


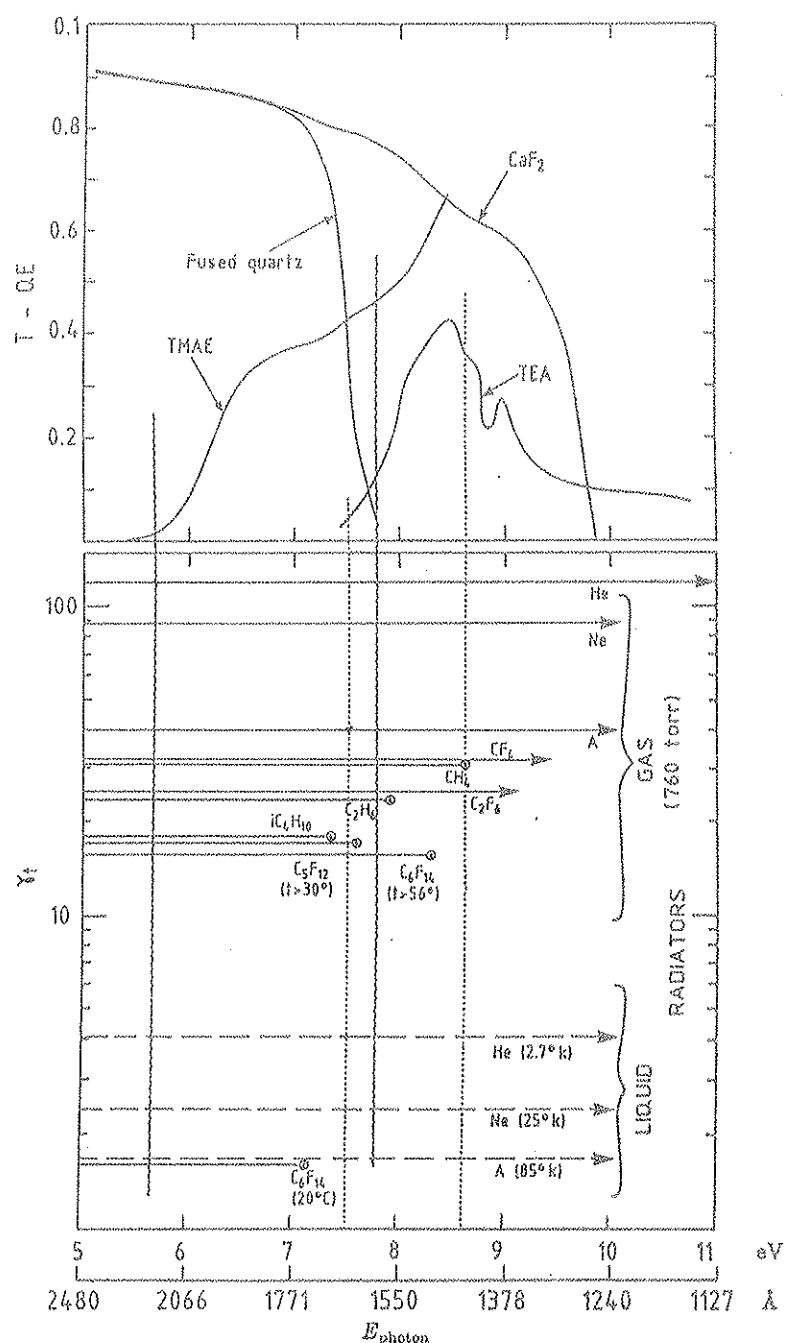
Figure 1.9: Chambre   fils   cloisons.

Les tubes à dérive.

Le détecteur est constitué d'une chambre à dérive de 6 cm d'épaisseur contenant un mélange photo-sensible de 80 % de méthane (C H_4) et de 20 % d'hexane ($\text{C}_6 \text{H}_{14}$), auquel on ajoute, à sa pression de vapeur saturante, une faible proportion de tétrakis(diméthylamine)éthylène (TMAE). Ce dernier élément possède la propriété d'absorber les photons en libérant un électron, avec une efficacité donnée par la figure 1.10. La chambre à dérive est prévue pour fonctionner à une température de 35°C . L'introduction du TMAE dans le mélange se fera donc à 30°C pour éviter la condensation. Il faudra également veiller à ce que la température ne tombe jamais en dessous de cette valeur, ce qui rendrait la chambre inutilisable. D'autre part, la pression partielle détermine le libre parcours moyen des photons Čerenkov avant l'absorption par le TMAE. A la pression de vapeur saturante, celui-ci est typiquement de 1,2 cm. Il n'y aura donc pratiquement pas de mélange entre les photo-électrons provenant du radiateur liquide qui restent en bas de la chambre à dérive et ceux provenant du radiateur gazeux qui restent dans la partie haute. Sous l'action d'un champ électrique très uniforme de 0,6 kV/cm (ce qui correspond à une tension de près de 100 kV dans le plan central), les photo-électrons dérivent avec une vitesse de l'ordre de $6,7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ sur une distance maximum de 1,5 m. Le temps de dérive maximum est donc de $22,4 \mu\text{s}$ (cf. fig. 1.8). En plus du champ électrique, les photo-électrons subissent également l'effet du champ magnétique axial de 1,2 Tesla, dû à l'aimant supraconducteur. Pour limiter les pertes de photons Čerenkov par effets de charge sur les parois des tubes à dérive, ceux-ci seront construits de forme trapézoïdale de façon à ce que les photo-électrons s'éloignent de la paroi lors de la dérive.

Les chambres à fils.

Le détecteur de photo-électrons, situé à l'extrémité du tube à dérive, est une chambre proportionnelle à fils. Chaque chambre est constituée de 128 fils anodes dont le diamètre est de $15 \mu\text{m}$, associés à un damier de 8×16 cathodes, situées à 0,5 mm des fils et dont les dimensions sont de 42 mm sur 4 mm. Les 128 fils anodes ont un espacement de 2,62 mm et sont séparés par des cloisons pour éviter la contamination produite par les photons ultra-violets engendrés par les avalanches, au voisinage des fils adjacents (cf. fig. 1.9). Par effet capacitif, une charge est induite sur la ou les cathodes situées en face de l'avalanche, lorsque l'un des 16 fils anodes en regard est touché. Le numéro du fil touché donne la coordonnée x dans le référentiel local de la chambre (cf. fig. 1.8) et le signal induit sur les cathodes donne la coordonnée y et permet de trier les photo-électrons provenant de chacun des deux radiateurs. Le temps de dérive mesure la coordonnée longitudinale z . Ainsi, on détermine complètement la position des points de production des photo-électrons. L'imprécision attendue sur cette localisation peut être représentée par un cube d'environ 2 mm de côté. Cette valeur est due aux caractéristiques géométriques des chambres (espacement des



La partie haute de la figure présente la transparence de deux types de quartz et de deux milieux photo-sensibles en fonction de l'énergie ou de la longueur d'ondes des photons. La partie basse donne la transparence de différents gaz et liquides susceptibles d'être utilisés comme milieux radiatifs dans un détecteur Čerenkov. En ordonnée, on peut lire le seuil d'émission Čerenkov des différents milieux (γ est le facteur de Lorentz dépendant de la vitesse des particules).

Figure 1.10: Transparence des différents milieux constituant le RICH.

fil, hauteur des cathodes), mais surtout à la diffusion des électrons lors de la dérive. Les coefficients de diffusion transverses et longitudinaux mesurés sur le prototype du RICH sont : $\sigma_t \simeq \sigma_l \simeq 170 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$.

1.3.3 Détection des photons Čerenkov.

Fenêtre de transparence.

La volonté de perdre le moins possible de photons Čerenkov a guidé le choix des différents constituants du RICH. Pour l'élément photo-sensible, il s'agissait de trouver une substance dont le seuil de sensibilité au rayonnement soit le plus bas possible. On a retenu le TMAE dont le seuil photo-électronique est de 5,4 eV. Cette valeur fixe donc une limite inférieure à l'énergie des photons Čerenkov que l'on pourra détecter avec ce gaz. D'autre part, le rayonnement électromagnétique doit pouvoir se propager à travers les différents milieux (radiateur liquide ou gazeux, quartz) sans être absorbé, pour atteindre le TMAE. Il faut donc des matériaux présentant une bonne transparence. Les tests effectués sur différents milieux, et dont les résultats sont présentés sur la figure 1.10, montrent que la transparence des radiateurs et du quartz retenu est bonne (supérieure à 80 %) jusqu'à une énergie de 7 eV, mais chute assez rapidement au delà de cette valeur. On aboutit donc à une fenêtre de transparence comprise entre 5,4 et 7 eV où la plupart des photons situés dans cette fenêtre seront convertis en électrons par le TMAE. Dans cette zone, l'absorption du TMAE est relativement bonne (supérieure à 70 %). Une autre perte d'information peut provenir de l'absorption des électrons par le gaz des tubes à dérive. Sur le prototype du RICH on a pu mesurer un libre parcours moyen des électrons de l'ordre de 10 mètres. La distance maximum de dérive des électrons étant de 1,6 mètres, cette absorption est faible et la plupart des photo-électrons devraient atteindre les chambres à fils et être détectés.

Nombre de photons Čerenkov.

Un des paramètres importants, intervenant dans la mesure de la vitesse des particules, est le nombre de photons Čerenkov que l'on espère pouvoir utiliser pour la reconstruction des anneaux. La mesure de l'angle Čerenkov sera d'autant plus précise que le nombre de photons détectés sera important. Comme on a pu le voir (équation 1.3), ce nombre dépend d'un facteur de qualité N_0 qui tient compte des différentes caractéristiques du détecteur (efficacité quantique du TMAE, transparence des milieux, réflexivité des miroirs, etc...). Expérimentalement, sur le prototype du RICH, on a pu obtenir des valeurs de N_0 comprises entre 50 et 80 cm^{-1} . Le tableau 1.1 donne, pour les deux radiateurs, la valeur des nombres de photons attendus pour les pions, les kaons et les protons à différentes impulsions, pour quatre valeurs de N_0 .

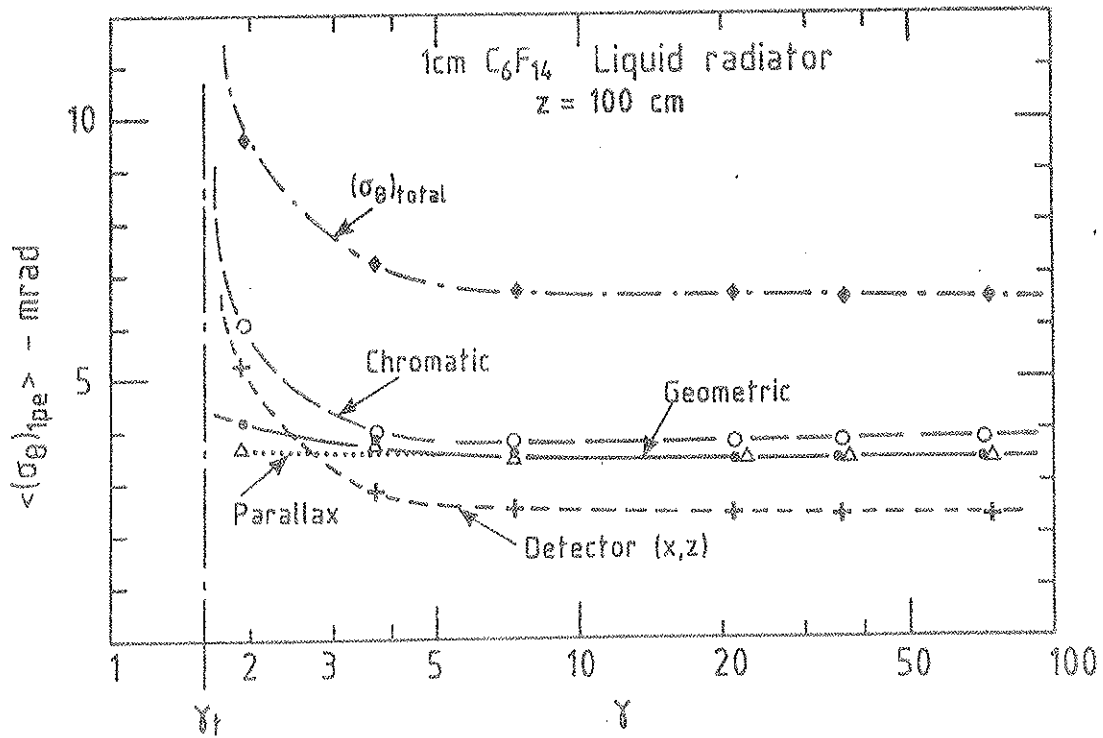
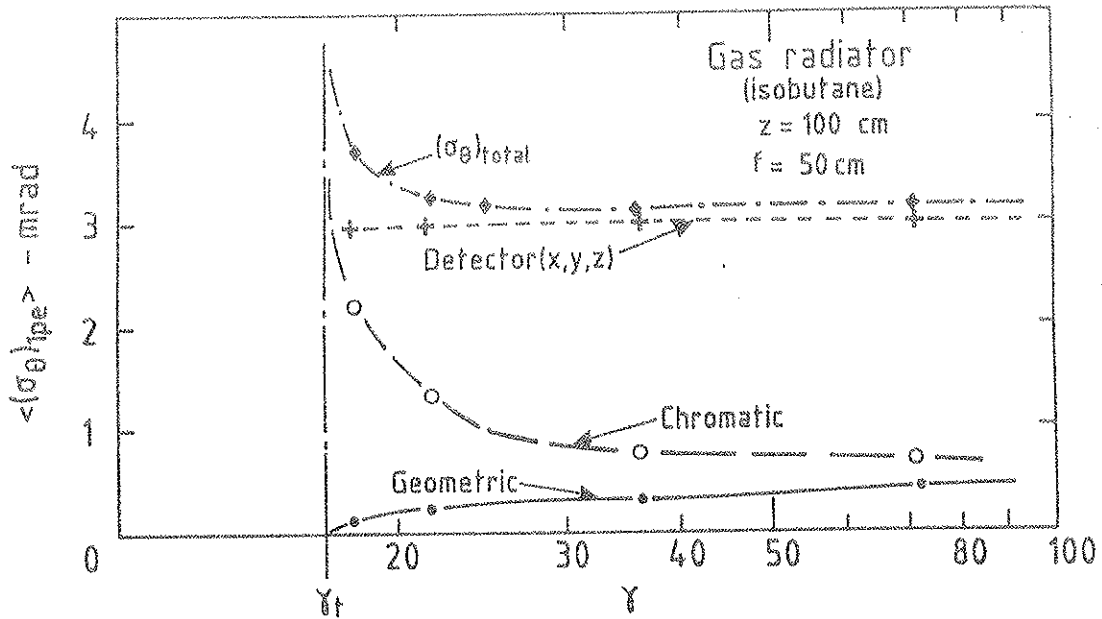


Figure 1.11: Erreurs moyennes à un photon en incidence normale pour les radiateurs liquide et gazeux en fonction du facteur de Lorentz γ sur une distance de dérive de 1 mètre.

N_{pe}		$N_0 = 50$		$N_0 = 60$		$N_0 = 70$		$N_0 = 80$	
		liq.	gaz	liq.	gaz	liq.	gaz	liq.	gaz
P_π GeV/c	1	18,9	—	22,7	—	26,4	—	30,2	—
	5	19,5	6,2	23,4	7,5	27,2	8,7	31,1	10,0
	10	19,5	7,6	23,4	9,1	27,3	10,6	31,2	12,2
	15	19,5	7,9	23,4	9,4	27,3	11,0	31,2	12,6
	20	19,5	7,9	23,4	9,5	27,3	11,1	31,2	12,7
P_K GeV/c	1	12,0	—	14,4	—	16,8	—	19,3	—
	5	19,2	—	23,0	—	26,9	—	30,7	—
	10	19,4	2,3	23,3	2,8	27,2	3,3	31,1	3,8
	15	19,4	5,5	23,3	6,6	27,2	7,7	31,1	8,8
	20	19,5	6,6	23,4	8,0	27,2	9,3	31,1	10,6
P_p GeV/c	1	—	—	—	—	—	—	—	—
	5	18,4	—	22,1	—	25,8	—	29,5	—
	10	19,2	—	23,0	—	26,9	—	30,7	—
	15	19,4	—	23,2	—	27,1	—	31,0	—
	20	19,4	2,9	23,3	3,5	27,2	4,1	31,1	4,7

Tableau 1.1: *Nombres moyens de photons Čerenkov attendus.*

Erreurs sur la mesure de l'angle Čerenkov.

Pour chaque trace chargée, l'erreur de mesure de l'angle Čerenkov dépendra de la précision avec laquelle sera déterminé l'angle associé à chacun des photons. Ces erreurs peuvent provenir de différentes sources :

- Des erreurs de reconstruction liées aux caractéristiques du détecteur (espacement des fils, largeur des cathodes, résolution en temps, ...) qui induisent une incertitude sur la localisation des points de conversion des photons.
- Une erreur géométrique due à l'épaisseur du radiateur liquide qui crée une imprécision sur le point d'émission des photons. On peut également avoir une déformation des images par les miroirs.
- Enfin, une erreur chromatique liée à l'incertitude sur les indices de réfraction des différents milieux.

La figure 1.11 présente l'erreur moyenne sur la mesure de l'angle Čerenkov à partir d'un photon unique, obtenue sur le prototype du RICH, en fonction du γ de la particule. Cette moyenne est comparée aux valeurs estimées des différents types d'erreurs possibles.

Pour le radiateur liquide, les erreurs sont sensiblement du même ordre de grandeur $((\sigma_\theta)_{1pe} \simeq 4 \text{ mrd})$ et l'erreur totale reste inférieure à 10 mrd pour un

facteur de Lorentz γ supérieur à 2. Elle décroît rapidement pour atteindre un plateau à 7 mrd à partir de $\gamma = 4$. Les résultats du radiateur gazeux sont encore meilleurs en raison d'erreurs géométriques nettement moindres grâce à la focalisation des photons, bien qu'il subsiste des déformations d'images dues aux miroirs. Les erreurs de reconstruction sont dominantes et l'erreur totale présente un plateau légèrement supérieur à 3 mrd à partir de $\gamma = 20$.

Les anneaux Čerenkov.

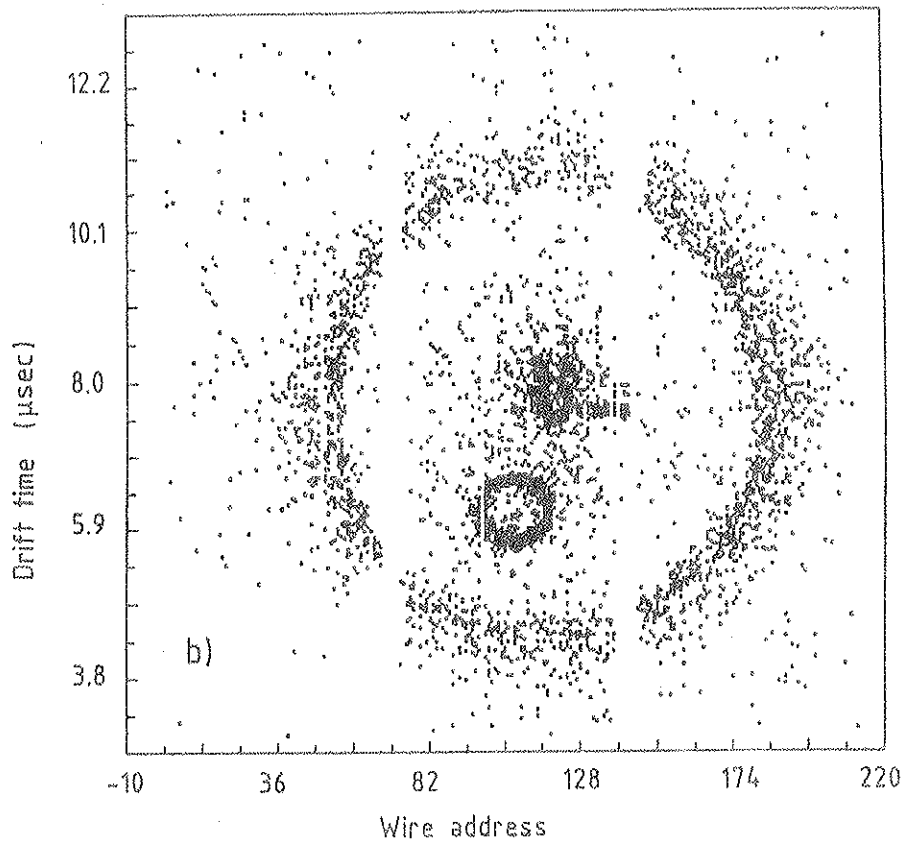


Figure 1.12: Image Čerenkov produite par 50 pions de 10 GeV/c.

La figure 1.12 présente le résultat obtenu sur le prototype du RICH en superposant les images produites par le passage de 50 pions de 10 GeV/c. On distingue clairement, au centre de la figure, la zone d'ionisation due au passage des particules, ainsi que les deux anneaux Čerenkov, le plus grand étant produit par les photons Čerenkov émis par le radiateur liquide et le second par ceux du radiateur gazeux.

1.3.4 Identification des particules.

Seuils de production de photons Čerenkov.

L'intérêt porté à l'identification des particules sur une large gamme d'impulsions, a conduit à la réalisation d'un double compteur Čerenkov tel qu'il vient d'être décrit. En effet, pour une même trace, on utilise deux radiateurs (liquide et gazeux) dont les indices de réfraction sont suffisamment différents pour couvrir des domaines de vitesses complémentaires. Le radiateur liquide, dont le seuil d'émission Čerenkov est de $\gamma_s = 1,6$, est principalement efficace pour les particules de faibles impulsions (de 1 à 5 GeV/c). Pour les impulsions plus élevées, le radiateur liquide n'est plus très utile; l'angle Čerenkov a atteint son maximum et la mesure de l'angle est trop imprécise pour une bonne détermination de la vitesse. Le radiateur gazeux prend alors le relais. Son seuil Čerenkov étant de $\gamma_s = 17,07$, il permet des mesures plus précises des vitesses élevées. Le tableau 1.2 résume pour les deux radiateurs, les paramètres fixant les seuils d'émission des photons Čerenkov ainsi que les impulsions correspondantes pour les pions, kaons et protons.

	Radiateur liquide C_6F_{14}	Radiateur gazeux C_6F_{12}
$n - 1$	0,28	$1,72 \cdot 10^{-3}$
β_s	0,781	0,998
γ_s	1,602	17,072
P_s^π (GeV/c)	0,175	2,386
P_s^K (GeV/c)	0,618	8,419
P_s^p (GeV/c)	1,174	15,986

Tableau 1.2: Seuils d'émission de photons Čerenkov.

La figure 1.13 représente les performances théoriques attendues [2] pour le radiateur liquide dans la séparation entre les pions et les kaons d'une part, et entre les kaons et les protons d'autre part, pour deux valeurs de l'angle de la particule incidente. Ces figures montrent que l'impulsion du kaon pour laquelle la séparation π/K est de 4,2 écarts types, est de 4,5 GeV/c² à $\theta = 90^\circ$ et de 3,5 GeV/c² à $\theta = 60^\circ$. Cette diminution de précision est due à la perte de points dans la reconstruction des anneaux Čerenkov. Le nombre de photo-électrons passe de 21 à 11 en raison de la réflexion totale des photons dans le quartz

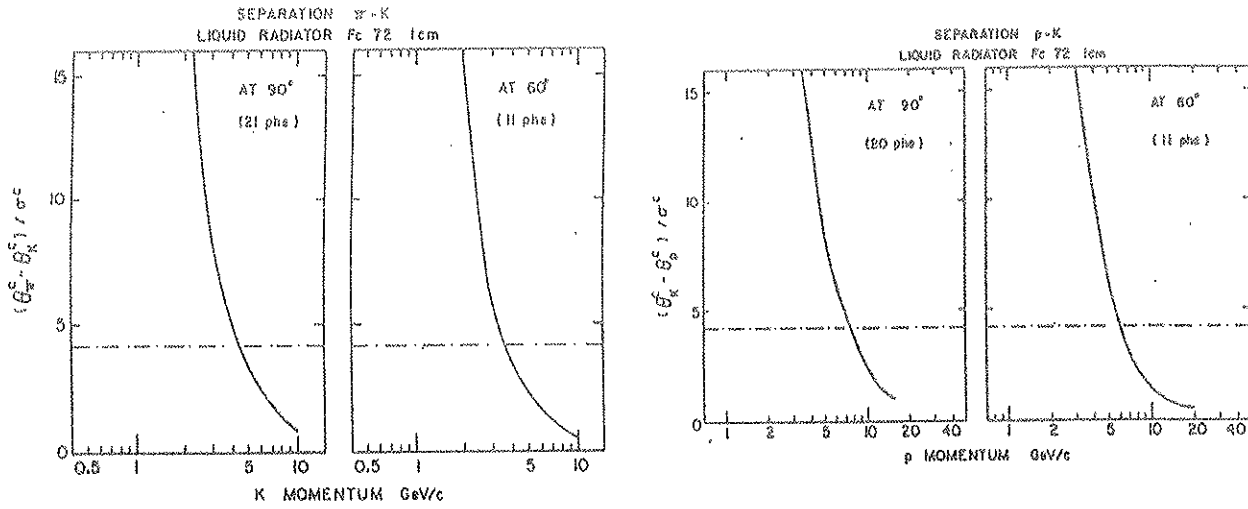


Figure 1.13: Séparation π/K et K/p pour le radiateur liquide.

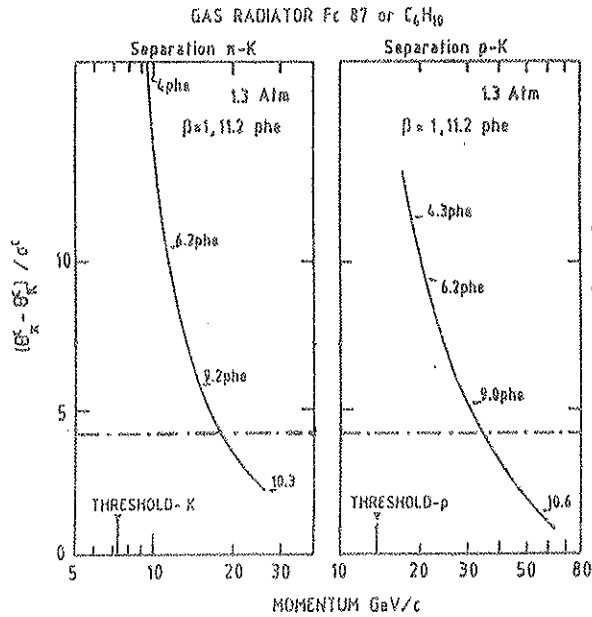


Figure 1.14: Séparation π/K et K/p pour le radiateur gazeux.

pour $\theta > 100^\circ$. La figure 1.14 présente les mêmes courbes pour la séparation K/p . A $\theta = 90^\circ$, elle est supérieure à 4,2 écarts types jusqu'à une impulsion du proton de 8 GeV/c alors qu'elle n'est que de 6 GeV/c à $\theta = 60^\circ$, pour la même raison que précédemment. La figure 1.14 représente les mêmes courbes pour le radiateur gazeux. La séparation π/K est supérieure à 4,2 écarts types jusqu'à environ 20 GeV/c et la séparation K/p jusqu'à 30 GeV/c. D'autre part, on peut noter que le seuil de production de photo-électrons des pions dans le radiateur gazeux est de 2,2 GeV/c alors qu'il est de 7,8 GeV/c pour les kaons. Entre 2,2 et 7,8 GeV/c la séparation π/K pourra être obtenue grâce à ces seuils. On a ainsi un recouvrement de la zone comprise entre 3,5 et 4,5 GeV/c où l'identification π/K par le radiateur liquide est critique. De même, pour la séparation K/p , on peut utiliser les seuils entre 8,4 et 16,0 GeV/c. Cependant, ce domaine ne recouvre pas la zone limite du radiateur liquide pour la séparation K/p , située entre 5,5 et 8,5 GeV/c. On devra donc s'attendre à une séparation K/p moins nette dans ce domaine d'impulsion.

Chapitre 2

Le modèle standard électrofaible.

2.1 Introduction.

Les prédictions théoriques des événements physiques attendus au LEP dans le collisionneur e^-e^+ , sont principalement fondées sur le modèle dit "standard". Il fut proposé pour la première fois par S. L. Glashow en 1961 [8], puis enrichi par S. Weinberg (1967) [9] et A. Salam (1968) [10] par l'adjonction d'une théorie de jauge locale unifiant les interactions électromagnétiques et les interactions faibles en une seule interaction dite "électrofaible" fondée sur le groupe $SU(2)_I$ d'isospin faible et le groupe $U(1)_Y$ d'hypercharge faible. Ce modèle inclut également un processus appelé "brisure spontanée de symétrie" qui permet de rendre massifs les bosons de jauge ainsi que les fermions, sans pour autant enlever son caractère de renormalisabilité à la théorie.

Ce modèle prévoyait l'existence de courants neutres bien avant leur mise en évidence en 1973. Cependant, la principale confirmation expérimentale du modèle reste la découverte spectaculaire des bosons intermédiaires W^+ , W^- et Z^0 , observés en 1983 par les expériences UA1 et UA2 au CERN. Le modèle standard [14], [15] est donc un des modèles les plus prometteurs et il sert de base à la plupart des développements théoriques actuels.

2.2 Le cadre du modèle standard.

Selon le modèle standard, la matière est composée de 12 particules élémentaires avec leurs 12 anti-particules associées. Ces particules élémentaires (des fermions) sont probablement constituées de 6 leptons et de 6 quarks (l'un des leptons et l'un des quarks n'ayant pas encore été observés), réparties en 3 "générations" comprenant chacune 2 leptons, dont l'un est neutre et de masse nulle (le neutrino), et 2 quarks; chaque quark pouvant être dans 3 états de couleur différents. Cependant le nombre de générations n'est pas fixé par la théorie et rien n'interdit l'existence d'autres générations de particules de masse plus élevée.

	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

Ces 12 fermions (24 en comptant les anti-particules), interagissent par l'intermédiaire de 12 bosons de jauge qui se répartissent comme suit :

- 8 gluons. Ce sont les propagateurs des interactions fortes issus des générateurs du groupe de transition de phase $SU(3)_c$. Les gluons sont des particules de masse nulle, porteurs de couleur. Le groupe $SU(3)_c$ n'étant pas abélien, les gluons sont susceptibles d'interagir entre eux. Les quarks sont également colorés et leurs interactions mutuelles sont dues à des échanges de gluons. Par contre, n'étant pas colorés les leptons sont insensibles aux interactions fortes.
- 4 bosons électrofaibles : W^+ , W^- , Z^0 et γ . Ce sont les propagateurs des interactions électrofaibles, issus des générateurs du groupe composé $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Toutes les particules chargées interagissent électromagnétiquement en échangeant un photon. Par contre, pour les interactions faibles il est nécessaire de distinguer les deux états de spin possible des particules. Seules les particules gauches et les anti-particules droites possèdent un couplage faible et peuvent interagir entre elles. Les particules droites et les anti-particules gauches sont neutres du point de vue des interactions faibles et ne participent pas à ces réactions. De plus, les particules de masse nulle comme le neutrino n'ont jamais été observées que dans un seul état : le gauche. Il ne semble pas exister de particules de masse nulle possédant une composante droite. La théorie électrofaible regroupe donc les particules gauches en doublets d'isospin faible où l'une des composantes peut se transformer en l'autre en émettant ou en absorbant un boson de jauge. Par exemple, l'électron gauche et son neutrino associé, également gauche, forment un doublet d'isospin faible, de même, les quarks u et d gauches constituent un autre doublet (plus exactement 3 doublets, un pour chacun des états de couleur possibles). Les particules n'ayant pas l'état requis pour être sensibles aux interactions faibles, ne forment pas de doublet, restent isolées à l'état de singulet et leur couplage faible est nulle.

Cependant, les interactions faibles ne couplent pas uniquement des quarks d'un même doublets. En effet, en plus des transformations permises entre

$$\begin{array}{ccc}
e_r & \mu_r & \tau_r \\
\left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right)_l & \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right)_l & \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right)_l \\
u_r & d_r & c_r & s_r & t_r & b_r \\
\left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_l & \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_l & \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_l
\end{array}$$

Tableau 2.1: Tableau des différents champs de fermions du modèle standard.

membres d'un même doublet ($u \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow s$, $t \leftrightarrow b$), d'autres transformations sont également nécessaires pour expliquer certaines réactions, comme par exemple la désintégration :

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

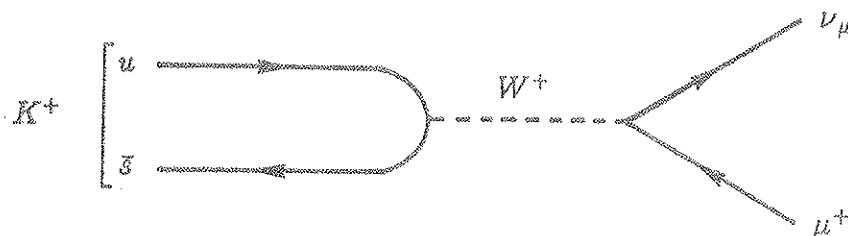


Figure 2.1: Désintégration du méson K .

où il existe une interaction faible entre les quarks u et $\bar{s}$. Au lieu d'introduire de nouveaux couplages pour rendre compte de ce type de processus, on préfère modifier les doublets de quarks. On considère en effet les doublets d'isospin faible de quarks :

$$\left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_l, \quad \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_l, \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_l$$

où les quarks d' , s' et b' sont combinaisons linéaires des états propres d , s et b . On a donc :

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

$[V_{qq'}]$: Matrice de Kobayashi – Maskawa.

Les éléments de la diagonale V_{ud} , V_{cs} et V_{tb} sont dominants mais dans cette situation, lors d'une interaction, l'état réel d'un état d' par exemple, a une probabilité non nulle d'être un état d , mais aussi d'être un état s ou même b . De cette façon, et avec une probabilité plus ou moins grande, tous les couplages entre les quarks de générations différentes sont permis pour les interactions faibles.

Un processus simple suggéré pour rendre massifs les bosons W^+ , W^- et Z^0 , supposerait l'existence d'autres bosons, appelés "bosons de Higgs" neutre (H^0) ou chargés (H^+ , H^-). Cependant, aucune prédiction de masse n'est possible sur ces nouvelles particules et celles-ci pourraient se trouver en dehors des possibilités d'observation du LEP. Malgré cela, il ne fait aucun doute qu'une recherche active de ce, ou ces bosons de Higgs, sera faite par les expériences LEP.

2.3 Paramètres du modèle standard.

La théorie électrofaible du modèle standard conduit à des prédictions précises de la masse des bosons vecteurs intermédiaires W^+ , W^- et Z . Rappelons-les :

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W (1 - \Delta r)} \quad (2.1)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (2.2)$$

où G_F est la constante de Fermi dont la valeur est obtenue de façon précise à partir de la désintégration du muon : $G_F = (1,16634 \pm 0,00002) 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, α est la constante de structure fine : $\alpha = 1/137,036$ et θ_W est l'angle de Weinberg. De sorte que :

$$M_W = \frac{A}{\sin \theta_W} \quad (2.3)$$

Avec :

$$A = \left(\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F (1 - \Delta r)} \right)^{1/2} = \frac{37,281 \pm 0,003 \text{ GeV}}{(1 - \Delta r)^{1/2}}$$

Le facteur $(1 - \Delta r)$, qui est une correction électrofaible du second ordre, est introduit pour tenir compte des corrections radiatives [11]. La valeur de ce facteur

exprime principalement la variation de la constante de structure fine (α) entre $q^2 = 0$ et $q^2 = M_W^2$. De plus, elle est sensible aux boucles comprenant soit des paires de fermions, soit des bosons de Higgs. Cette quantité est calculable théoriquement et sa valeur est, pour une masse du quark t de $36 \text{ GeV}/c^2$ et une masse du boson de Higgs neutre égale à la masse du Z^0 ($m_H = m_Z$) :

$$1 - \Delta r = 0,9304 \pm 0,0020$$

D'où :

$$A = 38,65 \pm 0,04 \text{ GeV}/c^2$$

Le seul paramètre inconnu restant est l'angle de mélange faible (θ_W) qui mesure la force relative du courant neutre faible et du courant électromagnétique. Il est défini par la relation 2.2, c'est à dire :

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z} \right)^2 \quad (2.4)$$

Les prédictions de masse des bosons de jauge sont généralement faites en utilisant la valeur moyenne mondiale la plus récente de $\sin^2 \theta_W$:

$$\sin^2 \theta_W = 0,23$$

Elle a été obtenue principalement à partir des expériences de diffusion inélastique de neutrinos muoniques et de l'asymétrie gauche-droite dans la diffusion d'électrons sur du deutérium, en incluant les corrections radiatives.

A l'aide de cette valeur de l'angle de Weinberg (θ_W) et en utilisant les expressions ci-dessus, il est possible d'évaluer la masse des bosons de jauge W^+ , W^- et Z^0 . On obtient :

$$\begin{aligned} M_W &= 80,6 \text{ GeV}/c^2 \\ M_Z &= 91,8 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

La comparaison des résultats des expériences UA1 et UA2 [12] [13], avec les prévisions théoriques peut être faite à partir du tableau 2.2.

D'après les valeurs expérimentales obtenues jusqu'à présent, il existe un bon accord entre le modèle standard théorique et les expériences réalisées. Comme on le verra par la suite, les précisions attendues auprès des expériences LEP sur la mesure de $\sin^2 \theta_W$ et des masses des bosons W^+ , W^- et Z^0 permettront d'évaluer l'importance des corrections radiatives provenant des graphes d'ordre supérieur et de tester encore plus précisément le modèle standard.

	UA1	UA2	Modèle standard
$M_W \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	$82,7 \pm 1,0 \pm 2,7$	$80,2 \pm 0,5 \pm 1,3$	80,6
$M_Z \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	$93,1 \pm 1,0 \pm 3,0$	$91,5 \pm 1,2 \pm 1,7$	91,8
$\sin^2 \theta_W^*$	$0,211 \pm 0,025$	$0,232 \pm 0,025 \pm 0,010$	0,23
$\sin^2 \theta_W^{**}$	$0,218 \pm 0,005 \pm 0,014$	$0,232 \pm 0,003 \pm 0,008$	0,23
ρ^{***}	$1,009 \pm 0,028 \pm 0,020$	$1,001 \pm 0,028 \pm 0,006$	1
$\Gamma_{Z^0} \text{ (GeV)}$	$< 5,2 \quad (90 \% \text{ c.l.})$	$< 5,6 \quad (90 \% \text{ c.l.})$	2,6

* $\sin^2 \theta_W$ est calculé à partir de l'équation 2.4.

** $\sin^2 \theta_W$ est calculé à partir de l'équation 2.3.

*** ρ est défini par l'expression :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (2.5)$$

(Pour le modèle standard minimum, $\rho = 1$.)

Tableau 2.2: Comparaison du modèle standard avec les résultats des expériences UA1 et UA2.

2.4 Sections efficaces électrofaibles.

2.4.1 Événements e^-e^+ attendus au LEP.

Quatre types de processus fondamentaux sont attendus dans le collisionneur e^-e^+ du CERN. Par ordre d'importance en nombre d'événements, on a :

- l'annihilation e^-e^+ (cf. fig. 2.2),

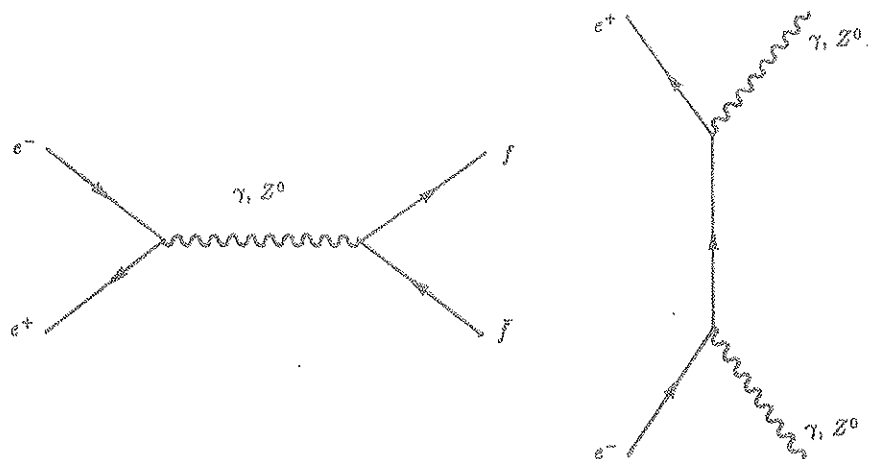


Figure 2.2: Annihilation e^-e^+ .

- la collision e^-e^+ (cf. fig. 2.3),

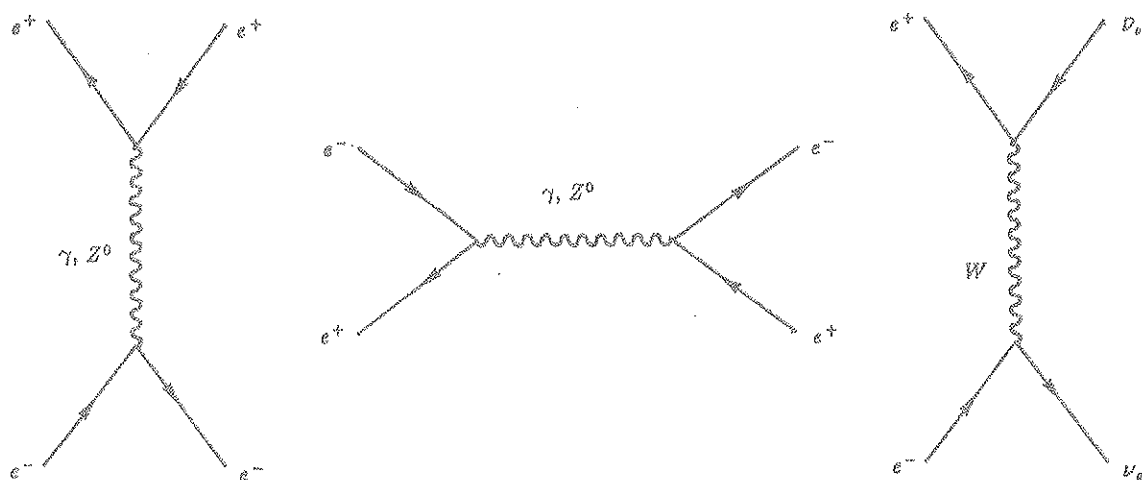


Figure 2.3: Diffusion e^-e^+ .

- la collision électron-photon (cf. fig. 2.4),

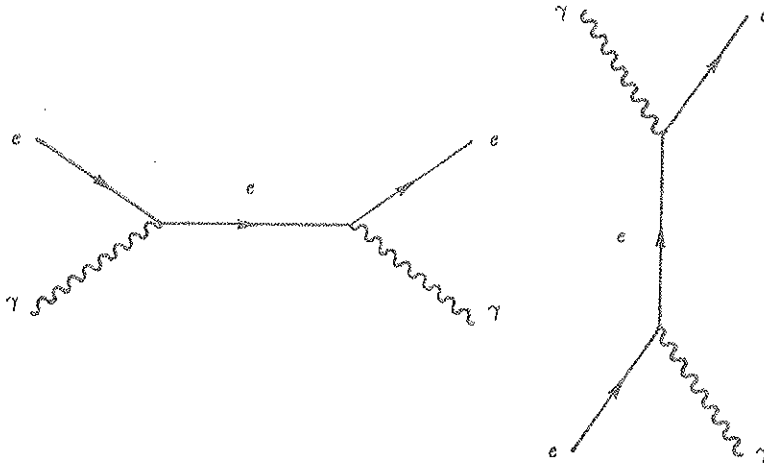


Figure 2.4: Collision $e\gamma$.

- la collision photon-photon (cf. fig. 2.5).

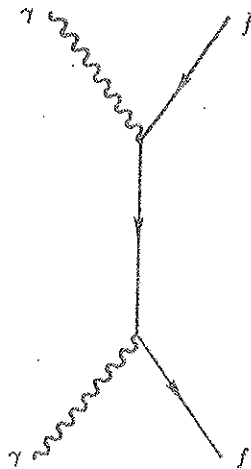


Figure 2.5: Collision $\gamma\gamma$.

2.4.2 Section efficace différentielle.

Dans le cadre du modèle standard, la section efficace différentielle pour le processus d'annihilation :

$$e^-e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow f \bar{f}$$

(f représentant soit les leptons $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau$ ou ν_τ , soit l'un des six quarks u, d, s, c, b ou t), en tenant compte du terme d'interférence entre le photon et le Z^0 , est donnée, à l'ordre le plus bas, par l'expression suivante [15] :

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow f\bar{f})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4\pi} N_c \left[C_1 (1 + \cos^2\theta) + C_2 \cos\theta \right] \quad (2.6)$$

avec :

$$C_1 = Q_e^2 Q_f^2 + 2 Q_e Q_f v_e v_f \Re[\chi(s)] + (a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2) \chi^2(s) \quad (2.7)$$

$$C_2 = 4 Q_e Q_f a_e a_f \Re[\chi(s)] + 8 a_e v_e a_f v_f \chi^2(s) \quad (2.8)$$

où :

- Q_e et Q_f sont respectivement la charge électrique de l'électron et celle du fermion.
- N_c est le facteur de couleur des particules finales.
 - $N_c = 3$ pour les quarks, et
 - $N_c = 1$ pour les leptons
- a_e, a_f, v_e et v_f représentent le couplage faible axial et vectoriel de l'électron et du fermion. Dans le modèle standard, les couplages axiaux et vectoriels sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} - a_f &= T_l^3 - T_r^3 \\ - v_f &= T_l^3 - T_r^3 - 2Q_f \sin^2\theta_W \end{aligned}$$

où T^3 est la troisième composante de l'isospin faible. Etant donné que seuls les fermions gauches ont un isospin faible différent de zéro, on a :

$$\begin{aligned} - T_l^3 &= \pm 1/2 \\ - T_r^3 &= 0 \end{aligned}$$

- $\chi(s)$ est un terme sans dimension, mis en facteur lors du calcul de la section efficace, et que l'on paramétrise habituellement de deux façons différentes :

$$\chi(s) = \sqrt{2} \frac{s}{e^2} \frac{G_F M_Z^2}{s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z} \quad (2.9)$$

ou :

$$\chi(s) = \frac{1}{4} \frac{s}{\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W (s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)} \quad (2.10)$$

Remarque :

Au cours du calcul de la section efficace, pour éviter la divergence au pic du Z^0 pour $s = M_Z^2$, on a remplacé le propagateur habituel du Z^0 par l'expression qui s'applique à une résonnance de largeur Γ . C'est à dire :

$$-i \frac{g_{\mu\nu} - P_\mu P_\nu / M_Z^2}{P^2 - M_Z^2} \Rightarrow -i \frac{g_{\mu\nu} - P_\mu P_\nu / M_Z^2}{s - M_Z^2 + M_Z \Gamma_Z}$$

La première paramétrisation de $\chi(s)$ est reliée au processus de courants chargés et les paramètres libres sont :

- la masse du Z^0 : M_Z ,
- la constante de structure fine : $\alpha = e^2/4\pi$,
- la constante de Fermi : G_F .

Les deux dernières constantes ont déjà été déterminées avec une bonne précision [1] et leur incertitude est négligeable.

Dans la seconde paramétrisation, les paramètres libres proviennent des processus de courant neutre. Il s'agit de :

- la masse du Z^0 : M_Z ,
- l'angle de Weinberg : θ_W .

A l'ordre le plus bas ces deux définitions de $\chi(s)$ sont les mêmes. On passe de l'une à l'autre à l'aide des relations suivantes :

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2} ; \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

$$g = \frac{e}{\sin \theta_W} ; \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W$$

Les corrections d'ordre supérieur dues aux graphes à une boucle ont été calculées dans les deux cas. Elles montrent qu'une petite correction doit être appliquée si l'on utilise la première paramétrisation. Par contre, pour la seconde, les corrections à une boucle disparaissent fortuitement. Ces corrections ont été incluses dans les prédictions théoriques [11].

Γ_Z est la largeur du Z^0 . En effet, répartis en fonction de leur masse mesurée, tous les Z^0 produits sont distribués dans un pic qui présente une certaine largeur. Celle-ci est due à la contribution de tous les modes de désintégration auxquels le Z^0 peut accéder. En sommant sur toutes les possibilités de création de fermions, on a :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f \bar{f}) = \frac{g^2 M_Z}{48 \pi \cos^2 \theta_W} \sum_f N_c^f (a_f^2 + v_f^2) \quad (2.11)$$

Pour trois générations de fermions et trois saveurs de quarks, il vient :

$$\Gamma_Z = \frac{\alpha M_Z}{\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \left[1 - 2 \sin^2 \theta_W + \frac{8}{3} \sin^4 \theta_W \right] \quad (2.12)$$

De sorte que pour $\sin^2 \theta_W = 0,23$ et $M_Z = 91,8 \text{ GeV}/c^2$, on obtient :

$$\Gamma_{Z0} = 2,58 \text{ GeV}$$

La mesure de la largeur du Z^0 permet de déterminer le nombre de générations de particules. En effet, on peut réécrire l'expression de la largeur du Z^0 sous une forme plus détaillée :

$$\begin{aligned} \Gamma_Z = \frac{\alpha M_Z}{48 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \{ & 2N_\nu + \left[1 + \left(1 - 4 \sin^2 \theta_W \right)^2 \right] N_l \\ & + 3 \left[1 + \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2 \right] N_{2/3} \\ & + 3 \left[1 + \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2 \right] N_{-1/3} \} \end{aligned}$$

N_ν , N_l , $N_{2/3}$ et $N_{-1/3}$ sont respectivement le nombre de neutrinos, de leptons chargés, de quarks de charges $2/3$ et de quarks de charge $-1/3$. Cette expression ne tient pas compte des corrections radiatives, cependant il est possible d'estimer la contribution de chacun des types de fermions à la largeur totale du Z^0 :

- 157,7 MeV pour un neutrino,
- 79,3 MeV pour un lepton chargé,
- $3 \times 90,6 \text{ MeV}$ pour un quark de charge $2/3$, et
- $3 \times 116,7 \text{ MeV}$ pour un quark de charge $-1/3$.

Soit au total, 859,1 MeV pour une génération complète.

La mesure de la largeur du Z^0 devrait donc permettre de limiter le nombre de fermions pouvant être produits par un Z^0 . Actuellement, la meilleure valeur expérimentale obtenue par l'expérience UA1 est de $\Gamma_Z < 5,2 \pm 0,6 \text{ GeV}$ à 90 % de niveau de confiance. Cette valeur n'est qu'une limite supérieure et ne permet pas de donner un résultat définitif. Malgré tout, elle laisse de la place pour 3 générations supplémentaires (6 générations en tout). La précision attendue sur la mesure de la largeur du Z^0 auprès des expériences LEP devrait permettre de fixer aisément ce nombre de générations.

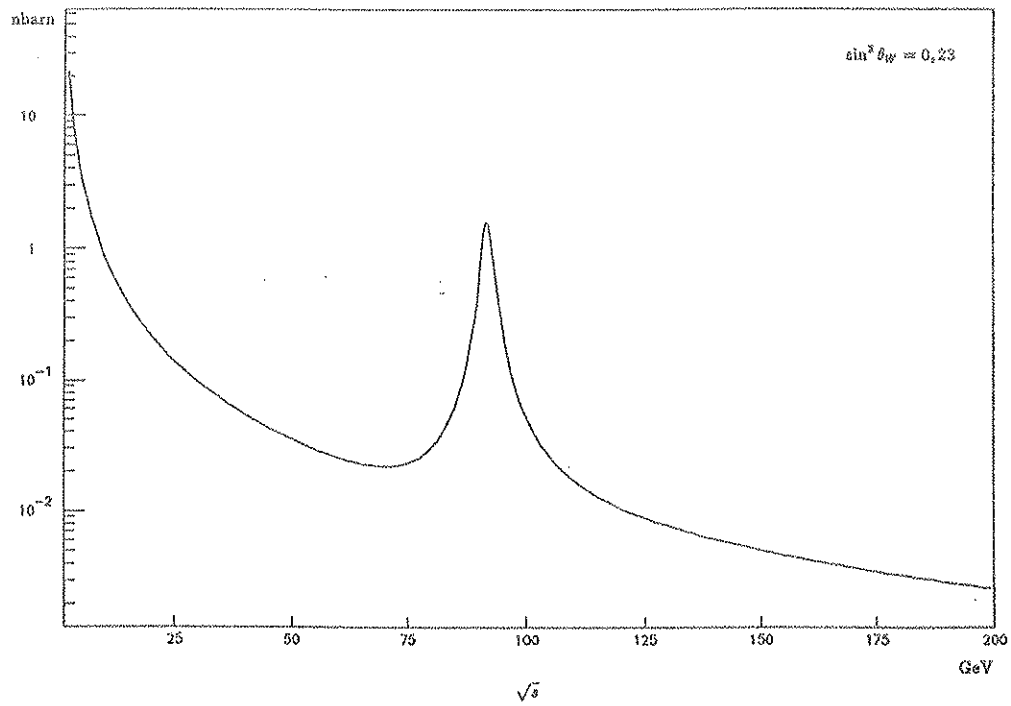


Figure 2.6: *Section efficace électrofaible : $\sigma(e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow \mu^-\mu^+)$.*

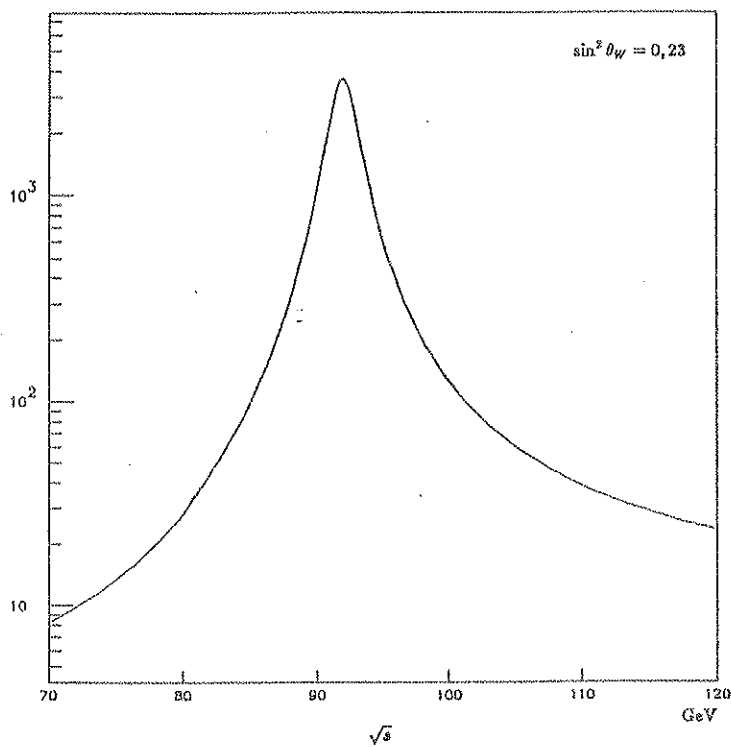


Figure 2.7: *Rapport : $R_q = \frac{\sum_q \sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q})}{\sigma_{QED}(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+)}$.*

2.4.3 Section efficace totale.

En intégrant, l'expression 2.6 sur tout l'angle solide, on obtient la section efficace totale :

$$\sigma \left(e^- e^+ \longrightarrow f \bar{f} \right) = N_c^f \frac{4\pi}{3} C_1 \frac{\alpha^2}{s} \quad (2.13)$$

C_1 étant défini par 2.7.

La section efficace $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$ a été tracée en fonction de l'énergie totale dans le système du centre de masse (cf. fig. 2.6).

On exprime souvent le section efficace de création d'une paire de fermions relativement à la section efficace électromagnétique de création d'une paire de muons :

$$\sigma_{QED} \left(e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \right) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \quad (2.14)$$

D'où :

$$R_f = \frac{\sigma \left(e^- e^+ \rightarrow f \bar{f} \right)}{\sigma_{QED} \left(e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \right)} = N_c^f C_1 \quad (2.15)$$

Le tableau 2.3 est un résumé des sections efficaces et des rapports R_f correspondants pour chaque type de fermions. De sorte qu'en sommant le numérateur de R_f sur toutes les saveurs de quarks, on peut calculer la section efficace hadronique totale (cf. fig. 2.7).

2.4.4 Asymétrie électrofaible.

Les interactions faibles introduisent dans l'expression de la section efficace différentielle 2.6 un terme impair en $\cos \theta$ qui crée une asymétrie avant-arrière des événements. Un événement est dit avant si le fermion f produit par la désintégration du Z^0 ou du photon est diffusé avec un angle $\theta < 90^\circ$ par rapport au faisceau d'électrons (cf. fig. 2.9).

L'asymétrie avant-arrière est définie par :

$$A_{FB} = \frac{F - B}{F + B}$$

avec :

$$F = \int_{\theta < 90^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad \text{et} \quad B = \int_{\theta > 90^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

En intégrant 2.6, il vient :

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \frac{C_2}{C_1}$$

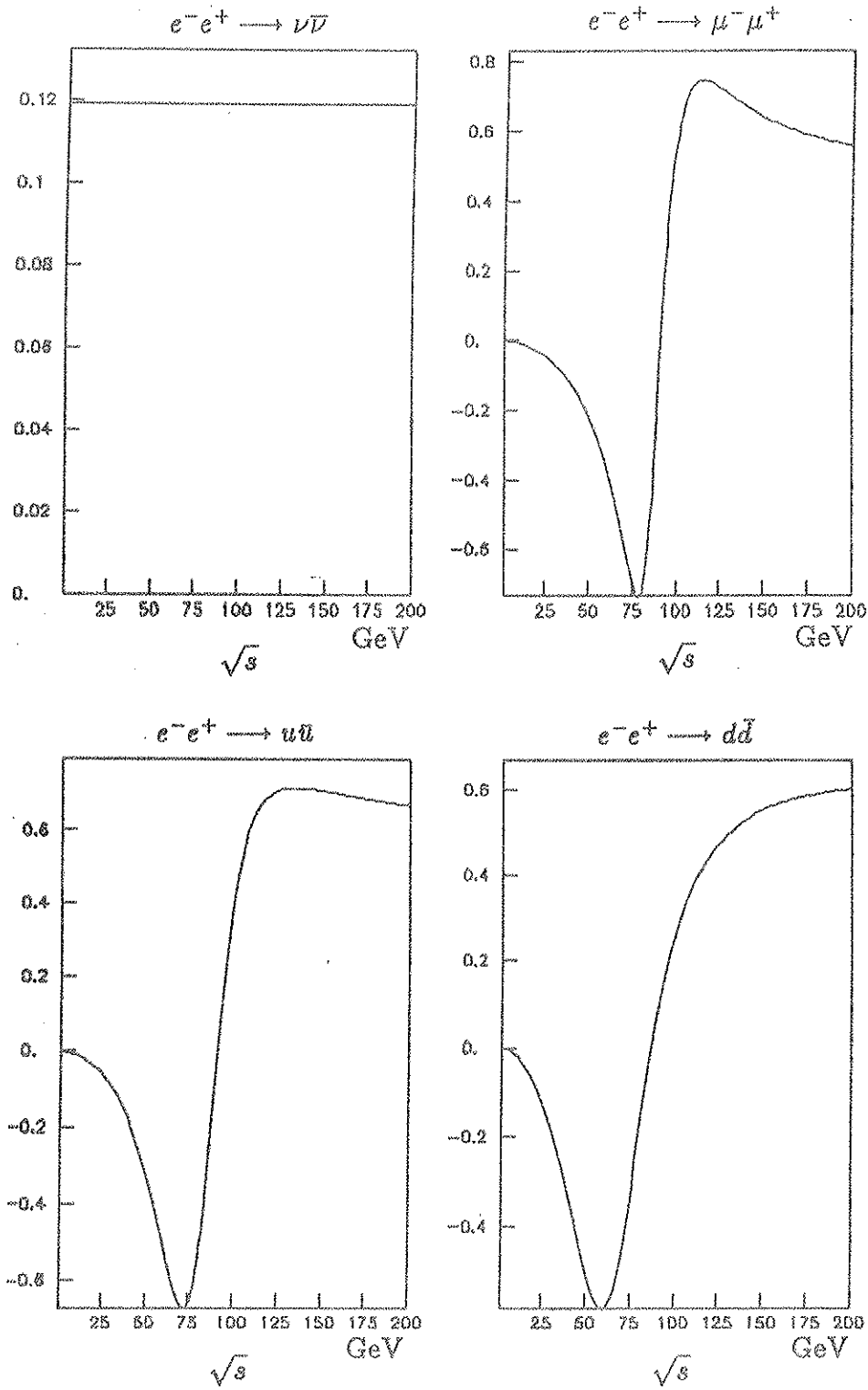


Figure 2.8: Asymétrie avant-arrière ($\sin^2\theta_W = 0,23$).

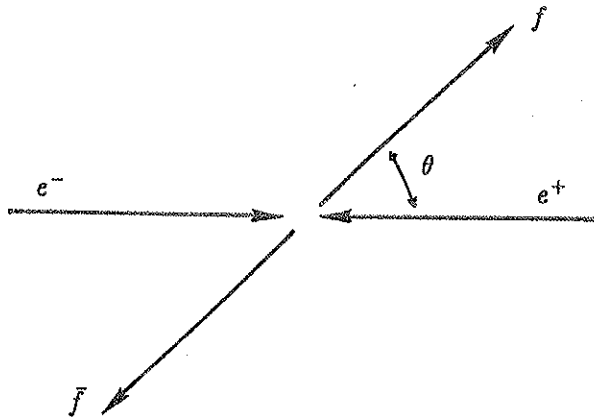


Figure 2.9: Événement avant.

C_1 et C_2 sont définis en 2.7 et 2.8 que l'on peut tracer en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse $\sqrt{s}$ (cf. fig. 2.8).

Le nombre d'événements étant proportionnel à la section efficace, on peut exprimer l'asymétrie sous la forme :

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}$$

où N_F et N_B sont respectivement les nombres d'événements dans les hémisphères avant et arrière.

2.4.5 Taux de production attendus.

Le taux N de production d'un événement donné dépend de la section efficace σ du processus considéré et de la luminosité $\mathcal{L}$. Ces trois quantités sont liées par la relation :

$$N = \mathcal{L} \sigma$$

Pour la luminosité du LEP qui devrait être de l'ordre de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le tableau 2.3 donne les nombres d'événements espérés pour chaque type de fermions produits. Le premier tableau a été calculé en considérant des fermions de masse nulle. Les résultats du second tableau, où l'on a introduit la masse des particules, montrent qu'il est inutile de tenir compte des masses de la plupart des fermions, excepté pour le quark t . En effet, les corrections introduites ne dépassent pas 0,4 %, alors que pour le quark t , elles atteignent 20 % de la valeur obtenue avec une masse nulle.

Le taux de production typique peut être estimé à partir du tableau 2.4. La section efficace QED du processus ($e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$) correspond à 8 événements par jour "plein". Au pic du Z^0 , la section efficace hadronique sera de :

Fermion	Q_f	N_c	T^3	v	a	σ (nb)	Evts/jour	R_f
ν_e, ν_μ ou ν_τ	0	1	1/2	0,50	0,50	3,3	2 800	318,3
e, μ ou τ	-1	1	-1/2	-0,07	-0,50	1,7	1 400	161,2
u, c ou t	2/3	3	1/2	0,21	0,50	5,7	4 900	550,2
d, s ou b	-1/3	3	-1/2	-0,36	-0,50	7,3	6 300	707,3

2.3 a : La masse des fermions a été négligée.

Fermion	masse (GeV/c ²)	σ (nb)	Evts/jour	R_f
ν_e, ν_μ ou ν_τ	0	3,3	2 800	318,3
e	0,0005	1,7	1 400	161,2
μ	0,106	1,7	1 400	161,2
τ	1,78	1,7	1 400	161,3
u	0,003	5,7	4 900	550,2
d	0,003	7,3	6 300	707,3
c	1,6	5,7	4 900	550,4
s	0,5	7,3	6 300	707,3
t	40,0	4,7	4 000	454,3
b	5	7,3	6 300	710,0

2.3 b : On a tenu compte de la masse des fermions.

L'estimation du nombre d'événements a été faite en considérant une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et une efficacité globale de 1/3.

Tableau 2.3: Section efficace, nombre d'événements et rapport R .

$$\sigma_{had} = 3790 \sigma_{QED} (e^-e^+ \longrightarrow \mu^-\mu^+)$$

ce qui correspond à 32735 événements par jour "plein". En une année et avec une efficacité de 1/3, on pense pouvoir enregistrer $5,5 \cdot 10^6$ événements, qui se répartissent comme suit :

Fermion	σ (nb)	Evts/an	%
ν_e, ν_μ ou ν_τ	3,3	$0,34 \cdot 10^6$	6,2
e	1,7	$0,17 \cdot 10^6$	3,2
μ	1,7	$0,17 \cdot 10^6$	3,2
τ	1,7	$0,17 \cdot 10^6$	3,2
u	5,7	$0,60 \cdot 10^6$	10,8
d	7,3	$0,77 \cdot 10^6$	13,8
c	5,7	$0,60 \cdot 10^6$	10,8
s	7,3	$0,77 \cdot 10^6$	13,8
t	4,7	$0,49 \cdot 10^6$	8,9
b	7,3	$0,77 \cdot 10^6$	13,9

Tableau 2.4: Taux d'événements attendus.

Chapitre 3

Les mésons charmés.

3.1 Introduction.

L'ensemble des mésons charmés constitue la première famille des mésons dits lourds, c'est à dire formés d'une combinaison

- d'un quark lourd : $Q = c, b$ ou t ,
- et d'un anti-quark léger : $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}$ ou $\bar{s}$.

Les mésons charmés comprennent 6 classes de particules :

- trois résultent de la combinaison du quark c avec chacun des anti-quarks $\bar{u}, \bar{d}$ et $\bar{s}$.
- les trois autres sont les antiparticules des précédentes et sont formées de la combinaison de l'anti-quark $\bar{c}$ avec les quarks u, d et s .

Récemment [1], il a été convenu de désigner tous les mésons charmés par la lettre D , à laquelle on ajoute la charge du méson et au besoin un indice supplémentaire pour les identifier sans équivoque.

Les 6 états fondamentaux des mésons charmés¹ sont donc :

$$\begin{array}{ll} D^0 & (c \bar{u}) \\ D^+ & (c \bar{d}) \\ D_s^+ & (c \bar{s}) \end{array} \quad \begin{array}{ll} \bar{D}^0 & (u \bar{c}) \\ D^- & (d \bar{c}) \\ D_s^- & (s \bar{c}) \end{array}$$

Les états fondamentaux des mésons charmés font partie du multiplet des mésons pseudo-scalaires $J^P = 0^-$ (cf. fig. 3.1). Cependant, d'autres mésons charmés sont également nécessaires pour compléter le multiplet des mésons vecteurs $J^P = 1^-$ (cf. fig. 3.2). Ce sont les mêmes particules que les précédentes mais dans un état excité. On les désigne par les mêmes symboles indicés d'une étoile : $D^{0*}, D^{\pm*}$ et $D_s^{\pm*}$ [40] - [43].

Le tableau 3.1 résume les différentes caractéristiques de ces mésons [1] [21].

¹La notation $D_s^{\pm}$ a remplacée l'ancienne dénomination des mésons charmés étranges ($F^{\pm}$).

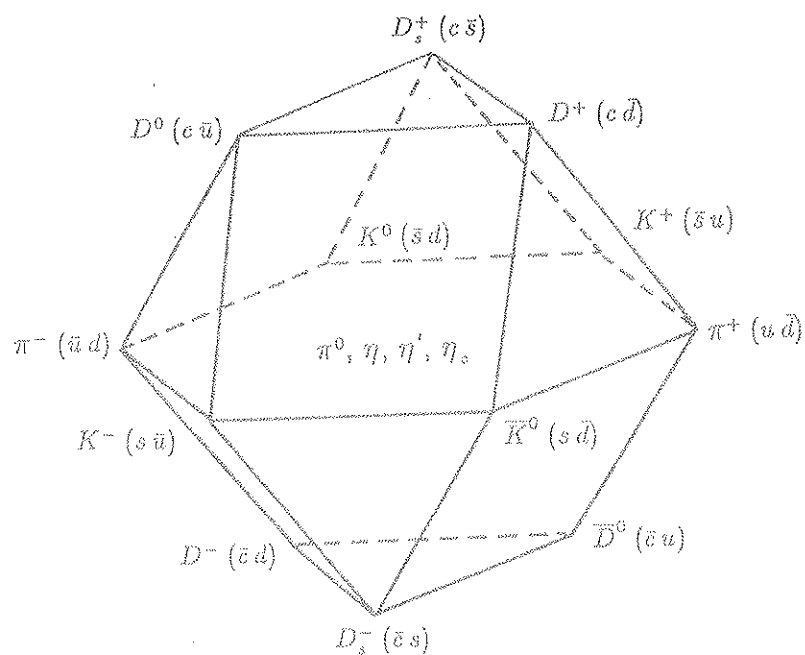


Figure 3.1: Multiplet des mésons pseudo-scalaires ($J^P = 0^-$).

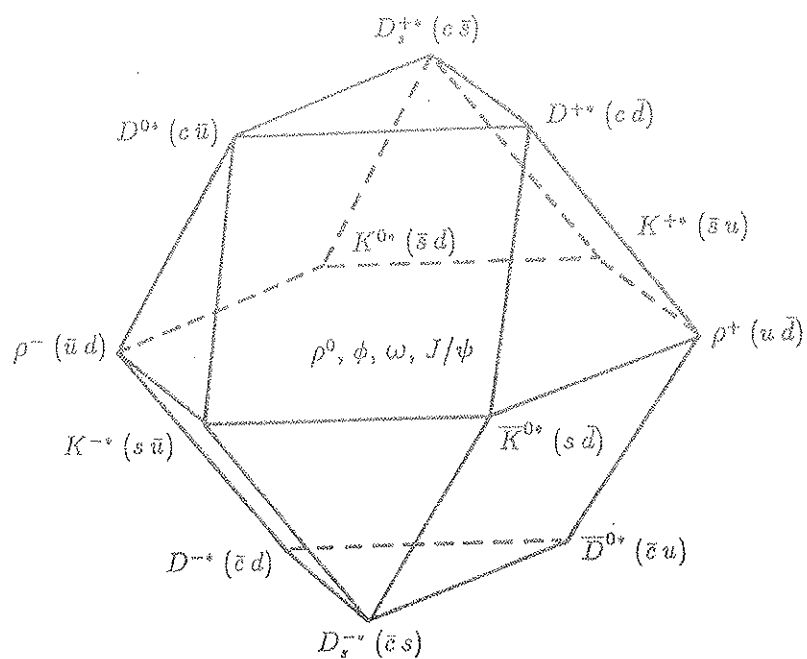


Figure 3.2: Multiplet des mésons vecteurs ($J^P = 1^-$).

	I	I_3	L	S	$2S+1L_J$	J^P	masse (GeV/c ²)	durée de vie (s)
$D^0, \bar{D}^0$	1/2	$\mp 1/2$	0	0	1S_0	0^-	$1864,6 \pm 0,6$	$4,34^{+0,24}_{-0,22} 10^{-13}$
$D^\pm$	1/2	$\pm 1/2$	0	0	1S_0	0^-	$1869,3 \pm 0,6$	$10,1^{+0,7}_{-0,6} 10^{-13}$
$D_s^\pm$	0	0	0	0	1S_0	0^-	$1970,5 \pm 2,5$	$3,5^{+0,8}_{-0,6} 10^{-13}$
$D^{0*}, \bar{D}^{0*}$	1/2	$\mp 1/2$	0	1	3S_1	1^-	$2007,2 \pm 2,1$	???
$D^{\pm*}$	1/2	$\pm 1/2$	0	1	3S_1	1^-	$2010,1 \pm 0,7$	???
$D_s^{\pm*}$	0	0	0	1	3S_1	1^-	$\simeq 2110$	???

$$J = L + S, P = (-1)^{L+1}$$

Tableau 3.1: *Caractéristiques des mésons charmés.*

3.2 Désintégration des mésons charmés.

Le cadre théorique de la production et de la désintégration des saveurs lourdes [16] - [23] est constitué essentiellement du modèle standard des interactions électrofaibles, auquel on ajoute des corrections QCD¹, dues aux interactions fortes. Cependant, ces désintégrations peuvent s'effectuer par des processus différents.

3.2.1 Le processus du quark spectateur.

Le processus du quark spectateur [18] considère la désintégration d'un seul des deux quarks constituant le méson. Le quark le plus lourd se désintègre alors que le plus léger ne participe pas à la réaction et reste "spectateur" (cf. fig. 3.3). Ce processus conduit à une largeur de désintégration partielle donnée, au premier ordre et en négligeant les masses des produits de désintégration, par l'expression :

¹Chromodynamique quantique.

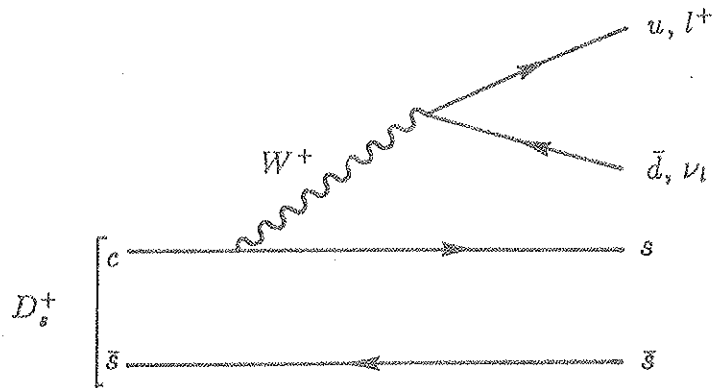


Figure 3.3: Désintégration d'un méson lourd dans le cadre du modèle du quark spectateur.

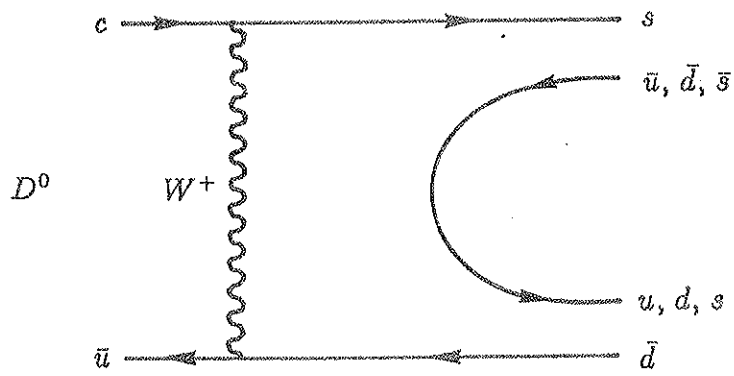


Figure 3.4: Désintégration d'un méson lourd neutre dans la voie t .

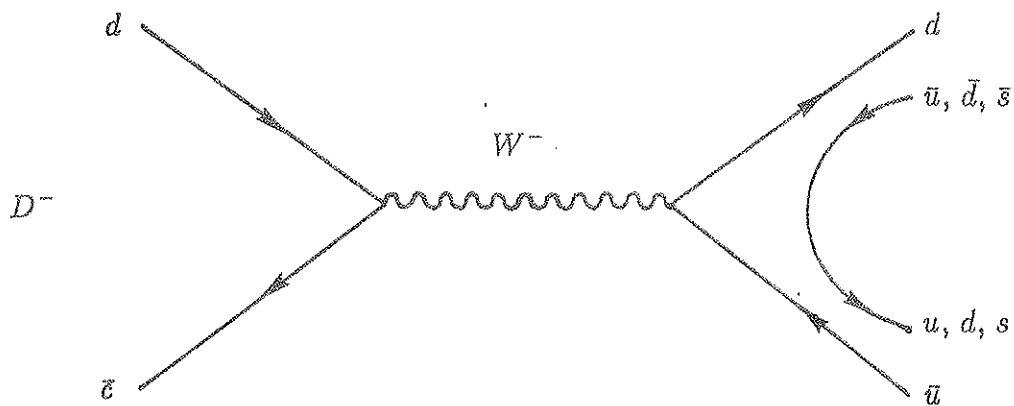


Figure 3.5: Désintégration d'un méson lourd chargé dans la voie s .

$$\Gamma_S = C \frac{G_F^2 m_Q^5}{192 \pi^3} \quad (3.1)$$

où C est un facteur de couleur dont la valeur est :

- $C = 1$ pour une paire lepton - antineutrino.
- $C = 3$ pour une paire quark - antiquark.

Pour un calcul détaillé de la largeur de désintégration, voir l'annexe A.

On peut noter la grande sensibilité de la largeur de désintégration à la masse du quark (5^{ème} puissance de la masse).

3.2.2 Les processus non-spectateurs.

Dans une seconde possibilité le quark léger peut également participer à la désintégration. Mais dans ce cas, on est amené à faire une distinction entre les mésons neutres et les mésons chargés. Pour être plus précis, on va considérer la désintégration des mésons D^0 et D^- .

- Dans le cas du méson neutre D^0 , la désintégration s'effectue par un processus d'échange dans la voie t (cf. fig. 3.4). Il est à noter que dans ce cas, un état final leptonique ou semi-leptonique est impossible.
- Pour le méson chargé D^- , l'équivalent est obtenu par un processus d'annihilation dans la voie s , où l'antiquark $\bar{c}$ s'annihile avec le quark d en un boson virtuel W^- , qui à son tour se désintègre en une paire fermion - antifermion (cf. fig. 3.5).

Pour être plus précis, considérons la désintégration :

$$D_s^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

où l'angle de Cabibbo n'intervient pas.

Pour calculer le taux de désintégration de ce processus (cf. annexe B), on considère que les deux quarks formant le méson sont au repos, dans un état $J^P = 0^-$ (approximation non relativiste). On aura :

$$\Gamma_{NS} = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D^-}^2 m_{D^-} m_\mu^2 \quad (3.2)$$

où $f_{D^-}^2$ est proportionnel à la probabilité de trouver les deux quarks à l'origine pour permettre leur annihilation mutuelle. La constante f est une grandeur physique d'un intérêt théorique important pour les mésons. Elle est une expression phénoménologique du recouvrement des fonctions d'onde des deux quarks constituant les mésons. Dans la désintégration du pion ($\pi \longrightarrow \mu \nu_\mu$) la même constante intervient avec $f_\pi \simeq 140$ MeV. On a également $f_K \simeq 1,25 f_\pi$, et de la même façon, on suppose $f_{D^\pm} \simeq f_{D^\pm} \simeq 100 - 200$ MeV.

3.2.3 Importance relative des deux types de processus.

Le spin du méson $D_s^\pm$ étant nul et en raison de la structure gauche des interactions faibles, la contribution des processus non-spectateurs est bien inférieure à celles des processus spectateurs. En effet, les désintégrations par des processus non-spectateurs forcent une particule à se trouver dans un état d'hélicité qui ne lui est pas favorable, ce qui sera d'autant plus difficile que sa masse sera faible, et diminuera d'autant la contribution de ce type de processus à la largeur de désintégration totale. En effet, en négligeant l'angle de Cabibbo, on est conduit à un rapport des processus non-spectateurs sur les processus spectateur de l'ordre de 1 % (cf. annexe B).

$$\frac{\Gamma_{NS} (D_s^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma_S (D_s^- \longrightarrow s \bar{s} \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 24 \pi^2 \frac{f_{D_s}^2 m_\mu^2}{m_c^4} \simeq 1 \% \quad (3.3)$$

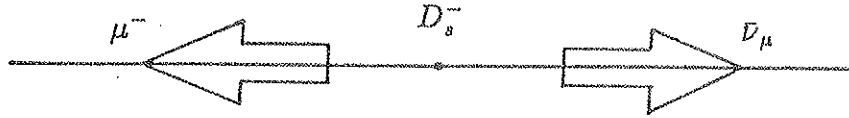


Figure 3.6: Désintégration $D_s^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ montrant l'hélicité droite du muon sortant.

Cette faible contribution des processus non-spectateurs est due au fait que la désintégration force le muon à se trouver dans un état d'hélicité qui ne lui est pas favorable (cf. fig. 3.6). En effet, le méson $D_s^\pm$ étant de spin nul ($S = 0$), la conservation du moment angulaire impose à la paire $(\mu^-, \bar{\nu}_\mu)$ un état $J = 0$. L'anti-neutrino ($\bar{\nu}_\mu$) étant de masse nulle son hélicité est droite, ce qui force le muon à être également dans un état d'hélicité droite. C'est le même phénomène physique qui intervient dans la désintégration du pion [15] pour défavoriser la création de paires (e, ν_e) , au profit des paires (μ, ν_μ) .

D'après l'équation 3.3 on peut voir que, la masse du quark lourd augmentant, les contributions des processus non-spectateurs diminuent par rapport à celles des processus spectateurs comme m^2/M_Q^4 où m est la masse du constituant léger dans l'état final, et ceci malgré la grande imprécision sur f_{D_s} .

Il semblerait alors raisonnable de négliger complètement les interactions à quark non-spectateur, et considérer uniquement le modèle du quark spectateur où la désintégration du quark lourd est la désintégration du méson lourd, mais nous verrons que cela n'est pas suffisant pour expliquer tous les résultats expérimentaux.

3.2.4 Corrections QCD.

Le modèle du quark spectateur peut être amélioré en incluant des corrections QCD dues aux interactions fortes. Celles-ci sont de deux types :

- Les premières corrections envisageables sont dues au rayonnement de gluons émis par les quarks. C'est un phénomène courant, identique au rayonnement de photons par les leptons. Des calculs théoriques montrent que la largeur de désintégration incluant le rayonnement de gluons (Γ) diffère de la largeur sans correction (Γ_0) d'un facteur :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + A \frac{\alpha_s}{\pi} + O(\alpha_s^2) \quad [30]$$

où, A est une constante indépendante de la masse du quark lourd et dont la valeur est de l'ordre de l'unité ($A \simeq 1$).

α_s est la constante de couplage fort à la masse du quark lourd :

$$\alpha_s(m_Q) = \frac{6\pi}{(33 - 2N_f) \ln(m_Q/\Lambda_{QCD})} \quad (3.4)$$

$\Lambda_{QCD} \simeq 0,3 \text{ GeV}/c^2$ [31] [32], et, N_f est le nombre de saveurs permises pour la désintégration.

Plus la masse du quark qui se désintègre sera élevée, plus les corrections radiatives seront faibles. En effet :

$$\lim_{m_Q \rightarrow \infty} \alpha_s(m_Q) = \lim_{m_Q \rightarrow \infty} \frac{6\pi}{(33 - 2N_f) \ln(m_Q/\Lambda_{QCD})} = 0$$

Pour le quark charmé c , $N_f = 3$. En prenant $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$, on a :

$$A \frac{\alpha_s(m_c)}{\pi} \simeq 13,8 \%$$

le rayonnement de gluons induit donc une augmentation de la largeur de désintégration du quark c de l'ordre de 10 % de la largeur sans correction.

- Un autre type de corrections QCD fait intervenir les échanges de gluons entre les différents quarks participant à la désintégration. Etudions l'effet de ces échanges sur la désintégration : $c \longrightarrow s$ ($u \bar{d}$) représentée par le diagramme de Feynman de la figure 3.7.

L'amplitude d'interaction faible de ce diagramme s'écrit :

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud} [\bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c \quad \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d]$$

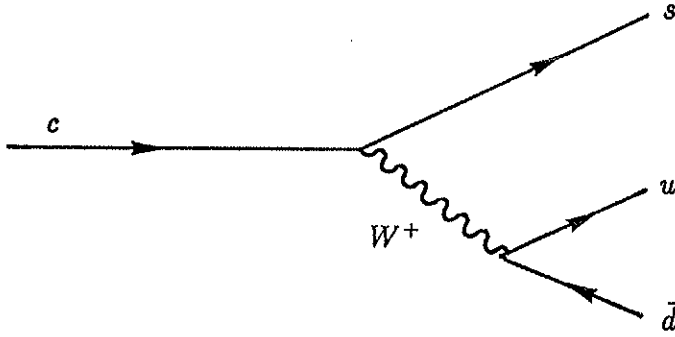


Figure 3.7: Désintégration $c \longrightarrow s (u \bar{d})$.

où les $V_{qq'}$ sont des éléments de la matrice de Kobayashi-Maskawa. Tous calculs faits, on aboutit à la largeur de désintégration suivante :

$$\Gamma (c \longrightarrow s (u \bar{d})) = 3 V_{cs}^2 V_{ud}^2 \frac{G_F^2 m_c^5}{192 \pi^3} \quad (3.5)$$

Si maintenant, on tient compte des corrections dues aux interactions fortes à courtes distances, c'est à dire aux échanges possibles de gluons entre les différents quarks, on est amené à sommer les contributions des graphes d'ordres supérieurs à n boucles (cf. fig. 3.8).

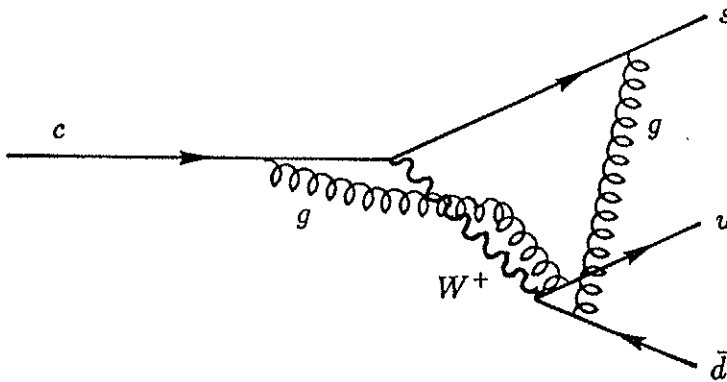


Figure 3.8: Désintégration $c \longrightarrow s (u \bar{d})$ avec échanges de gluons.

En sommant les effets de ces contributions et en ne conservant que les termes de la forme $(\alpha_s \ln(m_W/m_c))^n$, la nouvelle amplitude de désintégration obtenue peut se mettre sous la forme d'une somme de deux termes [21] :

$$M' = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud} \left[\frac{f_+ + f_-}{2} \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) c \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) d \right. \\ \left. + \frac{f_+ - f_-}{2} \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) c \right]$$

$$\text{avec : } f_+ = \left(\frac{\alpha_s(m_c)}{\alpha_s(m_W)} \right) \frac{12}{33 - 2N_f} \quad \text{et} \quad f_- = \frac{1}{f_+^2} \quad (3.6)$$

Négliger les interactions fortes revient à faire $f_+ = f_- = 1$. On retrouve alors l'amplitude précédente.

Le calcul complet de la largeur de désintégration conduit à l'expression :

$$\Gamma_{QCD} (c \rightarrow s (u \bar{d})) = (2f_+^2 + f_-^2) V_{cs}^2 V_{ud}^2 \frac{G_F^2 m_c^5}{192 \pi^3} \quad (3.7)$$

où le facteur de couleur ($C = 3$) a été remplacé par le terme $(2f_+^2 + f_-^2)$.

3.2.5 Largeur de désintégration et durée de vie.

En utilisant les équations 3.6, avec $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$, $m_W = 83,0 \text{ GeV}/c^2$ et $N_f = 3$, on obtient :

$$f_+ = 0,76, \quad f_- = 1,74$$

De sorte que :

$$2f_+^2 + f_-^2 = 4,19$$

La largeur de désintégration totale est obtenue en sommant toutes les largeurs partielles des différents modes de désintégration possibles (cf. Tableau 3.2). La largeur totale de désintégration est donc de :

$$\Gamma_{tot} = 6,17 \frac{G_F^2 m_c^5}{192 \pi^3}$$

Soit : $\Gamma_{D^0} = \Gamma_{D^\pm} = \Gamma_{D_s^\pm} = 1,07 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}$,
que l'on peut séparer en une partie leptonique (dominé par le processus $c \rightarrow s (l \nu_l)$) qui représente 32,3 % de la largeur totale de désintégration et une partie hadronique de 67,7 % constituée essentiellement des processus : $c \rightarrow s (q \bar{q}')$ (les désintégrations $c \rightarrow d (q \bar{q}')$ ne représentent que 5 % des processus hadroniques). Les corrections QCD ont conduit à augmenter le pourcentage de la

	en unité de $\frac{G_F^2 m_c^5}{192 \pi^3}$	
$c \rightarrow s (e \nu_e)$	V_{cs}^2	0,9487
$c \rightarrow s (\mu \nu_\mu)$	V_{cs}^2	0,9487
$c \rightarrow d (e \nu_e)$	V_{cd}^2	0,0493
$c \rightarrow d (\mu \nu_\mu)$	V_{cd}^2	0,0493
$c \rightarrow s (u \bar{d})$	$(2f_+^2 + f_-^2) V_{cs}^2 V_{ud}^2$	3,7755
$c \rightarrow s (u \bar{s})$	$(2f_+^2 + f_-^2) V_{cs}^2 V_{us}^2$	0,1958
$c \rightarrow d (u \bar{d})$	$(2f_+^2 + f_-^2) V_{cd}^2 V_{ud}^2$	0,1962
$c \rightarrow d (u \bar{s})$	$(2f_+^2 + f_-^2) V_{cd}^2 V_{us}^2$	0,0102

La valeur des éléments de la matrice de Kobayashi-Maskawa ont été pris dans la référence [1].

Tableau 3.2: Taux de désintégration du quark c .

partie hadronique d'un facteur $(2f_+^2 + f_-^2)/3 \simeq 1,40$, ce qui rend mieux compte des observations expérimentales.

La durée de vie moyenne des mésons charmés est obtenue à partir de :

$$\tau_c = \frac{1}{\Gamma_{tot}} \simeq \frac{192 \pi^3}{6,17 G_F^2 m_c^5}$$

D'où :

$$\tau_c \simeq \frac{1}{6,17} \left(\frac{m_\mu}{m_c} \right)^5 \tau_\mu$$

avec :

$$\tau_\mu = \frac{192 \pi^3}{G_F^2 m_\mu^5}$$

De sorte qu'avec $\tau_\mu = 2,197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ [1], on a :

$$\tau_{D^0} = \tau_{D^\pm} = \tau_{D_s^\pm} \simeq 6,2 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

3.2.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux.

La mesure des temps de vie moyens des mésons charmés n'est pas un problème facile du point de vue technique. Il s'agit de mesurer des temps de l'ordre de 10^{-13} seconde, ou, si l'on connaît la vitesse des particules, des distances de quelques dizaines à quelques centaines de microns (cf. Tableau 3.3). Les transformations de Lorentz nous permettent d'exprimer la longueur (λ) parcourue dans le laboratoire par une particule en fonction de son temps de vie propre (τ). On a :

$$\lambda = \gamma \beta c \tau$$

Pour $\tau = 5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$:

	m_{D^0} 1,86 GeV/c ²	$m_{D^\pm}$ 1,87 GeV/c ²	$m_{D_s^\pm}$ 1,97 GeV/c ²
$P = 1 \text{ GeV}/c$	81 μm	80 μm	76 μm
$P = 10 \text{ GeV}/c$	810 μm	800 μm	760 μm

Tableau 3.3: Distances moyennes parcourues par les mésons charmés.

Pour mesurer de telles distances, différentes techniques sont utilisées suivant le type d'expérience réalisée :

- Auprès des collisionneurs e^-e^+ , on utilise les traces reconstruites par les chambres à fils pour déterminer la distance entre le vertex principal et les vertex secondaires. Ces distances sont déterminées avec une imprécision importante (de l'ordre de 5 à 10 fois la longueur à mesurer). Cependant, cette imprécision est compensée par une grande statistique : l'erreur sur un ensemble de mesures décroît comme $1/\sqrt{N}$. ($\Delta\lambda \rightarrow \sigma/\sqrt{N}$ où σ est l'écart quadratique moyen et N le nombre de mesures).
- Les expériences sur cibles fixes permettent également de mesurer des distances très courtes. En effet, les détecteurs du type chambre à bulles, émulsion ou micro-strip au silicium atteignent une précision de l'ordre de quelques microns ($\delta\lambda \ll \lambda$). La difficulté dans ce genre d'expériences réside dans la sélection des événements au milieu d'un bruit de fond important et une statistique extrêmement basse (quelques centaines d'événements [53]). Ce sont quand même grâce à des expériences de ce type que les durées de vie des mésons charmés ont pu être mesurées le plus précisément.

Résumons brièvement les résultats expérimentaux. Les expériences d'annihilation e^-e^+ montrent que les rapports de branchement semi-leptonique du $D^\pm$ sont 2 à 7 fois plus importants que ceux du D^0 , alors que les rapports de branchement hadronique sont du même ordre de grandeur. D'autre part, les expériences sur cibles fixes montrent que la durée de vie du D^0 est plus courte que celle du $D^\pm$. Le temps de vie du $D_s^\pm$ est également plus court que celui du $D^\pm$, de près d'un facteur 3 (cf. Références [44] - [52] et [21] pour une compilation complète des expériences ayant mesuré le temps de vie des mésons charmés). La valeur moyenne mondiale des durées de vie des mésons charmés est de [21] :

$$\tau_{D^0} = 4,34^{+0,24}_{-0,22} 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D^\pm} = 10,1^{+0,7}_{-0,6} 10^{-13} \text{ s}$$

$$\tau_{D_s^\pm} = 3,5^{+0,8}_{-0,6} 10^{-13} \text{ s}$$

Il est évident que le modèle du quark spectateur développé précédemment et aboutissant à un temps de vie identique pour les trois mésons charmés, est insuffisant pour expliquer ces différences de temps importantes. L'étude des graphes de désintégration des mésons charmés montre que différents processus peuvent intervenir. Ces processus, comme celui de l'échange d'un boson W , estimé ne représenter que 1 % de la largeur de désintégration totale, jouent peut-être un rôle plus important, et ont été sous-estimés jusqu'à présent. Parmi ces processus, on peut citer :

- Les phénomènes d'interférence.
- Le mélange de couleurs.

- L'échange d'un boson W .
- L'annihilation.

Ces phénomènes peuvent intervenir simultanément de façon complémentaire ou opposée. Cependant, il n'existe pas de consensus sur l'importance relative de ces différents phénomènes. Tentons malgré tout d'en dégager les principaux traits caractéristiques, à la lumière des quelques résultats expérimentaux actuellement disponibles.

Interférence.

Considérons la désintégration :

$$D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+$$

Pour ce processus, il existe deux graphes de Feynman possibles (cf. fig. 3.9). Par conséquent un terme d'interférence doit intervenir dans le calcul de la largeur de désintégration partielle.

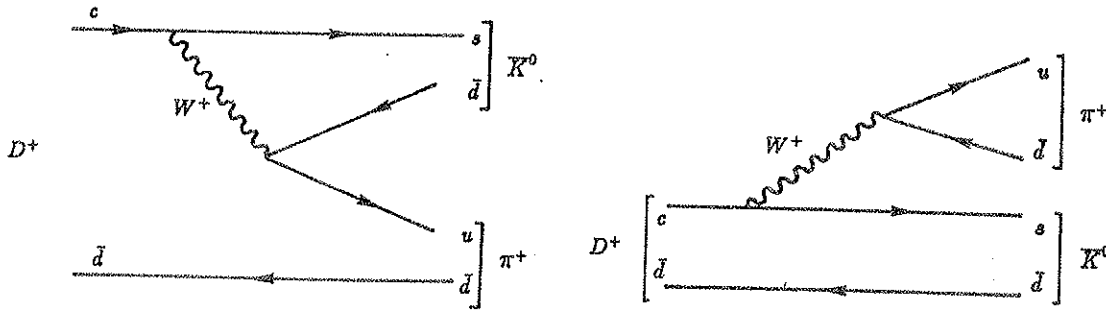


Figure 3.9: Désintégration $D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+$.

Par contre, pour la désintégration : $D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+$, il n'existe qu'un seul graphe (cf. fig. 3.10).

La différence entre ces deux désintégrations réside dans la valeur du couplage liant le boson W à ses produits de désintégration : $\cos \theta_C$ pour la première désintégration et $\sin \theta_C$ pour la seconde (θ_C étant l'angle de Cabibbo).

On s'attendrait donc à avoir :

$$\frac{B(D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+)}{B(D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+)} \simeq \frac{\sin^2 \theta_C}{\cos^2 \theta_C} = \tan^2 \theta_C \simeq 0,05$$

Or expérimentalement, on a pu mesurer :

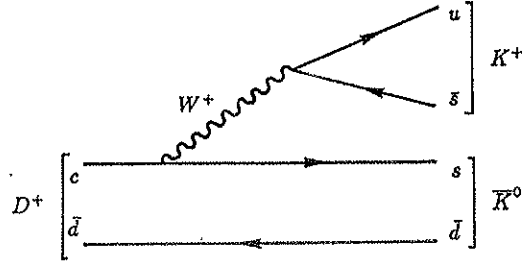


Figure 3.10: Désintégration $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$.

$$\frac{B(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+)}{B(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)} \simeq 0,32 \pm 0,13 \gg \tan^2 \theta_C \quad [20]$$

Le rapport des taux de désintégration est nettement plus élevé que prévu. Cela semblerait mettre en évidence la présence d'un phénomène d'interférence destructive qui défavoriserait la désintégration en $\bar{K}^0 \pi^+$.

Le mélange de couleurs.

Considérons les deux réactions similaires suivantes :

$$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0 \quad \text{et} \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+$$

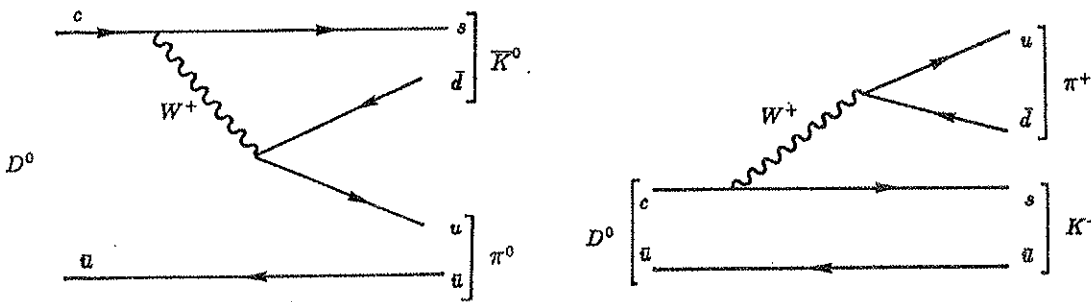


Figure 3.11: Deux désintégrations faibles du D^0 .

Dans la désintégration : $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ la couleur des quarks u et $\bar{d}$ provenant du W^+ est fixée par celle des deux autres quarks s et $\bar{u}$, alors que pour

la seconde désintégration les quarks u et $\bar{d}$ peuvent apparaître librement sous trois états de couleur différents. On attend donc un facteur $1/3$ entre les rapports de branchement des deux processus. Il intervient également un facteur $1/2$ provenant du carré de la fonction d'onde du π^0 : $(u\bar{u} - d\bar{d}) / \sqrt{2}$ [24].

On devrait donc avoir :

$$\frac{B(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} \simeq \frac{1}{6}$$

alors qu' expérimentalement, on a mesuré :

$$\frac{B(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0)}{B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 0,45 \pm 0,08 \pm 0,05 \quad [19]$$

résultat qui ne correspond pas à celui escompté mais qui semble indiquer cependant une légère prédominance des processus où le choix de la couleur est libre.

L'échange d'un W .

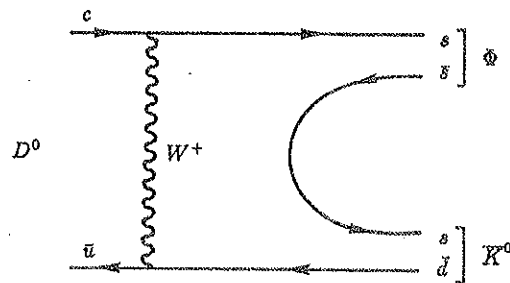


Figure 3.12: Désintégration $D^0 \rightarrow \Phi \bar{K}^0$.

Actuellement, différentes expériences ont confirmé l'existence de désintégrations qui ne peuvent être interprétées que par un processus faisant intervenir l'échange d'un boson virtuel W .

Par exemple, pour le rapport de branchement : $B(D^0 \rightarrow \Phi \bar{K}^0)$ on a [20] :

ARGUS	$1,18 \pm 0,25 \pm 0,17 \%$
CLEO	$1,18 \pm 0,40 \pm 0,17 \%$
MARK III	$1,1^{+0,7}_{-0,5} {}^{+0,4}_{-0,2} \%$

L'annihilation.

Si l'on considère le méson $D_s^\pm$, en tenant compte du processus d'annihilation, deux graphes peuvent conduire à la désintégration (cf. fig. 3.13) :

$$D_s^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+$$

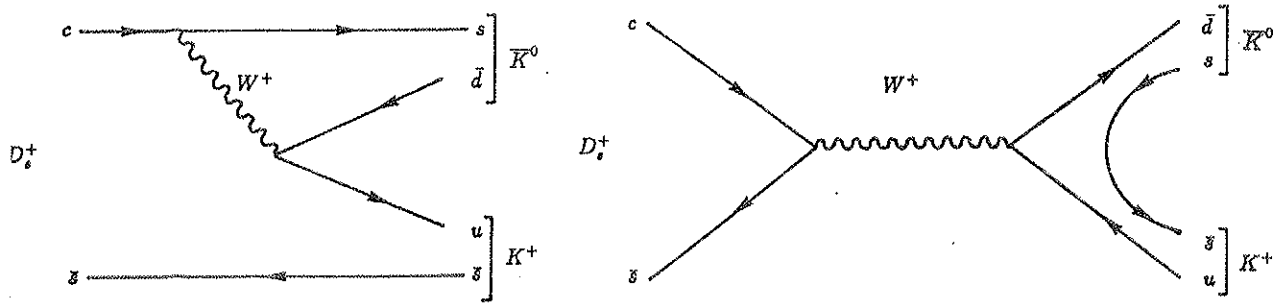


Figure 3.13: Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+$.

Par contre, il n'existe qu'un seul graphe pour la réaction (cf. fig. 3.14) :

$$D_s^+ \longrightarrow \Phi \pi^+$$

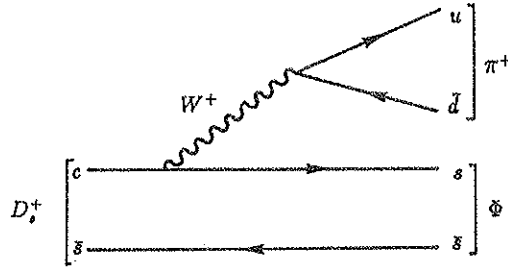


Figure 3.14: Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \Phi \pi^+$.

Sans le terme d'annihilation, on a vu qu'on doit s'attendre à une prédominance de la désintégration : $D_s^+ \longrightarrow \Phi \pi^+$ dans laquelle le choix de la couleur des quarks u et $\bar{d}$ est libre. Cependant, expérimentalement on a obtenu l'inverse :

$$\frac{B(D_s^\pm \longrightarrow \bar{K}^{0*} K^\pm)}{B(D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm)} = 1,44 \pm 0,37 \quad [37]$$

Ceci semble bien indiquer la présence d'un autre processus qui rend prédominante ou au moins équivalente la désintégration : $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{0*} K^+$ par rapport à la désintégration : $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$. L'hypothèse du processus d'annihilation de la figure 3.13 fournit une interprétation possible de ce résultat.

3.3 Le méson charmé étrange : $D_s^\pm$.

L'existence des mésons D^0 et $D^\pm$ est maintenant bien établie [1], [53]. Les durées de vie ainsi que les rapports de branchement des différents canaux de désintégration ont pu être mesurés. Il reste encore quelques points obscurs dans les mécanismes de désintégration de ces mésons, mais l'ensemble des résultats obtenus commence à clarifier la situation et l'on attend beaucoup de l'étude du méson $D_s^\pm$.

En effet, il n'y a encore que quelques expériences qui ont établi la présence d'une particule répondant aux caractéristiques du méson $D_s^\pm$. Ces expériences sont de deux types. Ce sont soit des expériences d'annihilation e^-e^+ , soit des expériences sur cibles fixes.

3.3.1 Les expériences d'annihilation e^-e^+ .

<i>CESR</i>	<i>CLEO</i>	10,5 GeV	[33]
<i>PETRA</i>	<i>TASSO</i>	34,7 GeV	[34]
<i>DORIS II</i>	<i>ARGUS</i>	9,4 – 10,6 GeV	[35]
<i>PEP</i>	<i>HRS</i>	29 GeV	[36]
<i>DORIS II</i>	<i>ARGUS</i>	10 GeV	[37]

Ces expériences ont ainsi établi la présence d'un signal aux environs de 1,97 GeV/c² (cf. fig. 3.15 [33]) :

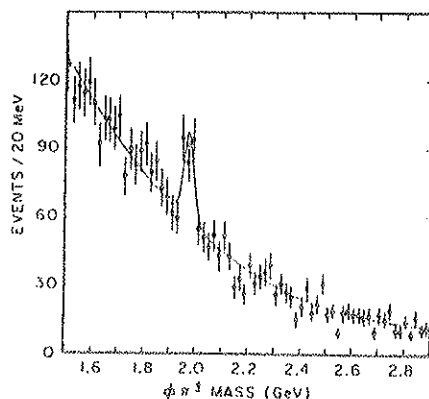


Figure 3.15: Mise en évidence expérimentale du méson $D_s^\pm$ par CLEO.

La distribution angulaire des particules constituant le système $K^+ K^- \pi^\pm$ est en accord avec le spin ($S = 0$) attendu pour le méson $D_s^\pm$. C'est à dire une distribution isotrope du $\pi^\pm$ (θ_π) dans le repère du centre de masse du $D_s^\pm$, orienté suivant la direction du méson $D_s^\pm$ dans le laboratoire (cf. fig. 3.16) [33] :

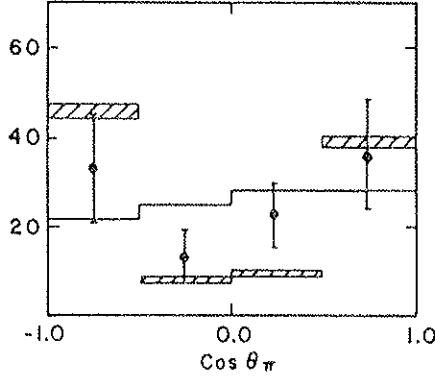


Figure 3.16: Distributions angulaires compatibles avec le spin nul du méson $D_s^\pm$.

La collaboration ARGUS a également pu mettre en évidence le méson $D_s^\pm$ par l'analyse d'autres canaux de désintégration. Ils ont pu obtenir un signal (cf. fig. 3.17) du méson $D_s^\pm$ aux environs de $1,97 \text{ GeV}/c^2$ dans les deux canaux de désintégration suivants :

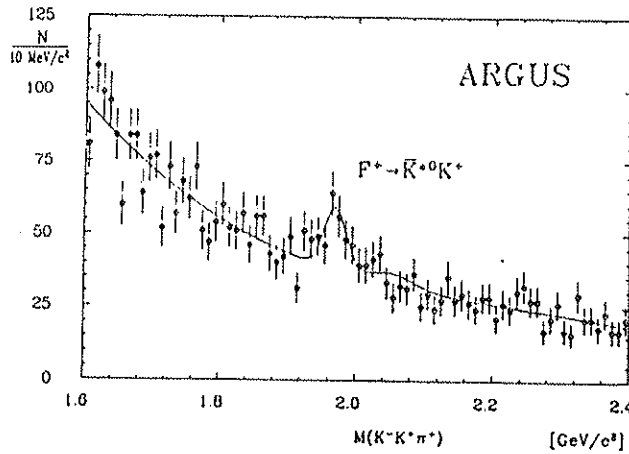
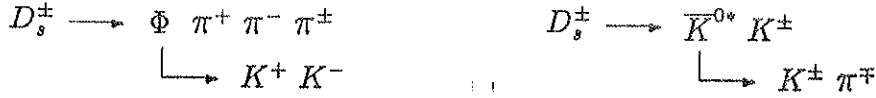


Figure 3.17: Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \bar{K}^{0*} K^+$.

3.3.2 Les expériences sur cibles fixes.

<i>SPS CERN</i>	<i>ACCMOR</i>	[39]
<i>FERMILAB</i>	<i>E691</i>	[52]

Pour l'expérience d'ACCMOR, il s'agit d'un faisceau de hadrons de 200 GeV, focalisé sur une cible de beryllium de 20 mm sur 0,5 mm et de 20 mm d'épaisseur. A l'aide d'un spectromètre magnétique et d'un détecteur au silicium à haute résolution, cette expérience a pu mesurer la masse et le temps de vie du méson $D_s^\pm$ dans le mode de désintégration (cf. fig. 3.18) [39] :

$$D_s^\pm \longrightarrow K^+ K^- \pi^\pm$$

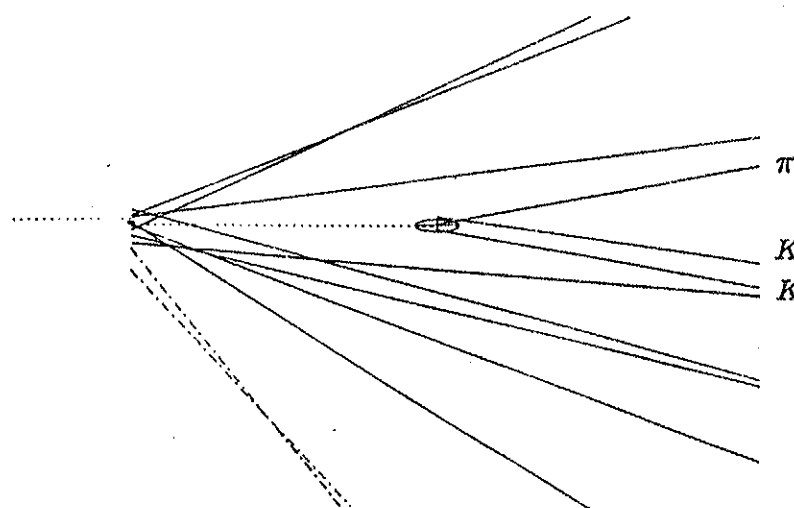


Figure 3.18: Désintégration $D_s^\pm \longrightarrow K^+ K^- \pi^\pm$.

L'expérience E691 de FERMILAB utilise un faisceau de photons de 260 GeV/c, qui vient frapper une cible de beryllium. Le détecteur est constitué de micro-strip au silicium suivi d'un spectromètre permettant une bonne identification des particules.

Les résultats obtenus sont compatibles avec ceux des expériences d'annihilation :

<i>ACCMOR</i>	$m_{D_s^\pm} = 1975 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$	$\tau_{D_s^\pm} = 3,2^{+3,0}_{-1,3} 10^{-13} \text{ s}$
<i>E691</i>		$\tau_{D_s^\pm} = 4,8^{+0,06}_{-0,05} \pm 0,02 10^{-13} \text{ s}$

3.4 Conclusion.

J'ai voulu présenter ici, non pas une revue exhaustive de nos connaissances actuelles des mésons charmés, mais plutôt un essai de mise en évidence des interrogations posées par certains résultats expérimentaux inattendus. De cette

tentative, il ressort que tout n'est pas encore totalement satisfaisant dans notre compréhension du charme. Bien que certains résultats soient maintenant acquis, il reste des problèmes fondamentaux que les différents modèles développés sont incapables d'expliquer globalement. Des pages précédentes, on peut tirer certaines constatations :

- L'existence des mésons D^0 et $D^\pm$ est bien établie [53]. Leur masse et leur durée de vie ont pu être mesurées avec une relativement bonne précision. Leurs principaux modes de désintégration ont pu être identifiés et leurs rapports de branchement commencent à être connus.
- L'existence du méson $D_s^\pm$ semble bien confirmé, à la fois par des expériences d'annihilation e^-e^+ et par des expériences sur cible fixe. La masse a été mesurée à partir de la désintégration :

$$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm \quad m_{D_s^\pm} = 1970,5 \text{ MeV}/c^2.$$

Par contre, les rapports de branchement des désintégrations du $D_s^\pm$ sont mal connus. Les mesures des durées de vie sont encore trop imprécises pour permettre d'appréhender les mécanismes dominants de ces désintégrations.

- D'un point de vue théorique, la valeur des corrections QCD, ainsi que l'importance relative des différents processus de désintégration pour chacun des mésons charmés, sont difficiles à évaluer précisément.
- Les différents modèles théoriques bâtis à partir du modèle du quark spectateur ont bien du mal à rendre compte des résultats expérimentaux, comme par exemple certaines valeurs de rapport de branchement ou encore l'écart important des durées de vie des différents mésons charmés. L'imprécision de nos mesures actuelles ne permet pas de trancher. Une sélection des différentes hypothèses nécessite une mesure précise des durées de vie ou une étude des canaux de désintégration du méson $D_s^\pm$. Ces nouvelles informations permettront d'éliminer certains modèles, mais bien entendu, ceux-ci pourraient ne pas correspondre du tout à la réalité. Il faudrait alors imaginer un compromis entre différents modèles, ou encore quelque chose de complètement différent.

Cependant, les informations qui nous manquent actuellement devraient nous être fournies par les expériences LEP. La production de saveurs lourdes dans le collisionneur e^-e^+ du CERN, au pic du Z^0 , devrait conduire à un taux de production important de mésons charmés. L'étude de ces événements nous permettra de préciser les mesures de durée de vie et ouvrira l'accès à de nouveaux canaux de désintégration. Ces informations seront d'un intérêt capital pour notre compréhension des mécanismes de désintégration des mésons charmés.

Chapitre 4

Apport d'un Čerenkov à images.

4.1 Introduction.

Le but de ce chapitre est d'évaluer l'aide que peut apporter un détecteur du type Čerenkov à images (RICH) dans l'analyse de certains canaux de désintégration rares. Pour cela nous allons, à partir d'événements hadroniques du type :

$$e^-e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow q \bar{q}$$

essayer de mettre en évidence le signal du méson $D_s^\pm$. Il apparaîtra que l'identification des hadrons par le RICH sera d'un intérêt capital pour notre étude.

Mais, avant d'extraire le signal du méson $D_s^\pm$ d'événements hadroniques "tout venant", ce qui sera l'objet du chapitre suivant, nous consacrerons ce chapitre à la mise au point d'une méthode d'analyse sur un lot d'événements où au moins un méson $D_s^\pm$ est produit.

Lorsque l'on recherche la signature d'une particule qui n'est pas directement observable en raison d'un temps de vie trop court, comme c'est le cas par exemple pour le méson $D_s^\pm$, c'est par ses produits de désintégration que l'on tente de la mettre en évidence. Pour cela, une méthode est de choisir un de ses canaux de désintégration et de reconstruire la particule initiale, à l'aide des particules produites qui sont observables et des particularités cinématiques de la désintégration. C'est la méthode que nous allons suivre pour identifier le méson $D_s^\pm$.

4.2 Génération des événements.

Bien que l'existence du méson $D_s^\pm$ soit maintenant bien établie (cf. le chapitre sur les mésons charmés et les références [33] - [39]), ses différents canaux de désintégration sont mal connus, et les programmes de génération d'événements simulent la production et la désintégration des mésons $D_s^\pm$ à partir de nos connaissances actuelles des propriétés des quarks. Pour produire des événements, nous

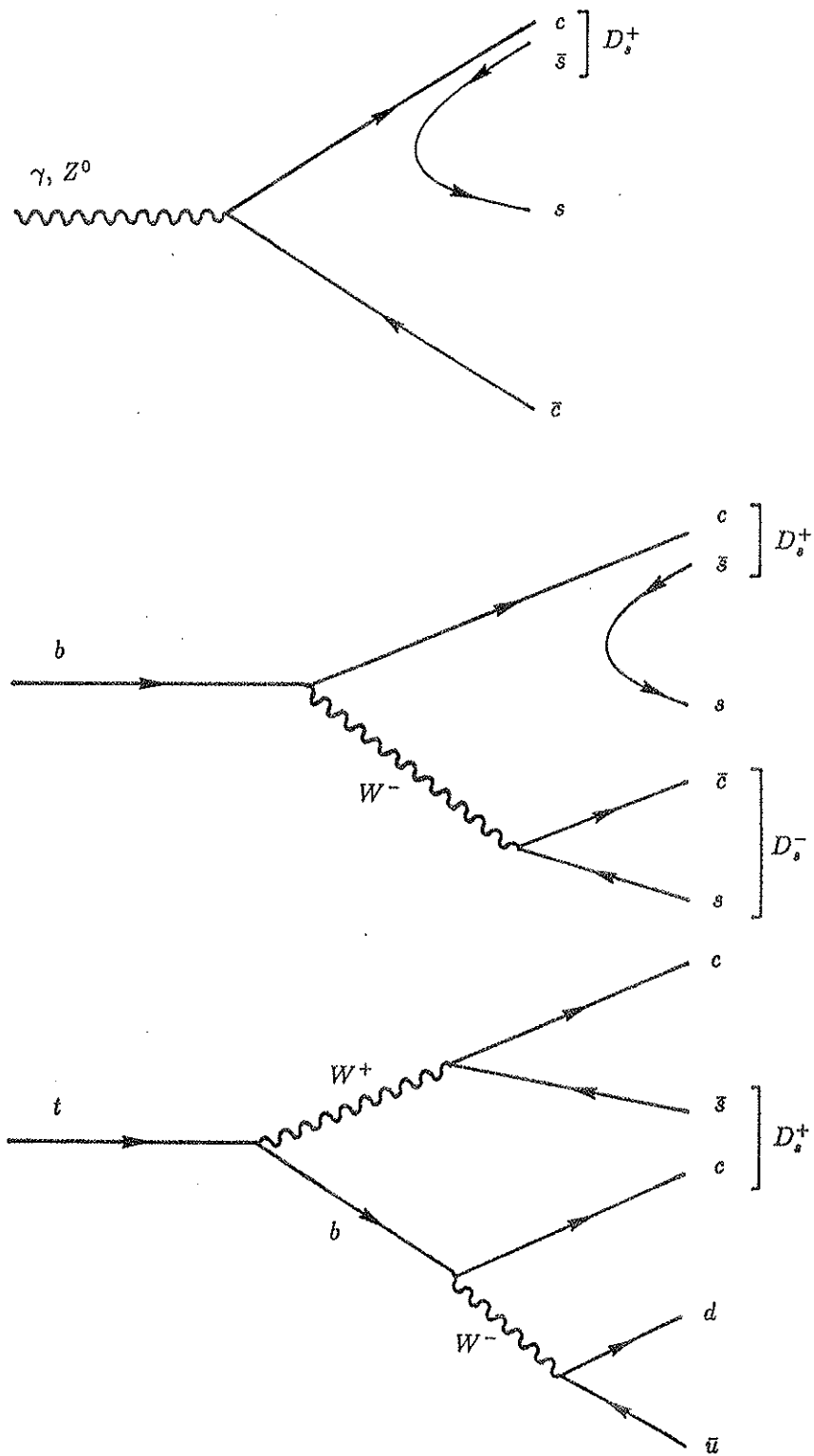


Figure 4.1: Production des mésons $D_s^\pm$.

avons utilisé le programme de génération de LUND [54], du nom de l'université où le code a été écrit. Ce programme crée des événements du type :

$$e^-e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow q \bar{q}$$

suivant les principes du modèle standard. L'hadronisation de la paire de quarks émise est obtenue en tendant une "corde" entre les deux quarks et en la fragmentant ensuite de façon aléatoire. Différents paramètres définissent les caractéristiques des événements produits. Parmi les principaux, on peut citer :

- L'énergie dans le centre de masse des collisions e^-e^+ . On a choisi des faisceaux d'électrons et de positrons de 45 GeV de façon à se placer au pic du Z^0 où la section efficace électrofaible est maximum. Cette énergie sera celle du LEP, lors de la phase I.
- Génération d'événements hadroniques uniquement. On pense pouvoir isoler assez facilement les événements leptoniques des événements hadroniques. La multiplicité des particules détectées sera probablement un bon critère. On a donc utilisé la possibilité de créer uniquement des événements avec 6 saveurs de quarks, en prenant une masse de 40 GeV pour le quark t .
- On a également permis la génération éventuelle de photons radiatifs émis par les électrons et les positrons, ainsi que l'émission de gluons par les quarks.

4.3 Production des mésons $D_s^\pm$.

La production des mésons charmés est actuellement comprise comme la formation d'un état lié entre un quark c et un quark plus léger (u , d ou s) dont les modes de création sont différents. Le quark c provient soit de la production directe d'une paire de quarks charmés par désintégration du Z^0 , soit de la production en cascade, par désintégration faible, d'une saveur plus lourde ($b \longrightarrow c W^-$ ou $t \longrightarrow b W^+$ avec $b \longrightarrow c W^-$). Le quark plus léger, quant à lui, est issu d'une création de paires lors de la fragmentation des quarks initiaux ou de la désintégration d'un W^- (cf. fig. 4.1).

Les mésons charmés sont donc produits presque uniquement dans des événements hadroniques à saveurs lourdes. C'est effectivement ce qui est reproduit par le programme de génération d'événements utilisé. Sur 10 000 événements contenant au moins un méson $D_s^\pm$, seuls 17 d'entre eux sont des événements $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$. Pour cette raison, le taux de production de mésons $D_s^\pm$ est relativement faible. Pour sélectionner les 10 000 événements contenant au moins un méson $D_s^\pm$, il a fallu produire 66 273 événements hadroniques, ce qui correspond à un taux de production de 15,1 %. De plus, il est à noter que parmi ces 10 000 événements,

$D_s^\pm \longrightarrow \mu^\pm \nu_\mu \Phi$	6,1 %
$D_s^\pm \longrightarrow e^\pm \nu_e \Phi$	5,9 %
$D_s^\pm \longrightarrow K^{\pm*} K^{0*}$	5,8 %
$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm$	4,6 %
$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \rho^\pm$	4,2 %
$D_s^\pm \longrightarrow K^{\pm*} K^0$	3,9 %
$D_s^\pm \longrightarrow K^\pm K^{0*}$	3,6 %
$D_s^\pm \longrightarrow K^\pm K^0$	2,2 %
$D_s^\pm \longrightarrow e^\pm \nu_e \eta'$	2,2 %
$D_s^\pm \longrightarrow \mu^\pm \nu_\mu \eta$	2,2 %
$D_s^\pm \longrightarrow \mu^\pm \nu_\mu \eta'$	2,1 %
$D_s^\pm \longrightarrow e^\pm \nu_e \eta$	2,0 %
$D_s^\pm \longrightarrow \text{autres}$	55,2 %

	n_1	n_2	n_3	n_4	
$n_1 \pi^\pm$	3, 5	—	—	—	2,2 %
$n_1 \pi^\pm (\eta, \eta', \eta\eta, \eta\eta')$	1, 3	—	—	—	5,4 %
$n_1 \pi^\pm \Phi$	3	—	—	—	0,7 %
$n_1 \pi^\pm \eta \Phi$	1	—	—	—	0,4 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0$	1, 3, 5	1, 2, 3, 4	—	—	16,4 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0 (\eta, \eta', \eta\eta, \eta\eta')$	1, 3	1, 2	—	—	7,9 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0 \Phi$	1, 3	1, 2	—	—	2,4 %
$n_1 \pi^\pm n_3 K^\pm$	1, 3	—	2	—	2,1 %
$n_1 \pi^\pm n_3 K^\pm \eta$	1	—	2	—	0,4 %
$n_1 \pi^\pm n_4 K^0$	1	—	—	2	0,5 %
$n_3 K^\pm n_4 K^0$	—	—	1	1	0,7 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0 n_3 K^\pm$	1	1, 2	2	—	5,8 %
$n_1 \pi^\pm n_3 K^\pm n_4 K^0$	2	—	1	1	0,6 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0 n_4 K^0$	1	1	—	2	0,6 %
$n_2 \pi^0 n_3 K^\pm n_4 K^0$	—	1, 2	1	1	1,4 %
$n_2 \pi^0 n_3 K^\pm n_4 K^0 \eta$	—	1	1	1	0,4 %
$n_1 \pi^\pm n_2 \pi^0 n_3 K^\pm n_4 K^0 \eta$	1, 2	1, 2	1	1	1,6 %
autres	—	—	—	—	5,7 %

Tableau 4.1: Désintégrations des mésons $D_s^\pm$ (LUND).

1410 contiennent deux mésons $D_s^\pm$, ce qui fait un total de 11410 mésons $D_s^\pm$ produits. D'autre part, 75 % des mésons $D_s^\pm$ ne sont pas créés directement mais passent par un état excité : $D_s^{\pm*}$. La désintégration du $D_s^{\pm*}$ en $D_s^\pm$ se produit à 100 % par émission d'un photon (la désintégration en π^0 est interdite par conservation d'isospin).

4.4 Choix des canaux de désintégration.

L'étude des mésons $D_s^\pm$ produits a permis de recenser plus de 250 voies possibles de désintégration. La plupart de ces désintégrations a un taux d'apparition très faible (de 10^{-4} à qq. 10^{-8}). Le tableau 4.1 donne une liste des principaux modes de désintégration. Ils correspondent pour la plupart à des processus pouvant être expliqués par le modèle simple du quark spectateur (cf. fig. 4.2).

Pour rechercher le méson $D_s^\pm$, il s'agissait de choisir parmi les canaux à plus fort taux d'apparition du tableau 4.1. Deux critères ont guidé notre choix :

- Le premier fut de considérer les voies où les particules de l'état final sont toutes observables par le détecteur. Ce critère a permis en particulier d'éliminer toutes les voies semi-leptoniques où un neutrino (non observable) est produit. Cependant, ce choix est arbitraire. Il sera certainement possible de mettre en évidence les mésons $D_s^\pm$ à partir d'une voie semi-leptonique. La présence d'un lepton chargé de grande impulsion sera un bon paramètre de recherche.
- Le second critère portait sur la possibilité d'identifier les particules de l'état final. De façon à pouvoir utiliser les informations fournies par le RICH, nous avons retenu les canaux menant à un état final constitué uniquement de particules chargées.

Ces deux critères ont réduit notre choix à seulement deux canaux :

$$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm \quad \text{et} \quad D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm$$

Nous avons finalement opté pour le canal :

$$\begin{array}{c} D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad K^+ K^- \end{array} \quad (4.1)$$

où la reconstruction préalable du méson Φ , dont la largeur de désintégration est faible ($4,2 \text{ MeV}/c^2$), permettra une coupure fine lors de la recherche des mésons $D_s^\pm$.

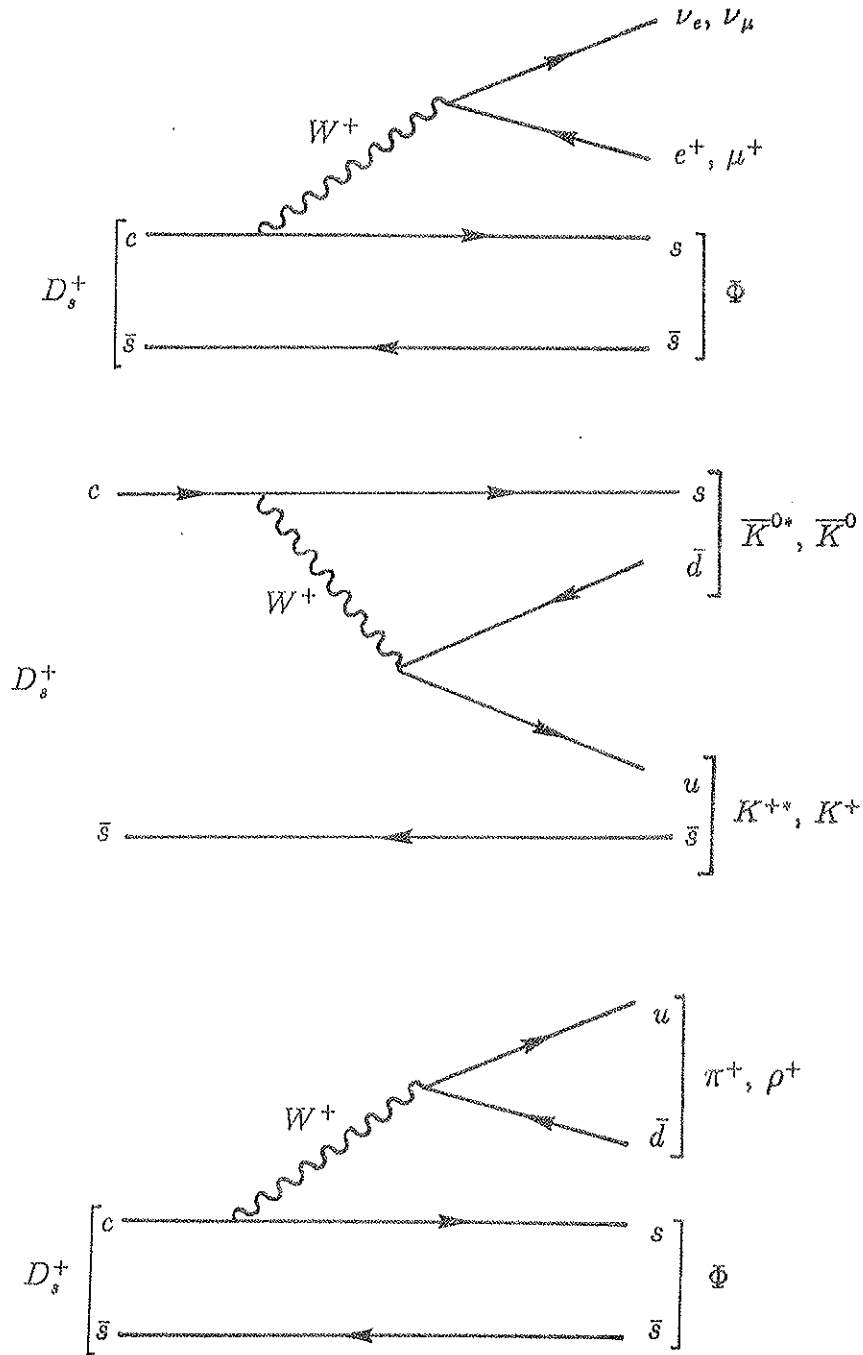


Figure 4.2: Graphes de Feynman associés aux principaux canaux de désintégration du méson $D_s^\pm$.

4.5 Sélection et traitement des événements.

Pour effectuer notre recherche du méson $D_s^\pm$, nous avons d'abord utilisé une sélection d'un millier d'événements produisant au moins un méson $D_s^\pm$ se désintégrant suivant le canal 4.1. Lors de la sélection de ce lot d'événements, nous avons pu comptabiliser :

254 152 événements créés dans la voie $e^-e^+ \longrightarrow q \bar{q}$,
 38 857 événements contenant au moins un méson $D_s^\pm$,
 43 451 mésons $D_s^\pm$ produits.

Le taux de production simulé des mésons $D_s^\pm$ rapporté aux événements hadroniques est donc de :

$$B(e^-e^+ \longrightarrow D_s^\pm X) \simeq 15,3 \%$$

Parmi les mésons $D_s^\pm$ produits, 1 004 se désintègrent suivant 4.1. Le rapport de branchement simulé du canal 4.1 est donc de :

$$B(D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm; \Phi \longrightarrow K^+ K^-) \simeq 2,3 \%$$

Il s'agit d'un type d'événement rare. Rapporté aux événements hadroniques, on a :

$$B(e^-e^+ \longrightarrow D_s^\pm X; D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm; \Phi \longrightarrow K^+ K^-) \simeq 0,4 \%$$

Pour tenter de rendre réalistes les événements simulés par le programme, il convient d'y apporter certaines transformations. Celles-ci sont de deux types : les premières concernent l'acceptance du détecteur DELPHI, et les secondes, la précision des mesures qu'il permettra d'obtenir.

- Les transformations de l'événement dues à l'acceptance de DELPHI portent sur l'élimination des particules traversant les zones mortes du détecteur. Ce sont les parties du détecteur où les particules ne peuvent pas être observées. On conserve uniquement les particules situées dans les zones définies par $14^\circ \leq \theta_p \leq 35,5^\circ$ et $43^\circ \leq \theta_p \leq 89^\circ$. (θ_p étant la valeur absolue de l'angle entre l'impulsion de la particule et la direction du faisceau d'électrons.)
- Les secondes transformations qui ont été appliquées aux événements ont pour but de tenir compte des erreurs de mesure. Elles sont différentes suivant qu'il s'agit de particules chargées (essentiellement $e^\pm$, $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$) ou de particules neutres (n , K_L^0 et γ). Pour les particules chargées, ce que l'on mesure le mieux c'est l'impulsion, à partir de la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique. On applique donc une erreur gaussienne à la mesure de l'impulsion transverse (P_t) avec une largeur à

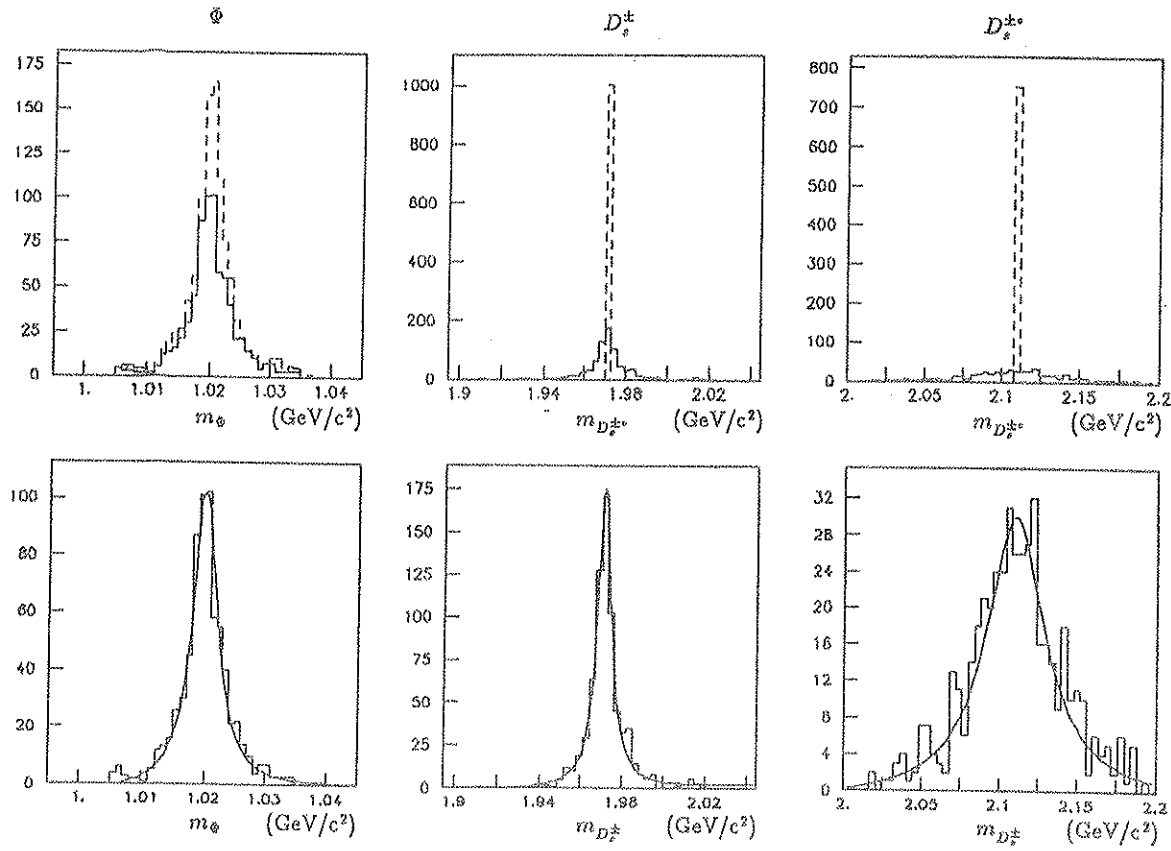


Figure 4.3: Influence des erreurs de mesure sur la masse des particules.

	Φ	$D_s^\pm$	$D_s^{\pm*}$
Δm MeV/c^2	4,8	7,9	45,9

Tableau 4.2: Incertitude sur la masse due aux erreurs de mesure.

mi-hauteur proportionnelle au carré de cette impulsion. Pour l'ensemble du détecteur DELPHI, on espère :

$$\frac{\Delta P_t}{P_t} = 0,002 P_t \quad (\text{GeV}/c)$$

La direction et la masse de la particule sont conservées et l'on recalcule le quadri-vecteur énergie-impulsion à partir de la nouvelle valeur de l'impulsion transverse.

Pour les particules neutres, on utilise les calorimètres pour mesurer les énergies. On applique donc sur cette mesure une erreur gaussienne dont la largeur est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E_{\text{GeV}}}} \quad \text{pour les neutrons et les } K_L^0,$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,185}{\sqrt{E_{\text{GeV}}}} \quad \text{pour les photons.}$$

Le quadri-vecteur énergie-impulsion est recalculé à partir de la nouvelle valeur de l'énergie.

Ces différentes modifications visent à rendre les événements plus réalistes et à tenir compte des caractéristiques géométriques et des performances attendues du détecteur. Les valeurs utilisées pour les erreurs de mesures, initialement évaluées à partir d'estimations théoriques des possibilités du détecteur, ont maintenant pu être vérifiées sur les différents prototypes. Cependant, la réalité pourrait encore légèrement différer de ces prévisions. D'autre part, il n'a pas été tenu compte des zones mortes situées à la jonction des différents modules, ni de l'efficacité de fonctionnement du détecteur. Malgré tout, un certain réalisme a pu être introduit dans les événements créés par LUND, pour s'approcher de la description que le détecteur DELPHI pourra nous donner des événements réels.

Pour illustrer les modifications apportées aux événements, dues à l'introduction des erreurs de mesure, on peut par exemple, regarder les transformations subies par les signaux des particules du canal de désintégration choisi. En portant sur un graphique les combinaisons de masses invariantes des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$, calculées avant et après traitement des événements, on obtient la figure 4.3. Les distributions en pointillé représentent les signaux produits par le Monte-Carlo de LUND et les distributions en lignes continues correspondent aux mêmes signaux après simulation de l'acceptance du détecteur et des erreurs de mesures.

Pour les mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ on peut noter une diminution du signal due aux particules non observées ainsi qu'un élargissement relatif aux imprécisions de mesure. L'élargissement plus important du méson $D_s^{\pm*}$ est dû à l'imprécision assez

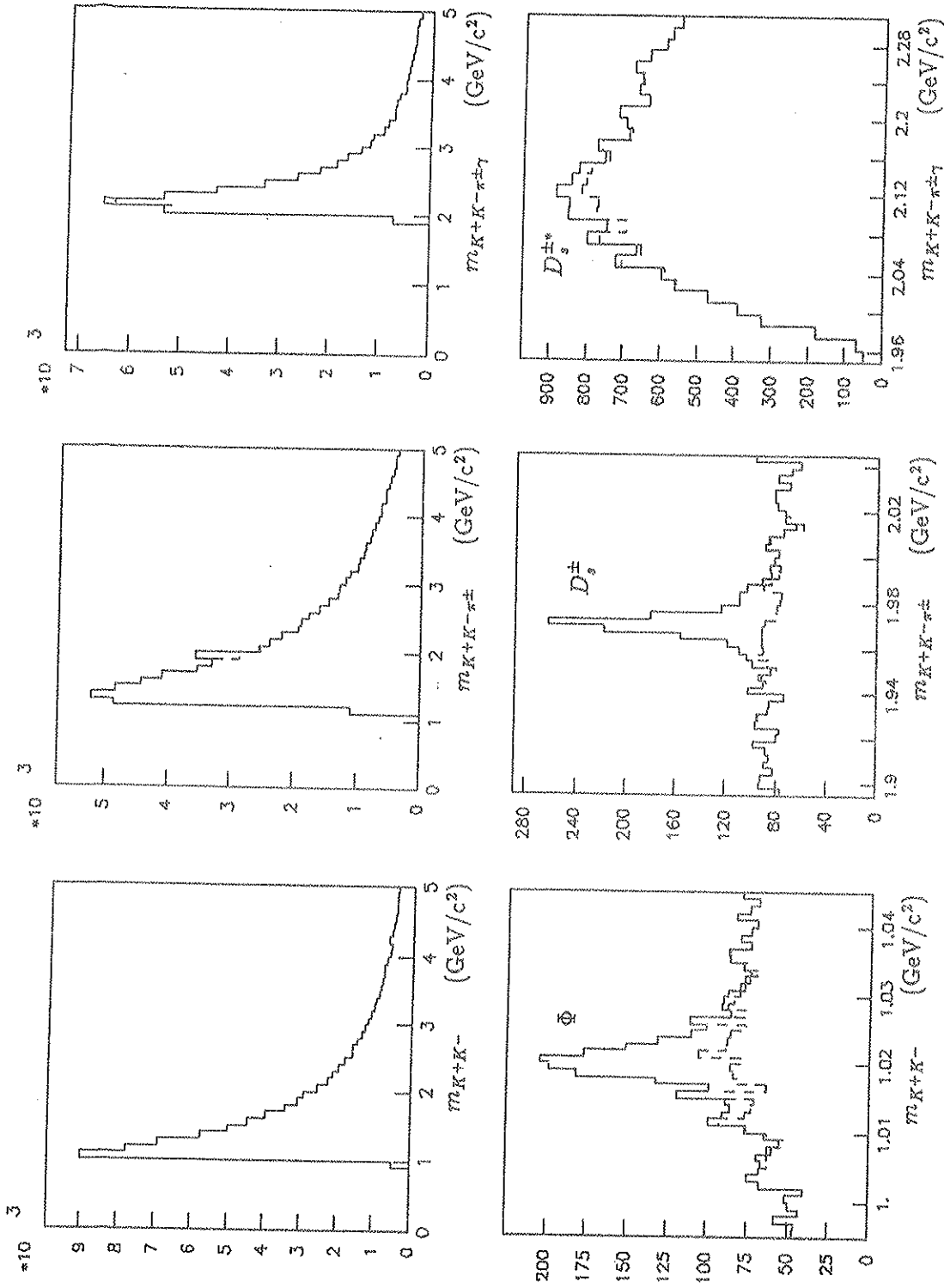


Figure 4.4: Recherche des mésons Φ , D_s^+ et D_s^{*+} par une analyse combinatoire de masses invariantes.

grande sur la mesure de l'énergie des photons. Malgré tout, les signaux restent clairement visibles et en ajustant une courbe de Breit-Wigner sur les distributions obtenues, on peut estimer les largeurs introduites, sur les signaux des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{*\pm}$, par les modifications apportées aux événements (cf. tableau 4.2).

4.6 Analyse.

4.6.1 Sans utilisation du RICH.

Nous disposons donc maintenant, d'un lot de 1 000 événements ayant produit au moins un méson $D_s^\pm$, se désintégrant suivant le canal :

$$D_s^\pm \longrightarrow \begin{array}{l} \Phi \pi^\pm \\ \searrow \\ K^+ K^- \end{array}$$

Parmi les 1 000 événements, 996 contiennent un seul méson $D_s^\pm$ de ce type, et 4 événements en contiennent deux. On a donc en tout, un lot d'événements ayant produit 1 004 mésons $D_s^\pm$ se désintégrant suivant le canal choisi.

Les événements ont ensuite été traités pour tenir compte de l'acceptance et des performances du détecteur DELPHI. Les différentes coupures ont éliminé un certain nombre de traces parmi lesquelles figurent des particules provenant de la désintégration du méson $D_s^\pm$. Par simulation, on a 298 $D_s^\pm$ dont au moins une des particules de désintégration ne sera pas observable. Ce qui fait que seulement 70,3 % des 1 004 mésons $D_s^\pm$ initiaux sont susceptibles d'être complètement observés.

Ces 1 000 événements sélectionnés constituent le lot initial de l'étude présentée dans ce chapitre, visant à mettre en évidence le méson $D_s^\pm$. Les différentes étapes de la méthode d'analyse que nous suivront sont énumérées ci-dessous :

1^{ère} étape.

- Reconstruction du méson Φ par une combinatoire de toutes les particules de charges opposées et considérées comme des kaons. On calcule la masse invariante de chaque combinaison ($m_{K^+K^-}$) et on la reporte sur un graphique. Cette première étape doit nous conduire à la mise en évidence d'un pic aux environs de 1,02 GeV/c² correspondant au méson Φ .

2^{ème} étape.

- Sélection des combinaisons dont la masse invariante est situées entre 1,00 et 1,04 GeV/c², de façon à conserver la totalité du signal des mésons Φ (cf. fig. 4.3).

- Reconstruction du méson $D_s^\pm$ par une analyse combinatoire entre les particules " Φ " sélectionnées à l'étape précédente et toutes les autres particules chargées de l'événement, que l'on considère comme des pions. On calcule la masse invariante du système constitué de ces trois particules ($m_{K+K-\pi^\pm}$) et on la reporte sur un graphique. Cette deuxième étape devrait mener à la mise en évidence des mésons $D_s^\pm$ aux environs de $1,97 \text{ GeV}/c^2$.

3^{ème} étape.

- Sélection des combinaisons dont la masse invariante est située entre $1,93$ et $2,01 \text{ GeV}/c^2$, de façon à conserver la quasi totalité du signal des mésons $D_s^\pm$ (cf. fig. 4.3).
- Reconstruction du méson $D_s^{\pm*}$ en calculant la masse invariante du système constitué des particules sélectionnées à l'étape précédente avec tous les photons de l'événement ($m_{K+K-\pi^\pm\gamma}$). Ainsi, on espère pouvoir mettre en évidence l'état excité du méson $D_s^\pm$ aux environs de $2,1 \text{ GeV}/c^2$.

En appliquant cette méthode et en reportant sur un graphique, à chaque étape, les masses invariantes des différentes combinaisons, on a pu obtenir la figure 4.4. La présence des mésons Φ et $D_s^\pm$ est clairement visible. Par contre, le signal des mésons $D_s^{\pm*}$ n'est pas suffisant pour émerger, de façon significative, du fond combinatoire. D'autre part, s'agissant d'événements simulés, nous sommes capables de séparer les vraies combinaisons des fausses. Les courbes en pointillées correspondent aux fausses combinaisons et constituent le fond de notre analyse. La différence avec les courbes pleines représente donc le signal proprement dit.

4.6.2 Avec utilisation du RICH.

Dans l'analyse précédente, nous avons considéré toutes les particules chargées avec l'hypothèse de masse que nous avons choisi, sans chercher à savoir s'il s'agissait réellement de cette particule. Mais expérimentalement, nous disposerons d'informations provenant de différentes parties du détecteur DELPHI et en particulier du Čerenkov à images qui devraient nous permettre de répondre à cette question. Pour cela, un programme de simulation du RICH, écrit par P. Baillon [55], permet d'étudier les possibilités offertes par ce détecteur.

A partir des événements créés par LUND, le programme simule, de façon aussi réaliste que possible, la propagation des particules au travers du détecteur RICH. Le programme tient compte des différents processus physiques qui peuvent intervenir : interactions secondaires, bruit du détecteur et particulièrement des phénomènes menant à la production de photons. Ces derniers viendront en effet se mélanger aux photons Čerenkov émis par les particules chargées, ce qui représente une partie importante du bruit de fond. Chaque photon produit est ensuite propagé au travers du détecteur depuis son point de création jusqu'à son

point de conversion en photo-électron dans le TMAE, tout en tenant compte de l'absorption possible des photons par les différents milieux traversés. Le programme simule également la dérive des électrons jusqu'aux chambres à fils situées aux extrémités des tubes à dérive.

Une seconde partie du programme utilise ces dernières informations pour tenter d'identifier les particules. On effectue d'abord une recherche des photons associés à chaque trace chargée. Connaissant l'impulsion de la trace mesurée par la TPC, on sélectionne tous les photons situés dans un intervalle d'angle Čerenkov possible pour chacune des hypothèses de masse (π , K et p). Une fois la distribution angulaire de tous les photons établie, on utilise une méthode de maximum de vraisemblance, tenant compte de l'angle et du nombre de photons Čerenkov attendus, pour attribuer une probabilité à chaque hypothèse de masse. On peut ainsi établir le pourcentage de particules correctement identifiées, les ambiguïtés éventuelles (probabilités similaires pour des hypothèses de masse différentes), ainsi que les fausses attributions. Le programme nous a permis d'obtenir les courbes de la figure 4.5 où sont données, en fonction de l'impulsion de la particule, les probabilités d'une identification correcte des pions, des kaons et des protons. On retrouve la baisse de l'identification des kaons et des protons aux environs de 8 GeV/c, due à une moins bonne séparation K/p dans cette zone d'impulsion, déjà signalée à la fin du chapitre 1. De plus, il faut noter que les fausses attributions ont une très faible probabilité.

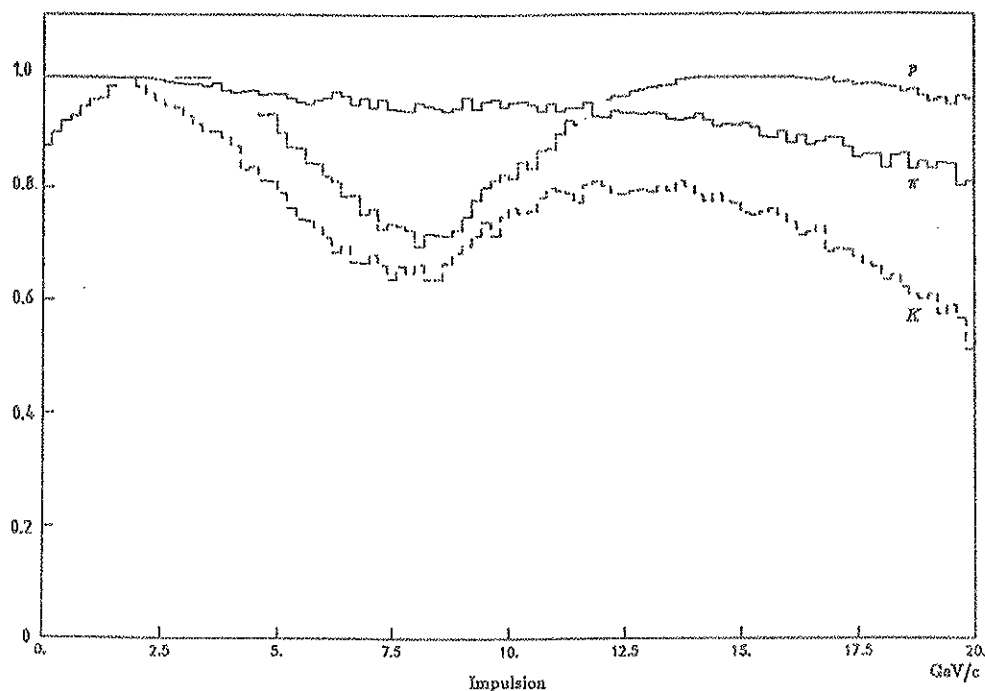


Figure 4.5: Efficacité d'identification des pions, kaons et protons.

Malheureusement, cette simulation très complète du RICH, nécessite beaucoup de temps calcul (de l'ordre de 40 s par événement), ce qui rend impossible

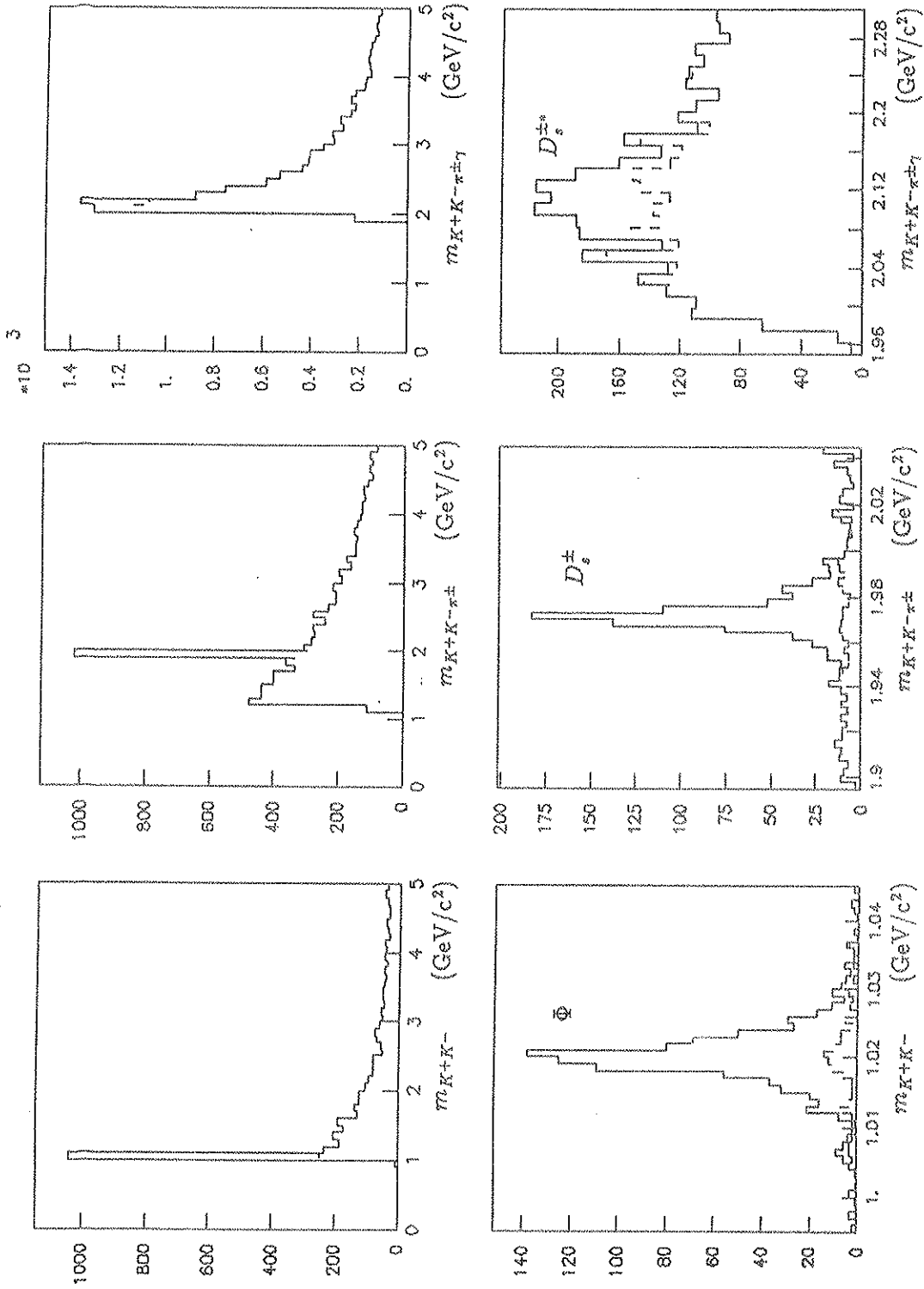


Figure 4.6: Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH.

son utilisation pour un lot important d'événements. Nous avons donc utilisé les courbes de la figure 4.5 pour simuler une réponse du détecteur RICH par "oui" ou par "non". C'est à dire, qu'ou bien une particule est reconnue pour ce qu'elle est, ou bien c'est autre chose que l'on ne précise pas. De cette façon et par un simple tirage aléatoire, nous disposons d'une méthode rapide d'identification. Les hadrons chargés π , K et p sont donc soit correctement identifiés, soit ambigus.

A partir de là, nous pouvons appliquer aux événements un algorithme d'identification des traces. Nous avons d'abord considéré, dans notre analyse, toutes les particules dont l'impulsion est suffisante pour au moins traverser la totalité du radiateur liquide du RICH, situé à une distance $r = 1,45$ m de l'axe Oz. Il faut donc :

$$P_t > 0,3 \mid q \mid r B \quad \text{avec} \quad B = 1,2 \text{ Tesla}$$

soit :

$$P_t > 0,52 \text{ GeV}/c$$

On a donc éliminé toutes les particules dont l'impulsion transverse est inférieure à cette limite. D'autre part, la TPC permettra de sélectionner les particules chargées ($e^\pm$, $\mu^\pm$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$). Les électrons seront identifiés par les calorimètres électromagnétiques et les muons par des chambres situées à la périphérie du détecteur. En fonction de ses possibilités, le RICH identifiera les hadrons chargés restants ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p et $\bar{p}$). Les photons pourront être sélectionnés par un dépôt d'énergie dans la HPC ne correspondant à aucune trace de la TPC.

On peut alors reprendre l'analyse précédemment décrite mais cette fois-ci en utilisant les possibilités d'identification des hadrons chargés offertes par le RICH. Ainsi, on appellera kaon (resp. pion) tout ce qui n'a pas été identifié sans ambiguïté comme un pion ou un proton (resp. un kaon ou un proton). De plus, pour la reconstruction des mésons Φ ($m_{K^+K^-}$), on demande que l'une des deux particules soit effectivement identifiée comme un kaon. On élimine les cas où l'identification des deux particules est ambiguë. La figure 4.6 présente les résultats obtenus avec identification des hadrons par le RICH. Grâce à celle-ci, le nombre de fausses combinaisons est passé de 77 965 à 12 328, ce qui représente une élimination de 84,2 % du fond, alors que la quasi totalité du signal des mésons $D_s^\pm$ est conservée (un méson $D_s^\pm$ perdu sur 706). Les signaux ont été nettement améliorés. Le niveau atteint par le fond sous le méson $D_s^\pm$ est inférieur à 10 pour une largeur de canal de 3 MeV/c². Pour le Φ , le fond est inférieur à 3 pour une segmentation de 1 MeV/c² avec un léger signal indiquant la présence d'autres mésons Φ ne provenant pas de la désintégration étudiée. Le signal du $D_s^{*\pm}$ reste difficile à extraire du fond combinatoire. Nous évaluerons les rapports signal sur bruit un peu plus loin.

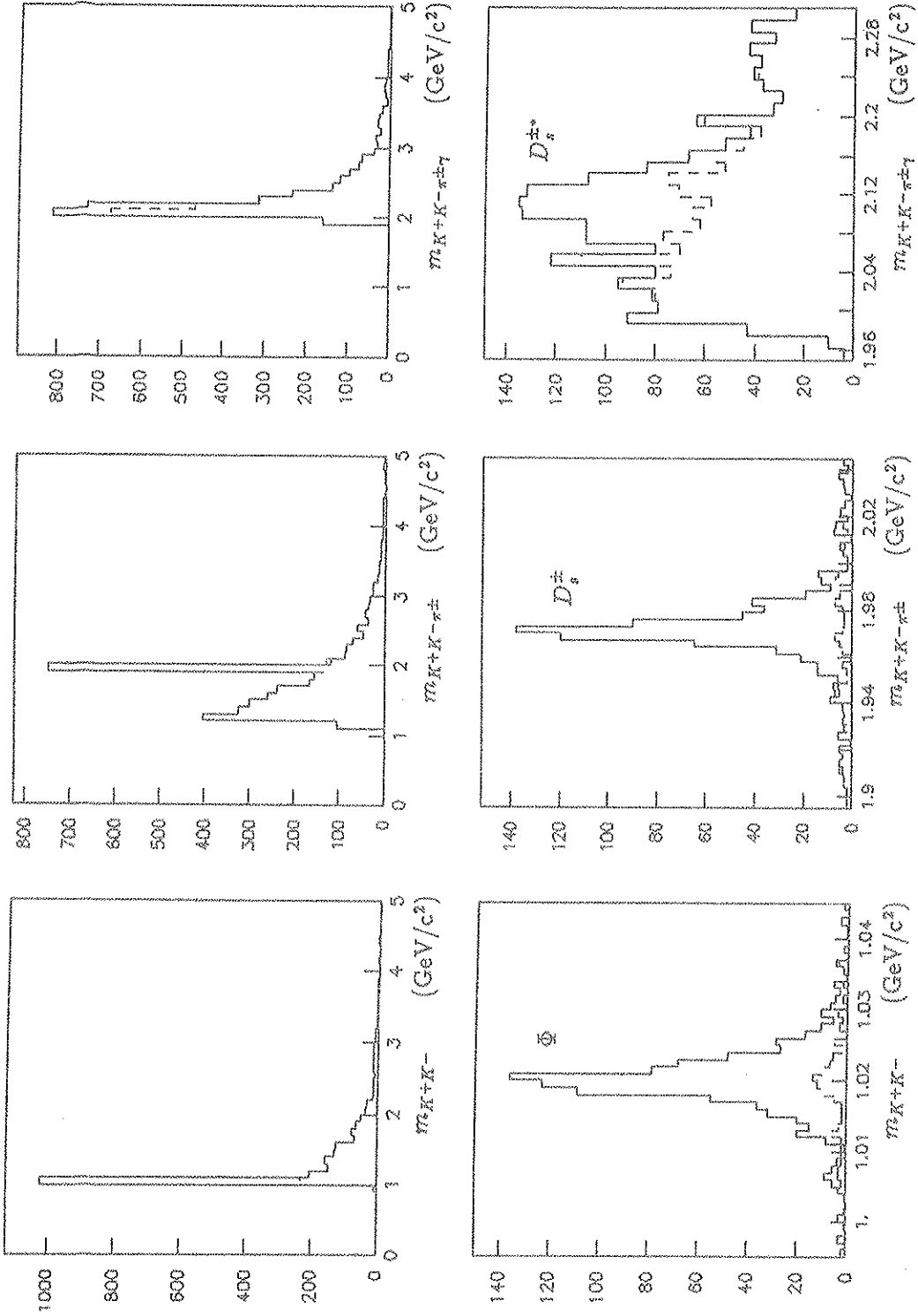


Figure 4.7: Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{*\pm}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets.

4.6.3 Amélioration par reconstruction des jets.

Dans ce type d'analyse, il importe de limiter la combinatoire qui noie les signaux physiques sous un fond important. En identifiant les particules, nous l'avons déjà considérablement réduite. Un moyen supplémentaire d'accroître cet effet est de reconstruire les jets de l'événement de façon à ne combiner entre elles que les particules appartenant à un même jet.

La notion de jets a été mise en évidence auprès de différents collisionneurs e^-e^+ . Les événements à deux jets ($e^-e^+ \rightarrow q \bar{q}$) ont été observés pour la première fois en 1976 auprès de l'accélérateur SPEAR à Stanford, et en 1979, PETRA a montré l'existence d'événements à trois jets ($e^-e^+ \rightarrow q \bar{q} g$). Ce regroupement en jets est tout à fait justifié ici. Nous sommes à haute énergie (90 GeV dans le centre de masse), l'ouverture angulaire des jets sera donc suffisamment faible pour qu'ils soient en général bien séparés dans l'espace. D'autre part, les particules provenant de la désintégration des mésons $D_s^\pm$, seront confinées dans un cône centré autour de la direction du $D_s^\pm$. On a donc de grandes chances, après reconstruction des jets, pour que les trois particules de la désintégration (K^+ , K^- et $\pi^\pm$) se trouvent dans le même jet.

La reconstruction des jets et l'assignation des particules à un jet ont été obtenues en utilisant un sous-programme (LUCLUS) de LUND. Sur 706 mésons $D_s^\pm$ dont les trois particules de désintégration sont observables, seuls 74 d'entre eux (10,5 %) n'ont pas leur trois particules dans le même jet. On peut noter que ces pertes proviennent essentiellement d'événements $t\bar{t}$. La masse élevée du quark top (nous avons pris une masse de 40 GeV/c²) produit des jets larges que le sous-programme de reconstruction a du mal à isoler. En particulier, l'algorithme a le plus souvent tendance à surestimer le nombre de jets de l'événement. Sur les 74 mésons $D_s^\pm$ perdus, 65 sont issus d'événements $t\bar{t}$, et 9 d'événements $b\bar{b}$. Cependant, des résultats récents portent la limite inférieure de la masse du top à 44 GeV/c² [56]. Il est donc possible que le top (s'il existe) ait une masse trop élevée ($m_t > M_{Z^0}/2$) pour permettre la production de paires $t\bar{t}$, lors de la phase I de fonctionnement du LEP. L'absence d'événements $t\bar{t}$ diminuerait la section efficace de production des mésons $D_s^\pm$, mais les pertes par reconstruction des jets seront beaucoup plus faible et due uniquement aux événements $b\bar{b}$. D'autre part, on peut envisager l'utilisation d'un algorithme de reconstruction des jets mieux adapté aux saveurs lourdes pour minimiser ces pertes. Compte tenu de ces remarques et avec une masse du top de 40 GeV/c², nous nous situons dans un cas plutôt défavorable.

Pour étudier l'effet de la reconstruction des jets, nous avons répété l'analyse combinatoire précédente avec identification des hadrons par le RICH en limitant la combinatoire à des particules assignées à un même jet. Le résultat de cette analyse est donné par la figure 4.7. Le nombre de fausses combinaisons est passé de 12 328 à 2 873, ce qui réduit globalement le fond de 76,7 %. Cependant, cette réduction n'est pas uniforme. En effet, la reconstruction des jets isole les particules les plus énergiques dans des jets différents. On a donc une décroissance du

fond combinatoire plus importante pour les masses élevées. C'est effectivement ce que l'on peut observer en comparant les figures 4.6 et 4.7. La réduction du fond situé sous le signal du méson $D_s^\pm$ est cependant assez importante pour justifier la reconstruction des jets. Dans une zone assez large autour de la masse du méson $D_s^\pm$ ($1,958 \leq m_{D_s^\pm} < 1,985$), le nombre de fausses combinaisons passe de 83 à 38, ce qui représente une diminution de 46 %. Le fond est inférieur à 4 pour une segmentation de 3 MeV/c². La perte du signal proprement dit étant de 10 %, on obtient une augmentation importante du rapport signal sur bruit.

4.6.4 Rapport signal sur bruit.

Les rapports signal sur bruit ont été évalués en comptabilisant les nombres de bonnes et fausses combinaisons dans des zones assez étroites autour de la position attendue de la masse des mésons. Le tableau 4.3 donne pour chaque zone de masse et pour les différentes analyses faites, les rapports signal sur bruit obtenus et les pourcentages de mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ contenues dans la zone.

	800 Φ (m_{K+K^-}) $1,018 \leq m < 1,024$		706 $D_s^\pm$ ($m_{K+K-\pi^\pm}$) $1,964 \leq m < 1,976$		462 $D_s^{\pm*}$ ($m_{K+K-\pi^\pm\gamma}$) $2,090 \leq m < 2,125$	
A	526 Φ 65,8 %	0,98	447 $D_s^\pm$ 63,3 %	1,35	224 $D_s^{\pm*}$ 48,5 %	0,10
B	526 Φ 65,8 %	8,92	447 $D_s^\pm$ 63,3 %	10,64	224 $D_s^{\pm*}$ 48,5 %	0,55
C	520 Φ 65,0 %	8,81	378 $D_s^\pm$ 53,5 %	19,89	205 $D_s^{\pm*}$ 44,4 %	1,09

Résultat de l'analyse de reconstruction de mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ effectuée sur un lot de 1 000 événements sélectionnés contenant au moins un méson $D_s^\pm$.

A : analyse combinatoire des masses invariantes.

B : même analyse avec identification des hadrons par le RICH.

C : même analyse avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets.

Tableau 4.3: Pourcentage de mésons conservés et rapport signal sur bruit.

On peut évaluer le gain, acquis grâce à l'identification des hadrons par le RICH, en comparant les rapports signal sur bruit des analyses A et B. L'apport du RICH est évident. Le rapport signal sur bruit est amélioré d'un facteur 9,1 pour le Φ , 7,9 pour le $D_s^\pm$ et 5,5 pour le $D_s^{\pm*}$. La reconstruction des jets permet également d'améliorer le signal des mésons $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$. Par contre, le rapport signal sur bruit du Φ n'est pas modifié par la reconstruction des jets. Ceci

s'explique par le fait que le signal est situé près du seuil de masse des deux K . Or dans cette zone, le fond combinatoire est important et n'est que faiblement diminué par la reconstruction des jets, alors qu'il décroît plus vite pour des masses élevées. Par contre, pour le $D_s^\pm$, situé assez loin du seuil de masse de ses particules de désintégration, le gain obtenu par reconstruction des jets, est de l'ordre de 1,9. Ce qui permet d'obtenir un gain total de 14,7 par rapport au signal initial. La part la plus importante de ce gain est due à l'identification des hadrons par le RICH, et nous verrons au chapitre suivant que cette identification s'avère absolument nécessaire pour extraire des signaux qui seraient invisibles sans cette information.

Chapitre 5

Mise en évidence du méson $D_s^\pm$ par DELPHI. (I)

Au chapitre précédent, nous avons présenté une méthode d'analyse visant à mettre en évidence le signal du méson $D_s^\pm$ à partir d'un lot de 1 000 événements sélectionnés. Il reste à montrer que les informations recueillies par le détecteur DELPHI seront suffisantes pour extraire ce signal des événements "tout venant" attendus au LEP. Nous allons donc reprendre dans ses grandes lignes, l'analyse précédente, mais en travaillant cette fois-ci sur des événements hadroniques quelconques.

5.1 Génération et traitements des événements.

A l'aide du programme de génération de LUND, nous avons produit 200 000 événements hadroniques du type :

$$e^- e^+ \longrightarrow (\gamma, Z^0) \longrightarrow q \bar{q}$$

avec une énergie de 90 GeV dans le centre de masse. Ce lot correspond à environ 25 jours d'acquisition¹.

Parmi ces événements, 803 d'entre eux contiennent au moins un méson $D_s^\pm$ se désintégrant suivant le canal choisi :

$$D_s^\pm \longrightarrow \begin{array}{l} \Phi \pi^\pm \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad K^+ K^- \end{array}$$

Précisons que 3 de ces événements possèdent deux mésons $D_s^\pm$ de ce type, ce qui fait un total de 806 mésons $D_s^\pm$ se désintégrant suivant ce canal. Il s'agit donc

¹Avec une efficacité totale de 1/3, on estime à 10^6 le nombre d'événements hadroniques que l'on pourra enregistrer au cours de la première année de fonctionnement du détecteur DELPHI.

d'un type d'événements rare puisque le taux simulé de production n'est que de 0,40 %.

De façon à introduire un certain réalisme dans les événements créés, on leur fait subir les mêmes transformations que celles décrites en détails au paragraphe 4.5 du chapitre précédent. Rapidement, on peut rappeler que celles-ci sont de deux types :

- les premières visent à supprimer les particules que le détecteur DELPHI ne pourra pas observer (particules à très court temps de vie ou traversant les zones mortes du détecteur),
- les secondes modifient les quadri-vecteurs énergie-impulsion de manière à simuler les erreurs de mesure du détecteur (cf. fig. 4.3).

L'élimination des particules hors acceptance conduit à une perte de 250 mésons $D_s^\pm$. La reconstruction des jets réduit également le nombre de mésons $D_s^\pm$ que l'on peut réellement reconstruire par une analyse combinatoire entre particules d'un même jet. Ces pertes proviennent principalement des événements $t\bar{t}$. La masse élevée du quark top crée des jets larges, et leur reconstruction en est plus difficile. Sur les 54 mésons $D_s^\pm$ perdus, 48 sont issus d'événements $t\bar{t}$, 5 d'événements $b\bar{b}$ et 1 d'événements $c\bar{c}$. Finalement, sur 806 mésons $D_s^\pm$ initiaux, 556 (69,0 %) sont observables par le détecteur et 502 (62,3 %) peuvent être reconstruit par une analyse combinatoire utilisant les jets.

5.2 Analyse des événements.

5.2.1 Sans le RICH, point de signal.

Une première analyse combinatoire, identique à celle décrite au paragraphe 4.6.1 au chapitre précédent et n'utilisant pas la possibilité d'identification des hadrons par le RICH, montre que la contribution des mésons $D_s^\pm$ est du même ordre de grandeur que les fluctuations statistiques du fond combinatoire. La figure 5.1 illustre de façon très explicite ce phénomène : pas de signaux visibles des mésons $D_s^\pm$ et $D_s^{*\pm}$.

5.2.2 Mise en évidence des mésons $D_s^\pm$.

Comme on a pu le voir au chapitre précédent, l'identification des hadrons chargés et la reconstruction des jets permettent de réduire de façon importante le nombre des combinaisons et donc le bruit de fond de notre analyse. La figure 5.2 présente les résultats obtenus en utilisant la reconstruction des jets et l'algorithme de simulation du RICH décrit page 83. L'effet produit est radical. Par exemple, pour la reconstruction du signal des mésons $D_s^\pm$, l'identification des hadrons chargés par le RICH permet de réduire de 93,9 % le nombre de fausses

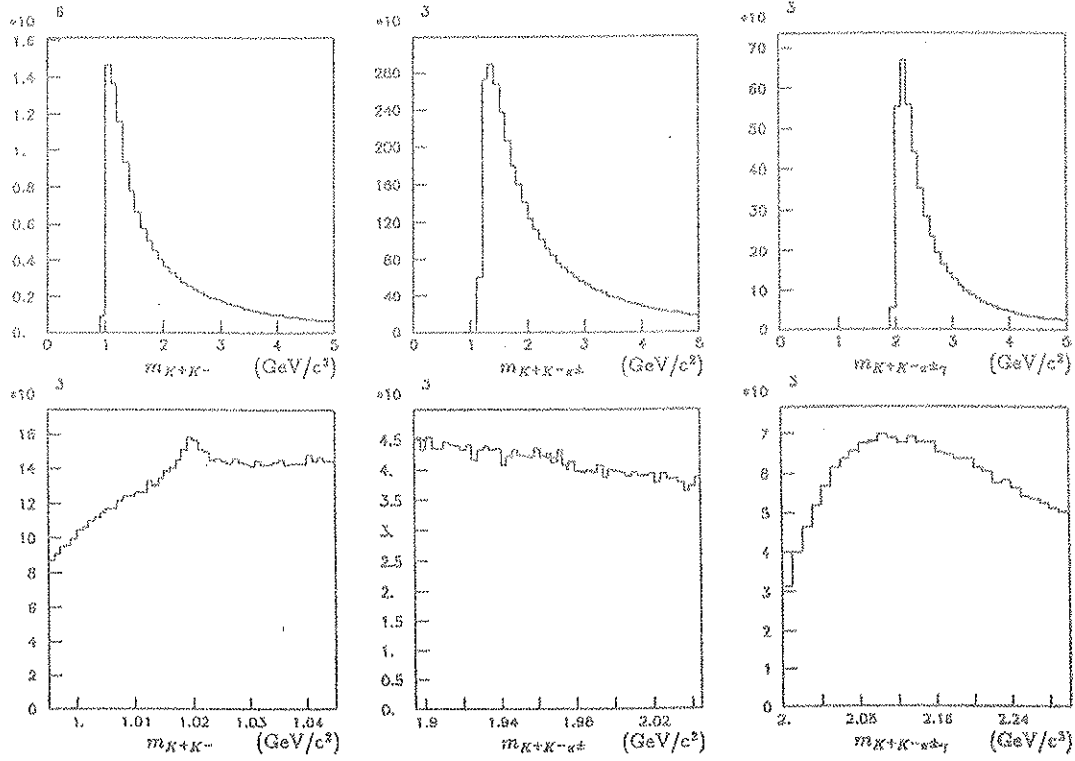


Figure 5.1: Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, sans identification des hadrons chargés.

combinaisons de masse ($m_{K+K-\pi^\pm}$). Ainsi, sur la figure 5.2, le signal du méson Φ est clairement visible. Cependant, la contribution à ce signal des particules provenant de la désintégration des mésons $D_s^\pm$, est faible. Pour la reconstruction des mésons $D_s^\pm$, on a considéré comme un Φ toutes les combinaisons de masse situées dans une zone assez large autour de la masse du Φ : $m_\Phi = 1,02 \pm 0,02 \text{ GeV}/c^2$. Avec cette coupure, le méson $D_s^\pm$ est nettement visible. De même, on a considéré comme un $D_s^\pm$ toutes les combinaisons dont la masse invariante est située dans la zone : $m_{D_s^\pm} = 1,97 \pm 0,01 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, on obtient également un signal des mésons $D_s^{\pm*}$. Les courbes en pointillés représentent les fausses combinaisons de particules et la différence avec les courbes pleines correspond au véritable signal des mésons.

5.2.3 Rapport signal sur bruit.

Pour évaluer les rapports signal sur bruit, nous avons approché les histogrammes par une fonction du type :

$$f(x) = a_0 + a_1 x + \frac{a_2}{(x - a_3)^2 + (a_4/2)^2}$$

où, les a_i sont des paramètres à déterminer. la première partie de la fonction correspond au bruit de fond et la seconde partie, qui est une fonction de

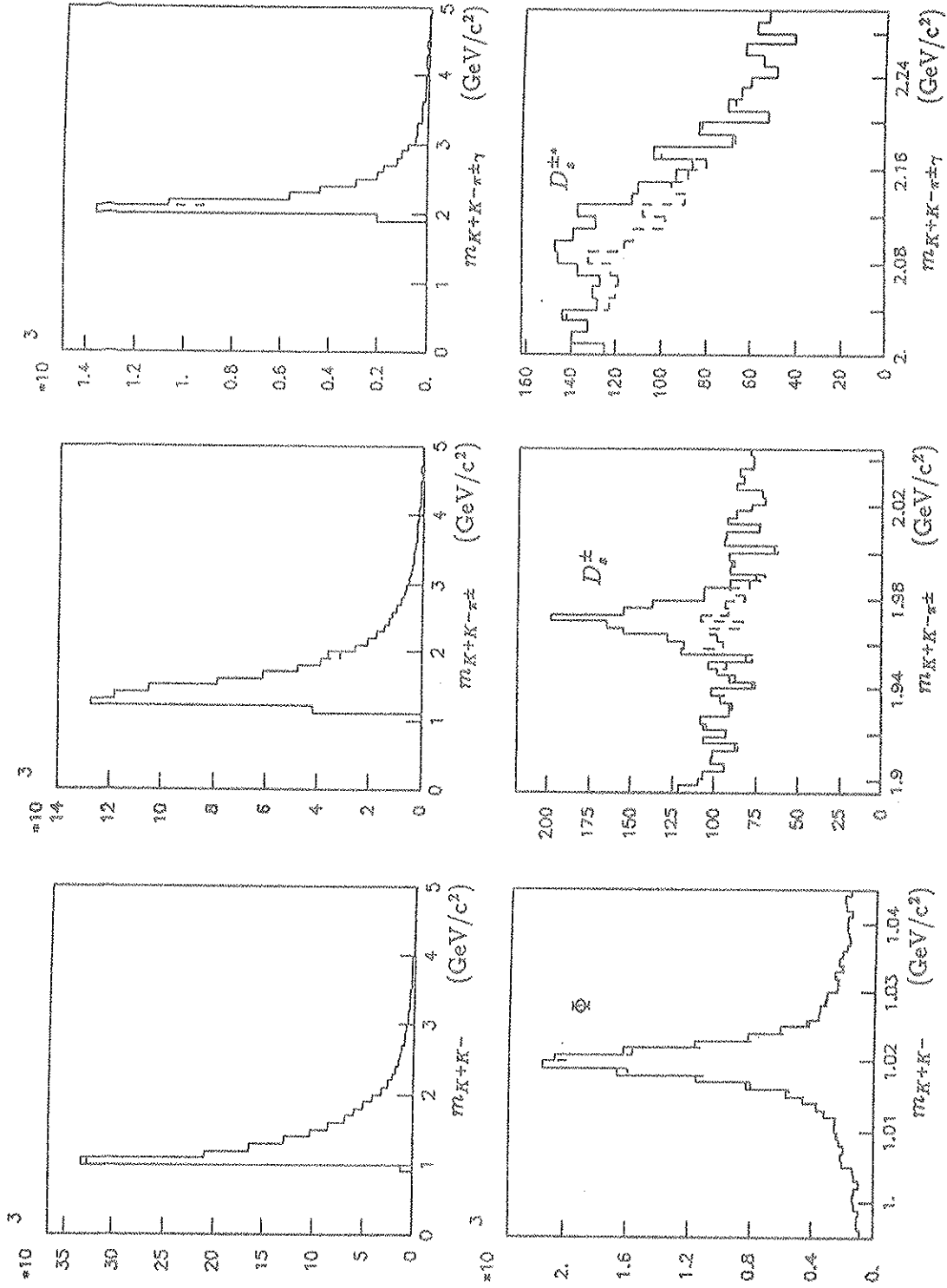


Figure 5.2: Recherche des mésons Φ , $D_s^{\pm}$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (Version A : $m_\Phi = 1,02 \pm 0,02$ GeV/c²)

Breit et Wigner, permet de paramétrer le signal. Des algorithmes d'ajustement déterminent de façon itérative les différents paramètres (a_i) de la fonction pour approcher au mieux les valeurs des histogrammes. La figure 5.3 représente l'histogramme et sa fonction d'ajustement pour le méson $D_s^\pm$ de la figure 5.2.

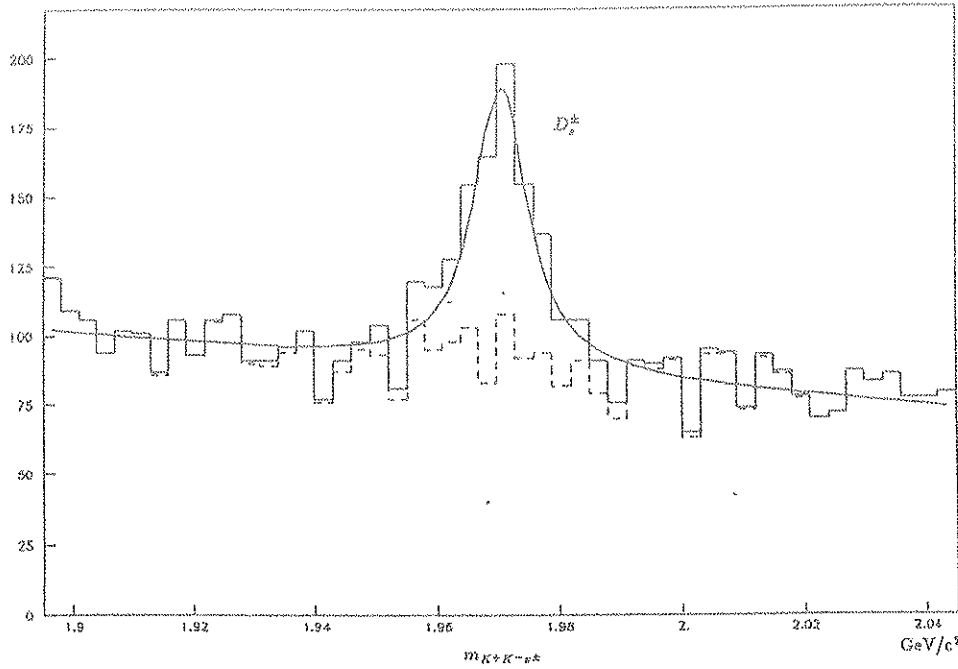


Figure 5.3: Paramétrisation du signal du méson $D_s^\pm$.

Une fois les paramètres déterminés, on établit un rapport signal sur bruit en divisant l'intégrale de la fonction de Breit et Wigner par celle de la droite, dans une zone de masse judicieusement choisie. Pour le méson $D_s^\pm$ de la figure 5.3, entre 1,961 et 1,982 GeV/c^2 , on a :

$$\int_{1,961}^{1,982} (466,76 - 192,54x) dx = 1,831$$

et,

$$\int_{1,961}^{1,982} \frac{2,9 \cdot 10^{-3} dx}{(x - 1,9706)^2 + (1,1 \cdot 10^{-2}/2)^2} = 1,213$$

ce qui détermine un rapport signal sur bruit de 0,66.

Une façon d'augmenter ce rapport signal sur bruit est de choisir des coupures plus serrées autour de la masse des mésons Φ et $D_s^\pm$. Cependant, cette augmentation du rapport signal sur bruit s'accompagne d'une perte de signal. Il y a donc, suivant ce que l'on désire obtenir, un compromis qualité/quantité à ajuster.

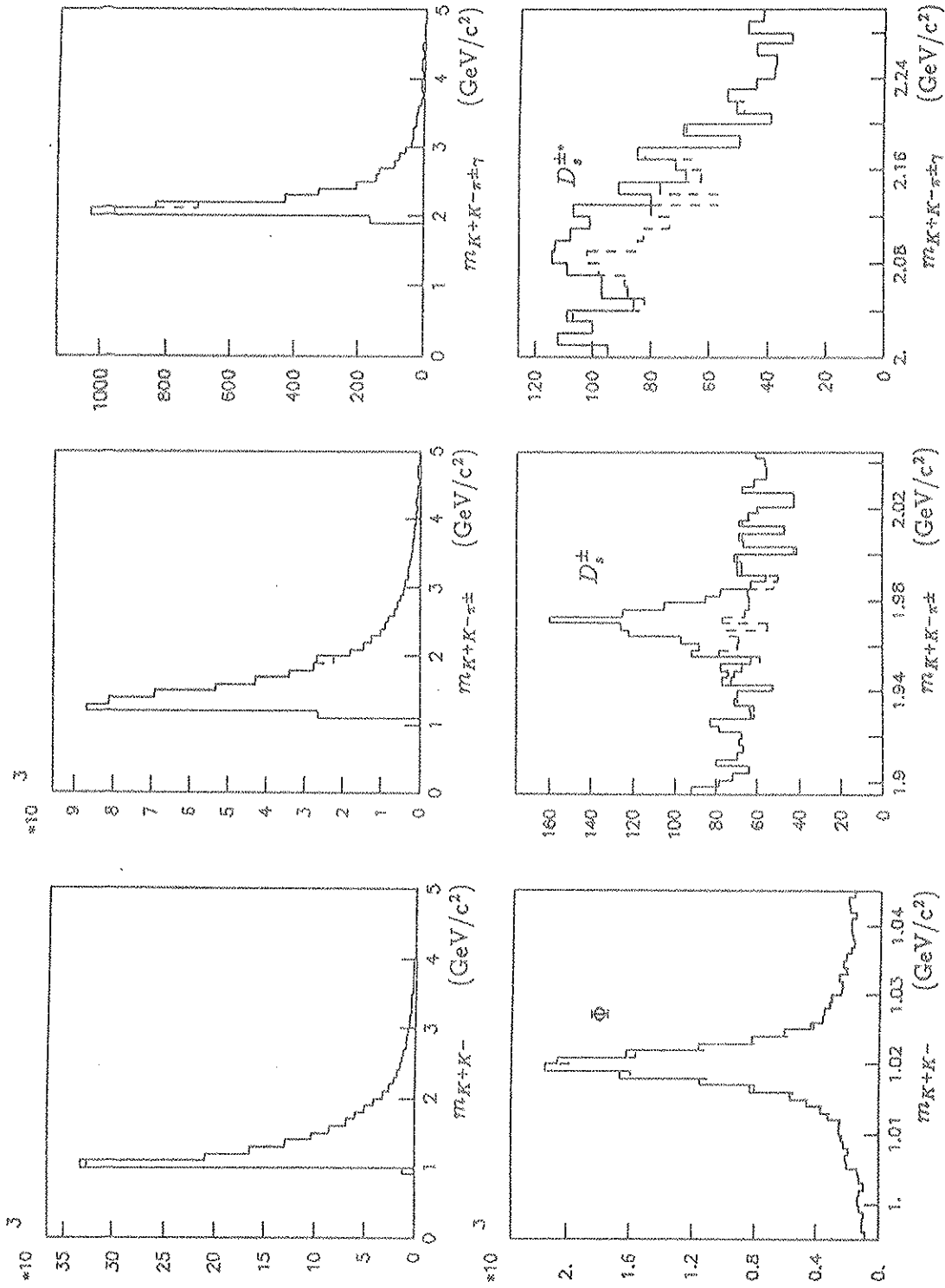


Figure 5.4: Recherche des mésons Φ , $D_s^{\pm}$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (Version B : $m_{\Phi} = 1,02 \pm 0,007 \text{ GeV}/c^2$)

5.2.4 Optimisation de la coupure sur la masse du Φ .

Les figures 5.4 et 5.5 représentent les histogrammes correspondants à la même analyse que celle de la figure 5.2, mais avec des coupures plus serrées autour de la masse du Φ et du $D_s^\pm$. Le nombre de mésons $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ mis en évidence par l'analyse diminue, alors que la qualité des signaux est améliorée. Le tableau 5.1 donne la valeur des rapports signal sur bruit ainsi que le pourcentage de mésons $D_s^\pm$ correspondant au signal, pour trois coupures plus ou moins larges autour de la masse du Φ .

502 $D_s^\pm$	$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,961 \leq m_{D_s^\pm} < 1,982$		$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,967 \leq m_{D_s^\pm} < 1,976$	
Version A $m_\Phi = 1,02 \pm 0,02$ 498 $D_s^\pm$ (99,2 %)	0,66	384 $D_s^\pm$ 76,5 %	0,98	235 $D_s^\pm$ 46,8 %
Version B $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007$ 449 $D_s^\pm$ (89,4 %)	0,83	350 $D_s^\pm$ 69,7 %	1,20	213 $D_s^\pm$ 42,4 %
Version C $m_\Phi = 1,02 \pm 0,003$ 328 $D_s^\pm$ (65,3 %)	0,93	257 $D_s^\pm$ 51,2 %	1,32	154 $D_s^\pm$ 30,7 %

Tableau 5.1: *Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour trois coupures différentes autour de la masse du Φ .*

La coupure la plus large ($m_\Phi = 1,02 \pm 0,02 \text{ GeV}/c^2$), conserve la quasi totalité du signal (498 mésons $D_s^\pm$) et, en considérant uniquement la partie centrale du pic du $D_s^\pm$, le rapport signal sur bruit est de 0,98. En resserrant la coupure sur le Φ (version B), on peut atteindre un rapport signal sur bruit de l'ordre de 1 en conservant près de 90 % du signal. Par contre, resserrer encore la coupure (version C), n'augmente le rapport signal sur bruit que de 10 %, tout en réduisant de façon importante le signal (27 % de pertes). C'est donc la coupure intermédiaire (version B avec $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007 \text{ GeV}/c^2$) qui s'avère la plus appropriée à la recherche des mésons $D_s^\pm$. Nous utiliserons cette version comme référence pour la suite de notre analyse.

5.2.5 Coupure sur la fraction d'énergie des mésons $D_s^\pm$ dans les jets.

L'analyse de la production des mésons dans les annihilations e^-e^+ à haute énergie a fourni d'importantes informations sur le mécanisme de fragmentation

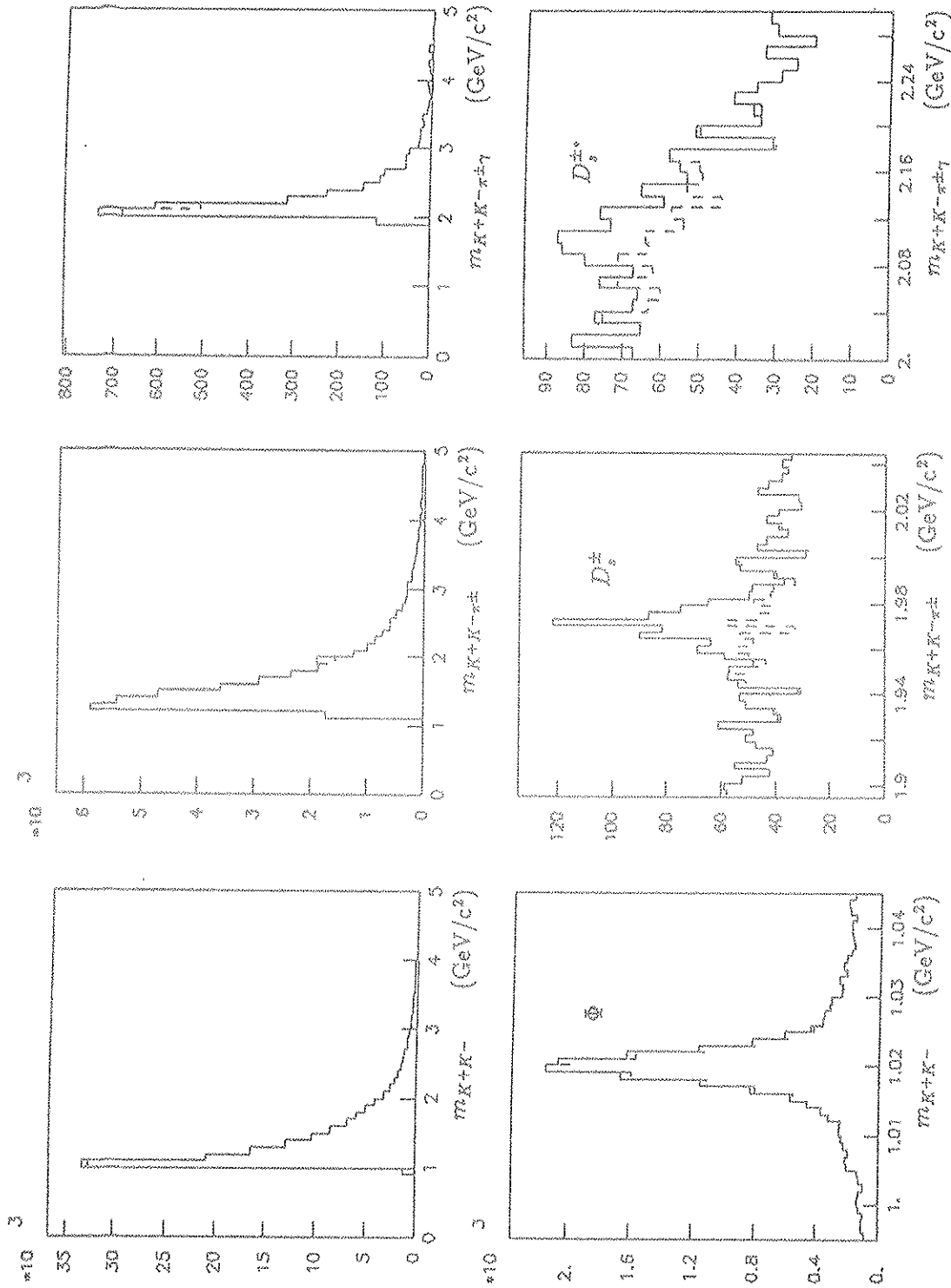


Figure 5.5: Recherche des mésons Φ , $D_s^{\pm}$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (Version C : $m_{\Phi} = 1,02 \pm 0,003 \text{ GeV}/c^2$)

des partons. On pense actuellement, à partir de considérations cinématiques simples, basées sur le modèle des partons [26] [27], que les hadrons produits par la fragmentation d'une saveur lourde Q [28] [29] et emportant cette saveur, ont un spectre en impulsion d'autant plus "dur" que la saveur est lourde. La fonction de fragmentation la plus couramment utilisée pour paramétriser ce spectre est celle proposée par Peterson *et al.* [25].

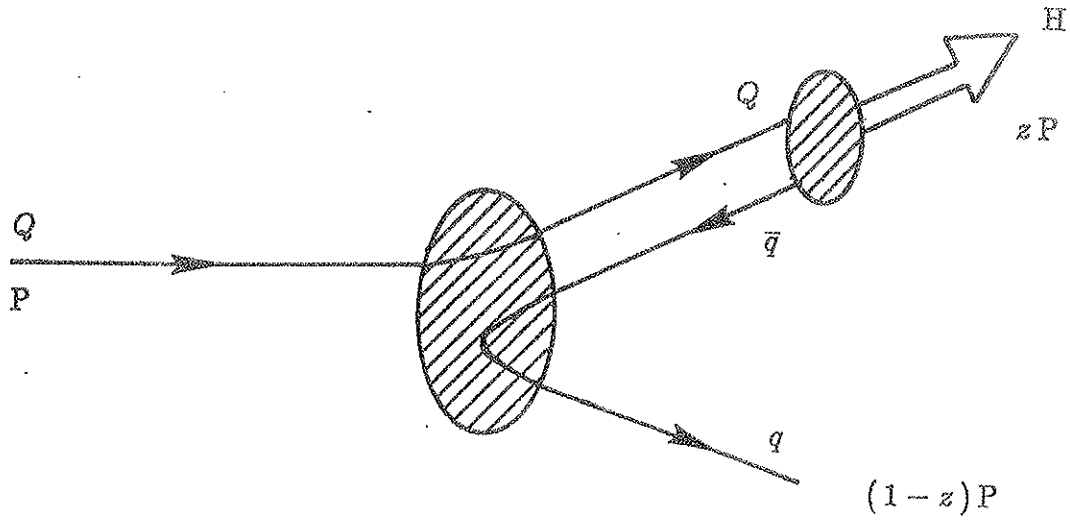


Figure 5.6: *Fragmentation d'une saveur lourde.*

Elle est bâtie sur l'amplitude des processus schématisés par la figure 5.6. Cette amplitude dépend principalement de la valeur de l'énergie de transfert du processus :

$$A(Q \longrightarrow H + q) \propto \Delta E^{-1} = (E_H + E_q - E_Q)^{-1}$$

On obtient ainsi la probabilité pour qu'un hadron emporte la fraction d'énergie z lors de la fragmentation du quark Q :

$$D_Q^H(z) = \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} \quad \text{avec : } \epsilon_Q = \frac{m_q^2}{m_Q^2}$$

Cette fonction de fragmentation est illustrée par la figure 5.7 pour $\epsilon_c = 0,15$ et $\epsilon_b = (m_c/m_b)^2 \epsilon_c$.

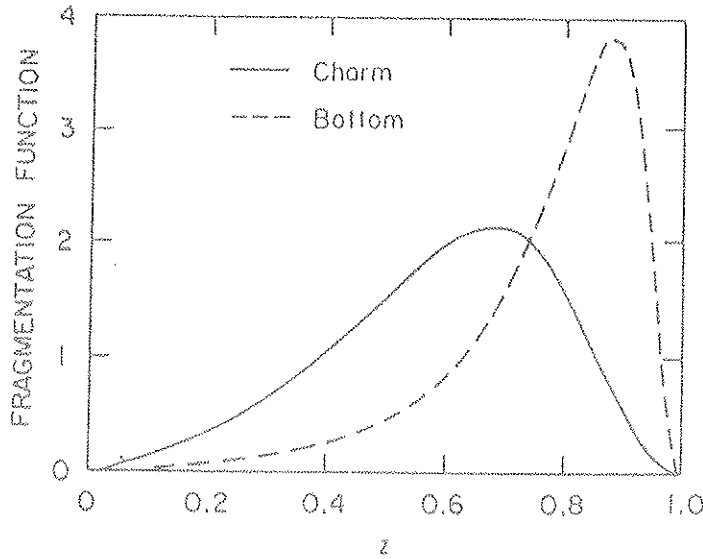


Figure 5.7: *Fonction de fragmentation des saveurs lourdes.*

Certaines expériences ont cherché à vérifier cette fonction de fragmentation. C'est le cas, par exemple de l'expérience ARGUS [35] qui a mesuré la fraction d'impulsion emportée par le méson $D_s^\pm$ lors de la fragmentation du quark charmé dans une expérience d'annihilation e^-e^+ à 10 GeV dans le centre de masse ($e^-e^+ \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D_s^\pm + X$). L'ajustement de la fonction de fragmentation à la distribution expérimentale (cf. fig. 5.8) les a conduit à une valeur de ϵ_c de $0,50^{+0,22}_{-0,14}$.

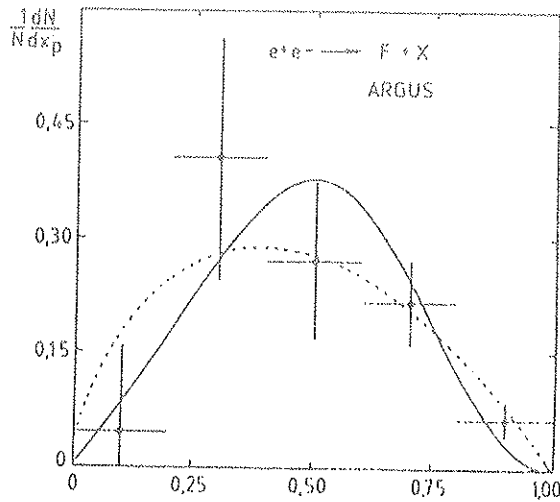


Figure 5.8: *Fonction de fragmentation du quark c.*

La fonction de fragmentation est légèrement plus "douce" que celle escomptée. A ceci, on peut imaginer deux raisons :

- La première est que la masse de la paire de quark s nécessaire à la production du méson $D_s^\pm$ est plus élevée que celle d'une paire de quark u ou d , ce qui diminue d'autant l'énergie disponible pour le méson.
- La seconde est qu'une fraction importante des mésons $D_s^\pm$ observés est produite par une désintégration en cascade passant initialement par un état excité : $D_s^{\pm*} \longrightarrow D_s^\pm \gamma$. Une partie de l'énergie disponible est donc emportée par le photon.

Les mésons $D_s^\pm$ sont essentiellement produits par la fragmentation des saveurs lourdes c , b et t . D'autre part, si l'on admet que la reconstruction des jets par le programme LUND est correcte (ce qui n'est que partiellement vrai, en particulier pour le quark top) et correspond réellement à la fragmentation du quark original, on doit s'attendre, pour le méson $D_s^\pm$, à une fonction de fragmentation caractéristique des quarks lourds. C'est effectivement ce qui est simulé par le programme. Pour le vérifier nous avons considéré les combinaisons de masse $K^+ K^- \pi^\pm$, obtenues après identification des hadrons chargés par le RICH et reconstruction des jets, dans une zone de masse encadrant le signal des mésons $D_s^\pm$ (entre 1,96 et 1,98 GeV/c^2). La figure 5.9 représente la distribution de la fraction d'énergie (z) de ces combinaisons de masse par rapport à l'énergie totale du jet auquel elles sont assignées.

$$z = \frac{E_{K^+ K^- \pi^\pm}}{E_{\text{jet}}}$$

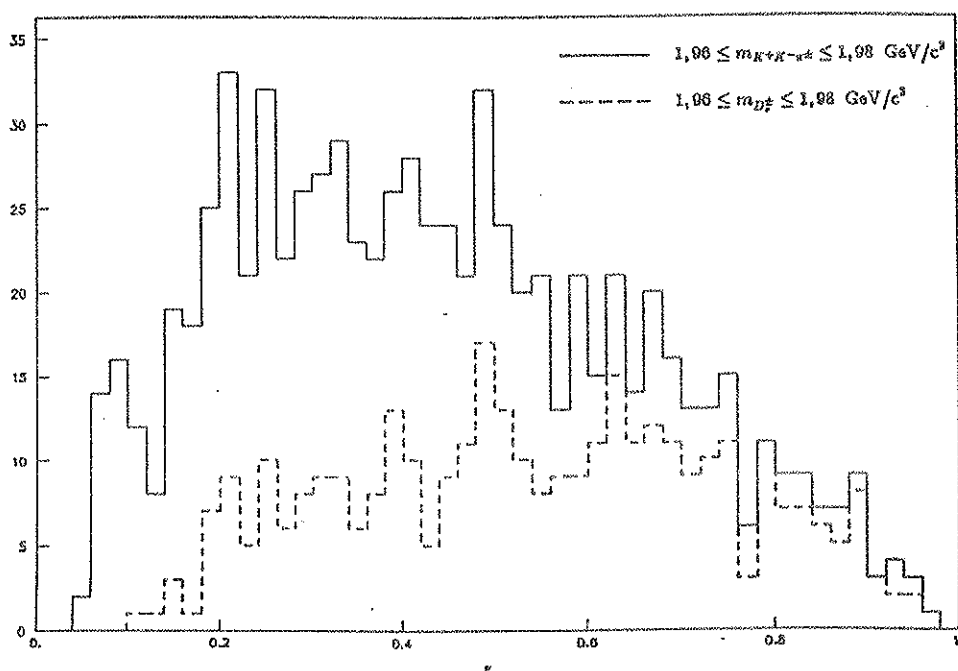


Figure 5.9: Fraction d'énergie des jets emportée par les mésons $D_s^\pm$.

La courbe en pointillés indique la contribution des mésons $D_s^\pm$. La comparaison des deux distributions de la figure 5.9 montre clairement une augmentation du rapport signal sur bruit pour les valeurs de z élevées. C'est également ce qui apparaît sur la figure 5.10 où les combinaisons de masse ont été réparties suivant la valeur de z . Pour les basses valeurs de z , le signal n'est pas suffisant pour émerger du fond. Par contre, il devient de plus en plus clair pour les zones de z élevées.

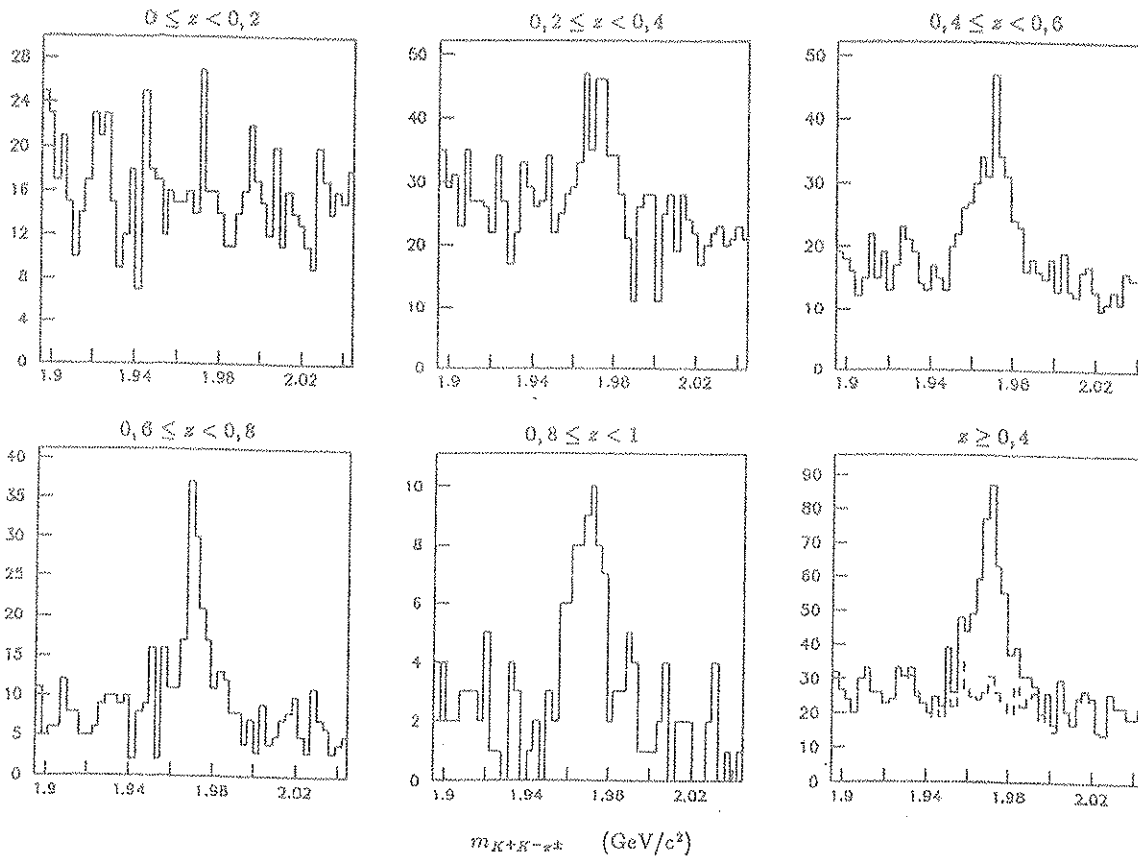


Figure 5.10: Signal des mésons $D_s^\pm$ de la version B suivant la valeur de z .

Cette caractéristique des mésons à quarks lourds nous fournit une possibilité de coupure des basses valeurs de z où le bruit de fond est le plus important. La figure 5.11 a été obtenue en sélectionnant les combinaisons de masse dont la valeur en z est supérieure à 0,4. De cette façon, dans la zone de masse du méson $D_s^\pm$ ($1,96 \leq m_{K+K-\pi^\pm} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$), on élimine 46,8 % du bruit de fond pour seulement 27,8 % du signal. Le rapport signal sur bruit est nettement amélioré (cf. Tableau 5.2).

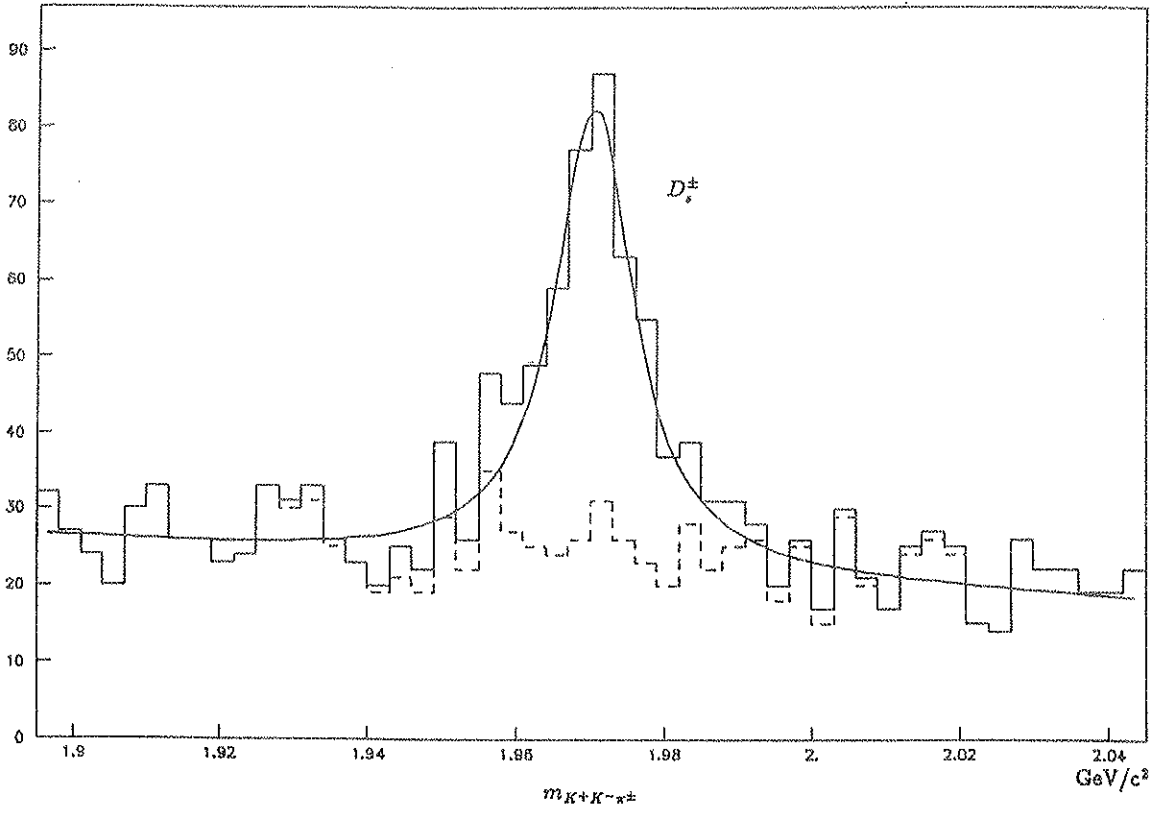


Figure 5.11: Signal de méson $D_s^\pm$ pour $z \geq 0,4$.

502 $D_s^\pm$	$m_{K+K^-π^\pm}$ $1,961 \leq m_{D_s^\pm} < 1,982$		$m_{K+K^-π^\pm}$ $1,967 \leq m_{D_s^\pm} < 1,976$	
Version B $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007$ 449 $D_s^\pm$ (89,4 %)	0,83	350 $D_s^\pm$ 69,7 %	1,20	213 $D_s^\pm$ 42,4 %
Coupure sur z $z = \frac{E_{K+K^-π^\pm}}{E_{jet}} \geq 0,4$ 346 $D_s^\pm$ (68,9 %)	1,74	252 $D_s^\pm$ 50,2 %	2,39	144 $D_s^\pm$ 28,7 %

Tableau 5.2: Rapport signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ avec $z \geq 0,4$.

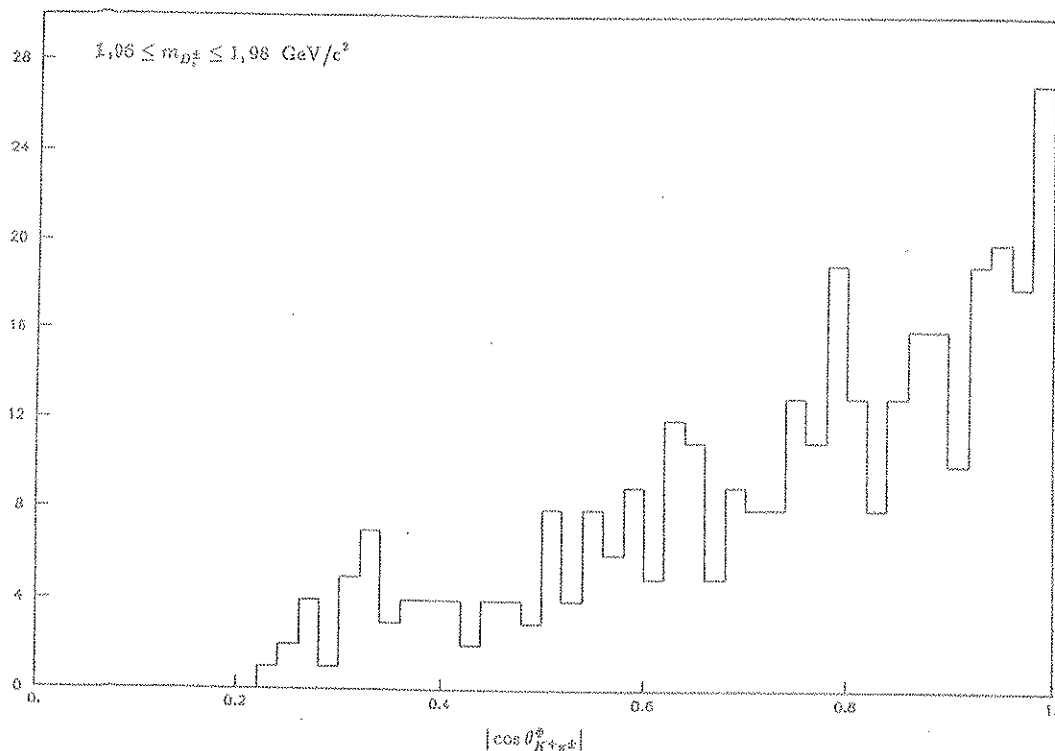


Figure 5.12: Distribution en $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi|$ pour $1.96 \leq m_{D_v^\pm} < 1.98 \text{ GeV}/c^2$.

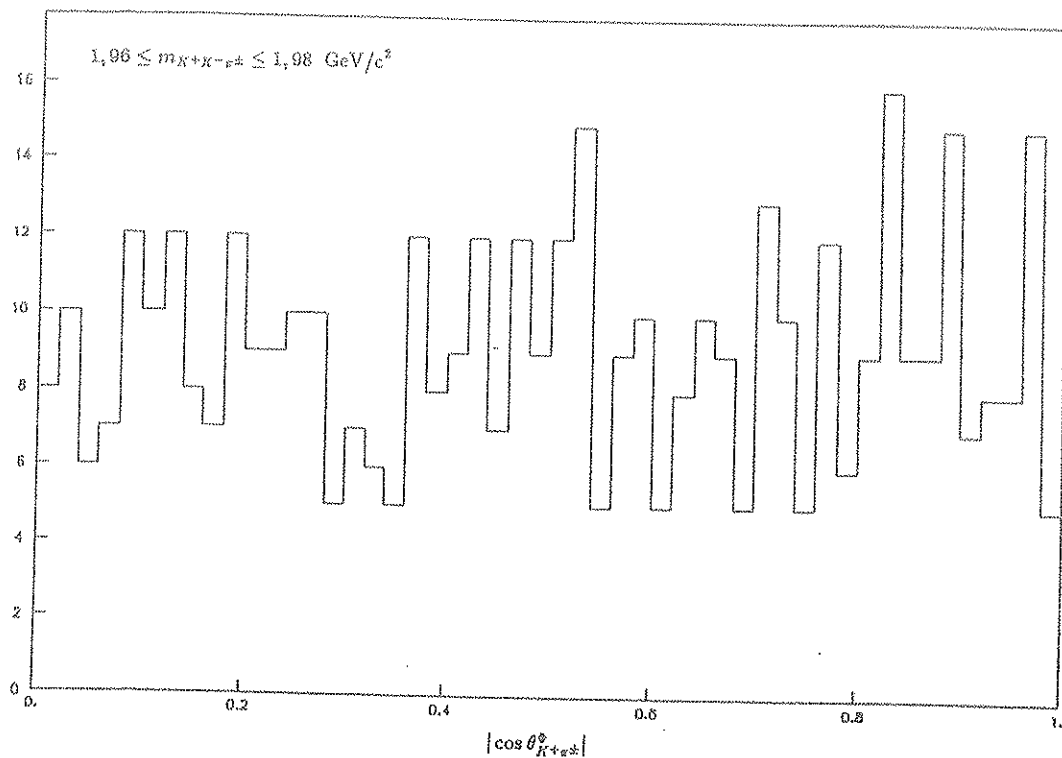


Figure 5.13: Distribution en $|\cos \theta_{K^+K^-\pi^\pm}^\Phi|$ pour $1.96 \leq m_{K^+K^-\pi^\pm} < 1.98 \text{ GeV}/c^2$.

5.2.6 Coupure cinématique.

Une autre possibilité de réduction du bruit de fond nous est donnée par une caractéristique cinématique de la désintégration des mésons $D_s^\pm$ en $\Phi \pi^\pm$ avec Φ donnant $K^+ K^-$. En effet, considérons l'angle entre le K^+ et le $\pi^\pm$ dans le référentiel où le méson Φ est au repos (cf. fig. 5.14).

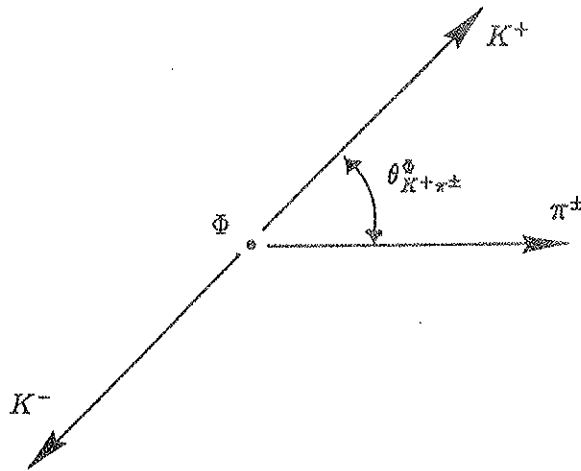


Figure 5.14: Définition de l'angle $\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$.

Le méson Φ étant de spin 1, on attend une distribution en $\cos^2 \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$. C'est effectivement ce qui est reproduit par le programme de génération d'événements. La distribution en $\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$ est clairement visible sur la figure 5.12 où sont représentées les valeurs absolues du cosinus de l'angle $\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$ pour les particules provenant de la désintégration des mésons $D_s^\pm$. Par contre, pour les combinaisons $K^+ K^- \pi^\pm$ ne provenant pas de la désintégration d'un méson $D_s^\pm$, la distribution est isotrope (cf. fig. 5.13). Cette caractéristique de la distribution angulaire va nous permettre, par une coupure sur les basses valeurs absolues du $\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$, d'éliminer une fraction importante du fond combinatoire en conservant la majeure partie du signal des mésons $D_s^\pm$.

Deux analyses ont été réalisées avec des coupures angulaires différentes. La première sélectionne les combinaisons $K^+ K^- \pi^\pm$ dont la valeur absolue du cosinus est supérieure à 0,3, et la seconde, les valeurs supérieures à 0,5.

- En demandant $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,3$, on réduit le bruit de fond de 29,5 % en ne perdant que 2,3 % du signal des mésons $D_s^\pm$.
- Pour $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$, c'est 48,6 % des fausses combinaisons qui sont éliminées pour une perte du signal des mésons $D_s^\pm$ de 14,0 %.

Les figures 5.15 et 5.16 présentent les distributions en masse du méson $D_s^\pm$ obtenues avec les deux coupures sur le cosinus de l'angle $\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$. Ces figures sont

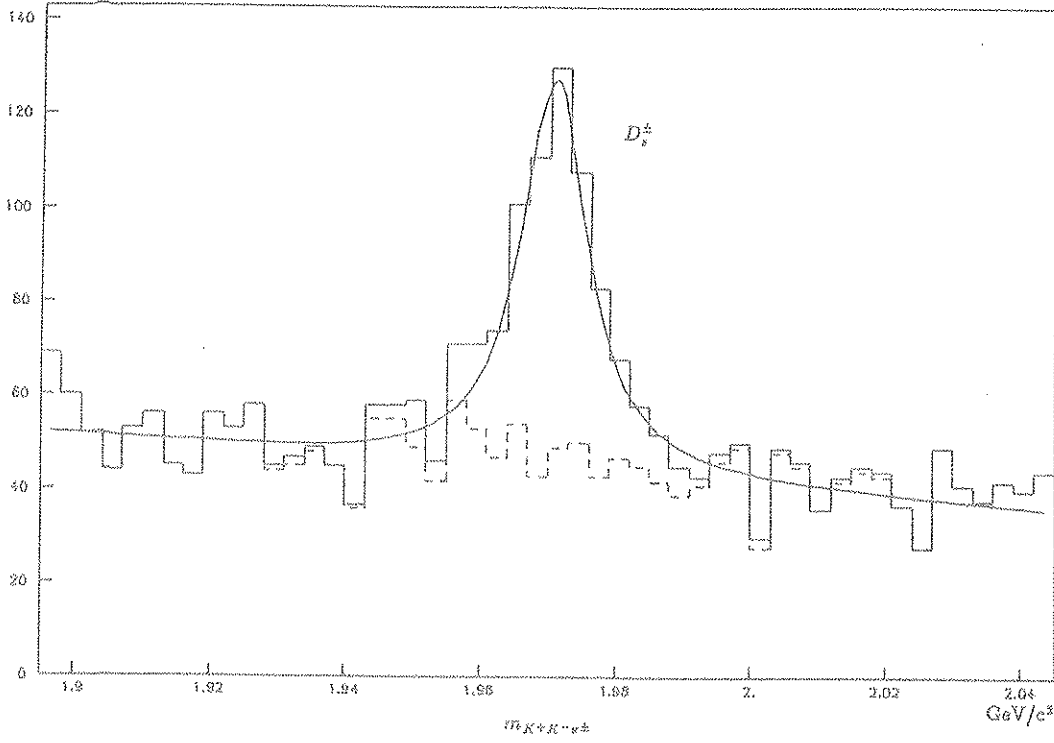


Figure 5.15: Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH et $|\cos\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,3$.

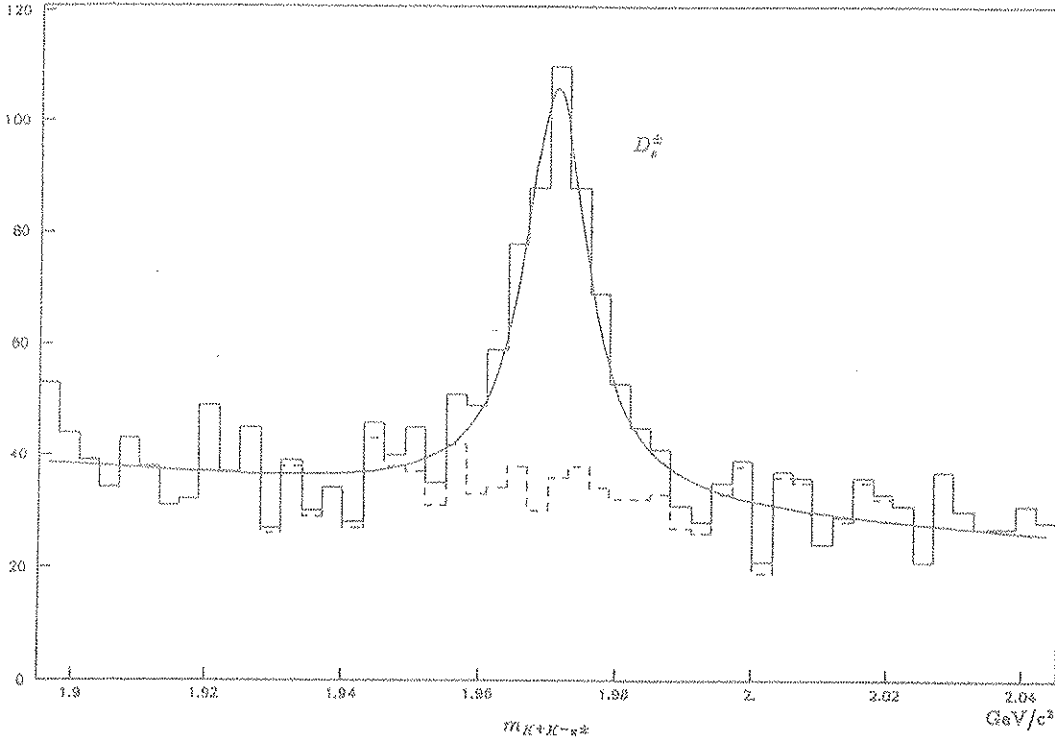


Figure 5.16: Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH et $|\cos\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$.

à comparer au signal du méson $D_s^\pm$ de la figure 5.4. Le tableau 5.3 compare les rapports signal sur bruit des différentes versions.

502 $D_s^\pm$	$m_{K^+K^-\pi^\pm}$ $1,961 \leq m_{D_s^\pm} < 1,982$		$m_{K^+K^-\pi^\pm}$ $1,967 \leq m_{D_s^\pm} < 1,976$	
Version B $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007$ 449 $D_s^\pm$ (89,4 %)	0,83	350 $D_s^\pm$ 69,7 %	1,20	213 $D_s^\pm$ 42,4 %
Coupure sur $\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$ $ \cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,3$ 438 $D_s^\pm$ (87,3 %)	1,16	342 $D_s^\pm$ 68,1 %	1,65	207 $D_s^\pm$ 41,2 %
Coupure sur $\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$ $ \cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,5$ 386 $D_s^\pm$ (76,9 %)	1,37	303 $D_s^\pm$ 60,4 %	1,99	182 $D_s^\pm$ 36,3 %

Tableau 5.3: *Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques sur $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi|$.*

5.2.7 Choix des différentes coupures.

Nous avons présenté aux paragraphes précédents des possibilités de coupure visant à augmenter le rapport signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$, lors d'une analyse combinatoire utilisant l'identification des hadrons par le détecteur RICH et la reconstruction des jets. Ces coupures portent sur la reconstruction intermédiaire de la masse invariante du méson Φ , sur la fraction d'énergie emportée par les combinaisons $K^+K^-\pi^\pm$ à l'intérieur d'un jet, et enfin, sur une distribution angulaire caractéristique de la désintégration considérée. Les améliorations apportées par ces différentes coupures ont pu être chiffrées en comparant les rapports signal sur bruit et les pourcentages de mésons $D_s^\pm$ conservés dans les différents cas. Il est intéressant de cumuler ces différentes coupures pour optimiser la recherche du méson $D_s^\pm$. Le tableau 5.4 et les figures 5.17 et 5.18 présentent ce qu'il est possible d'obtenir en appliquant simultanément les différentes coupures utilisées précédemment.

5.2.8 Applications.

La mise en évidence d'un signal clair du méson $D_s^\pm$ au travers d'un canal de désintégration donné, peut mener à différentes études physiques de ce méson. On peut par exemple, envisager de déterminer le rapport de branchement du canal considéré ou encore d'évaluer le temps de vie du méson. Dans ce cas, le choix

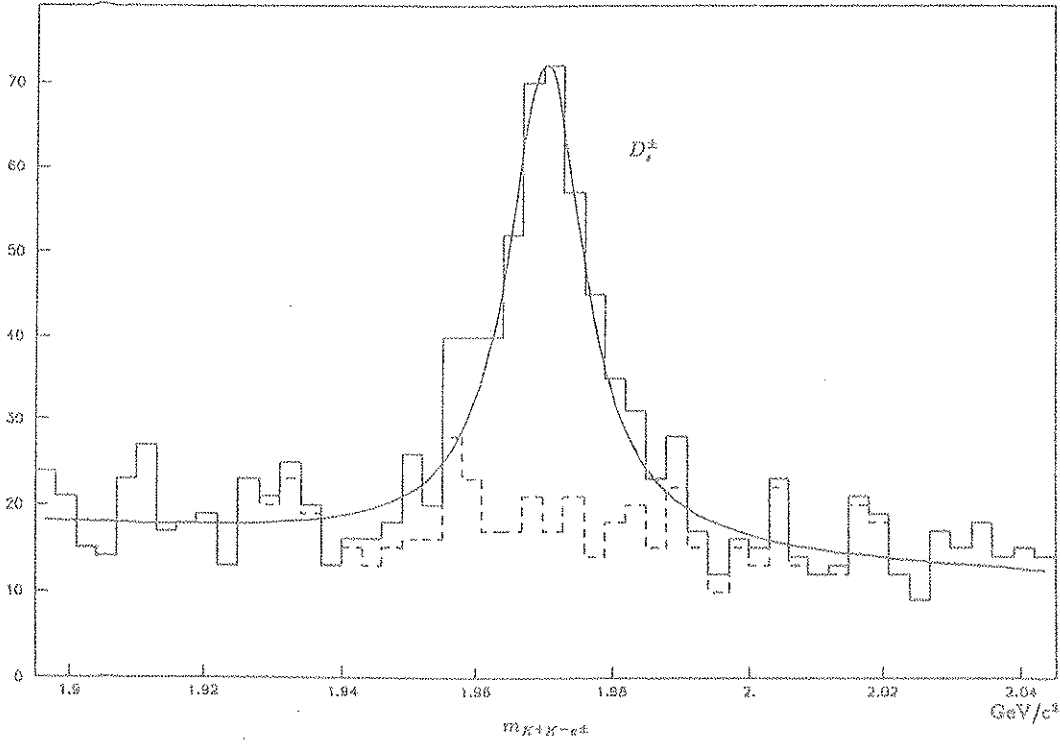


Figure 5.17: Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $|\cos\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,3$ et $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$.

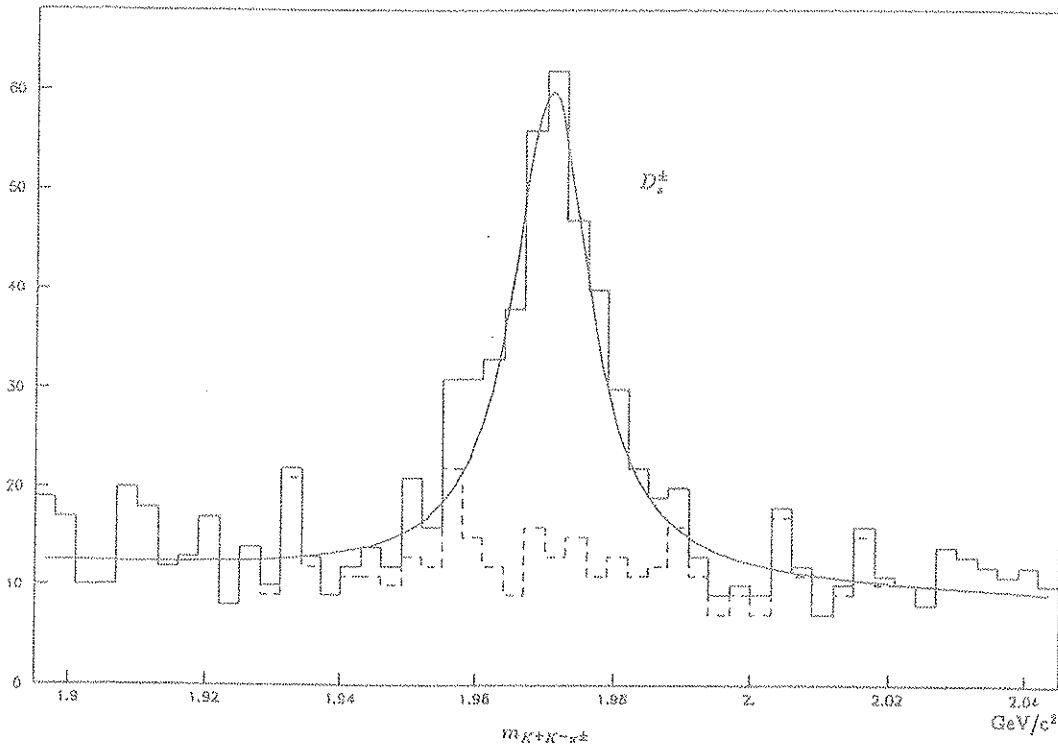


Figure 5.18: Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $|\cos\theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$ et $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$.

502 $D_s^\pm$	$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,961 \leq m_{D_s^\pm} < 1,982$		$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,967 \leq m_{D_s^\pm} < 1,976$	
Version B $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007$ 449 $D_s^\pm$ (89,4 %)	0,83	350 $D_s^\pm$ 69,7 %	1,20	213 $D_s^\pm$ 42,4 %
$ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,3$ $z = \frac{E_{K+K-\pi^\pm}}{E_{jet}} \geq 0,4$ 337 $D_s^\pm$ (67,1 %)	2,51	246 $D_s^\pm$ 49,0 %	3,41	140 $D_s^\pm$ 27,9 %
$ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,5$ $z = \frac{E_{K+K-\pi^\pm}}{E_{jet}} \geq 0,4$ 297 $D_s^\pm$ (59,2 %)	3,04	217 $D_s^\pm$ 43,2 %	4,16	121 $D_s^\pm$ 24,1 %

Tableau 5.4: *Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques sur $|\cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi|$ et sur $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet}$.*

des coupures doit être guidé par ce que l'on cherche à obtenir. En effet, s'il s'agit d'établir une section efficace ou un rapport de branchement, il est nécessaire de conserver une part importante du signal et l'on peut se contenter d'un rapport signal sur bruit moyen (de l'ordre de 2 par exemple). Par contre, s'il s'agit d'établir un temps de vie, il est primordial de réduire au maximum le bruit de fond (il faudrait pouvoir l'éliminer totalement). La part du signal conservée est alors moins critique, bien qu'il soit toujours bon d'avoir une statistique importante. Le tableau 5.5 présente les résultats que l'on peut obtenir dans ces deux cas extrêmes.

502 $D_s^\pm$	$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,961 \leq m_{D_s^\pm} < 1,982$		$m_{K+K-\pi^\pm}$ $1,967 \leq m_{D_s^\pm} < 1,976$	
$ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,3$ $z = \frac{E_{K+K-\pi^\pm}}{E_{jet}} \geq 0,3$ 386 $D_s^\pm$ (76,9 %)	1,91	291 $D_s^\pm$ 58,0 %	2,57	167 $D_s^\pm$ 33,3 %
$ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,6$ $z = \frac{E_{K+K-\pi^\pm}}{E_{jet}} \geq 0,6$ 169 $D_s^\pm$ (33,7 %)	7,56	118 $D_s^\pm$ 23,5 %	10,63	70 $D_s^\pm$ 13,9 %

Tableau 5.5: *Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques visant soit à conserver la majeure partie du signal, soit à obtenir un rapport signal sur bruit maximum.*

5.3 Signal du méson $D_s^{\pm*}$.

Il s'avère assez délicat, en raison de l'imprécision de la mesure de l'énergie des photons, de mettre en évidence, avec un bon rapport signal sur bruit, le méson $D_s^{\pm*}$. Pour tenter d'obtenir un signal, nous avons utilisé la méthode de reconstruction du méson $D_s^{\pm}$ décrite précédemment avec des coupures assez sévères : $m_{\Phi} = 1,02 \pm 0,007 \text{ GeV}/c^2$, $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$ et $z = E_{K^+K^-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$. Puis, nous avons considéré comme un méson $D_s^{\pm}$ toutes les combinaisons de masse $K^+K^-\pi^\pm$ situées dans un intervalle assez étroit autour de la masse du $D_s^{\pm}$ (entre 1,96 et 1,98 GeV/c^2). Le calcul de la masse invariante des combinaisons sélectionnées avec tous les photons contenus dans le jet, nous a permis d'obtenir la figure 5.19.

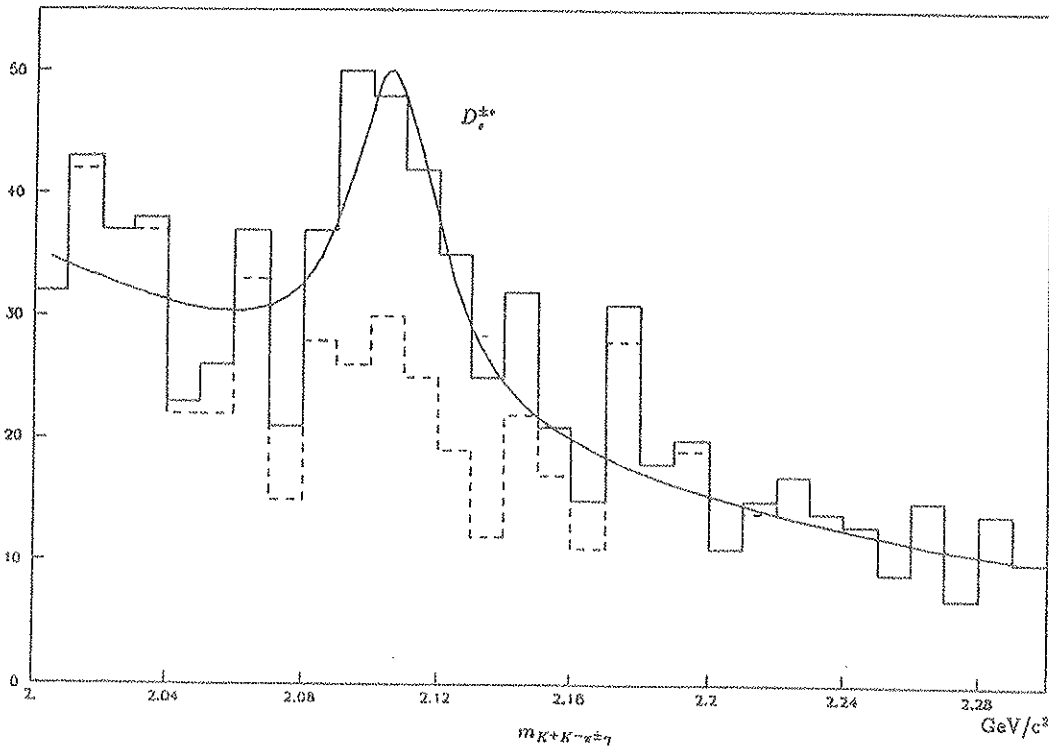
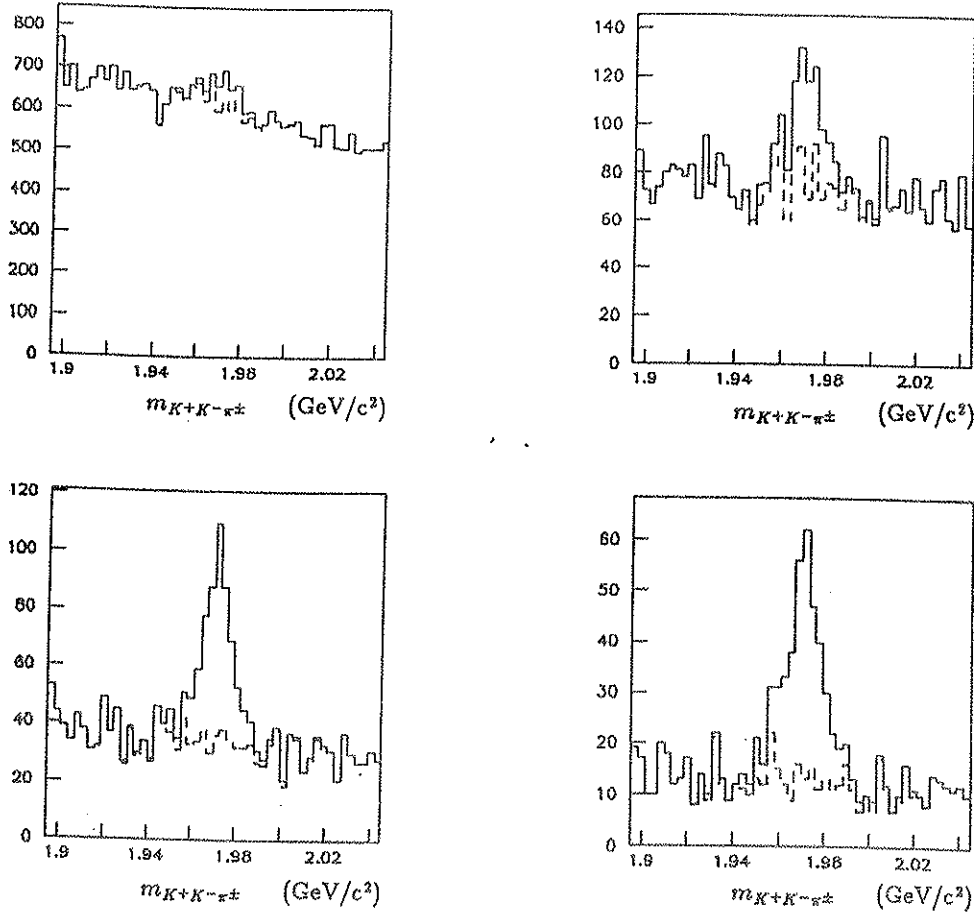


Figure 5.19: Signal des mésons $D_s^{\pm*}$.

On peut noter la présence d'un signal au environ de la masse du $D_s^{\pm*}$ (2,1 GeV/c^2) dans lequel 22,3 % des 597 mésons $D_s^{\pm*}$ initiaux sont conservés. Il semble difficile d'améliorer de façon significative ce résultat. Ce type d'analyse combinatoire requiert une bonne détermination de l'impulsion des particules et la précision de la mesure de l'énergie des photons s'avère légèrement insuffisante.

5.4 Nécessité du RICH.

Arrivé à ce point de l'analyse, on est amené à se poser la question de la nécessité du RICH. Celui-ci est-il absolument nécessaire ou des coupures sévères, sans identification des hadrons chargés par le RICH, suffisent-elles ? La réponse nous est donnée par la figure 5.20.



En haut, sans le RICH.

En bas, avec le RICH.

A gauche, une seule coupure : $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$.

A droite, deux coupures : $|\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$ et $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$.

Figure 5.20: Signal des mésons $D_s^\pm$ avec et sans RICH.

Les deux distributions de gauche concernent la même analyse avec les coupures suivantes :

- reconstruction des jets,
- $m_\Phi = 1,02 \pm 0,007 \text{ GeV}/c^2$,

- et $|\cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi| \geq 0,5$.

La distribution du haut a été faite sans identification des hadrons chargés et celle du bas en utilisant les possibilités du RICH. Aucun signal n'est visible sur la figure du haut, ici, le RICH s'avère indispensable pour mettre en évidence le méson $D_s^\pm$. Pour obtenir les deux distributions de droite, on a rajouté une coupure sur la fraction d'énergie emportée par le méson $D_s^\pm$ dans le jet : $z = E_{K+\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$. Dans ce cas, il est possible d'obtenir un signal du méson $D_s^\pm$ sans le RICH. Cependant, le rapport signal sur bruit est inférieur à 1, ce qui est très en dessous des résultats obtenus avec le RICH. Il apparaît donc que l'identification des hadrons chargés par le RICH est nécessaire à l'obtention d'un signal clair des mésons $D_s^\pm$, particulièrement si l'on cherche à optimiser le rapport signal sur bruit.

Chapitre 6

Mise en évidence du méson $D_s^\pm$ par DELPHI. (II)

Au cours du chapitre 4, nous avons retenu deux canaux de désintégration des mésons $D_s^\pm$ menant à un état final constitué uniquement de particules chargées susceptibles d'être identifiées par le RICH. Il s'agissait des canaux :

$$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm \quad \text{et} \quad D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm$$

Le premier canal a été étudié au chapitre précédent. Nous consacrerons celui-ci à mettre en évidence le méson $D_s^\pm$ au travers du second canal de désintégration, soit :

$$\begin{array}{ccc} D_s^\pm & \longrightarrow & K^{0*} K^\pm \\ & & \searrow \\ & & K^\pm \pi^\mp \end{array} \quad (6.1)$$

Nous utiliserons pour cela le même lot de 200 000 événements hadroniques "tout venant" produit par le Monte-Carlo de LUND. Ce lot représente environ 1/5 de la production attendue lors de la première année d'acquisition de DELPHI.

6.1 Traitement des événements.

6.1.1 Acceptance et erreurs de mesure.

Les 200 000 collisions e^-e^+ simulées ont produit 916 mésons $D_s^\pm$ se désintégrant suivant le canal 6.1. Cependant, tous ne sont pas observables. Il faut en effet transformer les événements pour s'approcher au mieux d'une description réaliste tenant compte des caractéristiques du détecteur (acceptance, erreurs de mesure). Ces modifications provoquent la perte d'une partie des mésons $D_s^\pm$.

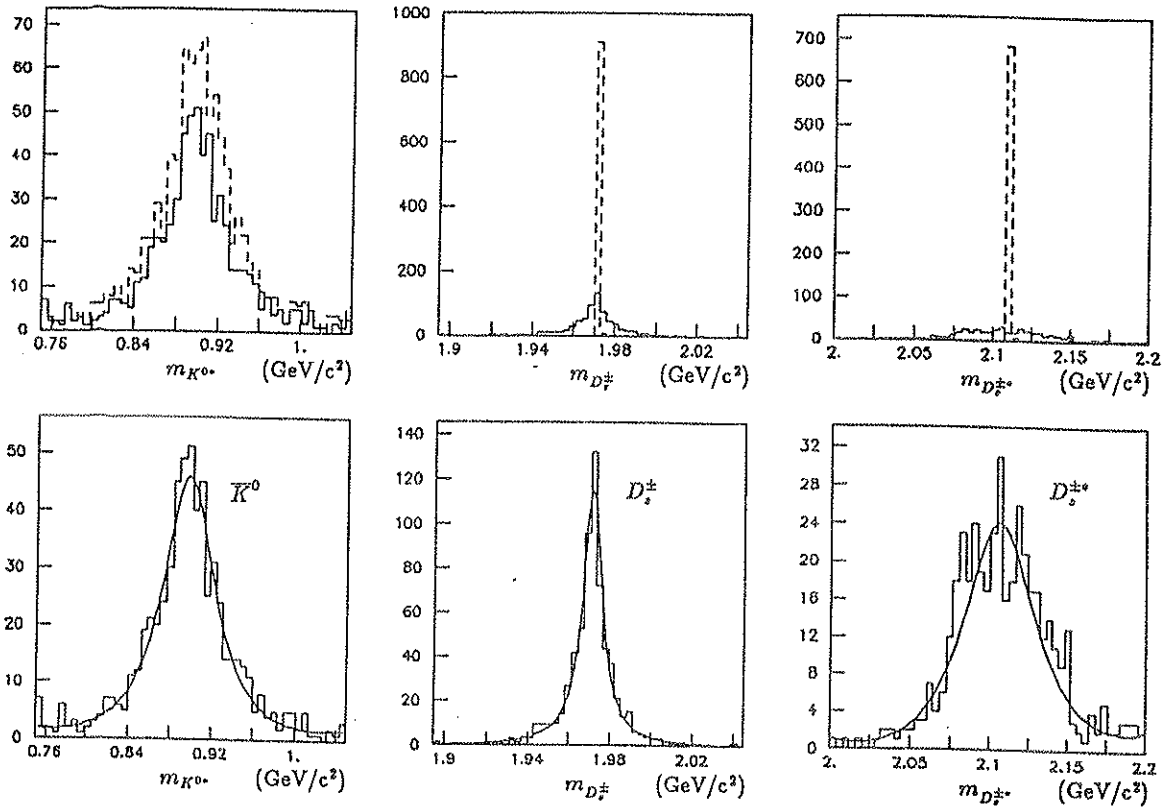


Figure 6.1: Influence des erreurs de mesure sur la masse des particules.

La figure 6.1 présente les effets de ces modifications sur la distribution en masse des mésons K^{0*} , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$. En pointillé sont représentées les distributions créées par le Monte-Carlo de LUND, et en trait plein les distributions après corrections. On peut noter, dès maintenant, la largeur importante (≈ 60 MeV) du méson K^{0*} par rapport à celle du méson Φ du canal précédent qui n'était que de 4,8 MeV (cf. fig. 4.3). Du fait de l'acceptance, sur les 916 mésons $D_s^\pm$ initialement créés, seuls 643 (70,2 %) d'entre eux sont observables par le détecteur DELPHI.

6.1.2 Coupure sur la masse du K^{0*} .

Comme pour le canal précédent, la mise en évidence du méson $D_s^\pm$ passe par la reconstruction préalable d'un autre méson, ici le K^{0*} . La coupure autour de la masse du méson Φ ne présentait guère de difficulté du fait de l'étroitesse du signal. Au contraire, la largeur du K^{0*} nécessite une recherche de la coupure optimum. Celle-ci nous est suggérée par la figure 6.2 où nous avons tracé le rapport du signal des mésons K^{0*} sur le bruit du fond combinatoire en fonction de la largeur de la coupure.

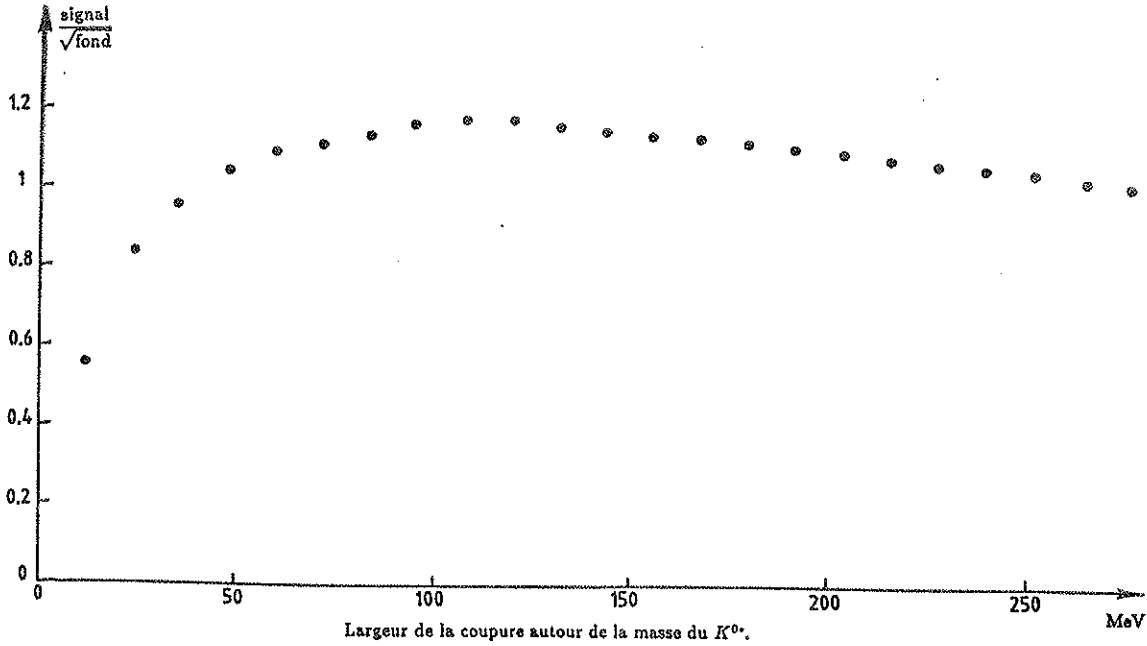


Figure 6.2: Rapport du signal des mésons K^{0*} sur l'erreur du fond combinatoire en fonction de la largeur de coupure.

Le signal des K^{0*} croît avec la largeur pour atteindre assez rapidement une limite correspondant à la totalité du signal. L'erreur sur le fond combinatoire (N) peut être estimée à $\sqrt{N}$. Le rapport de ces deux quantités, présenté sur la figure 6.2, montre un maximum pour une largeur d'environ 100 MeV/c². C'est le meilleur compromis entre l'élimination du fond combinatoire et le nombre de mésons K^{0*} conservés. La coupure sur la masse du K^{0*} sera donc optimum pour une largeur de ± 50 MeV/c² autour de la valeur centrale (0,90 GeV/c²). Cela nous conduit à une perte de 166 mésons $D_s^\pm$ pour lesquels le K^{0*} est situé en dehors de cette zone de masse.

6.1.3 Reconstruction des jets.

La reconstruction des jets supprime 72,9 % du fond combinatoire, mais conduit également à une perte de 64 (9,0 %) mésons $D_s^\pm$ pour lesquels les trois particules de l'état final de la désintégration ne sont pas associées au même jet. Les mésons $D_s^\pm$ perdus sont issus d'événements à saveurs lourdes (56 proviennent d'événements $t\bar{t}$, et 8 d'événements $b\bar{b}$).

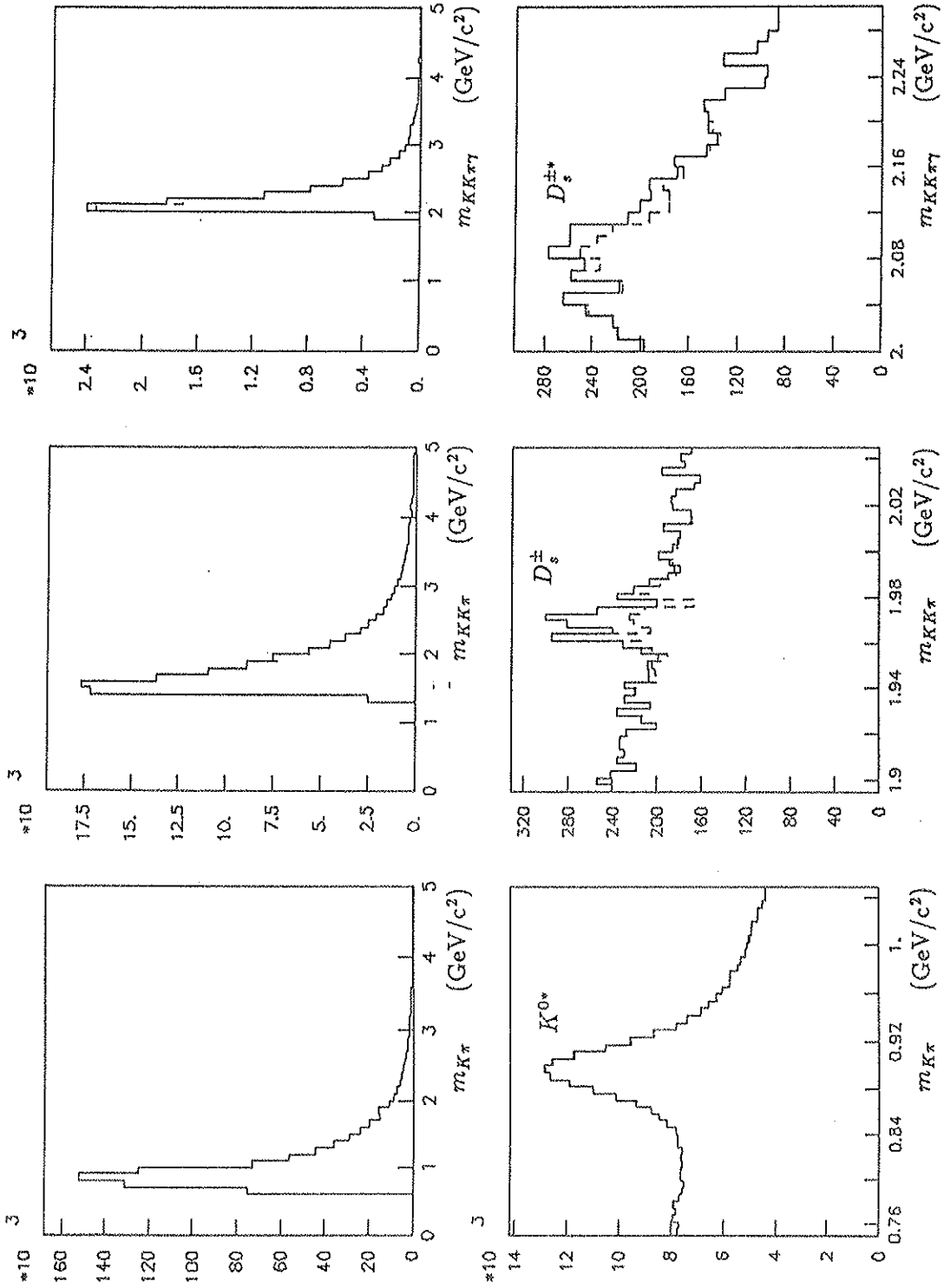


Figure 6.3: Recherche des mésons K^{0*} , $D_s^{\pm*}$ et $D_s^{0\pm}$ par une analyse combinatoire de masse invariante, avec identification des hadrons chargés par le RICH.

6.1.4 Utilisation du RICH.

Nous avons appliqué aux hadrons chargés l'algorithme d'identification décrit au chapitre 4 et fondé sur les probabilités de la figure 4.5 obtenues à partir du programme de simulation du RICH. L'effet produit est toujours aussi important. On élimine ainsi 97,2 % du fond combinatoire. Pour renforcer cet effet, nous avons demandé que les deux kaons produits dans la désintégration : $D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm$ avec $K^{0*} \longrightarrow K^\pm \pi^\mp$, soient parfaitement identifiés. Ceci permet d'éliminer encore 46,2 % du fond combinatoire restant pour une perte de seulement 27 (6,2 %) méson $D_s^\pm$. On aboutit finalement, après ces différentes coupures, à un total de 406 mésons $D_s^\pm$ conservés, soit 44,3 % des 916 mésons $D_s^\pm$ initialement créés.

6.2 Mise en évidence du méson $D_s^\pm$.

La figure 6.3 présente les résultats obtenus en utilisant l'analyse combinatoire décrite ci-dessous :

- Elimination des particules en dehors de l'acceptance du détecteur DELPHI.
- Modification du quadri-vecteur énergie-impulsion des particules pour tenir compte des erreurs de mesure dues à l'appareillage de DELPHI.
- Reconstruction des jets et assignation de chaque particule à un jet.
- Identification des hadrons chargés par le RICH.
- Reconstruction de la masse invariante des combinaisons de particules constituées d'un kaon parfaitement identifié et d'un hadron de charge opposée non reconnu comme autre chose qu'un pion. Ces deux particules doivent de plus être associées au même jet. Cette étape doit mener à la mise en évidence d'un signal aux environs de $0,9 \text{ GeV}/c^2$ correspondant au méson K^{0*} .
- Sélection des combinaisons situées dans la zone de masse définie par : $0,85 \leq m_{K^\pm \pi^\mp} \leq 0,95 \text{ GeV}/c^2$.
- Reconstruction de la masse invariante des combinaisons sélectionnées à l'étape précédente avec les autres kaons parfaitement identifiés du jet. Cette étape doit mettre en évidence le méson $D_s^\pm$ aux environs de $1,97 \text{ GeV}/c^2$.
- Sélection des combinaisons $m_{KK\pi}$ situées dans un intervalle assez étroit autour de la masse du $D_s^\pm$ (entre $1,96$ et $1,98 \text{ GeV}/c^2$).
- Reconstruction de la masse invariante des combinaisons sélectionnées à l'étape précédente avec tous les photons contenus dans le jet. On espère ainsi obtenir un signal des mésons $D_s^{\pm*}$ au environ de $2,1 \text{ GeV}/c^2$.

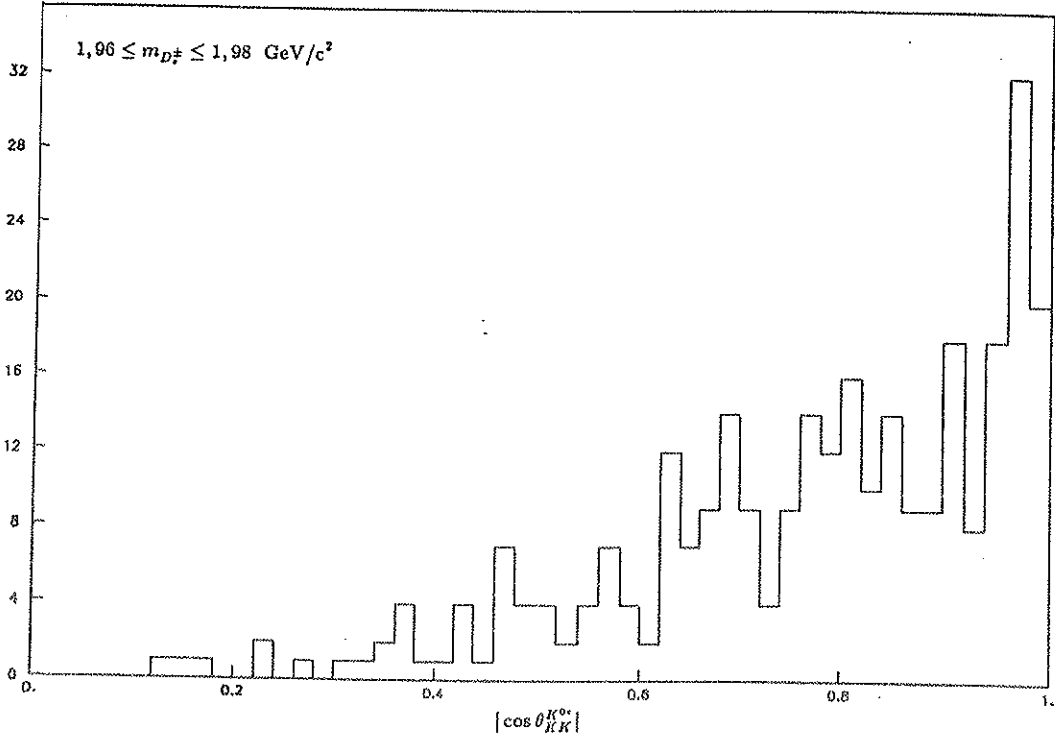


Figure 6.4: Distribution en $|\cos \theta_{KK}^{K^0*}|$ pour $1,96 \leq m_{D^\pm} \leq 1,98$ GeV/c².

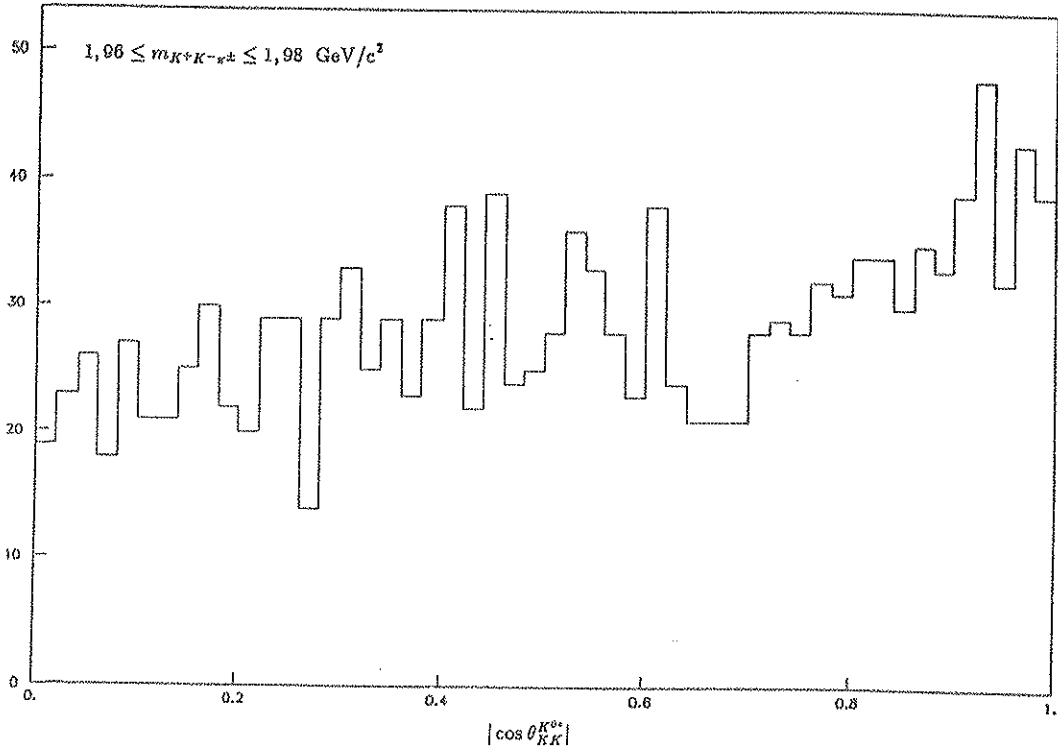


Figure 6.5: Distribution en $|\cos \theta_{KK}^{K^0*}|$ pour $1,96 \leq m_{KK\pi} \leq 1,98$ GeV/c².

Sur la figure 6.3 le signal du K^{0*} est clairement visible. Cependant la contribution des particules provenant de la désintégration du $D_s^\pm$ est inappréciable.

Le signal du méson $D_s^\pm$ est également visible, mais le rapport signal sur bruit est très inférieur à celui obtenu par une analyse semblable du canal de désintégration en $\Phi \pi^\pm$ (cf. fig. 5.4). Le signal est sensiblement le même (350 mésons $D_s^\pm$ pour le canal en $\Phi \pi^\pm$, et 302 mésons $D_s^\pm$ pour le canal en $K^{0*} K^\pm$), mais le fond combinatoire est nettement plus important pour le second canal. Ceci est dû à la large coupure autour de la masse du K^{0*} qui conserve, pour la reconstruction du $D_s^\pm$, un plus grand nombre de fausses combinaisons (490 pour le canal en $\Phi \pi^\pm$, et 1 508 pour le canal en $K^{0*} K^\pm$). Le rapport signal sur bruit n'est que de 0,25.

6.3 Amélioration du signal des mésons $D_s^\pm$ par des coupures cinématiques.

6.3.1 Coupure sur $\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}$.

Comme le méson Φ , le K^{0*} possède un spin égal à 1. On attend donc une distribution en $\cos^2 \theta_{KK}^{K^{0*}}$ de l'angle séparant les deux kaons dans le référentiel lié au K^{0*} (cf. paragraphe 5.2.6 où le pion est remplacé par un kaon). Les figures 6.4 et 6.5 présentent la distribution de l'angle $\theta_{KK}^{K^{0*}}$ pour les kaons provenant de la désintégration des mésons $D_s^\pm$ et de ceux provenant du fond combinatoire situé sous le signal des mésons $D_s^\pm$, dans un intervalle de masse défini par : $1,96 \leq m_{KK\pi} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$. Ces distributions vont nous permettre d'éliminer un pourcentage du fond combinatoire plus ou moins important suivant la coupure choisie, en ne perdant que peu de mésons $D_s^\pm$. Par exemple, en demandant $\cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,3$ on élimine 25,1 % du fond en ne perdant que 5 (1,7 %) mésons $D_s^\pm$. On améliore ainsi le rapport signal sur bruit.

6.3.2 Coupure sur $z = E_{KK\pi}/E_{jet}$.

Nous avons vu au paragraphe 5.2.5 que la production de méson $D_s^\pm$ possédait les caractéristiques de la fragmentation des saveurs lourdes. C'est à dire que la fraction d'énergie $z = E_{KK\pi}/E_{jet}$, emportée par les mésons $D_s^\pm$ à l'intérieur d'un jet, présente un maximum pour des valeurs de z élevées (cf. fig. 5.7). La figure 6.6 donne la distribution en z des combinaisons de masse située dans l'intervalle $1,96 \leq m_{KK\pi} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$. La courbe en pointillé indique la contribution des mésons $D_s^\pm$.

Il ressort de ces distributions que la valeur de z est un bon critère de sélection. Par exemple, en demandant $z \geq 0,4$ on élimine 72,1 % du fond pour 27,8 % du signal des mésons $D_s^\pm$, ce qui augmente donc le rapport signal sur bruit.

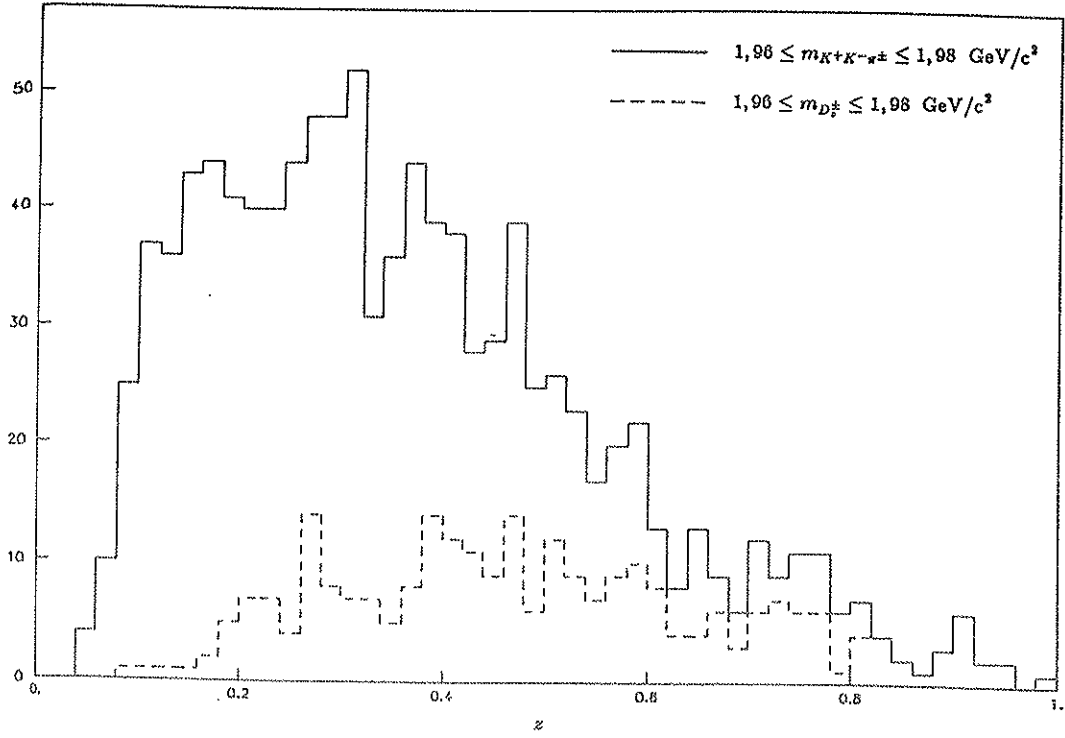


Figure 6.6: Fraction d'énergie des jets emportée par les mésons $D_s^\pm$.

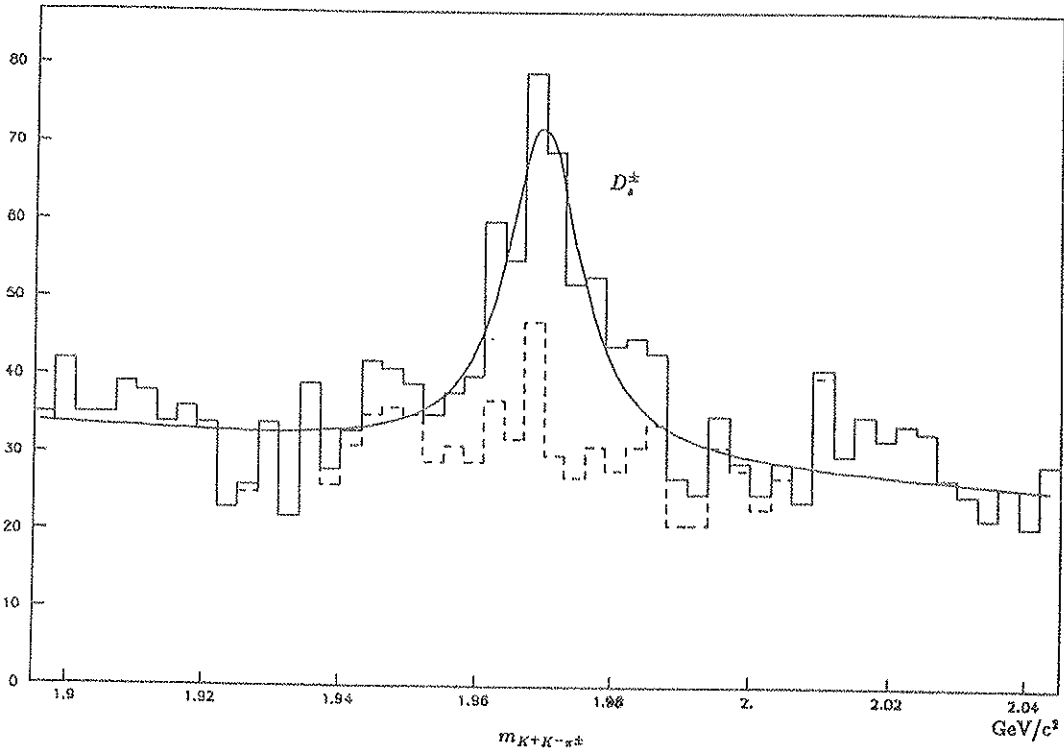


Figure 6.7: Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $|\cos\theta_{KK}^{K^{0*}}| \geq 0,5$ et $z = E_{KK\pi}/E_{\text{jet}} \geq 0,4$.

6.3.3 Rapport signal sur bruit.

L'analyse combinatoire définie par les paramètres suivants :

- reconstruction des jets,
- identification des hadrons chargés par le RICH avec les deux kaons parfaitement identifiés,
- sélection des K^{0*} entre 0,85 et 0,95 GeV/c²

mène à un rapport signal sur bruit de 0,25.

De façon à estimer l'efficacité des coupures cinématiques on peut, comme au chapitre précédent, évaluer les rapports signal sur bruit des distributions en masse obtenues dans les différents cas. Par exemple, avec $|\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}| \geq 0,5$ et $z = E_{KK\pi}/E_{jet} \geq 0,4$ on obtient la distribution de la figure 6.7 et la tableau 6.1 donne les rapports signal sur bruit, calculés suivant la méthode décrite au paragraphe 5.2.3, pour différentes coupures.

Coupure sur la masse $1,961 \leq m_{K^{\pm}K^{\pm}\pi^{\mp}} < 1,982$ GeV/c ²			
	R	signal	fond
406 $D_s^{\pm}$	0,25	302 $D_s^{\pm}$ 74,4 %	1 508
$ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,3$ $z = \frac{E_{KK\pi}}{E_{jet}} \geq 0,4$ 288 $D_s^{\pm}$ (70,9 %)	0,71	198 $D_s^{\pm}$ 48,8 %	313
$ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,5$ $z = \frac{E_{KK\pi}}{E_{jet}} \geq 0,4$ 270 $D_s^{\pm}$ (66,5 %)	0,93	180 $D_s^{\pm}$ 44,3 %	232
$ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,6$ $z = \frac{E_{KK\pi}}{E_{jet}} \geq 0,6$ 130 $D_s^{\pm}$ (32,0 %)	2,36	74 $D_s^{\pm}$ 18,2 %	39

R est le rapport signal sur bruit calculé suivant la méthode décrite au paragraphe 5.2.3.

Tableau 6.1: Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^{\pm}$ pour différentes coupures cinématiques sur $|\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}|$ et sur $z = E_{KK\pi}/E_{jet}$.

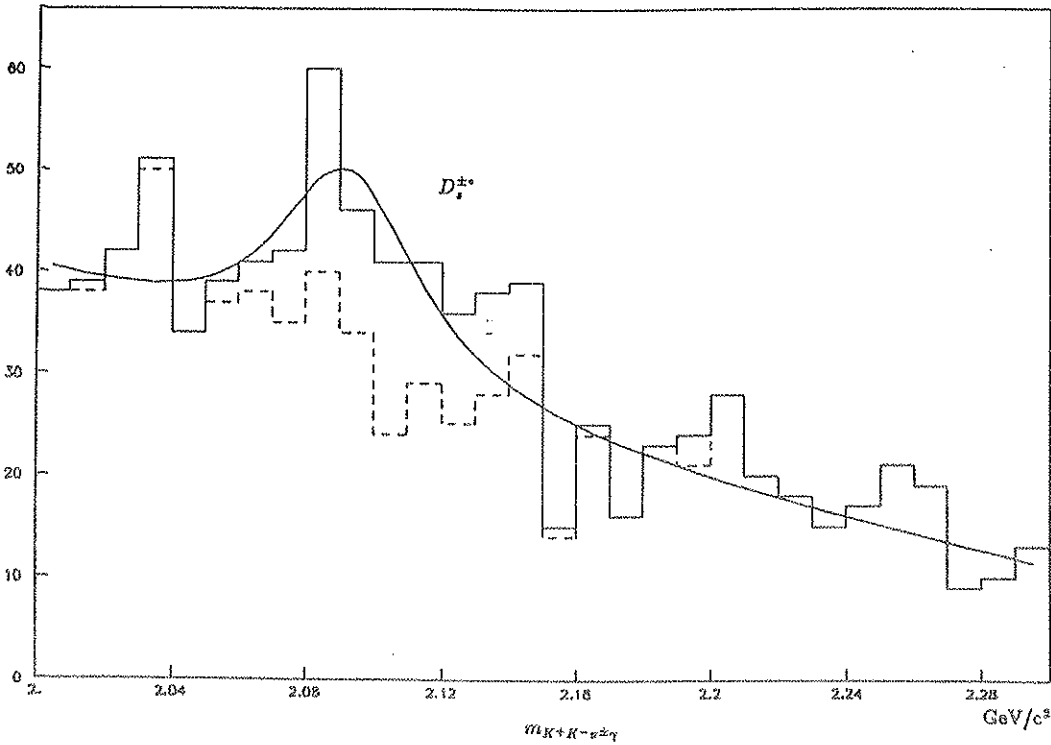
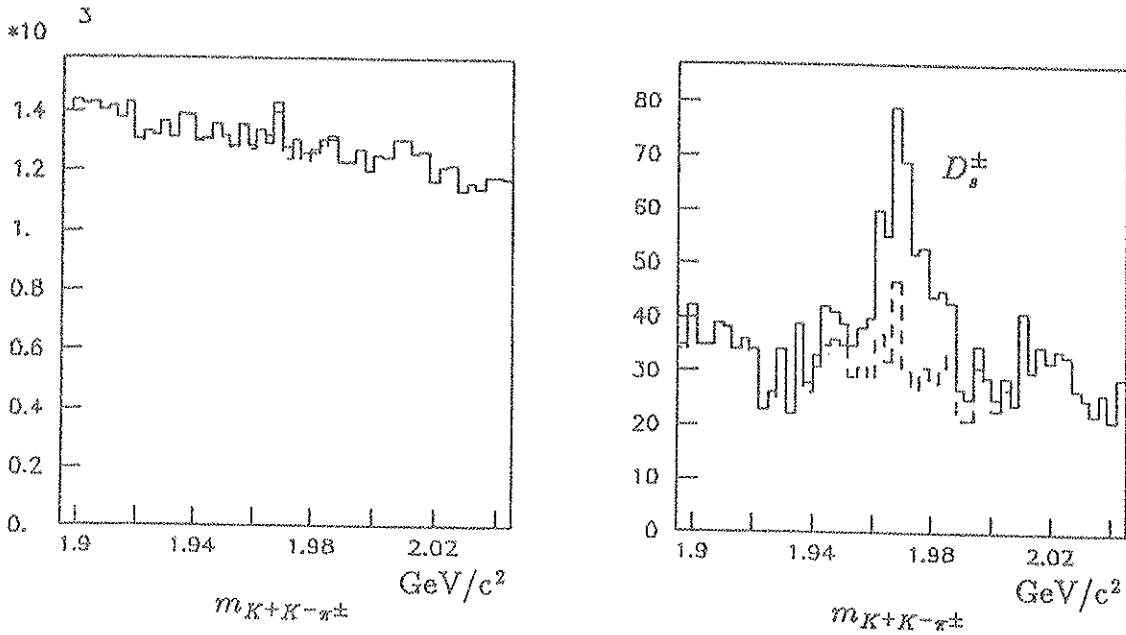


Figure 6.8: Signal des mésons $D_s^{\pm*}$ dans le canal en $K^{0*} K^{\pm} \gamma$.



à droite : distribution obtenue avec une identification des hadrons chargés par le RICH.
à gauche : sans utiliser le RICH.

Figure 6.9: Signal des mésons $D_s^{\pm}$ avec et sans RICH.

Le rapport du nombre de mésons $D_s^\pm$ conservés sur le nombre de fausses combinaisons donne un rapport signal sur bruit inférieur à R. La méthode d'ajustement des histogrammes à une fonction de Breit et Wigner associée à une droite surévalue légèrement le rapport signal sur bruit.

Les résultats du tableau 6.1 sont nettement moins satisfaisants que pour le canal en $\Phi \pi^\pm$. En effet, pour des coupures équivalentes ($|\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}| \geq 0,5$ et $z = E_{KK\pi}/E_{jet} \geq 0,4$), on conserve, dans les deux cas, un pourcentage équivalent de mésons $D_s^\pm$ (36,8 % pour le canal en $\Phi \pi^\pm$ et 29,5 % pour le canal en $K^{0*} K^\pm$), mais le rapport signal sur bruit du second canal (0,9) est bien inférieur à celui du canal en $\Phi \pi^\pm$ qui est de 3. En raison de la largeur du K^{0*} , l'analyse conserve un fond important. Cependant, la figure 6.7 montre que les mésons $D_s^\pm$ peuvent clairement être mis en évidence par DELPHI dans le canal de désintégration : $D_s^\pm \rightarrow K^{0*} K^\pm$ avec $K^{0*} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$.

6.4 Signal des mésons $D_s^{\pm*}$.

Au cours du chapitre précédent, on a vu que l'imprécision de la mesure de l'énergie des photons limite la qualité du signal des mésons $D_s^{\pm*}$ que l'on peut obtenir. Pour le canal en $K^{0*} K^\pm \gamma$, le rapport signal sur bruit est encore diminué du fait d'un fond combinatoire plus important.

Pour mettre en évidence le méson $D_s^{\pm*}$, nous avons d'abord reconstruit le méson $D_s^\pm$ en utilisant l'analyse combinatoire décrite précédemment avec les coupures cinématiques suivantes :

- $|\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}| \geq 0,5$
- $z = E_{KK\pi}/E_{jet} \geq 0,4$

Nous avons considéré comme un méson $D_s^\pm$ toutes les combinaisons situées dans la zone de masse définie par : $1,96 \leq m_{KK\pi} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$.

Le calcul de la masse invariante de ces combinaisons avec tous les photons du jet, a permis d'obtenir la figure 6.8.

La présence d'un signal aux environs de $2,1 \text{ GeV}/c^2$ correspondant au méson $D_s^{\pm*}$ est clairement visible. Cependant, le rapport signal sur bruit est faible et les différentes coupures rejettent plus de 84,2 % des 690 mésons $D_s^{\pm*}$ initialement créés.

6.5 Nécessité du RICH.

Comme pour le canal en $\Phi \pi^\pm$, l'identification des hadrons chargés par le RICH est nécessaire à l'obtention d'un signal clair des mésons $D_s^\pm$ dans le canal en $K^{0*} K^\pm \gamma$ avec $K^{0*} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer les deux distributions de la figure 6.9.

La première distribution correspond à une analyse utilisant la reconstruction des jets, l'identification de hadrons chargés par le RICH et les coupures cinématiques : $|\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}| \geq 0,5$ et $z = E_{KK\pi}/E_{jet} \geq 0,4$. On obtient ainsi un signal des mésons $D_s^\pm$ avec un rapport signal sur bruit de 0,9.

La seconde distribution correspond à la même analyse mais sans utiliser le RICH. Dans ce cas, le fond combinatoire est trop important pour extraire le signal des mésons $D_s^\pm$.

L'identification des hadrons chargés par le RICH est donc indispensable pour extraire le signal des mésons $D_s^\pm$ dans le canal de désintégration $D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm$.

Chapitre 7

Récapitulation et prévisions.

Les deux chapitres précédents ont montré que l'expérience DELPHI sera en mesure de mettre en évidence les mésons $D_s^\pm$ dans les deux canaux de désintégration étudiés :



En se fondant sur les résultats obtenus, nous allons évaluer ce qu'il est permis d'attendre des différentes périodes d'acquisition du détecteur DELPHI.

7.1 Récapitulation des analyses.

De façon à estimer le nombre de mésons $D_s^\pm$ qu'il sera possible d'obtenir, ainsi que les conditions de leur observation (rapport signal sur bruit), nous allons récapituler les résultats des deux analyses qui viennent d'être présentées. Les tableaux 7.1 et 7.2 donnent les résultats obtenus à partir d'un lot de 200 000 événements hadroniques "tout venant", produits par le Monte-Carlo de LUND, pour les deux canaux de désintégration étudiés.

Le tableau 7.1 concerne la désintégration $D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm$ avec $\Phi \longrightarrow K^+ K^-$, dont le taux de production rapporté au nombre d'événements créés, est de 0,40 %. Le tableau 7.2 concerne la désintégration $D_s^\pm \longrightarrow \bar{K}^{0*} K^\pm$ avec $\bar{K}^{0*} \longrightarrow K^\pm \pi^\mp$ pour un taux de production sensiblement équivalent de 0,46 %. Dans ces deux tableaux, on peut trouver le nombre de mésons $D_s^\pm$ conservés par l'analyse ainsi que les taux de rejet du fond combinatoire occasionnés par les différents traitements appliqués aux événements (acceptance, reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH et coupures). Les deux premières colonnes donnent le nombre total de mésons $D_s^\pm$ conservés avec le taux de rejet induit par chaque traitement. Les autres colonnes concernent les mésons $D_s^\pm$ et le fond combinatoire

200 000 événements hadroniques produits par le Monte – Carlo de LUND.						
Traitement	806 mésons $D_s^\pm$ $D_s^\pm \rightarrow \Phi \pi^\pm$ $\Phi \rightarrow K^+ K^-$		Coupure sur la masse $1,961 \leq m_{K^+K^-\pi^\pm} < 1,982$ GeV/c^2			
	$D_s^\pm$	Rejet	$D_s^\pm$	Rejet	Fond	Rejet
Acceptance	556	31 %	440	51 %	—	—
coupure sur $m_{K^+K^-}$ $1,013 \leq m_{K^+K^-} \leq 1,027$	499	10 %	400	9 %	28 877	—
Reconstruction des jets	451	10 %	352	12 %	8 082	72 %
Identification des hadrons chargés par le RICH	449	0,4 %	350	0,6 %	490	94 %
coupure sur $\cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi$ $ \cos \theta_{K^+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,5$	386	14 %	303	13 %	242	49 %
coupure sur z $z = \frac{E_{K^+K^-\pi^\pm}}{E_{\text{jet}}} \geq 0,4$	297	23 %	217	28 %	89	63 %
Rejet total		63 %		73 %		99.7 %

Tableau 7.1: Récapitulation de l'analyse du canal en $\Phi \pi^\pm$. Nombre de mésons $D_s^\pm$ conservés et taux de rejet dus aux différents traitements des événements (le taux de rejet est donné par rapport au nombre d'événements restants après le traitement précédent).

situés dans une zone de masse assez étroite autour de la masse de $D_s^\pm$ (entre 1,961 et 1,982 GeV/c²). Pour chaque traitement, on donne le nombre de mésons $D_s^\pm$ et le nombre de fausses combinaisons situés dans cette zone de masse accompagnés de leur taux de rejet par rapport à l'étape précédente. De ces deux tableaux, on peut tirer certaines constatations :

- L'acceptance du détecteur DELPHI restreint le nombre de mésons $D_s^\pm$ observables à environ 70 % de la totalité des $D_s^\pm$ produits.
- Pour chacune de deux voies de désintégration, la mise en évidence des mésons $D_s^\pm$ passe par la reconstruction préalable des mésons Φ ou K^{0*} . Les largeurs de ces particules induisent des coupures différentes sur leur masse et donc des nombres de mésons $D_s^\pm$ et de fausses combinaisons conservés également différents. Pour le méson Φ , la coupure optimum ($m_{K^+K^-} = 1,02 \pm 0,007$ GeV/c² conduit à une perte de 10 % des mésons $D_s^\pm$ et à un fond de 28 877 combinaisons situés dans la zone de masse du $D_s^\pm$ entre 1,961 et 1,982 GeV/c². La largeur plus importante du K^{0*} mène à une coupure optimum de $m_{K^\pm\pi^\mp} = 0,90 \pm 0,05$ GeV/c², ce qui entraîne une perte de 26 % des mésons $D_s^\pm$. Le fond conservé par cette coupure, avec 371 004 combinaisons, est près de 13 fois plus important que pour le méson Φ .
- Pour les deux canaux de désintégration, la reconstruction des jets, qui limite la combinatoire à des particules associées à un même jet, élimine environ 72 % du fond pour seulement 12 % du signal des $D_s^\pm$. Comme on a pu le voir précédemment, ces pertes de signal proviennent d'événements à saveurs lourdes $b\bar{b}$ et surtout $t\bar{t}$. Pour les minimiser, on pourrait envisager un algorithme particulier de reconstruction des jets, mieux adapté aux saveurs lourdes, et utilisé lorsque le nombre de jets reconstruit par l'algorithme standard devient important (>4 par exemple).
- C'est l'identification des hadrons chargés par le RICH qui présente le plus d'intérêt pour les deux désintégrations étudiées. Elle permet en effet d'éliminer 95 % du fond combinatoire sans perte de signal. Le canal en $K^{0*} K^\pm$, dont le fond est important, nécessite un traitement particulier. On demande que les deux kaons de la désintégration soient parfaitement identifiés. Cela élimine encore 46 % du fond restant en ne perdant que 5 % des mésons $D_s^\pm$.
- Les coupures cinématiques $\cos \theta$ et $z = E_{D_s^\pm}/E_{\text{jet}}$ permettent d'améliorer le rapport signal sur bruit. Ces deux variables peuvent être adaptées à ce que l'on désire obtenir :
 - soit un rapport signal sur bruit maximum avec des coupures sévères,
 - soit un pourcentage élevé de mésons $D_s^\pm$ conservés avec des coupures moins fortes.

200 000 événements hadroniques produits par le Monte – Carlo de LUND.						
Traitement	916 mésons $D_s^\pm$ $D_s^\pm \rightarrow K^{0*} K^\pm$ $K^{0*} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$		Coupure sur la masse $1.961 \leq m_{K^\pm K^\pm \pi^\mp} < 1.982$ GeV/c^2			
	$D_s^\pm$	Rejet	$D_s^\pm$	Rejet	Fond	Rejet
Acceptance	643	30 %	476	48 %	—	—
coupure sur $m_{K^\pm \pi^\mp}$ $0,85 \leq m_{K^\pm \pi^\mp} \leq 0,95$	477	26 %	356	25 %	371 004	—
Reconstruction des jets	433	9 %	312	12 %	100 614	73 %
Identification des hadrons chargés par le RICH	433	0 %	312	0 %	2 895	97 %
2 K identifiés	406	6 %	302	3 %	1 508	46 %
coupure sur $\cos \theta_{KK}^{K^{0*}}$ $ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,5$	373	8 %	271	10 %	832	45 %
coupure sur z $z = \frac{E_{KK\pi}}{E_{jet}} \geq 0,4$	270	28 %	180	34 %	232	72 %
Rejet total		71 %		80 %		99.9 %

Tableau 7.2: Récapitulation de l'analyse du canal en $K^{0*} K^\pm$. Nombre de mésons $D_s^\pm$ conservés et taux de rejet dus aux différents traitements des événements (le taux de rejet est donné par rapport au nombre d'événements restants après le traitement précédent).

Le choix des coupures peut être guidé par les distributions en $\cos \theta$ et z des mésons $D_s^\pm$ et du fond combinatoire (cf. fig. 5.12, 5.13, 6.4 et 6.5 pour $\cos \theta$ et fig. 5.9 et 6.6 pour z).

- En utilisant les deux coupures cinématiques des tableaux 7.1 et 7.2, c'est à dire $\cos \theta \geq 0,5$ et $z \geq 0,4$, on aboutit à un taux de rejet total du fond supérieur à 99,7 % en conservant au moins 30 % de la totalité des mésons $D_s^\pm$ produits ou au moins 20 % des mésons $D_s^\pm$ situés dans la zone de masse comprise entre 1,961 et 1,982 GeV/c².

7.2 Prévisions.

La collaboration DELPHI estime à 10^6 le nombre d'événements hadroniques que l'on espère enregistrer lors de la première année de fonctionnement du détecteur DELPHI. Le lot de 200 000 événements hadroniques que nous avons utilisé pour la recherche des mésons $D_s^\pm$ représente donc 1/5 de la production attendue. Des prévisions pour la première année peuvent être obtenues en multipliant par cinq les données des tableaux 7.1 et 7.2. Ainsi, on pense pouvoir enregistrer environ 4 000 mésons $D_s^\pm$ se désintégrant en $\Phi \pi^\pm$ et 4 600 mésons $D_s^\pm$ se désintégrant en $K^{0*} K^\pm$. En s'appuyant sur l'étude qui vient d'être présentée, on pense pouvoir mettre en évidence au moins 20 % de ces mésons avec un bon rapport signal sur bruit. C'est à dire, environ 800 mésons $D_s^\pm$ avec un rapport signal sur bruit de 3 pour le canal en $\Phi \pi^\pm$ et 900 mésons $D_s^\pm$ avec un rapport signal sur bruit de 0,9 pour le canal en $K^{0*} K^\pm$. Le taux de rejet du fond combinatoire étant dans les deux cas supérieur à 99,7 %.

Pour les années suivantes, on pense pouvoir quintupler la statistique par une augmentation de la luminosité qui devrait atteindre $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour deux années de prise de données, avec un facteur d'efficacité de 1/3, on devrait donc enregistrer 10^7 événements hadroniques. Ceci mènerait à la production de plus de 40 000 mésons $D_s^\pm$ pour chacun des deux canaux et augmenterait d'un facteur 10 les chiffres de la première année.

Conclusion

A partir d'événements hadroniques simulés, produits par le Monte-Carlo de LUND, puis adaptés au détecteur DELPHI pour s'approcher au mieux de la description qu'il nous en donnera, nous avons pu extraire le signal du méson $D_s^\pm$ dans deux de ses canaux de désintégration. L'analyse que nous avons développée (reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, coupures cinématiques), a montré qu'il sera possible d'obtenir un signal clair du méson $D_s^\pm$ dans le canal :

$$D_s^\pm \longrightarrow \Phi \pi^\pm$$

$$\quad \quad \quad \searrow$$

$$\quad \quad \quad K^+ K^-$$

Rapporté au nombre d'événements hadroniques attendus, le taux de production de mésons $D_s^\pm$ se désintégrant suivant ce canal est de 0,4 %. Malgré la rareté de ce canal, il est possible de mettre en évidence le méson $D_s^\pm$ avec un rapport signal sur bruit de l'ordre de 2 en conservant 48 % des mésons $D_s^\pm$ produits. De plus, 75 % des mésons $D_s^\pm$ sont créés dans leur état excité : $D_s^{\pm*} \longrightarrow D_s^\pm \gamma$. Cette résonance peut être mise en évidence. Cependant le signal du $D_s^{\pm*}$ reste limité par l'imprécision de la mesure de l'énergie du photon.

Le second canal de désintégration étudié :

$$D_s^\pm \longrightarrow K^{0*} K^\pm$$

$$\quad \quad \quad \searrow$$

$$\quad \quad \quad K^\pm \pi^\mp$$

a également permis d'extraire un signal de méson $D_s^\pm$. Cependant, la largeur de la résonance du K^{0*} qui est de 51,1 MeV (à comparer avec celle du Φ de 4,2 MeV) limite le taux de rejet du fond combinatoire et le rapport signal sur bruit reste inférieur à 1.

Pour les deux canaux de désintégration choisis, les différentes coupures peuvent être adaptées à l'étude que l'on désire faire. Suivant ce que l'on veut obtenir, conserver le maximum des mésons $D_s^\pm$ produits avec un fond relativement important ou restreindre de façon plus sévère le fond en acceptant de conserver un

nombre de mésons $D_s^\pm$ plus faible, il suffira de déplacer la valeur des coupures cinématiques.

D'autre part, cette étude a pu faire ressortir l'importance de la reconstruction des jets qui limite le bruit de fond en éliminant 73 % des fausses combinaisons, mais surtout le rôle essentiel joué par le RICH. L'identification des hadrons chargés élimine, en effet, 95 % du fond combinatoire et s'avère nécessaire à l'obtention de signaux clairs.

Le type d'analyse présentée pour extraire le mésons $D_s^\pm$ peut facilement être étendu à l'étude des autres mésons D et B . Un enrichissement du lot d'événements en saveurs lourdes rendrait l'extraction de ces mésons plus efficace. Il serait en effet intéressant d'identifier les événements $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ (?) dans lesquels sont produits les mésons D et B . Les critères permettant leur identification pourraient par exemple être la présence de deux jets, dont l'un contiendrait un lepton rapide et l'autre, un kaon, également rapide, de charge opposée, tout deux avec une impulsion transverse importante par rapport à l'axe des jets. Il serait alors inutile d'interroger le RICH pour toutes les traces chargées de l'événement, mais de considérer uniquement les quelques traces (1 ou 2) les plus rapides susceptibles d'être des kaons.

De même, lors de la reconstruction des mésons, seuls les combinaisons situées dans les zones de masse cherchées pourraient être soumises à une identification par le RICH. Ainsi ce détecteur, qui nécessite un temps de calcul important, ne serait sollicité que pour quelques traces de certains événements. Le RICH sera donc un atout majeur de l'expérience DELPHI en permettant une sélection plus précise des traces chargées.

Annexe A

Désintégration du quark charmé.

Nous allons considérer la désintégration faible du quark charmé (c) en un quark étrange (s) par émission d'un boson vecteur virtuel (W^+). Ce dernier se désintègre à son tour pour donner naissance soit à une paire de quarks ($u \bar{d}$), soit à une paire de leptons ($l \nu_l$). Nous allons évaluer la largeur de désintégration de ce processus élémentaire dont le graphe de Feynman est représenté sur la figure A.1.

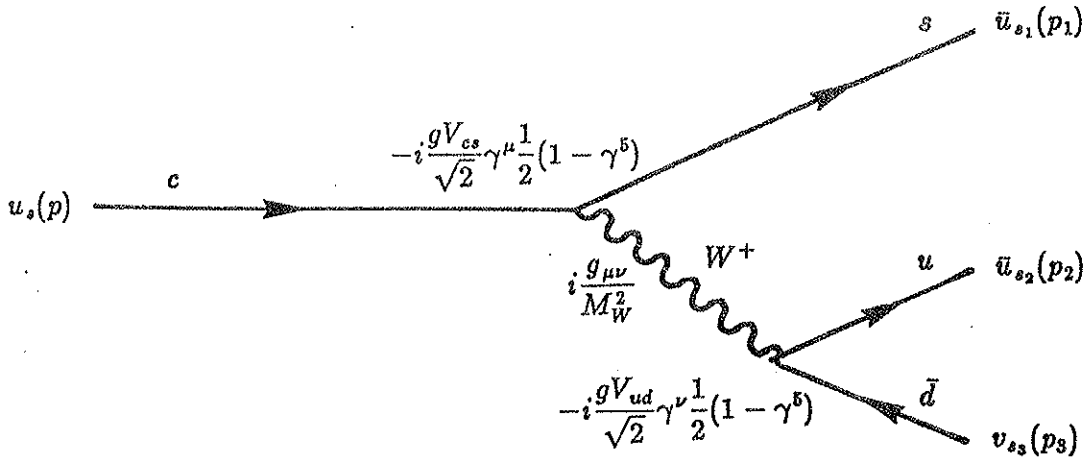


Figure A.1: Désintégration du quark charmé.

L'amplitude de transition entre les états initiaux et finaux du processus de la figure A.1 peut être déduite des règles de Feynman [15]. Elle est de la forme :

$$-i\mathcal{M} = \bar{u}_{s_1} \left[-i \frac{gV_{cs}}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] u_s \left(\frac{ig_{\mu\nu}}{M_W^2} \right) \bar{u}_{s_2} \left[-i \frac{gV_{ud}}{\sqrt{2}} \gamma^\nu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] v_{s_3}$$

d'où :

$$\mathcal{M} = \frac{g^2}{8} \frac{V_{cs}V_{ud}}{M_W^2} \bar{u}_{s_1} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_s \bar{u}_{s_2} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v_{s_3}$$

La largeur de désintégration du quark c en fonction de l'amplitude de transition s'écrit :

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_c} \sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{\mathcal{M}}|^2 d(LIPS)$$

Le module au carré de l'amplitude de transition doit être moyenné sur toutes les possibilités de spin de l'état initial. On doit également effectuer une sommation sur tous les états de spin des particules de l'état final. D'autre part, $d(LIPS)$ est le facteur d'espace de phase invariant de Lorentz¹. On a :

$$d(LIPS) = (2\pi)^4 \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \prod_{n=1}^3 \frac{d^3 \vec{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n}$$

Dans le référentiel lié au quark c , on a $E_c = m_c$. D'où :

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5 2E_c} \iiint \sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2} \frac{d^3 \vec{p}_3}{2E_3} \quad (A.1)$$

Calcul de la probabilité totale de transition.

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{g^4}{64} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \bar{u}_{s_1} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_s \bar{u}_{s_2} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v_{s_3} \bar{v}_{s_3} \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_{s_2} \bar{u}_s \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u_{s_1}$$

La moyenne sur les deux états de spin possible du quark c introduit un facteur $1/2$ ($1/(2S + 1)$ avec $S = 1/2$ où S est le spin du quark c), on a donc :

$$\sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{g^4}{128} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \sum_{s_f} \bar{u}_{s_1} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_s \bar{u}_{s_2} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v_{s_3} \bar{v}_{s_3} \gamma_\nu (1 - \gamma^5) u_{s_2} \bar{u}_s \gamma^\nu (1 - \gamma^5) u_{s_1}$$

Sachant que :

$$\sum_s u_s \bar{u}_s = \not{p} + m \quad \text{et que :} \quad \sum_s v_s \bar{v}_s = \not{p} - m \quad (\not{p} = p^\alpha \gamma_\alpha)$$

la sommation sur les états de spin des particules de l'état final conduit à un calcul de trace. En négligeant la masse des quarks légers (u , d , s) devant la masse du

¹LIPS en anglais : Lorentz Invariant Phase Space.

quark c , on obtient :

$$\overline{\sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{M}|^2} = \frac{g^4}{128} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \text{Tr} \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p} + m_c) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right] \\ \text{Tr} \left[\not{p}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \not{p}_3 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) \right]$$

En développant $(\not{p} + m_c)$, le terme en m_c conduit à une contribution nulle (la masse m_c est facteur d'une trace dont le nombre de matrice γ est impaire). On a donc :

$$\overline{\sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{M}|^2} = \frac{g^4}{128} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \text{Tr} \left[\not{p}_1 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \not{p} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) \right] \\ \text{Tr} \left[\not{p}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \not{p}_3 \gamma_\nu (1 - \gamma^5) \right]$$

Or :

$$\text{Tr} \left[\gamma^\alpha (1 - \gamma^5) \not{p} \gamma^\beta (1 - \gamma^5) \right] \text{Tr} \left[\gamma_\alpha (1 - \gamma^5) \not{p}_3 \gamma_\beta (1 - \gamma^5) \right] = 256 (p p_3) (p_1 p_2)$$

D'où :

$$\overline{\sum_{s_i} \sum_{s_f} |\overline{M}|^2} = 2g^4 \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} (p p_3) (p_1 p_2) \quad (\text{A.2})$$

Calcul de la largeur de désintégration.

A partir des expressions A.1 et A.2, on a :

$$\Gamma = \frac{g^4}{(2\pi)^5 2E_c} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \iiint (p p_3) (p_1 p_2) \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2} \frac{d^3 \vec{p}_3}{2E_3}$$

Or :

$$(p p_3) (p_1 p_2) = p^\alpha p_{3\alpha} p_1^\beta p_{2\beta} = p_\alpha p_{2\beta} p_3^\alpha p_1^\beta$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{g^4}{(2\pi)^5 2E_c} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \int p_\alpha p_{2\beta} I^{\alpha\beta} \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2}$$

Avec :

$$I^{\alpha\beta} = \iint p_3^\alpha p_1^\beta \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3 \vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_3}{2E_3}$$

D'après Bjorken & Drell vol. 1 page 263 :

$$I^{\alpha\beta} = \frac{\pi}{24} \left[(p - p_2)^2 g^{\alpha\beta} + 2(p - p_2)^\alpha (p - p_2)^\beta \right]$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{g^4}{48 (2\pi)^4 E_c} \frac{V_{cs}^2 V_{ud}^2}{M_W^4} \int \left[(p p_2) (p - p_2)^2 + 2[p(p - p_2)] [p_2(p - p_2)] \right] \frac{d^3 \vec{p}_2}{2E_2}$$

Dans le référentiel où le quark c est au repos et en négligeant la masse des quarks légers, on a :

$$p p_2 = E_c E_2 - \vec{p} \vec{p}_2 \simeq m_c E_2 \quad (\vec{p} = 0 \text{ et } E_c = m_c)$$

$$(p - p_2)^2 = p^2 + p_2^2 - 2 p p_2 \simeq m_c^2 - 2 m_c E_2$$

De même :

$$p (p - p_2) = p^2 - p p_2 \simeq m_c^2 - m_c E_2$$

$$\text{et } p_2 (p - p_2) = p p_2 - p_2^2 \simeq m_c E_2$$

D'où :

$$(p p_2)(p - p_2)^2 + 2 [p (p - p_2)] [p_2 (p - p_2)] = m_c^2 E_2 (3 m_c - 4 E_2)$$

D'autre part :

$$d^3 \vec{p}_2 = |\vec{p}_2|^2 d\vec{p}_2 d\Omega \simeq E_2^2 dE_2 d\Omega \quad (m_2 = 0)$$

De sorte que :

$$\Gamma = \frac{g^4 V_{cs}^2 V_{ud}^2}{96 (2\pi)^4 m_c M_W^4} \int d\Omega \int_0^{m_c/2} m_c^2 E_2^2 (3 m_c - 4 E_2) dE_2$$

Or :

$$\int d\Omega = 4\pi$$

Et :

$$\int_0^{m_c/2} m_c^2 E_2^2 (3 m_c - 4 E_2) dE_2 = \frac{m_c^6}{16}$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{g^4 V_{cs}^2 V_{ud}^2}{192 \times 32 \pi^3 M_W^4} m_c^5$$

Finalement avec :

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2}$$

où G_F est la constante de Fermi, on obtient :

$$\boxed{\Gamma = \frac{G_F^2 V_{cs}^2 V_{ud}^2}{192 \pi^3} m_c^5}$$

Annexe B

Désintégration du méson $D_s^\pm$.

En dehors du processus à quark spectateur, le méson $D_s^\pm$ peut se désintégrer par annihilation de ses deux quarks avec émission d'un boson $W^\pm$ virtuel et création d'une paire de fermion - antifermion (cf. fig. B.1). Nous allons évaluer la largeur de désintégration d'un tel processus.

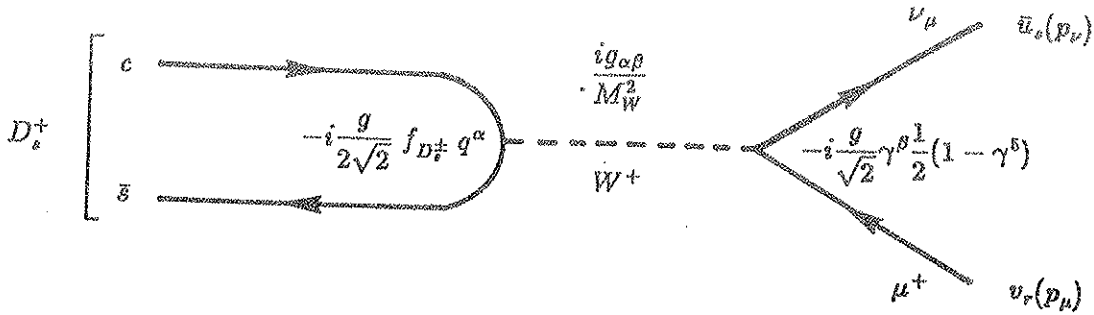


Figure B.1: Désintégration du méson $D_s^\pm$.

Les règles de Feynman nous permettent d'écrire l'amplitude de transition entre les états initiaux et finaux. On a :

$$-iM = (\dots)^\alpha \left(\frac{ig_{\alpha\beta}}{M_W^2} \right) \bar{u}_s \left[-i \frac{g}{\sqrt{2}} \gamma^\rho \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \right] v_r$$

où $(\dots)^\alpha$ est le courant faible des quarks constituant le méson $D_s^\pm$. L'expression habituelle $\bar{u}_s \gamma^\beta \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) u_c$ des quarks libres ne convient pas. Les quarks c et $\bar{s}$ forment un état lié et sont confinés à l'intérieur d'un méson $D_s^\pm$.

Cependant :

- $\mathcal{M}$ est un invariant de Lorentz. $(\dots)^\alpha$ est donc soit un vecteur, soit un vecteur axial.
- D'autre part, dans son état fondamental le méson $D_s^\pm$ a un spin nul. $(\dots)^\alpha$ peut donc être construit uniquement à partir du quadri-vecteur q .

Ainsi on a :

$$(\dots)^\alpha = -i \frac{g}{2\sqrt{2}} f(q^2) q^\alpha = -i \frac{g}{2\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} q^\alpha$$

où $f_{D_s^\pm}$ est une fonction de $q^2 = m_{D_s^\pm}^2$ qui est le seul scalaire de Lorentz qui peut être formé à partir de q . Le terme $f_{D_s^\pm}$ représente le recouvrement des fonctions d'ondes des quarks c et $\bar{s}$. On a extrait le facteur $-ig/2\sqrt{2}$ pour retrouver le couplage de Fermi :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{8} \frac{g^2}{M_W^2}$$

On a donc :

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} q^\alpha \bar{u}_s \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) v_r$$

La largeur de désintégration s'exprime en fonction de l'amplitude de transition :

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_{D_s^\pm}} \sum_{s,r} |\overline{\mathcal{M}}|^2 d(LIPS)$$

avec :

$$d(LIPS) = (2\pi)^4 \delta^4(q - p_\mu - p_\nu) \prod_{n=1}^2 \frac{d^3 \vec{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n}$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^2 2m_{D_s^\pm}} \iint \sum_{s,r} |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta^4(q - p_\mu - p_\nu) \frac{d^3 \vec{p}_\mu}{2E_\mu} \frac{d^3 \vec{p}_\nu}{2E_\nu} \quad (B.1)$$

Calcul de l'amplitude de transition.

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} q^\alpha \bar{u}_s \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) v_r$$

Or $q = p_\mu + p_\nu$, d'où :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} (p_\mu + p_\nu)^\alpha \bar{u}_s \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) v_r \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} \left[\bar{u}_s \gamma_\alpha p_\mu^\alpha (1 - \gamma^5) v_r + \bar{u}_s \gamma_\alpha p_\nu^\alpha (1 - \gamma^5) v_r \right] \end{aligned}$$

D'après l'équation de Dirac, on a :

$$\begin{aligned}\gamma_\alpha p_\mu^\alpha v_r &= m_\mu v_r \\ \bar{u}_s \gamma_\alpha p_\nu^\alpha &= -m_\nu \bar{u}_s = 0\end{aligned}$$

De sorte que :

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s^\pm} m_\mu \bar{u}_s (1 - \gamma^5) v_r$$

Le module au carré de l'amplitude de transition peut donc s'écrire :

$$\sum_{s,r} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{G_F^2}{2} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \sum_{s,r} \bar{v}_r (1 + \gamma^5) u_s \bar{u}_s (1 - \gamma^5) v_r$$

On effectue une sommation sur tous les états d'hélicité pour tenir compte des différentes possibilités de spin des particules de l'état final. Cette sommation conduit à un calcul de trace. On obtient :

$$\sum_{s,r} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{G_F^2}{2} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \text{Tr} \left[(\not{p}_\mu + m_\mu) (1 + \gamma^5) \not{p}_\nu (1 - \gamma^5) \right]$$

Or :

$$\begin{aligned}\text{Tr} \left[(\not{p}_\mu + m_\mu) (1 + \gamma^5) \not{p}_\nu (1 - \gamma^5) \right] &= 2 \text{Tr} \left[(\not{p}_\mu + m_\mu) \not{p}_\nu (1 - \gamma^5) \right] \\ &= 2 \left[\text{Tr} \left[\not{p}_\mu \not{p}_\nu (1 - \gamma^5) \right] + m_\mu \text{Tr} \left[\not{p}_\nu (1 - \gamma^5) \right] \right] \\ &= 2 \text{Tr} \left[\not{p}_\mu \not{p}_\nu \right] \\ &= 8 p_\mu p_\nu\end{aligned}$$

D'où :

$$\sum_{s,r} |\overline{\mathcal{M}}|^2 = 4 G_F^2 f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 p_\mu p_\nu \quad (\text{B.2})$$

Largeur de désintégration.

D'après B.1 et B.2, on a :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{2\pi^2 m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu \iint p_\mu p_\nu \delta^4(q - p_\mu - p_\nu) \frac{d^3 \vec{p}_\mu}{2E_\mu} \frac{d^3 \vec{p}_\nu}{2E_\nu}$$

Dans le référentiel lié au méson $D_s^\pm$, on a $\vec{p}_\mu = -\vec{p}_\nu$. De sorte que :

$$\begin{aligned}p_\mu p_\nu &= E_\mu E_\nu - \vec{p}_\mu \vec{p}_\nu \\ &= E_\mu E_\nu + |\vec{p}_\nu|^2 \\ &= E_\mu E_\nu + E_\nu^2\end{aligned}$$

$$\Rightarrow p_\mu p_\nu = E_\nu (E_\mu + E_\nu)$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{2\pi^2 m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu \iint E_\nu (E_\mu + E_\nu) \delta^4(q - p_\mu - p_\nu) \frac{d^3\vec{p}_\mu}{2E_\mu} \frac{d^3\vec{p}_\nu}{2E_\nu}$$

On peut exprimer la fonction de Dirac en séparant les parties énergie et impulsion. Il vient alors :

$$\delta^4(q - p_\mu - p_\nu) = \delta(E_{D_s^\pm} - E_\mu - E_\nu) \delta^3(\vec{q} - \vec{p}_\mu - \vec{p}_\nu)$$

Dans le référentiel lié au méson $D_s^\pm$, on a $\vec{q} = 0$, c'est à dire : $E_{D_s^\pm} = m_{D_s^\pm}$. D'où :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{2\pi^2 m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \iint E_\nu (E_\mu + E_\nu) \delta(m_{D_s^\pm} - E_\mu - E_\nu) \delta^3(\vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu) \frac{d^3\vec{p}_\mu}{2E_\mu} \frac{d^3\vec{p}_\nu}{2E_\nu}$$

$\delta^3(\vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu)$ permet d'éliminer l'une des deux intégrales. Il vient :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{8\pi^2 m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \int \left(1 + \frac{E_\nu}{E_\mu}\right) \delta(m_{D_s^\pm} - E_\mu - E_\nu) d^3\vec{p}_\nu$$

Or :

$$d^3\vec{p}_\nu = |\vec{p}_\nu|^2 dp_\nu d\Omega = E_\nu^2 dE_\nu d\Omega$$

D'où :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{8\pi^2 m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \int d\Omega \int E_\nu^2 \left(1 + \frac{E_\nu}{E_\mu}\right) \delta(m_{D_s^\pm} - E_\mu - E_\nu) dE_\nu$$

Avec :

$$\int d\Omega = 4\pi$$

Pour pouvoir intégrer sur E_ν , il reste à exprimer E_μ en fonction de E_ν . On a :

$$E_\mu^2 = m_\mu^2 + \vec{p}_\mu^2 = m_\mu^2 + \vec{p}_\nu^2 = m_\mu^2 + E_\nu^2$$

D'où :

$$\delta(m_{D_s^\pm} - E_\mu - E_\nu) = \delta(m_{D_s^\pm} - E_\nu - \sqrt{m_\mu^2 + E_\nu^2})$$

En utilisant l'expression :

$$\delta[f(E_\nu)] = \frac{\delta(E_\nu - E_\nu^0)}{\left| \frac{df(E_\nu)}{dE_\nu} \right|_{E_\nu=E_\nu^0}}$$

Avec :

$$f(E_\nu) = m_{D_s^\pm} - E_\nu - \sqrt{m_\mu^2 + E_\nu^2}$$

il vient :

$$\left| \frac{d f(E_\nu)}{d E_\nu} \right|_{E_\nu=E_\nu^0} = 1 - \frac{E_\nu}{E_\mu}$$

D'où :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{G_F^2}{2\pi m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \int E_\nu \frac{(1 + E_\nu/E_\mu)}{(1 + E_\nu^0/E_\mu)} \delta(E_\nu - E_\nu^0) dE_\nu \\ &= \frac{G_F^2}{2\pi m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 \int E_\nu dE_\nu \\ &= \frac{G_F^2}{2\pi m_{D_s^\pm}} f_{D_s^\pm}^2 m_\mu^2 E_\nu^2 \end{aligned}$$

D'autre part, d'après $\delta(m_{D_s^\pm} - E_\nu - \sqrt{m_\mu^2 + E_\nu^2})$, il vient :

$$(m_{D_s^\pm} - E_\nu)^2 = m_\mu^2 + E_\nu^2$$

D'où :

$$E_\nu = \frac{m_{D_s^\pm}^2 - m_\mu^2}{2 m_{D_s^\pm}} = \frac{1}{2} m_{D_s^\pm} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s^\pm}^2} \right)$$

Finalement, la largeur de désintégration s'écrit :

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_s^\pm}^2 m_{D_s^\pm} m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s^\pm}^2} \right)^2$$

Importance relative des processus a quark spectateur et des processus non-spectateur.

Pour évaluer l'importance relative de deux processus étudiés, nous allons calculer le rapport de leur largeur de désintégration :

$$\frac{\Gamma_S (D_s^\pm \longrightarrow s \bar{s} \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma_{NS} (D_s^\pm \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu)}$$

D'après le résultat de l'annexe A et en négligeant les angles de Cabibbo, on a :

$$\Gamma_S (D_s^\pm \longrightarrow s \bar{s} \mu^+ \nu_\mu) = \frac{G_F^2}{192 \pi^3} m_c^5$$

Pour le processus non-spectateur, on vient d'obtenir :

$$\Gamma_{NS} (D_s^\pm \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_s^\pm}^2 m_{D_s^\pm} m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{D_s^\pm}^2} \right)^2$$

En prenant $m_{D_s^\pm} \simeq m_c$ et en négligeant le terme $(1 - m_\mu^2/m_{D_s^\pm}^2)$, on obtient :

$$\Gamma_{NS} (D_s^\pm \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu) \simeq \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_s^\pm}^2 m_c m_\mu^2$$

D'où :

$$\boxed{\frac{\Gamma_{NS}}{\Gamma_S} \simeq 24 \pi^2 f_{D_s^\pm}^2 \frac{m_\mu^2}{m_\nu^2}}$$

Cependant, la valeur de $f_{D_s^\pm}^2$ n'est pas connue. Par contre, f_π et f_K ont pu être mesurés. On a $f_\pi \simeq 140$ MeV et $f_\pi \simeq 1,25 f_K$. On estime que la valeur de $f_{D_s^\pm}$ est sensiblement la même, c'est à dire comprise entre 100 et 200 MeV. D'où :

$$\frac{\Gamma_{NS}}{\Gamma_S} \simeq 24 \pi^2 (100 \text{ ou } 200)^2 \frac{(106)^2}{(1500)^2} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ ou } 2 \cdot 10^{-2}$$

De sorte que :

$$\boxed{\frac{\Gamma_{NS}}{\Gamma_S} \simeq 1\%}$$

Les processus à quark spectateur sont nettement dominants.

Liste des Figures

1.1	Le collisionneur e^-e^+ LEP.	6
1.2	Vue générale du détecteur DELPHI.	8
1.3	Coupe longitudinale d'un quart du détecteur DELPHI.	10
1.4	Coupe transversale d'un quart du détecteur DELPHI.	11
1.5	Définition du référentiel DELPHI.	13
1.6	Principe du RICH.	14
1.7	Coupe transversale d'un des modules du baril RICH.	16
1.8	Temps de dérive des photo-électrons.	18
1.9	Chambre à fils à cloisons.	18
1.10	Transparence des différents milieux constituant le RICH.	20
1.11	Erreurs moyennes à un photon en incidence normale pour les ra- diateurs liquide et gazeux en fonction du facteur de Lorentz γ sur une distance de dérive de 1 mètre.	22
1.12	Image Čerenkov produite par 50 pions de 10 GeV/c.	24
1.13	Séparation π/K et K/p pour le radiateur liquide.	26
1.14	Séparation π/K et K/p pour le radiateur gazeux.	26
2.1	Désintégration du méson K	31
2.2	Annihilation e^-e^+	35
2.3	Diffusion e^-e^+	35
2.4	Collision $e\gamma$	36
2.5	Collision $\gamma\gamma$	36
2.6	Section efficace électrofaible.	40
2.7	Section efficace hadronique.	40
2.8	Asymétrie électrofaible.	42
2.9	Événement avant.	43
3.1	Multiplet des mésons pseudo-scalaires ($J^P = 0^-$).	48
3.2	Multiplet des mésons vecteurs ($J^P = 1^-$).	48
3.3	Désintégration d'un méson lourd dans le cadre du modèle du quark spectateur.	50
3.4	Désintégration d'un méson lourd neutre dans la voie t.	50
3.5	Désintégration d'un méson lourd chargé dans la voie s.	50
3.6	Désintégration $D_s^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ montrant l'hélicité droite du muon sortant.	52

3.7	Désintégration $c \longrightarrow s (u \bar{d})$	54
3.8	Désintégration $c \longrightarrow s (u \bar{d})$ avec échanges de gluons.	54
3.9	Désintégration $D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	59
3.10	Désintégration $D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+$	60
3.11	Deux désintégrations faibles du D^0	60
3.12	Désintégration $D^0 \longrightarrow \Phi \bar{K}^0$	61
3.13	Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \bar{K}^0 K^+$	62
3.14	Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \Phi \pi^+$	62
3.15	Mise en évidence expérimentale du méson $D_s^\pm$ par CLEO.	63
3.16	Distributions angulaires compatibles avec le spin nul du méson $D_s^\pm$	64
3.17	Désintégration $D_s^+ \longrightarrow \bar{K}^{0*} K^+$	64
3.18	Désintégration $D_s^\pm \longrightarrow K^+ K^- \pi^\pm$	65
4.1	Production des mésons $D_s^\pm$	70
4.2	Graphes de Feynman des principaux canaux de désintégration du méson $D_s^\pm$	74
4.3	Influence des erreurs de mesure sur la masse des particules.	76
4.4	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes.	78
4.5	Efficacité d'identification des pions, kaons et protons.	81
4.6	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH.	82
4.7	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets.	84
5.1	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes sans identification des hadrons chargés.	91
5.2	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (A)	92
5.3	Paramétrisation du signal du méson $D_s^\pm$	93
5.4	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (B)	94
5.5	Recherche des mésons Φ , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masses invariantes, avec identification des hadrons par le RICH et reconstruction des jets. (C)	96
5.6	Fragmentation d'une saveur lourde.	97
5.7	Fonction de fragmentation des saveurs lourdes.	98
5.8	Fonction de fragmentation du quark c	98
5.9	Fraction d'énergie des jets emportée par les mésons $D_s^\pm$	99
5.10	Signal des mésons $D_s^\pm$ de la version B suivant leur valeur en z	100

5.11	Signal de méson $D_s^\pm$ pour $z \geq 0,4$.	101
5.12	Distribution en $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi $ pour $1,96 \leq m_{D_s^\pm} < 1,98 \text{ GeV}/c^2$.	102
5.13	Distribution en $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi $ pour $1,96 \leq m_{KK\pi} < 1,98 \text{ GeV}/c^2$.	102
5.14	Définition de l'angle $\theta_{K+\pi^\pm}^\Phi$.	103
5.15	Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH et $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,3$.	104
5.16	Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH et $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,5$.	104
5.17	Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,3$ et $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$.	106
5.18	Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $ \cos \theta_{K+\pi^\pm}^\Phi \geq 0,5$ et $z = E_{K+K-\pi^\pm}/E_{jet} \geq 0,4$.	106
5.19	Signal des mésons $D_s^{\pm*}$.	108
5.20	Signal des mésons $D_s^\pm$ avec et sans RICH.	109
6.1	Influence des erreurs de mesure sur la masse des particules.	114
6.2	Rapport du signal des mésons K^{0*} sur l'erreur du fond combinatoire en fonction de la largeur de coupure.	115
6.3	Recherche des mésons K^{0*} , $D_s^\pm$ et $D_s^{\pm*}$ par une analyse combinatoire de masse invariante, avec identification des hadrons chargés par le RICH.	116
6.4	Distribution en $ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} $ pour $1,96 \leq m_{D_s^\pm} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$.	118
6.5	Distribution en $ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} $ pour $1,96 \leq m_{KK\pi} \leq 1,98 \text{ GeV}/c^2$.	118
6.6	Fraction d'énergie des jets emportée par les mésons $D_s^\pm$.	120
6.7	Signal des mésons $D_s^\pm$ obtenu avec reconstruction des jets, identification des hadrons chargés par le RICH, $ \cos \theta_{KK}^{K^{0*}} \geq 0,5$ et $z = E_{KK\pi}/E_{jet} \geq 0,4$.	120
6.8	Signal des mésons $D_s^{\pm*}$ dans le canal en $K^{0*} K^\pm \gamma$.	122
6.9	Signal des mésons $D_s^\pm$ avec et sans RICH.	122
A.1	Désintégration du quark charmé.	137
B.1	Désintégration du méson $D_s^\pm$.	143

Liste des tableaux

1.1	Nombres moyens de photons Čerenkov attendus.	23
1.2	Seuils d'émission de photons Čerenkov.	25
2.1	Tableau des différents champs de fermions du modèle standard. . .	31
2.2	Comparaison du modèle standard avec les résultats des expériences UA1 et UA2.	34
2.3	Section efficace, nombre d'événements et rapport R	44
2.4	Taux d'événements attendus.	45
3.1	Caractéristiques des mésons charmés.	49
3.2	Taux de désintégration du quark c	56
3.3	Distances moyennes parcourues par les mésons charmés.	57
4.1	Désintégrations des mésons $D_s^\pm$ (LUND).	72
4.2	Incertitude sur la masse due aux erreurs de mesure.	76
4.3	Pourcentage de mésons conservés et rapport signal sur bruit. . . .	86
5.1	Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour trois coupures différentes autour de la masse du Φ	95
5.2	Rapport signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ avec $z \geq 0,4$	101
5.3	Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques sur $\theta_{K^0 \pi^\pm}^\Phi$	105
5.4	Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques sur $ \cos \theta_{K^0 \pi^\pm}^\Phi $ et sur z	107
5.5	Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour deux coupures cinématiques visant soit à conserver la majeure partie du signal, soit à obtenir un rapport signal sur bruit maximum.	107
6.1	Rapports signal sur bruit des mésons $D_s^\pm$ pour différentes coupures cinématiques sur $ \cos \theta_{KK}^{K^0*} $ et sur z	121
7.1	Récapitulation de l'analyse du canal en $\Phi \pi^\pm$	128
7.2	Récapitulation de l'analyse du canal en $K^{0*} K^\pm$	130

Bibliographie

- [1] Particle Data Group, Review of Particles Properties, Phys. Lett. 170 B (1986)

Chapitre 1 : LEP, DELPHI & RICH.

- [2] DELPHI Technical Proposal CERN/LEPC 83-3 LEPC/P 2 ou DELPHI 83-66/1 (1983)
- [3] DELPHI Progress Report CERN/LEPC 84-16 LEPC/PR 6 ou DELPHI 84-60 GEN-11 (1984)
- [4] J. Séguinot, T. Ypsilantis, Nucl. Inst. Meth. 142, 377 (1977)
- [5] T. Ekelöf, J. Séguinot, J. Tocqueville, T. Ypsilantis, Phys. scripta, 23, 718 (1981)
- [6] DELPHI Note, 86-52 RICH-18 (1986)
- [7] R. Arnold *et al.*, Collège de France, LPC 86-09 (1986)

Chapitre 2 : Le modèle standard électrofaible.

Le modèle standard par ses auteurs :

- [8] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961)
Rev. Mod. Phys. 52, 539 (1980)
- [9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)
Rev. Mod. Phys. 52, 515 (1980)

- [10] A. Salam, *Proceeding 8th Nobel Symposium*, 367 (1968) *ed. N. Svartholm, (Augvist & Wiksells, Stockholm)*.

Paramètres du modèle standard :

- [11] W. J. Marciano & A. Sirlin, *Phys. Rev.* **29**, 945 (1984)

Résultats expérimentaux :

- [12] S. Wimpenny, *XXI^{ème} Rencontre de Moriond* (1986)
 [13] UA1 Collaboration, CERN-EP 85-185 (1985)

Livres :

- [14] C. Quigg, *Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions. Frontiers in physics.* **56** *ed. Benjamin* (1983)
 [15] F. Halsen & A. D. Martin, *Quarks & Leptons. ed. John Wiley & Sons Inc.* New York (1984)

Chapitre 3 : Les mésons charmés.

Conférences & revues détaillées sur les mésons charmés :

- [16] G. H. Trilling, *Phys. Rep.* **75**, 57 (1981)
 [17] J. P. Leveille, *Proceedings of a CLEO Collaboration Workshop*, CLNS 81-505 (1981)
 [18] Y. Eisenberg, DESY 85-116 (1985)
 [19] K. Berkelman, CLNS 85-649 (1985)
 [20] M. G. D. Gilchriese, *XXII Int. Conf. Energy Phys.*, Berkeley (1986)
 [21] R. H. Schindler, *Heavy Quark Spectroscopy and Decay*. SLAC-PUB-4248 (1987)
 [22] F. J. Gilman, *Phenomenology of Heavy Quarks Systems*. SLAC-PUB-4253 (1987)

- [23] V. Lüth, *Proceedings of the International Symposium on Production and Decay of Heavy Flavors*, Heidelberg (1986)
- [24] N. Cabibbo and L. Maiani, *Phys. Lett.* **73 B**, 418 (1978)

Fragmentation du quark charmé :

- [25] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev.* **27**, 105 (1983)
- [26] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **17**, 171 (1978)
- [27] M. Suzuki, *Phys. Lett.* **71 B**, 139 (1977)
- [28] D. H. Saxon, RAL 86-057 (1986)
- [29] S. Bethke, DESY 86-115 (1986)
- [30] W. A. Bardeen *et al.*, *Phys. Rev. D* **18**, 3998 (1978)

Valeur de α_s :

- [31] MARK J Collaboration, B. Adeva *et al.*, MIT *Technical report number 148* (1986)
- [32] CELLO Collaboration, H.-J. Behrend *et al.*

Observations expérimentales du $D_s^\pm$:

- [33] CLEO Collaboration, A. Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 634 (1983)
- [34] TASSO Collaboration, M. Althoff *et al.*, *Phys. Lett.* **136 B**, 130 (1984)
- [35] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, *Phys. Lett.* **153 B**, 343 (1985)
- [36] HRS Collaboration, M. Derrick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2568 (1985)
- [37] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, *Phys. Lett.* **179 B**, 398 (1986)
- [38] MARK III Collaboration, SLAC-PUB-4153 (1986)
- [39] ACCMOR Collaboration, R. Bailey *et al.*, *Phys. Lett.* **139 B**, 32 (1984)

Observations expérimentales du $D_s^{\pm*}$:

- [40] MARK III Collaboration, R. H. Schindler, SLAC-PUB-4055 (1986)
- [41] K. Sugano, ANL-HEP-LP 86-113 (1986)

- [42] H. Aihara, Phys. Rev. Lett. **53**, 2465 (1984)
- [43] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **146 B**, 111 (1984)

Durée de vie des mésons charmés :

- [44] TPS Collaboration, J. C. Anjos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 311 (1987)
- [45] LEBC-EHS Collaboration, M. Aguilar-Benitez *et al.*, CERN-EP 86-167 (1986)
- [46] TASSO Collaboration, W. Braunschweig *et al.*, DESY 86-159 **58**, 311 (1987)
- [47] TASSO Collaboration, G. E. Forden, RAL 86-080 (1986)
- [48] HRS Collaboration, C. Jung *et al.*, ANL-HEP-PR 86-01 (1986)
- [49] NA 1 Collaboration, S. R. Amendolia *et al.*, CERN/EP 87-20 (1987)
- [50] NA 27 Collaboration, Aachen *et al.*, CERN/EP 87-38 (1987)
- [51] TASSO Collaboration, W. Braunschweig *et al.*, DESY 86-159 (1987)
- [52] E691 The Tagged Photon Spectrometer Collaboration, J. C. Anjos *et al.*, FERMILAB-PUB 87-29 E (1987)
- [53] E691 The Tagged Photon Spectrometer Collaboration, J. C. Anjos *et al.*, FERMILAB-Conf 87-37 E (1987)

Chapitre 4 : Apport d'un Čerenkov à images.

- [54] T. Sjostrand JETSET : *The Lund Monte-Carlo for fragmentation and e^-e^+ physics*. LU-TP 85-01 (1985)
- [55] P. Baillon CERN-EP 84-171 (1984)
- [56] UA1 Collaboration P. Erhard E.P. Uppsala (1987)

Remerciements

L'étude présentée ici a été menée au sein du groupe DELPHI au Laboratoire de Physique Corpusculaire du Collège de France. Je voudrais exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce mémoire.

Je tiens à remercier le professeur Marcel Froissart qui m'a offert la possibilité d'accomplir ce travail de recherche dans son laboratoire.

J'exprime toute ma gratitude à Gérard Tristram, mon directeur de thèse, qui, tout en me laissant une grande initiative dans mon travail, m'a guidé avec efficacité tout au long de l'élaboration de cette thèse.

J'adresse tous mes remerciements à Murat Boratav, Francois Vannucci et Ioana Vidaud pour avoir accepté de participer à mon jury.

Je suis reconnaissant au groupe RICH, dans lequel j'ai pu trouver un excellent cadre de travail. Je tiens à saluer particulièrement Michel Crozon, Jean-Michel Brunet et Jean Dolbeau, qui ont suivi de près mon travail et qui ont bien voulu relire et commenter ce mémoire.

Je remercie Paul Baillon auprès de qui j'ai pu m'initier à la simulation informatique de détecteurs dans le cadre privilégié du CERN.

Je tiens également à remercier Maurice Benayoun, Alain Jecic et Pierre Lutz pour leur soutien informatique lors du développement de mes programmes d'analyse.

Je remercie Jean-Claude Couillard pour la rapidité avec laquelle il a exécuté les dessins de cette thèse.

Enfin, je remercie Georges Arbousse-Bastide et Ahmed Ben Raïs pour leurs travaux d'imprimerie.

Eric HERNIOU

Etude de méthodes de reconnaissance des mésons D_s adaptées au détecteur DELPHI.

Résumé :

DELPHI est la seule des quatre expériences LEP à utiliser un détecteur du type Čerenkov à images (RICH) permettant l'identification des hadrons chargés. La recherche de méson charmé étrange (D_s) nous sert de prétexte à une discussion des possibilités et de l'intérêt de cette particularité du détecteur.

Sur un lot d'événements hadroniques ($e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow q\bar{q} (g \dots)$), simulé par le Monte-Carlo de LUND, nous développons une méthode d'analyse combinatoire pour extraire le signal des mésons D_s dans deux de ses canaux de désintégration, choisies pour leur état final constitué uniquement de particules chargées susceptibles d'être identifiées par le RICH.

Notre étude a fait ressortir l'importance de la reconstruction des jets qui élimine environ les trois quarts du fond combinatoire, mais surtout le rôle essentiel joué par le RICH qui permet d'éliminer 95 % du fond restant sans perte de signal. L'identification de hadrons chargés s'avère nécessaire à l'obtention d'un signal clair des mésons D_s .

Mots clés :

Interaction électron-positron, boson Z^0 , désintégration, résonnances de particules charmées, simulation, détecteur Čerenkov, modèle des jets.

Abstract :

Among the four LEP experiments, DELPHI is the only one to use a Čerenkov detector (RICH) which permits charged hadron identification. The search for the strange charmed meson (D_s) allows us to discuss the possibilities and interest of this special detector.

Starting from a sample of hadronic events ($e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow q\bar{q} (g \dots)$), simulated by the LUND Monte-Carlo, we develop a combinatory analysis in order to extract the D_s meson signal through two of its decay channels, both selected for their final states only composed of charged particles that RICH can identify.

Our study points out the importance of the jet reconstruction which eliminates about 3/4 of the combinatory background, but above all it emphasizes the main contribution of the RICH which eliminates 95 % of the remaining background with no loss of signal. The identification of the charged hadrons is necessary to get a clear signal of the D_s meson.

Keywords :

Electron-positron interaction, Z neutral bosons, decay, charmed meson resonances, simulation, cherenkov counters, jet model.