

Abstract

The *HyperCP*(E871) experiment, performed at the Fermi National Accelerator Laboratory in the United States, provides a primary search for direct CP violation in the decays of Ξ^-/Ξ^+ and $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperons. Unpolarized Ξ hyperons are produced through the collision of a primary proton beam of 800 GeV incident on a copper target. A dipole magnet allows to select the charged Ξ with a momentum around 170 GeV/c. The $\Xi^- (\Xi^+)$ decay mainly through the sequence $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ and $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ($\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$ and $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$). A magnetic spectrometer, which consist of a dipole analysing magnet and of 8 multiwire proportional chambers, allows to reconstruct the trajectories and to compute the momenta of the two pions and the proton. CP violation would manifest itself as a difference between the angular distribution of the proton and the antiproton in the Λ and $\bar{\Lambda}$ helicity frame respectively. This angular distribution depends on the product of the Lee-Yang variables α_Ξ and α_Λ . *HyperCP* collected about $0.5 \times 10^9 \Xi^+$ and $2 \times 10^9 \Xi^-$ during the 1997 and 1999 runs. The accumulated data allow to reduce the statistical error on the asymmetry $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (\alpha_\Xi\alpha_\Lambda - \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}}) / (\alpha_\Xi\alpha_\Lambda + \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}})$ to 1.4×10^{-4} . In the present work, we have established and tested a method which allows to correct for the systematic errors on the asymmetry $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ due mainly to the slight differences in the production of Ξ^- and Ξ^+ . In the analysis of the data, based on a sample of $5.8 \times 10^6 \Xi^+$ and $36.8 \times 10^6 \Xi^-$, the asymmetry was measured to be :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm \overbrace{1.3}^{\text{stat.}} \pm \overbrace{1.1}^{\text{sys.}}) \times 10^{-3}$$

The result is consistent with zero and therefore direct CP violation in the hyperon decays Ξ^-/Ξ^+ and $\Lambda/\bar{\Lambda}$ was not observed at the present level.

Imprimatur

Vu le rapport présenté par le jury d'examen, composé de

Président	Monsieur Prof.	Jacques Hausser
Directeur de thèse	Monsieur Dr	Jean-Pierre Perroud
Rapporteur	Monsieur Prof.	Aurélio Bay
Experts	Monsieur Prof.	Olivier Schneider
	Monsieur Prof.	Kam-Biu Luk

le Conseil de Faculté autorise l'impression de la thèse de

Monsieur Nicolas Leros

Physicien diplômé de l'Université de Lausanne

intitulée

**Recherche de la violation CP dans les désintégrations
d'hypérons $\Xi^- / \overline{\Xi}^+$ et $\Lambda / \overline{\Lambda}$**

Lausanne, le 29 juin 2001

pour Le Doyen de la Faculté des Sciences


Prof. Jacques Hausser

Remerciements

Je voudrais adresser tout d'abord mes plus vifs remerciements à mon directeur de thèse, le Docteur Jean-Pierre Perroud, qui m'a dirigé et soutenu tout au long de mon travail de recherche. Son entière disponibilité, ses encouragements et ses conseils très judicieux ont permis de mener à bien mon travail. J'ai toujours senti son intérêt aux études que je menais et je lui en témoigne une très grande reconnaissance. Je mentionnerais aussi que j'ai fortement apprécié ses qualités humaines, particulièrement son sens de l'humour et son enthousiasme, essentielles dans les moments difficiles, tels ces moments partagés aux Etats-Unis pour l'expérience d'*HyperCP*.

Sans l'accueil du Professeur Claude Joseph dans son groupe de recherche en 1994, je n'aurais certainement pas bénéficié de cette expérience, qui a été pour moi au-delà d'une expérience de physique. Le Professeur Aurelio Bay a pris soin de soutenir ce travail de recherche par la suite. Je leur dit un grand merci à tous les deux.

Cette thèse est le fruit d'un travail énorme effectué par les membres de la collaboration d'*HyperCP*. Je leur exprime toute ma gratitude pour leurs remarques critiques qui m'ont poussé à renforcer et affiner certains points de mon travail. Je tiens à remercier tout particulièrement un de mes experts de thèse, le Professeur Kam-Biu Luk, et les Docteurs Georges Gidal et Piotr Zyla, avec qui nos réunions hebdomadaires ont conduit à des échanges très productifs sur le sujet de mon travail. Je leur souhaite une pleine réussite dans la suite de cette recherche.

Le Professeur Maurice Gailloud et Mme Christiane Roth m'ont aidé à analyser une partie des données. Je leur remercie de leur disponibilité et de leur attention. Je remercie aussi le Professeur Olivier Schneider qui a accepté de faire partie du jury de thèse.

Il y a eu quelques moments difficiles et je tiens à remercier pour leur très grand soutien mes amis, parmi lesquels figurent Edouardo, Sylvain, Carole, Fabienne, Jacques, Fabio, Pascal et Léonard. Je remercie aussi Seng avec qui j'ai partagé des moments de Blues à Chicago...de Jazz et de bonnes bouffes. Cela nous avait permis d'adoucir quelque peu les temps durs de cette très chère Amérique profonde. Je remercie encore tous les membres (et quelques ex-membres !) de l'Institut de Physiques de Hautes Energies de Lausanne qui créent une ambiance de travail unique et remarquablement chaleureuse. Encore merci à Hubert qui a toujours donné le coup de pouce informatique dont j'avais besoin.

Finalement, mes premières pensées vont à ma famille. Tout d'abord à mes parents, qui m'ont toujours offert toute leur attention et tous les moyens d'atteindre mes objectifs.

A ma soeur Tamara, ma confidente de tous les jours. A ma grand-maman Maria, à Jean, Laura et Costa qui sont également très proches de moi, à ma tante Tamara et à mon oncle Nicolas qui est le premier a avoir éveillé en moi la curiosité pour les Sciences.

A vous tous, qui m'avez aidé de près ou de loin, un très grand merci !

Résumé

L'expérience *HyperCP* (E871), menée au laboratoire National de Fermi aux Etats-Unis, a pour but principal la recherche de la violation de CP directe dans les désintégrations d'hypérons Ξ^-/Ξ^+ et $\Lambda/\bar{\Lambda}$. Les hypérons Ξ non polarisés sont produits par collision d'un faisceau de protons de 800 GeV sur une cible de cuivre. Un aimant dipolaire permet de sélectionner les Ξ chargés à une quantité de mouvement d'environ 170 GeV/c. Les Ξ^- (Ξ^+) se désintègrent principalement suivant la séquence $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ et $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ($\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$). Un spectromètre magnétique, constitué de huit chambres proportionnelles multifilaires et d'un aimant d'analyse dipolaire, permet de reconstruire les trajectoires et les quantités de mouvement des pions et du proton. Une violation de CP se manifesterait par une différence entre la distribution angulaire du proton et celle de l'antiproton dans les référentiels d'hélicité du Λ et $\bar{\Lambda}$ respectivement. Cette distribution angulaire dépend du produit des variables de Lee-Yang $\alpha_\Xi \times \alpha_\Lambda$. *HyperCP* a collecté quelques 0.5×10^9 Ξ^+ et 2×10^9 Ξ^- durant les périodes de prise de données de 1997 et 1999. Cette accumulation de données permet de réduire l'erreur statistique sur l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (\alpha_\Xi\alpha_\Lambda - \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}}) / (\alpha_\Xi\alpha_\Lambda + \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}})$ à 1.4×10^{-4} . Le présent travail a consisté à mettre au point et à tester une méthode qui permet de corriger les erreurs systématiques sur l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ dues essentiellement aux très légères différences de production entre les Ξ^- et Ξ^+ . Une analyse des données, basée sur des échantillons de 5.8×10^6 Ξ^+ et 36.8×10^6 Ξ^- , a permis de mesurer l'asymétrie suivante à :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm \overbrace{1.3}^{\text{stat.}} \pm \overbrace{1.1}^{\text{sys.}}) \times 10^{-3}$$

Le résultat est compatible avec une valeur nulle de l'asymétrie et par conséquent la violation de CP directe dans les désintégrations d'hypérons Ξ^-/Ξ^+ et $\Lambda/\bar{\Lambda}$ n'a pas été observée à l'ordre étudié.

Abstract

The *HyperCP*(E871) experiment, performed at the Fermi National Accelerator Laboratory in the United States, provides a primary search for direct CP violation in the decays of Ξ^-/Ξ^+ and $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperons. Unpolarized Ξ hyperons are produced through the collision of a primary proton beam of 800 GeV incident on a copper target. A dipole magnet allows to select the charged Ξ with a momentum around 170 GeV/c. The $\Xi^- (\Xi^+)$ decay mainly through the sequence $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ and $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ($\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$ and $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$). A magnetic spectrometer, which consist of a dipole analysing magnet and of 8 multiwire proportional chambers, allows to reconstruct the trajectories and to compute the momenta of the two pions and the proton. CP violation would manifest itself as a difference between the angular distribution of the proton and the antiproton in the Λ and $\bar{\Lambda}$ helicity frame respectively. This angular distribution depends on the product of the Lee-Yang variables α_{Ξ} and α_{Λ} . *HyperCP* collected about $0.5 \times 10^9 \Xi^+$ and $2 \times 10^9 \Xi^-$ during the 1997 and 1999 runs. The accumulated data allow to reduce the statistical error on the asymmetry $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (\alpha_{\Xi}\alpha_{\Lambda} - \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}}) / (\alpha_{\Xi}\alpha_{\Lambda} + \alpha_{\Xi}\alpha_{\bar{\Lambda}})$ to 1.4×10^{-4} . In the present work, we have established and tested a method which allows to correct for the systematic errors on the asymmetry $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ due mainly to the slight differences in the production of Ξ^- and Ξ^+ . In the analysis of the data, based on a sample of $5.8 \times 10^6 \Xi^+$ and $36.8 \times 10^6 \Xi^-$, the asymmetry was measured to be :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm \overbrace{1.3}^{\text{stat.}} \pm \overbrace{1.1}^{\text{sys.}}) \times 10^{-3}$$

The result is consistent with zero and therefore direct CP violation in the hyperon decays Ξ^-/Ξ^+ and $\Lambda/\bar{\Lambda}$ was not observed at the present level.

Table des matières

1	Théorie	1
1.1	Introduction	1
1.2	Formalisme dans les désintégrations des Ξ	3
1.2.1	Description des désintégrations d'hypérons	4
1.2.2	Observables CP et prédictions théoriques	7
2	Description de l'expérience	11
2.1	Introduction	11
2.2	Le faisceau primaire et la cible	11
2.3	L'aimant de sélection	16
2.4	Le spectromètre d'analyse	17
2.4.1	L'aimant d'analyse	19
2.4.2	Les chambres proportionnelles multifilaires	20
2.4.3	Les hodoscopes	24
2.4.4	Le calorimètre hadronique	25
2.5	Logique de déclenchement	25
3	Le traitement des données	27
3.1	La prise de données	27
3.2	Première réduction	28
3.3	Alignement des chambres	28
3.4	Reconstruction des trajectoires complètes	28
3.5	Mesure de la quantité de mouvement d'une particule	29
3.6	Reconstruction des hypérons Λ et Ξ	31
3.6.1	Recherche des Λ	31
3.6.2	Recherche des Ξ	32
3.6.3	Sauvegarde des Ξ sur DST	33
3.7	Reconstruction des Ξ à la cible	34
3.8	Calcul de $\cos \theta_p$ et le référentiel d'hélicité du Λ	37
3.9	Mesure de l'asymétrie	38
4	Calibration des aimants	43
4.1	Calibration en énergie de l'aimant du spectromètre	43
4.2	Calibration de l'aimant d'hypérons	44
4.2.1	Problèmes liés à la dérive temporelle	49
4.2.2	Borne sur la résolution en quantité de mouvement	54

5	Epuration et analyse de l'échantillon	57
5.1	Les sources de bruit	57
5.2	Les critères de sélection	61
5.3	Études des erreurs systématiques liées au bruit de fond	76
5.4	Défauts du spectromètre	87
5.4.1	Défauts topologiques	88
5.4.2	Effets temporels	96
6	Le procédé d'égalisation	107
6.1	Corrections	109
6.2	Effets des corrections sur les asymétries	111
6.3	Test par le Monte-Carlo	115
6.4	Le Monte-Carlo hybride	116
6.4.1	Génération d'événements Monte-Carlo hybride	117
6.4.2	Comparaison entre les données et le MC hybride	120
6.5	Test par le MC hybride	120
7	Résultats	129
7.1	Introduction	129
7.2	Analyse des groupes I-IV	129
7.3	Nouveaux groupes de données	132
7.4	Les erreurs systématiques	136
7.5	Conclusions	141
A	Les constantes de calibration	145
B	Définition des variables utilisées	147

Chapitre 1

Théorie

1.1 Introduction

La physique des particules a pour but d'étudier les propriétés des constituants élémentaires de la matière et la nature des interactions qui existent entre eux. Aujourd'hui, nous distinguons quatre forces fondamentales : forte, électromagnétique, faible et gravifique. Le monde est fait de particules. Nous avons aussi découvert qu'à chaque particule correspond une antiparticule [1, 2], qui a un ensemble de propriétés opposé à celui de la particule. Le fait remarquable est qu'une particule et une antiparticule s'annihilent. Nous savons encore que les forces entre les particules élémentaires résultent de l'échange de médiateurs. A chaque force correspond un ou plusieurs médiateurs spécifiques.

Les études de symétrie ont joué un rôle très important en physique. Par symétrie, nous entendons toute transformation sur un système physique qui laisse ses propriétés inchangées. Il est intéressant de noter que la nature manifeste souvent certaines symétries dans les objets qui la constituent. Il est encore plus intéressant de constater que les mouvements des objets dans un système physique possèdent également des symétries, dites dynamiques. Par exemple, les orbites des planètes sont des ellipses et les densités de probabilités de présence d'un électron autour d'un noyau possèdent des symétries très spécifiques. Quelle est l'origine de ces symétries ?

Les implications dynamiques de la symétrie ne furent réellement comprises et formulées par Noether qu'en 1917 [3]. Cette dernière a établi qu'un système physique invariant sous des symétries continues (telles les translations et rotations dans l'espace) possède des grandeurs physiques conservées. Inversement, chaque conservation d'une grandeur physique révèle une symétrie sous-jacente plus fondamentale des lois de la physique.

En physique des particules élémentaires, les scientifiques portent entre autres un grand intérêt à l'étude des transformations discrètes suivantes :

- C est la conjugaison de charge qui transforme toutes les particules en leurs antiparticules associées.
- P est la parité. Elle correspond à une inversion des coordonnées spatiales et permet de renverser la chiralité, comme la réflexion dans un miroir.
- T est le renversement du temps. Il renverse le sens des mouvements.

Jusqu'en 1956, nous pensions que les lois de la physique étaient invariantes sous C, P et T. Les travaux théoriques de Lee et Yang [4] ont mis à jour que cela est effectivement le cas pour les interactions électromagnétiques et fortes. Mais, à cette époque, les données étaient insuffisantes pour confirmer ce fait pour les interactions faibles. La découverte des τ^+ et θ^+ , qui sont en fait une seule particule, le K^+ , qui se désintègre respectivement en $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^0$, constituait déjà un signe de la violation de la parité dans les interactions faibles. Ils suggérèrent alors que d'autres expériences soient effectuées pour élucider cette question. La première expérience fut réalisée par C.S. Wu [5]. Elle étudia les désintégrations des noyaux radioactifs de Co^{60} dans un champ magnétique, qui permet, à très basse température ($T \sim 0.01 \text{ }^\circ\text{K} \sim -273 \text{ }^\circ\text{C}$), d'aligner leurs moments magnétiques nucléaires suivant la direction de ce champ magnétique. Le constat fut le suivant : le Co^{60} se désintègre, par interaction faible, en émettant un électron (émission β) et il s'avère que les électrons sont émis dans une direction préférentielle, à l'opposé de la direction du champ magnétique. Une expérience miroir, qui consiste à renverser le champ magnétique, donnerait alors une émission préférentielle des électrons à l'opposé de la première expérience. Ainsi, les lois de la physique dans les désintégrations faibles ne sont pas inchangées sous la parité. Peu après, on découvre que C est également violée [6]. Les violations de P et de C ont permis de mettre en évidence et de comprendre la nature de l'interaction des médiateurs de la force faible et de révéler les propriétés chirales opposées entre les neutrinos (ν) et les antineutrinos ($\bar{\nu}$).

Bien que C et P soient toutes deux violées dans les désintégrations faibles, la transformation combinée CP pouvait encore constituer une symétrie [7]. Cette dernière implique que les lois de la physique sont invariantes en remplaçant les particules par leurs antiparticules respectives et en inversant les coordonnées spatiales. Cette conviction de l'existence de la symétrie CP ne dura que jusqu'en 1964 [8], date à laquelle la violation de CP indirecte a été observée dans le système de particules neutres $K^0 - \bar{K}^0$, avec une amplitude très faible. La violation de CP est dite indirecte parce qu'elle se manifeste dans les *transitions* de K^0 à $\bar{K}^0$. A l'opposé, nous parlons de violation de CP directe lorsque qu'elle se manifeste dans les *désintégrations* des K^0 et $\bar{K}^0$. Rappelons que le système $K^0 - \bar{K}^0$, produit lors des interactions fortes, s'identifie au système $K_S^0 - K_L^0$, qui sont des particules également neutres. Le K_S^0 se désintègre principalement en deux pions, avec un rapport de branchement ("BR") d'environ 100 %, et le K_L^0 en trois pions (BR ~ 34 %).

Les temps de vie (désintégration faible) sont de l'ordre de :

- $\tau(K_S^0 \rightarrow 2 \pi) = 0.9 \times 10^{-10} \text{ s}$
- $\tau(K_L^0 \rightarrow 3 \pi) = 0.5 \times 10^{-7} \text{ s}$

L'expérience, réalisée au Laboratoire National de Brookhaven, avait mis en évidence la désintégration du K_L^0 en deux pions, qui viole CP, avec un rapport de branchement de 10^{-3} . L'origine de la violation de CP est encore mal connue à ce jour.

Les motivations de la recherche de la violation de CP sont d'une part, de mieux décrire et de classer les interactions à l'échelle des particules élémentaires. D'autre part, il s'agit de comprendre pourquoi l'Univers ne semble être fait que de matière. Dans les modèles cosmologiques modernes d'un Univers en expansion, le processus d'une séparation macroscopique entre la matière et l'antimatière, supposées en quantités égales aux premiers instants de l'Univers, semble être impossible à expliquer par la théorie du Modèle Standard

des particules élémentaires et de leurs interactions fondamentales (MS). Pourtant, toutes les observations en astrophysique faites jusqu'à aujourd'hui ne montrent aucune trace d'antimatière dans l'Univers local. Afin de résoudre le paradoxe, en 1967, A.D.Sakharov [9] décrit un modèle qui explique l'asymétrie de l'Univers par rapport au nombre de particules et d'antiparticules (symétrie C). Ce modèle se base sur trois hypothèses :

- Existence d'un stade où l'Univers est hors équilibre thermique.
- La violation de CP.
- La violation du nombre baryonique.

Mentionnons encore qu'une conséquence intéressante de la violation de CP est que les particules élémentaires pourraient posséder un moment dipolaire électrique, qui viole P et T. CPT étant conservée dans les théories invariantes de jauge (théorème CPT, [10, 11, 12, 13, 14]), CP ne serait alors pas conservée.

Depuis 1964, de nombreuses expériences ont tenté vainement d'apporter une meilleure compréhension de ce phénomène. En 1993, la violation de CP directe observée dans les désintégrations des kaons restait mitigée au vu des résultats des expériences NA31 au CERN [15] et d'E731 au Fermilab [16] et ce n'est qu'en 1998 qu'elle fut mise en évidence clairement grâce aux expériences NA48 (CERN) et KTeV (Fermilab). Plus récemment, les expériences BELLE [17] et BABAR [18] sur les mésons B semblent indiquer que la violation existe en dehors des kaons. Des questions fondamentales restent toutefois en suspens. Quel est le mécanisme responsable de la violation de CP et est-ce que la violation de CP n'apparaît que dans les interactions faibles ? Pour répondre à ces questions, des données supplémentaires sont nécessaires. Pour cela, d'autres expériences sur des particules différentes doivent être effectuées.

Dans le Modèle Standard, l'observation de la violation de CP peut apparaître dans les désintégrations des kaons neutres ou chargés (effectivement observée), dans les mésons charmés ou porteurs de beauté et dans les hypérons [19, 20]. Le présent travail, qui s'est inscrit dans le cadre de l'expérience E871 réalisée au laboratoire de Fermi, a pour but d'observer une possible violation de CP directe dans les désintégrations d'hypérons Ξ^-/Ξ^+ et $\Lambda/\bar{\Lambda}$. Plusieurs modèles tentent de prédire l'amplitude de la violation de CP dans les désintégrations des Ξ chargés. Le résultat de la recherche de violation de CP dans les hypérons permettra peut-être de préciser la validité de certains modèles et donc de préciser les mécanismes responsables de la violation de CP.

1.2 Formalisme dans les désintégrations des Ξ

Nous allons présenter, dans le cadre du Modèle Standard, de quelle manière la violation de CP directe peut se manifester dans les désintégrations des hypérons (voir par exemple [21]). Plus précisément, le type d'expérience qu'*HyperCP* a effectuée ne permet de sonder la violation de CP directe que dans les désintégrations des Ξ chargés et Λ neutres. Nous ne pouvons pas sonder la violation de CP dans les désintégrations des Ξ chargés ou des Λ neutres indépendamment l'un de l'autre parce que nous étudions la séquence de désintégration non-leptonique complète du Ξ chargé :

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \quad \text{et} \quad \Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+ \quad (1.1)$$

$$\hookrightarrow p \pi^- \quad \hookrightarrow \bar{p} \pi^+$$

Nous verrons quelles sont les observables de la violation de CP directe dans cette séquence de désintégration.

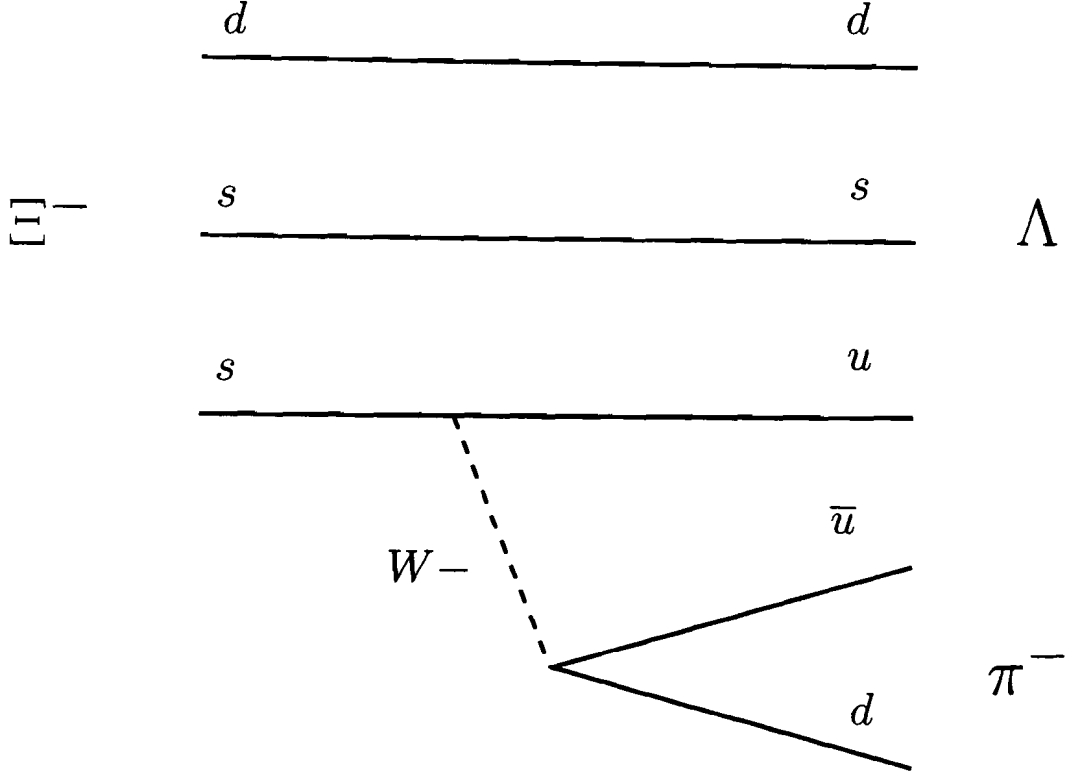


FIG. 1.1: Un schéma de désintégration dominant des Ξ chargés.

1.2.1 Description des désintégrations d'hypérons

Les Ξ et les Λ sont des baryons pourvus d'étrangeté. Nous résumons leurs caractéristiques dans le tableau 1.1 [22].

Hypéron	Quarks de valence	I (J^P)	S	Masse en MeV/c^2	τ en 10^{-10} s
Ξ^-	dss	$\frac{1}{2} (\frac{1}{2}^+)$	-2	1321.32 ± 0.13	1.639 ± 0.015
Λ	uds	$0 (\frac{1}{2}^+)$	-1	1115.683 ± 0.006	2.632 ± 0.020

TAB. 1.1: Caractéristiques des hypérons Ξ^- et Λ .

Dans toute la suite de la discussion, nous considérons toujours la désintégration non-leptonique d'hypérons. Les Ξ et les Λ sont des particules de spin $\frac{1}{2}$. D'autre part, les π sont des particules de spin 0. Il s'ensuit que dans la désintégration faible du $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi$, le moment orbital L du système dans l'état final doit satisfaire :

$$\left[\begin{array}{lcl} J^\Xi & = & J^\Lambda + J^\pi + L \\ \frac{1}{2} & = & \frac{1}{2} + 0 + L \end{array} \right] \Rightarrow L = 0 \quad \text{ou} \quad 1$$

Comme l'interaction faible ne conserve pas la parité, $L = 0$ (violation de parité) et $L = 1$ (conservation de la parité) sont toutes deux des valeurs possibles. Dans cette désintégration, l'isospin total n'est pas conservé. On a :

$$\left[\begin{array}{lcl} I^\Xi & = & \frac{1}{2} \Rightarrow I^{initial} = \frac{1}{2} \\ I^\Lambda + I^\pi & = & 0 + 1 \Rightarrow I^{final} = 1 \end{array} \right] \Rightarrow \Delta I = \frac{1}{2}$$

De manière analogue, la désintégration du Λ suivant $\Lambda \rightarrow p + \pi$ implique aussi que le moment orbital du système dans l'état final admet les deux valeurs $L = 0, 1$ mais avec des transitions d'isospin différentes :

$$\left[\begin{array}{lcl} I^\Lambda & = & 0 \Rightarrow I^{initial} = 0 \\ I^p + I^\pi & = & \frac{1}{2} + 1 \Rightarrow I^{final} = \frac{1}{2} \text{ ou } \frac{3}{2} \end{array} \right] \Rightarrow \Delta I = \frac{1}{2} \quad \text{ou} \quad \frac{3}{2}$$

Ainsi, dans l'analyse en ondes partielles, la séquence de désintégration complète du Ξ chargé est décrite par des ondes S ($L = 0$) et P ($L = 1$) qui violent et conservent la parité respectivement.

De plus, chaque onde S et P, propre à un état final donné, est caractérisée par la transition d'isospin : $\{S_1, P_1\} \leftrightarrow \Delta I = \frac{1}{2}$ et $\{S_3, P_3\} \leftrightarrow \Delta I = \frac{3}{2}$.

Les amplitudes de probabilité de la désintégration d'un hyperon de spin $\frac{1}{2}$ vont donc être proportionnelles aux ondes S et P suivantes :

$$S = S_1 e^{i(\phi_1^S + \delta_1^S)} + S_3 e^{i(\phi_3^S + \delta_3^S)} \quad (1.2)$$

$$P = P_1 e^{i(\phi_1^P + \delta_1^P)} + P_3 e^{i(\phi_3^P + \delta_3^P)} \quad (1.3)$$

où les phases faibles ϕ et les phases fortes δ dépendent du moment orbital de l'état final considéré. Il est important de noter que ces expressions sont indépendantes du modèle considéré. L'application de CP sur ces ondes donnent :

$$\bar{S} = -S_1 e^{i(-\phi_1^S + \delta_1^S)} - S_3 e^{i(-\phi_3^S + \delta_3^S)} \quad (1.4)$$

$$\bar{P} = P_1 e^{i(-\phi_1^P + \delta_1^P)} + P_3 e^{i(-\phi_3^P + \delta_3^P)} \quad (1.5)$$

Ces ondes S et P sont directement liées aux variables physiques α , β et γ de Lee-Yang [23], qui caractérisent entièrement la désintégration de l'hyperon dans un état final considéré :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2\Re(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2} \\ \beta &= \frac{2\Im(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2} \\ \gamma &= \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2} \end{aligned} \quad (1.6)$$

où $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ (n.b. : seuls deux de ces trois paramètres sont indépendants).

La transformation de ces trois paramètres sous l'action de CP est directement connectée à l'action de CP sur les ondes S et P. On peut voir que :

$$\begin{array}{ccc} \alpha & & \bar{\alpha} = -\alpha \\ \beta & \xrightarrow{CP} & \bar{\beta} = -\beta \\ \gamma & & \bar{\gamma} = \gamma \end{array} \quad (1.7)$$

Les valeurs mesurées de α , β et γ pour les Ξ et les Λ sont données dans le tableau 1.2.

Hypéron	α	β	γ
Ξ^-	-0.456 ± 0.014	0.062 ± 0.062	0.888 ± 0.008
Λ	$+0.642 \pm 0.013$	0.087 ± 0.047	0.762 ± 0.012

TAB. 1.2: Paramètres de désintégration des Ξ et des Λ .

Considérons la désintégration d'un hypéron de spin $\frac{1}{2}$ en un baryon de spin $\frac{1}{2}$ et un pion. La distribution du baryon de spin $\frac{1}{2}$ dans le référentiel de repos de l'hypéron satisfait [23] :

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar}) \quad (1.8)$$

où $\vec{\mathcal{P}}_{hyp}$ est la polarisation de l'hypéron et $\hat{p}_{bar}$ est le vecteur directeur unitaire associé à la quantité de mouvement du baryon $\vec{P}_{bar}$.

D'autre part, la polarisation $\vec{\mathcal{P}}_{bar}$ du baryon va dépendre de sa direction d'émission, dans le centre de masse (CM) de l'hypéron, et de la polarisation de l'hypéron :

$$\vec{\mathcal{P}}_{bar} = \frac{(\alpha + \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar}) \hat{p}_{bar} + \beta (\vec{\mathcal{P}}_{hyp} \times \hat{p}_{bar}) + \gamma (\hat{p}_{bar} \times (\vec{\mathcal{P}}_{hyp} \times \hat{p}_{bar}))}{(1 + \alpha \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar})} \quad (1.9)$$

On peut décomposer le vecteur de polarisation $\vec{\mathcal{P}}_{bar}$ du baryon suivant ces trois composantes qui dépendent directement des paramètres α , β et γ de l'hypéron :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{P}}_{bar} &= \vec{\mathcal{P}}_{\alpha} + \vec{\mathcal{P}}_{\beta} + \vec{\mathcal{P}}_{\gamma} \\ \vec{\mathcal{P}}_{\alpha} &= \frac{(\alpha + \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar}) \hat{p}_{bar}}{(1 + \alpha \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar})} \\ \vec{\mathcal{P}}_{\beta} &= \frac{\beta (\vec{\mathcal{P}}_{hyp} \times \hat{p}_{bar})}{(1 + \alpha \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar})} \\ \vec{\mathcal{P}}_{\gamma} &= \frac{\gamma (\hat{p}_{bar} \times (\vec{\mathcal{P}}_{hyp} \times \hat{p}_{bar}))}{(1 + \alpha \vec{\mathcal{P}}_{hyp} \cdot \hat{p}_{bar})} \end{aligned}$$

Comme l'expérience *HyperCP* produit des Ξ^- et Ξ^+ non polarisés, nous allons considérer $\vec{\mathcal{P}}_{\Xi} = 0$. D'après l'équation (1.9), la polarisation $\vec{\mathcal{P}}_{\Lambda}$ du Λ est entièrement donnée par le paramètre α du Ξ :

$$\vec{p}_\Xi = 0 \implies \vec{p}_\Lambda = \alpha_\Xi \hat{p}_\Lambda, \quad |\vec{p}_\Lambda| = \alpha_\Xi \quad (1.10)$$

Dans cette situation et d'après l'équation (1.8), la distribution du proton dans le référentiel de repos du Λ satisfait :

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha_\Lambda \vec{p}_\Lambda \cdot \hat{p}_p)$$

$\Downarrow$ *éq.(1.10)*

$$\frac{dN}{d(\cos \theta)} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_\Lambda \alpha_\Xi \cos \theta_p) \quad (1.11)$$

où θ_p est l'angle entre le proton et le vecteur de polarisation $\vec{p}_\Lambda$ du Λ . Ainsi, la distribution de l'angle d'émission du proton dans le référentiel de repos du Λ dépend du produit des deux paramètres α_Λ et α_Ξ , qui sont des grandeurs sensibles à CP.

Dans la figure 1.2, nous illustrons l'action de CP dans la désintégration du Λ .

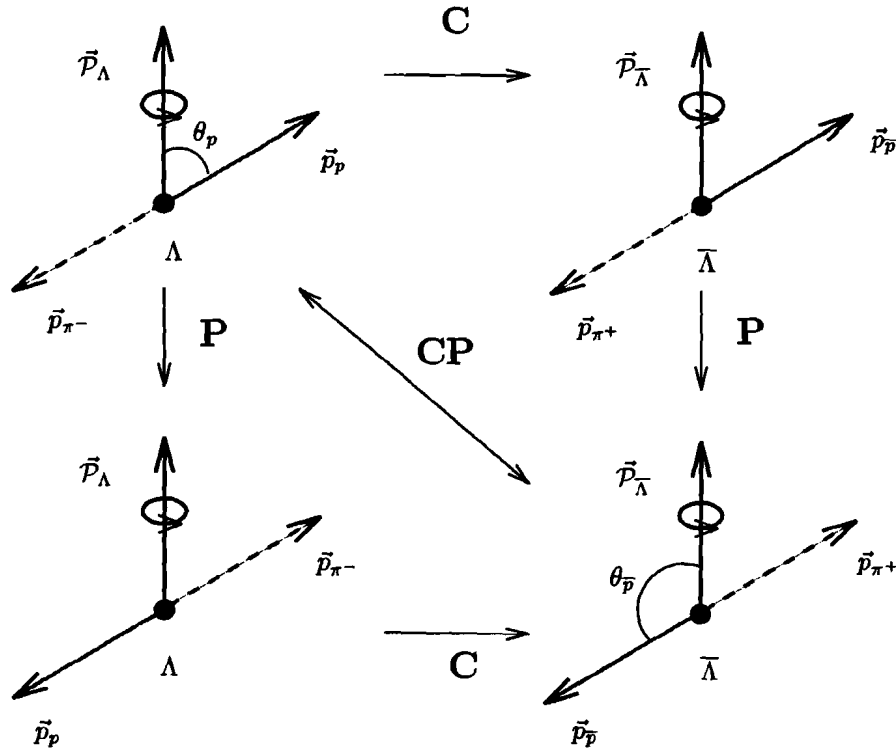


FIG. 1.2: L'action de CP dans la désintégration du Λ .

1.2.2 Observables CP et prédictions théoriques

D'après les équations (1.7), la violation de CP peut être observée dans les paramètres α et β et dans les taux de désintégrations Γ ($\propto |S^2| + |P^2|$). En comparant les hyperons

(α , β et Γ) et les anti-hypérons ($\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ et $\bar{\Gamma}$), les observables suivantes sont sensibles à la symétrie CP :

$$\begin{aligned}\Delta &= \frac{\Gamma - \bar{\Gamma}}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \\ A &= \frac{\Gamma \alpha + \bar{\Gamma} \bar{\alpha}}{\Gamma \alpha - \bar{\Gamma} \bar{\alpha}} \simeq \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} \\ B &= \frac{\Gamma \beta + \bar{\Gamma} \bar{\beta}}{\Gamma \beta - \bar{\Gamma} \bar{\beta}} \simeq \frac{\beta + \bar{\beta}}{\beta - \bar{\beta}}\end{aligned}\quad (1.12)$$

Au premier ordre et sachant que la probabilité de la transition d'isopin $\Delta I = \frac{3}{2}$ est faible comparée à $\Delta I = \frac{1}{2}$, les différentes observables peuvent être approximées par les expressions suivantes (indépendantes du modèle de violation de CP adopté) [21] :

$\Lambda \rightarrow p + \pi$:

$$\begin{aligned}\Delta_\Lambda &= \sqrt{2} \frac{S_3}{S_1} \sin(\delta_3^S - \delta_1^S) \sin(\phi_3^S - \phi_1^S) \\ A_\Lambda &= \tan(\delta_1^P - \delta_1^S) \sin(\phi_1^P - \phi_1^S) \\ B_\Lambda &= \cot(\delta_1^P - \delta_1^S) \sin(\phi_1^P - \phi_1^S)\end{aligned}$$

$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi$:

$$\begin{aligned}\Delta_\Xi &= 0 \\ A_\Xi &= -\tan(\delta_1^P - \delta_1^S) \sin(\phi_1^P - \phi_1^S) \\ B_\Xi &= \cot(\delta_1^P - \delta_1^S) \sin(\phi_1^P - \phi_1^S)\end{aligned}\quad (1.13)$$

L'observable Δ résulte des interférences entre les phases liées aux différentes transitions d'isospin décrivant la désintégration de l'hypéron considéré. Puisqu'il n'y a qu'une seule transition d'isospin possible dans la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi$, alors $\Delta(\Xi^-) = 0$.

Dans le tableau 1.3, nous donnons les prédictions théoriques pour ces observables, suivant les différents modèles : CKM [24], Weinberg-Higgs [25, 26, 27] et Left-Right [28].

Modèle	A_Ξ	B_Ξ	Δ_Ξ
CKM	$(-10, -0.5) \times 10^{-5}$	$(1, 10) \times 10^{-3}$	0
Weinberg-Higgs	-3.2×10^{-4}	3.8×10^{-3}	0
Left-Right	$(-2.5, 6) \times 10^{-5}$	-3.1×10^{-4}	0

Modèle	A_Λ	B_Λ	Δ_Λ
CKM	$(-5, -1) \times 10^{-5}$	$(0.6, 3) \times 10^{-3}$	$< 1 \times 10^{-6}$
Weinberg-Higgs	-2.5×10^{-5}	1.6×10^{-3}	-7.8×10^{-6}
Left-Right	$(-0.1, 6) \times 10^{-4}$	7.0×10^{-4}	0

TAB. 1.3: *Prédictions théoriques des observables CP selon différents modèles.*

D'après ce tableau, le paramètre le plus sensible à une violation de CP serait le paramètre B (B_Ξ ou B_Λ). Celui-ci nécessite une mesure très précise de β , ce qui implique

conjointement une détermination très précise de la polarisation initiale des Ξ chargés et de la polarisation des Λ . Ceci est difficilement réalisable comme le montre la précision des mesures faites jusqu'à ce jour pour β dans les Ξ chargés et les Λ (voir tableau 1.2).

La mesure précise d'une asymétrie dans les taux de désintégration est en générale difficile. Dans le cas qui nous intéresse, il faudrait sonder une asymétrie de l'ordre de 10^{-6} . A nouveau, une telle précision est difficilement atteignable sur le plan de la mesure.

La mesure du paramètre A (A_{Ξ} ou A_{Λ}) dépend de la mesure effectuée sur α , qui découle directement de la direction d'émission du baryon considéré. Les mesures de grandeurs cinématiques nécessaires pour déterminer la direction d'une particule dans le référentiel de repos d'une particule ne posent à priori aucun problème expérimental.

Dans l'expérience d'*HyperCP* où les Ξ sont produits non polarisés, la grandeur mesurable sensible à la violation CP directe est, comme on le voit dans l'équation (1.11), le produit des paramètres α du Ξ^- et du Λ . On définit alors $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$, l'observable CP de l'expérience, comme suit :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = \frac{\alpha_{\Xi} \alpha_{\Lambda} - \alpha_{\Xi}^{\bar{}} \alpha_{\Lambda}^{\bar{}}}{\alpha_{\Xi} \alpha_{\Lambda} + \alpha_{\Xi}^{\bar{}} \alpha_{\Lambda}^{\bar{}}} \quad (1.14)$$

On peut montrer aisément que $\mathcal{A}$ peut être approximée par la somme de A_{Λ} et A_{Ξ} décrit dans les équations (1.16) :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} \simeq A_{\Lambda} + A_{\Xi} \quad (1.15)$$

où :

$$\begin{aligned} A_{\Lambda} &= \frac{\alpha_{\Lambda} + \alpha_{\Lambda}^{\bar{}}}{\alpha_{\Lambda} - \alpha_{\Lambda}^{\bar{}}} \\ A_{\Xi} &= \frac{\alpha_{\Xi} + \alpha_{\Xi}^{\bar{}}}{\alpha_{\Xi} - \alpha_{\Xi}^{\bar{}}} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Typiquement, A est de l'ordre de 10^{-4} . La mesure de $\alpha_{\Xi} \alpha_{\Lambda}$ s'effectue très simplement puisque le produit de ces deux paramètres donne la distribution du proton dans le CM du Λ . Il n'y a donc à priori aucune difficulté expérimentalement et seule l'erreur statistique est une limite pour atteindre une précision de 10^{-4} . Le spectromètre d'*HyperCP* a accumulé quelques $0.5 \times 10^9 \Xi^+$ et $2 \times 10^9 \Xi^-$ durant les périodes de prise de données de 1997 et 1999. Cette accumulation de données permet de sonder la violation de CP dans le paramètre A avec une précision sur $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ de $1.4 \cdot 10^{-4}$.

Chapitre 2

Description de l'expérience

2.1 Introduction

L'expérience *HyperCP*(E871) s'est déroulée dans le Laboratoire de Fermilab à Batavia, dans l'Illinois, aux Etats-Unis. L'expérience consiste à comparer les désintégrations dominantes des hypérons Ξ^- et des antihypérons Ξ^+ non polarisés.

$$\begin{array}{llll} \Xi^- \longrightarrow \Lambda\pi^- & \text{et} & \Xi^+ \longrightarrow \bar{\Lambda}\pi^+ & BR(\Xi \rightarrow \Lambda\pi) = 99.9 \% \\ \hookrightarrow p\pi^- & & \hookrightarrow \bar{p}\pi^+ & BR(\Lambda \rightarrow p\pi) = 63.9 \% \end{array}$$

Les hypérons sont produits lors de la collision d'un faisceau de protons de 800 GeV/c sur une cible de cuivre. Un aimant permet de sélectionner les hypérons de quantité de mouvement voisine de 170 GeV/c, produits à 0° et donc non polarisés. A la sortie du canal de sélection, un tube à vide permet aux particules de se désintégrer avec un minimum d'interaction. Le spectromètre magnétique est constitué de huit chambres proportionnelles multifils et d'un aimant d'analyse (voir figure 2.1). Ce dispositif permet de mesurer la direction des particules devant et derrière l'aimant, donc leurs quantités de mouvement. Le système de déclenchement est conçu à partir des signaux délivrés par des hodoscopes et le calorimètre hadronique.

Le passage de la prise de données des Ξ^- au Ξ^+ s'effectue simplement en inversant simultanément les courants, donc les champs magnétiques ¹, dans l'aimant de sélection et dans l'aimant du spectromètre (polarité $- \implies \Xi^-$ et polarité $+$ $\implies \Xi^+$). Ainsi, les deux prises de données se font dans les mêmes conditions d'acceptance géométrique.

2.2 Le faisceau primaire et la cible

L'accélérateur (Tevatron) délivre toute les minutes un train de paquets de protons ("spill") d'une durée de 20 secondes. Les paquets sont distants de 18.9 ns et l'occupation moyenne d'un paquet est de 140 protons pour une intensité du faisceau primaire typique de 1.5×10^{11} protons/spill. La durée du paquet est de l'ordre de la nanoseconde. Le taux de particules secondaires chargées, correspondant à cette intensité, dans les chambres avant (C1-C4) est de 14 MHz.

¹Les champs magnétiques des aimants sont en réalité des champs d'induction, mais nous ferons abstraction de cette distinction par la suite.

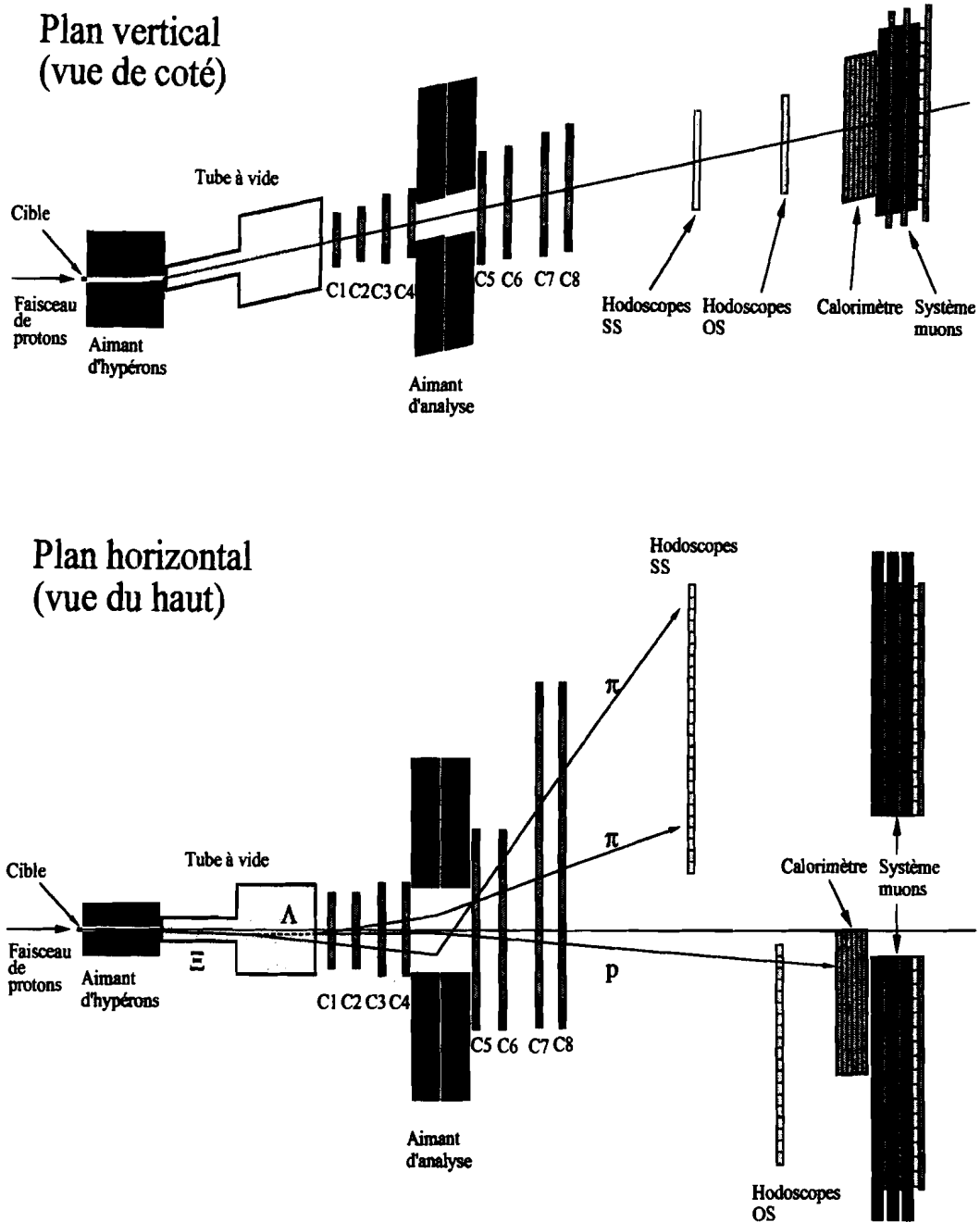


FIG. 2.1: *Le spectromètre d'HyperCP.*

Deux cibles de cuivre de longueur différentes, montées côte à côte sur un même support, sont utilisées pour la production des Ξ^- et des Ξ^+ respectivement. Le support des cibles se situe en amont de l'aimant de sélection, à une distance $D_{th} = 31.75$ cm de son entrée. Les cibles ont des sections carrées de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ (hauteur $\times$ largeur). Les longueurs des cibles ont été fixées afin d'égaliser, à même intensité du faisceau pri-

maire, les taux de trigger² des deux modes de sélection. Pour cela, nous avons choisi une longueur de cible de 6 cm pour la prise de donnée des Ξ^- et de 2.2 cm pour la prise de données des Ξ^+ . Le tableau 2.1 donne les caractéristiques de la cible de cuivre.

Numéro atomique	29
Hauteur	2 mm
Largeur	2 mm
Longueur	$\Xi^+ \Rightarrow 2.2 \text{ cm}$, $\Xi^- \Rightarrow 6 \text{ cm}$
Masse atomique	63.546 g/mol
Longueur d'interaction nucléaire	134.9 g/cm ² ou 15.06 cm

TAB. 2.1: Caractéristique de la cible de Cu.

Nous définissons le référentiel $\mathcal{R}_t^*$ attaché à la cible (voir figure 2.2). L'origine O^* de ce référentiel est situé au centre de la cible. L'axe Z^* est dirigé suivant la direction du faisceau incident. L'axe X^* est horizontal et l'axe Y^* est vertical.

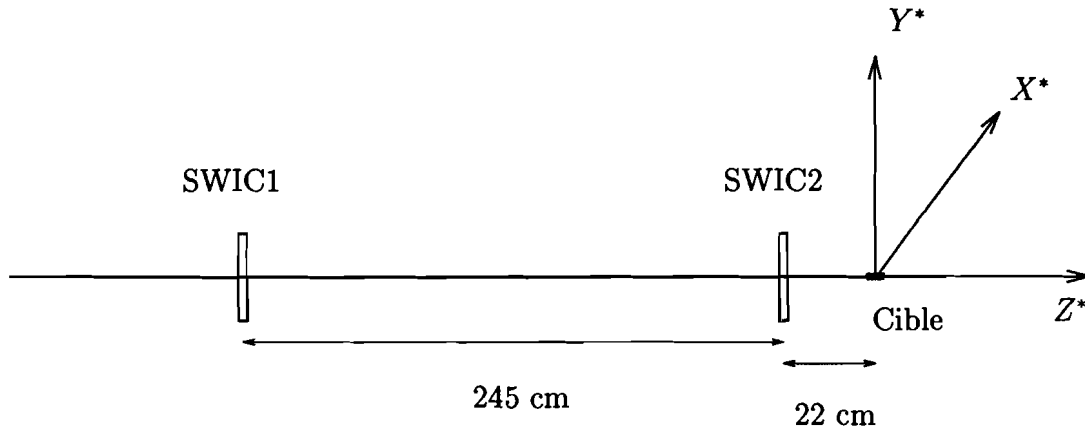


FIG. 2.2: Schéma de la disposition des chambres SWIC en amont de la cible et le référentiel $\mathcal{R}_t^*$ attaché à la cible.

Deux moteurs permettent de déplacer le support de cible horizontalement et verticalement. Les positions sont repérées par deux indications numériques, TGTH (position horizontale) et TGTV (position verticale), calibrées en position ($1862.5 = 1 \text{ mm}$). Le positionnement de la cible a été effectué à chaque run et pour chacune des coordonnées transverses, en maximisant le taux de trigger par proton primaire incident à la cible (voir figure 2.3). Ainsi, les centres des deux cibles, lorsqu'elles sont dans leur positionnement de collision respective, coïncident. Nous avons supposé durant les mesures que l'axe du faisceau primaire coïncide avec l'axe du canal de collimation de l'aimant de sélection des hypérons. Nous nous sommes aperçus en fin de mesure que ce n'était pas le cas en constatant que la cible était déplacée de +5 mm suivant X^* . Ce qui implique que les hypérons ont été produits avec une très faible polarisation.

Deux chambres à ionisation permettent de contrôler pour chaque spill l'incidence moyenne (deux angles) et le point d'impact sur la cible (coordonnée moyenne de X et Y).

²Dans le mémoire, nous utiliserons très souvent le mot anglais "trigger" à la place de "déclenchement".

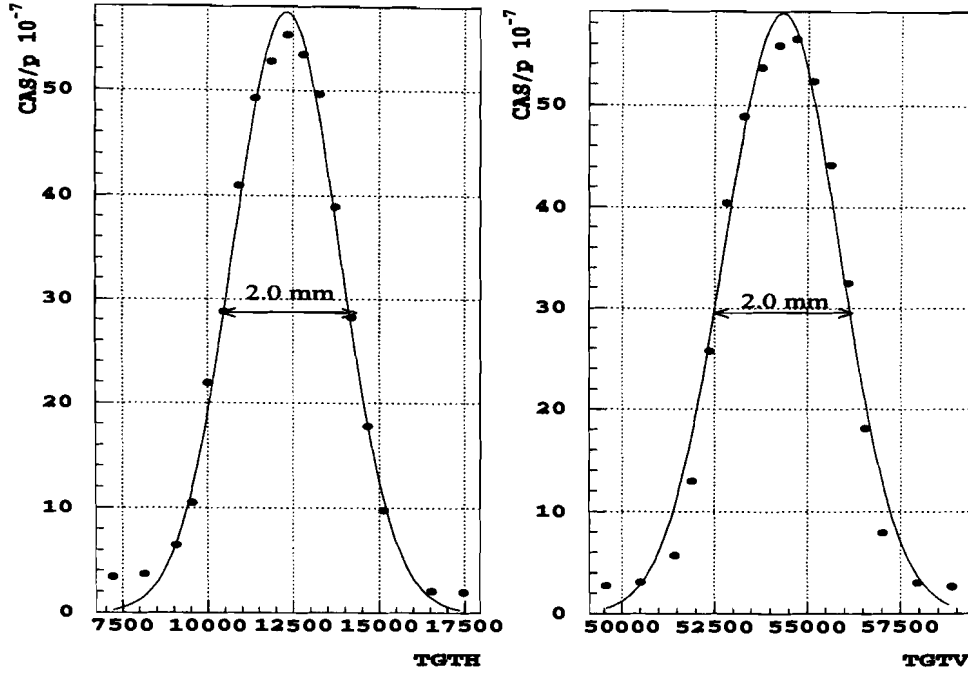


FIG. 2.3: Taux de trigger par protons incidents sur la cible en fonction de la position horizontale $TGTH$ et verticale $TGTV$ de la cible.

Ces chambres ne sont pas alignées par rapport au référentiel $\mathcal{R}_t^*$ et elles ne nous fournissent donc que les grandeurs relatives qui caractérisent l'impact du faisceau primaire sur la cible. Chaque chambre est constituée d'un plan de fils horizontal et d'un plan de fils vertical. L'espace inter-fils est de 0.5 mm. Les largeurs à mi-hauteur δ_{x^*,y^*} et les écarts quadratiques moyens σ_{x^*,y^*} de ces distributions, au niveau de la cible, ont été approximativement estimés à partir des profils du faisceau enregistrés dans les chambres à ions SWIC1 et SWIC2 (voir fig. 2.2) :

$$\begin{aligned}\delta_{x^{SWIC}} &\approx \delta_{x^*} \approx 2.00 \text{ mm} \Rightarrow \sigma_{x^*} \approx 0.86 \text{ mm} \\ \delta_{y^{SWIC}} &\approx \delta_{y^*} \approx 2.5 \text{ mm} \Rightarrow \sigma_{y^*} \approx 1.07 \text{ mm}\end{aligned}$$

SWX_t et SWY_t sont les coordonnées moyennes par spill, du point d'impact du faisceau primaire sur la cible. Durant la prise de donnée d'un run, nous contrôlions fréquemment que le faisceau primaire de protons soit bien centré sur la cible. Cependant, de faibles variations de la trajectoire du faisceau primaire étaient difficilement réajustables. Nous donnons en exemple, dans la figure 2.4, les valeurs de SWX_t et SWY_t pendant les runs 2265 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+). Ces variations, de l'ordre de quelques centaines de microns, soit de l'ordre de la résolution spatiale des chambres SWIC, sont typiques des différences des conditions de collision à la cible entre deux runs différents.

Nous allons décrire la distribution spatiale transverse du faisceau primaire, qui est focalisé sur la cible, et en déterminer la fraction géométrique qui recoupe la cible. Le fais-

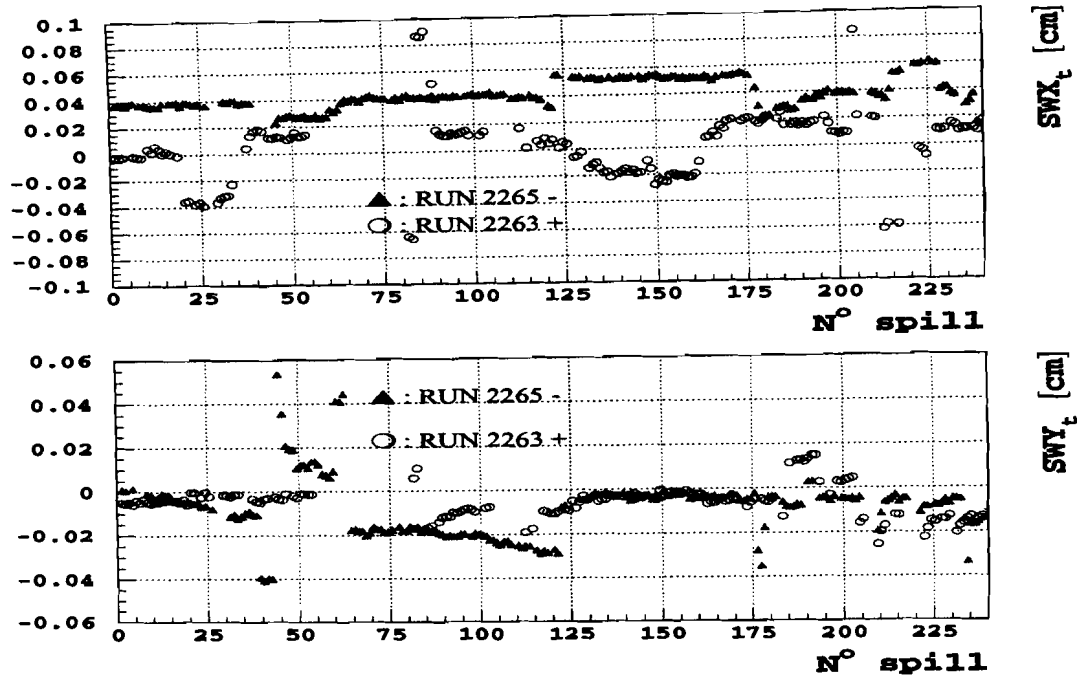


FIG. 2.4: Position du barycentre du faisceau primaire sur la cible en fonction du numéro de spill, pour les runs 2265 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+).

ceau de protons a approximativement des profils gaussiens dans les deux vues et nous les caractérisons, au niveau de la cible uniquement, suivant les deux distributions suivantes :

$$g(x^*) = \frac{1}{\sigma_{x^*} \sqrt{2\pi}} \exp^{-((x^*)^2/2\sigma_{x^*}^2)}$$

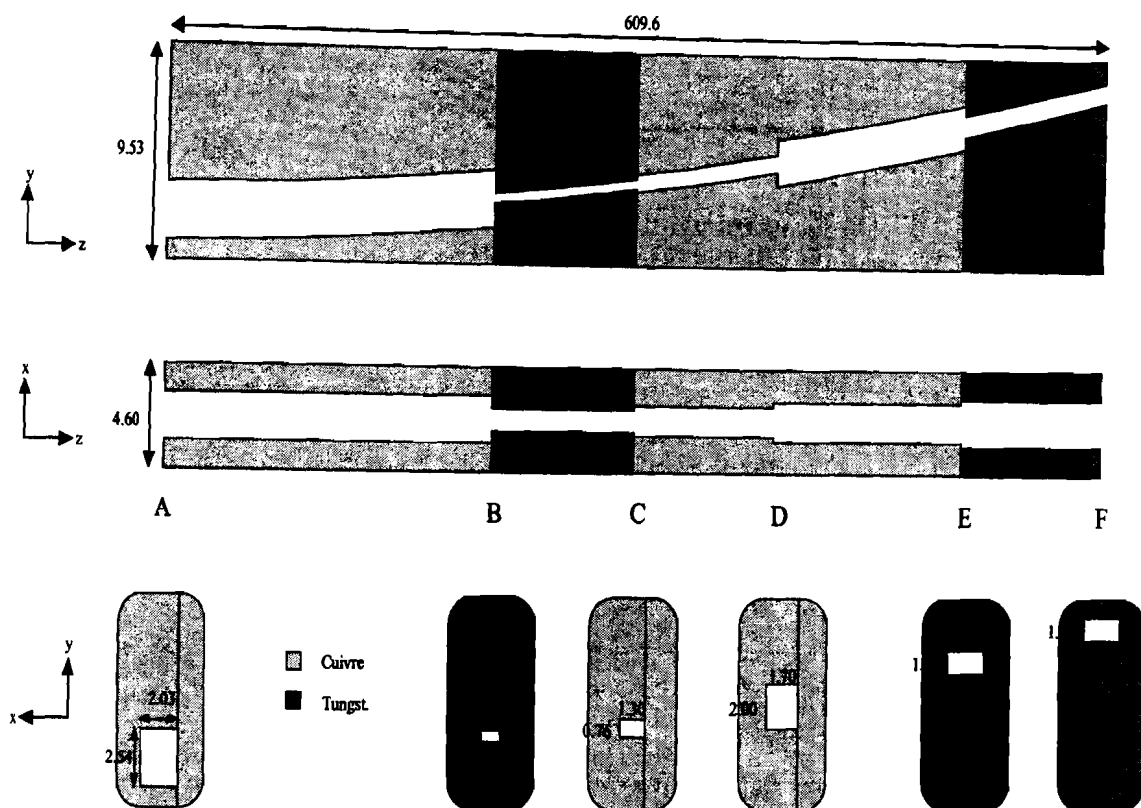
$$g(y^*) = \frac{1}{\sigma_{y^*} \sqrt{2\pi}} \exp^{-((y^*)^2/2\sigma_{y^*}^2)}$$

La demi-largeur et la demi-hauteur de la cible valent $b_{x^*} = b_{y^*} = 1$ mm. Dans chaque vue, la fraction du profil du faisceau qui recoupe la cible est donnée par :

$$f_{x^*} = \frac{\int_0^{b_{x^*}} \exp^{-((x^*)^2/2\sigma_{x^*}^2)} dx^*}{\int_0^\infty \exp^{-((x^*)^2/2\sigma_{x^*}^2)} dx^*} \approx 0.76$$

$$f_{y^*} = \frac{\int_0^{b_{y^*}} \exp^{-((y^*)^2/2\sigma_{y^*}^2)} dy^*}{\int_0^\infty \exp^{-((y^*)^2/2\sigma_{y^*}^2)} dy^*} \approx 0.65$$

Il s'ensuit que la fraction géométrique totale du faisceau primaire de protons qui peut interagir avec la cible est de 50 % approximativement.



Quant. de mvt. de l'orbite centrale : 157 GeV pour $B = 1.67$ T

FIG. 2.5: L'aimant de sélection. Les cotes descriptives des emplacements et des ouvertures des collimateurs sont en cm.

2.3 L'aimant de sélection

Lors de la collision des protons sur la cible, un faisceau secondaire de particules chargées est formé (Ξ , Ω , K , Σ , p et π) et une sélection en quantité de mouvement s'effectue au travers du canal de l'aimant d'hypérons.

Cet aimant, qui est représenté sur la figure 2.5, est constitué de quatre blocs de cuivre et de tungstène. Les dimensions des collimateurs de chacun de ces blocs définissent entièrement l'acceptance du canal de l'aimant. Le tableau 2.2 donne la position (y, z) des centres des collimateurs, ainsi que Δx et Δy qui sont respectivement leur largeur et leur hauteur. y_{col} est la position verticale relative au centre du collimateur de sortie (F), tandis que y_{sol} est la position verticale relative au sol.

Le canal de cet aimant représente un angle solide de $4.88 \mu\text{sr}$ et a une longueur $L^{hyp} = 609$ cm. Cet aimant est formé d'un dipôle qui produit un champ magnétique de 1.67 T. L'orbite centrale est parcourue par une particule de 157 GeV/c entrant à inci-

Nom du collimateur	y_{col} [cm]	y_{sol} [cm]	z [cm]	Δx [cm]	Δy [cm]
A	-6.322	126.807	-609.60	2.03	2.54
B	-5.456	126.658	-396.24	1.00	0.50
C	-4.643	127.599	-304.80	1.30	0.76
D	-3.561	129.304	-213.36	1.70	2.00
E	-1.702	130.662	-91.44	2.00	1.00
F	0.000	132.364	0.00	2.00	1.00

TAB. 2.2: *Emplacements des centres et dimensions des ouvertures des collimateurs de l'aimant d'hypérons.*

dence normale. Les quantités de mouvement moyennes des Ξ^- et Ξ^+ sélectionnées par le canal sont approximativement de 170 GeV/c.

Le champ magnétique est contrôlé à l'aide de deux sondes Hall, HYP1 et HYP2, situées dans l'aimant à 30 cm avant la sortie du collimateur. La précision relative de mesure de ces sondes est de 10^{-4} à 25°C . Ces sondes sont lues cinq fois durant le spill et les valeurs moyennes pour chaque sonde sont B_s^{HYP1} et B_s^{HYP2} . Le champ magnétique de l'aimant de sélection est alors évalué par la moyenne des valeurs fournies par les deux sondes :

$$B_s^{HYP} = \frac{1}{2}(B_s^{HYP1} + B_s^{HYP2}) \quad (2.1)$$

La valeur moyenne du champ magnétique pendant un run est noté $\langle B_s^{HYP1} \rangle$, $\langle B_s^{HYP2} \rangle$ et $\langle B_s^{HYP} \rangle$ respectivement.

Le champ magnétique de l'aimant d'hypérons ne varie presque pas au cours d'un run. De plus, la figure 2.6 montre que la variation relative de ce champ magnétique est également faible sur l'ensemble des runs analysés, puisqu'elle n'est que de l'ordre de 1.2×10^{-3} .

Comme les sondes n'ont pas le même emplacement horizontal, elles indiquent des valeurs légèrement différentes. B_s^{HYP1} et B_s^{HYP2} diffèrent approximativement de 6×10^{-3} T pour les Ξ^- et de 2×10^{-3} T pour les Ξ^+ . Nous n'avons donc vraisemblablement pas de mesure précise pour les champs magnétiques entre les deux prises de données et des effets systématiques peuvent en découler si aucune calibration de l'aimant de sélection n'est effectuée. Cependant, entre runs de même polarité, la précision relative des mesures du champ magnétique doit être de l'ordre de la précision donnée par les sondes, soit de 10^{-4} .

2.4 Le spectromètre d'analyse

Pour minimiser le bruit de fond, les Ξ se désintègrent dans un tube à vide de 13 m de long situé à la sortie du collimateur. Une feuille de Ti de 15 μm d'épaisseur et une feuille en Kevlar de 430 μm d'épaisseur constitue respectivement la fenêtre d'entrée et de sortie du tube.

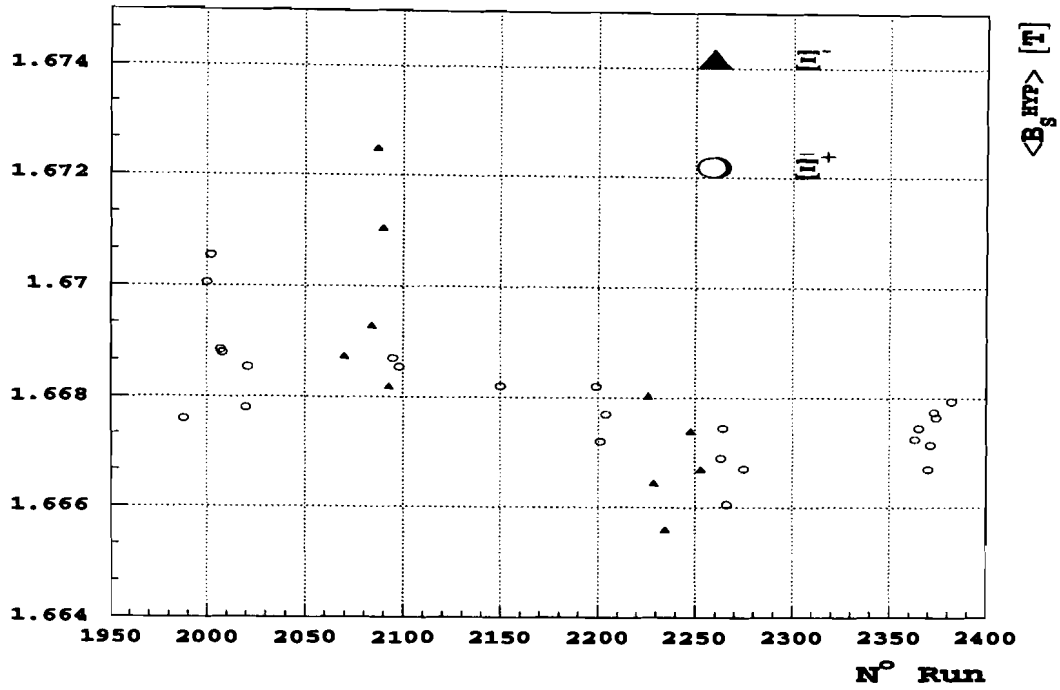


FIG. 2.6: Variation du champ magnétique de l'aimant d'hypérons en fonction des runs analysés : Ξ^- (▲) et Ξ^+ (○).

Le spectromètre magnétique est constitué de huit chambres proportionnelles multifilaires et d'un aimant d'analyse composé de deux dipôles séparés. Quatre chambres sont placées devant l'aimant d'analyse et les quatre autres chambres derrière l'aimant d'analyse. Pour minimiser l'effet de la diffusion multiple, des sacs d'hélium, supportés par le cadre principal des chambres, sont placés entre toutes les chambres. Avec ce dispositif, la longueur totale d'interaction du spectromètre est de $\sim 0.9\%$. Finalement, à l'arrière du spectromètre, un dispositif de détection des muons a été mis en place afin d'étudier certaines désintégrations rares.

Notons que les deux pions sont de même charge que la particule Ξ mère et sont notés SS, tandis que le proton est de charge opposée et est noté OS. Il s'ensuit que les deux π^- des Ξ^- subissent une déflexion positive au travers du champ magnétique de l'aimant d'analyse, comme les deux π^+ des Ξ^+ . A l'inverse, les protons (antiprotons) des Ξ^- (Ξ^+) subissent une déflexion négative (voir figure 2.1, page 12).

Aux différences de section efficaces près, la distribution des trajectoires dans le spectromètre, et par conséquent l'acceptance, est la même pour les deux polarités.

Toutes les cotes descriptives des différents éléments du spectromètre d'analyse se réfèrent au système de coordonnées $\{O, X, Y, Z\}$ direct du référentiel $\mathcal{R}_s$ défini comme suit (voir figure 4.3 à la page 46) :

- L'origine O est fixée sur le centre de la face de sortie du collimateur.

- L'axe longitudinal Z est dirigé suivant la direction moyenne des Ξ à la sortie du canal de sélection, dont la quantité de mouvement P_0 correspond à la quantité de mouvement nominale de l'orbite centrale dans l'aimant d'hypérons, soit de 157 GeV/c. Cet axe a approximativement un angle d'élévation de +19.5 mrad avec le sol.
- L'axe vertical Y est perpendiculaire à l'axe Z .
- L'axe transverse X est parallèle au sol.

2.4.1 L'aimant d'analyse

L'aimant d'analyse est composé par la succession de deux dipôles BM109 (ANA1 et ANA2) espacés de 7.6 cm. Chacun a une longueur de 228.6 cm et la longueur effective L_{eff} du champ magnétique est de 194 cm. L'espacement entre les deux zones où agit le champ magnétique est de 42 cm. Les dipôles opèrent à des courants qui produisent des champs magnétiques de l'ordre de 1 T suivant l'axe O_y . Le pouvoir de déflexion de l'aimant d'analyse, noté $\int Bdl$, est d'environ 4.77 Tm.

Une cartographie du champ magnétique a été effectuée sur les deux dipôles. La figure 2.7 montre le profil des composantes verticales du champ magnétique B_y en fonction de la position z . La prise de données s'est effectuée avec des courants légèrement plus faibles (donc des champs magnétiques plus faibles) que ceux utilisés lors de la cartographie. Les valeurs relatives des champs magnétiques entre ANA1 et ANA2 ne changent cependant pas en fonction des courants opérant dans l'aimant.

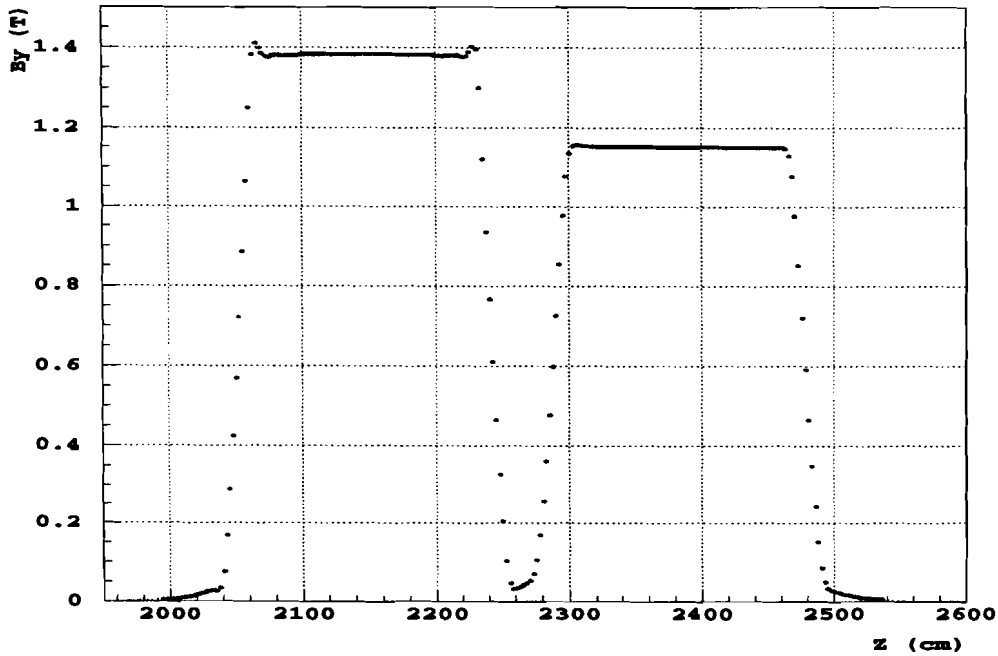


FIG. 2.7: Valeur du champ B_y en fonction de Z lors de la cartographie.

Le tableau 2.3 résume les caractéristiques des deux dipôles : position, demi-largeur, demi-hauteur et champ magnétique ($B=B_y$) lors de la prise de données. Les valeurs de positions mentionnées décrivent les centres de deux dipôles.

	z [cm]	Demi-largeur [cm]	Demi-hauteur [cm]	B [T]
ANA1	2147.212	± 30.48	± 12.70	1.34
ANA2	2383.423	± 30.48	± 15.24	1.12

TAB. 2.3: *Description des deux dipôles BM109 : position des centres, dimension des ouvertures et champ magnétique.*

Le contrôle du champ magnétique se fait grâce à deux sondes “Hall”, de même type que celles utilisées dans l’aimant de sélection. Une sonde est placée dans chaque dipôle. Les valeurs des sondes sont enregistrées cinq fois pour chaque spill et permettent de contrôler avec une précision relative de l’ordre de 10^{-4} les variations du champ magnétique durant la prise de données.

Comme pour l’aimant d’hypérons, les moyennes des cinq valeurs enregistrées durant le spill sont notées B_s^{ANA1} et B_s^{ANA2} , respectivement pour chaque dipôle. De plus, la valeur moyenne des champs magnétiques des deux dipôles définit le champ magnétique moyen de l’aimant :

$$B_s^{ANA} = \frac{1}{2}(B_s^{ANA1} + B_s^{ANA2}) \quad (2.2)$$

A nouveau, les valeurs moyennes des champs magnétiques pendant un run sont respectivement notées $\langle B_s^{ANA1} \rangle$, $\langle B_s^{ANA2} \rangle$ et $\langle B_s^{ANA} \rangle$.

Les variations du champ magnétique de chaque dipôle sont généralement faibles durant un run, $\leq 5 \times 10^{-4}$ T.

Comme le montre la figure 2.8, les variations du champ magnétique dans chaque dipôle sont également faibles sur l’ensemble des runs analysés ($\leq 3 \times 10^{-3}$ T). Par conséquent, le champ magnétique moyen de l’aimant (B_s^{ANA}) fluctue très peu ($\pm 1 \times 10^{-3}$ T) et ne dépend pas du mode de sélection. Sur cette même figure, aucun effet systématique sur le champ magnétique n’est observé entre la prise de données des Ξ^- et Ξ^+ et le champ magnétique a été très stable durant toute la prise de données. Pour l’analyse, le champ magnétique moyen de l’aimant est évalué à chaque spill et ainsi les faibles variations observées sont prises en compte.

2.4.2 Les chambres proportionnelles multifilaires

Les chambres supportent de très grands taux de particules. A la sortie de l’aimant d’hypérons, le taux de particules secondaires est de 14 MHz lorsque l’intensité du faisceau primaire de protons sur la cible est de 1.5×10^{11} protons/spill (condition typique lors de la prise de données). L’efficacité des chambres est élevée et reste constante pour des taux de particules secondaires compris entre 10 et 30 MHz (voir figure 2.9). La durée de la porte de coïncidence est de l’ordre de 2×18.9 ns (durée du spill) pour les chambres avant et de 5×18.9 ns pour les chambres arrière.

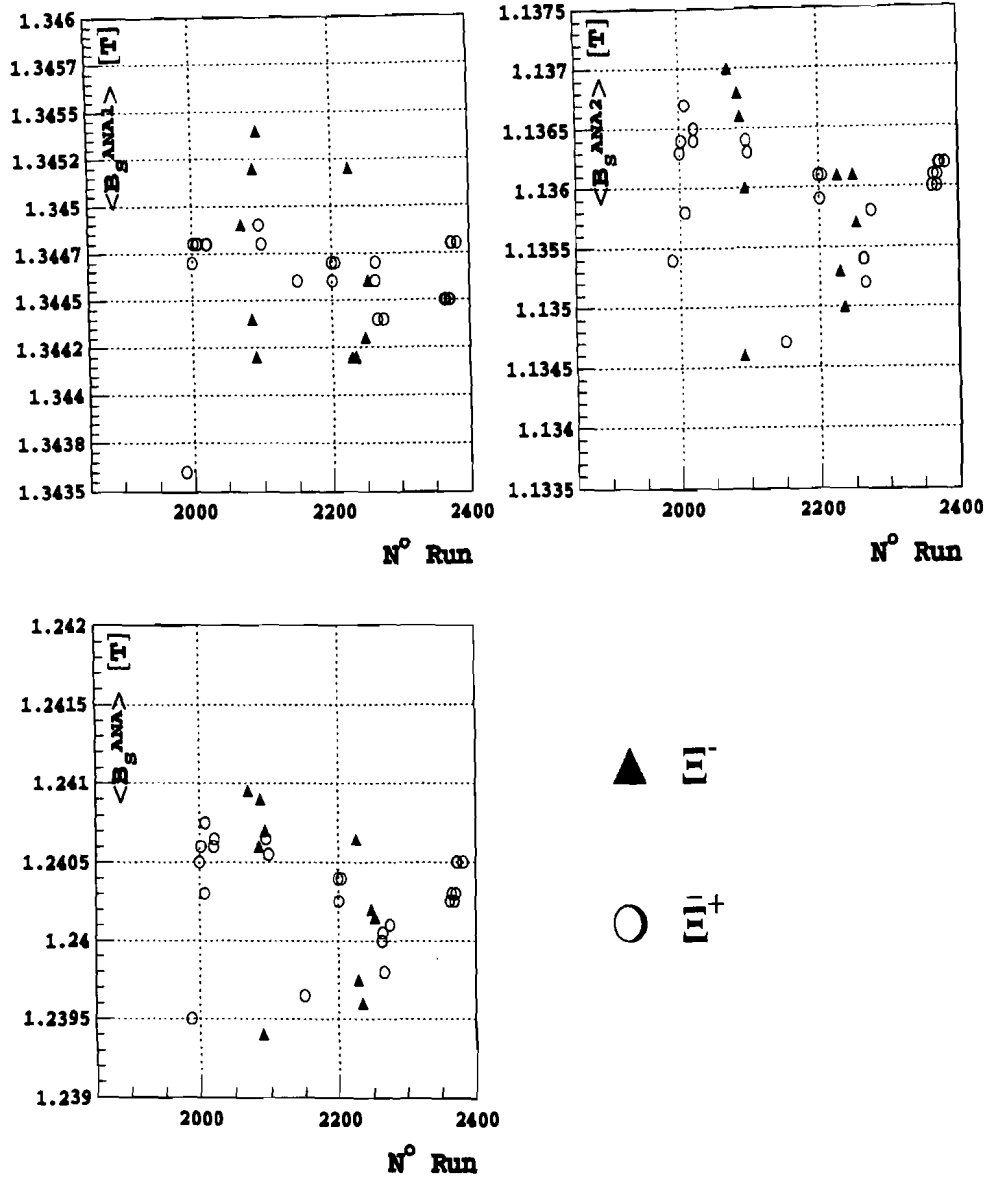


FIG. 2.8: Variations du champ magnétique dans chaque dipôle BM109 et variation du champ magnétique moyen de l'aimant d'analyse : Ξ^- (▲) et Ξ^+ (○). Les barres d'erreurs sont de l'ordre de grandeur des points.

Chacune des chambres contient quatre plans :

- Deux plans de fils verticaux, décalés l'un par rapport à l'autre d'un demi-espacement inter-fils, nommés X et X'.
- Un plan incliné à $+26.565^\circ$ relativement à la verticale (axe O_y) nommé V.
- Un plan incliné à -26.565° relativement à la vertical (axe O_y) nommé U.

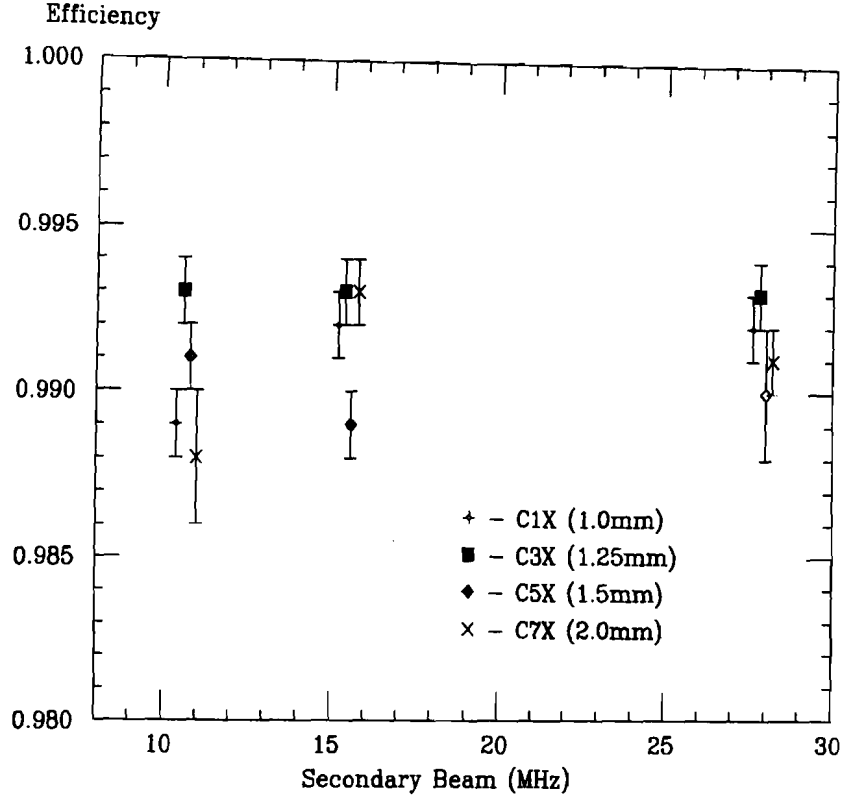


FIG. 2.9: *Efficacités de certains plans de chambre en fonction du taux de particules secondaires.*

Le passage du système de coordonnées du spectromètre d'*HyperCP* $\{O, X, Y\}$ au repère des plans inclinés $\{O, U, V\}$ se fait de la manière suivante :

Soit $\vartheta = 26.565^\circ$,

$$v = x \cos(\vartheta) + y \sin(\vartheta)$$

$$u = x \cos(\vartheta) - y \sin(\vartheta)$$

Les dimensions des plans des chambres, les nombres de leurs canaux et les coordonnées z de leurs positions par rapport à la sortie du collimateur sont donnés dans le tableau 2.4. En tout, 18752 fils sont instrumentés. Quelques fils se trouvant au bord de certains plans n'ont pas été instrumentés, car ils couvriraient une région bien au-delà de l'acceptance géométrique des particules issues de la désintégration des Ξ .

Chambre	Plan	Position z [cm]	Largeur [cm]	Hauteur [cm]	Dist. inter-fils [mm]	Nb. de canaux
C1	X	1385.41	45.7	25.4	1.01600	320
	U	1386.01	45.7	25.4	1.01600	384
	V	1386.61	45.7	25.4	1.01600	384
	X'	1387.21	45.7	25.4	1.01006	320
C2	X	1585.62	45.7	25.4	1.01600	320
	U	1586.22	45.7	25.4	1.01600	384
	V	1586.82	45.7	25.4	1.01600	384
	X'	1587.42	45.7	25.4	1.01600	320
C3	X	1784.04	55.9	30.5	1.27000	320
	U	1784.64	55.9	30.5	1.27000	384
	V	1785.24	55.9	30.5	1.27000	384
	X'	1785.84	55.9	30.5	1.27000	320
C4	X	1984.77	55.9	30.5	1.27000	320
	U	1985.37	55.9	30.5	1.27000	384
	V	1985.97	55.9	30.5	1.27000	384
	X'	1986.57	55.9	30.5	1.27000	320
C5	X	2566.19	152.4	40.6	1.50114	800
	V	2566.79	152.4	40.6	1.50114	816
	U	2567.39	152.4	40.6	1.50114	816
	X'	2567.99	152.4	40.6	1.50114	800
C6	X	2768.30	152.4	40.6	1.50114	800
	V	2768.90	152.4	40.6	1.50114	816
	U	2769.50	152.4	40.6	1.50114	816
	X'	2770.10	152.4	40.6	1.50114	800
C7	X	3069.01	203.2	55.9	2.00000	992
	V	3069.61	203.2	55.9	2.00000	1008
	U	3070.21	203.2	55.9	2.00000	1008
	X'	3070.81	203.2	55.9	2.00000	992
C8	X	3269.17	203.2	55.9	2.00000	992
	V	3269.77	203.2	55.9	2.00000	1008
	U	3270.37	203.2	55.9	2.00000	1008
	X'	3270.97	203.2	55.9	2.00000	992

TAB. 2.4: *Description des chambres.*

2.4.3 Les hodoscopes

Les hodoscopes sont formés d'un scintillateur plastique (Bicron BC-408) de 2.0 cm d'épaisseur. Ils ont une longueur de 68.0 cm et une largeur de 9.0 cm. La lumière sortant à une extrémité du scintillateur passe par un guide de lumière, avant d'être lue par un photomultiplicateur.

Les hodoscopes sont disposés verticalement, côte à côte, avec les photomultiplicateurs en bas, et se juxtaposent sur une épaisseur de 1 cm environ. Deux plans d'hodoscopes, nommés OS et SS, sont placés derrière l'aimant d'analyse. Le plan SS ("same sign"), muni de 24 hodoscopes, recouvre l'acceptance des pions et le plan OS ("opposite sign"), muni de 16 hodoscopes, recouvre l'acceptance des protons issus de la désintégration des Ξ chargés. La coordonnée z du plan SS se situe à 4110.0 cm tandis que celle du plan OS est à 4841.3 cm. Les positions des centres des hodoscopes suivant X sont mentionnées dans le tableau 2.5. Les positions des centres suivant Y sont toutes de 2.0 cm.

Hodoscope SS	Centre x [cm]	Hodoscope OS	Centre x [cm]
SS-1	30.7	OS-1	-10.3
SS-2	38.5	OS-2	-17.9
SS-3	46.3	OS-3	-26.0
SS-4	54.3	OS-4	-33.8
SS-5	62.1	OS-5	-41.5
SS-6	70.0	OS-6	-50.0
SS-7	78.2	OS-7	-57.5
SS-8	86.1	OS-8	-65.8
SS-9	94.2	OS-9	-73.9
SS-10	102.0	OS-10	-81.6
SS-11	110.1	OS-11	-89.6
SS-12	118.3	OS-12	-97.8
SS-13	126.5	OS-13	-105.7
SS-14	134.0	OS-14	-113.8
SS-15	142.3	OS-15	-121.2
SS-16	150.1	OS-16	-129.0
SS-17	158.0		
SS-18	165.8		
SS-19	174.1		
SS-20	181.9		
SS-21	189.9		
SS-22	197.5		
SS-23	206.2		
SS-24	213.8		

TAB. 2.5: *Coordonnées x des centres des hodoscopes.*

Nous avons estimé que l'efficacité par hodoscope est de l'ordre de 95 %.

2.4.4 Le calorimètre hadronique

Un calorimètre hadronique, placé derrière la chambre C8, recouvre entièrement le faisceau transmis de protons issus de la désintégration des Λ . Il est long de 236.16 cm, large de 99.0 cm, haut de 98.0 cm et son poids total est de 12667 kg. Il est divisé en huit blocs (de dimensions : *longueur* $\times$ *largeur* $\times$ *hauteur* = 59.04 cm $\times$ 49.5 cm $\times$ 48.0 cm). Les blocs sont disposés sur deux couches superposées. Les positions des centres des blocs sont spécifiées dans le tableau 2.6.

N° de bloc	Centre z [cm]	Centre x [cm]	y_{inf} [cm]	y_{sup} [cm]
1	5461.252	-79.134	-23.8	23.9
2	5461.252	-29.634	-23.8	23.9
3	5520.292	-79.134	-23.9	24.0
4	5520.292	-29.634	-23.9	24.0
5	5579.332	-79.134	-24.0	24.1
6	5579.332	-29.634	-24.0	24.1
7	5638.372	-79.134	-24.1	23.9
8	5638.372	-29.634	-24.1	23.9

TAB. 2.6: Positions des centres des blocs formant le calorimètre hadronique d'HyperCP. Les positions verticales des blocs supérieurs sont référées par l'indice *sup* et celles des blocs inférieurs par l'indice *inf*.

Chaque bloc est formé de seize couches de dimensions : *longueur* $\times$ *largeur* $\times$ *hauteur* = 3.693 cm $\times$ 49.5 cm $\times$ 49.0 cm. Chaque couche est composé de Fe (2.41 cm, 65 %), de scintillateur PS (0.50 cm, 13.5 %) et d'air (0.78 cm, 21.2 %). La longueur d'interaction du calorimètre est de 236.65 cm (soit 3.69 cm par couche).

La lumière est récoltée sur des photomultiplicateurs par l'intermédiaire de fibres optiques (Bicron BCF-92). Il y a 16 fibres par cellules, donc 256 par bloc qui sont connectées à un guide de lumière associé à un photomultiplicateur. Les signaux ADC des huit photomultiplicateurs sont séparément calibrés puis sommés.

L'efficacité du calorimètre est de l'ordre de 99.2 %, pour des hadrons dont l'énergie est supérieure à un seuil de déclenchement de 50 GeV. La résolution est approximativement de l'ordre de :

$$\frac{\sigma}{E [GeV]} \approx \frac{80\%}{\sqrt{E [GeV]}} + 2.5\% \quad (2.3)$$

Le dépôt d'énergie des muons dans le calorimètre est environ quinze fois plus faible que celui des hadrons (voir figure 2.10). Le calorimètre permet donc de séparer les muons et les hadrons.

2.5 Logique de déclenchement

La condition de déclenchement (ou "trigger", mot anglais) pour les événements qui nous intéressent requiert la détection en coïncidence d'un signal des hodoscopes OS (OS-2

à OS-9), d'un signal des hodoscopes SS (SS-2 à SS-18) et d'un dépôt d'énergie minimal de 70 GeV dans le calorimètre hadronique. Cette dernière condition réduit d'un facteur six le taux de trigger, car elle permet d'éliminer les muons (provenant essentiellement de la désintégration des pions). Le seuil du calorimètre est inférieur à l'énergie minimale des protons provenant des événements étudiés.

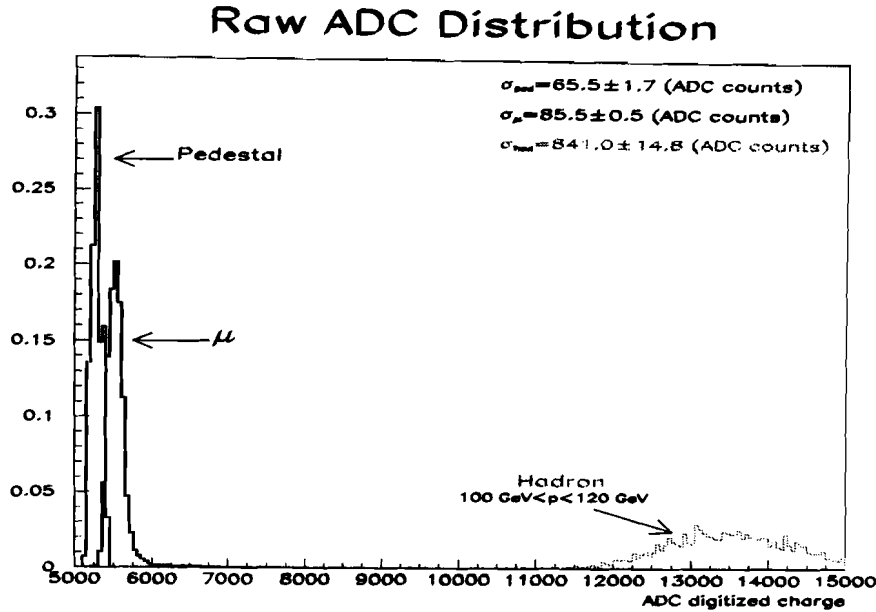


FIG. 2.10: Somme des signaux ADC provenant des huit blocs du calorimètre hadronique pour les hadrons et les muons.

La décision est rapide puisqu'elle permet de distinguer les micro-impulsions (19 ns). Elle est de plus très efficace puisque 20 % (resp. 5 %) des triggers contiennent des Λ (resp. $\bar{\Lambda}$). Le taux de trigger, pour un taux de particules secondaires chargées nominal de 14 MHz à la sortie du canal de sélection, et le taux de Ξ reconstruits sont présentés dans la table 2.7.

	Ξ^-	Ξ^+
Taux de trigger	30 kHz	25 kHz
Taux de reconstruction Ξ	1600 Hz	150 Hz

TAB. 2.7: Taux de trigger et taux de reconstruction des Ξ dans les conditions nominales de la prise de données.

Chapitre 3

Le traitement des données

3.1 La prise de données

Durant la prise de données 1997, plusieurs types d'événements ont été enregistrés simultanément. La masse totale des informations est stockée sur 11'266 bandes magnétiques et représente un volume de 38 Tbytes. Parmi ces événements, $15'126 \times 10^9$ et $25'228 \times 10^9$ proviennent de triggers correspondant respectivement à des Ξ^- et des Ξ^+ et sont susceptibles de conduire à la reconstruction des particules correspondantes.

La taille moyenne d'un événement est de 550 bytes. L'information stockée contient notamment la liste des fils touchés dans les chambres proportionnelles multifils du spectromètre et va permettre de reconstruire les trajectoires des particules chargées provenant de la désintégration des Ξ . Le temps moyen nécessaire à l'acquisition d'un événement est de 3 μ s. Le taux de trigger total est de 80 kHz et le système d'acquisition enregistre 44 Mbytes/s durant les paquets de protons.

L'information réduite d'un événement, qui permet de décrire juste une particule ou la séquence de désintégration d'une particule, est également appelée événement. Celui-ci sera spécifié par le type de particule considéré (Ξ , Ω , K , K_S^0 ,...). Plusieurs particules peuvent être présentes dans le même événement. Très souvent, pour la notation d'un type de particule, sa charge est omise : Ξ représente soit un Ξ^- soit un Ξ^+ , Ω représente soit un Ω^- soit un Ω^+ et K représente soit un K^+ soit un K^- .

Les événements étaient enregistrés sur une quarantaine de bandes magnétiques d'une capacité de 5 Gbytes chacune et fonctionnant en parallèle. Le temps nécessaire au remplissage des bandes (durée d'un run) était de 6 heures environ pour la prise de données des Ξ^- et de 8 heures pour la prise de données des Ξ^+ . Pour équilibrer le nombre d'événements de chaque espèce, un run de Ξ^- était suivi de deux runs de Ξ^+ .

Note au lecteur : Les variables principales utilisées dans ce mémoire sont définies dans l'annexe B à la page 147.

3.2 Première réduction

Lors d'une première réduction, les événements correspondant à chacune des conditions de trigger sont examinés et transcrits sous forme condensée sur de nouvelles bandes ou DST ("*Data Summary Tapes*"), si l'événement est jugé intéressant. Dans le cas des triggers Ξ qui nous intéressent, cet examen consiste dans un premier temps à utiliser l'information brute des bandes originales pour reconstruire à partir de la liste des fils touchés l'ensemble des trajectoires possibles. Pour chaque trajectoire, on détermine alors sa quantité de mouvement. Si au moins trois traces sont trouvées, on recherche des triplets de particules dont la topologie est compatible avec celle des particules chargées provenant de la désintégration d'un Ξ . L'événement sera un candidat Ξ s'il contient deux particules de signes opposés pour lesquelles la masse invariante est proche de la masse physique d'une particule Λ et si de plus cette particule Λ combinée avec une troisième particule chargée conduit à une masse invariante proche de la masse du Ξ . L'information réduite concernant cet événement est alors inscrite sur la DST, sous la forme suivante :

- le type de trigger que l'événement a satisfait
- le nombre de traces de l'événement (≥ 3)
- les fils touchés associés à toutes les traces reconstruites de l'événement
- les huit signaux ADC provenant de chaque bloc du calorimètre
- la liste des hodoscopes touchés
- les paramètres de toutes les trajectoires reconstruites dans l'événement

Cette réduction permet de diminuer d'un facteur quarante le nombre de bandes à analyser. Elle s'est déroulée au centre de calcul du Fermilab, qui disposait d'un réseau d'ordinateurs dont la puissance de calcul est de l'ordre de 10'000 MIPS (1 MIPS : un million d'instructions par seconde), ce qui a permis de réduire les données brutes au rythme de 300 bandes par semaine.

3.3 Alignement des chambres

Pour les données de 1997, nous disposons de quatre alignements de chambres différents. Tous sont basés sur deux runs (1982, polarité + et 2435, polarité -) sans champ magnétique dans l'aimant du spectromètre et effectués au début et à la fin de la période de mesure [29]. Un faible champ résiduel, dépendant de la polarité, persistait pour ces deux runs. Afin d'annuler son effet sur l'alignement, un nombre égal de traces des runs 1982 et 2435 a été considéré. Les caractéristiques des alignements sont résumées dans le tableau 3.1.

3.4 Reconstruction des trajectoires complètes

Le code de reconstruction de traces de l'expérience est basé sur l'approximation d'un pur champ dipolaire des aimants du spectromètre. Les trajectoires devant et derrière l'aimant, mesurées par les chambres, sont des droites qui se recoupent dans un plan vertical. Celui-ci a une coordonnée Z_b fixée, indépendante de la particule. En réalité, à part la déflexion horizontale, il existe une faible déflexion verticale inférieure à 1 mrad due aux autres composantes du champ magnétique. De plus, la coordonnée Z_b dépend faiblement

Alignement	Caractéristiques
A_1 : "Casey"	Les centres des chambres sont alignés
A_2 : "Old Melin"	Idem que A_1
A_3 : "Melin"	Idem que A_1 et on tourne les chambres autour des axes Y et Z pour minimiser les résiduels. Par contre, on ne tient pas compte des ces rotations lors la reconstruction des événements
A_4 : "Melin+rotation"	Analogue à A_3 , mais on tient compte des rotations des chambres lors la reconstruction des événements

TAB. 3.1: Les alignements de la prise de données de 1997 et leurs caractéristiques. Les noms entre guillemets sont utilisés dans la collaboration.

des paramètres de la trace avant et de la quantité de mouvement. Nous définissons le plan de déflexion comme le plan vertical qui contient le point d'intersection entre les traces avant et arrière (voir figure 3.1).

L'algorithme de reconstruction procède en quatre étapes :

1. Trouver les points de passage des particules dans chaque chambre.
2. Rechercher des segments de droites devant l'aimant du spectromètre (chambres $C1$ à $C4$) et derrière (chambres $C5$ à $C8$).
3. La trajectoire complète d'une particule s'obtient en associant un segment avant et arrière lorsqu'ils se coupent dans le plan de déflexion et lorsque la différence de pente dans le plan vertical entre ces deux segments est inférieure à 1 mrad.
4. Les fils touchés, associés à la trajectoire complète, sont utilisés pour effectuer un ajustement des paramètres de la trajectoire avant et arrière par la méthode des moindres carrés, en imposant un point fixe dans le plan de déflexion situé à $Z = Z_b$.

La trajectoire complète de la particule est alors décrite par six variables :

- s_{x1} : la pente de la trajectoire avant, dans le plan X-Z.
- s_{y1} : la pente de la trajectoire avant, dans le plan Y-Z.
- s_{x2} : la pente de la trajectoire arrière, dans le plan X-Z.
- s_{y2} : la pente de la trajectoire arrière, dans le plan Y-Z.
- X_b, Y_b : les coordonnées respectives X et Y dans le référentiel $\mathcal{R}_s$, du point d'intersection entre les trajectoires avant et arrière dans le plan de déflexion.

Les pentes de la trajectoire, définies dans les plans X-Z et Y-Z, permettent de définir le vecteur directeur unité. Le vecteur directeur unité de la trajectoire avant est noté $\vec{u}$ et le vecteur directeur unité de la trajectoire arrière est noté $\vec{d}$.

3.5 Mesure de la quantité de mouvement d'une particule

Les projections des traces avant et arrière d'une trajectoire dans le plan X-Z permettent de mesurer l'angle de déflexion horizontal $\Delta\Theta_x$ de la particule chargée (voir figure 3.1).

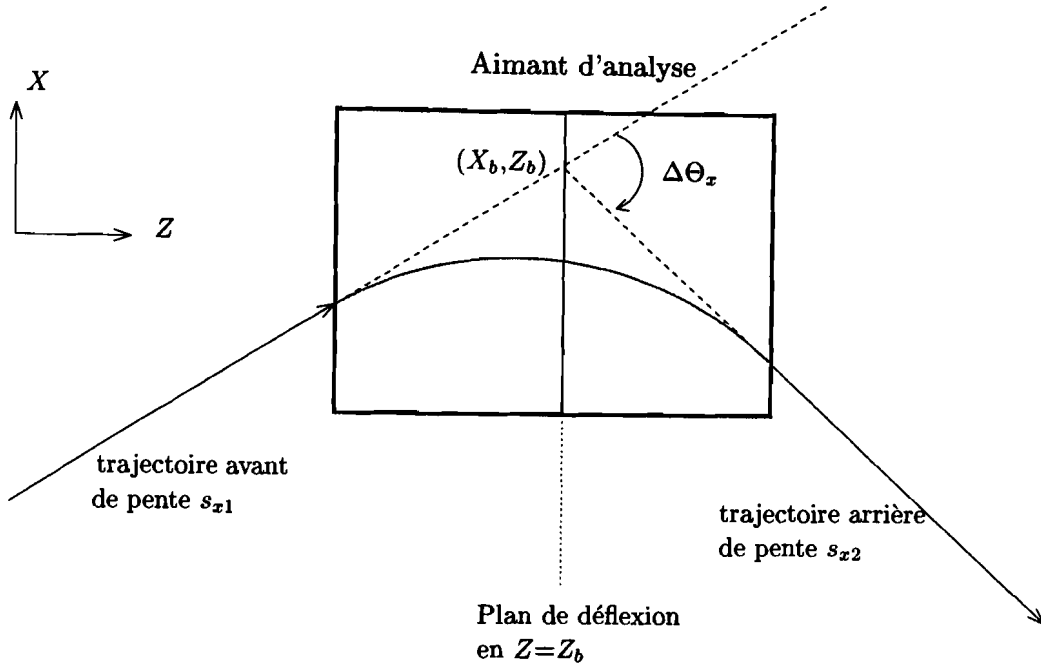


FIG. 3.1: Schéma descriptif de la déflexion d'une particule chargée dans le plan horizontal (X-Z) et définition du plan vertical de déflexion situé en $Z=Z_b$.

$$\Delta\theta_x = s_{x2} - s_{x1} \quad (3.1)$$

Rappelons que le champ magnétique de l'aimant d'analyse est perpendiculaire au plan X-Z et que son pouvoir de déflexion vaut :

$$\int Bdl \approx 4.77 \text{ Tm} \quad (3.2)$$

L'angle de déflexion $\Delta\theta_x$ permet de déterminer la composante transverse $P_\perp$ de la quantité de mouvement dans le plan X-Z :

$$P_\perp = \frac{0.3 \int Bdl}{|\Delta\theta_x|} \text{ GeV/c} \quad (3.3)$$

où $\int Bdl$ est en Tm et $\Delta\theta_x$ en mrad. La connaissance des pentes de la trace avant permet alors de déduire toutes les composantes de la quantité de mouvement, notées P^x , P^y et P^z :

$$P^z = \sqrt{\frac{P_\perp^2}{1 + s_{x1}^2}} \quad (3.4)$$

$$P^x = P^z s_{x1} \quad (3.5)$$

$$P^y = P^z s_{y1} \quad (3.6)$$

La norme de la quantité de mouvement de la particule en découle naturellement :

$$P = \sqrt{(P^x)^2 + (P^y)^2 + (P^z)^2} \quad (3.7)$$

Le vecteur de quantité de mouvement est relié au vecteur directeur unité de la trace avant selon :

$$\vec{P} = P \vec{u} \quad (3.8)$$

3.6 Reconstruction des hypérons Λ et Ξ

La topologie de la séquence de désintégration dominante d'une particule Ξ^- est représentée schématiquement dans la figure 3.2. Le spectromètre permet de reconstruire les deux mésons π , de même charge que le Ξ transmis par l'aimant de sélection, et le proton de charge opposée. Le point de désintégration du Λ se situe au point d'intersection des traces des deux particules chargées de signes opposés et dont la masse invariante reconstruite est proche de celle du Λ . Le point de désintégration du Ξ^- se trouve en amont à l'intersection de la direction reconstruite de la particule Λ et de la troisième particule chargée.

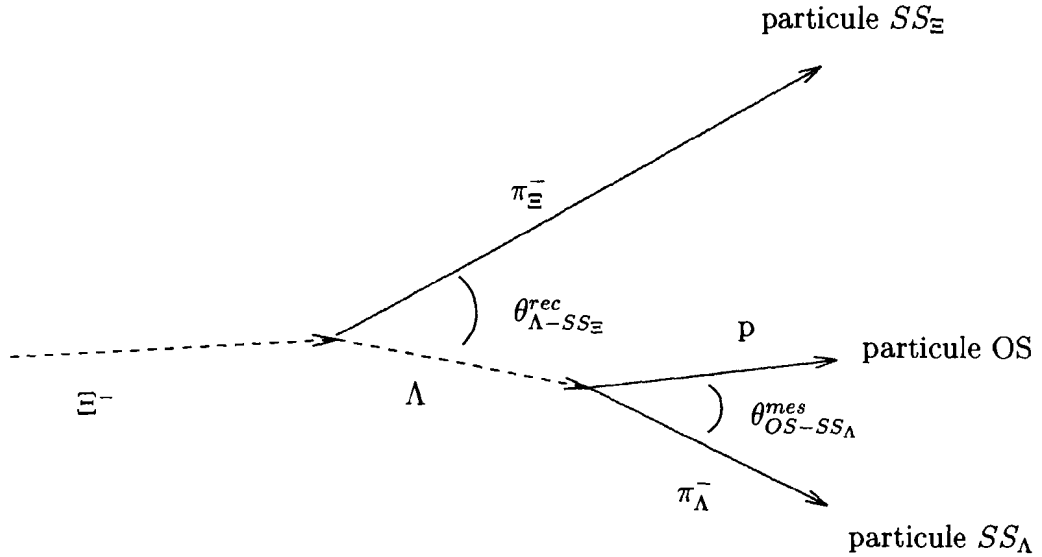


FIG. 3.2: Schéma de la désintégration du Ξ^- dans le mode dominant.

3.6.1 Recherche des Λ

Le signe de l'angle de déflexion nous indique le signe de la charge électrique de la particule. Selon nos conventions, un angle de déflexion positif indique une particule SS , de même charge que les particules du faisceau secondaire. Pour trouver un Λ , nous cherchons une particule SS , notée par commodité SS_Λ , et une particule OS .

Pour cela, nous considérons tous les couples de particules chargées de signes opposés. Nous faisons l'hypothèse que la particule OS , de quantité de mouvement P_{OS} , est un proton et que la particule SS_Λ , de quantité de mouvement P_{SS_Λ} , est un pion. Sous cette hypothèse, nous pouvons calculer leur énergie :

$$E_{OS} = \sqrt{m_p^2 + P_{OS}^2} \quad (3.9)$$

$$E_{SS_\Lambda} = \sqrt{m_\pi^2 + P_{SS_\Lambda}^2} \quad (3.10)$$

où m_p et m_π sont les valeurs des masses du proton et du π chargé [22] .

Nous définissons l'angle d'ouverture $\theta_{OS-SS_\Lambda}^{mes}$, entre les deux traces avant des particules OS et SS_Λ , mesuré par le spectromètre :

$$\cos(\theta_{OS-SS_\Lambda}^{mes}) = \vec{u}_{OS} \cdot \vec{u}_{SS_\Lambda} \quad (3.11)$$

où $\vec{u}_{OS}$ est le vecteur directeur unité de la trace OS et $\vec{u}_{SS_\Lambda}$ est le vecteur directeur unité de la trace SS_Λ . Cet angle d'ouverture $\theta_{OS-SS_\Lambda}^{mes}$ permet d'estimer la masse invariante des particules OS et SS_Λ :

$$M_{OS-SS_\Lambda} = \sqrt{m_p^2 + m_\pi^2 + 2 (E_{OS} E_{SS_\Lambda} - P_{OS} P_{SS_\Lambda} \cos(\theta_{OS-SS_\Lambda}^{mes}))} \quad (3.12)$$

Si la masse effective M_{OS-SS_Λ} est proche de la valeur de la masse nominale du Λ ($M_\Lambda^{PDB} = 1.1157 \text{ GeV}/c^2$) ¹, nous estimons que le couple de particules $OS-SS_\Lambda$ est un candidat (cf. équation 3.13).

$$|M_{OS-SS_\Lambda} - M_\Lambda^{PDB}| < 50 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.13)$$

Nous pouvons alors déterminer la trajectoire avant, la quantité de mouvement et le point de désintégration de ce candidat Λ , à partir des vecteurs de quantité de mouvement des particules OS et SS_Λ considérées.

$$\vec{P}_\Lambda = \vec{P}_{OS} + \vec{P}_{SS_\Lambda} \quad (3.14)$$

$$\vec{u}_\Lambda = \frac{\vec{P}_\Lambda}{||\vec{P}_\Lambda||} \quad (3.15)$$

Le point de désintégration du Λ est défini comme le point médian au segment de longueur minimale qui joint les deux traces avant des particules OS et SS_Λ .

L'énergie de ce candidat Λ est calculée selon :

$$E_\Lambda = E_{OS} + E_{SS_\Lambda} \quad (3.16)$$

3.6.2 Recherche des Ξ

Pour chaque candidat Λ , nous considérons toutes les particules SS , notées SS_Ξ , différentes de la particule SS_Λ associée au π du candidat Λ considéré.

Nous faisons l'hypothèse que la particule SS_Ξ est un pion. Comme pour la reconstruction du Λ , nous calculons la masse invariante des particules SS_Ξ et Λ . Pour cela,

¹La valeur nominale de la masse du Λ ou du Ξ est la valeur tabulée dans le "Review of Particle Physics" [22], d'où l'indexation *PDB*. Si l'indexation *PDB* n'existe pas, il s'agit alors de la masse effective du Λ ou du Ξ .

nous devons considérer l'angle d'ouverture *reconstruit* $\theta_{\Lambda-SS_{\Xi}}^{mes}$, entre la trace avant de la particule SS_{Ξ} et la trace avant *reconstruite* du candidat Λ .

$$\cos(\theta_{\Lambda-SS_{\Xi}}^{mes}) = \vec{u}_{\Lambda} \cdot \vec{u}_{SS_{\Xi}} \quad (3.17)$$

où $\vec{u}_{\Lambda}$ et $\vec{u}_{SS_{\Xi}}$ sont les vecteurs directeur unité du Λ et de la particule SS_{Ξ} respectivement.

La masse effective du système SS_{Ξ} - Λ vaut alors :

$$M_{\Lambda-SS_{\Xi}} = \sqrt{M_{\Lambda}^2 + m_{\pi}^2 + 2 (E_{\Lambda} E_{SS_{\Xi}} - P_{\Lambda} P_{SS_{\Xi}} \cos \theta_{\Lambda-SS_{\Xi}}^{mes})} \quad (3.18)$$

Si la masse effective est suffisamment proche de la valeur de la masse nominale du Ξ (voir équation 3.19), alors l'ensemble des traces représente un candidat Ξ .

$$|M_{\Lambda-SS_{\Xi}} - M_{\Xi}^{PDB}| < 50 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.19)$$

Nous déterminons alors la trajectoire avant, la quantité de mouvement et le point de désintégration de la particule Ξ , à partir des vecteurs de quantité de mouvement du candidat Λ et de la particules SS_{Ξ} .

$$\vec{P}_{\Xi} = \vec{P}_{\Lambda} + \vec{P}_{SS_{\Xi}} \quad (3.20)$$

$$\vec{u}_{\Xi} = \frac{\vec{P}_{\Xi}}{||\vec{P}_{\Xi}||} \quad (3.21)$$

Le point de désintégration du Ξ est défini comme le point médian au segment de longueur minimale qui joint les deux traces avants des particules Λ et SS_{Ξ} .

L'énergie de ce candidat Ξ est calculée selon :

$$E_{\Xi} = E_{\Lambda} + E_{SS_{\Xi}} \quad (3.22)$$

3.6.3 Sauvegarde des Ξ sur DST

La fraction des événements à plusieurs candidats Ξ est de l'ordre du pourcent. Afin de déterminer le meilleur candidat susceptible de décrire un Ξ , nous effectuons un ajustement, par la méthode des moindres carrés, des paramètres géométriques de toutes les traces associées au candidat Ξ , à partir des fils touchés correspondants. Cet ajustement *géométrique* impose que les traces avant et arrière de chaque trajectoire se joignent en un point, situé dans le plan de déflexion de l'aimant d'analyse. De plus, il impose que les deux traces avant OS et SS_{Λ} se joignent en un point, qui définit le point de désintégration du Λ et que les deux traces avant du Λ et de SS_{Ξ} se joignent également en un point, qui définit le point de désintégration du Ξ .

Une fois la topologie de l'événement fixée, nous recalculons les quantités de mouvement de chaque particule et les masses effectives du Λ et du Ξ reconstruits. Nous attribuons alors à chaque candidat une probabilité basée sur le produit de trois grandeurs caractérisant l'événement reconstruit :

- La masse effective du Λ candidat : $M_{OS-SS_{\Lambda}}$.

- La masse effective du Ξ candidat : $M_{\Lambda-SS_{\Xi}}$.
- La valeur du χ^2 de l'ajustement des moindres carrés.

Le candidat ayant le maximum de probabilité est gardé et les autres sont définitivement rejetés de notre analyse.

À ce stade de la sélection, nous effectuons à nouveau un ajustement des paramètres géométriques de toutes les traces associées au candidat restant Ξ , à partir des fils touchés associés à ces traces. Mais cette fois-ci, aucune contrainte n'est requise sur les points de désintégrations du Λ et du Ξ . Cependant, on impose à nouveau que les traces avant et arrière d'une particule se joignent dans le plan de déflexion de l'aimant d'analyse. Nous sauvons alors les paramètres des traces et les fils touchés correspondants sur des bandes DST ("Stream 5").

Pour des raisons de commodité, nous adoptons une notation simplifiée pour décrire la désintégration séquentielle du candidat Ξ . Les notations OS , SS_{Λ} et SS_{Ξ} sont remplacées par p , π_{Λ} et π_{Ξ} respectivement. La masse effective du Λ est notée M_{Λ} et la masse effective du Ξ est notée M_{Ξ} . Nous devons cependant prendre garde à cette notation. Elle décrit pour l'instant un *candidat* Ξ .

Sur tous les triggers Ξ , il n'y a qu'une fraction de 10 % de candidats Ξ^{-} et 1 % de candidats Ξ^{+} . Parmi ces événements candidats, il reste des événements contenant plusieurs particules produites simultanément, des événements contenant des particules supplémentaires provenant de paquets primaires voisins, des événements contenant le produit d'interaction de particules avec le collimateur ou le spectromètre et encore des événements contenant d'autres particules, telles les Ω ou les kaons chargés.

La section efficace de production des particules étant différente de celle des antiparticules, la fraction des Ξ sur les autres événements diffère pour les Ξ^{-} et les Ξ^{+} . Il en résulte des différences de bruit de fond entre les Ξ^{-} et les Ξ^{+} , comme nous pouvons le voir sur leurs spectres de masse (voir figure 3.3).

D'autres critères de sélection vont nous permettre d'épurer l'échantillon des candidats Ξ et d'égaliser les bruits de fond entre les Ξ^{-} et Ξ^{+} (voir section 5.2).

3.7 Reconstruction des Ξ à la cible

Une fois l'événement reconstruit, la direction du Ξ (définie par s_{xc} et s_{yc} dans les plans $X - Z$ et $Y - Z$ respectivement), son origine au collimateur (X_c, Y_c) et sa quantité de mouvement (P_{Ξ}) permettent d'extrapoler la trajectoire jusqu'à la cible.

L'angle de déflexion θ_d , dans l'aimant de sélection, de la particule de quantité de mouvement P_{Ξ} vaut :

$$\theta_d = \frac{0.3 B^{hyp} L^{hyp}}{P_{\Xi}} \quad (3.23)$$

P_0 est la quantité de mouvement d'une particule qui suit l'orbite centrale. Nous définissons alors la quantité sans dimension :

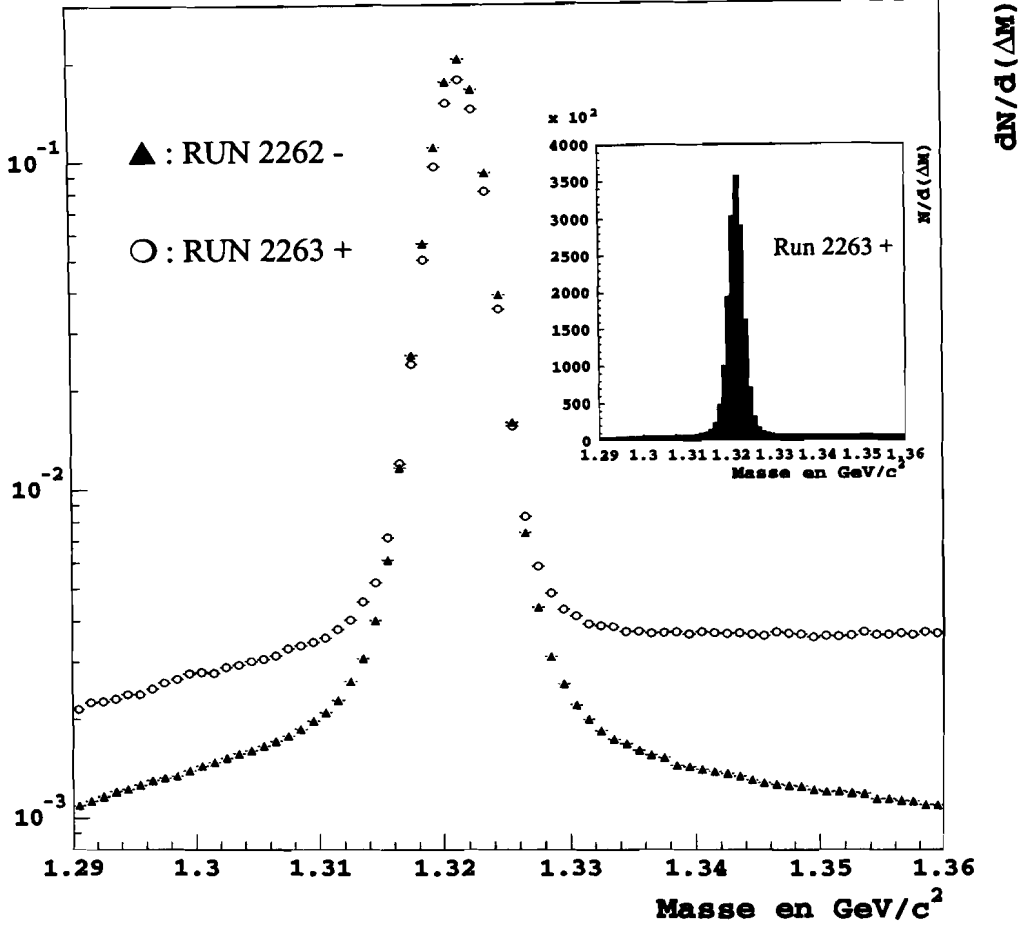


FIG. 3.3: Spectres de masse des candidats Ξ^- et Ξ^+ sauvés sur la DST "Stream 5". Les spectres de masse ont été normalisés à leur nombre respectif d'événements et sont définis dans l'intervalle $1.29 \text{ GeV}/c^2 < M_{\Xi} < 1.36 \text{ GeV}/c^2$, qui est subdivisé en 70 canaux.

$$\delta P = \frac{P_{\Xi} - P_0}{P_0} \quad (3.24)$$

Dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$ attaché à la cible, nous déterminons les pentes de production du Ξ , s_{xt}^* et s_{yt}^* , et les coordonnées du point de production, X_t^* et Y_t^* :

$$s_{xt}^* = s_{xc} \quad (3.25)$$

$$X_t^* = X_c - s_{xc} (L^{hyp} + D_{th}) \quad (3.26)$$

$$s_{yt}^* = s_{yc} + \delta P \theta_d \quad (3.27)$$

$$Y_t^* = Y_c - \delta P \theta_d \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) - s_{yc} (L^{hyp} + D_{th}) \quad (3.28)$$

A la fin de la prise de données de 1997, nous nous sommes aperçus que l'aimant d'hypérons est tourné, autour du centre du collimateur de sortie (F), d'un angle de 0.625

mrad dans le plan vertical ($Y - Z$) par rapport à la disposition du plan de conception original. Le centre du collimateur d'entrée est plus bas que prévu. Il s'ensuit que l'alignement cible-collimateur est légèrement décentré et par conséquent la pente à la cible s_{yt}^* doit être corrigée :

$$s_{yt}^* = s_{yc} + \delta P \theta_d - 0.625 \text{ mrad} \quad (3.29)$$

Les distributions de X_t^* et Y_t^* pour le run 2265 (Ξ^-) sont montrées à la figure 3.4 (en haut). Les Ξ^+ donnent des distributions analogues. Le centre de gravité de ces distributions peut varier de quelques centaines de microns, suivant la position moyenne du point d'impact du faisceau primaire de protons sur la cible. La largeur à mi-hauteur pour la distribution X_t^* est de 1.74 mm et de 2.30 mm pour Y_t^* . Contrairement à la résolution sur X_t^* , qui est purement géométrique, la résolution sur Y_t^* dépend aussi de la résolution sur la quantité de mouvement P_Ξ .

En bas de la figure 3.4, nous avons représenté les distributions des angles à la cible s_{xt}^* et s_{yt}^* , pour des runs de polarité opposée. Les distributions diffèrent dans le plan vertical seulement, à cause de la différence de production entre les Ξ^- et les Ξ^+ .

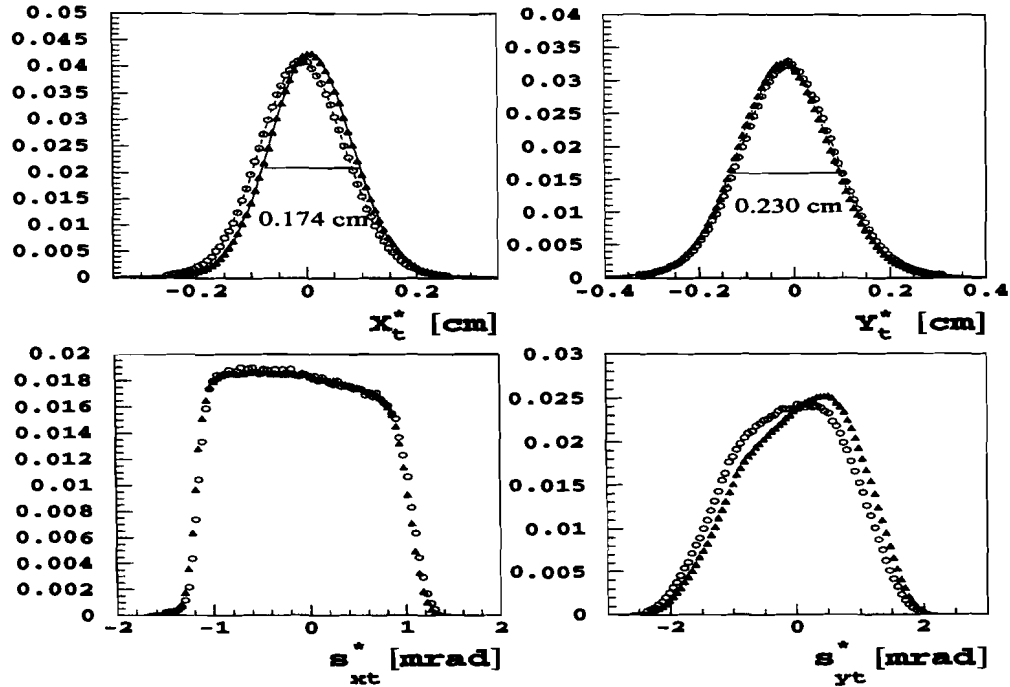


FIG. 3.4: Distributions des origines et des angles à la cible pour les runs 2265 Ξ^- ($\blacktriangle$) et 2263 Ξ^+ ($\circ$).

La légère pente de la distribution s_{xt}^* provient de la perte d'acceptance dû au décentrage de 5 mm, suivant l'axe X^* , entre la cible et l'axe du canal de l'aimant d'hypérons. C'est peut-être pour cette raison qu'on observe une largeur à mi-hauteur pour la distribution

X_t^* légèrement inférieure à la demi-largeur de la cible.

La figure 3.5 montre que le déplacement du faisceau durant un run monitoré par les chambres SWIC et la corrélation avec la reconstruction à la cible à partir du spectromètre. La reconstruction de la coordonnée verticale du point de production est donc très précise à chaque instant de la prise de données.

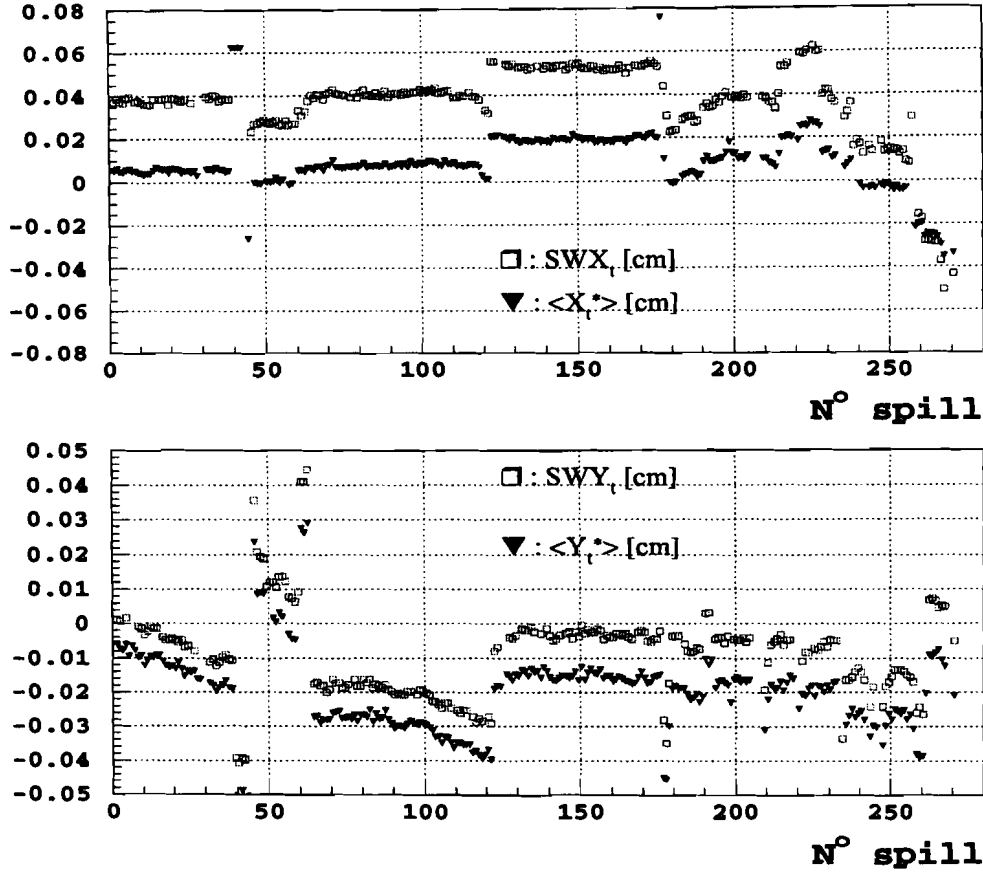


FIG. 3.5: Corrélations entre les coordonnées du point de production reconstruit et les coordonnées du point d'impact du faisceau primaire sur la cible, pour le run 2265 Ξ^- .

3.8 Calcul de $\cos \theta_p$ et le référentiel d'hélicité du Λ

Nous allons définir le référentiel d'hélicité du Λ , qui est un référentiel de repos du Λ avec une orientation préférentielle de son axe longitudinal Z_Λ^* . Nous considérons le référentiel de repos du Ξ , où l'axe Z_Ξ^* est parallèle à la direction du Ξ dans le référentiel du spectromètre (voir figure 3.6). Le système d'axes de ce référentiel forme un trièdre droit et l'orientation des axes X_Ξ^* et Y_Ξ^* peut être quelconque. Dans le référentiel de repos du Ξ , la direction d'émission du Λ définit l'axe Z_Λ^* du référentiel d'hélicité du Λ . Notons que le vecteur de polarisation $\vec{P}_\Lambda$ du Λ est antiparallèle à l'axe Z_Λ^* pour les particules Λ ($\alpha_\Xi <$

0) et parallèle à l'axe Z_Λ^* pour les antiparticules $\bar{\Lambda}$ ($\alpha_{\Xi} > 0$). De plus, l'orientation de ce référentiel d'hélicité change à chaque événement, puisqu'elle dépend de l'angle d'émission du Λ par rapport au Ξ dans le référentiel de repos du Ξ .

Les angles polaires d'émission du Λ et du proton, dans le référentiel de repos du Ξ et celui d'hélicité du Λ , sont noté respectivement θ_Λ et θ_p . Rappelons qu'une différence entre la pente de la distribution de $\cos \theta_p$ et celle de $\cos \theta_\Lambda$ indiquera une violation CP directe dans la désintégration des hypérons.

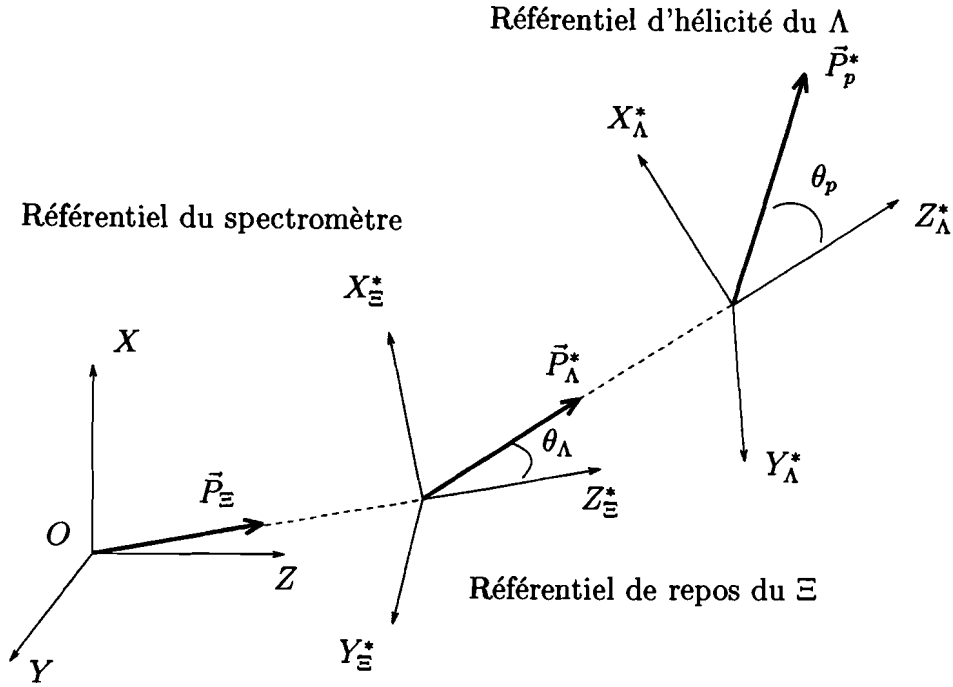


FIG. 3.6: Mesure de l'angle θ_p dans le référentiel d'hélicité du Λ .

3.9 Mesure de l'asymétrie

La méthode utilisée pour extraire l'asymétrie $\mathcal{A}$, entre deux échantillons de Ξ , est illustrée au moyen des événements des runs (2362, Ξ^-) et (2363+2365, Ξ^+).

Après un certain nombre de coupures qui seront définies à la section 5.2, les répartitions des événements sur 100 canaux en $\cos \theta_p$ sont données dans la figure 3.7 (en haut). Après normalisation sur leurs nombres d'événements respectifs, les distributions sont notées $dN_+(\cos \theta_p)$ (Ξ^+) et $dN_-(\cos \theta_p)$ (Ξ^-), et montrées dans la figure 3.7 (en bas).

Aucune correction n'a été effectuée pour tenir compte des différences dans la production des Ξ^- et des Ξ^+ . Nous ne porterons donc aucune conclusion sur le résultat de cette analyse.

Pour des Ξ non polarisés, la distribution théorique normalisée est proportionnelle à $\frac{1}{2} (1 + \alpha_\Lambda \alpha_\Xi \cos \theta_p)$ (voir équation 1.11, page 7). Compte tenu des acceptances $\epsilon_+(\cos \theta_p)$

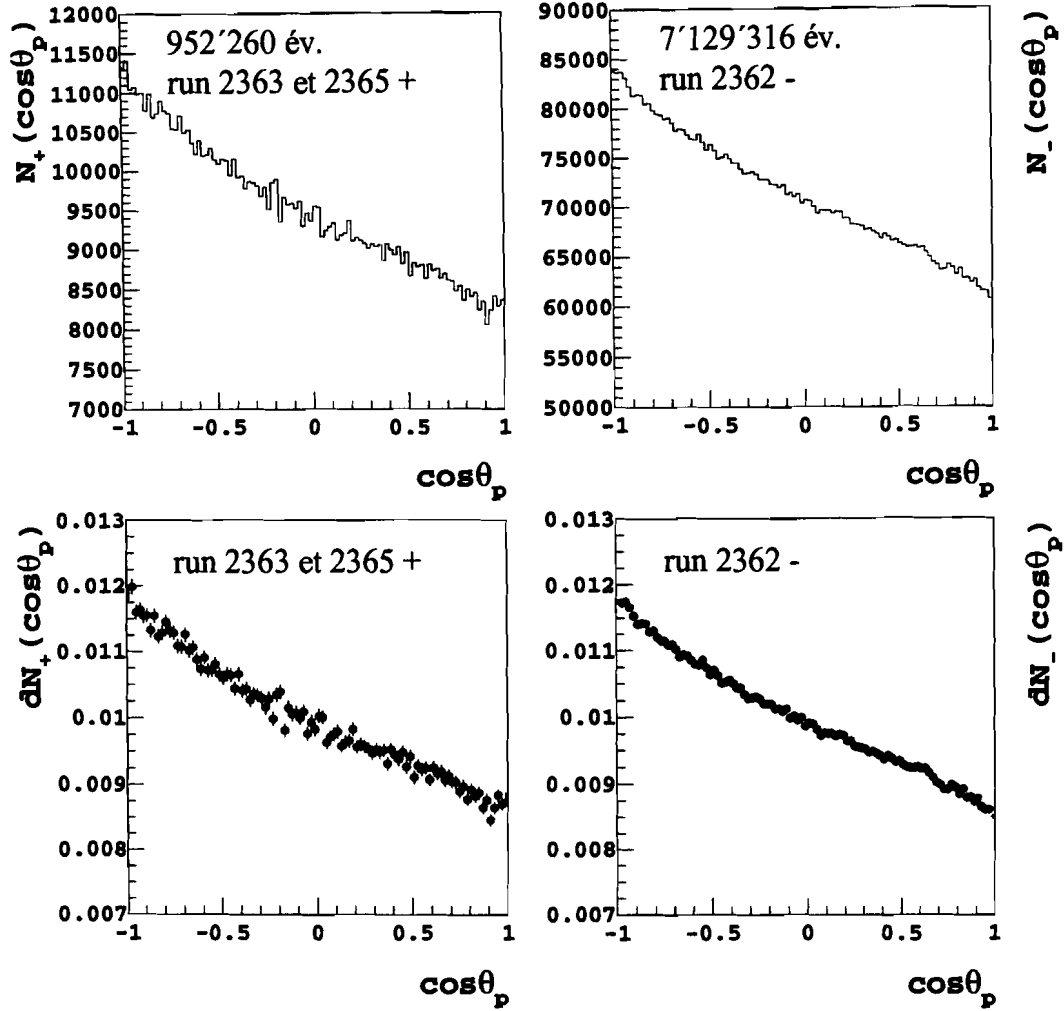


FIG. 3.7: Distributions sur 100 canaux en $\cos\theta_p$ (en haut) et distributions normalisées correspondantes (en bas), des Ξ^+ (runs 2363 et 2365) et des Ξ^- (run 2362).

et $\epsilon_-(\cos\theta_p)$, associées à la détection des Ξ^+ et Ξ^- respectivement, nous avons :

$$dN_+(\cos\theta_p) = \epsilon_+(\cos\theta_p) \frac{1}{2} (1 + \overbrace{\alpha_{\Lambda} \alpha_{\Xi}}^{\alpha_{\bar{p}}} \cos\theta_p) \quad (3.30)$$

$$dN_-(\cos\theta_p) = \epsilon_-(\cos\theta_p) \frac{1}{2} (1 + \underbrace{\alpha_{\Lambda} \alpha_{\Xi}}_{\alpha_p} \cos\theta_p) \quad (3.31)$$

Les acceptances $\epsilon_+(\cos\theta_p)$ et $\epsilon_-(\cos\theta_p)$ dépendent de la distribution des variables de production de l'échantillon considéré et sont donc différentes pour les Ξ^+ et les Ξ^- , puisque les sections efficaces de production diffèrent. Nous définissons $R(\cos\theta_p)$, le rapport des distributions normalisées :

$$R(\cos \theta_p) = \frac{dN_+(\cos \theta_p)}{dN_-(\cos \theta_p)} \quad (3.32)$$

La figure 3.8 montre $R(\cos \theta_p)$ obtenu à partir des distributions normalisées $dN_+(\cos \theta_p)$ et $dN_-(\cos \theta_p)$ de la figure 3.7.

Soit $\Delta\alpha$, la différence du produit $\alpha_\Lambda\alpha_\Xi$ entre les Ξ^+ et les Ξ^- :

$$\Delta\alpha = \alpha_{\bar{p}} - \alpha_p = \alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_{\Xi^-} - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi^+} \quad (3.33)$$

Nous avons alors :

$$R(\cos \theta_p) = \frac{\overbrace{\frac{\epsilon_+(\cos \theta_p)}{\epsilon_-(\cos \theta_p)}}^{\rho_\epsilon(\cos \theta_p)}}{1 + \alpha_{\bar{p}} \cos \theta_p} \frac{1 + \alpha_{\bar{p}} \cos \theta_p}{1 + (\alpha_{\bar{p}} - \Delta\alpha) \cos \theta_p} = \rho_\epsilon(\cos \theta_p) \frac{1 + \alpha_{\bar{p}} \cos \theta_p}{1 + (\alpha_{\bar{p}} - \Delta\alpha) \cos \theta_p} \quad (3.34)$$

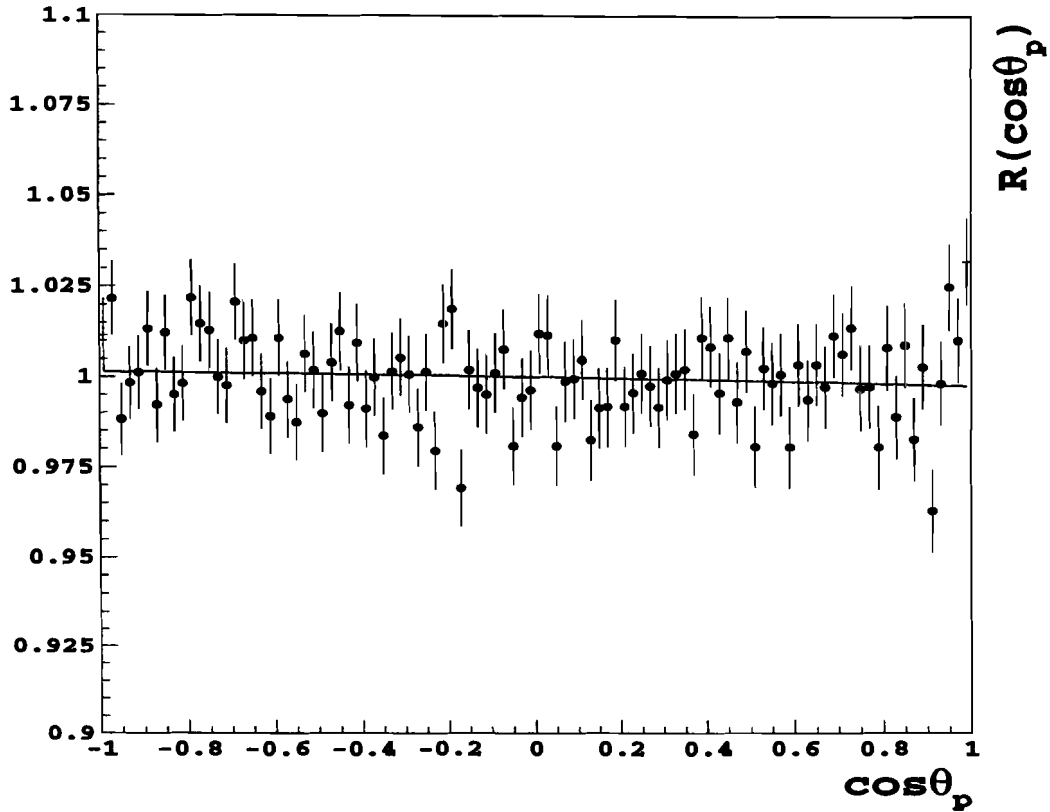


FIG. 3.8: Distributions sur 100 canaux de $R(\cos \theta_p)$ obtenues sur les Ξ^- (run 2362) et les Ξ^+ (runs 2363 et 2365). La fonction $\mathcal{F}(\cos \theta_p)$, après ajustement de ses deux paramètres par la méthode des moindres carrés, est illustrée en trait plein.

Les fonctions d'acceptance $\epsilon_{\pm}(\cos\theta_p)$, ainsi que leur rapport $\rho_{\epsilon}(\cos\theta_p)$, ne sont pas connues. Nous avons cependant mis au point une méthode qui permet de corriger les effets dûs aux différences de production (voir section 6, page 107). Ainsi, nous travaillerons toujours sous l'hypothèse que $\rho_{\epsilon}(\cos\theta_p) \simeq 1$ et déterminerons $\Delta\alpha$ avec cette approximation. Le modèle que nous utilisons est décrit par la fonction $\mathcal{F}(\cos\theta_p)$, qui doit être ajustée sur $R(\cos\theta_p)$ par choix des paramètres ρ_{ϵ}^0 et $\Delta\alpha$:

$$\mathcal{F}(\cos\theta_p) = \rho_{\epsilon}^0 \frac{1 + \alpha_p^{PDB} \cos\theta_p}{1 + (\alpha_p^{PDB} - \Delta\alpha) \cos\theta_p} \quad (3.35)$$

Le paramètre ρ_{ϵ}^0 représente le rapport ϵ_+/ϵ_- des fonctions d'acceptance en $\cos\theta_p = 0$. La précision expérimentale à laquelle α_p^{PDB} (valeur nominale de $\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}$, d'où l'indexe *PDB*) est déterminée à ce jour vaut $\delta\alpha_p^{PDB} = 0.01077$.

$$\rho_{\epsilon}^0 = \frac{\epsilon_+(\cos\theta_p = 0)}{\epsilon_-(\cos\theta_p = 0)} \quad (3.36)$$

$$\alpha_p^{PDB} = \alpha_{\Lambda}^{PDB} \alpha_{\Xi}^{PDB} = -0.29275 \pm 0.01077 \quad [22] \quad (3.37)$$

Si les fonctions d'acceptance ϵ_+ et ϵ_- sont égales, alors $\rho_{\epsilon}^0 = 1$. Par contre, si $\rho_{\epsilon}^0 \neq 1$, il existe des différences d'acceptance entre les deux échantillons étudiés et l'hypothèse de travail ($\rho_{\epsilon}(\cos\theta_p) \simeq 1$) n'est plus valable.

Des études MC ont montré qu'il n'est pas possible d'évaluer séparément α_p et $\alpha_{\bar{p}}$ par cette méthode (la méthode des moindres carrés ne converge pas vers des valeurs proches de α_p^{PDB}). Nous n'avons pas de mesure absolue de $\alpha_{\bar{p}}$ et α_p ; par contre ces études ont montré qu'il est possible d'évaluer leur différence $\Delta\alpha$ très précisément. Pour cette raison, dans la fonction $\mathcal{F}(\cos\theta_p)$, nous imposons que $\alpha_{\bar{p}}$ soit égale à la valeur de α_p^{PDB} . Cette contrainte entraîne des erreurs sur la détermination de $\Delta\alpha$, dues à l'erreur sur α_p^{PDB} . Nous avons évalué ces erreurs en faisant varier, dans la fonction $\mathcal{F}(\cos\theta_p)$, $\alpha_{\bar{p}}$ dans l'intervalle $[\alpha_p^{PDB} - \delta\alpha_p^{PDB}, \alpha_p^{PDB} + \delta\alpha_p^{PDB}] = [-0.30352, -0.28198]$. Nous résumons les résultats de cette étude dans le tableau 3.2.

$\alpha_{\bar{p}}$	$\Delta\alpha [10^{-3}]$	ρ_{ϵ}^0	$\chi^2/(\text{degré de liberté})$
-0.30352	-1.87 ± 1.80	1.000 ± 0.001	1.2
-0.29275	-1.91 ± 1.80	1.000 ± 0.001	1.2
-0.28198	-1.95 ± 1.80	1.000 ± 0.001	1.2

TAB. 3.2: Variations des paramètres $\Delta\alpha$ et ρ_{ϵ}^0 dues aux erreurs sur la valeur nominale de α_p^{PDB} .

L'erreur $\delta\alpha_p^{PDB}$ entraîne des erreurs sur $\Delta\alpha$ qui sont de l'ordre de $\pm 0.04 \times 10^{-3}$, donc négligeables à l'ordre étudié.

La mesure de l'asymétrie est liée à $\Delta\alpha$ par la relation :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = -\frac{\Delta\alpha}{2 \alpha_p^{PDB}} \quad (3.38)$$

$$\delta \mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = \mathcal{A}_{\Xi\Lambda} \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta\alpha}{\Delta\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha_p^{PDB}}{\alpha_p^{PDB}}\right)^2} \quad (3.39)$$

Comme $\alpha_{\Xi\Lambda}$ est négatif, $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ et $\Delta\alpha$ ont le même signe.
 Dans l'exemple étudié, nous avons finalement :

$$\Delta\alpha = (-1.91 \pm \overbrace{1.80}^{\text{stat.}} \pm \overbrace{0.04}^{\text{dû à } \delta\alpha_p^{PDB}}) \times 10^{-3} \quad (3.40)$$

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-3.26 \pm 3.14) \times 10^{-3} \quad (3.41)$$

L'erreur due à $\delta\alpha_p^{PDB}$ étant toujours beaucoup plus faible que l'erreur statistique, elle sera négligée par la suite.

Chapitre 4

Calibration des aimants

Nous allons exposer la méthode de calibration des deux aimants de l'appareillage (l'aimant d'hypérons et l'aimant d'analyse) pour chaque run. La calibration de l'aimant d'hypérons dépend de celle du spectromètre ; elle est donc effectuée après cette dernière. Les événements Ξ utilisés pour calibrer les deux aimants résultent d'une sélection qui sera décrite dans la section 5.2.

4.1 Calibration en énergie de l'aimant du spectromètre

Le coefficient de calibration sans dimension c_β du spectromètre est une correction linéaire de premier ordre sur la quantité de mouvement des particules qui permet, à chaque run, de ramener la masse effective moyenne des Ξ reconstruits à sa valeur nominale. B_s^{ANA1} et B_s^{ANA2} sont les valeurs mesurées durant chaque spill du champ d'induction et L_{eff} la longueur effective du champ de chaque dipôle constituant l'aimant d'analyse.

$$\int B dl = c_\beta \times L_{eff} \times (B_s^{ANA1} + B_s^{ANA2}) [Tm] \quad (4.1)$$

La figure 4.1 montre la variation du barycentre du spectre de masse avec c_β . Il suffit environ de 100000 événements pour déterminer par régression linéaire une valeur précise de c_β qui ramène la masse effective moyenne à la valeur nominale. Cette calibration est faite avec l'alignement A_2 (voir table 3.1, page 29)¹.

Les valeurs de c_β pour tous les runs analysés sont données dans l'annexe A et sont représentées en fonction du numéro de run sur la figure 4.2. Les erreurs sur c_β sont de l'ordre de la dimension des points sur le graphique. La dispersion des valeurs c_β est donc bien supérieure aux erreurs et elle est à ce jour inconnue. Par exemple, le run 2090 (Ξ^-) possède une constante de calibration anormale. Un examen attentif de ce run n'a pas permis de déterminer la cause de cet écart. On constate de plus une dérive au cours du temps bien que l'on ait tenu compte des variations du champ magnétique. C'est la première indication d'une dérive temporelle des propriétés du spectromètre.

¹La constante de calibration d'un run dépend de l'alignement utilisé.

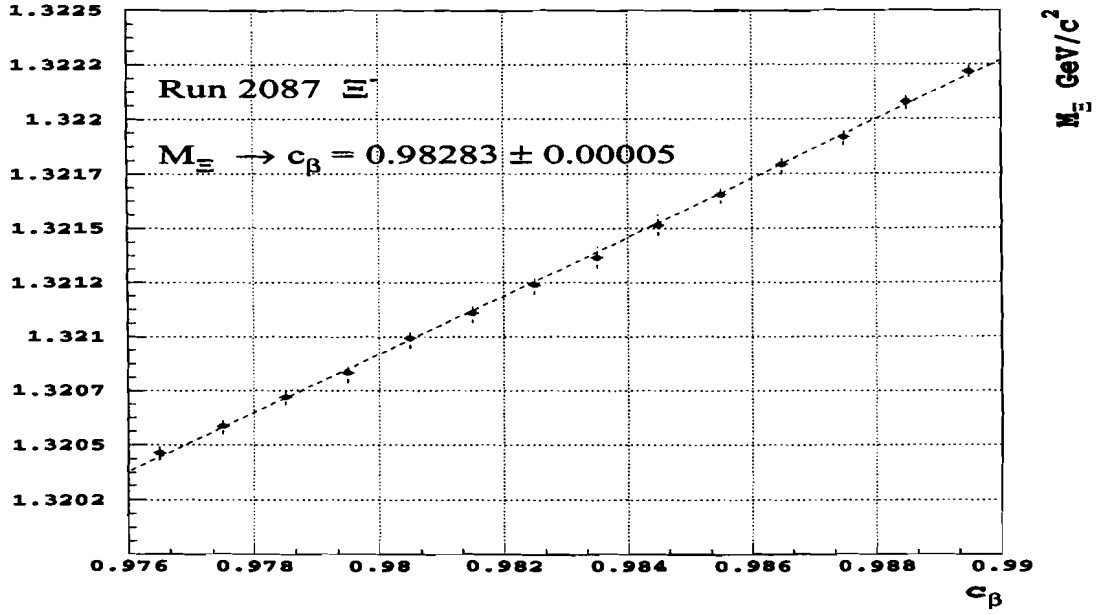


FIG. 4.1: Barycentre du spectre de masse M_Ξ en fonction de c_β pour le run 2087 (Ξ^-).

Nous avons constaté qu'il n'était pas possible de ramener simultanément la masse de toutes les particules à leurs valeurs nominales. La masse reconstruite dépend de la topologie de l'événement. La calibration sur la masse des Ξ est en quelque sorte arbitraire et ne doit pas être considérée comme une calibration absolue en quantité de mouvement. Il est même probable que l'estimation de la quantité de mouvement s'éloigne de sa valeur réelle après calibration.

4.2 Calibration de l'aimant d'hypérons

Nous considérons, dans cette section, les moyennes de grandeurs physiques évaluées sur un grand nombre de particules. Nous adoptons pour cela la notation entre crochet $\langle \rangle$.

Dans le plan de déflexion d'un dipôle parfait, la trajectoire d'une particule chargée est un cercle. Si l'origine de la particule chargée est fixée, sa quantité de mouvement est déterminée par la donnée de sa coordonnée et de sa pente dans le plan de déflexion à la sortie de l'aimant [30]. Par ailleurs, nous avons pour une particule de charge q dans le champ magnétique B^{hyp} de l'aimant de sélection :

$$p = qB^{hyp}\rho \approx \frac{qB^{hyp}L^{hyp}}{\theta_d} \quad (4.2)$$

La seconde égalité est très bien vérifiée si le rayon de courbure ρ est très grand vis-à-vis de la longueur effective L^{hyp} de l'aimant. θ_d est l'angle de déviation dans le plan de déflexion.

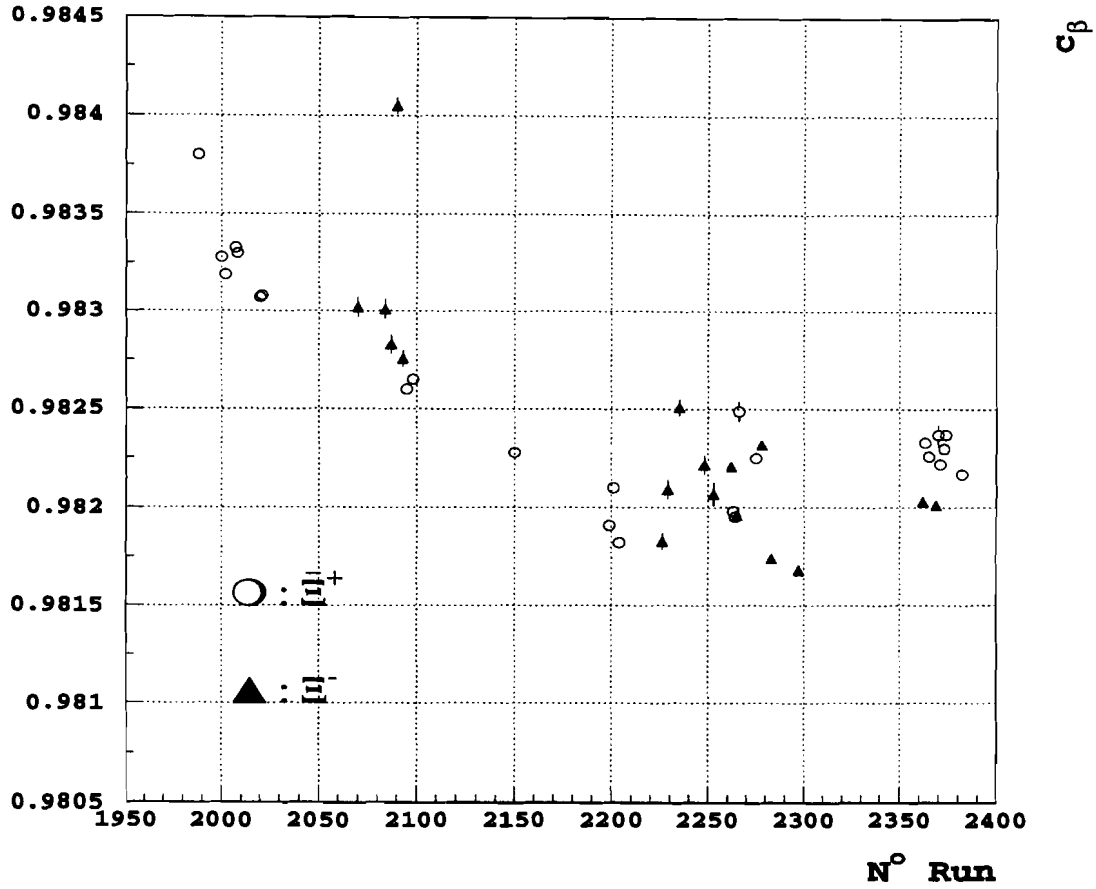


FIG. 4.2: Constante de calibration c_β du spectromètre en fonction du numéro de run, pour les runs analysés avec l'alignement A_2 .

La calibration de l'aimant de sélection peut s'effectuer avec n'importe quelle particule chargée du faisceau secondaire reconstruite dans le spectromètre : K , Ω , Ξ ou encore les π issus de la cible. A cause des défauts topologiques, les valeurs des constantes de calibration dépendent de la particule utilisée. Par la suite, nous allons restreindre la discussion aux Ξ chargés.

Dans le référentiel de la cible $\mathcal{R}_t^*$, m_{out}^* et h_{out}^* sont respectivement la pente et l'origine d'un Ξ à la sortie du collimateur dans le plan $Y^* - Z^*$; de manière analogue m_{in}^* et h_{in}^* sont respectivement la pente et l'origine d'un Ξ à la cible (voir figure 4.3).

Par définition du référentiel $\mathcal{R}_t^*$ et en admettant que la cible est ponctuelle, on a $h_{in}^* = 0$. Le référentiel du spectromètre $\mathcal{R}_s$, défini par $\{O, X, Y, Z\}$, est tourné d'un angle c_θ par rapport au référentiel $\mathcal{R}_t^*$ de la cible. D'autre part, dans l'approximation $\rho \gg L^{hyp}$, la position de l'origine du référentiel $\mathcal{R}_s$ dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$ est donné par :

$$\begin{aligned} x_s^* &= x_s = 0.0 \\ y_s^* &= 0.5 L^{hyp} c_\theta \end{aligned} \quad (4.3)$$

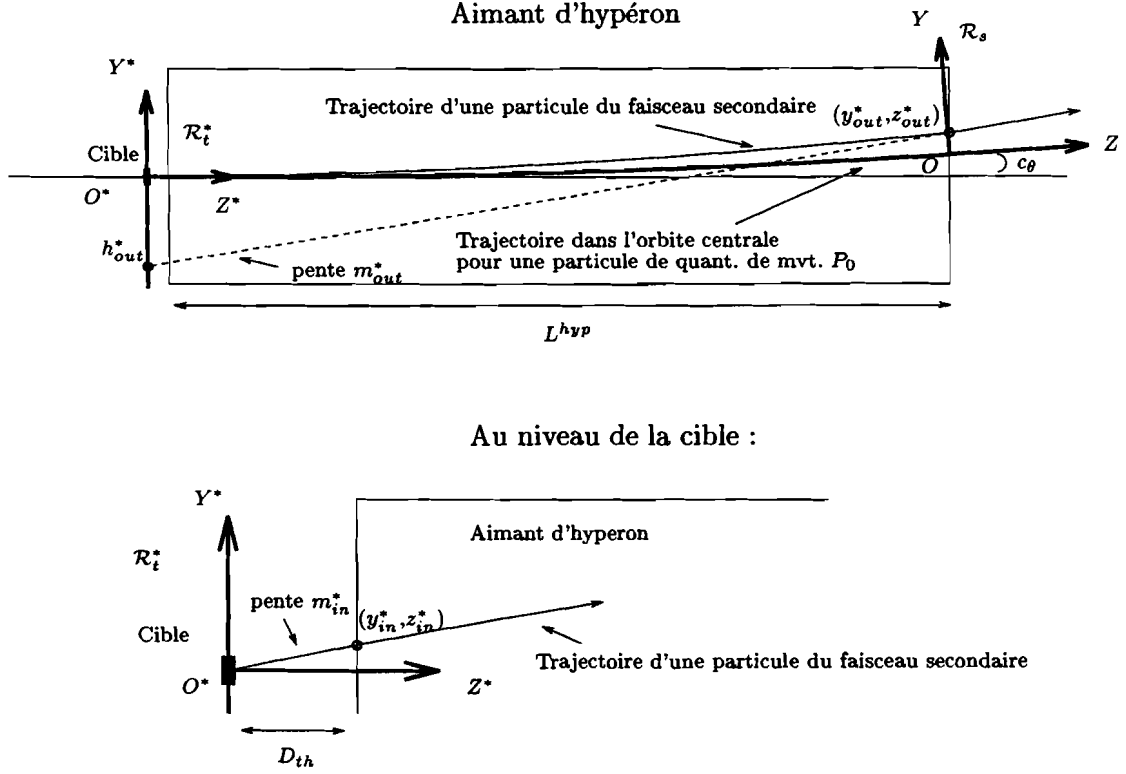


FIG. 4.3: Variables utilisées pour la calibration de l'aimant d'hyperons.

$$z_s^* = D_{th} + L^{hyp}$$

où L^{hyp} est la longueur effective de l'aimant d'hyperons et D_{th} est la distance entre le centre de la cible et l'entrée de l'aimant d'hyperons et c_θ est le paramètre de la calibration.

On définit (y_{in}^*, z_{in}^*) et $(y_{out}^*, z_{out}^* = z_s^*)$ dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$, les coordonnées de l'origine du Ξ à l'entrée et à la sortie de l'aimant d'hyperons respectivement. Par approximation de la trajectoire dans l'aimant d'hyperons, ces deux points sont sur un cercle de rayon de courbure ρ qui doit être déterminé. On définit encore y_{out} qui représente l'ordonnée à l'origine du Ξ à la sortie du collimateur, dans le référentiel du spectromètre $\mathcal{R}_s$.

$$y_{in}^* = m_{in}^* z_{in}^* \quad (4.4)$$

$$y_{out}^* = y_s^* + y_{out} = 0.5 L^{hyp} c_\theta + y_{out} \quad (4.5)$$

Connaissant l'origine et la direction d'un Ξ reconstruit à la sortie du collimateur, il est possible d'évaluer la coordonnée y_{in}^* de ce Ξ pour une valeur fixée de c_θ . La détermination de y_{in}^* se fait en résolvant l'équation du troisième degré :

$$(y_{in}^*)^3 + p (y_{in}^*)^2 + q y_{in}^* + r = 0 \quad (4.6)$$

où :

$$d = (z_{in}^*)^2 - [(z_{out}^*)^2 + (y_{out}^*)^2]$$

$$p = -(m_{out}^* z_{in}^* + 2h_{out}^*)$$

$$\begin{aligned}
q &= d + 2h_{out}^* y_{out}^* \\
r &= z_{in}^* [2h_{out}^* (z_{out}^* - z_{in}^*) - m_{out}^* d]
\end{aligned}
\tag{4.7}$$

Parmi les trois solutions y_{in}^* , une seule correspond à l'ordonnée du point d'entrée de la trajectoire de la particule dans le champ magnétique de l'aimant d'hypérons. Les deux autres solutions ne sont pas physiques et correspondent à des points de rebroussement.

Le centre de courbure (y_ρ^*, z_ρ^*) de la trajectoire d'une particule du faisceau secondaire dans l'aimant d'hypérons est alors entièrement déterminé :

$$\begin{aligned}
z_\rho^* &= -\frac{[m_{in}^* m_{out}^* (y_{in}^* - y_{out}^*) + z_{in}^* m_{out}^* - z_{out}^* m_{in}^*]}{m_{in}^* - m_{out}^*} \\
y_\rho^* &= -\frac{y_{in}^* m_{in}^* - y_{out}^* m_{out}^* + z_{in}^* - z_{out}^*}{m_{in}^* - m_{out}^*}
\end{aligned}
\tag{4.8}$$

La courbure ρ , l'angle de production à la cible m_{in}^* et la quantité de mouvement P^{hyp} de la trajectoire dans l'aimant d'hypérons pour une particule du faisceau secondaire sont alors simplement donnés par :

$$\begin{aligned}
\rho &= \sqrt{(z_{out}^* - z_\rho^*)^2 + (y_{out}^* - y_\rho^*)^2} \\
m_{in}^* &= \frac{y_{in}^*}{z_{in}^*} \\
P^{hyp} &= 0.3 \rho B^{hyp}
\end{aligned}
\tag{4.9}$$

Pour un grand ensemble de particules considéré, à chaque valeur de c_θ correspond une position moyenne de cible, donc une courbure moyenne et une quantité de mouvement moyenne $\langle P^{hyp} \rangle$. Calibrer l'aimant de sélection consiste à repositionner la cible afin d'ajuster la quantité de mouvement moyenne $\langle P^{hyp} \rangle$ à la quantité de mouvement moyenne mesurée dans le spectromètre $\langle P_\Xi \rangle$.

Nous avons vu que la position de l'impact du faisceau primaire sur la cible peut varier de quelques centaines de microns. La détermination de la quantité de mouvement à partir d'une position fixée de la cible montre une variable $\langle \Delta P \rangle = \langle P^{hyp} - P_\Xi \rangle$ corrélée au mouvement du faisceau (voir figure 4.4). On peut corriger la détermination de $\langle \Delta P \rangle$ en tenant compte pour chaque spill de la position du faisceau mesurée par les chambres SWIC. Pour cela, il faut remplacer l'équation 4.5 par l'équation 4.10.

$$y_{out}^* = 0.5 L^{hyp} c_\theta + y_{out} - SWY_t \tag{4.10}$$

On obtient alors une calibration de l'aimant d'hypérons indépendante du mouvement du faisceau, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4.

La figure 4.5 montre la variation de $\langle \Delta P \rangle$ avec c_θ . Quelques 100000 événements suffisent pour déterminer par régression linéaire une valeur précise de c_θ qui ajuste les quantités de mouvement moyennes $\langle P^{hyp} \rangle$ aux quantités de mouvement $\langle P_\Xi \rangle$.

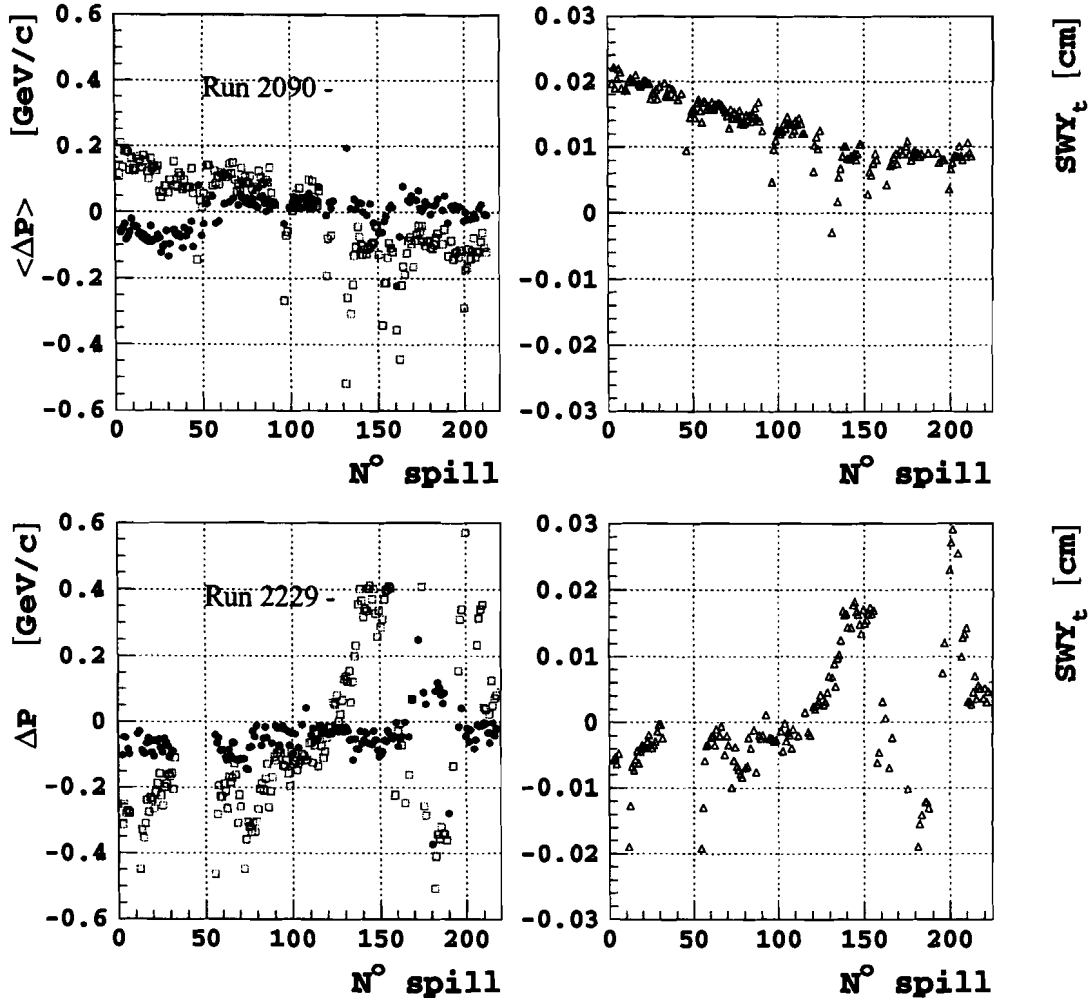


FIG. 4.4: A gauche : $\langle \Delta P \rangle$ en fonction du spill sans tenir compte des variations du point de production ($\square$) lors de la calibration et en en tenant compte ($\bullet$). A droite : SWY_t en fonction du spill pour chacun des deux runs considérés.

Dans la figure 4.6, nous avons représenté les constantes de calibration c_θ en fonction du numéro de run. Les valeurs sont également données dans la table de l'annexe A.

Il est intéressant de noter que les facteurs de calibration de l'aimant d'hypérons augmentent en fonctions du numéro de run (voir figure 4.6, valeurs tabulées dans l'annexe A) alors que ceux de l'aimant d'analyse diminuent. Ce qui signifie que nous avons tendance à sous-estimer la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre P_Ξ et en même temps que nous sommes obligés de sous-évaluer la quantité de mouvement mesurée par l'aimant d'hypérons ! De plus, la variation des valeurs des constantes de calibration c_β de l'aimant d'analyse en fonction du numéro de run est bien plus faible que la variation des constantes de calibration c_θ de l'aimant de sélection, comme nous pouvons le voir dans le tableau 4.1.

Ce qui nous indique que ce n'est pas la quantité de mouvement qui est à l'origine

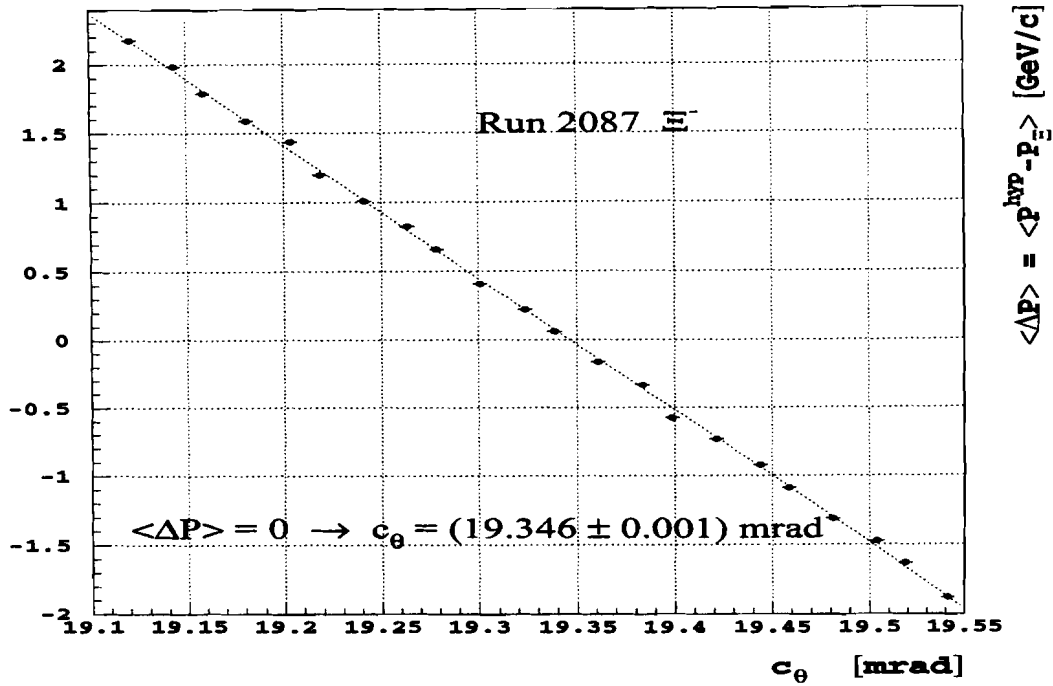


FIG. 4.5: Calibration de l'aimant d'hypérons sur des Ξ . Moyenne de la différence entre les quantités de mouvement P^{hyp} et P_Ξ en fonction du facteur de calibration de l'aimant de sélection c_θ .

$\Delta c_\beta / c_\beta$	$\Delta c_\theta / c_\theta$
1.6×10^{-3}	6.2×10^{-3}

TAB. 4.1: Variation des constantes de calibration de deux aimants durant la prise de données de 1997.

du problème de la dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre. La première calibration en énergie n'est donc certainement pas nécessaire et notre échelle en énergie souffre d'un autre défaut. Les variations des coefficients de calibration de l'aimant de sélection indiquent de plus que l'estimation de la direction et de l'origine des Ξ à la sortie du collimateur sont sans doute à la source du problème.

4.2.1 Problèmes liés à la dérive temporelle

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous n'avons pas de mesure absolue sur la quantité de mouvement des Ξ . La quantité de mouvement moyenne $\langle P_\Xi \rangle$ mesurée par le spectromètre diffère de sa valeur réelle $\langle P_\Xi \rangle^r$:

$$\langle P_\Xi \rangle \neq \langle P_\Xi \rangle^r \quad (4.11)$$

De plus, la dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre indique que la mesure de la quantité de mouvement moyenne $\langle P_\Xi \rangle$ dépend du temps. Soit P_0 la quantité de

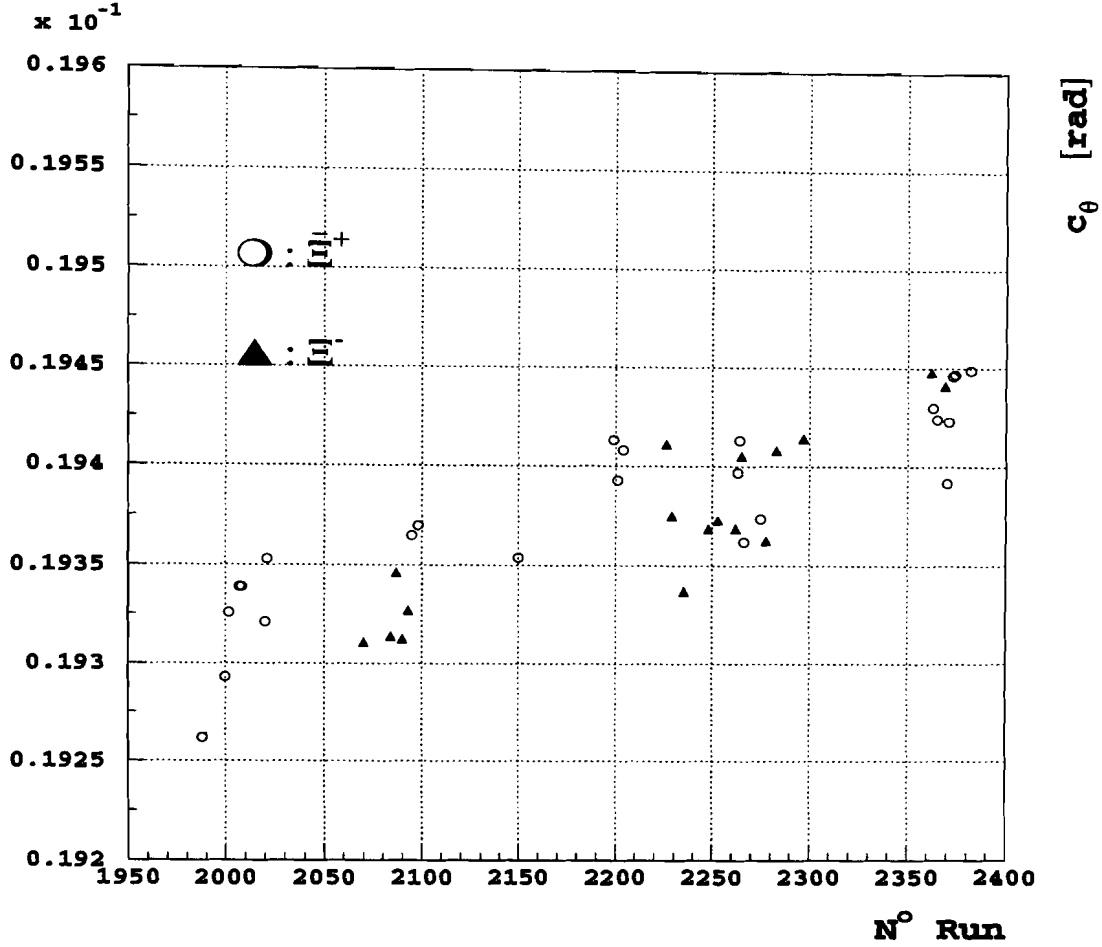


FIG. 4.6: Constante de calibration c_θ de l'aimant de sélection en fonction du numéro de run, pour les runs analysés avec l'alignement A_2 .

mouvement d'une particule issue du centre de la cible, avec un angle de production nul, qui suit l'orbite centrale du canal de l'aimant d'hypérons. θ_0 est l'angle de déflexion que subit cette particule dans l'aimant d'hypérons (≈ 0.0195 rad). On a :

$$\theta_0 = \frac{0.3 B^{hyp} L^{hyp}}{P_0} \quad (4.12)$$

où L^{hyp} est la longueur effective de l'aimant d'hypérons (6.09 m) et B^{hyp} son champ d'induction moyen ($\simeq 1.67$ T).

Pour simplifier la discussion, nous allons négliger les coordonnées de l'origine et la direction des Ξ à la sortie du collimateur. La dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre induit une erreur sur la détermination de la quantité de mouvement moyenne. Au premier ordre, nous admettons que la quantité de mouvement moyenne mesurée par le spectromètre est exacte à un facteur α près, qui dépend du run considéré :

$$\langle P_\Xi \rangle = \alpha \langle P_\Xi \rangle^r, \quad \alpha \simeq 1 \quad (4.13)$$

La détermination du point de production reconstruit dépend de la quantité de mou-

vement, donc de ce facteur α (voir équation 3.28) :

$$\langle Y_t^* \rangle^r = - \left(\frac{\langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \quad (4.14)$$

$$\langle Y_t^* \rangle = - \left(\frac{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \quad (4.15)$$

Bien entendu, nous nous intéressons essentiellement aux mesures relatives entre deux ensembles de données. Ainsi, si nous considérons deux runs différents, caractérisés par les facteurs de correction de premier ordre sur les quantités de mouvement α et β , alors l'erreur relative $\langle \Delta Y_t^* \rangle$ commise sur la coordonnée verticale moyenne du point de production $\langle Y_t^* \rangle$ reconstruit vaut :

$$\begin{aligned} \langle \Delta Y_t^* \rangle &= - \left[\left(\frac{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) - \left(\frac{\beta \langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\beta \langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) \right] \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \\ &= - \left(\frac{\alpha - \beta}{\alpha \beta} \right) \frac{P_0}{\langle P_{\Xi}^r \rangle} \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Nous allons montrer que la calibration de l'aimant de sélection permet une reconstruction à la cible qui soit indépendante de la dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre.

Dans le cas où les mesures des directions et des quantités de mouvement des Ξ sont correctes, nous avons par définition des référentiels $\mathcal{R}_t^*$ et $\mathcal{R}_s$: $c_\theta = \theta_0$. Au premier ordre, la calibration revient à redéfinir le paramètre c_θ : $c_\theta \longrightarrow (c_\theta)^c$.

$$\langle P^{hyp} \rangle = \langle P_{\Xi} \rangle = \alpha \langle P_{\Xi} \rangle^r \quad (4.17)$$

$$(c_\theta)^c = \frac{0.3 B^{hyp} L^{hyp}}{\alpha P_0} \quad (4.18)$$

La calibration de l'aimant de sélection revient donc à repositionner la cible dans le référentiel du spectromètre ou encore à redéfinir la quantité de mouvement de l'orbite centrale :

$$(y_s^*)^c = - \frac{\theta_0}{\alpha} \frac{L^{hyp}}{2} \quad (4.19)$$

$$(P_0)^c = \alpha P_0 \quad (4.20)$$

L'évaluation du point de production reconstruit, après calibration de l'aimant d'hypérons, est donné par $\langle Y_t^* \rangle^c$:

$$\begin{aligned} \langle Y_t^* \rangle^c &= - \left(\frac{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle - (P_0)^c}{\alpha \langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) (c_\theta)^c \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \\ &= - \frac{\theta_0}{\alpha} \left(\frac{\langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.21)$$

L'erreur relative $\langle \Delta Y_t^* \rangle^c$ commise sur la coordonnée verticale moyenne du point de production entre deux runs différents, après calibration de l'aimant d'hypérons, est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \langle \Delta Y_t^* \rangle^c &= \left(\frac{\alpha - \beta}{\alpha \beta} \right) \left(\frac{\langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\langle P_{\Xi} \rangle} \right) \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \\ &= \left(\frac{\alpha - \beta}{\alpha \beta} \right) \left(\frac{\langle P_{\Xi}^r \rangle - P_0}{\langle P_{\Xi}^r \rangle} \right) \theta_0 \left(\frac{L^{hyp}}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Nous pouvons comparer cette dernière expression directement à l'équation 4.16. La quantité de mouvement moyenne des Ξ est de 170 GeV/c environ, tandis que la quantité de mouvement de l'orbite centrale est de l'ordre de 160 GeV/c. D'autre part, les différences relatives entre les facteurs correctifs α et β pour deux runs sont vraisemblablement de l'ordre des variations des constantes de calibration c_β de l'aimant d'analyse. Ces variations sont de l'ordre de 1.6×10^{-3} durant la période de runs de 1997 (voir figure 4.1, page 44). Il en résulte que l'erreur relative maximale sur la coordonnée verticale de production est typiquement de :

$$\begin{aligned} \langle \Delta Y_t^* \rangle &\approx -100 \mu\text{m} \\ \langle (\Delta Y_t^*)^c \rangle &\approx +10 \mu\text{m} \end{aligned}$$

En d'autre termes, si nous ne calibrons pas l'aimant d'hypérons, nous devrions voir une surestimation de la valeur moyenne de la coordonnée verticale de production reconstruite de quelques 100 μm entre les premiers runs analysés et les derniers. Rappelons que nous avons négligé les phénomènes liés à une mauvaise estimation de la direction des Ξ , parce qu'ils sont difficiles à analyser. Ces derniers doivent cependant être très importants puisque $\Delta c_\theta / c_\theta \simeq 4 \times \Delta c_\beta / c_\beta$. Nous pensons donc avoir sous-estimé l'ordre de grandeur du phénomène étudié jusqu'à un facteur quatre et on peut s'attendre à des déplacements de la coordonnée verticale moyenne de production reconstruite qui peuvent atteindre 400 μm . Cette sous-estimation de l'effet étudié ne devrait pas avoir lieu dans le cas où l'aimant de sélection est calibré, parce que la calibration de l'aimant de sélection tient compte des erreurs sur la détermination de la direction des Ξ .

Lorsque l'aimant de sélection n'est pas calibré, un effet de 300 μm a effectivement été observé sur le point de production reconstruit des kaons chargés, qui se désintègrent selon $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. Sur la figure 4.7², nous avons représenté la variation de la coordonnée moyenne $\langle Y_t^* \rangle$ à la cible en fonction du numéro de run pour les K^+ ($\circ$) et des K^- ($\blacktriangle$). Sur la même figure, on montre également la variation du centre du faisceau repéré par les chambres SWIC. Les deux courbes ont des pentes opposées et on constate un déplacement d'environ 300 μm de la coordonnée reconstruite par rapport à celle des SWIC.

Après la calibration de l'aimant d'hypérons, on ne s'attend plus qu'à un effet de l'ordre de 10 μm . Effectivement, sur le plan de l'observation, les coordonnées moyennes $\langle X_t^* \rangle$ et

²Les résultats concernant la coordonnée verticale du point de production ($\langle Y_t^* \rangle$) proviennent d'une étude sur la désintégration $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, qui fait l'objet de la thèse de W-S. Choong [31].

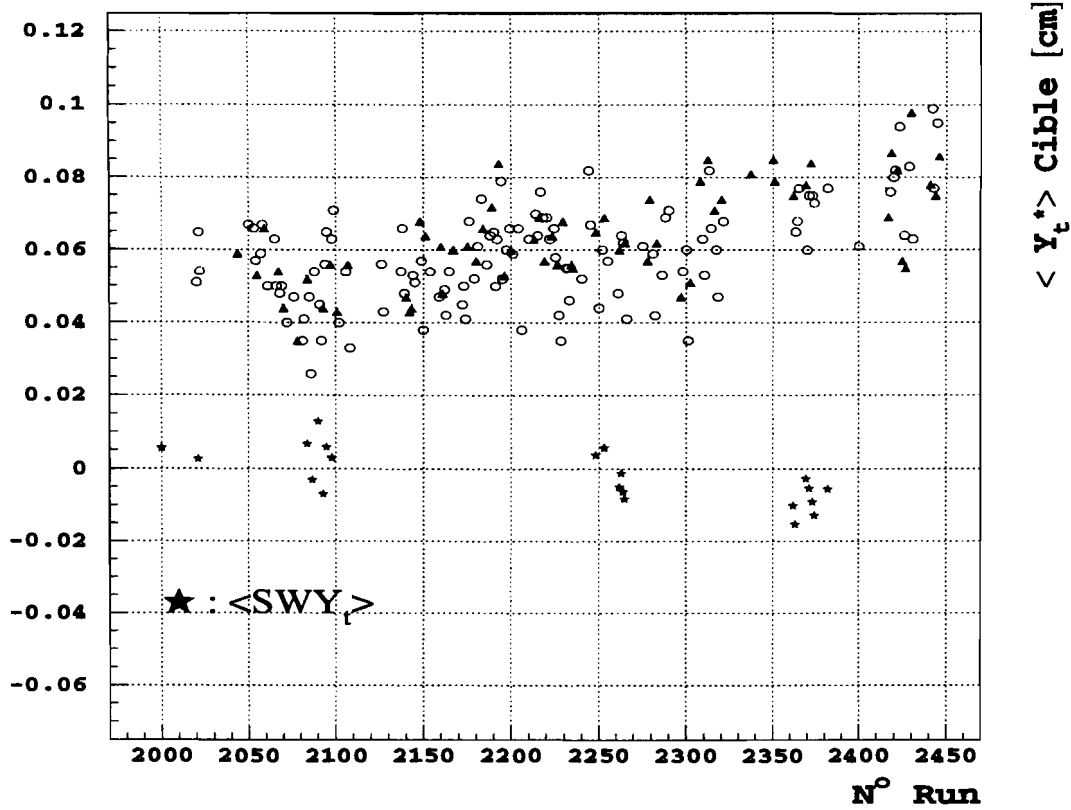


FIG. 4.7: Coordonnées moyennes $\langle Y_t^* \rangle$ du point de production reconstruit des K^+ ($\circ$) et des K^- ($\blacktriangle$) dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$, obtenues sans la calibration de l'aimant d'hypérons. Coordonnées moyennes du point d'impact du faisceau primaire sur la cible évaluées par les chambres SWIC (*).

$\langle Y_t^* \rangle$ du point de production reconstruit des Ξ sont très clairement corrélées aux coordonnées moyennes du point de production évaluées par les chambres SWIC (voir figure 4.8).

La différence entre $\langle Y_t^* \rangle$ et $\langle SWY_t \rangle$, en fonction du run, nous montre clairement que la calibration de l'aimant d'hypérons nous permet de contrôler entièrement les coordonnées verticales relatives du point de production (voir figure 4.9.2, en bas). En effet, cette différence ($\langle Y_t^* \rangle - \langle SWY_t \rangle$) reste constante en fonction du run et vaut $-120 \mu\text{m}$ avec une dispersion de $8.5 \mu\text{m}$.

Par contre, la coordonnée moyenne $\langle X_t^* \rangle$, évaluée sur un run, du point de production fluctue beaucoup de run à run (voir figure 4.9, en haut) et la dispersion observée est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Rappelons qu'aucune contrainte n'a été utilisée dans le plan horizontal pour la reconstruction du point de production. Nous verrons que les erreurs systématiques sur la mesure de l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ apparaissent entre deux runs lorsque leurs coordonnées du point de production diffèrent. Nous verrons encore que ces erreurs systématiques sont très sensibles au déplacement vertical $\langle Y_t^* \rangle$, mais beaucoup moins au déplacement hori-

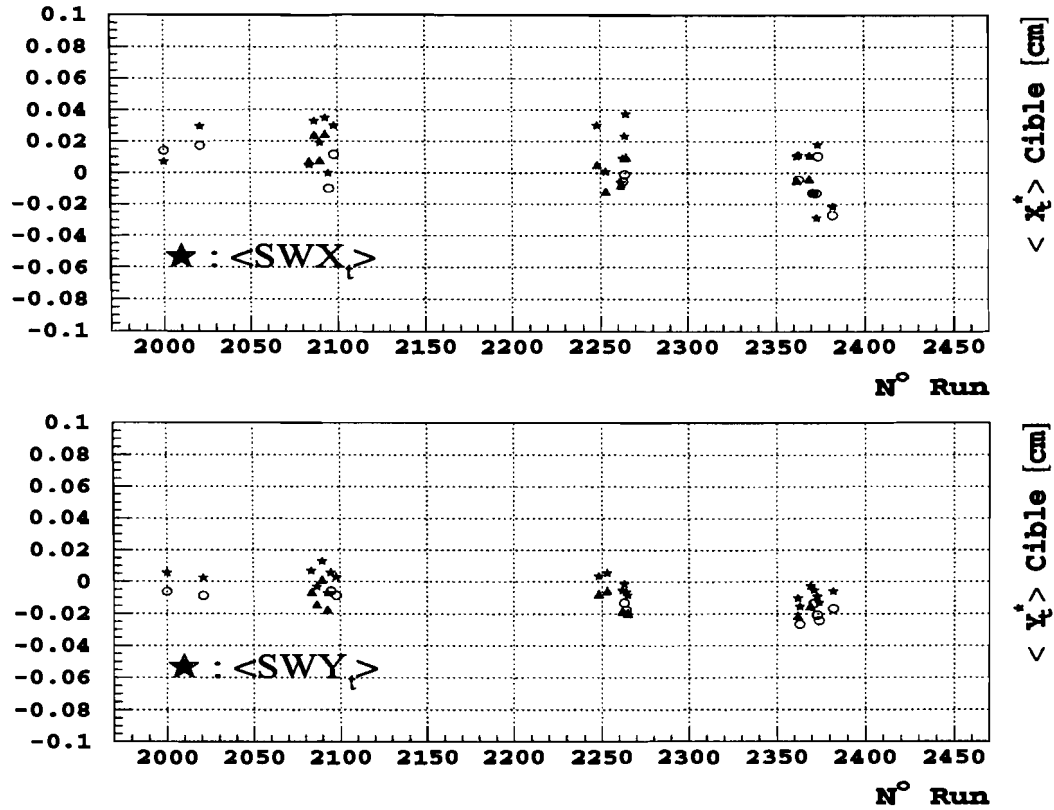


FIG. 4.8: Coordonnées moyennes du point de production reconstruit des Ξ dans le référentiel R_t^* , après la calibration de l'aimant d'hypérons. Coordonnées moyennes du point d'impact du faisceau primaire sur la cible évaluées par les chambres SWIC (*).

zontal $\langle X_t^* \rangle$ (voir page 107).

En conclusion, la reconstruction à la cible dépend de la quantité de mouvement et de la direction du Ξ à la sortie du collimateur. Par le procédé de la calibration de l'aimant d'analyse, nous avons corrigé les effets de la dérive temporelle des caractéristiques, en utilisant un facteur correctif linéaire de premier ordre sur les quantités de mouvement. Nous avons ainsi fixé une échelle en énergie. Les quantités de mouvement et les directions ne sont pas correctement mesurées pour autant et la reconstruction à la cible est de ce fait imprécise. La calibration de l'aimant de sélection nous a permis, en ajustant les quantités de mouvement moyennes de l'aimant d'hypérons à celle du spectromètre, d'évaluer très précisément les variations de run à run de la coordonnée verticale moyenne du point de production, variable très sensible pour déterminer l'asymétrie entre deux runs de Ξ^- et Ξ^+ .

4.2.2 Borne sur la résolution en quantité de mouvement

Lorsque la calibration de l'aimant d'hypérons a été effectuée, nous obtenons une borne pour la résolution en quantité de mouvement du spectromètre magnétique à partir des Ξ

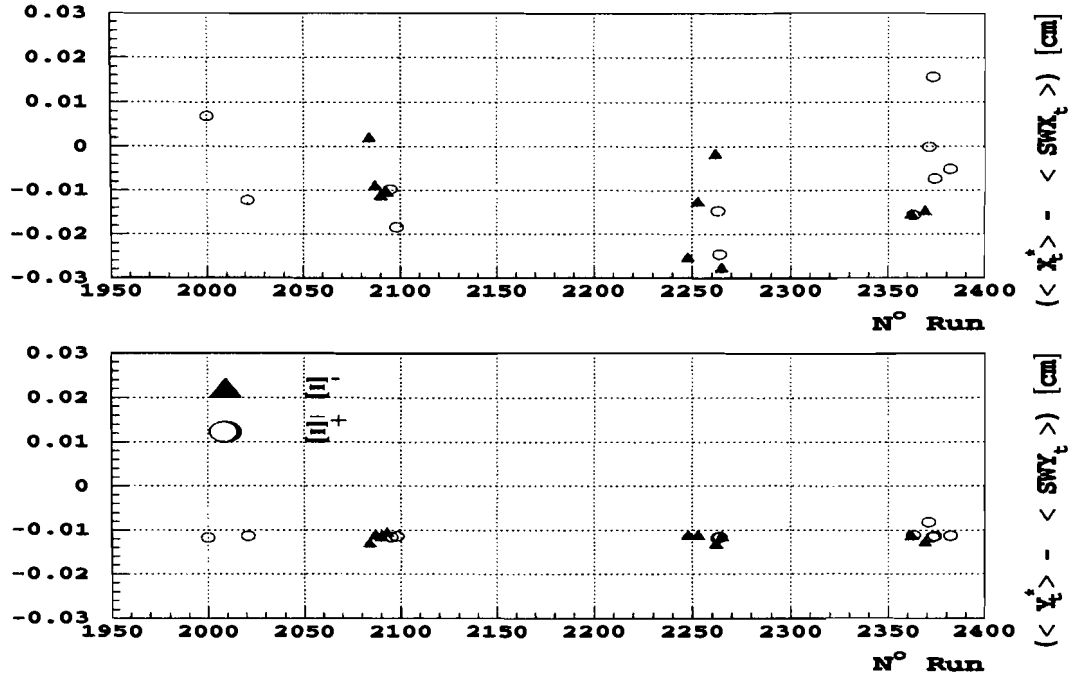


FIG. 4.9: Différence entre le point de production reconstruit et le point d'impact du faisceau primaire sur la cible, après calibration de l'aimant d'hypérons.

reconstruits. Sur la figure 4.10 de gauche, on a représenté l'écart-type $\sigma_{\Delta P}$ de la distribution de ΔP , pour des quantités de mouvements autour d'une valeur nominale $P_{\Xi} \pm 0.5$ GeV/c, en fonction de P_{Ξ}^2 . Pour le run 2087, nous obtenons la relation :

$$\sigma_{\Delta P} \simeq 7.77 \cdot 10^{-5} \times (P_{\Xi}^2)^2 \quad [\text{GeV/c}] \quad (4.23)$$

La résolution obtenue est totalement indépendante du run considéré. Remarquons que cette méthode n'est justifiable que dans l'approximation d'une cible ponctuelle et d'un dipôle parfait.

On trouve un écart-type $\sigma_{\Delta P} = 2.67$ GeV/c (cf figure 4.10.2, à droite) si on considère l'ensemble des événements du Run 2087 (Ξ^-). Cette valeur est typique des runs Ξ^- . L'écart-type de la distribution de ΔP relative aux Ξ^+ est légèrement plus faible que celui pour les Ξ^- et vaut typiquement $\sigma_{\Delta P} = 2.62$ GeV/c (voir figure 5.19 à la page 78). Ceci est dû au fait que la quantité de mouvement moyenne des Ξ^+ est plus petite que celle des Ξ^- .

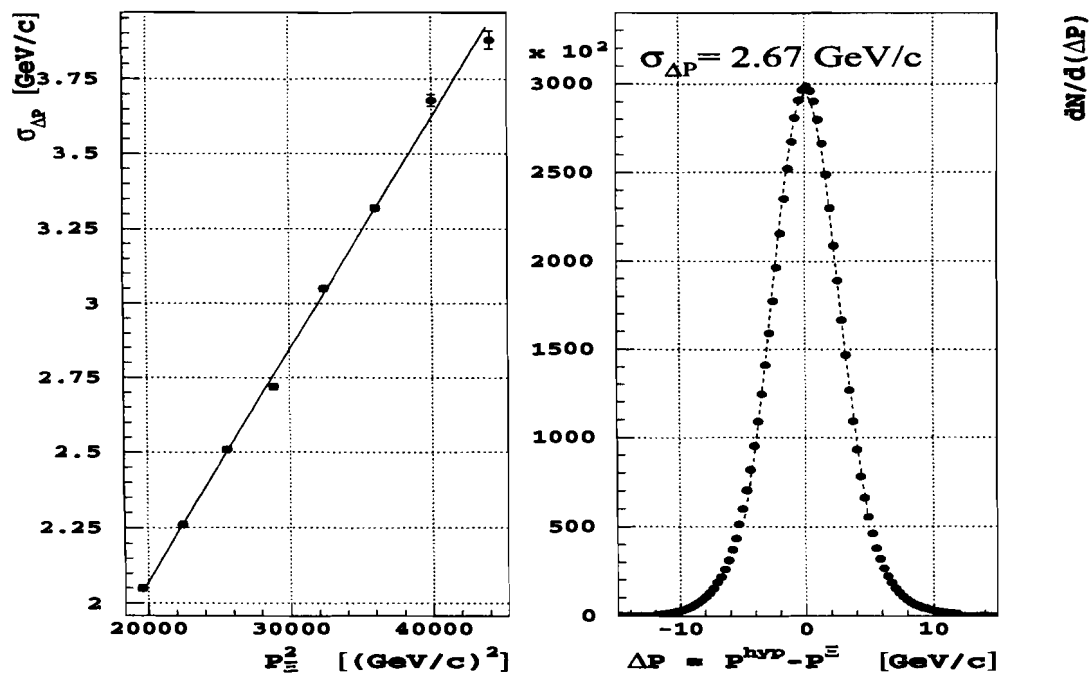


FIG. 4.10: A gauche : écart-type de ΔP en fonctions de P_{Ξ}^2 . A droite : distribution sur 100 canaux de la différence ΔP intégré sur tout le spectre en quantité de mouvement, pour le run 2087 (Ξ^-).

Chapitre 5

Epuration et analyse de l'échantillon

5.1 Les sources de bruit

Parmi les événements candidats Ξ sauvés sur la “DST Stream 5”, beaucoup sont des événements parasites. Le bruit de fond a trois contributions :

- Bruit de fond combinatoire dû à l'association accidentelle de traces.
- Vraies particules se désintégrant avec une topologie similaire à celle des Ξ ou des Λ .
- Erreurs de reconstruction dues à la présence de fils touchés supplémentaires.

Dans cette section, nous énumérons en détail la nature de ces sources de bruits de fond et commentons les critères de sélection choisis pour la sélection finale des événements Ξ .

1. Les fils touchés supplémentaires :

Lors du passage d'une particule dans un plan de chambre, un fil ou un groupe de fils peuvent produire un signal. Un événement idéal contient au plus les 3×32 fils touchés (ou groupe de fils) associés aux trois particules chargées provenant de la désintégration du Ξ . Des fils touchés supplémentaires peuvent provenir des causes suivantes :

- La durée de la porte de coïncidence est de 2×18.9 ns pour les chambres avant et de 5×18.9 ns pour les chambres arrière. Un événement contient donc non seulement les fils touchés associés à l'événement produit par un paquet de protons, mais également les fils touchés associés aux événements produits par les paquets de protons voisins.
- Lors de l'interaction d'un paquet de protons avec la cible, plusieurs particules peuvent être générées en plus du Ξ . Le surplus de particules ou le produit de leurs interactions, avec le collimateur et le spectromètre, donnent lieu à des traces supplémentaires.

Les fils touchés supplémentaires peuvent conduire à une mauvaise identification des particules recherchées. La densité de traces étant plus grande à l'avant du spectromètre qu'à l'arrière, c'est surtout à l'avant que les fils touchés supplémentaires altèrent l'efficacité et la qualité de la reconstruction des événements Ξ .

Une étude de l'effet des fils touchés supplémentaires sur la reconstruction s'est faite pour les runs (2204, Ξ^+) et (2205, Ξ^-), au moyen du code de reconstruction de

Lausanne similaire au code d'*HyperCP*. Les critères de sélection de ces événements, qui seront décrits en détail par la suite, sont les suivants ¹ :

- Les points de désintégration du Ξ et du Λ sont dans le tube à vide, aux coordonnées Z comprises entre 50 et 1250 cm.
- La distance longitudinale entre le point de désintégration du Ξ et le point de désintégration du Λ est supérieure à -225 cm.
- Les événements $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ sont éliminés grâce à la condition sur la masse effective : $|M_{K \rightarrow 3\pi} - 0.4937| > 0.0081 \text{ GeV}/c^2$.

Ces critères de sélection éliminent fortement les différences de bruit de fond entre les Ξ^+ et les Ξ^- observés sur le spectre de masse de la figure 3.3 (voir page 35). Il est donc très important de mentionner que l'étude des biais de reconstruction entre les Ξ^+ et Ξ^- , produits par les différences de multiplicité des fils touchés supplémentaires, n'a pas été traitée lors de la première réduction.

Durant la prise de données des deux runs 2204 et 2205, l'intensité du faisceau de protons a varié de 0.5×10^{11} à 2.1×10^{11} protons par spill. Pour ces événements Ξ sélectionnés, les tables 5.1 et 5.2 nous montrent la moyenne du nombre de fils touchés dans les chambres avant (N_{1-4}), dans les chambres arrière (N_{5-8}) et sur l'ensemble des chambres (N_h), ainsi que la moyenne du nombre de traces reconstruites (N_{tr}) par événement.

Intensité [protons/spill]	$\langle N_{1-4} \rangle$	$\langle N_{5-8} \rangle$	$\langle N_h \rangle$	$\langle N_{tr} \rangle$
0.5×10^{11}	82.0	103.8	185.4	4.9
1.25×10^{11}	85.8	111.6	196.9	5.1
1.5×10^{11}	89.4	117.0	205.9	5.2
2.1×10^{11}	96.8	127.0	223.2	5.6

TAB. 5.1: Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de traces en fonction de l'intensité, pour le run 2204 (Ξ^+).

Intensité [protons/spill]	$\langle N_{1-4} \rangle$	$\langle N_{5-8} \rangle$	$\langle N_h \rangle$	$\langle N_{tr} \rangle$
0.5×10^{11}	74.6	94.2	168.4	4.5
1.25×10^{11}	83.5	108.0	191.0	4.9
1.5×10^{11}	89.9	118.7	208.1	5.2
2.1×10^{11}	94.9	126.5	220.9	5.5

TAB. 5.2: Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de traces en fonction de l'intensité, pour le run 2205 (Ξ^-).

Nous observons que le nombre de fils touchés, ainsi que le nombre de traces par événement Ξ , dépend de l'intensité du faisceau primaire de protons. Le nombre de

¹Pour cette étude, nous n'avons pas éliminé les événements Ω qui peuvent se confondre avec des Ξ et les K_S^0 qui peuvent se confondre avec les Λ . Comme nous le verrons, ces sources de bruit sont négligeables et n'affectent pas l'étude sur les fils touchés supplémentaires

fil touchés dans les chambres arrière est toujours plus élevé que le nombre de fils touchés dans les chambres avant. Ceci résulte de l'interaction des particules dans l'aimant d'analyse. Pour les critères de sélection adoptés, on remarque que la nature du bruit étudié est très similaire entre les Ξ^+ et les Ξ^- dans les conditions de prise de données (1.5×10^{11}) et qu'elle ne diffère qu'à faible intensité (0.5×10^{11}).

Pour étudier l'impact des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction des Ξ , nous avons séparé les fils touchés supplémentaires des fils touchés qui décrivent l'événement Ξ sélectionné. Ces fils touchés supplémentaires sont sauvés dans un des quatre fichiers, qui caractérise les événements nommés "bruit", relatif à l'intensité étudiée (0.5, 1.25, 1.5 ou 2.1×10^{11} protons par spill). Si un événement Ξ est encore reconstituable après la rejection des fils touchés supplémentaires, les fils touchés qui le décrivent sont sauvés dans un des quatre fichiers, qui caractérise les événements nommés " Ξ propres", relatif à l'intensité étudiée. A une intensité donnée, on choisit de manière aléatoire un événement "bruit" et on le superpose à un événement " Ξ propre". On essaie alors de reconstruire ce nouvel événement. Nous étudions ainsi l'impact des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité du faisceau primaire. Bien entendu, les événements "bruit", où les fils touchés supplémentaires sont trop nombreux pour reconstruire les événements Ξ , ne sont pas étudiés et les effets de fils touchés supplémentaires sont donc sous-estimés à ce stade de l'étude et dans la suite de la discussion. Dans les tableaux 5.3 et 5.4, nous avons représenté le nombre de Ξ qui restent reconstituables après rejection des fils touchés supplémentaires (N_{Ξ}^p) et le nombre de " Ξ propres" qui restent reconstituables après superposition d'un événement "bruit" (N_{Ξ}^s). Nous voyons dans ces mêmes tableaux que l'efficacité de reconstruction (N_{Ξ}^s/N_{Ξ}^p) dépend effectivement de l'intensité du faisceau primaire de protons, donc du nombre de fils touchés supplémentaires présents dans les événements. D'autre part, pour les critères de sélection adoptés, les fils touchés supplémentaires pour les Ξ^+ et les Ξ^- ont le même effet sur la reconstruction, ce qui nous assure donc que la source de bruit étudiée n'introduit pas de biais de reconstruction entre les Ξ^+ et les Ξ^- .

Intensité [protons/spill]	N_{Ξ}^p	N_{Ξ}^s	Efficacité en %
0.5×10^{11}	6230	6049	97.1 ± 1.3
1.25×10^{11}	2745	2591	94.4 ± 2.0
1.5×10^{11}	14029	13159	93.8 ± 0.9
2.1×10^{11}	3212	2972	92.5 ± 1.8

TAB. 5.3: *Effet des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité (Run 2204, Ξ^+).*

Il est clair que si les fils touchés supplémentaires altèrent l'efficacité de reconstruction des Ξ , ils vont également altérer la qualité de la reconstruction, qui se caractérise par le pouvoir de séparation de deux traces dans le spectromètre. Une étude à ce sujet n'a pas été effectuée et devrait être entreprise pour mieux maîtriser les différences de biais de reconstruction entre les Ξ^+ et Ξ^- .

2. Les désintégrations semi-leptoniques des Ξ :

Intensité [protons/paquet]	N_{Ξ}^p	N_{Ξ}^s	Efficacité en %
0.5×10^{11}	35385	34273	96.9 ± 0.5
1.25×10^{11}	25707	24357	94.8 ± 0.6
1.5×10^{11}	135511	127630	94.2 ± 0.3
2.1×10^{11}	27143	25330	93.3 ± 0.6

TAB. 5.4: *Effet des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité (Run 2205, Ξ^-).*

- (a) La désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}_e$ a un facteur de branchement de 5.6×10^{-4} . Une étude de MC a montré que ces événements peuvent être reconstruits comme un Ξ avec une probabilité de ~ 2.3 %. De plus, la distribution de la masse effective pour ces événements est une gaussienne de moyenne $M_{\Xi} = 1.348 \text{ GeV}/c^2$ et d'écart-type de l'ordre de $1.5 \text{ MeV}/c^2$. La masse effective M_{Ξ} de ces événements est à plus de 15 écart-types de la masse nominale des Ξ et donc bien au-delà du spectre de masse étudié ².
- (b) La désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \mu^- \bar{\nu}_{\mu}$ a un facteur de branchement de 3.5×10^{-4} . A nouveau, une étude de MC a montré que ces événements ont une probabilité de ~ 3 % de se reconstruire comme un Ξ et que leur masse effective moyenne se situe à $M_{\Xi} = 1.334 \text{ GeV}/c^2$ ($\sigma = 1.5 \text{ MeV}/c^2$), soit à plus de cinq écart-types de la masse nominale des Ξ .

Les désintégrations semi-leptoniques donnent lieu à des événements qui peuvent se confondre avec les événements Ξ recherchés. Cependant, comme le produit du facteur de branchement avec l'efficacité de reconstruction de ces événements est faible ($\sim 1 \times 10^{-5}$), et que leur masse effective moyenne (M_{Ξ}) est très au-delà de la masse nominale du Ξ , la probabilité d'obtenir ces événements sous le pic de masse des Ξ étudiés est très faible ($\ll 10^{-5}$). Pour cette raison, aucun critère de sélection n'a été utilisé pour éliminer cette très faible source de bruit et nous la négligerons par la suite.

3. Autres particules reconstruites comme des Ξ :

- (a) $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\pm} \pi^{\mp}$ (BR : 5.6 %)
- (b) $\Omega^{\pm} \rightarrow \Lambda + K^{\pm}$ (BR : 67.8 %)
- (c) $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ (BR : 23.6%), $\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ (BR : 99.5 %), et désintégration similaire pour les $\bar{\Omega}^+$.

Seuls des événements où le Λ (issu de Ξ^0) combiné au π^- (issu de Ω^-) peuvent contribuer au bruit. Ce phénomène combinatoire est cependant très peu probable. De plus, la masse effective M_{Ξ} de ces événements se distribue selon une gaussienne centrée à $1.47 \text{ GeV}/c^2$ et d'écart-type $1.5 \text{ MeV}/c^2$. Une étude MC a montré que seuls deux événements bruits Ξ^- ont été obtenus parmi les 7139 Ω^- générés qui se désintègrent dans le mode considéré.

²Pour l'estimation de la masse effective, remarquons que l'énergie du neutrino est perdue mais que la masse de l'électron (ou du muon) est remplacée par la masse du pion. Pour cette raison, la masse effective des événements semi-leptoniques se situe au-delà de la masse des Ξ .

- (d) $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ (BR : 8.6 %), et désintégration similaire pour les Ω^+ . Des études de MC ont montré que les quantités de mouvement des Ξ (issus des Ω^-) sont comprises entre 80 GeV/c et 180 GeV/c. La coupure sur la coordonnée verticale de la cible permet alors d'éliminer tous ces événements. Pour 8063 Ω^- générés qui se désintègrent dans le mode étudié, on reconstruit 7546 Ξ^- , dont 6272 se désintègrent dans le tube à vide. Il ne reste plus que 2 événements Ξ^- après la coupure sur la cible.

4. Le K_S^0 qui se désintègre suivant $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ peu se confondre avec un Λ .

Toutes ces sources de bruit doivent être minimisées sans pour autant éliminer une trop grande fraction des événements Ξ . D'autre part, nous avons pris la liberté d'imposer des coupures qui n'éliminent pas nécessairement du bruit de fond, mais qui permettent d'éliminer des événements mal reconstruits où typiquement l'angle d'ouverture mesuré entre deux particules n'est pas compatible avec la topologie de l'événement.

5.2 Les critères de sélection

Dans cette section, nous décrivons et commentons chaque coupure appliquée pour la sélection finale des événements Ξ utilisés pour l'analyse de notre sujet. Nous ne considérons que les événements dont la masse effective M_Ξ est comprise dans l'intervalle $1.29 < M_\Xi < 1.36$ GeV/c². Ce critère de sélection, noté s0, est adjoint par défaut à toutes les autres coupures que nous présenterons. L'intervalle $1.3163 < M_\Xi < 1.3263$ GeV/c² définit la région du signal. Les événements en dehors de cette région vont nous permettre d'estimer le bruit sous le pic du signal. Le nombre d'événements éliminés lors de chaque coupure et l'estimation du rapport bruit/signal seront étudiés à la section 5.3.

Pour la description des critères de sélection des événements, nous avons analysé une partie des données du run 2201 (Ξ^+) et du run 2248 (Ξ^-), à l'aide de l'alignement A_2 . Pour clarifier ou illustrer certains choix, nous avons également analysé des événements générés par le MC d'*HyperCP*. Il est important de mentionner que ce MC n'a été disponible qu'après le début de l'analyse à Lausanne.

Ce MC génère des Ξ non polarisés depuis la cible. Ceux-ci se désintègrent dans le spectromètre en tenant compte de la position géométrique de chaque élément le constituant. Les fils touchés dans les chambres par les particules chargées sont simulés, ce qui permet de reconstruire la séquence de désintégration du Ξ grâce au code de reconstruction utilisé pour l'analyse des données. Dans l'expérience, la manifestation systématique de certains fils est de nature électronique et ne coïncide pas avec le passage d'une particule chargée. Ces fils "chauds" sont inutilisés pour la reconstruction des traces. Nous avons donc une perte d'acceptance. Cet effet a été également pris en compte dans la simulation en utilisant les fils "chauds" de l'expérience. De plus, la diffusion multiple, les efficacités des plans de chambres, les efficacité des hodoscopes et le système de déclenchement sont entièrement simulés. Le champ magnétique dans l'aimant d'analyse est modélisé simplement par un champ uniforme.

Sur les figures de cette section, qui illustrent les critères de sélection, nous avons représenté symboliquement les résultats relatifs aux Ξ^- par des triangles noirs ($\blacktriangle$) et les résultats relatifs aux Ξ^+ par des cercles ($\circ$). Nous avons analysé 3'000'000 d'événements de la "DST Stream5" UL5057 du run 2201 et 1'000'000 d'événements de la "DST Stream5" UL5036 du run 2248. Parmi ceux-ci, 508'340 événements du run 2201 et 590'927 événements du run 2248 satisfont la coupure s0. Nous présentons, la plupart du temps, les distributions normalisées au nombre d'événements restant après l'application des coupures considérées.

1. s0 : $1.29 < M_{\Xi} < 1.36 \text{ GeV}/c^2$.
2. s1 : $50 < Z_{\Xi}^v < 1250 \text{ cm}$ et $50 < Z_{\Lambda}^v < 1250 \text{ cm}$.

Dans la figure 5.1, nous montrons la distribution des coordonnées Z du point de désintégration du Λ et du Ξ , lorsque les événements satisfont la sélection s0. Nous voyons clairement deux pics, situés dans les chambres C1 et C2, qui résultent de l'interaction des particules secondaires chargées avec les deux chambres. Pour les données des Ξ^+ , nous voyons encore un pic d'interaction situé sur la fenêtre de sortie du tube à vide ("FST") et un pic plus large situé sur la face de sortie du collimateur. La coupure sur le point de désintégration permet d'éliminer les événements qui proviennent de l'interaction du faisceau secondaire avec les éléments du spectromètre et elle permet de plus de sélectionner les événements Ξ dont la séquence de désintégration a entièrement eu lieu dans le tube à vide.

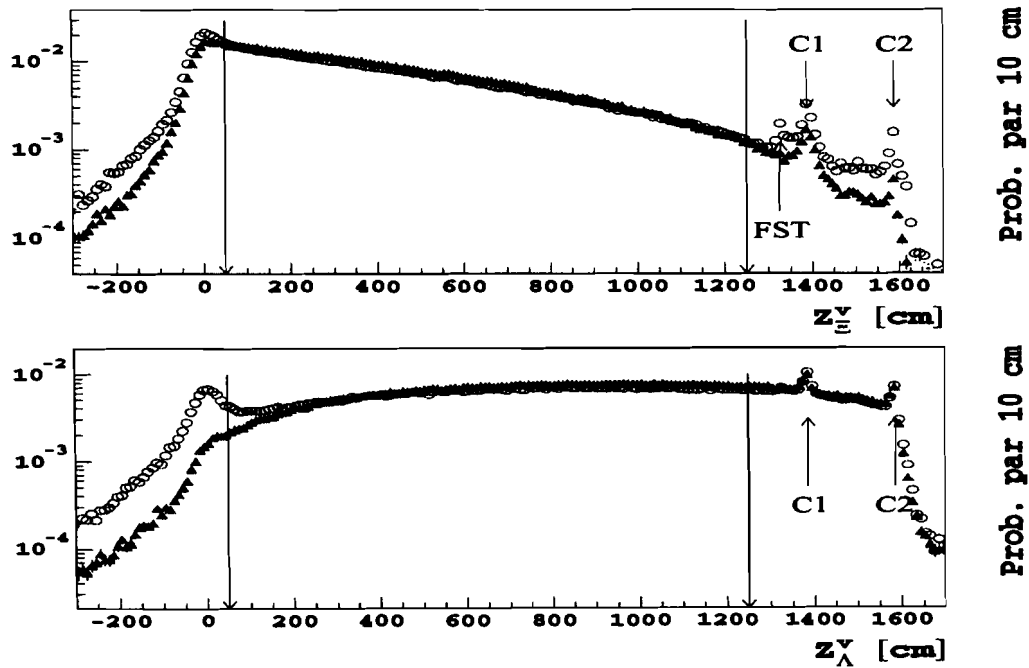


FIG. 5.1: Distribution de la coordonnée Z des points de désintégration des Ξ (haut) et des Λ (bas) et sélection des événements se désintégrant dans le tube à vide. La zone de sélection est définie par les deux grandes flèches.

3. $|X_t^*| < 0.35 \text{ cm}$ et $|Y_t^*| < 0.4 \text{ cm}$.

Sur la figure 5.2, nous avons représenté les distributions de X_t^* et Y_t^* obtenues avec

le critère de sélection s_0 . Les distributions entre les deux runs considérés diffèrent fortement suivant X_t^* à cause des conditions d'impact du faisceau primaire sur la cible qui varie beaucoup dans le run 2248 (Ξ^-).

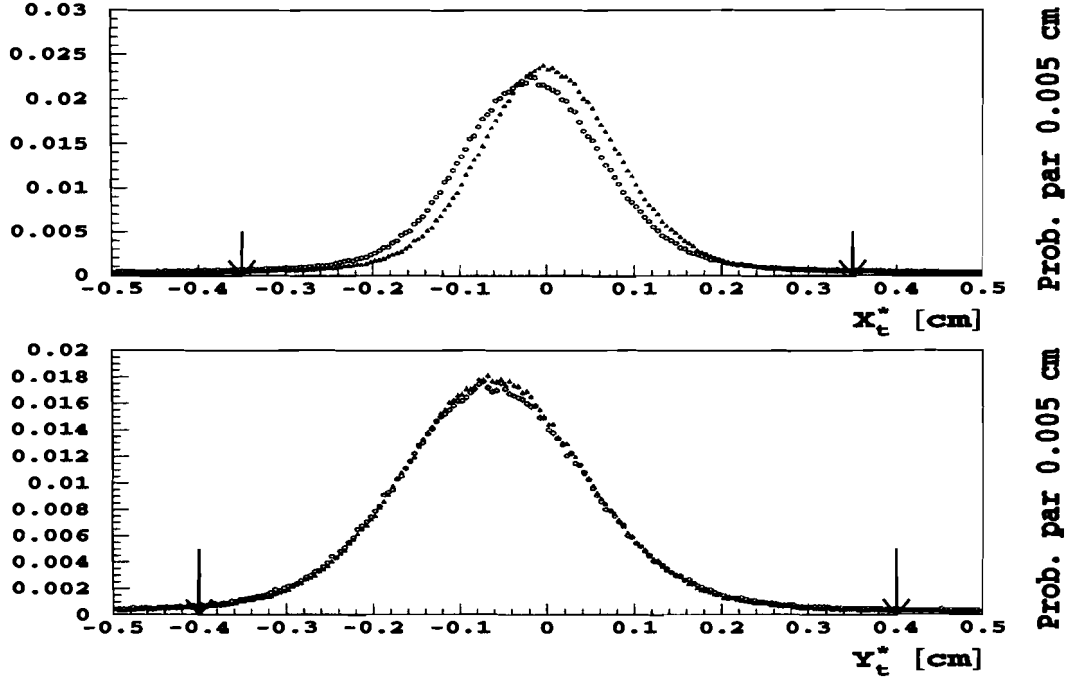


FIG. 5.2: Distributions des coordonnées (X_t^*, Y_t^*) du point de production reconstruit. Les deux flèches délimitent les coupures utilisées sur le point de production.

La coupure sur le point de production nous assure que les Ξ étudiés proviennent de la cible. Cette coupure élimine une partie des événements qui proviennent de l'interaction du faisceau primaire ou secondaire dans le collimateur, notamment les K_S^0 qui se désintègrent en deux pions de charges opposées et qui peuvent être confondus avec des Λ . Sur la figure 5.3, nous avons deux histogrammes qui représentent la masse effective M_Λ en fonction de la masse effective $M_{\pi^+\pi^-}$, qui s'obtient en faisant l'hypothèse que les particules SS et OS sont des π de charge opposée. Le premier de ces histogrammes (en haut) contient les événements qui satisfont les critères de sélection relatifs aux coupures sur les coordonnées Z des points de désintégration du Λ et du Ξ . Le deuxième histogramme (en bas) contient les événements qui satisfont en plus le critère de sélection relatif à la coupure sur le point de production (X_t^*, Y_t^*) . Cette dernière coupure élimine les K_S^0 qui ne sont pas éliminés par la condition $1.11 < M_\Lambda < 1.12 \text{ GeV}/c^2$.

4. $-0.761 < X_c < 0.677 \text{ cm}$ et $-0.525 < Y_c < 0.517 \text{ cm}$.

Nous voyons sur la figure 5.4, les distributions de X_c et Y_c pour des événements qui satisfont les critères de sélection suivants :

- $1.31 < M_\Xi < 1.34 \text{ GeV}/c^2$
- $50 < Z_\Xi^v < 1250 \text{ cm}$ et $50 < Z_\Lambda^v < 1250 \text{ cm}$

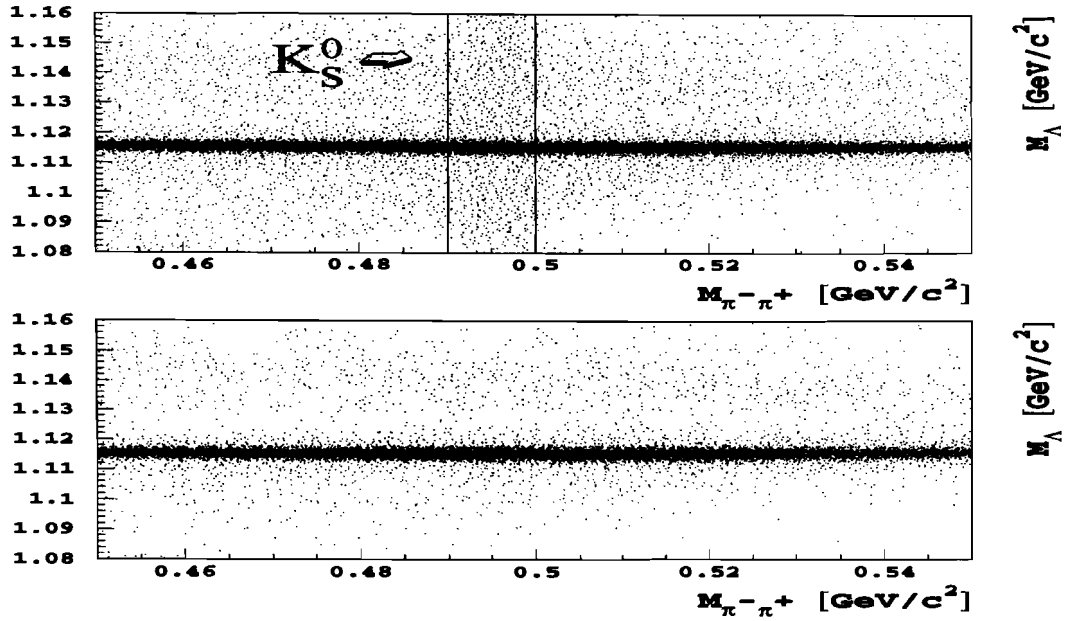


FIG. 5.3: *Elimination des $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ grâce à la coupure sur le point de production. En haut : distribution bi-paramétrique de $M_{\pi^+\pi^-}$ en fonction de M_{Λ} pour les Ξ qui satisfont $s0$ et les coupures sur le point de désintégration. En bas : même distribution mais avec la condition de sélection sur le point de production en plus.*

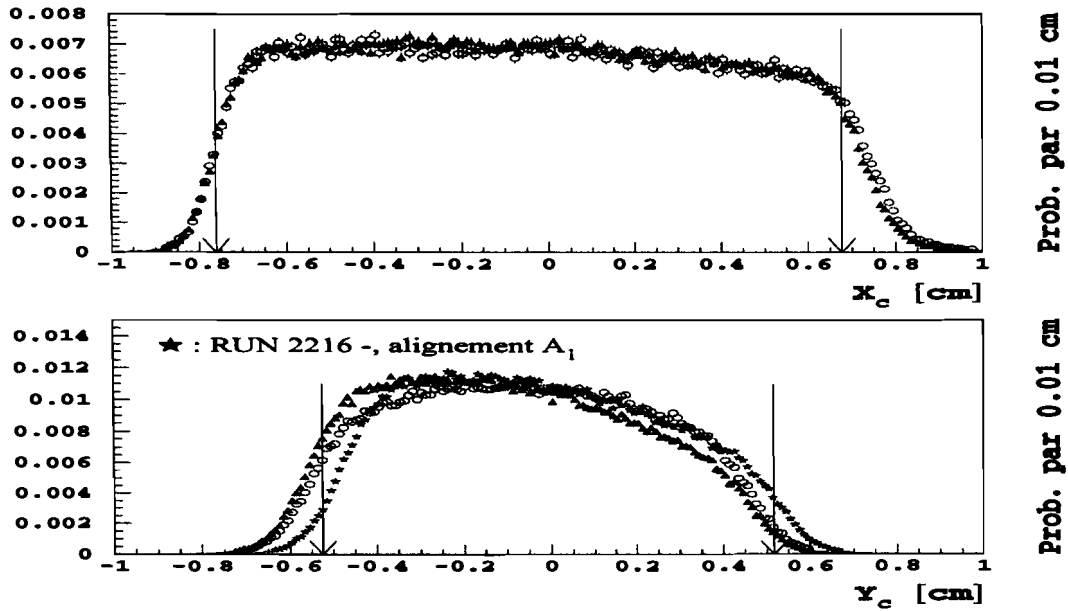


FIG. 5.4: *Sélection des événements à la sortie du collimateur. Distributions des coordonnées horizontales (en haut) et verticales (en bas) du point de sortie au collimateur des Ξ . Les deux flèches dénotent les coupures utilisées sur le point de sortie au collimateur.*

$$- |X_t^*| < 0.35 \text{ cm et } |Y_t^*| < 0.4 \text{ cm}$$

Les coupures sur le point de sortie au collimateur ont été optimisées pour un run analysé avec l'alignement A_1 . Ces coupures ne sont malheureusement pas optimales pour les données analysées avec l'alignement A_2 .

La coupure sur le point de sortie du collimateur permet d'éliminer des événements qui ne proviennent pas de la face de sortie du collimateur. Elle permet encore d'éliminer des événements produits par interaction sur les bords du collimateur ou à l'intérieur de celui-ci.

Pour mettre en évidence les événements bruits qui proviennent des interactions du faisceau secondaire chargé avec le collimateur, nous avons sélectionné des événements où $Z_\Lambda^v < 50 \text{ cm}$. La figure 5.5 est un histogramme bi-paramétrique des deux coordonnées du point de sortie au collimateur, pour le run 2201 (Ξ^+). Nous voyons clairement deux zones d'interaction sur le bord inférieur et sur le bord droit du collimateur. L'origine de ces deux zones est lié à un mésalignement entre l'axe du collimateur et la position de la cible. En effet, la zone d'interaction inférieure ($Y_c \simeq -0.6 \text{ cm}$) découle du fait que l'aimant d'hypérons est légèrement tourné dans le plan vertical par rapport au centre de la face de sortie du collimateur (voir page 36). La zone d'interaction droite ($X_c \simeq -0.8 \text{ cm}$) provient du mauvais positionnement de la cible (voir page 13). Les coupures établies jusqu'à présent permettent d'éliminer la quasi-totalité des événements qui proviennent de ces deux zones d'interaction.

5. $|M_{K \rightarrow 3\pi} - 0.4937| > 0.0081 \text{ GeV}/c^2$.

La désintégration $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ peut être reconstruite comme un Ξ puisque les particules ne sont pas identifiées. Si on attribue aux particules SS la masse du pion, on obtient respectivement une masse invariante $M_{K \rightarrow 3\pi}$ ou M_Ξ suivant que la masse attribuée à la particule OS est celle d'un pion ou d'un proton.

Dans la figure 5.6.1 (en haut), nous montrons la masse effective $M_{K \rightarrow 3\pi}$ en fonction de la masse effective M_Ξ . Nous remarquons alors qu'une faible partie de ces événements $K^\pm$ sont confondus avec des Ξ . Une coupure sur $M_{K \rightarrow 3\pi}$, illustrée dans la figure 5.6.2 (en bas), permet d'éliminer les événements $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$.

Ces figures ont été obtenues avec les sélections suivantes :

- $50 < Z_\Xi^v < 1250 \text{ cm}$ et $50 < Z_\Lambda^v < 1250 \text{ cm}$
- $|X_t^*| < 0.35 \text{ cm}$ et $|Y_t^*| < 0.4 \text{ cm}$
- $-0.761 < X_c < 0.677 \text{ cm}$ et $-0.525 < Y_c < 0.517 \text{ cm}$

Ces coupures nous ont permis de sélectionner 232'469 candidats Ξ^+ et 308'149 candidats Ξ^- . Dans la figure 5.6 (en bas), nous observons que le rapport signal sur bruit n'est pas le même pour les Ξ^- et les Ξ^+ . En effet, dans l'intervalle $|M_{K \rightarrow 3\pi} - 0.4937| < 0.0081 \text{ GeV}/c^2$, nous avons reconstruit 10483 K^+ et 2331 K^- . Parmi ces événements, seul 5'052 K^+ et 1'600 K^- ont une masse effective M_Ξ comprise dans l'intervalle $1.31 < M_\Xi < 1.34 \text{ GeV}/c^2$, soit un rapport de bruit/signal ($K^\pm/\Xi$) de 2.2% et 0.5% respectivement, pour les critères de sélection utilisés. Cette estimation du rapport bruit/signal est une borne supérieure puisque la région du signal

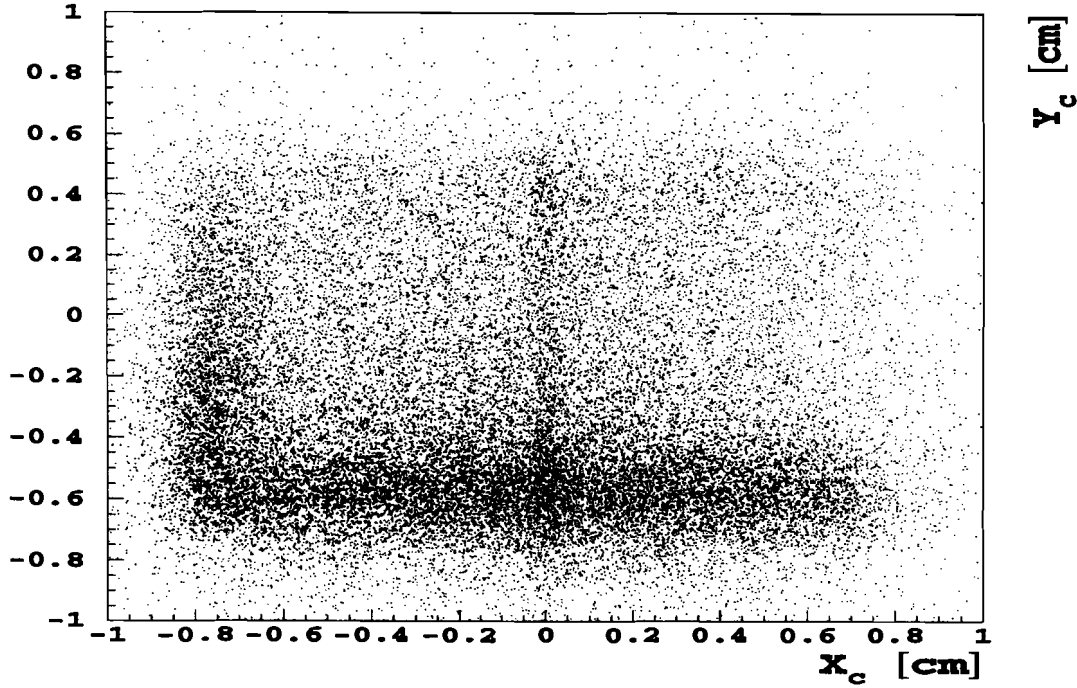


FIG. 5.5: *Distribution bi-paramétrique de Y_c en fonction de X_c pour des événements où $Z_\Lambda^v < 50$ cm. Les bandes horizontales et verticales du bord sont dues aux interactions du faisceau secondaire avec le collimateur.*

est comprise en réalité dans l'intervalle $1.3163 < M_\Xi < 1.3263$ GeV/c². Comme ces événements $K^\pm$ donnent lieu à une distribution en $\cos \theta_p$ qui n'est pas uniforme (voir figure 5.7), il est important d'éliminer cette source de bruit pour ne pas induire de biais dans la distribution d'asymétrie en $\cos \theta_p$. L'écart-type de la distribution gaussienne de $M_{K \rightarrow 3\pi}$ est de 1.5 MeV/c² et la zone d'exclusion des $K^\pm$ a été définie dans un intervalle supérieur à cinq écart-types pour garantir l'élimination de ces événements et obtenir un rapport $K^\pm/\Xi$ inférieur à 10^{-6} .

6. $\Delta Z_{\Lambda-\Xi}^v > -200$ cm.

Pour des Ξ et des Λ se désintégrant dans le tube à vide (coupure 1), la distribution de la distance longitudinale entre le point de désintégration du Λ et celui du Ξ est montré dans la figure 5.8. Une coupure s'effectue sur $\Delta Z_{\Lambda-\Xi}^v$ pour éliminer les événements dont la topologie n'est pas caractéristique des événements Ξ recherchés. La borne inférieure à -200 cm a été fixée en tenant compte approximativement de la résolution sur la distance entre les deux points de désintégration.

7. $1.1125 < M_\Lambda < 1.1190$ GeV/c².

Dans le spectre de masse des Λ , nous voyons qu'un faible bruit de fond persiste après l'application de toutes les coupures décrites ci-dessus. D'autre part, le bruit de fond est identique entre les Λ et $\bar{\Lambda}$. Comme les K_S^0 ont été éliminés, ce bruit de fond est essentiellement de nature combinatoire et va donc se répercuter comme tel dans le bruit de fond des Ξ . L'écart-type de la distribution de M_Λ est de 1 MeV/c². Une coupure à trois écart-types autour de la masse effective moyenne des Λ permet

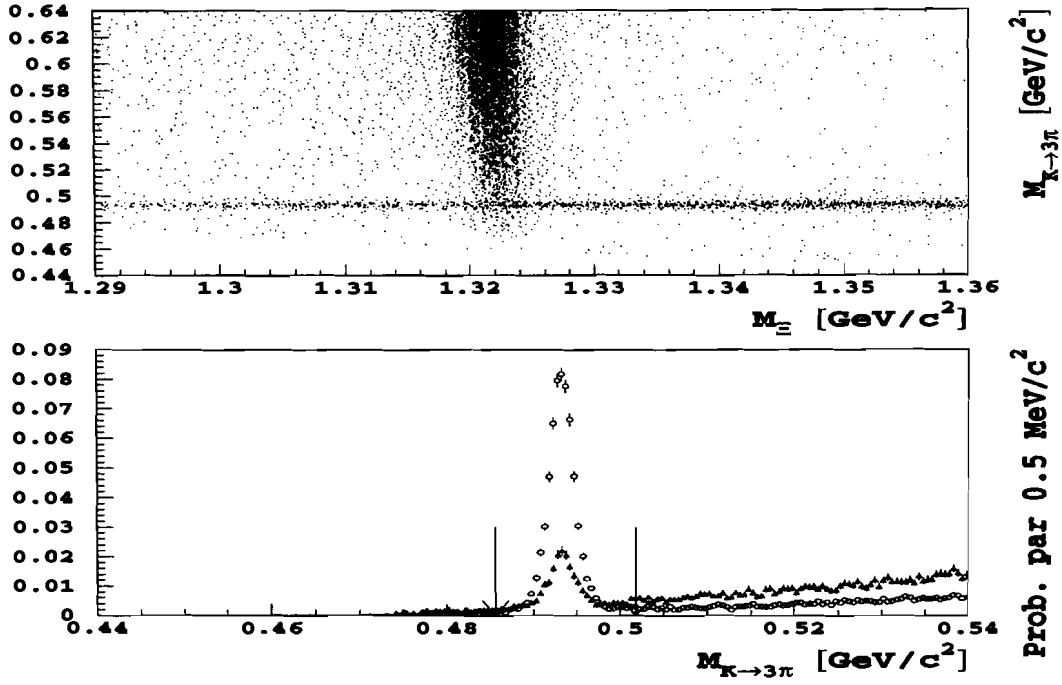


FIG. 5.6: Coupure des $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. En haut : distribution bi-paramétrique de $M_{K \rightarrow 3\pi}$ en fonction de M_Ξ , pour des événements ayant satisfait les coupures sur le point de désintégration, sur la sortie du collimateur et sur la cible. En bas : pour ces mêmes coupures, distributions normalisées de $M_{K \rightarrow 3\pi}$ pour les Ξ^+ ($\circ$) et Ξ^- ($\blacktriangle$). La zone d'exclusion est comprise entre les deux flèches.

d'éliminer une partie du bruit de fond (cf figure 5.9).

8. $90 < P_\Lambda < 220 \text{ GeV/c}$ et $120 < P_\Xi < 250 \text{ GeV/c}$.

Nous imposons une coupure sur les quantités de mouvement du Λ et du Ξ , comme le montre les figures 5.10.

9. Elimination des Ω .

La séquence principale de désintégration des Ω chargés, dont le facteur de branchement est de 68 %, est très similaire à la séquence de désintégration du Ξ que nous étudions : $\Omega^\pm \rightarrow \Lambda + K^\pm$. Si Λ se désintègre suivant $\Lambda \rightarrow p \pi^\pm$ (BR : 63.9 %), la topologie de la séquence de désintégration de Ω est tout à fait similaire à celle d'un Ξ . Certaines désintégrations $\Omega^\pm$ peuvent apparaître sous le pic des Ξ . Suivant que la particule associée au Λ est un $K^\pm$ ou un π , on obtient deux masses, M_Ω et M_Ξ respectivement.

Pour lever l'ambiguïté, une coupure directe sur la masse effective M_Ω éliminerait tous les événements $\Omega \rightarrow \Lambda + K^\pm$, mais également une fraction très large des événements Ξ .

Pour cette raison, quelque soit l'événement examiné, Ξ ou Ω , nous considérons $\cos \theta_\Lambda$, qui est le cosinus de l'angle d'émission du Λ dans le référentiel d'hélicité de

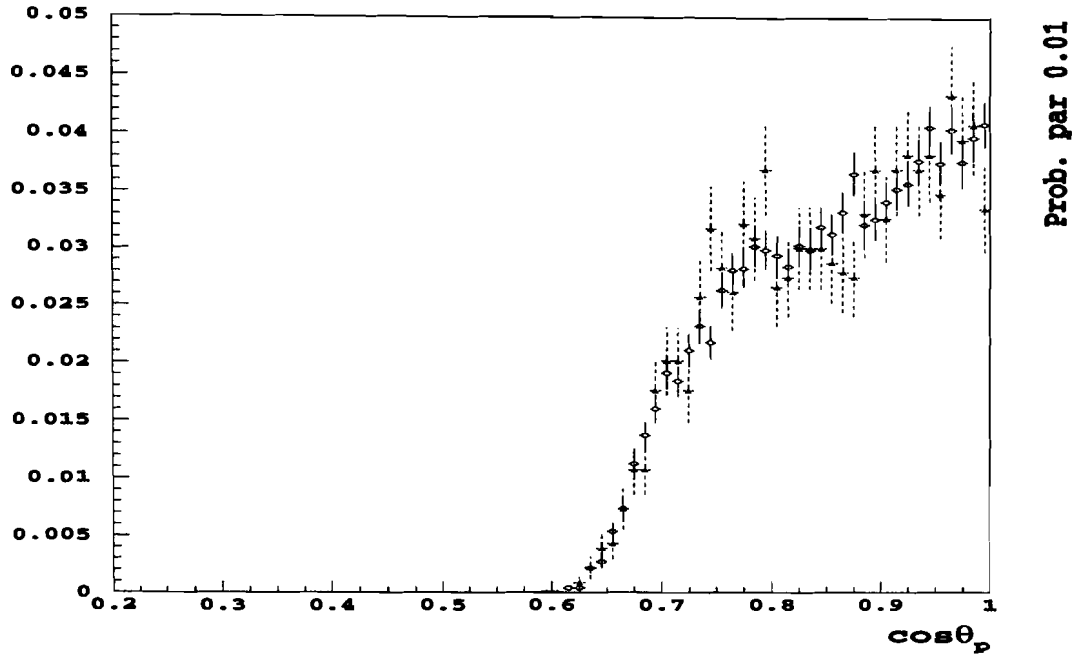


FIG. 5.7: *Distribution en $\cos \theta_p$ des $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ lorsqu'ils sont confondus avec les Ξ , autrement dit lorsque leur masse effective M_Ξ est dans l'intervalle $[1.31, 1.34] \text{ GeV}/c^2$.*

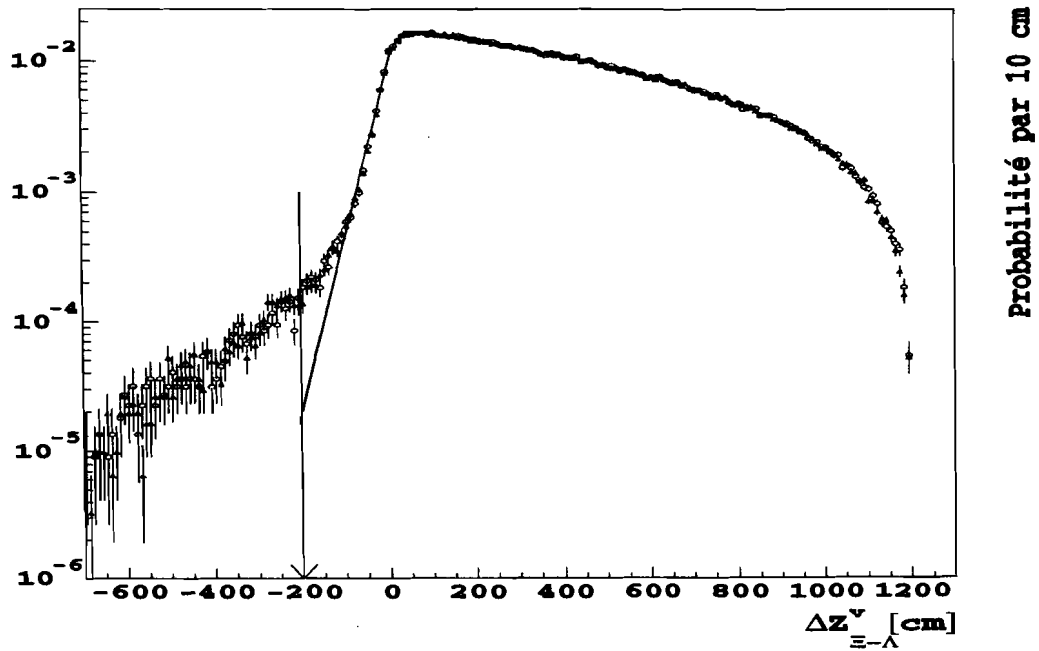


FIG. 5.8: *Distance longitudinale entre les points de désintégrations du Λ et du Ξ . La flèche indique la borne minimale admise pour la sélection finale des Ξ .*

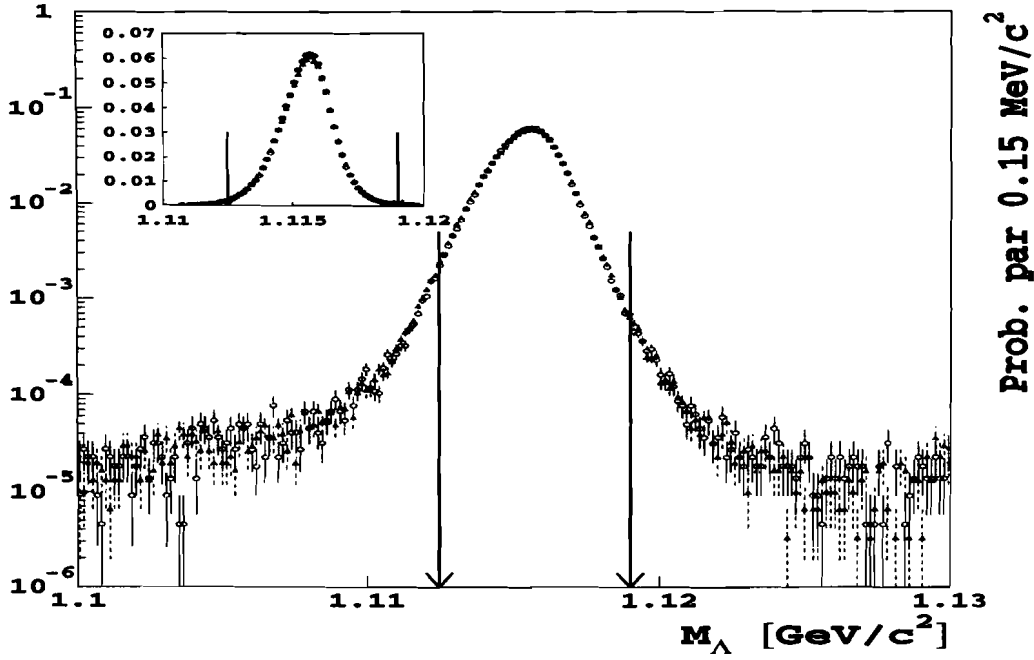


FIG. 5.9: Coupure à trois écart-types sur le spectre de masse du Λ . Spectre de masse M_Λ en échelle logarithmique (figure centrale) et en échelle linéaire (en haut, à gauche).

la particule reconstruite comme un Ξ . Dans les figures 5.11, nous avons représenté l'histogramme bi-paramétrique de M_Ω en fonction de $\cos\theta_\Lambda$, pour des événements Ω (en haut) et Ξ (en bas) provenant du run 2262. Pour cela, nous avons considéré les coupures standards suivantes :

- $50 < Z_\Xi^v < 1250$ cm et $50 < Z_\Lambda^v < 1250$ cm
- $|X_t^*| < 0.35$ cm et $|Y_t^*| < 0.4$ cm
- $-0.761 < X_c < 0.677$ cm et $-0.525 < Y_c < 0.517$ cm

Ces coupures permettent de sélectionner les 216'421 candidats Ξ^+ et 298'262 candidats Ξ^- dans les runs considérés.

Dans la figure 5.11 du haut, nous avons sélectionné essentiellement des $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$, où $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, en imposant les coupures standards précitées et la condition supplémentaire sur la masse effective :

- $M_\Xi > 1.33$ GeV/c² ou $M_\Xi < 1.31$ GeV/c² (Sélection Ω).

Dans cette même figure, les deux zones d'exclusion des événements Ω sont tracées et définissent la coupure sur les Ω . Dans l'intervalle $1.6680 < M_\Omega < 1.6745$ GeV/c², nous avons dénombré 335 Ω^+ et 337 Ω^- , y compris les événements bruits qui se situent sous le pic du spectre de masse M_Ω (voir les figures 5.12 du haut).

Comme ce dénombrement a eu lieu pour les événements dont $M_\Xi \notin [1.31 \text{ GeV/c}^2, 1.33 \text{ GeV/c}^2]$, soit 5/7 du spectre M_Ξ étudié, on s'attend alors approximativement à retrouver le 2/5 de ces événements Ω sous le pic du spectre de masse des Ξ .

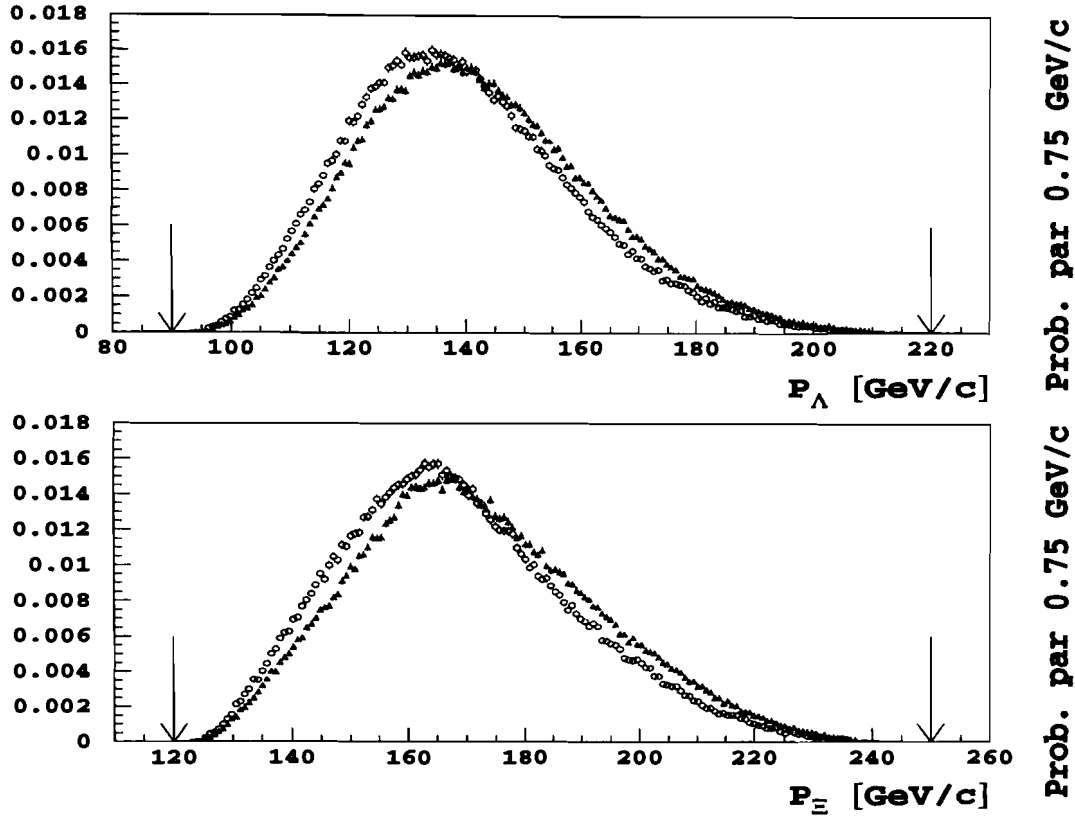


FIG. 5.10: Coupure sur les quantités de mouvement du Λ (en haut) et du Ξ (en bas).

Dans la seconde figure, nous avons représenté les Ξ^- qui ont satisfait toutes les coupures standards énoncées ci-dessus et la coupure supplémentaire sur les événements Ω décrite par les zones d'exclusion de la figure 5.11 du haut.

Sans la coupure sur les Ω , on estime le rapport de bruit/signal, dans l'intervalle $M_{\Xi} \in [1.31, 1.33] [\text{GeV}/c^2]$, à $(0.06 \pm 0.01) \%$ pour les Ω^+/Ξ^+ et à $(0.04 \pm 0.01) \%$ pour les Ω^-/Ξ^- . Après la coupure sur les Ω , il ne reste que $\sim 5 \%$ des événements Ω et le rapport bruit/signal se réduit donc à l'ordre de $2-3 \cdot 10^{-5}$, donc une différence dans le rapport bruit/signal entre les Ω^+ et les Ω^- qui vaut $(1 \pm 1) \times 10^{-5}$.

Dans les figures 5.12 du bas, nous avons illustré la distribution en $\cos \theta_p$ des événements Ω , lorsqu'ils sont reconstruits comme des Ξ . Contrairement aux $K^\pm$, ces distributions sont relativement uniformes. En tenant compte de la distribution en $\cos \theta_p$ des Ξ et des Ω , nous estimons que le biais introduit par les Ω sur $\alpha_{\Xi\Lambda}$ vaut $\Delta^\Omega(\alpha_{\Xi\Lambda}) \approx -0.18 \pm 0.06$. Cette estimation découle simplement de la différence de pente dans les distributions normalisées en $\cos \theta_p$ entre les Ξ et les Ω .

Par conséquent, en tenant compte de l'asymétrie dans le rapport bruit/signal (Ω/Ξ) et de $\Delta^\Omega(\alpha_{\Xi\Lambda})$, on en conclut que les Ω ne peuvent pas introduire un biais sur la mesure de l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ à plus de 2×10^{-5} .

10. $70 < P_p < 190 \text{ GeV}/c$ et $P_{\pi_{\Xi}} < 60 \text{ GeV}/c$ et $P_{\pi_{\Lambda}} < 50 \text{ GeV}/c$.

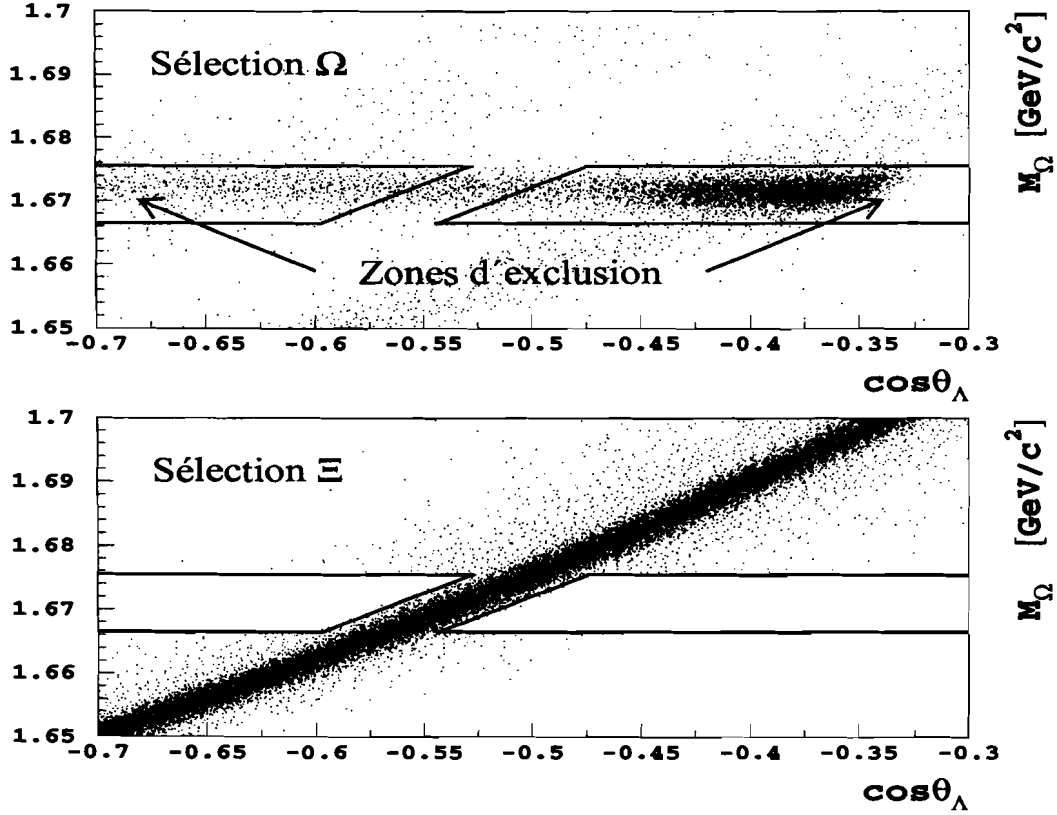


FIG. 5.11: Histogrammes bi-paramétriques de M_Ω en fonction de $\cos \theta_\Lambda$ pour des Ω (en haut) et des Ξ (en bas) provenant du run 2262 (-). Tous ces événements ont satisfait les coupures sur les points de désintégration, sur le point de sortie au collimateur et sur la cible.

Nous imposons une coupure sur les quantités de mouvement des deux pions et du proton (voir figure 5.13).

11. $|\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda} - 0.02| < 0.3$ mrad.

La différence entre l'angle mesuré et l'angle estimé, entre p et π_Λ , est $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$ (voir annexe B). Sur la figure 5.14, la distribution de $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$ est représentée pour les événements ayant satisfait tous les critères de sélection précédents, excepté la coupure sur les Ω . L'écart type de la distribution de $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$ est de $\sigma_\theta = 0.09$ mrad. Nous imposons une coupure à quelques trois écart-types sur $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$.

Dans les figures 5.15, nous avons représenté M_Ξ en fonction de $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$. La figure du haut (5.15.1) correspond aux événements du run 2248 (Ξ^-) et la figure du bas (5.15.2) aux événements générés par le MC officiel. Nous voyons que les données diffèrent du MC par des événements se situant en dehors de l'intervalle $1.31 < M_\Xi < 1.33$ GeV/c². Lorsqu'aucun fil touché supplémentaire n'est généré, nous constatons que la masse effective des événements MC est comprise dans l'intervalle $1.31 < M_\Xi < 1.33$ GeV/c². Les données, par contre, présentent des événements en dehors de cette zone. Ils sont donc dûs, soit à d'autres particules reconstruites comme des Ξ , soit à de mauvaises reconstructions de Ξ . Les événements en dehors de la zone définie pour

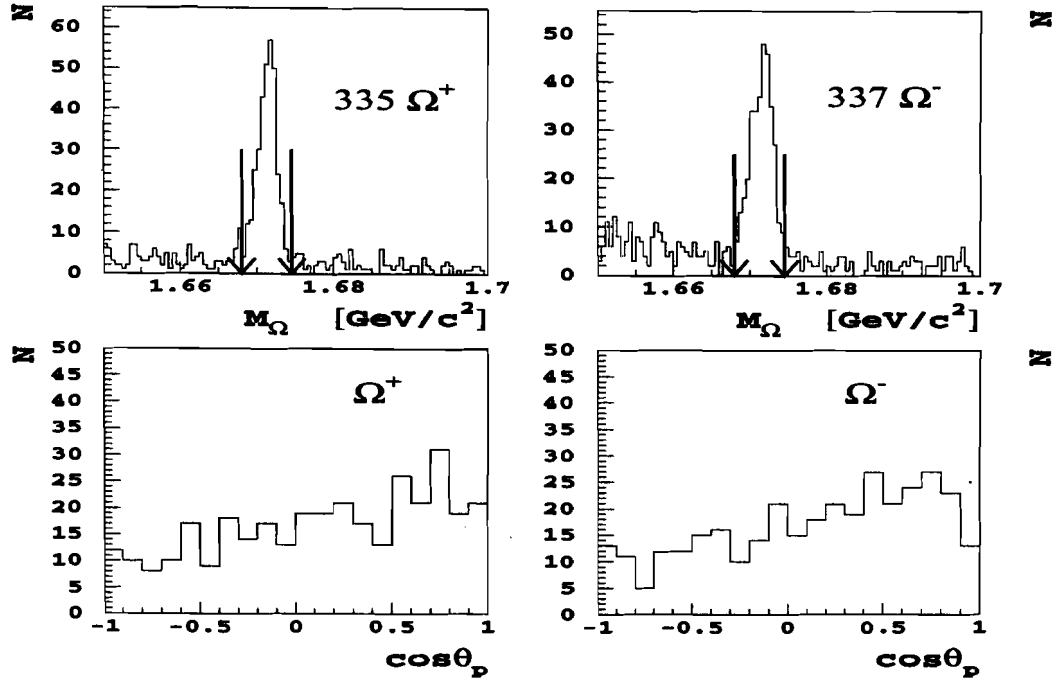


FIG. 5.12: Spectre de masse des Ω^+ (en haut, à gauche) et Ω^- (en haut, à droite). Distribution en $\cos\theta_p$ des Ω^+ (en bas, à gauche) et Ω^- (en bas, à droite) lorsqu'ils sont reconstruits comme les Ξ étudiés.

la coupure sont présents dans les données et dans le MC. Il s'agit d'événements Ξ dont l'angle d'ouverture entre le proton et le π_Λ est mal reconstruit. Nous observons des différences, entre les angles d'ouverture mesurés et estimés, de l'ordre de 0.5 mrad pour des angles compris entre 0 et 8 mrad. Nous avons préféré rejeter les événements dont la topologie géométrique n'est pas déterminée précisément.

12. $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{est} \neq 0$.

Nous rejetons les événements qui n'ont pas de solution réelle pour l'angle estimé dans l'équation B.1 (voir annexe B).

13. $dv_\Lambda < 0.5$ cm et $dv_\Xi < 0.5$ cm.

Nous sélectionnons les événements dont les deux points de désintégration sont bien définis par les traces avant qui en sont issues. Pour cela, nous imposons que la distance, au point de désintégration, entre les deux traces considérées n'excède pas 0.5 cm (voir figure 5.16).

14. $|\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)} - 0.0032| < 0.07$.

Dans la figure 5.17, nous avons représenté la distribution de M_Ξ en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour des événements qui satisfont tous les critères de sélection précédents. Les deux premiers histogrammes montrent cette distribution pour des événements provenant d'une part des données et d'autre part du Monte-Carlo. Nous voyons sur ces deux figures que les données diffèrent du MC par des événements dont les valeurs de $|\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}|$ sont supérieures à 1 mrad. Ces derniers correspondent à des événements mal reconstruits, dû à une mauvaise identification des traces. Afin

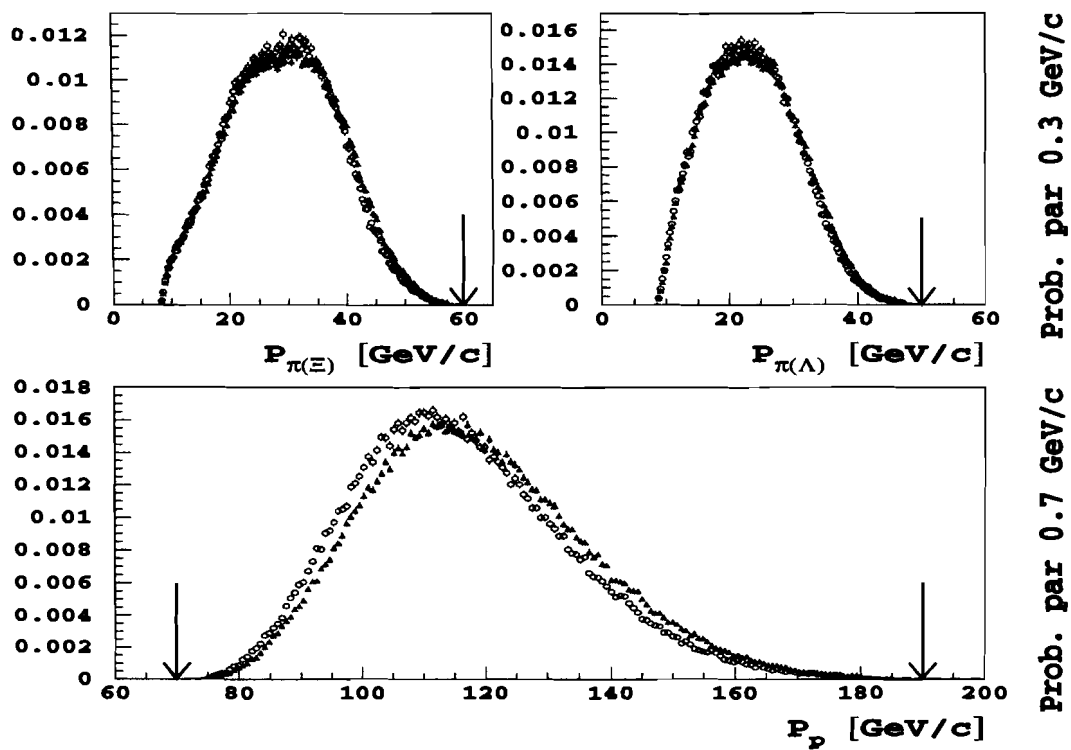


FIG. 5.13: Coupure sur les quantités de mouvement du π_{Ξ} , du π_{Λ} et du proton.

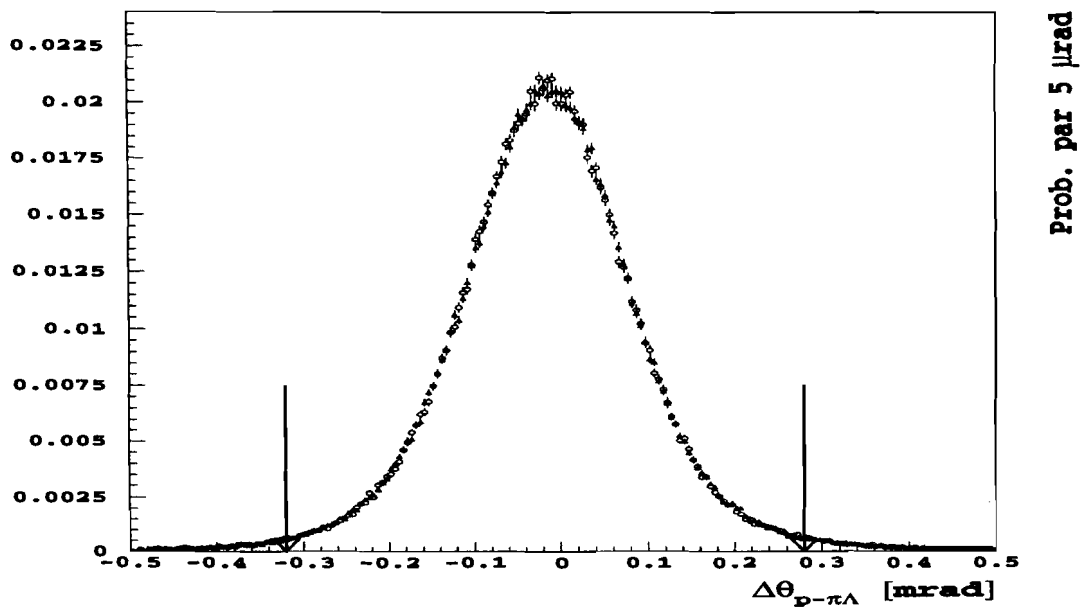


FIG. 5.14: Distribution de $\Delta\theta_{p-\pi_{\Lambda}}$. Les coupures sur $\Delta\theta_{p-\pi_{\Lambda}}$ sont définies par les deux flèches.

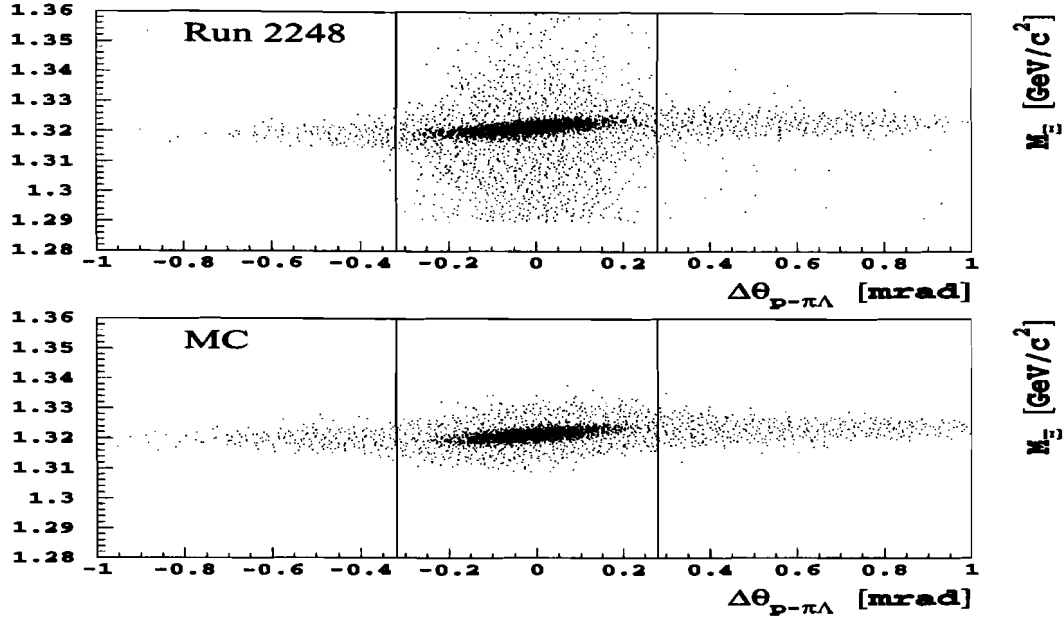


FIG. 5.15: Coupure sur $\Delta\theta_{p-\pi\Lambda}$. La figure du haut montre la distribution de $\Delta\theta_{p-\pi\Lambda}$ en fonction de M_Ξ pour des événements du run 2248, et la figure du bas pour des événements générés par le MC officiel.

de conserver les événements sur un large spectre de masse M_Ξ , nous n'avons pas appliqué une coupure directe sur $|\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}|$. Nous avons établi un autre critère de sélection et pour cela, nous avons transformé les variables corrélées $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ et M_Ξ en des variables, non corrélées sur l'intervalle $M_\Xi \in [1.318 \text{ GeV}/c^2, 1.326 \text{ GeV}/c^2]$, qui décrivent les axes principaux de la distribution dans la région prépondérante du signal. La transformation effectuée et la définition des nouvelles variables sont données par :

$$\zeta = 0.465 \text{ rad} \quad (5.1)$$

$$\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)} = \frac{\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}}{2} \cos\zeta - (M_\Xi - 1.3213) \sin\zeta \quad (5.2)$$

$$\rho_{M(\Xi)} = \frac{(M_\Xi - 1.3213)}{0.02} \cos\zeta + \frac{\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}}{2} \sin\zeta \quad (5.3)$$

où $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ est exprimé en mrad et M_Ξ en GeV/c^2 .

La distribution de ces nouvelles variables est montrée dans les figures 5.18 du haut. Les données du run 2201 (Ξ^+) sont dans la figure 5.18.1 (en haut à gauche) et les événements MC sont dans la figure 5.18.2 (en haut à droite). Dans ces figures, nous avons également représenté la zone de sélection imposée aux événements. Dans la figure 5.18 du bas, nous avons représenté la distribution normalisée de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour des Ξ^- , Ξ^+ et des événements MC. Les lignes verticales définissent la coupure adoptée. Une partie du bruit de fond existant dans les données est éliminée. Il est

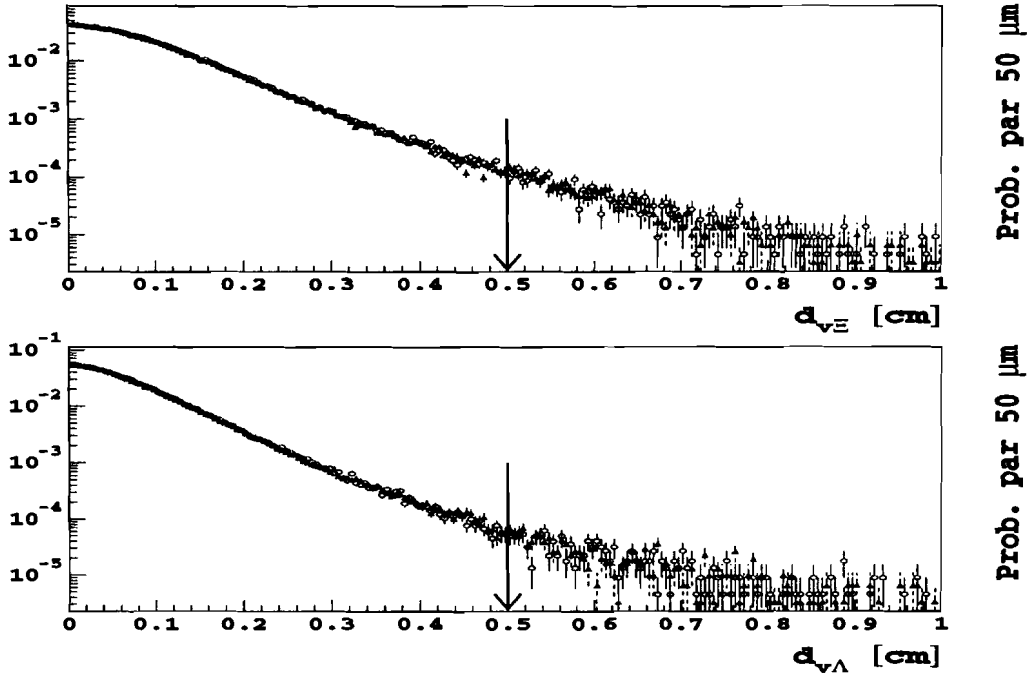


FIG. 5.16: Coupures sur dv_{Ξ} (en haut) et dv_{Λ} (en bas).

intéressant de noter que les données Ξ^- et Ξ^+ sont très similaires dans leur bruit de fond (c.à.d pour des valeurs de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ supérieures à 0.1) à ce stade de la sélection. Finalement, le troisième histogramme de la figure 5.17 montre la distribution de M_{Ξ} en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour des événements du run 2201 qui satisfont le critère de sélection imposé sur $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$.

15. $|\Delta P| < 12 \text{ GeV}/c$.

Rappelons la définition de ΔP :

$$\Delta P = P^{hyp} - P_{\Xi} \quad (5.4)$$

Nous montrons la distribution de ΔP dans la figure 5.19. L'écart-type de la distribution est de $\sigma_{\Delta P} = 2.7 \text{ GeV}/c$. Une coupure à $\pm 4 \sigma_{\Delta P}$ sur ΔP est imposée.

Nous voyons sur la figure 5.19 que la distribution de ΔP relative aux Ξ^- est légèrement plus large ($\sigma_{\Delta P} = 2.68 \text{ GeV}/c$) que la distribution relative aux Ξ^+ ($\sigma_{\Delta P} = 2.63 \text{ GeV}/c$), comme mentionné à la page 55.

Dans la table 5.5, nous résumons les différentes coupures utilisées dans l'analyse des données. La coupure m6 est une coupure à $\pm 3 \sigma$ autour du centre de gravité du spectre de masse des Ξ . Elle définit la région du signal (voir figure 5.21, page 82) et sera adjointe à s23 pour la mesure de l'asymétrie.

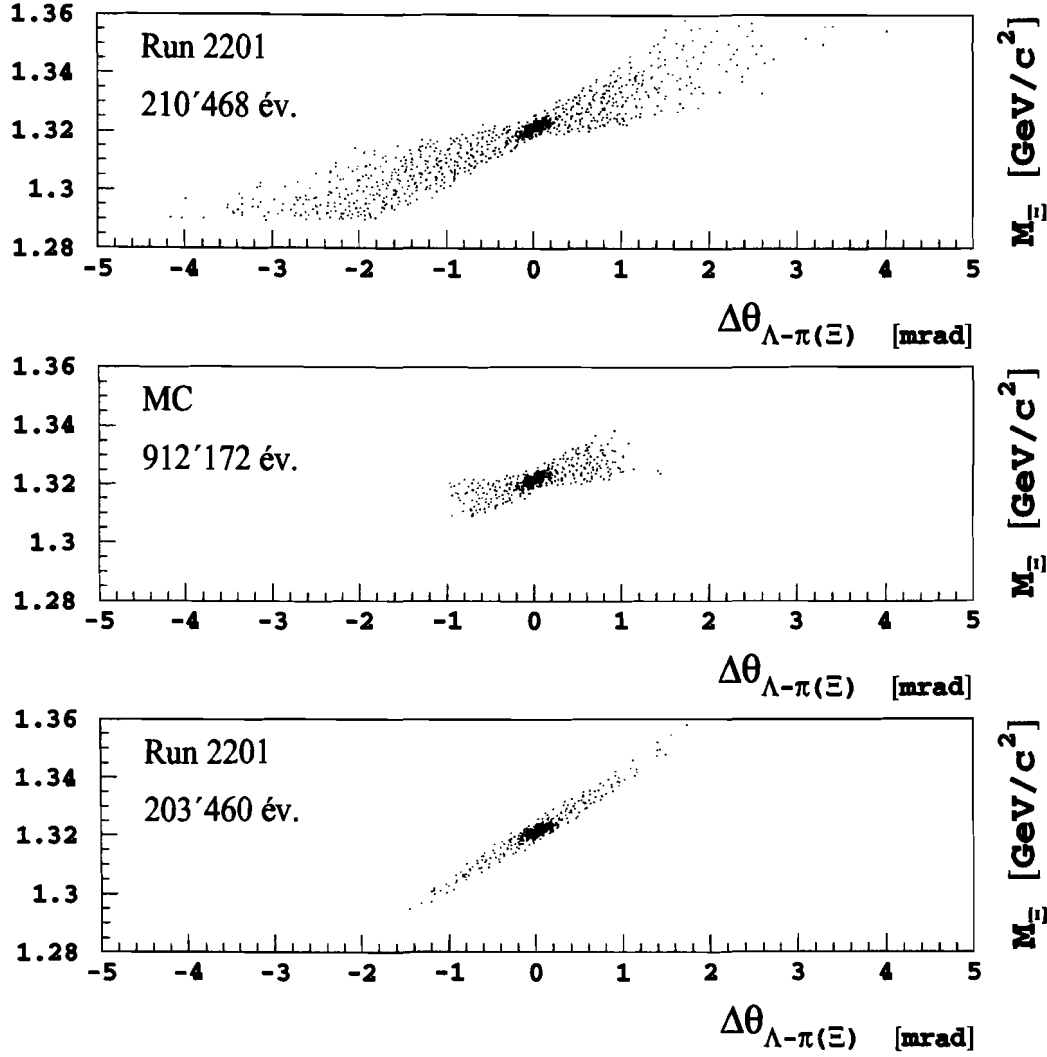


FIG. 5.17: Distribution de M_{Ξ} en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 (en haut) et des événements générés par le MC (centre). En bas, distribution de M_{Ξ} en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 qui satisfont le critère de sélection imposé à $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$.

5.3 Études des erreurs systématiques liées au bruit de fond

Dans cette section, nous allons étudier le bruit de fond observé sur le spectre de masse en fonction des coupures et déterminer les possibles erreurs systématiques qu'il induit sur la mesure de $\Delta\alpha$. L'analyse des données s'est effectuée en regroupant les runs en quatre groupes de runs proches. Les événements sélectionnés pour cette étude ont satisfait la coupure s23. Pour chaque groupe, le nombre d'événements considérés dans l'analyse est représenté dans le tableau 5.6 (page 79).

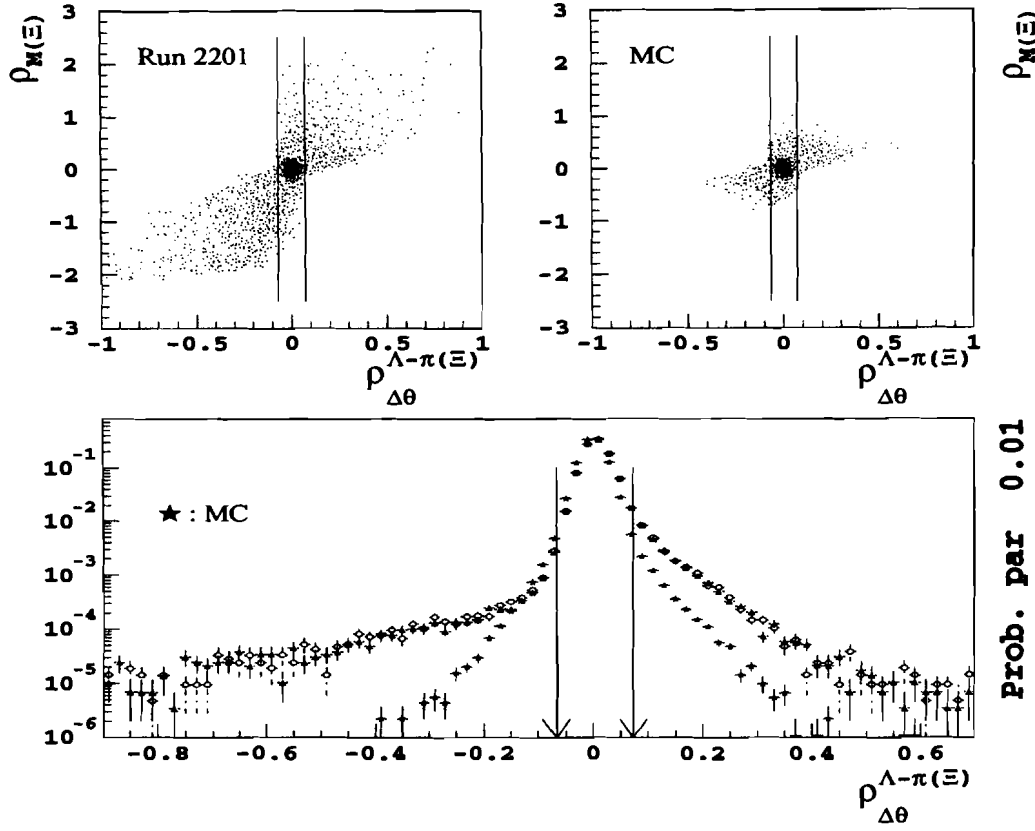


FIG. 5.18: Distribution de $\rho_M(\Xi)$ en fonction de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 (en haut à gauche) et des événements générés par le MC (en haut à droite). En bas, distribution de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les Ξ^+ du run 2201 ($\circ$), les Ξ^- du run 2248 ($\blacktriangle$) et pour les événements générés par le MC officiel (*).

Nous donnons dans le tableau 5.7 (page 80) le nombre d'événements en fonction des coupures, pour les runs appartenant au groupe I.

Afin d'illustrer l'impact de ces coupures sur le bruit de fond, nous avons représenté, dans la figure 5.20, le spectre de masse des Ξ^- et des Ξ^+ provenant des runs du groupe I. Ces spectres de masse, normalisés à leur nombre d'événements respectifs, sont présentés avant le processus d'égalisation. Nous voyons clairement que les coupures nous permettent de réduire le bruit et d'éliminer considérablement les différences de bruit entre les Ξ^- et les Ξ^+ . A présent, les spectres de masse des Ξ^- et Ξ^+ coïncident bien jusque dans les queues des distributions, où la probabilité est de l'ordre de quelques 10^{-6} .

Nous avons divisé le spectre de masse des Ξ en trois zones (voir figure 5.21) :

- Région gauche du spectre de masse : $1.29 < M_{\Xi} [\text{GeV}/c^2] < 1.3163$
- Région centrale du spectre de masse : $1.3163 < M_{\Xi} [\text{GeV}/c^2] < 1.3263$
- Région droite du spectre de masse : $1.3263 < M_{\Xi} [\text{GeV}/c^2] < 1.36$

Rappelons que la région centrale est la zone du signal.

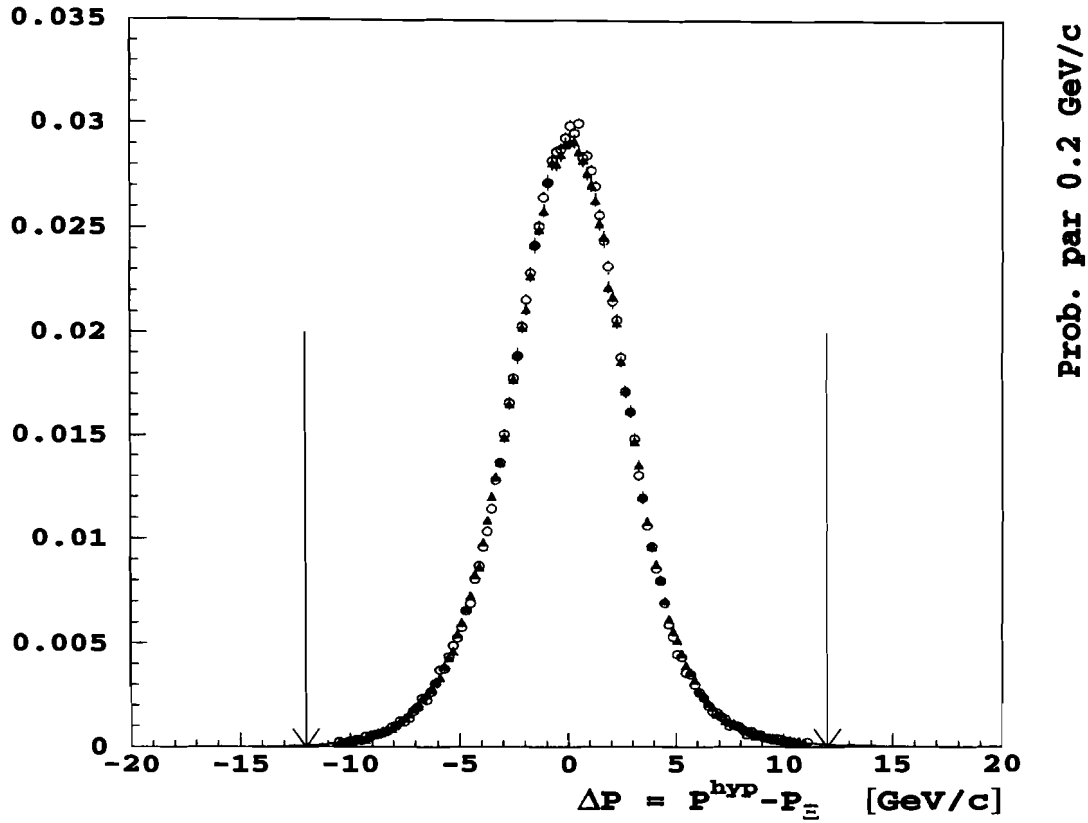


FIG. 5.19: Coupures sur ΔP .

L'erreur sur l'asymétrie due au bruit dépend du rapport "bruit/signal" (B/S) dans la région du signal et de son asymétrie.

Les ajustements des paramètres de deux exponentielles, dans les régions gauche et droite du spectre de masse, vont nous permettre d'évaluer le rapport B/S dans la zone du signal. Pour cela, nous considérons les spectres de masse normalisés et les fonctions exponentielles paramétrisées selon $e^{(a_{g,d} + b_{g,d}M_{\Xi})}$, où les indices g et d sont associés à la zone gauche et droite respectivement. Nous admettons que le bruit, dans la moitié inférieure de la région du signal ($M_{\Xi} < 1.3213 \text{ GeV}/c^2$), est décrit par l'exponentielle $e^{(a_g + b_g M_{\Xi})}$; et que le bruit, dans la moitié supérieure de la région du signal ($M_{\Xi} > 1.3213 \text{ GeV}/c^2$), est décrit par l'exponentielle $e^{(a_d + b_d M_{\Xi})}$ (voir figure 5.22, page 83).

Dans la région du signal, le bruit est constitué de la somme des contributions de bruit gauche (B_g) et droite (B_d) :

$$B = B_g + B_d \quad (5.5)$$

$$B_g = \int_{1.3163}^{1.3213} e^{(a_g + b_g M_{\Xi})} dM_{\Xi} \quad (5.6)$$

$$B_d = \int_{1.3213}^{1.3263} e^{(a_d + b_d M_{\Xi})} dM_{\Xi} \quad (5.7)$$

Nom de la sélection	Définition
s0	$1.29 < M_{\Xi} [\text{GeV}/c^2] < 1.36$
s1	s0 et $50 < Z_{\Xi}^v [\text{cm}] < 1250$ et $50 < Z_{\Lambda}^v [\text{cm}] < 1250$
s3	s1 et $ X_t [\text{cm}] < 0.35$ et $ Y_t [\text{cm}] < 0.4$
s4	s1 et $-0.761 < X_{col} [\text{cm}] < 0.677$ et $-0.525 < Y_{col} [\text{cm}] < 0.517$
s5	s3 et s4
s7	s5 et $ M_{K \rightarrow 3\pi} - 0.4937 > 0.0081 [\text{GeV}/c^2]$
s8	s7 et $\Delta Z_{\Lambda-\Xi}^v [\text{cm}] > -200$
s9	s8 et $1.1125 < M_{\Lambda} [\text{GeV}/c^2] < 1.1190$
s12	s9 et $90 < P_{\Lambda} [\text{GeV}/c] < 220$ et $120 < P_{\Xi} [\text{GeV}/c] < 250$
s13	s12 et "Coupure sur les Ω "
s15	s13 et $70 < P_p [\text{GeV}/c] < 190$ et $P_{\pi_{\Xi}} [\text{GeV}/c] < 60$ et $P_{\pi_{\Lambda}} [\text{GeV}/c] < 50$
s17	s15 et $ \Delta\theta_{p-\pi_{\Lambda}} - 0.02 < 0.3 [\text{mrad}]$
s18	s17 et $\theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{est} \neq 0$
s19	s18 et $dv_{\Lambda} < 0.5 [\text{cm}]$ et $dv_{\Xi} < 0.5 [\text{cm}]$
s21	s19 et $ \rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)} - 0.0032 < 0.07$
s23	s21 et $\Delta P [\text{GeV}/c] < 12$
m6	$1.3163 < M_{\Xi} [\text{GeV}/c^2] < 1.3263$

TAB. 5.5: Table des coupures utilisées pour la sélection des événements Ξ .

Groupe	Runs des Ξ^+	Runs des Ξ^-	Nb. Ξ^+	Nb. Ξ^-
I	2095 + 2098	2090 + 2093	1'086'878	11'466'695
II	2263 + 2264	2262 + 2265	1'527'962	14'609'278
III	2363 + 2365	2362	961'351	7'199'146
IV	2371 + 2373 + 2374	2369	2'288'576	3'895'153

TAB. 5.6: Runs et nombres d'événements des quatre groupes de données principaux analysés ayant satisfait la condition de sélection s23.

Dans le tableau 5.8, nous avons représenté le rapport B/S pour les différentes coupures étudiées.

En appliquant cette méthode d'estimation sur le spectre de masse du MC, nous voyons que l'estimation B/S sera fausse, parce que nous interprétons les queues des distributions comme du bruit. Cette méthode ne fonctionne donc en principe que si les queues des distributions sont effectivement dominées par du bruit. Pour cette raison, nous pensons que l'estimation B/S effectuée sur le spectre de masse obtenu avec la coupure s23 est peu fiable. Il est fort vraisemblable que les queues des distributions soient en fait principalement des

Type de sélection	nb. d'év. Ξ^+ (%)	nb. d'év. Ξ^- (%)
s0	2'700'037 (100 %)	23'994'772 (100 %)
s1	1'594'330 (59.1 %)	15'400'743 (64.2 %)
s4	1'359'549 (50.4 %)	13'167'290 (54.9 %)
s5	1'227'901 (45.6 %)	12'408'518 (51.7 %)
s7	1'172'558 (43.4 %)	12'315'232 (51.3 %)
s8	1'169'197 (43.3 %)	12'280'679 (51.2 %)
s9	1'144'356 (42.4 %)	12'030'200 (50.1 %)
s12	1'143'980 (42.4 %)	12'027'474 (50.1 %)
s13	1'141'197 (42.3 %)	12'005'472 (50.0 %)
s15	1'140'918 (42.3 %)	12'000'359 (50.0 %)
s17	1'127'547 (41.8 %)	11'867'330 (49.5 %)
s18	1'122'627 (41.6 %)	11'820'229 (49.3 %)
s19	1'118'909 (41.4 %)	11'783'541 (49.1 %)
s21	1'088'490 (40.3 %)	11'489'204 (47.9 %)
s23	1'086'878 (40.3 %)	11'466'695 (47.8 %)
s23 + m6	1'077'113 (39.9 %)	11'359'926 (47.3 %)

TAB. 5.7: Nombre de Ξ chargés reconstruits pour le groupe I de runs analysés.

coupure	Ξ^+			Ξ^-		
	B_g	B_d	B/S	B_g	B_d	B/S
s0	$2.16 \cdot 10^{-5}$	$1.97 \cdot 10^{-5}$	$55.2 \cdot 10^{-3}$	$1.24 \cdot 10^{-5}$	$1.06 \cdot 10^{-5}$	$26.2 \cdot 10^{-3}$
s1	$1.10 \cdot 10^{-5}$	$0.84 \cdot 10^{-5}$	$22.0 \cdot 10^{-3}$	$0.62 \cdot 10^{-5}$	$0.32 \cdot 10^{-5}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$
s4	$0.91 \cdot 10^{-5}$	$0.68 \cdot 10^{-5}$	$17.6 \cdot 10^{-3}$	$0.51 \cdot 10^{-5}$	$0.24 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$
s5	$0.66 \cdot 10^{-5}$	$0.45 \cdot 10^{-5}$	$11.8 \cdot 10^{-3}$	$0.42 \cdot 10^{-5}$	$0.14 \cdot 10^{-5}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$
s7	$0.39 \cdot 10^{-5}$	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$0.39 \cdot 10^{-5}$	$0.14 \cdot 10^{-5}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$
s9	$0.20 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$0.21 \cdot 10^{-5}$	$0.09 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$
s15	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$0.20 \cdot 10^{-5}$	$0.10 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$
s18	$0.19 \cdot 10^{-5}$	$0.13 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$0.20 \cdot 10^{-5}$	$0.10 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$
s23	$0.26 \cdot 10^{-5}$	$0.12 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$	$0.29 \cdot 10^{-5}$	$0.08 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$

TAB. 5.8: Estimation du rapport bruit/signal en fonction des coupures, pour les Ξ^+ (à gauche) et Ξ^- (à droite) du groupe I.

Ξ mal reconstruits. De plus, sur la figure 5.22, nous voyons que le modèle exponentiel du bruit choisi fonctionne bien mieux pour la coupure s18 que pour s23. Pour ces raisons, nous allons estimer B/S sur les coupures précédentes (s15 ou s18). Ces dernières nous montrent que B/S est identique entre les Ξ^+ et les Ξ^- . Le rapport B/S est donc de l'ordre de 3×10^{-3} .

Nous savons que les sources de bruit sont différentes entre la région gauche et droite. Par exemple, toutes les désintégrations semi-leptoniques des Ξ , reconstruits comme la désintégration séquentielle étudiée du Ξ , ne vont apparaître que dans la région droite du

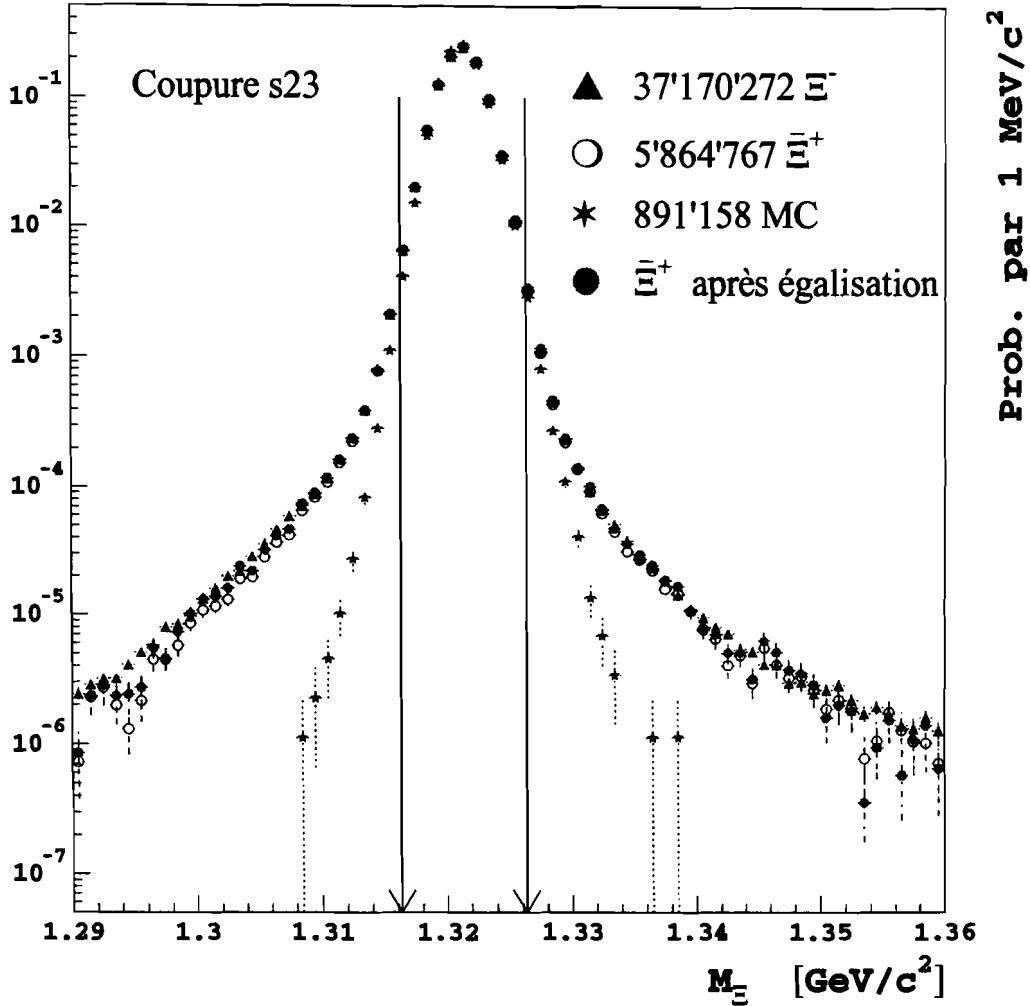


FIG. 5.21: Spectres de masse des Ξ normalisés sur l'ensemble des événements provenant des quatre groupes (I à IV) et sa division en trois zones, délimitées par les flèches. La zone centrale définit la région du signal (coupure m6). Les Ξ générés par le MC et le spectre de masse normalisé des Ξ^+ , après le procédé d'égalisation, sont également illustrés.

sélection définitive des Ξ (s23).

Dans la figure 5.25, nous avons représenté les rapports Ξ^+/Ξ^- des distributions normalisées en $\cos\theta_p$, pour les événements de la région gauche ($Q_g(\cos\theta_p)=dN_g^+(\cos\theta_p)/dN_g^-(\cos\theta_p)$) et de la région droite ($Q_d(\cos\theta_p)=dN_d^+(\cos\theta_p)/dN_d^-(\cos\theta_p)$).

Un ajustement des paramètres de la fonction $\mathcal{F}(\cos\theta_p)$ sur $Q_g(\cos\theta_p)$ et $Q_d(\cos\theta_p)$ nous a permis d'évaluer les différences de pente $\Delta\alpha$ entre les Ξ^+ et Ξ^- , dans la région gauche ($\Delta\alpha_g$) et dans la région droite ($\Delta\alpha_d$).

Dans le tableau 5.9, $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ sont représentés pour les différentes coupures étudiées et pour les quatre groupe de données.

Nous constatons que ces mesures sont compatibles, aux erreurs près, entre les différents

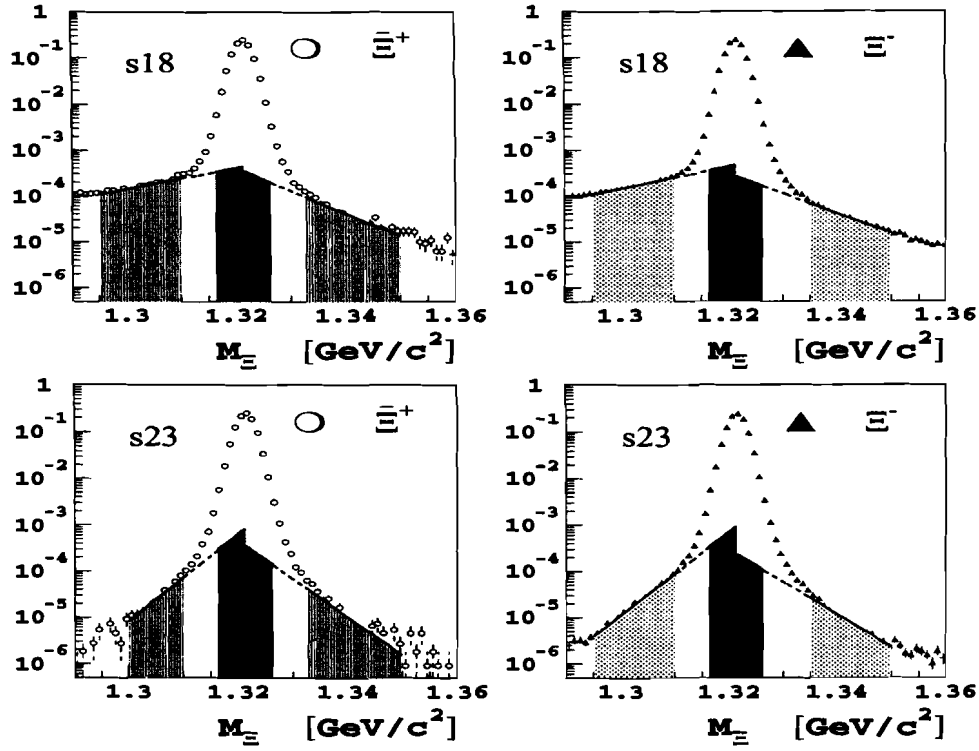
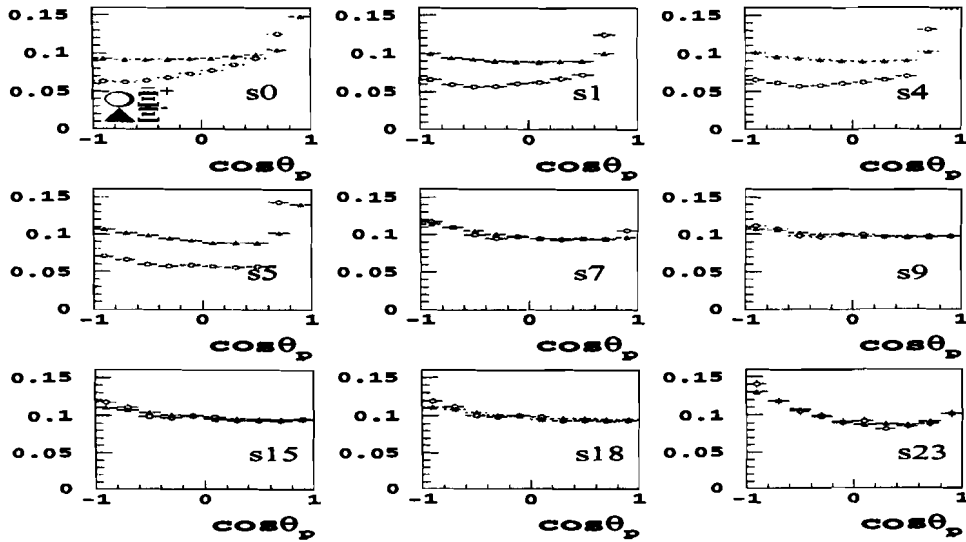


FIG. 5.22: Spectre de masse des Ξ des événements du groupe I, pour les coupures s18 et s23. Estimation du bruit dans la région du signal à partir des queues des distributions de part et d'autre de la région du signal.



Axe verticale : Prob. par 0.2

FIG. 5.23: Distributions normalisées en $\cos \theta_p$ pour les événements du groupe I se situant dans la zone gauche du spectre de masse, pour différentes coupures.

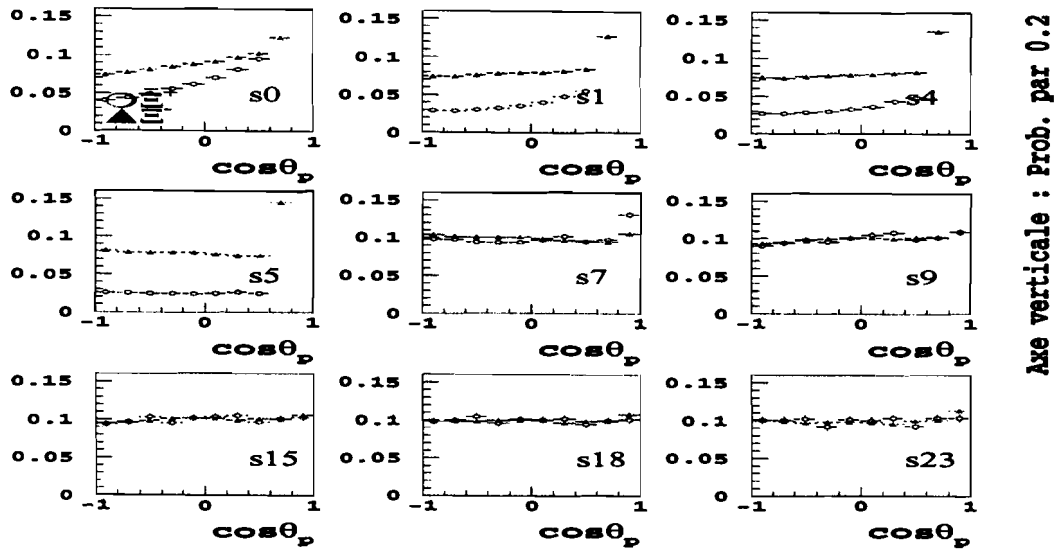


FIG. 5.24: Distributions normalisées en $\cos \theta_p$ pour les événements du groupe I se situant dans la zone droite du spectre de masse, pour différentes coupures.

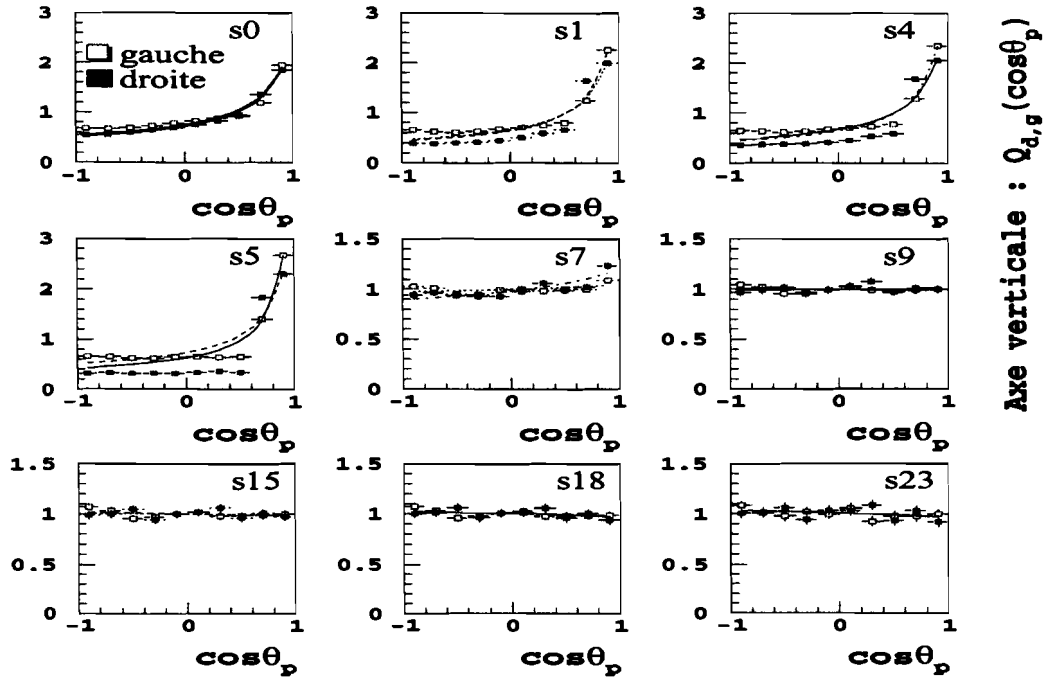


FIG. 5.25: Distributions $Q_g(\cos \theta_p)$ et $Q_d(\cos \theta_p)$ pour les événements du groupe I.

groupes analysés. Nous pouvons alors étudier les valeurs moyennes obtenus sur les quatre groupes analysés. Il est évident que la coupure s9 permet d'égaliser le rapport B/S entre Ξ^+ et Ξ^- , et de réduire considérablement les différences entre $\Delta \alpha_g$ et $\Delta \alpha_d$. A ce stade de la

coupure	groupe I	groupe II	groupe III	groupe IV	Moyenne
s0					
$\Delta\alpha^g$	0.495 ± 0.002	0.496 ± 0.001	0.494 ± 0.002	0.490 ± 0.002	0.495 ± 0.001
$\Delta\alpha^d$	0.501 ± 0.001	0.505 ± 0.001	0.497 ± 0.002	0.503 ± 0.001	0.503 ± 0.001
s1					
$\Delta\alpha^g$	0.583 ± 0.002	0.584 ± 0.002	0.584 ± 0.003	0.580 ± 0.002	0.583 ± 0.001
$\Delta\alpha^d$	0.552 ± 0.002	0.555 ± 0.002	0.554 ± 0.003	0.575 ± 0.002	0.560 ± 0.001
s4					
$\Delta\alpha^g$	0.593 ± 0.003	0.592 ± 0.002	0.592 ± 0.003	0.592 ± 0.002	0.592 ± 0.001
$\Delta\alpha^d$	0.556 ± 0.003	0.558 ± 0.002	0.556 ± 0.003	0.584 ± 0.003	0.562 ± 0.001
s5					
$\Delta\alpha^g$	0.627 ± 0.003	0.624 ± 0.003	0.626 ± 0.003	0.621 ± 0.003	0.625 ± 0.002
$\Delta\alpha^d$	0.565 ± 0.003	0.565 ± 0.003	0.569 ± 0.003	0.606 ± 0.003	0.576 ± 0.002
s7					
$\Delta\alpha^g$	0.034 ± 0.013	0.065 ± 0.010	0.042 ± 0.013	0.051 ± 0.010	0.051 ± 0.006
$\Delta\alpha^d$	0.128 ± 0.014	0.129 ± 0.012	0.129 ± 0.015	0.149 ± 0.012	0.135 ± 0.007
s9					
$\Delta\alpha^g$	-0.006 ± 0.016	0.029 ± 0.013	0.012 ± 0.017	0.018 ± 0.013	0.015 ± 0.007
$\Delta\alpha^d$	0.009 ± 0.019	0.013 ± 0.016	0.002 ± 0.021	0.012 ± 0.016	0.010 ± 0.009
s15					
$\Delta\alpha^g$	-0.021 ± 0.018	0.021 ± 0.013	0.002 ± 0.018	0.011 ± 0.013	0.007 ± 0.008
$\Delta\alpha^d$	-0.007 ± 0.021	-0.011 ± 0.018	-0.005 ± 0.023	-0.015 ± 0.018	-0.010 ± 0.010
s18					
$\Delta\alpha^g$	-0.030 ± 0.018	0.015 ± 0.014	-0.007 ± 0.018	0.004 ± 0.014	-0.001 ± 0.008
$\Delta\alpha^d$	-0.028 ± 0.022	-0.033 ± 0.019	-0.023 ± 0.024	-0.038 ± 0.019	-0.032 ± 0.010
s23					
$\Delta\alpha^g$	-0.034 ± 0.024	0.026 ± 0.018	-0.000 ± 0.023	-0.005 ± 0.018	0.001 ± 0.010
$\Delta\alpha^d$	-0.028 ± 0.025	-0.037 ± 0.022	-0.039 ± 0.028	-0.034 ± 0.022	-0.034 ± 0.011

TAB. 5.9: Les différences de pente $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ obtenues avant le procédé d'égalisation, pour les événements se situant respectivement dans la région gauche et droite du spectre de masse des Ξ . Le tableau illustre les résultats pour différentes coupures.

sélection des événements, nous observons encore quelques différences dans les queues des distributions du spectre de masse (voir figure 5.20). La coupure s15 élimine ces différences. Pour les coupures s9 et s15, $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ sont égales dans un intervalle à un écart-type. Par contre, pour les dernières coupures s18 et s23, $\Delta\alpha_g$ vaut $(0 \pm 1) \times 10^{-2}$, tandis que $\Delta\alpha_d$ est égale à $(-3 \pm 1) \times 10^{-2}$. Il semble dans ce cas que le comportement de l'asymétrie dépende de la région considérée. Il est dès lors difficile d'extrapoler les asymétries obtenues dans les régions gauche et droite à l'intérieur de la zone du signal. De plus, comme nous pensions avoir éliminé tous les événements bruits susceptibles de provoquer une asymétrie, l'importante différence de pente $\Delta\alpha_d$ dans la région droite est inattendue.

Comme nous le verrons, nous corrigerons les différences de production entre les Ξ^+ et les Ξ^- par la méthode d'égalisation (voir section 6). Cette dernière consiste à égaliser les densités d'espace de phase des Ξ^+ et Ξ^- , par une méthode de pondération. Ce procédé ne doit en principe affecter que la distribution en $\cos\theta_p$ des Ξ , mais il n'altère pas la distribution du bruit, sauf si ce bruit est corrélé aux événements Ξ . Dans la figure 5.21, nous voyons que le procédé d'égalisation affecte un peu la distribution en masse dans la

région gauche.

Si nous analysons à présent les différences de pente $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ pour les événements ayant subi le processus d'égalisation, nous obtenons les résultats présentés dans le tableau 5.10.

coupure	groupe I	groupe II	groupe III	groupe IV	Moyenne
$\Delta\alpha^g$	-0.027 ± 0.024	0.032 ± 0.018	0.008 ± 0.023	-0.005 ± 0.018	0.005 ± 0.010
$\Delta\alpha^d$	-0.000 ± 0.025	-0.015 ± 0.022	-0.017 ± 0.028	-0.010 ± 0.022	-0.009 ± 0.011

TAB. 5.10: Les différences de pente $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ obtenues après le procédé d'égalisation, pour les événements se situant respectivement dans la région gauche et droite du spectre de masse des Ξ . Ces résultats ont été obtenus avec la coupure $s23$.

En comparant les résultats des différences de pente avant et après le procédé d'égalisation, nous nous apercevons que $\Delta\alpha_g$ a subi un très léger effet systématique, de l'ordre de 4×10^{-3} . Il est par contre très surprenant de constater un effet très large observé sur $\Delta\alpha_d$, de l'ordre de 25×10^{-3} . Cet effet peut s'expliquer uniquement si l'origine du bruit, dans la région droite, est fortement corrélée aux densités de trajectoires de Ξ . Dans ce cas, comme les densités de trajectoires diffèrent entre les Ξ^+ et les Ξ^- , il n'est pas surprenant d'observer des différences de pente sur la distribution en $\cos\theta_p$ qui disparaissent après le procédé d'égalisation.

Nous pensons donc que ce bruit est essentiellement du bruit de fond combinatoire et d'erreurs de reconstruction de vrais Ξ .

Comme $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ sont égales à un écart-type, nous admettons que toutes les différences de pente sur $\cos\theta_p$, dues au bruit, dans la région du signal sont également réduites. Les valeurs de $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ nous permettent alors de poser une borne sur la différence de pente due au bruit dans la région du signal.

Le rapport B/S étant de 3×10^{-3} et $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ étant comprises dans l'intervalle à un écart-type $[-0.020, 0.015]$, nous en concluons que dans la région du signal, la différence de pente $\Delta\alpha_{comb.,rec.}^{sys}$ due au bruit est d'au plus de 6×10^{-5} . En tenant compte d'un intervalle à deux écart-types, nous avons alors une borne supérieure sur $\Delta\alpha_{comb.,rec.}^{sys}$ de 1.2×10^{-4} , donc négligeable au niveau de notre analyse. Ce dernier résultat ainsi que la borne supérieure sur l'asymétrie $\mathcal{A}_{comb.,rec.}^{sys}$ correspondante sont résumés dans le tableau 5.11.

$\Delta\alpha_{comb.,rec.}^{sys}$	$\mathcal{A}_{comb.,rec.}^{sys}$
$< 1.2 \times 10^{-4}$	$< 2.1 \times 10^{-4}$

TAB. 5.11: Bornes supérieures sur la différence de pente $\Delta\alpha_{comb.,rec.}^{sys}$ et l'asymétrie $\mathcal{A}_{comb.,rec.}^{sys}$, due au bruit combinatoire et d'erreurs de reconstruction, dans la région du signal.

Bien entendu, des études approfondies seraient nécessaires pour étayer les hypothèses et les interprétations stipulées dans cette dernière partie.

5.4 Défauts du spectromètre

Nous discutons dans cette section des difficultés rencontrées lors de la reconstruction des événements, en particulier dans l'évaluation de la masse des particules. Pour les trois runs de polarité négative 2090, 2265 et 2362, nous avons représenté, sur la figure 5.26, la moyenne sur un grand nombre de désintégrations à deux corps de la différence entre l'angle mesuré et l'angle estimé (voir annexe B) entre les particules en fonction de l'angle mesuré.

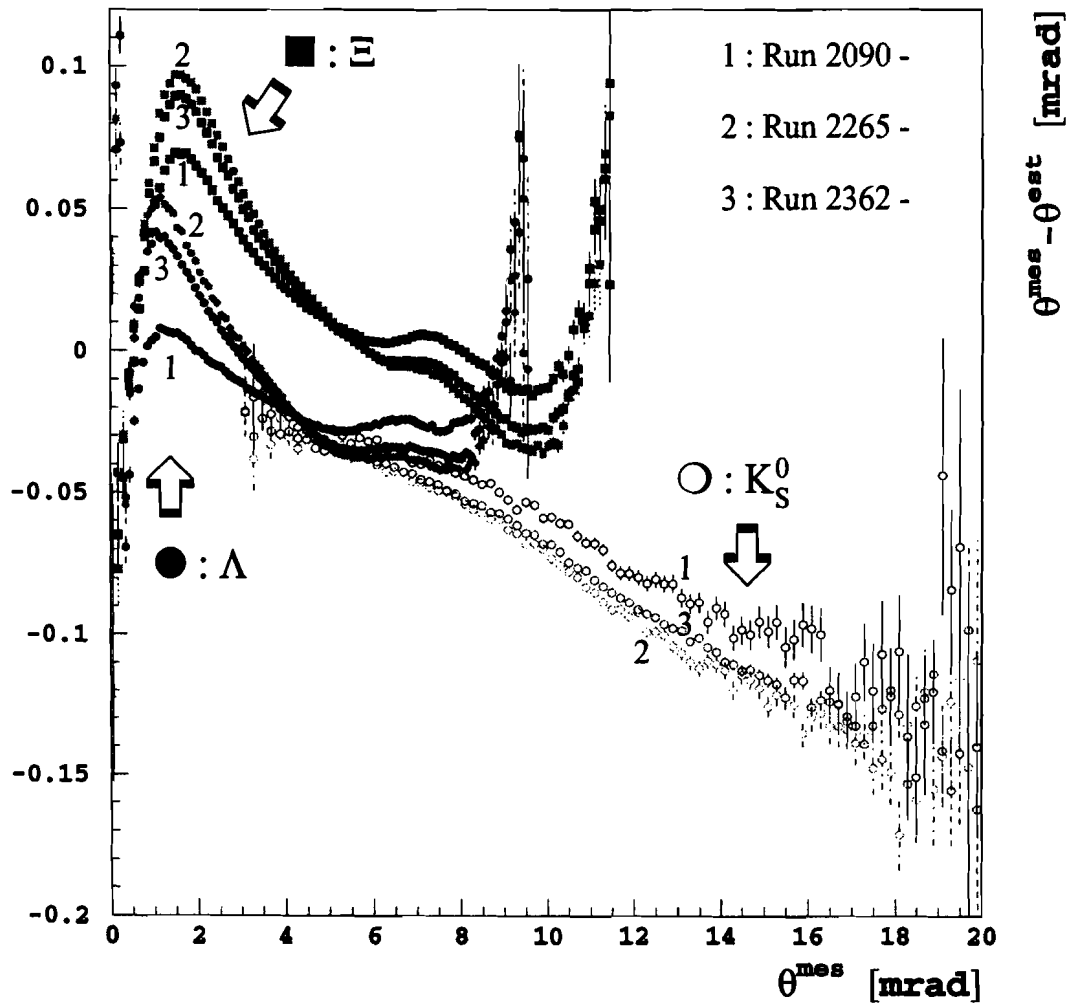


FIG. 5.26: La moyenne de la différence entre les angles d'ouverture mesurés et estimés en fonction de l'angle mesuré pour les Ξ , les Λ et les K_S^0 . Etudes faites sur les runs 2090 (-), 2265 (-) et 2362 (-) qui ont été calibrés sur la masse nominale des Ξ

L'angle mesuré s'obtient directement à partir des traces reconstruites alors que l'angle estimé est calculé à partir des quantités de mouvement en imposant la valeur de la masse de la particule mère et en utilisant la relation donnant la masse effective dans une désintégration $A \rightarrow B + C$:

$$m_A^2 = m_B^2 + m_C^2 + 2 (E_B E_C - P_B P_C \cos\theta_{BC}) \quad (5.8)$$

P_B et P_C sont les quantités de mouvement des particules B et C respectivement, E_B et E_C leur énergie et θ_{BC} est l'angle entre ces deux particules.

Cette différence peut évidemment provenir soit de la détermination des angles, soit de celle des quantités de mouvement. Nous constatons que la différence varie en fonction de l'angle mesuré; elle est positive aux angles faibles puis change de signe lorsque l'angle augmente. Elle est plus grande pour les Ξ , qui nécessitent la reconstruction préalable du Λ , que pour les Λ . Elle est négative pour les K_S^0 ³. En d'autres termes, cette différence dépend de la topologie de l'événement. Ces défauts topologiques sont à l'origine de la difficulté, que nous avons rencontrée dès nos premières analyses, d'amener simultanément dans un même run toutes les particules à leurs masses nominales [22]. En effet, si on calibre l'aimant d'analyse sur la masse des K_S^0 , on trouve alors que la masse effective moyenne des Ξ vaut 1.3223 GeV/c² au lieu de 1.3213 GeV/c², soit 1 MeV/c² plus haut que la valeur nominale. Inversement, si on calibre l'aimant d'analyse sur la masse des Ξ , alors la masse moyenne des K_S^0 se situe à environ 2 MeV/c² en-dessous de la valeur nominale.

De la figure 5.26, nous tirons une seconde constatation. Les effets changent au cours du temps, mettant en évidence une dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre. L'estimation des angles est particulièrement sensible à cette dérive temporelle, surtout pour les petits angles.

5.4.1 Défauts topologiques

Nous avons comparé les données du run 1988 (227'328 Ξ^+) avec des événements générés par MC (855'252 événements).

Nous constatons que la masse effective des Ξ est corrélée à différentes variables, telles que les coordonnées $(X_v^\Xi, Y_v^\Xi, Z_v^\Xi)$ du point de désintégration, la quantité de mouvement P_Ξ , l'angle entre deux particules provenant du même point de désintégration ($\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$ ou ($\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$) ou l'angle azimutal du plan de désintégration du Ξ ou du Λ . Quelques corrélations sont montrées dans les figures 5.27 et 5.28. Des effets similaires ont été observés pour les K_S^0 et les autres particules chargées reconstruites dans le spectromètre.

Sur les figures 5.27 et 5.28, nous avons également représenté les résultats obtenus par le Monte-Carlo (voir description page 61). Nous remarquons que le MC décrit bien une partie des effets observés, notamment M_Ξ en fonction de P_Ξ , M_Ξ en fonction Z_v^Ξ et M_Ξ en fonction Y_v^Ξ , avec une amplitude des effets plus faible à $Y_v^\Xi > 0$ cm. Par contre, les variations de M_Ξ en fonction de X_v^Ξ sont inattendues, de même la dépendance en fonction des angles mesurés $\theta_{p-\pi\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi\Xi}^{mes}$ dans les régions $\theta_{p-\pi\Lambda}^{mes} < 1.5$ mrad et $\theta_{\Lambda-\pi\Xi}^{mes} > 7.5$ mrad.

Nous avons étudié un certain nombre d'effets susceptibles de contribuer aux défauts topologiques du spectromètre.

³L'analyse des K_S^0 s'est effectuée avec une calibration de l'aimant du spectromètre sur les Ξ .

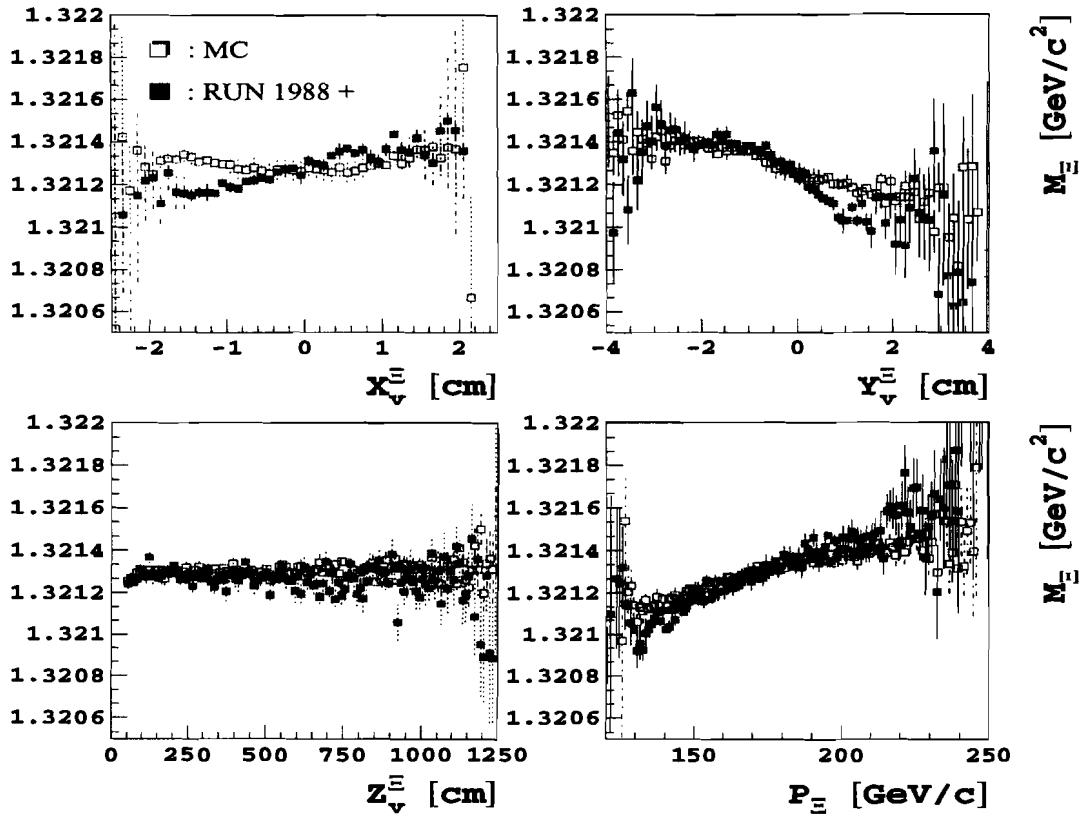


FIG. 5.27: Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des coordonnées du point de désintégration du Ξ et de sa quantité de mouvement, pour le run 1988 (Ξ^+) et pour le MC.

- Diffusion Coulombienne multiple et pertes d'énergie par ionisation :

Le MC tient compte de la diffusion Coulombienne multiple, du pouvoir de séparation de deux traces, de la résolution spatiale du spectromètre et reconstruit les traces et les événements à l'aide du code de reconstruction utilisé pour l'analyse des données. Des études supplémentaires ont été effectuées pour estimer indépendamment les effets de la diffusion multiple et les pertes d'énergie par ionisation sur la partie avant du spectromètre.

La diffusion Coulombienne multiple a été étudiée par un MC hybride, en utilisant la théorie de Molière [22].

Pour les quatre chambres et les sacs d'Helium dans la partie avant du spectromètre, nous avons estimé que le rapport de l'épaisseur de matière traversée sur la longueur de radiation x/X_0 est d'environ 1.138×10^{-3} . A partir des traces reconstruites de vrais événements Ξ , nous avons dévié les trajectoires des traces des deux pions et du proton autour de leur trajectoire originale. L'angle de déviation moyen dépend de la quantité de mouvement. Par exemple, pour une quantité de mouvement de 30 GeV/c, l'angle de diffusion spatial est distribué selon une gaussienne

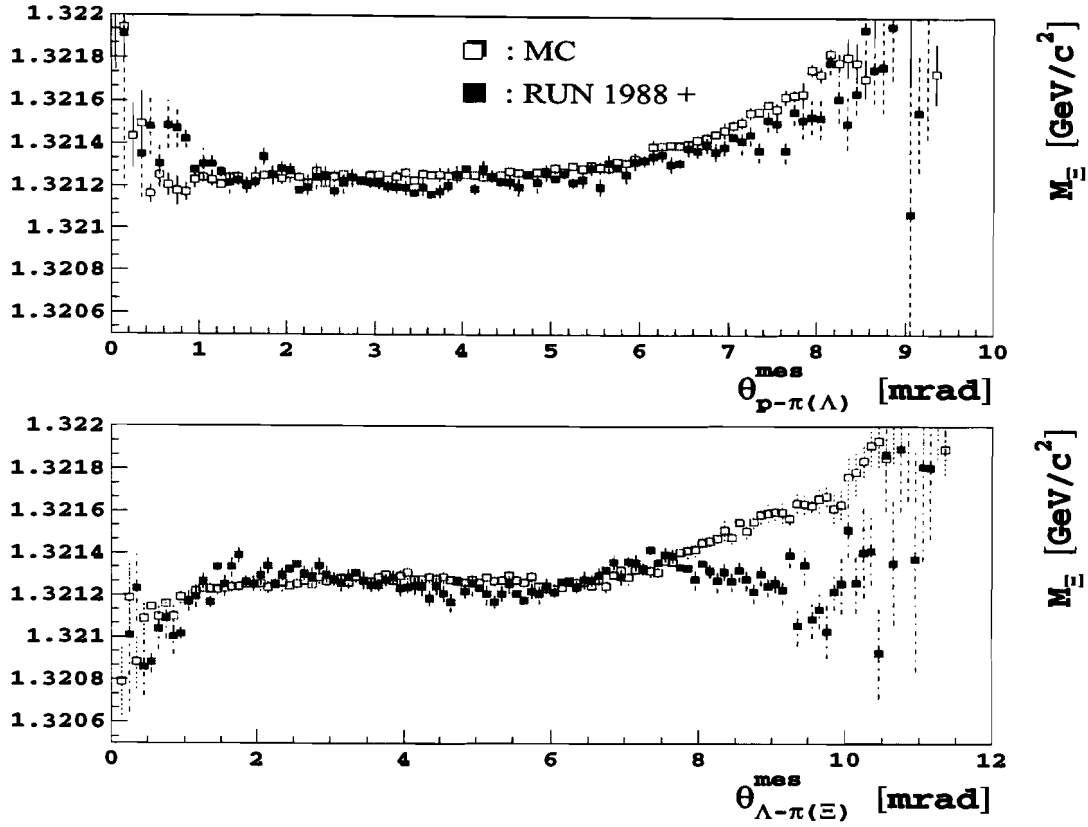


FIG. 5.28: Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{mes}$, pour le run 1988 (Ξ^+) et pour le MC.

de $\sigma \approx 0.05$ mrad. En comparant le nouvel événement à l'original, aucun effet systématique sur la détermination de la masse effective des Ξ n'a été constaté.

Les pertes d'énergie par ionisation des particules ont été étudiées de manière similaire. Nous avons utilisé pour cela l'équation de Bethe-Bloch [22]. Pour un π de 30 GeV/c, la perte d'énergie par ionisation par unité de densité superficielle est de 3 MeV g⁻¹ cm² et pour un proton de 100 GeV/c de 2.7 MeV g⁻¹ cm². Dans les fenêtres en quantité de mouvement considérées pour les π et le proton, ces pertes d'énergie varient très peu et peuvent donc être considérées constantes pour chaque particule. A nouveau, aucun effet systématique lié à ces pertes d'énergies n'a été mis en évidence.

Il s'ensuit que les effets observés sur le MC sont essentiellement liés à la reconstruction et au faible pouvoir de séparation de deux traces du spectromètre. Ces deux phénomènes permettent donc d'expliquer une partie des défauts topologiques. Est-ce qu'ils permettent d'expliquer les différences de masse observées entre les masses reconstruites et leurs valeurs nominales? Lorsque le MC et le run 1988 sont tous deux calibrés sur les Ξ , les masses effectives du Λ valent précisément $M_\Lambda = 1.1156$ GeV/c² pour le MC et $M_\Lambda = 1.1154$ GeV/c² pour le run 1988 (voir figure 5.29).

La masse effective du Λ est proche de la valeur nominale pour le MC, ce qui n'est pas le cas pour les données. Par conséquent, dans le cas de données, le pouvoir de séparation des traces du spectromètre n'est responsable que d'une faible partie de la variation de la masse.

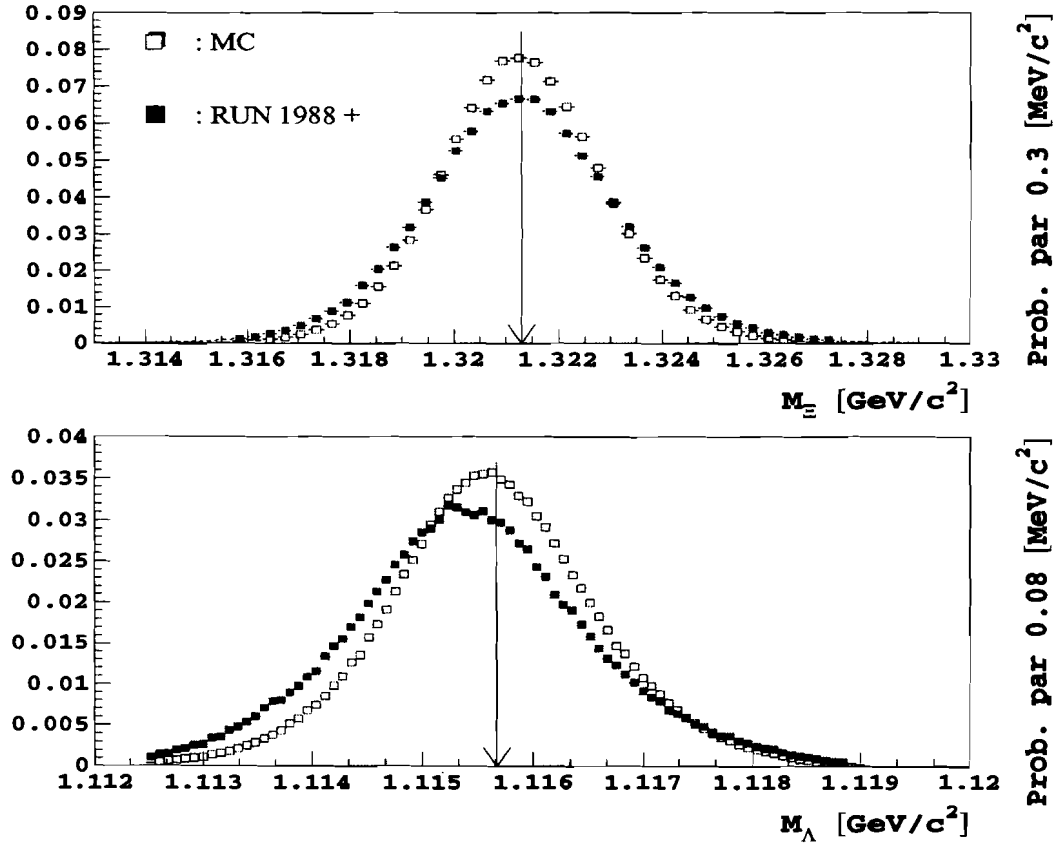


FIG. 5.29: Spectre de masse du Ξ et du Λ pour le MC et les données du run 1988. Les flèches indiquent les valeurs des masses nominales [22].

- Effet d'une différence d'alignement :

Le même run 2222 (Ξ^+) est analysé avec deux alignements A_2 et A_4 différents. Aucun effet sur les corrélations n'a été observé entre ces alignements, même sur les variables les plus sensibles impliquant les angles (voir figure 5.30). Ainsi, les rotations des chambres ne sont donc pas à l'origine du problème et aucune structure particulière n'a été observée dans les plans de fils des chambres. Pour compléter cette étude, il faudrait remettre en question la méthode d'alignement. Est-il judicieux d'utiliser des runs très éloignés l'un de l'autre pour effectuer l'alignement des chambres, alors qu'une dérive des caractéristiques du spectromètre a été observée au cours du temps? Notons au passage, qu'en comparant la figure 5.30 à la figure 5.28, nous observons déjà les effets temporels puisque les dépendances observées sur le run 1988 (Ξ^+) sont fort différentes des dépendances observées sur le run 2222 (Ξ^+).

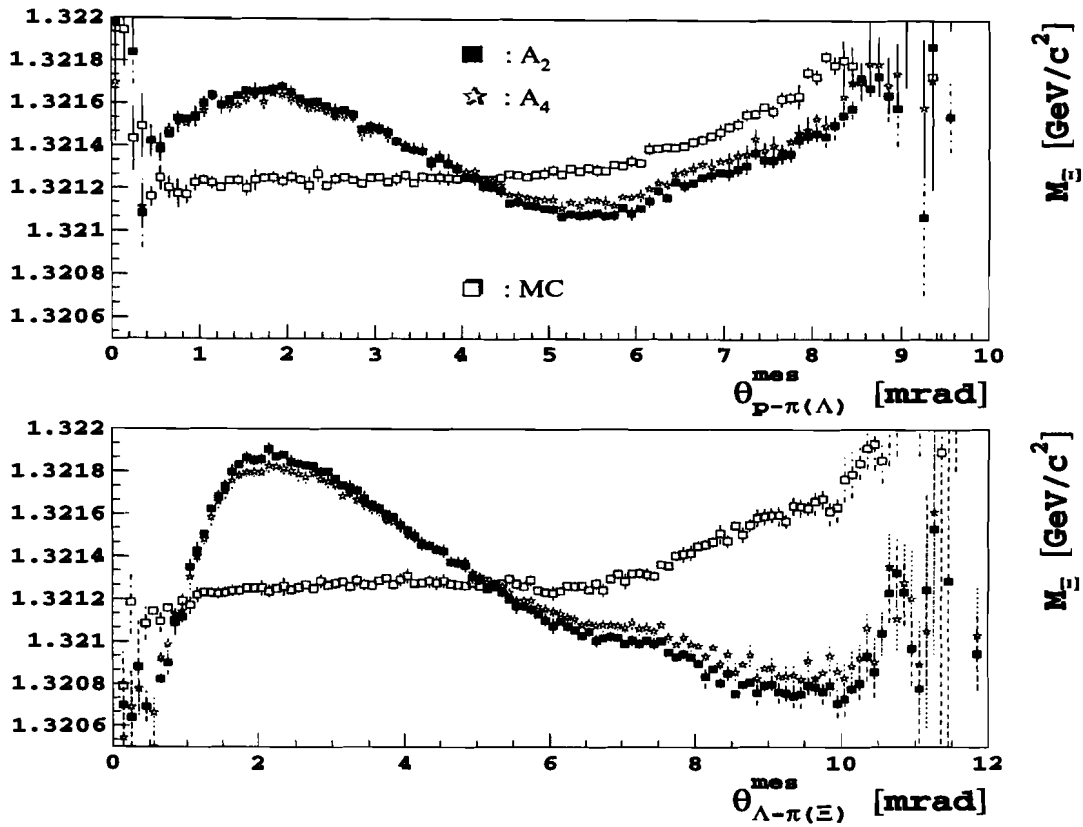


FIG. 5.30: Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi\Xi}^{mes}$, pour le run 2222 (Ξ^+), pour deux alignements différents.

- Contrainte dans le plan de déflexion du spectromètre :

Lors de l'ajustement des paramètres des traces, on impose que les segments avant et arrière se coupent dans le plan vertical situé à la coordonnée Z_b fixée. Même pour un champ dipolaire parfait, le point d'intersection des projections des droites entrantes et sortantes se déplace en Z avec la quantité de mouvement de la particule et surtout avec l'angle d'incidence. La figure 5.31 montre la variation de la position moyenne de la coordonnée Z_b du point d'intersection en fonction de la coordonnée X_b pour des particules provenant de la désintégration de K_S^0 généré par MC. L'effet dépend du signe de la particule. Le fait d'imposer cette contrainte conduit donc à une estimation biaisée des quantités de mouvement et de l'angle entre les particules de désintégration. Pour la détermination de la masse effective des K_S^0 , nous verrons que les erreurs d'angle sont critiques, tandis que les erreurs de quantités de mouvement sont sans importance. Afin de mettre en évidence les erreurs systématiques qui découlent de l'ajustement avec contrainte, nous avons effectué un ajustement des paramètres des traces sans requérir le point fixe dans le plan de déflexion. Comme aucune contrainte ne lie une trace avant et une trace arrière, cette méthode est appelée "ajustement sans contrainte".

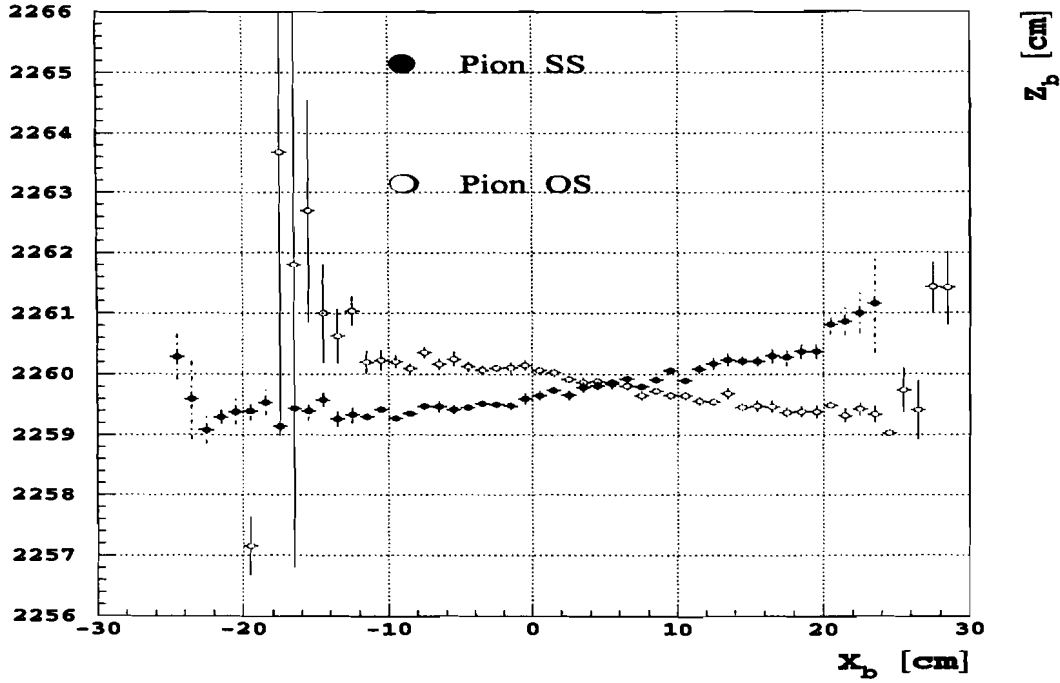


FIG. 5.31: Distribution de la moyenne de Z_b en fonction de X_b , pour les pions OS et SS des K_S^0 générés par MC.

$\theta_{\pi-\pi}^{mes}$ et $\theta_{\pi-\pi}^{est}$ sont respectivement l'angle mesuré et estimé, entre les pions OS et SS issus de la désintégration du K_S^0 . ϕ^{K^0} est l'angle azimutal du plan de désintégration des K_S^0 . $\phi^{K^0} = 0$ correspond à un plan de désintégration vertical où le π_{OS} est émis vers le haut et ϕ^{K^0} augmente lorsque le plan de désintégration tourne dans le sens des aiguilles d'une montre (sens indirect, même convention que pour l'angle φ_p^A , voir figure B.1 à la page 150).

Nous observons l'effet de la contrainte lorsque nous comparons les distributions de la masse effective M_{K^0} en fonction de l'angle azimutal ϕ^{K^0} du plan de désintégration du K_S^0 (voir figure 5.32.1, en haut). Dans la figure 5.32.2 (en bas), nous montrons la moyenne de la différence entre $\theta_{\pi-\pi}^{mes}$ et $\theta_{\pi-\pi}^{est}$, notée $\Delta\theta_{\pi-\pi}$, en fonction de ϕ^{K^0} . Il est intéressant de noter qu'en absence de contrainte au plan de déflexion, nous obtenons des distributions symétriques en ϕ^{K^0} , c'est-à-dire que les résultats sont invariants sous une rotation d'un angle π : $\phi^{K^0} \rightarrow \phi^{K^0} + \pi$. La dépendance en fonction de ϕ^{K^0} provient probablement de la résolution spatiale, différente dans le plan horizontal et dans le plan vertical. Remarquons que cette dépendance en ϕ^{K^0} existe encore dans le cas de l'ajustement avec contrainte. Cependant, la contrainte amène une asymétrie dans la distribution de M_{K^0} en fonction de ϕ^{K^0} . Afin d'établir l'origine de cette asymétrie, nous avons étudié l'impact de la contrainte sur les mesures des quantités de mouvement des deux pions et de l'angle entre les deux pions. Pour chaque K_S^0 , nous définissons P_{SS}^c , P_{OS}^c et θ^c qui sont respectivement les quantités de mouvement de π_{SS} , de π_{OS} et l'angle $\theta_{\pi-\pi}^{mes}$, lorsque l'ajustement avec contrainte est effectué.

De manière analogue et pour les mêmes événements MC, nous effectuons l'ajuste-

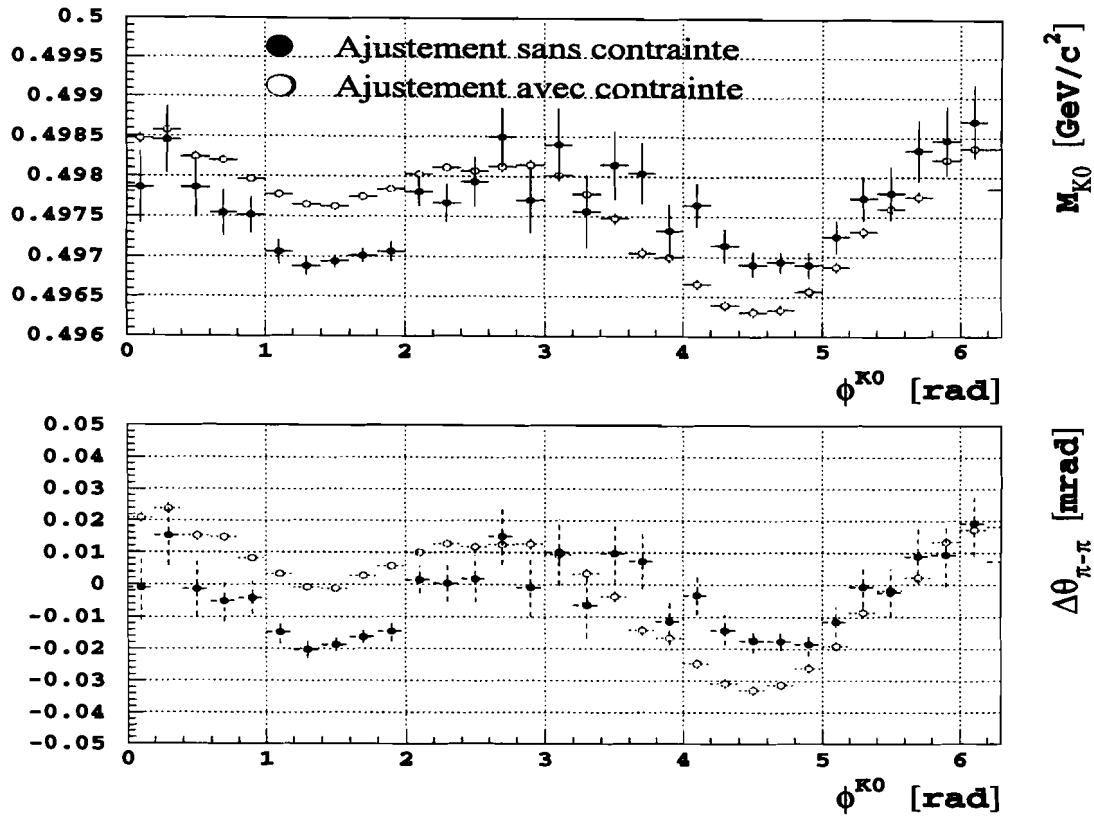


FIG. 5.32: Distribution de la masse effective M_{K^0} moyenne et de $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ en fonction de l'angle ϕ^{K^0} , pour les méthodes d'ajustement avec ou sans contrainte (MC).

ment sans contrainte et nous mesurons P_{SS}^s , P_{OS}^s et θ^s . Les valeurs moyennes des différences $P_{SS}^c - P_{SS}^s$, $P_{OS}^c - P_{OS}^s$ et $\theta^c - \theta^s$ en fonction de ϕ^{K^0} sont montrées respectivement dans les figures 5.33.1 (en haut à gauche), 5.33.2 (en haut à droite) et 5.33.3 (en bas). On constate que la contrainte induit des différences sur la mesure des quantités de mouvement des deux pions, différences qui dépendent très faiblement de ϕ^{K^0} et par conséquent n'expliquent pas les asymétries de la distribution de M_{K^0} en fonction de ϕ^{K^0} . La contrainte induit également des différences sur la mesure des angles entre les deux pions. Ces dernières sont fortement corrélées à ϕ^{K^0} et démontrent donc qu'elles sont la source des asymétries étudiées. Par rapport aux distributions obtenues avec l'ajustement sans contrainte, des déviations de 10 à 20 μrad sont observés dans les distributions obtenues par l'ajustement avec contrainte (voir figures 5.32.2 et 5.33.3). Lorsque le K_S^0 se désintègre dans le plan horizontal, nous voyons typiquement que l'angle d'ouverture mesuré est, en moyenne, soit surestimé de 20 μrad , à $\phi^{K^0} = \pi/2$, soit sous-estimé de 15 μrad dans le cas contraire, à $\phi^{K^0} = 3\pi/2$. Cette asymétrie sur la mesure de l'angle d'ouverture se manifeste dans l'estimation de la masse effective par un effet moyen de 1.3 MeV/c^2 . En comparant les figures 5.32.2 et 5.33.3, on note que $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ est une variable qui décrit précisément les erreurs systématiques sur les angles. Une étude plus détaillée serait nécessaire pour établir l'impact de ces erreurs, induites par l'ajustement avec contrainte, sur

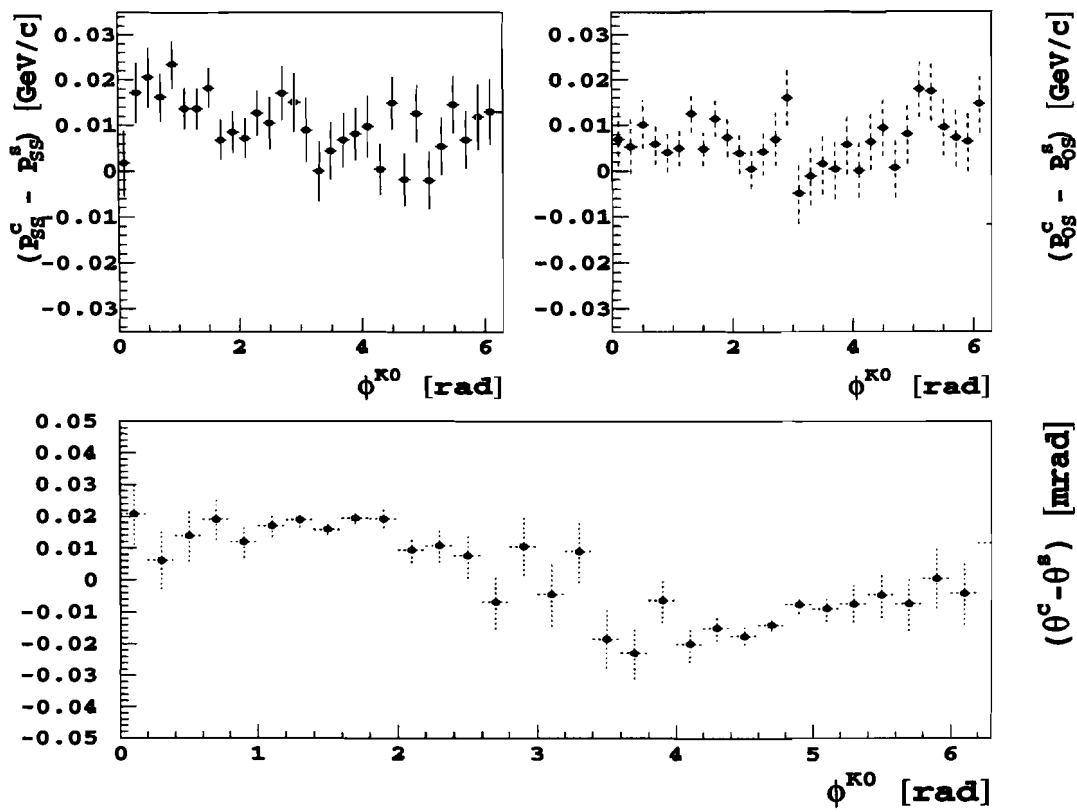


FIG. 5.33: Effets de la contrainte sur la mesure des quantités de mouvement et de l'angle entre les deux pions issus de la désintégration d'un K_S^0 (MC). En haut : distribution de la moyenne des différences $P^c - P^s$ pour les pions SS (à gauche) et OS (à droite) en fonction de l'angle azimutal ϕ^{K0} du plan de désintégration du K_S^0 . En bas : distribution de la moyenne de la différence $\theta^c - \theta^s$ en fonction de ϕ^{K0} . P_{OS}^c , P_{OS}^s et θ^c ont été obtenu avec l'ajustement avec contrainte tandis que P_{OS}^s , P_{OS}^s et θ^s ont été obtenus avec l'ajustement sans contrainte.

les différences de masse observées entre les données et les valeurs nominales, pour les différentes particules.

- Inhomogénéité du champ magnétique :

Nous nous sommes tout d'abord assurés que les corrélations observées étaient indépendantes de la calibration en analysant le même run 1988 avec des facteurs de calibration différents pour les deux aimants (les valeurs utilisées sont données dans le tableau 5.12).

Pour étudier l'effet des inhomogénéités du champ magnétique de l'aimant d'analyse, nous avons analysé le run 1713 (Ξ^-) au moyen du code de reconstruction de Lausanne, en utilisant un alignement sans rotation des chambres (type similaire à A_1 ou A_2) et avec un ajustement des paramètres des traces sans la contrainte dans le plan de déflexion du spectromètre. Une description à trois paramètres, fondée sur les cartes de champ mesurées, est utilisée pour décrire les inhomogénéités de la com-

Calibration	c_β	c_θ
1 : Calibré	0.9838	0.019350
2 : Non calibré	0.9825	0.019262

TAB. 5.12: Les deux calibrations différentes de l'aimant du spectromètre et de l'aimant d'hypérons pour le run 1988.

posante B_y du champ. On tient également compte du champ résiduel entre les deux dipôles ANA1 et ANA2 de l'aimant du spectromètre, dont la contribution relative totale à $\int Bdl$ est d'au plus 0.002, et des champs de fuite. Toutes ces corrections n'ont aucun effet sur les corrélations observées.

En conclusion, il paraît évident que des études plus approfondies sur les rotations des chambres et sur le champ magnétique ne sont pas nécessaires et que les effets systématiques observés ne sont pas liés à la mesure des quantités de mouvement. Par contre, nous avons vu que la masse effective dépend de manière critique de la détermination de l'angle entre deux particules. Nous avons montré que l'ajustement avec contrainte provoque des erreurs systématiques sur la mesure de cet angle. Ces erreurs sont de l'ordre de $10 \mu\text{rad}$ et entraînent des erreurs systématiques sur la masse effective de l'ordre de $1 \text{ MeV}/c^2$. Malheureusement, les défauts topologiques persistent avec l'ajustement sans contrainte. En définitive, nous n'arrivons pas à expliquer les défauts topologiques. Nous pouvons encore penser que ces effets, observés sur le run 1988, sont déjà les conséquences des effets temporels et que les seuls défauts topologiques qui ont effectivement lieu sont dus, dans une moindre mesure, au faible pouvoir de séparation de traces du spectromètre, à sa résolution spatiale limitée et à l'ajustement avec contrainte. Comme aucune différence entre les Ξ^- et Ξ^+ n'a été observé sur les corrélations, leur effet sur la mesure de l'asymétrie devrait être nul. Sur la figure 5.34, nous montrons la variation de la masse moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{\text{mes}}$ et $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{\text{mes}}$, pour deux runs consécutifs de polarités opposées (run 2262 Ξ^- et 2263 Ξ^+). Les très faibles différences sont liées à la dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre et font l'objet de l'étude qui suit.

5.4.2 Effets temporels

Nous avons vu que les constantes de calibration de l'aimant de sélection et de l'aimant d'analyse changent au cours du temps. Malgré ces calibrations effectuées à chaque run pour ramener la masse reconstruite des Ξ à sa valeur nominale, on constate toujours des variations dans le temps des paramètres reconstruits dans les mêmes conditions. Sur la figure 5.35, nous donnons les spectres de masse effective normalisés des Λ pour trois runs de polarité positive espacés dans le temps. On constate une claire dégradation de la résolution ainsi qu'un léger déplacement vers les masses élevées. Des effets beaucoup plus marqués sont observés lorsqu'on considère des paramètres faisant intervenir des angles. Ceci est le cas pour les figures 5.36 et 5.37 où les valeurs moyennes des différences entre les angles mesurés et estimés en fonction de l'angle mesuré entre les particules de désintégration sont montrées respectivement pour la désintégration des Λ et des Ξ .

Dans ces deux figures, nous remarquons qu'un pic asymétrique se forme au cours du temps. Les distributions diffèrent pour les Λ et pour les Ξ , parce que la reconstruction du

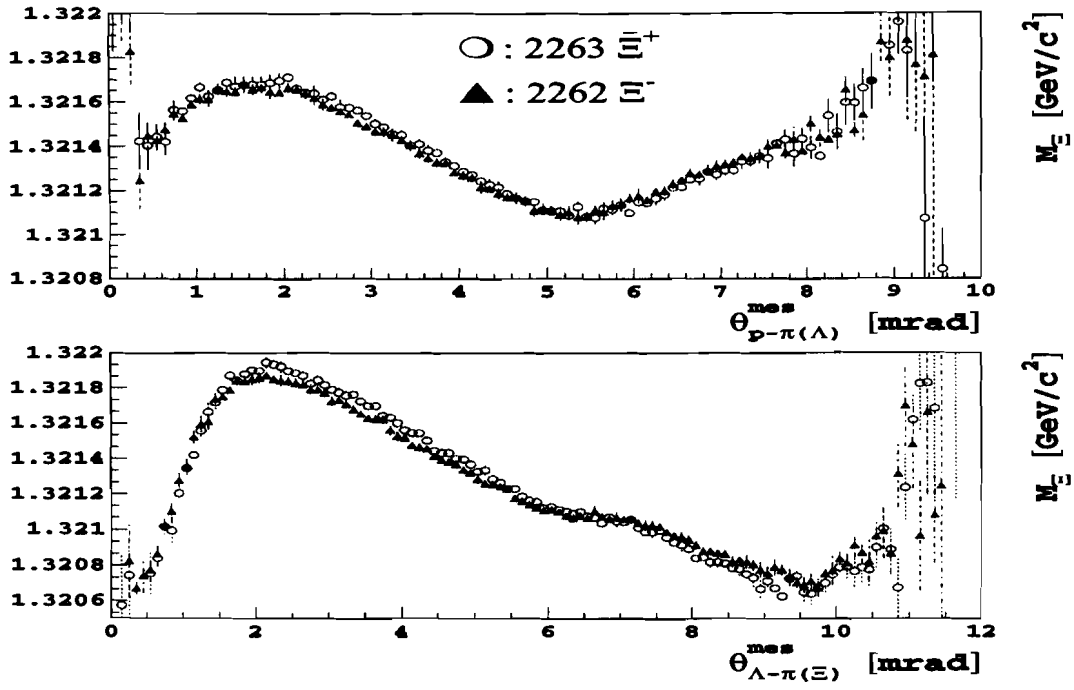


FIG. 5.34: Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi\Xi}^{mes}$, pour le run 2263 (Ξ^+) et 2262 (Ξ^-).

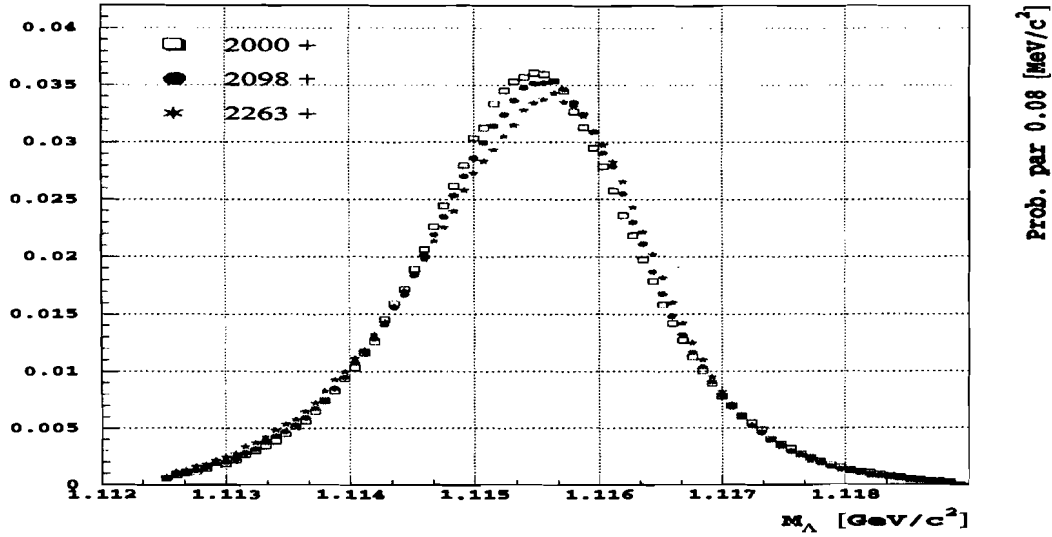


FIG. 5.35: Dérive temporelle observée sur les spectres de masse des Λ obtenus après la calibration du spectromètre run à run.

Ξ requiert la détermination préalable du Λ . Les problèmes de mesure d'angle sont donc plus importants dans la reconstruction du Ξ , où une variation maximale sur la mesure

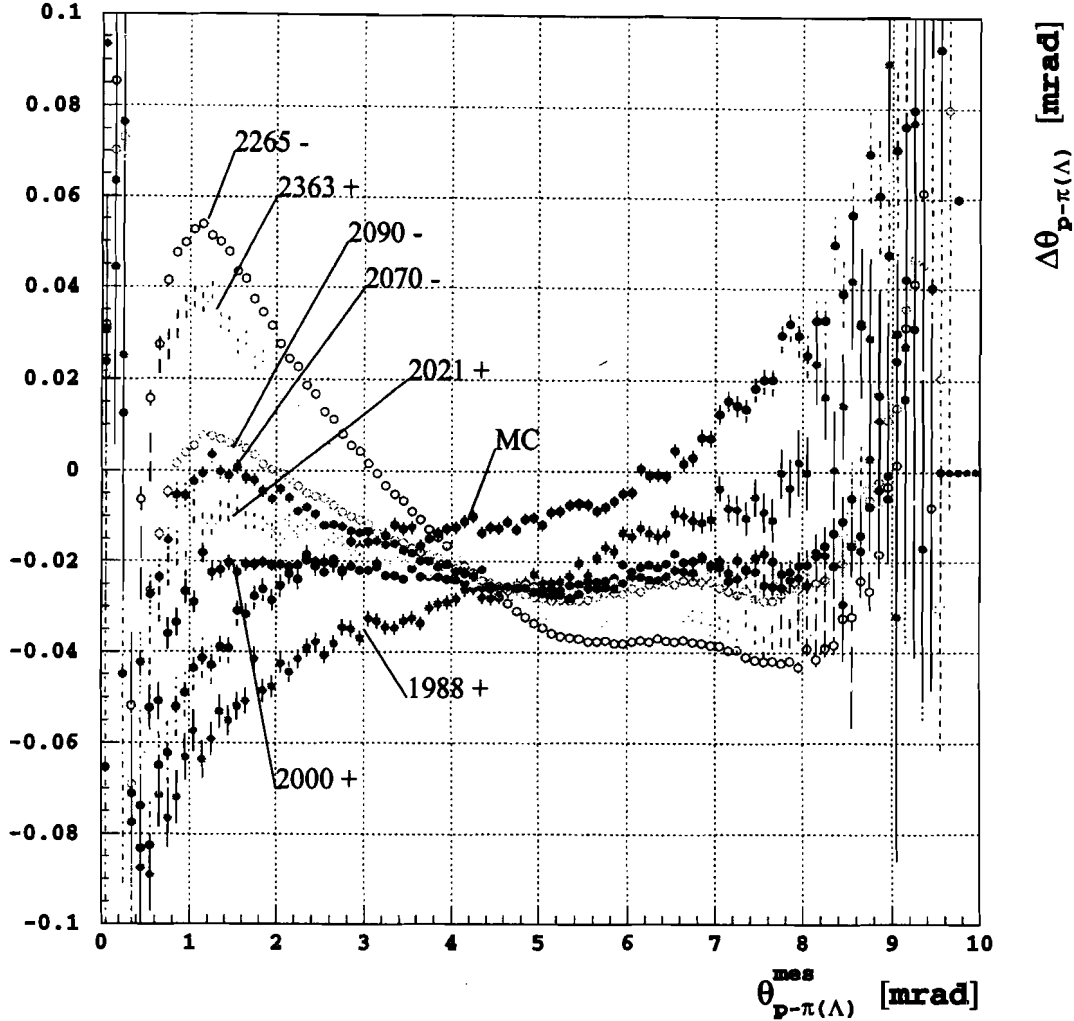


FIG. 5.36: Valeurs moyennes de $\Delta\theta_{p-\pi(\Lambda)}$ en fonction de $\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$ pour différents runs et pour le MC.

d'angle de 0.1 mrad est observée entre le run 1988 et le run 2265, soit près du double de celle observée pour les Λ .

Le run 1988 présente les distributions les plus proches de celles correspondant au MC. Dans le cas du Λ , les comportements observés entre le MC et le run 1988 sont très similaires. La différence provient essentiellement du fait que la calibration sur les Ξ ne permet pas d'amener la masse des Λ sur sa valeur nominale pour les données. Dans le cas des Ξ , les comportements entre le MC et le run 1988 sont déjà différents. Le run 1988 a donc probablement déjà subi les conséquences de la dérive temporelle. Les runs suivants ont des comportements qui s'éloignent de plus en plus du MC.

Les amplitudes des pics, pour chaque run, dans les distributions des figures 5.36 et 5.37, sont notés $\Delta\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{max}$ et $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{max}$ respectivement. Sur la figure 5.38, on s'aperçoit que

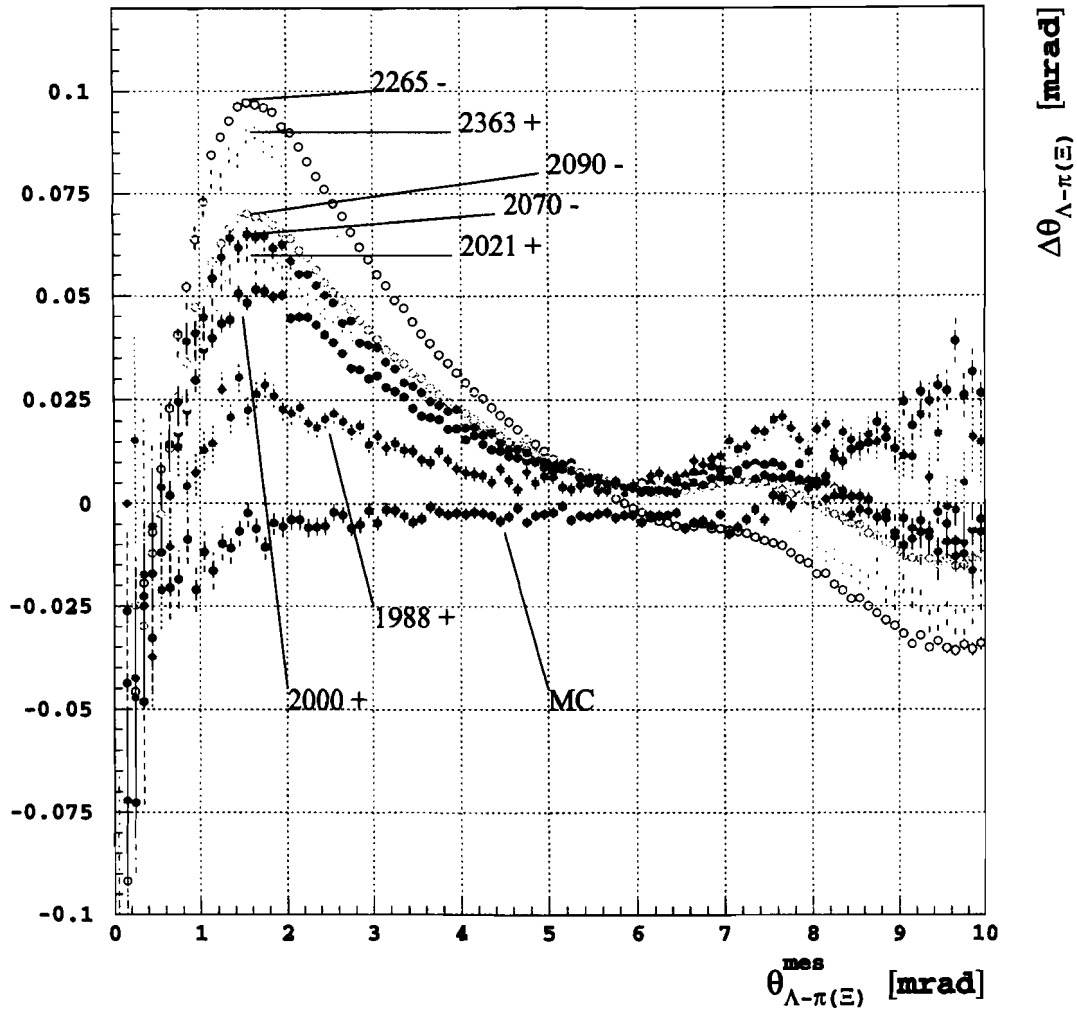


FIG. 5.37: Valeurs moyennes de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ en fonction de $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$ pour différents runs et pour le MC.

ces valeurs sont corrélées aux facteurs de calibration c_β , à l'exception des points relatifs au run 2090 qui présente un facteur de calibration anormal (voir figure 4.2, page 45). La variation de la constante de calibration est donc liée à la variation de l'estimation des angles. Remarquons encore que la différence $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{max} - \Delta\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{max}$ diminue en fonction de c_β . Ainsi, la calibration ne corrige pas la mesure des angles. Ceci explique également la variation du centre de gravité de la masse des Λ , malgré la calibration de l'aimant du spectromètre. Il est donc clair que l'estimation des angles est à l'origine du problème de la dérive temporelle.

Pour s'en assurer, nous avons représenté dans les figures 5.39, les distributions normalisées de $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$, pour des Ξ^- et Ξ^+ provenant de deux runs distants dans le temps. Nous voyons, sur des runs de même polarité, que les distributions diffèrent, surtout à petit angle. De tels effets, mais d'amplitude plus faible, sont également observés sur les

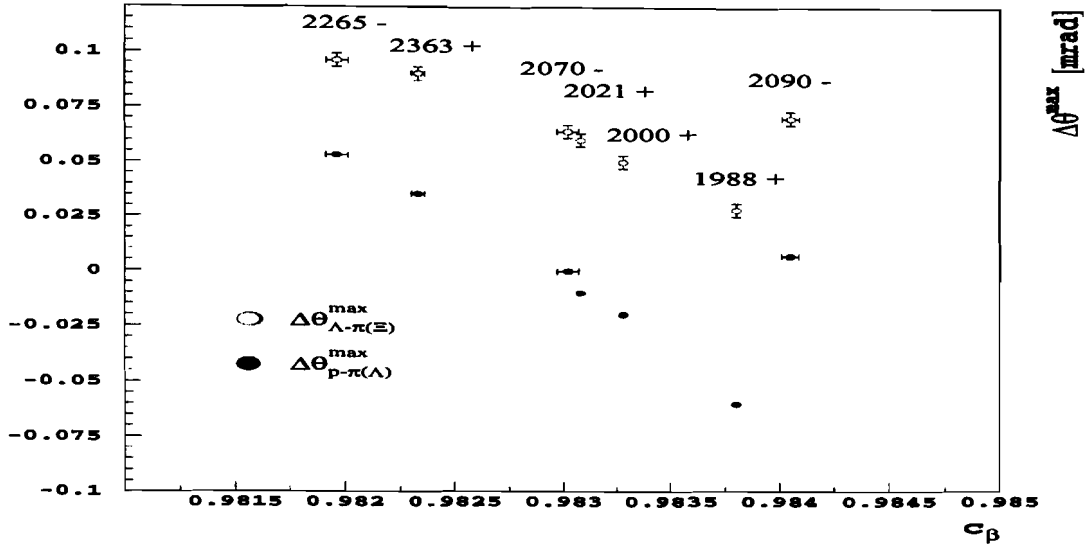


FIG. 5.38: Corrélation entre les valeurs maximales de $\Delta\theta$ et les valeurs des constantes de calibration c_β .

distributions des angles $\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$. Pour mettre en évidence l'évolution temporelle de l'estimation des angles, nous définissons l'asymétrie α_θ , entre un run "X" et un run de référence (1988), à partir des distributions normalisées $dN(\theta^{mes})$ des angles étudiés ($\theta^{mes} = \theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$ ou $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$) :

$$\alpha_\theta = \frac{dN(\theta^{mes})(\text{run 1988}) - dN(\theta^{mes})(\text{run X})}{dN(\theta^{mes})(\text{run 1988}) + dN(\theta^{mes})(\text{run X})} \quad (5.9)$$

Dans la figure 5.40, nous avons la valeur moyenne de l'asymétrie α_θ en fonction de l'angle entre deux particules. L'asymétrie α_θ sur les angles $\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$ est représentée symboliquement par des ronds noirs (●) et l'asymétrie α_θ sur les angles $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$ par des carrés blancs (□). Nous voyons que les distributions normalisées des angles changent au cours du temps, puisque des asymétries non nulles apparaissent aux petits angles ($\theta^{mes} < 2$ mrad). Les distributions des asymétries comportent alors des pics à $\theta^{mes} \simeq 1-2$ mrad).

Nous avons vu que l'estimation des angles est biaisée par l'ajustement avec contrainte. Comme le champ magnétique varie au cours du temps, le plan de déflexion peut également varier avec le rapport des champs magnétiques entre les deux dipôles de l'aimant du spectromètre. Un contrôle du rapport des champs magnétiques entre les deux dipôles est à présent nécessaire pour s'assurer que les effets temporels observés ne proviennent pas du mouvement du plan de déflexion au cours du temps. Pour cela, nous approximons la coordonnée Z du plan de déflexion par les relations 5.10 [32] :

$$z_{rel}^{bend} \simeq \frac{1}{2} l (3 - 2 \lambda_{ana}) + 2050.2 \text{ [cm]}$$

$$l \simeq 194 + \frac{42}{2} \simeq 215 \text{ [cm]}$$

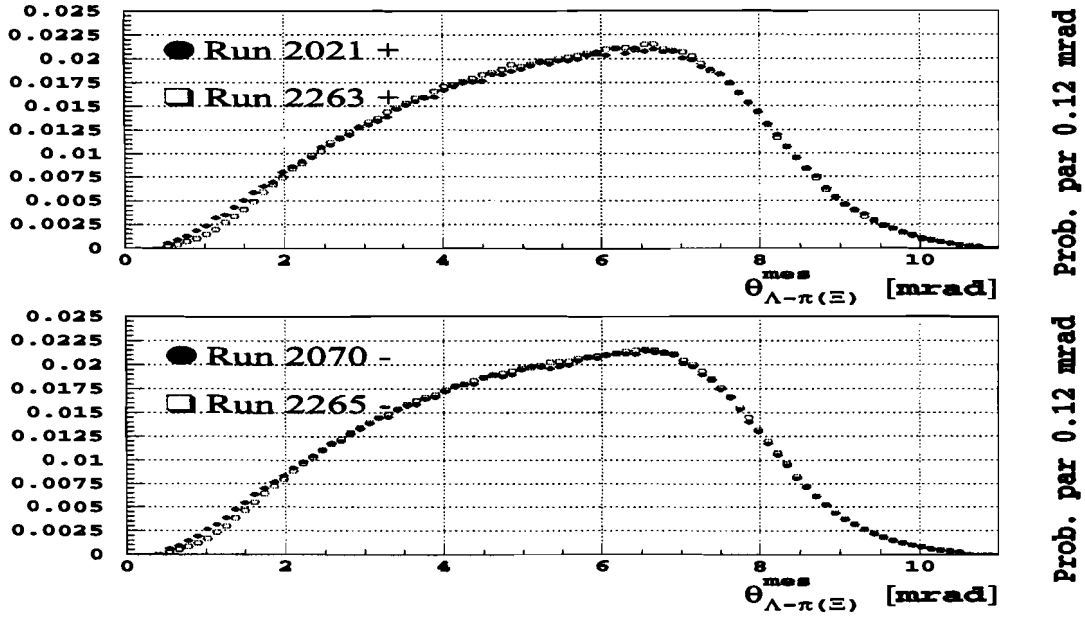


FIG. 5.39: Distributions normalisées des angles $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$ pour des runs distants. En haut, nous avons considéré des runs positifs et en bas des runs négatifs.

$$\lambda_{ana} = \frac{B_s^{ANA1}}{B_s^{ANA1} + B_s^{ANA2}} \quad (5.10)$$

Cette dernière relation ne nous permet pas d'estimer la valeur absolue de la coordonnée Z_b du plan de déflexion⁴, mais elle nous permet toutefois d'estimer les variations relatives de cette coordonnée Z_b en fonction des variations des champs magnétiques (cf fig. 5.41).

Nous notons alors que les dépendances de $\langle B_s^{ANA} \rangle$ (voir figure 2.8, page 21) et Z_{bend}^{rel} , en fonction du run, sont pratiquement constantes au cours des runs. La dispersion de Z_{bend}^{rel} au cours des runs est de l'ordre de 0.5 mm. Il n'y a pas de corrélation marquée comme dans le cas des paramètres de calibration c_β (voir figure 4.2, page 45). Aucun effet temporel n'est donc observé sur le mouvement du plan de déflexion. Néanmoins, pour éclaircir ce point, nous allons considérer les K_S^0 provenant de deux runs distants de même polarité (2090 et 2265, négatifs). L'ajustement avec et sans contrainte ont tous deux été utilisés dans cette étude. Sans contrainte, l'estimation des angles ne dépend que de la mesure des traces dans les chambres avant (C1-C4).

Dans la figure 5.42.1 (en haut), nous voyons que la coordonnée moyenne de Z_b , en fonction de X_b , change suivant le run. Il est intéressant de noter, qu'entre les pions OS et SS, la différence dans les positions Z_b moyennes s'est accrue du run 2090 au run 2265. D'autre part, contrairement au MC, les pentes pour OS et SS sont de même signe. A X_b fixé et pour un signe de charge donné (OS ou SS), on note une variation de l'ordre de 0.3 cm sur la position moyenne de Z_b . Cet écart est bien supérieur aux variations de Z_{bend}^{rel} calculées qui découlent des fluctuations relatives des champs magnétiques entre les

⁴La position absolue de ce plan dépend de la précision de l'alignement des chambres. Dans l'alignement A_2 et avec le code de reconstruction d'*HyperCP*, le plan de déflexion pour les trajectoires reconstruites se situe en $Z_b = 2259.3$ cm.

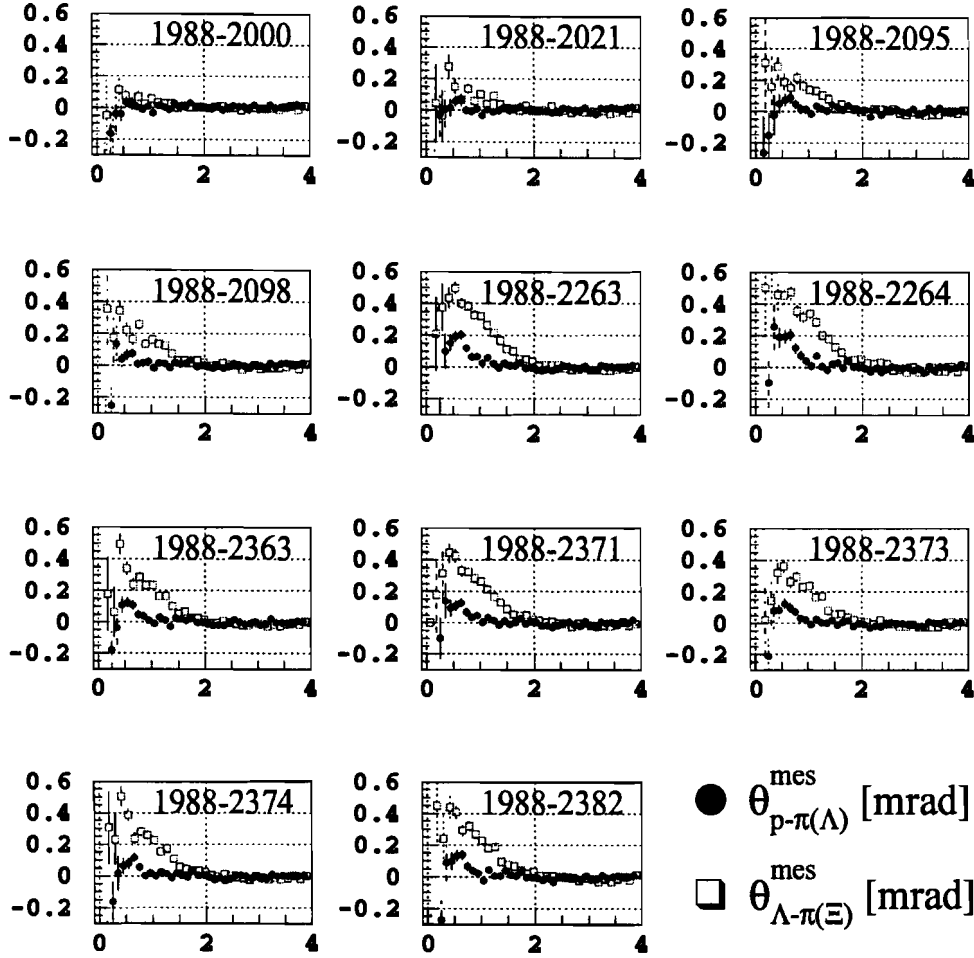


FIG. 5.40: *Distribution des asymétries moyennes α_θ sur les angles, en fonction des angles considérés, obtenues entre le run 1988 (+) et d'autres runs positifs.*

deux dipôles ANA1 et ANA2 (cf figure 2.8.4, page 21). Donc, les fluctuations relatives du champ magnétique entre les deux dipôles n'expliquent pas les variations moyennes du plan de déflexion observées entre les deux runs.

A présent, étudions les variations moyennes de $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ en fonction de $\theta_{\pi-\pi}^{mes}$ pour les deux runs. Sur les figures 5.42.2 (en bas, à gauche) et 5.42.3 (en bas, à droite), nous avons représenté les résultats relatifs à l'ajustement avec contrainte et sans contrainte respectivement. Comme attendu, les dépendances diffèrent suivant l'ajustement utilisé. Par contre, quelque soit l'ajustement considéré, les différences entre les runs 2090 et 2265 persistent. Nous avons donc montré que la mesure des angles varie au cours du temps et que seule la mesure des traces peut être à l'origine de la dérive temporelle. En outre, la variation de la position Z_b moyenne entre les runs ne peut s'expliquer à nouveau que par une variation dans la mesure des paramètres des traces, qui nous permettent d'évaluer les

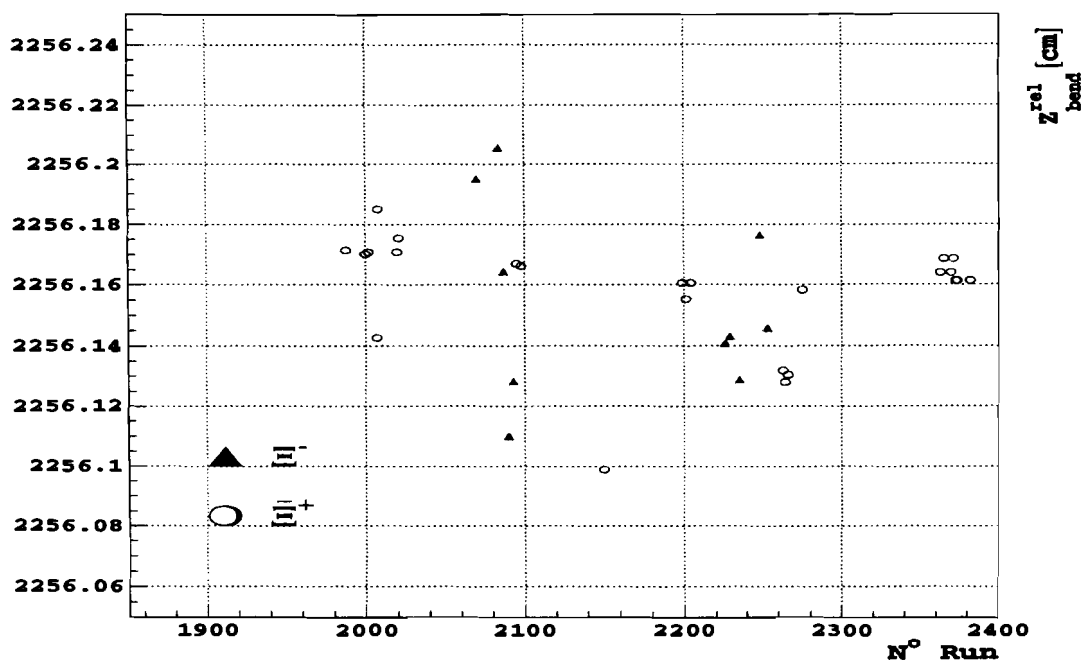


FIG. 5.41: Estimation des variations relatives de la coordonnée Z_b^{rel} du plan de déflexion, dues aux variations des champs magnétiques des deux dipôles de l'aimant du spectromètre, en fonction des runs analysés : Ξ^- ($\blacktriangle$) et Ξ^+ ($\circ$).

coordonnées (X_b, Y_b, Z_b) du point de déflexion.

Les raisons pour lesquelles ces variations ont lieu sont mal connues à ce jour. Des études, relatives à des phénomènes dépendant de la température ont été effectuées, telles la dilatation des cadres des chambres ou encore la variation de la perte d'énergie par ionisation due au changement de la densité de l'air et de l'hélium. Aucun effet notable n'a pu être attribué à ces phénomènes.

Comme la variation de la mesure des paramètres des traces est manifestement la cause des problèmes étudiés, nous soupçonnons un déplacement des chambres. Suite à ces études, la collaboration a effectivement mesuré un déplacement des mésalignements résiduels des chambres avant (C1-C4) de $100 \mu\text{m}$ durant la période de run de 1997. Un tel effet n'a pas été observé durant la période de run de 1999 et une analyse sur les effets temporels n'a pas encore été effectuée pour cette période. Ce mouvement des chambres, qui affecte la reconstruction et donc la mesure des angles, est très vraisemblablement la cause des effets temporels observés et peut-être aussi des défauts topologiques. Une étude détaillée serait nécessaire et, s'il s'avère que les chambres ont bougé durant la période de run, un alignement des chambres dépendant du temps devrait être conçu pour remédier aux problèmes étudiés.

La conséquence des effets temporels est importante pour l'analyse. Afin de minimiser

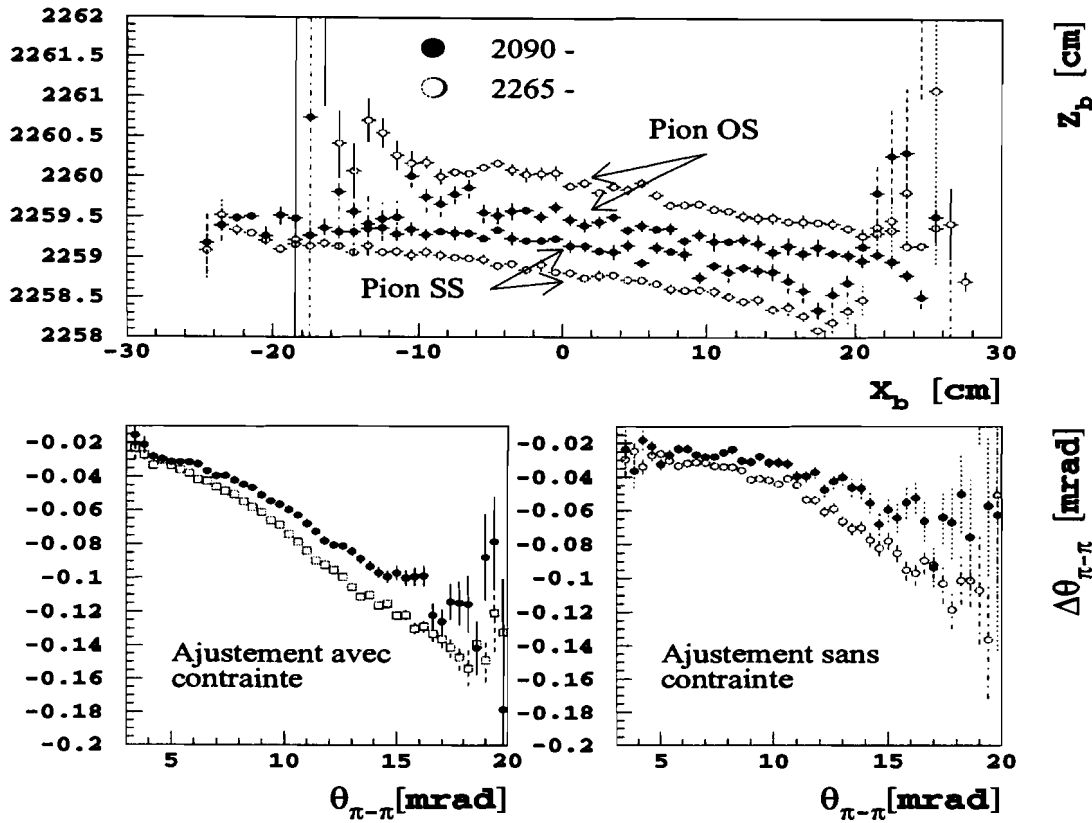


FIG. 5.42: Etude des K_S^0 sur les runs 2090 (-) et 2265 (-). En haut, Z_b moyen en fonction de X_b pour les pions OS et SS. Les valeurs moyennes de $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ en fonction de $\theta_{\pi-\pi}^{mes}$ en utilisant l'ajustement avec contrainte (en bas à gauche) et en utilisant l'ajustement sans contrainte (en bas à droite)

ces effets, nous n'analyserons les asymétries entre les Ξ^- et les Ξ^+ que pour des runs proches.

Afin d'estimer la taille de ces effets, nous avons cherché à mettre en évidence une variation en fonction du temps de la pente de la distribution en $\cos\theta_p$ pour des runs de même polarité. Nous avons représenté sur la figure 5.43 la différence de pente $\Delta\alpha$ entre le run 2070 (Ξ^-) et plusieurs runs ultérieurs de même polarité. Sur la même figure, on montre également l'évolution de $\Delta\alpha$ basée sur le run 1988 (Ξ^+) et des runs Ξ^+ ultérieurs. Les runs 1988 à 2000 présente des problèmes dûs à la lecture de la chambre C5. Nous n'allons donc ne pas porté notre attention sur la valeur de absolue de $\Delta\alpha$ entre ces runs et seulement considéré les variations de $\Delta\alpha$ sur les runs ultérieurs. Une régression linéaire à partir du run 2087 donne respectivement pour la variation de $\Delta\alpha$ en fonction du numéro de run $(0.5 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ et $(1.2 \pm 0.8) \times 10^{-5}$ pour les runs de polarité négative et positive. Ces valeurs sont compatibles avec zéro et par conséquent aucun effet systématique lié à la dérive temporelle des caractéristiques du spectromètre n'est observé au niveau de 0.6×10^{-5} sur $\Delta\alpha$. Les erreurs associées aux mesures effectuées sur un intervalle de temps

court sont négligeables.

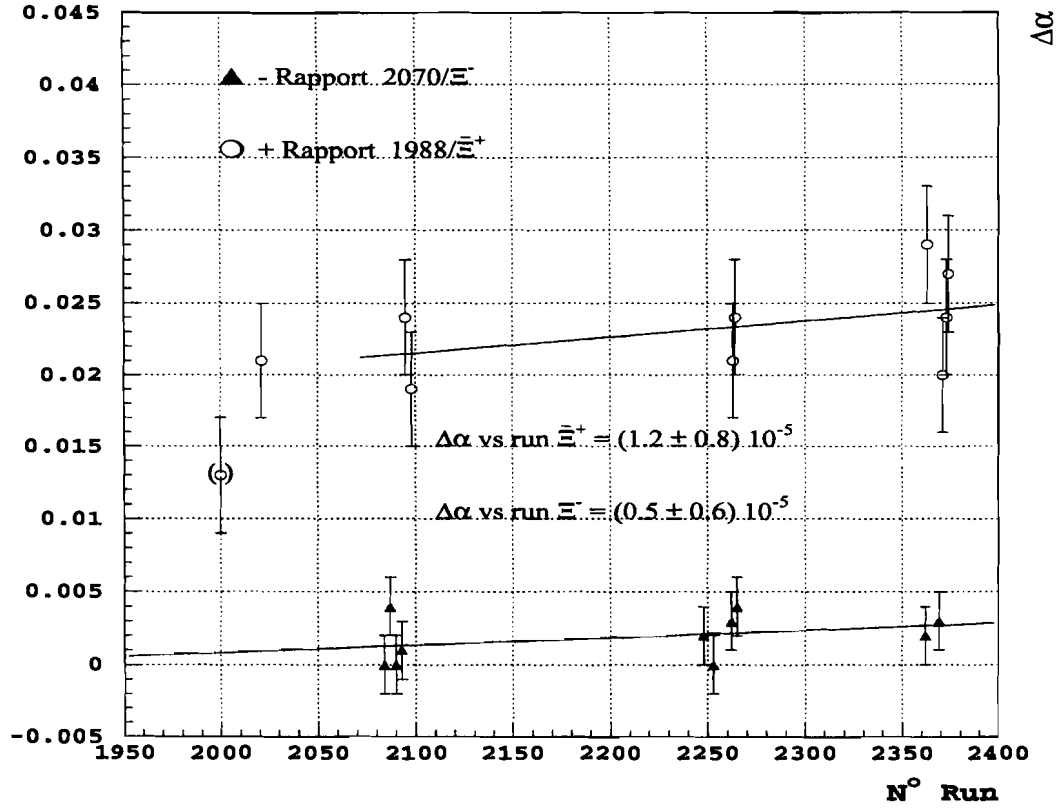


FIG. 5.43: Différence de pente dans la distribution en $\cos \theta_p$ entre le run 2070 (Ξ^-), ou 1988 (Ξ^+), et des runs ultérieurs de même polarité.

Groupe	N° run Ξ^-	N° run Ξ^+	$\Xi^-(\text{run}) - \Xi^+(\text{run})$	Effet syst. sur $\Delta\alpha$
I	2090+2093	2095+2098	-5	-3.0×10^{-5}
II	2262+2265	2263+2264	0	0
III	2362	2363+2365	-2	-1.2×10^{-5}
IV	2369	2371+2373+2374	-4	-2.4×10^{-5}
Moyenne	-	-	-4	-2.4×10^{-5}

TAB. 5.13: Bornes supérieures à des effets systématiques sur $\Delta\alpha$, dus à la dérive temporelle du spectromètre, par groupe et sur l'ensemble des quatre groupes de données analysées.

Nous pouvons alors estimer l'effet systématique par groupe de runs analysés, ainsi que l'erreur systématique sur l'ensemble des sets analysés. Nous allons tenir compte uniquement du résultat obtenu sur l'étude des Ξ^- , qui présente la meilleure statistique et donc une meilleure détermination de l'erreur systématique. Le tableau 5.13 décrit les erreurs systématiques attendues par set analysé et sur l'ensemble des sets. Une limite de $-2.4 \times$

10^{-5} a été obtenue sur $\Delta\alpha$, soit de -0.5×10^{-4} sur l'asymétrie. Cet effet systématique va décroître selon $1/\sqrt{N}$ avec le nombre N de groupe de runs analysés.

Chapitre 6

Le procédé d'égalisation

Cinq variables sont nécessaires pour décrire la production des Ξ et définissent l'espace de phase des Ξ . La distribution dans l'espace de phase $\{X_t^*, Y_t^*, s_{xt}^*, s_{yt}^*, P_\Xi\}$ d'un ensemble de particules dépend des sections efficaces de production de ces particules et de la position du point d'impact du centre du faisceau primaire sur la cible pendant la mesure.

- Les différences dans les sections efficaces de production se reflètent principalement sur la quantité de mouvement des Ξ et sur toute variable qui y est corrélée, telle la coordonnée verticale du point de sortie au collimateur Y_c (voir figure 6.1). Sur la figure 6.2, nous avons représenté les distributions normalisées en $\cos \theta_p$ des Ξ^- pour deux valeurs différentes de P_Ξ , définies dans des fenêtres larges de 1 GeV/c. Nous voyons que les différences de production engendrent des différences sur les distributions en $\cos \theta_p$.
- Des études de MC ont montré que deux échantillons d'événements Ξ qui ne diffèrent que par leurs points de production possèdent des distributions en $\cos \theta_p$ dont les pentes diffèrent. Nous avons considéré d'une part un déplacement vertical du point de production de 500 μm ($\langle X_t^* \rangle = 0, \langle Y_t^* \rangle = +500 \mu\text{m}$) et d'autre part un déplacement horizontal du point de production de 300 μm ($\langle X_t^* \rangle = +300 \mu\text{m}, \langle Y_t^* \rangle = 0$). En comparant les distributions en $\cos \theta_p$ de ces deux échantillons à l'échantillon de référence ($\langle X_t^* \rangle = 0, \langle Y_t^* \rangle = 0$), nous avons observé un effet systématique sur les pentes des distributions en $\cos \theta_p$ qui valent :

$$\begin{aligned}\alpha_\Lambda \alpha_\Xi(0, +500 \mu\text{m}) - \alpha_\Lambda \alpha_\Xi(0, 0) &= (9.6 \pm 2.5) \times 10^{-3} \\ \alpha_\Lambda \alpha_\Xi(+300 \mu\text{m}, 0) - \alpha_\Lambda \alpha_\Xi(0, 0) &= (1.9 \pm 2.6) \times 10^{-3}\end{aligned}$$

Le mouvement horizontal de 300 μm du point de production n'engendre pas d'effet notable sur la pente $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi$ à 2.6×10^{-3} . Par contre, le mouvement vertical de 500 μm engendre un effet très important, qui est de l'ordre de 10^{-2} sur la pente $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi$. Rappelons que la reconstruction de $\langle X_t^* \rangle$ n'est précise qu'à 100 μm (voir figure 4.9.1, page 55). Une correction entre deux runs sur $\langle X_t^* \rangle$ peut limiter alors les effets

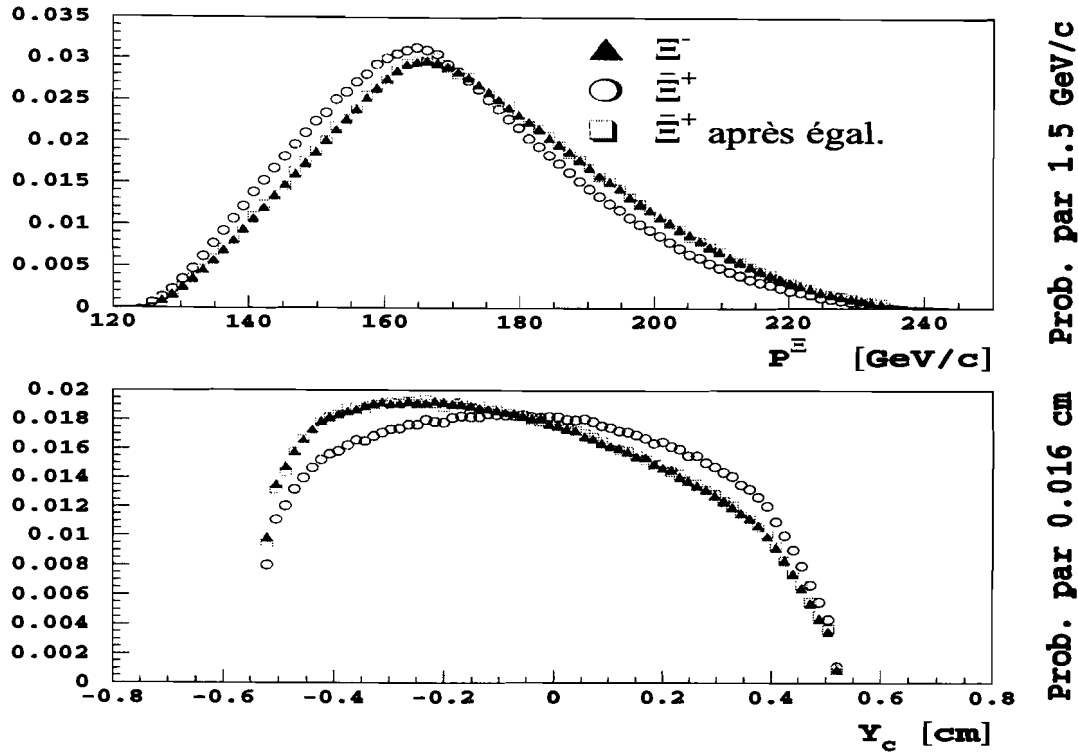


FIG. 6.1: Distribution de P_{Ξ} et Y_c pour les événements originaux Ξ^- (▲) et Ξ^+ (○). Distribution de P_{Ξ} et Y_c pour les Ξ^+ après le procédé d'égalisation (◻).

systématiques observés sur $\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}$ à, au mieux, $(0.6 \pm 0.9) \times 10^{-3}$. D'autre part, la calibration de l'aimant de sélection nous permet d'obtenir une précision sur la reconstruction de $\langle Y_t^* \rangle$ à $8.5 \mu\text{m}$. Une correction entre deux runs sur $\langle Y_t^* \rangle$ permet donc de limiter les erreurs systématiques sur $\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}$ à, au mieux, $(0.2 \pm 0.5) \times 10^{-3}$. Des études supplémentaires sont nécessaires pour réduire l'erreur statistique sur ces deux estimations.

En l'absence de violation CP et si on peut négliger les différences d'interaction entre les particules et les antiparticules dans la matière du spectromètre, la probabilité d'observer lors d'une désintégration une valeur de la variable v dans une certaine fenêtre est la même pour un Ξ^- ou un Ξ^+ , s'ils sont produits dans les mêmes conditions. Cependant, si on compare les distributions normalisées de la variable v pour deux échantillons de particules Ξ^- et Ξ^+ , elles peuvent différer puisque les densités dans l'espace de phase à la production ne sont pas nécessairement identiques et que l'acceptance relative à cette variable dépend en principe de la répartition des événements dans l'espace de phase.

Dans la comparaison des distributions en $\cos\theta_p$ pour un échantillon de Ξ^- et un échantillon de Ξ^+ , nous devons donc éliminer les différences qui ne seraient dues qu'à une différence de densité dans l'espace de phase, pour ne conserver ainsi qu'une éventuelle différence due à la violation CP. Le but de ce chapitre est de décrire et de tester le procédé d'égalisation des densités de l'espace de phase, utilisé dans la comparaison des

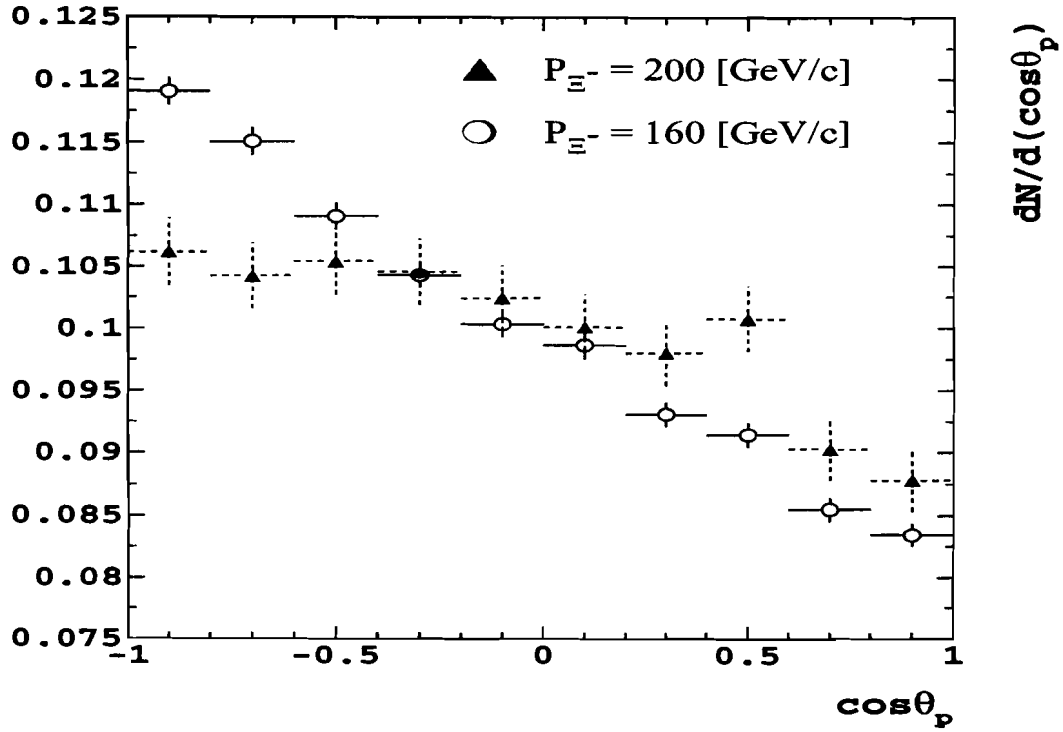


FIG. 6.2: Distribution en $\cos \theta_p$ des Ξ^- (Run 2262) pour deux valeurs différentes de P_{Ξ^-} , définies à ± 0.5 GeV/c.

données relatives aux deux polarités.

Un choix naturel de l'espace de phase des Ξ serait de considérer les variables de production à la cible : $\{X_t^*, Y_t^*, s_{xt}^*, s_{yt}^*, P_{\Xi}\}$. Le nombre de cellules utilisé pour décrire l'espace de phase des Ξ est limité par la mémoire vive de stockage informatique. Pour cette raison, il nous a fallu optimiser la densité de l'espace de phase en choisissant un ensemble de cinq variables plus adéquat : $\{X_t^*, Y_t^*, X_c, Y_c, P_{\Xi}^z\}$ (note : $P_{\Xi}^z \simeq P_{\Xi}$). Ces variables sont les *variables d'égalisation*. Les bornes et le nombre de canaux de chaque variable est représenté dans le tableau 6.1. Nous avons ainsi décomposé l'espace de phase des Ξ sur 12'000'000 de cellules. Par la suite, l'espace de phase des Ξ fera toujours référence à l'espace de phase décrit par les cinq variables d'égalisation.

6.1 Corrections

Nous allons à présent décrire l'aspect technique du procédé d'égalisation. Pour cela, nous considérons un ensemble de N_{Ξ^-} Ξ^- et un ensemble de N_{Ξ^+} Ξ^+ . Pour chaque événement Ξ , caractérisé par les cinq variables $\{X_t^*, Y_t^*, X_c, Y_c, P_{\Xi}^z\}$, nous avons un point situé dans une cellule de l'espace de phase. Comme les axes de l'espace de phase ont été subdivisé en canaux, la cellule est caractérisée par cinq indices $\{I_0, J_0, K_0, L_0, M_0\}$ relatifs

Variable	limites	nb. canaux	largeur canal
X_t^*	$-0.35 < x < 0.35$ [cm]	30	0.023 [cm]
Y_t^*	$-0.4 < y < 0.4$ [cm]	40	0.020 [cm]
X_c	$-0.761 < x < 0.677$ [cm]	20	0.072 [cm]
Y_c	$-0.525 < y < 0.517$ [cm]	20	0.052 [cm]
P_z^Ξ	$120 < P < 250$ [GeV/c]	25	5.2 [GeV/c]

TAB. 6.1: Les variables d'égalisation, leurs valeurs limites et le nombre de canaux utilisé pour décrire les densités de l'espace de phase.

aux cinq variables $\{X_t^*, Y_t^*, X_c, Y_c, P_z^\Xi\}$ du Ξ considéré (voir tableau 6.1).

Dans les échantillons analysés, les nombres de Ξ^- et Ξ^+ dans une cellule donnée sont respectivement notés $n_-(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)$ et $n_+(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)$. Le procédé d'égalisation s'effectue sur les données qui comptent typiquement 1×10^6 Ξ^+ et 5×10^6 Ξ^- . Le nombre moyen d'événements par cellule est alors de 0.1 pour les Ξ^+ et 0.5 pour les Ξ^- . Une meilleure estimation de la densité de la cellule est obtenue en considérant la moyenne du nombre d'événements appartenant à toutes les cellules de l'hypercube centré sur la cellule considérée (*procédé de lissage*, voir équation 6.1). Il y a $N_c = 243$ cellules dans l'hypercube (3^5), sauf lorsque la cellule considérée se trouve sur le bord de l'espace de phase.

$$n_\pm^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0) = \frac{1}{N_c} \sum_{\left(\begin{array}{ccc} I_0-1 & I & I_0+1 \\ J_0-1 & J & J_0+1 \\ K_0-1 & K & K_0+1 \\ L_0-1 & L & L_0+1 \\ M_0-1 & M & M_0+1 \end{array} \right)} n_\pm(I, J, K, L, M) \quad (6.1)$$

La densité de l'espace de phase dans la cellule $\{I_0, J_0, K_0, L_0, M_0\}$ est alors définie par $n_-^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)/N_{\Xi^-}$ pour les Ξ^- et par $n_+^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)/N_{\Xi^+}$ pour les Ξ^+ . Le procédé d'égalisation consiste à ramener les densités d'espace de phase des Ξ^+ sur celles des Ξ^- par une méthode de pondération. Nous définissons pour cela les poids w_+ et w_- qui permettent de pondérer les événements Ξ^+ sur les Ξ^- , pour chaque cellule.

$$w_-(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0) = \begin{cases} 0 & \text{si } n_+^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0) = 0, \\ 1 & \text{si } n_+^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0) \neq 0. \end{cases} \quad (6.2)$$

$$w_+(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0) = \frac{n_-^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)}{n_+^s(I_0, J_0, K_0, L_0, M_0)} \frac{N_{\Xi^+}}{N_{\Xi^-}} \quad (6.3)$$

Remarquons que nous éliminons les événements Ξ^- dont l'hypercube associé aux Ξ^+ est vide et vice-versa. Si le procédé de lissage n'était pas effectué, nous éliminerions les événements Ξ^- dont la cellule correspondante des Ξ^+ est vide (et vice-versa). Dans ce cas, nous perdriions beaucoup d'événements et de plus, la valeur du quotient serait biaisée. Dans la table 6.2, nous avons représenté le nombre de Ξ^- et Ξ^+ pour le groupe I analysé avec la coupure imposée pour la mesure de l'asymétrie. Nous y avons également représenté le nombre d'événements restant après le procédé d'égalisation, suivant que le procédé de lissage a été effectué ou non.

	N originaux	N après égal., avec lissage (%)	N après égal., sans lissage (%)
Ξ^-	11'359'926	11'359'575 (~ 100 %)	6'952'320 (61.2 %)
Ξ^+	1'077'113	1'077'113 (100 %)	1'007'633 (93.6 %)

TAB. 6.2: Les pertes statistiques dues au procédé d'égalisation sur l'espace à cinq dimensions, suivant que le procédé de lissage est utilisé ou pas.

Comme nous le verrons, des études MC ont montré que ce procédé d'égalisation permet de retrouver un signal CP avec une erreur systématique de 4×10^{-4} . Cette erreur systématique est liée au fait que la subdivision en quantité de mouvement dans l'espace de phase n'est pas assez fine pour les corrections. Comme il n'est pas possible d'augmenter le nombre de cellule de l'espace de phase, nous effectuons dans un deuxième temps une seconde égalisation sur les quantités de mouvement P_{Ξ} uniquement. La quantité de mouvement est alors subdivisée en canaux de 1 GeV/c (méthode "FP"), au lieu de la subdivision originale de 5.2 GeV/c. Pratiquement, après avoir pondéré les événements suivant la première égalisation qui s'effectue sur l'espace de phase à cinq dimensions, nous effectuons une seconde pondération sur les Ξ^+ uniquement avec des poids définis selon :

$$w_+(P_{\Xi}) = \frac{n_-(P_{\Xi})}{n_+(P_{\Xi})} \frac{N_{\Xi^+}}{N_{\Xi^-}} \quad (6.4)$$

Nous distinguons alors les différents modes du procédé d'égalisation :

- "SC" : sans correction (autrement dit aucun procédé d'égalisation).
- "NORM" : procédé d'égalisation sur l'espace de phase à cinq dimensions.
- "FP" : procédé d'égalisation sur les quantités de mouvement P_{Ξ} .
- "EGAL" : procédé d'égalisation "NORM" suivi de "FP".

Nous devons à présent tester plusieurs aspects du procédé d'égalisation. D'une part, il doit corriger les différences d'acceptance entre les Ξ^+ et les Ξ^- . D'autre part, il faut nous assurer que si une violation CP existe, le procédé d'égalisation n'élimine pas le signal recherché dans la distribution en $\cos \theta_p$, mais qu'il permet au contraire de l'extraire précisément.

6.2 Effets des corrections sur les asymétries

Dans cette section, nous allons considérer uniquement le procédé d'égalisation effectué sur l'espace de phase à cinq dimensions (mode "NORM"). Nous étudierons l'effet de ce procédé d'égalisation sur les asymétries observées sur les événements originaux de tous les groupes analysés.

Sur les figures 6.3 à 6.6, nous avons représenté les moyennes pondérées sur les quatre groupes de données de l'asymétrie $\Xi^+-\Xi^-$ évaluée canal par canal. Dans la figure 6.3, nous avons représenté les asymétries pour les variables d'égalisation. Comme attendu, les asymétries sont nulles après le procédé d'égalisation.

Dans les figures 6.4 et 6.5, nous observons que les asymétries sur les variables de position et cinématiques disparaissent toutes. Pour ces variables, seuls quelques canaux, associés à des cellules se situant sur le bord de l'espace de phase, montrent des asymétries

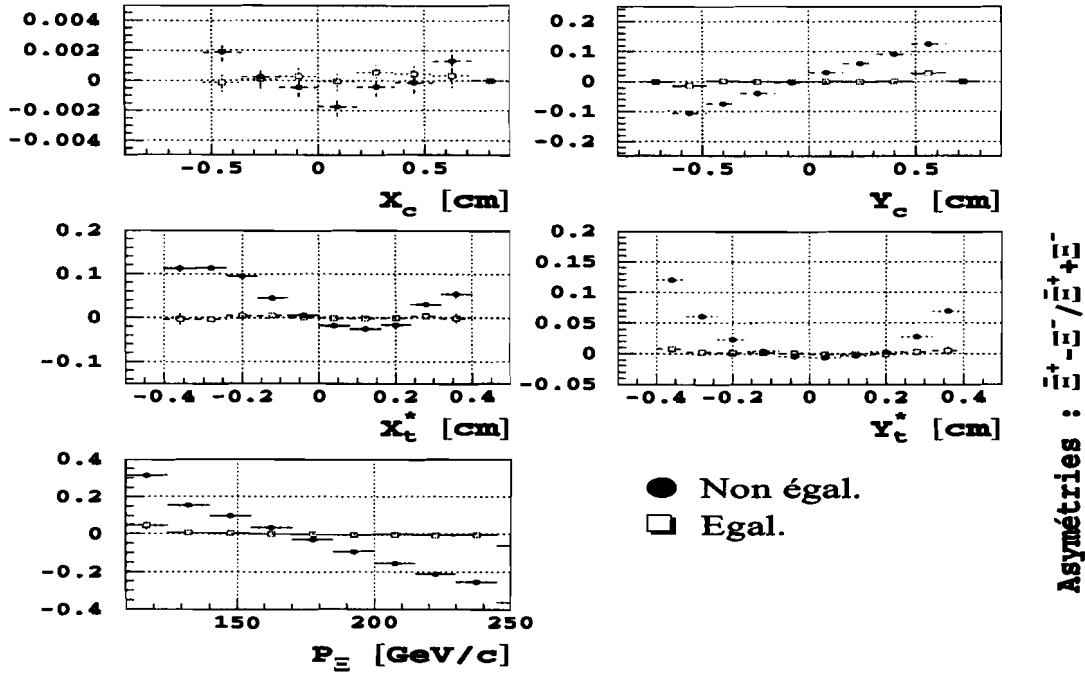


FIG. 6.3: Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+ - \Xi^-$ observées sur les variables d'égalisation, avant (●) et après (□) l'égalisation.

résiduelles. Mais le nombre d'événements dans ces régions de l'espace de phase est très petit et donc l'effet de ces asymétries résiduelles est fortement réduit. Il est par exemple intéressant de noter que les distributions des points de passage des π_Ξ dans les chambres, provenant des Ξ^+ et Ξ^- , sont identiques après le procédé d'égalisation. De même, les quantités de mouvement des particules filles (p et π) ou encore la distribution de $\cos \theta_\Lambda$ présentent des asymétries qui disparaissent après le procédé d'égalisation.

Cependant, nous nous sommes aperçus que le procédé d'égalisation ne corrigeait pas entièrement les différences entre les Ξ^+ et Ξ^- . Des asymétries, relatives aux variables qui sont directement liées à la mesure des angles d'ouverture $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{mes}$ et $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{mes}$, subsistent (voir figure 6.6). On remarquera également que les corrections apportées sur l'asymétrie de ces variables ne sont pas systématiques d'un groupe de données à un autre et que les asymétries moyennes illustrées dans la figure 6.6 ne sont donc pas représentatives de chaque groupe de données.

L'égalisation ne permet donc pas d'éliminer les asymétries liées à la dérive temporelle du spectromètre et seule une comparaison de runs rapprochés dans le temps se justifie. Le procédé d'égalisation permet donc de corriger toutes les asymétries dues aux différences de production relative entre les Ξ^- et Ξ^+ .

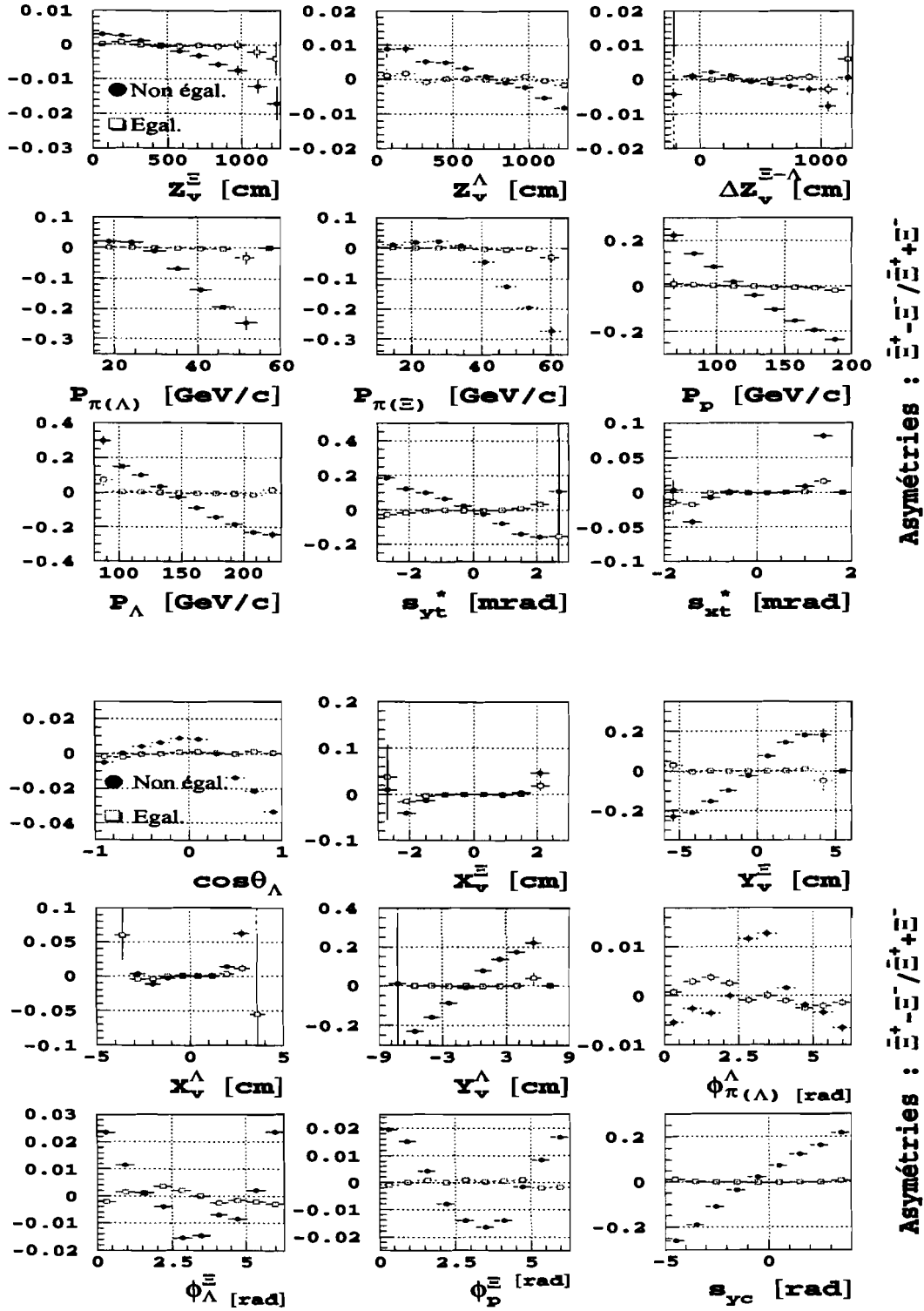


FIG. 6.4: Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+ - \Xi^-$, avant (●) et après (□) l'égalisation.

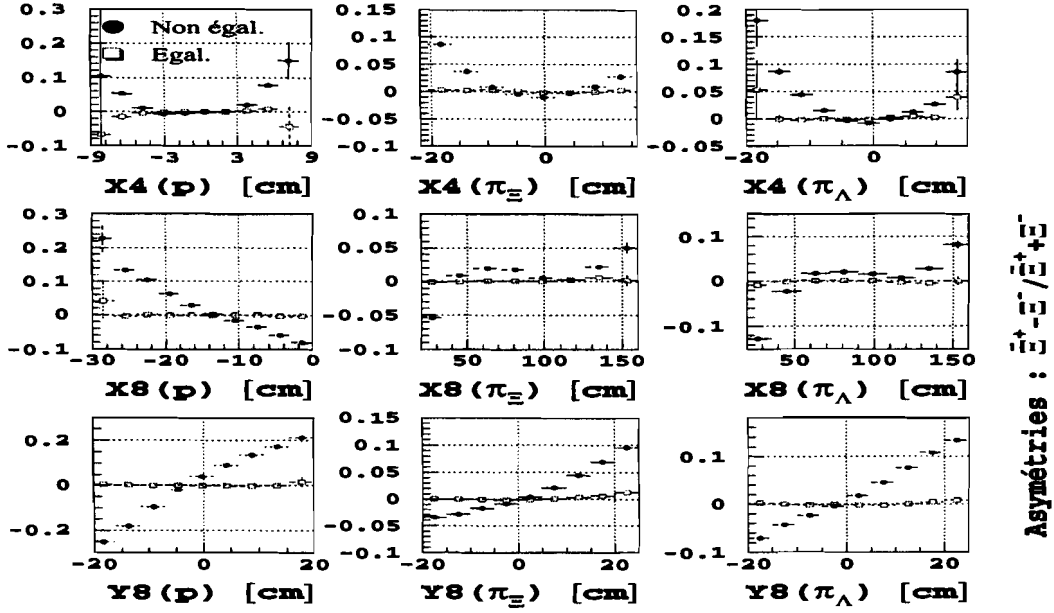


FIG. 6.5: Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+\Xi^-$, avant (●) et après (□) l'égalisation (Suite).

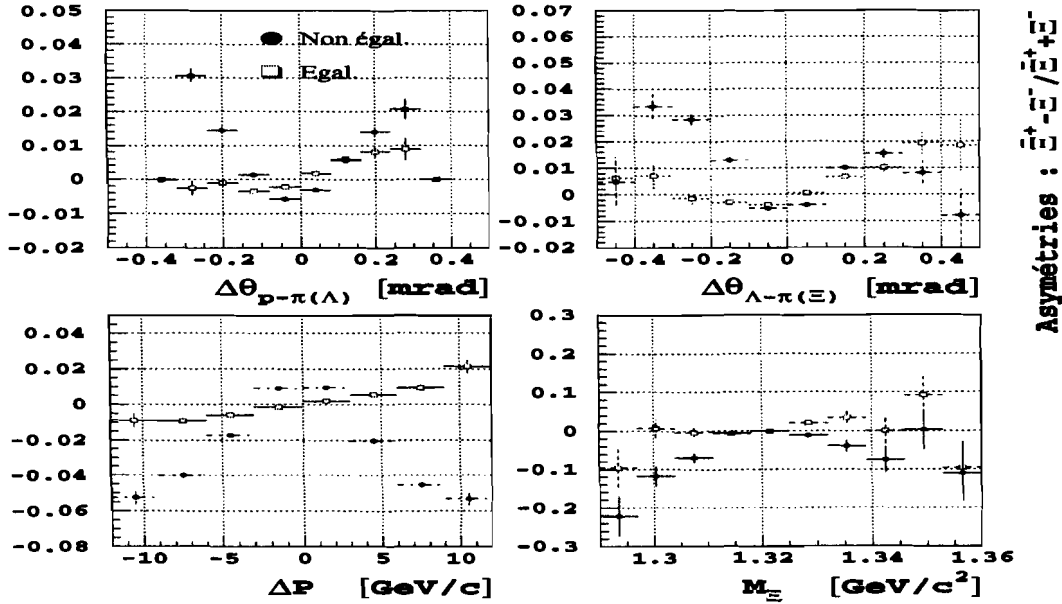


FIG. 6.6: Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+\Xi^-$ pour les variables liées à la mesure des angles, avant (●) et après (□) l'égalisation. Le procédé d'égalisation ne permet pas de corriger ces différences.

6.3 Test par le Monte-Carlo

Pour tester les différents modes du procédé d'égalisation, des échantillons de Ξ ont été générés avec le MC (voir page 61). Ces échantillons se différencient par les coordonnées du point de production à la cible et par le produit des paramètres de désintégrations $\alpha_{\Xi}\alpha_{\Lambda}$ utilisé dans le MC. Parmi les événements générés dans chaque échantillon, quelques $\sim 850'000$ Ξ satisfont les coupures finales (s23 et m6, voir table page 79).

Dans une première étude, nous avons utilisé la valeur nominale de $\alpha_{\Xi}\alpha_{\Lambda}$ et nous avons juste fait varier les points de production des Ξ . Les échantillons ne diffèrent donc que par leurs coordonnées moyennes du point de production. Nous avons alors mesuré les différences de pente engendrées par le déplacement du point de production, avant le procédé d'égalisation ("Original"), et suivant les différents modes d'égalisation "NORM", "FP" et "EGAL".

Les conditions dans lesquelles les échantillons ont été générés et comparés sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m}) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, 0) &\implies \Delta\alpha_y \\ \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(+300\mu\text{m}, 0) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, 0) &\implies \Delta\alpha_x \\ \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(+300\mu\text{m}, 0) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m}) &\implies \Delta\alpha_{xy}\end{aligned}$$

Nous résumerons les résultats dans le tableau 6.3.

Mesure	Original [10^{-3}]	NORM [10^{-3}]	FP [10^{-3}]	EGAL [10^{-3}]
$\Delta\alpha_y$	9.6 ± 2.5	3.3 ± 2.5	3.2 ± 2.5	1.6 ± 2.5
$\Delta\alpha_x$	1.9 ± 2.5	1.9 ± 2.5	4.8 ± 2.5	4.8 ± 2.5
$\Delta\alpha_{xy}$	-8.1 ± 2.5	-1.8 ± 2.5	1.2 ± 2.5	2.7 ± 2.5

TAB. 6.3: Test des différents modes du procédé d'égalisation sur les échantillons de Ξ générés par le MC, qui diffèrent selon leurs coordonnées moyennes de leurs points de production. Les erreurs sur $\Delta\alpha$ sont des erreurs statistiques.

On s'aperçoit qu'un déplacement vertical engendre de fortes différences de pente sur $\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}$. Celles-ci s'annulent dès qu'un mode du procédé d'égalisation est utilisé. L'erreur statistique sur $\Delta\alpha$, qui est de 2.5×10^{-3} , est trop élevée pour distinguer la précision des corrections de chaque mode.

Une deuxième étude a été effectuée en injectant une violation de CP dans un nouvel échantillon. Pour cela, nous avons généré la désintégration des Ξ avec le produit des paramètres de désintégration valant $(\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi})^{CP} = -0.635 \times 0.456 = -0.28956$. Les déplacements du point de production sont encore simulés et les différents modes du procédé d'égalisation sont donc testés pour des échantillons qui diffèrent par $\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}$ et par leurs points de production. Nous exposons les conditions dans lesquelles les échantillons ont été générés et comparés :

$$\begin{aligned}\alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m}) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m})^{CP} &\implies \Delta\alpha_{cp} \\ \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, 0) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m})^{CP} &\implies \Delta\alpha_{cpy} \\ \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(+300\mu\text{m}, 0) - \alpha_{\Lambda}\alpha_{\Xi}(0, +500\mu\text{m})^{CP} &\implies \Delta\alpha_{cpxy}\end{aligned}$$

La valeur attendue dans chaque cas pour $\Delta\alpha$ est -3.2×10^{-3} . Les résultats de cette étude sont résumés dans le tableau 6.4.

Mesure	Original [10^{-3}]	NORM [10^{-3}]	FP [10^{-3}]	EGAL [10^{-3}]
$\Delta\alpha_{cp}$	-5.1 ± 2.5	-5.2 ± 2.5	-4.1 ± 2.5	-4.9 ± 2.5
$\Delta\alpha_{cpy}$	-14.8 ± 2.5	-8.4 ± 2.5	-7.9 ± 2.5	-6.6 ± 2.5
$\Delta\alpha_{cpxy}$	-13.1 ± 2.5	-6.7 ± 2.5	-2.2 ± 2.5	-1.0 ± 2.5

TAB. 6.4: *Test des différents modes du procédé d'égalisation sur les échantillons de Ξ générés par le MC officiel, qui diffèrent selon $\alpha_{\Lambda\Xi}$ et selon leurs coordonnées moyennes de leurs points de production.*

A nouveau, si aucune correction n'est faite, les différences sur le point de production engendrent des différences de pente dans la distribution en $\cos\theta_p$ très élevées par rapport à la valeur attendue. Par contre, dès qu'un mode du procédé d'égalisation est effectué, les valeurs mesurées deviennent comparables à la valeur attendue. Malheureusement, il est encore difficile de juger de la précision des modes du procédé d'égalisation à cause de la grande erreur statistique sur $\Delta\alpha$.

Ce Monte-Carlo nous a donc permis d'étudier les erreurs systématiques sur $\Delta\alpha$, dues à des différences du point de production. Il nous a de plus montré que le procédé d'égalisation corrige ces effets systématiques et ceci même dans le cas d'une hypothétique violation de CP. Le nombre limité d'événements générés nous a permis de tester le procédé d'égalisation qu'avec une erreur statistique de 2.5×10^{-3} , soit de 4.3×10^{-3} sur l'asymétrie $\mathcal{A}$. Cette limitation est liée au fait que ce MC nécessite un temps de calcul très long par événement généré. Pour tester la méthode d'égalisation à 10^{-4} sur $\delta\mathcal{A}$, nous avons besoin de quelques centaines de millions de Ξ générés, qui doivent être analysés, rappelons-le, deux fois pour effectuer le procédé d'égalisation.

6.4 Le Monte-Carlo hybride

Afin de contrôler précisément la méthode d'égalisation entre les Ξ^- et les Ξ^+ , nous avons élaboré un algorithme de Monte-Carlo hybride qui a pour but de simuler des échantillons d'événements Ξ à la sortie du collimateur, dont les variables X_c^Ξ , Y_c^Ξ , P_x^Ξ , P_y^Ξ et P_z^Ξ sont distribuées selon les distributions reconstruites des Ξ^- et Ξ^+ dans les données, et dont les paramètres α_Ξ et α_Λ sont arbitraires. L'attrait principal de ce MC est la rapidité, ce qui nous permet de générer un grand nombre d'événements dans des configurations différentes (typiquement on génère 25 millions de Ξ^- et 20 millions de Ξ^+ dans chaque configuration étudiée¹).

La description absolue de l'acceptance n'est pas la priorité absolue de cette étude. Pour ces raisons, nous avons volontairement écarté les différents aspects suivants de la

¹Sur une machine Alpha doté d'un processeur de 440 MHz, nous générons environ 2500 événements par seconde, dont 25 % satisfont toutes les conditions de sélection finale, à savoir l'acceptance géométrique du spectromètre, les coupures cinématiques et les coupures fiducielles.

simulation de l'expérience d'*HyperCP* :

- La production des Ξ à la cible et leur sélection au travers de l'aimant d'hypérons.
- La discrétisation des points de passage des particules chargées dans les chambres.
- Les inefficacités des plans de fils.
- Les inefficacités du calorimètre hadronique.
- L'utilisation du programme de reconstruction sur les événements générés.
- Le contexte du bruit de fond expérimental.
- Les interactions dans le spectromètre, les pertes d'énergies et la diffusion Coulombienne multiple.

La reconstruction des événements à la cible, nécessaire pour l'égali-
sation, est effectuée avec une modélisation d'un champ constant dans l'aimant d'hypérons. Aucune étude
détaillée n'a été effectuée à ce sujet pour optimiser l'accord entre le MC hybride et les
données.

6.4.1 Génération d'événements Monte-Carlo hybride

Pour chaque événement réel Ξ reconstruit, qui satisfait les critères de sélection imposés
pour la détermination de l'asymétrie (voir table page 79), nous générons N événements Ξ
(généralement $N=100$). Les coordonnées à la sortie du collimateur X_c^Ξ et Y_c^Ξ et les trois
composantes de la quantité de mouvement $\vec{P}^\Xi$ sont identiques à celles de l'événement réel.

Les six variables indépendantes supplémentaires nécessaires à la description complète
des désintégrations $\Xi \rightarrow \Lambda \pi_\Xi$ et $\Lambda \rightarrow p \pi_\Lambda$ sont simulées.

Pour cette simulation, nous admettons que les Ξ sont non polarisés et les temps de vie
des Ξ et Λ considérés sont les valeurs nominales [22]. Les trajectoires des trois particules
issues de cette chaîne de désintégration (π_Ξ , π_Λ et p) sont alors tracées jusqu'à l'entrée de
l'aimant d'analyse. Afin de définir précisément l'acceptance géométrique du spectromètre,
des ouvertures fiducielles horizontales sont placées dans les chambres (voir table 6.5).

N° chambre	Sélection
1	$-14.0 < X < 11.5$ [cm]
2	$-16.0 < X < 13.0$ [cm]
3	$-18.0 < X < 15.0$ [cm]
4	$-20.0 < X < 16.5$ [cm]
5	$-14.25 < X < 42.0$ [cm]
6	$-18.75 < X < 71.5$ [cm]
7	$-25.0 < X < 120.0$ [cm]
8	$-29.25 < X < 150.0$ [cm]

TAB. 6.5: *Ouvertures fiducielles horizontales utilisées dans le MC hybride.*

Si ces trois particules ne sont pas toutes dans l'acceptance géométrique définie par les
chambres et par l'entrée de l'aimant d'analyse, l'événement est rejeté.

Ensuite, une modélisation dipolaire à champ constant, du champ magnétique dans l'aimant d'analyse, a été utilisée afin de tracer les trajectoires dans l'aimant d'analyse et dans les chambres arrière du spectromètre magnétique. Nous contrôlons alors que les trajectoires à l'arrière du spectromètre se situent dans l'acceptance géométrique des chambres et des plans d'hodoscopes. Le calorimètre n'est pas pris en compte dans la simulation puisqu'il recouvre 100 % de l'acceptance des protons. L'efficacité de détection est considérée à 95 % pour les hodoscopes et à 100 % pour le calorimètre et les chambres. Finalement, les événements simulés doivent encore satisfaire les critères de sélection imposés aux données pour la mesure de l'asymétrie.

A ce stade du programme de Monte-Carlo, deux problèmes principaux subsistent. D'une part, une mauvaise concordance, entre les données et le MC, dans les faibles quantités de mouvement des π issus de la séquence de désintégration du Ξ (voir figure 6.7).

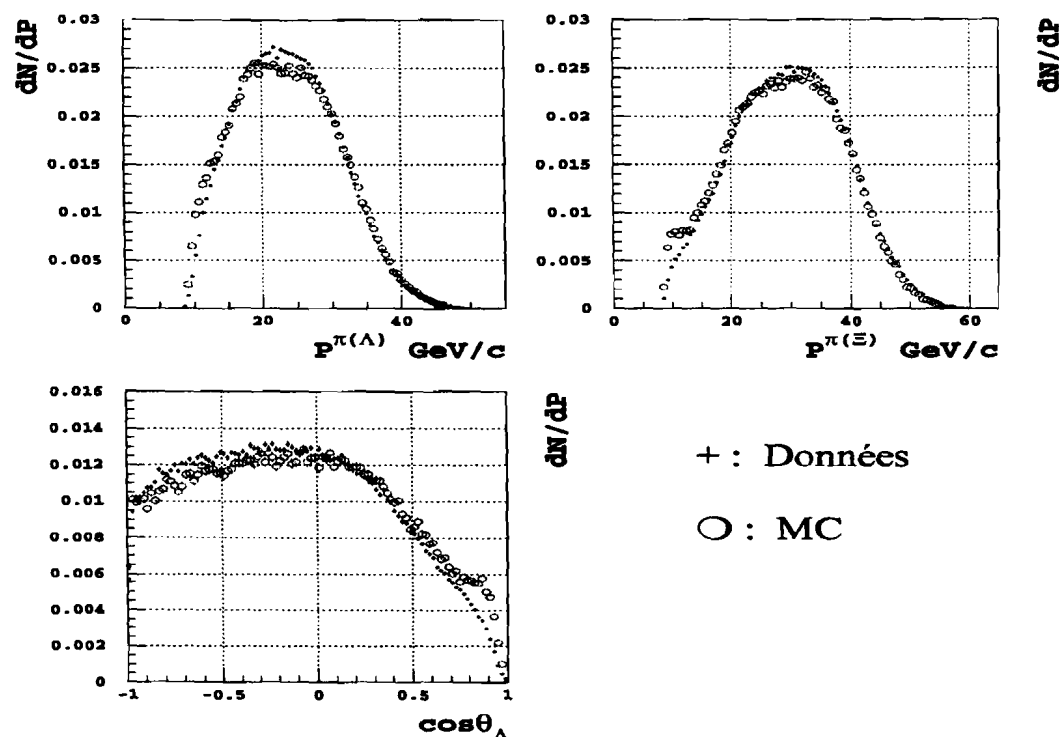


FIG. 6.7: Comparaison entre les données et le MC hybride des distributions en quantité de mouvement des π_{Ξ} et des π_{Λ} et de la distribution en $\cos \theta_{\Lambda}$. Le procédé d'égalisation des deux échantillons n'a pas encore été effectué à ce stade.

D'autre part, la reconstruction des événements Ξ présente une certaine inefficacité dans le cas où les traces, entre deux particules, sont très proches dans les chambres avant (C1 à C4). Comme le Monte-Carlo hybride ne tient pas du tout compte du procédé de reconstruction, il en résulte une surestimation de l'acceptance pour ce type d'événement. Pour résoudre en partie ces problèmes, deux conditions de sélection supplémentaires ont été adoptées.

Dans le premier cas, nous considérons une borne minimale de 15 GeV/c sur les quantités de mouvement des deux π . Cette sélection nous élimine environ 19 % des événements Ξ .

Dans le second cas, nous rejetons les événements dont les traces des produits finaux, à l'avant du spectromètre (C1-C4), sont trop proches les unes des autres. Pour cela, nous considérons les distances δ_x^{tr} et δ_y^{tr} , entre les projections en X et en Y respectivement, des traces de deux particules (parmi le π_Ξ , le π_Λ et le p). Par exemple, (X_J^p, Y_J^p) sont les coordonnées X et Y du point d'intersection du proton dans la chambre J ($J=C1, C2, C3, C4$). Et $(X_J^{\pi(\Lambda)}, Y_J^{\pi(\Lambda)})$ sont les coordonnées X et Y du point d'intersection du π_Λ dans la chambre J. Nous définissons alors :

$$(\delta_x^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)} = X_J^p - X_J^{\pi(\Lambda)} \quad (6.5)$$

$$(\delta_y^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)} = Y_J^p - Y_J^{\pi(\Lambda)} \quad (6.6)$$

$$(\rho^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)} = \sqrt{[(\delta_x^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}]^2 + [(\delta_y^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}]^2} \quad (6.7)$$

Dans la figure 6.8, nous avons représenté ces distances entre les projections des traces du proton et du π_Λ dans les différentes chambres, pour des événements réels reconstruits.

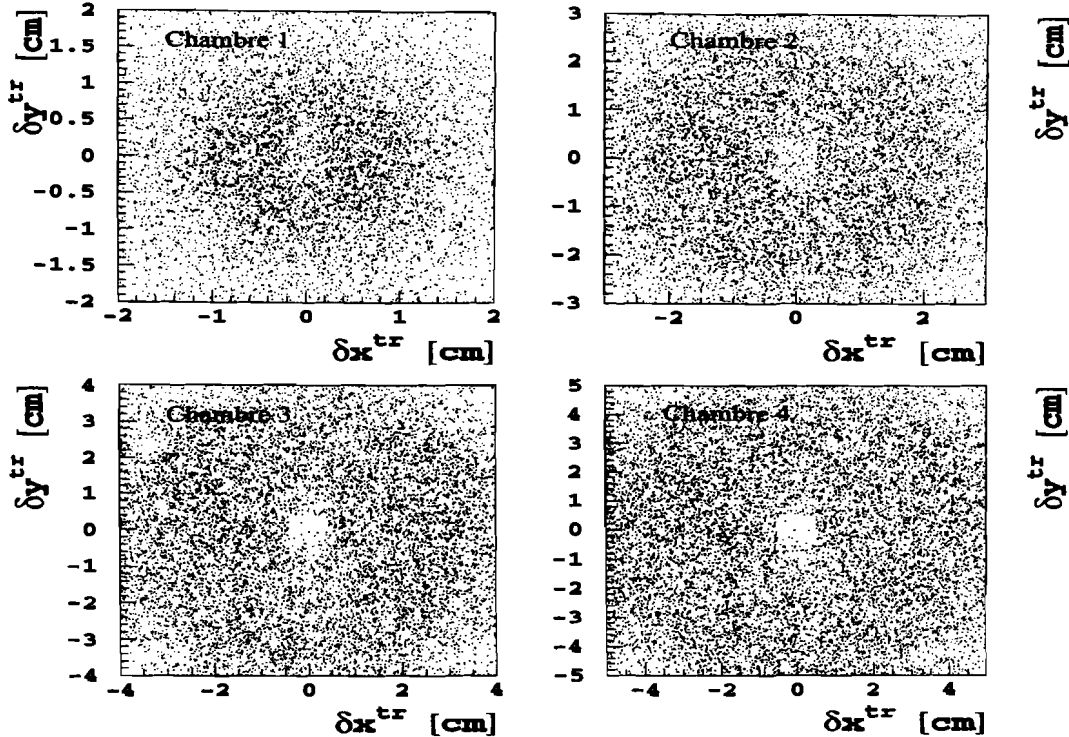


FIG. 6.8: $(\delta_y^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}$ en fonction de $(\delta_x^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}$ dans les quatre chambres avant.

Les coupures utilisées, pour reproduire l'inefficacité de reconstruction sont présentées dans la table 6.6. Elles découlent de l'observation faite sur les distributions présentées dans les figures 6.8 et d'un facteur de sécurité (valant 2). Nous rejetons ainsi encore 5 % des

événements. Les deux types de sélection combinée éliminent environ 21 % des événements originaux Ξ reconstruits. Il est clair que ces coupures fiducielles ne sont pas justifiées pour un Monte-Carlo qui tient compte de la discrétisation des points de passage des particules dans les chambres et du code de reconstruction.

Chambre J	$(\rho^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)} [cm]$	$(\rho^{tr})_J^{\pi(\Xi)-p} [cm]$
1	$> 2 \times 0.1$	$> 2 \times 0.6$
2	$> 2 \times 0.2$	$> 2 \times 0.6$
3	$> 2 \times 0.3$	$> 2 \times 0.8$
4	$> 2 \times 0.4$	$> 2 \times 0.8$

TAB. 6.6: Conditions de sélection imposées aux traces pour les études de MC hybride.

6.4.2 Comparaison entre les données et le MC hybride

L'échantillon des données réelles contient 6.9×10^6 événements Ξ^- reconstruits qui satisfont tous les critères de sélection (s23 et m6) et proviennent du run 2362. Nous générons 139×10^6 événements MC (20 par événement réel) dont 29×10^6 (21 %) satisfont les conditions de sélection imposée sur les événements du MC hybride. A cause des pertes d'événements, les distributions originales de $(X_c^\Xi, Y_c^\Xi, P_x^\Xi, P_y^\Xi, P_z^\Xi)$, injectées dans le MC, ne sont pas conservées (voir la coordonnée à la sortie du collimateur Y_c sur la figure 6.9 en haut à gauche). Une égalisation entre l'échantillon des données et celui du MC est nécessaire pour la comparaison.

Les distributions entre les données et le MC coïncident relativement bien (voir figure 6.9). Les plus grandes différences observées sur les asymétries sont d'au plus 5 % sur quelques canaux (voir les distributions de $\varphi_{\pi(\Lambda)}^\Lambda$). L'égalisation a permis d'améliorer quelques distributions, mais en général, elle les affecte très peu. Au vu des nombreux désaccords qui persistent, notamment sur $\cos \theta_\Lambda$ (voir figure 6.9), le MC hybride ne décrit qu'approximativement l'acceptance du spectromètre. Par conséquent, aucune mesure des temps de vie des particules étudiées dans le spectromètre, ou encore le produit $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi$, ne peuvent être extraits de cette étude. Rappelons que ce n'est pas le but recherché. Nous disposons donc d'un MC rapide qui décrit raisonnablement bien l'acceptance du spectromètre et qui va nous permettre de tester le procédé d'égalisation.

6.5 Test par le MC hybride

Nous avons vu que le procédé d'égalisation permet de corriger les différences de production si nous égalisons les densités d'espace de phase entre les Ξ^+ et Ξ^- (voir section 6.2, page 111). Une hypothétique violation CP modifie les distributions des produits de désintégration des antiparticules relativement à celles des particules. Pour un peuplement identique de l'espace de phase, cela peut conduire à des variations d'acceptance de deuxième ordre, donc à des très faibles différences entre les densités d'espace de phase des Ξ^+ et Ξ^- . Sur la figure 6.10, nous avons illustré les asymétries sur X_t^* , Y_t^* , X_c , Y_c , P_Ξ , s_{xc} , s_{yc} et $\cos \theta_p$ entre les runs 2262 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+), pour les données reconstruites (•)

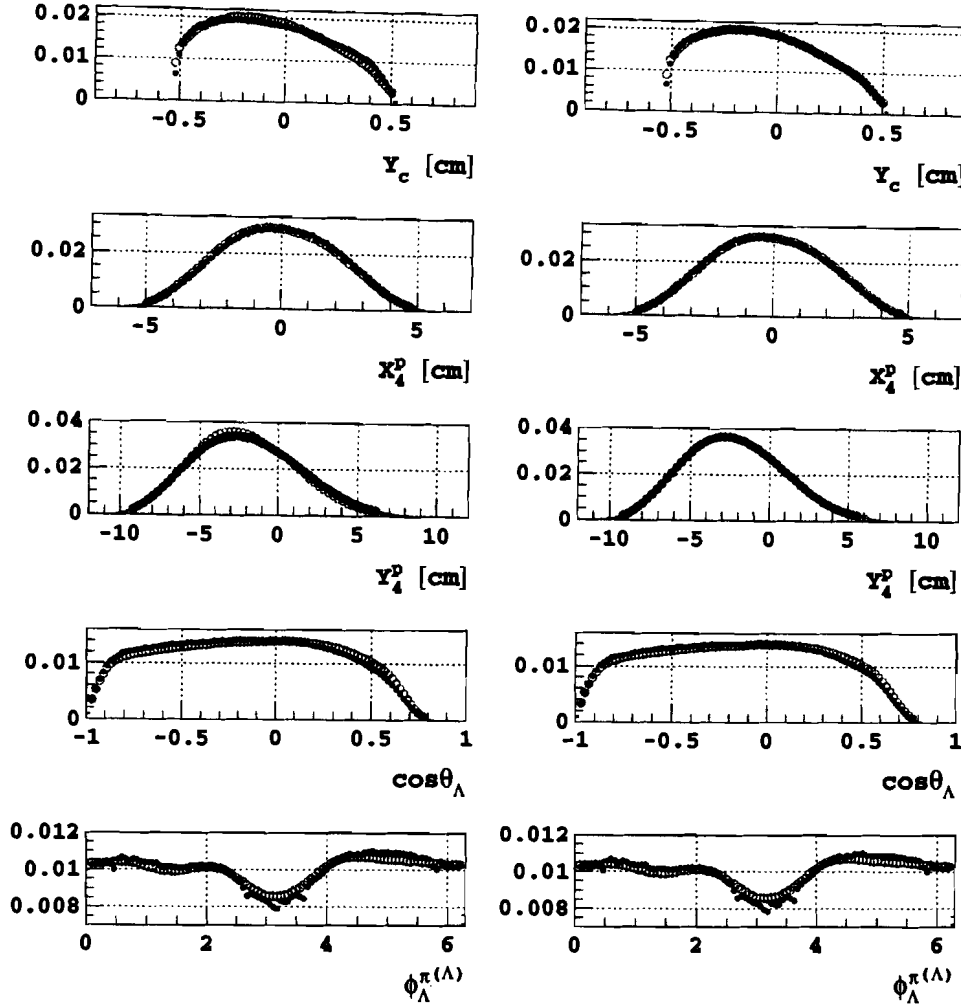


FIG. 6.9: Comparaison entre les données réelles (+) et les données simulées par MC hybride (o). Les distributions avant l'égalisation sont à gauche et après égalisation à droite.

et pour les MC hybrides correspondants (o). Le MC décrit très bien les asymétries. Les différences observées sur la coordonnée verticale du point de production Y_t^* sont liées au fait qu'aucune étude détaillée sur le transport des Ξ au travers de l'aimant d'hypérons n'a été effectuée lors de la simulation. Le MC confirme donc que les asymétries observées sur $\cos \theta_p$ sont dues principalement aux différences de production.

D'autre part, nous avons généré deux runs de MC hybrides, à partir des Ξ reconstruits du run 2263 (Ξ^+), qui ne diffèrent que par le produit $\alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_{\Xi}$ ($\Delta\alpha = 0.01$) :

- Echantillon 1 : $\alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_{\Xi} = -0.29275$ (valeur nominale).
- Echantillon 2 : $\alpha_{\bar{\Lambda}}\alpha_{\Xi} = -0.30275$ (injection de violation CP).

Nous constatons alors que même une violation CP importante, bien visible sur la dis-

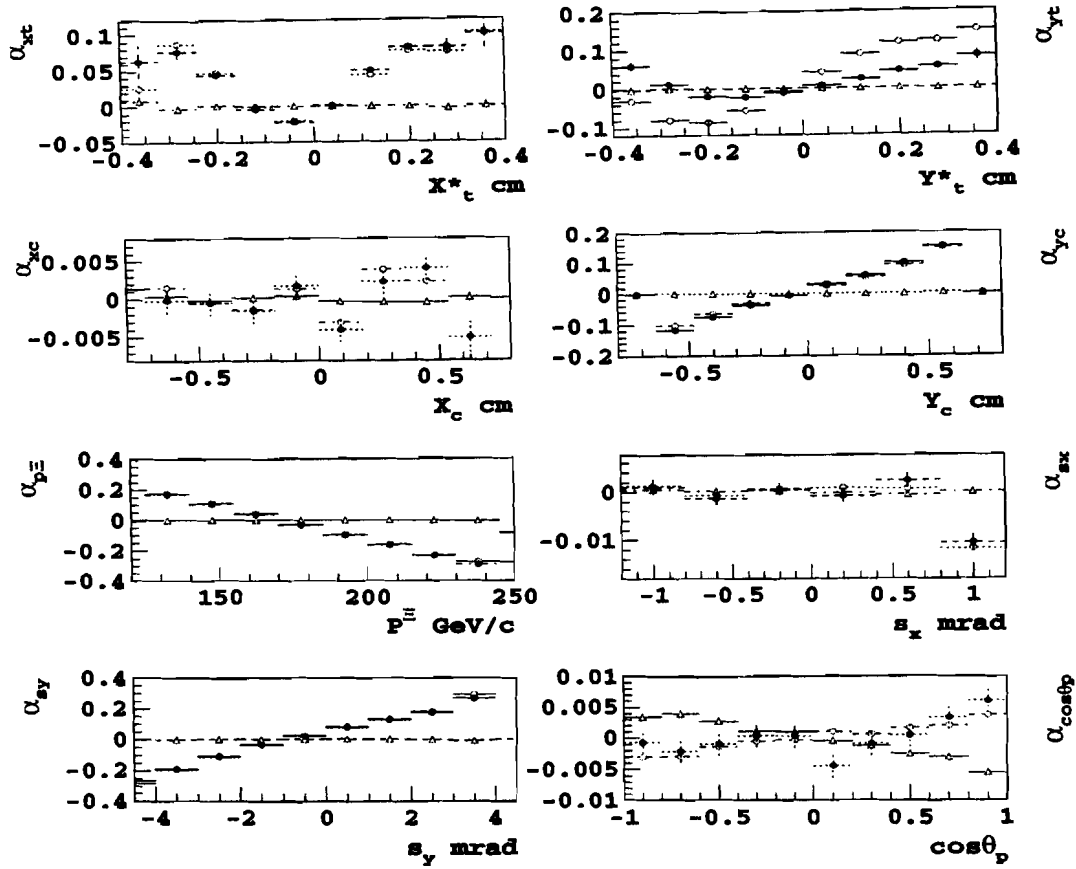


FIG. 6.10: Asymétries entre le run 2262 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+) pour les données reconstruites ($\bullet$) et les MC hybrides correspondants ($\circ$). Asymétries entre deux runs de MC hybrides générés sur le run 2263 (Ξ^+), qui se distinguent par des valeurs différentes de $\alpha_{\Lambda\alpha\Xi}$: $\Delta\alpha = -0.01$ (Δ).

tribution en $\cos(\theta_p)$, n'affecte pas les distributions des variables de production à l'ordre étudié. Il faut néanmoins s'assurer que les différences d'espace de phase entre les Ξ^+ et Ξ^- , induites par une hypothétique violation CP, aussi minimales soient-elles, n'affectent pas la mesure de l'asymétrie. Le procédé d'égalisation peut en effet éliminer ces différences et risque ainsi d'éliminer la différence de pente $\Delta\alpha$ due à la violation CP. Pour tester ce point, ainsi que la précision à laquelle le procédé d'égalisation permet d'extraire $\Delta\alpha$, nous avons entrepris des études à l'aide du Monte-Carlo hybride.

Trois groupes de données ont été analysés à partir des événements générés sur les données des runs 2090(Ξ^-)/2098(Ξ^+), 2262(Ξ^-)/2263(Ξ^+) et 2362(Ξ^-)/2363(Ξ^+). Pour chaque événement reconstruit, nous générons 100 événements de Monte-Carlo, dont 25 % sont compris dans l'acceptance. Les trois runs de Ξ^+ nous ont donc fournis à chaque fois quelques 20×10^6 d'événements MC. Chaque run de Ξ^- a été subdivisé en six échantillons. Chaque échantillon comprend un million d'événements reconstruits et a permis de générer

quelques 25×10^6 d'événements MC hybride. Nous disposons donc d'un total de $\sim 450 \times 10^6$ Ξ^- et $\sim 60 \times 10^6$ Ξ^+ , satisfaisant tous les critères de sélection, y compris ceux du MC hybride. Dans le tableau 6.7, nous résumons le nombre de Ξ de chaque run utilisés pour générer les événements MC, ainsi que le nombre d'événements générés ayant satisfait les critères de sélection.

N° étude	N° run	N_{recon}	N_{MC}
1	2090 (Ξ^-)	$6 \times 1'000'000$	$\sim 158'664'000$
	2098 (Ξ^+)	799'432	20'685'561
2	2262 (Ξ^-)	$6 \times 1'000'000$	$\sim 157'488'000$
	2263 (Ξ^+)	810'521	20'958'444
3	2362 (Ξ^-)	$6 \times 1'000'000$	$\sim 158'730'000$
	2363 (Ξ^+)	815'470	21'197'731

TAB. 6.7: Nombre d'événements reconstruits N_{recon} et nombre d'événements générés N_{MC} ayant satisfait les critères de sélection, pour chaque groupe de données.

Ces études ont été effectuées en injectant une violation CP importante dans les échantillons de Ξ^+ . Les valeurs de $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi$ et $\alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}}$ utilisées sont :

$$\begin{aligned} \Xi^- : \alpha_\Lambda \alpha_\Xi &= -0.29275, \text{ valeur nominale [22]} \\ \Xi^+ : \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}} &= -0.30275 \end{aligned}$$

Les valeurs correspondantes de $\Delta\alpha$ et $\mathcal{A}$ sont alors :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= -10 \times 10^{-3} \\ \mathcal{A} &= -17.1 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

TAB. 6.8: Valeurs de $\Delta\alpha$ et $\mathcal{A}$ injectées dans les études de MC hybride.

Pour chaque groupe, les différents modes du procédé d'égalisation ont été effectués entre l'échantillon unique de Ξ^+ et chaque échantillon de Ξ^- . L'égalisation est effectuée en égalisant les densités de l'espace de phase des Ξ^+ sur celles des Ξ^- , autrement dit de manière analogue au procédé adopté pour l'analyse des données.

Il est important de remarquer que les poids, utilisés dans l'égalisation entre les échantillons d'événements MC hybride, sont entièrement définis par les densités d'espace de phase des événements réels et l'erreur statistique sur les poids ne dépend donc que des populations des événements réels. Pour cette raison, la précision à laquelle l'égalisation permet d'extraire l'asymétrie dans les données est directement évaluée par ces études de MC hybride présentes.

Comme le numéro de l'événement provenant des DST "Stream 5" n'est pas corrélé au numéro de spill, chaque échantillon contient des événements de toutes les spills du run considéré. Ainsi, les six échantillons de Ξ^- représentent exactement le même espace

de phase et de ce fait, les fluctuations de $\Delta\alpha$ dans une étude, mesurées avant toute correction, sont de nature purement statistiques. Par contre, les différences sur $\Delta\alpha$ entre les trois groupes de données proviennent des différences de production, donc des différences de densité dans l'espace de phase. La figure 6.11 illustre les résultats obtenus lors de la première étude (runs 2090/2098).

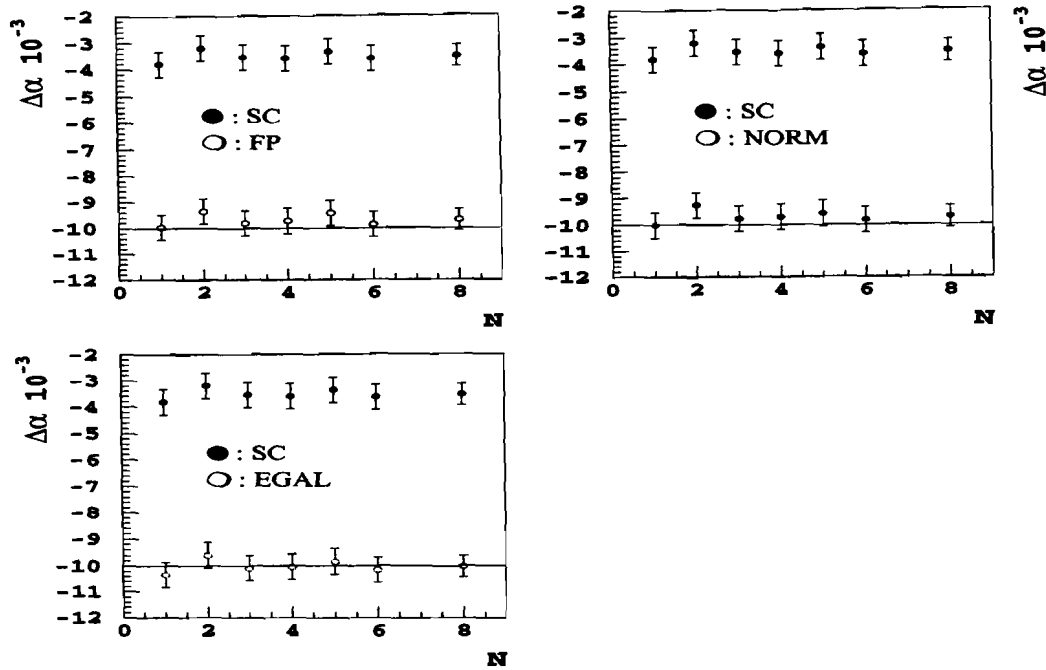


FIG. 6.11: Analyse de la première étude (runs 2090/2098) suivant les différents mode d'égalisation. Les six valeurs de $\Delta\alpha$ entre les Ξ^+ et les six échantillons de Ξ^- ($N = 1-6$) et la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ sur l'étude ($N = 8$), obtenue par pondération des six valeurs de $\Delta\alpha$ relatives aux six échantillons de Ξ^- .

Pour chaque groupe, la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ a été obtenue en pondérant les valeurs relatives aux six échantillons de Ξ^- . L'erreur statistique est alors calculée à partir du nombre total de Ξ^+ et Ξ^- de l'étude. Nous résumons alors les résultats pour chaque groupe de données dans le tableau 6.9 et les figures 6.12.

N° étude	$\Delta\alpha^{SC} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{FP} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{NORM} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{EGAL} [10^{-3}]$
1	-3.53 ± 0.4	-9.69 ± 0.4	-9.70 ± 0.4	-10.01 ± 0.4
2	-3.27 ± 0.4	-9.48 ± 0.4	-9.51 ± 0.4	-9.95 ± 0.4
3	-5.72 ± 0.4	-10.70 ± 0.4	-9.56 ± 0.4	-9.71 ± 0.4
Moyenne	-4.17 ± 0.2	-9.96 ± 0.2	-9.59 ± 0.2	-9.89 ± 0.2

TAB. 6.9: Valeurs de $\Delta\alpha$ obtenues pour chaque groupe ainsi que la valeur moyenne pondérée sur les trois groupes, pour les différents modes du procédé d'égalisation.

Dans la figure 6.12, en bas à droite, nous avons également illustré les valeurs moyennes

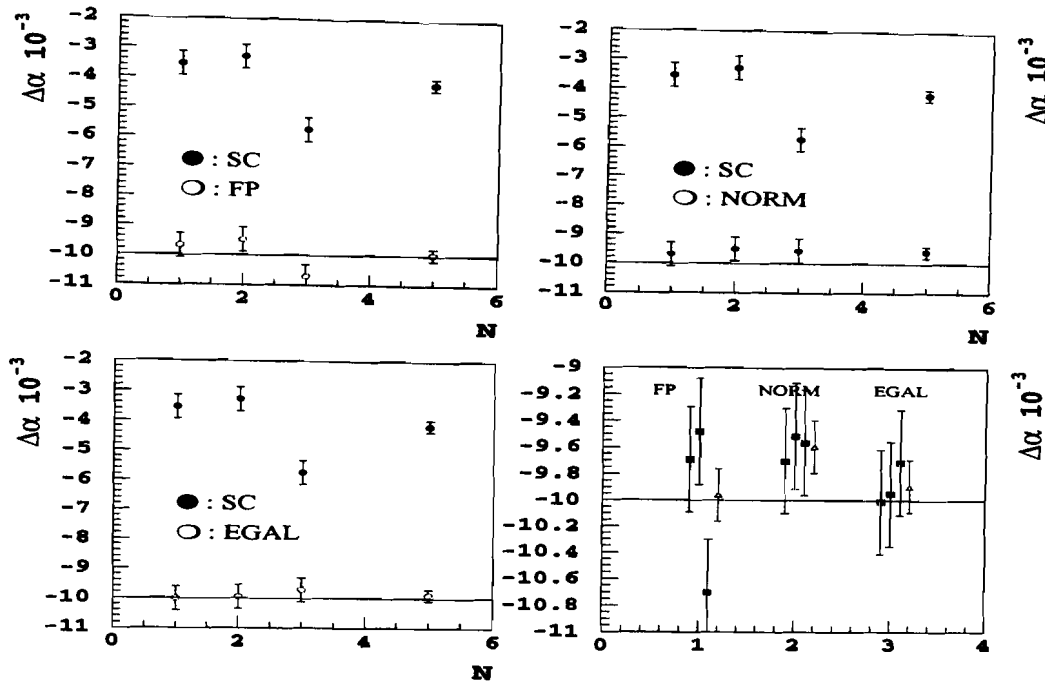


FIG. 6.12: Valeurs de $\Delta\alpha$ pour chaque groupe ($N=1,2,3$) et valeur moyenne pondérée sur les trois groupes ($N=5$), pour les différents modes d'égalisation (figure en haut à gauche, en haut à droite et en bas à gauche). En bas à droite, récapitulatif des valeurs obtenues sur chaque groupe (■) et valeur moyenne pondérée sur les trois groupes (Δ), pour chaque mode du procédé d'égalisation.

pour chaque groupe (■) ainsi que la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ pondérée sur les trois groupes (Δ) pour les différents modes du procédé d'égalisation.

Dans la figure 6.11, nous remarquons que les mesures de $\Delta\alpha$ entre les différents échantillons de Ξ^- sont compatibles entre elles, quelque soit le mode d'égalisation utilisé. De plus, les fluctuations statistiques de $\Delta\alpha$, entre les différents échantillons de Ξ^- , sont conservées pour tous les modes très précisément. Ainsi, le procédé d'égalisation ne détériore pas la précision statistique sur $\Delta\alpha$ et les corrections ne dépendent pas de l'échantillon considéré, mais uniquement de l'étude (voir figure 6.12). On en conclut que le procédé d'égalisation est sensible aux différences d'espace de phase et que ce dernier est très bien déterminé par un échantillon qui compte un million d'événements, puisque dans un même groupe de donnée, caractérisé par des conditions de production spécifiques, nous retrouvons les mêmes corrections relatives à chaque échantillon Ξ^- . Nous allons à présent discuter les résultats obtenus dans chaque mode.

- Test du mode "FP" :

La valeur moyenne de $\Delta\alpha^{FP}$ sur les trois études est compatible avec la valeur injectée dans le MC, mais nous constatons que les trois mesures de $\Delta\alpha^{FP}$ sont corrélées aux mesures avant correction $\Delta\alpha^{SC}$ et qu'elles ne sont de ce fait pas compatibles entre

elles. Le procédé d'égalisation dans le mode "FP" semble apporter une correction systématique qui dépend très peu des différences de production relatives entre les trois groupes. Rappelons aussi que cette méthode ne corrige pas les différences dues au déplacement relatif du point de production entre les Ξ^- et Ξ^+ .

- Test du mode "NORM" :

Contrairement au mode "FP", les trois valeurs de $\Delta\alpha^{NORM}$ ne sont plus corrélées aux mesures de $\Delta\alpha^{SC}$ avant correction et de plus, elles sont compatibles entre elles. Cependant, ces trois valeurs sont au-dessus de la valeur attendue. Nous observons un effet systématique de 4×10^{-4} sur $\Delta\alpha$.

- Test du mode "EGAL" :

A nouveau, les trois valeurs de $\Delta\alpha^{EGAL}$ ne sont plus corrélées aux mesures de $\Delta\alpha^{SC}$ avant correction et elles sont compatibles entre elles. De plus, elles sont compatibles avec la valeur de $\Delta\alpha$ injectée dans le MC. La valeur moyenne de $\Delta\alpha^{EGAL}$ sur les trois groupes, ainsi que la valeur correspondante de l'asymétrie sont données par :

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= (-9.9 \pm 0.2) \times 10^{-3} \\ \mathcal{A} &= (-16.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}\end{aligned}$$

Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs injectées dans ces études (voir page 123).

Nous en concluons que le procédé d'égalisation, dans le mode "EGAL", permet de corriger les différences d'acceptance entre les Ξ^+ et Ξ^- et permet également d'extraire l'asymétrie $\mathcal{A}$ avec une précision limitée par la présente statistique à 0.4×10^{-3} . Une augmentation du nombre d'événements de MC hybride permettrait de pousser cette limite plus bas.

Une dernière étude sur ces corrections a été effectuée sur le premier échantillon des Ξ^- du run 2362 et sur le run 2363, en absence de violation CP. Les résultats sont présentés dans la table 6.10.

$\Delta\alpha$ injecté	$\Delta\alpha^{SC} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{FP} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{NORM} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{EGAL} [10^{-3}]$
-10×10^{-3}	-6.1 ± 0.5	-11.1 ± 0.5	-9.8 ± 0.5	-10.0 ± 0.5
0	3.3 ± 0.5	-1.8 ± 0.5	-0.3 ± 0.5	-0.5 ± 0.5

TAB. 6.10: Valeurs de $\Delta\alpha$ obtenues entre le premier échantillon du run 2362 (Ξ^-) et le run 2363 (Ξ^+), suivant que ce dernier possède une violation CP ou non. Les résultats sont donnés pour les différents mode du procédé d'égalisation.

En comparant cette dernière étude à celle effectuée avec violation CP, il est intéressant de constater que le procédé d'égalisation corrige à nouveau les différences de production et qu'il permet d'obtenir une mesure de l'asymétrie qui est correcte, sauf pour le mode "FP" qui se situe à plus de trois écart-types de la valeur nulle attendue. Lorsque l'égalisation s'effectue sur l'espace de phase, nous avons donc des corrections qui ne dépendent pas de

la violation CP injectée et elle permet à chaque fois de retrouver correctement l'asymétrie injectée entre les échantillons de Ξ^- et Ξ^+ . Cette méthode de correction est donc sensible uniquement aux différences de production entre les Ξ^- et les Ξ^+ .

En conclusion, l'espace de phase des Ξ est précisément déterminé avec un million d'événements. De plus, le procédé d'égalisation permet de corriger les différences de production et d'extraire l'asymétrie très précisément, sauf dans le mode "FP" où les résultats fluctuent suivant l'étude effectuée et dépendent apparemment peu des conditions de production des échantillons considérés. Pour ces raisons, nous pensons que l'égalisation qui porte uniquement sur les quantités de mouvement (mode "FP") n'est ni assez sûre ni assez précise pour une mesure de l'asymétrie à 10^{-3} . Nous avons encore constaté que les corrections, sur les différences de production, apportées par le mode "FP" semblent être sensibles à la valeur de $\Delta\alpha$ injectée dans le MC, ce qui n'est pas le cas des corrections apportées par les modes d'égalisation qui s'effectuent sur l'espace de phase. Le procédé d'égalisation dans le mode "NORM" ne permet pas de corriger la valeur absolue de $\Delta\alpha$ et un effet résiduel de 4×10^{-4} subsiste. Le procédé dans le mode "EGAL" diffère de "NORM" par le nombre de canaux utilisé sur la variable de la quantité de mouvement P_{Ξ} . Afin de garantir une précision de la mesure de l'asymétrie à quelques 10^{-4} (4×10^{-3}), nous adopterons par la suite le procédé d'égalisation dans le mode "EGAL" uniquement. Rappelons que la limite de 4×10^{-3} sur l'asymétrie est statistique et qu'une analyse portant sur un plus grand nombre d'événements devrait diminuer cette erreur.

Chapitre 7

Résultats

7.1 Introduction

Les nombres attendus de Ξ^+ et Ξ^- reconstruits et satisfaisant les conditions de sélection, pour les périodes de runs 1997 et 1999, sont présentés dans la table 7.1.

	Ξ^-	Ξ^+
1997	$\sim 1 \times 10^9$	$\sim 0.25 \times 10^9$
1999	$\sim 1 \times 10^9$	$\sim 0.25 \times 10^9$
Total	$\sim 2 \times 10^9$	$\sim 0.5 \times 10^9$

TAB. 7.1: *Nombre d'événements reconstruits et satisfaisant les conditions de sélection pour les périodes de run de 1997 et 1999.*

Parmi ces événements, notre analyse principale a porté uniquement sur $\sim 3\%$ des données de 1997.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats de l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ obtenus sur les quatre groupes de données (I-IV), qui ont fait l'objet de l'analyse jusqu'à présent. Nous présenterons également des résultats relatifs à d'autres groupes de données (V-XI), pour lesquels nous n'avons pas présenté les études détaillées et qui représentent encore quelques $\sim 1\text{-}2\%$ des données de 1997.

Différents alignements ont été utilisés pour analyser ces nouveaux groupes de données et nous mettrons en évidence les problèmes qui semblent être liés à l'alignement A_4 , par ailleurs utilisé pour réduire l'ensemble des données de 1999 (voir table 3.1, page 29).

D'autre part, une synthèse des études systématiques nous permettra de présenter le résultat final $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ évalué sur les quatre premiers groupes de données. De plus, une section est consacrée à la critique de l'analyse et une conclusion clôturera l'ensemble de l'étude.

7.2 Analyse des groupes I-IV

Le tableau 7.2 résume le nombre de Ξ^- et Ξ^+ pour chaque groupe de données après le procédé d'égalisation et ayant satisfait les critères de sélection imposés pour la détermi-

nation de l'asymétrie (s23 et m6). Il s'agit des mêmes événements que ceux du tableau 5.6 obtenu avec la coupure supplémentaires m6 (page 79). Rappelons que ces données ont été analysées à l'aide de l'alignement A_2 . Ces groupes constituent un échantillonnage sur toute la période de 1997. Ils comptent un total de $5.8 \times 10^6 \Xi^+$ et $36.8 \times 10^6 \Xi^-$, ce qui représente respectivement 1.2 % des Ξ^+ et 1.8 % des Ξ^- collectés durant les périodes de run de 1997 et 1999. Nous avons assemblé les données positives et négatives pour chaque groupe sur une courte période (au plus huit runs d'écart sur un groupe).

Groupe	Runs des Ξ^+	Runs des Ξ^-	Nb. Ξ^+	Nb. Ξ^-
I	2095 + 2098	2090 + 2093	1'077'113	11'359'926
II	2263 + 2264	2262 + 2265	1'513'240	14'463'984
III	2363 + 2365	2362	952'260	7'129'316
IV	2371 + 2373 + 2374	2369	2'267'064	3'857'430

TAB. 7.2: Les nombres d'événements Ξ utilisés dans les groupes I à IV pour la mesure de l'asymétrie $A_{\Xi\Lambda}$ (coupure s23 et m6).

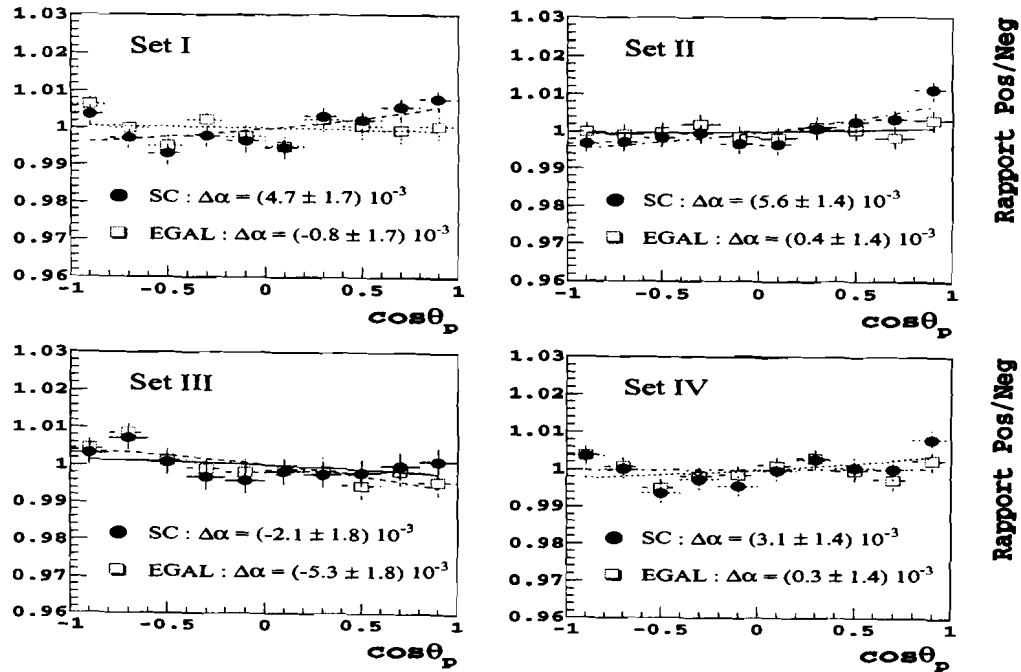


FIG. 7.1: Les rapports $R(\cos \theta_p)$ des distributions normalisées en $\cos \theta_p$ avant (●) et après (□) le procédé d'égalisation, pour les quatre groupes de données I à IV.

Les rapports Ξ^+/Ξ^- des distributions en $\cos \theta_p$, notée $R(\cos \theta_p)$, pour chaque groupe de données, avant et après l'égalisation, sont montrés dans la figure 7.1.

La figure 7.2 et le tableau 7.3 résument les valeurs de $\Delta\alpha$ pour chaque groupe, ainsi que la valeur moyenne pondérée de $\Delta\alpha$ sur ces quatre groupes de données, notée $\Delta\alpha_{I-IV}$. Le procédé d'égalisation apporte des corrections sur $\Delta\alpha$ qui sont de l'ordre de 4×10^{-3} .

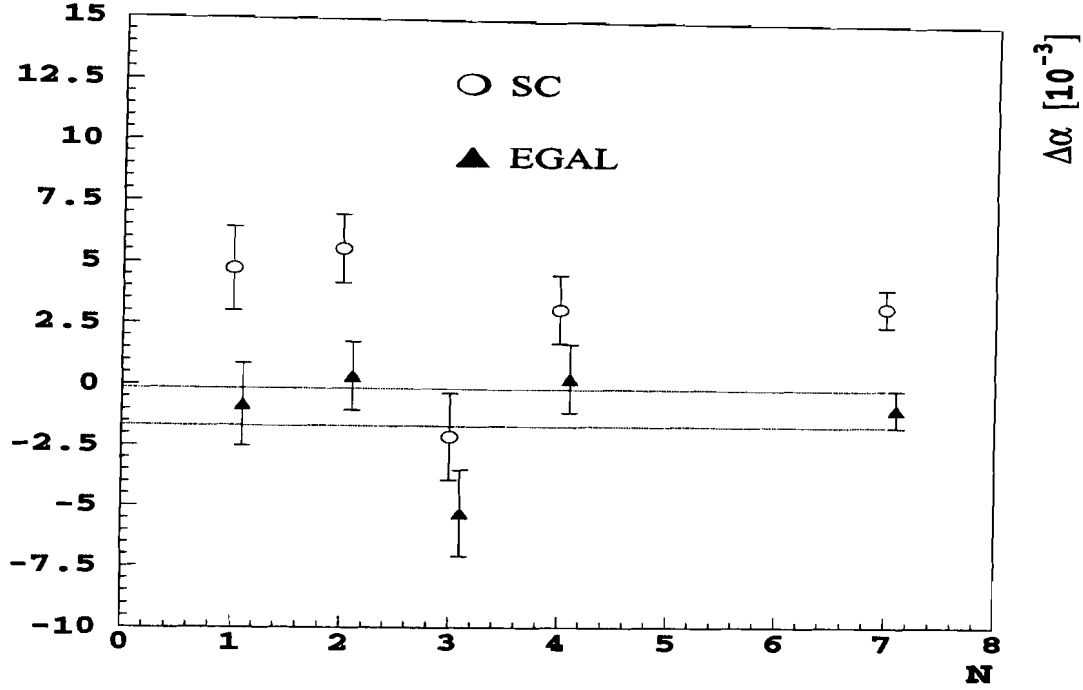


FIG. 7.2: Valeurs de $\Delta\alpha$ avant ($\circ$) et après ($\blacktriangle$) le procédé d'égalisation pour les quatre groupes analysés ($N=1-4$). Pour $N=7$, nous avons la valeur moyenne pondérée de $\Delta\alpha$ sur les quatre groupes, avant ($\circ$) et après ($\blacktriangle$) l'égalisation.

N° de groupe	$\Delta\alpha^{SC}$	$\Delta\alpha^{EGAL}$
I	$(4.7 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	$(-0.8 \pm 1.7) \times 10^{-3}$
II	$(5.6 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	$(0.4 \pm 1.4) \times 10^{-3}$
III	$(-2.1 \pm 1.8) \times 10^{-3}$	$(-5.3 \pm 1.8) \times 10^{-3}$
IV	$(3.1 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	$(0.3 \pm 1.4) \times 10^{-3}$
Moyenne	$(3.26 \pm 0.77) \times 10^{-3}$	$(-0.92 \pm 0.77) \times 10^{-3}$

TAB. 7.3: Résultats des mesures de $\Delta\alpha$, avant (SC) et après le procédé d'égalisation (EGAL), pour chaque groupe analysé, ainsi que la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ sur les quatre groupes.

Nous observons que les valeurs après le procédé d'égalisation sont compatibles entre elles ($\chi^2=7.6$, niveau de confiance CL=15%) et la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ sur les quatre groupes est de :

$$\Delta\alpha_{I-IV} = (-0.92 \pm 0.77) \times 10^{-3}$$

où seule l'erreur statistique est quotée. Ce résultat retranscrit en terme d'asymétrie est :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm 1.3) \times 10^{-3},$$

7.3 Nouveaux groupes de données

Parmi les nouveaux groupes de données de 1997, une partie a été analysée avec l'alignement A_4 . Une autre partie comprend des runs qui ont été analysés soit avec l'alignement A_2 , soit partiellement avec A_1 et A_3 . Dans ce dernier cas, nous ne savons pas quelle est la fraction exacte des événements analysée avec l'un ou l'autre de ces alignements et nous dirons que les runs ont été analysés avec l'alignement "mélangé" A_1/A_3 . Comme les deux alignements A_1 et A_2 ne donnent pas la même position absolue verticale que l'alignement A_3 (autrement dit les deux référentiels utilisés pour ces alignements différent, voir par exemple la distribution de Y_c à la page 64), le procédé d'égalisation entre Ξ^- et Ξ^+ , pour ces groupes de données, peut introduire des biais sur l'estimation de $\Delta\alpha$.

Dans le tableau 7.4, nous présentons ces nouveaux groupes de données en spécifiant les alignements utilisés. La fraction d'événements analysés avec A_1 et A_3 n'a pu être estimée que très approximativement. Notons que les groupes IX, X et XI comprennent les mêmes runs que les groupes VII et VIII, mais analysés avec des alignements différents.

Groupe	Runs	Alignement	N_{Ξ}
V	2175 (Ξ^-)	A_1	$\sim 4'800'000$
	2174 (Ξ^+)	$(3/4) A_1 + (1/4) A_3$	$\sim 1'400'000$
VI	2213 (Ξ^-)	$(1/3) A_1 + (2/3) A_3$	$\sim 2'070'000$
	2214 (Ξ^+)	A_3	$\sim 840'000$
VII	2223 (Ξ^-)	A_4	$\sim 4'070'000$
	2222+2224 (Ξ^+)	A_4	$\sim 1'040'000$
VIII	2229 (Ξ^-)	A_4	$\sim 7'000'000$
	2228 (Ξ^+)	A_4	$\sim 1'060'000$
IX	2223 (Ξ^-)	A_1	$\sim 2'070'000$
	2222 (Ξ^+)	A_3	$\sim 840'000$
X	2223 (Ξ^-)	$(1/4) A_1 + (3/4) A_3$	$\sim 4'000'000$
	2222 (Ξ^+)	A_3	$\sim 800'000$
XI	2229 (Ξ^-)	A_2	$\sim 6'500'000$
	2222 (Ξ^+)	A_3	$\sim 800'000$

TAB. 7.4: Les runs, les alignements et le nombre d'événements des nouveaux groupes analysés.

Les valeurs pour $\Delta\alpha$ avant et après l'égalisation sont donnés dans le tableau 7.5 pour chaque nouveau groupe.

Groupe	$\Delta\alpha^{SC} [10^{-3}]$	$\Delta\alpha^{EGAL} [10^{-3}]$
V	2.0 ± 1.6	-0.7 ± 1.6
VI	8.6 ± 2.2	2.3 ± 2.2
VII	-0.5 ± 1.8	-5.6 ± 1.8
VIII	-4.2 ± 1.7	-7.2 ± 1.7
IX	3.4 ± 1.9	0.0 ± 1.9
X	2.1 ± 2.0	-3.0 ± 2.0
XI	1.7 ± 2.0	-0.9 ± 2.0

TAB. 7.5: Valeurs de $\Delta\alpha$ avant et après le procédé d'égalisation.

Par la suite, nous présentons les résultats sur $\Delta\alpha$, uniquement après égalisation, pour tous les groupes analysés. En haut de la figure 7.3, nous avons illustré les mesures de $\Delta\alpha$ pour les huit premiers groupes (I-VIII), les valeurs moyennes de $\Delta\alpha$ pondérées sur les quatre premiers groupes ($\Delta\alpha_{I-IV}$) et sur les huit premiers groupes ($\Delta\alpha_{I-VIII}$). Il apparaît clairement une grande dispersion des résultats relatifs aux huit groupes autour de cette dernière valeur moyenne. La valeur du χ^2 est de 28.1, qui conduit à un niveau de confiance < 0.001 .

En bas de la figure 7.3, nous avons illustré à nouveau les valeurs de $\Delta\alpha$ pour les six premiers groupes. Par contre, les trois points suivants représentent respectivement les groupes IX, X et XI, analysés avec les alignements A_1 , A_2 et A_3 . Dans le tableau 7.6, nous avons donné les valeurs de $\Delta\alpha$ pondérée sur ces trois groupes et également la valeur pondérée sur les groupes VII et VIII. La valeur moyenne sur les trois groupes IX-XI est de $\Delta\alpha_{IX-XI} = (-1.3 \pm 2.0) \times 10^{-3}$, qui est très différente de la valeur $\Delta\alpha_{VII-VIII} = (-6.4 \pm 1.3) \times 10^{-3}$, obtenue sur les mêmes runs, mais avec des alignements différents (groupes VII et VIII). L'erreur statistique associée à la valeur $\Delta\alpha_{IX-XI}$ est une limite supérieure, obtenue en considérant qu'il y a au moins 800'000 Ξ^+ dans cette échantillon. La valeur du χ^2 obtenue sur les $\Delta\alpha$ des six premiers sets et sur $\Delta\alpha_{IX-XI}$ n'est plus que de 9.6, donnant un niveau de confiance d'environ 20 %.

$\Delta\alpha_{VII-VIII}$	$\Delta\alpha_{IX-XI}$
$(-6.4 \pm 1.3) \times 10^{-3}$	$(-1.3 \pm 2.0) \times 10^{-3}$

TAB. 7.6: Valeurs moyennes de $\Delta\alpha$ obtenues sur les runs 2222 (Ξ^+), 2224 (Ξ^+), 2228 (Ξ^+), 2223 (Ξ^-) et 2229 (Ξ^-) pour différents alignements après égalisation. Les groupes VII et VIII utilisent l'alignement A_4 tandis que les groupes IX à XI utilisent les alignements A_1 , A_2 et A_3 .

Les valeurs moyennes de $\Delta\alpha$ pondérées sur les groupes VII et VIII ($\Delta\alpha_{VII-VIII}$) et sur les six premiers groupes ($\Delta\alpha_{I-VI}$) sont également illustrées dans le bas de cette figure 7.3. Nous remarquons que $\Delta\alpha_{I-VI}$, $\Delta\alpha_{I-IV}$ et les valeurs de $\Delta\alpha$ relatives aux trois groupes IX, X et XI sont tout à fait compatibles entre elles, ce qui n'est pas le cas de $\Delta\alpha_{VII-VIII}$. Les valeurs de $\Delta\alpha$ pondérées sur les différents groupes, les valeurs associées des χ^2 et les

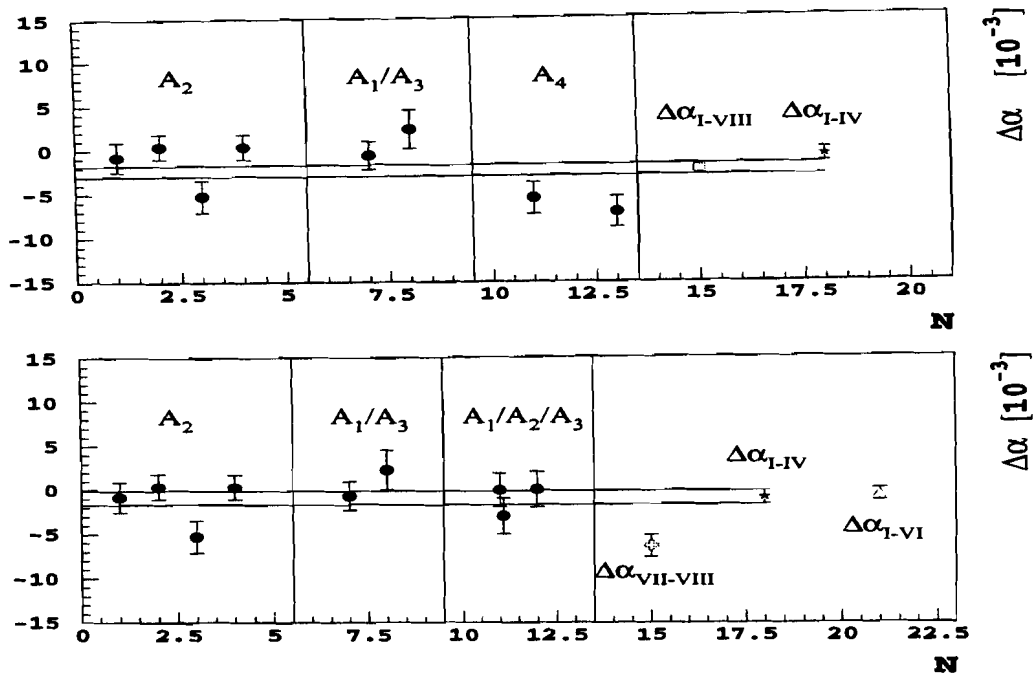


FIG. 7.3: Résultats sur $\Delta\alpha$ après le procédé d'égalisation. En haut : résultats de $\Delta\alpha$ des huit premiers groupes ($N=1-4, 7, 8, 11, 13$ associés aux groupes I-VIII respectivement). Nous avons représenté la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ pondérée sur les huit premiers groupes en $N=15$ ($\Delta\alpha_{I-VIII}$) et sur les quatre premiers groupes en $N=18$ ($\Delta\alpha_{I-IV}$). En bas : résultats de $\Delta\alpha$ des six premiers groupes ($N=1-4, 7, 8$ associés aux groupes I-VI respectivement). Les points en $N=11, 11.5, 12$ sont associés aux groupes IX, X et XI respectivement. Ces derniers comprennent à peu près les mêmes runs que les groupes VII et VIII, mais analysés avec différents alignements. La valeur moyenne de $\Delta\alpha$ pondérée sur les groupes VII et VIII est située en $N=15$ ($\Delta\alpha_{VII-VIII}$), sur les quatre premiers groupes en $N=18$ ($\Delta\alpha_{I-IV}$) et sur les six premiers groupes en $N=21$ ($\Delta\alpha_{I-VI}$).

niveaux de confiance (CL) respectifs sont donnés dans le tableau 7.7.

Groupes	$\Delta\alpha$	χ^2	CL
I-IV	$\Delta\alpha_{I-IV} = (-0.92 \pm 0.77) \times 10^{-3}$	7.6	5 %
I-VI	$\Delta\alpha_{I-VI} = (-0.59 \pm 0.66) \times 10^{-3}$	9.5	11 %
I-VIII	$\Delta\alpha_{I-VIII} = (-2.43 \pm 0.65) \times 10^{-3}$	28.1	< 0.001
I-VI et IX-XI	$\Delta\alpha_{I-VI, IX-XI} = (-0.67 \pm 0.63) \times 10^{-3}$	9.6	30 %

TAB. 7.7: Valeur moyenne de $\Delta\alpha$, après égalisation, pondérée sur plusieurs groupes, valeur associée du χ^2 et niveau de confiance.

On s'aperçoit donc que les groupes analysés avec l'alignement A_4 ne sont pas compatibles avec les groupes analysés avec les autres alignements. En comparant les groupes VII et VIII aux groupes IX, X et XI, il est d'autant plus surprenant de voir que les mêmes

runs donnent des mesures de $\Delta\alpha$ différentes suivant que l'alignement A_4 a été utilisé ou non. Notons que les barres d'erreur statistiques ne sont pas significatives pour les écarts observés entre ces groupes, puisqu'il s'agit plus ou moins des mêmes runs analysés. Aucune différence n'a été observée sur $\Delta\alpha$ entre les alignements A_1/A_3 et A_2 , sans utilisation du procédé d'égalisation. Pour la comparaison de ces mêmes alignements, le procédé d'égalisation induit des biais qui sont de l'ordre de 1×10^{-3} sur $\Delta\alpha$. Ces derniers sont dus au fait que nous égalisons des distributions évaluées à partir de deux référentiels différents.

L'alignement A_4 semble distinguer les deux polarités. En haut de la figure 7.4, nous donnons les distributions en $\cos\theta_p$ normalisées pour le même run 2229 de polarité négative, analysé respectivement avec l'alignement A_4 et A_2 . La différence $\Delta\alpha$ de $(8.0 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ est clairement visible. Le procédé d'égalisation n'a pas été utilisé pour cette analyse. Cet effet est confirmé par l'analyse d'autres runs. La table 7.8 et la figure 7.4 résument les résultats de cette étude. En comparant uniquement des runs de même polarité, une différence de pente moyenne très importante de $(9 \pm 1) \times 10^{-3}$ existe pour les Ξ^- entre les alignements A_4 et A_2 , alors qu'elle n'existe pas du tout pour les Ξ^+ . Par contre, cet effet n'existe pas entre les alignements A_1 , A_2 et A_3 , dont les distributions en $\cos\theta_p$ sont compatibles entre elles, aussi bien pour les Ξ^+ que pour les Ξ^- . L'origine de l'effet systématique qui apparaît pour l'alignement A_4 est méconnue à ce jour. Nous pouvons cependant remettre en question l'alignement A_4 (rotation des chambres) ou la manière dont il a été implémenté dans le code de reconstruction ou encore la qualité des données réduites qui nous ont été fournies dans les DST.

En conclusion, il est manifeste que l'alignement A_4 distingue les deux polarités. Pour cette raison, nous avons définitivement rejeté les groupes VII et VIII. L'asymétrie, mesurée sur tous les autres groupes, s'obtient à partir de $\Delta\alpha_{I-VI,IX-XI}$. En ne quotientant que l'erreur statistique, nous trouvons une valeur de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (1.14 \pm 1.10) \times 10^{-3}$, compatible avec une asymétrie nulle. Cependant, comme les groupes V, VI, IX, X et XI comportent des runs analysés avec des alignements différents (A_1 , A_2 et A_3), le procédé d'égalisation est biaisé et nous préférons donc ne pas tenir compte de ce dernier résultat.

K	Runs comparés et alignements	$\Delta\alpha [10^{-3}]$
1	(2214, Ξ^+ , A_3) - (2263, Ξ^+ , A_2)	3.1 ± 2.6
2	(2222, Ξ^+ , A_3) - (2263, Ξ^+ , A_2)	-2.1 ± 2.6
3	(2233, Ξ^+ , A_4) - (2263, Ξ^+ , A_2)	2.4 ± 2.6
4	(2228, Ξ^+ , A_4) - (2263, Ξ^+ , A_2)	0.0 ± 2.5
6	(2213, Ξ^- , 1/3 A_1 et 2/3 A_3) - (2262, Ξ^- , A_2)	0.3 ± 1.3
7	(2223, Ξ^- , A_1) - (2262, Ξ^- , A_2)	0.5 ± 1.0
8	(2223, Ξ^- , A_4) - (2262, Ξ^- , A_2)	8.2 ± 1.1
9	(2229, Ξ^- , A_4) - (2262, Ξ^- , A_2)	10.3 ± 1.0
10	(2229, Ξ^- , A_4) - (2229, Ξ^- , A_2)	8.0 ± 1.0

TAB. 7.8: Mesures de $\Delta\alpha$ entre runs de même polarité, mais analysés avec différents alignements. Les résultats sont illustrés dans la figure 7.4 en bas.

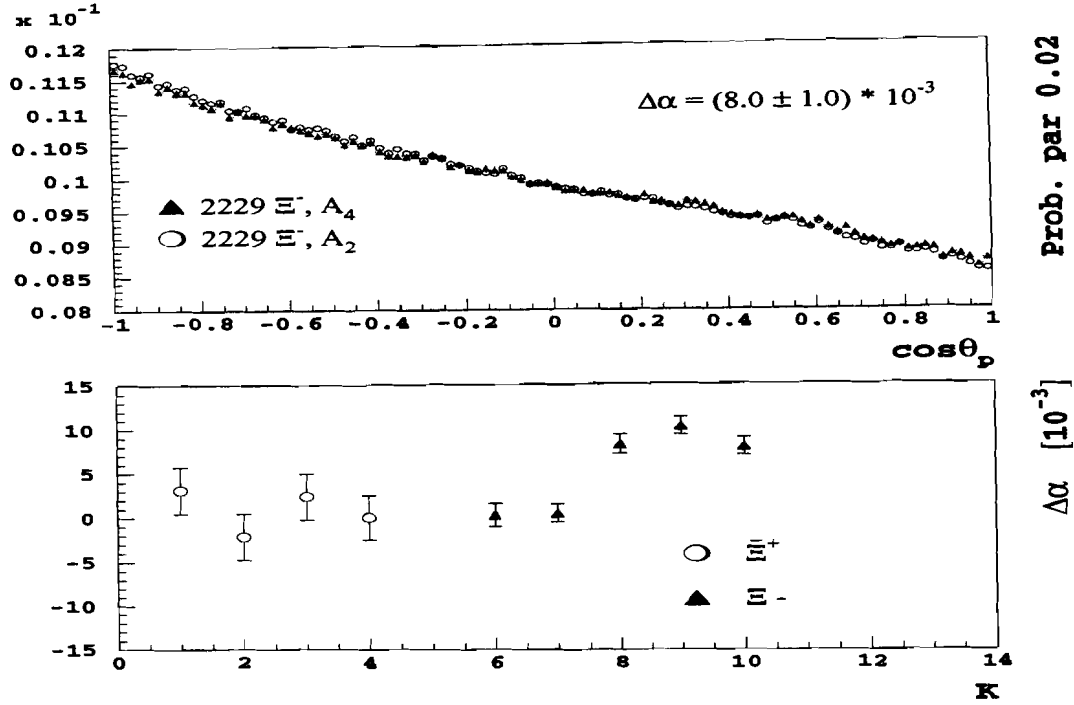


FIG. 7.4: En haut : Distributions normalisées en $\cos \theta_p$ pour le run 2229 (Ξ^-), obtenues avec deux alignement différents : A_2 ($\circ$) et A_4 ($\blacktriangle$). En bas : mesures de différence de pente sur des runs de même polarité. Pour $K=1,2$: comparaison de runs Ξ^+ entre les alignements A_3 et A_2 . Pour $K=3,4$: comparaison de runs Ξ^+ entre les alignements A_4 et A_2 . Pour $K=6,7$: comparaison de runs Ξ^- entre les alignements A_1/A_3 et A_2 . Pour $K=8,9,10$: comparaison de runs Ξ^- entre les alignements A_4 et A_2 . K indique le groupe analysé suivant le tableau 7.8.

7.4 Les erreurs systématiques

Une mesure correcte de l'asymétrie ne peut être accomplie que si les erreurs systématiques sont bien évaluées et ses sources comprises. Durant la prise de données, nous nous sommes assurés que les champs magnétiques, les conditions de production, l'efficacité des détecteurs et les taux restaient stables entre runs de différente polarité.

Malgré toutes ces précautions, des différences faibles persistent entre Ξ^- et Ξ^+ :

- Différences de production dues aux différences sur :
 - la position de la cible.
 - l'angle et la position du faisceau primaire sur la cible.
 - la section efficace de production.
- Différences d'acceptance qui proviennent :
 - des différences de section efficace d'interaction entre π^- et π^+ et entre p et $\bar{p}$.
 - du champ magnétique terrestre.
 - de l'efficacité des détecteurs (chambres, scintillateurs et calorimètre).

- des champs magnétiques de l'aimant du spectromètre et de l'aimant de sélection.
- du changement des caractéristiques du spectromètre au cours du temps.
- Différence de polarisation des Ξ à la production.
- Différences de bruit entre Ξ^- et Ξ^+ et entre Λ et $\bar{\Lambda}$.

Nous allons discuter chacun des points énoncés ci-dessus dans l'ordre.

- La position de la cible a été ajustée à chaque run (voir section 2.2, page 11). L'indication des moteurs de positionnement ne changeaient pas d'un run à l'autre. Par conséquent, le positionnement des cibles a été très stable durant la prise de données.
- L'angle et la position du centre du faisceau primaire sur la cible ont été contrôlés au mieux durant un run à l'aide des chambres SWIC. D'un run à l'autre, la position du barycentre du point de production peut varier d'une centaine de microns (voir figure 4.7, page 53). En principe, le procédé d'égalisation corrige ces différences, pour autant que la reconstruction à la cible soit précise. Or, nous avons observé des dispersions entre les coordonnées reconstruites des Ξ à la cible et les coordonnées du centre du faisceau primaire sur la cible qui valent $100 \mu\text{m}$ et $8.5 \mu\text{m}$ respectivement suivant les directions X et Y (voir figure 4.9, page 55). Afin de fixer une limite supérieure, nous interprétons ces dispersions comme dues à la précision de reconstruction limitée (nous négligeons la précision des chambres SWIC). Ces fluctuations ne sont pas corrigées par l'égalisation. En effet, même si le procédé d'égalisation était de précision infinie, les effets discutés ne pourraient pas être corrigés complètement parce que la précision de la mesure des positions et des angles des Ξ à la cible n'est pas infinie. Le MC montre qu'un déplacement de $500 \mu\text{m}$ de la cible suivant Y produit un changement de pente de $(9.6 \pm 2.5) \times 10^{-3}$ pour la distribution en $\cos \theta_p$, et un déplacement de $300 \mu\text{m}$ suivant X de $(1.9 \pm 2.5) \times 10^{-3}$ (voir section 6.3, page 115). Par extrapolation linéaire, nous obtenons les bornes supérieures suivantes :

$$\begin{aligned}\delta(\Delta\alpha)_{xt}^{sys.} &< \frac{\sqrt{2} \times 100}{300} \times (1.9 \pm 2.5) \times 10^{-3} = (0.89 \pm 1.17) \times 10^{-3} \\ \delta(\Delta\alpha)_{yt}^{sys.} &< \frac{\sqrt{2} \times 8.5}{500} \times (9.6 \pm 2.5) \times 10^{-3} = (0.23 \pm 0.06) \times 10^{-3},\end{aligned}$$

pour les erreurs dues à la précision limitée de reconstruction des échantillons de Ξ^- et Ξ^+ (ces chiffres sont associés à un seul groupe constitué deux échantillons d'événements, Ξ^+ et Ξ^-).

En termes d'asymétrie, nous avons :

$$\begin{aligned}\delta(\mathcal{A})_{xt}^{sys.} &< (1.5 \pm 2.0) \times 10^{-3} \\ \delta(\mathcal{A})_{yt}^{sys.} &< (0.4 \pm 0.1) \times 10^{-3}.\end{aligned}$$

Chaque groupe analysé constitue une mesure indépendante de l'asymétrie et ces erreurs systématiques vont alors se réduire comme $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de groupes. Pour $N=4$, on a alors $\delta(\mathcal{A})_{xt}^{sys.} < 1 \times 10^{-3}$, en considérant uniquement la borne statistique sur l'erreurs systématique $\delta(\mathcal{A})_{xt}^{sys.}$.

Paramètres	p	$\bar{p}$	π^-	π^+
m_0	38.974	46.538	26.897	29.38
m_1	-0.014894	-0.066293	-0.22446	-0.22703
m_2	5.4972×10^{-5}	0.00021062	0.0040264	0.0039021
m_3	0.0	0.0	-2.6913×10^{-5}	-2.5769×10^{-5}
m_4	0.0	0.0	6.0071×10^{-8}	5.6929×10^{-8}

TAB. 7.9: Table des paramètres qui permettent d'évaluer la section efficace nucléaire totale des p , $\bar{p}$, π^- et π^+ , suivant l'équation 7.1.

- La disparition d'événements due à l'interaction dans le spectromètre d'une particule a été évaluée à partir des événements reconstruits. Nous partons des sections efficaces totales mesurées des p , π^- , $\bar{p}$ et π^+ dont la dépendance en quantité de mouvement est paramétrisée par :

$$\sigma^{tot}(P) = m_0 + m_1 P + \dots + m_4 P^4 + \mathcal{O}(5), \quad (7.1)$$

où la section efficace est exprimée en mbarn, la quantité de mouvement en GeV/c et les paramètres m_0 à m_4 sont données dans la table 7.9.

Nous avons estimé que le nombre de nucléons par cm^2 sur l'ensemble du spectromètre est de 3.01×10^{23} . En partant de 60 millions de Ξ^- reconstruits, que nous assimilons tantôt à des Ξ^- et tantôt à des Ξ^+ , les pertes sont évaluées en admettant que l'événement est perdu lorsqu'au moins une particule a interagit (voir figure 7.5). A partir des distributions normalisées en $\cos \theta_p$, pour les événements Ξ^- et Ξ^+ restant, nous observons une différence de pente et d'asymétrie valant :

$$\delta(\Delta\alpha)_{inter.}^{sys.} = (-0.17 \pm 0.53) \times 10^{-4}$$

$$\delta(\mathcal{A})_{inter.}^{sys.} = (-0.29 \pm 0.91) \times 10^{-4}$$

Notons que ces erreurs sont des bornes supérieures.

- Le champ magnétique terrestre est d'environ 0.6 G au Fermilab. L'expérience était orientée Nord-Sud et par conséquent, les effets du champ magnétique terrestre sont négligeables.
- Aucune différence sur les efficacités des détecteurs n'a été observée entre les Ξ^- et Ξ^+ . L'efficacité des détecteurs n'a pas du tout été étudiée dans cette thèse. Des études ont montré cependant que les efficacités des chambres sont égales entre Ξ^- et Ξ^+ , à au moins 0.1 % près. De plus, aucune différence dans les efficacités du calorimètre ou des scintillateurs n'a été observée. Il est important de mentionner que les valeurs absolues et les homogénéités des efficacités n'ont pas d'importance ; seules les différences relatives d'efficacité entre les prises de données des Ξ^- et Ξ^+ peuvent biaiser la mesure de l'asymétrie.
- Nous avons montré que le procédé d'égalisation corrige les différences de production entre Ξ^- et Ξ^+ et qu'il permet d'extraire l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ avec une précision qui n'est limitée que par la statistique des échantillons étudiés (voir section 6.5, page 120) :

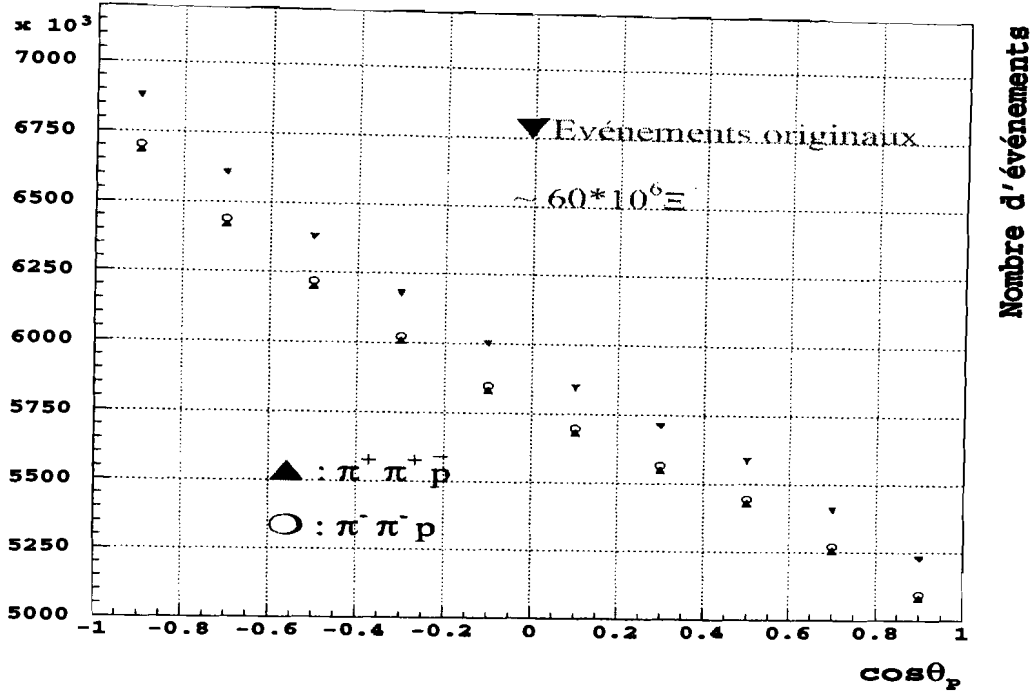


FIG. 7.5: Pour un échantillon de 60 millions de Ξ^- reconstruits, nous avons simulé les pertes d'événements dues aux interactions de particules ($\blacktriangle : \Xi^+$) ou d'antiparticules ($\circ : \Xi^-$).

$$\delta(\mathcal{A})_{prod.}^{sys.} = (0.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$$

- Durant la prise de données, les champs magnétiques ont subi des fluctuations relatives de $\pm 6 \times 10^{-4}$ (voir figure 2.8, page 21). Ces derniers impliquent des changements d'acceptance. Comme ces fluctuations sont très faibles et que les erreurs systématiques relatives se réduisent comme $1/\sqrt{N}$ (N = nombre de groupes analysés), nous n'avons pas effectué d'études détaillées à ce sujet. Il est cependant raisonnable de négliger ces variations, d'autant plus qu'aucun effet systématique sur la pente corrélé aux variations des champs magnétiques n'a été observé au cours de la prise de données (voir figure 5.43, page 105).
- Les différences de polarisation entre Ξ^- et Ξ^+ doivent être faibles. De plus, durant la prise de données, des runs dédiés à des échantillons de Ξ polarisés ont été effectués en variant l'angle de production de ± 3 mrad. Des corrections peuvent donc être effectuées si nécessaire. En effet, si la polarisation des Ξ^- ou Ξ^+ n'est pas nulle, nous pouvons toujours mesurer l'asymétrie en tenant compte des termes β et γ , qui interviennent dans la détermination de la polarisation du Λ (voir équation 1.9, page 6).
- Les différences de bruit entre Ξ^- et Ξ^+ et entre Λ et $\bar{\Lambda}$ ont été traitées dans les sections 5.1, 5.2 et 5.3.

Rappelons les sources principales des erreurs systématiques :

- Les erreurs systématiques induites par des vraies particules, essentiellement des Ω , qui se confondent avec les Ξ :

$$\delta(\Delta\alpha)_{\Omega}^{sys.} < 1 \times 10^{-5} ,$$

$$\delta(\mathcal{A})_{\Omega}^{sys.} < 2 \times 10^{-5} .$$

- Les erreurs systématiques dues au bruit de fond combinatoire et aux erreurs de reconstruction :

$$\delta(\Delta\alpha)_{comb.,rec.}^{sys.} < 1.2 \times 10^{-4} ,$$

$$\delta(\mathcal{A})_{comb.,rec.}^{sys.} < 2.1 \times 10^{-4} .$$

- Concernant les dérives temporelles du spectromètre au cours du temps, nous avons estimé une limite supérieure entre deux runs successifs qui vaut (voir figure 5.43, page 105) :

$$\delta(\Delta\alpha)_{temps}^{sys.} < 0.6 \times 10^{-5} ,$$

$$\delta(\mathcal{A})_{temps}^{sys.} < 1.0 \times 10^{-5} .$$

Pour les quatre groupes analysés, nous avons évalué les bornes suivantes :

$$\delta(\Delta\alpha)_{temps}^{sys.} < 2.4 \times 10^{-5} ,$$

$$\delta(\mathcal{A})_{temps}^{sys.} < 4.1 \times 10^{-5} .$$

Ces erreurs systématiques se réduisent comme $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de groupes analysés.

Nous terminons cette section en résumant les valeurs de toutes les erreurs systématiques étudiées dans le tableau 7.10. Rappelons que certaines erreurs vont se réduire avec le nombre de groupes analysés. L'erreur systématique totale, pour les quatre groupes analysés, est obtenue par sommation quadratique de chaque erreur et nous avons alors :

$$\delta(\mathcal{A}_{\Xi\Lambda})^{sys.} = 1.1 \times 10^{-3}$$

Finalement, dans la figure 7.6, nous avons illustré l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ pour chaque groupe avec l'erreur statistique uniquement, la valeur moyenne de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ sur ces quatre groupes avec les erreurs statistique et systématique et la valeur de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ obtenue par l'expérience E756. Notons que cette expérience fournissait jusqu'à aujourd'hui la mesure la plus précise sur l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ et qu'aucune erreur systématique n'a été quotée dans ce résultat [33].

Le résultat final de cette étude a donc permis d'extraire une valeur de l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ qui vaut :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm \overbrace{1.3}^{stat.} \pm \overbrace{1.1}^{sys.}) \times 10^{-3}$$

	$\delta(\mathcal{A}_{\Xi\Lambda})^{sys.}$
Déplacements X, Y à la cible	$< 1.0 \times 10^{-3}$
Procédé d'égalisation	$< 0.4 \times 10^{-3}$
Différence d'interactions	$< 0.9 \times 10^{-4}$
Dérive temporelle du spectromètre	$< 0.5 \times 10^{-4}$
Bruit de fond	$< 2.1 \times 10^{-4}$
Total	$< 1.1 \times 10^{-3}$

TAB. 7.10: Tableau récapitulatif des erreurs systématiques sur l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ effectuée sur les quatre groupes I à IV. L'estimation de l'erreur systématique totale est obtenue par sommation quadratique de chaque composante.

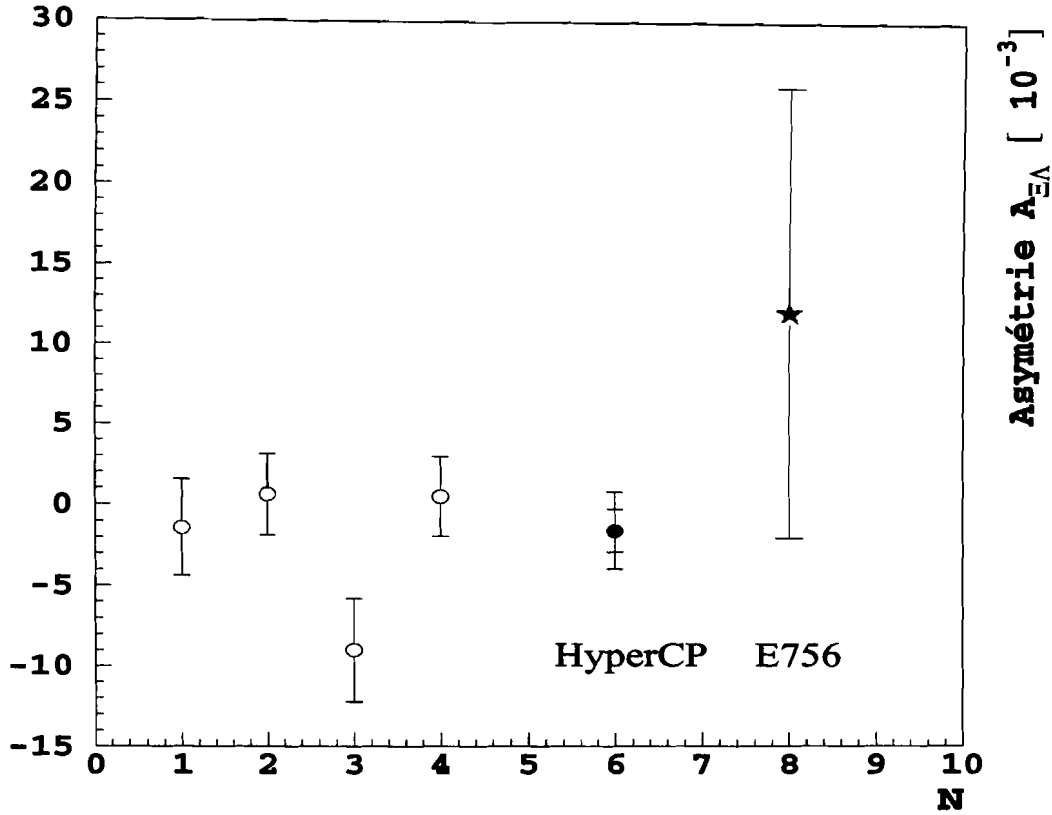


FIG. 7.6: Résultats finaux sur la mesure de l'asymétrie, après le procédé d'égalisation. Valeurs de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ pour les quatre groupes analysés ($N=1-4$). Pour $N=6$, nous avons la valeur moyenne de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ sur les quatre groupes, avec les erreurs statistique et systématique. Pour $N=8$, nous avons la valeur publiée par l'expérience E756, qui ne quote que l'erreur statistique.

7.5 Conclusions

Le but principal d'*HyperCP* est de chercher la violation CP directe dans les désintégrations séquentielles $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$ et $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+ \rightarrow \bar{p} \pi^+ \pi^+$. C'est la première

expérience consacrée à la recherche de violation de CP dans la désintégration des hyperons et les runs collectés en 1997 et 1999 ont permis d'accumuler quelques 0.5×10^9 de Ξ^+ et 2×10^9 de Ξ^- , soit les plus grands échantillons de Ξ^+ et Ξ^- dans le monde. Une asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ non nulle mettrait en évidence la violation de CP directe dans les désintégrations étudiées. Jusqu'à aujourd'hui, aucune violation de CP n'a été observée dans les hyperons et la meilleure limite sur $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ était de l'ordre de 10^{-2} [33]. L'effort principal de ce travail a été d'amorcer une première analyse pour mesurer l'asymétrie $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ avec une précision de l'ordre de 10^{-3} . Pour atteindre cet objectif, nous avons analysé 5.8×10^6 Ξ^+ et 36.8×10^6 Ξ^- , soit 1.7 % des données.

Nous avons montré que les erreurs systématiques dues aux différences de section efficaces de production sont de l'ordre de 4×10^{-3} et représentent la source principale des erreurs. La majeure partie de ce travail a été consacré à l'élaboration et à la mise en oeuvre d'un procédé qui corrige ces erreurs. Ce procédé a été étudié à partir de quelques 450×10^6 Ξ^- et 60×10^6 Ξ^+ générés par le MC hybride. Nous avons ainsi pu montrer qu'une égalisation entre les densités des espaces de phase des Ξ^+ et des Ξ^- est nécessaire et qu'elle permet de réduire les erreurs systématiques dues aux différences de production à une valeur limite statistique de 4×10^{-4} . Cette dernière valeur devrait en principe se réduire en augmentant la statistique des événements MC. En outre, le procédé d'égalisation a été effectué pour des runs proches et nous avons ainsi implicitement évité tous les effets liés aux dérives temporelles des caractéristiques du spectromètre.

D'autre part, une étude approfondie des autres sources d'erreurs systématiques a été effectuée. Nous avons étudié les erreurs systématiques dues au mouvement du faisceau primaire sur la cible, celles dues aux différences de taux d'interaction entre particules et antiparticules, celles dues aux variations temporelles des caractéristiques du spectromètre et celles dues aux différences de bruit de fond entre $\Xi^+/\bar{\Lambda}$ et Ξ^-/Λ . La plupart de ces contributions sont bien comprises. Des études supplémentaires sur les erreurs systématiques dues au mouvement du faisceau primaire sont nécessaires. Une étude des erreurs systématiques dues à la différence de polarisation entre les Ξ^- et Ξ^+ doit être entreprise. A cause d'une faible statistique étudiée, nous avons une limite de 1.6×10^{-3} pour toutes les erreurs systématiques étudiées et une plus grande statistique permettra de réduire cette présente limite.

Les points incompris ou partiellement compris, comme la grande fluctuation des paramètres de calibration en fonction du run, la dispersion entre les coordonnées horizontales moyennes du point de production estimée par les chambres SWIC et la reconstruction à la cible, les défauts topologiques et la dérive temporelle du spectromètre doivent être élucidés au mieux. Pour une meilleure compréhension du spectromètre, il faudrait effectuer des études supplémentaires sur ces points. Il s'est néanmoins avéré que ces problèmes n'affectent pas la mesure de l'asymétrie à l'ordre étudié. Il serait d'ailleurs plus prudent, lors de la reconstruction des trajectoires, d'abandonner la contrainte dans le plan de déflexion. Cette dernière améliore la résolution en énergie du spectromètre, mais introduit des corrélations dans l'estimation de l'angle entre deux particules. La résolution en énergie n'est pas importante dans notre expérience, mais il faut que les grandeurs cinématiques soient une représentation fidèle de la réalité.

Des études sur les efficacités des détecteurs n'ont pas été effectuées dans cette thèse. Il semble qu'aucune différence d'efficacité n'a eu lieu entre les prises de données de polarité opposée [31]. Cependant, il est nécessaire de contrôler les différences d'efficacité des détecteurs, pour les événements étudiés, afin évaluer une borne supérieure aux erreurs systématiques qui en découlerait. Des études plus approfondies sur le bruit de fond dû au contexte (les fils touchés supplémentaires) sont nécessaires pour s'assurer qu'aucune erreur systématique n'a lieu à l'étape de la reconstruction des événements (autrement dit avant la sauvegarde sur DST).

En continuant les études de MC hybride, la précision sur la correction de l'égalisation s'affinera et permettra sans doute d'améliorer le procédé d'égalisation. Il serait intéressant et logique de poursuivre l'analyse selon cette méthode sur les données de 1997 et 1999.

Finalement, ce travail a permis d'extraire une mesure de l'asymétrie qui est compatible avec une valeur nulle, en tenant compte des erreurs statistiques et systématiques étudiées :

$$\mathcal{A}_{\Xi\Lambda} = (-1.6 \pm \overbrace{1.3}^{\text{stat.}} \pm \overbrace{1.1}^{\text{sys.}}) \times 10^{-3} \quad [34]$$

Annexe A

Les constantes de calibration

Dans cet annexe, nous présentons les valeurs des constantes de calibration des deux aimants pour les runs analysés avec l'alignement A_2 . Les erreurs sur c_β sont de l'ordre de 0.00003 et les erreurs sur c_θ de l'ordre de 0.000001 rad.

No. de run	c_β	c_θ [rad]
1988	0.98380	0.019262
2000	0.98328	0.019293
2002	0.98319	0.019326
2007	0.98333	0.019339
2008	0.98330	0.019339
2020	0.98307	0.019321
2021	0.98308	0.019353
2022	0.98273	0.019723
2053	0.98249	0.019723
2054	0.98178	0.019723
2070	0.98302	0.019311
2081	0.98250	0.019635
2082	0.98239	0.019649
2084	0.98301	0.019314
2085	0.98234	0.019660
2087	0.98283	0.019346
2088	0.98214	0.019692
2090	0.98405	0.019313
2093	0.98276	0.019327
2094	0.98262	0.019357
2095	0.98260	0.019365
2098	0.98265	0.019370
2150	0.98228	0.019354
2199	0.98191	0.019413
2201	0.98210	0.019393
2204	0.98182	0.019408

TAB. A.1: Table des constantes de calibration des runs analysés avec l'alignement A_2 .

No. de run	c_β	c_θ [rad]
2215	0.98100	0.019723
2216	0.98193	0.019752
2219	0.98197	0.019731
2226	0.98183	0.019411
2229	0.98209	0.019375
2235	0.98251	0.019337
2248	0.98222	0.019369
2253	0.98207	0.019373
2262	0.98221	0.019369
2263	0.98198	0.019397
2264	0.98195	0.019413
2266	0.98249	0.019362
2275	0.98225	0.019374
2362	0.98203	0.019448
2363	0.98233	0.019430
2365	0.98226	0.019424
2369	0.98201	0.019441
2370	0.98237	0.019392
2371	0.98222	0.019423
2373	0.98230	0.019446
2374	0.98237	0.019447
2382	0.98217	0.019449
2426	0.98144	0.019723
2429	0.98174	0.019723
2431	0.98144	0.019723
2443	0.98165	0.019723
2445	0.98178	0.019723

TAB. A.2: *Table des constantes de calibration des runs analysés avec l'alignement A_2 (Suite).*

Annexe B

Définition des variables utilisées

Dans cette annexe, nous définissons les variables utilisées dans l'étude et les noms qui décrivent les caractéristiques du spectromètre. Nous allons commencer par les termes liés au spectromètre :

- Les index *hyp* et *HYP* font référence à l'aimant de sélection.
- Les index *ana* et *ANA* font référence à l'aimant d'analyse.
- D_{th} est la distance entre la cible et l'entrée de l'aimant de sélection.
- SWIC1 et SWIC2 sont les chambres à ions, en amont de la cible.
- L^{hyp} est la longueur effective du champ de l'aimant de sélection.
- HYP1 et HYP2 sont les sondes "Hall" dans l'aimant de sélection.
- B^{HYP1} et B^{HYP2} sont les valeurs de champ dans l'aimant de sélection lues par les sondes "Hall" HYP1 et HYP2 respectivement. B_s^{HYP} est leur valeur moyenne. De manière analogue, B^{ANA1} et B^{ANA2} sont les valeurs de champ dans chaque dipôle de l'aimant d'analyse et B_s^{ANA} est leur valeur moyenne.
- ANA1 et ANA2 sont les deux dipôles BM109 qui forment l'aimant d'analyse du spectromètre.
- L_{eff} est la longueur effective du champ magnétique dans chaque dipôle ANA1 et ANA2.
- $\int Bdl$ est le pouvoir de déflexion de l'aimant d'analyse.
- C1 à C8 sont les huit chambres proportionnelles multifils du spectromètre.
- SS1 à SS24 et OS1 à OS16 sont les hodoscopes du spectromètre.

La plupart des variables sont définies dans le référentiel $\mathcal{R}_s$ du spectromètre et décrivent la séquence de désintégration dominante du Ξ .

La séquence de désintégration d'intérêt du Ξ donne lieu à deux pions et à un proton. Afin d'identifier distinctement les deux pions, nous avons adopté la dénomination suivante :

1. Le pion issu de la désintégration du Ξ est noté π_{Ξ} .
2. Le pion issu de la désintégration du Λ est noté π_{Λ} .

Les variables utilisées, ainsi que leurs définitions, sont présentées ci-dessous :

- M_{Ξ} : masse effective du Ξ .
- M_{Λ} : masse effective du Λ .
- P_{Ξ} : norme de la quantité de mouvement du Ξ .
- P_{Λ} : norme de la quantité de mouvement du Λ .
- $P_{\pi_{\Xi}}$: norme de la quantité de mouvement du π_{Ξ} .
- $P_{\pi_{\Lambda}}$: norme de la quantité de mouvement du π_{Λ} .
- P_p : norme de la quantité de mouvement du proton.
- P_i^x, P_i^y, P_i^z : composantes du vecteur quantité de mouvement de la particule $i = \Xi, \Lambda, \pi_{\Xi}$, etc...
- $\vec{R}_{\Xi} = (X_{\Xi}^v, Y_{\Xi}^v, Z_{\Xi}^v)$: vecteur des coordonnées du point de désintégration du Ξ .
- $\vec{R}_{\Lambda} = (X_{\Lambda}^v, Y_{\Lambda}^v, Z_{\Lambda}^v)$: vecteur des coordonnées du point de désintégration du Λ .
- $\Delta Z_{\Xi-\Lambda}^v = Z_{\Xi}^v - Z_{\Lambda}^v$: distance longitudinale entre les points de désintégration du Ξ et du Λ .
- $d_{v_{\Xi}}$: longueur du segment qui joint les traces du Λ et du π_{Ξ} , au point de désintégration du Ξ .
- $d_{v_{\Lambda}}$: longueur du segment qui joint les traces du proton et du π_{Λ} , au point de désintégration du Λ .
- (X_c, Y_c) : coordonnées X et Y du point de passage du Ξ sur la face de sortie du collimateur.
- $s_{xc} = P_{\Xi}^x/P_{\Xi}^z$: pente de la trajectoire du Ξ , dans le plan X-Z.
- $s_{yc} = P_{\Xi}^y/P_{\Xi}^z$: pente de la trajectoire du Ξ , dans le plan Y-Z.
- (X_J^p, Y_J^p) : coordonnées X et Y du point d'intercept du proton dans la chambre J ($J=C1, C2, C3, C4$).
- $(X_J^{\pi(\Lambda)}, Y_J^{\pi(\Lambda)})$: coordonnées X et Y du point d'intercept du $\pi(\Lambda)$ dans la chambre J ($J=C1, C2, C3, C4$).
- $(X_J^{\pi(\Xi)}, Y_J^{\pi(\Xi)})$: coordonnées X et Y du point d'intercept du $\pi(\Xi)$ dans la chambre J ($J=C1, C2, C3, C4$).
- $\theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{mes}$: angle d'ouverture mesuré à partir des traces avant reconstruites dans le spectromètre, dans le plan de désintégration du Ξ , entre le Λ et le π_{Ξ} (voir équation 3.11, page 32).
- $\theta_{p-\pi_{\Lambda}}^{mes}$: angle d'ouverture mesuré à partir des traces avant reconstruites dans le spectromètre, dans le plan de désintégration du Λ , entre le proton et le π_{Λ} (voir équation 3.17, page 33).
- $\theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{est}$: estimation de l'angle d'ouverture, dans le plan de désintégration du Ξ , entre le Λ et le π_{Ξ} . Pour cela, nous admettons que l'événement étudié est un Ξ qui se désintègre en $\Lambda \pi^{\pm}$. De plus, nous fixons les masses effectives du Ξ et du Λ à leur valeur nominale respective M_{Ξ}^{PDB} et M_{Λ}^{PDB} . Les énergies et quantités de mouvement du Λ et du π_{Ξ} , mesurées par le spectromètre, nous permettent alors d'évaluer l'angle d'ouverture entre les deux particules :

$$\theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{est} = A \cos\left(\frac{2 E_{\Lambda} E_{\pi(\Xi)} - (M_{\Xi}^{PDB})^2 + (M_{\Lambda}^{PDB})^2 + m_{\pi}^2}{2 P_{\Lambda} P_{\pi(\Xi)}}\right) \quad (B.1)$$

- $\theta_{p-\pi_{\Lambda}}^{est}$: estimation de l'angle d'ouverture, dans le plan de désintégration du Λ , entre le proton et le π_{Λ} . Pour cela, nous admettons que l'événement étudié est un Λ qui se désintègre en $p \pi^{\pm}$. De plus, nous fixons la masse effective du Λ à sa valeur nominale M_{Λ}^{PDB} . Les énergies du p et du π_{Λ} , mesurées par le spectromètre, nous permettent alors d'évaluer l'angle d'ouverture entre les deux particules :

$$\theta_{p-\pi_{\Lambda}}^{est} = A \cos\left(\frac{2 E_p E_{\pi(\Lambda)} - (M_{\Lambda}^{PDB})^2 + m_p^2 + m_{\pi}^2}{2 P_p P_{\pi(\Lambda)}}\right) \quad (B.2)$$

- θ_{Λ} : angle d'émission du Λ dans le référentiel de repos du Ξ , par rapport à l'axe Z_{Ξ}^* (voir figure 3.6, page 38).
- $\Delta\theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}} = \theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{mes} - \theta_{\Lambda-\pi_{\Xi}}^{est}$: différence entre l'angle d'ouverture mesuré par le spectromètre et l'angle d'ouverture estimé dans le système $\Lambda-\pi_{\Xi}$.
- $\Delta\theta_{p-\pi_{\Lambda}} = \theta_{p-\pi_{\Lambda}}^{mes} - \theta_{p-\pi_{\Lambda}}^{est}$: différence entre l'angle d'ouverture mesuré par le spectromètre et l'angle d'ouverture estimé dans le système $p-\pi_{\Lambda}$.
- $\Delta P = P_{\Xi}^{hyp} - P_{\Xi}$: différence entre la quantité de mouvement du Ξ estimée à partir de la direction reconstruite des Ξ à la sortie du collimateur (voir section 4.2, page 44) et la quantité de mouvement du Ξ mesurée par le spectromètre magnétique.
- θ_d : angle de déflexion d'une particule chargée dans l'aimant de sélection.
- θ_o : angle de déflexion, dans l'aimant de sélection, d'une particule chargée, produite avec une angle de production nul, qui suit l'orbite centrale.
- $\varphi_p^{\Lambda}, \varphi_{\pi(\Lambda)}^{\Lambda}, \varphi_{\Lambda}^{\Xi}, \varphi_{\pi(\Xi)}^{\Xi}$ et φ_p^{Ξ} : angles azimutaux des particules.

Pour définir les angles azimutaux des produits de désintégration, nous avons introduit un référentiel de laboratoire $\mathcal{R}^{\varphi}$ propre à la particule mère considérée (Λ ou Ξ). Dans la désintégration du Ξ , nous considérons le référentiel du spectromètre qui a subi deux rotations, afin d'amener son axe Z sur le nouvel axe défini par la direction et le sens du vecteur de quantité de mouvement du Ξ . La première rotation d'angle α_y a été effectuée autour de l'axe Y . L'axe X est transformé en un axe X' et l'axe Z est transformé en Z' . La seconde rotation d'angle $\alpha_{x'}$ a été effectuée autour de l'axe X' (voir figure B.1). Les angles azimutaux du Λ ou du π_{Ξ} sont définis suivant ce nouveau référentiel $\mathcal{R}_{\varphi}^{\Xi}$, de système d'axes $\{X_{\Xi}^{\varphi}, Y_{\Xi}^{\varphi}, Z_{\Xi}^{\varphi}\}$ et dont l'origine se situe en aval du point de désintégration du Ξ sur l'axe défini par la direction du Ξ (la position exacte du centre de ce référentiel ne nous importe pas dans la mesure où on ne s'intéresse qu'à la mesure de l'angle azimutal du plan de désintégration). Les angles sont notés φ_p^{Λ} et $\varphi_{\pi(\Lambda)}^{\Lambda}$ respectivement. Dans ce référentiel, on peut également mesurer l'angle azimutal du proton : φ_p^{Ξ} . De manière analogue, le référentiel $\mathcal{R}_{\varphi}^{\Lambda}$ de système d'axes $\{X_{\Lambda}^{\varphi}, Y_{\Lambda}^{\varphi}, Z_{\Lambda}^{\varphi}\}$ est équivalent au référentiel du spectromètre à deux rotations près qui permettent d'amener l'axe Z sur $\vec{P}_{\Lambda}$. Le vecteur quantité de mouvement $\vec{P}_{\Lambda}$ définit alors la direction et le sens de l'axe Z_{Λ}^{φ} . A nouveau, le centre de ce référentiel se trouve sur l'axe défini par la direction du Λ en aval de son point de désintégration. Les angles azimutaux du π_{Λ} , et du proton sont définis suivant ce référentiel et sont respectivement notés $\varphi_{\pi(\Lambda)}^{\Lambda}$ et φ_p^{Λ} . Par rapport au référentiel

considéré, tous les angles azimutaux sont définis dans le plan $X_{\Xi,\Lambda}^\varphi - Y_{\Xi,\Lambda}^\varphi$ et dans l'intervalle $[0, 2\pi]$, avec la convention suivante :

- • $\varphi = 0$ si la particule se désintègre dans le plan vertical $Y^\varphi - Z^\varphi$, suivant les coordonnées positives de Y^φ .
- • $\varphi = +\pi/2$ si la particule se désintègre dans le plan horizontal $X^\varphi - Z^\varphi$, suivant les coordonnées positives de X^φ .
- • $\varphi = \pi$ si la particule se désintègre dans le plan vertical $Y^\varphi - Z^\varphi$, suivant les coordonnées négatives de Y^φ .
- • $\varphi = +3\pi/2$ si la particule se désintègre dans le plan horizontal $X^\varphi - Z^\varphi$, suivant les coordonnées négatives de X^φ .

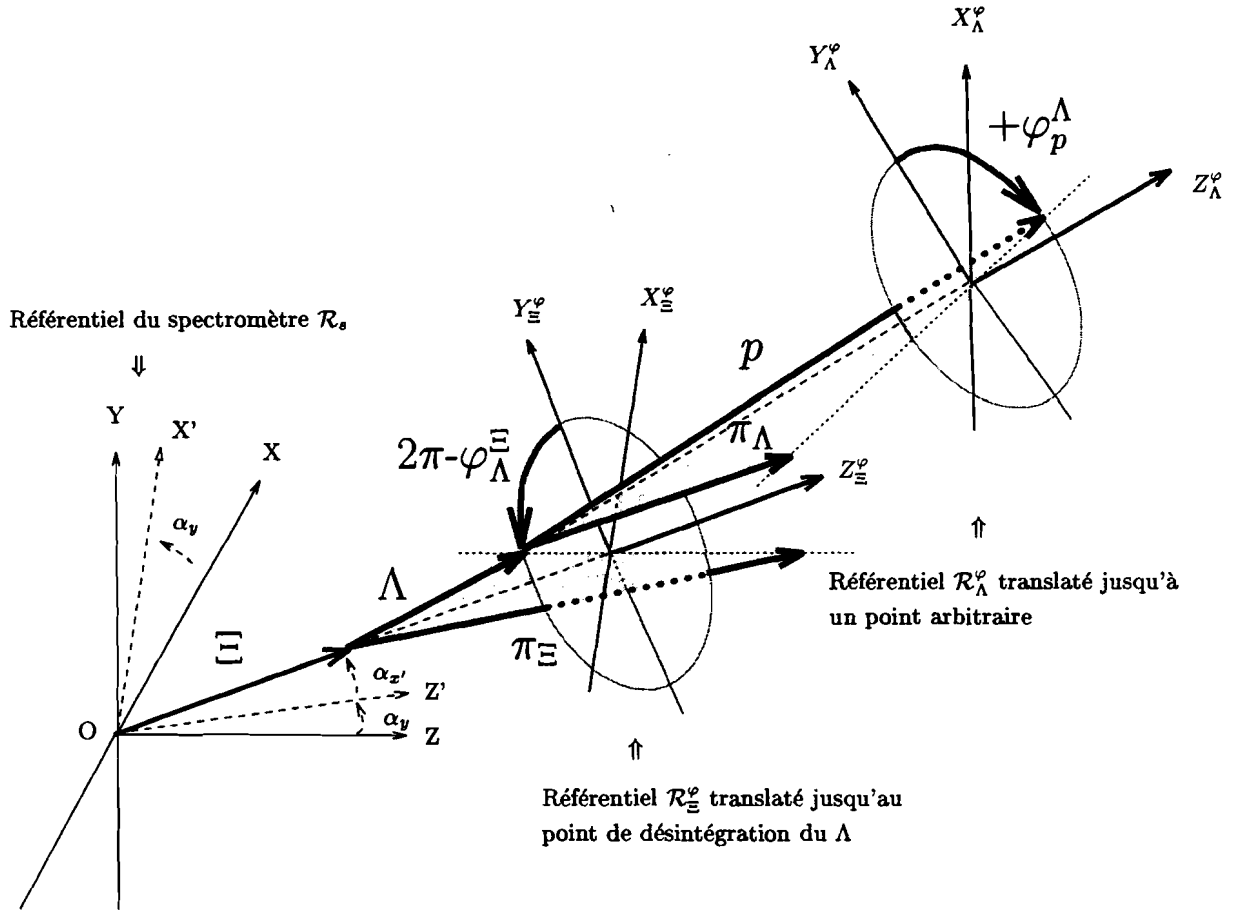


FIG. B.1: *Illustration et définition des angles azimutaux utilisés dans l'analyse.*

Par définition des référentiels adoptés pour mesurer les angles azimutaux, on a :
 $\varphi_{\pi(\Lambda)}^\Lambda = \varphi_p^\Lambda + \pi$ et $\varphi_{\pi(\Lambda)}^\Lambda = \varphi_p^\Lambda + \pi$.

Les variables qui suivent sont estimées par la technique de reconstruction à la cible. Elles sont toutes définies dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$ attaché à la cible.

- (X_t^*, Y_t^*) : coordonnées X et Y du Ξ reconstruit à la cible.
- s_{xt}^* : angle de production horizontal du Ξ .
- s_{yt}^* : angle de production vertical du Ξ .

- SWX_t et SWY_t sont les coordonnées du point d'impact du faisceau primaire de protons sur la cible, estimées à l'aide des chambres SWIC.

Bibliographie

- [1] P.A.M. Dirac, The principle of quantum mechanics, Oxford University Press (1958).
- [2] C.D. Anderson, Phys. Rev. **43** (1933) 491.
- [3] E. Noether, Nachr. Kgl. Geo. Wiss Gottinger **235** (1918).
- [4] T.D Lee et C.N. Yang, Physical Review **104** (1956) 254.
- [5] C.S Wu, E. Ambler, R.W. Haywood, D.D. Hoppes et R.P. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [6] M. Goldhaber et *al.* , Phys. Rev. **109** (1958) 1015.
- [7] L. Landau, Nuclear Physics **3** (1957) 127.
- [8] J.H Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [9] A.D. Sakharov, JETP Letters, **5** (1967) 24.
- [10] G. Lueders, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. Fys. Medd., **28** (1954) 5.
- [11] W. Pauli, "In Niels Bohr and the development of physics" Pergamon, London.
- [12] R. Jost, Helvetica Physica Acta, **30** (1957) 409.
- [13] R. Jost, Helvetica Physica Acta, **36** (1963) 77.
- [14] R.F. Streater et A.S. Wightman, "CPT, spin, statistics and all that", Benjamin, New York.
- [15] G.D. Barr et *al.*, Phys. Lett. B **317** (1993) 233.
- [16] L.K. Gibbons et *al.*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1203.
- [17] A. Abashian et *al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2509.
- [18] B. Aubert et *al.*, accepté pour publication dans Phys. Rev. Lett. (Février 2001).
- [19] A. Pais, Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 242.
- [20] O.E. Overseth et S. Pakvasa, Phys. Rev. **184** (1969) 1663.
- [21] J.F. Donoghue, X. He et S. Pakvasa, Phys. Rev. **D34** (1986) 833.
- [22] Groom et *al.* (Particle Data Group), Review of Particle Physics C **3**, Eur. Phys. J.C (1998) 1.
- [23] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. **108** (1957) 1645.
- [24] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **59** (1973) 652.
- [25] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 657.
- [26] T.D. Lee, Phys. Rev. Lett. D **8** (1973) 1226.
- [27] T.D. Lee, Phys. Rep. **96** (1974) 143.

- [28] R. N. Mohapatra et J.C. Pati, Phys. Rev. D **11** (1975) 566.
- [29] M. Huang, Communication interne dans la collaboration.
- [30] Christian Morel, "Mesure de la section efficace inclusive de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV", Université de Lausanne, Suisse, Mai 1990.
- [31] Woon-Seng Choong, "A search for Direct CP Violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ Decays", University of California, Berkeley, USA, Fall 2000.
- [32] C. James, "Effective Bend Plane for Two Magnets", Note interne de la collaboration.
- [33] K.B. Luk et al., to be published in Phys. Rev. Lett.
- [34] N. Leros et al., "HyperCP' (E871) Experiment at Fermilab : search for direct CP violation in hyperon decays", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), **99B** (2001) 211-19.

Table des figures

1.1	<i>Un schéma de désintégration dominant des Ξ chargés.</i>	4
1.2	<i>L'action de CP dans la désintégration du Λ.</i>	7
2.1	<i>Le spectromètre d'HyperCP.</i>	12
2.2	<i>Schéma de la disposition des chambres SWIC en amont de la cible et le référentiel $\mathcal{R}_i^*$ attaché à la cible.</i>	13
2.3	<i>Taux de trigger par protons incidents sur la cible en fonction de la position horizontale TGTH et verticale TGTV de la cible.</i>	14
2.4	<i>Position du barycentre du faisceau primaire sur la cible en fonction du numéro de spill, pour les runs 2265 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+).</i>	15
2.5	<i>L'aimant de sélection. Les cotes descriptives des emplacements et des ouvertures des collimateurs sont en cm.</i>	16
2.6	<i>Variation du champ magnétique de l'aimant d'hypérons en fonction des runs analysés : Ξ^- ($\blacktriangle$) et Ξ^+ ($\circ$).</i>	18
2.7	<i>Valeur du champ B_y en fonction de Z lors de la cartographie.</i>	19
2.8	<i>Variations du champ magnétique dans chaque dipôle BM109 et variation du champ magnétique moyen de l'aimant d'analyse : Ξ^- ($\blacktriangle$) et Ξ^+ ($\circ$). Les barres d'erreurs sont de l'ordre de grandeur des points.</i>	21
2.9	<i>Efficacités de certains plans de chambre en fonction du taux de particules secondaires.</i>	22
2.10	<i>Somme des signaux ADC provenant des huit blocs du calorimètre hadronique pour les hadrons et les muons.</i>	26
3.1	<i>Schéma descriptif de la déflexion d'une particule chargée dans le plan horizontal ($X-Z$) et définition du plan vertical de déflexion situé en $Z=Z_b$.</i>	30
3.2	<i>Schéma de la désintégration du Ξ^- dans le mode dominant.</i>	31
3.3	<i>Spectres de masse des candidats Ξ^- et Ξ^+ sauvés sur la DST "Stream 5". Les spectres de masse ont été normalisés à leur nombre respectif d'événements et sont définis dans l'intervalle $1.29 \text{ GeV}/c^2 < M_\Xi < 1.36 \text{ GeV}/c^2$, qui est subdivisé en 70 canaux.</i>	35
3.4	<i>Distributions des origines et des angles à la cible pour les runs 2265 Ξ^- ($\blacktriangle$) et 2263 Ξ^+ ($\circ$).</i>	36
3.5	<i>Corrélations entre les coordonnées du point de production reconstruit et les coordonnées du point d'impact du faisceau primaire sur la cible, pour le run 2265 Ξ^-.</i>	37
3.6	<i>Mesure de l'angle θ_p dans le référentiel d'hélicité du Λ.</i>	38

3.7	<i>Distributions sur 100 canaux en $\cos\theta_p$ (en haut) et distributions normalisées correspondantes (en bas), des Ξ^+ (runs 2363 et 2365) et des Ξ^- (run 2362).</i>	39
3.8	<i>Distributions sur 100 canaux de $R(\cos\theta_p)$ obtenues sur les Ξ^- (run 2362) et les Ξ^+ (runs 2363 et 2365). La fonction $\mathcal{F}(\cos\theta_p)$, après ajustement de ses deux paramètres par la méthode des moindres carrés, est illustrée en trait plein.</i>	40
4.1	<i>Barycentre du spectre de masse M_Ξ en fonction de c_β pour le run 2087 (Ξ^-).</i>	44
4.2	<i>Constante de calibration c_β du spectromètre en fonction du numéro de run, pour les runs analysés avec l'alignement A_2.</i>	45
4.3	<i>Variables utilisées pour la calibration de l'aimant d'hypérons.</i>	46
4.4	<i>A gauche : $\langle\Delta P\rangle$ en fonction du spill sans tenir compte des variations du point de production ($\square$) lors de la calibration et en tenant compte ($\bullet$). A droite : SWY_t en fonction du spill pour chacun des deux runs considérés.</i>	48
4.5	<i>Calibration de l'aimant d'hypérons sur des Ξ. Moyenne de la différence entre les quantités de mouvement P^{hyp} et P_Ξ en fonction du facteur de calibration de l'aimant de sélection c_θ.</i>	49
4.6	<i>Constante de calibration c_θ de l'aimant de sélection en fonction du numéro de run, pour les runs analysés avec l'alignement A_2.</i>	50
4.7	<i>Coordonnées moyennes $\langle Y_t^* \rangle$ du point de production reconstruit des K^+ ($\circ$) et des K^- ($\blacktriangle$) dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$, obtenues sans la calibration de l'aimant d'hypérons. Coordonnées moyennes du point d'impact du faisceau primaire sur la cible évaluées par les chambres SWIC (*).</i>	53
4.8	<i>Coordonnées moyennes du point de production reconstruit des Ξ dans le référentiel $\mathcal{R}_t^*$, après la calibration de l'aimant d'hypérons. Coordonnées moyennes du point d'impact du faisceau primaire sur la cible évaluées par les chambres SWIC (*).</i>	54
4.9	<i>Différence entre le point de production reconstruit et le point d'impact du faisceau primaire sur la cible, après calibration de l'aimant d'hypérons.</i>	55
4.10	<i>A gauche : écart-type de ΔP en fonctions de P_Ξ^2. A droite : distribution sur 100 canaux de la différence ΔP intégré sur tout le spectre en quantité de mouvement, pour le run 2087 (Ξ^-).</i>	56
5.1	<i>Distribution de la coordonnée Z des points de désintégration des Ξ (haut) et des Λ (bas) et sélection des événements se désintégrant dans le tube à vide. La zone de sélection est définie par les deux grandes flèches.</i>	62
5.2	<i>Distributions des coordonnées (X_t^*, Y_t^*) du point de production reconstruit. Les deux flèches délimitent les coupures utilisées sur le point de production.</i>	63
5.3	<i>Elimination des $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ grâce à la coupure sur le point de production. En haut : distribution bi-paramétrique de $M_{\pi^+\pi^-}$ en fonction de M_Λ pour les Ξ qui satisfont s_0 et les coupures sur le point de désintégration. En bas : même distribution mais avec la condition de sélection sur le point de production en plus.</i>	64

5.4	<i>Sélection des événements à la sortie du collimateur. Distributions des coordonnées horizontales (en haut) et verticales (en bas) du point de sortie au collimateur des Ξ. Les deux flèches dénotent les coupures utilisées sur le point de sortie au collimateur.</i>	64
5.5	<i>Distribution bi-paramétrique de Y_c en fonction de X_c pour des événements où $Z_\Lambda^v < 50$ cm. Les bandes horizontales et verticales du bord sont dues aux interactions du faisceau secondaire avec le collimateur.</i>	66
5.6	<i>Coupeure des $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. En haut : distribution bi-paramétrique de $M_{K \rightarrow 3\pi}$ en fonction de M_Ξ, pour des événements ayant satisfait les coupures sur le point de désintégration, sur la sortie du collimateur et sur la cible. En bas : pour ces mêmes coupures, distributions normalisées de $M_{K \rightarrow 3\pi}$ pour les Ξ^+ (o) et Ξ^- (▲). La zone d'exclusion est comprise entre les deux flèches.</i>	67
5.7	<i>Distribution en $\cos \theta_p$ des $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ lorsqu'ils sont confondus avec les Ξ, autrement dit lorsque leur masse effective M_Ξ est dans l'intervalle $[1.31, 1.34]$ GeV/c².</i>	68
5.8	<i>Distance longitudinale entre les points de désintégrations du Λ et du Ξ. La flèche indique la borne minimale admise pour la sélection finale des Ξ. . . .</i>	68
5.9	<i>Coupeure à trois écart-types sur le spectre de masse du Λ. Spectre de masse M_Λ en échelle logarithmique (figure centrale) et en échelle linéaire (en haut, à gauche).</i>	69
5.10	<i>Coupeure sur les quantités de mouvement du Λ (en haut) et du Ξ (en bas). . . .</i>	70
5.11	<i>Histogrammes bi-paramétriques de M_Ω en fonction de $\cos \theta_\Lambda$ pour des Ω (en haut) et des Ξ (en bas) provenant du run 2262 (-). Tous ces événements ont satisfait les coupures sur les points de désintégration, sur le point de sortie au collimateur et sur la cible.</i>	71
5.12	<i>Spectre de masse des Ω^+ (en haut, à gauche) et Ω^- (en haut, à droite). Distribution en $\cos \theta_p$ des Ω^+ (en bas, à gauche) et Ω^- (en bas, à droite) lorsqu'ils sont reconstruits comme les Ξ étudiés.</i>	72
5.13	<i>Coupeure sur les quantités de mouvement du π_Ξ, du π_Λ et du proton.</i>	73
5.14	<i>Distribution de $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$. Les coupures sur $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$ sont définies par les deux flèches.</i>	73
5.15	<i>Coupeure sur $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$. La figure du haut montre la distribution de $\Delta\theta_{p-\pi_\Lambda}$ en fonction de M_Ξ pour des événements du run 2248, et la figure du bas pour des événements générés par le MC officiel.</i>	74
5.16	<i>Coupures sur dv_Ξ (en haut) et dv_Λ (en bas).</i>	75
5.17	<i>Distribution de M_Ξ en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 (en haut) et des événements générés par le MC (centre). En bas, distribution de M_Ξ en fonction de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 qui satisfont le critère de sélection imposé à $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$.</i>	76
5.18	<i>Distribution de $\rho_{M(\Xi)}$ en fonction de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les événements du run 2201 (en haut à gauche) et des événements générés par le MC (en haut à droite). En bas, distribution de $\rho_{\Delta\theta}^{\Lambda-\pi(\Xi)}$ pour les Ξ^+ du run 2201 (o), les Ξ^- du run 2248 (▲) et pour les événements générés par le MC officiel (*). . . .</i>	77
5.19	<i>Coupures sur ΔP.</i>	78

5.20	<i>Spectre de masse normalisé des Ξ en fonction des différentes coupures, pour les événements du groupe I.</i>	81
5.21	<i>Spectres de masse des Ξ normalisés sur l'ensemble des événements provenant des quatre groupes (I à IV) et sa division en trois zones, délimitées par les flèches. La zone centrale définit la région du signal (coupure m6). Les Ξ générés par le MC et le spectre de masse normalisé des Ξ^+, après le procédé d'égalisation, sont également illustrés.</i>	82
5.22	<i>Spectre de masse des Ξ des événements du groupe I, pour les coupures s18 et s23. Estimation du bruit dans la région du signal à partir des queues des distributions de part et d'autre de la région du signal.</i>	83
5.23	<i>Distributions normalisées en $\cos\theta_p$ pour les événements du groupe I se situant dans la zone gauche du spectre de masse, pour différentes coupures.</i>	83
5.24	<i>Distributions normalisées en $\cos\theta_p$ pour les événements du groupe I se situant dans la zone droite du spectre de masse, pour différentes coupures.</i>	84
5.25	<i>Distributions $Q_g(\cos\theta_p)$ et $Q_d(\cos\theta_p)$ pour les événements du groupe I.</i>	84
5.26	<i>La moyenne de la différence entre les angles d'ouverture mesurés et estimés en fonction de l'angle mesuré pour les Ξ, les Λ et les K_S^0. Etudes faites sur les runs 2090 (-), 2265 (-) et 2362 (-) qui ont été calibrés sur la masse nominale des Ξ</i>	87
5.27	<i>Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des coordonnées du point de désintégration du Ξ et de sa quantité de mouvement, pour le run 1988 (Ξ^+) et pour le MC.</i>	89
5.28	<i>Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{mes}$, pour le run 1988 ($\Xi^+$) et pour le MC.</i>	90
5.29	<i>Spectre de masse du Ξ et du Λ pour le MC et les données du run 1988. Les flèches indiquent les valeurs des masses nominales (voir [22]).</i>	91
5.30	<i>Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{mes}$, pour le run 2222 ($\Xi^+$), pour deux alignements différents.</i>	92
5.31	<i>Distribution de la moyenne de Z_b en fonction de X_b, pour les pions OS et SS des K_S^0 générés par MC.</i>	93
5.32	<i>Distribution de la masse effective M_{K^0} moyenne et de $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ en fonction de l'angle ϕ^{K^0}, pour les méthodes d'ajustement avec ou sans contrainte (MC).</i>	94
5.33	<i>Effets de la contrainte sur la mesure des quantités de mouvement et de l'angle entre les deux pions issus de la désintégration d'un K_S^0 (MC). En haut : distribution de la moyenne des différences P^c-P^s pour les pions SS (à gauche) et OS (à droite) en fonction de l'angle azimutal ϕ^{K^0} du plan de désintégration du K_S^0. En bas : distribution de la moyenne de la différence $\theta^c-\theta^s$ en fonction de ϕ^{K^0}. P_{OS}^c, P_{OS}^s et θ^c ont été obtenu avec l'ajustement avec contrainte tandis que P_{OS}^s, P_{OS}^s et θ^s ont été obtenus avec l'ajustement sans contrainte.</i>	95
5.34	<i>Variation de la masse effective moyenne des Ξ en fonction des angles d'ouverture $\theta_{p-\pi_\Lambda}^{mes}$ et $\theta_{\Lambda-\pi_\Xi}^{mes}$, pour le run 2263 ($\Xi^+$) et 2262 ($\Xi^-$).</i>	97
5.35	<i>Dérive temporelle observée sur les spectres de masse des Λ obtenus après la calibration du spectromètre run à run.</i>	97

5.36	Valeurs moyennes de $\Delta\theta_{p-\pi(\Lambda)}$ en fonction de $\theta_{p-\pi(\Lambda)}^{mes}$ pour différents runs et pour le MC.	98
5.37	Valeurs moyennes de $\Delta\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}$ en fonction de $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$ pour différents runs et pour le MC.	99
5.38	Corrélation entre les valeurs maximales de $\Delta\theta$ et les valeurs des constantes de calibration c_β	100
5.39	Distributions normalisées des angles $\theta_{\Lambda-\pi(\Xi)}^{mes}$ pour des runs distants. En haut, nous avons considéré des runs positifs et en bas des runs négatifs. . .	101
5.40	Distribution des asymétries moyennes α_θ sur les angles, en fonction des angles considérés, obtenues entre le run 1988 (+) et d'autres runs positifs. . .	102
5.41	Estimation des variations relatives de la coordonnée Z_b^{rel} du plan de déflexion, dues aux variations des champs magnétiques des deux dipôles de l'aimant du spectromètre, en fonction des runs analysés : Ξ^- ($\blacktriangle$) et Ξ^+ ($\circ$).	103
5.42	Etude des K_S^0 sur les runs 2090 (-) et 2265 (-). En haut, Z_b moyen en fonction de X_b pour les pions OS et SS. Les valeurs moyennes de $\Delta\theta_{\pi-\pi}$ en fonction de $\theta_{\pi-\pi}^{mes}$ en utilisant l'ajustement avec contrainte (en bas à gauche) et en utilisant l'ajustement sans contrainte (en bas à droite)	104
5.43	Différence de pente dans la distribution en $\cos\theta_p$ entre le run 2070 (Ξ^-), ou 1988 (Ξ^+), et des runs ultérieurs de même polarité.	105
6.1	Distribution de P_Ξ et Y_c pour les événements originaux Ξ^- ($\blacktriangle$) et Ξ^+ ($\circ$). Distribution de P_Ξ et Y_c pour les $\Xi^\pm$ après le procédé d'égalisation ($\square$). . .	108
6.2	Distribution en $\cos\theta_p$ des Ξ^- (Run 2262) pour deux valeurs différentes de P_Ξ , définies à ± 0.5 GeV/c.	109
6.3	Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+-\Xi^-$ observées sur les variables d'égalisation, avant ($\bullet$) et après ($\square$) l'égalisation.	112
6.4	Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+-\Xi^-$, avant ($\bullet$) et après ($\square$) l'égalisation.	113
6.5	Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+-\Xi^-$, avant ($\bullet$) et après ($\square$) l'égalisation (Suite).	114
6.6	Moyennes évaluées canal par canal, sur les quatre groupes analysés, des asymétries $\Xi^+-\Xi^-$ pour les variables liées à la mesure des angles, avant ($\bullet$) et après ($\square$) l'égalisation. Le procédé d'égalisation ne permet pas de corriger ces différences.	114
6.7	Comparaison entre les données et le MC hybride des distributions en quantité de mouvement des π_Ξ et des π_Λ et de la distribution en $\cos\theta_\Lambda$. Le procédé d'égalisation des deux échantillons n'a pas encore été effectué à ce stade.	118
6.8	$(\delta_y^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}$ en fonction de $(\delta_x^{tr})_J^{p-\pi(\Lambda)}$ dans les quatre chambres avant.	119
6.9	Comparaison entre les données réelles (+) et les données simulées par MC hybride ($\circ$). Les distributions avant l'égalisation sont à gauche et après égalisation à droite.	121

- 6.10 Asymétries entre le run 2262 (Ξ^-) et 2263 (Ξ^+) pour les données reconstruites ($\bullet$) et les MC hybrides correspondants ($\circ$). Asymétries entre deux runs de MC hybrides générés sur le run 2263 (Ξ^+), qui se distinguent par des valeurs différentes de $\alpha_{\Lambda\Xi}$: $\Delta\alpha = -0.01$ (Δ). 122
- 6.11 Analyse de la première étude (runs 2090/2098) suivant les différents mode d'égalisation. Les six valeurs de $\Delta\alpha$ entre les Ξ^+ et les six échantillons de Ξ^- ($N = 1-6$) et la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ sur l'étude ($N = 8$), obtenue par pondération des six valeurs de $\Delta\alpha$ relatives aux six échantillons de Ξ^- . 124
- 6.12 Valeurs de $\Delta\alpha$ pour chaque groupe ($N=1,2,3$) et valeur moyenne pondérée sur les trois groupes ($N=5$), pour les différents modes d'égalisation (figure en haut à gauche, en haut à droite et en bas à gauche). En bas à droite, récapitulatif des valeurs obtenues sur chaque groupe ($\blacksquare$) et valeur moyenne pondérée sur les trois groupes (Δ), pour chaque mode du procédé d'égalisation. 125
- 7.1 Les rapports $R(\cos\theta_p)$ des distributions normalisées en $\cos\theta_p$ avant ($\bullet$) et après ($\square$) le procédé d'égalisation, pour les quatre groupes de données I à IV. 130
- 7.2 Valeurs de $\Delta\alpha$ avant ($\circ$) et après ($\blacktriangle$) le procédé d'égalisation pour les quatre groupes analysés ($N=1-4$). Pour $N=7$, nous avons la valeur moyenne pondérée de $\Delta\alpha$ sur les quatre groupes, avant ($\circ$) et après ($\blacktriangle$) l'égalisation. 131
- 7.3 Résultats sur $\Delta\alpha$ après le procédé d'égalisation. En haut : résultats de $\Delta\alpha$ des huit premiers groupes ($N=1-4,7,8,11,13$ associés aux groupes I-VIII respectivement). Nous avons représenté la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ pondérée sur les huit premiers groupes en $N=15$ ($\Delta\alpha_{I-VIII}$) et sur les quatre premiers groupes en $N=18$ ($\Delta\alpha_{I-IV}$). En bas : résultats de $\Delta\alpha$ des six premiers groupes ($N=1-4,7,8$ associés aux groupes I-VI respectivement). Les points en $N=11,11.5,12$ sont associés aux groupes IX,X et XI respectivement. Ces derniers comprennent à peu près les mêmes runs que les groupes VII et VIII, mais analysés avec différents alignements. La valeur moyenne de $\Delta\alpha$ pondérée sur les groupes VII et VIII est située en $N=15$ ($\Delta\alpha_{VII-VIII}$), sur les quatre premiers groupes en $N=18$ ($\Delta\alpha_{I-IV}$) et sur les six premiers groupes en $N=21$ ($\Delta\alpha_{I-VI}$). 134
- 7.4 En haut : Distributions normalisées en $\cos\theta_p$ pour le run 2229 (Ξ^-), obtenues avec deux alignement différents : A_2 ($\circ$) et A_4 ($\blacktriangle$). En bas : mesures de différence de pente sur des runs de même polarité. Pour $K=1,2$: comparaison de runs Ξ^+ entre les alignements A_3 et A_2 . Pour $K=3,4$: comparaison de runs Ξ^+ entre les alignements A_4 et A_2 . Pour $K=6,7$: comparaison de runs Ξ^- entre les alignements A_1/A_3 et A_2 . Pour $K=8,9,10$: comparaison de runs Ξ^- entre les alignements A_4 et A_2 . K indique le groupe analysé suivant le tableau 7.8. 136
- 7.5 Pour un échantillon de 60 millions de Ξ^- reconstruits, nous avons simulé les pertes d'événements dues aux interactions de particules ($\blacktriangle$: Ξ^+) ou d'antiparticules ($\circ$: Ξ^-). 139

7.6	<i>Résultats finaux sur la mesure de l'asymétrie, après le procédé d'égalisation. Valeurs de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ pour les quatre groupes analysés ($N=1-4$). Pour $N=6$, nous avons la valeur moyenne de $\mathcal{A}_{\Xi\Lambda}$ sur les quatre groupes, avec les erreurs statistique et systématique. Pour $N=8$, nous avons la valeur publiée par l'expérience E756, qui ne quote que l'erreur statistique.</i>	141
B.1	<i>Illustration et définition des angles azimutaux utilisés dans l'analyse. . . .</i>	150

Liste des tableaux

1.1	<i>Caractéristiques des hypérons Ξ^- et Λ.</i>	4
1.2	<i>Paramètres de désintégration des Ξ et des Λ.</i>	6
1.3	<i>Prédictions théoriques des observables CP selon différents modèles.</i>	8
2.1	<i>Caractéristique de la cible de Cu.</i>	13
2.2	<i>Emplacements des centres et dimensions des ouvertures des collimateurs de l'aimant d'hypérons.</i>	17
2.3	<i>Description des deux dipôles BM109 : position des centres, dimension des ouvertures et champ magnétique.</i>	20
2.4	<i>Description des chambres.</i>	23
2.5	<i>Coordonnées x des centres des hodoscopes.</i>	24
2.6	<i>Positions des centres des blocs formant le calorimètre hadronique d'HyperCP. Les positions verticales des blocs supérieurs sont référées par l'indice sup et celles des blocs inférieurs par l'indice inf.</i>	25
2.7	<i>Taux de trigger et taux de reconstruction des Ξ dans les conditions nominales de la prise de données.</i>	26
3.1	<i>Les alignements de la prise de données de 1997 et leurs caractéristiques. Les noms entre guillemets sont utilisés dans la collaboration.</i>	29
3.2	<i>Variations des paramètres $\Delta\alpha$ et ρ_e^0 dues aux erreurs sur la valeur nominale de α_p^{PDB}.</i>	41
4.1	<i>Variation des constantes de calibration de deux aimants durant la prise de données de 1997.</i>	49
5.1	<i>Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de traces en fonction de l'intensité, pour le run 2204 (Ξ^+).</i>	58
5.2	<i>Nombre moyen de fils touchés et nombre moyen de traces en fonction de l'intensité, pour le run 2205 (Ξ^-).</i>	58
5.3	<i>Effet des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité (Run 2204, Ξ^+).</i>	59
5.4	<i>Effet des fils touchés supplémentaires sur l'efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité (Run 2205, Ξ^-).</i>	60
5.5	<i>Table des coupures utilisées pour la sélection des événements Ξ.</i>	79
5.6	<i>Runs et nombres d'événements des quatre groupes de données principaux analysés ayant satisfait la condition de sélection s23.</i>	79
5.7	<i>Nombre de Ξ chargés reconstruits pour le groupe I de runs analysés.</i>	80
5.8	<i>Estimation du rapport bruit/signal en fonction des coupures, pour les Ξ^+ (à gauche) et Ξ^- (à droite) du groupe I.</i>	80

5.9	Les différences de pente $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ obtenues avant le procédé d'égalisation, pour les événements se situant respectivement dans la région gauche et droite du spectre de masse des Ξ . Le tableau illustre les résultats pour différentes coupures.	85
5.10	Les différences de pente $\Delta\alpha_g$ et $\Delta\alpha_d$ obtenues après le procédé d'égalisation, pour les événements se situant respectivement dans la région gauche et droite du spectre de masse des Ξ . Ces résultats ont été obtenus avec la coupure s23.	86
5.11	Bornes supérieures sur la différence de pente $\Delta\alpha_{comb.,rec.}^{sys}$ et l'asymétrie $A_{comb.,rec.}^{sys}$, due au bruit combinatoire et d'erreurs de reconstruction, dans la région du signal.	86
5.12	Les deux calibrations différentes de l'aimant du spectromètre et de l'aimant d'hypérons pour le run 1988.	96
5.13	Bornes supérieures à des effets systématiques sur $\Delta\alpha$, dus à la dérive temporelle du spectromètre, par groupe et sur l'ensemble des quatre groupes de données analysées.	106
6.1	Les variables d'égalisation, leurs valeurs limites et le nombre de canaux utilisé pour décrire les densités de l'espace de phase.	110
6.2	Les pertes statistiques dues au procédé d'égalisation sur l'espace à cinq dimensions, suivant que le procédé de lissage est utilisé ou pas.	111
6.3	Test des différents modes du procédé d'égalisation sur les échantillons de Ξ générés par le MC, qui diffèrent selon leurs coordonnées moyennes de leurs points de production. Les erreurs sur $\Delta\alpha$ sont des erreurs statistiques. . . .	115
6.4	Test des différents modes du procédé d'égalisation sur les échantillons de Ξ générés par le MC officiel, qui diffèrent selon $\alpha_\Lambda\alpha_\Xi$ et selon leurs coordonnées moyennes de leurs points de production.	116
6.5	Ouvertures fiducielles horizontales utilisées dans le MC hybride.	117
6.6	Conditions de sélection imposées aux traces pour les études de MC hybride.	120
6.7	Nombre d'événements reconstruits N_{recon} et nombre d'événements générés N_{MC} ayant satisfait les critères de sélection, pour chaque groupe de données.	123
6.8	Valeurs de $\Delta\alpha$ et $\mathcal{A}$ injectées dans les études de MC hybride.	123
6.9	Valeurs de $\Delta\alpha$ obtenues pour chaque groupe ainsi que la valeur moyenne pondérée sur les trois groupes, pour les différents modes du procédé d'égalisation.	124
6.10	Valeurs de $\Delta\alpha$ obtenues entre le premier échantillon du run 2362 (Ξ^-) et le run 2363 (Ξ^+), suivant que ce dernier possède une violation CP ou non. Les résultats sont donnés pour les différents mode du procédé d'égalisation.	126
7.1	Nombre d'événements reconstruits et satisfaisant les conditions de sélection pour les périodes de run de 1997 et 1999.	129
7.2	Les nombres d'événements Ξ utilisés dans les groupes I à IV pour la mesure de l'asymétrie $A_{\Xi\Lambda}$ (coupure s23 et m6).	130
7.3	Résultats des mesures de $\Delta\alpha$, avant (SC) et après le procédé d'égalisation (EGAL), pour chaque groupe analysé, ainsi que la valeur moyenne de $\Delta\alpha$ sur les quatre groupes.	131
7.4	Les runs, les alignements et le nombre d'événements des nouveaux groupes analysés.	132

7.5	Valeurs de $\Delta\alpha$ avant et après le procédé d'égalisation.	133
7.6	Valeurs moyennes de $\Delta\alpha$ obtenues sur les runs 2222 (Ξ^+), 2224 (Ξ^+), 2228 (Ξ^+), 2223 (Ξ^-) et 2229 (Ξ^-) pour différents alignements après égalisation. Les groupes VII et VIII utilisent l'alignement A_4 tandis que les groupes IX à XI utilisent les alignements A_1 , A_2 et A_3	133
7.7	Valeur moyenne de $\Delta\alpha$, après égalisation, pondérée sur plusieurs groupes, valeur associée du χ^2 et niveau de confiance.	134
7.8	Mesures de $\Delta\alpha$ entre runs de même polarité, mais analysés avec différents alignements. Les résultats sont illustrés dans la figure 7.4 en bas.	135
7.9	Table des paramètres qui permettent d'évaluer la section efficace nucléaire totale des p , $\bar{p}$, π^- et π^+ , suivant l'équation 7.1.	138
7.10	Tableau récapitulatif des erreurs systématiques sur l'asymétrie $A_{\Xi\Lambda}$ effectuée sur les quatre groupes I à IV. L'estimation de l'erreur systématique totale est obtenue par sommation quadratique de chaque composante. . . .	141
A.1	Table des constantes de calibration des runs analysés avec l'alignement A_2	145
A.2	Table des constantes de calibration des runs analysés avec l'alignement A_2 (Suite).	146

