



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude expérimentale des hadrons charmés produits avec un faisceau d'hypérons (expérience WA89)

Corinne Bérat

► **To cite this version:**

Corinne Bérat. Contribution à l'étude expérimentale des hadrons charmés produits avec un faisceau d'hypérons (expérience WA89). Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1996. tel-00225002

**HAL Id: tel-00225002**

**<https://theses.hal.science/tel-00225002>**

Submitted on 12 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ISN 96-114

**Contribution à l'étude expérimentale  
des hadrons charmés produits avec un faisceau d'hypérons  
(expérience WA89)**

Mémoire présenté par

Corinne BÉRAT

pour obtenir le

Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches  
de l'Université Joseph Fourier de Grenoble

29 Octobre 1996

Composition du Jury :

G. Sauvage	Président, rapporteur
S. Paul	rapporteur
P. Taxil	rapporteur
J. Chauvin	
G. Sajot	

# Table des matières

---

<b>Introduction.</b>	1
<b>1 Quelques aspects de la physique du charme.</b>	<b>3</b>
1.1 Spectroscopie et durée de vie des hadrons charmés.	3
1.1.1 Spectroscopie des mésons charmés.	3
1.1.2 Spectroscopie des baryons charmés.	4
1.1.3 Désintégration du charme.	4
1.2 Hadroproduction du charme.	6
1.2.1 Rapide historique : expérience et théorie.	6
1.2.2 Théorie QCD de l'hadroproduction du charme.	7
1.2.3 Quantités physiques mesurables.	9
1.3 L'expérience WA89.	9
1.3.1 Objectifs visés.	10
1.3.2 Dispositif expérimental.	10
1.3.3 Logiciels pour le traitement des données.	12
1.3.4 Prises de données et statut de WA89.	13
<b>2 Identification des hypérons <math>\Lambda^0</math> en ligne et hors ligne.</b>	<b>15</b>
2.1 Le "trigger lambda".	15
2.1.1 Principe de base.	16
2.1.2 Performances du "trigger $\Lambda$ ".	19
2.2 Le filtre d'événements.	20
2.2.1 Identification des $\Lambda^0$ dans le filtre.	20
2.2.2 Autres critères de sélection.	21
2.2.3 Performances et évolution	21
2.3 Vérification de la reconstruction des particules $\Lambda^0$ .	22
2.3.1 Détermination de l'efficacité de la reconstruction des traces dans les chambres $\Lambda$ .	22
2.3.2 Etude de la reconstruction des $\Lambda^0$ .	22
2.3.3 Généralisation à la détermination de l'efficacité de reconstruction des traces dans l'ensemble de la détection.	23

<b>3</b>	<b>Etude des mésons étranges et charmés <math>D_s</math>.</b>	<b>25</b>
3.1	Introduction. . . . .	25
3.1.1	Motivations. . . . .	25
3.1.2	Mésons étranges et charmés $D_s$ . . . . .	26
3.1.3	Données expérimentales concernant la production des $D_s$ . . . . .	26
3.2	Recherche des $D_s^\pm$ . . . . .	27
3.2.1	Modes de désintégration hadroniques résonants. . . . .	27
3.2.2	Critères d'identification. . . . .	27
3.2.3	Présélection des données: filtre "secver". . . . .	29
3.2.4	Identification des résonances. . . . .	30
3.3	Identification des $D_s$ . . . . .	32
3.4	Section efficace de production des $D_s$ . . . . .	35
3.4.1	Expression de la section efficace. . . . .	35
3.4.2	Efficacité totale. . . . .	36
3.4.3	Commentaires sur les incertitudes de mesure. . . . .	38
	<b>Conclusion.</b> . . . . .	<b>39</b>
	<b>Annexe 1</b> Critères de sélection du filtre. . . . .	<b>41</b>
	<b>Annexe 2</b> Procédure de vérification des traces. . . . .	<b>43</b>
	<b>Bibliographie.</b> . . . . .	<b>45</b>

Depuis 1989, je suis impliquée dans l'expérience WA89 au CERN. Il m'a semblé utile de conclure ma participation à ce programme de recherche, qui arrive à son terme, par la présentation de ce mémoire dans lequel je décris les principales activités que j'ai menées dans le cadre de l'expérience WA89.

Dans le premier chapitre, je présenterai quelques aspects liés à la physique du charme (désintégration, hadroproduction), avant d'exposer les objectifs de l'expérience WA89. Le dispositif expérimental utilisé sera succinctement décrit, ainsi que les étapes de la reconstruction des événements.

Le deuxième chapitre sera consacré à l'identification, en ligne et hors ligne, des particules  $\Lambda^0$  issues de la désintégration des particules charmées. En premier lieu, je détaillerai le niveau de déclenchement destiné à sélectionner les événements supposés contenir une particule  $\Lambda^0$ . Puis je décrirai le filtre d'événements préalable à la reconstruction des traces. Ce filtre a d'abord été basé sur un critère d'identification rapide de désintégration probable d'un  $\Lambda^0$ . Par la suite, sa sélectivité a été réduite, et les critères appliqués furent modifiés. Toujours concernant l'identification des  $\Lambda^0$ , des algorithmes pour tester la validité de la reconstruction des traces dans la zone de désintégration entre cible et spectromètre, et de l'identification du vertex de désintégration des  $\Lambda^0$  ont été conçus, en se basant sur la simulation. Ce travail a ensuite été généralisé à la reconstruction dans l'ensemble des détecteurs de traces chargées.

Le dernier chapitre concernera l'analyse des données. Pour des raisons qui seront abordées plus loin, le travail d'analyse que j'ai réalisé avait pour but l'identification des mésons charmés. Dans un premier temps, j'exposerai la démarche suivie pour identifier les mésons  $D_s^\pm$  dans le mode de désintégration résonant  $\bar{K}^{*0} K$ . Cette première analyse n'ayant pas aboutie, j'ai recherché plus généralement les  $D_s$  dans l'état final  $K^+ K^- \pi$ ; je présenterai les résultats de cette analyse, ainsi qu'une estimation de la section efficace de production des mésons étranges et charmés.

## Quelques aspects de la physique du charme.

L'existence du quark charmé fut postulée par Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [1], pour expliquer l'absence de courant neutre modifiant l'étrangeté. La confirmation expérimentale de cette théorie vint en 1974, avec l'observation au BNL dans les collisions p+Be [2], et au SLAC dans les collisions  $e^+e^-$  [3], d'une résonance interprétée comme étant un état composé d'un quark charmé et d'un antiquark charmé. Cette observation fut rapidement suivie par l'identification d'autres états  $c\bar{c}$ , et de hadrons contenant un quark charmé ou un antiquark charmé.

### 1.1 Spectroscopie et durée de vie des hadrons charmés.

Les mésons et baryons charmés, constitués à partir des quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$  et  $c$ , sont classés dans les représentations du groupe de symétrie SU(4). Il est possible de déduire certaines de leurs caractéristiques spectroscopiques en se basant sur cette classification.

#### 1.1.1 Spectroscopie des mésons charmés.

Dans un méson lourd ( $Q\bar{q}$  ou  $\bar{Q}q$ ), le quark léger est en orbite autour du quark lourd (mouvement de Fermi). Dans la limite où  $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$ , on considère que l'interaction entre le quark et l'antiquark est indépendante du spin et de la saveur ;  $\vec{S}_Q$  (spin du quark lourd) et  $\vec{J}_q \equiv \vec{s}_q + \vec{L}$ , ( $\vec{L}$ : moment angulaire,  $\vec{s}_q$ : spin du quark léger) sont conservés séparément. Ainsi, on classe les mésons selon  $\vec{L}$  et  $\vec{J}_q$ .

Les états excités  $L = 1$  de faible largeur ont été observés, essentiellement par les expériences de collisions  $e^+e^-$ , ARGUS (première observation en 1985) et CLEO (voir [4] et références incluses). Mesures et calculs théoriques ont permis de compléter appréciablement les connaissances concernant la spectroscopie et la désintégration des mésons



FIG. 1.2 - Diagrammes de désintégration faible du charme et des hadrons charmés. a) désintégration  $c \rightarrow s$  favorisée. b) désintégration  $c \rightarrow s$  interdite. c) désintégration du  $D^0$  par l'échange d'un  $W$ . d) désintégration du  $D_s$  par annihilation faible. e) et f) interférences de Pauli dans la désintégration du  $D^+$  (présence de 2  $\bar{d}$  dans l'état final) et du  $\Lambda_c^+$  (présence de 2  $u$  dans l'état final).

Dans la désintégration des baryons charmés, l'annihilation faible entre un quark et un antiquark de valence, comme dans le cas du méson  $D_s$ , est impossible; par contre, l'échange d'un  $W$  entre deux quarks de valence n'est pas défavorisé, comme il peut l'être dans le cas des mésons, pour des raisons liées à la couleur portée par les quarks, ou à la conservation de l'hélicité. Avec les baryons charmés, on dispose de 4 combinaisons de quarks pour étudier les mécanismes d'interférences et d'échange. Suivant l'importance qu'on accorde à chacun des effets intervenant dans la détermination de la largeur de désintégration non leptonique, les valeurs calculées diffèrent. Plusieurs prédictions sur le classement des baryons charmés suivant leur durée de vie ont été réalisées. Ainsi, Guberina, Rückl and Trampetic [15] obtiennent :

$$\tau(\Omega_c^0) \approx \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+)$$

où les inégalités représentent un facteur 1.5 à 2. Les mesures de durée de vie sont nécessaires pour confirmer ou infirmer ces prédictions et donc améliorer notre compréhension du processus de désintégration faible du charme.

## 1.2 Hadroproduction du charme.

### 1.2.1 Rapide historique : expérience et théorie.

Dans la douzaine d'années qui suivit les premières observations de particules charmées, les expériences d'hadroproduction eurent un apport relativement limité dans la physique du charme. En effet les systèmes de détection se trouvaient confrontés à des conditions expérimentales délicates :

- la faible section efficace d'hadroproduction du charme : de l'ordre d'une création de paire  $c\bar{c}$  pour  $10^3$  interactions (la production du charme gagne en ordre de grandeur lorsqu'on utilise les réactions de photoproduction, les réactions  $\nu$ -hadrons, ou les annihilations  $e^+e^-$ );
- la multiplicité élevée dans les événements charmés;
- les faibles rapports de branchement des voies de désintégration typiques et intéressantes.

Ces difficultés expérimentales conduisirent à des résultats assez différents d'une expérience à l'autre [16]. De fait, les efforts théoriques se concentrèrent pour expliquer la disparité des premiers résultats. Les calculs QCD au premier ordre ne reproduisaient pas vraiment les mesures de section efficace, et ne permettaient pas d'expliquer certaines caractéristiques de la production.

Durant les dix dernières années, la situation s'est améliorée, aussi bien sur le plan de la détection que sur le plan théorique. La précision de mesure sur les traces chargées permettant de "voir" la désintégration du charme séparée du point de production a eu un impact majeur d'un point de vue expérimental. De même, les calculs de QCD à l'ordre immédiatement supérieur au premier ordre significatif (NLO) ont donné des résultats en accord avec l'expérience.

FIG. 1.3 - *Diagrammes de Feynman illustrant la production de paire  $c\bar{c}$  à l'ordre le plus bas. Le diagramme du haut représente l'annihilation quark-antiquark, les 3 du bas la fusion gluon-gluon.*

Les processus mis en jeu à l'ordre le plus bas de QCD sont représentés dans la figure 1.3. A cet ordre, la section efficace du processus élémentaire est proportionnelle à  $\alpha_s^2$ . Des calculs plus récents faits à l'ordre suivant ([17, 18]) considèrent un grand nombre de diagrammes supplémentaires; ils conduisent à une valeur de la section efficace plus grande d'un facteur 3 par rapport à celle calculée au premier ordre, dont l'accord avec les données

expérimentales est satisfaisant. Les courbes de la figure 1.4 sont tirées de la référence [19]. Elles présentent la section efficace totale de production du charme dans les réactions  $\pi^- N$  et  $pN$ , les valeurs mesurées étant comparées aux prédictions QCD NLO.

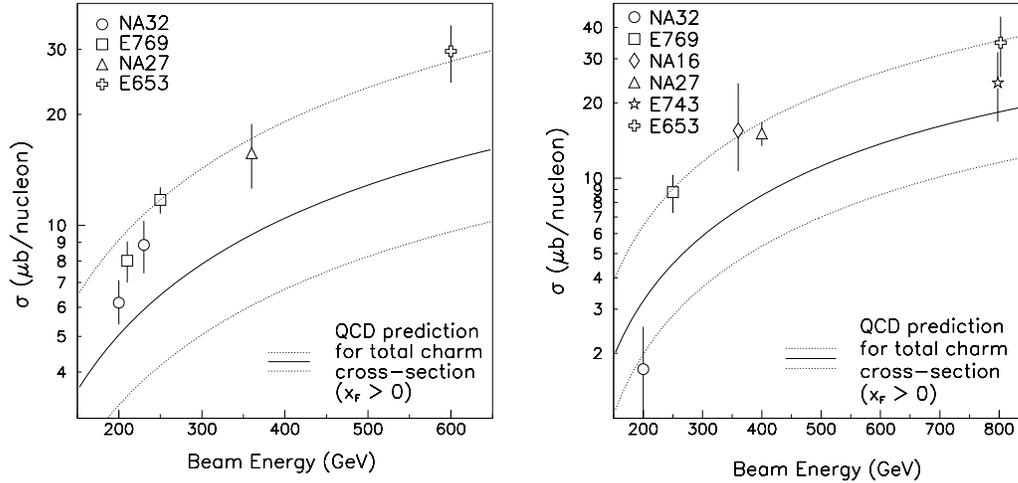


FIG. 1.4 - Section efficace totale de production du charme; à gauche :  $\sigma(\pi N \rightarrow DX, x_F > 0)$ , à droite :  $\sigma(pN \rightarrow DX, x_F > 0)$ ,  $D = D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0$ . Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions des calculs QCD NLO ( $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ ); les courbes en pointillé délimitent la zone d'incertitude autour de la valeur centrale présentée en continu. Ces graphes sont extraits de la référence [19].

### • Les fonctions de distribution.

Les fonctions de structure servant dans les calculs de section efficace proviennent de compilations de données de diffusion profondément inélastique de leptons, et des interactions neutrino. La fonction de distribution du gluon dans les hadrons n'est pas bien connue. Aux énergies en jeu dans les expériences sur cible fixe, la production du charme est théoriquement gouvernée par le processus de la fusion gluon-gluon. Ce type d'expérience constitue donc un outil pour la détermination de la distribution du gluon dans les hadrons incidents.

### • L'hadronisation.

L'hadronisation intervient dans n'importe quel processus dans lequel une paire  $q\bar{q}$  est créée (quarks charmés dans notre cas). Les mesures les plus précises concernant l'hadronisation du charme viennent de sa production dans les annihilations  $e^+e^-$ , dont l'environnement (hadronique) est bien différent de celui de la hadroproduction. D'un point de vue théorique, l'hadronisation (processus non perturbatif) n'est pas aussi bien appréhendée que la production des paires quark-antiquark. Les efforts théoriques dans ce domaine se retrouvent dans les calculs Monte-Carlo modélisant le processus d'hadronisation, par des mécanismes soit de fragmentation de clusters (HERWIG), soit de fragmentation de cordes (modèle de LUND dans JETSET).

### 1.2.3 Quantités physiques mesurables.

Pour la description de la production inclusive des hadrons charmés, on dispose de trois quantités physiques mesurées :

- la section efficace totale;
- la distribution en impulsion longitudinale,
- et la distribution en impulsion transverse de la section efficace.

Il est intéressant de comparer les valeurs des sections efficaces totales obtenues avec différents types de faisceau. Elles semblent être plus élevées quand il s'agit de faisceaux de pions ou kaons, qu'avec des faisceaux de protons, pour une même impulsion incidente. Cette observation est cohérente avec une distribution plus dure des gluons dans les mésons. Si le processus qui produit les quarks charmés est vraiment une interaction dure entre partons, la section efficace doit être proportionnelle au nombre de partons présents, donc au nombre de nucléons dans la cible :  $\sigma = \sigma_0 A^\alpha$  avec  $\alpha = 1$ , alors que dans le cas d'un processus diffractif, on aurait  $\alpha = \frac{2}{3}$ . Donc la mesure de la dépendance de la section efficace en fonction de la masse atomique  $A$  permet de tester le bien-fondé de l'utilisation de QCD.

La distribution de la section efficace différentielle en impulsion longitudinale est paramétrée en terme de  $x_F$ , la variable de Feynman, qui se définit ainsi :

$$x_F = \frac{p(\text{parallèle au faisceau incident})}{p \text{ maximum cinématiquement permis}}$$

(si on peut négliger la masse de la particule, on a alors:  $x_F = 2p_l/\sqrt{s}$ ) et suivant la loi :

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^n$$

La plupart des expériences récentes sur cible fixe ont une acceptation limitée aux hadrons produits avec  $x_F > 0$ . La distribution en  $x_F$  est importante pour déceler un éventuel effet d'entraînement (traduction de l'expression "leading effect") auquel on peut s'attendre dans la production des hadrons charmés ayant au moins un quark en commun avec le faisceau, et qui doit se traduire par un accroissement anormal de la section efficace à grand  $x_F$  de ces hadrons.

Les distributions en fonction de  $p_T$  sont traditionnellement lissées par une distribution gaussienne  $e^{-bp_T^2}$  avec  $b \sim 1 \text{ GeV}^{-2}$ , valeur en accord avec les prédictions de QCD. De récents résultats montrent que cette loi ne rend plus compte des mesures faites avec un faisceau de pions lorsque  $p_T > 1 \text{ GeV}$  [20].

## 1.3 L'expérience WA89.

Le projet d'expérience se positionnait dans le même cadre que l'expérience WA62, qui avait utilisé un faisceau d'hypérons pour étudier les interactions  $\Sigma^- - Be$ . Outre les résultats concernant les  $\Xi_c^+$ ,  $\Xi_c^0$ , et  $\Omega_c^0$  (voir paragraphe 1.1.2), WA62 obtint des résultats relatifs à la mise en évidence d'un multiplet d'états "exotiques", U(3100), interprété comme

des combinaisons de 2 quarks et 2 antiquarks [21]. La collaboration WA89 se proposait de réaliser une nouvelle expérience utilisant un faisceau d'hypérons, mais en améliorant considérablement la détection d'une part, et la statistique d'autre part.

### 1.3.1 Objectifs visés.

#### • Les baryons charmés.

Au moment de la publication de la proposition d'expérience en 87 [22], les connaissances sur les baryons charmés étaient limitées : on avait observé le  $\Lambda_c^+$  dans plusieurs voies de désintégration, quelques  $\Sigma_c$ , et le  $\Xi_c^+$  avait été identifié par, outre WA62, l'expérience E400 au Fermilab (faisceau de neutrons) [23]. Un des principaux objectifs de l'expérience était donc l'étude des baryons charmés :

- confirmation (masse) de l' $\Omega_c^0$ ,
- mesure des durées de vie des  $\Xi_c$  et de l' $\Omega_c^0$ ,
- observation de plusieurs modes de désintégration et détermination des rapports de branchement,
- observation des états symétriques  $\Xi_c$  par leur désintégration radiative,
- étude de la dépendance des sections efficaces de production en fonction de  $x_F$  et  $p_T$ , et du numéro atomique A de la cible.

#### • Les états exotiques.

L'expérience se proposait de rechercher le multiplet d'états U(3100) observé dans WA62, et interprété comme étant un "diquarkonium"  $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ . D'autres états multi-quarks pouvaient être recherchés, tels le dibaryon H  $(uds)(uds)$  [24] et le pentaquark P  $(qqqs\bar{c})$  [25, 26].

### 1.3.2 Dispositif expérimental.

L'expérience utilise le spectromètre OMEGA, situé dans la zone expérimentale Ouest du CERN, avec le système de détection standard qui lui est associé et des détecteurs propres à l'expérience WA89. L'ensemble est présenté sur la figure 1.5, et correspond au dispositif employé lors des prises de données de 93 et 94.

Le faisceau d'hypérons est généré à partir du faisceau de protons de 450 GeV/c fourni par le SPS, qui est envoyé sur une cible de production de beryllium (40 cm de long). Les particules négatives issues de l'interaction  $p + Be$  sont sélectionnées par un canal magnétique de 12 m de long (collimateur en tungstène pour minimiser le flux de muons).

Le faisceau ainsi produit a une intensité de  $6.10^5$  particules par paquet, et est essentiellement composé de  $\pi^-$  et de  $\Sigma^-$ ; l'impulsion moyenne des particules est de 340 GeV/c, valeur fixée pour optimiser le rapport  $\Sigma^-/\pi^-$  égal à 1/2.3 au niveau de la cible d'interaction. Le faisceau est détecté, en aval du collimateur, d'une part par 2 scintillateurs utilisés dans le système de déclenchement de l'acquisition, d'autre part par un ensemble de 9 plans de détecteurs à micropistes (50  $\mu\text{m}$  de largeur de piste) pour reconstruire précisément sa trajectoire. Un détecteur à rayonnements de transition (TRD) sert à l'identification rapide des  $\Sigma^-$  du faisceau; le deuxième niveau du système de déclenchement utilise le signal transmis par ce TRD pour rejeter 95% des  $\pi^-$ .

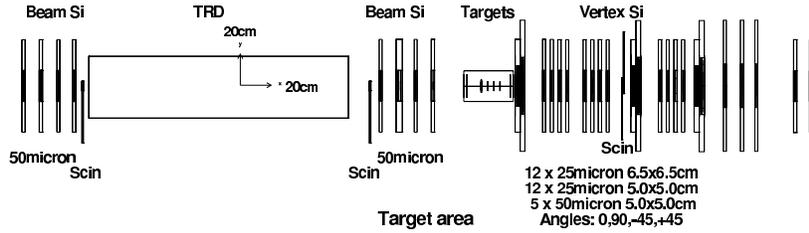
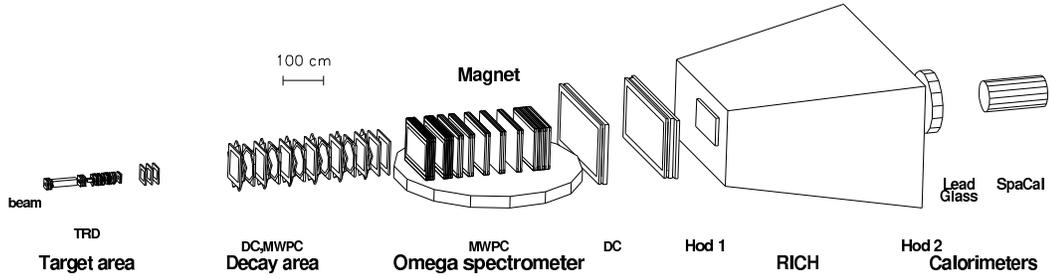


FIG. 1.5 - *Dispositif expérimental utilisé en 1993.*

- **Zone de la cible.**

En 1991, la cible se composait d'un bloc de cuivre et d'un bloc de carbone juxtaposés. Dans les prises de données suivantes, la cible est segmentée : une plaque de cuivre de 4 mm d'épaisseur, et 3 plaques de carbone (poudre de diamant compressée) de 2 mm chacune; chaque plaque est séparée par un intervalle de 2 cm. Le détecteur de vertex est constitué de plans de micropistes; de 12 plans en 91, on est passé à 29 pour les prises de données de 93/94, dont 24 présentant des pistes de 25  $\mu\text{m}$  de large [27] et 5 ayant des pistes de 50  $\mu\text{m}$  de large. Le signal fourni par deux détecteurs à scintillation (3 mm d'épaisseur) placés après le 12<sup>ème</sup> plan de silicium sert à déclencher sur les interactions dans la cible ou éventuellement dans le silicium des plaques en amont.

- **Zone de désintégration.**

Après la cible vient la "zone de désintégration". En effet, les particules charmées produites se désintègrent à quelques millimètres de la cible, donnant naissance à des particules étranges; pour la plupart, ces particules, tels les hypérons, peuvent parcourir quelques mètres avant de se désintégrer. Afin de pouvoir convenablement identifier ces particules, une zone d'environ 10 m entre la cible et le spectromètre est équipée avec des détecteurs de traces. Initialement pourvue de 6 chambres à dérive comprenant chacune 6 plans de fils (les "chambres  $\Lambda$ "), la détection dans cette zone de désintégration a été améliorée par l'ajout de 4 plans supplémentaires, et surtout, par celui de nouvelles chambres, les "chambres octogonales", conçues pour pallier les déficiences des chambres  $\Lambda$  dans leur centre. La zone active de ces 20 chambres proportionnelles multifils a  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  de surface, l'espacement entre les fils étant de 1 mm. Trois chambres proportionnelles multifils (1 mm d'espacement) de 4 plans chacune sont placées à 2 m en aval de la cible, afin de

faciliter le lien entre les portions de traces reconstruites dans les détecteurs de vertex et celles reconstruites dans la zone de désintégration.

- **Spectromètre.**

La charge et l'impulsion des particules sont déterminées grâce au spectromètre Omega, un aimant supraconducteur (1.8 T au centre,  $\int B \cdot dl \simeq 7.2 \text{ Tm}$ ). L'entrefer de l'aimant est équipé de chambres proportionnelles multifils (45 plans), mesurant 3 coordonnées différentes (selon le plan de déviation, et  $\pm 10.15^\circ$ ). En aval de l'aimant, deux grandes chambres à dérive permettent de connaître la trajectoire des particules chargées à la sortie du champ magnétique. Elles sont associées à deux chambres à fils (MY) utilisées pour élaborer le signal de déclenchement.

- **Identification des particules.**

Un détecteur Cherenkov de type RICH (Ring Imaging Cherenkov) permet d'identifier les particules chargées de plus de 15 GeV/c d'impulsion (séparation  $\pi/K$  jusqu'à 90 GeV/c) [28]. Deux hodoscopes (H1, H2) placés l'un en amont, l'autre en aval du détecteur Cherenkov, sont utilisés pour réaliser le signal de déclenchement. Pour permettre l'identification des particules neutres, on dispose d'un calorimètre électromagnétique, constitué de verres au plomb, de 3 m<sup>2</sup> de surface active [29], puis d'un calorimètre hadronique, de type "spaghetti", fait en fibres de plastique scintillant insérées dans du plomb [30].

- **Critères de déclenchement.**

Le déclenchement de l'acquisition se détermine à partir de trois niveaux de décision. Le premier se basant sur les scintillateurs en amont de la cible, exige le passage d'une particule du faisceau, et se basant sur ceux en aval, requiert l'occurrence d'une interaction. Le second utilise les informations délivrées par les hodoscopes H1 et H2 et les chambres à fils MY1 et MY2; la présence d'au moins 3 particules chargées est exigée dans H1 et MY1. De plus, grâce à des corrélations entre la position des impacts de traces dans H1, H2 et MY1, on peut enrichir les données acquises avec des événements contenant au moins deux particules chargées d'impulsion supérieure à 35 GeV/c. Enfin, le troisième niveau exploite les informations délivrées par le TRD pour sélectionner les interactions produites par les  $\Sigma^-$ .

### 1.3.3 Logiciels pour le traitement des données.

Les données brutes sont en premier lieu traitées par le programme TRIDENT (TRacks IDENTification). Elaboré en 1980 [31] pour la reconstruction des trajectoires dans le spectromètre Omega, il a été modifié pour l'adapter à la configuration spécifique de WA89. La stratégie de reconstruction suivie consiste à retrouver des portions de traces dans chaque ensemble de détecteurs (zone de la cible, zone de désintégration, spectromètre), puis à les lier entre elles. TRIDENT contient également un programme de filtrage des événements qui fera l'objet d'un exposé dans le chapitre suivant.

A la sortie de TRIDENT, la reconstruction des événements est poursuivie par le logiciel PHYNIX. Celui-ci a entièrement été écrit pour les besoins de WA89. Il réunit un ensemble de programmes essentiellement destinés à l'identification des particules, et qui exploitent les informations délivrées par le TRD, le RICH et les calorimètres, ainsi que les paramètres des traces chargées reconstruites pour l'identification des  $\Lambda^0$ ,  $K^0$ ,  $\Xi^-$ , ... PHYNIX est également employé pour écrire les données traitées dans un format plus réduit (moins de cassettes à manipuler) et pour sélectionner un certain type de données en sortie (par exemple les événements contenant un  $\Lambda^0$ , ou un  $\bar{p}$ ...), ce qui réduit la taille des fichiers de données à traiter lors d'une analyse particulière.

Dans le programme PHYNIX a été introduit l'algorithme de reconstruction des vertex qui suit une approche purement topologique, à la différence de la plupart des algorithmes de vertex généralement utilisés dans l'analyse. A l'origine développé dans TRIDENT, il a été adapté aux configurations successives de l'expérience. Il a servi au tri des événements à analyser (voir chapitre 3).

Pour faciliter l'étude cas par cas des événements, des logiciels graphiques ont été développés, tel GRAPHY, particulièrement utilisé comme moyen de contrôle lors des prises de données, et MINIGRAPHY, très précieux dans l'analyse des événements charmés.

Enfin, pour clore ce descriptif des logiciels employés dans WA89, il est indispensable de donner quelques informations à propos de la simulation de l'expérience. Le programme de simulation a été développé à partir d'un programme existant pour la simulation des expériences sur l'Omega (OMGEANT) lui-même conçu comme une interface pour l'utilisation des routines de GEANT. L'emploi d'un générateur d'événements susceptible de reproduire les réactions d'hadroproduction ayant lieu dans l'expérience, tel PYTHIA, aurait été particulièrement intéressant pour avoir une meilleure connaissance du bruit de fond. Mais il aurait fallu simuler un nombre considérable d'interactions pour obtenir une centaine de hadrons charmés. Aussi, le générateur utilisé ne produit que des événements charmés avec des distributions en  $x_F$  fixées, ainsi que les voies de désintégration. Chaque événement est ensuite complété avec PYTHIA ou FRITIOF. Il est également possible de ne générer que des événements sans charme.

### 1.3.4 Prises de données et statut de WA89.

En Novembre et Décembre 89, on a procédé au réglage et au test d'une majeure partie de l'appareillage. Une seconde période de faisceau, d'Avril à Juin 90, a conduit à l'enregistrement de 140 millions d'événements qui se sont avérés difficilement exploitables du fait des difficultés de fonctionnement du RICH. Au printemps 91, des données de meilleure qualité ont été acquises, mais leur traitement a mis à jour des problèmes liés d'une part aux performances des détecteurs de vertex et des chambres  $\Lambda$  et d'autre part à la précision de reconstruction des traces dans la zone de désintégration du charme. Pour corriger ces défauts, de nouveaux détecteurs ont été développés (micropistes à proximité de la cible, chambres à fils entre zone de la cible et le spectromètre OMEGA), et installés pour la prise de données qui a eu lieu au printemps 93. La dernière campagne d'expérience a eu lieu durant l'été 94. L'analyse des données acquises au printemps 93 est toujours en cours, et celle des données de 94 a démarré.

## Identification des hypérons $\Lambda^0$ en ligne et hors ligne.

Au démarrage du programme expérimental, lorsque je travaillais au CERN en tant que boursière, mon activité fut principalement axée sur le thème de l'identification des particules  $\Lambda^0$  en ligne et hors ligne. Dans un premier temps, les objectifs prioritaires de WA89 étaient d'identifier les  $\Xi_c^+$  et les  $U^+$  dans les voies de désintégration (d'après les résultats de WA62):

$$\begin{aligned}\Xi_c^+ &\rightarrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+ \\ U^+ &\rightarrow \Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+\end{aligned}$$

ainsi que les éventuels dibaryons  $H$  et pentaquark  $P$  dans les canaux:

$$\begin{aligned}H &\rightarrow \Lambda \Lambda, & H &\rightarrow \Lambda p \pi^- \\ P &\rightarrow \Lambda K^+ \pi^-, & P &\rightarrow \Lambda K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-\end{aligned}$$

On s'attendait en particulier à obtenir un grand nombre de  $\Xi_c^+$ , ce qui aurait permis de déterminer avec une bonne précision la durée de vie de cet hypéron charmé. De plus, comme les  $\Xi^-$  se désintègrent dans pratiquement 100% des cas en  $\Lambda \pi^-$ , les  $\Lambda^0$  sont présents dans au moins une chaîne de désintégration des hypérons charmés. Il fut donc décidé d'essayer d'identifier les  $\Lambda^0$  en ligne afin d'acquérir préférentiellement les événements susceptibles de contenir les particules recherchées, charmées ou exotiques, ce qui a conduit à la réalisation d'un système particulier de déclenchement appelé "trigger lambda". En outre, il a paru souhaitable de poursuivre hors ligne cette sélection d'événements contenant la désintégration d'un  $\Lambda^0$  en réalisant un filtre basé sur l'identification de ces hypérons.

### 2.1 Le "trigger lambda".

Un second niveau de déclenchement de l'électronique d'acquisition, basé sur l'identification des  $\Lambda^0$  fut envisagé dès la proposition d'expérience, afin de fournir un moyen efficace

pour sélectionner les événements désirés dans l'important bruit de fond hadronique. Je me propose de décrire ici son principe de fonctionnement, et comment il a été réalisé et testé. D'autres informations peuvent être trouvées dans l'article écrit à ce sujet [32].

### 2.1.1 Principe de base.

L'hypéron  $\Lambda^0$  se désintègre en donnant un proton et un pion avec un rapport de branchement de  $(63.9 \pm 0.5)\%$  [33]. Si on considère une valeur typique de l'impulsion des  $\Lambda^0$  autour de 100 GeV, la désintégration a lieu en moyenne dans la zone en amont du spectromètre Omega, et les traces des  $p$  et  $\pi^-$  subissent la déflexion due au champ magnétique. Comme la masse des particules émises est négligeable devant les impulsions en jeu, et que l'angle entre leur trajectoire dans le laboratoire est petit, une bonne approximation de la masse invariante du couple  $(p, \pi)$  est donnée par :

$$m_{inv}^2 = P_+ P_- \theta^2 + m_+^2 \frac{P_-}{P_+} + m_-^2 \frac{P_+}{P_-} + m_+^2 + m_-^2 \quad (2.1)$$

où  $m_+$  et  $P_+$  désignent la masse et l'impulsion du proton,  $m_-$  et  $P_-$  celles du pion, et  $\theta$  l'angle entre les deux traces dans le laboratoire. La conception du deuxième niveau de déclenchement est basée sur cette relation, sachant que les valeurs de  $P_+$ ,  $P_-$ ,  $\theta$  peuvent être déduites des points d'impact des traces dans les détecteurs utilisés à cet effet. D'autre part, on exploite comme contrainte les limites sur le rapport entre  $P_+$  et  $P_-$ ; dans une gamme d'impulsion du  $\Lambda^0$  de 50 à 250 GeV, les calculs cinématiques donnent :  $3 < P_+/P_- < 15$ .

- **Détermination des paramètres cinématiques**

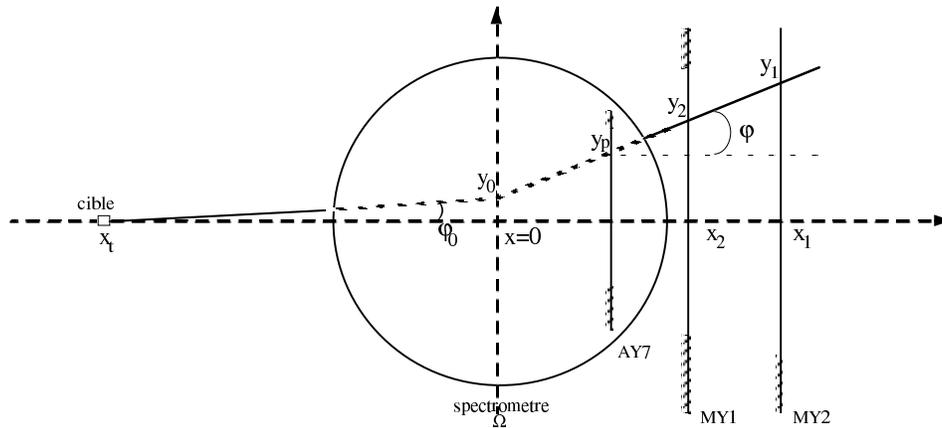


FIG. 2.1 - Schéma désignant les éléments de la détection impliqués dans le niveau de déclenchement (chambres AY7, MY1, MY2 - les hachures symbolisent les zones qu'il est inutile de prendre en compte), et les paramètres définissant les trajectoires.

Il est possible d'obtenir une bonne estimation de l'impulsion d'une particule chargée ayant traversé le spectromètre en utilisant la relation qui lie directement cette impulsion

à l'angle de déflexion  $\theta_b$  de la trajectoire (voir figure 2.1) :

$$\theta_b = \varphi - \varphi_0 = \frac{2.205(GeV/c)}{P} \quad (2.2)$$

La charge de la particule est donnée directement par le signe de l'angle  $\theta_b$ . L'angle  $\varphi$  que fait la trajectoire avec l'axe  $Ox$  en sortie de l'aimant est déterminé grâce aux coordonnées (dans le plan de la déflexion) des points d'impact mesurés dans les chambres à fils MY1, MY2 :

$$\varphi = \arctan \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \quad (2.3)$$

Une valeur approchée de l'angle à l'entrée du champ magnétique est obtenue par :

$$\varphi_0 = \arctan \frac{y_0}{x_t} \quad (2.4)$$

où  $y_0$  est la projection sur le plan normal à l'axe des  $x$  au centre de l'Omega de la trajectoire de sortie de la particule, et  $x_t$  la position de la cible. On utilise cette coordonnée à défaut de la coordonnée exacte du point de désintégration du  $\Lambda^0$ , ce qui entraîne une sous-estimation de la valeur de  $\varphi_0$ . L'effet de cette approximation sur le calcul de la masse invariante est suffisamment faible pour être acceptable; de même, il est justifié de ne considérer que la composante horizontale de la trajectoire.

La multiplicité de traces chargées dans un événement rend plus délicate l'identification des points appartenant à une même trace. Dans un premier temps, la simulation permet de déterminer des coupures sur les valeurs de  $\varphi$ ,  $\varphi_0$  et  $y_0$ , et d'éliminer certaines valeurs de  $y_1$  et  $y_2$  aux extrémités des chambres (zones hachurées sur le schéma de la figure 2.1). Les coordonnées des points d'impact venant d'une 3<sup>ème</sup> chambre (AY7) située dans l'Omega en limite du champ magnétique, comparées aux projections des droites reconstruites à partir des impacts dans les chambres MY permet de valider ou non les associations faites.

### • réalisation

Le processus d'identification se déroule en deux étapes :

- à partir des points d'impact enregistrés dans les 3 chambres à fils, on reconstruit des segments de droite susceptibles d'appartenir à la trajectoire d'une particule. On calcule les paramètres cinématiques correspondant et on les stocke dans des mémoires.
- à chaque trace positive stockée, on associe chaque trace négative, et on calcule la masse invariante en appliquant la relation 2.1 (la trace négative est supposée être celle d'un pion, la positive celle d'un proton). Un signal de déclenchement est généré si la valeur obtenue est proche de celle du  $\Lambda^0$ , et/ou si d'autres critères cinématiques sont vérifiés.

La figure 2.2 illustre l'architecture du système de déclenchement qu'il a fallu mettre en oeuvre. La réalisation est faite au moyen de modules d'électronique MBNIM, développés dans le groupe Omega du CERN [34]. La complexité de cet ensemble a demandé la mise en place d'une rigoureuse procédure de test. Les entrées de la chaîne électronique pouvaient être alimentées par des modules spéciaux, contrôlés par ordinateur, qui simulaient des signaux similaires à ceux venant des chambres. Ainsi, il a été possible de parfaire le réglage de l'électronique et de tester diverses configurations de points d'impact, provenant de

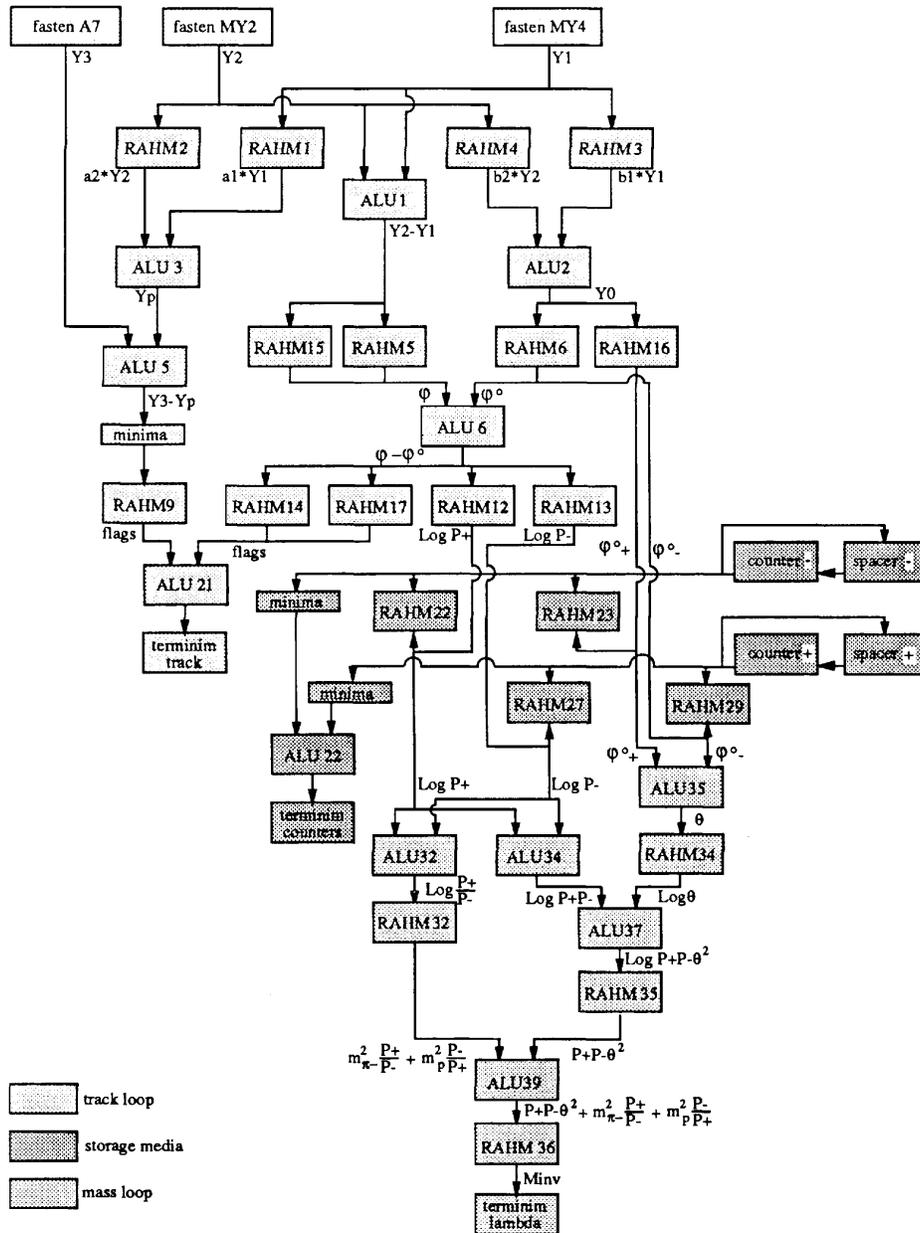


FIG. 2.2 - Diagramme fonctionnel du "trigger Lambda". Les informations transportées par les câbles plats reliant les modules MBNIM sont constituées de mots comprenant 16 bits de données et 4 bits de contrôle. Les modules RAHM correspondent à des tables de scrutation (mémoires dont le contenu doit être déterminé par calcul); les modules ALU réalisent des opérations d'addition ou de soustraction; les COUNTER sont des compteurs de 16 bits qui peuvent aussi être employés comme registres d'adresses, les SPACER sont des registres (un seul mot); les MINIMA assignent un mot pour chaque bit du mot en entrée, et la sortie correspond à l'opération logique OU entre tous les mots assignés; les TERMINIM convertissent les signaux MBNIM en niveaux logiques NIM.

simulations (étude de cas particuliers et des conditions aux limites).

Un programme de simulation du fonctionnement complet de la chaîne électronique MBNIM a été mis au point afin de vérifier si la sortie de chaque module et le contenu des différentes mémoires correspondaient bien aux prévisions. Il a également permis de s'assurer de la validité du processus pour identifier un  $\Lambda^0$  à partir des particules filles.

### 2.1.2 Performances du "trigger $\Lambda$ ".

- **Efficacité de l'algorithme de reconstruction.**

A partir de données réelles (acquises au printemps 1990) les paramètres cinématiques des traces trouvées par le "trigger  $\Lambda$ " furent calculés, et les valeurs obtenues comparées à celles déterminées par le programme de reconstruction (TRIDENT) utilisé pour l'analyse. La valeur des impulsions étant sous-estimée de 1.85% en moyenne (rms de 4.5%), et celle des angles  $\varphi$  sur-estimée de 0.34% en moyenne (rms de 1.17%), ces résultats se révélèrent satisfaisants compte-tenu des approximations faites. Des données analysées, contenant des particules  $\Lambda^0$  identifiées hors-ligne, furent également utilisées pour déterminer l'efficacité du processus d'identification des  $\Lambda^0$ . Lorsque les points d'impact des traces existaient dans les 3 chambres, l'efficacité était de 98%.

- **Test du dispositif électronique.**

Le dispositif a été testé en utilisant des configurations d'impacts issues des données brutes, et en comparant les informations délivrées par les échelles de comptage avec celles obtenues par le programme de simulation. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant.

	échelles de comptage (en ligne)	résultats de la simulation
nombre moyen de traces positives par événement	1.3	1.5
nombre moyen de traces négatives par événement	5.7	4.7
événements avec $\Lambda^0$	9%	10%
événements rejetés	65%	60%

- **Mesures de temps.**

Après optimisation, un cycle élémentaire de recherche de trajectoire durait 420 ns, et un cycle de calcul de masse, 290 ns. La durée totale dépendait évidemment de la multiplicité dans les 3 chambres, et du nombre de traces stockées. Des mesures de temps ont montré que 60% des événements étaient traités en moins de 100  $\mu$ s, 90% en 300  $\mu$ s. Les contraintes imposées par l'acquisition obligeaient à fixer la limite à 270  $\mu$ s, auquel cas le processus d'identification se révélait complet pour 87% des événements.

Lors de la réalisation du "trigger  $\Lambda$ ", j'ai participé à l'organisation de la chaîne électronique (algorithme de calcul, détermination du contenu des tables de scrutation), et des

logiques de contrôle et de décision associées, ainsi qu'aux tests de fonctionnement de l'ensemble. J'ai élaboré le programme de simulation de ce niveau de déclenchement. Puis, à partir de données simulées et des données acquises en 1990, j'ai vérifié son fonctionnement, qui s'est avéré satisfaisant. Mais l'évolution des performances et des capacités du système d'acquisition a rendu l'utilisation du "trigger  $\Lambda$ " superflue pour le rejet d'événements lors des prises de données suivantes.

## 2.2 Le filtre d'événements.

En préalable à la reconstruction des événements, il est judicieux de les filtrer afin de rejeter rapidement ceux qui ne présentent pas l'intérêt d'être reconstruits. Depuis le début du programme expérimental, j'ai pris en charge la réalisation des programmes de filtre de données. Pour les mêmes raisons qui avaient conduit à la conception d'un niveau de déclenchement basé sur l'identification des  $\Lambda^0$ , j'ai introduit dans le filtre un critère de sélection rapide des événements basé sur la présence probable d'un  $\Lambda^0$ .

### 2.2.1 Identification des $\Lambda^0$ dans le filtre.

#### • Principe d'identification

Le principe d'identification repose sur le calcul de masse invariante entre deux traces de charges opposées. On doit donc déterminer les paramètres cinématiques des deux traces à leur point d'origine (vertex), en utilisant des informations venant des chambres en aval du spectromètre.

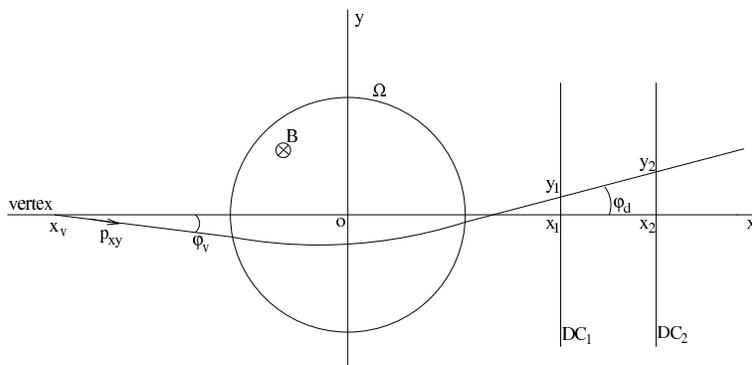


FIG. 2.3 - Définition des variables utilisées. DC1 et DC2 sont les 2 chambres à dérive.

Si la coordonnée  $x_v$  du vertex est connue, et si le champ magnétique est tel que  $\vec{B} = B_z \vec{z}$ , alors  $p_{xy}$ , la composante de l'impulsion dans le plan de déviation et  $\varphi_v$ , l'angle fait par cette composante avec la direction du faisceau sont fonction des coordonnées, dans ce même plan, des points d'impact de la trace dans les chambres à dérive. En réalité,  $x_v$  n'est pas fixé et  $\vec{B} \simeq B_z \vec{z}$ . On obtient une bonne approximation de  $p_{xy}$  et  $\varphi_v$  en utilisant les relations :

$$\begin{aligned} \frac{1}{p_{xy}} &= a_1(x_v) \cdot y_1 + a_2(x_v) \cdot \text{tg} \varphi_d \quad (+a_0) \\ \varphi_v &= b_1(x_v) \cdot y_1 + b_2(x_v) \cdot \text{tg} \varphi_d \quad (+b_0) \end{aligned} \quad (2.5)$$

où les paramètres  $a_i$ ,  $b_i$  sont déterminés en fonction de  $x_\nu$  d'après l'étude des données simulées. Pour cela, il est nécessaire de connaître  $x_\nu$ . Il s'est avéré approprié d'attribuer à  $x_\nu$  la position de la cible. La procédure de calcul de la masse invariante est donc :

- reconstruire dans l'espace les points d'impact dans les chambres à dérive,
- en déduire les paramètres des traces en aval du spectromètre,
- utiliser les relations (2.5) pour calculer les paramètres de chaque trace au vertex (la charge est donnée par le signe de  $p_{xy}$ ),
- associer une trace positive à une trace négative, si ces deux traces vérifient les coupures cinématiques, et calculer  $m_\Lambda$  suivant la relation (2.1) , en assignant la masse du proton à la trace positive et la masse de pion à la trace négative.

En procédant ainsi, on sous-estime la valeur de la masse de la particule. L'événement passe ce filtre si on a au moins une combinaison satisfaisant les conditions sur la masse. Celles-ci sont déterminées après de nombreuses vérifications faites à partir de données simulées et surtout de données réelles contenant une particule  $\Lambda^0$  identifiée; comme la masse invariante est sous-estimée la fenêtre autour de la masse nominale du  $\Lambda^0$  n'est pas symétrique (-40 MeV,+8 MeV).

### • Performances.

On obtient comme erreur sur l'impulsion :  $\Delta p/p = 4\%$  r.m.s. Pour mesurer l'efficacité de l'algorithme d'identification utilisé, on s'est basé sur un échantillon d'événements acquis lors de la première prise de données, chaque événement comportant au moins une particule  $\Lambda^0$  identifiée. Si les traces issues de la désintégration du  $\Lambda^0$  produisent des impacts dans les chambres à dérive, et si leurs impulsions vérifient effectivement les coupures imposées par le système de déclenchement (reproduit par ailleurs dans le filtre), alors 97% des événements sont gardés par le filtre.

### 2.2.2 Autres critères de sélection.

Le filtre d'événements est composé de plusieurs niveaux, chacun de ces niveaux intervenant au long du processus de reconstruction. Les principaux critères de sélection appliqués dans le programme de filtre que j'ai développé sont basés sur des mesures de multiplicité de points d'impact ou de traces, sur l'estimation de la position de l'interaction et sur l'évaluation des impulsions des particules les plus énergétiques. Ils sont décrits en annexe. Il a fallu les adapter aux évolutions de la détection, des caractéristiques du système de déclenchement et de la reconstruction.

### 2.2.3 Performances et évolution

Le premier filtre, mis en oeuvre sur les données de 90, réduisait le temps de calcul par un facteur 4, rejetait 75% des événements, et gardait 60% de ceux contenant la désintégration d'un  $\Lambda^0$ ; le facteur d'enrichissement était donc de 2.5. Pour le premier traitement des données de 91, les coupures imposées ont été accentuées: le temps de calcul était divisé par 7, 80% des événements étaient rejetés. Le but visé était une reconstruction rapide des événements pour une première mise en évidence d'un signal de charme. Puis, les mêmes données ont été ultérieurement traitées avec un filtre plus ouvert, le "mini-filtre", dans

lequel en particulier on supprimait les critères sensés reproduire les conditions de déclenchement liées aux impulsions estimées, et la sélection des événements avec  $\Lambda^0$ .

Le filtre a été ensuite modifié pour s'adapter à l'évolution du dispositif expérimental et au processus de reconstruction; de par les critères de sélection appliqués pour le traitement des données de 93 (et 94), le filtre ressemblait davantage au mini-filtre des données de 91. Avec ce filtre 24% des événements sont rejetés. Il a été testé sur des événements présentant une désintégration probable de  $\Lambda^0$ . Dans le tableau suivant sont indiqués les pourcentages d'événements gardés par le filtre en fonction de la gamme d'énergie du  $\Lambda^0$ .

gamme d'énergie du $\Lambda$ (GeV)	[0, 20]	[20, 40]	[40, 60]	[60, 80]	[80, 100]
évts passant le filtre (%)	73.8	66.2	71.7	72.2	71.2
gamme d'énergie du (GeV)	[100, 120]	[120, 140]	[140, 160]	[160, 180]	
évts passant le filtre (%)	76.3	72.5	76.5	74.8	

## 2.3 Vérification de la reconstruction des particules $\Lambda^0$ .

### 2.3.1 Détermination de l'efficacité de la reconstruction des traces dans les chambres $\Lambda$ .

Au moment de l'élaboration du programme de reconstruction des trajectoires dans les chambres  $\Lambda$ , j'ai entrepris de faire une comparaison entre les traces reconstruites et les traces simulées. En utilisant les sorties du programme de simulation OMGEANT, il est possible de vérifier si les différents points appartenant à une trace reconstruite sont produits par une même trace simulée ou non. Ainsi, on dispose d'un moyen pour tester l'algorithme de reconstruction, et pour déterminer quelles modifications sont nécessaires pour l'améliorer. Le procédé de vérification est brièvement exposé en annexe.

### 2.3.2 Etude de la reconstruction des $\Lambda^0$ .

Le but de ce travail était de développer un autre outil pour aider à la mise au point et la vérification du programme reconstruisant les  $\Lambda^0$ , à partir de données simulées, en exploitant en particulier les informations obtenues sur la reconstruction dans les chambres  $\Lambda$ .

Pour chaque désintégration  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  simulée qui se produit avant le centre du spectromètre, on détermine si les trajectoires du proton et du pion ont été effectivement reconstruites. Si c'est le cas, alors on doit pouvoir identifier le  $\Lambda^0$ . L'efficacité du processus d'identification a été évaluée en fonction de l'énergie du  $\Lambda^0$  d'une part et de la position du vertex de désintégration d'autre part. On a pu constater que l'efficacité de reconstruction des  $\Lambda^0$  ne dépendait pratiquement pas de leur énergie dans la gamme de 50 à 200 GeV. Par contre, il s'est avéré que la majeure partie des  $\Lambda^0$  perdus avaient leur vertex de désintégration après la deuxième chambre  $\Lambda$ ; les paramètres des traces issues de ce vertex, en particulier de celle du pion, n'étaient pas déterminés avec une assez bonne précision. Ce problème a été en partie solutionné avec l'apport de nouvelles chambres à fils (chambres octogonales).

### 2.3.3 Généralisation à la détermination de l'efficacité de reconstruction des traces dans l'ensemble de la détection.

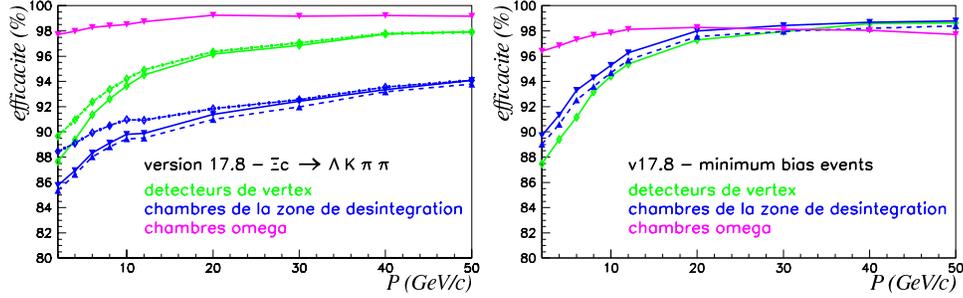


FIG. 2.4 - Efficacité de reconstruction de trajectoires (particules dans l'acceptance du spectromètre) dans les détecteurs de vertex, les chambres de la zone de désintégration (chambres  $\Lambda$  et octogonales), les chambres de l'Omega.

Lors de la mise à jour du programme de reconstruction des données acquises en 93, j'ai étendu le processus de vérification des traces aux différents groupe de détecteurs, (détecteurs de vertex, chambres octogonales, détecteurs de faisceau), en adaptant la méthode suivie. La vérification existait déjà pour les chambres de l'Omega. Les résultats sont présentés, en fonction de l'impulsion, sur la figure 2.4.

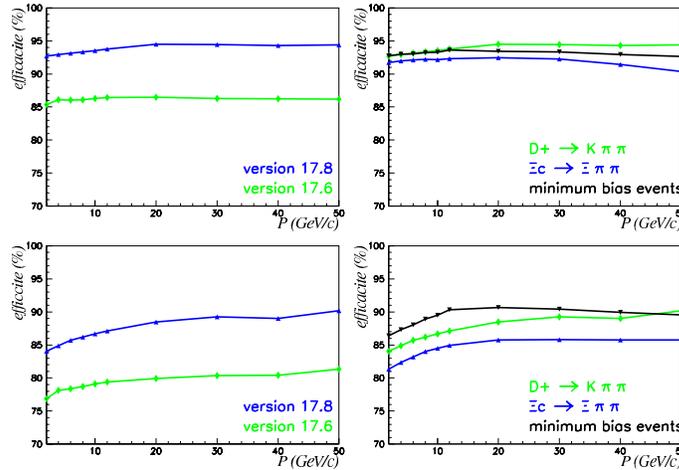


FIG. 2.5 - Efficacité du raccordement (haut) et de la reconstruction complète (bas), déterminée pour 2 versions différentes du programme de reconstruction (gauche), et différents types de données simulées (droite).

Pour compléter cette étude, j'ai développé un algorithme destiné à déterminer l'efficacité du raccordement, action qui consiste à lier les portions de traces reconstruites dans chaque ensemble de détecteur pour obtenir une trace unique complète. Il serait fastidieux d'en décrire le principe, et je me bornerai donc à illustrer son utilisation par les courbes présentées dans la partie supérieure de la figure 2.5. Tous les éléments nécessaires à la détermination de l'efficacité de reconstruction globale des trajectoires des particules chargées sont finalement disponibles, et peuvent être employés pour tester les modifications faites dans la reconstruction (figure 2.5).



## Etude des mésons étranges et charmés $D_s$ .

### 3.1 Introduction.

#### 3.1.1 Motivations.

Ainsi que je l'ai précisé dans le premier chapitre, les motivations de WA89 concernaient plus particulièrement les baryons étranges et charmés. Nous nous sommes intéressés à la production des mésons charmés car la production du charme (charme ouvert) avec un faisceau de  $\Sigma^-$  n'a jamais été étudiée expérimentalement. On souhaitait en particulier analyser l'influence des quarks du faisceau sur la production des hadrons, autrement dit voir si un effet d'entraînement ("leading effect", voir paragraphe 1.2.3) se manifestait. Un tel effet a été observé dans les expériences utilisant un faisceau de pions dans la production des mésons  $D^\pm$ . Il fut d'abord mis en évidence par l'expérience NA27 (LEBC EHS), à la fois dans le nombre de mésons produits et dans la distribution en  $x_F$  [35]. De récents résultats, basés sur un plus grand nombre de mésons  $D$  produits, soulignent l'existence de l'effet d'entraînement. Ainsi, WA82 a observé un excès de  $D^-$  par rapport au  $D^+$  ( $\frac{D^-}{D^+} = 1.34 \pm 0.13$  pour  $x_F > 0$ ), qui augmente avec  $x_F$  [36]. Le même comportement a été observé par la collaboration E769 [37]. Ces résultats sont confirmés par les mesures faites dans l'expérience E791 [38].

WA89 étudie si le même phénomène peut être mis en évidence dans la production des mésons  $D^\pm$  avec un faisceau de  $\Sigma^-(dds)$ . Dans ce cas, si l'effet d'entraînement se manifeste, la production de  $D^-(\bar{c}d)$  l'emporte sur celle de  $D^+(c\bar{d})$ , et on ne s'attend à aucune asymétrie dans la production directe des  $D^0(c\bar{u}), \bar{D}^0(\bar{c}u)$ . Il faut noter qu'une production asymétrique de  $D^{*+}$  et  $D^{*-}$  se répercute ensuite sur le nombre de  $D^0$  et  $\bar{D}^0$  identifiés, puisque les  $D^{*\pm}$  se désintègrent en  $D^0\pi^\pm$  (68.3%). Les résultats de l'expérience concernant la production des mésons  $D$  suggèrent l'existence d'un effet d'entraînement; une publication sur ce sujet est en cours de rédaction.

La particularité du faisceau de baryons étranges utilisé dans l'expérience WA89 offre la possibilité d'étudier l'influence possible du quark  $s$  du faisceau dans la production des mésons  $D_s$  : doit-on s'attendre à ce que les  $D_s^-$ , contenant un quark  $s$ , soient produits préférentiellement avec une impulsion parallèle importante comparée aux  $D_s^+$  ? Pour répondre à cette question, il faut pouvoir étudier les mésons  $D_s$  produits dans l'expérience. Je me suis intéressée à la recherche des  $D_s$  dans les données acquises en 1993. D'un point de vue expérimental, l'étude de la production des  $D_s$  avec un faisceau d'hypérons peut contribuer à une meilleure connaissance des phénomènes en jeu dans l'hadroproduction du charme (paragraphe 1.2).

### 3.1.2 Mésons étranges et charmés $D_s$ .

Les premières observations des mésons étranges et charmés  $D_s^+(c\bar{s})$  et  $D_s^-(\bar{c}s)$  ont été faites au début des années 80. La masse du  $D_s$  est de  $1968.5 \pm 0.6$  MeV et sa durée de vie de  $(0.467 \pm 0.017) \times 10^{-12}$  s [39]. Une des plus récentes mesures de la durée de vie de ce méson a été réalisée par l'expérience de photoproduction E687 du Fermilab à partir de 900  $D_s^\pm$  reconstruit dans la voie  $\phi\pi^\pm$  [40]. Ce canal de désintégration est la voie "pilote", et pratiquement tous les autres modes de désintégration du  $D_s$  sont mesurés par rapport au mode  $\phi\pi$ . Cependant, jusqu'à récemment, on ne disposait pas de mesures directes du rapport de branchement de ce mode : il était déterminé soit à partir de calculs reliant des largeurs de désintégration des  $D$  et  $D_s$ , soit à partir d'estimations des sections efficaces des  $D_s$ , en se basant donc sur des modèles. En 1995 et 1996, des déterminations directes de  $\Gamma(\phi\pi)/\Gamma_{total}$  ont été réalisées dans les réactions  $e^+e^-$  [41], [42]. De nombreuses voies de désintégration ont été et sont encore explorées, en particulier les voies défavorisées dans le schéma de désintégration de Cabibbo, afin de permettre une meilleure compréhension des processus non-spectateurs intervenant dans la désintégration non leptonique des mésons charmés. C'est le cas pour la 4désintégration en 3 pions chargés, étudiée par exemple par WA82 [43], ou en  $\phi K$  [44],  $K^+K^-K$  [45],  $K\pi\pi$  [46].

### 3.1.3 Données expérimentales concernant la production des $D_s$ .

La production des  $D_s$  a été étudiée par plusieurs expériences, dont NA32 et E769, avec différents faisceaux (pions, kaons, protons); à partir des distributions mesurées, les variables  $n$  et  $b$ , utilisées pour paramétrer les sections efficaces différentielles (voir paragraphe 1.2.3) ont été déterminées. Avec un faisceau de pions, l'expérience NA32 [47] a obtenu les valeurs reportées dans le tableau suivant. Concernant le faisceau de kaons, après l'analyse des données de 1984, NA32 mesurait  $n = 1.1^{+0.9}_{-0.7}$  [48]. Comparant les caractéristiques des  $D_s$  produits avec les pions à ceux produits avec les kaons, l'expérience NA32 notait un effet dû à la présence du quark  $s$  dans le faisceau. Mais l'analyse des données acquises dans la suite du programme a donné la même valeur de  $n$  pour la production de  $D_s$  avec des kaons ( $n = 3.94$ ) qu'avec des pions. L'expérience E769 a mesuré globalement  $n$  (pour  $x_f > 0$ ) et  $b$  (pour  $p_T < 2GeV$ ) dans la production des mésons  $D^\pm, D^0, \bar{D}^0, D_s^\pm$  [20].

expérience	faisceau	cible	$n$	$b(GeV^{-2})$
NA32	$\pi$ , 230 GeV	Cu	$3.9^{+0.93}_{-0.86}$	$0.59^{+0.10}_{-0.09}$
E769	$\pi$ , 250 GeV	Be, Al, Cu, W	$4.03 \pm 0.18$	$1.08 \pm 0.05$
E769	$K$ , 250 GeV	Be, Al, Cu, W	$3.8 \pm 0.4$	$1.05 \pm 0.09$
E769	$p$ , 250 GeV	Be, Al, Cu, W	$6.1 \pm 0.7$	$1.08 \pm 0.09$

## 3.2 Recherche des $D_s^\pm$ .

### 3.2.1 Modes de désintégration hadroniques résonants.

Parmi les désintégrations non leptoniques du  $D_s^+$ , un des modes favorisés dans le modèle de Cabibbo conduit à l'état final  $K^+K^-\pi^+$ , qui peut être atteint par l'intermédiaire de deux modes résonants :

- $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$
- $D_s^+ \rightarrow K^+\overline{K}^*(892)^0$

Les modes de désintégration des mésons  $D_s^-$  sont les conjugués de charge de ceux du  $D_s^+$ . D'après les données compilées dans [39], on a les rapports de branchement suivants :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^+K^-\pi^+)/\Gamma_{total} &= (4.6 \pm 1.2)\% \\ \Gamma(\phi\pi^+)/\Gamma(K^+K^-\pi^+) &= 0.79 \pm 0.09 \\ \Gamma(K^+\overline{K}^*(892)^0)/\Gamma(K^+K^-\pi^+) &= 0.74 \pm 0.08 \end{aligned}$$

Donc la voie de désintégration  $\phi\pi^+$  domine; cependant le méson  $\phi$  se désintègre en  $K^+K^-$  avec un rapport de branchement de 49.1%, et seule cette voie peut être accessible par reconstruction de nos données. Alors que la résonance  $\overline{K}^*(892)^0$  se désintègre en  $K^-\pi^+$  dans pratiquement 100% des cas, et peut donc en principe être reconstruite.

- **La voie  $\phi\pi$ .**

Comme je l'ai souligné au début de ce chapitre, cette voie de désintégration est la voie pilote. Dans le cadre de notre analyse, l'avantage à étudier cette voie passe par une bonne identification des mésons  $\phi$  qui se désintègrent en  $K^+K^-$  par l'intermédiaire des informations délivrées par le détecteur RICH, permettant d'identifier les kaons. De plus, la largeur de la résonance est étroite:  $\Gamma = 4.43 \pm 0.06$  MeV, ce qui facilite son identification.

- **La voie  $\overline{K}^{*0}K$ .**

L'autre voie de désintégration résonante du  $D_s^+$  conduisant à l'état final  $K^+K^-\pi^+$  est la voie  $\overline{K}^{*0}K$ . On peut trouver un intérêt particulier à sélectionner les événements contenant des  $\overline{K}^{*0}$  puisque cette résonance apparaît dans quelques canaux de désintégration d'autres hadrons charmés (mésons et baryons) :

- $D^+ \rightarrow \overline{K}^{*0}\pi^+$
- $\Lambda_c^+ \rightarrow p\overline{K}^{*0}$  (1.6±0.4%)
- $\Xi_c^0 \rightarrow pK^-\overline{K}^{*0}$  (observé).

Au contraire du mode résonant précédent, la résonance  $\overline{K}^{*0}$  ( $K^{*0}$ ) est plus difficilement identifiable, en partie à cause de sa largeur plus importante ( $\Gamma = 50.5 \pm 0.6$  MeV). D'autre part, pour identifier cette résonance, on fait des combinaisons kaon-pion, et du fait que la plupart des traces chargées correspondent à des pions, on génère un bruit de fond combinatoire plus important dans ce cas. Aussi est-il indispensable de trouver des critères spécifiques pour isoler cette résonance.

### 3.2.2 Critères d'identification.

Que ce soit pour les résonances ou pour le  $D_s$ , l'identification se fait à partir des spectres de masse invariante calculée en combinant  $N$  traces chargées ( $N=2$  pour  $\phi$  ou

$\bar{K}^{*0}, K^{*0}$ ). On applique un certain nombre de critères judicieusement choisis pour éliminer les fausses combinaisons qui sont une source de bruit de fond, et pour faire apparaître le signal recherché en ayant un rapport signal/bruit satisfaisant. Comme ces critères sont basés sur un ensemble de paramètres précis, je vais les décrire avant de présenter les spectres d'identification.

### • Identification des traces chargées.

On utilise l'information disponible obtenue après le traitement des données issues du détecteur RICH [51]. Cette information est délivrée par l'intermédiaire de la fonction de vraisemblance ( $\mathcal{L}_i$ ) de chaque hypothèse faite pour attribuer à chacune des traces chargées la masse d'une particule (électron, pion, kaon, proton ou bruit de fond). Pour trancher entre les différentes hypothèses, on utilise les rapports entre les fonctions de vraisemblance. En particulier, si le rapport :

$$\mathcal{R}_i = \frac{\mathcal{L}_i}{\max(\mathcal{L}_{j \neq i})}, \quad \text{où } i, j = e, \pi, K, p, \text{bruit}$$

est supérieur à 1, alors la particule  $i$  est la plus probable. Si on impose un seuil plus élevé sur la valeur de  $\mathcal{R}_i$ , l'identification est plus fiable, mais l'efficacité diminue. Il est évident qu'il faut également tenir compte, dans l'identification de la particule, du seuil en impulsion propre à chacune, seuil en dessous duquel aucune lumière Cherenkov n'est émise (45 GeV pour le proton, 22 GeV pour le kaon, et théoriquement environ 6 GeV pour le pion, mais dans ce cas, on est limité par l'acceptance du RICH qui est de l'ordre de 15 GeV). Au lieu d'imposer des conditions strictes d'identification, par exemple dans le cas des pions qui représentent la grande majorité des traces chargées, on évite d'associer à une trace la masse  $m_i$  si un des rapports  $\mathcal{R}_{j \neq i}$  est supérieur à un seuil élevé.

### • Critères géométriques.

On impose des contraintes d'une part sur les traces, d'autre part sur les vertex primaire et secondaire.

- ◊ La position du vertex primaire ( $x_1$ ) doit être compatible avec une interaction dans une des cibles ( $x_t$ ).
- ◊ Les 2 ou 3 traces utilisées pour reconstruire le vertex de désintégration doivent être suffisamment proches les unes des autres, puisqu'elles sont sensées provenir d'un point concourant. Cette contrainte est vérifiée si la distance minimale d'approche  $d(t_i, t_j)$  entre 2 traces est inférieure à  $d_{min}$ .
- ◊ La distance minimale d'approche ( $d_{ma}$ ) de chacune des traces par rapport au vertex secondaire auquel elle est rattachée doit être relativement petite, en tenant compte de l'erreur  $\sigma$  associée :  $d_{ma_i} < n\sigma_i$
- ◊ La qualité du vertex secondaire ainsi formé est obtenue en appliquant une coupure sur son  $\chi^2$ .
- ◊ Le secondaire doit se trouver à l'extérieur des cibles. On évite ainsi le bruit de fond dû aux interactions secondaires.
- ◊ L'impulsion résultante est calculée, elle correspond à l'impulsion de la particule charmée produite lors de l'interaction. Son paramètre d'impact par rapport au vertex primaire, c'est à dire la distance  $b$  entre cette résultante et le vertex primaire dans le plan perpendiculaire

à l'axe  $0x$ , doit être inférieur à  $b_{max}$ .

◊ On peut également calculer les distances entre chacune des traces associées au secondaire par rapport au vertex primaire. Au moins une des traces doit vérifier  $b_i \geq b_{min}$ .

◊ Une contrainte essentielle pour l'identification des mésons charmés doit être appliquée sur la séparation longitudinale entre le vertex secondaire et le vertex primaire. On peut soit imposer une coupure absolue :  $x_2 - x_1 > x_{min}$ , soit une coupure relative tenant compte de l'erreur :  $x_2 - x_1 > n\sigma_{12}$ , où  $\sigma_{12} = (\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2)^{\frac{1}{2}}$  (la résolution longitudinale sur les vertex est de l'ordre de 500-600  $\mu m$ ).

### • Coupures cinématiques.

Dans le cas des désintégrations à deux corps d'une résonance, la distribution de l'angle  $\theta$ , dans le référentiel de la particule qui se désintègre, entre l'impulsion d'une particule fille et la direction de la particule mère, est considérée. Cette distribution n'est pas forcément isotrope. On a étudié deux ensembles de combinaisons de deux particules :

- les combinaisons pour lesquelles la masse invariante calculée est compatible avec la masse de la résonance,
- les combinaisons de l'échantillon précédent avec une plus grande probabilité de correspondre effectivement aux produits de désintégration de la résonance (critères de sélection basés sur l'identification des particules par le détecteur Cherenkov). D'après le comportement des deux distributions, on constate que la présence de bruit de fond entraîne une accumulation de valeurs de  $\theta$  telles que  $|\cos\theta| = 1$ .

L'étude des distributions angulaires des produits de désintégration des  $\phi$  et des  $K^{*0}$  a été menée de façon plus systématique à l'occasion d'un stage de DEA [49], confirmant la possibilité de réduire le bruit de fond en appliquant des conditions sur la valeur prise par l'angle  $\theta$ .

### 3.2.3 Présélection des données : filtre "secver".

La majorité des filtres utilisés sur les données reconstruites, et ayant pour but d'enrichir l'échantillon d'événements à analyser en événements charmés, est basée sur une reconstruction du vertex de désintégration du charme qui suit une méthode désignée par l'expression anglaise "candidate driven approach" : on sélectionne une trace particulière sensée provenir de la désintégration de la particule recherchée, et qui sert de pivot à la reconstruction du vertex secondaire.

Les événements que j'ai analysés ont été filtrés en suivant un principe différent pour reconstruire le vertex de désintégration du charme. Le filtre, réalisé par Emmanuel Vesin [50], utilise un algorithme basé sur les vertex reconstruits par le programme "genoa" (voir paragraphe 1.3.3). Les événements filtrés satisfont les critères suivants :

- au moins un vertex secondaire a été reconstruit,
- la séparation entre le primaire et au moins un des secondaires est supérieure à  $3\sigma_{12}$
- cette même séparation vérifie les limites suivantes :  $2 \text{ mm} \leq x_2 - x_1 \leq 5 \text{ cm}$
- les traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire ont des points mesurés dans les détecteurs de vertex.

Ce filtre rejette pratiquement 90% des événements. Après avoir traité l'ensemble des données enregistrées en 1993, et reconstruites par les programmes TRIDENT et PHYNIX, 16 millions d'événements sont ainsi présélectionnés.

### 3.2.4 Identification des résonances.

#### • Identification du $\phi$ .

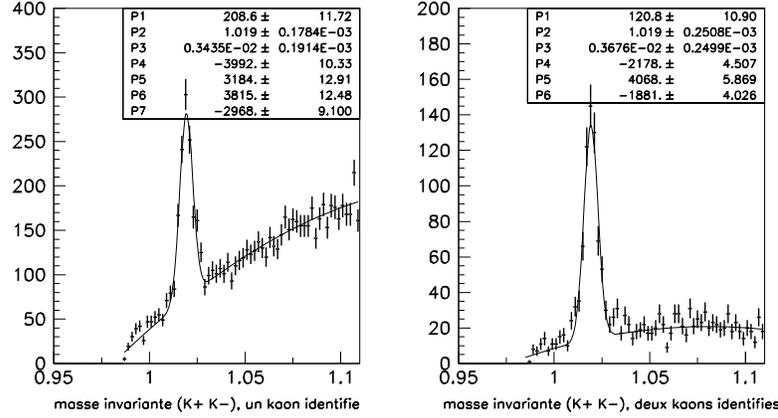


FIG. 3.1 - Spectres de masse invariante  $K^+K^-$  obtenus avec un kaon identifié (à gauche), ou avec les deux kaons identifiés (à droite).

La figure 3.1 présente deux spectres de masse invariante  $K^+K^-$ ; on a associé des traces de charges opposées, ayant au minimum 2 GeV d'impulsion et ayant des points de mesure dans les détecteurs de vertex. Dans le spectre de gauche, on demande que l'une des deux traces soit identifiée comme provenant d'un méson  $K$  ( $\mathcal{R}_K > 2, P_K > 22\text{GeV}$ ). Dans le spectre de droite, on exige que les deux traces correspondent à des kaons. Sur les deux spectres, le signal correspondant au  $\phi$  est bien visible. Les paramètres de la gaussienne qui reproduit la forme du signal sont reportés sur la figure. On vérifie que l'on retrouve bien la masse du  $\phi$  (1019.4 MeV).

#### • Identification des $\bar{K}^{*0}$ et $K^{*0}$ .

Dans la recherche de ces résonances, on combine une trace identifiée comme provenant d'un méson  $K$  ( $\mathcal{R}_K > 2, P_K > 22\text{GeV}$ ), avec une trace de charge opposée ( $P > 2\text{GeV}$ , points de mesure dans les détecteurs de vertex). Si les informations délivrées par le détecteur RICH sont utilisées pour rejeter les traces correspondant très probablement à un autre  $K$  ou à un  $p$ , le bruit de fond est légèrement réduit. Si on se restreint aux cas où la deuxième trace correspond à un pion, on perd une grande partie du signal. Pour réduire l'important bruit de fond sans perdre en efficacité, il est nécessaire de déterminer des critères de sélection plus appropriés.

Cette détermination est réalisée en étudiant l'influence des coupures appliquées d'une part sur des données de simulation, d'autre part sur un échantillon de données réelles dans lesquelles la présence d'un  $\bar{K}^{*0}$  ou  $K^{*0}$  a été identifiée en appliquant des critères de

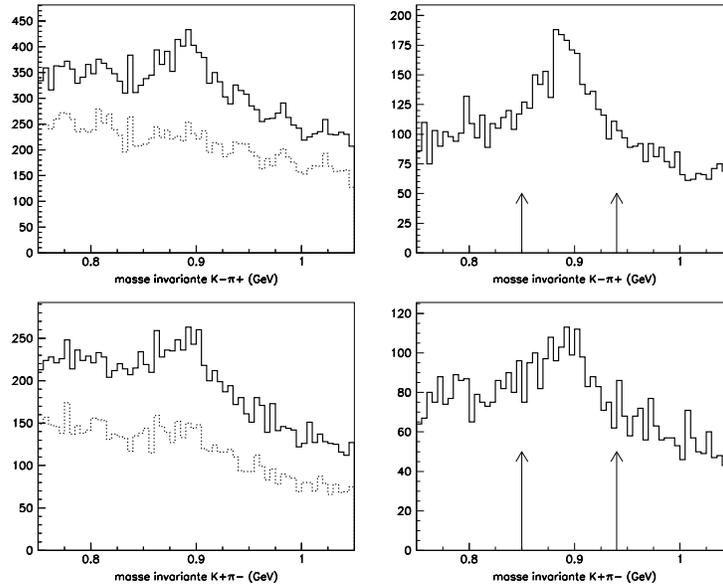


FIG. 3.2 - *Spectres de masse invariante. En haut de la figure :  $K^- \pi^+$ , en bas :  $K^+ \pi^-$ . A gauche, le kaon est identifié, et le spectre en pointillé est obtenu en inversant les conditions requises pour obtenir les spectres de droite. Les flèches délimitent la fenêtre en masse pour la sélection des événements.*

sélection particulièrement stricts (identification requise pour le  $K$  et le  $\pi$ ). Les conditions suivantes sont exigées :

- $\mathcal{R}_K > 2, P_K > 22\text{GeV}$
- $d(K, \pi) < 30\mu\text{m}$
- $d_{\text{ma}} < 3\sigma$  pour chaque trace
- $|\cos\theta| < 0.95$

Les spectres de masse invariante  $K^+ \pi^-$  (ou  $K^- \pi^+$ ) sont présentés dans la figure 3.2. On peut constater que la suppression du bruit de fond sous la résonance est difficile à obtenir.

J'ai réalisé un programme pour filtrer, parmi les événements présélectionnés par le filtre "secver", ceux contenant probablement la désintégration d'un  $\bar{K}^{*0}$  ou  $K^{*0}$  (fenêtre en masse :  $[0.85, 0.93]$  GeV). A partir de ces données filtrées, j'ai entrepris de rechercher les  $D_s^+$  ( $D_s^-$ ) se désintégrant en  $\bar{K}^{*0} K^+$  ( $K^{*0} K^-$ ). Pour cela, à chaque  $\bar{K}^{*0}$  ou  $K^{*0}$  est associée une trace de charge appropriée; on détermine les caractéristiques du vertex à 3 traces correspondant, et on calcule la masse invariante  $\bar{K}^{*0} K^+$  ou  $K^{*0} K^-$  (soit  $K^+ K^- \pi$ ). Pour réduire le nombre de combinaisons possibles, on impose des conditions de base sur les caractéristiques du vertex secondaire ( $\chi^2$ ,  $d(K^{*0}, K)$ ,  $d_{\text{imp}}$ ). Pour mettre en évidence un signal provenant de la désintégration d'un méson charmé, d'autres critères de sélection sont appliqués, en particulier ceux concernant l'identification, par le détecteur RICH, du kaon associé à la résonance, la séparation entre vertex primaire et vertex secondaire, etc. Il ne m'a pas été possible d'obtenir un signal clair et stable, résistant de façon cohérente aux différents types de conditions appliquées.

Aussi ai-je entamé une nouvelle recherche, sur des données filtrées avec des critères de sélection des résonances  $K^{*0}$  et  $\bar{K}^{*0}$  moins sévères en ce qui concerne l'identification des

kaons, mais avec des conditions géométriques plus strictes (pour éviter une augmentation trop importante du nombre d'événements filtrés). A partir de ces données, le même travail d'identification a été entrepris, mais aucun signal satisfaisant n'a émergé du bruit de fond.

### 3.3 Identification des $D_s$ .

D'après les résultats d'une analyse menée parallèlement à la mienne, concernant la recherche des  $D_s$  dans la voie  $\phi\pi$ , on ne peut espérer identifier qu'un très faible nombre de  $D_s$  dans cette voie; j'ai donc renoncé à la stratégie envisagée pour identifier les  $D_s$  dans le canal  $K^*0K$ . Compte-tenu de la situation j'ai entrepris une recherche des  $D_s$  dans l'état final  $K^+K^-\pi$  sans distinguer les modes résonants.

L'échantillon d'événements analysés provient du même filtre "secver" décrit précédemment. Ces événements sont ensuite traités pour rechercher des vertex de désintégration de type  $KK\pi$ : 3 traces sont combinées pour former le secondaire (cela signifie qu'on n'utilise pas les vertex secondaires reconstruits par l'algorithme du "genoa"). Les critères suivant doivent être vérifiés:

- $d(t_i, t_j) < 100\mu$
- $b_{res} < 100\mu$
- $x_2 - x_1 > 5\sigma_{12}$  ou  $x_2 - x_1 > 3mm$
- $\chi^2 < 20$
- vertex primaire dans la cible (tolérance de 1mm par rapport aux bords de la cible),
- vertex secondaire hors des cibles,
- au moins 2 traces doivent pouvoir correspondre à un kaon ( $\mathcal{R}_K > 1$ ), la troisième trace ne doit correspondre ni à un proton ni à un kaon.

Après cette sélection, il reste 362 000 événements à analyser, soit environ 2.3% des événements présélectionnés. Ce faible taux s'explique par le choix des critères imposés, particulièrement sélectifs, surtout en ce qui concerne l'identification des particules.

Pour extraire un signal sur un bruit de fond relativement faible, tel que le présente le spectre de la figure 3.3, il a été nécessaire de requérir les conditions suivantes:

- $d(K^+, K^-) < 30\mu m$ ,  $d(K, \pi) < 50\mu m$ ,
  - $x_2 - x_1 > 5\sigma_{12}$  ou  $x_2 - x_1 > 3mm$
  - vertex secondaire hors des cibles avec une tolérance de 1 mm.
  - $\chi^2 < 4$
  - au moins 2 traces doivent correspondre à un kaon avec  $\mathcal{R}_K > 2$  et  $P_K > 22GeV$ .
  - enfin, des coupures concernant les paramètres d'impact de chacune des 3 traces s'avèrent essentielles pour éliminer le bruit de fond:
- $$\sum b_i > 250\mu m \text{ et } \max(b_i) > 100 \mu m.$$

Toutes ces coupures ont dû être ajustées pour optimiser le rapport signal/bruit. La figure 3.4 présente l'évolution du signal avec la coupure sur la séparation entre le vertex primaire et le vertex secondaire.

Les événements qui constituent le signal n'étant pas nombreux, je les ai étudiés graphiquement; j'ai ainsi mis en évidence un autre critère de sélection éliminant des événements

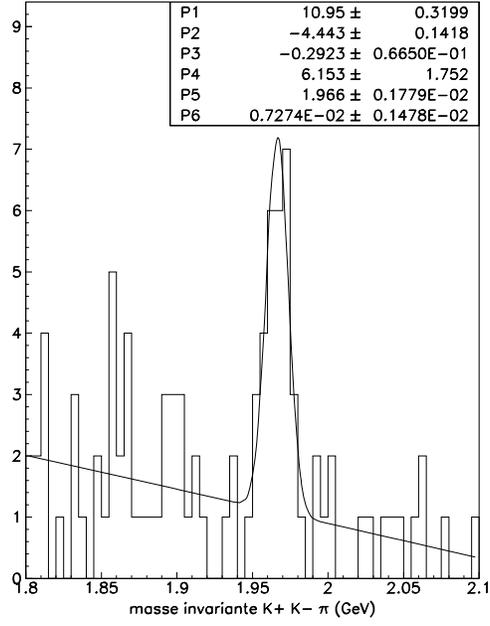


FIG. 3.3 - *Spectre de masse invariante  $K^+ K^- \pi$*

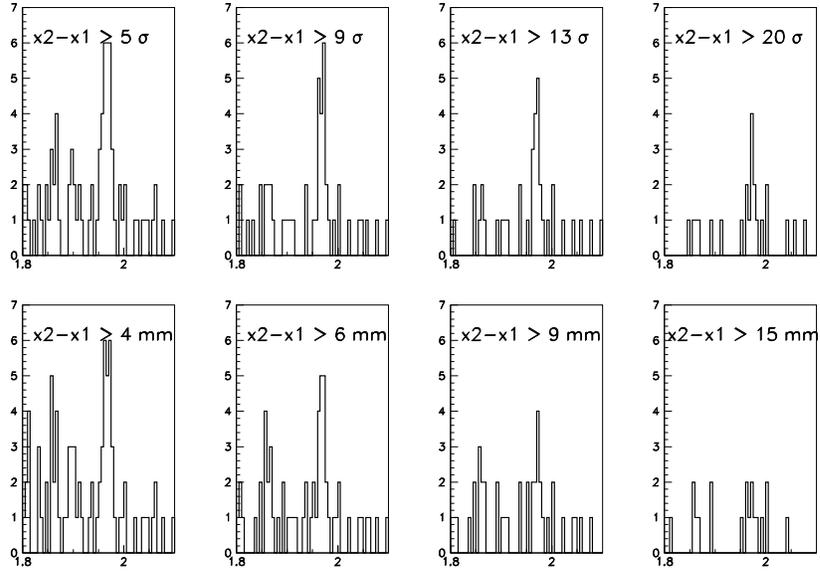


FIG. 3.4 - *Spectres de masse invariante  $K^+ K^- \pi$  obtenus lorsqu'on fait varier la coupure sur la séparation entre vertex primaire et secondaire.*

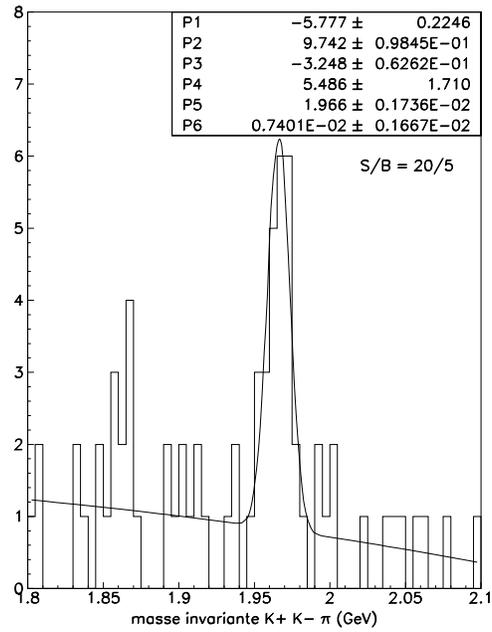


FIG. 3.5 - *Spectre de masse invariante  $K^+ K^- \pi$*

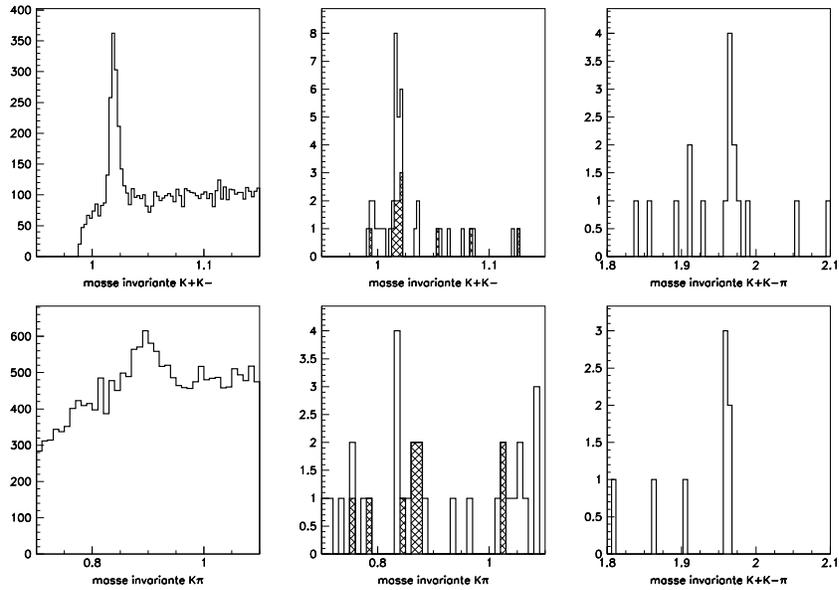


FIG. 3.6 - *Recherche des modes de désintégration résonants des  $D_s$  (voir texte).*

dont la topologie n'était pas satisfaisante. Le spectre de la figure 3.5 présente le signal obtenu lorsqu'on applique une coupure sur la séparation ( $\frac{x_2-x_1}{\sigma} > 5$ ) et ce dernier critère. Il est à noter qu'on a vérifié que les combinaisons  $K^+K^-\pi^\pm$  ne correspondaient pas à la masse des mésons  $D^\pm$  lorsqu'on changeait la valeur de la masse du kaon de même charge que le pion en celle de la masse d'un pion.

Le nombre de  $D_s^\pm$  obtenu est faible ( $\frac{S}{B} \simeq \frac{20}{5}$ ) et ne permet pas de faire une étude statistiquement significative de la production de ce méson dans l'expérience WA89. Néanmoins, quelques caractéristiques peuvent être dégagées d'une étude préliminaire. Puisqu'on sait que l'état final  $K^+K^-\pi$  est atteint principalement via des résonances, il est raisonnable de penser que, parmi les  $D_s$  identifiés, on puisse mettre en évidence des désintégrations en  $\phi\pi$  ou  $K^{*0}K$ . La figure 3.6 présente différents spectres de masse invariante relatifs à la recherche des désintégrations résonantes des  $D_s^\pm$ . Les 3 spectres du haut concernent le canal  $\phi\pi$ , ceux du bas le canal  $\bar{K}^{*0}K$ . A gauche, le  $\phi$  et le  $\bar{K}^{*0}$  ( $K^{*0}$ ) sont identifiables dans les spectres de masse invariante  $K^+K^-$  et  $K\pi$ . Ces spectres sont conditionnés avec les mêmes critères que ceux appliqués pour obtenir le signal de  $D_s$  (au centre) avec également une condition sur la valeur de la masse invariante  $K^+K^-\pi$ , qui doit être comprise dans une fenêtre de  $\pm 15 MeV$  autour de la valeur de la masse du  $D_s$  (spectre hachuré). Enfin, à droite, le spectre d'identification des  $D_s^\pm$  est conditionné par la valeur prise par la masse invariante  $K^+K^-$  ( $m_\phi \pm 10 MeV$ ) ou par la valeur prise par la masse invariante  $K^-\pi^+$  ou  $K^+\pi^-$  ( $m_{\bar{K}^{*0}} \pm 50 MeV$ ).

En ce qui concerne une éventuelle asymétrie dans la production de  $D_s^-$  par rapport aux  $D_s^+$  on ne peut que constater que le signal de  $D_s$  est constitué en proportion très comparable de  $D_s^+$  ( $11 \pm 6$ ) et  $D_s^-$  ( $9 \pm 5$ ). Cette observation irait à l'encontre de l'idée que la présence d'un quark  $s$  dans les particules du faisceau favoriserait la production de hadrons étranges et charmés. Par contre, l'expérience E769 [19] mesure une asymétrie  $A = 0.25 \pm 0.11$  dans la production des  $D_s$  avec un faisceau de  $K$ ; ( $A = \frac{\sigma_l - \sigma_{nl}}{\sigma_l + \sigma_{nl}}$ , où l'indice  $l$  se réfère aux mésons qui ont au moins un quark de même saveur que l'un des quarks des particules du faisceau, et  $nl$  à ceux qui n'en ont aucun). Cette asymétrie induite par le quark  $s$  est trouvée cohérente avec celle induite par les quarks plus légers.

### 3.4 Section efficace de production des $D_s$ .

En raison de la faible statistique, une détermination précise de la distribution en  $x_F$  de la section efficace de production des mésons  $D_s$  ne paraît pas réalisable. On peut cependant tenter d'évaluer la section efficace totale de leur production pour  $x_F > 0$ .

#### 3.4.1 Expression de la section efficace.

Le nombre de mésons produit  $\mathcal{N}$  est donné par la relation :  $\mathcal{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma$ , où  $\mathcal{L}$  est la luminosité intégrée et  $\sigma$  la section efficace. D'autre part,  $\mathcal{N}$  est relié au nombre de mésons identifiés  $N$  par :

$$N = \mathcal{N} \cdot \varepsilon_T \cdot Br, \quad (3.1)$$

où  $\varepsilon_T$  représente l'efficacité totale de détection des mésons, et  $Br$  le rapport de branchement du canal identifié.

La luminosité est déduite du flux de  $\Sigma^-$  à partir des relations :

$$\mathcal{L}_{Cu} = F \cdot \rho_{Cu} \cdot l_{Cu} \cdot \frac{N_A}{M_{Cu}} \quad \mathcal{L}_C = F \cdot \rho_C \cdot l_C \cdot \frac{N_A}{M_C}$$

( $N_A$  = nombre d'Avogadro). Un facteur de correction est appliqué pour prendre en compte l'atténuation du flux due aux interactions dans les cibles en amont. La détermination du flux  $F$  est faite en exploitant, à l'aide d'un programme écrit dans ce but [52], les informations enregistrées pour chaque paquet de particules du faisceau. Le nombre de  $\Sigma^-$  est calculé à partir du nombre de particules incidentes et du nombre de pions détectés par le TRD, en tenant compte du temps mort de l'acquisition et de l'efficacité d'écriture sur bande. La luminosité totale concernant les données utilisées pour la recherche des mésons  $D_s$  a été calculée [50] :

$$\mathcal{L}_{Cu} = 226.4 \mu b^{-1}, \quad \mathcal{L}_C = 698.5 \mu b^{-1}$$

La dépendance de la section efficace par nucléon en fonction de la masse atomique  $A$  est paramétrée par une fonction en  $A^\alpha$ . Les déterminations de  $\alpha$  par les expériences WA82 [53] et E769 [54] sont en faveur d'une dépendance linéaire ( $\alpha = 1$ ). Dans cette hypothèse, la valeur de la luminosité qui va nous permettre de calculer la section efficace par nucléon est donc :  $\mathcal{L}_T = 22.8 nb^{-1}$ .

### 3.4.2 Efficacité totale.

L'efficacité totale résulte de la prise en compte de l'efficacité du déclenchement de l'acquisition ( $\varepsilon_{trig}$ ), de celle de la reconstruction des trajectoires et des vertex, de l'efficacité du filtre "secver", du programme de sélection, et du processus d'identification final.

En principe, les valeurs de ces efficacités devraient être accessibles en exploitant les données simulées. Mais en fait, ce n'est pas vrai au moins en ce qui concerne  $\varepsilon_{trig}$ . Jusqu'à ce jour, le déclenchement n'a pas été reproduit de façon satisfaisante dans la simulation de l'expérience. Une estimation de  $\varepsilon_{trig}$  avait été faite pour la prise de données de 1991, conduisant à  $\varepsilon_{trig} \sim (41 \pm 5)\%$ . Cette valeur a été utilisée pour l'évaluation des sections efficaces des mésons charmés identifiés dans les données de 1993 [50]. Une étude récente [55] donne une efficacité de l'ordre de 30% pour le déclenchement en 1993; c'est donc cette valeur que je vais utiliser. Par contre, les autres efficacités peuvent être déterminées à partir des données simulées.

J'ai utilisé le programme de simulation pour générer des  $D_s^-$  se désintégrant en  $K^+K^-\pi^-$ . La distribution en  $x_F$  simule une loi en  $(1 - x_F)^n$ , et pour attribuer à  $n$  une valeur pas trop éloignée de la réalité, une estimation de cette valeur à partir des  $D_s^\pm$  identifiés a été nécessaire ( $n \sim 2.5 \pm 0.7$ ).

L'étude des événements reconstruits par le programme TRIDENT a montré que :

- 46% des désintégrations de  $D_s^-$  ne pouvaient être reconstruites (du fait par exemple de la désintégration d'un kaon ou du pion avant le spectromètre),
- dans 34% des cas, les trois traces filles sont suffisamment bien reconstruites pour permettre de calculer la masse invariante du  $D_s^-$  avec la précision requise.

L'efficacité de reconstruction des vertex et celle du filtre secver sont déterminées globalement. A la sortie du filtre il reste 50% des événements simulés. De même, l'algorithme de sélection des données susceptibles de présenter une désintégration en  $K^+K^-\pi$  conserve 48% des événements qu'il prend en charge. Enfin, après l'application des différents critères de sélection, on identifie 18.5% des  $D_s^-$  dans les événements présélectionnés (voir spectres de la figure 3.7), ce qui représente une efficacité de reconstruction globale de  $(4.3 \pm 0.3)\%$ .

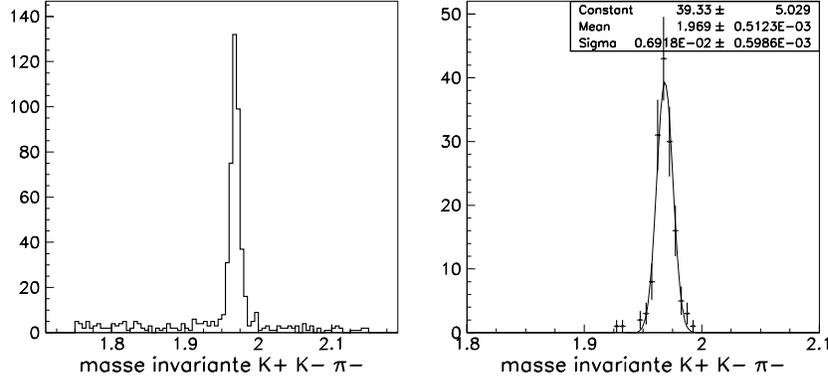


FIG. 3.7 - Spectres  $K^+K^-\pi^+$  pour les données simulées; à gauche : données présélectionnées, à droite : signal obtenu après application des critères de sélection.

Compte-tenu de ces valeurs, on obtient  $\varepsilon_T = (1.29 \pm 0.23)\%$ . Sachant que le nombre de  $D_s^\pm$  identifiés est de  $20 \pm 8$ , et que le rapport de branchement est de  $(4.6 \pm 1.2)\%$ , on a :

$$\sigma = (1.5 \pm 0.7) \mu b / \text{nucléon}, x_F > 0.$$

On peut rappeler que pour un faisceau de protons de 340 GeV/c, les calculs QCD prédisent une section efficace totale de production de charme de  $7 \mu b / \text{nucléon}$  (figure 1.4), et qu'une extrapolation des données existantes donne une valeur de  $13 \mu b / \text{nucléon}$ . L'expérience E769 a mesuré la section efficace de la production des  $D_s$  avec des faisceaux de pions, kaons, protons [19]. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant (y sont données également les sections efficaces des  $D^+$ ). On ne note pas de différence entre les sections efficaces de production des  $D^+$  mesurées avec les faisceaux de pions, kaons et même protons. Par contre, il semble que la production de  $D_s$  soit plus importante avec les faisceaux de kaons, pour lesquels la valeur de la section efficace est deux fois plus grande que celle que nous avons estimée.

faisceau (250 GeV)	$\sigma(\mu b / \text{nucléon}), x_F > 0$	
	$D^+$	$D_s$
$\pi^-$	$3.6 \pm 0.2 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.4 \pm 0.2$
$\pi^+$	$2.6 \pm 0.3 \pm 0.2$	$2.0 \pm 0.6 \pm 0.2$
$\pi^\pm$	$3.2 \pm 0.2 \pm 0.2$	$2.1 \pm 0.4 \pm 0.2$
$K^-$	$3.3 \pm 0.7 \pm 0.2$	$> 0.9, < 4.2$
$K^+$	$2.9 \pm 0.4 \pm 0.1$	$3.3 \pm 1.0 \pm 0.5$
$K^-$	$3.0 \pm 0.3 \pm 0.2$	$3.0 \pm 0.8 \pm 0.3$
$p$	$3.2 \pm 0.4 \pm 0.3$	$> 0.5, < 2.5$

### 3.4.3 Commentaires sur les incertitudes de mesure.

Plusieurs éléments entrant dans la détermination de l'erreur sur la section efficace de production ne sont pas suffisamment maîtrisés. L'erreur sur la luminosité dépend essentiellement de la contamination du faisceau de  $\Sigma^-$  par des  $\pi^-$  mal identifiés par le TRD, et cette erreur n'est pas parfaitement estimée. L'erreur sur l'efficacité du système de déclenchement peut être remise en cause (ainsi que la valeur de l'efficacité elle-même). Enfin, il semble que dans la simulation, l'efficacité du détecteur RICH ait été surévaluée; or l'obtention du signal de  $D_s^\pm$  est basée sur les critères d'identification relativement stricts, donc l'efficacité du programme d'analyse est certainement surestimée. Les incertitudes sur le nombre de  $D_s^\pm$  sont dominées par les erreurs statistiques.

L'exploitation des données acquises en 1994 pourra probablement améliorer la statistique sur le signal, et permettre l'obtention des distributions en  $x_F$  et  $p_T$  des sections efficaces différentielles, afin de déterminer les paramètres  $n$  et  $b$  (et obtenir une valeur de la section efficace totale en intégrant ces distributions).

Dans ce mémoire, j'ai décrit ma contribution à l'expérience WA89 aussi bien dans le cadre des développements nécessaires à l'enregistrement des données et leur reconstruction que dans le cadre de leur analyse.

Je me suis orientée vers la recherche des mésons étranges et charmés  $D_s$ . Leur identification m'a permis d'estimer la section efficace de leur production avec le faisceau d'hypérons  $\Sigma^-$  à 340 GeV/c. A ce jour, l'incertitude sur la valeur de la section efficace est grande et reste à préciser. Cette mesure sera sans doute améliorée lors de l'analyse des données de 1994.

La collaboration WA89 va publier les résultats obtenus sur la production des mésons charmés  $D^\pm, D^0, \bar{D}^0, D^{*\pm}$ . En ce qui concerne la spectroscopie des hypérons charmés, certains des objectifs déclarés dans la proposition d'expérience n'ont pas été atteints. Ainsi que je l'ai évoqué dans la première partie de ce mémoire, le baryon charmé  $\Omega_c^0$  a été identifié et sa durée de vie mesurée (l' $\Omega_c^0$  a la plus courte durée de vie parmi les baryons charmés). Des  $\Lambda_c^+$  ont également été mis en évidence. Le cas des baryons charmés  $\Xi_c$  reste obscur, leur identification s'avère délicate. Le travail se poursuit donc pour améliorer les résultats obtenus.

D'après ce bilan de l'analyse des données de WA89, on peut se demander si la présence du quark étrange dans les particules du faisceau est favorable à la production des baryons étranges et charmés. D'après l'étude faite sur les mésons  $D_s$ , la présence du quark  $s$  n'a pas d'influence particulière sur la production des  $D_s^-$  comparée à celle des  $D_s^+$ . Mais compte-tenu de la faible statistique, il est difficile d'être affirmatif à ce sujet, d'autant qu'aucune autre analyse des  $D_s$  produits dans WA89 n'est venue infirmer ou confirmer cette observation. Ma participation au programme de WA89 se termine, mais je pense que la poursuite de l'analyse des données apportera une réponse expérimentale satisfaisante à cette interrogation.

## Critères de sélection du filtre.

En premier lieu, on vérifie que l'étiquette assignée à l'événement par la logique de déclenchement est valable et correspond à un type d'événement à reconstruire. Suivant cette étiquette, certains paramètres de sélection peuvent être ou non appliqués. Les principaux critères énoncés ci-dessous s'appliquent principalement aux événements enregistrés comme résultant vraiment d'une interaction dans la cible.

### • multiplicité d'impacts dans les détecteurs.

Avant d'entamer la reconstruction dans les plans de détecteurs à micropistes, on applique des critères de multiplicité sur le nombre d'impact enregistrés dans les plans situés en amont de la cible (rejet d'événements en cas de multiplicité élevée révélant une interaction avant la cible). En aval, une multiplicité minimale doit être imposée, pour correspondre à un minimum de traces chargées dans l'événement. On élimine également les événements pour lesquels plusieurs plans ont une multiplicité trop importante (perte de temps de calcul et événement trop complexe à reconstruire). Ces coupures sont appliquées sur les détecteurs de vertex et les chambres  $\Lambda$ .

### • présence d'un vertex.

Dès que les traces sont reconstruites dans les plans de micropistes, une première estimation de la position du vertex primaire est calculée. L'événement est rejeté si ce vertex préliminaire n'est pas dans un certain volume autour de la cible, ou si aucun vertex ne peut être reconstruit.

### • conditions sur les impulsions

On souhaite ne conserver que les événements qui vérifient effectivement les conditions requises par le deuxième niveau de déclenchement (voir paragraphe 1.3.2). On peut appliquer ce type de critère de sélection à différentes étapes de la reconstruction :

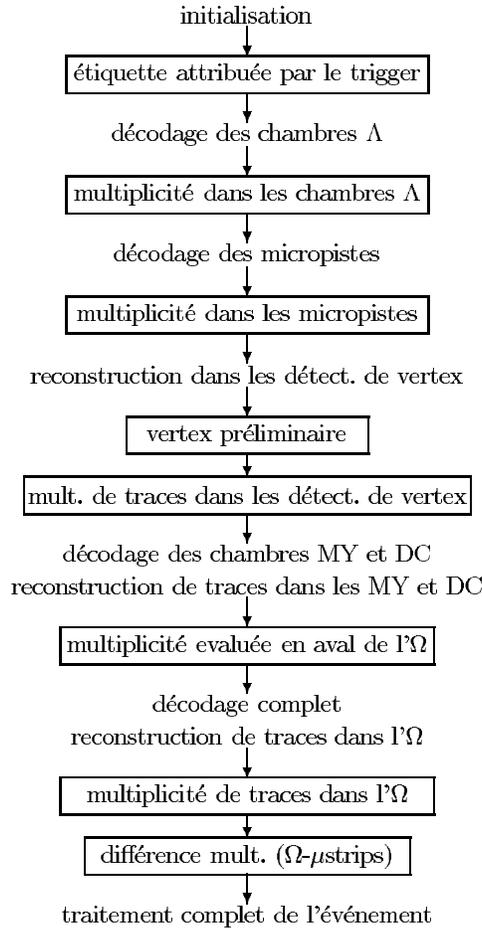
- dès que le décodage des chambres à fils qui ont servi à élaborer le signal de déclenchement est achevé; en utilisant la matrice de corrélation, on reproduit hors-ligne le processus de sélection opéré en ligne;
- dès que les coordonnées spatiales des points d'impact dans les chambres à dérive sont disponibles, l'estimation de l'impulsion des traces est possible en suivant la méthode expliquée dans le paragraphe 2.2.1, et l'application des critères sur les impulsions est réalisée.

- **multiplicité en traces chargées**

On demande qu'un nombre minimum de traces chargées soient reconstruites, aussi bien dans les détecteurs de vertex que dans le spectromètre.

- **organigramme du filtre**

Le filtre a été modifié pour s'adapter à l'évolution du dispositif expérimental et au processus de reconstruction; de par les critères de sélection appliqués pour le traitement des données de 93 (et 94), le filtre ressemblait davantage au mini-filtre des données de 91. Dans l'organigramme ci-dessous présentant le filtre par rapport aux étapes du décodage et de la reconstruction, les différents niveaux de sélection sont encadrés.



### Procédure de vérification des traces dans les chambres $\Lambda$ .

Les résultats des comparaisons qui apparaissent chiffrés dans les tableaux ci-dessous concernent la première production des données de 93.

Chacune des chambres  $\Lambda$  est composée de 6 plans de fils : 2 donnant la coordonnée  $y$ , 2 donnant la coordonnée  $u$  inclinée à  $60^\circ$ , et 2 donnant la coordonnée  $v$  inclinée à  $-60^\circ$ . L'algorithme reconstruit d'abord des traces en projection, puis utilise ces projections et également les traces reconstruites dans l'Omega pour trouver les traces dans l'espace. On considère qu'une trace simulée ayant au minimum 5 points d'impact dans chacune des projections ou 5 points dans 2 projections et étant déjà reconstruite dans l'Omega doit être trouvée par l'algorithme de reconstruction.

#### • Vérification des traces en projection.

Si  $N_{tot}$  est le nombre total de points sur la projection et  $N_{max}$  le plus grand nombre de points appartenant à la même trace simulée, on obtient 60% des projections avec  $N_{tot} = N_{max}$  (voir table ci dessous).

pourcentage de traces avec	chambres $\Lambda$ , $N_{tot} \geq 5$		
	$y$	$u$	$v$
$N_{max} = N_{tot}$	59.8	59.1	59.3
$N_{max} = N_{tot}-1$	20.3	20.0	19.9
$N_{max} < N_{tot}-1$	19.9	20.9	20.7

#### • Vérification des traces dans l'espace.

Une trace est reconstruite en associant des pièces de traces trouvées dans les projections  $y$ ,  $u$ ,  $v$ . Pour vérifier la validité de la trace, on doit comparer les liens des trois projections avec la simulation. Si une des projections a été identifiée comme correspondant à la trace simulée  $i$ , une deuxième à la trace  $j$  et la troisième à la trace  $k$ , on doit distinguer 5 cas différents :

- 1)  $i = j = k$
- 2)  $i = j, k = 0$
- 3)  $i = j, k \neq 0$  et des points de la 3<sup>ème</sup> projection appartiennent à la trace simulée  $i$
- 4)  $i = j, k \neq 0$  et aucun point de la 3<sup>ème</sup> projection n'appartient à  $i$
- 5)  $i \neq j \neq k$ .

A noter que dans les cas 1, 2 et 3 la trace reconstruite correspond généralement bien à la trace simulée  $i$ , ce qu'on vérifie en comparant les paramètres géométriques. Par contre, dans le cas 5, la trace est un mélange de projections appartenant à différentes traces simulées. Comme la reconstruction utilise des traces trouvées dans le spectromètre, on a à combiner les 5 cas précédents au 3 possibilités suivantes : si la pièce de trace dans les chambres  $\Lambda$  et celle reconstruite dans l'Omega appartiennent à la même trace simulée, le lien est correct; dans le cas contraire, il est erroné. Enfin il peut n'y avoir aucun lien de réalisé.

Le tableau ci-dessous donne le pourcentage de traces dans les différents cas de figure possibles. Quand le pourcentage est noté en gras, il correspond à des traces correctement reconstruites. Quand il est en italique, les traces sont considérées comme étant trouvées si en plus les erreurs sur les paramètres sont inférieures à  $3\sigma$ . Environ 15% de traces reconstruites ne correspondent à aucune trace simulée. A chaque trace correctement reconstruite on associe le numéro de la trace simulée qui lui correspond.

	lien correct	lien erroné	pas de lien	total
cas 1 (%)	<b>66.2</b>	<b>0.6</b>	<b>5.9</b>	72.7
cas 2 (%)	<b>10.0</b>	<b>0.5</b>	impossible	10.5
cas 3 (%)	<b>6.2</b>	<b>0.3</b>	<i>0.1</i>	6.6
cas 4 (%)	<i>1.0</i>	<i>0.1</i>	<i>0.2</i>	1.3
cas 5 (%)	8.6		0.3	8.9

- [1] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [2] J.J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404.
- [3] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [4] S. Komamiya, *Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 95), Brussels, Belgium, 27 Jul - 2 Aug 1995*, p.727.
- [5] J. Bartelt, S. Shukla, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 133.
- [6] J.G. Körner, H.W. Siebert *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **41** (1991) 511.
- [7] S.F. Biagi et al., *Phys. Lett.* **B122** (1983) 455.
- [8] P. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 863.
- [9] S.F. Biagi et al., *Zeit. Phys.* **C28** (1985) 175.
- [10] H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **B288** (1992) 367.
- [11] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett.* **B300** (1993) 190.
- [12] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett.* **B338** (1994) 106.
- [13] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett.* **B357** (1995) 678.
- [14] M.I. Adamovitch et al., *Phys. Lett.* **B358** (1995) 151.
- [15] B. Guberina et al., *Zeit. Phys.* **C33** (1986) 297.
- [16] S. P. K. Tavernier *Rep. Prog. Phys.* **50** (1987) 1439.
- [17] P. Nason et al., *Nucl. Phys.* **B303** (1988) 607.  
P. Nason et al., *Nucl. Phys.* **B327** (1989) 49.
- [18] S. Frixione et al., *Nucl. Phys.* **B431** (1994) 453.
- [19] G.A. Alves et al., FERMILAB-Pub-96/083.
- [20] G.A. Alves et al., FERMILAB-Pub-96/084.
- [21] M. Bourquin et al., *Phys. Lett.* **172 B** (1986) 113.

- [22] M.I. Adamovitch et al., Proposal for a new hyperon beam experiment at the CERN-SPS using the Omega facility, CERN/SPSC-87/43.
- [23] P. Coteus et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1530.
- [24] R.L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 195.
- [25] H.J. Lipkin, *Phys. Lett.* **B195** (1987) 484.
- [26] C. Gignoux et al., *Phys. Lett. B* **293** (1987) 323.
- [27] W. Brückner et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A357** (1995) 274.
- [28] U. Müller et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A371** (1996) 27.  
H.-W. Siebert et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A343** (1994) 60.  
U. Müller et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A343** (1994) 258.
- [29] W. Brückner et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A313** (1992) 345.
- [30] M. Beck et al., Preprint MPIH-V16-1995, submitted to *Nucl. Instr. Meth.*
- [31] J.C. Lassalle, *Nucl. Instr. Meth.* **A176** (1980) 371.
- [32] C. Bérat et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A313** (1992) 203.
- [33] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173.
- [34] F. Bourgeois, CERN/EF 79-3;  
MBNIM user guide, F. Bourgeois edit., CERN/EF, jan. 1984.  
A. Casaca and A. Corre, *Nucl. Instr. Meth.* **A253** (1986) 77.  
A. Casaca, CERN/OM/SPS/84-3.
- [35] M. Aguilar-Benitez *Phys. Lett.* **B123** (1983) 98.
- [36] M. Adamovitch et al., *Phys. Lett.* **B305** (1993) 402.
- [37] G.A. Alves et al., *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 812.
- [38] E.M. Aitala et al., FERMILAB-Pub-96/001-E.
- [39] Particle Data Group, Review of Particle Physics, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.
- [40] P.L. Frabetti et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 827.
- [41] J.Z. Bai, SLAC-PUB-95-6747.
- [42] M. Artuso et al., CLNS 95/1387.
- [43] M. Adamovitch et al., *Phys. Lett.* **B305** (1993) 177.
- [44] J.C. Anjos et al., *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2892.
- [45] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett.* **B363** (1995) 259.
- [46] P.L. Frabetti et al., *Phys. Lett.* **B359** (1995) 403.

- [47] S. Barlag et al. *Zeit. Phys.* **C49** (1991) 555.
- [48] S. Barlag et al. *Zeit. Phys.* **C39** (1988) 451.
- [49] L. Vaher, *The angular distribution of the  $K^*$  and  $\phi$  decay products in the WA89 experiment*, Rapport de stage - DEA Matière et Rayonnement, Juin 1995.
- [50] E. Vesin, *Etude de la production des mésons charmés dans la réaction  $\Sigma^-$  proton à 330 GeV/c*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, Septembre 1995.
- [51] U. Müller et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A343** (1994) 279.
- [52] M. Godbersen, *Normalization for 93 Data*, notice WA89, Mars 1995.
- [53] M. Adamovitch et al., *Phys. Lett.* **B284** (1992) 453.
- [54] G.A. Alves et al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 722.
- [55] B. Volkemer, communication privée, thèse en préparation.