

Thesis-1983-Perrier

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Département de Physique
nucléaire et corpusculaire

Professeur P. EXTERMANN

Etude de l'interaction $\Xi^- N$ à haute énergie
et du rapport d'embranchement $\Gamma(\Xi^- \rightarrow n \pi^-) / \Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-)$

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès Sciences, mention Physique

par

Jacques PERRIER

de

Orges et Ste-Croix (VD)

THESE No.

GENEVE

Atelier d'impression de la Section de Physique

1983

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081070

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier le professeur Pierre Extermann qui m'a accueilli dans son groupe et à qui j'exprime ma reconnaissance pour m'avoir conseillé et encouragé tout au long de ce travail.

L'expérience que nous avons réalisée résulte d'un travail de groupe. Je remercie tous ceux qui y ont participé:

W.M. Gibson, V.J. Smith et D.P. Stickland de l'université de Bristol
J.R. Carter de l'université de Cambridge
M. Bourquin, P. Extermann, T. Modis, P. Mühlemann, P. Schirato et
R. Tavano de l'université de Genève
H. Burckhart, P. Igo-Kemenes, H.W. Siebert et K.P. Streit de
l'université de Heidelberg
Ch. Doré, M. Gailloud, Ph. Rosselet et R. Weill de l'université de
Lausanne
S.F. Biagi, A.J. Britten et A.A. Carter de l'université de Londres
R.M. Brown, J.C. Gordon, R.J. Gray, W.C. Louis, B.J. Saunders et
J.J. Thresher du laboratoire Rutherford-Appleton,

avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler.

Je remercie très chaleureusement Antony Carter, Maurice Bourquin, Pierre Extermann, Théodore Modis, Peter Mühlemann et Philippe Rosselet pour de fructueuses discussions.

Je remercie MM. J. Allaby et R.M. Brown d'avoir bien voulu faire partie du jury de thèse.

CERN LIBRARIES, GENEVA

TABLE DES MATIERES

<u>CHAPITRE</u>	<u>page</u>
1. INTRODUCTION	2
Présentation de l'expérience	2
Plan de l'exposé	3
Remarques	4
2. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE	7
Le faisceau de protons P1	7
Le faisceau d'hypéron charge	11
Le compteur Tchénkov Différentiel	13
Les scintillateurs de faisceau	16
Les cibles	22
Les chambres proportionnelles	25
Les chambres proportionnelles A et B	26
Les chambres proportionnelles C et D	28
Les caractéristiques mécaniques	30
Le gaz	33
L'électronique	35
Les performances	39
L'aimant	41
Les chambres à dérive	42
L'acquisition des données	45

PARTIE I -- SECTIONS EFFICACES TOTALES Ξ^-p ET Ξ^-d

<u>CHAPITRE</u>	<u>page</u>
3. LA METHODE EXPERIMENTALE	48
Principe de la mesure	48
Erreur statistique	51
Extrapolation à $t=0$	52
Première méthode	54
Seconde méthode	56
Les corrections	56
Diffusion coulombienne simple	57
Interférence nucléaire-coulombienne	59

Contamination en Σ^- du faisceau de Ξ^-	64
Production de rayons δ	65
Pertes d'énergie dans la cible	67
Contamination du deutérium par l'hydrogène	69
 4. LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION	 72
Description générale	72
Les traces de faisceau	73
Particules transmises et reconstruction des désintégrations	74
L'analyse magnétique	79
 5. LES RESULTATS	 83
La sélection des données	83
L'extrapolation	83
Les contrôles de qualité des données	92
Stabilité	92
Section efficace totale $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$	95
Similitude des cibles	96
Détermination de l'impulsion du faisceau	97
Les sections efficaces totales Ξ^-p et Ξ^-d	98
La section efficace totale Ξ^-n	102
Valeur du paramètre $\langle r^{-2} \rangle_d$	104
Formule de Jezabek et Zalewski	107
 6. LES MODELES PHENOMENOLOGIQUES	 111
Le modèle de Carlitz Green et Zee	111
Le modèle additif des quarks	113
La paramétrisation de Lipkin	116
Le modèle de Joynson et Nicolescu	120
Le modèle de Yoshida	122

PART III -- SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE ELASTIQUE Ξ^-p

<u>CHAPITRE</u>	<u>page</u>
 7. RECONSTRUCTION ET SELECTION DES DONNEES	 125
Le programme de reconstruction	125
L'ajustement cinématique	126
Les données	134
 8. LE PROGRAMME DE SIMULATION	 140
Description générale	140
La simulation des diffusions inélastiques	141
Comparaison montécarlo-données	145
Acceptance et résolutions	145

9.	PENTE EN AVANT DE LA DIFFUSION ELASTIQUE Ξ^-p	150
	Les distributions en t	150
	Stabilité des résultats	154
10.	THEOREME OPTIQUE ET SECTION EFFICACE TOTALE ELASTIQUE	160
	La procédure de normalisation	160
	Le théorème optique	162
	La section efficace totale élastique Ξ^-p	163
11.	SECTION EFFICACE ELASTIQUE Ξ^-p ET MODELES PHENOMENOLOGIQUES .	164
	Le modèle de Carlitz Green et Zee	164
	Le modèle d'invariance d'échelle géométrique	167

PARTIE III -- RAPPORT DE BRANCHEMENT ($\Xi^- \rightarrow n\pi^-$)/($\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$)

<u>CHAPITRE</u>	<u>page</u>
12. RECONSTRUCTION	172
13. DISTRIBUTIONS EN MASSE MANQUANTE	175
14. RESULTAT	179
15. CONCLUSIONS GENERALES	183

23. Section efficace totale Ξ^-n	108
24. Sections efficaces totales Σ^-N et Ξ^-N	109
25. Reconstruction géométrique: effet des coupures	128
26. Statistique globale	134
27. Pente inélastique diffractive Ξ^-p	142
28. Diffusion élastique Ξ^-p : statistique	154
29. Stabilité de la pente élastique (I)	156
30. Stabilité de la pente élastique (II)	158
31. Pente en avant de la diffusion élastique Ξ^-p	159
32. Normalisation	162
33. Théorème optique	163
34. Section efficace totale élastique Ξ^-p	163
35. Pente élastique et modèle de Carlitz, Green et Zee	166
36. Pente élastique et invariance d'échelle géométrique	169
37. Effets des coupures supplémentaires	174
38. Facteurs de correction	181
39. Rapport de branchement $(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)/(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$: statistique	182

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

Les résultats présentés dans ce travail ont été obtenus au cours d'une expérience réalisée par une collaboration entre les universités de Bristol, Cambridge, Genève, Heidelberg, Lausanne, Queen Mary College et le laboratoire Rutherford-Appleton. Cette expérience (WA42) utilise le faisceau d'hypérons chargés du CERN-SPS et poursuit le programme de recherche commencé par l'expérience WA2 qui a mesuré la production inclusive des particules chargées par des protons de 200 GeV/c frappant une cible de BeO [1], le temps de vie et les rapports d'embranchement de Λ^- [2,3], ainsi que les désintégrations semileptoniques des hypérons [4]. Nous avons mesuré dans cette expérience les sections efficaces totales des Σ^- et des Ξ^- sur l'hydrogène et le deutérium. Les données Σ^- ont été prises à cinq impulsions différentes, entre 70 et 135 GeV/c, alors que les données Ξ^- ont été accumulées à 102 et 135 GeV/c.

Actuellement, il n'existe pas de théorie générale de l'interaction forte capable de prédire précisément la valeur et la dépendance en fonction de l'étrangeté des sections efficaces totales et différentielles élastiques. Par contre, différents modèles phénoménologiques font certaines prédictions spécifiques. Ils sont, pour la plupart, fondés sur le modèle des quarks et la théorie des pôles de Regge. Une mesure précise des sections efficaces totales et élastiques des hypérons est un test important pour ces modèles et peut préciser la dynamique sous-jacente dans l'interaction baryon-baryon en cernant mieux le rôle de l'étrangeté.

Les sections efficaces totales des π^- , π^+ , K^- , K^+ , p et $\bar{p}$ ont déjà été mesurées jusqu'à 400 GeV/c (2000 GeV/c pour pp et 155000 GeV/c pour $\bar{p}p$) (voir, par exemple, [5,6]), ainsi que leurs sections efficaces différentielles élastiques à petites valeurs de t (voir, par exemple, [7,8,9]). Par contre, les sections efficaces des hypérons sont moins bien connues. En effet, il n'existe qu'une seule mesure de la section efficace totale Σ^-N [10], à 19 GeV/c, de précision statistique égale à 3.5% et aucune de la section efficace totale Ξ^-p . La section efficace totale ΛN a été mesurée avec une précision de 1.5% dans la plage d'impulsion [6-21] GeV/c [11]. Une précision supérieure à 1% est nécessaire si l'on veut être capable de discriminer les modèles en mesurant les différentes sections efficaces totales des hadrons. C'est la raison

pour laquelle nous n'avons mesuré que les sections efficaces des Σ^- et Ξ^- , les flux d' Ω^- , $\bar{\Sigma}^-$, Σ^+ , $\bar{\Xi}^-$, ... dans le faisceau étant trop faibles.

Il n'existe que deux mesures de la section efficace différentielle élastique Σ^-p , à 17.2 et 23 GeV/c et une seule, très imprécise, de la diffusion Ξ^-p , à 23 GeV/c [12]. Les diffusions Λp et $\bar{\Lambda} p$ ont été mesurées respectivement à 216 et 120 GeV/c, avec une précision statistique élevée [13]; toutefois les résultats sont en désaccord avec le théorème optique.

Cette thèse a pour sujets la mesure des sections efficaces totales Ξ^-p et Ξ^-d , la mesure de la section efficace différentielle élastique Ξ^-p , ainsi que la détermination d'une nouvelle limite supérieure au rapport d'embranchement $\Gamma(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)/\Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$. Ces deux derniers résultats sont des sous-produits, l'appareillage n'ayant pas été conçu pour leurs mesures.

Nous avons aussi déterminé le paramètre α de la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ [14] et étudié la production d'hypérons et de résonances hypéroniques dans les interactions Ξ^-N [15]; ces deux dernières mesures ne font pas partie de cette thèse.

1.2 PLAN DE L'EXPOSE

Après une description du faisceau d'hypérons et de l'appareillage (Chap. 2), la première partie de ce travail (Chap. 3 à 6) est consacrée à la mesure des sections efficaces totales Ξ^-p et Ξ^-d . La méthode utilisée et le programme de reconstruction sont décrits dans les chapitres 3 et 4; les résultats et les modèles sont présentés et discutés dans les chapitres 5 et 6.

La deuxième partie traite de la mesure de la section efficace différentielle élastique Ξ^-p . La méthode, le programme de reconstruction, le programme de simulation Monté-Carlo et les corrections apportées aux données sont présentés dans les chapitres 7 et 8. Les résultats et leur discussion sont donnés dans les chapitres 9 à 11.

La mesure du rapport d'embranchement $\Gamma(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)/\Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$ constitue la troisième partie de cette thèse. La méthode utilisée est présentée dans le chapitre 12, l'analyse et les résultats dans les chapitres 13 et 14.

1.3 REMARQUES

Les événements que nous utilisons sont ceux où la désintégration d'un Ξ^- est observée en aval de la cible. Le Ξ^- se désintègre avec les rapports d'embranchement suivants [16]:

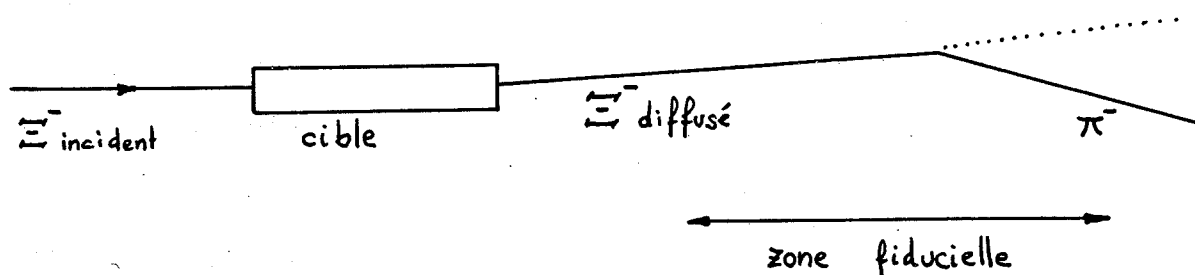
$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	100 %
$\Lambda e^- \nu$	$(2.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$
$\Lambda \mu^- \nu$	$(3.5 \pm 3.5) \cdot 10^{-4}$
$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	64.2 %

La désintégration

$$(1.1) \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi_1^- ; \Lambda \rightarrow p \pi_2^-$$

a été reconstruite de deux façons différentes.

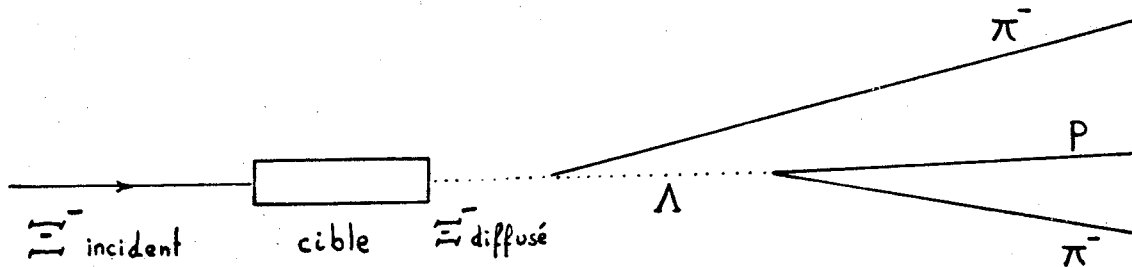
Dans la première (utilisée pour la mesure de la section efficace totale et celle du rapport d'embranchement $\Xi^- \rightarrow n \pi^-$) nous avons identifié le Ξ^- transmis par sa désintégration dans une zone fiducielle, c'est-à-dire par l'observation d'une cassure dans la trajectoire $\Xi^- \pi_1^-$.



Les événements ont été répartis en deux classes:

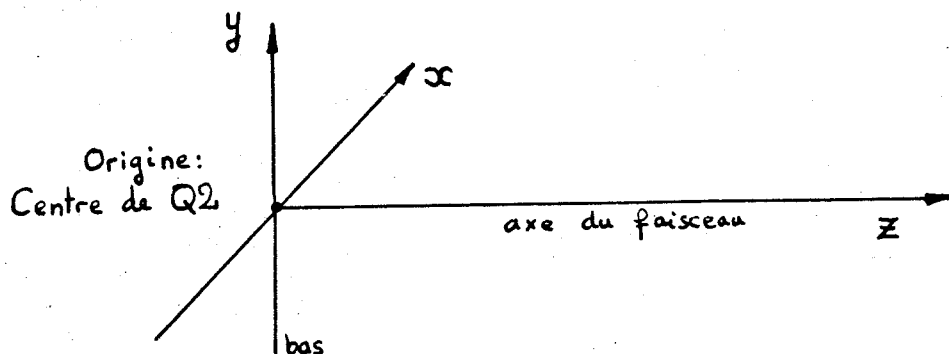
1. celle où une cassure est détectée dans la trajectoire du Ξ^- sans que l'on observe la désintégration du Λ
2. celle où la cassure et la désintégration du Λ sont observées

Dans la deuxième méthode (utilisée pour la mesure de la section efficace différentielle élastique), les Ξ^- sortant de la cible ont été identifiés uniquement par leurs produits de désintégration. Les événements acceptés sont ceux où les deux vertex $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ ont pu être reconstruits.



Les variables qui caractérisent la cinématique de la désintégration (1.1) (impulsions du π^-_1 , π^-_2 , p , Λ , angles $\alpha(\pi^-_1, \Xi^-)$, $\alpha(\Lambda, \Xi^-)$, $\alpha(p, \Lambda)$, $\alpha(\pi^-_2, \Lambda)$ et angle d'ouverture du Λ est du Ξ^- : $\alpha(p, \pi^-_2)$ et $\alpha(\Lambda, \pi^-_1)$) sont données dans la Table 1, ainsi que la longueur de désintégration λ_d du Ξ^- dans le laboratoire.

Le système de coordonnées utilisé a pour origine le centre de l'aimant quadrupolaire Q2 du faisceau d'hypérons (voir Chap.2). L'axe Oz correspond à la direction attendue du faisceau dans l'appareillage; les axes Ox et Oy sont respectivement horizontal et vertical:



Les coordonnées seront toujours exprimées en centimètres.

TABLE 1

Cinématique de la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$

$ P(\Xi^-) $	[GeV/c]	102	135
$ P(\Lambda) $	[GeV/c]	76.0-97.5	100.6-129.1
$ P(\pi^-_1) $	[GeV/c]	4.5-26.0	5.9-34.4
$ P(p) $	[GeV/c]	57.4-91.2	76.0-120.8
$ P(\pi^-_2) $	[GeV/c]	4.9-23.8	6.4-31.5
$\alpha(\pi^-_1, \Xi^-)$	[mrad]	0.0-12.9	0.0-9.8
$\alpha(\Lambda, \Xi^-)$	[mrad]	0.0-1.6	0.0-1.2
$\alpha(\Lambda, \pi^-_1)$	[mrad]	0.0-14.0	0.0-10.5
$\alpha(\pi^-_2, \Lambda)$	[mrad]	0.0-10.6	0.0-8.0
$\alpha(p, \Lambda)$	[mrad]	0.0-1.6	0.0-1.2
$\alpha(p, \pi^-_2)$	[mrad]	0.0-11.8	0.0-8.9
λ_d	[cm]	378	500

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

Notre expérience a été réalisée dans la zone ouest de l'accélérateur SPS au CERN. La Figure 1 montre la configuration des faisceaux et l'emplacement des expériences dans cette zone au moment de la prise de données.

Le dispositif expérimental (Figure 2) est constitué

- du faisceau d'hypérons chargés;
- d'un télescope de faisceau composé d'un compteur Tchénkov différentiel (DISC¹) permettant d'identifier les hypérons, de deux groupes de chambres proportionnelles multifils (CPM) placés respectivement avant et après le DISC et de plusieurs scintillateurs de faisceau;
- de trois cibles de deux mètres de long, tour à tour amenées dans le faisceau, dont une remplie d'hydrogène liquide, une de deutérium liquide et une troisième vide.
- d'un spectromètre magnétique constitué de plusieurs groupes de chambres proportionnelles multifils, d'un aimant et de deux groupes de chambres à dérives (CD).

2.1 LE FAISCEAU DE PROTONS P1

Les hypérons sont produits par un faisceau de protons de 250 GeV/c provenant de l'accélérateur et transmis à travers la cible T1 située à l'entrée de la zone ouest.

Le système de transport de faisceau P1 (Figure 3) récupère le faisceau de protons transmis et le dirige sur la cible de production du faisceau d'hypérons Y1 qui doit être située près de l'expérience, la longueur de désintégration des hypérons étant de quelques mètres.

¹ Differential Isochronous Self-collimating Counter

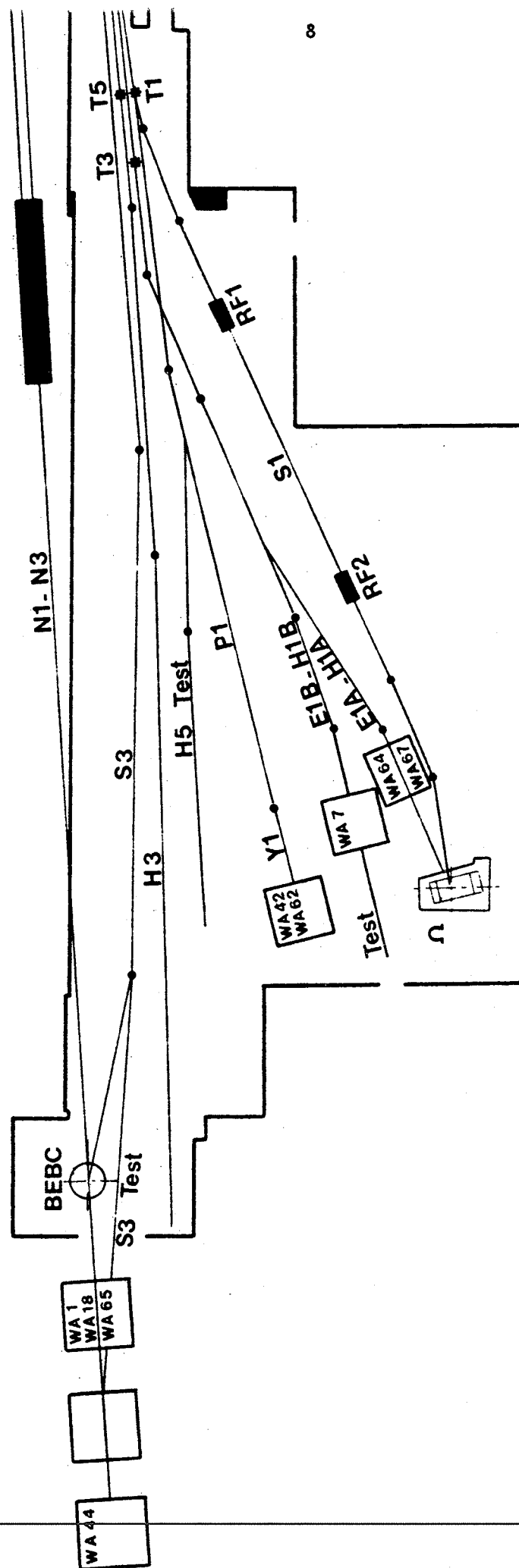


Figure 1: Zone expérimentale ouest de l'accélérateur SPS

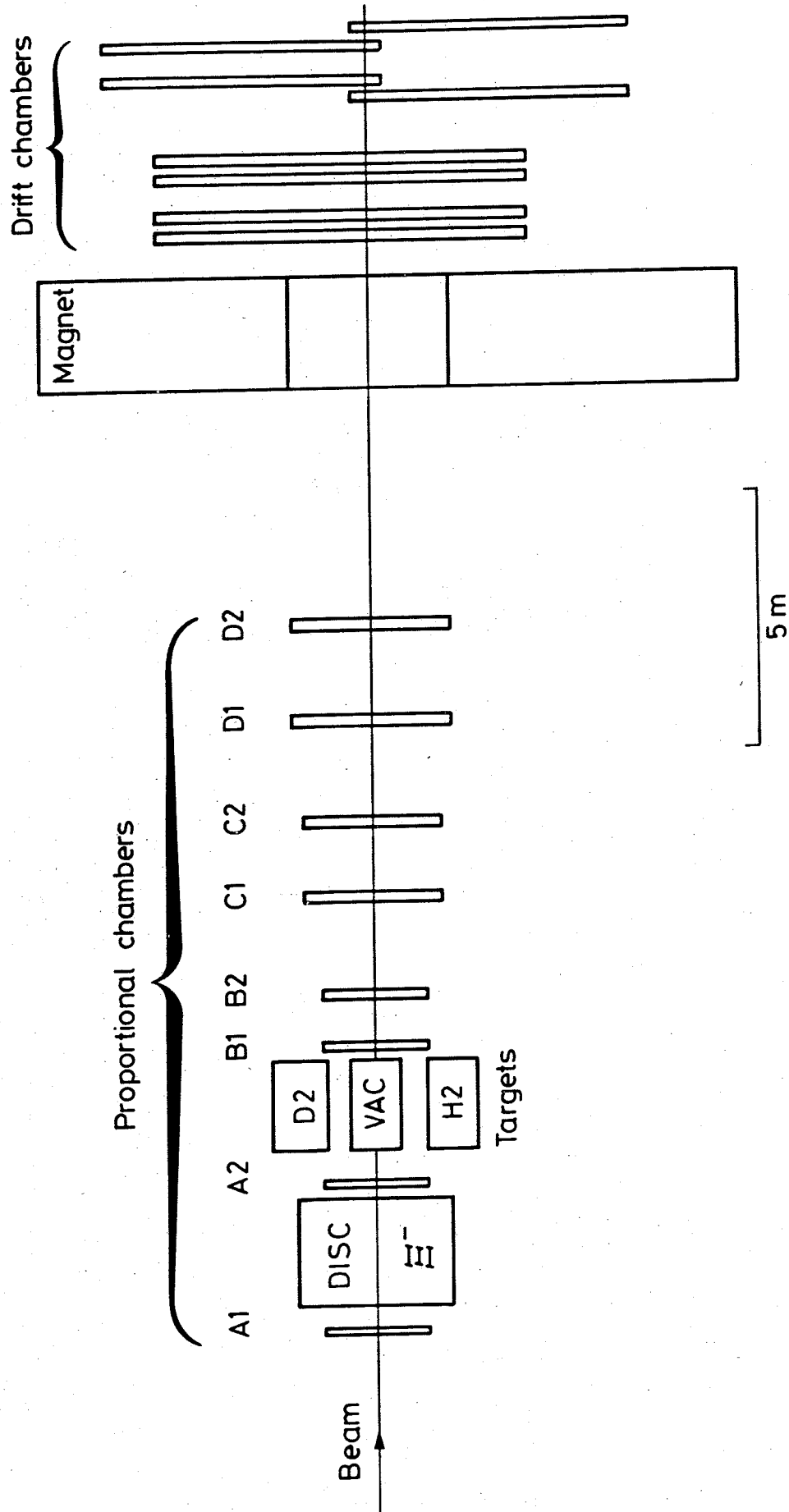


Figure 2: Schéma de l'expérience WA42

L'intensité sur cette cible dépend de l'intensité du faisceau de protons primaire, de la longueur de la cible T1, de la focalisation du faisceau sur l'atténuateur TCX et de l'ouverture du collimateur TDCX. Ce dernier étant généralement utilisé pour ajuster l'intensité. Sur la cible Y1, le faisceau est large de 2 mm horizontalement et de 1 mm verticalement; sa direction horizontale peut être variée de 7 mrad.

Dans des conditions normales, la cible T1 reçoit approximativement 10^{12} protons par bouffée. L'intensité sur Y1 est ajustée en fonction du flux observé dans l'appareillage; flux que nous avons limité à $5 \cdot 10^6$ particules/bouffée.

2.2 LE FAISCEAU D'HYPERON CHARGE

Le faisceau Y1 a été conçu pour fournir un flux élevé d'hyperons chargés entre 70 GeV/c et 140 GeV/c [1].

Le canal magnétique (Figure 4) comprend trois aimants dipolaires M1, M2 et M3, et deux quadrupoles supraconducteurs Q1 et Q2. La cible de production des hyperons est située entre les pièces polaires de l'aimant M1. Elle est constituée de 4 tiges de BeO de 80 mm de long et de 2 mm de diamètre, et peut être déplacée transversalement par télécommande. Le canal magnétique sélectionne la polarité et l'impulsion des particules secondaires. Le premier collimateur C1 absorbe les protons primaires transmis à travers la cible.

Le DISC, situé à la sortie du canal, permet de sélectionner les particules du faisceau. Deux groupes de chambres proportionnelles multi-fils, A1 et A2, situés à l'entrée et à la sortie du DISC, mesurent les trajectoires des particules.

Les caractéristiques les plus importantes du faisceau sont

1. sa longueur (≈ 10 m) qui est liée à l'épaisseur de blindage nécessaire pour protéger l'appareillage. Elle croît logarithmiquement avec l'énergie, alors que la longueur de désintégration des hyperons croît linéairement. On obtient ainsi des faisceaux d'hyperons de meilleure qualité à haute énergie.
2. son blindage qui protège l'appareillage du faisceau de protons primaires et du bruit de fond provenant de la cible;
3. le canal magnétique dispersif qui corrèle l'angle horizontal à la sortie du canal et l'impulsion de la particule. Les quadrupoles Q1 et Q2 rendent les particules de même impulsion parallèles entre elles à la sortie du canal et ajustent ainsi leurs trajectoires à l'acceptance du DISC

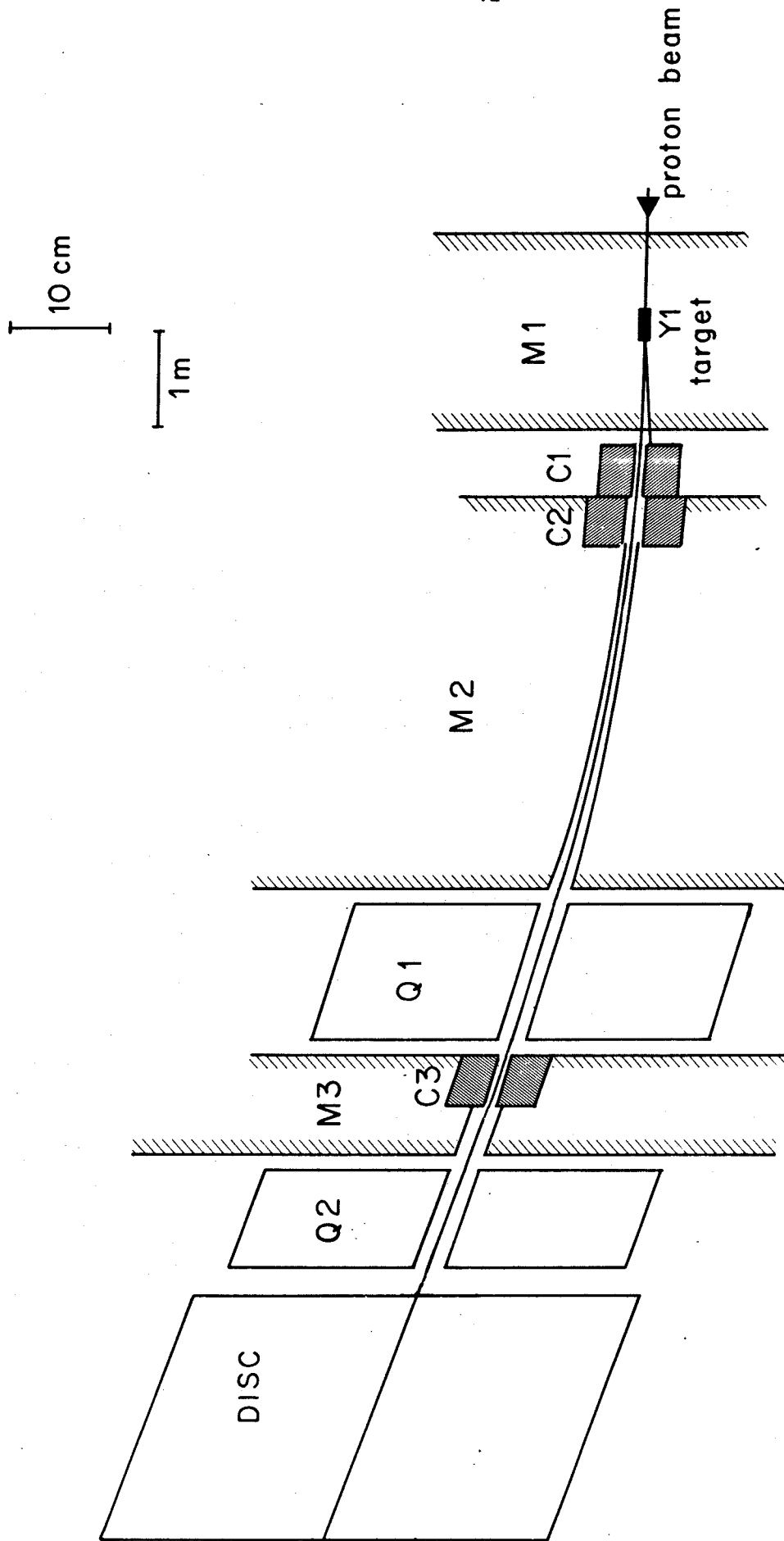


Figure 4: Le faisceau d'hyperons Λ^0

Les principaux paramètres du faisceau sont donnés dans la Table 2. L'acceptance en impulsion est de 10% (largeur à mi-hauteur). A l'entrée du DISC, le faisceau mesure 15 mm horizontalement et 20 mm verticalement.

TABLE 2

Paramètres du faisceau d'hypérons

Longueur du canal (cible - sortie de Q2)	9.8 m
Longueur du canal (cible - miroir du DISC)	12.6 m
Angle de déflexion total	40 mrad
Impulsion maximum	140 GeV/c
Acceptance angulaire horizontale	1 mrad
Acceptance angulaire verticale	2.3 mrad
Plage d'impulsion transmise à mi-hauteur	10%
Dimension du faisceau sur la cible: hor.	2 mm
ver.	1 mm
Intégrale du champ de M1 (max.)	6.2 T.m
Intégrale du champ de M2 (max.)	11.6 T.m
Intégrale du champ de M3 (max.)	3 T.m
Gradient maximum de Q1 (foc.ver.)	15.6 kG/m
Longueur de Q1	1.25 m
Gradient maximum de Q2 (foc.hor.)	15.6 kG/m
Longueur de Q2	0.935 m

2.3 LE COMPTEUR TCHERENKOV DIFFERENTIEL

Le compteur est présenté sur la Figure 5. L'anneau de lumière Tchérenkov est focalisé sur un diaphragme annulaire par un miroir et une lentille en quartz qui corrige les aberrations chromatiques (l'angle Tchérenkov varie de 1.8 mrad autour de sa valeur moyenne 40 mrad dans la plage de longueurs d'onde acceptées [240-490nm]). La lumière qui traverse l'ouverture de ce diaphragme est détectée par huit photomultiplificateurs.

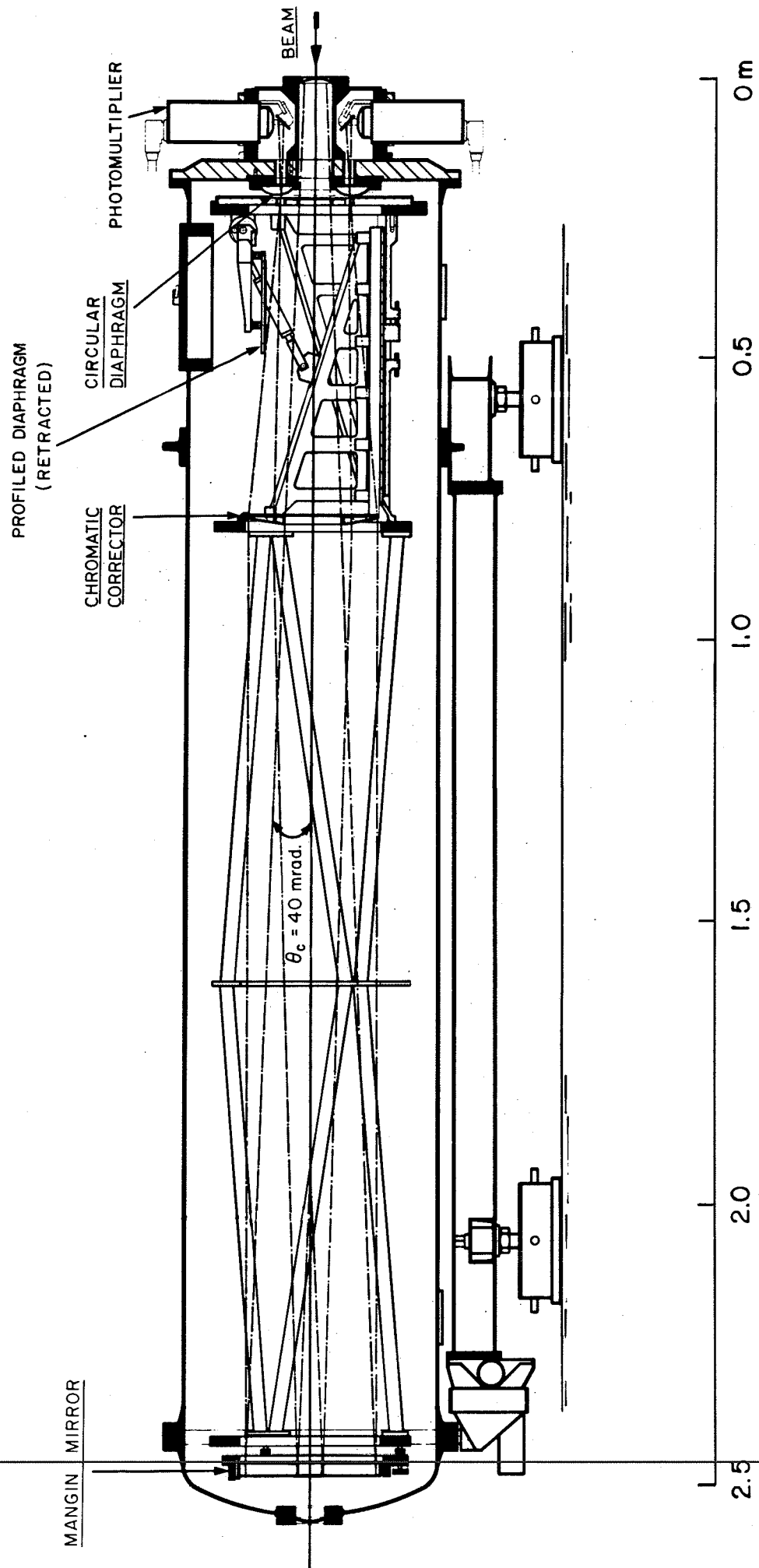


Figure 5: Le compteur Tchérenkov différentiel (DISC)

Les particules qui traversent le compteur émettent des photons sous un angle θ qui est fonction de la vitesse β de la particule et de l'indice de réfraction du milieu $n(\lambda)$:

$$(2.1) \quad \cos\theta(\lambda) = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)}$$

où λ est la longueur d'onde des photons.

Pour un faisceau de haute énergie ($1-\beta < 10^{-3}$),

$$(2.2) \quad \Delta\beta = \beta \cdot \tan\theta \cdot \Delta\theta \approx \tan\theta \cdot \Delta\theta$$

La différence $\Delta\beta_{12}$ entre les vitesses de deux particules de même impulsion p , mais de masse m_1 et m_2 , est donnée par la relation

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \Delta\beta_{12} &= (1+m_1^2/p^2)^{-1/2} - (1+m_2^2/p^2)^{-1/2} \\ &\approx (m_2^2 - m_1^2)/(2p^2) \end{aligned}$$

d'où la différence $\Delta\theta_{12}$ entre les angles de lumière Tchérenkov

$$(2.4) \quad \Delta\theta_{12} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2 \tan\theta}$$

Le diaphragme du compteur sélectionne la lumière provenant d'une plage angulaire $\Delta\theta$. Pour distinguer deux particules, il faut que

$$(2.5) \quad \Delta\theta < \Delta\theta_{12}$$

La séparation est d'autant meilleure que la valeur de θ est plus petite. Toutefois le nombre moyen de photons produits est proportionnel à $L \cdot \sin^2\theta$, L étant la longueur du milieu radiatif. Le nombre moyen de photoélectrons N dans le photomultiplicateur est donné par

$$(2.6) \quad N = AL \cdot \sin^2\theta \approx AL \cdot \theta^2$$

où A est un facteur dépendant de l'acceptance géométrique et de l'efficacité du photomultiplicateur.

Le compteur ne peut être arbitrairement long car, à 102 GeV/c, la longueur de désintégration des Ξ^- est égale à 3.7 m et l'effet de la diffusion multiple dans le gaz doit être négligeable par rapport à $\Delta\theta_{12}$. Un compromis a été trouvé entre le pouvoir de séparation, l'efficacité "optique" et les pertes par désintégration. La longueur du compteur a été fixée à 250 cm et l'angle Tchénkov est égal à 40 mrad. Ce qui correspond à une différence angulaire $\Delta\theta = 0.21$ mrad entre Σ^- et Ξ^- à 135 GeV/c. Le gaz utilisé est le CO_2 et sa pression peut être variée entre 1 et 3 atm, ce qui permet d'identifier des particules dont les vitesses sont comprises entre celles de π^- de 150 GeV/c et d' Ω^- de 75 GeV/c. Pour un diaphragme ouvert au maximum, l'efficacité "optique" du compteur est de $(90 \pm 2)\%$ pour une coïncidence entre les huit photomultiplicateurs. L'acceptance géométrique dépend essentiellement de l'ouverture du diaphragme; elle augmente avec celle-ci, alors que la résolution diminue.

Pour une pression donnée, c'est-à-dire pour un indice de réfraction donné, le compteur n'est sensible qu'aux particules ayant une vitesse satisfaisant l'équation (2.2). Si l'impulsion du faisceau est bien déterminée, à chaque type de particule correspond une vitesse. On peut ainsi mesurer en variant la pression le flux des différentes particules, l'ouverture du diaphragme devant être suffisamment petite pour assurer une bonne séparation. Les courbes en pression obtenues à 102 GeV/c et 135 GeV/c avec le faisceau négatif sont présentées dans les Figures 6a et 6b.

L'acceptance en impulsion et la dispersion du canal magnétique ne permettent pas d'obtenir une efficacité géométrique supérieure à 50%, si l'on veut distinguer Σ^- et Ξ^- . Les enveloppes des anneaux de lumière Tchénkov produits par les Σ^- et les Ξ^- sont présentées sur la Figure 7. La forme de l'enveloppe résulte de la corrélation entre l'angle de sortie du canal magnétique et l'impulsion, c'est-à-dire entre la position et le diamètre de l'anneau. Pour augmenter l'acceptance en impulsion, nous avons utilisé un diaphragme profilé dont la forme est présentée sur la Figure 8, ainsi que la position des photomultiplicateurs. La courbe en pression obtenue à 102 GeV/c avec le diaphragme profilé est présentée dans la Figure 9; l'accroissement de l'acceptance en impulsion élargit les pics mais augmente le nombre de Ξ^- acceptés de 60%. Il faut remarquer que le nombre de Ξ^- est approximativement dix fois plus petit que le nombre de Σ^- .

2.4 LES SCINTILLATEURS DE FAISCEAU

Le déclenchement sur les paricules incidentes est réalisé par une coïncidence entre une partie des scintillateurs de faisceau et le DISC. Huit scintillateurs ont été installés, cinq entre la fin du canal magnétique et l'entrée du DISC, trois à sa sortie. Les positions de ces compteurs sont présentées sur la Figure 10 et leurs dimensions sont données dans la Table 3.

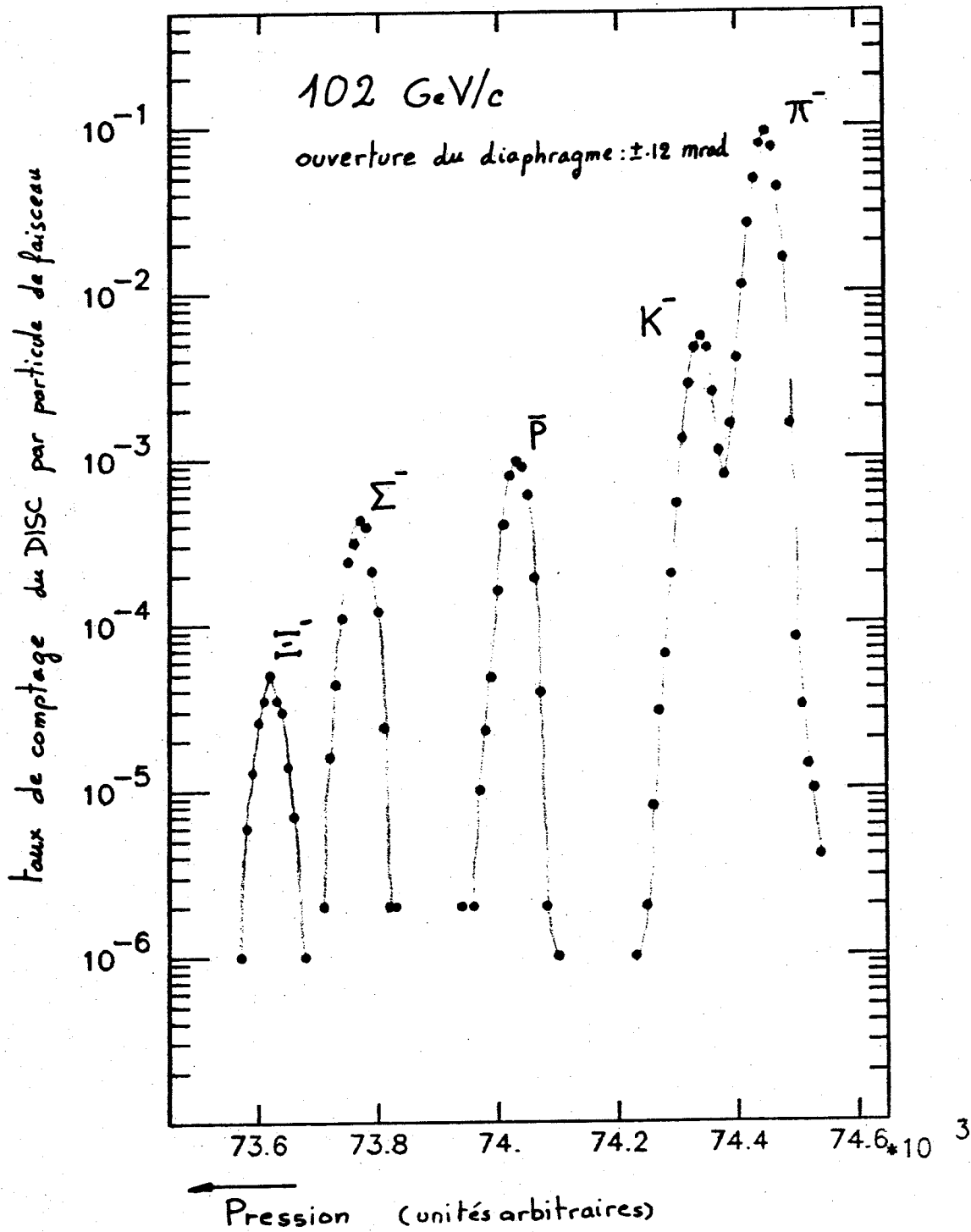


Figure 6a: Courbe en pression du DISC

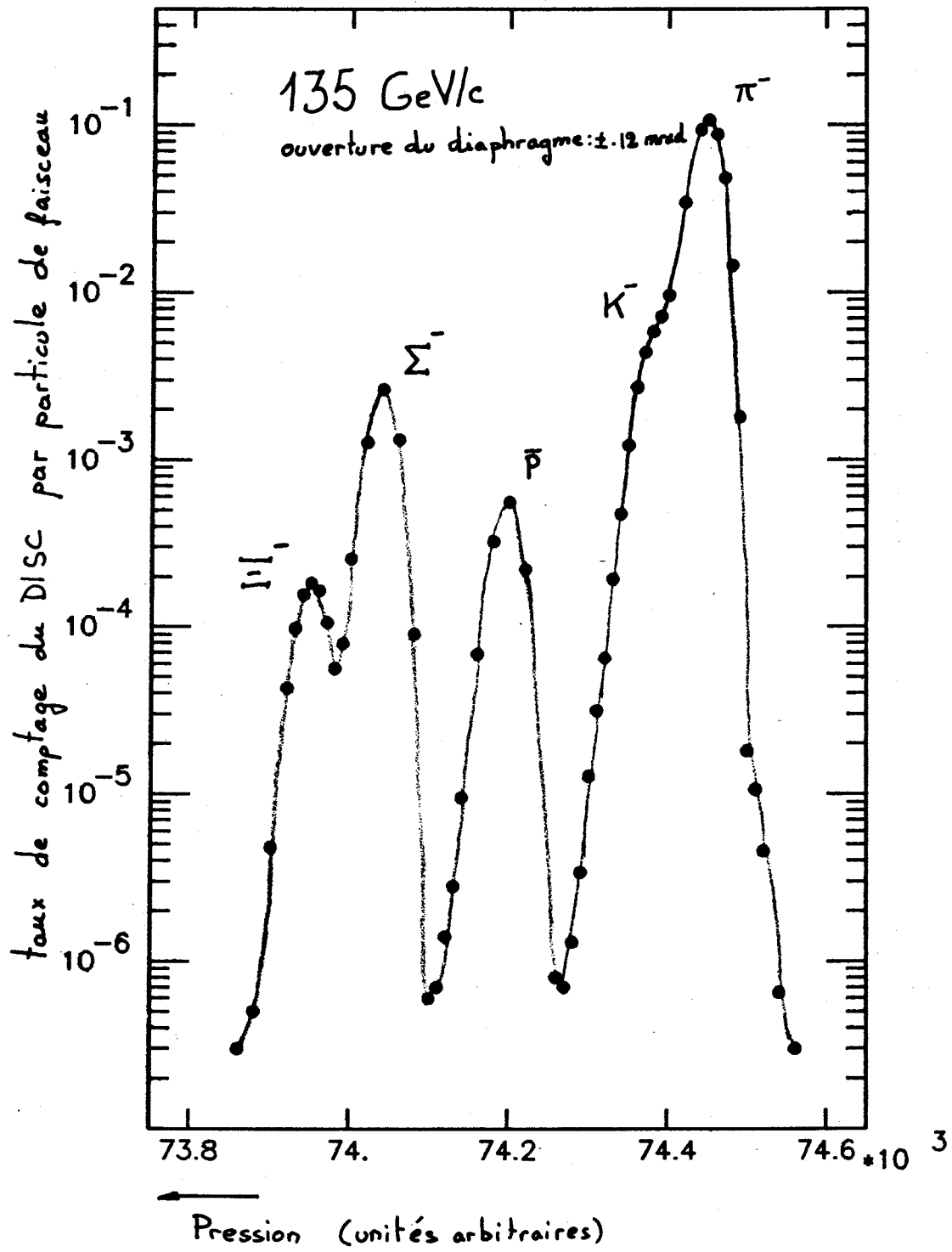


Figure 6b: Courbe en pression du DISC

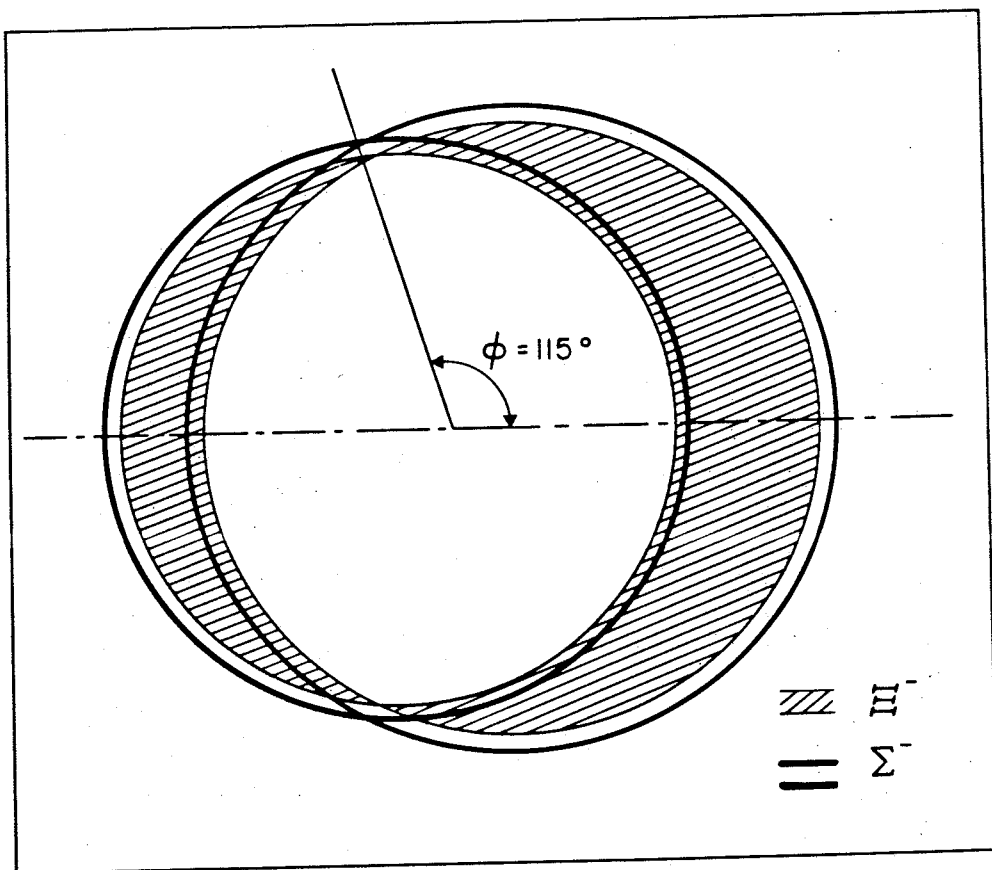


Figure 7: Envelopes des anneaux de lumière Tchérénkov

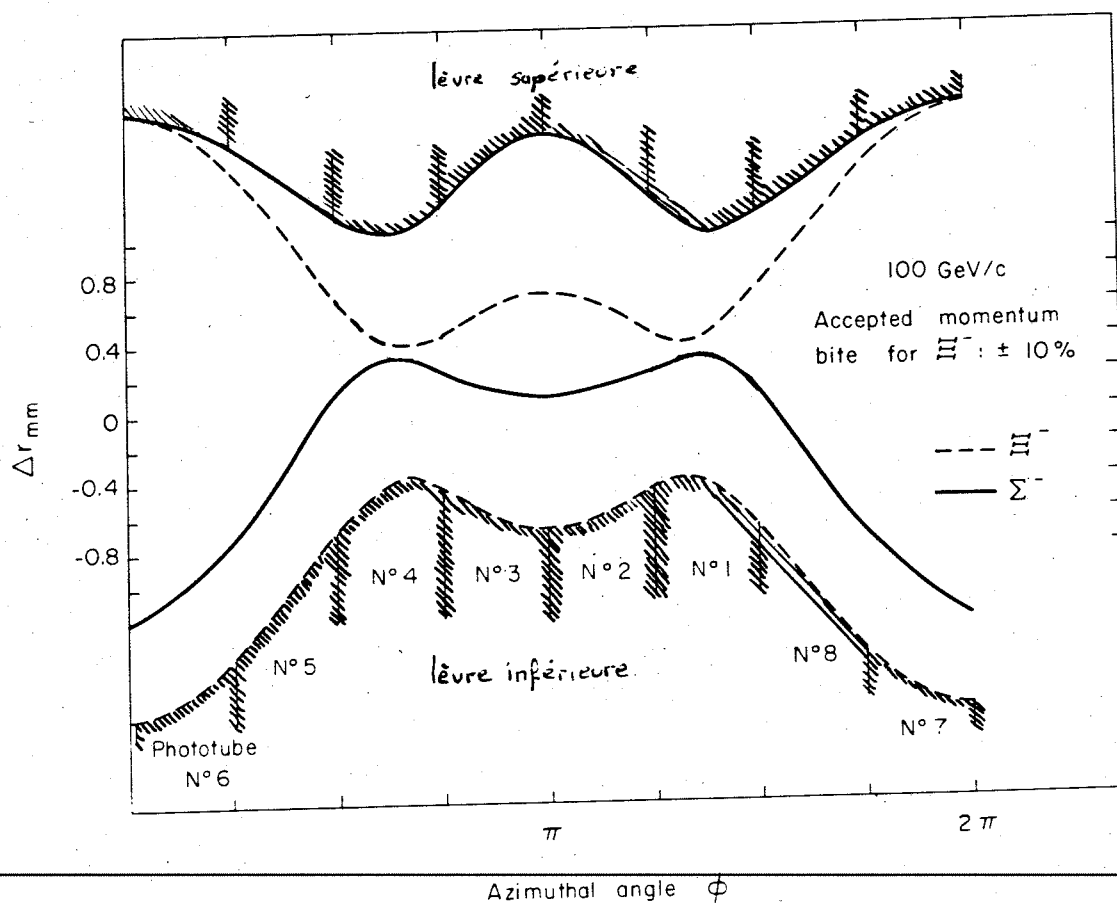


Figure 8: Forme radiale du diaphragme profilé

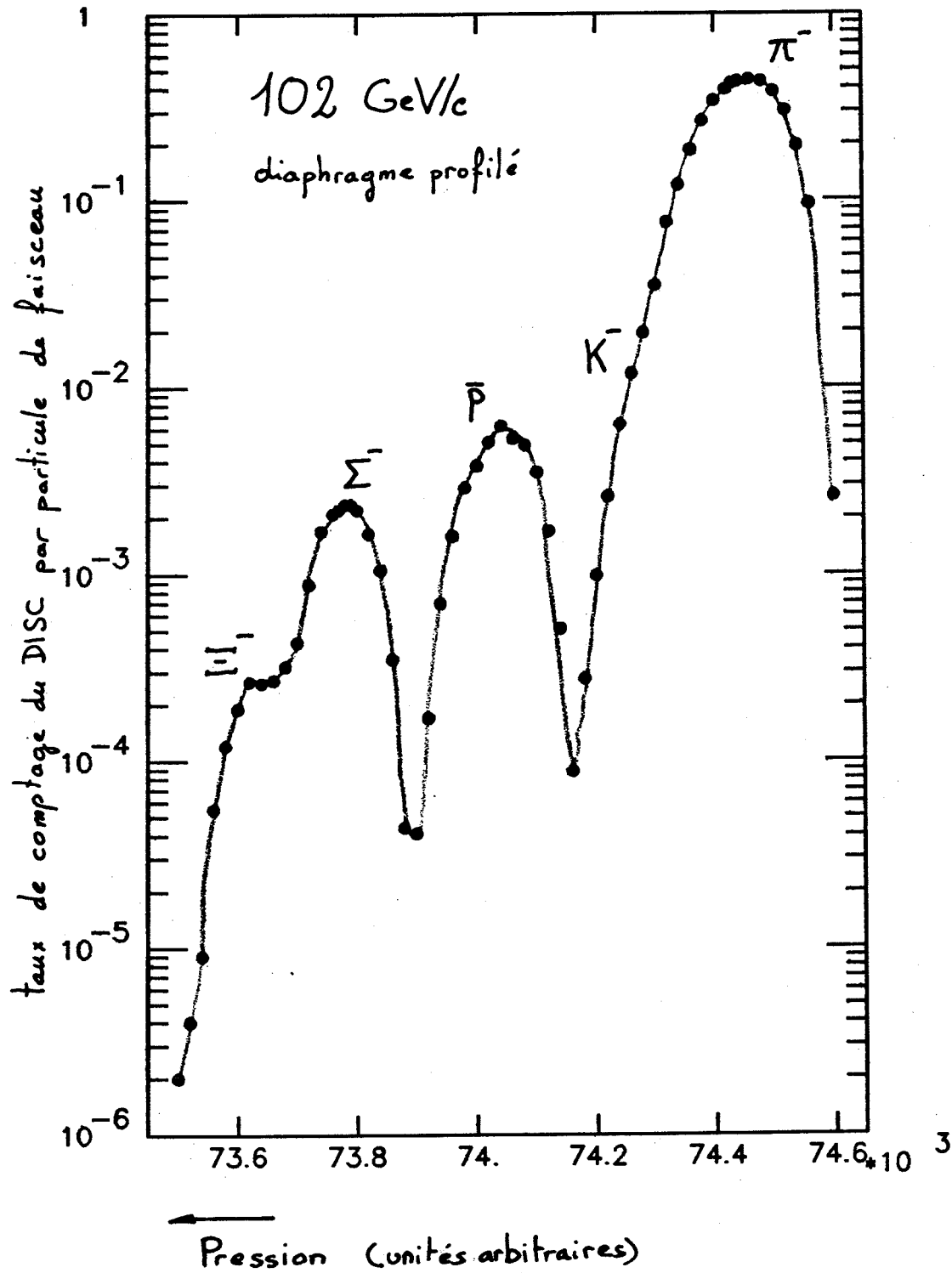


Figure 9: Courbe en pression du DISC

TABLE 3

Caractéristiques des scintillateurs de faisceau

scintillateur	dimension (X,Y) [cm]
S1	2.0x2.0
S2	2.0x2.0
T1	3.2x3.2
T2	3.0x3.0
V1	20x20 trou 3x3 au centre
V2	20x20 trou 3x3 au centre
W1	50x40
W2	25x28

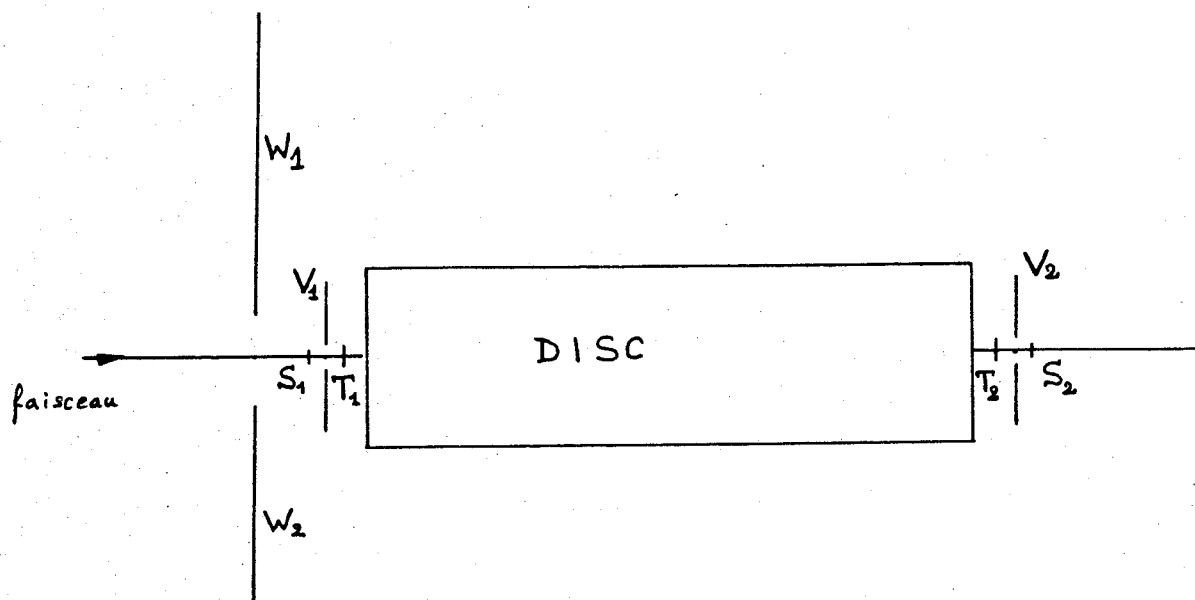


Figure 10: Les scintillateurs de faisceau

Seuls T1, T2 et V1 sont directement utilisés dans le déclenchement qui requiert la coïncidence T1·T2·V1·DISC. V1 réduit l'effet des particules du halo et les deux grands scintillateurs W1 et W2, situés à droite et à gauche de l'axe du faisceau, contrôlent son intensité. Les deux scin-

tillateurs S1 et S2 ont été introduits pour pouvoir imposer, si nécessaire, des conditions plus strictes sur le profil du faisceau utilisé. Le scintillateur V2 n'a pas été utilisé.

2.5 LES CIBLES

Les cibles ont été conçues pour la mesure des sections efficaces totales. La méthode de transmission requiert deux cibles identiques, une pleine et une vide. Comme nous voulions mesurer les sections efficaces sur l'hydrogène et le deutérium, trois cibles ont été construites.

Chacune est constituée d'un cylindre en acier de 0.2 mm d'épaisseur, de 2 m de long et de 6 cm de diamètre. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont en mylar de 0.2 mm d'épaisseur. Chaque cible est entourée d'un écran thermique formé d'un cylindre de cuivre de 10 cm de diamètre enveloppé dans plusieurs couches de mylar aluminisé qui servent d'écran au rayonnement. Le tout est contenu dans une enceinte à vide dont les fenêtres sont constituées de deux feuilles de mylar entre lesquelles circule de l'azote, ceci afin d'empêcher la pénétration de la vapeur d'eau à l'intérieur du système et, par suite, la formation de glace sur les fenêtres des cibles.

Les trois cibles sont montées parallèlement sur un chariot hydraulique qui peut être déplacé transversalement à l'axe du faisceau par commande CAMAC. Le passage d'une cible à l'autre peut se faire entre deux cycles du SPS, ce qui permet de changer régulièrement de cible sans perte de temps de faisceau. Au cours de la prise de données, un changement est intervenu tous les dix cycles du SPS.

Deux grandeurs caractéristiques de la cible interviennent directement dans le calcul de la section efficace totale: sa longueur et le nombre de centres de diffusion par cm^3 .

La longueur de chaque cible a été mesurée avec une précision supérieure à $\pm 0.02\%$:

$$L(\text{H}_2) = 1997.5 \pm 0.3 \text{ mm}$$

$$L(\text{D}_2) = 1998.8 \pm 0.3 \text{ mm}$$

La longueur effective de chaque cible est légèrement différente de la valeur donnée ci-dessus car les fenêtres de mylar ne sont pas planes. Le rayon de courbure R a été mesuré au voisinage du faisceau:

$$R = 75 \pm 5 \text{ mm}$$

Pour un faisceau cylindrique de diamètre d, d'intensité uniforme, la longueur effective L_{eff} est

$$L_{\text{eff}} = L - \Delta$$

$$\Delta = d^2/8R, \quad d = 19 \pm 3 \text{ mm}$$

d'où $\Delta = 0.6 \pm 0.2 \text{ mm}$, et par suite

$$L_{\text{eff}}(\text{H}_2) = 1996.9 \pm 4 \text{ mm}$$

$$L_{\text{eff}}(\text{D}_2) = 1998.2 \pm 4 \text{ mm}$$

Le nombre n de centre de diffusion par cm^3 est obtenu à partir du volume molaire V_m :

$$(2.7) \quad n = \frac{N_a \cdot x}{V_m}$$

$N_a = \text{Nbr. d'Avogadro}$
 $V_m : [\text{cm}^3/\text{mole}]$
 $x = \text{no d'atomes/molécule}$

Le volume molaire de l'hydrogène liquide est paramétrisé en fonction de la température par la forme [17]:

$$(2.8) \quad V_m^{-1} = V_c^{-1} + A(T_c - T)^{380} + B(T_c - T) + C(T_c - T)^{1/3} + D(T_c - T)^{5/3} + E(T_c - T)^2$$

où

$$\begin{aligned} A &= 0.73234603 \cdot 10^{-2} \\ B &= -.44074261 \cdot 10^{-3} \\ C &= 0.66207946 \cdot 10^{-3} \\ D &= -.29226363 \cdot 10^{-3} \\ E &= 0.40084907 \cdot 10^{-4} \\ T_c &= 32.976 \text{ }^\circ\text{K} \\ V_c^{-1} &= 0.01559 \text{ mole} \cdot \text{cm}^{-3} \end{aligned}$$

L'écart moyen entre cette paramétrisation et les données est égal à 0.044%, pour des températures comprises entre 13.8 °K et 32.98 °K.

Pour le deutérium, les données disponibles sont moins abondantes et ont été paramétrisées par

$$V_m = 0.340 T + 16.685$$

dans la plage de température [21-24] °K; l'écart moyen est égal à 0.06%.

Les échantillons de deutérium contiennent généralement une petite fraction d'hydrogène qui affecte la mesure de la section efficace totale. Pour pouvoir en tenir compte, il est indispensable de connaître sa concentration. L'hydrogène est présent sous la forme de molécules H_2 et HD . A 20 °K, les concentrations des molécules HD , H_2 et D_2 à l'équi-

libre satisfait l'équation [18]:

$$(2.10) \quad \frac{[\text{HD}]^2}{[\text{H}_2] \cdot [\text{D}_2]} = 0.151$$

Si le nombre d'atomes d'hydrogène représente moins de 1% du nombre d'atomes de deutérium, 94% de l'hydrogène se trouve sous forme de molécules HD. La pureté du deutérium a été mesurée par spectrométrie de masse et par chromatographie gazeuse. La chromatographie en phase gazeuse a donné un rapport molaire $\text{HD}:\text{D}_2 = 0.6 \pm 0.5\%$, alors que la spectrométrie de masse donne une limite supérieure $\text{HD}:\text{D}_2 < 0.5\%$.

Le volume molaire est mesuré avec une erreur qui dépend de la précision avec laquelle la température est connue. En dérivant les équations (2.8) et (2.9), on obtient

$$(2.11) \quad \frac{\delta V_m}{V_m} = 1.6\% / ^\circ\text{K} \text{ pour l'hydrogène à } 20.48 \text{ } ^\circ\text{K}$$

et

$$(2.12) \quad \frac{\delta V_m}{V_m} = 1.4\% / ^\circ\text{K} \text{ pour le deutérium à } 22.86 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Les températures 20.48 °K et 22.86 °K sont les températures moyennes mesurées de l'hydrogène et du deutérium liquides.

Pour que la précision de la mesure des sections efficaces totales soit supérieure à de 1%, il est nécessaire de connaître ces températures à $\pm 0.1 \text{ } ^\circ\text{K}$. Pour ce faire, nous avons utilisé d'une part des résistances au verre-carbone (Lake Shore Cryotronics, Inc.), d'autre part des diodes au silicium. Six résistances ont été disposées par paire au début, au milieu et à la fin de la cible d'hydrogène. De même trois résistances et trois diodes ont été installées dans la cible de deutérium; ce qui permet de déterminer la température de deux façons indépendantes.

De 3 °K à 300 °K, la résistance au verre-carbone a une dépendance en température qui peut être paramétrisée par la relation

$$R = \sum_{i=1}^2 \alpha_i \cdot T^{-3/2} \cdot \exp(\beta_i/T)$$

$$\frac{\alpha_1 \exp(\beta_1/T) + \alpha_2 \exp(\beta_2/T)}{T^{3/2}}$$

Les paramètres α_i et β_i sont caractéristiques de chaque résistance. Après calibration, la précision obtenue en température est supérieure à 0.02 °K.

La courbe caractéristique (tension-température) des diodes au silicium présente un brusque changement de pente au voisinage de 21 °K. C'est pourquoi celles-ci n'ont pu être utilisées pour mesurer la température de l'hydrogène. Au dessus de cette valeur, la relation peut être paramétrisée par

$$V = \alpha + \beta \cdot T + \gamma \cdot \exp(\delta/T)$$

où α, β, γ et δ sont des paramètres.

Au cours de la prise de données, les températures ont été enregistrées sur bande magnétique toutes les dix minutes. Les températures des cibles d'hydrogène et de deutérium sont respectivement connues à ± 0.02 °K et ± 0.03 °K; ce qui correspond à

$$(2.13) \quad \frac{\sigma(V_m)}{V_m} = \pm 0.03\% \quad (\text{hydrogène})$$

$$(2.14) \quad \frac{\sigma(V_m)}{V_m} = \pm 0.04\% \quad (\text{deutérium})$$

2.6 LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES

Les performances exigées de ces détecteurs sont liées à la méthode de mesure de la section efficace totale qui est déduite du nombre de particules transmises sans interaction. Ce nombre est obtenu en extrapolant à $\theta_{\max}=0$ (θ est l'angle de diffusion dans la cible) le nombre de particules transmises dans l'angle solide limité par $0 \leq \theta < \theta_{\max}$ (voir Chap.3). La précision obtenue est d'autant plus grande que la valeur de $\theta_{\max}$ est plus petite. La plus petite valeur de $\theta_{\max}$ pour laquelle le nombre de particules transmises peut encore être mesuré est limitée par la diffusion multiple dans la cible. A 102 GeV/c, l'angle moyen de diffusion multiple dans le deutérium liquide est 0.1 mrad. La résolution angulaire de l'appareillage doit être du même ordre. Toutefois, la longueur de désintégration des Ξ^- étant égale à 3.7 m, l'appareillage ne peut être arbitrairement long.

La désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ est reconnue géométriquement par l'angle entre les directions du Ξ^- et du π^- , inférieur à 10 mrad à 102 GeV/c. Une résolution de ≈ 0.2 mrad est souhaitable car l'on veut résoudre des angles de ≈ 1 mrad.

L'efficacité de détection des Ξ^- doit être indépendante de l'intensité du faisceau traversant les chambres dans la même région car le flux

de particules varie suivant la cible utilisée (vide ou pleine). D'autre part, les détecteurs doivent être très efficaces car l'erreur statistique dépend du nombre de Ξ^- reconstruits. De plus, l'expérience durant plusieurs années, ceux-ci doivent être résistants aux radiations.

Huit groupes de chambres proportionnelles multifils, A1, A2, B1, B2, C1, C2, D1 et D2, ont été construits. Les positions et les caractéristiques de ces détecteurs sont données dans la Figure 2 et la Table 4.

2.6.1 Les chambres proportionnelles A et B

Chaque groupe A contient quatre chambres, 2 plans X et 2 plans Y, qui ont une distance entre fils de lecture de 0.5 mm. Le premier est placé juste avant le DISC, le second juste après. Ces deux groupes ont une résolution angulaire théorique de ± 0.07 mrad. Ils ne contiennent aucun plan incliné car seuls sont sélectionnés les événements ayant une et une seule trace de faisceau.

La direction des Ξ^- transmis à travers la cible est mesurée par les groupes B1 et B2, l'un placé sitôt après la cible, l'autre 125 cm en aval. Chaque groupe contient deux plans X, deux plans Y, un plan U tourné de $+45^\circ$ par rapport à X et un plan V tourné de $+45^\circ$ par rapport à Y; ce qui permet d'associer correctement les projections X et Y lorsque plusieurs traces sont présentes. Comme pour les groupes A1 et A2, la distance interfil est égale à 0.5 mm, d'où une résolution de 0.12 mrad sur la direction du Ξ^- .

L'ensemble des chambres A et B permet de mesurer l'angle de diffusion à ± 0.14 mrad tout en minimisant les pertes par désintégration.

Les chambres A et B sont de construction identique. Toutefois ces dernières ont 160 fils de lecture, ce qui représente une surface sensible de 80×80 mm², alors que celle des chambres A n'est que de 32×32 mm².

Chaque chambre est constituée de deux cathodes en mylar graphité placées de chaque côté du plan de lecture. Les fils d'anode sont en tungstène doré de 10 μ m de diamètre. Sur les deux bords du plan de lecture quatre fils de garde, parallèles aux fils d'anode, ont été ajoutés afin d'éliminer les décharges entre anode et cathode. Ces fils sont mis à la terre et leurs diamètres sont respectivement égaux à 20, 50, 75 et 100 μ m.

Les fils de lecture ont été positionnés avec une précision de ± 4 μ m. Les plans d'anode et cathode sont distants de 2.5 mm. La chambre est isolée de l'extérieur par deux fenêtres en mylar tendues sur des cadres en fibre de verre. L'étanchéité est assurée par un joint O-ring en néoprène logé dans le cadre.

TABLE 4
Les chambres proportionnelles

groupe	coordonnées mesurées	position en Z [cm]	nombre de fils	distance interfil [mm]
A1	X	59.8	64	0.5
	Y	63.1		
	X	69.8		
	Y	73.1		
A2	X	349.3	64	0.5
	Y	352.8		
	X	359.5		
	Y	363.0		
B1	X	600.9	160	0.5
	Y	604.1		
	X	610.9		
	Y	614.1		
	U	618.5		
	V	621.8		
B2	X	724.3	160	0.5
	Y	727.6		
	X	734.3		
	Y	737.5		
	U	742.0		
	V	745.3		
C1	X	908.0	224	1.0
	Y	914.8		
	X	921.6		
	Y	928.4		
	U	935.2		
	V	942.0		
C2	X	1058.1	224	1.0
	Y	1064.9		
	X	1071.7		
	Y	1078.5		
	U	1085.3		
	V	1092.1		
D1	X	1248.4	416	1.0
	Y	1255.2		
	X	1262.0		

	Y	1268.8		
	U	1275.6		
	V	1282.4		
D2	U	1437.8	416	1.0
	V	1444.6		
	X	1451.6		
	Y	1458.2		
	X	1465.0		
	Y	1471.8		

Le gaz utilisé est une variante du gaz "magique":

- 58.8% argon
- 25.0% isobutane
- 15.0% méthylal
- 1.2% fréon

La courbe d'efficacité de ces chambres en fonction de la tension appliquée est présentée dans la Figure 11. Un plateau de 900 Volts est obtenu. Pour des raisons de bruit de fond, la tension de fonctionnement a été fixée entre 4.1 et 4.2 kV. Une résolution spatiale $\sigma = 150\mu\text{m}$ a été mesurée, en complet accord avec la résolution attendue théoriquement. L'efficacité des chambres a été continuellement contrôlée au cours de la prise de données; elle est toujours restée supérieure à 98%, sa valeur moyenne étant de 99.3%. Après plusieurs mois de fonctionnement, aucune détérioration n'a été constatée.

L'électronique utilisée est identique à celle des chambres C et D et sera décrite dans le prochain paragraphe.

2.6.2 Les chambres proportionnelles C et D

Les différentes expériences prévues dans le faisceau d'hypérons (mesures des sections efficaces totales et différentielles, production de résonances), ainsi que les caractéristiques du faisceau lui-même, ont dicté les dimensions et les spécifications des chambres C et D. Elles ont été utilisées pour déterminer l'angle de désintégration des hypérons et pour reconstruire les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Cela suppose une résolution angulaire de ± 0.1 mrad pour les groupes C et D. La longueur limitée de la zone expérimentale, la dimension de l'aimant et la longueur de désintégration des hypérons imposent une résolution spatiale de $300\mu\text{m}$, c'est-à-dire un fil de lecture tous les 1 mm.

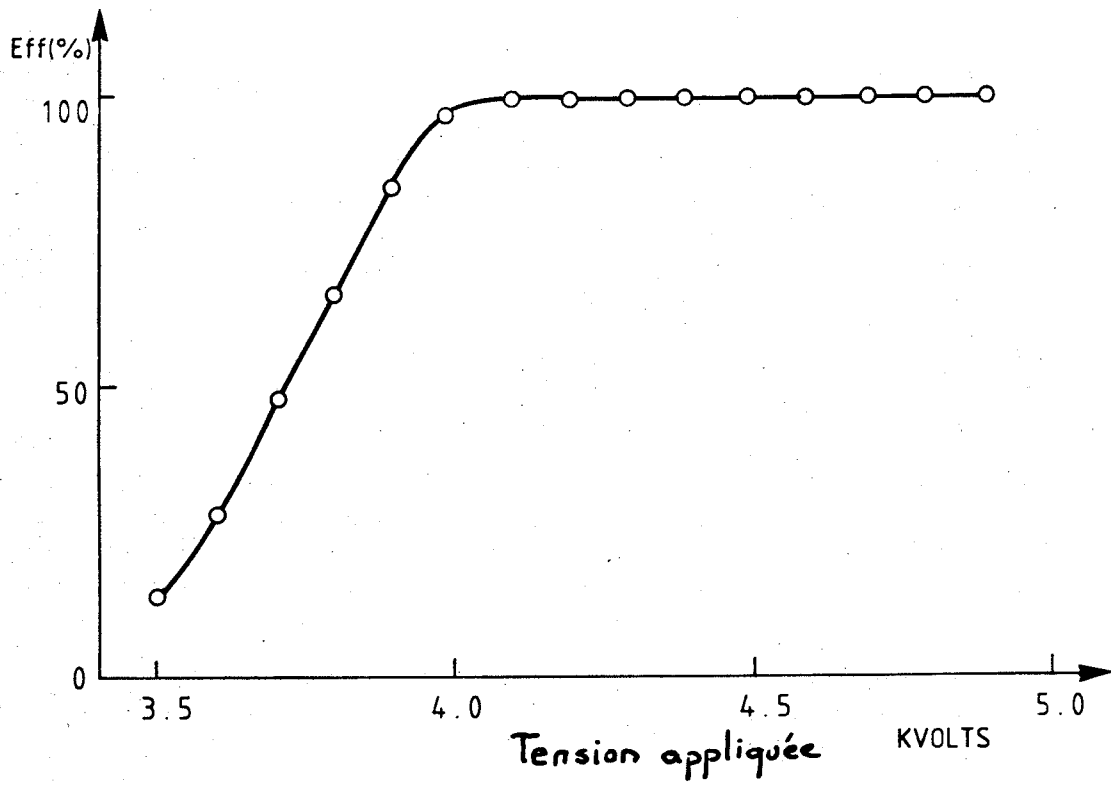


Figure 11: Courbe d'efficacité des chambres A/B

D'autre part, le proton provenant de la désintégration du Λ étant émis vers l'avant, sa trace se trouve dans la région du faisceau. Pour que l'efficacité de reconstruction des Λ reste élevée, une efficacité uniforme supérieure à 99% a été exigée de chaque plan. Le flux maximum attendu était d'environ 10^7 particules/sec dans $30 \times 30 \text{ mm}^2$, c'est-à-dire $3 \cdot 10^5$ particules/sec et par fil.

Les chambres C et D sont du même type, seules leurs dimensions sont différentes. Elles sont respectivement égales à $224 \times 224 \text{ mm}^2$ et $416 \times 416 \text{ mm}^2$. Les surfaces sensibles des groupes B, C et D couvrent complètement l'angle solide que représente la fenêtre d'entrée de l'aimant vu de la cible.

Les chambres ont été développées en plusieurs étapes. Tout d'abord les effets liés aux flux élevés et aux radiations ont été étudiés sur deux chambres préexistantes. Par la suite un prototype de chambre D a été construit. Son comportement a été étudié et comparé à ceux des chambres précédentes dans un faisceau test du CERN-PS; ce qui a permis de fixer les paramètres de ces chambres et de commencer la production de série. Six chambres, 3 C et 3 D, parmi les 24 construites, ont été testées au PS avant le montage de l'expérience dans la zone ouest.

2.6.2.1 Les caractéristiques mécaniques

Chaque chambre est constituée d'un plan de fils d'anode placé entre deux plans de mylar graphité qui constituent les cathodes; les fils d'anode sont à la terre à travers les amplificateurs, alors qu'une tension négative est appliquée aux cathodes. Les principaux paramètres à fixer sont les suivants :

- distance s séparant les fils de lecture
- longueur L et diamètre d des fils
- distance l entre plans d'anode et cathode

Les paramètres s et L sont respectivement déterminés par la résolution spatiale et la surface sensible demandées.

Le gain M d'un compteur proportionnel dépend de la capacité linéaire des fils d'anode, C , et de la tension V_0 appliquée [19]:

$$M = \exp(k \cdot C V_0)$$

où

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(\pi d/s)}$$

et $V_0 \gg V_s$, V_s étant la tension minimum nécessaire à la production d'une avalanche; V_s augmente avec le diamètre du fil.

La Table 5 donne la capacité C par unité de longueur pour différentes valeurs de l, s et d . On constate que C varie fortement avec l et relativement peu avec d .

TABLE 5

Capacité linéaire des fils [pF/m]

s [mm]	d [μm]	l [mm]		
		4	6	8
1	10	3.47	2.49	1.94
	20	3.63	2.57	1.99
	30	3.73	2.62	2.02
2	10	5.33	4.10	3.33
	20	5.71	4.32	3.47
	30	5.96	4.46	3.56

Les chambres avec $s=2\text{mm}$ et $d=8\text{mm}$ sont communes. Un interfil de 1mm implique, pour un même gain, une plus petite valeur de d ou/et une plus grande tension V_0 . Il est très difficile de faire fonctionner des chambres ayant nos dimensions avec une valeur de l inférieure à 4mm ; de plus, malgré la réduction de V_0 , le nombre de décharges augmente. Un compromis a été trouvé et a conduit à des valeurs l et V_0 égales à 6mm et 5700 V , respectivement.

La tolérance sur les variations de gain dans la chambre détermine celles sur les paramètres s , l , d et V_0 (la valeur de s est aussi dictée par la précision de localisation requise). Le gain est très sensible à la position des fils d'anode car il dépend fortement de la forme du champ électrique.

Les chambres ont un gain de 10^5 - 10^6 qui varie de la façon suivante avec les écarts des différents paramètres:

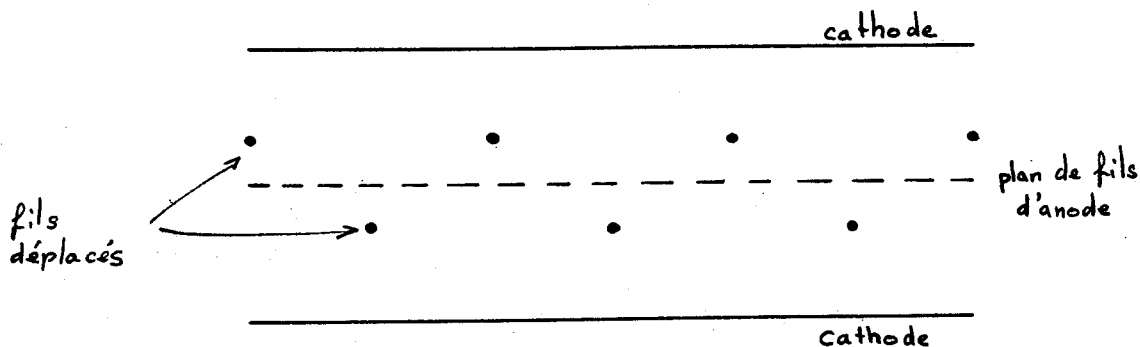
$$\frac{\Delta M}{M} \approx 0.6 \frac{\Delta d}{d}$$

$$\frac{\Delta M}{M} = 11 \frac{\Delta l}{l}$$

$$\frac{\Delta M}{M} = 13 \frac{\Delta V_0}{V_0}$$

Un des paramètres les plus critiques est la distance interfil s dont une variation de 1% provoque une variation de 20-30% du gain [20]. Les fils ont été soudés sous microscope à l'aide d'un peigne photogravé constitué d'une gorge de 50 μm tous les 1 mm. La précision obtenue sur la position des fils est supérieure à 10 μm .

De plus, les fils ne sont dans un équilibre stable que pour des tensions V_0 inférieures à une certaine tension critique V_c , au dessus de laquelle les fils se déplacent en quinconce au dessus et au dessous du plan d'anode [19]:



La tension critique V_c dépend de la tension mécanique des fils. La condition de stabilité est la suivante [19] :

$$T \geq T_c = 1/(4\pi\epsilon_0) \cdot (CV_0L/s)^2$$

i.e. $T \geq 0.34 \text{ N}$ soit 35 g ; avec $d=20\mu\text{m}$ et $L=416\text{mm}$.

La tension mécanique que peut supporter chaque fil augmente avec son diamètre. Nous avons choisi ce diamètre aussi petit que possible, de façon à minimiser la tension de seuil V_s , mais tel que les fils puissent supporter une tension mécanique qui évite l'instabilité. Le diamètre est égal à $(20.0 \pm 2)\mu\text{m}$; l'alliage choisi (97% tungstène, 3% rhénium) donne aux fils de 20 μm une tension de rupture de 130 gf, ce qui permet aisément une tension de travail de 80 gf.

Tous les cadres en aluminium ont été usinés avec une précision de 0.1 mm. Les différents plans constituant la chambre sont présentés dans la Figure 12.

Chaque chambre a été nettoyée par ultrasons dans un bain d'alcool isopropylique et séchée sous vide avant d'être montée. Le gain de la chambre varie approximativement de 20% lorsque la distance anode-cathode varie de 0.1 mm. Pour limiter la déflexion électrostatique, les feuilles de mylar graphité qui constituent les plans de cathode ont été tendues avant d'être collées sur les cadres. Afin d'éviter les décharges, ces plans ont été soigneusement polis.

2.6.2.2 Le gaz

Nous avons choisi le gaz en fonction, entre autres, des considérations suivantes:

- une tension de seuil V_s aussi faible que possible, de façon à limiter les effets des décharges
- aucune détérioration due aux radiations ne doit être observée pendant la prise de données; ce qui, dans notre cas, correspondait à quelques 10^{11} particules/cm²

La tension de seuil la plus faible est obtenue dans les gaz nobles comme l'argon, car, contrairement aux gaz composés de molécules complexes, il ne possède que peu de façons non-ionisantes de dissiper l'énergie. C'est pourquoi il constitue généralement la composante principale du gaz. Toutefois, on ne peut obtenir un gain supérieur à 10^3 - 10^4 sans clacages. Ceci est dû aux atomes ionisés dans l'avalanche qui émettent des photons qui, à leur tour, arrachent des électrons à la cathode, déclenchant ainsi de nouvelles avalanches. Pour absorber ces photons, on ajoute un gaz composé de molécules polyatomiques possédant de nombreux modes d'excitation. L'isobutane (C_4H_{10}) et le méthane (CH_4) sont couramment utilisés. Sous l'effet des radiations, ces molécules se dissocient en molécules plus simples ou polymérisent. La chambre est rendue localement inefficace si la polymérisation se produit sur les fils d'anode.

Nous avons utilisé l'éthane (C_2H_6) qui est sensé être moins sensible aux radiations. Notre premier mélange de gaz était composé de

- 60% Ar
- 40% C_2H_6

L'efficacité du prototype de chambre D en fonction de la tension appliquée est présentée dans la Figure 13a. La courbe a été obtenue avec une source radioactive; on observe un plateau de 300 V. Des décharges sont apparues à partir de 5500 V. Lorsque ce prototype a été testé dans un faisceau du CERN-PS, les décharges se sont produites à chaque bouffée de particules. Pour les supprimer, 1% de fréon 1381 (CF_3Br) a été introduit. Ce gaz électronégatif capture une fraction des électrons avant que ceux-ci n'atteignent la région de multiplication. Pour supprimer toute polymérisation de l'éthane, 1% d'alcool isopropylique a été ajoutée; l'argon barbotant dans l'alcool à +5 °C.

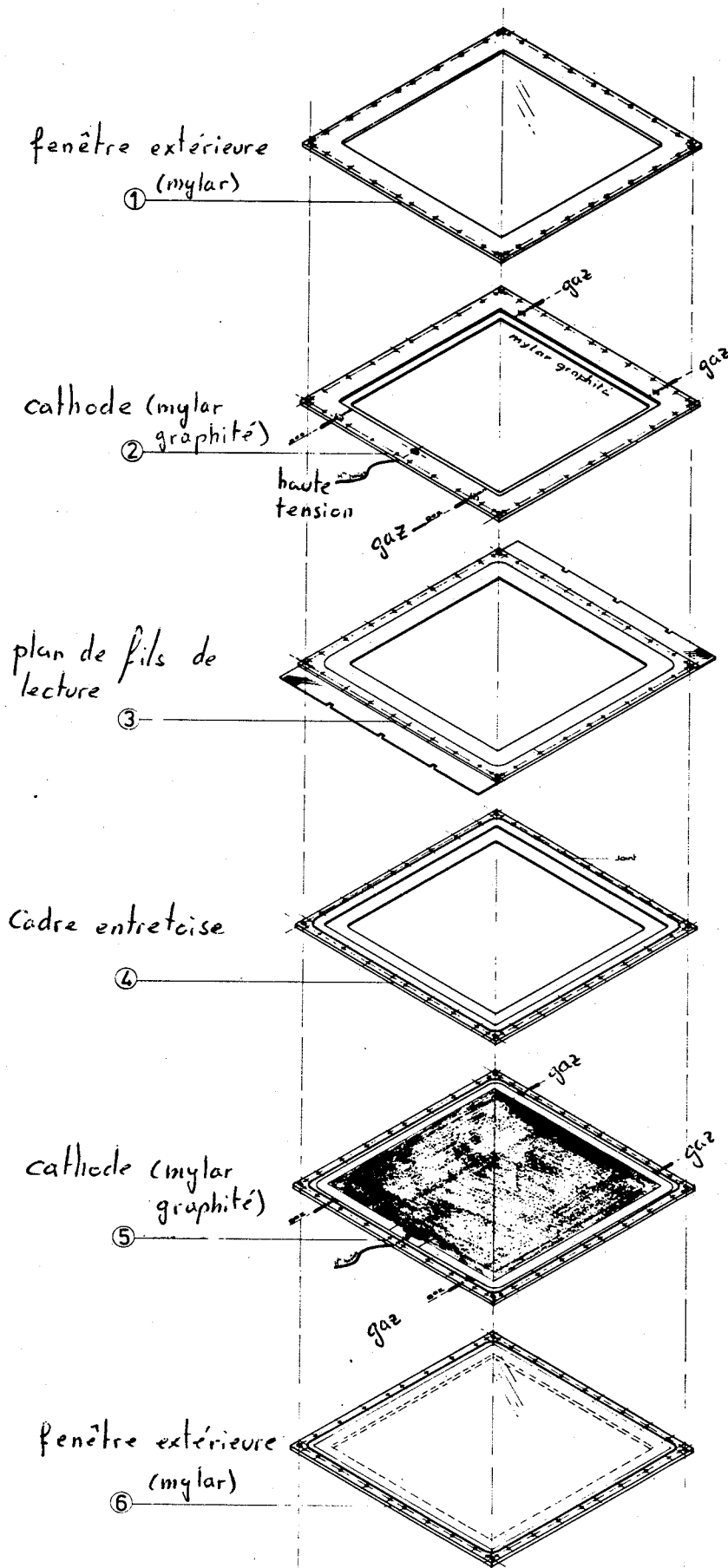


Figure 12: Vue éclatée d'une chambre C/D

Le mélange final est le suivant

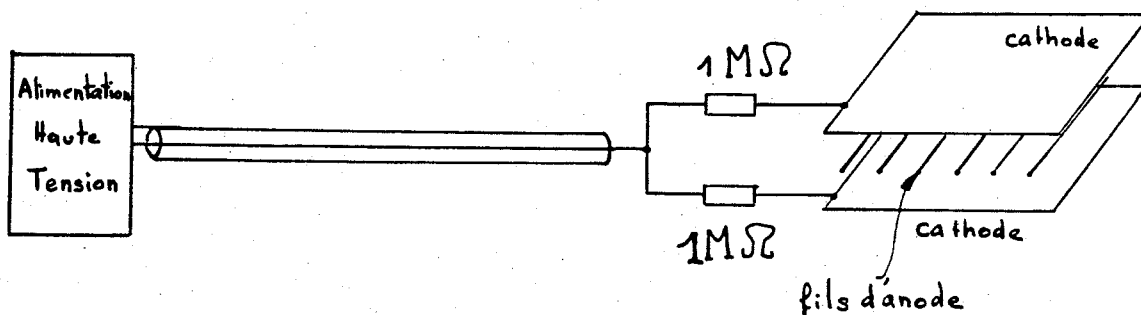
- 73% argon
- 25% éthane
- 1% fréon
- 1% alcool isopropylique

Le plateau obtenu avec ce mélange (Figure 13b) est déplacé de +100 V, mais le point d'amorce des décharges est déplacé de plus de 400 V, d'où un plateau de 600 V. Une réduction du taux de fréon à 0.8% accroît le plateau de 100 V mais fait des apparaître des décharges.

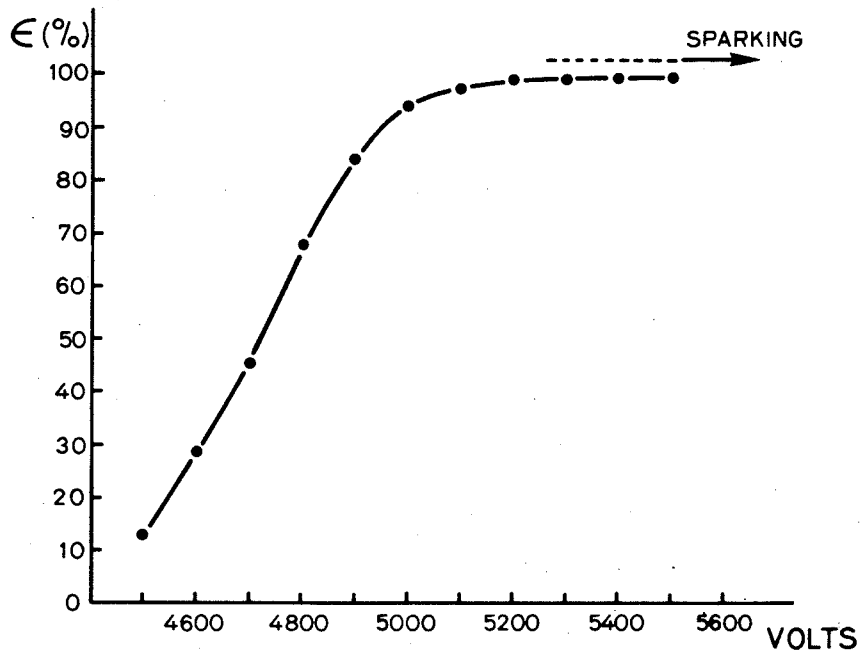
Aucune détérioration des performances n'a été constatée après une dose intégrée de $2 \cdot 10^{11}$ particules/cm².

2.6.2.3 L'électronique

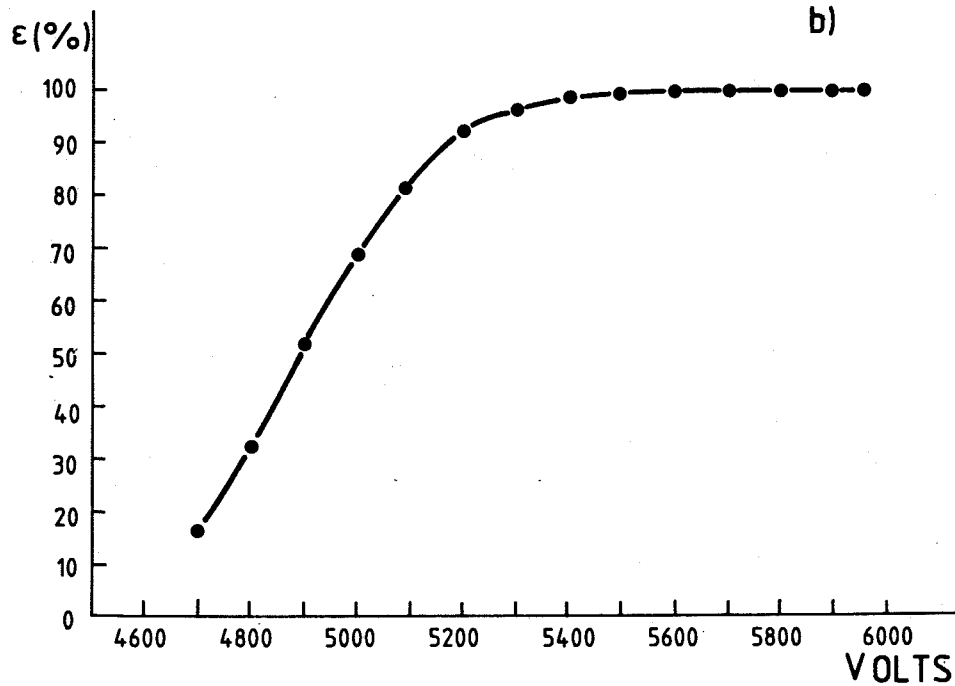
Les décharges se produisent généralement par groupe, c'est pourquoi chaque alimentation haute-tension a été équipée d'un mécanisme protégeant la chambre; sauf, évidemment, contre la première décharge de chaque groupe. Le courant est, d'autre part, limité par la résistance du plan graphité (résistivité 5-10 k Ω /cm²) et par une résistance de 1M Ω , en série sur l'alimentation.



a)



b)



Figures 13: Courbes d'efficacité des chambres D

a) mélange de gaz : 60% argon, 40% éthane

b) mélange final : 73% argon, 25% éthane, 1% fréon, 1% alcool

Ces résistances ne peuvent être beaucoup plus grandes, car le courant qui les traverse à chaque bouffée est de $20 \mu\text{A}$ et provoque, pour un flux de 10^6 particules/sec, une baisse de tension $\approx 20 \text{ V}$.

Les signaux des fils sont amplifiés; le circuit choisi, Alcatel Hybrid 1372, est un amplificateur de charge à contre réaction négative et possède deux sorties, une positive et une négative. Il est présenté sur la Figure 14.

Les trois diodes et la résistance de 300Ω à l'entrée de l'amplificateur ont pour but de protéger le circuit des décharges de la chambre.

La valeur de la résistance de contre réaction a été fixée en tenant compte des faits suivants:

1. le temps mort t_m de l'amplificateur est proportionnel à la largeur des impulsions de sortie qui diminue avec R_c
2. l'amplitude des signaux de sortie diminue avec R_c
3. les signaux de sortie sont amenés jusqu'aux mémoires du système de lecture par une paire de fils torsadés de 35 m de long. Le seuil des mémoires est réglable. Toutefois, des oscillations apparaissent lorsque le seuil est inférieur à une certaine valeur critique. D'autre part l'efficacité du système diminue lorsque la valeur du seuil augmente

La valeur de R_c choisie, $15 \text{ k}\Omega$, produit des impulsions de sortie de 80 ns dont les amplitudes sont suffisamment grandes pour que le seuil puisse être fixé à une valeur qui évite à la fois les oscillations et les pertes d'efficacité. Pour un flux de $3 \cdot 10^5$ particules/sec/fil, le temps mort de l'amplificateur est égal à

$$t_m = (3 \cdot 10^5 \text{ part/sec}) \cdot 80 \text{ ns} = 2.4 \cdot 10^{-2}$$

ce qui correspond à une inefficacité de 2.4%.

Les variations de la courbe de plateau en fonction de R_c sont présentées dans la Figure 15. Le plateau diminue de 150 V lorsque la valeur de R_c varie de $26 \text{ k}\Omega$ à $15 \text{ k}\Omega$.

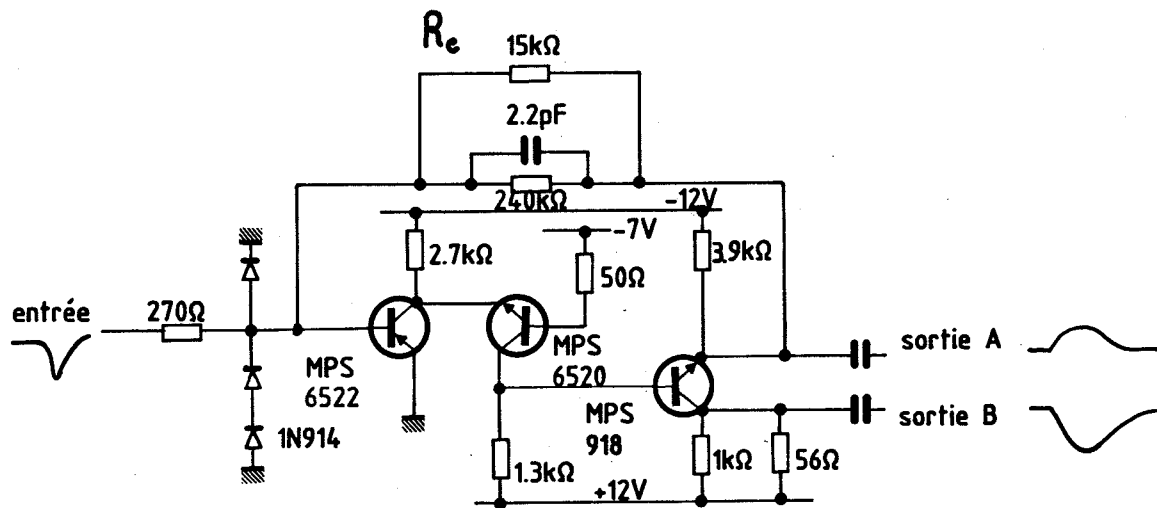


Figure 14 : Circuit de l'amplificateur de charge Alcatel Hybrid 1372.

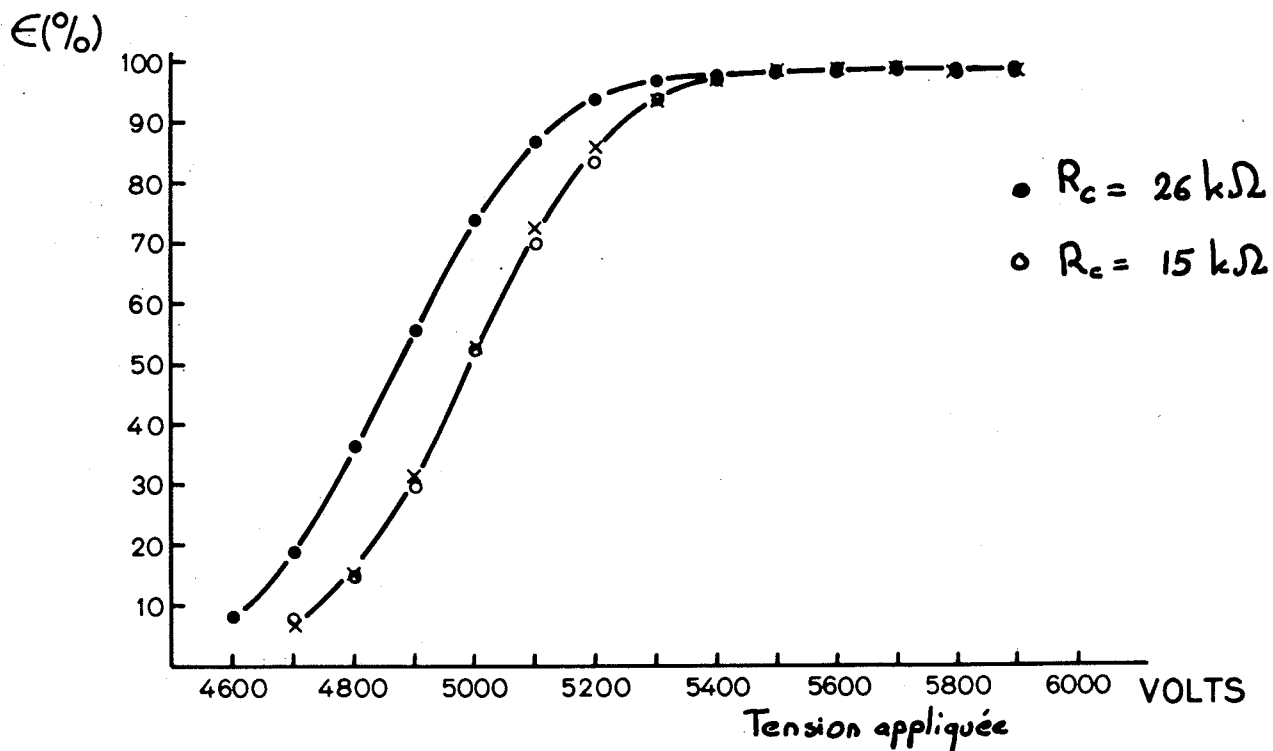


Figure 15 : Variation de la courbe d'efficacité en fonction de la résistance de contre réaction R_c

2.6.2.4 Les performances

La résolution mesurée, pour une particule, des chambres C et D correspond parfaitement à la résolution attendue :

$$\sigma_{th} = s/\sqrt{12} = 0.29 \text{ mm}, \quad \text{avec } s=1\text{mm et 1 seul fil touché}$$

$$\sigma_{exp} = 0.29 \pm 0.02 \text{ mm}$$

σ_{exp} augmente avec le nombre de fils touchés/particule et devrait donc être légèrement supérieure à σ_{th} . Toutefois, nous avons mesuré une moyenne de 1.05 fils/particule, suffisamment proche de 1.0 pour que la résolution expérimentale ne s'écarte pas de la résolution théorique.

L'efficacité est limitée par deux effets qui dépendent de l'intensité du faisceau: le temps mort électronique et la charge d'espace.

Dans l'avalanche, les ions positifs sont produits très près du fil. Ils diminuent le champ électrique, rendant ainsi la chambre localement inefficace. Le champ électrique initial n'est entièrement rétabli qu'après collection des ions sur la cathode. La vitesse de ceux-ci étant approximativement égale à $22 \mu\text{s/mm}$, il faut $\approx 130 \mu\text{s}$ pour les collecter. Si l'intensité est suffisamment élevée, il y aura un mouvement continu d'ions vers la cathode. Ce courant de charges positives réduit la tension effective dans la chambre (Figure 16). On observe un déplacement de 50 V du plateau et une inefficacité de 2% dont la moitié est due au temps mort électronique. L'inefficacité des chambres a été mesurée en fonction de l'intensité (Figure 17). La ligne en pointillé représente l'effet du temps mort de l'électronique.

L'intensité dans la région du faisceau pendant la prise de donnée était de $10^3 \text{ part/mm}^2/\text{sec}$, correspondant à une inefficacité de 1%.

L'efficacité mesurée est constante dans toute la surface sensible de chaque chambre.

Les performances des 24 chambres construites sont très semblables; une dispersion inférieure à 100V a été mesurée entre les différentes courbes de plateau.

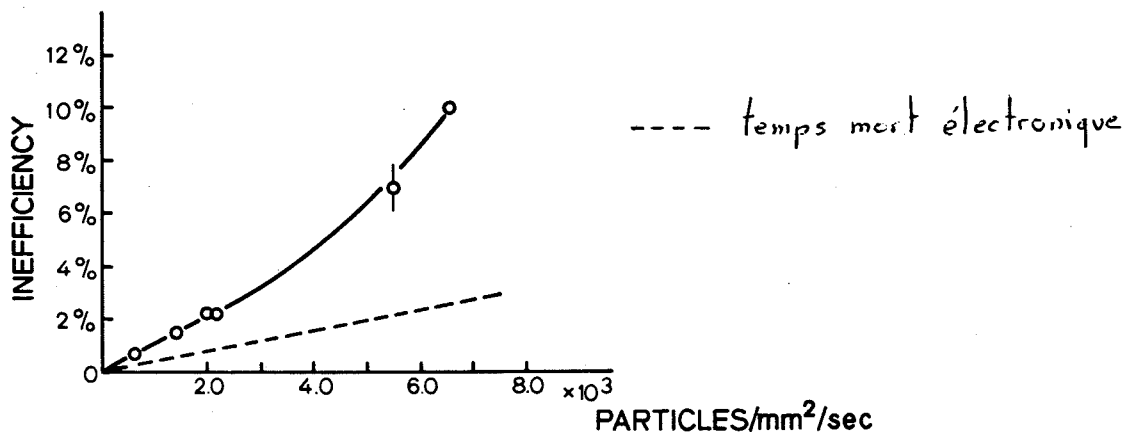
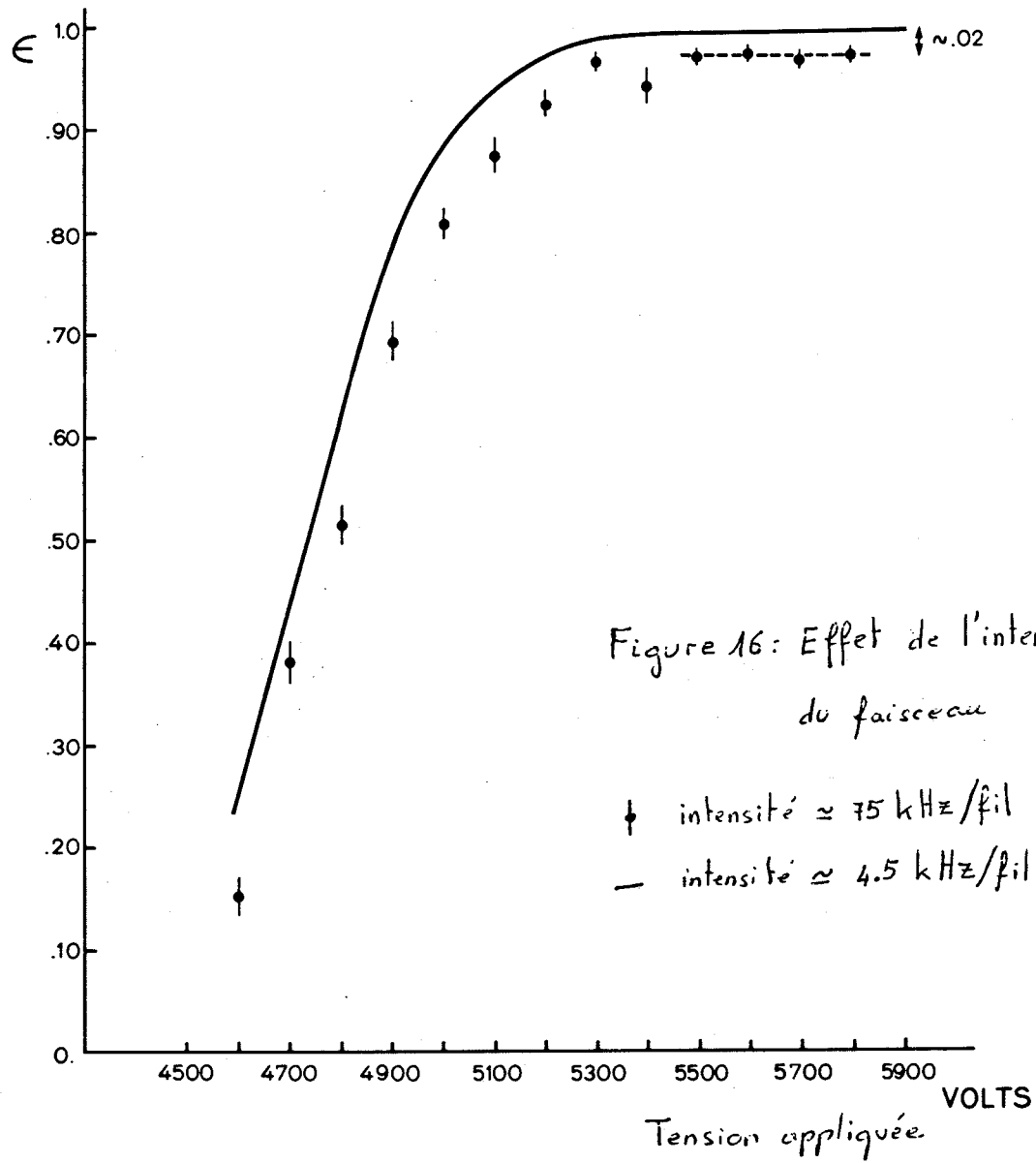


Figure 17: Inefficacité des chambres en fonction du flux incident

2.7 L'AIMANT

L'aimant, dont le champ magnétique est vertical, a une ouverture de $60 \times 60 \text{ cm}^2$ et des pièces polaires longues de 240 cm. Deux plaques de blindage ont été ajoutées sur la partie amont.

Le champ a été mesuré en chaque point d'un réseau cubique de 6 cm de côté. Son profil est présenté sur la Figure 18. L'intégrale de la composante verticale du champ le long d'un axe passant par le centre des fenêtres d'entrée et de sortie vaut 2.6 Tm, ce qui correspond à une impulsion transverse de 0.78 GeV/c.

La déflexion horizontale δ dépend de l'impulsion P et de la charge de la particule ainsi que de l'intégrale de la composante verticale du champ le long de la trajectoire. Le champ n'étant pas tout à fait homogène, cette dernière intégrale varie selon la partie de volume magnétique traversé. La trajectoire de la particule étant fonction de sa position et de son impulsion $\vec{P}$ à l'entrée du volume magnétique, l'inverse de l'impulsion a été paramétrisé en fonction des cinq variables X, Y, θ_h, θ_v et δ :

$$\pm P^{-1} = f(X, Y, \theta_h, \theta_v, \delta)$$

où

$$\delta = \sin \theta_s - \sin \theta_e$$

θ_e, θ_s : angles horizontal d'entrée et de sortie

θ_h, θ_v : angles horizontal et vertical d'entrée ($\theta_h = \theta_e$)

$\pm$: signe de la charge

La méthode utilisée pour paramétriser le champ est la suivante. Tout d'abord, des traces sont générées à travers l'aimant en utilisant directement la carte de champ, pour différentes valeurs de X, Y, θ_h, θ_v et P comprises dans les plages

$$-27 \leq X, Y \leq 27 \text{ cm}$$

$$-25 \leq \theta_e, \theta_v \leq 25 \text{ mrad}$$

$$-0.025 \leq \delta \leq 0.025$$

Ce qui fournit un ensemble de points $(\delta, X, Y, \theta_h, \theta_v, P)$. La fonction f utilisée est une somme de produits de polynômes de Tchébychev. Le programme d'ajustement détermine les coefficients de ces polynômes en utilisant les points $(P, X, Y, \theta_h, \theta_v, \delta)$ obtenus précédemment [21]. La qualité de la paramétrisation a été évaluée de la façon suivante. Des traces d'impulsion connue ont été générées à travers l'aimant en utilisant directement la carte de champ, comme auparavant. L'impulsion obtenue à l'aide de la paramétrisation est ensuite comparée à celle générée. La qualité de la paramétrisation dépend principalement de l'impulsion et de la position d'entrée (Table 6); l'erreur sur P est inférieure à $\pm 1\%$ au dessus de 15 GeV/c et à $\pm 0.5\%$ si l'on se restreint à la partie centrale de la fenêtre d'entrée ($40 \times 40 \text{ cm}^2$).

TABLE 6

Test de la paramétrisation du champ magnétique

 $\Delta P/P$ [%]

position d'entrée		plage d'impulsion de la particule [GeV/c]				
X	Y	[5-10]	[10-15]	[15-30]	[30-50]	[50-80]
[cm]						
[-15,15]	[-15,15]	1.3	0.7	0.4	0.3	0.4
[-30,-15]	[-30,30]	1.8	1.6	1.3	1.3	1.3
[30,15]	[-30,30]	2.1	1.5	1.3	1.1	1.3
[-30,30]	[-30,-15]	1.4	1.3	1.1	1.1	1.2
[-30,30]	[30,15]	1.5	1.3	1.0	1.1	1.3

2.8 LES CHAMBRES A DERIVE

Situées après l'aimant, elles mesurent la trajectoire des particules dans la seconde partie du spectromètre. Six chambres ont été utilisées; leurs positions et caractéristiques sont données dans la Table 7.

La structure des modules est présentée sur la Figure 19. Les fils d'anode sont répartis sur deux plans décalés de façon à lever l'ambiguïté gauche-droite. La distance de migration est inférieure à 10 mm. L'une des cathodes a été segmentée, orthogonalement aux fils d'anode, en bandes de 20 mm de largeur. La lecture des impulsions induites sur ces bandes mesure la coordonnée perpendiculaire à celle mesurée par les fils.

Les deux premières chambres ont une surface active de 127x96 cm². Elles possèdent chacune deux plans de fils perpendiculaires. Chaque coordonnée X et Y est donc mesurée à la fois par un plan de fils et par une cathode.

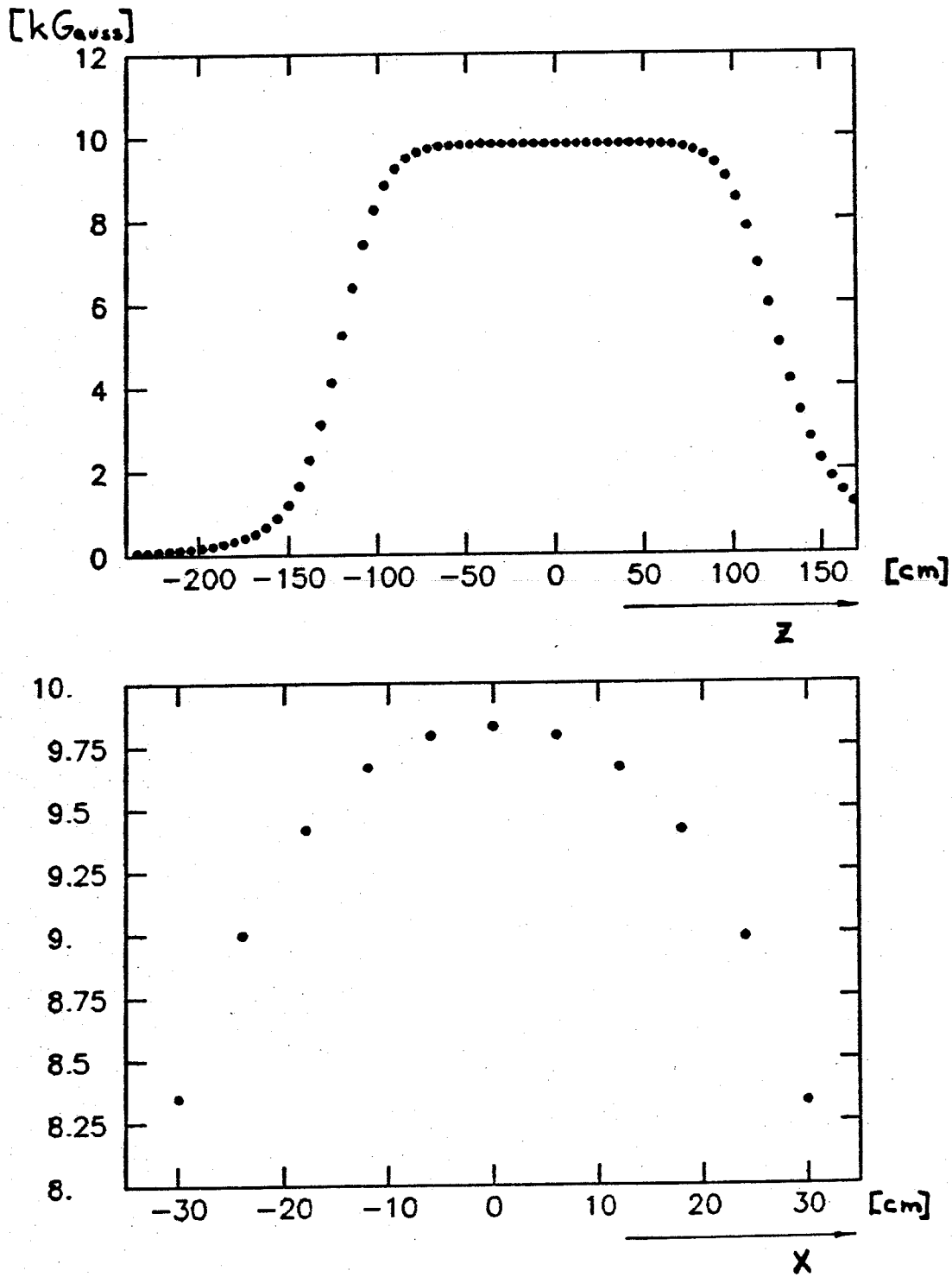


Figure 18 : Profil du champ magnétique

(composante verticale du champ $|\vec{B}_y|$)

TABLE 7
Les chambres à dérivation

chambre	coordonnées mesurées		Z [cm]	ΔX [cm]	ΔY [cm]
	anode	cathode			
1	X,Y	X,Y	2222	127	96
2	X,Y	X,Y	2310	127	96
3	X	Y	2477	127	63
4	X	Y	2489	127	63
5	X	Y	2567	127	63
6	X	Y	2579	127	63

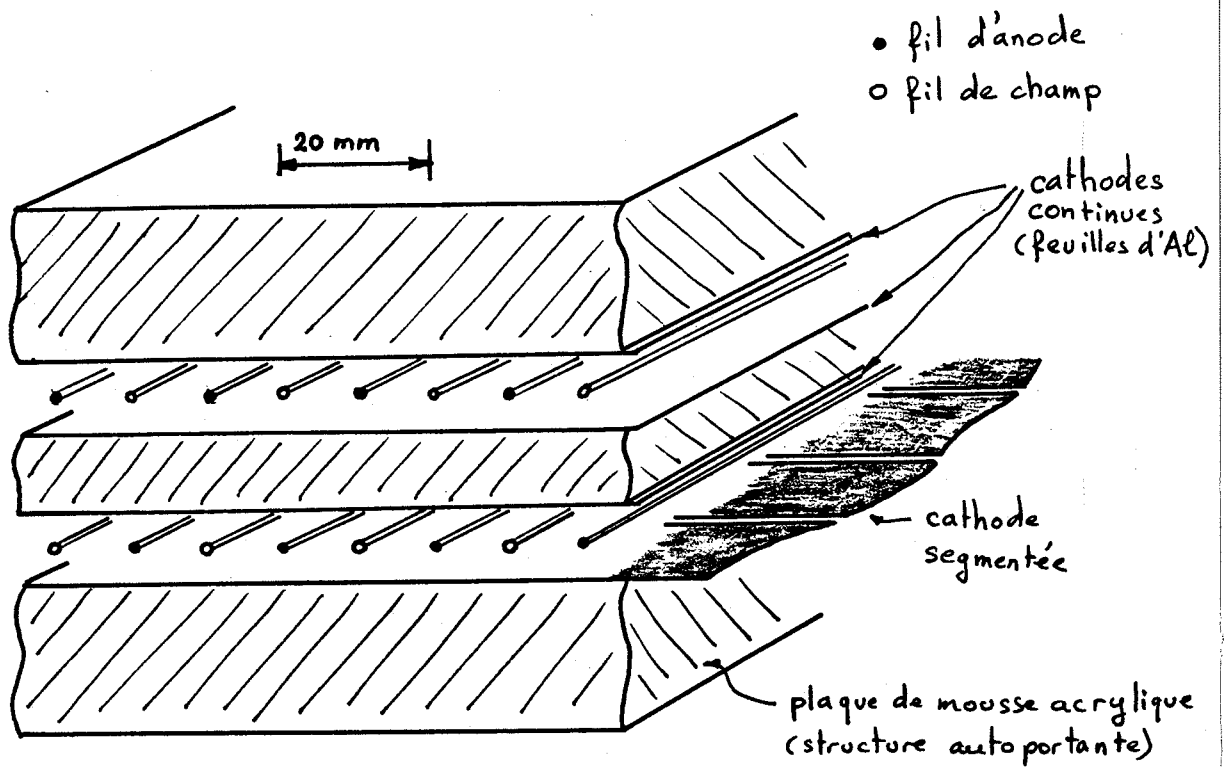


Figure 19: Chambre à dérivation

Les quatre dernières chambres n'ont qu'un seul plan de fils et une surface active de $127 \times 63 \text{ cm}^2$. Elles sont disposées de façon à former deux plans couvrant une surface active de $244 \times 63 \text{ cm}^2$ (Figure 2). Leur épaisseur est égale à 0.6% de longueur de radiation (L_r), sauf au centre où les deux plans se superposent sur dix centimètres et où l'épaisseur est égale à 1.4% L_r .

La position des impacts est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons primaires. Le mélange de gaz choisi pour obtenir la meilleure linéarité entre la distance et le temps de dérive a la composition suivante :

- 87% argon
- 9% méthane (CH_4)
- 4% isobutane (C_4H_{10})

Les fils d'anodes permettent d'obtenir une résolution de 0.3 mm, alors que les cathodes, larges de 20 mm, ont une résolution de 5 mm. L'efficacité des chambres est supérieure à 99%, à condition de n'avoir pas plus d'une particule par cellule.

2.9 L'ACQUISITION DES DONNEES

Le premier niveau de déclenchement, BEAM, est fourni par les scintillateurs de faisceau. Il est défini par la coïncidence $T1 \cdot T2 \cdot V1$ avec la condition supplémentaire qu'aucune autre particule n'ait traversé T1 et V1 dans les 100 ns précédentes et les 50 ns suivantes.

Les π^- représentent 99% des particules du faisceau. La coïncidence BEAM permet donc de sélectionner des traces droites à travers l'appareillage. C'est pourquoi ce déclenchement a été utilisé pour l'alignement et le contrôle du fonctionnement des chambres.

Le second niveau sélectionne les hypérons. Il requiert un déclenchement BEAM et une coïncidence entre les photomultiplicateurs du DISC. Avec le diaphragme circulaire, deux types de coïncidence ont été utilisés: une requérant 8 photomultiplicateurs sur 8, l'autre 7 sur 8.

Deux autres types de déclenchement ont été utilisés lors de la mise sur pied de l'expérience. Le premier utilise un générateur d'impulsions et permet de tester, sans faisceau, la chaîne d'acquisition de données; le second requiert une coïncidence $T1 \cdot V2$ et déclenche sur les traces à grand angle permettant ainsi de contrôler l'électronique associée à chaque fil.

Lorsqu'un déclenchement se produit, une porte est envoyée aux mémoires des chambres proportionnelles, aux horloges des chambres à dérive et aux convertisseurs analogique-numériques (ADC) permettant le codage de l'information. Tout nouvel événement est interdit avant la fin de la lecture.

La partie centrale du système d'acquisition est un ordinateur VAX 11/780. De celui-ci partent trois branches ROMULUS et une branche CAMAC. Les unités ROMULUS sont lues à chaque événement, elles contiennent l'information provenant

- des chambres proportionnelles (1ère branche)
- des chambres à dérives (2ème branche)
- de 2 registres de mémoire et de 2 ADC (3ème branche), qui enregistrent le type de cible, le type de déclenchement, la réponse des scintillateurs de faisceau et des photomultiplicateurs du DISC, ainsi que les hauteurs d'impulsion de T1 et T2.

La branche CAMAC n'est lue qu'une seule fois par cycle SPS, à la fin de chaque bouffée. Différentes coïncidences, telles que $W1, W2, V1 \cdot V2, T1 \cdot T2 \cdot S1 \cdot S2, BEAM \cdot S1 \cdot S2, BEAM \cdot D7/8, BEAM \cdot PI$, sont mises sur bande. Elles permettent un contrôle de la logique de déclenchement et une mesure de la stabilité et de la qualité du faisceau. Les mauvais cycles peuvent ainsi être rejetés.

Pour les déclenchements sur les Ξ^- , les pertes dues au temps mort du système d'acquisition sont négligeables, car sa capacité est trois à quatre fois plus élevée que la quantité d'information correspondant au nombre de Ξ^- présents dans le faisceau ($300 \Xi^-$ /bouffée).

Durant la prise de données, le fonctionnement de l'appareillage a été constamment contrôlé à l'aide de nombreux programmes en ligne.

PREMIERE PARTIE

SECTIONS EFFICACES TOTALES Ξ^-p ET Ξ^-d

A 102 ET 135 GEV/C

CHAPITRE 3

LA METHODE EXPERIMENTALE

3.1 PRINCIPE DE LA MESURE

La section efficace totale est déterminée à partir du nombre de particules de faisceau transmises sans interaction à travers la cible rapporté au nombre de particules incidentes. Si les particules sont stables, le nombre N de particules transmises est

$$(3.1) \quad N = N_0 \cdot \exp(-nl\sigma)$$

où

σ : section efficace totale

N_0 : nombre de particules du faisceau incident ayant satisfait aux conditions du déclenchement

n : densité numérique de la cible

l : longueur de la cible.

Une particule qui satisfait au déclenchement peut aussi bien interagir avant la cible, dans l'air ou la fenêtre d'entrée, qu'après celle-ci, dans la fenêtre de sortie, dans l'air ou dans les détecteurs, diminuant selon le cas le nombre N_0 de particules incidentes ou le nombre N de particules transmises et observées. C'est pourquoi

$$(3.2) \quad N = N_0 \cdot \exp(-nl\sigma) \cdot \alpha$$

Le facteur α tient compte des interactions dans l'air et dans les détecteurs, ainsi que de l'efficacité de ces derniers. On obtient:

$$(3.3) \quad \sigma = \frac{1}{nl} \cdot \ln\left(\frac{N_0 \alpha}{N}\right)$$

Pour être capable de mesurer σ à 1%, α doit être connu avec une précision encore supérieure. Ceci est pratiquement impossible car les caractéristiques des détecteurs et celles du faisceau peuvent varier au cours de la prise des données. Ce problème est résolu en utilisant une cible vide de construction identique à la cible pleine. Les données sont prises alternativement sur les deux cibles de façon à répartir également les variations de l'appareillage.

Ainsi

$$(3.4) \quad \begin{aligned} P &= P_0 \cdot \exp(-nI\sigma) \cdot a_p \\ V &= V_0 \cdot a_v \end{aligned}$$

où P_0 , P , V_0 et V correspondent respectivement aux nombres de particules incidentes et transmises sur les cibles pleine et vide. D'où :

$$(3.5) \quad \sigma = \frac{1}{nI} \cdot \left[\ln\left(\frac{P_0}{P} \cdot \frac{V}{V_0}\right) + \ln\left(\frac{a_p}{a_v}\right) \right]$$

Si $a_v = a_p$:

$$(3.6) \quad \sigma = \frac{1}{nI} \ln\left(\frac{P_0}{P} \cdot \frac{V}{V_0}\right)$$

Il est indispensable d'examiner et de corriger tous les effets qui peuvent rendre a_v et a_p différents. Par exemple, on contrôlera la similitude des cibles et la sensibilité des détecteurs aux flux de particules; le flux transmis étant plus élevé pour la cible vide que pour la cible pleine.

Une autre difficulté pratique provient de la résolution angulaire de l'appareillage et de la diffusion multiple qui empêchent de distinguer les particules diffusées à très petites valeurs de θ (θ est l'angle de diffusion) de celles ayant traversé la cible sans interaction. On contourne cette difficulté en comptant le nombre de particules transmises dans un cône de demi-ouverture $\theta_{\max}$, puis en extrapolant la section efficace obtenue à $\theta_{\max}=0$.

$$(3.7) \quad \sigma(\theta_{\max}) = \frac{1}{nI} \ln\left(\frac{P_0}{P(\theta_{\max})} \cdot \frac{V(\theta_{\max})}{V_0}\right)$$

et

$$(3.8) \quad \sigma = \lim_{\theta_{\max} \rightarrow 0} \sigma(\theta_{\max})$$

où $V(\theta_{\max})$ et $P(\theta_{\max})$ sont les nombres de particules observées dans le cône défini par $\theta \leq \theta_{\max}$ pour les cibles vide et pleine, respectivement. Les particules observées dans ce cône ont été soit transmises sans interaction (V_t, P_t), soit diffusées élastiquement ou quasi-élastiquement (V_d, P_d). Ainsi

$$(3.9) \quad V(\theta_{\max}) = V_t + V_d(\theta_{\max})$$

et de même pour la cible pleine.

Ainsi

$$(3.10) \quad \sigma = \frac{1}{nI} \cdot \left[\ln\left(\frac{P_0}{P_t} \cdot \frac{V_t}{V_0}\right) + \lim_{\theta_{\max} \rightarrow 0} R(\theta_{\max}) \right]$$

où

$$R(\theta_{\max}) = \ln\left(1 + \frac{V_d(\theta_{\max})}{V_t}\right) - \ln\left(1 + \frac{P_d(\theta_{\max})}{P_t}\right)$$

$$\approx \frac{V_d(\theta_{\max})}{V_t} - \frac{P_d(\theta_{\max})}{P_t}$$

Pour que la section efficace obtenue par l'équation (3.10) soit identique à celle de l'équation (3.6), il faut que les phénomènes qui produisent des événements à $\theta \neq 0$ soient identiques sur les deux cibles ou tendent vers zéro lorsque $\theta_{\max} \rightarrow 0$; ce qui est le cas pour les diffusions élastiques et quasiélastiques, ainsi que pour la diffusion multiple.

Notre situation expérimentale est compliquée par le fait que les Ξ^- se désintègrent. Le nombre de particules transmises à travers la cible est le suivant

$$(3.11) \quad P_t = P_0 \cdot \exp(-nI\sigma) \cdot \alpha_p \cdot \beta_p$$

$$V_t = V_0 \cdot \alpha_v \cdot \beta_v$$

où β tient compte des pertes par désintégration.

De même que pour α , il est nécessaire de corriger tout effet pouvant rendre β_v et β_p différents, comme, par exemple, la perte d'énergie par ionization dans la cible pleine.

Il y a une grande différence entre les deux cibles lorsque l'on considère les particules qui se sont désintégrées avant la fin de la cible. En effet, les produits de désintégrations, Λ et π^- , peuvent interagir dans la cible pleine, contrairement à la cible vide. Les interactions sur la fenêtre d'entrée de la cible apparaissent ainsi différemment pour les deux cibles. Pour éviter ce problème, nous avons identifié chaque Ξ^- transmis par sa désintégration dans une certaine région située en aval de la cible. Ainsi

$$(3.12) \quad P_t = P_0 \cdot \exp(-nI\sigma) \cdot \alpha_p \cdot \beta_p \cdot \gamma_p$$

$$V_t = V_0 \cdot \alpha_v \cdot \beta_v \cdot \gamma_v$$

où γ est la probabilité d'observer une désintégration dans la zone fiducielle.

A nouveau, il faut tenir compte des phénomènes affectant γ différemment sur les deux cibles.

Avant d'extrapoler à $\theta_{\max}=0$, l'effet de la diffusion coulombienne des Ξ^- dans la cible pleine doit être soustrait.

3.2 ERREUR STATISTIQUE

Définissons p , la probabilité d'observer une particule transmise par particule incidente :

$$(3.13) \quad p = \frac{N_t}{N_0}$$

Le nombre de particules transmises suit une distribution binômiale. La variance de N_t est donc donnée par la formule :

$$(3.14) \quad \text{var}(N_t) = N_0 p(1-p) = N_t(1-p)$$

Par suite, comme

$$\ln \sigma = \ln \left(\frac{V_t}{V_0} \cdot \frac{P_0}{P_t} \right)$$

on obtient

$$(3.15) \quad \text{var}(\ln \sigma) = \frac{\text{var}(V_t)}{V_t^2} + \frac{\text{var}(P_t)}{P_t^2}$$

ou

$$\text{var}(\ln \sigma) = \left[\frac{V_t(1-p_v)}{V_t^2} + \frac{P_t(1-p_p)}{P_t^2} \right]$$

et

$$(3.16) \quad \text{sig}(\sigma) = \frac{1}{\ln} \sqrt{\frac{1-p_v}{V_t} + \frac{1-p_p}{P_t}}$$

ou encore

$$\text{sig}(\sigma) = \frac{1}{\ln} \sqrt{\frac{1}{V_t} - \frac{1}{V_0} + \frac{1}{P_t} - \frac{1}{P_0}}$$

Les valeurs expérimentales de p_v et p_p sont les suivantes :

$$p_v = 0.22, \quad p_p = 0.18$$

L'équation (3.15) permet d'estimer le nombre de Ξ^- incidents nécessaires pour obtenir une certaine précision statistique. En effet, en réécrivant (3.15) sous la forme

$$(nl \cdot \text{sig}(\sigma))^2 = \frac{1-p_v}{p_v} \cdot \frac{1}{V_0} + \frac{1-p_p}{p_p} \cdot \frac{1}{P_0}$$

on obtient

$$(3.17) \quad \frac{P_0}{V_0} = \frac{\frac{1-p_p}{p_p}}{(nl \cdot \text{sig}(\sigma))^2 \cdot V_0 - \frac{1-p_v}{p_v}}$$

Cette équation ne peut être satisfaite que lorsque

$$V_0 > \frac{(1-p_v)}{p_v} \cdot \frac{1}{(nl \cdot \text{sig}(\sigma))^2} = 0.55 \cdot 10^6$$

Si les nombres de particules incidentes sont identiques sur les deux cibles, une erreur statistique de 1% est atteinte avec $1.3 \cdot 10^6$ Ξ^- incidents sur chaque cible.

Pour un temps de prise de données limité, l'erreur statistique est minimale lorsque

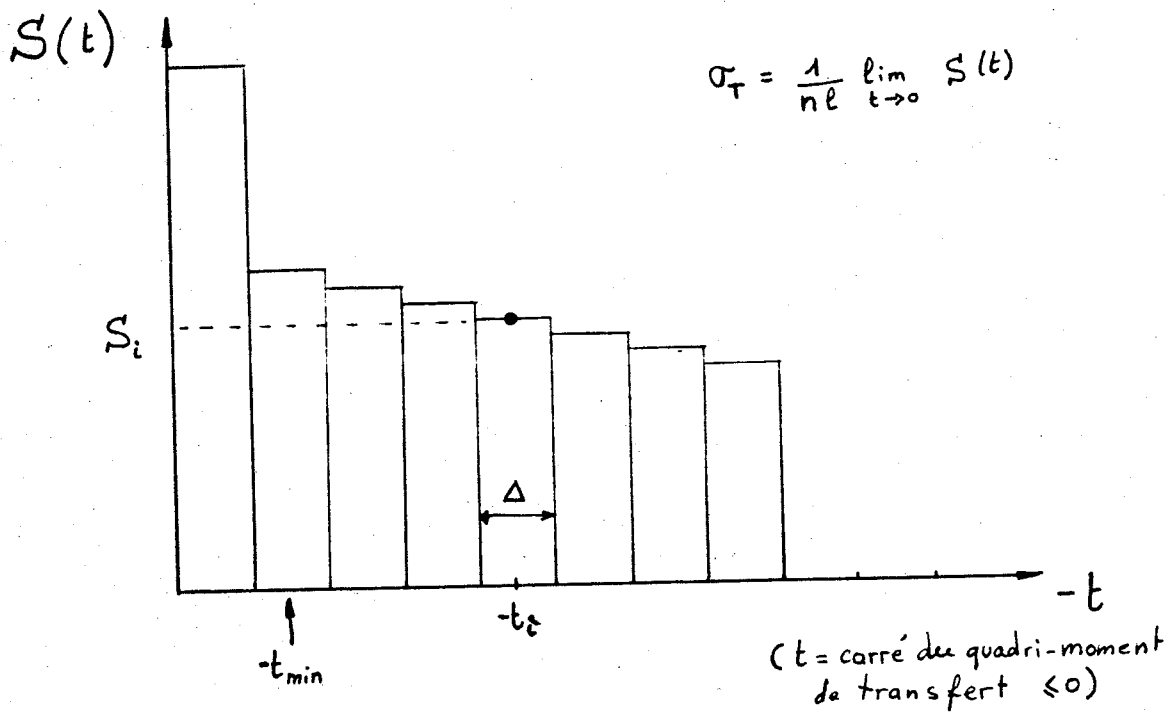
$$(3.18) \quad \rho = \frac{P_0}{V_0} = \sqrt{\frac{(1-p_p)p_v}{(1-p_v)p_p}} = 1.13$$

3.3 EXTRAPOLATION A $t=0$

La section efficace totale étant obtenue par extrapolation de la grandeur $S(\theta_{\max})$

$$S(\theta_{\max}) = \ln\left(\frac{V_t(\theta_{\max})}{V_0} \cdot \frac{P_0}{P_t(\theta_{\max})}\right),$$

toute l'information sur celle-ci peut être concentrée dans l'histogramme $S(t_{\max})$, ou plutôt $S(|t|)$, avec $|t| = p^2 \cdot \theta^2$:



La plus petite valeur de t utilisable dans l'extrapolation est déterminée par la diffusion multiple. Celle-ci diminue le nombre de particules transmises à très petit t , rendant $\alpha_p(t)$ inférieur à $\alpha_v(t)$; ce qui provoque l'apparente augmentation de $S(t)$ lorsque $-t < -t_{\min}$ (voir Fig.25). La valeur optimum de $t_{\min}$ doit être déterminée séparément pour chaque impulsion.

L'extrapolation est effectuée par ajustement d'une forme analytique convenable dans le domaine $[t_{\min}, t_{\max}]$. La valeur de $t_{\min}$, l'erreur statistique ainsi que la forme analytique sont discutés dans le Chapitre 5.

Posons

$$(3.19) \quad S_i = \ln\left(\frac{V_i}{V_0} \cdot \frac{P_0}{P_i}\right)$$

où

$$(3.20) \quad \begin{aligned} V_i &= V(t_i) \\ P_i &= P(t_i) \end{aligned}$$

où t_i est la valeur de $|t|$ au centre de l'intervalle i . Soient v_i et p_i les nombres d'événements diffusés entre $t_i - \Delta/2$ et $t_i + \Delta/2$, Δ étant la largeur de l'intervalle i .

On a

$$V_i = \sum_{j=1}^i v_j \quad ; \quad P_i = \sum_{j=1}^i p_j$$

Les S_i sont ainsi fortement corrélés. L'ajustement de la forme analytique a été réalisé de deux façons différentes.

3.3.1 Première méthode

Dans cette méthode, la forme analytique est ajustée sur l'ensemble $\{S_i\}$ en tenant compte des corrélations.

Calculons la matrice de covariance des $\{S_i\}$. Nous avons

$$V_i = \sum_{j=1}^i v_j, \quad V_0 = \sum_{j=1}^i v_j + V_r$$

et de même pour P_i et P_0 . V_r (P_r) est le nombre de particules non-observées sur la cible vide (pleine). La matrice de covariance s'écrit

$$\begin{aligned} \text{cov}(S_i, S_j) = & \sum_k \frac{\partial S_i}{\partial v_k} \cdot \frac{\partial S_j}{\partial v_k} \cdot \text{var}(v_k) + \frac{\partial S_i}{\partial V_r} \cdot \frac{\partial S_j}{\partial V_r} \cdot \text{var}(V_r) \\ & + \sum_k \frac{\partial S_i}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial S_j}{\partial p_k} \cdot \text{var}(p_k) + \frac{\partial S_i}{\partial P_r} \cdot \frac{\partial S_j}{\partial P_r} \cdot \text{var}(P_r) \end{aligned}$$

Or

$$\frac{\partial S_i}{\partial v_k} = \frac{x(i-k)}{V_i} - \frac{1}{V_0} \quad ; \quad x(j) = \begin{cases} 1 & j \geq 0 \\ 0 & j < 0 \end{cases}$$

$$\frac{\partial S_i}{\partial V_r} = - \frac{1}{V_0}$$

d'où

$$(3.21) \quad \text{cov}(S_i, S_j) = \frac{1}{V_n} - \frac{1}{V_0} + \frac{1}{P_n} - \frac{1}{P_0}$$

avec $n=\max(i, j)$. Ainsi

$$(3.22) \quad \text{var}(S_i) = \frac{1}{V_i} - \frac{1}{V_0} + \frac{1}{P_i} - \frac{1}{P_0}$$

Pour $i=1$, on retrouve la formule (3.16). Le coefficient de corrélation s'écrit

$$(3.23) \quad \rho(S_i, S_j) = \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{V_n} - \frac{1}{V_0} + \frac{1}{P_n} - \frac{1}{P_0}\right)}{\left(\frac{1}{V_m} - \frac{1}{V_0} + \frac{1}{P_m} - \frac{1}{P_0}\right)}}$$

où $m=\min(i, j)$. Le coefficient augmente avec i et j et est très proche de 1.

Définissons maintenant le vecteur $\underline{S} = (S_1, \dots, S_n)$, n étant le nombre d'intervalles en t compris entre $t_{\min}$ et $t_{\max}$, et posons $\underline{V} = \text{cov}(S)$. La forme analytique possède r paramètres à ajuster, $\underline{\theta} = (\theta_1, \dots, \theta_r)$. L'estimation de ces paramètres est effectuée, dans la méthode des moindres carrés, en minimisant

$$(3.24) \quad Q^2 = (\underline{S} - A\underline{\theta})^T \cdot \underline{V}^{-1} \cdot (\underline{S} - A\underline{\theta})$$

Lorsque la forme analytique dépend linéairement des paramètres, A est une matrice $N \times r$ telle que $(A\underline{\theta})_i$ est la valeur que prend la forme analytique au centre du i ème intervalle. La valeur estimée $\hat{\underline{\theta}}$ des paramètres est donnée par la formule [22]:

$$(3.25) \quad \begin{aligned} \hat{\underline{\theta}} &= (\underline{A}^T \underline{V}^{-1} \underline{A})^{-1} \cdot \underline{A}^T \underline{V}^{-1} \underline{S} \\ \text{cov}(\hat{\underline{\theta}}) &= (\underline{A}^T \underline{V}^{-1} \underline{A})^{-1} \end{aligned}$$

De plus

$$E(Q^2) = N-r$$

L'erreur statistique $\text{sig}(\sigma)$ est obtenue à partir de la matrice de covariance des $\hat{\Theta}$.

3.3.2 Seconde méthode

Cette méthode ci utilise les variables non-corrélées $\{X_i = S_{i+1} - S_i\}$. La section efficace est obtenue après intégration de la forme analytique ajustée et extrapolation à $t=0$ depuis $t_{\min}$; la valeur de la forme intégrée étant fixée à $\sigma(t_{\min})$ en $t=t_{\min}$. Posons:

$$X_i = S_{i+1} - S_i = \ln(V_{i+1}) - \ln(V_i) + \ln(P_i) - \ln(P_{i+1})$$

Par un calcul similaire à celui du paragraphe précédent, on obtient :

$$\text{cov}(X_i, X_j) = \left(\frac{V_{i+1}}{V_i \cdot V_{i+1}} + \frac{P_{i+1}}{P_i \cdot P_{i+1}} \right) \cdot \delta_{ij} = \text{var}(X_i) \cdot \delta_{ij}$$

La matrice V étant diagonale, (3.24) devient

$$Q^2 = \sum_i \frac{(X_i - (A\hat{\Theta})_i)^2}{\sigma_i^2}, \text{ où } \sigma_i^2 = \text{var}(X_i)$$

L'erreur statistique $\text{sig}(\sigma)$ comprend, d'une part, l'erreur statistique $\text{sig}(\sigma(t_{\min}))$ donnée par la formule (3.21), d'autre part, l'erreur due à l'extrapolation qui dépend de la matrice de covariance des $\hat{\Theta}$ et de $t_{\min}$. Cette erreur est d'autant plus petite que $t_{\min}$ est proche de zéro.

3.4 LES CORRECTIONS

Avant d'extrapoler $\sigma(t)$ à $t=0$, il est nécessaire de corriger les effets de l'interaction électromagnétique. La diffusion coulombienne simple et l'interférence nucléaire-coulombienne ont été soustraites et sont décrites dans les sections 3.4.1 et 3.4.2 .

D'autres effets doivent encore être corrigés. Ce sont ceux dus, respectivement, à la contamination en Σ^- du faisceau de Ξ^- , à la production de rayons δ et aux pertes d'énergie par ionisation dans la cible. Ces corrections sont décrites dans les sections 3.4.3 à 3.4.5 .

3.4.1 Diffusion coulombienne simple

Pour des valeurs de $|t|$ inférieures à 0.01 (GeV/c)^2 , la section efficace différentielle est déterminée par l'amplitude de diffusion nucléaire et par l'amplitude de diffusion coulombienne.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi |f_c + f_n|^2$$

L'amplitude coulombienne f_c domine l'amplitude nucléaire pour de très petites valeurs de t ($-t < 0.001$); elle est donnée par l'expression :

$$(3.26) \quad f_c = (2Z_a \alpha \hbar) \cdot G_a(t) \cdot G_p(t) \cdot \exp(iZ_a \Omega) / t$$

où

$Z_a e$: charge de la particule incidente
 G_a, G_p : facteurs de forme électromagnétique de la particule incidente et du proton
 $\alpha = e^2 / \hbar c$
 Ω : différence de phase entre les amplitudes nucléaire et coulombienne

Nous avons utilisé la forme dipolaire pour le facteur de forme du proton :

$$(3.27) \quad \begin{aligned} G_p(t) &= (1 + v_p \cdot |t|)^{-2} \\ v_p &= r_p^2 / (12 \hbar^2) \end{aligned}$$

où $r_p = 0.805 \text{ fm}$ est le rayon électromagnétique du proton. Le facteur de forme du Ξ^- est supposé identique à celui du proton. Il faut remarquer que, pour les très petites valeurs de t , là où l'amplitude coulombienne domine, les facteurs de forme ne représentent qu'une petite correction à l'amplitude de diffusion :

$$\begin{aligned} G_p(t = -.001) &= 0.997 \\ G_p(t = -.005) &= 0.986 \end{aligned}$$

L'expression suivante, due à West et Yennie [23], donne la différence de phase Ω :

$$\Omega = \alpha \cdot \ln(1.124 / [B + 4v_p + 4v_a] \cdot |t|)$$

où B est la pente à $t=0$ de la diffusion nucléaire.

A petite valeur de t , la section efficace différentielle nucléaire est dominée par la diffusion élastique et présente une dépendance exponentielle en t (voir, par exemple, [8]). C'est pourquoi f_n est paramétrisée par

$$(3.28) \quad f_n = (\sigma_t/4\pi\hbar) \cdot (i+\rho) \cdot \exp(Bt/2)$$

où

$$\rho = \frac{\operatorname{Re}(f_n)}{\operatorname{Im}(f_n)} \Big|_{t=0}$$

σ_t : section efficace totale nucléaire

où les dépendances en t des parties réelle et imaginaire sont supposées identiques. Ainsi

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \pi \{ |f_c|^2 + 2\operatorname{Re}(f_c^* f_n) + |f_n|^2 \} \\ &= \frac{d\sigma_c}{dt}(t) + \frac{d\sigma_{inc}}{dt}(t) + \frac{d\sigma_n}{dt}(t) \end{aligned}$$

avec

$$\frac{d\sigma_c}{dt}(t) = 4\pi\alpha^2\hbar^2 \cdot G_p^4(t)/t^2$$

$$\frac{d\sigma_{inc}}{dt}(t) = Z_a\alpha\sigma \cdot G_p^2(t) \cdot (\rho \cdot \cos(Z_a\Omega) + \sin(Z_a\Omega)) \cdot \exp(Bt/2)/t$$

$$\frac{d\sigma_n}{dt}(t) = (\sigma^2/16\pi^2\hbar^2) \cdot (1+\rho^2) \cdot \exp(Bt)$$

L'interaction électromagnétique diminue le nombre de particules transmises observées et rend la section efficace mesurée, $\sigma_m(t)$, supérieure à la section efficace nucléaire $\sigma_n(t)$:

$$\sigma_n(t) = \sigma_m(t) - \sigma_c(t) - \sigma_{inc}(t)$$

avec

$$\sigma_c(t_{\min}) = \int_{-\infty}^{t_{\min}} \frac{d\sigma_c}{dt}(t) dt$$

(3.29)

$$\sigma_{inc}(t_{\min}) = \int_{-\infty}^{t_{\min}} \frac{d\sigma_{inc}}{dt}(t) dt$$

L'ensemble $\{S_i\}$ a été corrigé, avant ajustement, de la façon suivante :

$$S_i = \ln\left(\frac{V_i P_0}{V_0 P_i}\right) - n_l \cdot \sigma_c(t_i) - n_l \cdot \sigma_{inc}(t_i)$$

où $\sigma_c(t_i)$ est donné par

$$\sigma_c(t_i) = \int_{-\infty}^{t_i} (4\pi\alpha^2 \hbar^2) \cdot G_p^4(t) / t^2 dt = 4\pi\alpha^2 \hbar^2 \int_{-\infty}^{t_i} \frac{1}{(1+v_p|t|)^8 t^2} dt$$

Les résultats de l'intégration sont présentés dans la Table 8 pour différentes valeurs de t_i .

3.4.2 Interférence nucléaire-coulombienne

La contribution de l'interférence nucléaire-coulombienne à la section efficace totale observée

$$\sigma_{inc}(t_i) = \int_{-\infty}^{t_i} \frac{d\sigma_{inc}}{dt}(t) dt$$

$$= - \int_{-\infty}^{t_i} \alpha \sigma_n \cdot G_p^2(t) \cdot (\rho \cdot \cos(\Omega) - \sin(\Omega)) \cdot \exp(Bt/2) / t dt$$

dépend de la section efficace totale σ_n que l'on veut mesurer, de la pente nucléaire élastique en avant, B , du rapport ρ des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion nucléaire et du déphasage Ω entre les amplitudes f_c et f_n . Ces grandeurs doivent être estimées théoriquement.

TABLE 8

Correction coulombienne simple

$-t$ [(GeV/c) ⁻²]	$\sigma_c(t)$ [μ b]
0.001	246
0.002	118
0.003	76
0.004	55
0.005	43
0.006	34
0.007	29
0.008	24
0.009	21
0.010	21
0.015	11
0.020	7
0.025	5
0.030	4

La pente B est obtenue à partir du modèle d'invariance d'échelle géométrique [25] qui prédit :

$$B(\Xi^-p) = \frac{\sigma(\Xi^-p)}{\sigma(pp)} \cdot B(pp)$$

Les valeurs de $\sigma(pp)$ et $B(pp)$ sont connues [5,9]. La section efficace totale $\sigma(\Xi^-p)$ est estimée par le modèle du Pomeron à deux composantes de Lipkin [26] :

$$\sigma(Hp) = C_1 \cdot \sigma_1(Hp) + C_2 \cdot \sigma_2(Hp) + C_r \cdot \sigma_r(Hp)$$

avec

$$\sigma_1(Hp) = N_q \cdot (P/20)^\epsilon$$

$$\sigma_2(Hp) = N_q \cdot N_{ns} \cdot (P/20)^{-\delta}$$

$$\sigma_r(Hp) = (N_d + 2N_u) \cdot (P/20)^{-0.5}$$

où N_q , N_{ns} , $N_{\bar{d}}$ et $N_{\bar{u}}$ sont respectivement le nombre total de quarks, le nombre de quarks non-étranges et les nombres de quarks $\bar{d}$ et $\bar{u}$ du hadron incident H. Les paramètres C_1 , C_2 , C_r , ϵ et δ sont des constantes déterminées à partir des données. Les valeurs suivantes ont été obtenues :

$$C_1 = 6.5 \text{ mb}, C_2 = 2.2 \text{ mb}, C_r = 1.75 \text{ mb}, \epsilon = 0.13, \delta = 0.2$$

Les valeurs de $\sigma(\Xi^-p)$ et $B(\Xi^-p)$ obtenues, respectivement, à partir des modèles de Lipkin et d'invariance géométrique sont données dans le tableau ci-dessous.

P (GeV/c)	$\sigma(pp)$ (mb) (expérience)	B(pp) (GeV/c) ⁻² (expérience)	$\sigma(\Xi^-p)$ (mb) (modèle)	B(Ξ^-p) (GeV/c) ⁻² (modèle)
102	38.47±.04	10.7±.2	28.9	8.0±0.2
135	38.64±.04	11.2±.1	29.5	8.6±0.1

Le rapport ρ a été estimé, tout comme σ , à partir de modèle de Lipkin [27] :

$$\rho(Hp) = \frac{C_1 \sigma_1(Hp) \cdot \tan(\pi\epsilon/2) - C_2 \sigma_2(Hp) \cdot \tan(\pi\delta/2) - C_r \sigma_r(Hp)}{\sigma(Hp)}$$

Appliqué à la diffusion pp, ce modèle a donné des résultats compatibles avec les données, à 10% près. La correction nucléaire-coulombienne est obtenue par intégration numérique; elle est donnée, en même temps que ρ , Ω et σ , dans la Table 9.

TABLE 9
Correction nucléaire-coulombienne sur l'hydrogène

P [GeV/c]	102		135	
$\sigma(\Xi^-p)$ [mb]	28.85		29.49	
ρ	0.092		0.103	

$-t$ (GeV/c) ²	Ω (mrad)	σ_{inc} [μ b]	Ω (mrad)	σ_{inc} [μ b]
0.001	29.7	67.7	29.5	79.0
0.002	24.6	59.0	24.5	67.8
0.003	21.7	53.3	21.5	61.0
0.004	19.6	49.1	19.4	56.1
0.005	17.9	45.8	17.8	52.2
0.006	16.6	43.0	16.5	49.1
0.007	15.5	40.7	15.3	46.4
0.008	14.5	38.7	14.4	44.0
0.009	13.6	36.9	13.5	41.9
0.010	12.9	35.3	12.7	40.1
0.015	9.9	29.2	9.8	33.0
0.020	7.8	24.9	7.7	28.1
0.025	6.2	21.7	6.0	24.4
0.030	4.8	19.1	4.7	21.4

Le calcul de cette correction pour la cible de deutérium nécessite la connaissance de l'amplitude de diffusion nucléaire Ξ^-d . En négligeant le terme de double diffusion, on peut écrire [28] :

$$f_n(\Xi^-d) = S(t/4) \cdot (f_n(\Xi^-p) + f_n(\Xi^-n))$$

où S est le facteur de forme du deutérium et $f_n(\Xi^-p)$, $f_n(\Xi^-n)$ sont les amplitudes de diffusion du Ξ^- sur le proton et le neutron, respectivement. En supposant $f_n(\Xi^-p) = f_n(\Xi^-n)$, on obtient :

$$(3.30) \quad \left. \frac{d\sigma_{inc}}{dt} \right|_D(t) = \left. \frac{d\sigma_{inc}}{dt} \right|_H(t) \cdot 2 \cdot S(t/4)$$

Nous avons utilisé pour $S(t)$ la paramétrisation de V.Franco et K.Karma [29] :

$$(3.31) \quad S(t) = 0.34 \cdot \exp(141.5 \cdot t) + 0.58 \cdot \exp(26.1 \cdot t) + 0.08 \cdot \exp(15.5 \cdot t)$$

Les résultats sont présentés dans la Table 10.

TABLE 10

Correction nucléaire-coulombienne sur le deutérium

P [GeV/c]	102		135	
$\sigma(\Xi^-p)$ [mb]	28.85		29.49	
ρ	0.092		0.103	

$-t$ (GeV/c) ²	Ω (mrad)	σ_{inc} [μ b]	Ω (mrad)	σ_{inc} [μ b]
0.001	29.7	104.4	29.5	121.4
0.002	24.6	86.1	24.5	99.6
0.003	21.7	75.0	21.5	86.5
0.004	19.6	67.1	19.4	77.2
0.005	17.9	60.9	17.8	70.0
0.006	16.6	55.9	16.5	64.1
0.007	15.5	51.7	15.3	59.2
0.008	14.5	48.1	14.4	55.1
0.009	13.6	45.0	13.5	51.4
0.010	12.9	42.2	12.7	48.2
0.015	9.9	32.0	9.8	36.4
0.020	7.8	25.4	7.7	28.8
0.025	6.2	20.7	6.0	23.4
0.030	4.8	17.2	4.7	19.4

Les corrections dues à l'interaction coulombienne représentent au plus 1% de la section efficace totale.

3.4.3 Contamination en Σ^- du faisceau de Ξ^-

Un faible pourcentage de Σ^- satisfont les conditions du déclenchement (voir Figs. 6a,b et 9). Les sections efficaces totales Σ^- et Ξ^- étant différentes, la section mesurée doit être corrigée.

La contamination en Σ^- a été déterminée par trois méthodes :

1. en utilisant la distribution de la masse manquante au vertex de désintégration du Ξ^- (voir Partie III, Fig.44) dans laquelle les Σ^- apparaissent distinctement.
2. en reconstruisant la désintégration sous les deux hypothèses: $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ et $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$. La distribution a deux dimensions $m(\Xi^-)$ vs $m(\Sigma^-)$ fournit le taux de contamination.
3. en utilisant la distribution de l'angle de désintégration; l'angle maximum des Σ^- étant supérieur à celui des Ξ^- . La contamination est obtenue en comptant le nombre de désintégrations d'angle supérieur à l'angle maximum des Ξ^- .

Ces trois méthodes donnent des résultats compatibles:

$$\alpha = (3.5 \pm 0.5)\%$$

La section efficace mesurée est égale à la moyenne pondérée des sections efficaces des Σ^- et des Ξ^- . En effet

$$\begin{aligned} -dN &= N_0 \cdot n \cdot \sigma_m \cdot dx \\ &= \alpha \cdot N_0 \cdot n \cdot \sigma(\Sigma^-) \cdot dx + (1-\alpha) \cdot N_0 \cdot n \cdot \sigma(\Xi^-) \cdot dx \\ &= N_0 \cdot n \cdot (\alpha \cdot \sigma(\Sigma^-) + (1-\alpha) \cdot \sigma(\Xi^-)) \cdot dx \end{aligned}$$

ainsi

$$\sigma_m = \alpha \cdot \sigma(\Sigma^-) + (1-\alpha) \cdot \sigma(\Xi^-)$$

d'où

$$(3.32) \quad \sigma(\Xi^-) = \frac{\sigma_m - \alpha \cdot \sigma(\Sigma^-)}{(1-\alpha)}$$

Les sections efficaces $\sigma(\Sigma^-)$ ont été mesurées dans cette expérience [30].

La valeur de cette correction correspond à $-(0.5 \pm 0.1)\%$ de la section efficace totale (voir Chap.5).

3.4.4 Production de rayons δ

Les hyperons produisent des rayons δ à l'intérieur de la cible pleine, ce qui n'est pas le cas pour la cible vide. Si ces derniers ont une énergie suffisante pour traverser le bloc B1, deux traces seront reconstruites et l'événement sera rejeté par le programme de reconstruction (Chap.4).

La production d'électrons de haute énergie est donnée par la formule [16] :

$$(3.33) \quad \frac{d^2N}{dTdx} = 0.5 \cdot D \cdot \left(\frac{Z_m \cdot \rho_m}{A_m} \right) * \left(\frac{z_{inc}^2}{\beta} \right) \cdot \frac{1}{T^2}$$

où

$D = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 = 0.307 \cdot 10^{-3} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$
 Z_m, A_m : numéro et masse atomique du milieu
 ρ_m : densité du milieu
 z_{inc} : charge de la particule incidente
 β : β de la particule incidente
 T : énergie cinétique de l'électron émis

L'énergie cinétique maximum, T_{max} , est égale à

$$T_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2}{(1 + 2\gamma(m_e/M_{inc}) + (m_e/M_{inc})^2)}$$

où

γ : γ de la particule incidente
 M_{inc} : masse de la particule incidente
 m_e : masse de l'électron

Entre 102 et 135 GeV/c, β ne varie que très peu.

Ainsi

$$(3.34) \quad \frac{dN}{dT} = 2.16 \cdot 10^{-3} \frac{1}{T^2}$$

Pour qu'un électron apparaissant dans les chambres B provoque le rejet de l'événement, il faut que son angle de production soit inférieur à 14 mrad (voir Chap.4). A cette coupure correspond une énergie cinétique minimum, $T_{\min}$. Le nombre d'électrons produits, N , est donné par

$$(3.35) \quad N = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{dN}{dT} dT = 2.16 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_{\max}} \right)$$

Le nombre de Ξ^- transmis et mesurés, P_{tm} , est égal à

$$P_{tm} = P_t \cdot (1-N)$$

où P_t est le nombre de Ξ^- réellement transmis. La section efficace totale mesurée s'écrit

$$(3.36) \quad \sigma_{mes} = \frac{1}{nI} \cdot \ln \left(\frac{V_t \cdot P_0}{P_t \cdot (1-N) \cdot V_0} \right)$$

ainsi

$$\sigma = \sigma_{mes} + \frac{1}{nI} \cdot \ln(1-N) = \sigma + \Delta\sigma$$

Les valeurs de $T_{\max}$, N et $\Delta\sigma$ sont données dans la Table 11.

TABLE 11
Correction de l'effet des rayons δ

P [GeV/c]	T _{max} [GeV]	N	$\Delta\sigma$ [μb]
102	5.68	$6.9 \cdot 10^{-4}$	-82
135	9.80	$6.0 \cdot 10^{-4}$	-70

3.4.5 Pertes d'énergie dans la cible

Les pertes d'énergie par ionisation affectent la probabilité de détection du Ξ^- , car son impulsion P à la sortie de la cible pleine est inférieure à l'impulsion P_0 du faisceau. Il faut tenir compte de deux effets:

1. la probabilité de désintégration à l'intérieur de la zone fiducielle est modifiée
2. la coupure sur l'angle de désintégration $\theta_d \geq 3\text{mrad}$ agit différemment sur les deux cibles

La section efficace mesurée devra être corrigée de la façon suivante:

$$(3.37) \quad \sigma = \sigma_{\text{mes}} + \frac{1}{nI} \cdot \left[\ln\left(\frac{D_v}{D_p}\right) - \ln\left(\frac{A_v}{A_p}\right) \right]$$

où D_v et D_p sont les probabilités de transmission et de désintégration dans la zone fiducielle pour les cibles vide et pleine, respectivement. A_v et A_p sont les probabilités de désintégration avec angle supérieur à 3 mrad.

Nous avons:

$$D_v = \exp(-(L+1)m/P_0 c\tau) \cdot (1 - \exp(-m/P_0 c\tau \cdot L_d))$$

$$D_p = \exp(-Lm/\langle P \rangle c\tau) \cdot \exp(-lm/P c\tau) \cdot (1 - \exp(-m/P c\tau \cdot L_d))$$

où

L : longueur de la cible (=200cm)
 l : distance séparant la fin de la cible du début de la zone fiducielle (=169cm)
 L_d : longueur de la zone de désintégration
 τ, m : durée de vie et masse du Ξ^-
 $\langle P \rangle^{-1} = (\Delta E)^{-1} \cdot \ln(P_0/(P_0 - \Delta E))$
 $\Delta E = dE/dx \cdot L$
 dE/dx : taux moyen de perte d'énergie par unité de longueur
 $P = P_0 - \Delta E$

La perte d'énergie moyenne par ionisation est donnée par la formule [16] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D \cdot \rho_m \cdot Z_m \cdot Z_{inc}}{A_m \cdot \beta} \cdot \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} - \beta^2 \right) \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \cdot (1 + \gamma)$$

où

$I \approx 20\text{eV}$ pour l'hydrogène et 30eV pour le deutérium
 $\gamma \approx 0.01$, à haute énergie
 $\delta = -\ln(1 - \beta^2) - 2 \cdot \ln(I/(h\nu_p)) - 1$
 $\nu_p = \sqrt{(ne^2/\pi m_e)}$

L'énergie perdue dans la cible étant petite, γ varie peu et le taux de perte d'énergie reste constant. Dans la cible pleine, le nombre de Ξ^- se désintégrant par unité de longueur est le suivant:

$$-dN = N \cdot (m/\tau) \cdot dx/P(x)$$

$$P(x) = P_0 - (dE/dx) \cdot x$$

d'où

$$\ln(N(L)) = -(m/\tau) \cdot \int_0^L \frac{dx}{P_0 - (dE/dx)x} = -(mL/\tau) \cdot \frac{1}{\Delta E} \cdot \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - \Delta E} \right)$$

avec

$$\Delta E = (dE/dx) \cdot L$$

D'où l'impulsion moyenne $\langle P \rangle$:

$$(3.38) \quad \langle P \rangle^{-1} = (1/\Delta E) \cdot \ln(P_0/(P_0 - \Delta E))$$

Les valeurs de (dE/dx) , ΔE , D_v , ainsi que la correction $\Delta\sigma_1$ à apporter à la section efficace mesurée sont données dans la Table 12.

Les valeurs de A_v et A_p s'obtiennent en calculant l'effet de la coupure 0.23 mrad sur la distribution angulaire du π^- dans le centre de masse du Ξ^- . La correction correspondante, $\Delta\sigma_2$, est donnée dans la Table 12, ainsi que la correction totale $\Delta\sigma = \Delta\sigma_1 + \Delta\sigma_2$.

TABLE 12
Corrections liées aux pertes d'énergie

P_0 [GeV/c] Cible	102		135	
	HYD	DEU	HYD	DEU
(dE/dx) [GeV/cm]	$3.40 \cdot 10^{-4}$	$3.96 \cdot 10^{-4}$	$3.46 \cdot 10^{-4}$	$4.03 \cdot 10^{-4}$
ΔE [MeV]	68	79	69	81
D_v	0.27	0.27	0.30	0.30
$\Delta\sigma_1$ [μb]	-17	-20	+5	+6
A_v	0.924	0.924	0.871	0.871
$\Delta\sigma_2$ [μb]	+13	+15	+14	+17
$\Delta\sigma$ [μb]	-4.5	-5.5	+19	+23

3.4.6 Contamination du deutérium par l'hydrogène

L'hydrogène présent dans le deutérium se trouve sous la forme de molécules HD dont la concentration $\alpha = \text{HD}:\text{D}_2$ est inférieure à 0.5% (voir Chap.2.5). Il n'est pas possible de corriger l'effet de cette contamination car seule sa limite supérieure est connue. Il en résulte une erreur systématique qui est calculée ci-dessous.

Le nombre de particules interagissant par unité de longueur est

$$-dN = N \cdot (n(\text{HD}) \cdot \sigma(\text{HD}) + n(\text{D}) \cdot \sigma(\text{D})) \cdot dx$$

d'où

$$(3.39) \quad N = N_0 \cdot \exp(-\sum n_i \cdot \sigma_i \cdot L) ; \quad i = \text{HD}, \text{D}.$$

où $n(\text{HD})$ et $n(\text{D})$ sont les densités numériques des molécules HD et D, et, $\sigma(\text{HD})$ et $\sigma(\text{D})$, les sections efficaces totales $\Sigma^{-}\text{HD}$ et $\Sigma^{-}\text{D}$.

Les densités numériques n_i sont déterminées à partir des volumes molaires effectifs, V_{eff} , au sein du mélange:

$$n(\text{HD}) = N_a / V_{\text{eff}}(\text{HD})$$

$$n(\text{D}) = 2N_a / V_{\text{eff}}(\text{D}_2)$$

Soient V_m et α_i , le volume molaire du mélange et la concentration de molécules de type i . Le volume effectif $V_{\text{eff}}(i)$ est égal à

$$V_{\text{eff}}(i) = V_m / \alpha_i$$

car chaque molécule-gramme, M , du mélange contient $\alpha_i \cdot N_a$ molécules de l'espèce i . Ainsi

$$(3.40) \quad \sum n_i \sigma_i = N_a \cdot \frac{(\sum \alpha_i \sigma_i)}{V_m} ; \quad i = \text{HD}, \text{D}_2$$

$x_i = 1$ pour HD et 2 pour D_2 . D'autre part:

$$M = \sum \alpha_i M_i$$

et

$$V_m^{-1} = \rho / M ; \quad \rho = \sum \alpha_i \rho_i = \sum \alpha_i M_i / V_i$$

d'où

$$(3.41) \quad \sum n_i \sigma_i = N_a \cdot \frac{(\sum \alpha_i \sigma_i) \cdot (\sum \alpha_i M_i / V_i)}{(\sum \alpha_i M_i)}$$

Le volume molaire du deutérium est donné, en fonction de la température par l'équation (2.9). Celui des molécules HD a été paramétrisé par le polynôme:

$$V_m(\text{HD}) = 24.886 - 0.3094 T + 0.01717 T^2$$

En posant $\sigma(\Xi^-, \text{HD}) = 3/2 \cdot \sigma(\Xi^-, \text{D})$, on obtient :

$$(3.42) \quad \sum n_i \sigma_i = 2N_a \sigma_d \cdot (1 - 0.25 \cdot \alpha(\text{HD})) / V_m$$

$$V_m^{-1} = 0.04092 - 0.00267 \cdot \alpha(\text{HD})$$

D'autre part

$$\frac{2N_a \cdot \sigma_m}{V_m(\text{D}_2)} = \sum n_i \sigma_i$$

σ_m étant la section efficace mesurée. La section efficace des Ξ^- sur le deutérium est donc égale à :

$$\sigma_d = \sigma_m \cdot (1 + 0.32 \cdot \alpha(\text{HD}))$$

La limite supérieure à la concentration de molécules HD se traduit par une erreur systématique égale à 0.16% de la section efficace totale mesurée.

CHAPITRE 4

LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

4.1 DESCRIPTION GENERALE

Le programme procède à la reconstruction géométrique des événements enregistrés par le système d'acquisition et détermine les impulsions des particules lorsque cela est possible. Les résultats (paramètres des traces, angles de diffusion et de désintégration, impulsions,...) sont écrits sur bandes magnétiques (DST²). Ces dernières sont utilisées par le programme d'analyse qui sélectionne les données, procède à l'extrapolation à $t=0$, étudie la sensibilité des résultats aux différentes coupures, etc...(Chap.5).

La reconstruction est subdivisée en plusieurs étapes. Dans un premier temps, le programme reconstruit les traces des particules incidentes dans les chambres A (blocs A1 et A2, Fig.2). Le nombre de traces de faisceau reconstruites fixe la normalisation.

La deuxième étape consiste à la recherche des traces droites traversant l'ensemble des chambres proportionnelles situées en aval de la cible (blocs B1 à D2).

Le programme reconstruit ensuite les traces dans les chambres B et D, séparément. Les traces trouvées sont ensuite étendues aussi loin que possible en aval, respectivement en amont, de la cible.

Dans une troisième étape, le programme recherche une cassure dans la trajectoire de l'hypéron en associant les traces B et D. Les traces D non-utilisées sont associées entre elles pour reconstruire des V pouvant correspondre à la désintégration d'un Λ .

Les traces dans le système de chambres à dérives sont reconstruites et associées aux traces provenant de l'ensemble des CPM. Les impulsions des particules sont alors déterminées à partir des angles de déflexion observés et de la paramétrisation du champ magnétique.

² Data Summary Tape

L'information mise sur bande est fonction de chaque événement. Elle dépend du type de particule incidente (π^- , $\bar{p}$, Ξ^-), du rejet ou non de l'événement, de la cause du rejet, etc.... Les critères qui définissent un bon événement sont aussi fonction du type de particule: le Ξ^- doit, soit traverser la cible, soit être diffusé élastiquement ou quasi-élastiquement, puis se désintégrer dans la région fiducielle; pour les π^- ou les $\bar{p}$, aucune cassure ne doit être observée dans leur trajectoire.

L'information provenant des compteurs CAMAC et ROMULUS (Chap.2.9) est aussi enregistrée sur bande.

Les critères de reconstruction décrits ci-dessus ne concernent que les Ξ^- ; les événements avec π^- ou $\bar{p}$ incidents sont reconstruits de façon semblable, toutefois les critères liés à la désintégration disparaissent.

4.2 LES TRACES DE FAISCEAU

Avant toute reconstruction, l'information des compteurs ROMULUS est utilisée pour sélectionner les événements qui correspondent au type de particules désirées (les bandes contenant, en plus des Ξ^- , des π^- utilisés pour le contrôle de l'efficacité des détecteurs) et les classer selon le type de cible.

Les blocs A1 et A2 ne mesurent que les coordonnées X et Y, c'est pourquoi les événements ayant plus d'une trace de faisceau dans l'une ou l'autre des projections X et Y ont été rejetés. Chaque bloc A mesure deux fois chacune des coordonnées X et Y. Un minimum de trois points par trace a été demandé dans chaque projection, ainsi qu'une bonne valeur du χ^2 de l'ajustement. Les paramètres de la trace de faisceau, position et direction, sont alors calculés et mis sur bande.

Chaque événement ayant satisfait à ces critères est compté dans la normalisation. A 102 GeV/c (135 GeV/c), 72% (80%) des particules ayant déclenché le DISC sont acceptées. Les pertes sont dues aux désintégrations entre les blocs A, après déclenchement; ces événements étant rejetés par la coupure sur la valeur du χ^2 .

4.3 PARTICULES TRANSMISES ET RECONSTRUCTION DES DESINTEGRATIONS

A ce stade de la reconstruction, le programme élimine tous les événements ayant plus de 300 coordonnées provenant des 44 chambres proportionnelles. Ces événements ont une multiplicité de traces élevées; leur rejet diminue le temps de calcul et est sans importance pour la mesure de la section efficace totale.

Avant de poursuivre la reconstruction, les événements qui ont un module B ou D manquant dans l'une ou l'autre projection, c'est à dire deux plans X ou deux plans Y manquants dans un même module, sont rejetés; la désintégration de l'hypéron ne pouvant plus être reconstruite.

Le premier bloc B est situé directement après la cible et son acceptation est la plus grande de tous les blocs. Il a été utilisé pour rejeter les événements qui ont plus d'un couple de coordonnées corrélées entre les deux plans X ou les deux plans Y. Ce critère supprime une partie des Ξ^- accompagnés d'un rayon δ (voir Chap.3.4). Cette coupure ne s'applique toutefois qu'aux traces dont l'angle par rapport à la direction du faisceau est inférieur à 14 mrad; ceci permet d'éviter de rejeter de bons événements dans lesquels une particule du halo diffuse, par exemple, sur l'une des cibles voisines.

Le programme recherche ensuite les traces droites qui traversent les modules B1 à D2. Chaque trace doit posséder au moins une coordonnée X et Y dans chaque module, ainsi qu'un nombre spécifié de coordonnées U et V. Lorsque la trace peut être associée au faisceau (distance minimum d'approche inférieure à 0.5 cm), l'événement est rejeté si les particules incidentes sont des hypérons, car la désintégration n'a pas eu lieu dans la zone fiducielle.

Approximativement 60% des Ξ^- à 102 GeV/c et 50% à 135 GeV/c se désintègrent avant le module B1, après avoir déclencher le DISC. De ceux-ci, 30% produisent une mauvaise trace de faisceau et sont éliminés. Les 70% restant ont une trace droite, celle du π^- , qui traverse les blocs B1 à D2.

A ce moment, les événements n'ayant plus un nombre suffisant de coordonnées non-utilisées sont rejetés. Les traces des blocs B et D sont ensuite séparément reconstruites. Un minimum d'une coordonnée X et Y est exigé de chaque module, ainsi qu'un nombre de coordonnées U et V suffisant pour associer correctement les deux projections X et Y. Les traces trouvées sont étendues aussi loin que possible dans les modules C, et au-delà.

Les événements sont rejetés lorsqu'aucune ou plus d'une trace B peut être associée à la trace de faisceau. De même, lorsque la trace B peut être prolongée dans les chambres D ou qu'aucune trace D n'a été reconstruite.

La recherche d'une cassure dans la trajectoire du Ξ^- est faite par association des traces B et D (distance d'approche minimale inférieure à 0.5 cm). Si plus d'une cassure est observée, l'événement est rejeté; sauf lorsque la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ est probable, c'est à dire lorsqu'un accroissement de deux du nombre de coordonnées par plan est observé et que les cassures sont associées à la même trace B. Dans ce cas, la cassure ayant la plus petite distance d'approche est choisie. La coordonnée z de la cassure doit se trouver à l'intérieur de la zone fiducielle ($755 \leq z \leq 1235$ cm) et son angle χ doit être supérieur à 3 mrad. La valeur de cette dernière coupure est déterminée par la résolution en z , qui varie avec χ , et par la difficulté de détecter les très petites cassures.

L'événement est aussi rejeté lorsqu'une trace D peut être associée à la trace de faisceau.

La résolution expérimentale moyenne est de 7 cm en z et de 0.2 mrad en χ .

Les distributions expérimentales de χ (Fig.20) et z concordent parfaitement avec la simulation Monte-Carlo, ce qui montre que les désintégrations des Ξ^- ont été correctement identifiées.

Le programme calcul ensuite l'angle de diffusion, θ , en utilisant la trace de faisceau des chambres A et la trace diffusée définie par les blocs B1 et B2 uniquement, afin d'uniformiser l'erreur en θ en la rendant indépendante de l'extension aval de la trace.

La résolution sur l'angle de diffusion projeté est présentée dans la Fig.21a, pour la cible vide, à 102 GeV/c. La courbe ajustée est une gaussienne, centrée à zéro, d'écart type égal à 0.125 mrad. Si l'on ajoute la diffusion multiple correspondant à deux mètres d'hydrogène liquide, on obtient un écart type égal à 0.139 mrad, qui correspond bien aux données (Fig.21b).

L'effet de chacune des coupures du programme est donné dans la Table 13. Les valeurs numériques correspondent au nombre d'événements rejetés relativement au nombre d'événements qui ont satisfait les coupures précédentes.

En ce qui concerne la mesure de la section efficace totale, la reconstruction est terminée car l'impulsion des particules n'est pas utilisée.

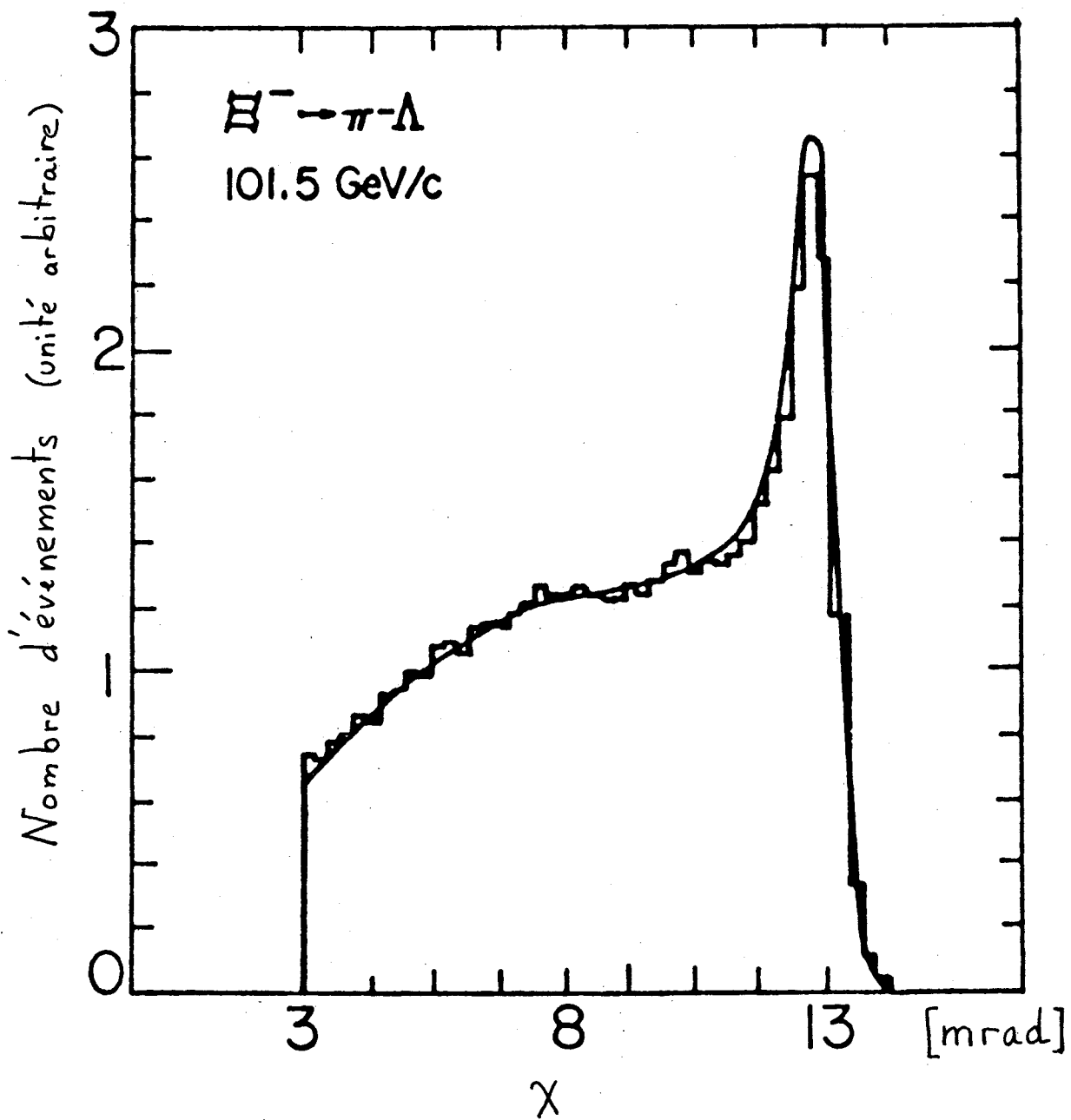
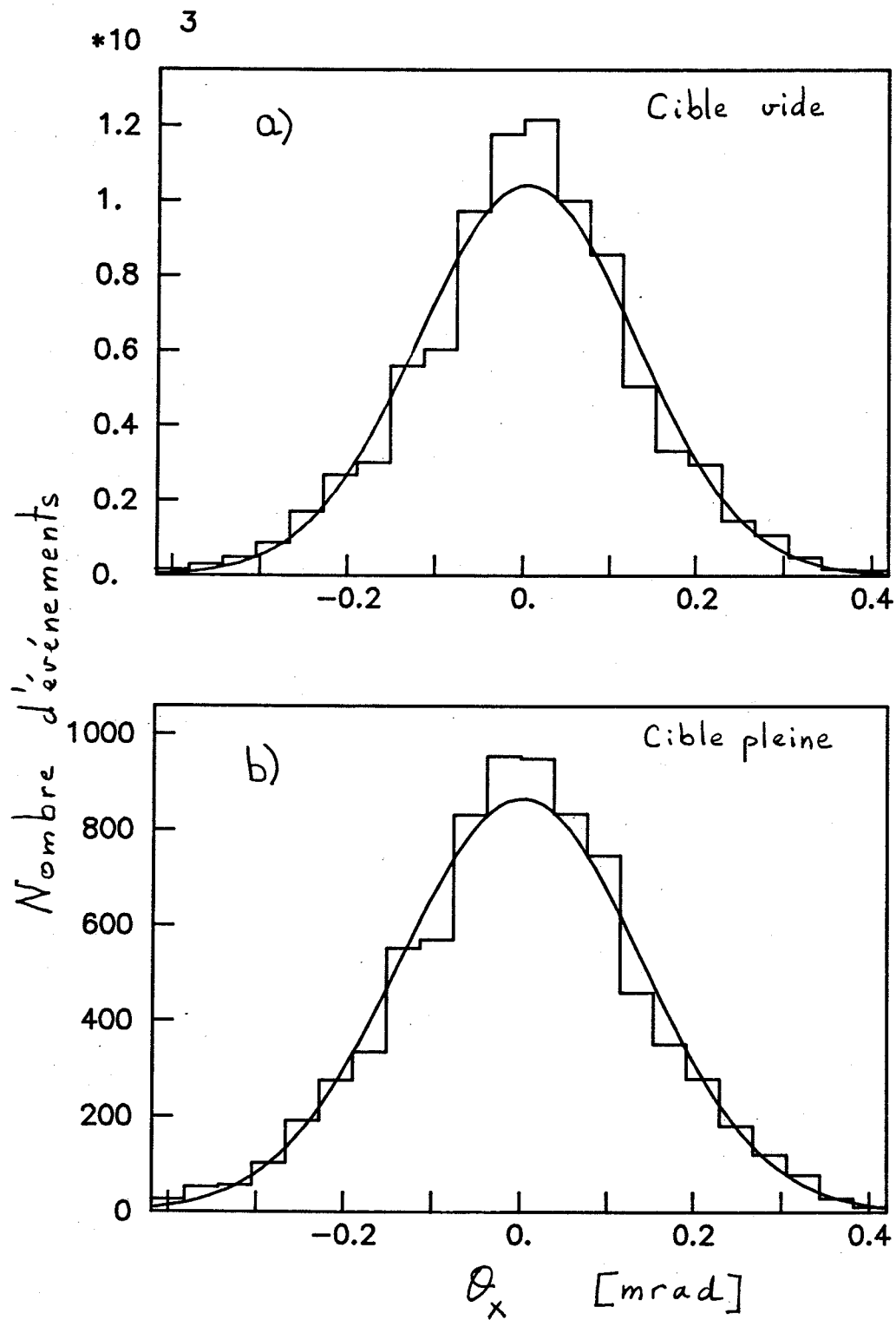


Figure 20: Distribution de l'angle de désintégration ($\Xi^- \rightarrow \pi^- \Lambda$)



Figures 21: Distributions de l'angle de diffusion projeté (voir texte)

TABLE 13
Reconstruction géométrique: effet des coupures

[%]	impulsion incidente et type de cible					
	VIDE	102 HYD	DEU	VIDE	135 HYD	DEU
coupure						
≥ 300 coordonnées	0.08	0.45	0.90	0.15	1.10	2.20
module B ou D manquant	3.67	9.07	14.1	1.81	6.00	9.60
> 1 traces dans B1	6.92	11.9	16.0	4.57	11.1	17.3
trace droite dans B1-D2	48.6	46.8	45.2	49.6	48.0	46.5
nbr. insuf. de coords.	0.27	1.15	2.20	0.15	0.80	1.50
pas de trace B	2.16	6.73	13.3	0.82	4.56	10.1
≥ 1 traces B	0.36	0.70	1.05	0.24	0.60	0.90
trace B prolong. dans blocs D	11.3	10.9	10.3	13.4	12.8	12.1
pas de trace D	0.44	0.50	0.60	0.44	0.50	0.50
pas de cassure	36.1	37.7	39.9	37.4	38.7	41.4
> 1 cassures	0.79	0.80	0.90	0.43	0.50	0.50
cassure hors de la region fiducielle	11.4	11.7	12.1	9.56	9.50	10.1

trace D en amont de la cassure	2.83	2.90	2.90	3.19	3.20	3.30
trace D en aval de la cassure	0.13	0.10	0.20	0.13	0.20	0.20
événements acceptés	21.6	18.2	14.9	22.0	18.7	15.2

4.4 L'ANALYSE MAGNETIQUE

Les impulsions sont déterminées à partir du changement de direction de la trajectoire dans le champ magnétique. Ce dernier étant vertical, l'angle de déflexion horizontal est utilisé pour paramétriser l'impulsion.

Les traces des particules en aval de l'aimant sont mesurées par les chambres à dérives groupées en quatre plans. Dans les deux premiers, les coordonnées X et Y sont mesurées par les fils d'anode (résolution 0.3 mm), alors que dans les deux derniers, la coordonnée Y n'est mesurée que par les cathodes dont la résolution est égale à 5 mm et l'efficacité plus faible. C'est pourquoi le programme recherche d'abord les traces X, puis leurs associe les projections Y, lorsque cela est possible. Les événements n'ayant aucune trace Y sont rejetés.

L'appariement des traces provenant des chambres proportionnelles et à dérive est réalisé de la façon suivante: chaque trace est tout d'abord extrapolée au centre de l'aimant, puis, commençant par la trace du π^- produit par la désintégration du Ξ^- , est associée à la trace aval ayant la plus faible distance d'approche; cette distance ne doit toutefois pas être supérieure à 1.5 cm en X et 2.0 cm en Y. Lorsque la charge de la particule est connue, le sens de déflexion est contrôlé. La distribution des écarts entre les traces amont et aval du π^- au centre de l'aimant est présentée dans la Figure 22, à 102 GeV/c.

Une fois l'impulsion du π^- connue, l'on peut, soit déterminer l'impulsion du faisceau en fixant la masse de la particule neutre à la masse du Λ et celle de la particule incidente à la masse du Ξ^- , soit mesurer la masse de la particule incidente en fixant son impulsion à celle du faisceau et la masse de la particule neutre à celle du Λ (Fig.23a).

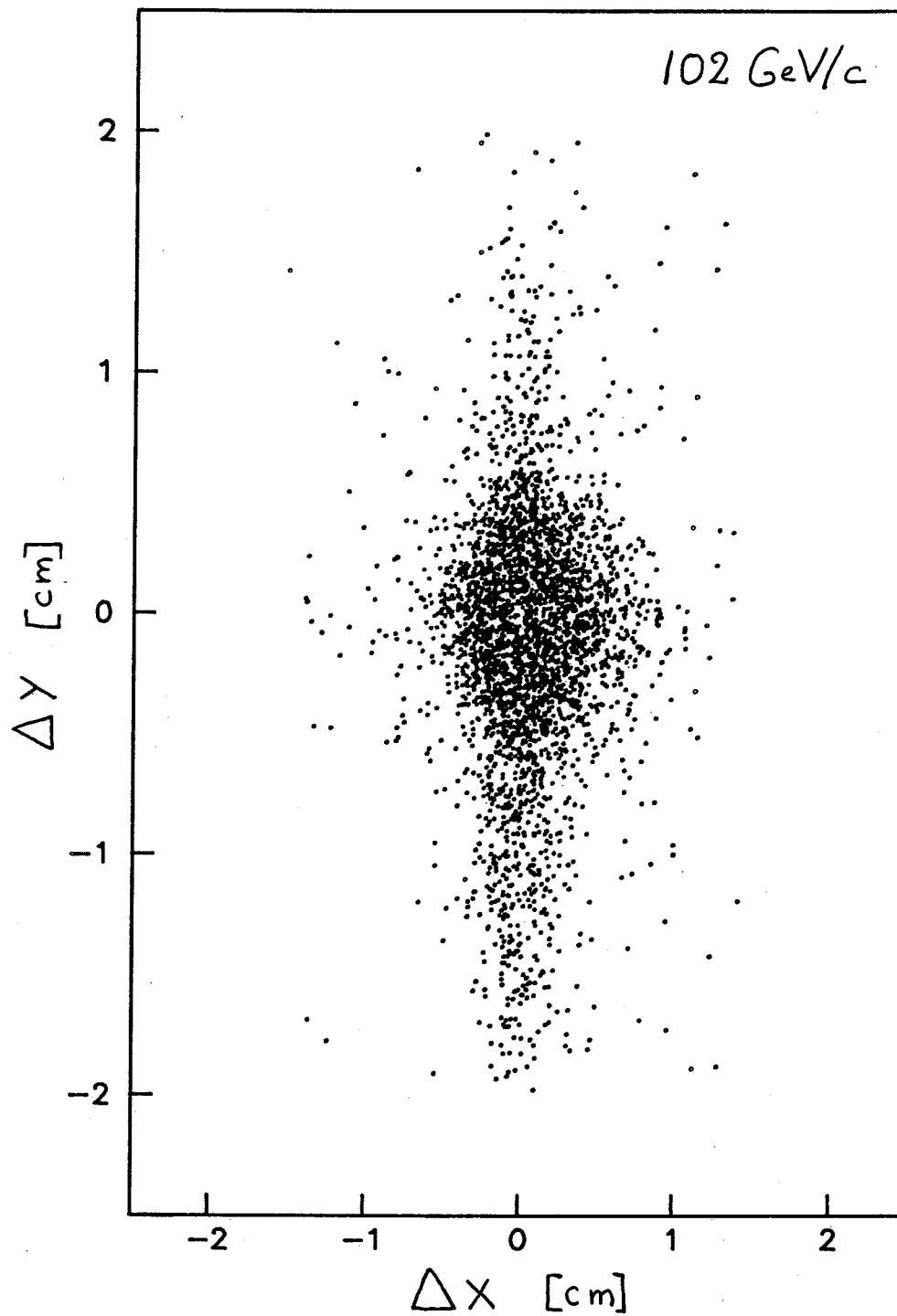


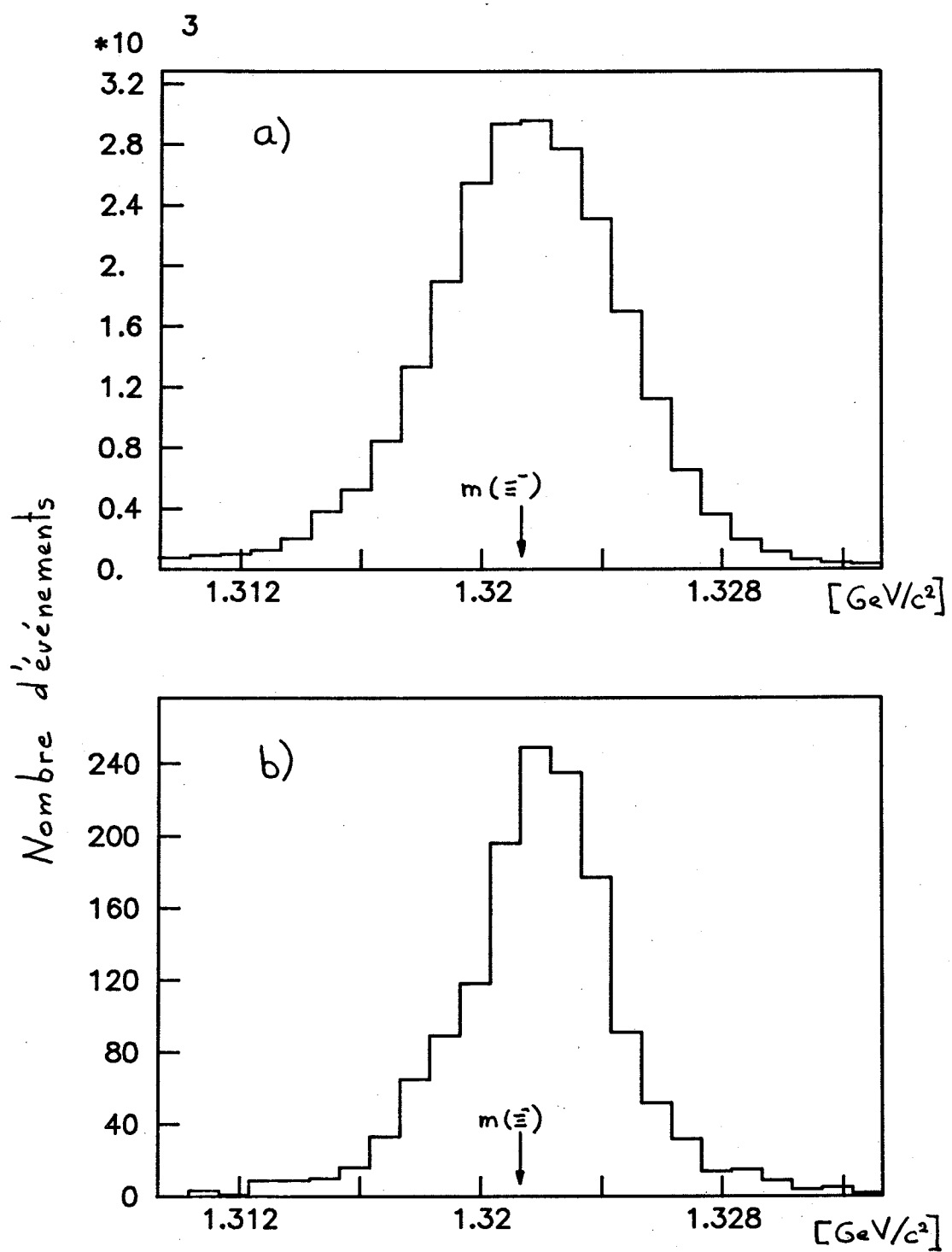
Figure 22: Distribution des écarts au centre de l'aimant
entre les traces amont et aval du π^-

La masse manquante au vertex de désintégration peut être obtenue en fixant l'impulsion de la particule incidente à celle du faisceau et sa masse à celle du Ξ^- . Dans cette distribution (Partie 3, Fig. 44), les Σ^- forment un pic bien distinct du pic des Λ , ce qui permet de déterminer la contamination en Σ^- . L'impulsion du Ξ^- et sa masse sont obtenus directement lorsque le Λ a été complètement reconstruit. La distribution en masse des Ξ^- complètement reconstruits est présentée dans la Figure 23b. Les fractions d'événements avec impulsion du π^- non mesurée et mesurée, avec ou sans Λ complètement reconstruit sont donnés dans la Table 14. Les événements complètement reconstruits ne représentent que 2 à 4% des événements acceptés dans la normalisation.

TABLE 14

Analyse magnétique: statistique

Impulsion incidente [GeV/c]	102	135
π^- non mesuré		
Λ non mesuré [%]	24	28
π^- mesuré		
Λ non mesuré [%]	72	70
π^- et Λ mesurés [%]	4	2



Figures 23: a) distribution de la masse du Ξ^- reconstruite à partir du π^- seul b) masse effective ($\Lambda-\pi^-$)

CHAPITRE 5

LES RESULTATS

5.1 LA SELECTION DES DONNEES

Un total de $9.2 \cdot 10^6$ ($5.3 \cdot 10^6$) événements ont été enregistrés à 102 (135) GeV/c. Ils sont répartis sur 120 (70) bandes magnétiques. Avant d'être utilisées, les données contenues dans chaque bande ont été examinées. Pour chaque cible, la fraction d'événements acceptés à chaque étape du programme de reconstruction a été comparée à celle des autres bandes. De même, les caractéristiques du faisceau (intensité, divergence, halo, structure temporelle du déversement) ont été contrôlées, ainsi que les performances du DISC et des chambres A. Les données sont rejetées lorsque des écarts significatifs par rapport aux autres bandes sont observés. Les données qui correspondent à des périodes de mauvais fonctionnement des CPM n'ont pas été utilisées.

Le rapport de transmission $S(0)$ a été calculé pour chaque bande et comparé. Il est présenté dans la Figure 24, à 102 GeV/c.

Les nombres de Ξ^- incidents sur les trois cibles, V_0 , H_0 , D_0 , ainsi que les nombres d'événements acceptés, V , H , D sont donnés dans la Table 15.

5.2 L'EXTRAPOLATION

Les rapports de transmission sont présentés dans les Figures 25a,b,c et d. L'accroissement de la section efficace apparente près de $t=0$ est dû à la diffusion multiple dans la cible pleine. La valeur minimum de $|t|$, $t_{\min}$, utilisable dans l'extrapolation est déterminée par la résolution et la diffusion multiple. Plutôt que d'appliquer une grande correction, $t_{\min}$ a été choisi suffisamment grand pour que l'effet de la diffusion multiple soit négligeable. La section efficace totale extrapolée et le χ^2 de l'ajustement ont été calculés pour différentes valeurs de $t_{\min}$ (Figs. 26a et 26b). La valeur de $t_{\min}$ choisie est égale à -0.005 (GeV/c) 2 à 102 GeV/c et -0.006 (GeV/c) 2 à 135 GeV/c.

TABLE 15
Statistique globale

	102	135
V_0	$1.807 \cdot 10^6$	$1.456 \cdot 10^6$
V	$0.373 \cdot 10^6$	$0.309 \cdot 10^6$
H_0	$2.244 \cdot 10^6$	$1.633 \cdot 10^6$
H	$0.362 \cdot 10^6$	$0.271 \cdot 10^6$
D_0	$2.001 \cdot 10^6$	$1.218 \cdot 10^6$
D	$0.240 \cdot 10^6$	$0.150 \cdot 10^6$

La section efficace totale, σ , est obtenue en extrapolant la valeur obtenue à $t_{\min}$ jusqu'à $t=0$. Les formes analytiques suivantes ont été utilisées:

$$(5.1) \quad \sigma = \sigma(t_{\min}) - \sum_{j=1}^n a_j \cdot t_{\min}^j \quad ; n=1, 2 \text{ ou } 3$$

Le χ^2 par degré de liberté de l'ajustement en fonction de n est présenté dans la Figure 27, à 102 GeV/c et pour les deux cibles. Le degré du polynôme doit au moins être égal à deux, mais il n'est pas nécessaire d'utiliser un degré supérieur à trois. Les résultats obtenus avec $n=2$ et 3 sont identiques.

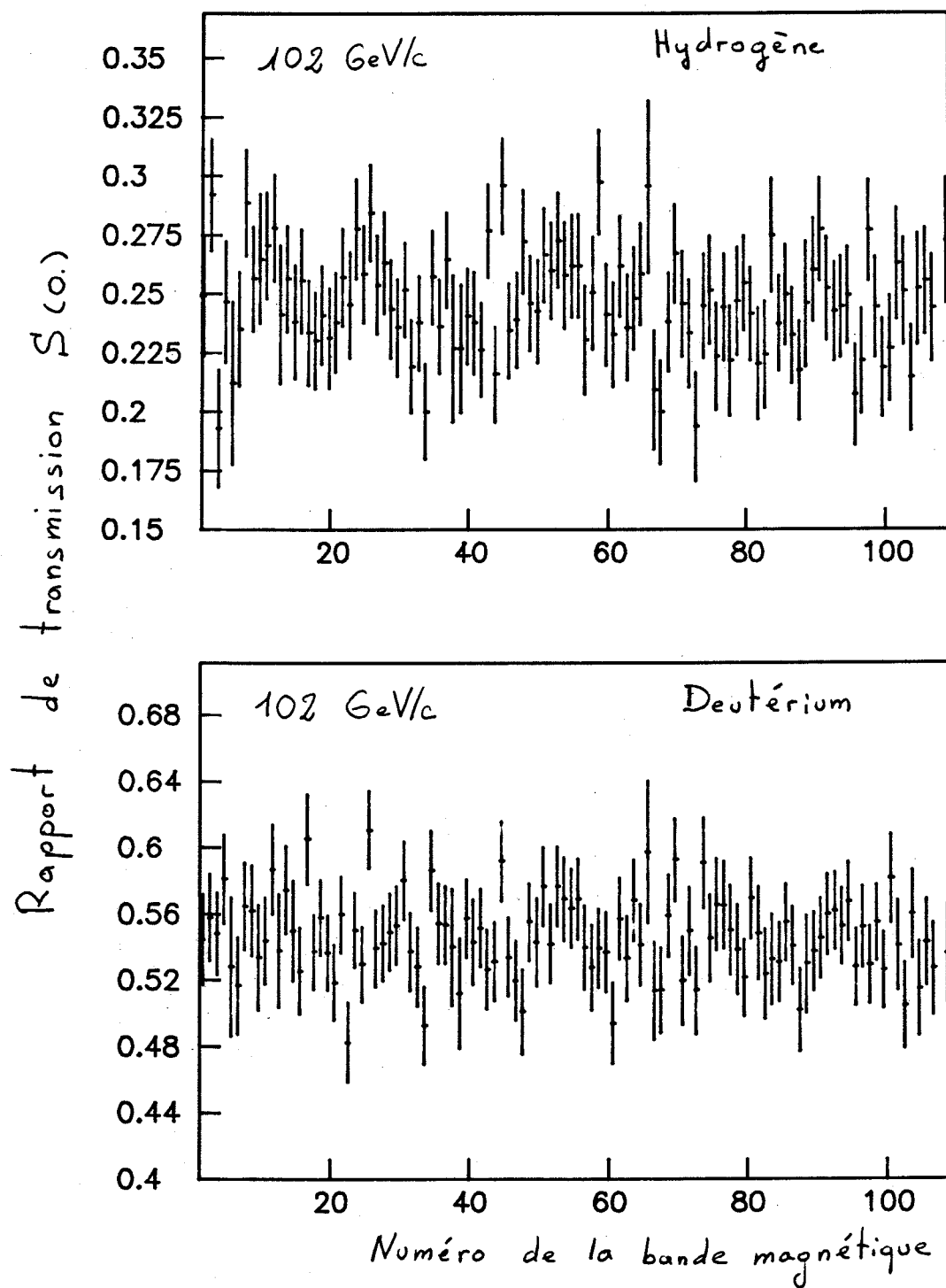


Figure 24: Stabilité du rapport de transmission $S(0)$

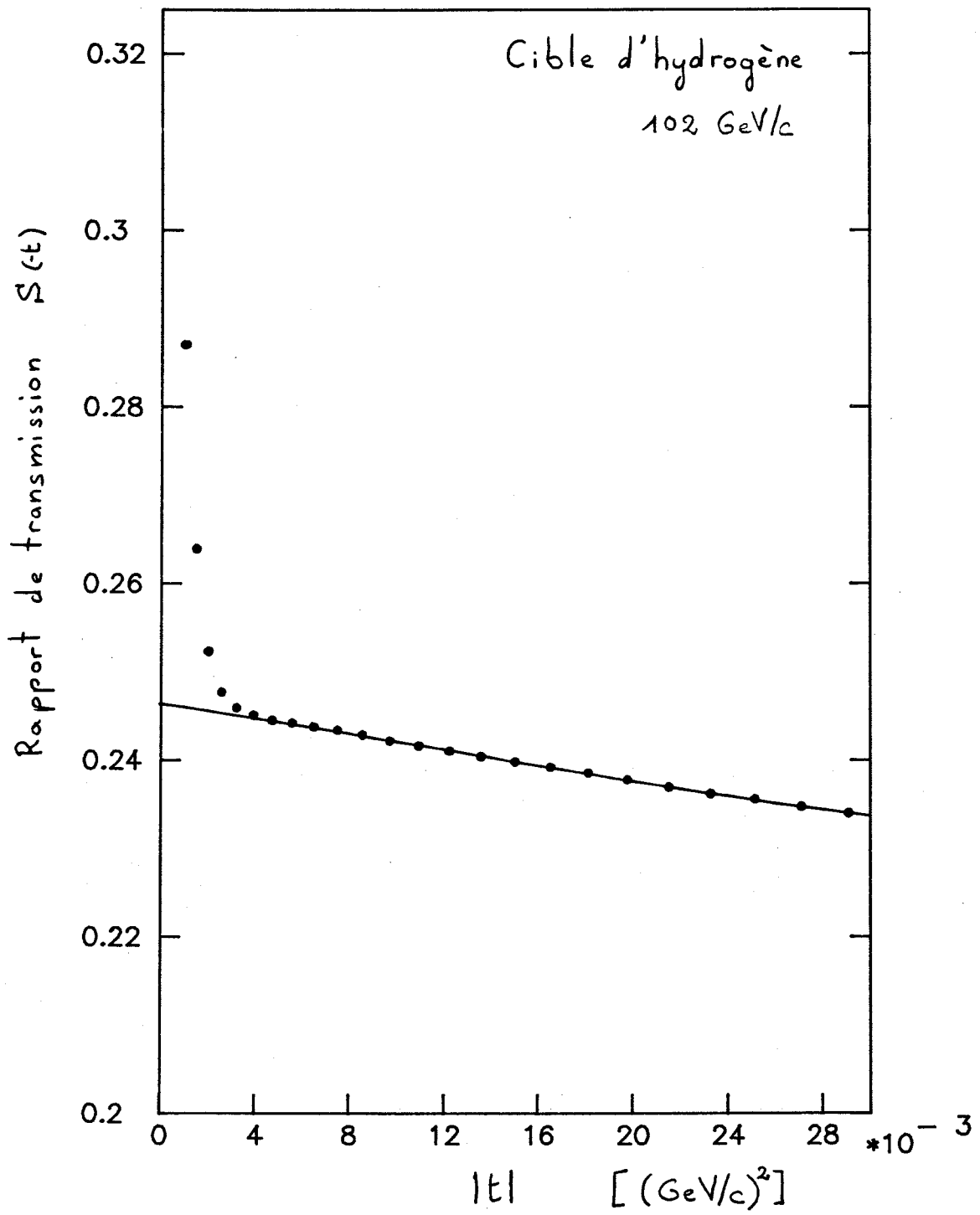


Figure 25 a : Rapport de transmission $S(t)$

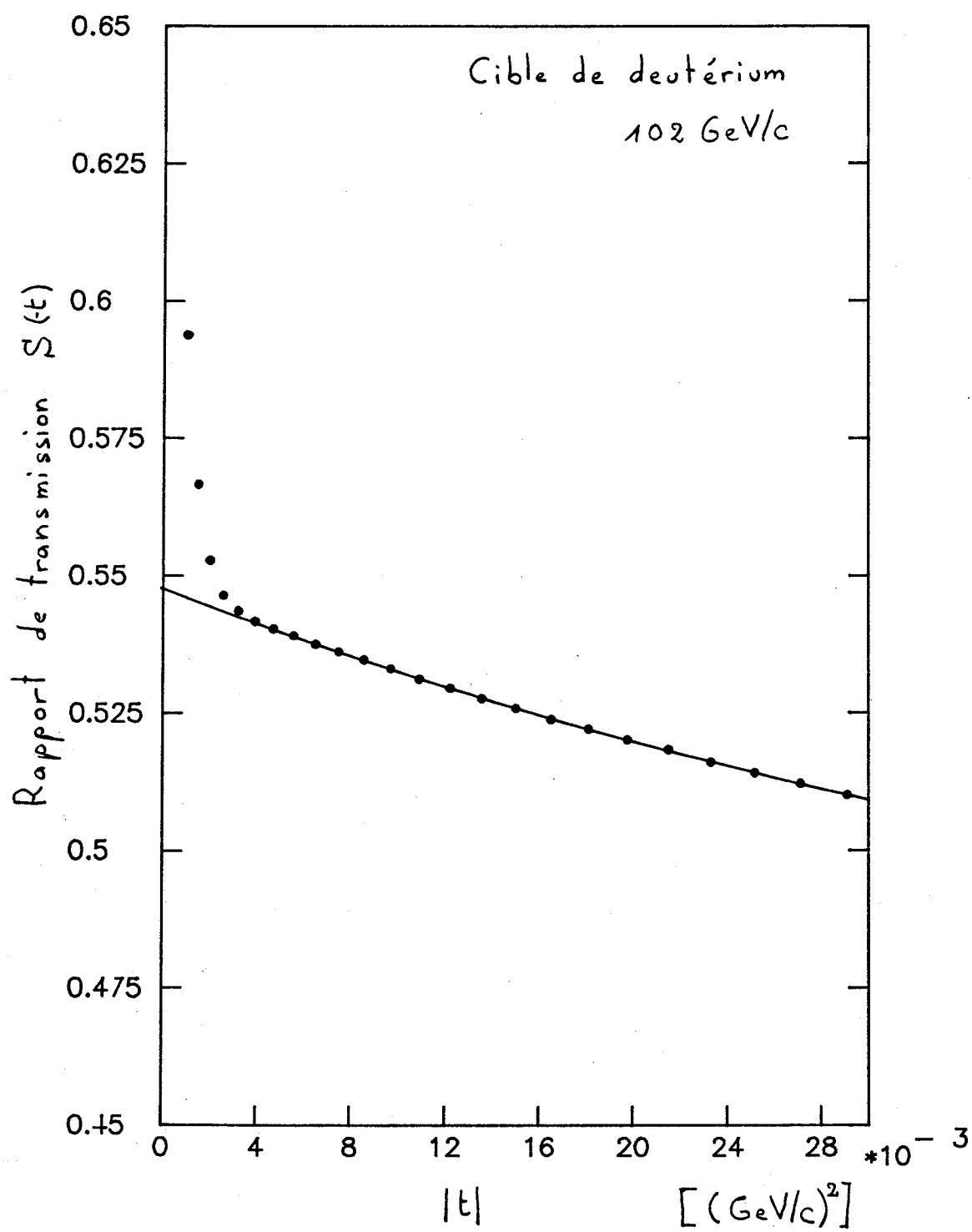


Figure 25b: Rapport de transmission $S(t)$

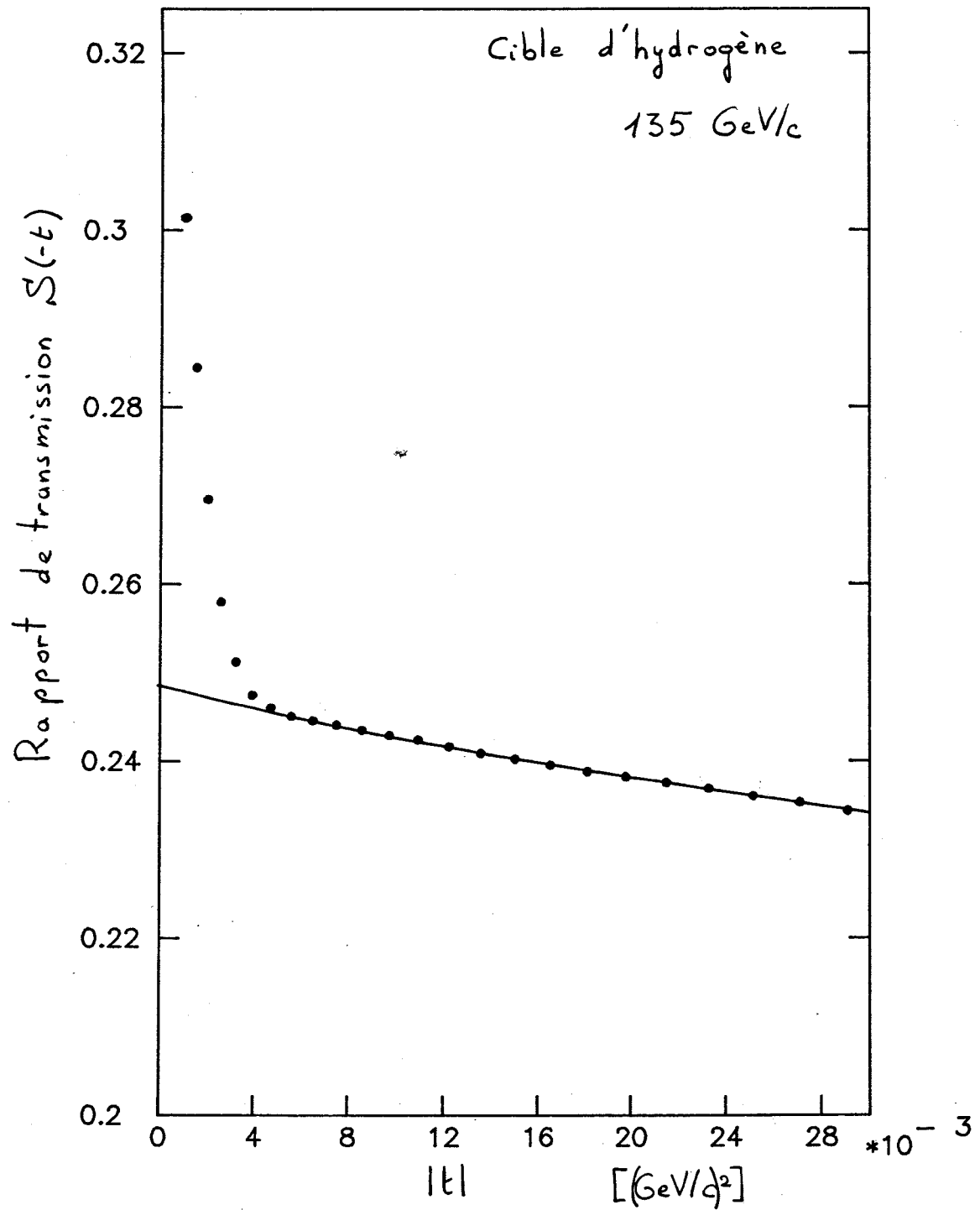


Figure 25c: Rapport de transmission $S(t)$

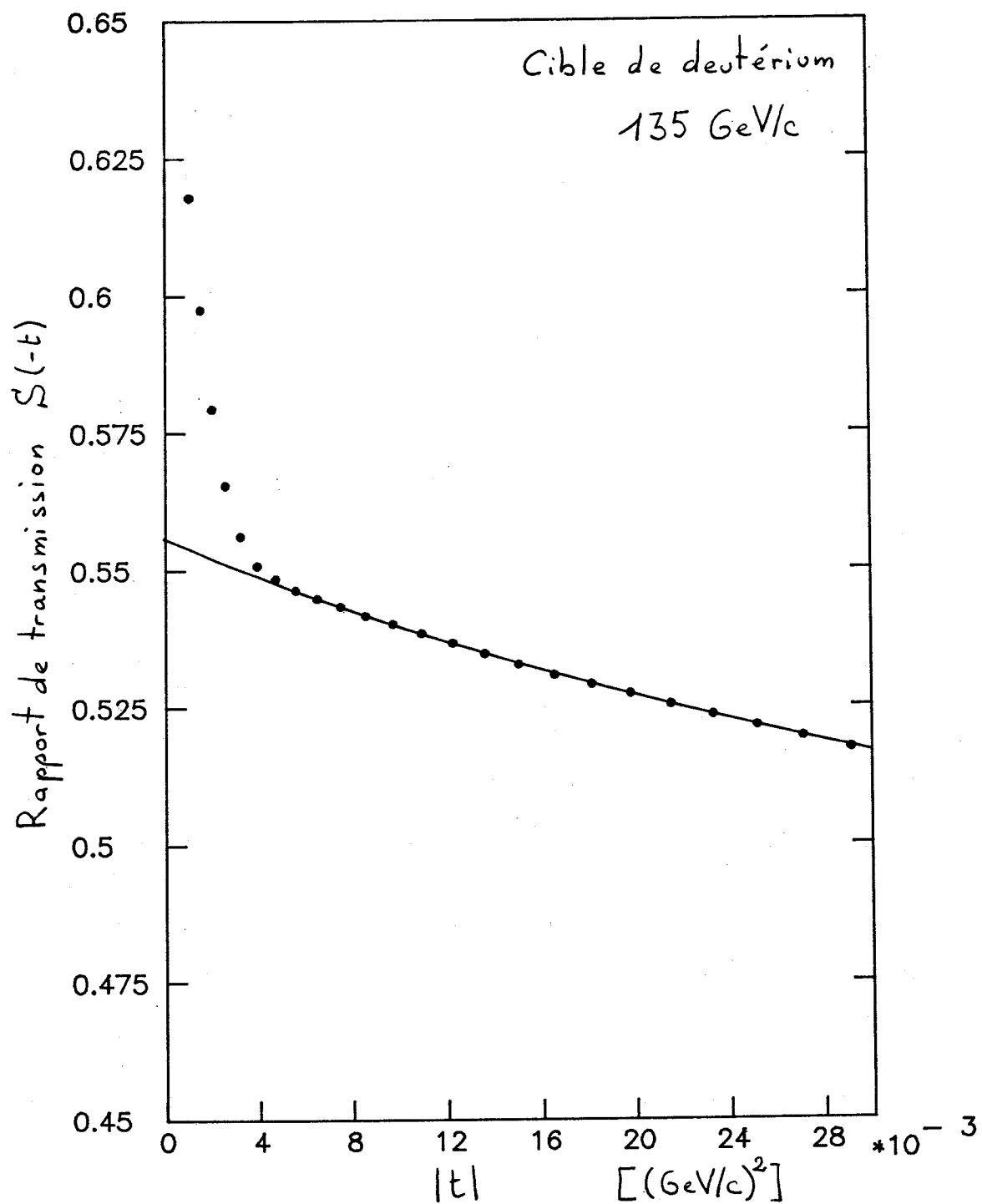
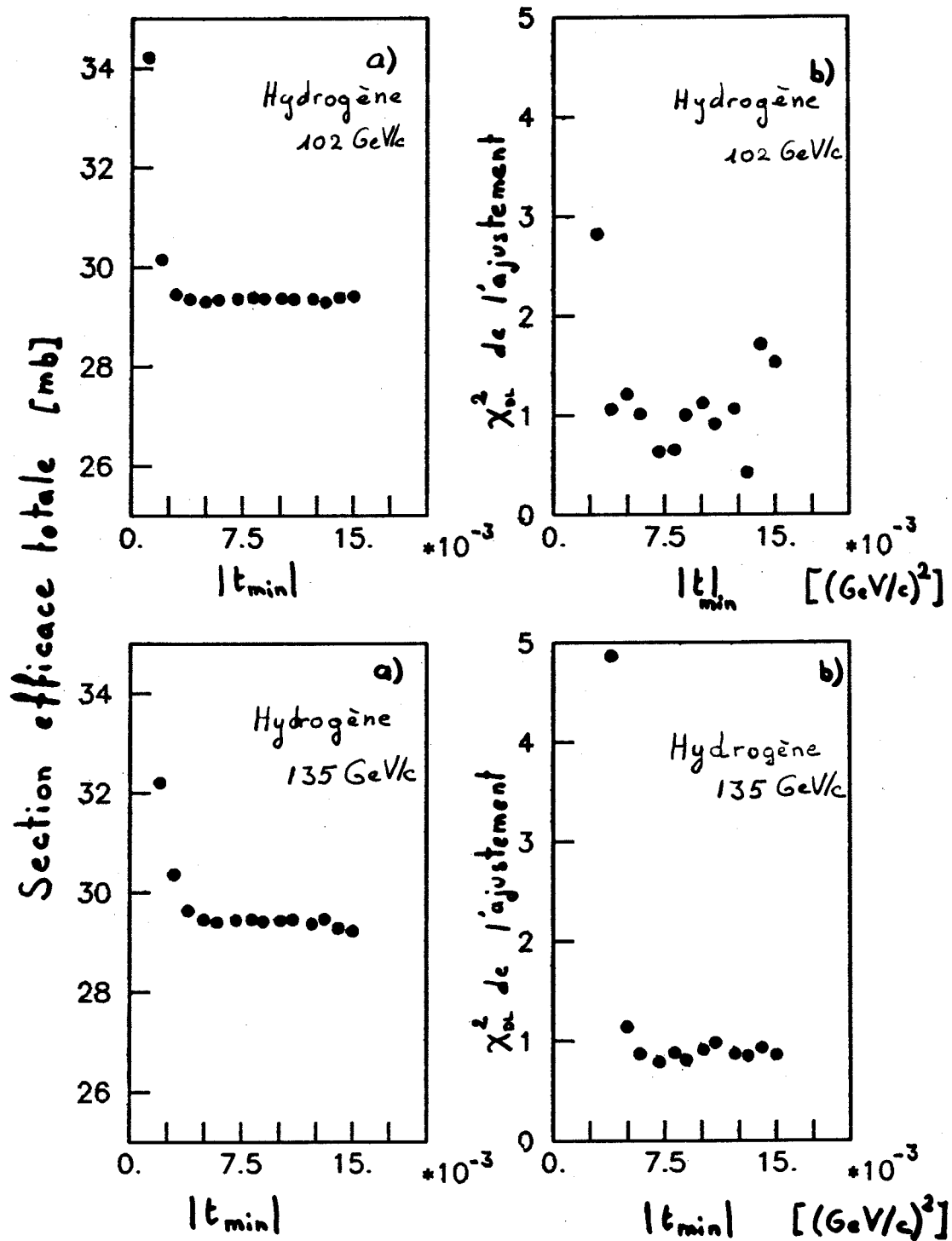


Figure 25 d: Rapport de transmission $S(t)$



Figures 26: Dépendances de σ_T et χ^2 en fonction de $|t_{\min}|$

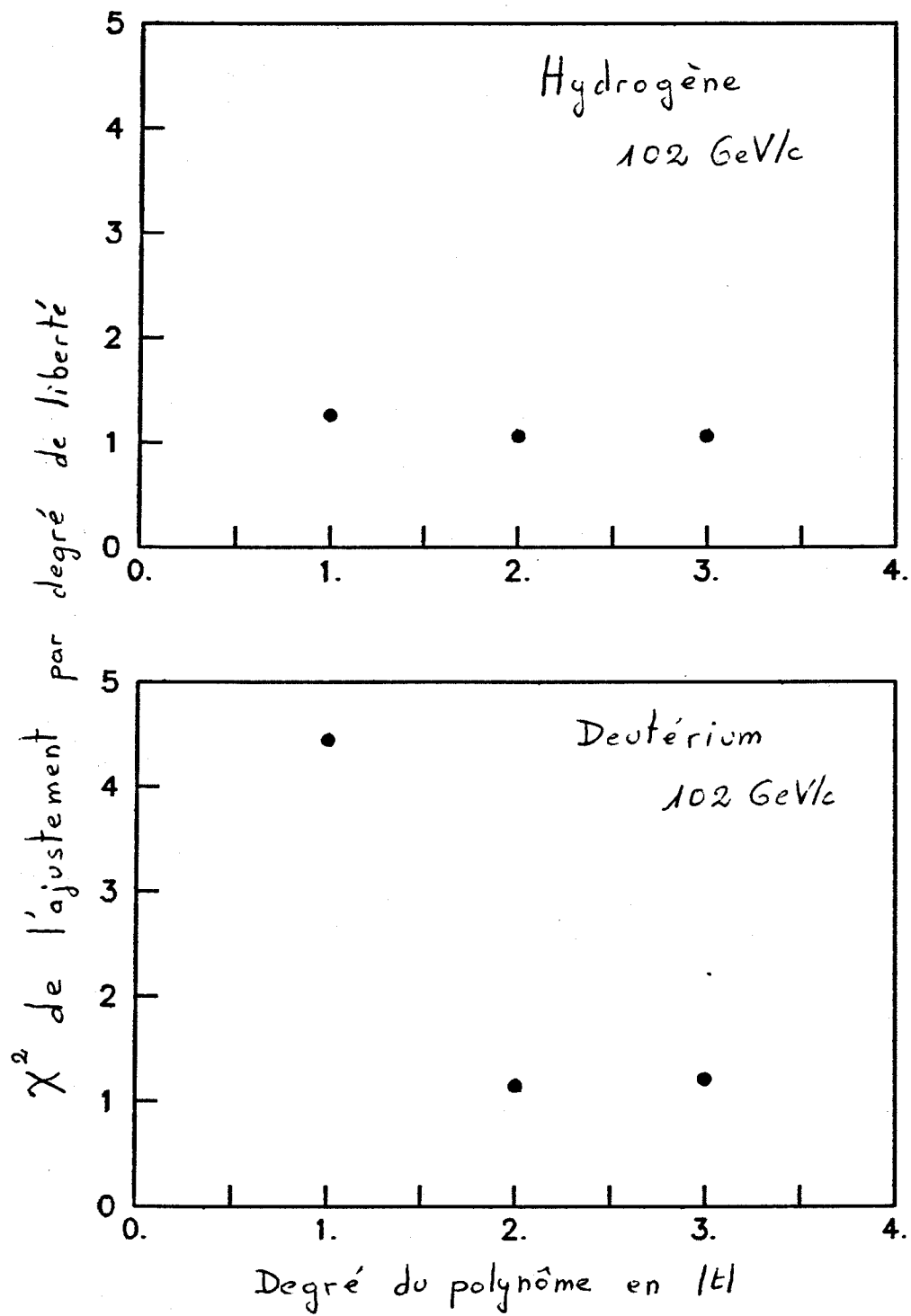


Figure 27: χ^2/DL de l'ajustement en fonction
du degré du polynôme en $|t|$

La valeur de σ reste stable pour de grandes variations de $t_{\max}$ ($.015 < -t_{\max} < -.050$). Les points ajustés sont équidistants dans la variable q ($=\sqrt{-t}$). Les résultats restent stables lorsque l'intervalle Δq entre les points varie d'un facteur dix.

Les deux procédures d'ajustement (Chap.3.3) donnent des résultats absolument identiques.

L'erreur due à l'extrapolation a été estimée d'après les variations de σ en fonction de $t_{\min}$, $t_{\max}$, Δq et n ; elle est égale à $\pm 0.11\%$ pour la cible d'hydrogène et $\pm 0.16\%$ pour la cible de deutérium.

5.3 LES CONTROLES DE QUALITE DES DONNEES

5.3.1 Stabilité

La sensibilité aux coupures de la section efficace totale est estimée par ses variations entre vingt différents échantillons. Les critères supplémentaires imposés sont les suivants:

1. chambre A: 3 coordonnées en X et Y
 4 coordonnées en X, 3 en Y, ou l'inverse
 4 coordonnées en X et Y
2. χ^2 de la trace de faisceau: $\chi^2 < 1.25$
 $\chi^2 > 1.25$

Un critère plus sévère sur le nombre de coordonnées requises dans chaque projection ou une coupure plus stricte sur la valeur du χ^2 diminuent le nombre des Ξ^- qui se sont désintégrés dans les chambres A.

3. direction du faisceau: $\theta_h < 0$ et $\theta_v < 0$
 $\theta_h < 0$ et $\theta_v > 0$
 $\theta_h > 0$ et $\theta_v < 0$
 $\theta_h > 0$ et $\theta_v > 0$

θ_h et θ_v sont les angles horizontal et vertical des particules incidentes.

4. condition supplémentaire au déclenchement:

$$\begin{aligned} & S1 \cdot S2 \\ & \quad \quad \quad \overline{V2} \\ & \quad \quad \quad S1 \cdot S2 \cdot \overline{V2} \\ & \quad \quad \quad \overline{W1} \cdot \overline{W2} \\ & S1 \cdot S2 \cdot \overline{W1} \cdot \overline{W2} \cdot \overline{V2} \end{aligned}$$

La coïncidence entre les scintillateurs S1 et S2, en plus de la condition de déclenchement $T1 \cdot T2 \cdot \bar{V1} \cdot (DISC)$, réduit la divergence du faisceau et diminue le nombre de désintégrations dans le DISC. L'anticoïncidence $\bar{V2}$ peut rejeter des événements avec particule diffusée vers l'arrière, toutefois cette condition agit différemment sur les deux cibles et peut modifier la section efficace mesurée. L'anticoïncidence $\bar{W1} \cdot \bar{W2}$ supprime les particules du halo et réduit le nombre de traces supplémentaires qui traversent tout le système.

5. coupure sur l'angle de désintégration (Ξ^-, π^-): $\theta \geq 4.0$ mrad
 $\theta \geq 5.0$ mrad
 $\theta \geq 6.0$ mrad

6. limite de la zone fiducielle: $755 \leq z \leq 930$ cm
 $930 \leq z \leq 1235$ cm

7. coupure sur le nombre total de coordonnées: 250

Les trois derniers critères rendent plus sévères certaines coupures du programme.

8. la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ est complètement reconstruite

La variance de la différence, d , entre la section efficace de ces échantillons, σ_e , et celle de l'échantillon initial, σ_i , est la suivante:

$$\text{var}(d) = \text{var}(\sigma_e) - \text{var}(\sigma_i)$$

les événements de l'échantillon sélectionné provenant de l'échantillon initial.

Les déviations observées pour les différents critères imposés sont données dans la Table 16 en nombre de déviations standards. Aucun effet systématique n'est observé.

TABLE 16
Stabilité des résultats

	102		135	
	HYD	DEU	HYD	DEU
(3 X, 3 Y)	+0.27	-0.44	+0.56	+0.03
(4 X, 3 Y) ou (3 X, 4 Y)	+0.61	+0.30	-0.60	+1.54
(4 X, 4 Y)	-0.66	-0.23	+0.40	-1.59
$\chi^2 < 1.25$	+0.26	-1.26	+0.53	+0.02
$\chi^2 > 1.25$	+0.73	+1.39	-2.10	-2.08
$\theta_h < 0, \theta_v < 0$	+0.08	+0.11	-0.04	-3.74
$\theta_h > 0, \theta_v < 0$	-0.92	+1.87	+0.16	+1.84
$\theta_h < 0, \theta_v > 0$	-0.04	-1.90	-0.46	-2.60
$\theta_h > 0, \theta_v > 0$	+1.00	-0.51	+0.23	+3.80
S1·S2	-0.01	-3.45	+0.73	+1.39
V2	-0.05	-0.27	+0.60	-1.43
S1·S2·V2	+0.14	-3.20	+0.97	+0.73
W1·W2	-0.25	+1.61	-2.00	-4.10
S1·S2· ·W1·W2·V2	-0.28	-1.20	-1.14	-2.52
$\theta > 4$ mrad	+0.75	+2.73	+0.04	-0.05
$\theta > 5$ mrad	+0.51	+2.33	-0.57	-0.89
$\theta > 6$ mrad	+0.32	+1.97	+0.35	+0.13
$755 \leq z \leq 930$	-0.83	-0.31	+1.67	+1.68
$930 \leq z \leq 1235$	+0.83	+0.31	-1.67	-1.72

nbr. coords				
<250	+0.13	-0.56	+0.05	+1.13
A recons.	-0.01	+1.10	+1.17	+2.35

5.3.2 Section efficace totale $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$

Les sections efficaces $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$ ont été mesurées pour permettre un contrôle rapide des propriétés des cibles et de la procédure expérimentale, en les comparant aux valeurs connues [5]. Les données ont été accumulées en trois fois, sous différentes conditions:

1. avec un faisceau d'intensité normale (10^6 T1·T2/sec)
2. avec un faisceau d'intensité réduite de moitié
3. avec un faisceau d'intensité normale, mais un mois après la première mesure

La précision statistique est de 0.3% pour chacun de ces échantillons. Les deux premiers ont permis de contrôler la dépendance possible des résultats en fonction de l'intensité du faisceau; le premier et le dernier contrôlent la stabilité de l'appareillage, notamment la formation possible de glace sur les fenêtres des cibles. Les effets liés à l'intensité ont aussi été contrôlés avec les Σ^- , une partie des données ayant été enregistrée à deux intensités différentes. Les différences entre les sections efficaces observées sont données dans la Table 17. Aucun effet systématique n'est apparent.

TABLE 17

Effet systématique lié à l'intensité du faisceau

particule	impulsion [GeV/c]	HYD	cible [mb]	DEU
Σ^-	119.8	0.25 ± 0.45		-0.30 ± 0.47
Ξ^-	101.4	0.32 ± 0.20		0.00 ± 0.28

Les sections efficaces $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$ que nous avons obtenues sont présentées dans la Table 18, ainsi que celles de Carroll et al..

TABLE 18			
Sections efficaces totales $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$			
échantillon		HYD	DEU
I	[mb]	42.27 ± 0.14	80.17 ± 0.20
III	[mb]	42.13 ± 0.12	79.67 ± 0.19
I+II+III	[mb]	42.33 ± 0.14	80.02 ± 0.18
Carroll et al.	[mb]	42.08 ± 0.20	79.40 ± 0.43

Aucune différence systématique n'est apparente entre les échantillons I et III. La présence de glace se serait manifestée par un accroissement apparent de la section efficace totale. Pour les deux cibles, nos résultats sont supérieurs d'une déviation standard à ceux de Carroll et al..

5.3.3 Similitude des cibles

Le rapport de transmission a été mesuré sur chacune des trois cibles vidées de leur contenu avec des antiprotons de 86 GeV/c. Les propriétés des trois récipients sont identiques, les différences observées correspondent à une erreur systématique de $\pm 0.2\%$ ($\pm 0.1\%$) pour l'hydrogène (deutérium).

5.3.4 Détermination de l'impulsion du faisceau

L'impulsion des Ξ^- est déterminée par l'impulsion du π^- si l'on suppose la masse de la particule neutre égale à celle du Λ , ou par l'impulsion du π^- et du Λ lorsque la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ est reconstruite. Si le Ξ^- reconstruit n'a pas interagi, son impulsion est celle du faisceau.

Le canal magnétique du faisceau d'hypéron est dispersif et la corrélation entre le module de l'impulsion, P , et l'angle horizontal, θ_x , peut être paramétrisée par la forme:

$$P = P_0 + \alpha \cdot (\theta_x - \theta_0)$$

Les paramètres, obtenus avec un échantillon de Ξ^- complètement reconstruits, sont donnés dans la Table 19.

TABLE 19
Impulsion du faisceau

Valeur nominale	P_0 [GeV/c]	θ_0 [mrad]	α [GeV/c/mrad]
100	101.4	0.06	9.48
135	134.4	0.24	9.86

5.4 LES SECTIONS EFFICACES TOTALES Σ^-p ET Σ^-d

Les résultats et les corrections apportées aux valeurs mesurées sont donnés dans la Table 20.

L'erreur due à la méthode d'extrapolation a été estimée par la variation de la section efficace en fonction de la plage d'ajustement, de l'intervalle séparant les points et du degré du polynôme.

Une erreur systématique de 0.5% a été ajoutée pour tenir compte de la sensibilité des résultats aux coupures.

Les sections efficaces totales Σ^-p et Σ^-d ont été mesurées à cinq impulsions, entre 75 et 135 GeV/c. Bien que l'analyse de ces données ne soit pas décrite ici, les résultats sont présentés dans la Table 21 et la Figure 28.

Les sections efficaces augmentent avec l'impulsion; la pente est égale à 0.015 ± 0.005 (0.020 ± 0.006) mb/(GeV/c) pour l'hydrogène (deutérium). Les sections efficaces obtenues sont comparées à celles des hadrons habituels dans la Figure 29; la valeur $\sigma(\Sigma^-p)$ à 18 GeV/c provient de l'expérience réalisée par Badier et al. [10].

TABLE 21

Sections efficaces totales Σ^-p et Σ^-d

impulsion [GeV/c]	Σ^-p [mb]	Σ^-d [mb]
74.5	33.08 ± 0.31	62.49 ± 0.63
86.1	33.21 ± 0.27	63.13 ± 0.30
101.4	33.33 ± 0.31	62.67 ± 0.32
119.8	33.29 ± 0.33	63.44 ± 0.33
136.9	34.14 ± 0.30	63.94 ± 0.30

TABLE 20

Sections efficaces totales Ξ^-p et Ξ^-d

Impulsion [GeV/c] Cible	102 HYD	102 DEU	135 HYD	135 DEU
σ mesurée [mb]	29.30	55.55	29.44	56.31
correction: rayons δ	+0.05	+0.04	+0.05	+0.04
contam. Σ^-	-0.15	-0.26	-0.17	-0.28
perte d'énergie	-0.01	-0.01	+0.02	+0.02
σ corrigée [mb]	29.20	55.33	29.33	56.10
source d'erreur: statistique	0.25	0.25	0.29	0.30
méthode d'extrapolation	0.03	0.03	0.08	0.07
tests de consistance	0.15	0.28	0.15	0.28
longueur de la cible	0.01	0.01	0.01	0.01
densité de la cible	0.01	0.01	0.01	0.01
soustraction de l'interférence nucléaire-coulomb	0.02	0.02	0.02	0.02
présence de molécules HD			0.05	0.05
erreur globale	0.29	0.38	0.33	0.42
RESULTAT [mb]	29.20 $\pm$ 0.29	55.33 $\pm$ 0.38	29.33 $\pm$ 0.33	56.10 $\pm$ 0.42

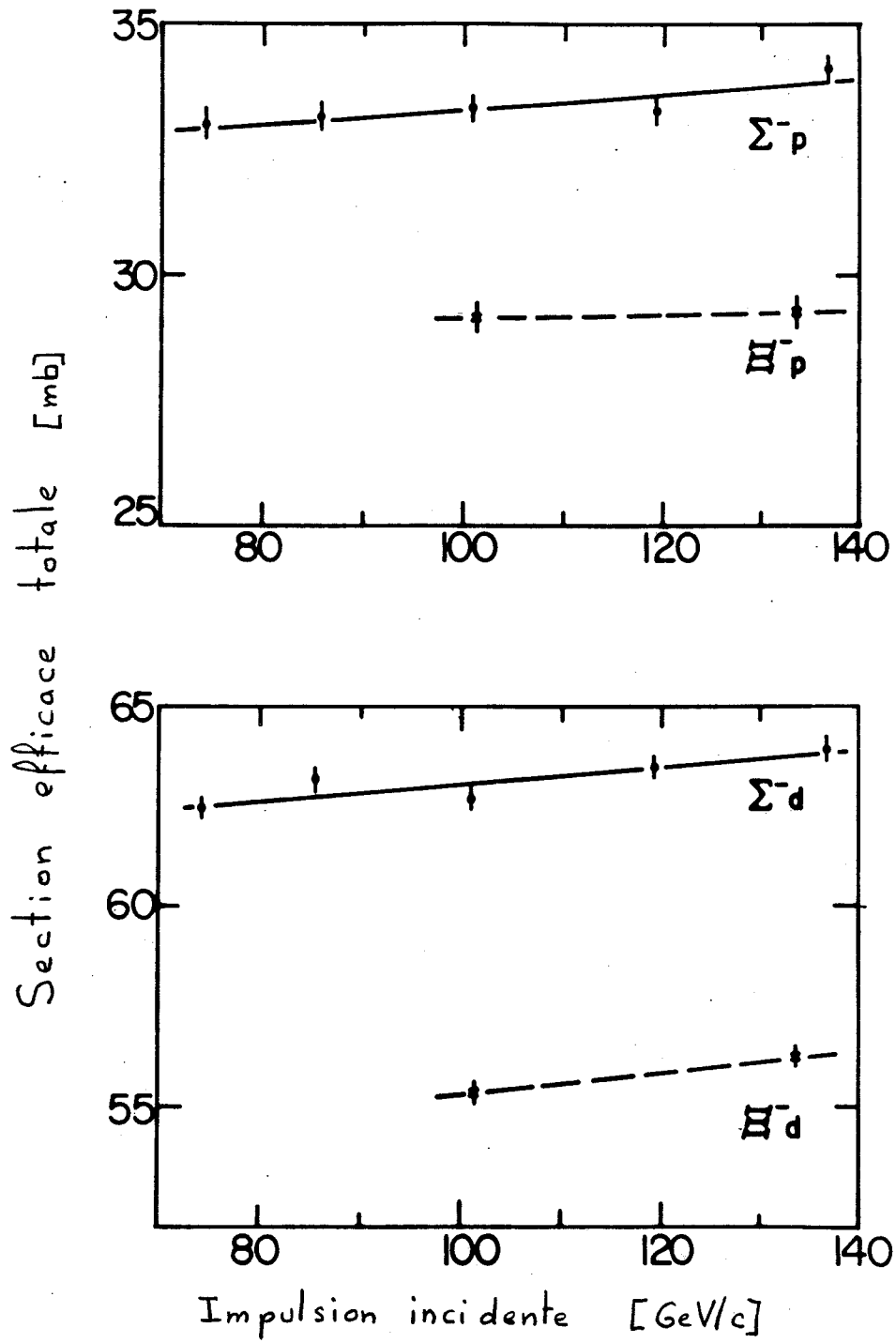


Figure 28: Sections efficaces totales $\Xi^- p$,

$\Xi^- d$, $\Sigma^- p$ et $\Sigma^- d$

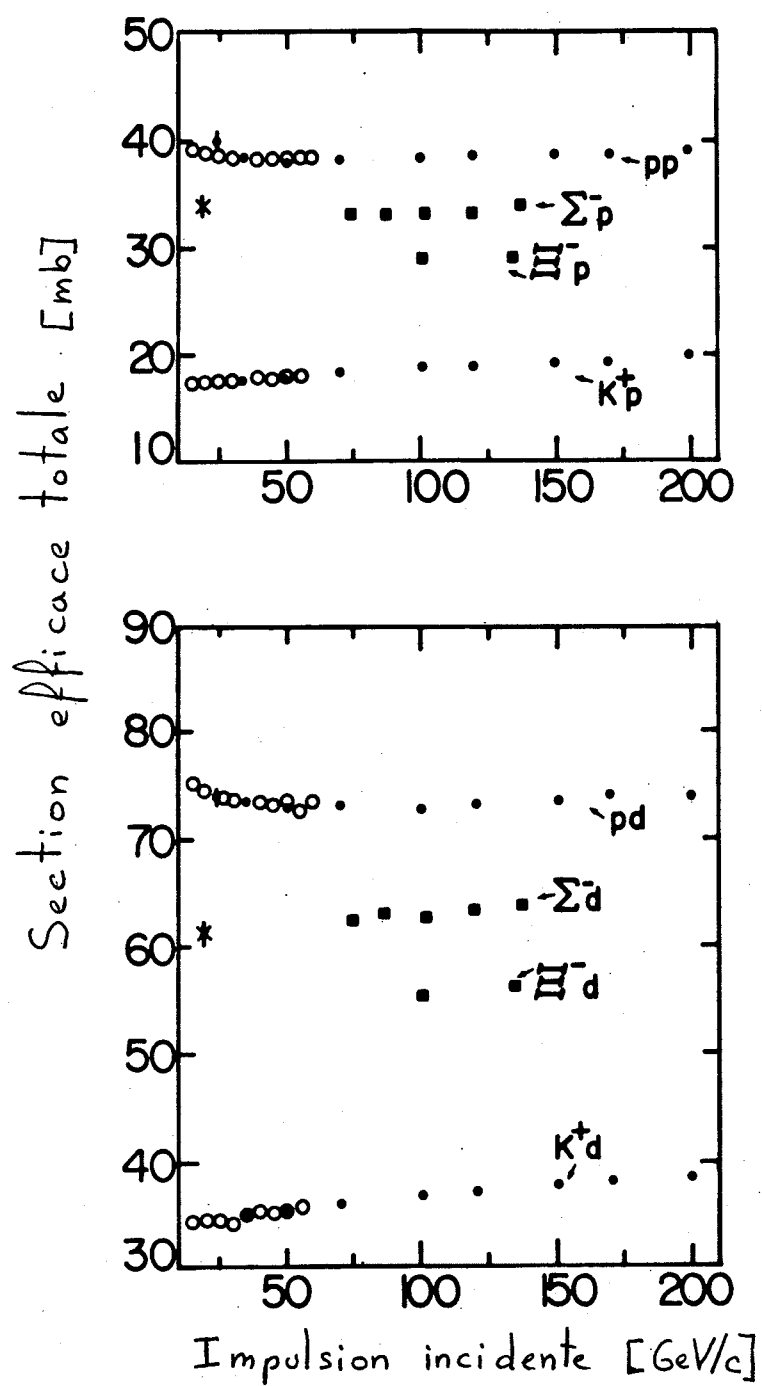


Figure 29.

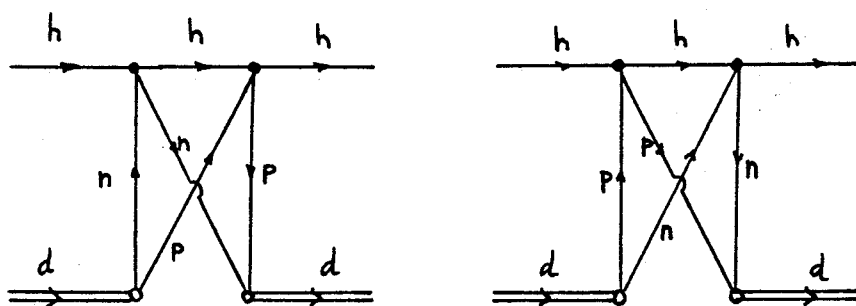
5.5 LA SECTION EFFICACE TOTALE Ξ -N

La section efficace totale Ξ -n peut être déterminée à partir des sections efficaces totales Ξ -d et Ξ -p à l'aide de la théorie de Glauber [31]. L'amplitude de diffusion $hd \rightarrow hd$ (h =hadron incident) est calculée dans le cadre de la théorie de la diffraction. Le déphasage $\chi(b)$ de l'onde sortante est le suivant:

$$(5.2) \quad \chi(b, q_n, q_p) = \chi_n(b - q_n) + \chi_p(b - q_p)$$

où b : vecteur paramètre d'impact
 θ_n, θ_p : projection des coordonnées du neutron et du proton sur un plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente

Ainsi, seul sont considérés les diagrammes:



La relation (5.2) permet de calculer l'amplitude de diffusion élastique qui est la somme des amplitudes de diffusion sur chacun des nucléons et d'un terme supplémentaire représentant l'effet d'écran entre les deux nucléons. Le théorème optique permet alors de relier entre elles les sections efficaces $\sigma(hd)$, $\sigma(hp)$ et $\sigma(hn)$:

$$(5.3) \quad \sigma(hd) = \sigma(hp) + \sigma(hn) + \delta\sigma$$

$$\delta\sigma = (4\pi/k^2) \cdot \text{Re}\{f_n(0) \cdot f_p(0)\} \cdot \langle r^{-2} \rangle_d$$

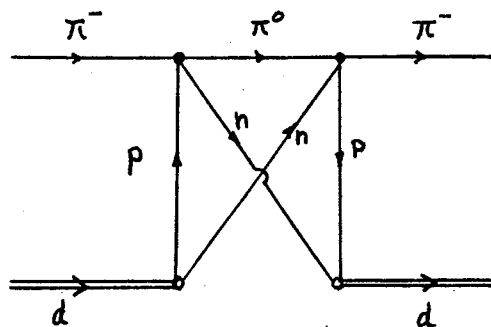
où

k est l'impulsion du hadron incident
 $f_n(0)$ et $f_p(0)$ sont les amplitudes de diffusion élastique
 $hn \rightarrow hn$ et $hp \rightarrow hp$ à $t=0$
 $\langle r^{-2} \rangle_d$ est la moyenne de l'inverse du carré de la distance
 séparant les deux nucléons

En introduisant les rapports ρ des parties réelle et imaginaire des amplitudes élastiques, on obtient:

$$(5.4) \quad \sigma(hd) = \sigma(hp) + \sigma(hn) - \langle r^{-2} \rangle_d / 4\pi \cdot \sigma(hp) \cdot \sigma(hn) \cdot (1 - \rho(hp) \cdot \rho(hn))$$

Lorsque l'on applique cette formule aux diffusions π^-d et π^0d , qui devraient être égales en vertu de l'invariance d'isospin, on constate que le terme de correction de Glauber, $\delta\sigma$, rends les deux sections différentes. C. Wilkin a résolu ce problème en incluant de nouveaux diagrammes correspondant à l'amplitude d'échange de charge [32]. Par exemple, pour la diffusion π^-d :



Cette correction supplémentaire est proportionnelle au carré de l'amplitude d'échange de charge. Le second théorème de Pomeranchuk stipule qu'à haute énergie et en avant, l'amplitude d'échange est toujours dominée par l'amplitude élastique [33]. Cette correction doit donc tendre vers zéro; en pratique, elle est négligeable au dessus de 2 GeV/c.

5.5.1 Valeur du parametre $\langle r^{-2} \rangle_d$

La mesure des sections efficaces totale π^+d et π^-d à permis sa détermination. En effet, par invariance d'isospin:

$$\sigma(\pi^+n) = \sigma(\pi^+p)$$

$$\sigma(\pi^+d) = \sigma(\pi^-d)$$

ainsi

$$\delta\sigma = \sigma(\pi^-p) + \sigma(\pi^+p) - 1/2 \cdot (\sigma(\pi^+d) + \sigma(\pi^-d))$$

de (5.4), on obtient

$$\langle r^{-2} \rangle_d = 4\pi \cdot \frac{\sigma(\pi^-p) + \sigma(\pi^+p) - 1/2 \cdot (\sigma(\pi^+d) + \sigma(\pi^-d))}{\sigma(\pi^-p) \cdot \sigma(\pi^+p) \cdot (1 - \rho(\pi^-p) \cdot \rho(\pi^+p))}$$

Yu.P. Gorin et al. ont ainsi déterminé $\langle r^{-2} \rangle_d$ pour différentes impulsions incidentes comprises entre 15 et 60 GeV/c [34]. Ils ont observés une lente augmentation de $\langle r^{-2} \rangle_d$ en fonction de l'impulsion et l'ont paramétrisée par:

$$\langle r^{-2} \rangle_d = \langle r_0^{-2} \rangle_d \cdot (1 + b \cdot P)$$

où

$$\begin{aligned} \langle r_0^{-2} \rangle_d &= (0.028 \pm 0.003) \text{ mb}^{-1} \\ b &= (6 \pm 2) \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1} \end{aligned}$$

On peut aussi obtenir $\langle r^{-2} \rangle_d$ à partir des sections efficaces totales pd , pp et np . Les mêmes auteurs ont utilisé les données disponibles à leur époque et ont à nouveau pu paramétriser $\langle r^{-2} \rangle_d$ par la même forme, toutefois la valeur du paramètre $\langle r_0^{-2} \rangle_d$ est différente:

$$\langle r_0^{-2} \rangle_d = (0.022 \pm 0.004) \text{ mb}^{-1}$$

mais la pente b ne change pas.

Carroll et al. ont mesuré $\sigma(\pi^+p)$ et $\sigma(\pi^+d)$ entre 50 et 200 GeV/c et obtiennent une valeur de $\langle r^{-2} \rangle_d$ constante dans toute la plage d'impulsion:

$$\langle r^{-2} \rangle_d = (0.039 \pm 0.001) \text{ mb}^{-1}; \quad 50 \leq P < 200 \text{ GeV}/c$$

en contradiction avec les observations de Yu.P. Gorin et al..

La mesure de la section efficace $\sigma(np)$, entre 30 et 280 GeV/c, effectuée par M.J. Longo et al. [35], ainsi que la mesure des sections efficaces totales $\sigma(pp)$ et $\sigma(pd)$ entre 50 et 200 GeV/c de Carroll et al. [5], ont rendu possible une nouvelle détermination de $\langle r^{-2} \rangle_d$. Dans cette plage d'impulsion, le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion pp est compris entre -0.15 et 0.0 [36]. Le rapport $\rho(np)$ n'a jamais été mesuré. Toutefois, le modèle de Lipkin [27] prédit la relation $\rho(np)=\rho(pp)$, relation que nous avons utilisée. Les résultats sont présentés dans la Figure 30, la ligne droite correspond à la paramétrisation:

$$\langle r^{-2} \rangle_d = \langle r_0^{-2} \rangle_d \cdot (1+b \cdot P)$$

où

$$\begin{aligned} \langle r_0^{-2} \rangle_d &= (0.032 \pm 0.001) \text{ mb}^{-1} \\ b &= (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ mb}^{-1} \end{aligned}$$

La pente obtenue est différente de la pente obtenue par Yu.P. Gorin et al..

On a ainsi à disposition plusieurs évaluations qui sont présentées dans la Table 22.

Devant cette situation, Carroll et al. ont utilisé la valeur 'moyenne'

$$\langle r^{-2} \rangle_d = (0.035 \pm 0.004) \text{ mb}^{-1}$$

Avec cette valeur et en supposant $\rho(pp)=\rho(np)=0$, nous avons obtenu les sections efficaces totales $\sigma(\Xi^-n)$ suivantes:

$$\sigma(\Xi^-n) = 28.44 \pm 0.59 \text{ mb} \quad (102 \text{ GeV/c})$$

$$\sigma(\Xi^-n) = 29.15 \pm 0.65 \text{ mb} \quad (135 \text{ GeV/c})$$

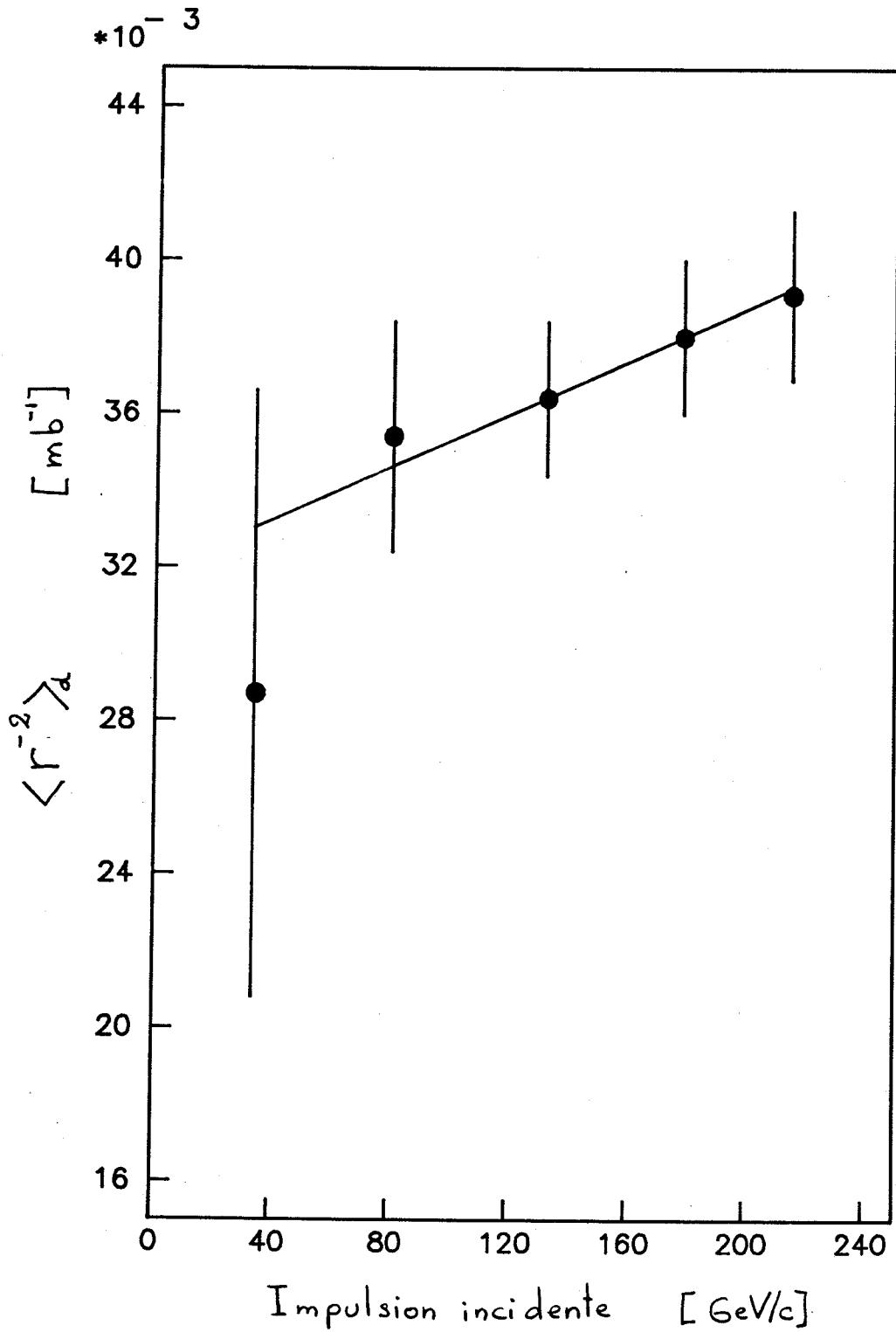


Figure 30: Valeurs du paramètre $\langle r^{-2} \rangle_d$ déterminées à partir des diffusions pp, pn et pd

Si l'on suppose $\rho(pp)=\rho(np)=-0.1$, les sections efficaces diminuent de 0.1%.

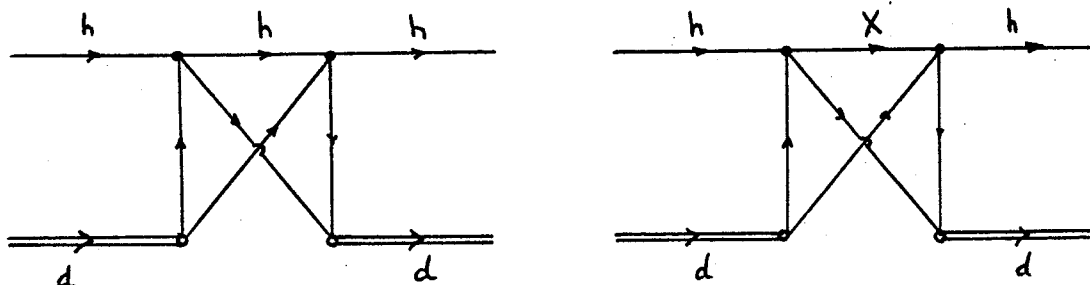
TABLE 22

Valeurs expérimentales du paramètre $\langle r^{-2} \rangle_d$ [mb⁻¹]

	Impulsion incidente [GeV/c]	
	102	135
Yu.P. Gorin et al. (π)	0.045 ± 0.007	0.051 ± 0.009
Yu.P. Gorin et al. (p)	0.035 ± 0.008	0.040 ± 0.009
Caroll et al. (π)	0.039 ± 0.001	0.039 ± 0.001
Caroll et al., M.J. Longo et al. (p)	0.036 ± 0.002	0.037 ± 0.002

5.5.2 Formule de Jezabek et Zalewski

Plus récemment, M. Jezabek et K. Zalewski ont généralisé la formule de Glauber en tenant compte des effets d'écran induits par les diffusions élastique et inélastique [37]:



$$(5.5) \quad \sigma(hd) = \sigma(hn) + \sigma(hp) - \delta\sigma_1 - \delta\sigma_2$$

où $\delta\sigma_1$ et $\delta\sigma_2$ sont les corrections dues, respectivement, aux effets d'écran élastique et inélastique. Ces auteurs obtiennent:

$$(5.6) \quad \delta\sigma_1 = f(b)/4\pi \cdot \sigma(hp) \cdot \sigma(hn)$$

où b est la pente de diffusion élastique en avant $hN \rightarrow hN$ et

$$f(b) = 0.5 \cdot \int_{-\infty}^0 dt \cdot S(\sqrt{-t}) \cdot \exp(bt)$$

$S(\sqrt{-t})$ est le facteur de forme du deutérium.

$$(5.7) \quad \delta\sigma_2 = -(0.78 + 0.35 \cdot \ln(\xi_0)) \cdot \frac{\sigma(hN)}{\sigma(NN)}$$

où

$$\xi_0 = M_0^2/S$$

M_0 : est égal, à un facteur 1.5 près, à la masse du premier état excité diffractif du hadron h

S : carré de l'énergie dans le centre de masse

Lorsque l'impulsion incidente est supérieure à 50 GeV/c, les deux corrections ont des effets comparables. Les sections efficaces totales $\sigma(\Xi^-n)$ ainsi obtenues sont présentées dans la Table 23.

TABLE 23		
Section efficace totale Ξ^-n		
	102	135
$\sigma(\Xi^-n)$ [mb]	28.54 ± 0.56	29.29 ± 0.61

Ces valeurs sont peu différentes de celles obtenues précédemment.

Les sections efficaces totales Σ^-N et Ξ^-N sont comparées dans la Table 24 et la Figure 31; la droite a été ajustée par moindres carrés.

La pente en avant de la diffusion élastique Σ^-p , utilisée pour obtenir les valeurs de la section efficace Σ^-n , a été calculée en utilisant le modèle d'invariance d'échelle géométrique.

Les sections efficaces augmentent avec l'impulsion. Celles sur neutron sont légèrement inférieures aux sections efficaces sur proton; la différence moyenne est égale à $+0.8 \sigma$ et $+0.6 \sigma$ pour les Σ^- et les Ξ^- , respectivement.

TABLE 24

Sections efficaces totales Σ^-N et Ξ^-N

P [GeV/c]	$\sigma(\Sigma^-p)$ [mb]	$\sigma(\Sigma^-n)$ [mb]	$\sigma(\Xi^-p)$ [mb]	$\sigma(\Xi^-n)$ [mb]
74.5	33.08 ± 0.31	32.36 ± 0.53		
86.1	33.21 ± 0.27	32.96 ± 0.51		
101.4	33.33 ± 0.31	32.39 ± 0.55	29.20 ± 0.29	28.54 ± 0.56
119.8	33.29 ± 0.33	33.31 ± 0.57		
134.4			29.33 ± 0.33	29.29 ± 0.61
136.9	34.14 ± 0.30	33.05 ± 0.53		

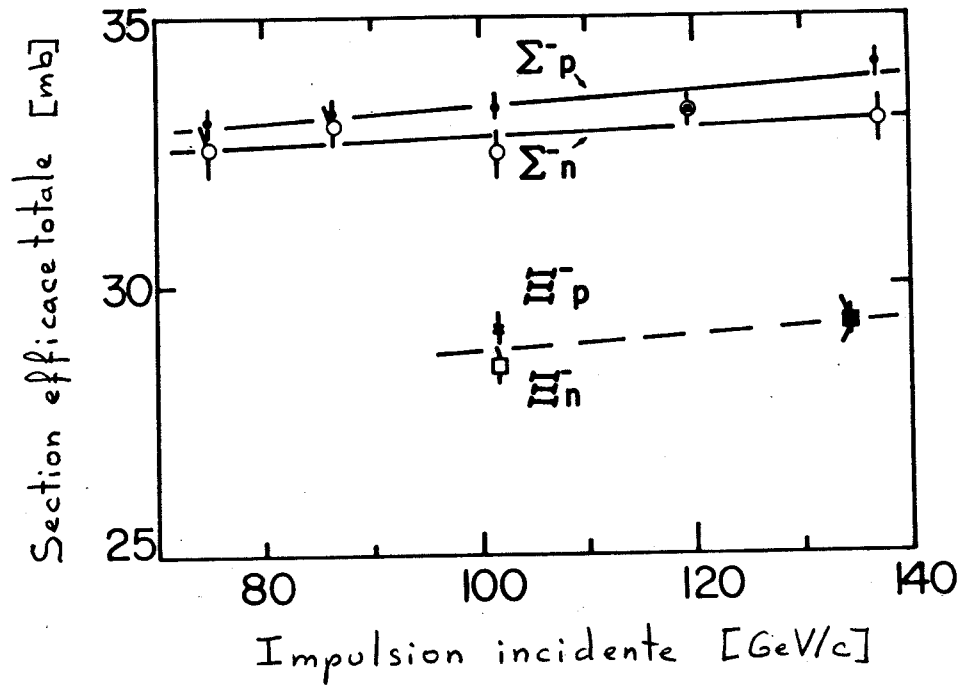


Figure 31: Sections efficaces totales
 $\Sigma^- p, \Sigma^- n, \Xi^- p$ et $\Xi^- n$

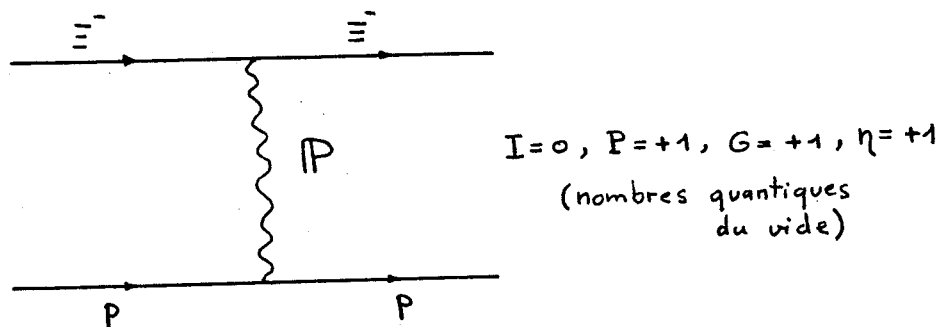
CHAPITRE 6

LES MODELES PHENOMENOLOGIQUES

Divers modèles prédisent les valeurs des sections efficaces totales Σ^-p et Ξ^-p . Ils sont généralement fondés sur le modèle des quarks ou la phénoménologie de Regge. Chacun d'eux propose une expression pour la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique en avant qui permet, à l'aide du théorème optique, d'obtenir la section efficace totale. Chaque modèle sera brièvement décrit et ses prédictions seront comparées aux résultats obtenus.

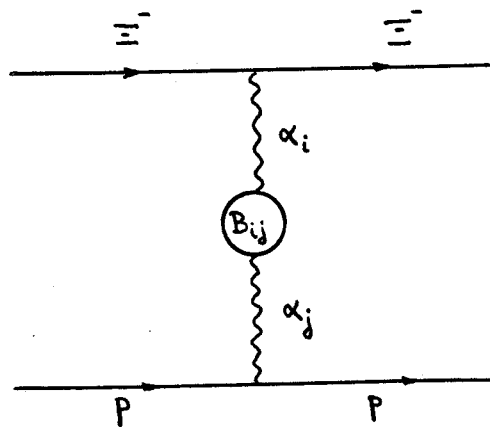
6.1 LE MODELE DE CARLITZ GREEN ET ZEE

La théorie de Regge sert de cadre à ce modèle [38]. A haute énergie, l'amplitude élastique est dominée par l'échange du poméron.



où I , P , G et η sont respectivement l'isospin, la parité, la G-parité et η la signature de la trajectoire de Regge.

Ces auteurs présentent un schéma de couplage du poméron qu'ils relient à celles des deux trajectoires de Regge dominantes qui portent les nombres quantiques du poméron, le f et le f' . Le modèle est basé sur l'unitarité de la matrice S et sur l'hypothèse de dualité. Le poméron n'est plus directement couplé aux hadrons extérieurs:



$$\alpha_i, \alpha_j = f, f'$$

La partie imaginaire de l'amplitude de diffusion est obtenue en sommant l'amplitude ci-dessus sur α_i et α_j ; ces deux indices prenant les valeurs f ou f' . Le méson f se couple à tous les quarks alors que le f' ne se couple qu'aux quarks étranges. Le terme B_{ij} contient le pôle lié au poméron. Les constantes de couplage du f et du f' aux hadrons extérieurs sont obtenues de $SU(3)$.

Le modèle permet ainsi de relier les parties imaginaires des amplitudes de diffusions Ξ^-p et pp , et, par suite, les sections effiaces totales $\sigma(\Xi^-p)$ et $\sigma(pp)$.

Deux paramètres apparaissent:

$$(6.1) \quad r(t) = \frac{\alpha_p(t) - \alpha_f(t)}{\alpha_p(t) - \alpha_{f'}(t)}$$

et

$$(6.2) \quad \epsilon = D/F$$

Les $\alpha(t)$ sont les trajectoires de Regge et D et F sont les constantes de couplage sans basculement de spin entre le nonet de mésons (2^+) et l'octet de baryons ($1/2^+$).

Les formules suivantes sont obtenues:

$$(6.2a) \quad \frac{\sigma(Kp)}{\sigma(\pi p)} = \frac{1+r}{2} \quad ; r = r(0)$$

$$(6.2b) \quad \frac{\sigma(\Lambda p)}{\sigma(pp)} = \frac{6-4\epsilon+r \cdot (3+\epsilon)}{3 \cdot (3-\epsilon)}$$

$$(6.2c) \quad \frac{\sigma(\Sigma p)}{\sigma(pp)} = \frac{2+r \cdot (1-\epsilon)}{3-\epsilon}$$

$$(6.2d) \quad \frac{\sigma(\Xi p)}{\sigma(pp)} = \frac{1-\epsilon+2r}{3-\epsilon}$$

Les auteurs ont utilisé les valeurs $r=0.6$ et $\epsilon=-1/3$. Les formules ci-dessus sont comparées avec nos résultats dans la Figure 32, ligne (4). On observe un bon accord avec $\sigma(\Xi^-p)$, contrairement à $\sigma(\Sigma^-p)$. En utilisant les sections efficaces totales $\sigma(Kp)$ et $\sigma(\pi p)$ et l'équation (6.2a) pour déterminer le paramètre r , on obtient des valeurs de r différentes selon que l'on utilise les sections efficaces totales $\sigma(\pi^+p)$ et $\sigma(K^+p)$ ou $\sigma(\pi^-p)$ et $\sigma(K^-p)$ [39]. Toutefois ces deux valeurs tendent vers $+0.73$ lorsque l'impulsion tend vers l'infini. La section efficace totale $\sigma(\Sigma^-p)$ impose alors $\epsilon=-0.6 \pm 0.2$, alors que $\sigma(\Xi^-p)$ n'est en accord avec le modèle que lorsque $\epsilon=+0.75 \pm 0.10$. L'incompatibilité de ces deux dernières valeurs démontre clairement l'échec du modèle.

6.2 LE MODELE ADDITIF DES QUARKS

Le postulat de base de ce modèle est l'hypothèse d'additivité selon laquelle l'amplitude de diffusion élastique de deux hadrons, A et B, peut être exprimée par une somme de termes décrivant les diffusions individuelles des quarks et antiquarks composant A et B [40].

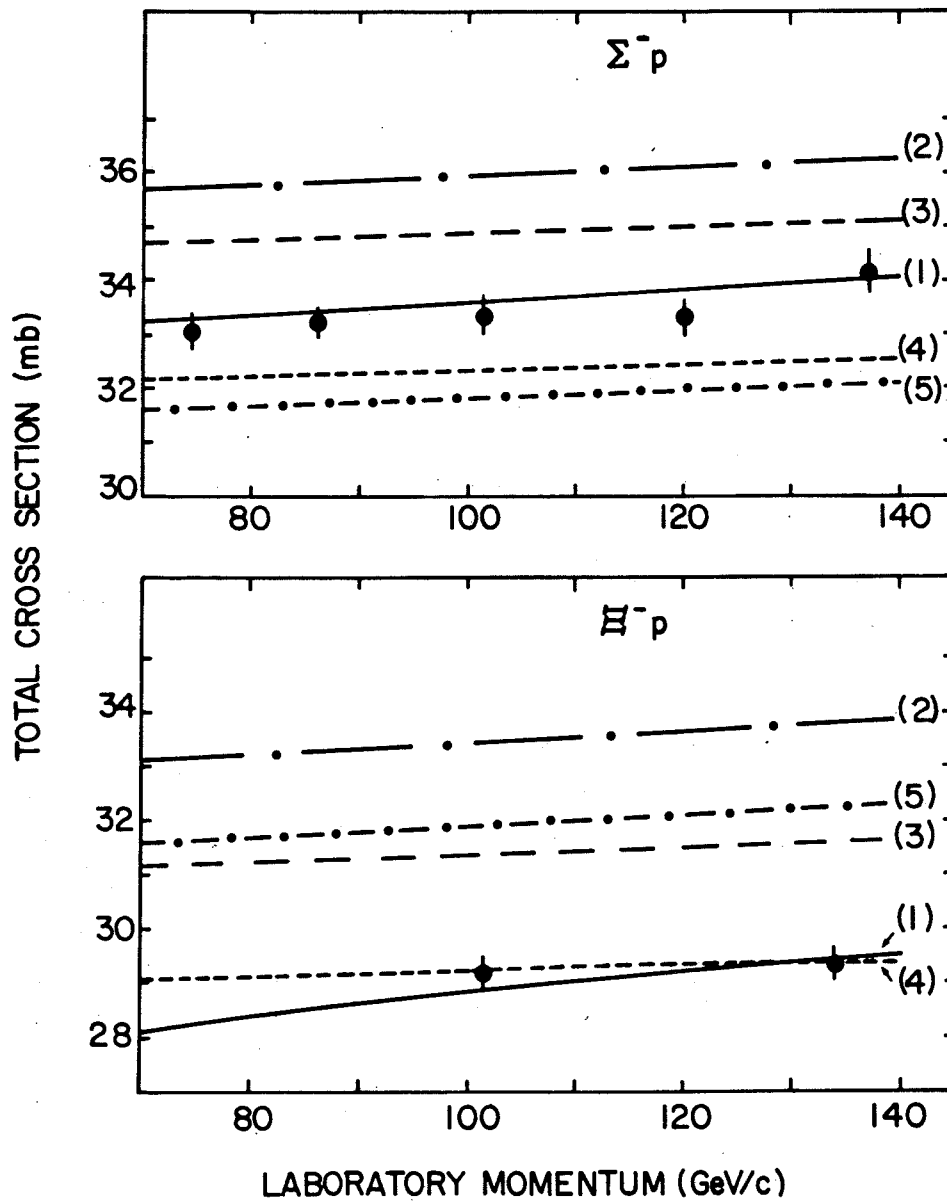


Figure 32: Sections efficaces totales et modèles phénoménologiques

L'amplitude de diffusion quark-quark est supposée universelle, c'est à dire qu'elle ne dépend pas des types des hadrons A et B.

Si cette amplitude est symétrique sous SU(3), on obtient immédiatement:

- toutes les sections efficaces totales baryon-baryon sont égales entre elles

$$(6.3) \quad \sigma(K^+p) = \frac{2}{3} \sigma(pp)$$

$$\sigma(\pi^-p) = \sigma(K^-p)$$

relations qui ne sont satisfaites qu'à 20% près. Pour éliminer ce désaccord, on renonce à la symétrie SU(3) et l'on ne conserve que la symétrie d'isospin. Si le théorème de Poméranchuk s'applique aussi aux amplitude quark-quark, alors:

$$(6.4) \quad \begin{aligned} (ud) &= (\bar{u}d) = (u\bar{d}) = (uu) = (dd) \equiv P \\ (su) &= (sd) = (\bar{s}u) = (\bar{s}d) \equiv P-S \end{aligned}$$

P est l'amplitude commune à tous les quarks et antiquarks non-étranges et S représente l'effet de la brisure de SU(3) dans la diffusion entre quark non-étrange et quark étrange. Pour les amplitudes $(u\bar{u})$ et $(d\bar{d})$, il faut tenir compte du canal d'annihilation d'isospin zéro qui contribue de façon significative à l'amplitude:

$$(6.5) \quad (u\bar{u}) = (d\bar{d}) \equiv P+A$$

Par suite:

$$(6.6) \quad \begin{aligned} \sigma(pp) &= 9P \\ \sigma(\Sigma^-p) &= 9P + \quad - 3S \\ \sigma(\Xi^-p) &= 9P + \quad - 6S \\ \sigma(\pi^-p) &= 6P + 2A \\ \sigma(K^-p) &= 6P + 2A - 3S \\ \sigma(K^+p) &= 6P + \quad - 3S \end{aligned}$$

Ces équations impliquent les relations suivantes:

$$(6.7) \quad \begin{aligned} \sigma(pp) - \sigma(\Sigma^-p) &= \Delta \\ \sigma(\Sigma^-p) - \sigma(\Xi^-p) &= \Delta \end{aligned}$$

qui sont testées dans la Figure 33. La section efficace totale pp a été interpolée à partir des mesures de Carroll et al.. Les équations (6.7) sont qualitativement vérifiées, Δ variant de moins de 10% autour de sa valeur moyenne égale à 4.7 mb.

Mais le modèle prédit aussi, à 102 GeV/c:

$$(6.8) \quad \Delta = \sigma(\pi^-p) - \sigma(K^+p) = (3.55 \pm 0.08) \text{ mb}$$

Si l'on utilise cette valeur, les sections efficaces prédites par le modèle (Figure 32, ligne (3)) sont en mauvais accord avec les valeurs expérimentales. De plus, on a aussi:

$$(6.9) \quad \Delta = 2/3 \cdot \sigma(pp) - \sigma(K^+p) = (6.76 \pm 0.07) \text{ mb}$$

valeur encore plus grande qui ne fait qu'accentuer le désaccord.

6.3 LA PARAMETRISATION DE LIPKIN

Lipkin propose un modèle qui combine la phénoménologie de Regge et le modèle des quarks [26,27]. L'amplitude de diffusion en avant y est obtenue en sommant trois composantes. La première, P , correspond à l'échange d'un poméron et apparaît respectivement avec un facteur 2 et 3 dans les diffusions méson-baryon et baryon-baryon, le poméron étant couplé de la même façon à tous les quarks et antiquarks. La deuxième, A , représente la contribution de l'annihilation quark-antiquark. Sa force est proportionnelle au nombre de paires quark-antiquark dont les nombres quantiques sont ceux du vide. Cette composante ne contribue donc pas aux amplitudes baryons-baryons et K^+p .

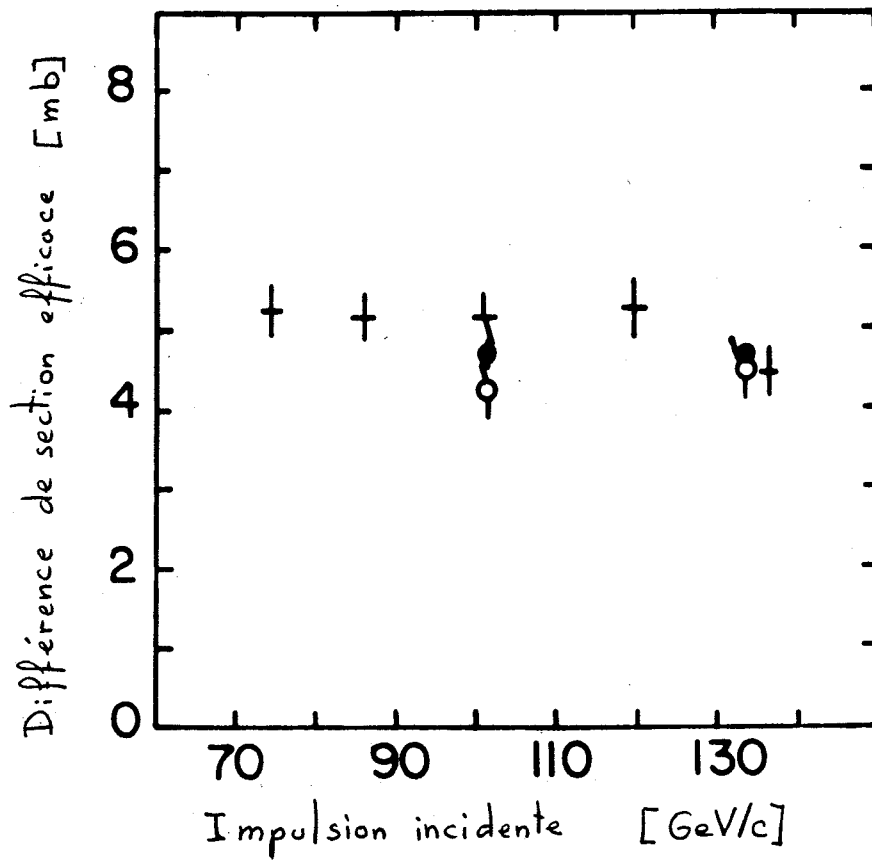


Figure 33: Différences entre les sections efficaces totales des protons et des hyperons.

$$+ \quad \sigma_T(pp) - \sigma_T(\Sigma^-p)$$

$$o \quad \sigma_T(\Sigma^-p) - \sigma_T(\Xi^-p)$$

$$\bullet \quad \frac{1}{2}(\sigma_T(pp) - \sigma_T(\Xi^-p))$$

A ce stade, le modèle est identique au modèle additif des quarks avec symétrie SU(3). Comme précédemment, des différences de 20% sont observées entre modèle et expérience. La troisième composante est censée tenir compte des processus de double diffusion. Lipkin suppose que ce double échange, universel, porte les nombres quantiques du poméron et d'une particule de Regge. Sa dépendance en énergie est la même pour tous les processus et son couplage aux hadrons extérieurs est donné par des règles de comptage de quarks. Lipkin retient quatre contributions à cette troisième composante, C_f , C_ρ , C_ω , C_A , qui correspondent respectivement aux échanges doubles poméron-f, poméron- ρ , poméron- ω et poméron- A_2 . Le poméron se couple à tous les quarks et antiquarks, alors que le f ne se couple qu'aux quarks et antiquarks non-étranges. La force de la composante C_f est ainsi proportionnelle au nombre total de quarks et antiquarks du hadron incident, multiplié par le nombre total de quarks et antiquarks non-étranges. Si l'on suppose que l'échange poméron-f domine la troisième composante, on obtient les expressions suivantes:

$$\begin{aligned}
 \sigma(pp) &= 3P + \quad + 9C_f \\
 \sigma(\Sigma^-p) &= 3P + \quad + 6C_f \\
 \sigma(\Xi^-p) &= 3P + \quad + 3C_f \\
 \sigma(\pi^-p) &= 2P + 2A + 4C_f \\
 \sigma(K^-p) &= 2P + 2A + 2C_f \\
 \sigma(K^+p) &= 2P \quad + 2C_f
 \end{aligned}
 \tag{6.10}$$

d'où

$$\begin{aligned}
 (6.11a) \quad \sigma(pp) - \sigma(\Sigma^-p) &= \Delta \\
 (6.11b) \quad \sigma(\Sigma^-p) - \sigma(\Xi^-p) &= \Delta \\
 (6.11c) \quad 3/2 \cdot [\sigma(\pi^-p) - \sigma(K^-p)] &= \Delta \\
 (6.11d) \quad 1/2 \cdot \sigma(pp) - 3/4 \cdot \sigma(K^+p) &= \Delta
 \end{aligned}$$

Les mesures expérimentales montrent une variation très lente de C_f en énergie, fort différente de ce que devrait être la dépendance en énergie d'un double échange. C'est pourquoi les formules obtenues doivent être considérées comme résultant d'une paramétrisation plutôt que d'une expression théorique représentant le phénomène de double diffusion. La troisième composante peut être considérée comme une composante supplémentaire du poméron.

Lipkin a paramétrisé les dépendances en impulsion des trois composantes par des lois de puissance:

$$(6.12) \quad \sigma(Hp) = P_1 + R + P_2$$

avec

$$P_1 = C_1 \cdot N_q \cdot (P/20)^\epsilon$$

$$R = C_r \cdot (N_d + 2N_u) \cdot (P/20)^{-0.5}$$

$$P_2 = C_2 \cdot N_q \cdot N_{ns} \cdot (P/20)^{-\delta}$$

où N_q , N_{ns} , N_d et N_u sont, respectivement, le nombre total de quarks, le nombre total de quarks non-étranges et les nombres de quarks $\bar{d}$ et $\bar{u}$ du hadron incident H. Les paramètres C_1 , C_2 , C_r , ϵ et δ sont déterminés à partir des données; leurs valeurs sont les suivantes:

$$C_1 = 6.5 \text{ mb}$$

$$C_2 = 2.2 \text{ mb}$$

$$C_r = 1.75 \text{ mb}$$

$$\epsilon = 0.13$$

$$\delta = 0.20$$

Les relations (6.11a) et (6.11b) ont été testées dans le paragraphe (6.2). La paramétrisation (6.12) est comparée aux données dans la Figure 32, ligne (1); elle est en bon accord avec l'expérience. Toutefois, la valeur Δ obtenue de (6.12)

$$\Delta = 6.6 \cdot (P/20)^{-0.2}$$

est plus petite que les valeurs Δ_1 et Δ_2 qui découlent respectivement des équations (6.11c) et (6.11d). Ces dernières valeurs améliorent l'accord entre le modèle et la section efficace totale Σ^-p , mais une différence significative (jusqu'à 1 mb) apparaît alors entre le modèle et la section efficace totale Σ^-p . De plus, la différence $\Delta_1 - \Delta_2$ croît avec l'impulsion [39], ce qui signifie que les règles de comptage de quarks utilisées ne sont plus valables à plus haute énergie.

6.4 LE MODELE DE JOYNSON ET NICOLESCU

Joynson et Nicolescu proposent un autre modèle à trois composantes [41]. L'hypothèse de base est identique à celle du modèle de Lipkin. La différence réside dans l'hypothèse d'indépendance en énergie de la première composante, invariante sous SU(3), qui correspond à l'échange du poméron. La dépendance des sections efficaces en impulsion et la brisure de SU(3) sont toutes deux contenues dans la troisième composante.

$$(6.13) \quad \sigma(Hp) = P(Hp) + R(Hp) \cdot s^{-0.5} + X(Hp; s)$$

où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse. Les auteurs font alors l'hypothèse supplémentaire suivante:

$$X(Hp; s) = N(Hp) \cdot X(s)$$

Le facteur $X(s)$ est universel et le coefficient $N(Hp)$ est caractéristique de chaque hadron incident. En exprimant tous les coefficients $N(Hp)$ en unité $N(pp)$, on obtient:

$$(6.14) \quad \begin{aligned} \sigma(pp) &= 3P + \quad \quad \quad + X(s) \\ \sigma(\bar{p}p) &= 3P + 5R \cdot s^{-0.5} + N(\bar{p}p) \cdot X(s) \\ \sigma(\pi^+p) &= 2P + R \cdot s^{-0.5} + N(\pi^+p) \cdot X(s) \\ \sigma(\pi^-p) &= 2P + 2R \cdot s^{-0.5} + N(\pi^-p) \cdot X(s) \\ \sigma(K^+p) &= 2P + \quad \quad \quad + N(K^+p) \cdot X(s) \\ \sigma(K^-p) &= 2P + 2R \cdot s^{-0.5} + N(K^-p) \cdot X(s) \end{aligned}$$

Ces sections efficaces sont connues et permettent de déterminer les différents coefficients N :

$$(6.15) \quad \begin{aligned} N(\bar{p}p) &\approx N(pp) = 1 \\ N(\pi^+p) &\approx N(\pi^-p) \approx 5/4 \\ N(K^+p) &\approx N(K^-p) \approx 2 \end{aligned}$$

Joynson et Nicolescu font remarquer que ces couplages apparaissent dans les mêmes rapports que les valeurs moyennes de l'hypercharge au carré $\langle Y^2 \rangle(Hp)$:

$$\langle Y^2 \rangle(Hp) = \frac{1}{n} \cdot \sum_q Y_q^2$$

où n est le nombre de diffusions quark-quark possibles entre H et p , et où q correspond aux différents quarks de H et p .

Si l'on suppose que ce qui précède est une propriété générale de la troisième composante, les sections efficaces hypéron-proton s'écrivent:

$$(6.16) \quad \begin{aligned} \sigma(\Sigma^-p) &= 3P + 3/2 \cdot X(s) \\ \sigma(\Xi^-p) &= 3P + 2 \cdot X(s) \end{aligned}$$

Ainsi, en combinant les relations (6.15) et (6.16):

$$(6.17a) \quad \sigma(pp) - \sigma(\Sigma^-p) = \Delta$$

$$(6.17b) \quad \sigma(\Sigma^-p) - \sigma(\Xi^-p) = \Delta$$

$$(6.17c) \quad 2/3 \cdot [\sigma(\pi^-p) - \sigma(K^-p)] = \Delta$$

$$(6.17d) \quad 1/2 \cdot [1/2 \cdot \sigma(pp) - 3/4 \cdot \sigma(K^+p)] = \Delta$$

où $\Delta = -0.5 \cdot X(s)$

Les relations (6.17c) et (6.17d) sont fort différentes de celles obtenues par Lipkin, (6.11c) et (6.11d). Bien que le modèle soit en très bon accord avec les sections efficaces totales π^+p , π^-p , pp , $\bar{p}p$, K^+p et K^-p , les relations (6.17) sont totalement incompatibles avec nos résultats (Figure 32, ligne (2)).

6.5 LE MODELE DE YOSHIDA

Yoshida propose un modèle à trois composantes [42] qui prévoit l'égalité des sections efficaces totales Σ^-p et Ξ^-p , en complet désaccord avec nos mesures (Figure 32, ligne (5)).

DEUXIEME PARTIE

SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE ELASTIQUE Ξ^-p

A 102 ET 135 GEV/C

L'amplitude de diffusion élastique hypéron-proton peut être reliée à l'aide de divers modèles à l'amplitude de diffusion élastique proton-proton; c'est pourquoi certains faits connus de la diffusion pp, tels que l'accroissement de la pente à petit t , le comportement en $\exp(Bt+Ct^2)$ de la section efficace différentielle, le puit et le second maximum à grand t , devraient être observés. Malgré plusieurs expériences, on ne connaît que peu de caractéristiques de la diffusion hypéron-proton. Les données acquises pour la mesure des sections efficaces totales nous ont permis de déterminer, pour la première fois, la pente de la diffusion élastique Ξ^-p dans la domaine $0.01 \leq -t \leq 0.60$ (GeV/c)², ainsi que la section efficace totale élastique.

La première difficulté de cette mesure est liée à l'absence de détecteur de recul. Tout le problème consiste à séparer les diffusions élastiques des diffusions avec dissociation diffractive du proton cible, les événements où plusieurs particules sont émises vers l'avant étant facilement rejetés. Nous avons utilisé la distribution du carré de la masse manquante au vertex de diffusion Y_p , M_x^2 , pour séparer ces deux types de diffusions. Toutefois, la résolution en M_x^2 est telle qu'il n'est pas possible d'effectuer directement une séparation complète; la fraction d'événements diffractifs présents a été évaluée et son effet soustrait.

Le second problème est de nature statistique. Pour déterminer M_x^2 , on doit connaître, entre autres, l'impulsion de l'hypéron diffusé. C'est pourquoi, bien qu'ayant enregistré un nombre comparable d'événements Σ^-p et Ξ^-p , il n'a pas été possible de mesurer la section efficace différentielle Σ^-p , car seul un événement sur dix contenait l'information des chambres à dérive. De plus, l'impulsion du neutron n'étant pas mesurée, la résolution sur l'impulsion du Σ^- , déterminée à partir du π^- seul, est médiocre.

Le programme de reconstruction utilisé est complètement différent de celui utilisé précédemment, car on ne peut pas exiger une désintégration dans la zone fiducielle, le nombre d'événements rejetés étant trop important.

Deux modèles prédisent la valeur de la pente élastique: le modèle de Carlitz, Green et Zee et le modèle d'invariance d'échelle géométrique. Ils sont confrontés aux résultats expérimentaux dans le chapitre 11.

CHAPITRE 7

RECONSTRUCTION ET SELECTION DES DONNEES

7.1 LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

Le but du programme est la reconstruction du plus grand nombre possible de désintégrations $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. Certaines parties sont identiques à celles du programme utilisé pour la mesure de la section efficace totale (Chapitre 4), notamment, la reconstruction des traces de faisceau (blocs A1 et A2) et celle des traces situées en aval de l'aimant (chambres à dérive).

Dans la partie centrale (blocs B1 à D2), la reconstruction débute par les chambres D. Tout d'abord, les traces D sont reconstruites avec des critères semblables à ceux utilisés précédemment, puis le programme les prolonge le plus en amont possible, dans les blocs C et B. Il n'y a aucune coupure sur le nombre de traces reconstruites ou sur le nombre de coordonnées présentes dans le bloc B1, afin de ne pas rejeter des événements inélastiques.

La reconstruction se poursuit par l'association des traces situées en amont et en aval de l'aimant. Un minimum d'une trace positive et de deux négatives est exigé.

Si l'événement est accepté, les paramètres des traces, ainsi que le type de cible, sont écrits sur DST. La fraction d'événement mis sur bande représente 16 à 20% des déclenchements ($T1 \cdot T2 \cdot V1 \cdot DISC$), selon le type de cible et l'impulsion du faisceau.

A ce stade, une coupure est imposée sur la direction du faisceau afin d'éliminer une partie des événements où le Ξ^- s'est désintégré entre les blocs A1 et A2.

Les désintégrations $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ sont reconstruites en associant chaque trace positive à chaque trace négative. Une distance minimale d'approche inférieure à 1 cm est demandée et la masse effective doit être égale à la masse du lamda à 10 MeV/c² près. Si plusieurs combinaisons satisfont ces conditions, celle dont la masse est la plus proche de la masse du lamda est choisie. Un lamda peut être reconstruit dans 73 à 87% des événements précédemment acceptés, selon le type de cible et

l'impulsion. Les autres traces négatives sont ensuite associées au lamda (distance minimale d'approche inférieure à 1 cm et masse effective égale à la masse du Ξ^- à plus ou moins 20 MeV/c²). Le vecteur impulsion du Ξ^- diffusé est obtenu à partir du lamda et du π^- . Le vertex de diffusion Ξ^-p est alors reconstruit (distance minimale d'approche inférieure à 1 cm). L'écart type des distributions de la distance d'approche minimale est de l'ordre de 0.3 cm.

L'ensemble de coupures géométriques suivant est imposé. Le point de désintégration du Ξ^- doit être situé entre la fin de la cible et le bloc D1, afin d'éviter que les produits de désintégration n'interagissent dans la cible; d'autre part, si le Ξ^- se désintègre dans le bloc D1 ou en aval, le lamda ne peut être reconstruit car le nombre de coordonnées est insuffisant. Similairement, le lamda doit se désintégrer en amont du bloc D1 et aval du point de désintégration du Ξ^- . De plus, le vertex d'interaction doit être situé à l'intérieur de la cible, à 70 cm près, dans la direction du faisceau. Cette coupure élimine 75% des traces droites car la résolution sur la coordonnée z du point d'interaction diminue fortement avec l'angle de diffusion. D'autre part, les angles de désintégration (Λ, π^-) et (p, π^-) doivent être supérieurs à 3 mrad (leurs valeurs maximum sont comprises entre 9 et 14 mrad) et la distance séparant chaque paire de traces au centre de l'aimant doit être supérieure à 1 cm, afin de diminuer le nombre de mauvaises associations. Seul 4 à 9% des événements avec lamda satisfont les critères précédants.

Les distributions des masses effectives (p, π^-) et (Λ, π^-) sont présentées dans la Figure 34. Les fractions d'événements acceptés à chaque étape du programme de reconstruction sont donnés dans la Table 25, pour les cibles vide et pleine, à chaque impulsion.

7.2 L'AJUSTEMENT CINEMATIQUE

Tous les événements acceptés sont soumis à un ajustement cinématique. Comme l'impulsion du Ξ^- diffusé n'est pas obtenue indépendamment des impulsions du lamda et du π^- , on ne peut imposer les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Il ne reste que deux contraintes:

1. masse effective (p, π^-) = $m(\Lambda)$
2. masse effective (Λ, p) = $m(\Xi^-)$

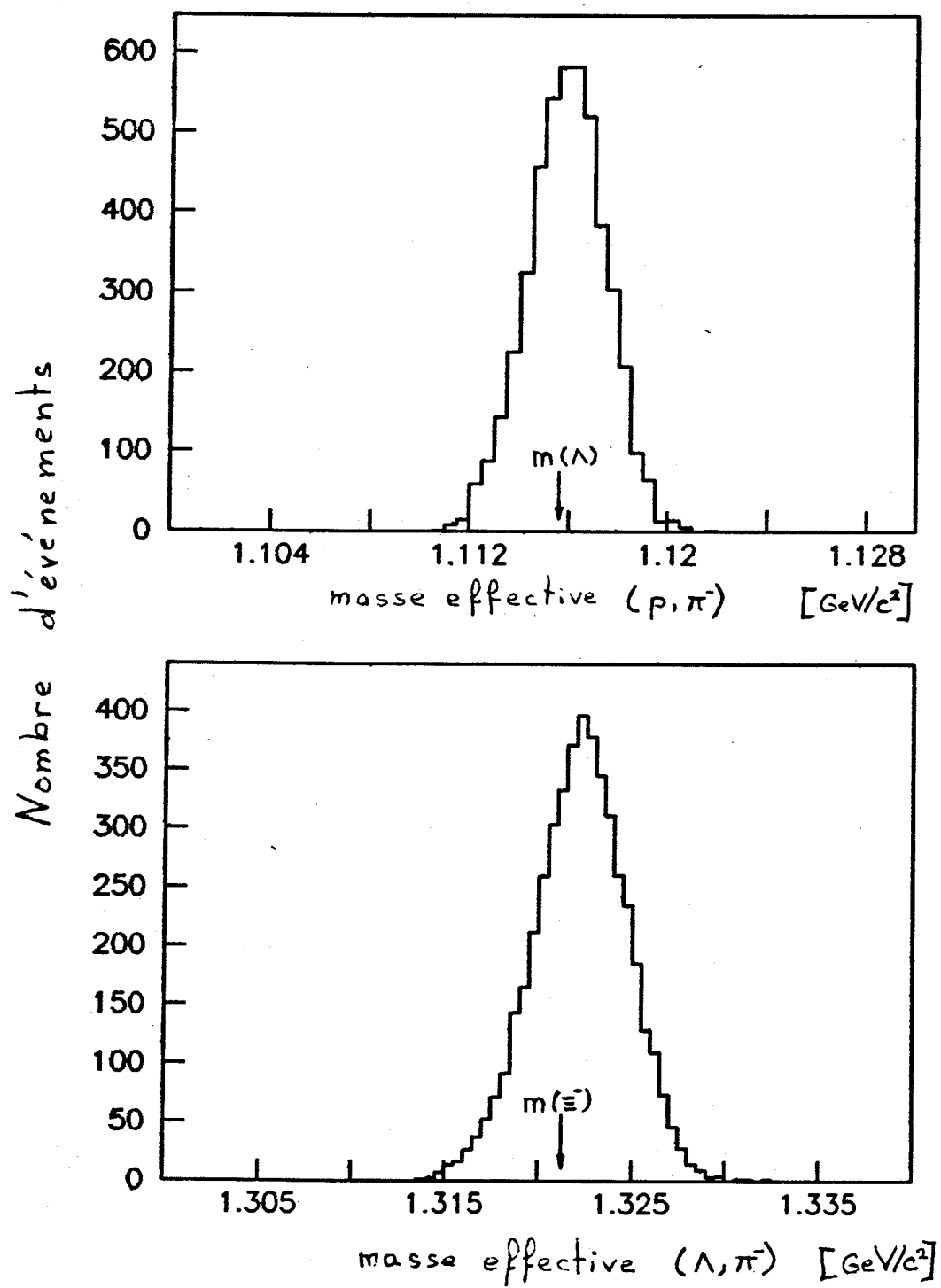


Figure 34.

TABLE 25

Reconstruction géométrique: effet des coupures

fraction d'événements acceptés après chaque coupure	Impulsion du faisceau [GeV/c] et type de cible			
	VIDE	102 HYD	135 VIDE	HYD
bonne trace de faisceau	0.72	0.72	0.80	0.80
≥ 1 trace pos. et ≥ 2 traces neg.	0.28	0.23	0.22	0.21
direction de la part. incidente	0.87	0.87	0.88	0.89
Λ reconstruit	0.87	0.83	0.80	0.73
Ξ ⁻ reconstruit	0.13	0.20	0.12	0.17
point de désintégration en aval de la cible	0.41	0.49	0.40	0.49
angles de désintégration ≥ 3 mrad	0.93	0.93	0.88	0.89

Les variables ajustées sont les modules des impulsions et les directions dans les plans horizontal et vertical du proton et des deux pions. L'ajustement est réalisé par minimization de la fonction [43]:

$$(7.1) \quad Q^2 = \underline{m}^T \cdot G \cdot \underline{m} + 2 \cdot \underline{a}^T \cdot \underline{f}$$

où

$\underline{m}$ est un vecteur à neuf composantes contenant les différences entre les valeurs initiale et finale des variables ajustées

G est l'inverse de la matrice de covariance des variables

f est un vecteur à deux composantes contenant les équations de contrainte
 α est un vecteur à deux composantes contenant les deux multiplicateurs de Lagrange

La matrice de covariance a été calculée pour chaque événement en tenant compte du nombre de coordonnées de chaque trace, de la résolution des chambres, de la diffusion multiple dans l'air et dans les détecteurs, ainsi que de la précision de la paramétrisation du champ magnétique. Seuls la direction horizontale et le module de l'impulsion sont fortement corrélés.

La qualité de l'ajustement peut être estimée par la distribution de Q^2 qui doit suivre celle d'un χ^2 à 2 degrés de liberté; si c'est le cas, la distribution de la probabilité de Q^2 est uniforme. Cette distribution est présentée dans la Figure 35; les événements mal reconstruits ont une petite probabilité de Q^2 et produisent le pic que l'on observe en dessous de 0.05; les événements situés en dessous de cette valeur sont rejetés. Ils représentent 12% des données à 102 GeV/c et 15% à 135 GeV/c.

Une autre variable, plus sensible, permet de tester la justesse de l'ajustement:

$$(7.2) \quad \text{pull}(v) = \frac{v_i - v_a}{\sqrt{\text{var}(v_i) - \text{var}(v_a)}}$$

où v_i et v_a sont les valeurs initiale et ajustée de la variable v .

Si tout est correct, la distribution de $\text{pull}(v)$ est normale. Un écart type différent de l'unité indique une erreur dans l'évaluation de la matrice de covariance, alors qu'une valeur moyenne différente de zéro laisse supposer une erreur systématique dans la mesure de la variable v . Les distributions du pull des neuf variables ajustées sont présentées dans les Figures 36a, b et c; les points correspondent à la distribution normale. On constate que toutes les distributions sont normales, à l'exception du pull du module de l'impulsion de chaque pion qui a une valeur moyenne légèrement positive. Ces impulsions ont donc été légèrement surestimées; ce qui est probablement dû à la paramétrisation du champ magnétique, moins précise aux basses impulsions (≤ 5 GeV/c).

L'ajustement est réalisé en 3 ou 4 itérations, en moyenne. Aucun événement n'a été rejeté pour manque de convergence.

Les nombres d'événements acceptés à chaque étape de la reconstruction sont donnés dans la Table 26.

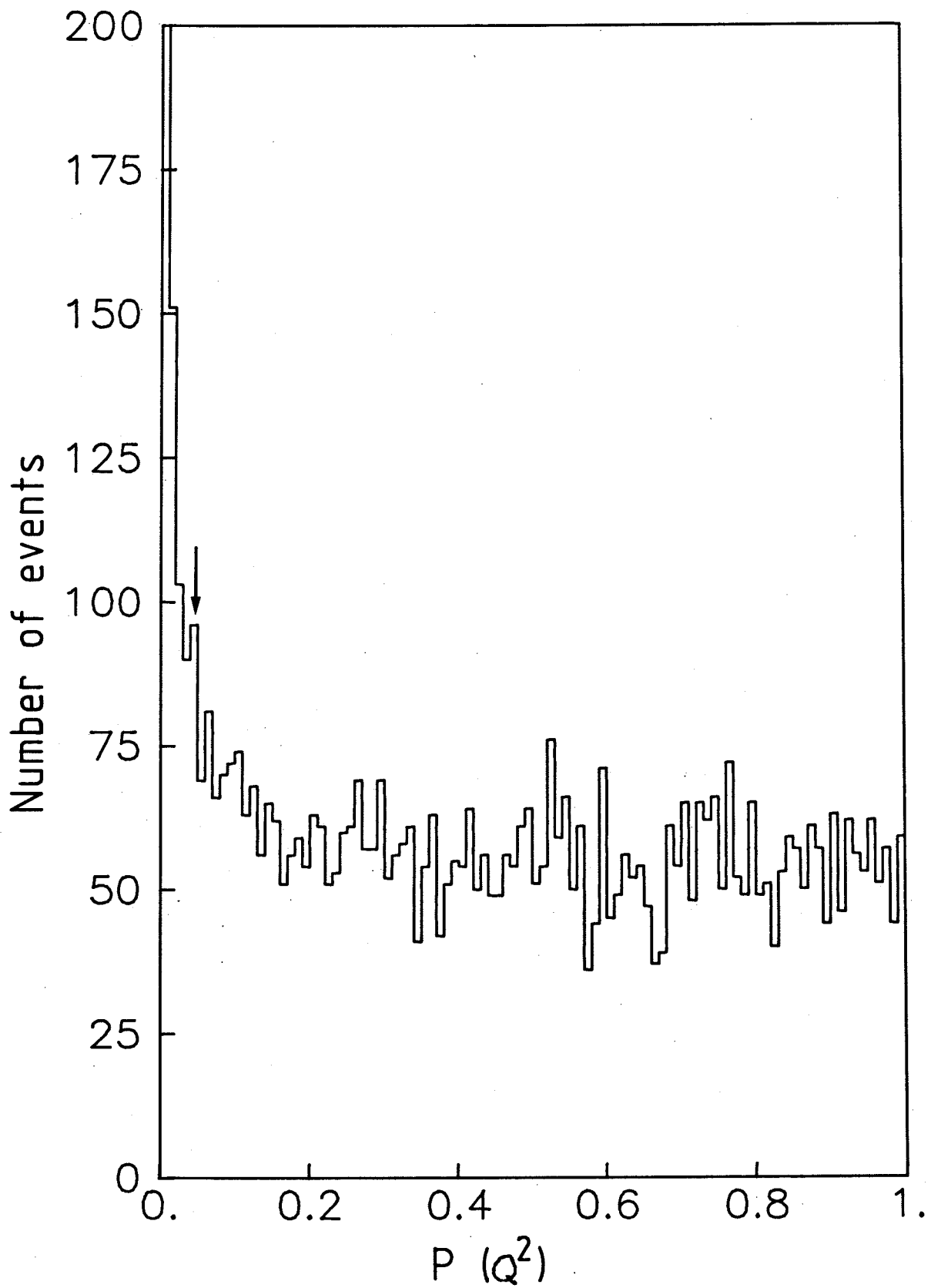


Figure 35: Distribution de Q^2

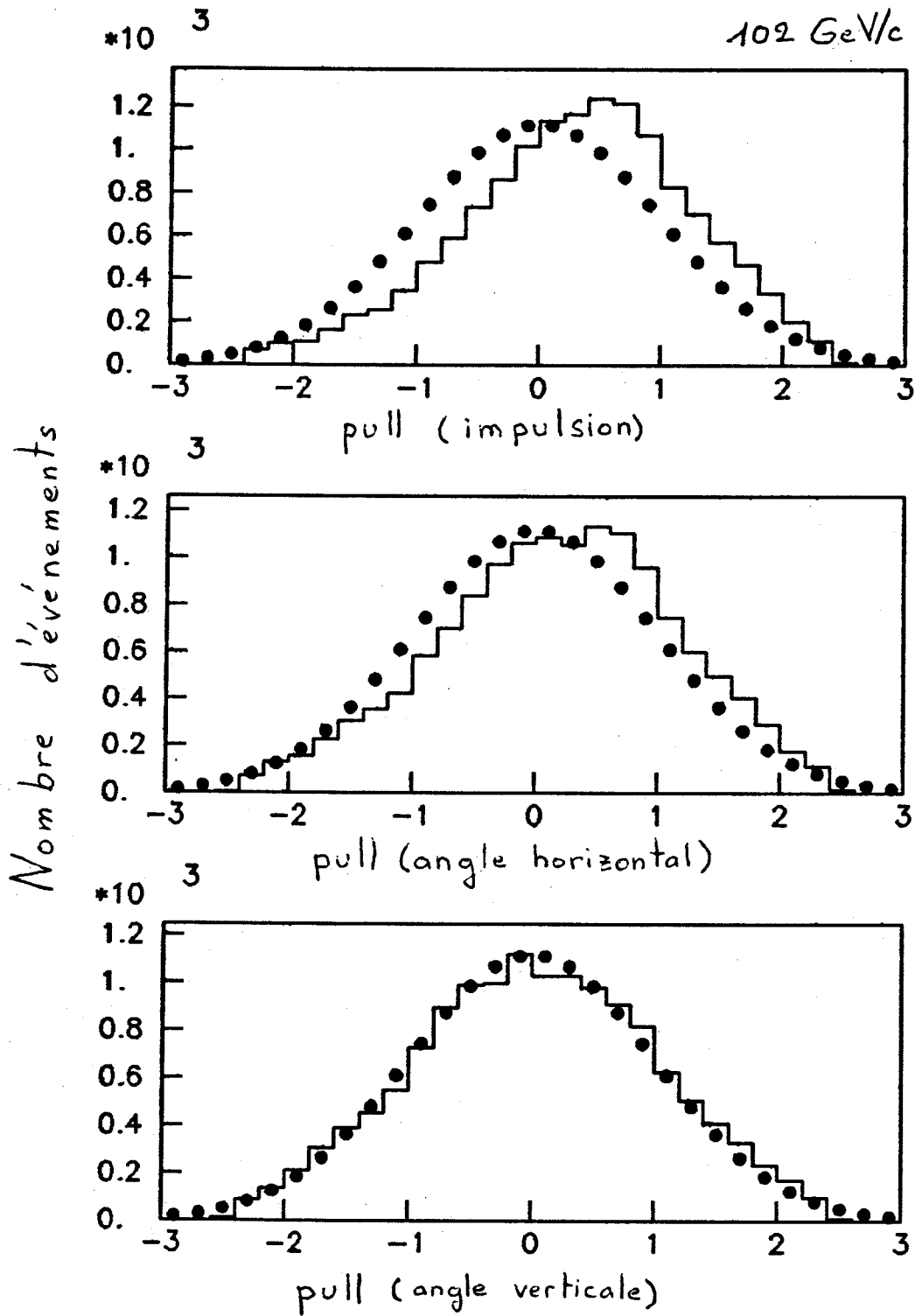


Figure 36 a: Distributions des "pulls" associés au π^-
produit de désintégration du Ξ^-

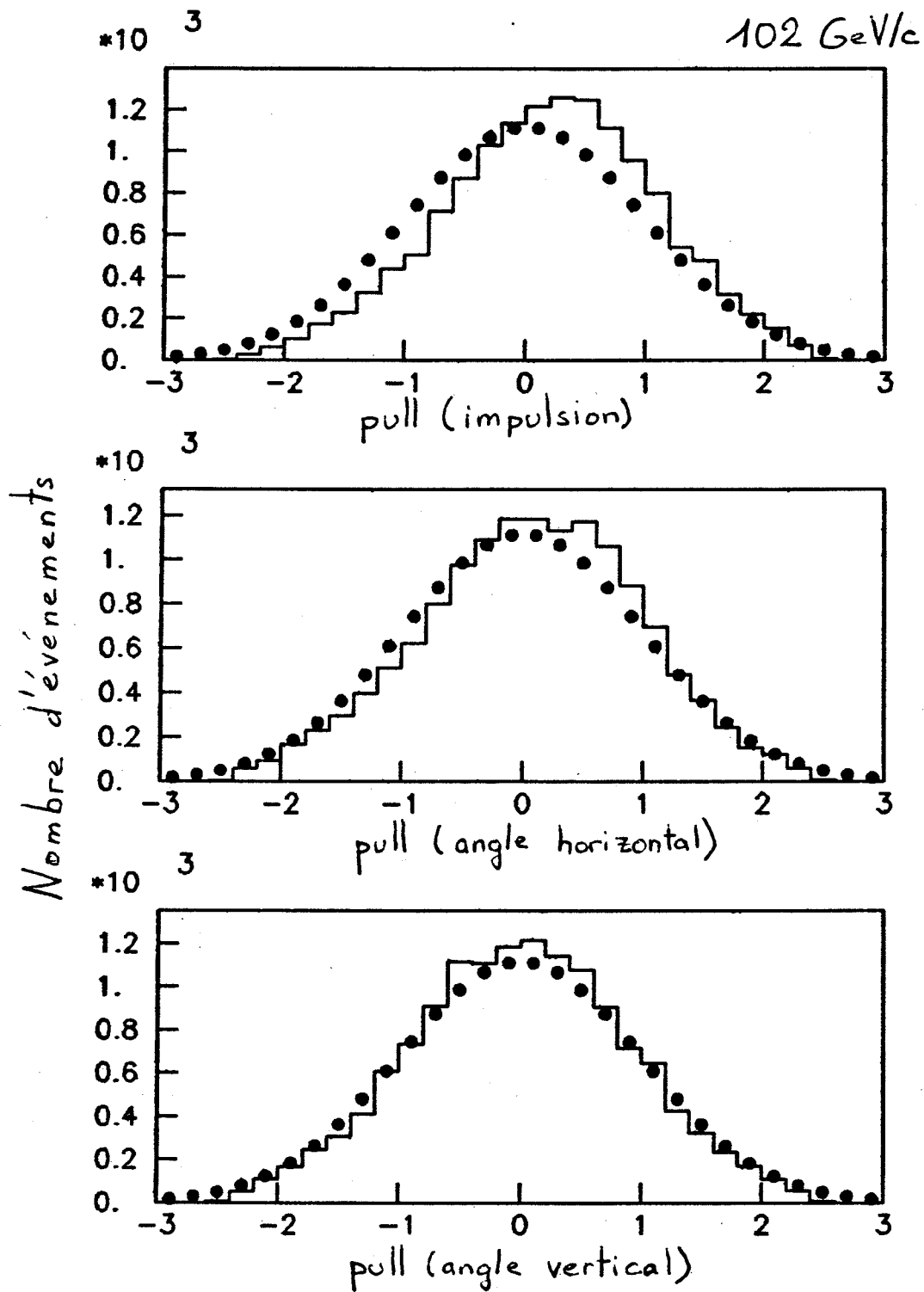


Figure 36 b : Distributions des "pulls" associés au π^-
produit de désintégration du Λ

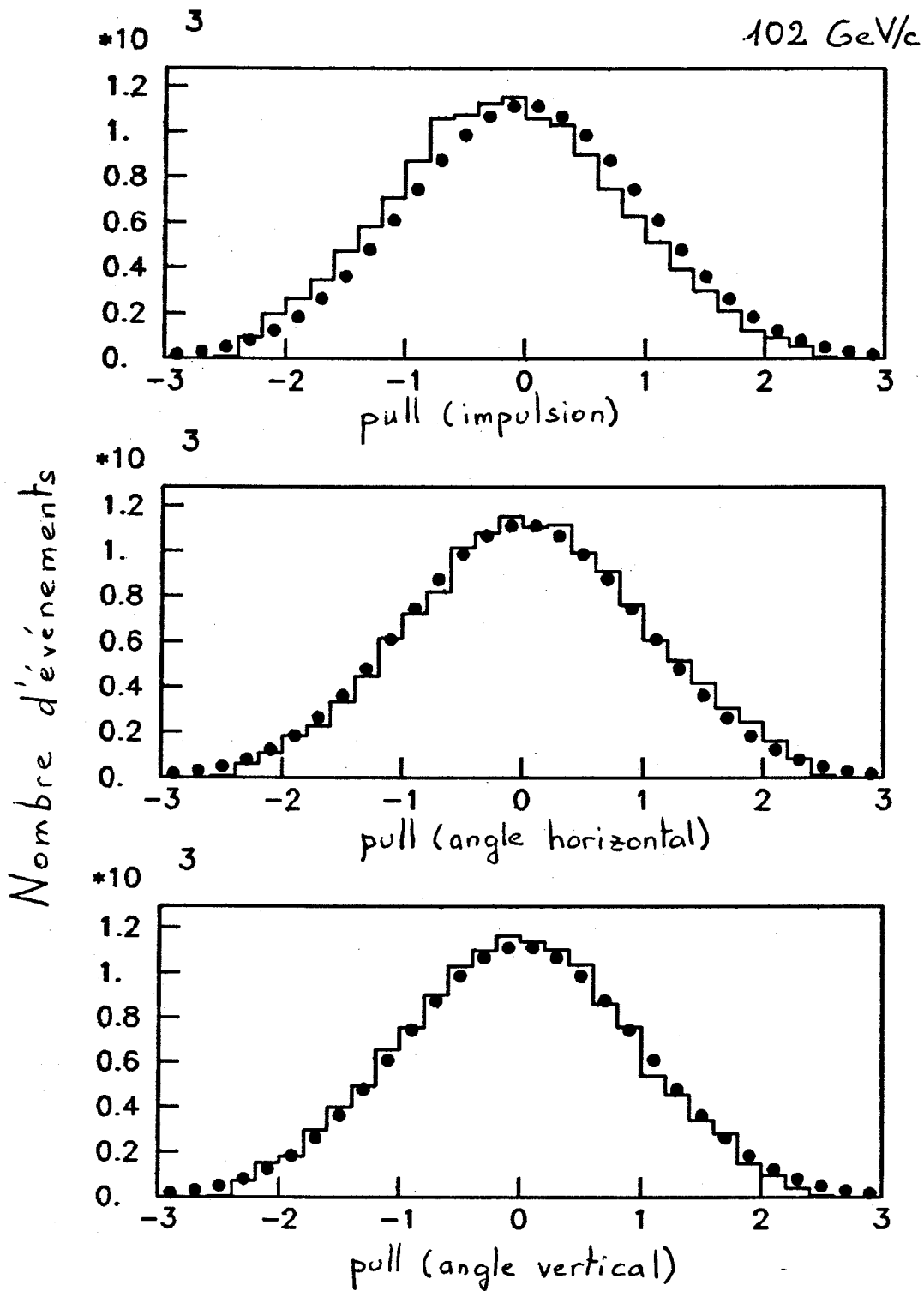


Figure 36 c: Distributions des "pulls" associés au proton

TABLE 26
Statistique globale

	Impulsion du faisceau [GeV/c] et type de cible			
	102	135		
	VIDE	HYD	VIDE	HYD
nombre d'événements acceptés après chaque coupure				
déclenchements	$2.91 \cdot 10^6$	$3.63 \cdot 10^6$	$1.76 \cdot 10^6$	$1.90 \cdot 10^6$
bonne trace de faisceau et ≥ 1 trace pos. et ≥ 2 traces négatives	$5.78 \cdot 10^5$	$5.94 \cdot 10^5$	$3.05 \cdot 10^5$	$3.15 \cdot 10^5$
Ξ^- reconstruit	58461	87949	25819	35982
après coupures géométriques	22262	39839	8986	15528

7.3 LES DONNEES

Les deux variables cinématiques que nous utilisons sont t et M_x^2 . Elles sont toutes deux déterminées par l'impulsion du Ξ^- incident et celle du Ξ^- diffusé. L'impulsion incidente est calculée à partir de l'angle horizontal de la trajectoire par rapport à l'axe théorique du faisceau. La relation impulsion-angle a été déterminée comme précédemment en utilisant un échantillon de Ξ^- complètement reconstruits et qui ont traversé la cible sans interagir (angle de diffusion apparent < 0.7 mrad).

Afin de supprimer l'effet des Ξ^- diffusés hors des cibles, les données de la cible vide ont été soustraites des données accumulées avec la cible d'hydrogène. Le facteur de normalisation utilisé tient compte des

nombre de déclenchements sur chaque cible et de l'absorption de la cible d'hydrogène, une partie des Ξ^- diffusés par la fenêtre d'entrée de la cible étant absorbés par l'hydrogène. Cette soustraction diminue de 10% les nombres d'événements à 102 et 135 GeV/c.

Les distributions en M_x^2/S , où S est le carré de l'énergie dans le centre de masse, sont présentées dans les Figures 37 ($-t < 0.005 \text{ (GeV/c)}^2$) et 38 (cible pleine), pour des événements dans lesquels t est compris entre -0.60 et -0.01 (GeV/c)^2 .

La résolution expérimentale en M_x^2 est obtenue avec des Ξ^- n'ayant pas interagi dans la cible d'hydrogène (i.e. $-t < 0.005 \text{ (GeV/c)}^2$). La cible vide n'est pas utilisée car l'effet de diffusion multiple coulombienne doit être inclus dans la résolution. On obtient:

largeur à mi-hauteur = 4.0 (GeV/c)^2 à 102 GeV/c

et 6.8 (GeV/c)^2 à 135 GeV/c

On distingue très bien dans la distribution sur cible pleine le pic dû aux événements élastiques et la queue créée par les diffusions inélastiques (le trait continu correspond à la distribution expérimentale).

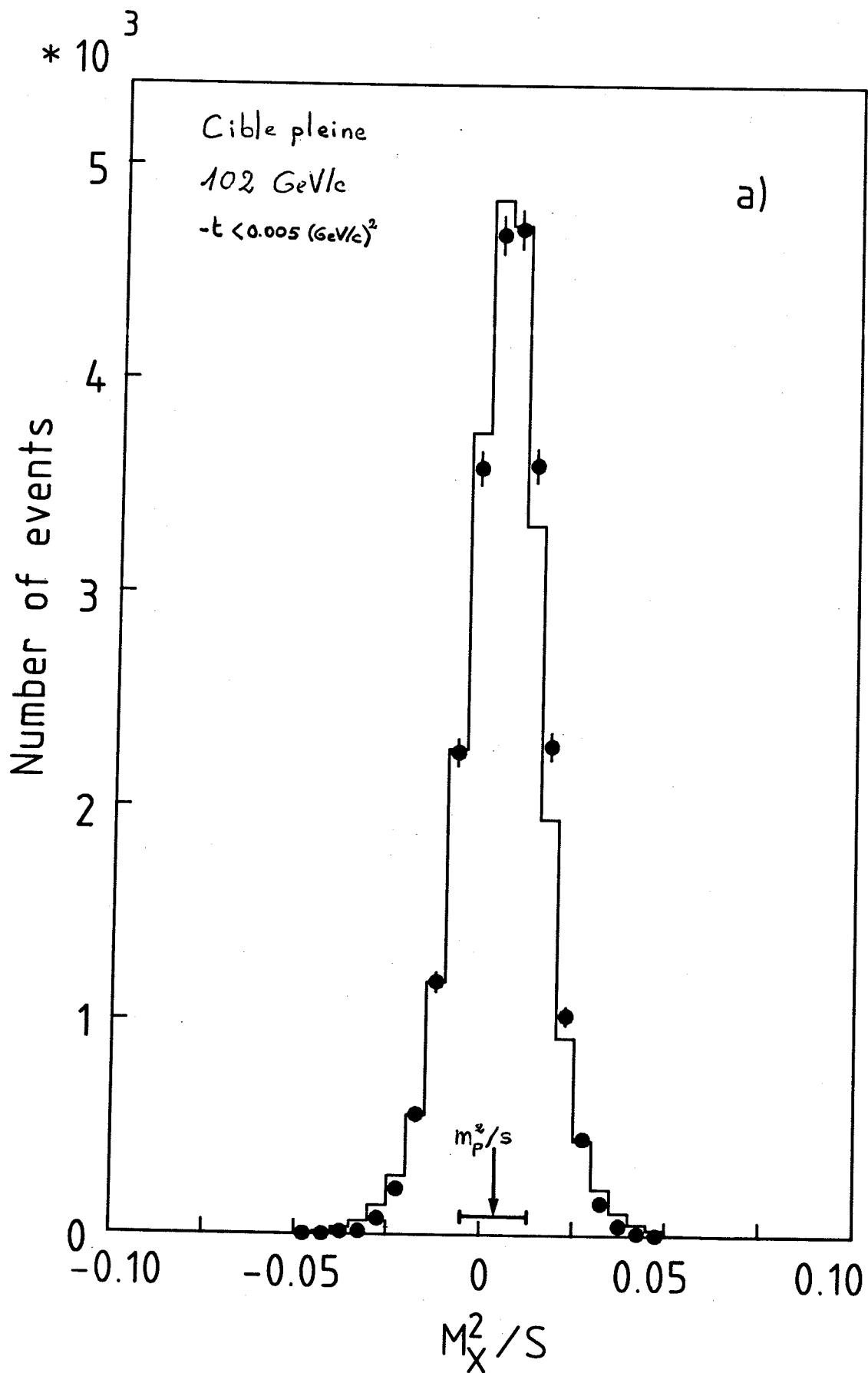


Figure 37a.

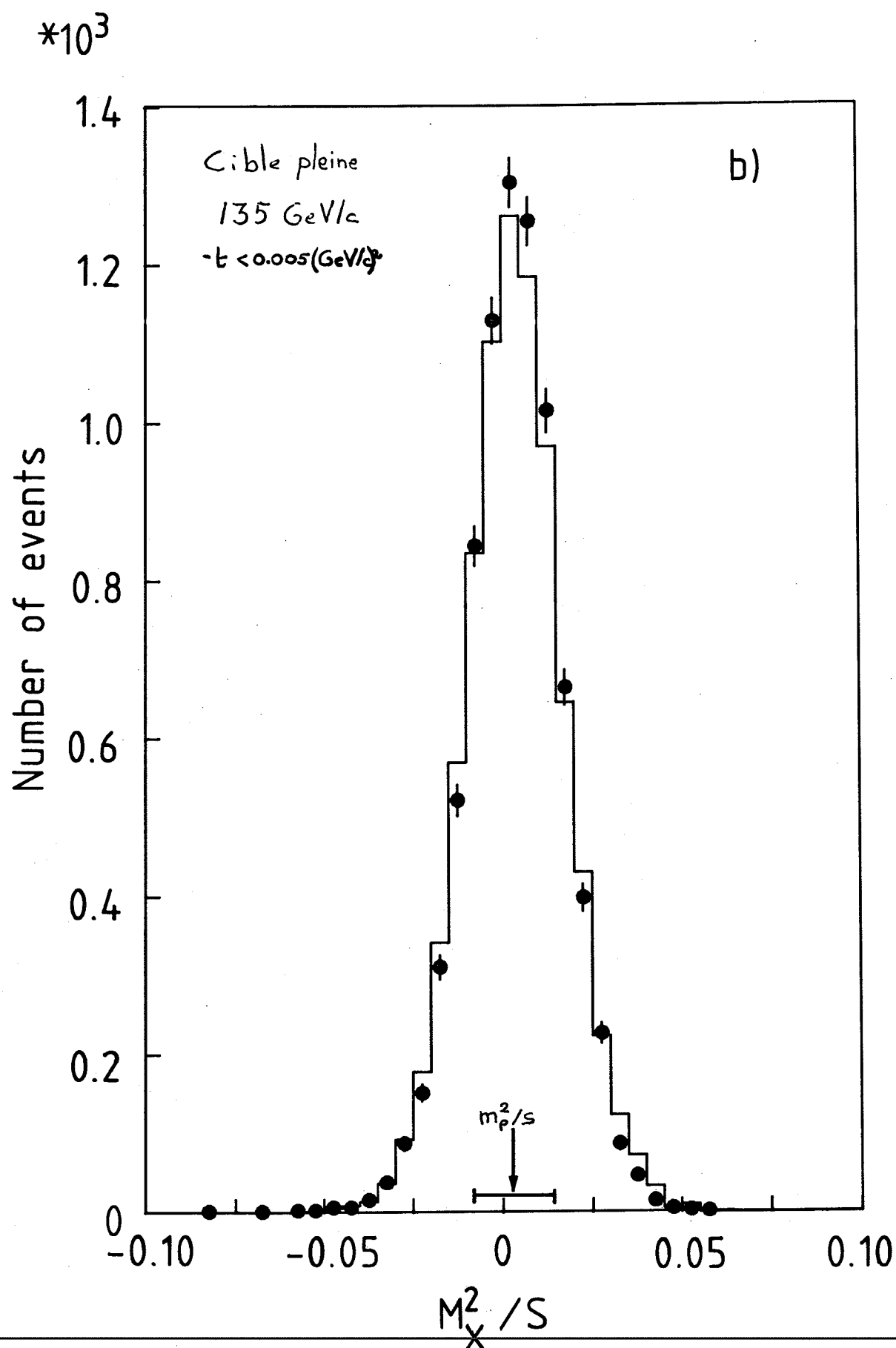


Figure 37b.

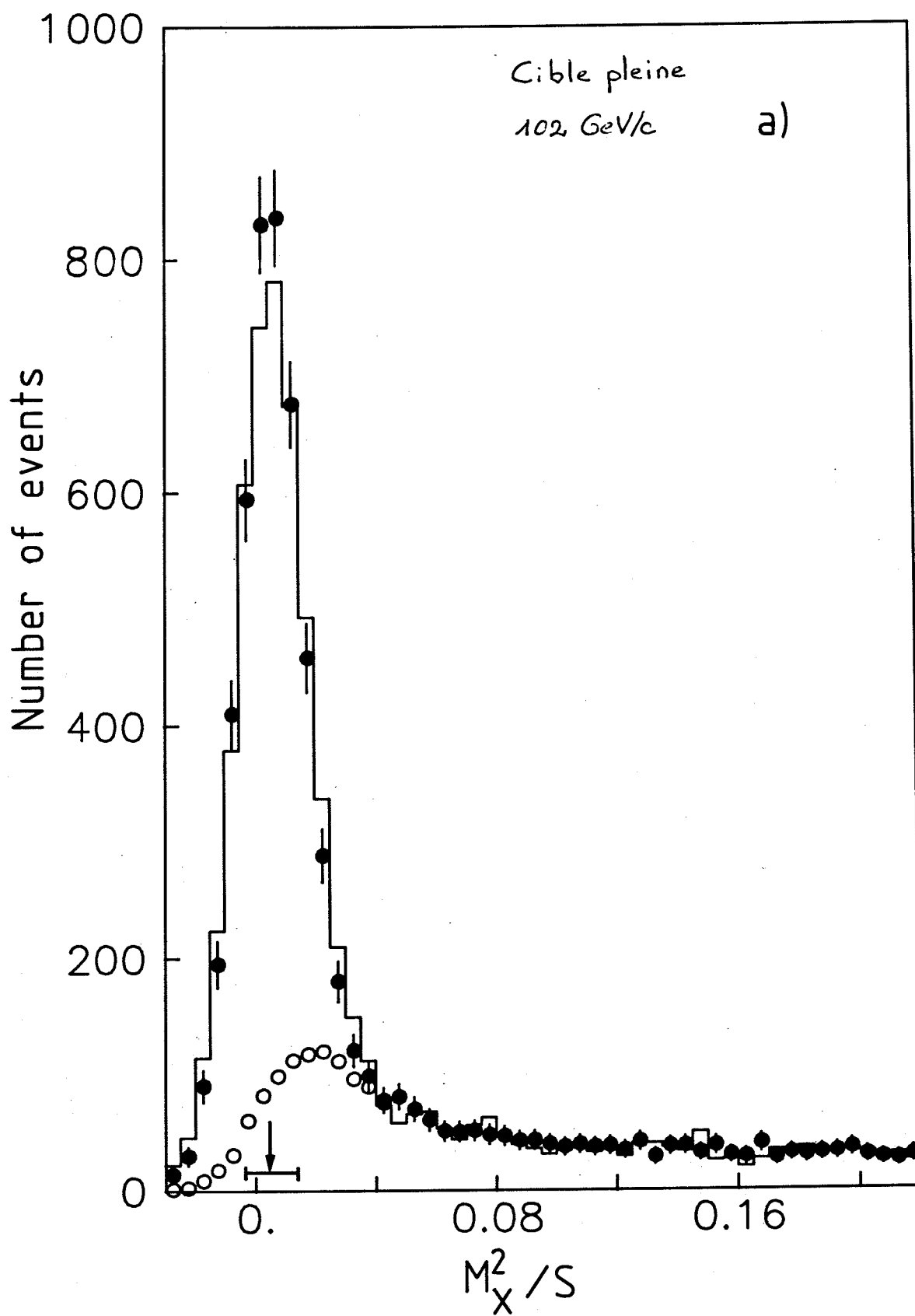


Figure 38 a.

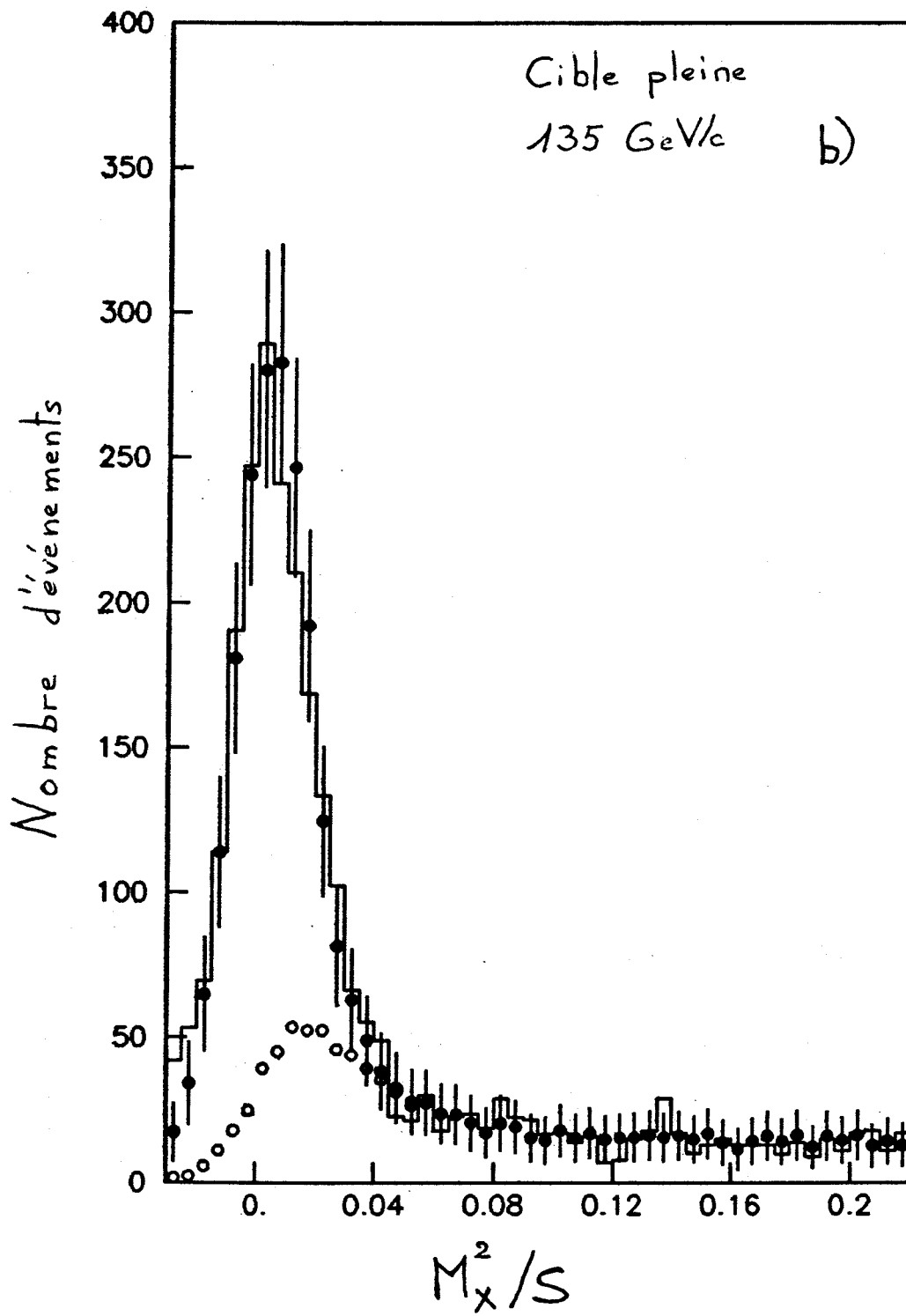


Figure 38b.

CHAPITRE 8

LE PROGRAMME DE SIMULATION

Le programme de simulation montécarlo a été utilisé dans l'étude de la résolution et de l'acceptance en fonction de t du spectromètre, dans la détermination de la fraction de diffusions inélastiques, ainsi que dans le calcul de la normalisation de la section efficace.

8.1 DESCRIPTION GENERALE

Le programme génère un faisceau de Ξ^- dont la distribution en impulsion correspond à celle mesurée expérimentalement. Les Ξ^- interagissent élastiquement ou quasi-élastiquement dans la cible et se désintègrent selon la séquence $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$. La distribution des points d'interaction dans la cible tient compte de l'atténuation du faisceau par désintégration et par absorption nucléaire dans la cible.

Les trois particules produites dans la désintégration sont suivies à travers l'appareillage et les coordonnées de leurs traces sont calculées dans chaque chambre. Les erreurs de mesure et les inefficacités appropriées sont simulées en déplaçant et en supprimant une fraction des coordonnées. Les traces sont ensuite reconstruites à partir de ces coordonnées. L'effet de la paramétrisation du champ magnétique est prise en compte en ajoutant à chaque impulsion une erreur de 0.8% distribuée normalement.

De même, la direction de chaque vecteur impulsion est étalée de façon à inclure la diffusion multiple coulombienne dans la cible et l'appareillage.

Les événements montécarlo sont soumis aux mêmes coupures et au même ajustement cinématique que les données. La distribution en t des événements élastiques générés à la forme $A \cdot \exp(B \cdot t)$. La valeur de B , 7.7 (GeV/c)^2 , est obtenue à l'aide du modèle d'invariance d'échelle géométrique.

8.2 LA SIMULATION DES DIFFUSIONS INELASTIQUES

Les diffusions inélastiques produisent un bruit de fond sous le pic élastique qui doit être évalué et soustrait.

Comme notre expérience ne fournit pas suffisamment d'information pour déterminer la dépendance en M_x^2 et t de ce bruit de fond, nous avons utilisé les données disponibles pour la diffusion inélastique $pp \rightarrow pX$ [44,45,46].

La section efficace différentielle $d^2\sigma/dM_x^2 dt$ a les propriétés suivantes:

1. à M_x^2 fixé et $-t \leq 0.5$ (GeV/c)², elle peut être paramétrisée par la forme $A \cdot \exp(b_{pp}(M_x^2) \cdot t)$
2. la pente $b_{pp}(M_x^2)$ est indépendante de S . Dans la région des résonnances ($1 \leq M_x^2 \leq 4$ (GeV/c²)²), la valeur de $b_{pp}(M_x^2)$ est grande, approximativement 20 (GeV/c)⁻², puis elle décroît jusqu'à 6.5 (GeV/c)⁻² et reste constante au dessus de 6 (GeV/c²)² ([44], Figure 3a)
3. à t fixé, $d^2\sigma/dM_x^2 dt$ est grande dans la région des résonnances, puis décroît comme M_x^{-2} et devient constante pour les grandes masses manquantes ([44], Figure 1). Cette distribution est invariante dans la variable M_x^2/S , dans la région limitée par $M_x^2/S > 0.001$ et $550 \leq S \leq 3880$ GeV² ([46], Figure 2).

Pour simuler correctement les diffusions diffractives $\Xi^- p \rightarrow \Xi^- X$, il faut connaître $b_{\Xi p}(M_x^2)$. Nous avons pu déterminer directement cette pente avec nos données dans la région $M_x^2 > 10$ (GeV/c²)², car, comme le montre les Figures 37, la contribution des événements élastiques est négligeable au dessus de 10 (GeV/c²)². Les valeurs obtenues sont données dans la Table 27. A 102 GeV/c, la pente est constante si l'on tient compte des erreurs; à 135 GeV/c, la statistique plus faible ne permet pas la mesure de $b_{\Xi p}$ au dessus de 30 (GeV/c²)².

Nous avons défini $b_{\Xi p}(M_x^2)$ pour les petites valeurs de M_x^2 en faisant l'hypothèse suivante:

$$(8.1) \quad b_{\Xi p}(M_x^2) = b_{pp}(M_x^2) \cdot \frac{\langle b_{\Xi p} \rangle}{\langle b_{pp} \rangle}$$

où $b_{pp}(M_x^2)$ est obtenue en ajustant une ligne brisée aux valeurs expérimentales de Y . Akimov et al. [44], comme le montre la Figure 39a. Les valeurs moyennes $\langle b_{\Xi p} \rangle$ et $\langle b_{pp} \rangle$ sont évaluées dans la plage $M_x^2 > 10$ (GeV/c²)². La fonction $b_{\Xi p}(M_x^2)$ obtenue est présentée dans la Figure 39b (trait continu).

TABLE 27
Pente inélastique diffractive Ξ^-p

Impulsion du faisceau [GeV/c]	plage en M_x^2 [(GeV/c ²) ²]	plage en -t [(GeV/c) ²]	b_{Ξ^-p} [(GeV/c) ⁻²]	χ^2/DL	$\langle b_{\Xi^-p} \rangle$
102	10 - 20	.05 - .60	4.2±0.4	3.3/9	4.2±0.2
	20 - 30	.05 - .60	4.6±0.4	10.9/9	
	30 - 40	.10 - .60	3.8±0.5	2.2/8	
	40 - 50	.15 - .60	3.9±0.6	5.0/7	
	50 - 60	.25 - .60	3.8±0.7	5.0/5	
135	10 - 20	.05 - .60	3.8±0.6	7.4/9	3.9±0.4
	20 - 30	.05 - .60	3.9±0.6	9.2/9	

La forme de $d^2\sigma/dM_x^2 dt$ en fonction de M_x^2 est obtenue de la façon suivante. En première approximation, nous avons utilisé la distribution en M_x^2 de la diffusion $pp \rightarrow pX$ compilée par Y. Akimov et al. ([44], Figure 1) où $S=500$ GeV² et $t=-0.025$ (GeV/c)². En supposant cette distribution identique à celle de la diffusion $\Xi^-p \rightarrow \Xi^-p$ et en tenant compte de l'invariance en M_x^2/S , nous obtenons immédiatement les distributions à $S=194$ et 256 GeV² qui correspondent aux deux impulsions du faisceau, 102 et 135 GeV/c.

Cette distribution et la fonction $b_{\Xi^-p}(M_x^2)$ nous fournissent toute l'information nécessaire à la simulation de la section efficace différentielle en fonction de M_x^2 et t .

Avant de comparer les résultats de la simulation montécarlo aux données, il faut encore déterminer les fractions relatives de diffusion élastique et inélastique. Pour cela, nous avons généré un nombre égal d'événements élastiques et inélastiques et intégré leurs distributions dans la plage en t choisie, $0.01 \leq t \leq 0.60$ (GeV/c)². La somme $N_e(M_x^2/S) + \alpha \cdot N_i(M_x^2/S)$ a été ajustée à la distribution expérimentale dans la plage $-0.03 \leq M_x^2/S \leq (M_x^2/S)_{\max}$. $N_e(M_x^2/S)$ et $N_i(M_x^2/S)$ sont les nombres d'événements montécarlo élastique et inélastique générés à la masse manquante M_x , α est le paramètre à ajuster et $(M_x^2/S)_{\max}$ est une limite supérieure arbitraire.

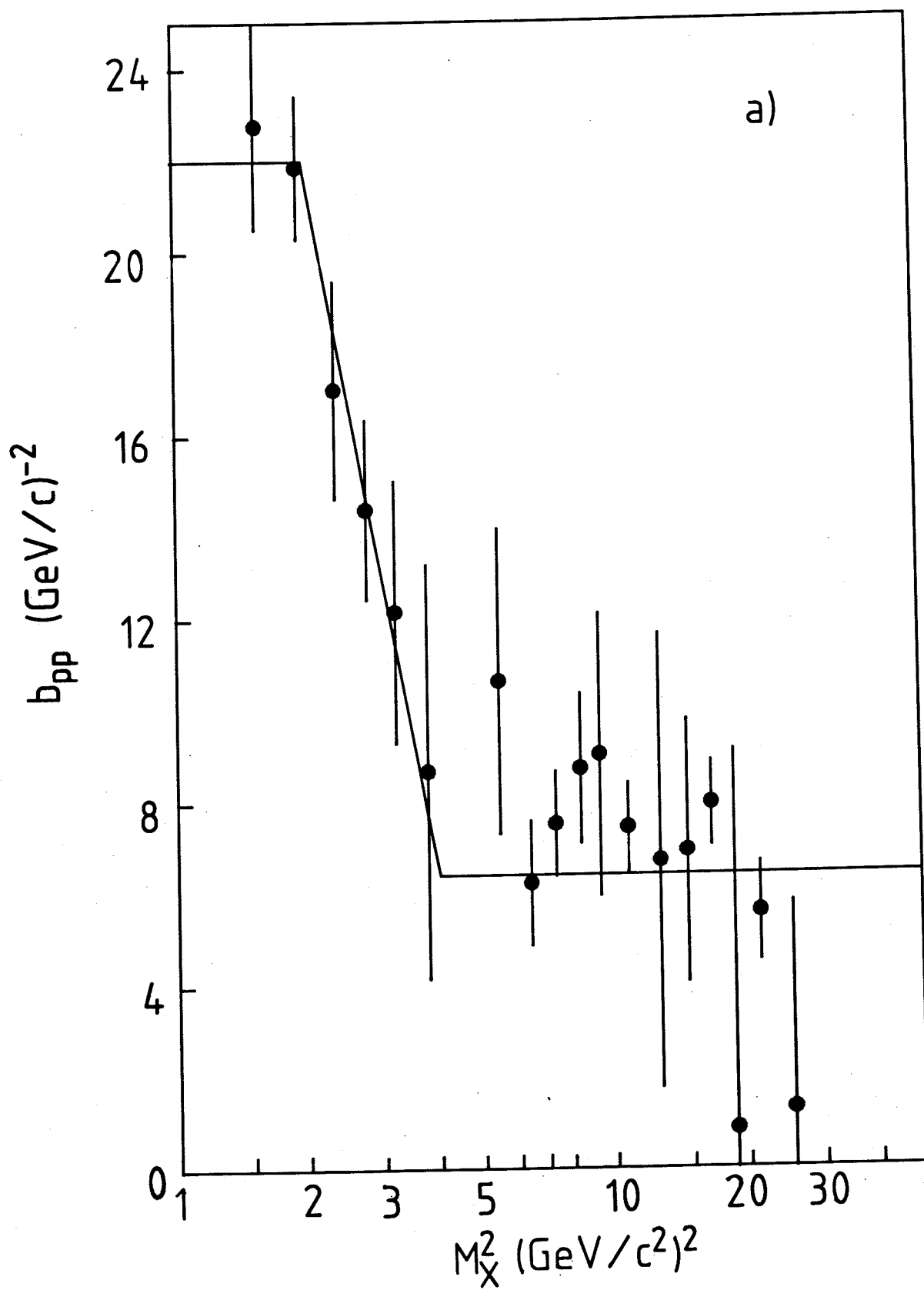


Figure 39 a).

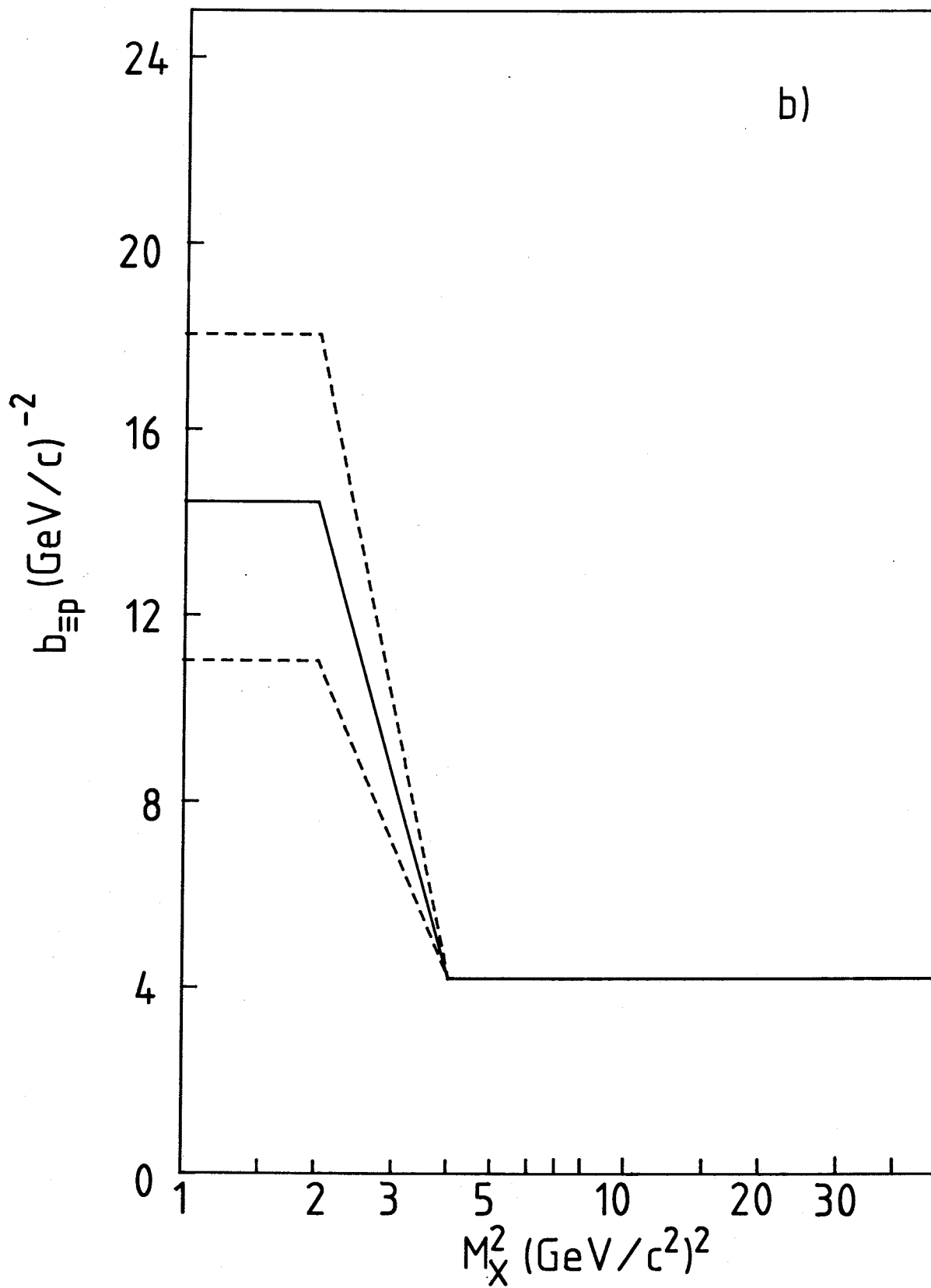


Figure 39b.

A ce stade, pour améliorer la qualité de l'ajustement, nous avons légèrement modifié la distribution en M_x^2 de départ, tout en restant compatible avec les écarts observés par rapport à l'invariance stricte en M_x^2/S ([45], Figure 6b). Les distributions obtenues sont présentées dans les Figures 38; les points noirs représentent les événements montécarlo (ce qui sera toujours le cas dans ce chapitre). Les petits cercles correspondent aux diffusions inélastiques.

8.3 COMPARAISON MONTECARLO-DONNEES

La validité de la simulation a été testée en comparant différentes distributions montécarlo aux distributions expérimentales, à la fois pour les événements diffusés et non diffusés.

Dans les Figures 37, on constate que la résolution en M_x^2 de l'appareillage est bien reproduite. Les distributions en impulsions du Λ , π^- , p et π^+ , ainsi que celles des angles (Λ, π^-) et (p, π^+) sont comparées dans les Figures 40a-e, à 102 GeV/c, pour la cible pleine, et dans la plage $[0.01 \leq -t \leq 0.60 \text{ (GeV/c)}^2, m_p^2 - 2\Delta \leq M_x^2 \leq m_p^2 + 2\Delta]$ ($\Delta = (\text{largeur à mi-hauteur de la distribution en } M_x^2/S \text{ avec } -t < 0.005 \text{ (GeV/c)}^2)/2.36$). Dans les Figures 37 et 38, la flèche verticale correspond à m_p^2/S et la barre horizontale à un intervalle de largeur 2Δ . L'accord entre la simulation et l'expérience est bon. On observe un accord similaire à 135 GeV/c.

D'autre part, la distribution du pull de chaque variable ajustée cinématiquement est normale pour les événements montécarlo. Ce qui confirme le fait que la valeur moyenne différente de zéro observée dans les distributions expérimentales du pull des impulsions des pions à pour cause une erreur systématique dans la mesure de l'impulsion, plutôt qu'une mauvaise évaluation de la matrice de covariance.

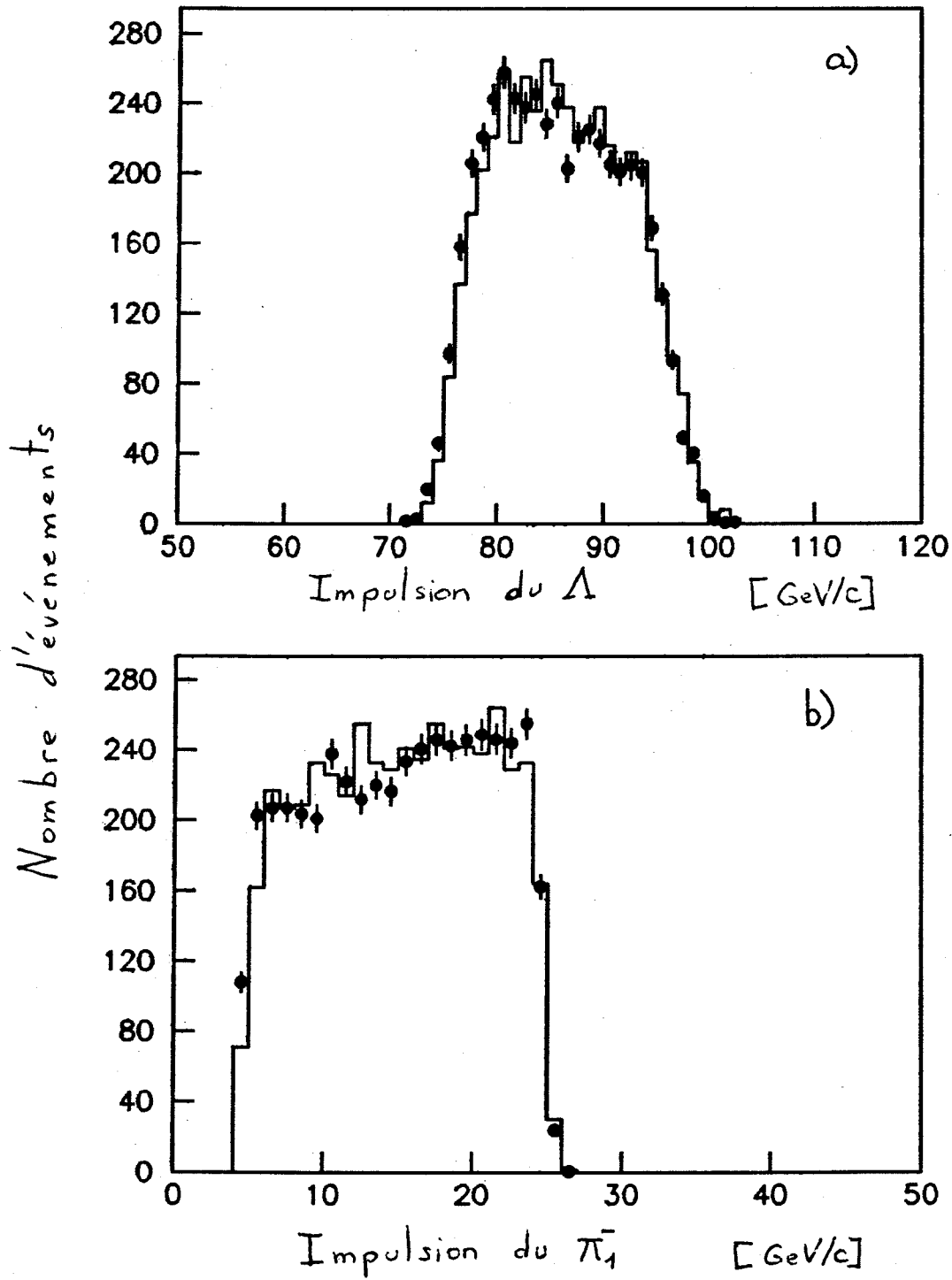
8.4 ACCEPTANCE ET RESOLUTIONS

La simulation montécarlo montre que l'acceptance du spectromètre, y compris les coupures du programme de reconstruction, est constante dans la plage $0.005 \leq -t \leq 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$.

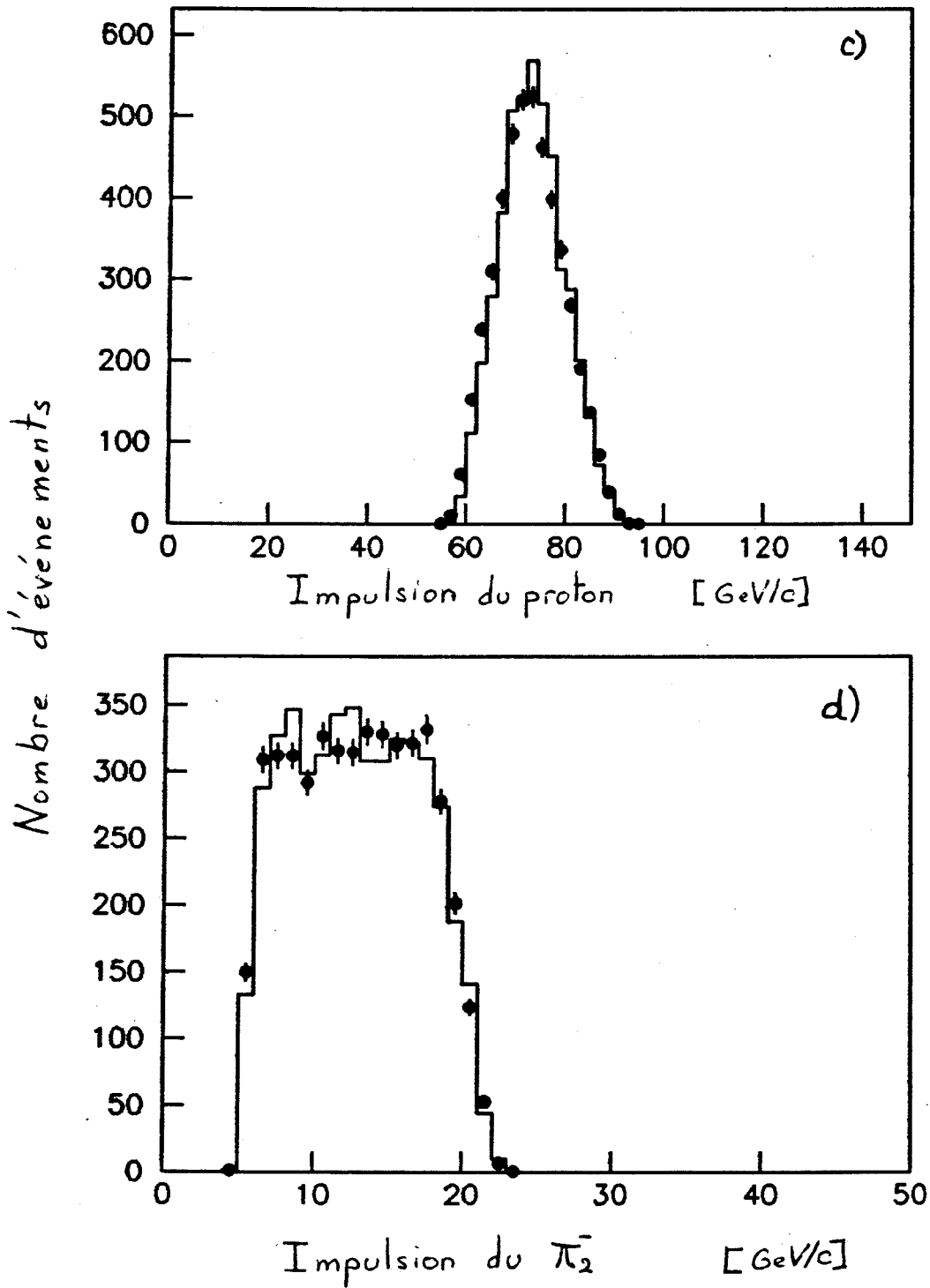
La résolution expérimentale de l'angle de diffusion, θ_d , peut être déterminée par les données sur cible vide, à $\theta_d=0$. La résolution montécarlo, $\text{sig}(\theta_d) = 0.1 \text{ mrad}$, correspond bien à la résolution expérimentale.

La résolution en t , à $t = -0.60 \text{ (GeV/c)}^2$, obtenue par simulation est égale à $\pm 0.018 (\pm 0.023) \text{ (GeV/c)}^2$ à 102 (135 GeV/c).

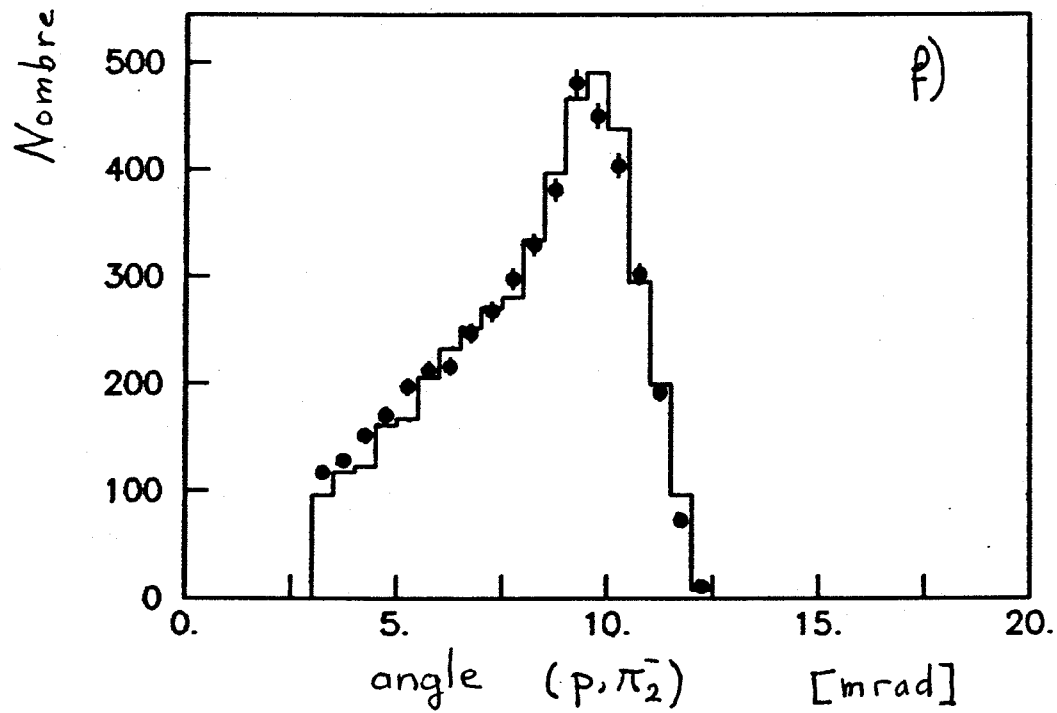
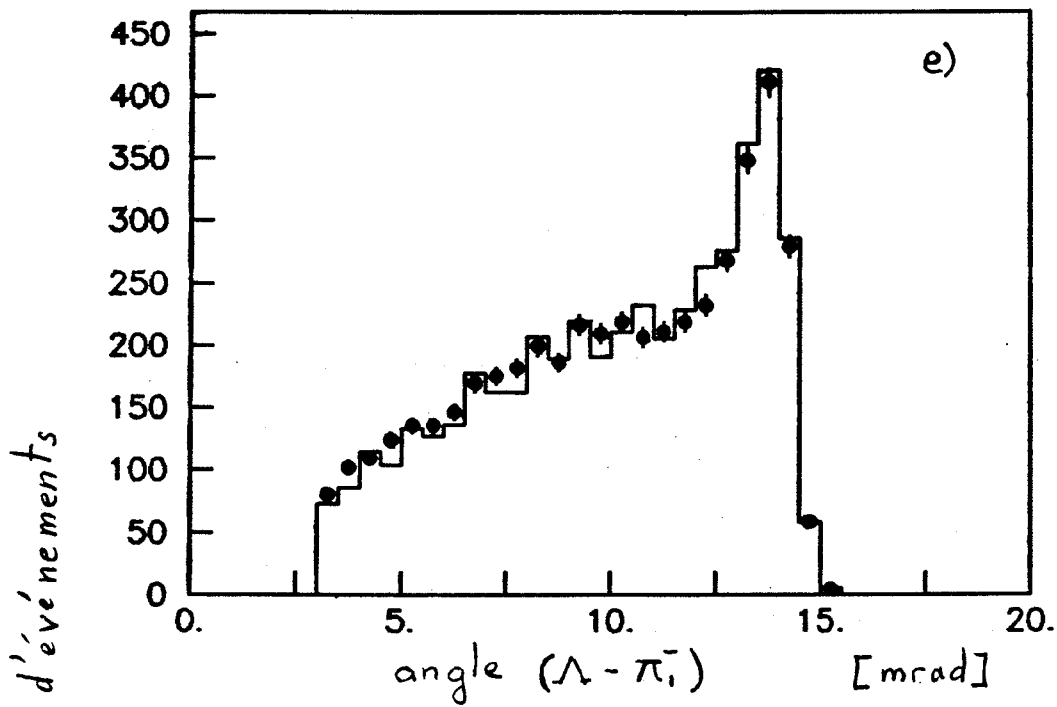
Les résolutions sur les coordonnées z du point d'interaction dans la cible, z_d , et du point de désintégration du Ξ^- , z_{xi} , dépendent de l'angle de diffusion θ_d et de l'angle (Λ, π^-_1) , respectivement. A $t = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2$, $\text{sig}(z_d) = 15 \text{ cm}$; la valeur moyenne de la résolution $\text{sig}(z_{xi})$ est égale à 5.4 cm.



Figures 40 a et b.



Figures 40 c et d.



Figures 40 e et f.

CHAPITRE 9

PENTE EN AVANT DE LA DIFFUSION ELASTIQUE Ξ^-p

9.1 LES DISTRIBUTIONS EN t

Une fois le paramètre α connu, la fraction d'événements inélastiques présents dans la plage $0.015-t \leq 0.60$ (GeV/c)² peut être déterminée en fonction de M_x^2 . Nous avons défini le pic du proton comme étant la région limitée par $m_p^2 - \Delta \leq M_x^2 \leq m_p^2 + \Delta$. Dans ce pic, la contribution F des diffusions inélastiques représente 12% des événements à 102 GeV/c et 14% à 135 GeV/c. Ces pourcentages ne sont pas sensibles à la valeur de $(M_x^2/S)_{\max}$ pour autant que celle-ci soit supérieure à 0.1. La dépendance de F en fonction de M_x^2 dans la région du pic du proton est présentée dans les Figures 41.

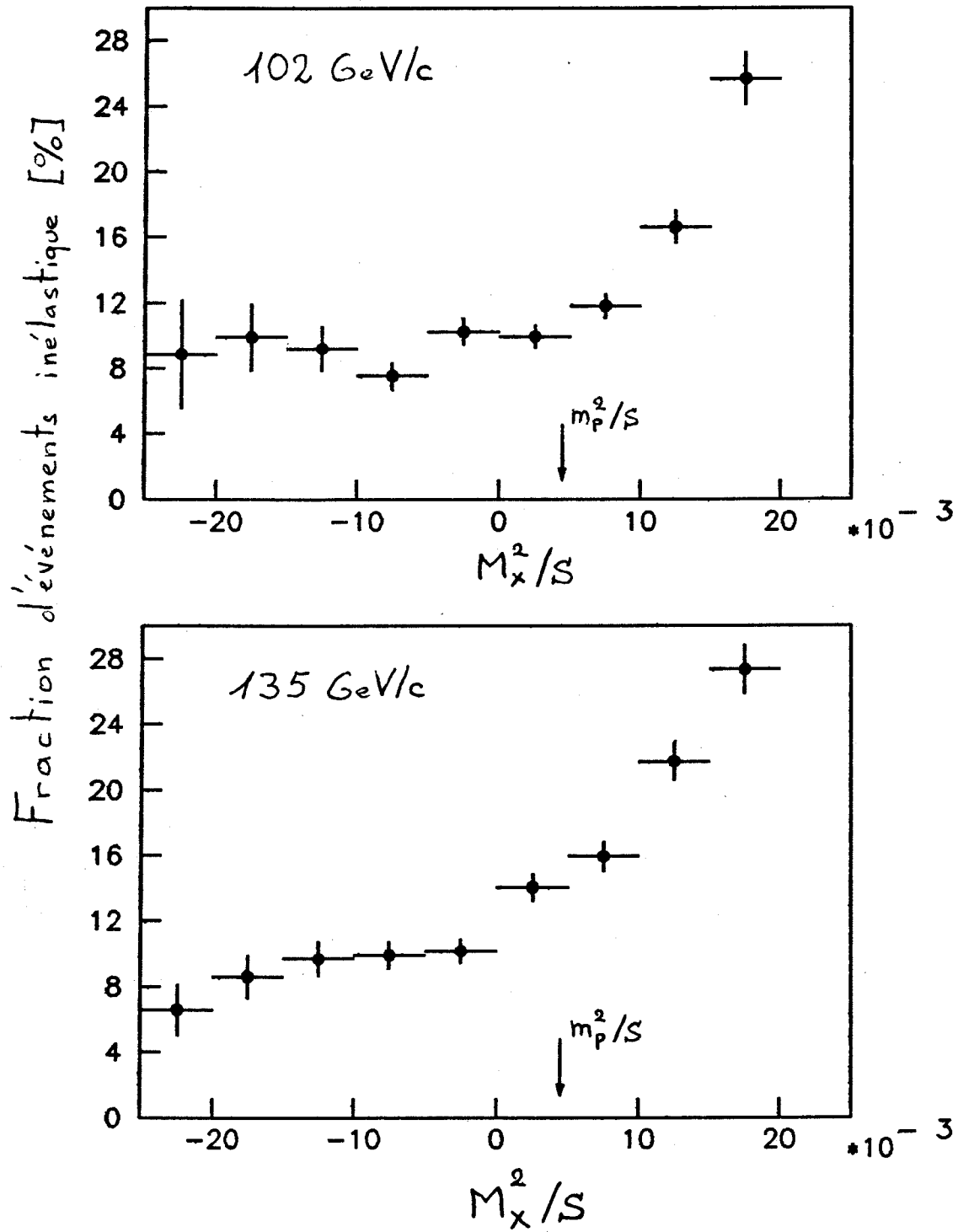
La connaissance de $F(M_x^2)$ et de $b_{\Xi p}(M_x^2)$ permet de soustraire la contribution inélastique de chaque intervalle $(\Delta M_x^2, \Delta t)$. Une fois corrigée, la distribution (M_x^2, t) est intégrée dans la plage en M_x^2 choisie.

Les distributions en t à 102 et 135 GeV/c sont présentées dans les Figures 42a et 42b.

La limite inférieure de la plage en t est dictée par les deux points suivants:

1. la contribution de l'interférence nucléaire-coulombienne est négligeable lorsque $|t|$ est supérieur à 0.01 (GeV/c)²
2. les Ξ^- qui n'ont pas interagi ne doivent pas apparaître dans la distribution en t . Pour cela, $|t|$ doit être supérieur à 0.005 (GeV/c)²

Les nombres d'événements observés dans la plage $(0.015-t \leq 0.6$ (GeV/c)², $m_p^2 - \Delta \leq M_x^2 \leq m_p^2 + \Delta$), ainsi que les nombres d'événements soustraits à chaque correction sont donnés dans la Table 28.



Figures 41.

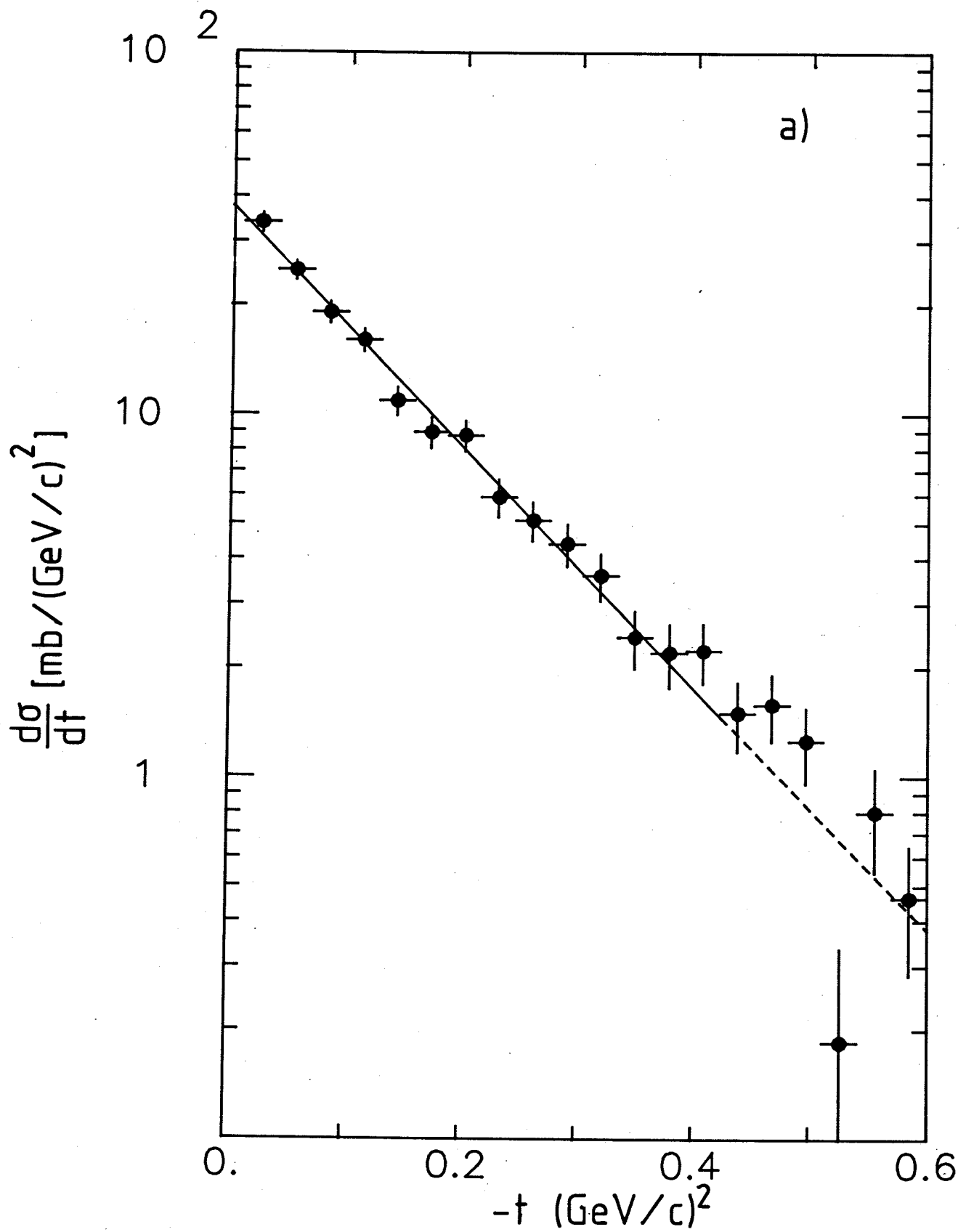


Figure 42a: Distribution en t de la diffusion élastique $\bar{p}p$ à 102 GeV/c

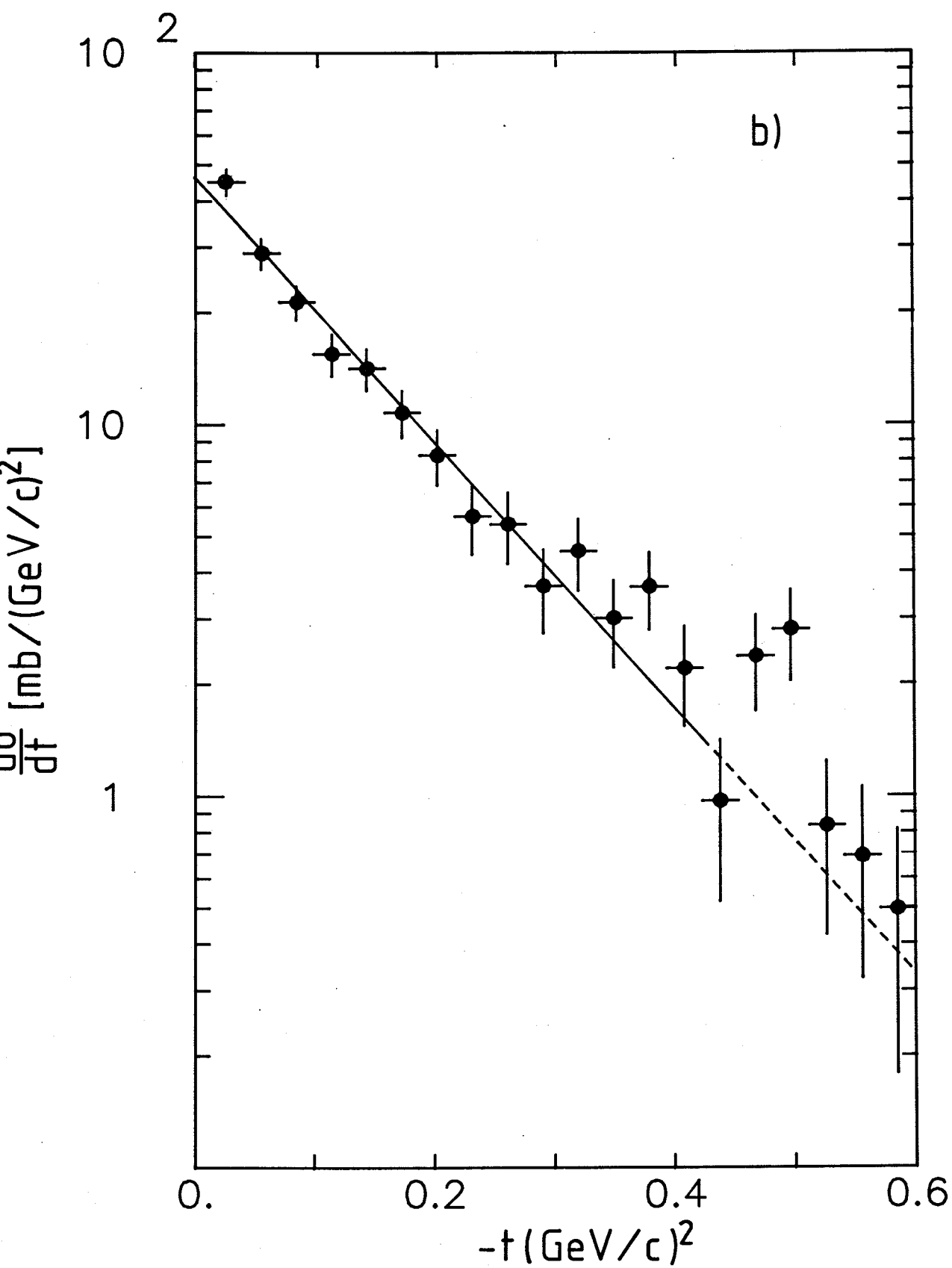


Figure 42b: Distribution en t de la diffusion
élastique $\Xi^- p$ à 135 GeV/c

TABLE 28
Diffusion élastique Ξ^-p : statistique

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
événements observés	2880	1265
correction 'cible vide'	-318	-120
correction 'inélastique'	-298	-165
événements élastiques	2264	980

9.2 STABILITE DES RESULTATS

Une forme exponentielle a été ajustée aux distributions en t :

$$(9.1) \quad \frac{d\sigma}{dt}(t) = A \cdot \exp(B \cdot t)$$

L'effet des doubles diffusions dans la cible d'hydrogène doit être corrigé; une particule peut diffuser deux fois avant de quitter la cible et simuler une diffusion à grand angle, augmentant ainsi la section

efficace à grand t .

Cette correction a été effectuée en multipliant les données par le facteur D_d [8]:

$$(9.2) \quad D_d = 1 + \frac{k}{B} \cdot \exp(Bt/2)$$

où

$$k = \Gamma \cdot \sigma^2 / 64\pi\hbar^2$$

$$\sigma = \sigma(\Xi^-p)$$

$$\Gamma = N_a \cdot \rho \cdot L / A$$

$$N_a = \text{nombre d'Avogadro}$$

$$\rho = \text{densité de la cible}$$

$$L = \text{longueur de la cible}$$

$$A = \text{poids atomique de l'hydrogène}$$

Cette correction a toutefois un effet négligeable sur la valeur de la pente B (< 0.02 (GeV/c) $^{-2}$).

Il est inutile d'appliquer des corrections radiatives car notre résolution en masse manquante est faible.

Les résultats obtenus sous différentes conditions sont présentés dans la Table 29.

La plage d'ajustement est limitée en t et M_x^2 par les conditions:

$$0.01 \leq -t \leq 0.60 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$m_p^2 - \Delta \leq M_x^2 \leq m_p^2 + \Delta$$

Le paramètre $b_{\Xi^-p}(M_x^2)$ est la valeur de la pente inélastique Ξ^-p utilisée pour générer les événements Montécarlo dans le domaine $M_x^2 < 2.0$ (GeV/c 2) 2 , et, F est la fraction d'événements inélastiques soustraits. L'erreur de A contient l'erreur de normalisation (Chap. 10), alors que celle de B est purement statistique.

La valeur de B est stable vis à vis des variations de la plage en M_x^2 . Sa sensibilité aux hypothèses faites pour soustraire le bruit de fond a été évaluée de deux façons. Premièrement, la fonction $b_{\Xi^-p}(M_x^2)$ a été modifiée dans la région des petites valeurs de M_x^2 , comme le montre les lignes discontinues de la Figure 39b; il faut remarquer que la valeur effectivement utilisée au moment de la soustraction tient compte de la résolution en M_x^2 de l'appareillage. Deuxièmement, la fraction d'événements inélastiques, F , a été variée de 0 à 30%, en conservant la

TABLE 29
Stabilité de la pente élastique (I)

Impulsion du faisceau 102 GeV/c					
plage en M_x^2	$b_p(M_x^2)$ [(GeV/c) ⁻²]	F %	A [mb/(GeV/c) ²]	B [(GeV/c) ⁻²]	χ^2 (18 D.L.)
$m_p^2 \pm 0$	14	0.12	37.9 ± 5.0	7.7 ± 0.2	27
$m_p^2 \pm 2\Delta$	14	0.15	39.4 ± 4.7	7.5 ± 0.2	29
$(m_p^2 - \Delta, m_p^2)$	14	0.10	39.0 ± 6.4	8.4 ± 0.3	32
$(m_p^2, m_p^2 + \Delta)$	14	0.13	38.2 ± 6.9	7.5 ± 0.3	23
$m_p^2 \pm \Delta$	18	0.10	38.0 ± 5.0	7.6 ± 0.2	27
$m_p^2 \pm \Delta$	11	0.16	36.5 ± 4.8	7.8 ± 0.2	29

Impulsion du faisceau 135 GeV/c					
plage en M_x^2	$b_p(M_x^2)$ [(GeV/c) ⁻²]	F %	A [mb/(GeV/c) ²]	B [(GeV/c) ⁻²]	χ^2 (18 D.L.)
$m_p^2 \pm 0$	13	0.14	44.2 ± 6.3	7.9 ± 0.3	26
$m_p^2 \pm 2\Delta$	13	0.17	40.4 ± 5.0	7.5 ± 0.3	24
$(m_p^2 - \Delta, m_p^2)$	13	0.12	48.0 ± 8.7	7.9 ± 0.5	29
$(m_p^2, m_p^2 + \Delta)$	13	0.18	42.4 ± 7.8	8.3 ± 0.5	15

même dépendance $b_{\pi p}(M_x^2)$. B varie linéairement en fonction de F:

$$\Delta B / \Delta F = -3.8 \pm 0.5 \quad \text{à } 102 \text{ GeV/c}$$

$$\Delta B / \Delta F = -0.3 \pm 0.1 \quad \text{à } 135 \text{ GeV/c}$$

La différence de dépendance que l'on observe entre les deux impulsions résulte de la différence entre pentes inélastiques dans la région $M_x^2 > 10$ $(\text{GeV}/c)^2$ ($4.2 (\text{GeV}/c)^{-2}$ à $102 \text{ GeV}/c$ et $3.9 (\text{GeV}/c)^{-2}$ à $135 \text{ GeV}/c$) et de la différence de résolutions en M_x^2 . Dans la région du pic du proton, les pentes élastique et inélastique diffèrent de $4.3 (\text{GeV}/c)^{-2}$ à $102 \text{ GeV}/c$, alors que cette différence n'est que de $0.3 (\text{GeV}/c)^{-2}$ à $135 \text{ GeV}/c$.

D'autre part, la valeur de B est insensible à la position de la coupure imposée à la probabilité du χ^2 de l'ajustement cinématique.

Dans la Table 28, on constate que, dans la plupart des cas, le χ^2 est supérieur au nombre de degrés de liberté. Pour comprendre cet effet, nous avons réduit la plage en t de l'ajustement et ajouté un terme quadratique dans l'exponentielle:

$$(9.3) \quad \frac{d\sigma}{dt} = A \cdot \exp(Bt + Ct^2)$$

Les ajustements effectués avec les trois paramètres A, B et C libres sont un peu instables. C'est pourquoi nous avons fixé la valeur de C dans les ajustements suivants dont les résultats sont présentés dans la Table 30. Les chiffres entre parenthèses correspondent au χ^2 par degré de liberté.

On constate que le χ^2 par degré de liberté croît en fonction de $t_{\max}$, quelle que soit la valeur de C. De plus, le terme quadratique n'a pratiquement pas d'effet sur la valeur du χ^2 .

A $102 \text{ GeV}/c$, B est stable par rapport à la valeur de $t_{\max}$, contrairement à ce que l'on observe à $135 \text{ GeV}/c$ où la valeur de B décroît de près d'une unité. Ceci est principalement dû au premier point de la Figure 42b. Si l'on ne tient pas compte de ce point dans l'ajustement, $B = 7.3 \pm 0.4 (\text{GeV}/c)^{-2}$, avec $t_{\max} = -0.60 (\text{GeV}/c)^2$.

En conclusion, la limite supérieure de la plage en -t doit être inférieure à $-t_{\max} = 0.42 (\text{GeV}/c)^2$ et tout terme quadratique dans l'exponentielle est superflu.

Les résultats finaux sont présentés dans la Table 31. Nous avons ajouté quadratiquement une erreur égale à $\pm 0.3 (\text{GeV}/c)^{-2}$ qui tient compte des incertitudes dans la soustraction du bruit de fond et de la stabilité des résultats.

TABLE 30

Stabilité de la pente élastique (II)

Impulsion du faisceau		102 GeV/c		
$-t_{\max} [(\text{GeV}/c)^2]$	0.30	0.42	0.60	
$c = 0$	8.0 ± 0.4 (0.9)	7.7 ± 0.3 (0.9)	7.7 ± 0.2 (1.5)	
$c = 1 [(\text{GeV}/c)^{-1}]$	8.3 ± 0.4 (0.8)	8.0 ± 0.3 (0.8)	8.2 ± 0.2 (1.5)	
$c = 2$	8.5 ± 0.3 (0.7)	8.4 ± 0.3 (0.7)	8.6 ± 0.2 (1.5)	

Impulsion du faisceau		135 GeV/c		
$-t_{\max} [(\text{GeV}/c)^2]$	0.30	0.42	0.60	
$c = 0$	9.2 ± 0.6 (0.6)	8.2 ± 0.4 (1.2)	7.9 ± 0.3 (1.4)	
$c = 1 [(\text{GeV}/c)^{-1}]$	9.5 ± 0.6 (0.6)	8.5 ± 0.4 (1.1)	8.3 ± 0.3 (1.3)	
$c = 2$	9.7 ± 0.6 (0.6)	8.9 ± 0.4 (1.0)	8.7 ± 0.3 (1.2)	

TABLE 31

Pente en avant de la diffusion élastique Ξ^-p

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
B [(GeV/c) ⁻²]	7.7	8.2
erreur statistique	0.2	0.4
autres erreurs	0.3	0.3
B [(GeV/c) ⁻²]	7.7±0.4	8.2±0.5

CHAPITRE 10

THEOREME OPTIQUE ET SECTION EFFICACE TOTALE ELASTIQUE

10.1 LA PROCEDURE DE NORMALISATION

La section efficace $d\sigma/dt$ et le nombre d'événements observés dN/dt sont reliés par la formule:

$$(10.1) \quad \frac{d\sigma}{dt}(t) = \frac{1}{N_0 \cdot \alpha(t)} \cdot \frac{dN}{dt}(t)$$

où N_0 est le nombre de déclenchements ($T_1 \cdot T_2 \cdot \bar{V}_1 \cdot \text{DISC}$)

L'acceptance $\alpha(t)$ tient compte des coupures du programme de reconstruction, de la désintégration du Ξ^- , de l'absorption nucléaire de la cible et de l'efficacité de reconstruction. La simulation Montécarlo a montré que α ne dépend pas de t . En écrivant explicitement les différentes pertes:

$$(10.2) \quad \alpha = \epsilon_1(\text{bonne trace de faisceau}) \\ \cdot \epsilon_2(\text{pas de désintégration avant l'entrée de la cible}) \\ \cdot \epsilon_3(\text{la particule incidente est un } \Xi^-, \text{ et non un } \Sigma^-) \\ \cdot \epsilon_4(\text{le } \lambda \text{ se désintègre en } p + \pi^-) \\ \cdot \epsilon_5(\text{efficacité de reconstruction}) \\ \cdot \epsilon_6(\text{coupures du programme de reconstruction}) \\ \cdot n_0 \cdot L \cdot \exp(-n_0 \cdot L \cdot \sigma(\Xi^- p))$$

n_0 et L sont respectivement la densité et la longueur de la cible. Ces deux grandeurs sont connues avec une précision supérieure à 0.1% (voir Première Partie).

La probabilité de reconstruction d'une bonne trace de faisceau est très bien connue. Par contre, les pertes par désintégration avant la cible sont beaucoup plus difficile à estimer. En effet, certains Ξ^- peuvent déclencher le DISC et se désintégrer à l'intérieur de celui-ci,

tout en donnant une bonne trace de faisceau. Sans une simulation Montécarlo détaillée du DISC, il n'est pas possible d'obtenir une valeur précise de cette perte.

La contamination en Σ^- a été mesurée de plusieurs façons (voir Première Partie), elle est égale à $3.5 \pm 0.5\%$.

Le rapport de branchement $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ est bien connu.

L'effet des coupures du programme de reconstruction a été évalué à l'aide de la simulation Montécarlo.

L'efficacité de reconstruction est déterminée à partir des données sur cible vide.

Les cinq premiers facteurs ϵ de l'équation (10.2) sont identiques sur les deux cibles. Ainsi, en posant $\beta = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_4 \cdot \epsilon_5$:

$$\alpha = \beta \cdot \epsilon_6(\text{prog. rec.}) \cdot n_0 L \cdot \exp(-n_0 L \sigma(\Xi^- p))$$

(cible pleine)

(10.3)

$$\alpha = \beta \cdot \epsilon'_6(\text{prog. rec.})$$

(cible vide)

Les deux facteurs ϵ_6 et ϵ'_6 ne sont pas identiques car les deux programmes de reconstruction sont obligatoirement différents; l'absence de diffusion dans la cible vide supprime toutes les coupures liées à l'interaction (distance d'approche minimale, coordonnée du point d'interaction, t).

Une fois le facteur ϵ'_6 déterminé par la simulation Montécarlo, le nombre d'événements reconstruits sur cible vide fournit β . Les valeurs de β obtenues à 102 et 135 GeV/c sont identiques, comme il se doit. Les différents coefficients sont donnés dans la Table 32; les erreurs des coefficients β et ϵ_6 sont purement statistiques.

L'erreur de normalisation est égale à 12% .

TABLE 32
Normalisation

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
β	0.106 ± 0.009	0.106 ± 0.011
ϵ_6	0.196 ± 0.012	0.140 ± 0.011
$n_0 L \cdot \exp(-n_0 L \sigma)$ [mb ⁻¹]	$(0.659 \pm 0.002) \cdot 10^{-2}$	$(0.658 \pm 0.002) \cdot 10^{-2}$
α [mb ⁻¹]	$(0.137 \pm 0.014) \cdot 10^{-3}$	$(0.976 \pm 0.127) \cdot 10^{-4}$

10.2 LE THEOREME OPTIQUE

La section efficace différentielle à $t=0$ et la section efficace totale satisfont la relation (Théorème Optique)

$$(10.4) \quad \frac{d\sigma}{dt}(0) = \frac{\sigma^2(\Xi^-p)}{16\pi\hbar^2 c^2} \cdot (1+\rho^2)$$

où ρ est le rapport des parties réelles et imaginaire de l'amplitude de diffusion Ξ^-p . A notre énergie, $|\rho|$ est inférieur à 0.1 [27]. La contribution de ρ^2 est négligeable par rapport à l'erreur de normalisation. La relation (10.4) est testée dans la Table 33.

L'expérience est en bon accord avec le théorème optique, les différences observées sont respectivement égales à -1.2σ et $+0.3\sigma$ à 102 et 135 GeV/c.

TABLE 33
Théorème optique

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
$\sigma^2/16\pi\hbar^2$ [mb/(GeV/c) ²]	43.5±0.9	44.0±0.9
dσ/dt(0) [mb/(GeV/c) ²]	37.6±5.0	46.3±6.7

10.3 LA SECTION EFFICACE TOTALE ELASTIQUE Ξ^-p

La section efficace totale élastique, obtenue par intégration de la forme exponentielle, est donnée par le rapport A/B. Les résultats sont donnés dans la Table 34.

TABLE 34
Section efficace totale élastique Ξ^-p

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
σ_e [mb]	4.9±0.7	5.6±0.9

CHAPITRE 11

SECTION EFFICACE ELASTIQUE Ξ^-p ET MODELES PHENOMENOLOGIQUES

La pente exponentielle Ξ^-p mesurée est plus petite que la pente de la diffusion élastique proton-proton. Ces deux pentes sont reliées entre elles par divers modèles.

11.1 LE MODELE DE CARLITZ GREEN ET ZEE

Ce modèle, décrit dans le paragraphe 6.1, relie les parties imaginaires des amplitudes de diffusion hypéron-proton, $F(Yp)$, et proton-proton, $F(pp)$.

$$(11.1) \quad \text{Im}(F(Yp)) = f(r(t)) \cdot \text{Im}(F(pp))$$

Dans ce qui suit, nous avons négligé la partie réelle de l'amplitude. Nous avons:

$$(11.2) \quad \frac{d\sigma}{dt}(t) = A \cdot \exp(B \cdot t) = |F|^2 = (\text{Im}(F))^2$$

En combinant les équations (11.1) et (11.2), on obtient

$$(11.3) \quad \frac{d\sigma}{dt}(Yp) = \frac{d\sigma}{dt}(pp) \cdot |f(r(t))|^2$$

d'où

$$(11.4) \quad B(Yp) - B(pp) = 2 \cdot \frac{d}{dt} \ln(f(r(t)))$$

Les fonctions $f(r(t))$, données dans les équations (6.2a)-(6.2d), conduisent aux relations suivantes:

$$(11.5a) \quad B(Kp) - B(\pi p) = \frac{2r'}{1+r}$$

$$(11.5b) \quad B(\Lambda p) - B(pp) = \frac{2r' \cdot (3+\epsilon)}{6-4\epsilon+r(3+\epsilon)}$$

$$(11.5c) \quad B(\Sigma p) - B(pp) = \frac{2r' \cdot (1-\epsilon)}{2+r \cdot (1-\epsilon)}$$

$$(11.5d) \quad B(\Xi p) - B(pp) = \frac{4r'}{1-\epsilon+2r}$$

où $r' = r'(0)$

$$r'(t) = \frac{dr}{dt}(t) = \frac{(\alpha_p'(t) - \alpha'(t)) \cdot (\alpha_f(t) - \alpha_f'(t))}{(\alpha_p(t) - \alpha_f'(t))^2}$$

$$\alpha_p'(t) = \frac{d\alpha_p}{dt}(t)$$

$$\alpha'(t) = \frac{d\alpha_f}{dt}(t) = \frac{d\alpha_f'}{dt}(t) \quad , \text{ par hypothèse}$$

Actuellement, les paramètres des trajectoires du poméron ($\alpha_p(t)$), du f et du f' ($\alpha_f(t)$, $\alpha_f'(t)$) ne sont pas connus avec précision.

Les auteurs ont utilisé les valeurs suivantes:

$$(11.6) \quad \epsilon = -1/3 \quad r = 0.6 \quad r' = -1.0$$

On peut estimer les paramètres des trajectoires de Regge à partir des masses des mésons f, g et h :

$$\alpha' = 2/(m_h^2 - m_f^2) = 1/(m_g^2 - m_f^2) = 0.80 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^{-2}$$

$$\alpha_f - \alpha_f' = \alpha' \cdot (m_f'^2 - m_f^2) = 0.55$$

$$\alpha_f' = 2 - \alpha' \cdot m_f'^2 = 0.16$$

En supposant

$$\alpha_p = 1.0 \quad \text{et} \quad \alpha'_p = 0.0$$

on obtient

$$(11.7) \quad r = 0.35 \quad \text{et} \quad r' = -0.88$$

Il faut remarquer que cette valeur de r implique un rapport $\sigma(Kp)/\sigma(\pi p)$ très différent du rapport expérimental (voir paragraphe 6.1).

Les différences de pentes prédites en utilisant les valeurs (11.6) et (11.7) (avec $\epsilon = -1/3$) sont données dans la Table 35.

TABLE 35			
Pente élastique et modèle de Carlitz, Green et Zee			
$[(\text{GeV}/c)^{-2}]$	Eq. (11.6)	Eq. (11.7)	Expérience (ref. 8)
$\Delta B(K^+p, \pi^+p)$	-1.25	-1.30	-1.0 ± 0.2
$\Delta B(K^-p, \pi^-p)$	-1.25	-1.30	-0.3 ± 0.1
$\Delta B(\Xi^-p, pp)$	-1.58	-1.73	-2.4 ± 0.4

Les valeurs expérimentales précédentes sont données à $t = -0.2 (\text{GeV}/c)^2$, à l'impulsion incidente de 102 GeV/c.

Les erreurs expérimentales et les incertitudes sur les paramètres r et r' sont encore trop grandes pour que l'on puisse réellement tester l'équation (11.5d). On peut éliminer r' en prenant le rapport :

$$(11.8) \quad R = \frac{B(\Xi^-p) - B(pp)}{B(Kp) - B(\pi p)} = \frac{2(1+r)}{1-\epsilon+2r}$$

Expérimentalement, $R=2.4\pm 0.6$ si l'on utilise les données K^+p et π^+p , et, $R=8\pm 3$ en utilisant les données K^-p et π^-p . Le modèle prédit les valeurs $R=1.26$ et 1.33 selon que l'on utilise les valeurs (11.6) ou (11.7). Pour les mêmes raisons qu'auparavant, il est difficile de conclure à l'exactitude de l'équation (11.5d).

On peut utiliser les sections efficaces totales Kp et πp pour déterminer le paramètre r :

$$\sigma(Kp)/\sigma(\pi p) = (1+r)/2$$

Pour de grandes valeurs de S ($\sim 1 \text{ TeV}^2$), r tend vers $+0.73$ [39]. Le rapport

$$\frac{\sigma(\Xi^-p)}{\sigma(pp)} = \frac{1-\epsilon+2r}{3-\epsilon}$$

est bien reproduit lorsque $\epsilon=+0.75\pm 0.19$ [39], valeur très éloignée de la valeur théorique $-1/3$.

En utilisant les valeurs $r=+0.73$ et $\epsilon=+0.75$, on obtient $R=2.0\pm 0.2$, valeur compatible avec notre résultat expérimental. Toutefois, il faut rappeler qu'avec ces valeurs des paramètres, le modèle ne prédit pas correctement la section efficace totale $\sigma(\Sigma^-p)$. D'autre part, les relations (11.5) et (11.8) sont obtenues à $t=0$, alors que la comparaison entre modèle et expérience a été effectuée à $t=-0.2 \text{ (GeV/c)}^2$. Un changement rapide de la pente à petites valeurs de t pourrait altérer nos conclusions.

11.2 LE MODELE D'INVARIANCE D'ECHELLE GEOMETRIQUE

Ce modèle était à l'origine destiné à relier entre elles les sections efficaces pp à différentes énergies [47,48]. L'hypothèse d'invariance d'échelle géométrique peut être énoncée en termes d'amplitude de diffusion élastique, F :

$$(11.9) \quad F(S,b) = F(b/R(S))$$

où b est le paramètre d'impact et $R(S)$ un paramètre d'échelle contenant toute la dépendance en S (S =énergie dans le centre de masse).

L'équation (11.9) a pour conséquences:

$$\begin{aligned}
 \sigma_t &\sim R^2(S) \\
 \sigma_e &\sim R^2(S) \\
 (11.10) \quad \frac{d\sigma}{dt}(t=0) &\sim R^4(S) \\
 B(t=0) &\sim R^2(S) \\
 \frac{d\sigma}{dt}(t) &\sim R^4(S) \cdot G(R^2(S) \cdot t)
 \end{aligned}$$

Dans leur étude, Barger et al. [25] montrent qu'au dessus de 100 GeV/c la même fonction G peut être utilisée pour les diffusions π^+p , π^-p et K^+p . Ils suggèrent que cette fonction peut être utilisée pour toutes les diffusions où les projectiles appartiennent au même multiplet de SU(3); ce qui permet de relier la diffusion hypéron-proton à la diffusion proton-proton. Les relations suivantes sont obtenues:

$$(11.10a) \quad B(\Xi p) = B(pp) \cdot \frac{\sigma_t(\Xi p)}{\sigma_t(pp)}$$

$$(11.10b) \quad \frac{d\sigma_e(\Xi p)}{dt}(t=0) = \frac{d\sigma(pp)}{dt}(t=0) \cdot \frac{\sigma_t^2(\Xi p)}{\sigma_t^2(pp)}$$

$$(11.10c) \quad \sigma_e(\Xi p) = \sigma_e(pp) \cdot \frac{\sigma_t(\Xi p)}{\sigma_t(pp)}$$

Ces trois relations sont testées dans la Table 36. Les sections efficaces totale et élastique pp ont été extraites des références [5] et [9], respectivement. La pente élastique expérimentale est donnée à $t=-0.2$ (GeV/c)⁻².

On constate un bon accord entre le modèle et nos résultats. Il faut cependant remarquer que l'équation (11.10c) n'est pas indépendante des équations (11.10a) et (11.10b), notre section efficace totale élastique étant obtenue par intégration de la forme exponentielle:

$$\sigma_e = \frac{d\sigma_e/dt(t=0)}{B}$$

Les résultats ci-dessous sont, à notre connaissance, la première confirmation du modèle d'invariance d'échelle généralisé à SU(3).

TABLE 36

Pente élastique et invariance d'échelle géométrique

	Impulsion du faisceau [GeV/c]			
	102		135	
	modèle	expérience	modèle	expérience
$B(\Xi^-p)$ [(GeV/c) ⁻²]	7.7±0.2	7.7±0.4	7.8±0.2	8.2±0.5
$d\sigma_e/dt(t=0)$ [mb/(GeV/c) ²]	42.7±1.2	37.6±5.0	43.7±1.1	46.3±6.7
$\sigma_e(\Xi^-p)$ [mb]	5.8±0.2	4.9±0.7	5.3±0.2	5.6±0.9

TROISIEME PARTIE

RAPPORT DE BRANCHEMENT $(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)/(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$

Aucune désintégration caractérisée par un changement de deux unités d'étrangeté n'a jusqu'ici été mise en évidence. Seules des limites supérieures ont été obtenues:

$$\Gamma(\Xi^- \rightarrow n\pi^-) / \Gamma(\Xi^- \rightarrow \text{all}) < 3.0 \cdot 10^{-3} \quad [50]$$

$$\Gamma(\Omega^- \rightarrow \Lambda\pi^-) / \Gamma(\Omega^- \rightarrow \text{all}) < 1.3 \cdot 10^{-3} \quad [2]$$

La limite supérieure la plus sévère concerne la désintégration du Ξ^0 :

$$\Gamma(\Xi^0 \rightarrow p\pi^-) / \Gamma(\Xi^0 \rightarrow \text{all}) < 3.6 \cdot 10^{-5} \quad [51]$$

Nous avons recherché des désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ dans les données acquises pour la mesure des sections efficaces totales.

CHAPITRE 12

RECONSTRUCTION

Les désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ et $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ apparaissent séparément dans le spectre de masse manquante du vertex de désintégration $\Xi^- \rightarrow X\pi^-$. La masse manquante est déterminée par les impulsions du Ξ^- et du π^- et par l'angle de désintégration (Ξ^-, π^-) , avec l'hypothèse que les particules incidente et secondaire sont un Ξ^- et un π^- , respectivement. L'impulsion du Ξ^- est obtenue, comme précédemment, à partir de sa direction horizontale dans les chambres A.

Le programme de reconstruction est celui décrit dans le Chapitre 4. Seules les désintégrations situées dans la zone fiducielle et d'angle (Ξ^-, π^-) supérieur à 3 mrad sont acceptées. D'autre part, la trace du π^- dans le spectromètre doit être complètement reconstruite. Il faut aussi que le Ξ^- n'ait pas interagi dans la cible pour que son impulsion puisse être déterminée par la corrélation angle horizontal-impulsion. C'est pourquoi l'angle de diffusion apparent doit être inférieur à 0.6 mrad.

Dans ces conditions, les $14.5 \cdot 10^6$ déclenchements DISC acquis ($9.2 \cdot 10^6$ à 102 GeV/c et $5.3 \cdot 10^6$ à 135 GeV/c) permettent de reconstruire $1.1 \cdot 10^6$ désintégrations. La grande différence entre ces deux nombres est principalement due à la longueur limitée de la zone fiducielle.

Les distributions obtenues avec les trois cibles sont très similaires et ont été combinées. La distribution obtenue à ce stade de la reconstruction, à 102 GeV/c, est présentée dans la Figure 43, ligne (1). On observe, entre autre, un bruit de fond assez important dans la région proche de la masse du neutron. Plusieurs coupures supplémentaires ont permis de le diminuer:

1. la distance minimale d'approche entre la trace de faisceau et celle du Ξ^- sortant doit être inférieure à 0.07 cm (valeur précédente: 0.5 cm)
2. la distance minimale d'approche des traces du Ξ^- et du π^- doit être inférieure à 0.1 cm (valeur précédente: 0.5 cm)
3. les événements montrant un accroissement du nombre de fils touchés par plan supérieur à deux unités entre deux plans consécutifs ont été éliminés, sauf lorsque la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a pu être reconstruite sans ambiguïté.

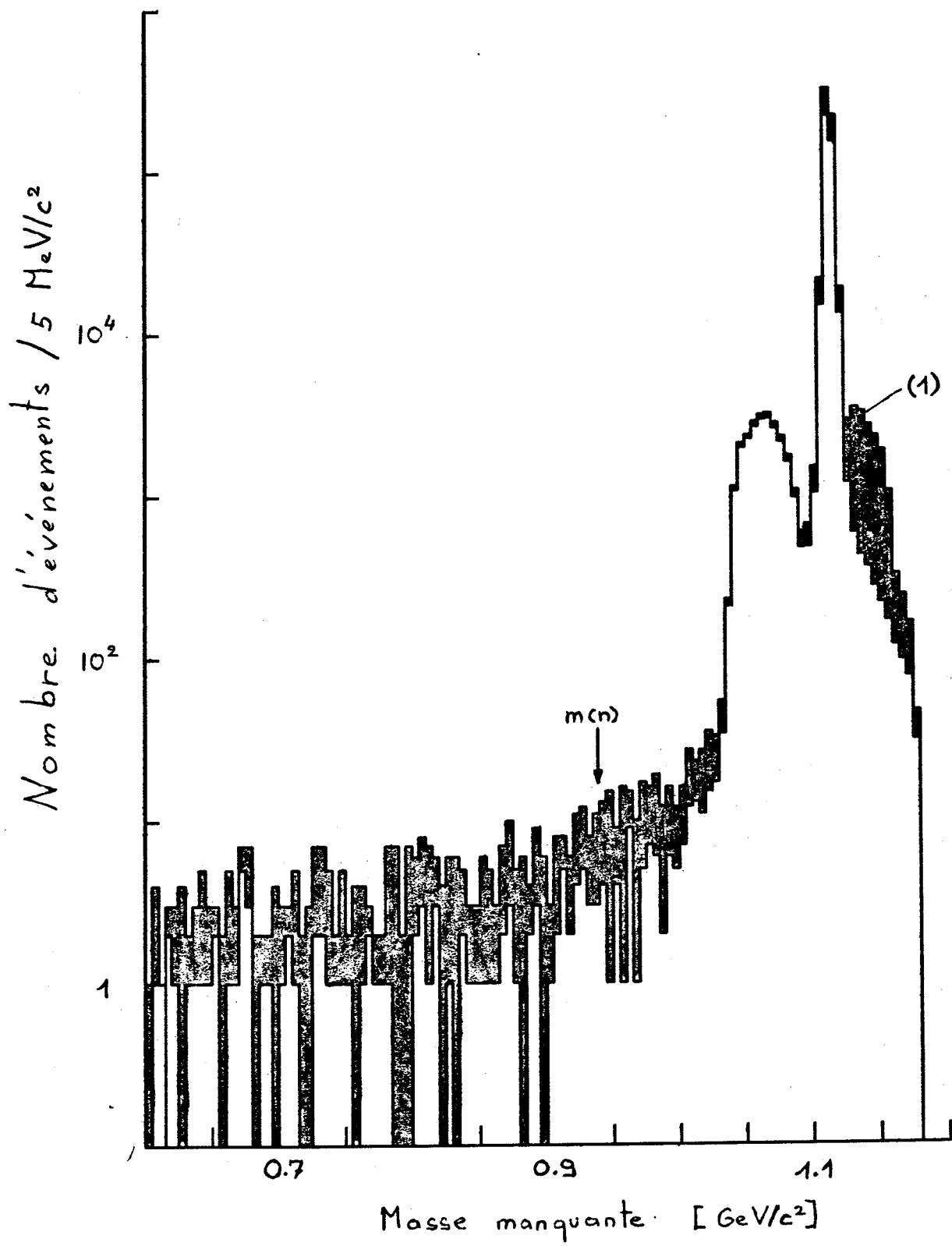


Figure 43: Effet des coupures supplémentaires

Cette coupure diminue le nombre de mauvaises associations du π^- , i.e. rejete les événements où le π^- issu de la désintégration du Λ a été associé à la désintégration du Ξ^- .

4. les événements ayant une multiplicité de fils touchés supérieure à quatre dans deux chambres proportionnelles consécutives ont été éliminés.

Les événements avec interaction dans les compteurs ou les chambres sont ainsi supprimés.

L'effet de ces deux dernières coupures a été contrôlé en dessinant sur papier quelques dizaines d'événements. Tous les événements rejetés présentaient des interactions ou plusieurs traces secondaires associées au Ξ^- . L'effet de ces coupures est visualisé dans la Figure 43 (zone hachurée) et présenté dans la Table 37. Cette sélection réduit le nombre de désintégrations reconstruites à $0.78 \cdot 10^6$, dont $0.42 \cdot 10^6$ à 102 GeV/c et $0.36 \cdot 10^6$ à 135 GeV/c.

TABLE 37
Effets des coupures supplémentaires

	Impulsion du faisceau [GeV/c]	
	102	135
événements reconstruits avec coupures reserrées sur les distances minimales d'approche	$614 \cdot 10^3$	$488 \cdot 10^3$
+ rejet des événements avec désintégration probable du Λ (coupure (3))	$426 \cdot 10^3$	$369 \cdot 10^3$
+ rejet des événements avec interaction dans les détecteurs (coupure (4))	$420 \cdot 10^3$	$364 \cdot 10^3$

CHAPITRE 13

DISTRIBUTIONS EN MASSE MANQUANTE

Ces distributions sont présentées dans les Figures 44a et 44b, respectivement à 102 et 135 GeV/c. Les deux spectres ont un pic prononcé à la masse du lamda dont la valeur moyenne est égale à 1.1146 (1.1150) GeV/c² et l'écart type, 2.8 (3.2) MeV/c², à 102 (135) GeV/c. Ces deux largeurs sont bien reproduites par la simulation Montécarlo qui prédit respectivement les valeurs 2.8 et 3.4 MeV/c². Ce pic correspond aux désintégrations $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ et nous fournit la normalisation nécessaire pour estimer les taux des autres désintégrations.

On observe un autre pic, plus large et beaucoup plus petit, entre 1.04 et 1.09 GeV/c². Il est dû aux hypérons Σ^- qui ont accidentellement déclenché le DISC et qui se sont désintégrés en $n \pi^-$. La position et la forme de ce pic sont bien reproduites par la simulation, si l'on admet une contamination en Σ^- de 3.5%. Cette valeur correspond bien aux taux de Σ^- déterminés précédemment (voir Partie I).

Les événements situés hors de ces deux pics peuvent être expliqués de la façon suivante:

1. événements avec interaction dans la matière des détecteurs. En particulier dans les chambres à dérive où aucune coupure sur la multiplicité des fils touchés n'est appliquée, l'information provenant de ces détecteurs n'étant pas disponible sur les DST écrites pour la mesure des efficacités totales (les chambres à dérive ne sont pas utilisées dans cette mesure)
2. événements avec désintégration semileptonique de l'hypéron:

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda \mu^- \bar{\nu}$$

Toutefois ces rapports de branchement sont petits, approximativement $3 \cdot 10^{-4}$, ce qui représente 250 et 220 événements à 102 et 135 GeV/c, respectivement. Une contribution des désintégrations $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ ou $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$, dont les masses manquantes se situent dans les plages (0.97-1.15) GeV/c² et (0.83-1.03) GeV/c², est exclue par le faible flux d' Ω^- et par la sélectivité du DISC.

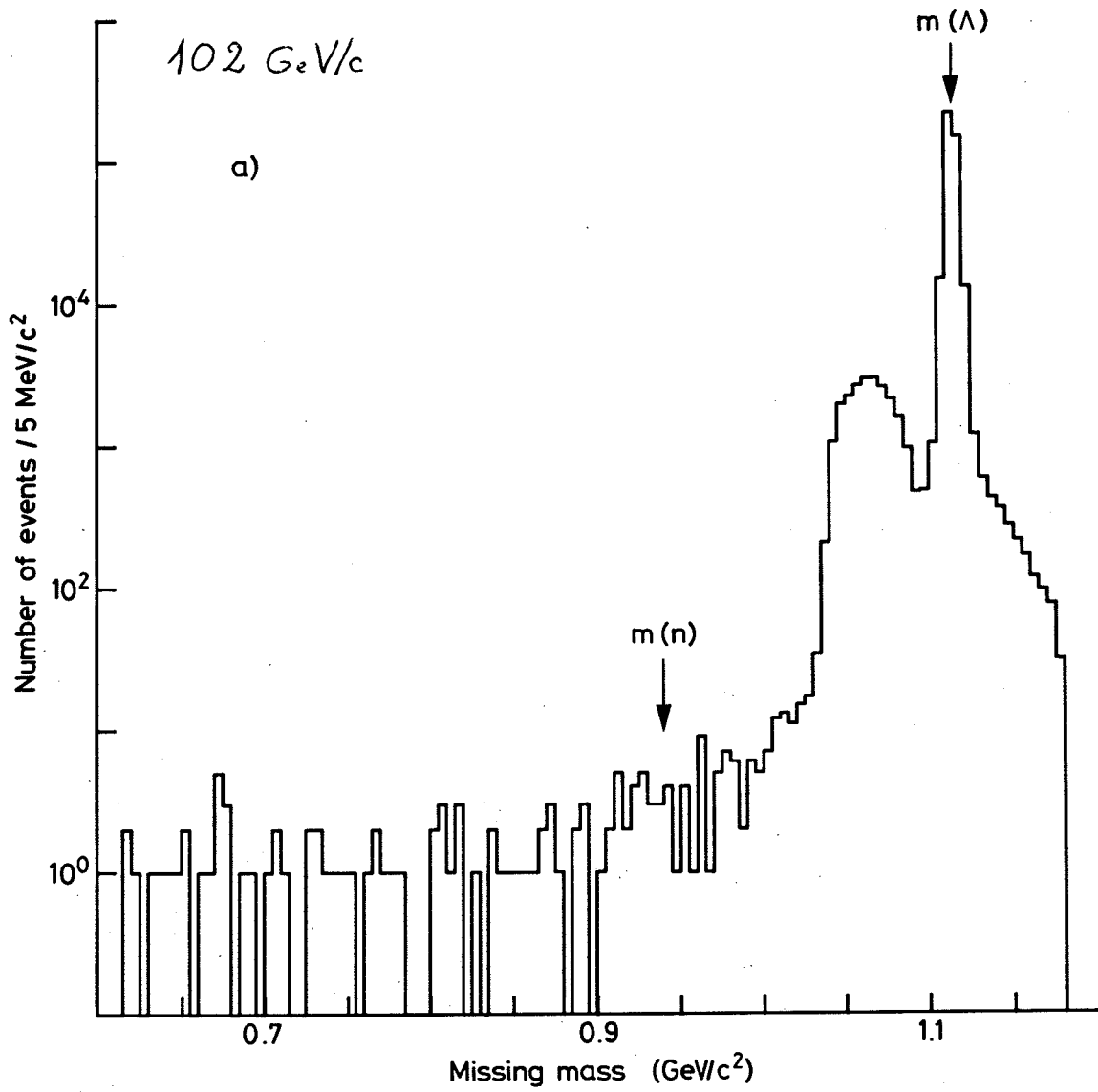


Figure 44 a.

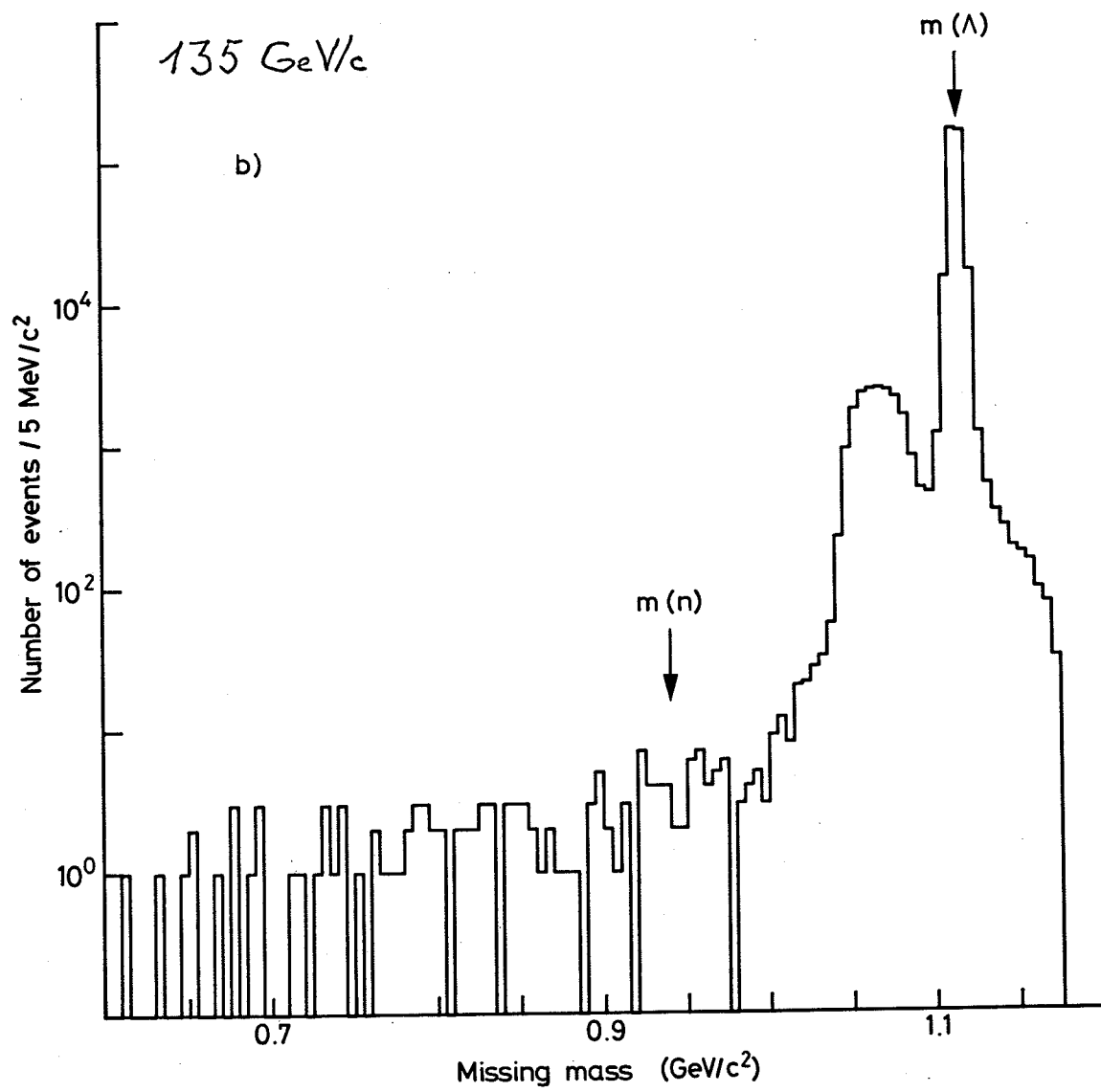


Figure 44 b.

3. événements avec traces mal reconstruites; par exemple, mauvaise association au centre de l'aimant entre traces aval et amont

Il faut remarquer que l'estimation du bruit de fond ne dépend pas de la compréhension détaillée de ces événements.

Les désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ doivent apparaître dans le spectre de masse manquante comme un pic à la masse du neutron d'écart type égal à 5.2 (7.1) MeV/c², comme le montre la simulation Montécarlo. On constate qu'aucun pic n'est visible dans la distribution expérimentale.

CHAPITRE 14

RESULTAT

Le nombre de désintégration $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ est estimé à partir du nombre d'événements observés, après soustraction du bruit de fond, dans un intervalle de ± 2 déviations standards centré à la masse du neutron. Le bruit de fond a été estimé de deux façons:

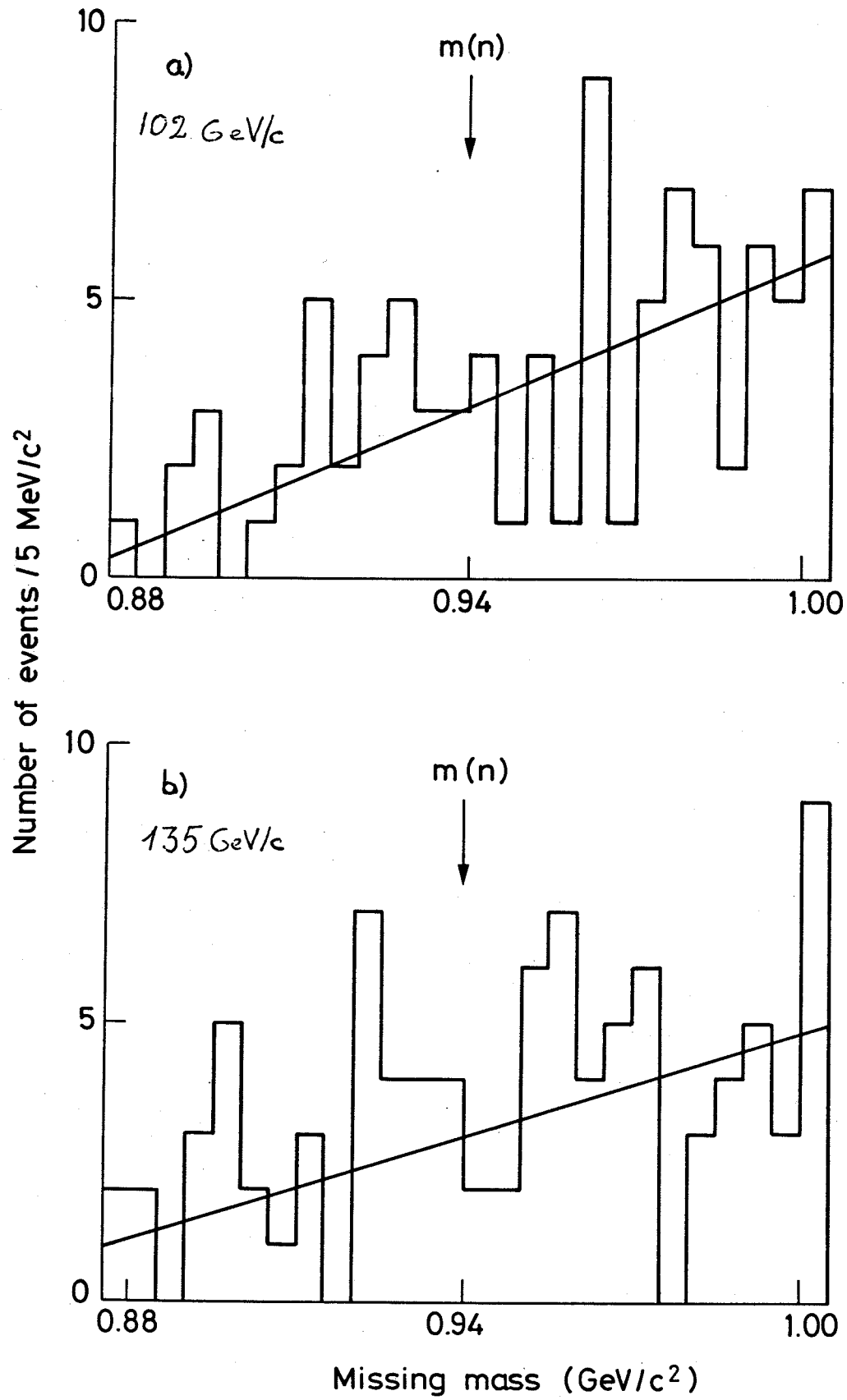
1. en ajustant une droite au spectre expérimental entre 0.875 et 1.005 GeV/c², en excluant un intervalle de ± 3 déviations standards autour de la masse du neutron.
2. en ajustant une forme analytique constituée d'une partie linéaire et d'une gaussienne, centrée à la masse du neutron et de largeur correspondant à la résolution expérimentale, dans l'intervalle entier, entre 0.875 et 1.005 GeV/c².

Chaque fois, le bruit de fond est déduit de la partie linéaire de la forme ajustée. Les deux méthodes donnent des résultats tout à fait compatibles. Les nombres de désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ déduits sont 0.1 ± 3.9 et 5.0 ± 5.21 , à 102 et 135 GeV/c.

La distribution en masse dans la région proche de la masse du neutron est présentée dans les Figures 45a et 45b, ainsi que le bruit de fond estimé (ligne droite), respectivement à 102 et 135 GeV/c.

La coupure sur l'angle de désintégration et l'acceptance géométrique de l'appareillage affectent différemment les désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ et $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$. L'estimation du nombre de chaque désintégration doit être corrigée; les facteurs de correction sont donnés dans la Table 38.

Les nombres d'événements observés, l'estimation du bruit de fond et le signal sont donnés dans la Table 39, chaque fois pour un intervalle de ± 2 déviations standards centré à la masse du neutron ou du lamda.



Figures 45.

TABLE 38
Facteurs de correction

	$\Xi^- \rightarrow n\pi^-$		$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	
impulsion [GeV/c]	102	135	102	135
acceptance géométrique	0.92	1.00	1.00	1.00
coupure angulaire	0.95	0.91	0.92	0.87

Les nombres corrigés de désintégrations à 102 et 135 GeV/c sont alors combinés, ce qui donne 5.6 ± 7.3 désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$, à comparer avec 782'000 désintégrations $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$. Comme le nombre de désintégrations $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$ est compatible avec zéro, nous obtenons une limite supérieure pour le rapport de branchement. Le niveau de confiance 90% correspond à la valeur moyenne plus 1.3 déviation standard, si l'on admet une distribution gaussienne du nombre de désintégrations:

$$(14.1) \quad \frac{\Gamma(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)}{\Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)} < 1.9 \cdot 10^{-5} \quad (90\% \text{ CL})$$

ce qui améliore d'un facteur 150 la limite précédente.

Nous ne connaissons que deux estimations théoriques, assez anciennes, de ce rapport. Toutes deux découlent de modèles développés pour expliquer la différence de masse entre K_1 et K_2 et la violation de CP dans la désintégration du K^0 .

Okun utilise une interaction $|\Delta S|=2$, impaire sous CP, et prédit un rapport compris entre 10^{-6} et 10^{-4} [52].

Dans leur modèle, Konuma et al. constatent que leur hamiltonien, qui contient un terme de violation de CP, a le même effet au premier ordre que le second ordre de l'hamiltonien usuel (interaction V-A courant-courant) et prédisent un rapport égal à 10^{-4} [53].

Malheureusement, il n'existe, à notre connaissance, aucun calcul basé sur la théorie actuelle de l'interaction faible.

TABLE 39		
Rapport de branchement ($\Xi^- \rightarrow n\pi^-$)/($\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$): statistique		
impulsion incidente [GeV/c]	102	135
non-corrigé		
événements observés	13	22
bruit de fond estimé	12.9 ± 1.5	17.0 ± 2.2
signal $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$	0.1 ± 3.9	5.0 ± 5.2
signal $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	371'000	330'000
corrigé		
signal $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$	0.1 ± 4.5	5.5 ± 5.7
signal $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	403'000	379'000

CHAPITRE 15

CONCLUSIONS GENERALES

Les flux élevés de Σ^- et Ξ^- dans le faisceau d'hypérons du CERN-SPS nous ont permis d'accumuler un grand nombre d'événements sur les cibles d'hydrogène liquide, vide et de deutérium liquide.

Nous avons ainsi pu déterminer les sections efficaces totales Σ^-p , Σ^-d , Ξ^-p et Ξ^-d avec une précision de $\pm 1.1\%$ pour la cible d'hydrogène et $\pm 0.7\%$ pour la cible de deutérium. Nos résultats ont été comparés à cinq modèles phénoménologiques différents. Les meilleures prédictions proviennent de la paramétrisation de Lipkin [26]; toutefois, les fondements physiques de ce modèle ne sont pas très bien compris et certaines relations prédites sont de moins en moins bien satisfaites lorsque l'énergie augmente [39]. Nous avons conclu qu'aucun des modèles actuels ne prédit correctement, au niveau de 1%, la dépendance de la section efficace totale en fonction de l'étrangeté.

Les données Ξ^-p ont permis la détermination de la dépendance en t de la section efficace différentielle élastique Ξ^-p dans le domaine $0.01 < -t < 0.60$ (GeV/c)². Nous avons trouvé que cette section efficace pouvait être paramétrisée par la forme $A \cdot \exp(B \cdot t)$ et que le modèle d'invariance d'échelle géométrique généralisé à SU(3) [25] prédit correctement la valeur de B ; ce qui est une des premières indications de la validité de ce modèle.

Nous n'avons pas observé la désintégration avec $|\Delta S|=2$ du Ξ^- , $\Xi^- \rightarrow n\pi^-$. Toutefois, nous avons considérablement amélioré la limite supérieure du rapport de branchement $(\Xi^- \rightarrow n\pi^-)/(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$.

REFERENCES

- [1] M. Bourquin et al., Nucl. Phys. B153 (1979) 13.
M. Bourquin et al., Z. Phys. C5 (1980) 275.
- [2] M. Bourquin et al., Phys. Lett. 88B (1979) 192.
- [3] M. Bourquin et al., Phys. Lett. 87B (1979) 297.
- [4] M. Bourquin et al., Z. Phys. C12 (1982) 307.
- [5] A.S. Carroll et al., Phys. Lett. 61B (1976) 303.
A.S. Carroll et al., Phys. Lett. 80B (1979) 423.
R. Battiston et al., Phys. Lett. 115B (1982) 333.
- [6] S.P. Denisov et al., Phys. Lett. 36B (1971) 415 et 528.
S.P. Denisov et al., Nucl. Phys. B65 (1973) 1.
U. Amaldi et al., Phys. Lett. 44B (1973) 119.
- [7] G. Barbiellini et al., Phys. Lett. 39B (1972) 663.
J.P. Burq et al., Phys. Lett. 77B (1978) 438.
- [8] A. Schiz et al., Phys. Rev. D24 (1981) 26.
- [9] D.S. Ayres et al., Phys. Rev. D15 (1977) 3105.
- [10] J. Badier et al., Phys. Lett. 41B (1972) 387.
- [11] S. Gjesdal et al., Phys. Lett. 40B (1972) 152.
- [12] J. Badier et al., Phys. Lett. 58B (1975) 121.
M. Atac et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 413.
- [13] P.S. Martin, Ph.D. Thesis, University of Wisconsin-Madison (1977)
- [14] S.F. Biagi et al., Phys. Lett. 112B (1982) 265.
- [15] S.F. Biagi et al., Z. Phys. C9 (1981) 305.
- [16] Particle Data Group., Phys. Lett. B111 (1982) 1.

- [17] R.J. Tapper, Rutherford Laboratory Report NIRL/R/95 (1965), non publié.
- R. Prydz, National Bureau of Standards Report NBS 9276 (1967), non publié.
- [18] A. Farkas, "Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen", Cambridge University Press (1935).
- [19] F. Sauli, CERN Report 77-09 (1977), non publié.
- [20] G.A. Erskine, Nucl. Instrum. Methods 105 (1972) 565.
- [21] voir programme GENC, librairie CERN: Physics algorithms and programs S4205; ainsi que H. Wind, DHG-NP-7418.
- [22] W.T. Eadie et al., Statistical methods in experimental physics, North-Holland Publishing Company, 1977.
- [23] G.B. West and D.R. Yennie, Phys. Rev. 172 (1968) 1413.
- [25] V. Barger et al., Nucl. Phys. B88 (1975) 237.
- [26] H.J. Lipkin, Phys. Rev. D17 (1978) 366.
- [27] H.J. Lipkin, Phys. Rev. D11 (1975) 1827.
- [28] V. Franco et R.J. Glauber, Phys. Rev. 142 (1966) 1195.
- [29] V. Franco et G.K. Karma, Phys. Rev. C12 (1975) 225.
- [30] S.F. Biagi et al., Nucl. Phys. B186 (1981) 1.
- [31] R.J. Glauber, Phys. Rev. 100 (1955) 242.
- [32] C. Wilkin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 561.
- [33] L.B. Okun et I.Ia. Pomeranchuk, Sov. Phys. JETP 3 (1956) 307.
- [34] Yu.P. Gorin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 530.
- [35] M.J. Longo et al., Phys. Rev. Lett. 15 (1974) 725.
- [36] L.A. Fajardo et al., Phys. Rev. D24 (1981) 46.
- [37] M. Jezabek et K. Zalewski, Act. Phys. Pol. B12 (1981) 1021.
- [38] R. Carlitz, M.B. Green, A. Zee, Phys. Rev. D11 (1971) 3439.

- [39] P. Extermann, in "New flavours and hadron spectroscopy",
Proc. 16th Rencontre de Monriond (1981) 393.
- [40] par exemple:
J.J.J. Kokkedee, The Quark Model , Benjamin (1969)
J.J.J. Kokkedee et L. Van Hove, N. Cim. 42A (1966) 711.
- [41] D. Joynson et B. Nicolescu, N. Cim. 37A (1977) 97.
- [42] T. Yoshida, N. Cim. 48A (1978) 133.
- [43] par exemple:
Proceedings of the 1969 Easter school for physicists, CERN 64-13
- [44] Y. Akimov et al., Phys. Rev. D14 (1976) 3148.
- [45] M.G. Albrow et al., Nucl. Phys. B108 (1976) 1.
- [46] J.C.M. Armitage et al., Nucl. Phys. B194 (1982) 365.
- [47] J. Dias De Deus, Nucl. Phys. B59 (1973) 231.
- [48] A.J. Buras et J. Dias De Deus, Nucl. Phys. B71 (1974) 481.
- [50] N. Yeh et al., Phys. Rev. D10 (1974) 3545.
- [51] C. Geweniger et al., Phys. Lett. 57B (1975) 193.
- [52] L.B. Okun, Sov. J. Nucl. Phys. 1 (1965) 806.
- [53] M. Konuma et al., Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 527.