

2 THESE de DOCTORAT D'ETAT
ES - SCIENCES PHYSIQUES

présentée à

l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI



27 MAI 1980

par

Monsieur

Gérard Sajot

pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

CM-P00068720



CERN LIBRARIES, GENEVA

**Etude de la production du baryon
charmé Λ_c^+ associé à un déclenchement électron
dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 63$ GeV**

soutenue le 21 Avril 1980 devant le jury composé de :

essieurs andré Artier Président

michel Baubillier

michel Crozon

bernard Diu

hans gerhard Fischer

marcel Froissart

claudes Ghesquiere

Thesis-1980-Sajot

RESUME :

On étudie la production du baryon charmé Λ_c^+ dans les collisions proton-proton à 63 GeV. L'expérience a été réalisée aux I.S.R. du C.E.R.N. au S.F.M. L'événement est enregistré si l'on reconnaît la présence d'un électron. Cet électron provient de la désintégration semi-leptonique de la particule anticharmée $\bar{c}$ accompagnant le Λ_c^+ . La section efficace de production du couple $\bar{c} \Lambda_c^+$ est estimée pour différents modèles. Par comparaison avec les résultats d'autres expériences de production du Λ_c^+ aux I.S.R., on en déduit que le modèle de production $\frac{d\sigma(\bar{c} \Lambda_c^+)}{dy} = cte$ s'accorde le mieux avec les données expérimentales.

ABSTRACT :

The production of the charmed baryon Λ_c^+ in proton-proton collisions at 63 GeV is studied. The experiment was performed at the C.E.R.N. - I.S.R. on the S.F.M. The event is recorded if an electron is recognized, this electron coming from the semi-leptonic decay of the anticharmed particle $\bar{c}$ accompanying the Λ_c^+ . The total cross section for the production of the pair $\bar{c} \Lambda_c^+$ is estimated by several models. By comparison with others experiments producing Λ_c^+ at the I.S.R., one deduces that the model $\frac{d\sigma(\bar{c} \Lambda_c^+)}{dy} = cte$ best agrees with the experimental data.

A Annie

*et aux "charmants" enfants
qu'elle m'a donnés.*

*"Si j'ai faim ne me donnez pas de
poissons mais apprenez-moi à pêcher".*

L'étude présentée ici n'aurait pas été possible sans l'effort de la Collaboration A.C.C.D.H.W. (Annecy, C.E.R.N., Collège de France, Dortmund, Heidelberg, Warsaw).

D. DRIJARD, H.G. FISCHER, W. GEIST, P.G. INNOCENTI, V. KORBEL^{*},
A. MINTEN, A. NORTON, S. STEIN^{**}, O. ULLALAND et H.D. WAHL,
C.E.R.N. : Centre Européen de Recherche Nucléaire - Genève -
Suisse.

P. BURLAUD, G. FONTAINE, P. FRENKIEL, C. GHESQUIERE,
Y. GIRAUD-HERAUD et G. SAJOT
Collège de France, Paris, France.

P. HANKE^{***}, W. HOFMANN, M. PANTER, K. RAUSCHNABEL, J. SPENGLER
et D. WEGENER,
Institut für Physik, Universität Dortmund, Allemagne.

H. FREHSE^{***}, E.E. KLUGE, M. HEIDEN, W. HERR et A. PUTZER,
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg,
Heidelberg, Allemagne.

M. DELLA NEGRA et D. LINGLIN
L.A.P.P., Annecy, France.

R. GOKIELI, R. SOSNOWSKI et M. SZEPTYCKA,
Institute for Nuclear Research, Warsaw, Poland.

* (maintenant à DESY, Hambourg - R.F.A.).

** (maintenant à SLAC, Stanford - U.S.A.).

*** (maintenant au C.E.R.N., Genève - Suisse).

<u>SOMMAIRE</u>	<u>PAGES</u>
<u>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION.</u>	5
<u>CHAPITRE 2 : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET SON DECLENCHEMENT.</u>	21
2-1 Présentation succincte du S.F.M. et de ses équipements extérieurs.	21
2-2 Le détecteur de temps de vol (T.O.F.).	36
2-3 Les calculateurs en ligne et leur emploi.	51
2-4 Déclenchement de l'appareillage.	52
<u>CHAPITRE 3 : ANALYSE DES DONNEES : DE L'EVENEMENT A LA "D.S.T.".</u>	63
3-1 Généralités.	63
3-2 Structure de la chaîne de programmes	63
3-3 Cas des données utilisées dans cette thèse. Nécessité d'un programme de sélection.	71
<u>CHAPITRE 4 : ANALYSE DES DONNEES : ETUDE DE LA D.S.T.</u>	81
4-1 Analyse avec identification des particules.	81
4-2 Analyse sans identification des particules.	92
<u>CHAPITRE 5 : COMPARAISON AVEC D'AUTRES EXPERIENCES DE PRODUCTION DE PARTICULES CHARMEES DANS LES COLLISIONS p-p</u>	119
5-1 Observation du méson charmé D^+ (CCHK)	119
5-2 Observation du baryon charmé Λ_c^+ (CCHK)	133
5-3 Observation du baryon charmé Λ_c^+ (ACHMNR)	140
5-4 Observation du baryon charmé Λ_c^+ (UCLA-SACLAY)	146
5-5 Comparaison des différentes expériences de pro- duction du baryon charmé Λ_c^+	147

5-6 Comparaison avec le	$\Lambda^0(1115)$	151
<u>CHAPITRE 6 :</u>	<u>ESTIMATION DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION</u>	
	<u>DU Λ_c^+ ET DU D^+ .</u>	159
6-1 Méthode de calcul des sections efficaces.		159
6-2 Quelques aspects du programme de simulation		
qui permettra de calculer les acceptances.		164
6-3 Les paramétrisations.		166
6-4 Commentaires relatifs à la présentation des		
résultats.		179
6-5 Estimation de la section efficace de production		
du couple $\bar{D}D^+$.		181
6-6 Estimation de la section efficace de production		
du couple $\bar{D}\Lambda_c^+$.		189
<u>CHAPITRE 7 :</u>	<u>CONCLUSIONS.</u>	199
<u>REMERCIEMENTS</u>		205
<u>APPENDICE 1 :</u>	<u>UN EXEMPLE DE SIMULATION T.O.F. : DETERMINATION DE</u>	
	<u>LA POSITION OPTIMALE DU MODULE T.O.F. 700.</u>	209
<u>APPENDICE 2 :</u>	<u>CALIBRATION DIFFEREE DU SYSTEME DE TEMPS DE VOL.</u>	217
<u>TABLES.</u>		231
<u>REFERENCES.</u>		237

CHAPITRE 1

INTRODUCTION.

L'hypothèse d'un nombre quantique nouveau appelé "charme" par Glashow, Iliopoulos et Maiani (Réf. 1) pour rendre compte de certaines anomalies de désintégration, conduisit à prédire l'existence d'un nouveau quark^{*} porteur de ce charme : c. Elle trouva une éclatante justification dans l'observation de la résonance étroite J/Ψ (Réf. 2) interprétée comme un état lié mésonique $c\bar{c}$ où le charme est "caché" (pour cette particule, le nombre quantique de charme vaut 0).

Cette découverte fut le point de départ de la mise en évidence de quelques membres de la nouvelle famille au charme "apparent" (le nombre quantique de charme est différent de 0). Dans ce cas le quark c (ou $\bar{c}$) est allié à d'autres quarks non charmés u, d, s... (voir p. 231 le tableau des propriétés des quarks et p. 232 quelques représentations SU(4) des mésons et des baryons).

Le tableau 1.1 résume les premières observations de particules charmées. Toutes sont produites dans les interactions électromagnétiques (e^+e^- , γp) ou faibles (νp).

L'un des objectifs de l'expérience R 416 aux I.S.R.^{**} du C.E.R.N. était la mise en évidence de particules charmées dans la réaction hadronique pp. Notre collaboration proposait d'étudier les événements avec un électron (positron) émis à 90° et d'impulsion transverse dans le centre de masse $p_T \geq .4$ GeV/c (Réf. 7, 8, 9, 10).

* Le mot "quark" est dû à Gell-Mann qui l'a extrait d'un poème de James Joyce "Finnegan's Wake".

** I.S.R. : Intersecting Storage Rings : Anneaux de stockage à intersections.

	(PARTICULES :	TYPE DE PRODUCTION :	VOIE DE DESINTEGRATION :	REF. :
(	(D ⁺ (cd) :	e ⁺ e ⁻ :	Kπ :	(
(	(D ⁰ (cū) :	SPEAR :	Kππ :	(3
(	(:	:	Kπππ :	(
(MESONS :	:	:	:	(
(	(F ⁺ :	e ⁺ e ⁻ :	F ^{*+} → F ⁺ γ :	(4
(	(F ^{*+} (cs) :	DORIS :	F ⁺ → η π ⁺ :	(
(	(:	:	:	(
(	(Σ _c ⁺⁺ (cuu) :	vp :	Λ ⁰ π ⁺ π ⁺ π ⁺ π ⁻ :	(5
(BARYONS :	:	chambres à bulles :	:	(
(	(:	BNL :	:	(
(	(Λ _c ⁻ (cud) :	Photoproduction :	Λ ⁰ π ⁺ π ⁻ π ⁻ :	(6
(	(:	FNAL :	:	(

TABLEAU 1.1 : Les premières découvertes de particules charmées

Ce type d'événement présente un grand intérêt pour l'étude des particules charmées.

En effet le rapport*

$$\left[\frac{e}{\pi} \right]_{x=0} = \frac{\frac{d^3\sigma}{d^3p} [pp \rightarrow e^{\pm} + X]}{\frac{d^3\sigma}{d^3p} [pp \rightarrow \pi^{\pm} + X]} \Bigg|_{x=0}$$

croît lorsque p_T décroît (fig. 1.1). On ne peut expliquer un tel comportement par la seule désintégration leptonique des particules vectorielles ρ , ω , ϕ et J/ψ (Réf. 11).

* x est la variable de Feynman $x = p_L/p_{Lmax}$ (p_L = impulsion longitudinale et p_{Lmax} = impulsion longitudinale maximale).

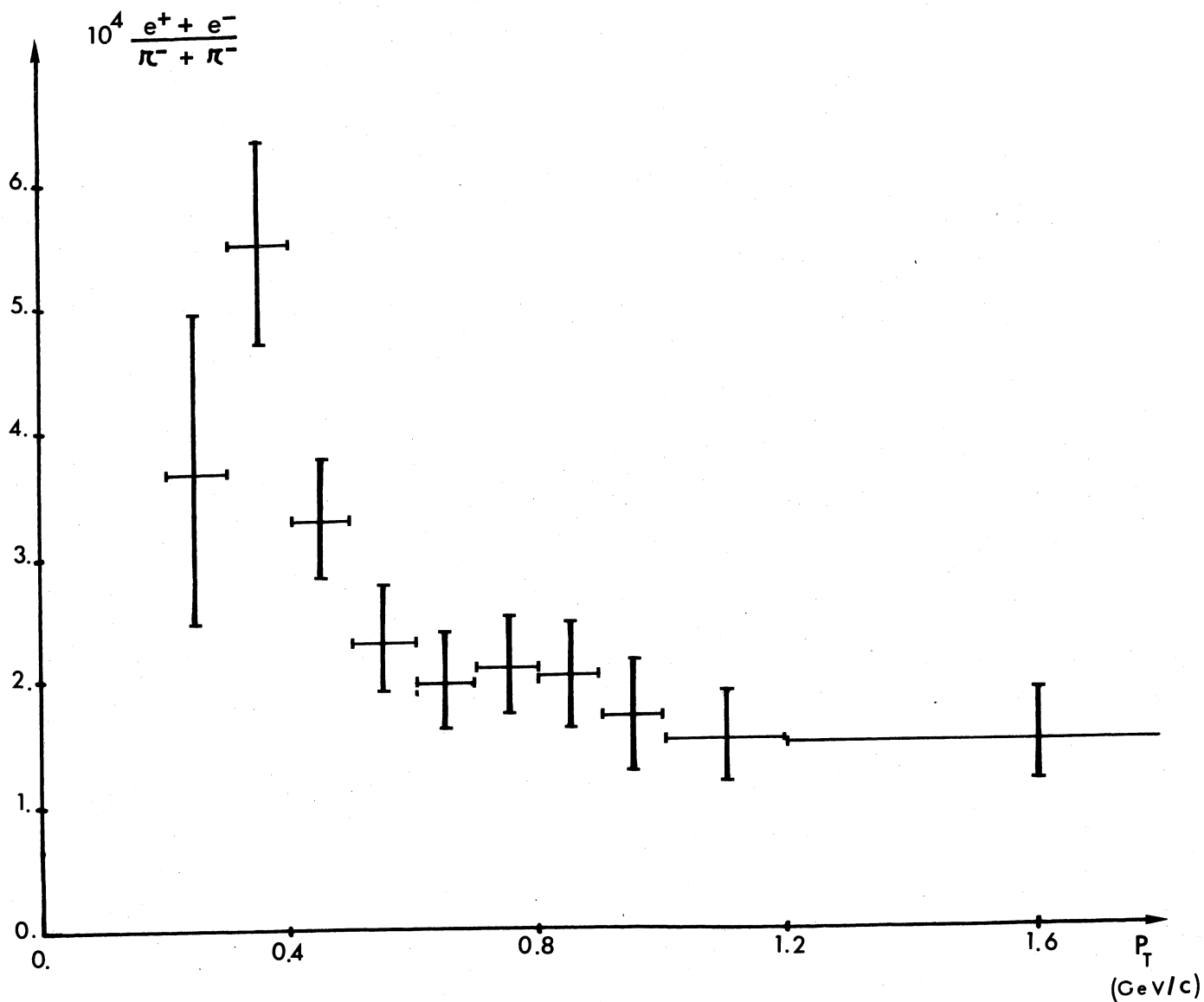
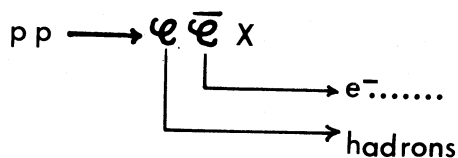


FIGURE 1.1 : Etude du rapport $10^4 \frac{e^+ + e^-}{\pi^- + \pi^-}$ en fonction du p_T après soustraction des électrons de bruit de fond (données à $\sqrt{S} = 53$ GeV - Barone et al. Réf. 11).

Par contre les données sont mieux reproduites si l'on considère aussi les électrons produits par la désintégration semi-leptonique des particules charmées (fig. 1.2).

Si le lepton présent dans l'événement provient d'une particule charmée (anticharmée) et puisque le nombre quantique de charme est conservé dans l'interaction, cela signifie qu'il y a eu aussi production d'une particule anticharmée (charmée).

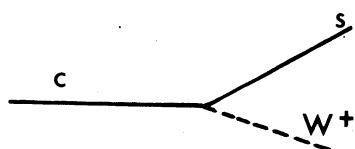
Le but de cette thèse est donc de vérifier que les particules charmées ψ ($\bar{\psi}$) sont produites en association avec un électron (positron) selon la réaction :



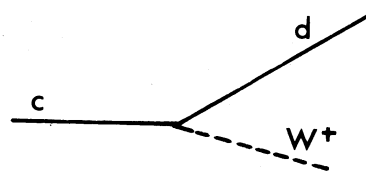
Cette réaction a l'avantage de signer de façon non ambiguë la présence du charme. Il y a en effet une corrélation entre le signe de la charge du lepton et celui de la particule étrange (K) provenant de la désintégration de la seconde particule charmée.

Dans le modèle de Weinberg-Salam (Réf. 12) la transition faible $c \longrightarrow s$ est favorisée ($\Delta C = \Delta S = \Delta Q$) tandis que $c \longrightarrow d$ est défavorisée par la valeur de l'angle de Cabibbo θ_c ($\Delta C = \Delta Q, \Delta S = 0$)

Schématiquement :



amplitude proportionnelle
à $\cos \theta_c$ ($\approx .972$)



amplitude proportionnelle
à $\sin \theta_c$ ($\approx .234$)

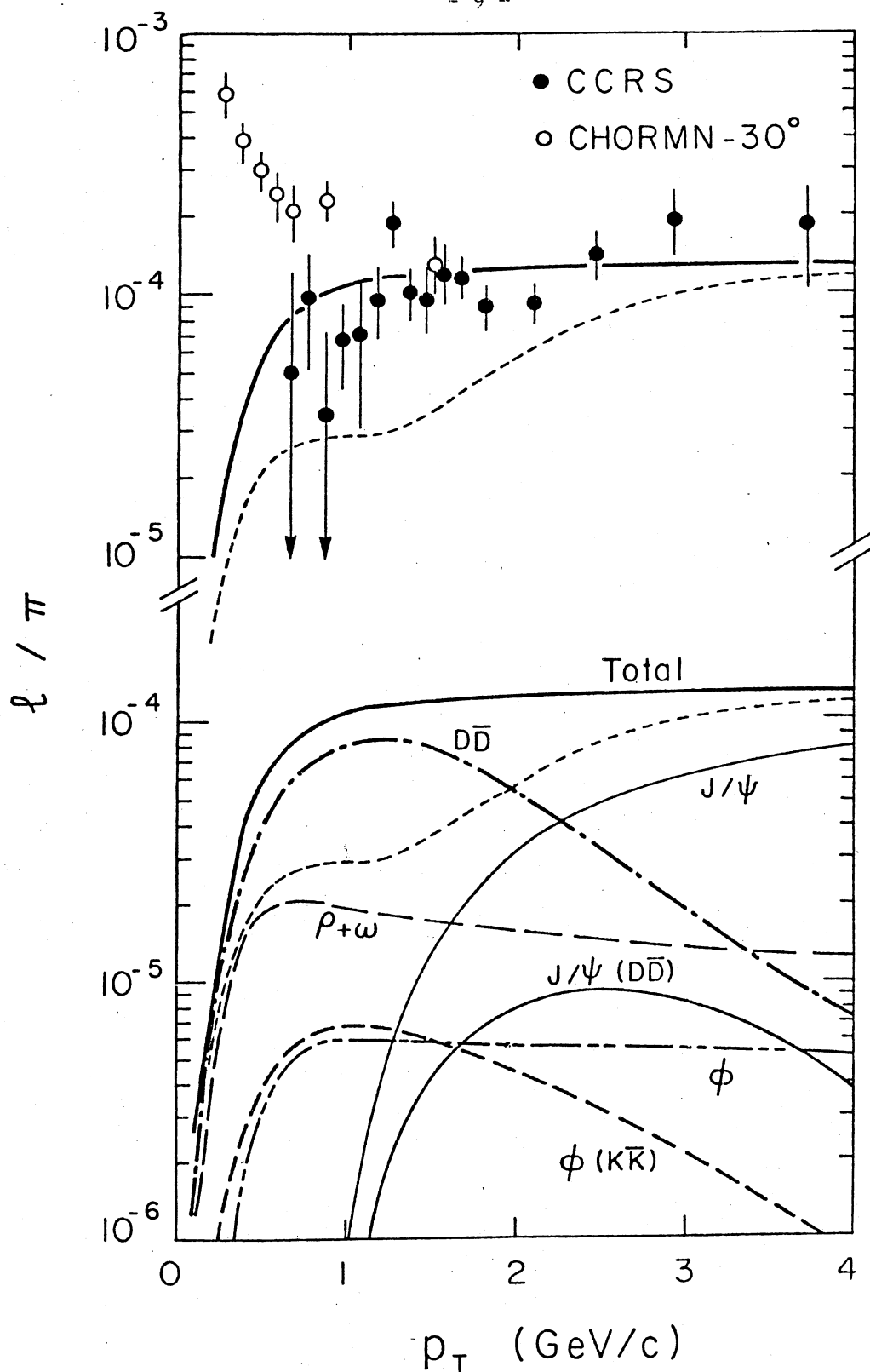


FIGURE 1.2 : Rapport lepton/pion en fonction de p_T - Résultats expérimentaux de

● R 105 - CCRS - F.W. BÜSSER et al (Réf. 11)

○ R 605 - CHORMN - L. BAUM et al (Réf. 11)

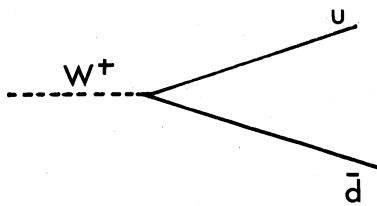
Ainsi que les contributions de

- $\rho, \omega, \phi, J/\psi$ (total en trait interrompu)

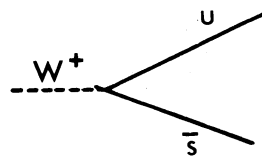
- $\rho, \omega, \phi, J/\psi, D^0\bar{D}^0$ (total en trait continu)

calculés par M. BOURQUIN et J.M. GAILLARD (Réf 11)

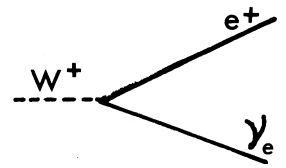
Le courant chargé se couple ensuite à une paire quark-antiquark ou à une paire de leptons :



amplitude proportionnelle à $\cos \theta_c$

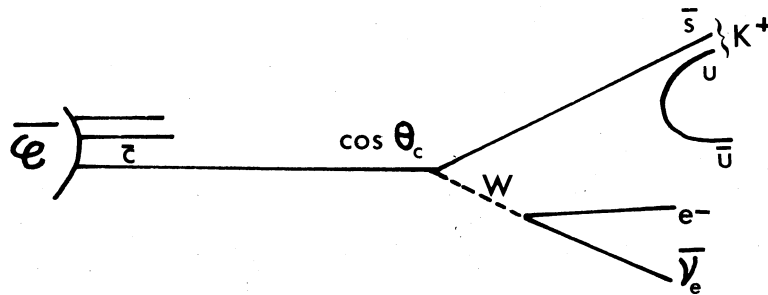


amplitude proportionnelle à $\sin \theta_c$

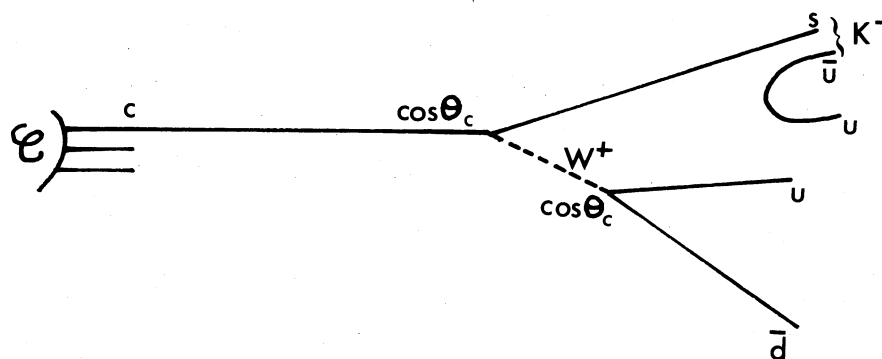


amplitude proportionnelle à 1.

Si l'on sélectionne les événements ayant un électron, celui-ci provient de la particule $\bar{e}$:



L'autre particule se désintègre alors préférentiellement selon :



Donc en déclenchant l'appareillage sur un e^- (e^+), on augmente la probabilité d'observation de $\mathcal{C} (\overline{\mathcal{C}})$. De plus si l'on détecte $\mathcal{C}$ associé à un e^- , on ne doit pas observer $\mathcal{C}$ associé à un e^+ (sauf dans le cas assez peu probable où l' e^+ qui a déclenché l'appareillage n'a pas de relation avec une particule charmée : positron de bruit de fond).

Pour cette étude, il est essentiel de détecter les électrons de basse impulsion comme le montre la fig. 1.3 obtenue par simulation. Elle présente la distribution du p_T de l'électron provenant de la désintégration semi-leptonique du méson charmé $\bar{D}$ (production uniforme en rapidité^{*}

$$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$$

et loi en p_T de la forme

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2} = e^{-2p_T}$$

voir chapitre 6).

Mais le nombre d'électrons produits dans l'interaction pp est relativement faible par rapport au nombre de hadrons ($\frac{e}{\pi}$ de l'ordre de 10^{-4} (fig. 1.1)). Ces hadrons produisent des électrons de basse impulsion transverse par différents processus :

- Paires de Dalitz provenant de la désintégration des π^0
- Conversion des photons dans le tube à vide
- Effet Compton des photons issus de la désintégration des π^0
- Désintégration des hadrons (principale contribution $K e_3$).

* rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right]$

E = énergie de la particule

p_L = impulsion longitudinale

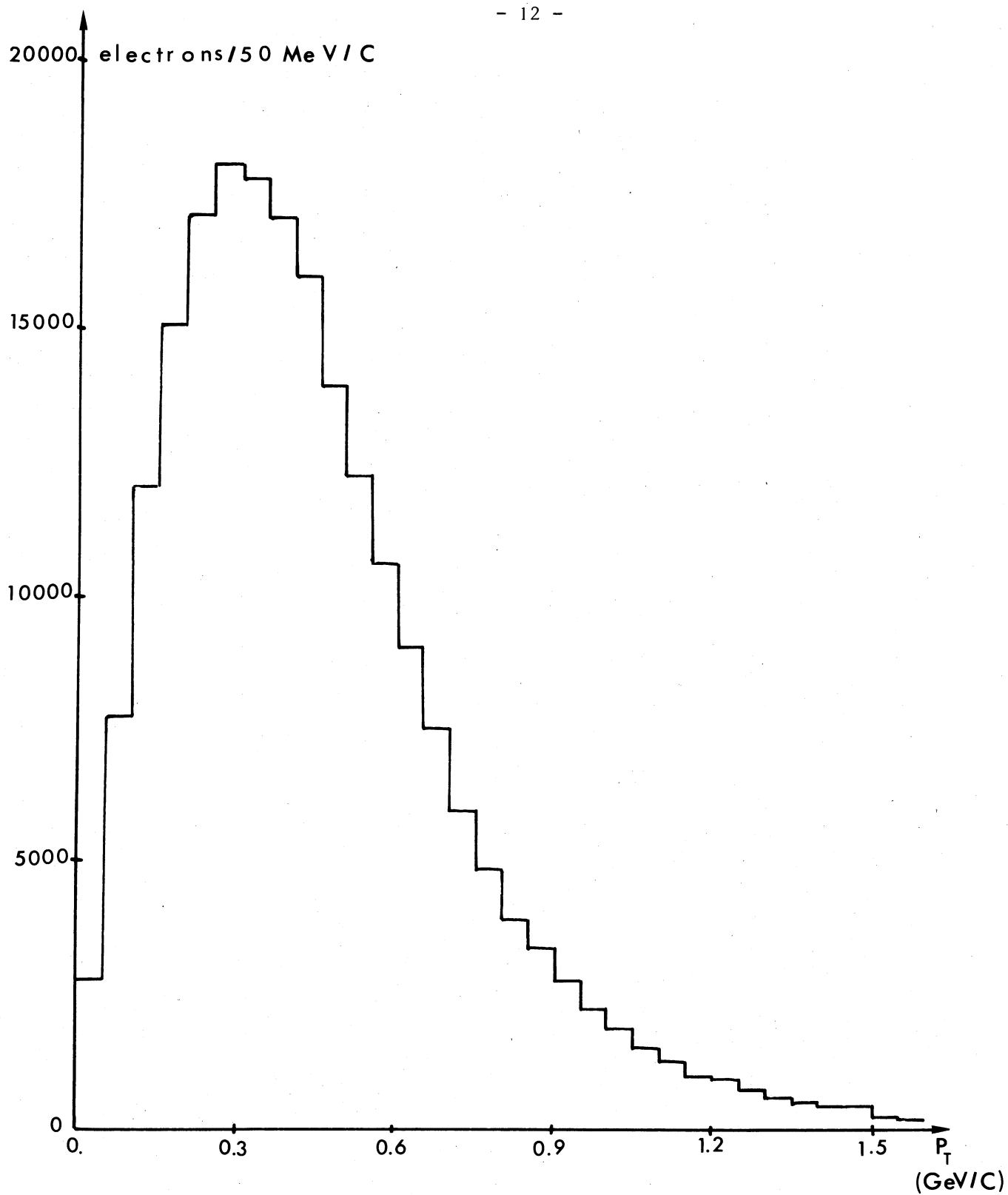


FIGURE 1.3 : Distribution du p_T de l'électron dans le centre de masse des I.S.R.. Production inclusive du $\bar{D}$ selon la réaction

$$pp \longrightarrow D + X$$

$$\quad \quad \quad \searrow \longrightarrow e^- \dots$$

Modèle de production uniforme en y : $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$
 et loi en p_T du type:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = e^{-2P_T}$$

La fig. 1.4 indique, pour la luminosité intégrée de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ le taux des électrons produits directement dans la collision pp (les électrons de bruit de fond générés par les mécanismes rappelés ci-dessus ont été soustraits) et les différentes contributions au bruit de fond en fonction de p_T . Pour cette simulation, on admet que ces électrons "directs" ont une section efficace totale :

$$\sigma(e^\pm) = 10^{-4} \sigma(\pi^\pm)$$

et qu'on peut leur appliquer la paramétrisation des π^+ (Réf. 13).

La fig. 1.5 présente le rapport $\frac{\text{électrons de bruit de fond}}{\text{électrons directs}}$

en fonction du p_T . Celui-ci diminue quand p_T croît, mais comme le taux de comptage décroît exponentiellement, on a intérêt à considérer les $p_T \geq .4 \text{ GeV}/c$, ce qui correspond le mieux aux possibilités de détection de l'appareillage.

Comme on l'a déjà souligné, à la date du démarrage de l'expérience (1975-1976) aucune production hadronique de charme n'avait été observée directement. Il n'y avait que des indications indirectes pour Ψ et Ψ' aux I.S.R. (Réf. 14).

Le choix I.S.R. et S.F.M.* était l'un des meilleurs possibles pour réaliser une telle observation :

- Les I.S.R. permettent d'obtenir l'énergie maximale dans le centre de masse ($63 \text{ GeV} \simeq 2106 \text{ GeV}$ sur cible fixe : aucune autre machine n'est capable actuellement de fournir une telle énergie dans les collisions pp). Or même si les théoriciens ne s'accordent pas tout à fait sur la prédiction de la valeur de la section efficace (fig. 1.6), tous

* S.F.M. : Split Field Magnet : aimant à champ fractionné.

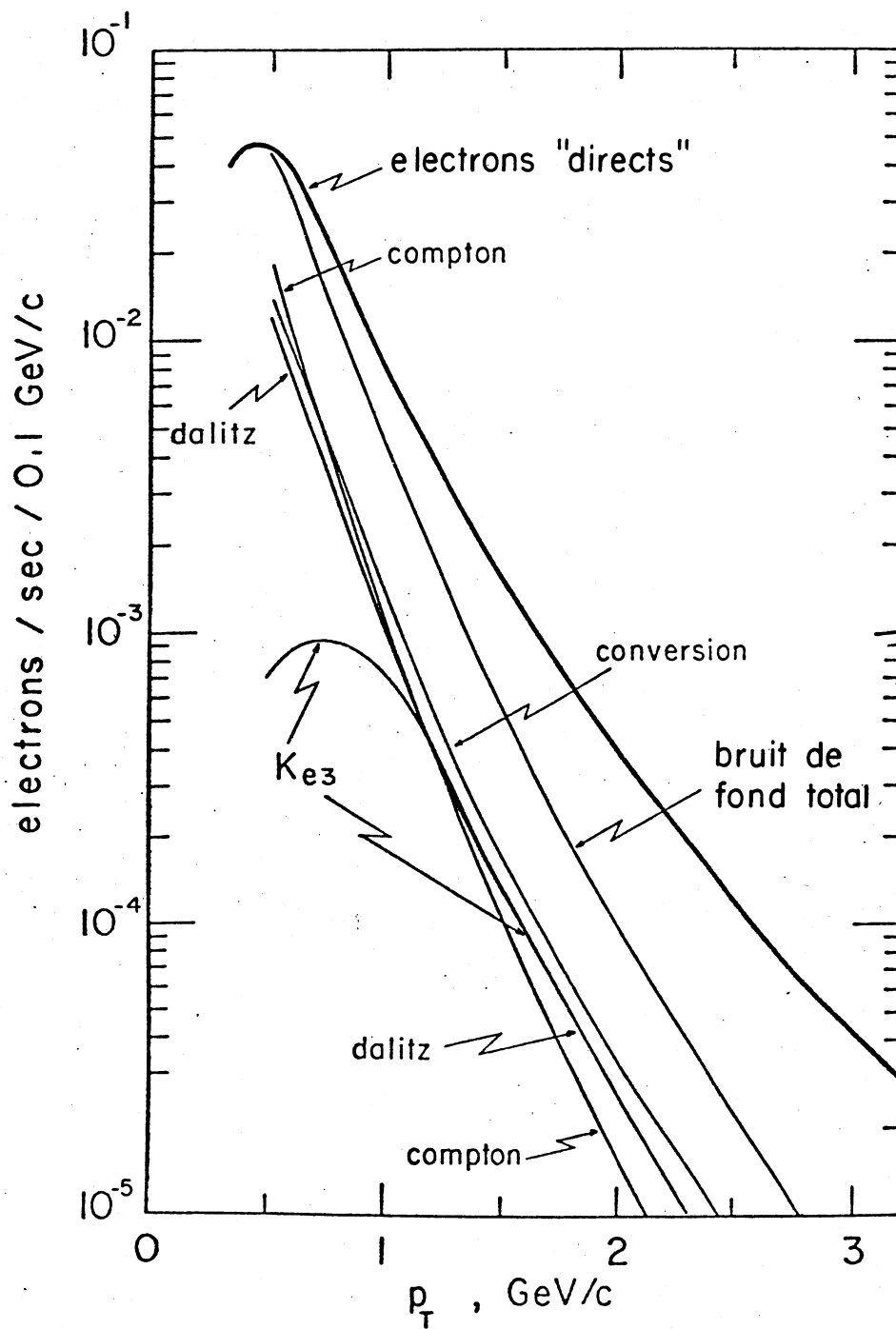


FIGURE 1.4 : Taux de production des électrons "directs" et différentes composantes du bruit de fond en fonction de l'impulsion transverse p_T (pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un tube à vide en titane d'épaisseur 0.4mm).

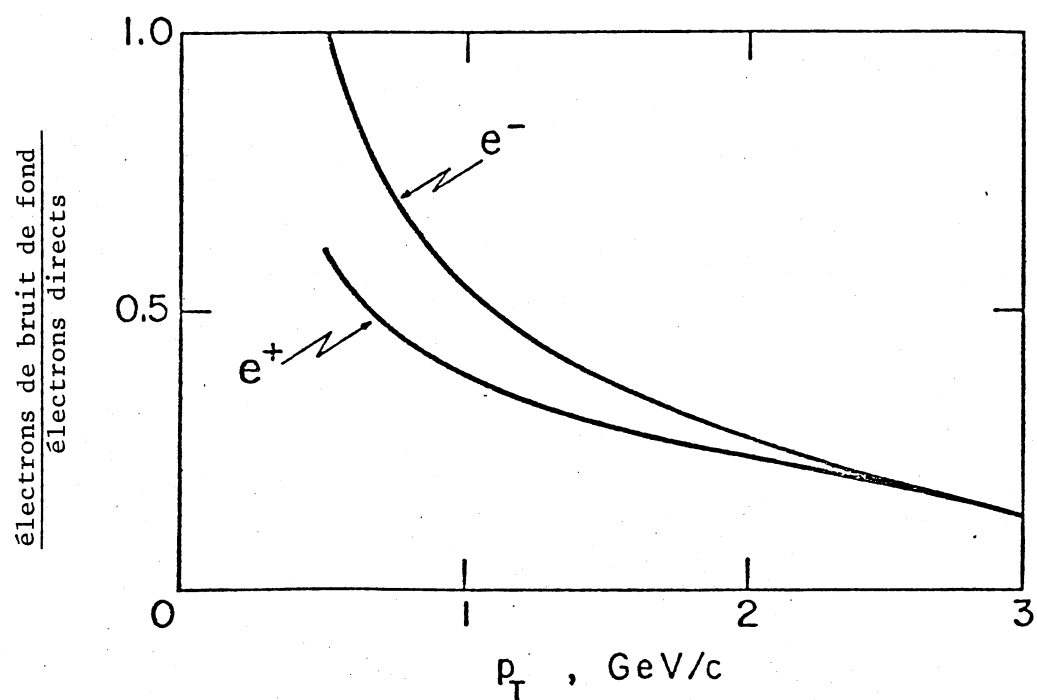


FIGURE 1.5 : Rapport $\frac{\text{électrons de bruit de fond}}{\text{électrons directs}}$ en fonction de p_T pour e^- et e^+ (pour e^+ le rapport est plus faible car il n'y a pas de production de e^+ par effet compton des photons provenant de la désintégration des π^0).

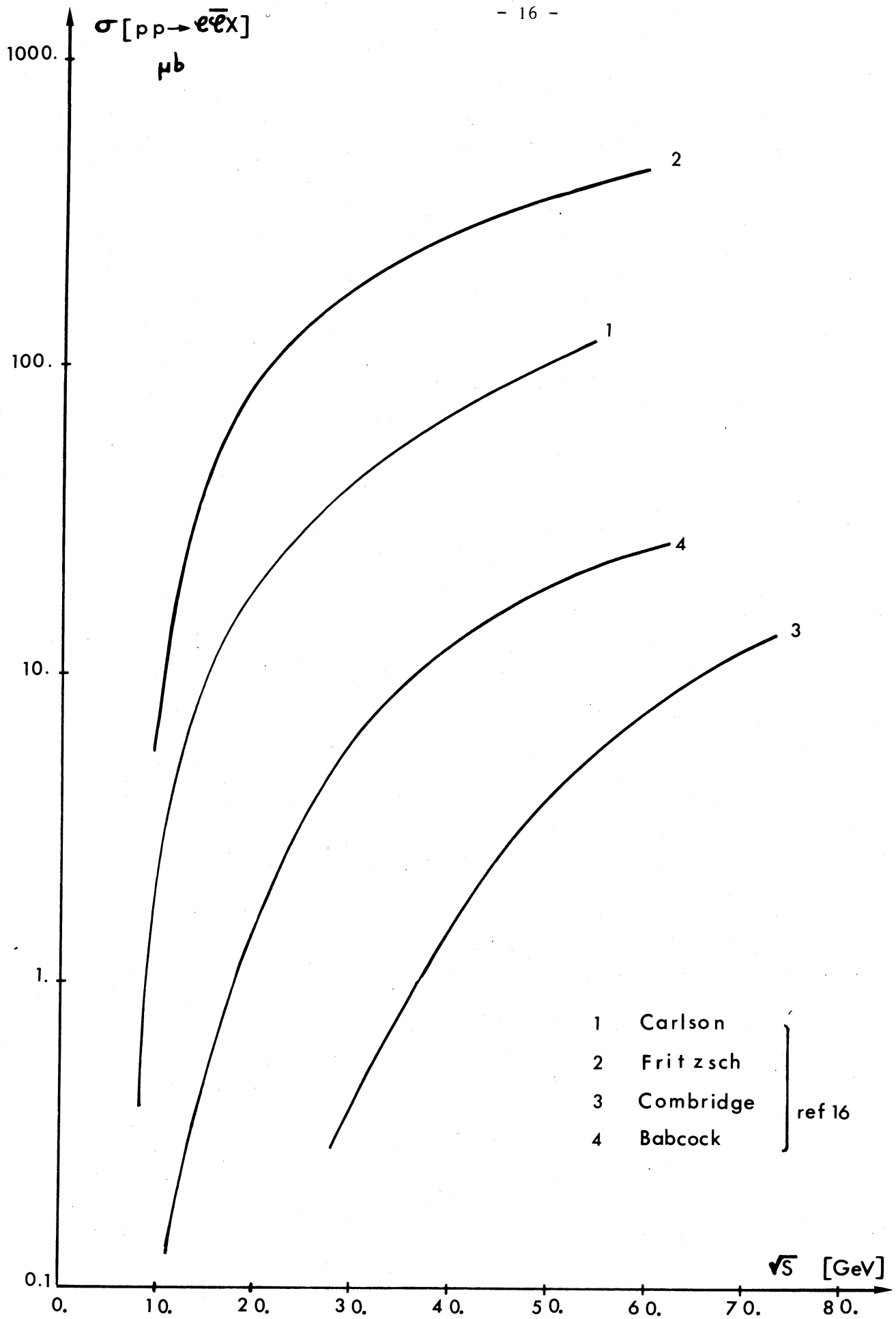
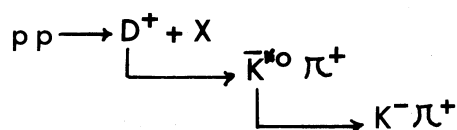


FIGURE 1.6 : Quelques estimations théoriques de la section efficace
 $pp \rightarrow e \bar{e} X$ en fonction de l'énergie.

prédisent son augmentation avec l'énergie jusqu'à dans la gamme d'énergie des I.S.R. Les données expérimentales de production de J/ψ vérifient cette affirmation (fig. 1.7).

- Le S.F.M. est un bon outil pour l'étude complète d'un événement. Il permet de mesurer l'impulsion des particules chargées dans pratiquement tout l'angle solide. Grâce à ses équipements extérieurs (chambre dE/dX , compteurs Cerenkov, détecteur de temps de vol...) il permet d'identifier une partie des π , K et p produits dans la collision pp.

D'ailleurs, en cours d'expérience, l'observation du D^+ par notre groupe (Réf. 15) confirma le bien fondé de ce choix S.F.M./I.S.R. Dans ce cas il s'agissait d'événements K^- enregistrés au cours d'une précédente expérience au S.F.M. (R 407/R 408) et le D^+ était produit selon la réaction



Le tableau 1.2 permet de suivre année après année le développement de l'expérience R 416. En parallèle sont indiquées les découvertes importantes concernant le charme (ce tableau n'a pas la prétention d'être exhaustif).

L'étude de la production du baryon charmé Λ_c^+ dans les interactions pp présentée ici est divisée en 6 chapitres. Après une brève description du S.F.M. et de ses équipements on étudie le déclenchement de l'appareillage qui est conditionné par la reconnaissance d'un électron dans l'événement (chapitre 3). Puis on analyse les événements et l'on montre la présence du baryon charmé Λ_c^+ (chapitre 4). Afin de relier

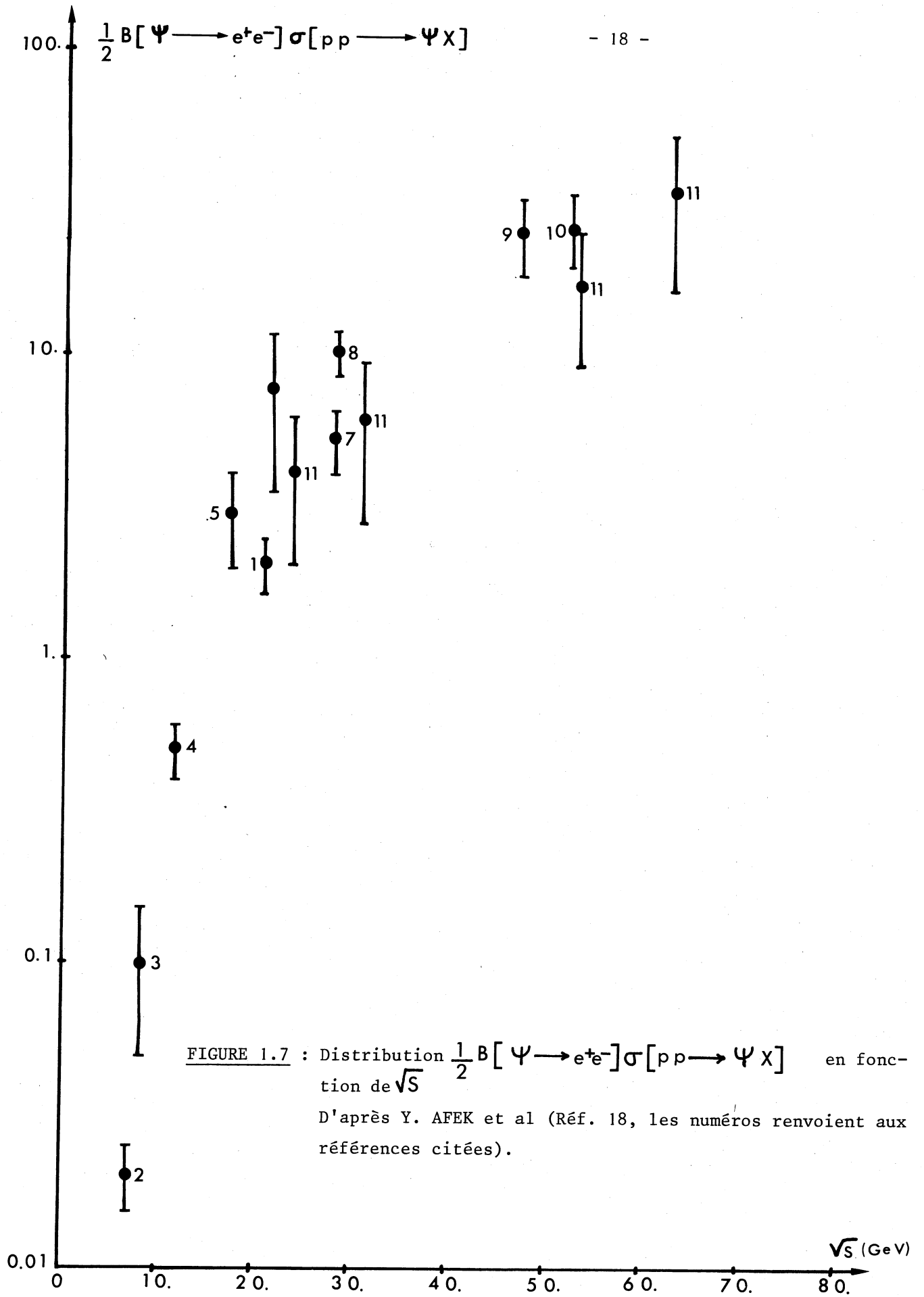


FIGURE 1.7 : Distribution $\frac{1}{2} B[\Psi \rightarrow e^+e^-] \sigma[pp \rightarrow \Psi X]$ en fonction de $\sqrt{S}$
D'après Y. AFEK et al (Réf. 18, les numéros renvoient aux références citées).

cette observation aux autres mises en évidence faites simultanément aux I.S.R., on compare les différentes expériences (chapitre 5). Enfin, on détermine la section efficace de production du baryon charmé Λ_c^+ par calcul de l'acceptance de l'appareillage et comparaison avec la section efficace inclusive du pion (chapitre 6).

(ANNEE :	EXPERIENCE R 416	: LA DECOUVERTE DES PARTICULES CHARMEES	)
(1974 :		J/ ψ (Réf. 2)	)
(1975 :	27-01 : Lettre d'intention. 27-02 : Proposition. 30-10 : Nouvelle proposition. 10-12 : Présentation au I.S.R.C. Ecriture des programmes de simulation pour l'étude des détecteurs extérieurs.	Avril : l'événement $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (réf. 5) interprété comme un baryon charmé Σ_c^{++} à B N L.	)
(1976 :	Fin avril : expérience approuvée par I.S.R.C. et par le "Research Board". - Etude et réalisation des compteurs χ et du temps de vol. - Etude de simulation et écriture de la chaîne de programmes.	Août : Production du D dans les collisions e^+e^- (Réf. 3). Octobre : Production électromagnétique du $\bar{\Lambda}_c^-$ (désintégration $\bar{\Lambda}^0 \pi^- \pi^- \pi^+$ Réf. 6)	)
(1977 :	Installation et test des χ . Mai : Installation du nouveau tube à vide à l'inter- section 4 Juillet : Installation de $\frac{dE}{dX}$ Octobre : Installation du T.O.F. et du calorimètre Développement des programmes de reconstruction	Septembre : production du méson F dans les colli- sions e^+e^- (Réf. 4).	)
(1978 :	- Les chambres sont toutes installées. - χ réinstallés après tests en faisceaux. Printemps : Prise de données 560 h Automne : Prise de données 730 h Développement des programmes d'analyse de l'expérience. Sélection des données. Premières D.S.T. disponibles.		)
(1979 :	Analyse de la D.S.T. et amélioration de la chaîne des programmes. Juillet : présentation des résultats à la Conférence Européenne de Physique à Genève.	Janvier : Production du Λ_c^+ par faisceau de neutrino $K_S^0 \pi^+ \pi^- p$ (Réf. 17). Janvier : Première mise en évidence du D^+ dans les collisions pp (notre collaboration Réf. 15). Juillet : Présentation de signaux Λ_c^+ à la Conférence de Genève (Réf. 19).	)

TABLEAU 1.2

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET SON DECLENCHEMENT.

2 - 1 Présentation succincte du S.F.M. et de ses équipements "extérieurs".

2-1-1 Généralités.

Le S.F.M. est installé à l'intersection I4 des I.S.R. Il comporte deux entrefers symétriques par rapport au plan XOZ (les polarités des deux moitiés sont inversées). (Réf. 17)

L'espace entre les pièces polaires (1.10 m de hauteur, environ 10 m de longueur et environ 4 m de largeur) est garni de chambres à fils proportionnelles multiplans qui permettent la mesure des coordonnées des impacts des trajectoires des particules chargées dans les plans de fils.

La Fig. 2.1 représente schématiquement une partie du S.F.M.* On y voit la pièce polaire inférieure et la répartition des chambres proportionnelles. Les chambres normales à l'axe des X constituent le détecteur central "inside" si $X < 0$. (intérieur des I.S.R.) et "outside" si $X > 0$. (extérieur des I.S.R.). Les chambres normales à l'axe des Y constituent le détecteur "forward" (vers l'avant). Cette subdivision est liée à la méthode de recherche et de reconstruction des traces (voir paragraphe 3-2).

Avant la prise de données de cette expérience, le S.F.M. a été amélioré (Réf. 2 - Fig. 2.2) :

* Par habitude de langage, on appelle dans la suite S.F.M. l'ensemble aimant - chambres proportionnelles.

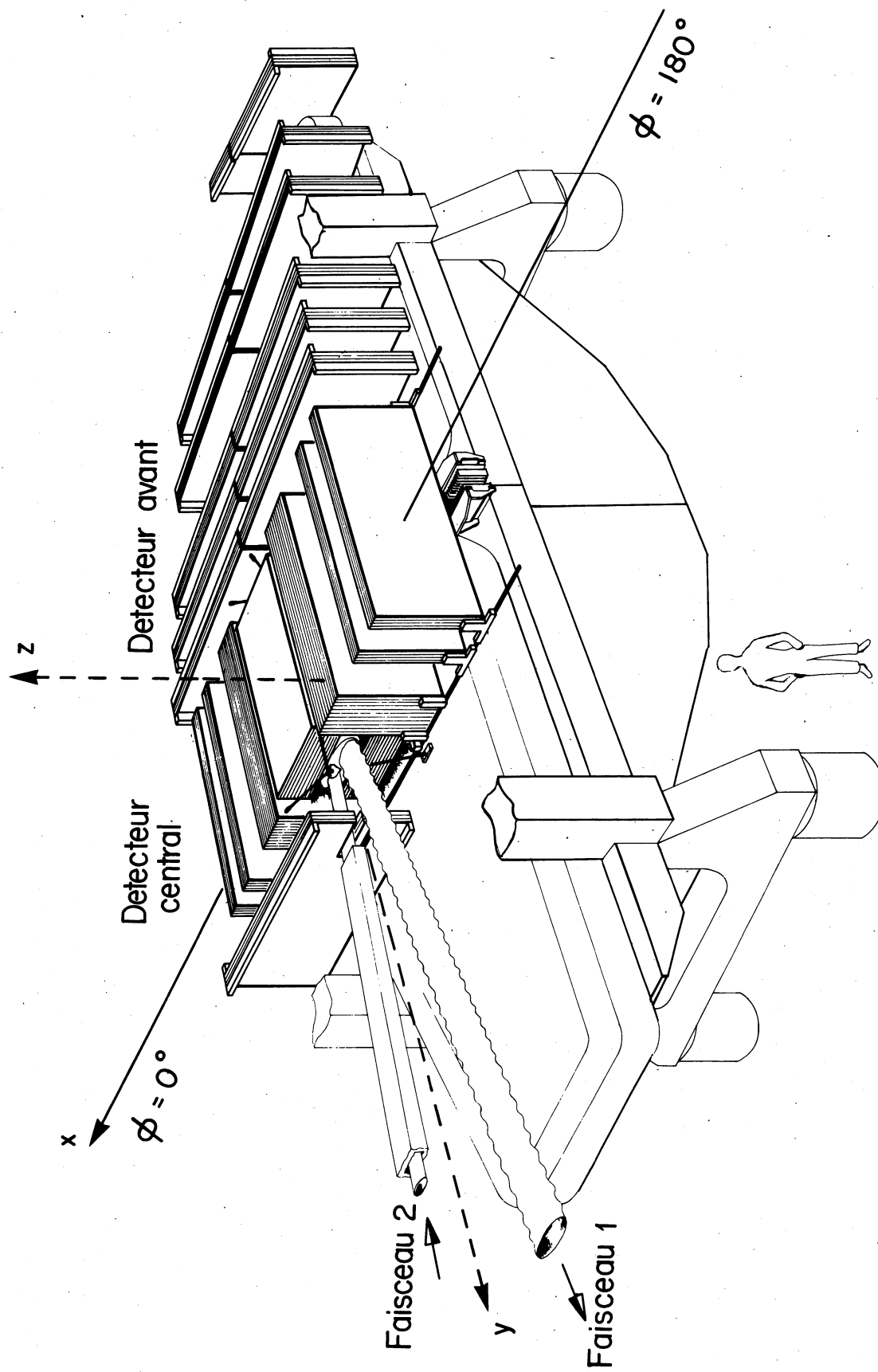


FIG. 2.1 : Représentation schématique d'une partie du S.F.M. et des chambres proportionnelles qui garnissent l'entrefer.

a) Réarrangement et augmentation du nombre de chambres proportionnelles et de plans de fils de façon à accroître l'acceptance du détecteur pour les particules chargées. Ce qui diminue le taux d'ambiguïtés lors de la reconstruction des traces par ordinateur où les mesures de coordonnées sont les plus nombreuses.

b) Mise en place d'un équipement extérieur destiné :

- à reconnaître la présence d'un électron dans l'événement (ou positron). Il s'agit de trois compteurs Cerenkov à seuil $\bar{C}_0$, $\bar{C}_3$ et $\bar{C}_4$ et une chambre proportionnelle multiplans qui analyse la perte d'énergie $\frac{dE}{dX}$ des particules chargées. Elle est située près de la zone d'interaction (vertex) et porte le numéro 209 sur la Fig. 2.2.

- à identifier les particules secondaires qui accompagnent l'électron. Il s'agit d'un ensemble de compteurs de temps de vol pour les particules chargées (que l'on désignera souvent dans la suite par le sigle T.O.F. = Time Of Flight = temps de vol) et un calorimètre à argon liquide permettant d'obtenir une information sur les particules neutres (encore en test lors de la prise de données et donc non utilisé dans cette étude).

Quelques particularités de ces différents détecteurs vont maintenant être décrites succinctement. Celles du détecteur de temps de vol feront l'objet d'une étude particulière.

2-1-2 Les chambres à fils proportionnelles multiplans.

Elles ont été conçues et construites au C.E.R.N. (Réf. 3). De nouvelles chambres ont été ajoutées sans accroître le nombre total de fils et donc sans augmentation du "volume" de l'électronique associée. Ceci a été réalisé en doublant l'espacement des fils des chambres du détecteur "forward" (voir 2-1-1) ($d = 4$ mm au lieu de $d = 2$ mm).

Pour une chambre multiplans idéale (longueur de parcours des électrons = g et espacement des fils = d), la résolution spatiale oscille

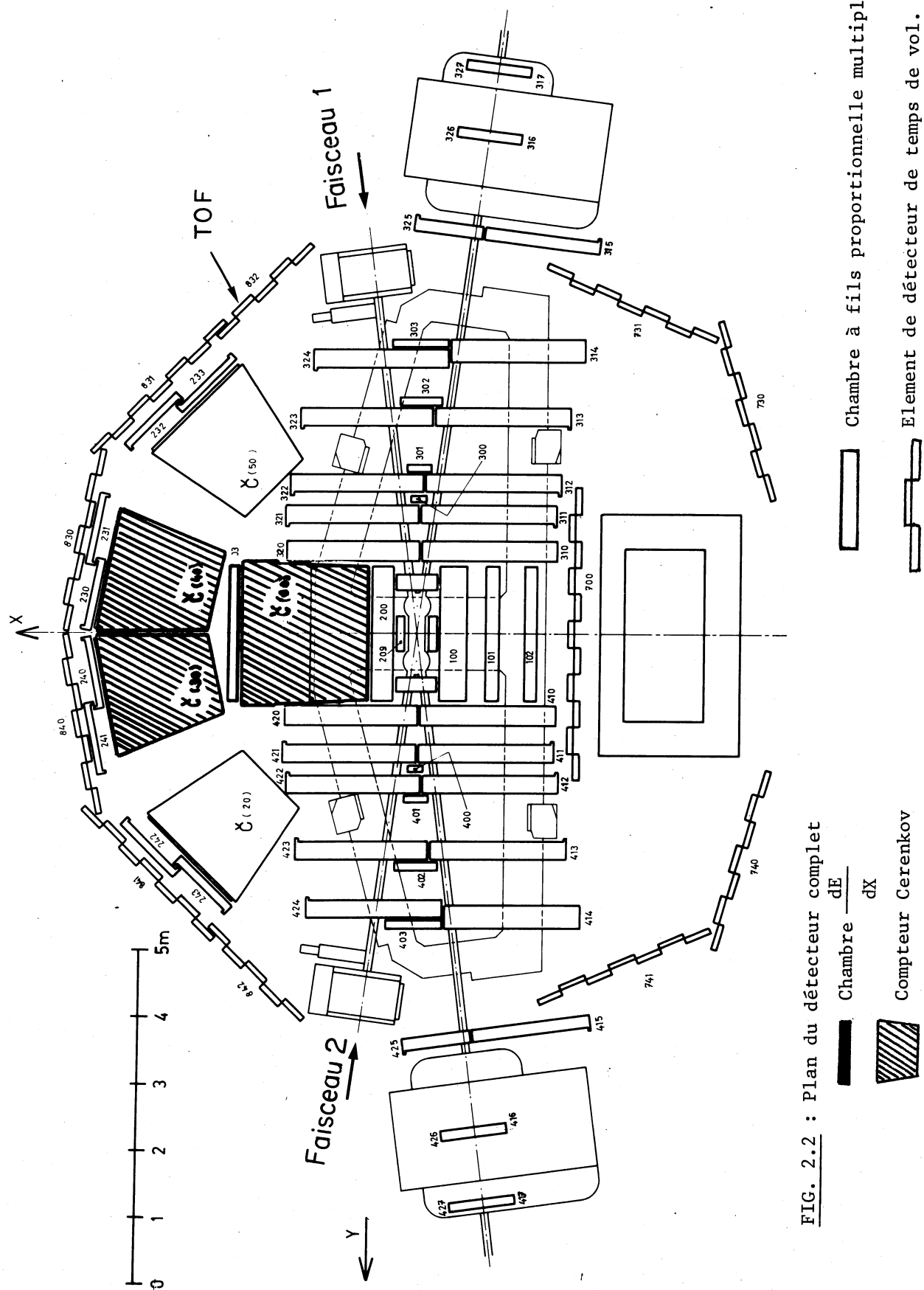


FIG. 2.2 : Plan du détecteur complet

entre les deux limites* $\frac{d}{\sqrt{12}}$ et $\frac{1}{2} \frac{d}{\sqrt{12}}$ en fonction de la valeur de

la tangente de l'angle de la trace avec la normale au plan de fils ($\frac{d}{\sqrt{12}}$

quand $\operatorname{tg} \alpha = (n-1) \frac{d}{2g}$ et $\frac{1}{2} \frac{d}{\sqrt{12}}$ quand $\operatorname{tg} \alpha = (n - \frac{1}{2}) \frac{d}{2g}$

avec $n = 1, 2, 3, \dots$) (voir Fig. 2.3a et Réf. 4). Cette oscillation n'est pratiquement pas décelable lorsque l'on mesure expérimentalement la résolution spatiale (Fig. 2.3b). Ceci est dû aux effets de seuil de l'électronique ainsi qu'aux fluctuations de l'ionisation le long de la trace.

Pour un espacement des fils de 4 mm, la valeur moyenne de la résolution est 0.9 mm (elle était de 0.7 mm pour un espacement de 2 mm). L'ensemble du détecteur comporte environ 73 000 fils et un événement enregistre de l'ordre de 1 000 coordonnées.

Grâce à l'apport de chambres nouvelles, l'efficacité de détection a été largement améliorée (98% au lieu de 90%). L'histogramme à deux dimensions (Fig. 2.4) permet de visualiser l'acceptance du détecteur. Il présente la densité de traces reconstruites dans le plan $(\gamma, \varphi)^{**}$. Si le détecteur était efficace à 100%, la densité de traces serait uniforme dans tout le plan.

2-1-3 La chambre $\frac{dE}{dX}$: (Réf. 5).

Celle-ci a été conçue et réalisée au C.E.R.N. spécialement pour

* On rappelle que pour une fonction échelon définie entre $-\frac{a}{2}$ et $+\frac{a}{2}$ l'écart type vaut $\frac{a}{\sqrt{12}}$

** Nota γ = rapidité

φ = angle azimuthal

Les angles de références du détecteur ainsi que les notations pour les paramètres de trace sont précisés Fig. 2.5.

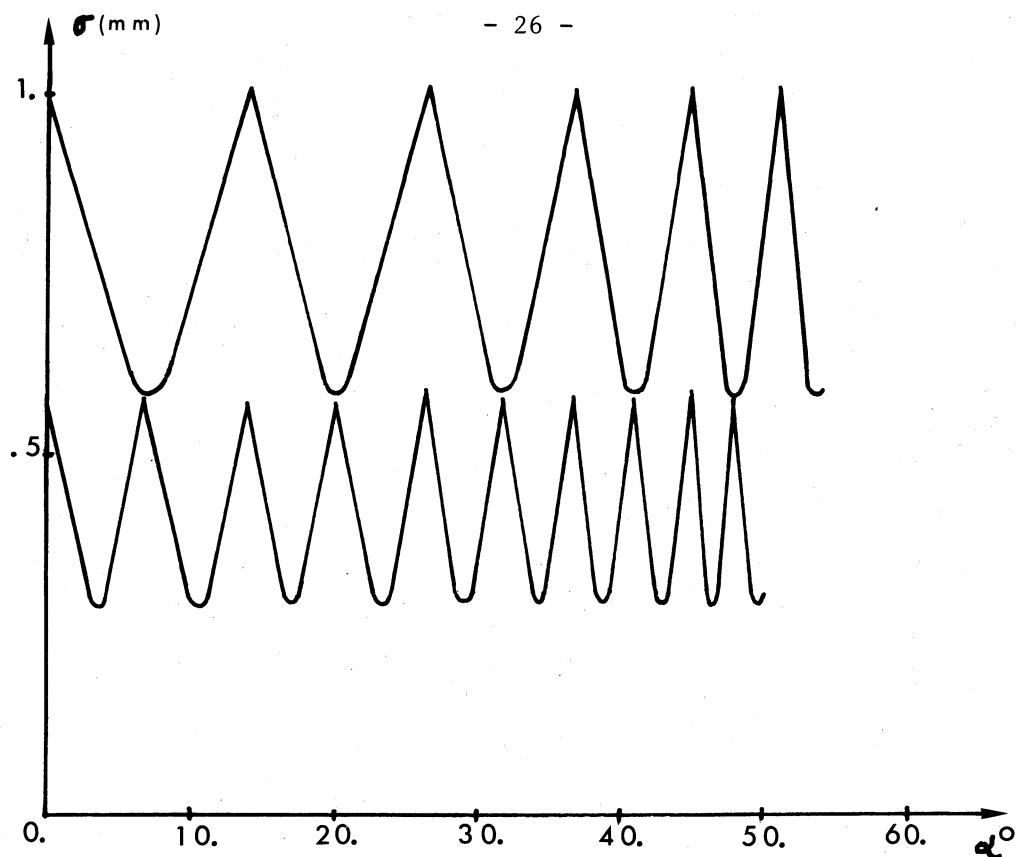


FIG. 2.3a : Résolution spatiale pour une chambre à fils multiplans "idéale" en fonction de l'angle de trace avec la normale au plan de fils (ici, distance entre deux plans de fils = 16 mm et espacement des fils $d = 4$ ou 2 mm.).

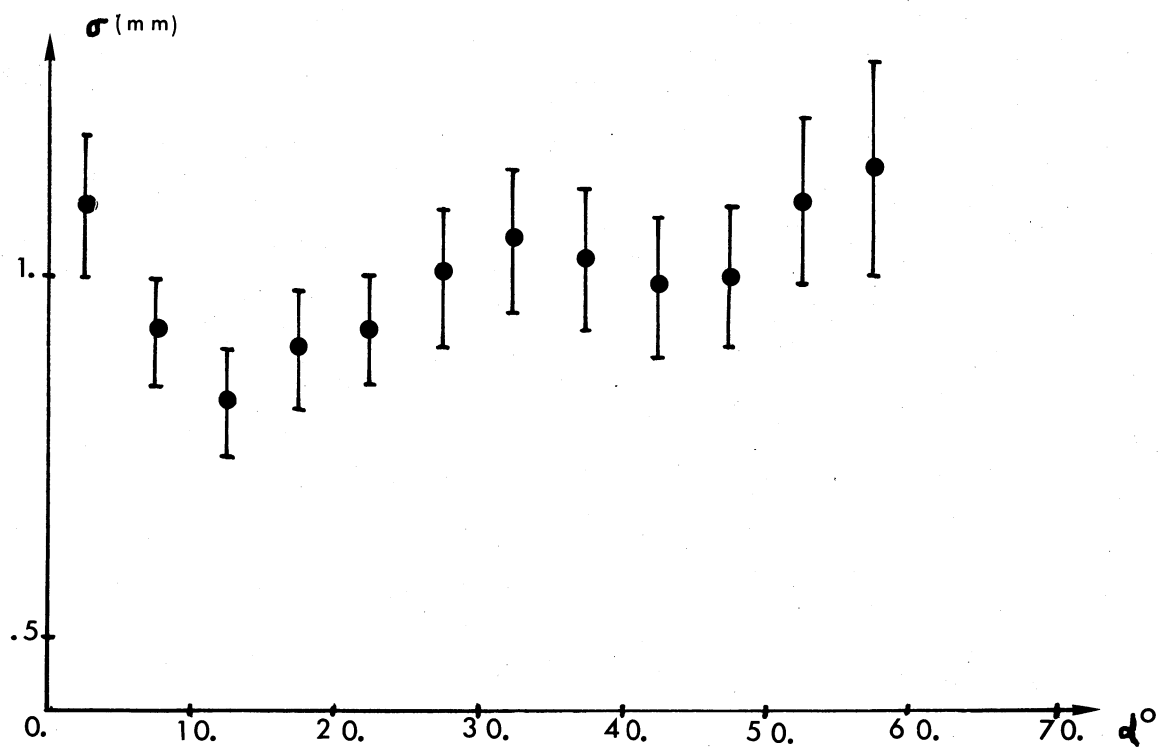


FIG. 2.3b : Résolution spatiale expérimentale en fonction de l'angle de la trace avec la normale au plan de fils. Ces données expérimentales proviennent d'une étude faite par la collaboration CCHK - Réf. 4.

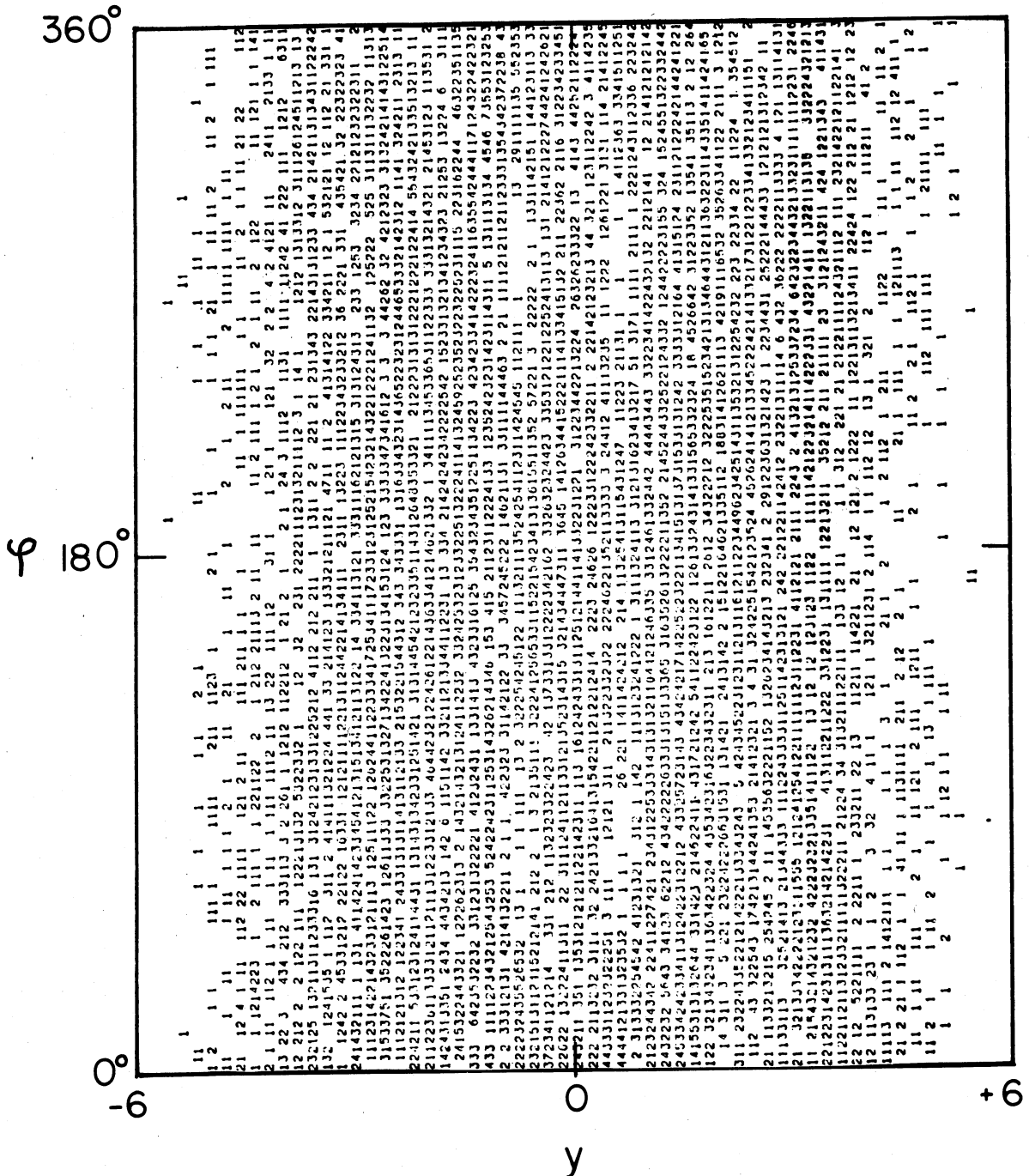
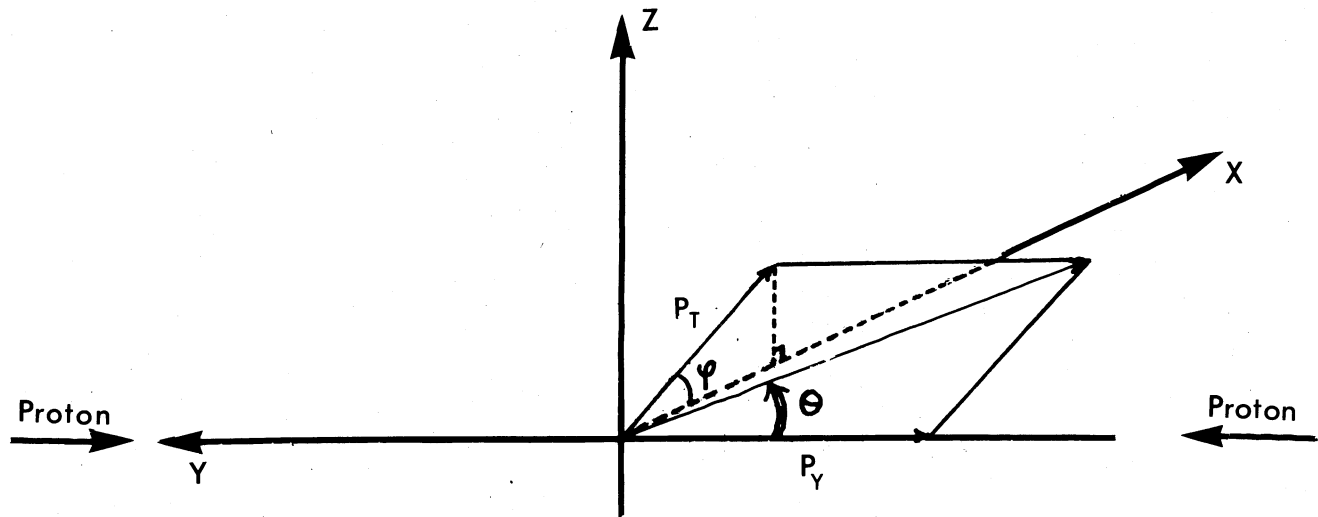


FIG. 2.4 : Diagramme à deux dimensions montrant dans le plan (y , φ) la répartition des traces reconstruites. Traces touchant au moins six plans de fils et dont l'incertitude relative sur l'impulsion est inférieure à 30% - (CERN/EF/SFM - 77-3).



$$x \text{ (Feynman)} = \frac{p_Y}{p_{Y\max}}$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_Y}{E - p_Y} \right]$$

$$p_T = \sqrt{p_X^2 + p_Y^2}$$

FIG. 2.5 : Les axes de référence dans le système du centre de masse des deux protons incidents et les définitions des variables cinématiques x , y , p_T . Dans cette étude, ces quantités sont toujours calculées dans le centre de masse.

le S.F.M. Elle devait satisfaire à différentes contraintes :

- avoir une résolution en énergie suffisante pour permettre la séparation de particules perdant plus de 1.5 fois l'énergie moyenne perdue au minimum d'ionisation, afin de distinguer avec certitude les paires non résolues où la perte est deux fois le minimum.
- être la plus proche possible de la zone d'interaction (15 cm) et couvrir un angle solide assez grand.
- présenter le minimum de matière (nécessité de disposer l'électronique hors du S.F.M.).
- fonctionner avec éventuellement des traces de grande inclinaison (entre 0° et 60°).
- pouvoir localiser les particules accompagnant l'électron (2 à 3 en moyenne).

Cette chambre est constituée de 4 plans de fils fonctionnant en mode proportionnel (3 verticaux et 1 horizontal, dimension $57.2 \times 27.2 \text{ cm}^2$). L'espacement des fils est de 4 mm ce qui donne une résolution spatiale de 0.9 mm. Chaque fil est relié à un A.D.C.*.

Les signaux fournis par cette chambre sont utilisés à deux niveaux :

a) en ligne pour le déclenchement de l'appareillage. Le "ou" logique de groupes de 12 fils intervient dans la "décision lente" (voir paragraphe 2-4-2 de ce chapitre).

b) lors de l'analyse des données enregistrées. La mesure de l'énergie perdue sert à rejeter les paires e^+e^- dont la distance entre les deux particules est inférieure à la résolution spatiale.

* A.D.C. = Analogue to Digital Converter = convertisseur analogique digital.

Chacun des quatre plans de la chambre mesure la perte d'énergie*. On élimine la plus grande des mesures et on calcule la moyenne des trois autres. La Fig. 2.6 présente la distribution de la perte d'énergie pour le déclenchement "électron" et la Fig. 2.7 pour le déclenchement "pion". Dans le cas du déclenchement "électron", la distribution présente clairement deux pics : le premier correspond à un électron, le second à une paire non résolue.

La connaissance de la position des fils touchés dans la chambre $\frac{dE}{dX}$ permet d'améliorer la recherche des traces et la précision de la détermination de l'impulsion (donne des mesures de coordonnées près du point d'interaction).

2-1-4 Les compteurs Cerenkov.

Ils ont été conçus et réalisés au C.E.R.N.

Il s'agit de compteurs Cerenkov multicellulaires, à seuil, à pression atmosphérique équipés chacun de quatre miroirs. Leurs propriétés sont résumées dans le tableau 2.1 (seuls $\check{C}_0$, $\check{C}_3$ et $\check{C}_4$ sont utilisés pour le déclenchement électron).

On remarque que le nombre de photoélectrons mesuré aux I.S.R. est plus faible que celui prévu. Ceci peut s'expliquer par :

- Une mauvaise réflectivité des miroirs dans l'ultra violet (U.V.)
- Une inefficacité du convertisseur de longueur d'onde (wave length shifter) transformant les U.V. en radiations de longueur d'onde mieux adaptée à l'efficacité maximum des photocathodes des photomultiplicateurs (p - terphenyl).

* Nota : les signaux provenant des différents fils touchés sont corrigés en tenant compte de l'angle d'inclinaison de la trace et du gain de l'électronique.

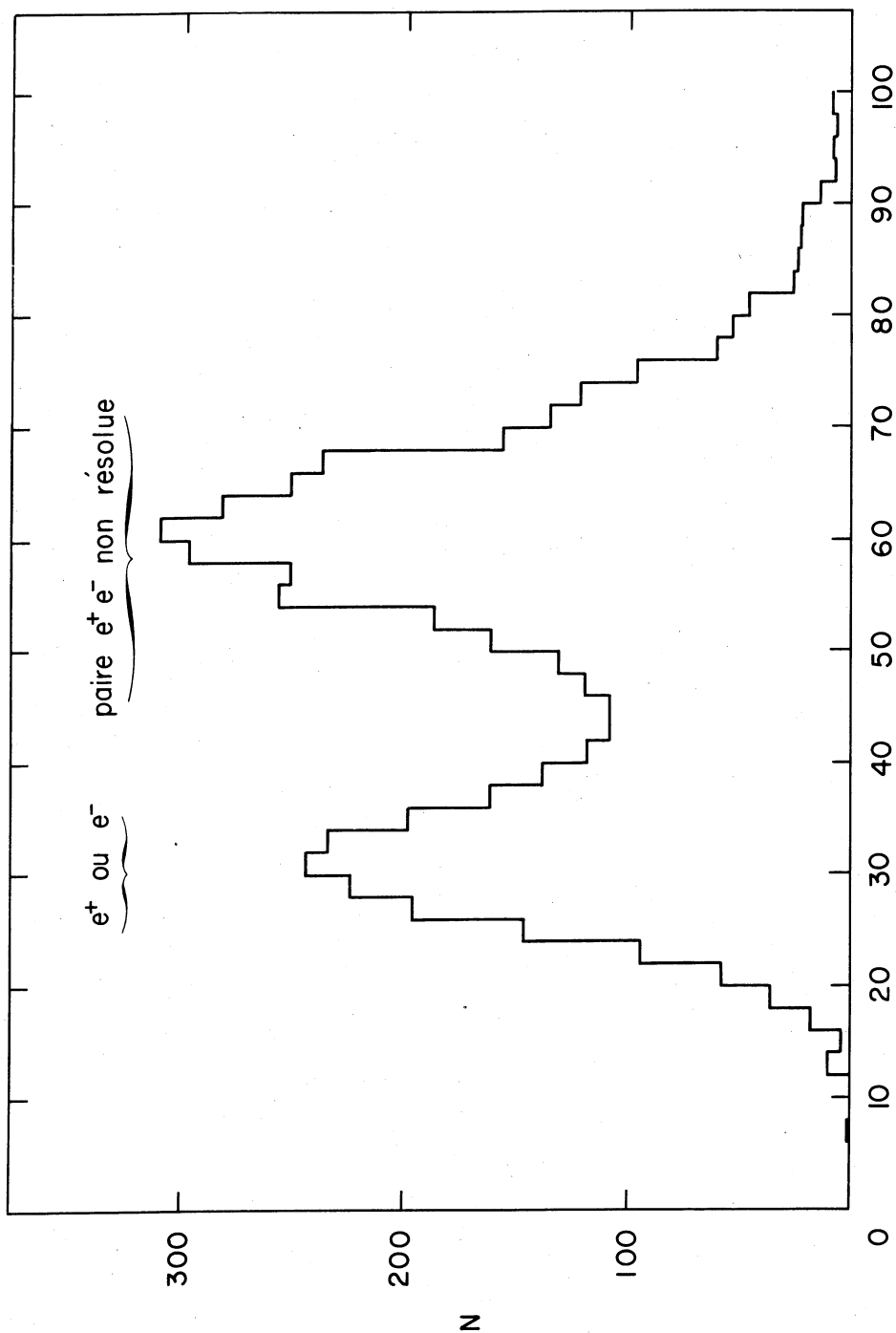


FIG. 2.6 : Perte d'énergie dans la chambre $\frac{dE}{dX}$ pour le déclenchement "électron". Elle est exprimée ici en fonction de la charge mesurée par l'A.D.C. (unité arbitraire). Le premier pic correspond à un électron, le second à une paire $e^+ e^-$ non résolue.

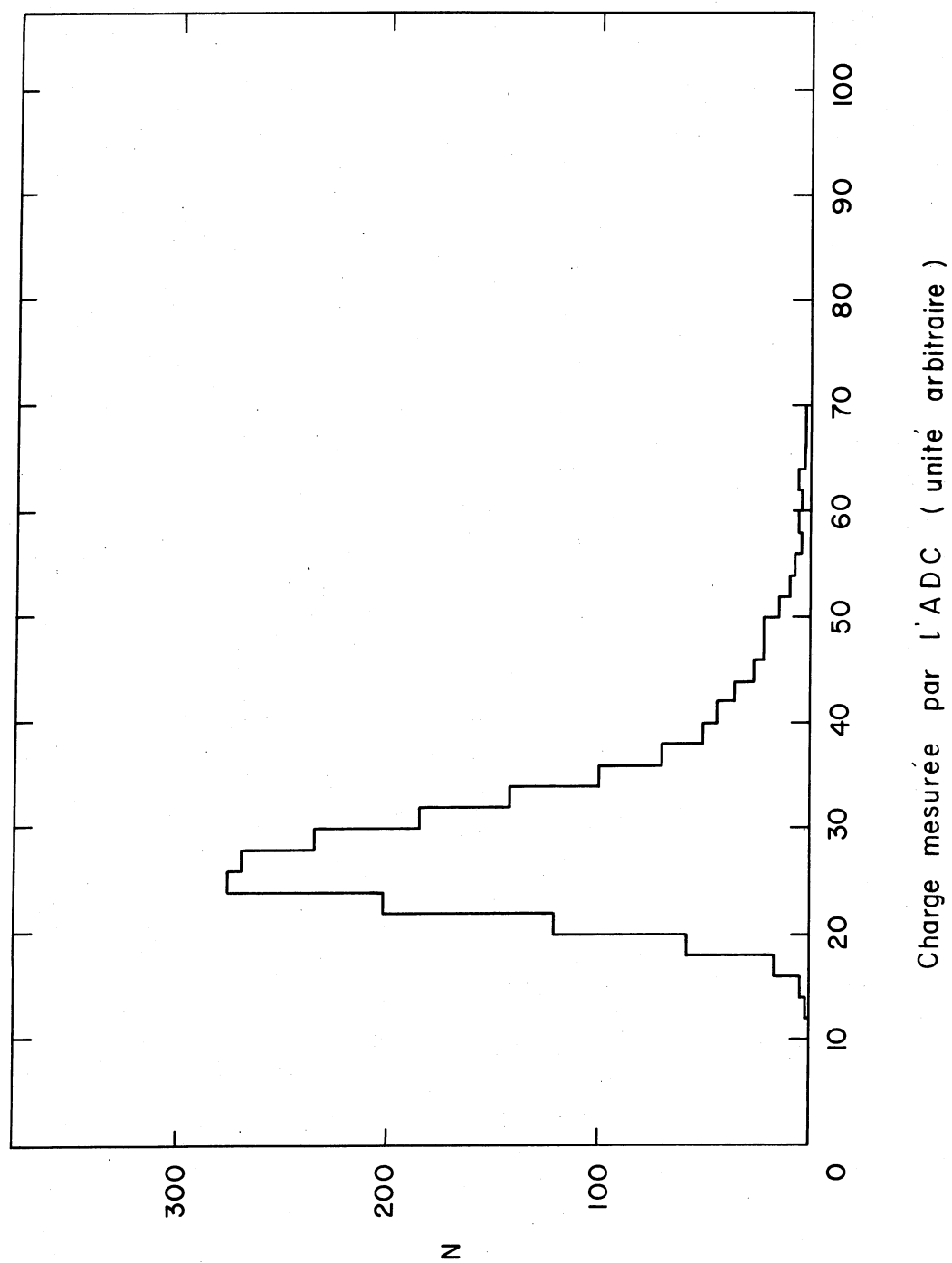


FIG. 2.7 : Perte d'énergie dans la chambre $\frac{dE}{dX}$ pour le déclenchement "pion". Elle est exprimée ici en fonction de la charge mesurée par l'A.D.C. (unité arbitraire).

(CERENKOV:	GAZ ET	IMPULSION	LONGUEUR MOYENNE	N ₀ REPONSE:	NOMBRE DE	NOMBRE DE
(	INDICE	SEUIL	TRAVERSEE	SPECIFIQUE:	PHOTOELECTRONS	PHOTOELECTRONS
(		$\beta_s = 1/n$	L (cm)	DU χ	PREVUS	EFFECTIVEMENT
(				-1	$n_e = 2LN_0 (n - 1)$	MESURES
(				REF. 6 cm	80% DE	(FAISCEAU TEST
(				REFLECTIVITE		ET I.S.R.)
χ_o	N ₂	p(e) = 21 MeV/c	160	200	3.8	
χ_3					(3.5 réflexions)	4 à 5
χ_4	1 + 3 10 ⁻⁴	p(π) = 5.7 GeV/c	120	200	8.2	
					(2.5 réflexions)	
χ_2	Fréon 12	p(e) = 11 MeV/c				
χ_5		p(π) = 3.0 GeV/c	120	100	14.8	10
	1 + 1.08 10 ⁻³	p(K) = 10.6 GeV/c			(2.5 réflexions)	

TABLEAU 2.1 : Caractéristiques des compteurs Cerenkov.

- Une contamination du gaz en oxygène.
- L'influence du champ de fuite du S.F.M. pourtant corrigé par le champ magnétique produit par des bobines qui entourent les photomultiplicateurs XP 2041.

A titre d'exemple, la Fig. 2.8 présente la distribution de la hauteur du signal de l'un des photomultiplicateurs de $\bar{C}_0$.

Si l'on admet qu'il y a une relation linéaire entre le nombre de photoélectrons et la charge mesurée par l'A.D.C., la valeur moyenne ($\mu = 33.3$) et la variance ($\sigma^2 = 192.2$) de la distribution expérimentale permettent de calculer le nombre moyen de photoélectrons:

$$\langle n_e \rangle = \frac{\mu^2}{\sigma^2} = 5.75$$

En fait, la Fig. 2.8 montre que la distribution expérimentale n'est pas la transformée parfaite d'une loi de Poisson. On a porté sur cette Fig. 2.8 la courbe correspondant à une loi de Poisson de valeur moyenne

$\langle n_e \rangle = 5$, et on a appliqué en abscisse un facteur d'échelle égal à 5.42.

Le désaccord pour les grandes charges de l'A.D.C. peut s'expliquer par la présence de plusieurs traces donnant un plus grand signal dans le photomultiplicateur.

Donc ici on a : $\langle n_e \rangle \leq \frac{\mu^2}{\sigma^2}$

et l'inefficacité $\phi \geq e^{-\frac{\mu^2}{\sigma^2}}$

Les compteurs Cerenkov détecteront la présence d'un électron et leurs signaux seront utilisés à différents niveaux dans l'expérience :

- En ligne pour le déclenchement de l'appareillage. L'existence

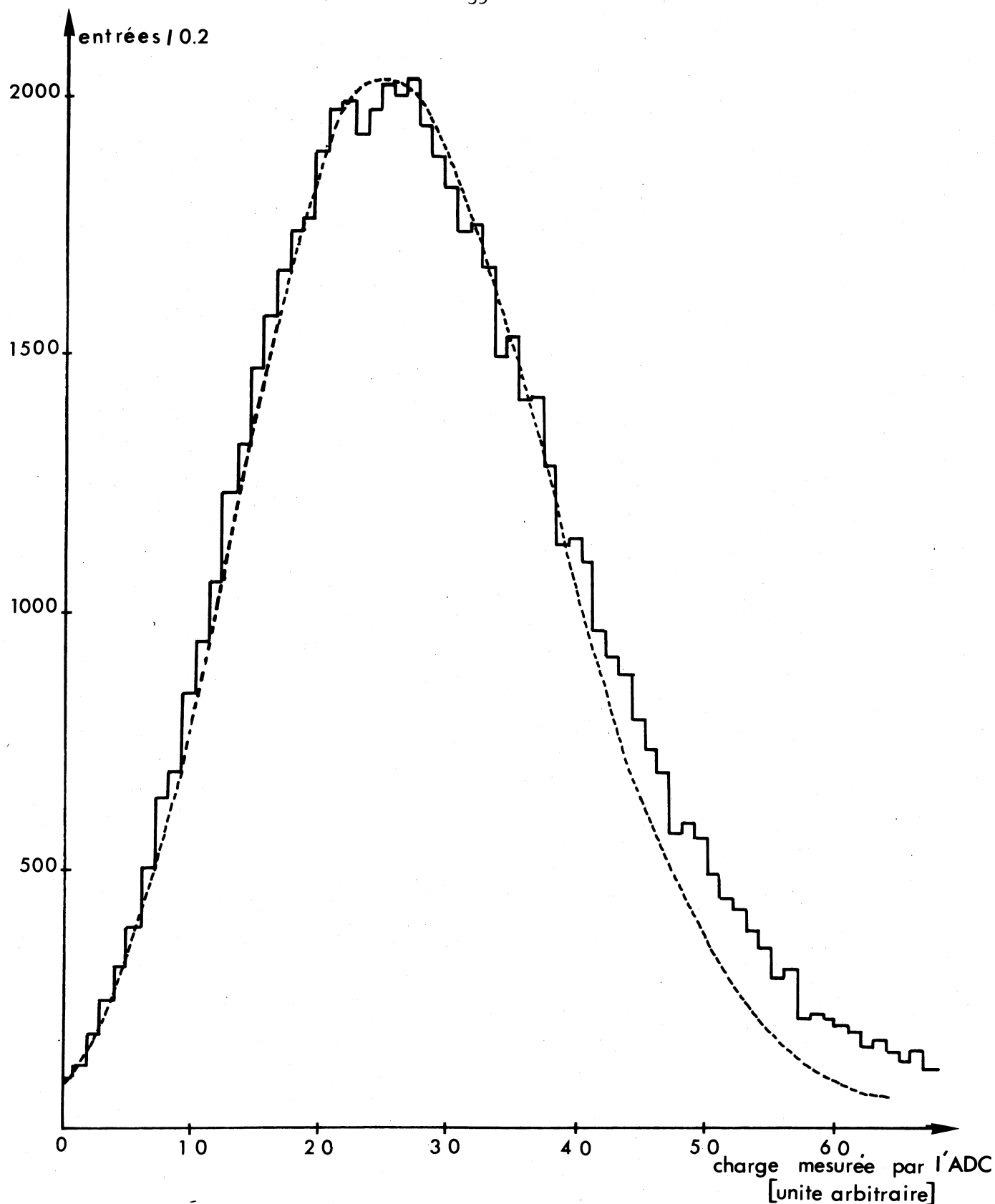


FIG. 2.8 : Distribution de la hauteur du signal provenant de l'un des photo-multiplicateurs qui équipent le Cerenkov $\bar{C}_0$. Celle-ci est représentée ici en fonction de la charge mesurée par l'A.D.C. (unité arbitraire). La courbe en trait interrompu correspond à une loi de Poisson de valeur moyenne 5. et à laquelle on a appliqué un facteur d'échelle 5.42 en abscisse.

d'un signal à la fois dans $\check{C}_0$ et dans $\check{C}_3$ (ou $\check{C}_4$) atteste du passage d'un électron et l'appareillage sera donc déclenché (voir paragraphe 2-4-1 : décision rapide).

Bien entendu cette condition n'est pas suffisante pour reconnaître à coup sûr un électron et l'échantillon est contaminé par les pions. Le pourcentage d'électrons a été étudié expérimentalement à l'aide de compteurs au "verre au plomb" placés derrière le détecteur de temps de vol. Il est représenté Fig. 2.9 en fonction de l'impulsion de la particule. La contamination est principalement due :

- aux π d'impulsion supérieure au seuil.
- aux électrons (rayons δ) produits par les π à la traversée des parois des $\check{C}$ et qui vont simuler un électron direct si leur impulsion est suffisante pour qu'ils puissent pénétrer dans les compteurs Cerenkov sans spiraler.

Dans le domaine d'impulsion des électrons utilisés dans cette étude (p de l'ordre de 0.6 à 0.8 GeV/c) la contamination en pions est donc proche de 15%.

- Lors de l'analyse des données : on vérifie la corrélation trace - signal. De plus on rejette les traces qui passent trop près des bords des miroirs. On sait que dans ce cas la collection de lumière n'est pas très bonne.

2 - 2 Le détecteur de temps de vol (T.O.F.).

Ce détecteur a été conçu et réalisé par notre collaboration qui a de plus écrit les programmes nécessaires à son utilisation.

Il présente quelques particularités qui en font un détecteur origi-

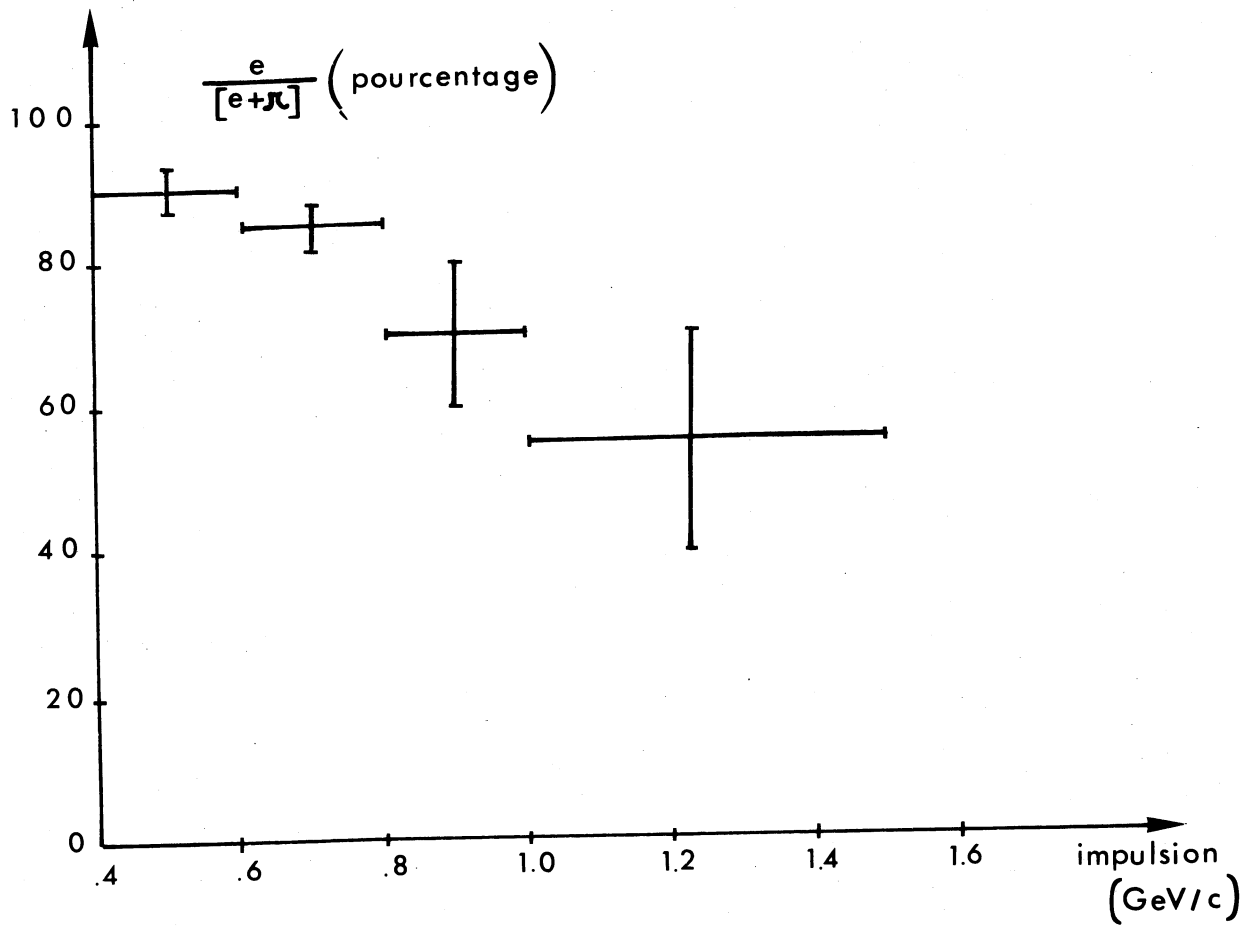


FIG. 2.9 : Etude de la contamination en pions d'un échantillon de particules qui ont déclenché l'appareillage.
Pourcentage d'électrons en fonction de l'impulsion.

nal :

- sa taille : 67 scintillateurs couvrant une surface de $67 \times 2.25 \times .4 \simeq 60.3 \text{ m}^2$.

- l'absence de compteur donnant le temps de départ des T.D.C.* (compteurs "to") due à l'impossibilité de placer un scintillateur près de la zone d'interaction et d'en sortir un signal (nécessiterait un guide de lumière trop long).

- la nécessité de transférer le signal sortant de la base sur de grandes distances (environ 70 m).

2-2-1 Description :

Les caractéristiques et la position de ce détecteur inspirées par le système T.O.F. du détecteur D.A.S.P. (Réf. 7) à DESY ont été ajustées par des études de simulation afin de réaliser un compromis entre prix, acceptation et contraintes géométriques de l'intersection.

Les scintillateurs, chacun de dimension $225 \times 40 \times 2 \text{ cm}^3$ sont groupés en modules (7 ou 11 compteurs). Ils sont constitués de NE 110 équipés à chaque extrémité de guides de lumière isochrones et de photomultiplicateurs RCA 8575.

Les prototypes de guide de lumière ont été réalisés au Collège de France ainsi que ceux de la base électronique qui équipe chaque photomultiplicateur.

Les signaux qui sortent de la base doivent parcourir environ 70 m de câble (entre l'intersection I4 et la salle de comptage). On ne peut pas transporter le signal analogique sur une telle distance : la bande passante des câbles est telle que le front de montée du signal, qui donne la précision de la mesure du temps se détériore. C'est pourquoi l'on introduit

* T.D.C. = Time Digital Converter = convertisseur digital de temps.

dans la base un discriminateur rapide à seuil bas ($\approx 100 \text{ mV} \approx 1/10$ de la hauteur du signal). Ce seuil est ajustable à distance. C'est donc le signal logique qui va déclencher le T.D.C. après avoir été mis en forme une deuxième fois. En transportant un signal logique identique pour chaque T.D.C. on est assuré d'avoir la même distorsion de transfert dans les cables et le fonctionnement du détecteur de temps de vol ne s'en trouve pas affecté.

Par contre l'A.D.C. travaille en mode charge et n'est sensible qu'à l'intégrale du signal.

La Fig. 2.10 présente le schéma de l'électronique du détecteur de temps de vol.

Une technique d'enveloppement des guides par plastique moulé a été mise au point au Collège de France qui en a ensuite assuré la production (Réf. 8). La distance moyenne à l'intersection est de 5 m sauf pour l'un des modules "T.O.F. 700" dont une étude particulière a permis de déterminer la position optimale (3,90 m) : voir Appendice 1.

2-2-2 Signal fourni par le T.D.C.

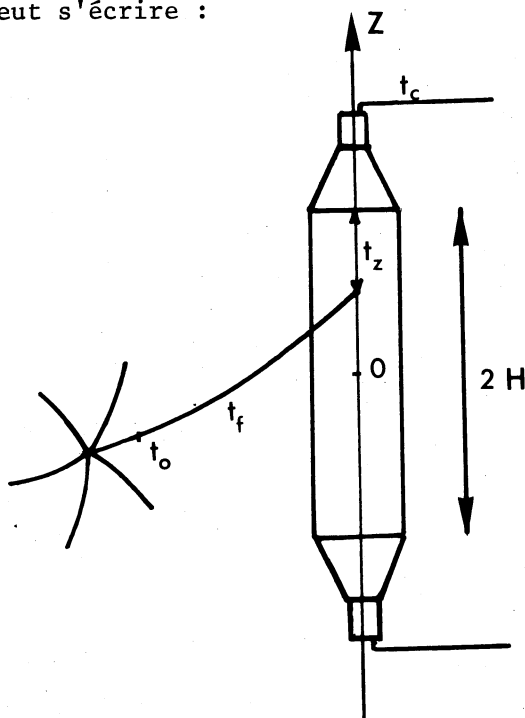
Le temps mesuré par un T.D.C. (corrigé pour tenir compte de l'étalonnage, voir paragraphe 2-2-3) peut s'écrire :

$$t_{\text{TDC}} = -t_o + t_f + t_z + t_c + \Delta t_{\text{correction}}$$

" t_o " = temps de déclenchement du
T.D.C. ("start" du T.D.C.)

" t_f " = temps de vol de la particule:
fonction de la longueur de
vol L , de l'impulsion p et de
la masse m de la particule :

$$t_f = \frac{L}{C} \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{p}$$



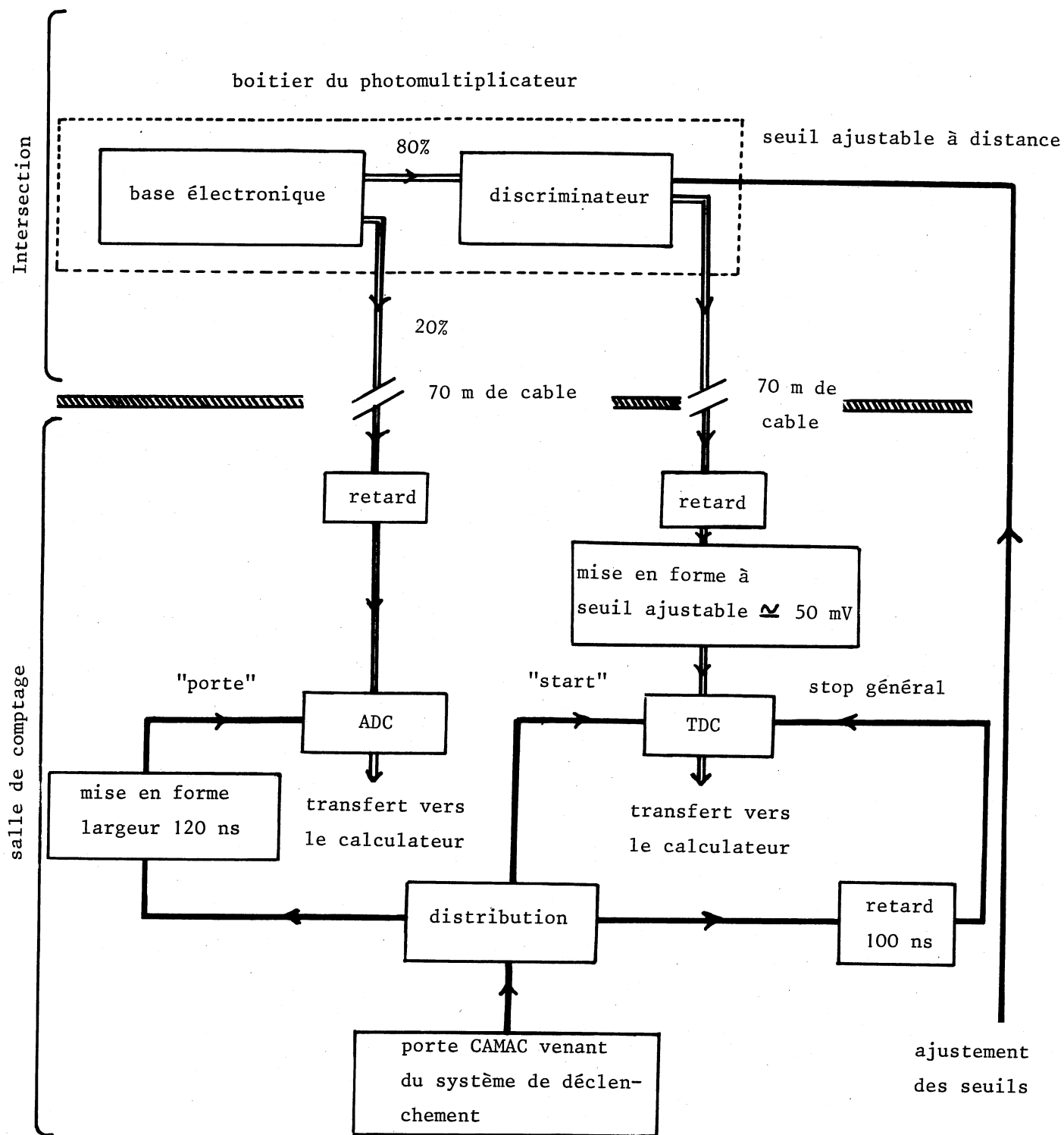


FIG. 2.10 : Schéma de l'électronique d'acquisition du détecteur de temps de vol

== voie de données → voie de commande.

" t_z " = temps de transit de la lumière dans le scintillateur (dépend de Z et de v, vitesse apparente de la lumière dans le scintillateur).

$$t_z = \frac{H - Z}{v}$$

" t_c " = temps de calibration : c'est une constante caractéristique de la chaîne électronique. Elle dépend du temps de transit dans le photomultiplicateur, les cables et les éléments électroniques.

$\Delta t_{\text{correction}}$ = correction fonction de la forme du signal sortant du photomultiplicateur.

Le " t_o " n'est pas défini par un compteur mais est calculé par l'une des deux méthodes suivantes (voir chapitre 3) :

- on attribue la masse de l'électron à la particule déclenchante
 - on inclut toutes les particules allant dans le détecteur de temps de vol dans un ajustement global de masses.
- Pendant l'expérience, les T.D.C. sont déclenchés par un "ou logique" provenant des chambres proportionnelles (voir paragraphe 2-4).

Les autres quantités t_f et t_z sont calculées à l'aide des paramètres de la trace (longueur, impulsion, impact dans le scintillateur) et avec une hypothèse sur la masse (cas de l'ajustement global de masses).

2-2-3 Etalonnage des T.D.C.

Le temps mesuré par chaque T.D.C. est transformé en temps réel en utilisant les courbes d'étalonnage déterminées expérimentalement. Pour cela, on retarde le signal "STOP" du T.D.C. par une ligne à retard ajustable et on enregistre le temps mesuré par le T.D.C. La Fig. 2.11 présente le schéma du dispositif expérimental utilisé.

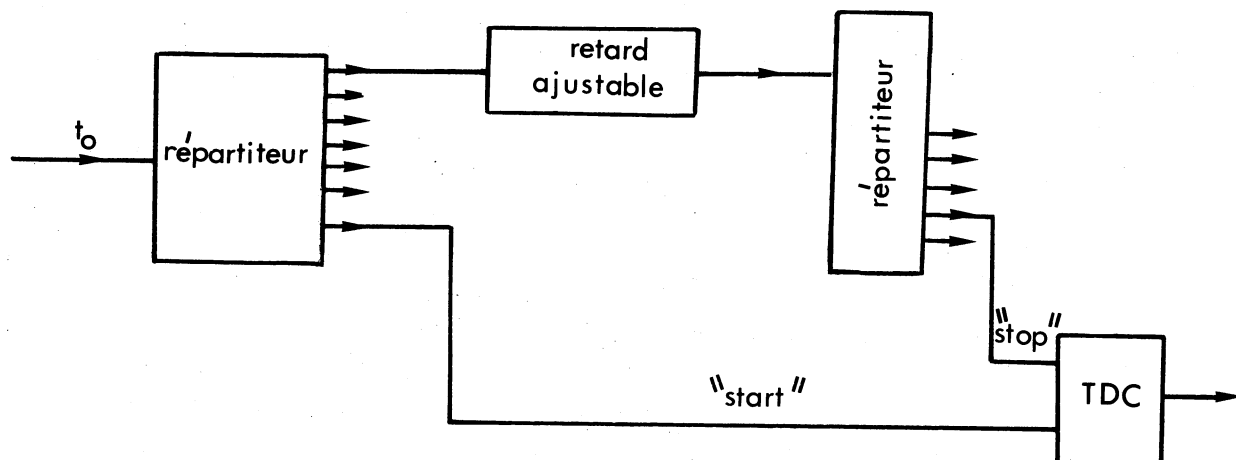


FIG. 2.11 : Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour l'étalonnage des T.D.C.

La Fig. 2.12 montre qu'il existe une relation linéaire entre la mesure du T.D.C. et le temps réel. Par programme, on calcule la pente et l'intersection avec l'axe des temps de la droite qui ajuste le mieux les points expérimentaux.

2-2-4 La détermination des temps de calibration " t_c ".

Les constantes de calibration " t_c " doivent être déterminées avec la meilleure précision possible. De plus on doit vérifier leur constance au cours du temps. Il faut donc utiliser une méthode précise et rapide. Seule la connaissance relative des constantes les unes par rapport aux autres est nécessaire car dans le calcul des masses elles n'interviennent que par leurs différences deux à deux.

Trois méthodes de calibration ont été essayées et développées par notre collaboration. La troisième est opérationnelle depuis peu. Les

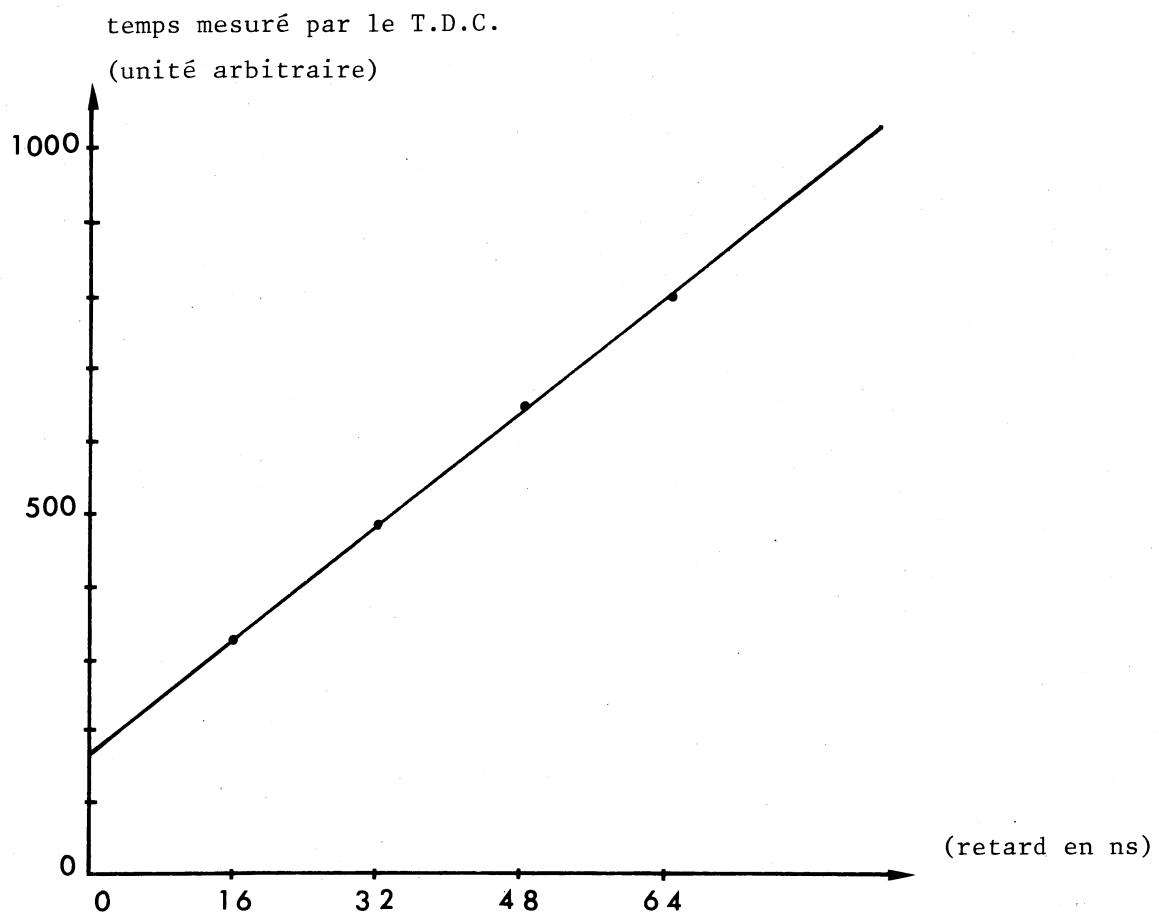


FIG. 2.12 : Un exemple d'étalonnage de T.D.C. - Cette représentation graphique montre qu'il existe une relation linéaire entre le retard introduit dans la chaîne électronique et le temps mesuré par le T.D.C.

voici brièvement résumées et présentées par ordre chronologique de mise au point :

2-2-4-1 Calibration par source radioactive :

On déplace successivement devant chaque grand compteur, à mi-hauteur et à distance constante un ensemble source radioactive/petit compteur (Fig. 2.13). On enregistre la distribution du temps mesuré par chaque T.D.C. La valeur moyenne de cette distribution est appelée "temps de calibration". Il est donc connu à une constante près : le temps de calibration du petit compteur de référence.

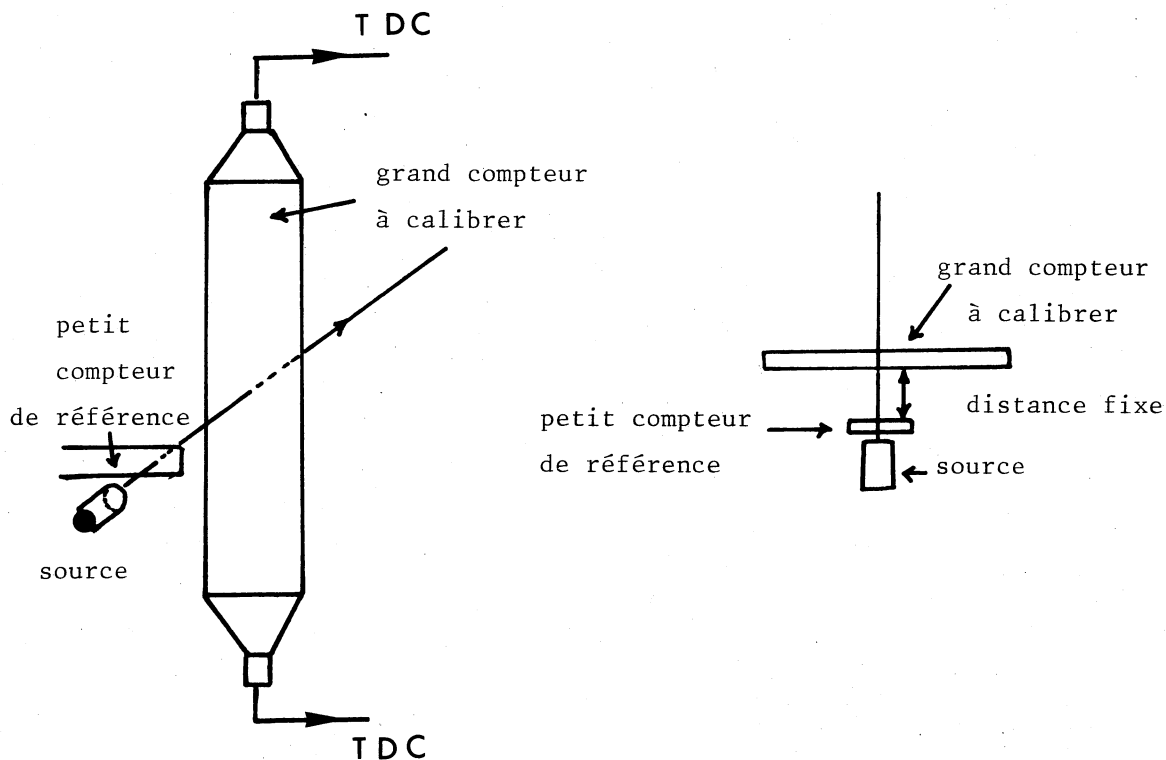


FIG. 2.13 : Représentation schématique du dispositif expérimental employé pour la calibration par source du détecteur de temps de vol.

Cette méthode permet d'obtenir une bonne précision : 0.2 ns (nombre basé sur la reproductibilité de la mesure) mais présente deux inconvénients :

- elle est longue (environ 15 mn par scintillateur)
- il faut pénétrer dans le tunnel des I.S.R. pour déplacer la source et le petit scintillateur de référence. D'où la possibilité de calibrer seulement avant ou après la prise de données. Cette méthode ne permet donc pas de suivre finement l'évolution du détecteur au cours du temps.

2-2-4-2 Calibration différée par utilisation d'événements réels.

On fait une hypothèse raisonnable sur la nature des particules

- "e" pour la particule déclenchante.
- "π" pour les particules secondaires.

et l'on déduit la constante de calibration " t_c " de chaque T.D.C.

Cette méthode est expliquée dans l'Appendice 2 qui contient de nombreux résultats faisant ressortir ses mérites :

- grande rapidité d'exécution (≈ 100 s 7600 C.D.C.)
- grande stabilité des solutions (pratiquement indépendantes du nombre de scintillateurs en jeu).

Le principal défaut de cette méthode est lié à l'hypothèse de masse que l'on doit faire pour la particule déclenchante et pour la particule secondaire. Un mauvais choix de l'une ou de l'autre entraîne une erreur sur le temps de calibration. Cependant en travaillant sur une grande statistique, on rend négligeable l'effet de ces erreurs occasionnelles.

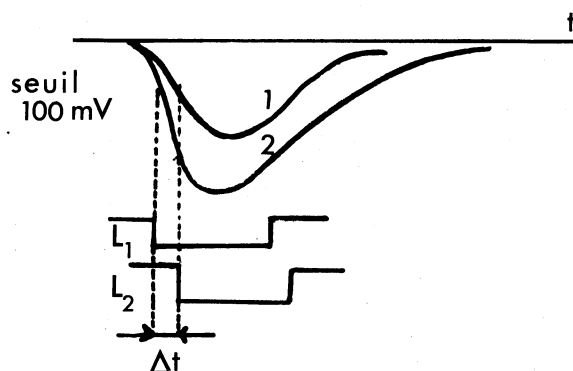
2-2-4-3 Calibration par arc pulsé :

Pour la prochaine expérience (fin 1979) un autre système de calibration vient d'être installé. Il est composé d'une source lumineuse pulsée (arc dans l'azote) distribuée par des chemins optiques égaux (fibre de quartz) sur chaque scintillateur. Avant la mise en service de ce système une comparaison avec la calibration par source sera effectuée.

2-2-5 La correction d'amplitude au temps du T.D.C. : Δt_{corr}

Le temps mesuré par le T.D.C. dépend de la forme du front de montée du signal du photomultiplicateur, donc de l'intégrale de ce signal et en conséquence de la mesure de l'A.D.C. (Le signal fourni par le photomultiplicateur est réparti sur l'A.D.C. : 20% et sur le T.D.C. : 80%).

Soit, par exemple, deux signaux 1 et 2



Le discriminateur à seuil générera deux signaux logiques L_1 et L_2 décalés dans le temps. Cette différence sera conservée au cours du transfert dans les cables et dans l'électronique.

La correction a été étudiée en faisceau test, puis avec événements réels aux I.S.R. Elle dépend de la charge mesurée par l'A.D.C. par la

relation :

$$\Delta t_{\text{corr}} = W \left[\frac{1}{\sqrt{C}} - \frac{1}{\sqrt{\langle C \rangle}} \right]$$

où C = charge mesurée par l'A.D.C.

$\langle C \rangle$ = charge moyenne mesurée par l'A.D.C.

W = constante

Cette étude a montré qu'il n'était pas nécessaire de définir un W par couple A.D.C./T.D.C. considéré ($W=270$ convient pour tous).

La Fig. 2.14 présente, superposée aux résultats expérimentaux, la courbe correspondant à cette paramétrisation.

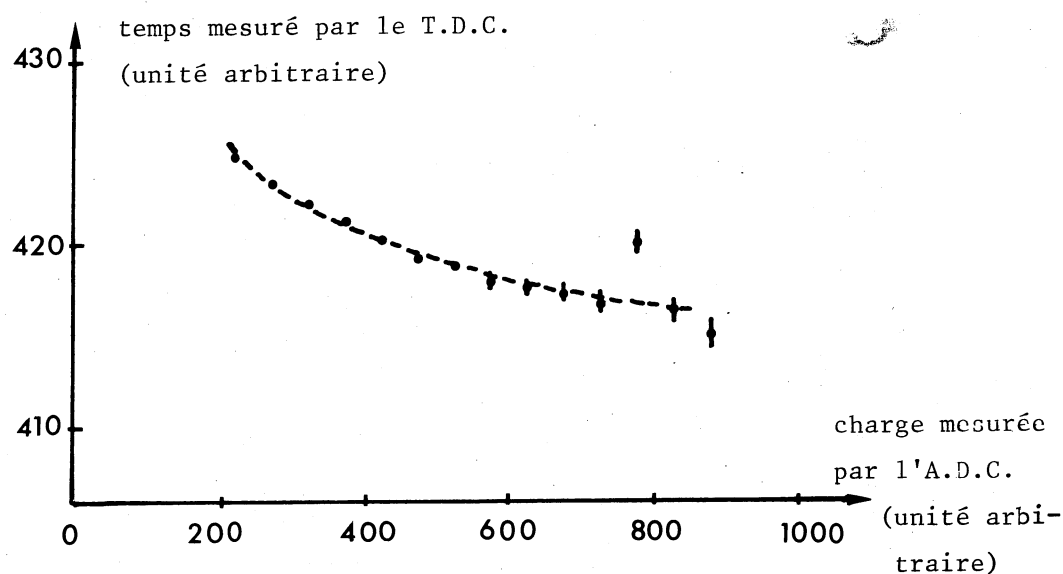


FIG. 2.14 : Etude en faisceau test de la corrélation entre la charge mesurée par l'A.D.C. (unité arbitraire) et le temps mesuré par le T.D.C. (unité arbitraire). La courbe en trait interrompu correspond à la correction définie dans le texte.

2-2-6 Précision en temps du détecteur T.O.F.

Chaque scintillateur est équipé de deux photomultiplicateurs (n et n + 1), on dispose donc de deux mesures de temps par compteur.

$$\left\{ \begin{array}{l} t_{TDC_n} = -t_o + t_f + t_{z_n} + t_{c_n} + \Delta t_{corr_n} \\ t_{TDC_{n+1}} = -t_o + t_f + t_{z_{n+1}} + t_{c_{n+1}} + \Delta t_{corr_{n+1}} \end{array} \right.$$

Soit

$$t_{TDC_n} - t_{TDC_{n+1}} = \underbrace{t_{z_n} - t_{z_{n+1}}}_{\frac{2H}{v}} + t_{c_n} - t_{c_{n+1}} + \Delta t_{corr_n} - \Delta t_{corr_{n+1}}$$

(2H = longueur du scintillateur

v = vitesse apparente de la lumière dans le scintillateur).

La précision en temps est obtenue par la largeur à mi-hauteur de la distribution :

$$\delta t = \frac{1}{2} \left[t_{TDC_n} - t_{TDC_{n+1}} - \frac{2H}{v} - t_{c_n} + t_{c_{n+1}} - \Delta t_{corr_n} + \Delta t_{corr_{n+1}} \right]$$

Pour un seul compteur en faisceau test, on obtient une précision d'environ 0.7 ns et pour l'ensemble des compteurs aux I.S.R. environ 0.9 ns (Fig.2.15). Ce nombre un peu plus grand pour le fonctionnement aux I.S.R. est dû aux incertitudes sur les temps de calibration.

2-2-7 Un exemple de séparation des particules par le détecteur de temps de vol.

Il s'agit ici d'un test effectué au P.S.* du C.E.R.N. (protons de 1.8 GeV/c avec contamination en pions). Les figures 2.16 montrent

* P.S. = Proton Synchrotron = synchrotron à protons.

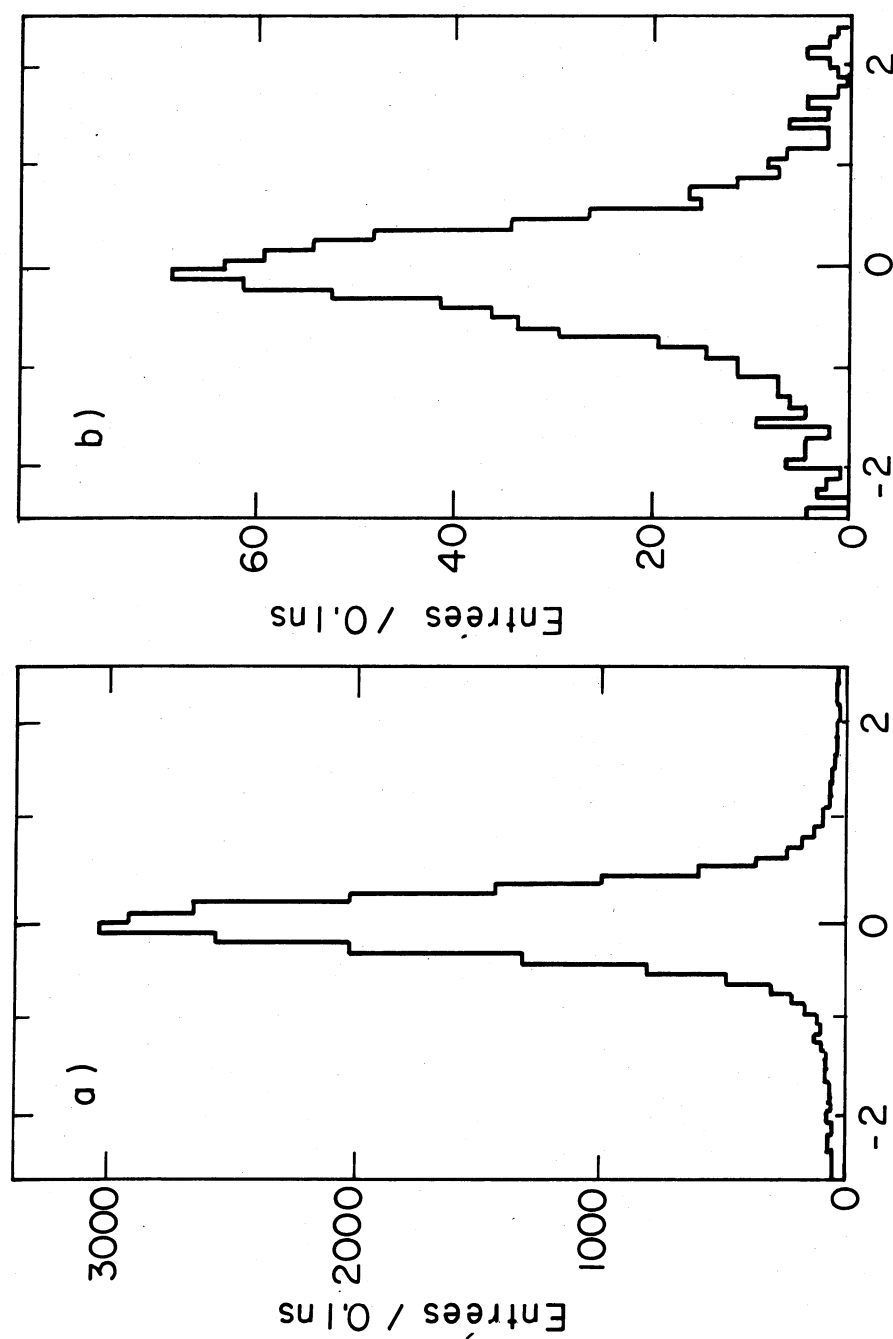


FIG. 2.15 : Etude de la précision en temps du détecteur de temps de vol :

a) faisceau test pour un compteur

b) aux I.S.R. pour l'ensemble des 67 compteurs.

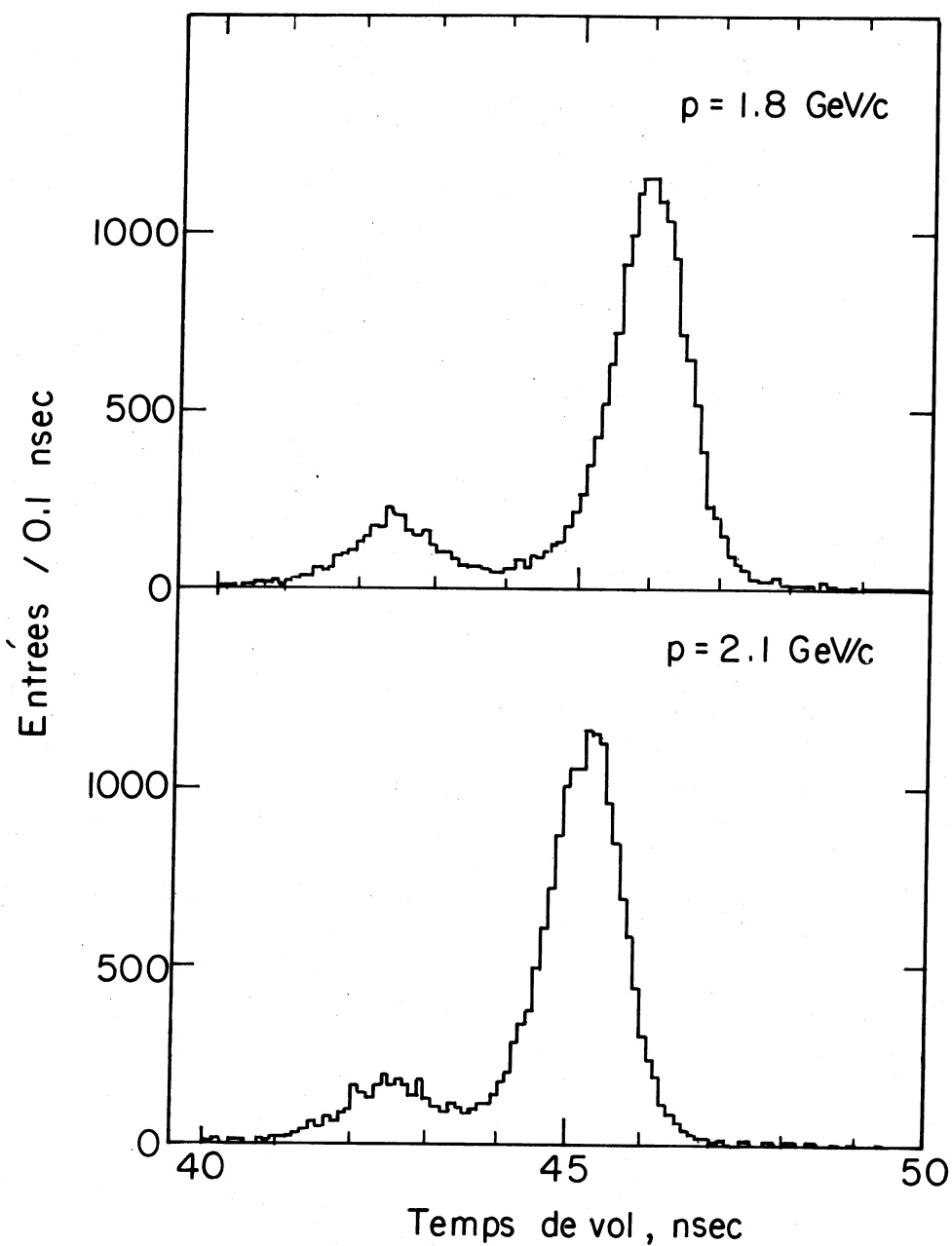


FIG. 2.16 : Etude de la séparation π^-/p par un compteur de temps de vol (faisceau test) pour deux impulsions 1.8 GeV/c et 2.1 GeV/c.

l'évolution du spectre obtenu en fonction de l'impulsion des protons.

Ces spectres ne donnent qu'une indication de ce que sera la résolution en masse du détecteur de temps de vol car ici ils ont été obtenus avec un compteur "t₀" ; de plus les coordonnées de l'impact de la particule étaient bien connues (centre du scintillateur) ainsi que la longueur de vol (11 m).

2 - 3 Les calculateurs en ligne et leur emploi.

Les contrôles en ligne et l'acquisition des données sont gérés par plusieurs calculateurs. A partir de Janvier 1978 nous disposions :

- d'un PDP 11/45 équipé de trois disques et associé à deux unités de bande magnétique 1600 bpi et une unité à haute densité 6250 bpi (6 fois plus rapide). Ce calculateur sert à l'échantillonnage des données (programmes en ligne) ainsi qu'à l'écriture des événements sur bande magnétique.

- d'un PDP 11/20 utilisé en ligne pour "filtrer" les données. Une estimation rapide de l'impulsion de la particule déclenchante permet de ne conserver que les événements pour lesquels cette impulsion est plus grande qu'un certain seuil (voir paragraphe 2-4-3)

- d'un PDP 11/10 servant de lien entre les différents calculateurs.

Les programmes utilisés en ligne sont des programmes "standard" C.E.R.N. écrits par la Division DATA du C.E.R.N. Certains programmes spécifiques à l'expérience ont été écrits par notre collaboration :

- contrôle des différentes échelles de comptage.
- calcul du pourcentage de particules passant dans les routes (voir § 2-4-2 : décision lente).

- Contrôle des différents équipements extérieurs : $\frac{dE}{dX}$, $\bar{C}$ et T.O.F.

Ces programmes permettent de visualiser au choix le fonctionnement de l'un de ces appareillages. Pour le T.O.F., par exemple, il est possible d'obtenir les spectres A.D.C. et T.D.C. d'un module entier ou d'un seul photomultiplicateur ainsi qu'une carte de fonctionnement global du T.O.F.

Les différentes connexions appareillage - calculateurs sont résumées Fig. 2.17.

2 - 4 Déclenchement de l'appareillage.

Un événement ne sera enregistré sur bande magnétique que si l'on a détecté un électron émis à environ 90° dans le centre de masse des I.S.R. et dont l'impulsion transverse est supérieure à $.4 \text{ GeV/c}$.

Les conditions qui seront décrites dans les paragraphes suivants ont donc pour but de vérifier :

- qu'il existe une trajectoire dans la région des $\bar{C}$.
- que les $\bar{C}$ ont donné un signal (la particule a alors une grande probabilité d'être un électron).
- que l'impulsion transverse est supérieure à 0.4 GeV/c .

On les a classées par temps de réponse croissants.

La Fig. 2.18 résume les différents éléments de la chaîne de transfert des informations "chambres" et permet de mieux comprendre où se placent les différentes conditions (Réf. 9).

2-4-1 Décision rapide (fast trigger) (temps de réponse $\simeq 490 \text{ ns}$).

On s'intéresse aux événements qui possèdent un électron dans le détecteur central (près de l'axe X) : l'une des conditions essentielles

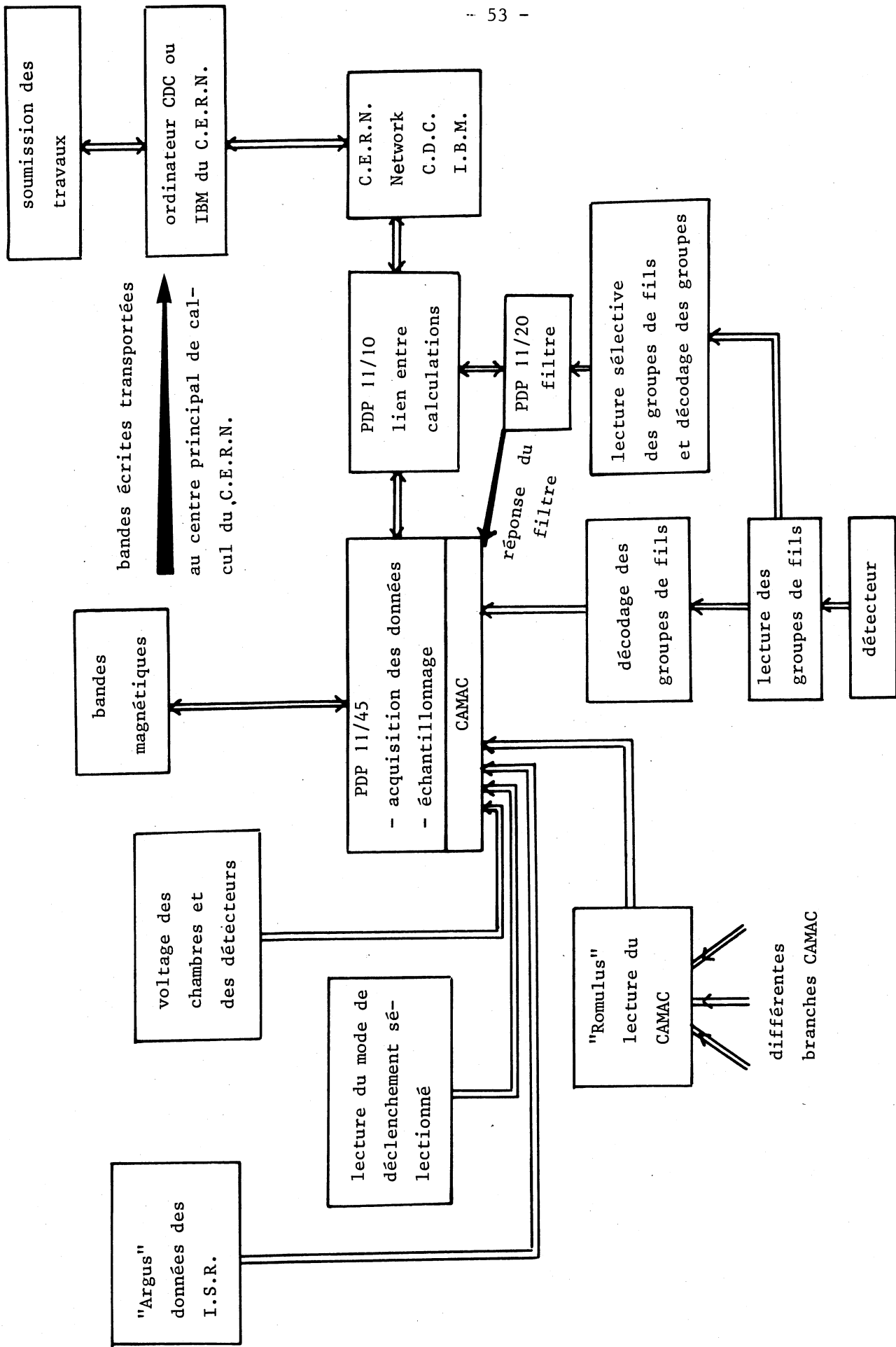


FIG. 2.17 : Représentation schématique du système d'acquisition des données.

≈ 490 ns

préamplificateur
câblé; discriminateur
à seuil.

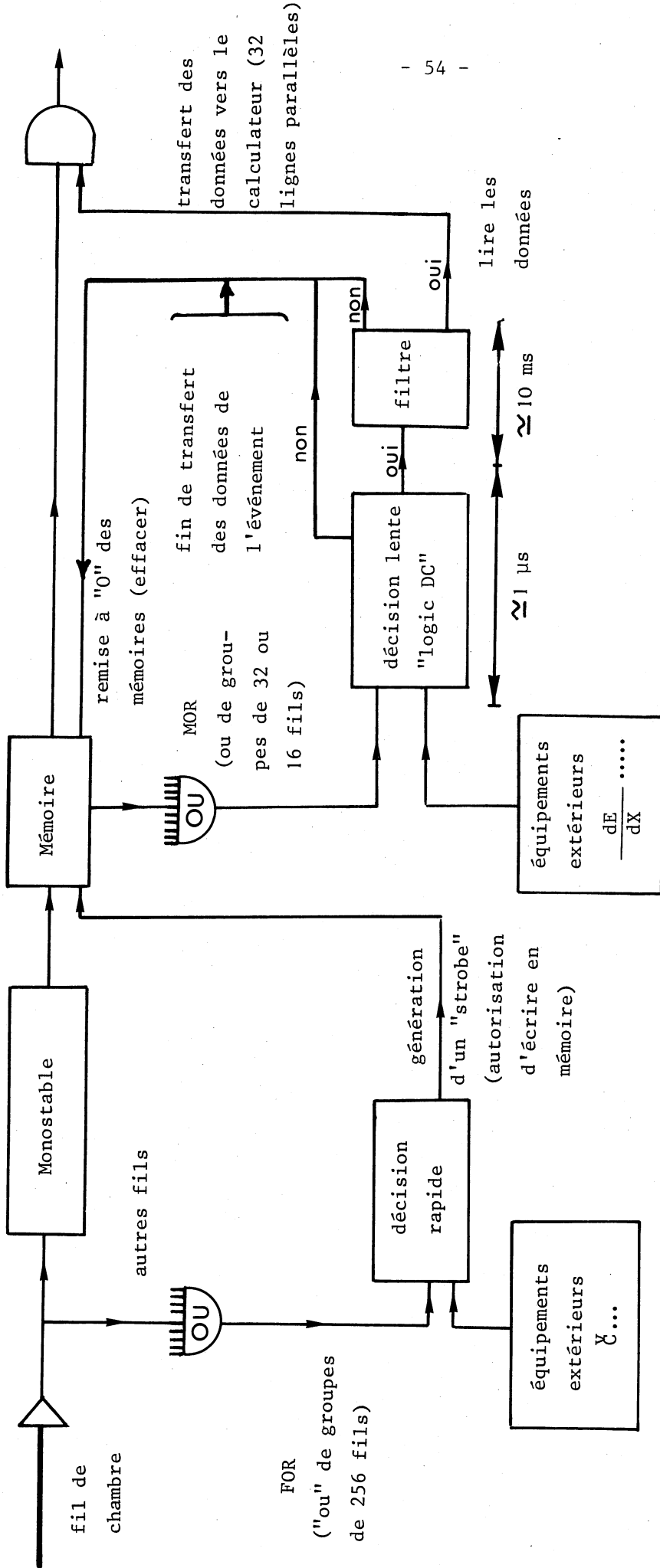


FIG. 2.18 : Représentation schématique de la chaîne électronique de mise sur bande des données et de la position des différentes conditions à satisfaire pour enregistrer un événement.

est d'avoir au moins une trace dans cette région donc des informations dans les plans qui s'y trouvent.

On lit sélectivement ces plans en s'assurant que chacun d'eux a été touché (par exemple ceux des chambres 200, 203 et 231 pour le cas de la Fig. 2.19).

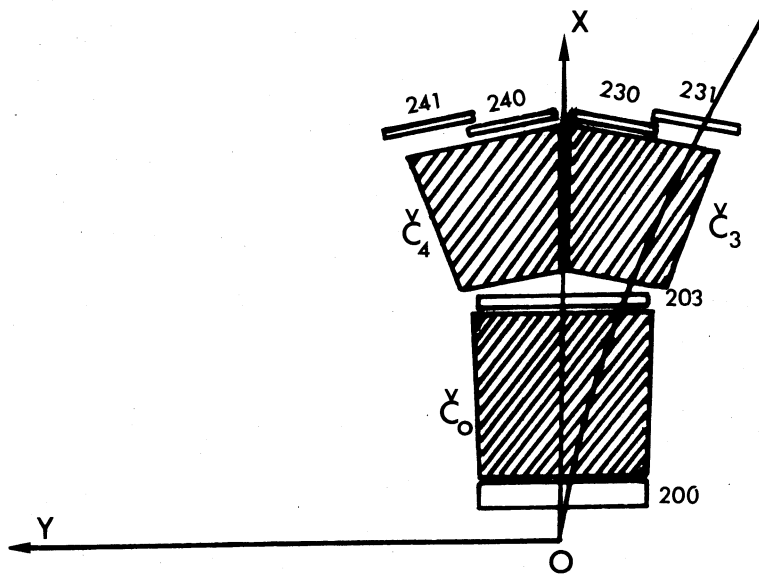


FIG. 2.19 : Les plans des chambres situées devant et derrière les $\bar{C}$ sont lus sélectivement afin de s'assurer que chacun d'eux a été touché.

C'est le "ou" logique d'un groupe de 256 fils d'un même plan qui est lu. La réponse est plus rapide que s'il fallait interroger chaque fil du plan (groupements appelés FOR = Fast OR = "ou logique" rapide).

Afin de reconnaître l'électron, on utilise les signaux qui proviennent des compteurs Cerenkov. On s'assure que l'on a recueilli un

signal au-dessus du bruit de fond à la fois dans $\bar{C}_0$ et dans $\bar{C}_3$ ou $\bar{C}_4$.

Comme chaque compteur Cerenkov est vu par quatre photomultiplicateurs, on découpe le domaine de l'électron en sous-ensembles en imposant, par exemple, que seuls un P.M. de $\bar{C}_0$ et un P.M. de $\bar{C}_3$ soient touchés. Afin de réduire la contamination en doubles traces on demande que la hauteur du signal soit comprise entre deux limites (seuil haut et seuil bas).

Si toutes ces conditions sont satisfaites, les signaux des fils sont mis en mémoire et il y a production de signaux MOR (Memory OR = "ou logique" d'un groupe de 16 ou de 32 fils appartenant à un plan. Les "MOR" sont utilisés dans la décision lente (Fig. 2.18).

2-4-2 Décision lente (appelée "DC logic" ou logique à niveaux électroniques) - temps de réponse $\approx 1 \mu s$.

Jusqu'ici nous savons qu'un certain nombre de plans ont été touchés, mais les points d'impact correspondent-ils à une trajectoire réelle ?

Le but de la logique à niveaux est de répondre à cette question en un minimum de temps en comparant les fils touchés à une "liste type" pré-cablée et qui correspond à une véritable trajectoire.

Afin d'obtenir rapidement une réponse, on ne lit pas chaque fil individuellement mais le groupe de 16 ou de 32 fils, appelé MOR, qui contient le fil touché (MOR = Memory OR = ou des mémoires). On compare les numéros des groupements touchés avec une "liste type" qui définit une route.

2-4-2-1 Les routes.

Une route est le domaine de l'espace emprunté par les particules allant d'un groupement N_i appartenant au plan le plus pro-

che de la zone d'interaction (vertex) à un groupement N_f appartenant au plan le plus éloigné de cette zone d'interaction.

Par simulation on génère des particules allant de N_i à N_f et l'on établit la liste des groupements touchés intermédiaires (elle dépend de la charge). La Fig. 2.20 illustre cette procédure.

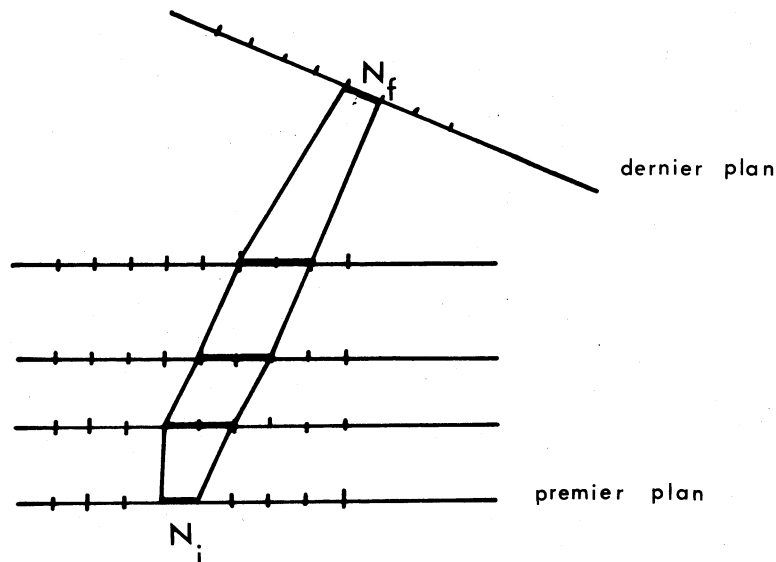


FIG. 2.20 : Route allant de N_i à N_f . Dans chaque plan intermédiaire deux groupements peuvent être touchés.

2-4-2-2 Les "DC logic".

Les routes issues d'un même groupement de fils et qui se dirigent vers une chambre sont regroupées dans une même "DC logic". On a au maximum 16 routes correspondant aux 16 groupes de 16 fils de la

chambre.

Pour le déclenchement électron, nous avons 7 "DC logic" :

- une incluant les plans à fils horizontaux.
- six pour les fils verticaux.

On peut donner une représentation matricielle de chaque "DC logic". L'élément de matrice DC_{ij} est défini comme le numéro (ou les numéros) des groupes de 16 fils (ou de 32 fils) pour le plan d'indice i et pour la route $n^{\circ} j$.

A titre d'exemple, voici les 10 premières routes de DC 3 :

(	n° de la route: (numéro (de plan	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)				
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)					
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)					
		1	2	3	4	5	6	7	8	)								
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
		:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)						
(	230 11	:	1	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6	:	7	:	8	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	230 11	:	14-15	:	13-14	:	12-14	:	11-12	:	10-12	:	9-11	:	7-10	:	6-8	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	200 14	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	13-15	:	13-15	:	13-15	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	200 13	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	200 12	:	15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	:	14-15	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	200 11	:	15	:	15	:	15	:	15	:	15	:	15	:	15	:	15	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)

Ces matrices sont câblées dans des circuits électroni-

ques qui acceptent les MOR venant des chambres et donnent un signal de sortie dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de routes satisfaites (niveaux continus quantifiés).

Un signal de niveau 1 signifie que les groupements touchés correspondent à une route (DC oui) ; en absence de signal, qu'ils ne sont pas compatibles avec une seule route (DC non).

Si aucune route n'est satisfaite, un ordre d'effacement de la mémoire est envoyé (fast CLEAR) et les chambres sont réactivées. Dans l'autre cas, une partie des données de chambres est envoyée au calculateur "filtre" (Fig. 2.18).

2-4-3 Décision du filtre en ligne (temps de réponse ≈ 10 ms) (Réf. 10).

On a montré dans l'introduction que les électrons qui proviennent de la désintégration semi-leptonique du D sont de bas p_T (Fig. 1.3). De plus, si l'on désire que le rapport $\frac{\text{électrons de bruit de fond}}{\text{électrons dûs au charme}}$ soit

inférieur à 1, il faut rejeter les électrons de p_T inférieur à .4 GeV/c. On réalise ainsi un compromis entre la nécessité de se placer à bas p_T pour bénéficier au maximum de la production des particules charmées et à un p_T suffisamment grand pour diminuer le bruit de fond.

Le but du programme filtre est donc de répondre "garder l'événement" si l'impulsion de la particule déclenchante est supérieure à la valeur seuil p_s (en expérience $p_s = .4$ GeV/c).

Pour celà il faut :

- reconstruire la trajectoire.
- estimer l'impulsion et la comparer à p_s

en un minimum de temps. Le programme filtre est donc un programme simplifié par rapport à celui utilisé pour la reconstruction complète d'un événement. En particulier l'estimation de l'impulsion n'est pas poussée à

son maximum. Dans ce cas encore on essaye de réaliser le meilleur compromis possible entre la nécessité d'avoir un court temps de réponse, une bonne efficacité de reconnaissance et de reconstruction des traces et une détermination de l'impulsion avec une erreur moyenne raisonnable.

La qualité du filtre a été étudiée sur un lot d'événements réels. On enregistre sur bande magnétique tous les événements sans tenir compte de la réponse du filtre en ligne. On reconstruit les traces avec le programme le plus complet utilisé pour l'analyse des événements et indépendamment avec le programme filtre. Et on compare les caractéristiques des traces reconstruites par chacun d'eux.

On définit deux efficacités :

a) E_{ret} = efficacité de rétention du filtre.

$$E_{ret} = \frac{\text{nombre de traces reconstruites par le filtre et d'impulsion } p > p_s}{\text{nombre de traces restructuribles et d'impulsion } p > p_s}$$

L'efficacité E_{ret} a été étudiée en fonction de l'impulsion seuil p_s (tableau 2.2). E_{ret} croît avec p_s car il est plus difficile de reconstruire les traces de basse impulsion.

	(TOUTES IMPULSIONS : :)																	
	(p _s = 0. GeV/c :)				(p _s = .5 GeV/c :)				(p _s = .8 GeV/c :)									
	(:)				(:)				(:)									
(CHARGE	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:				
(	:	+	:	-	:+ et -:	+	:	-	:+ et -:	+	:	-	:+ et -:	-				
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:				
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:				
(E _{ret} (%)	:	78.4	:	76.	:	77.1	:	81.6	:	80.7	:	81.2	:	82.0	:	82.1	:	82.0
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:

TABLEAU 2.2 : Efficacité de rétention E_{ret} en pourcent du filtre en fonction de l'impulsion seuil p_s .

b) E_{rej} = efficacité de réjection.

$$E_{\text{rej}} = \frac{\text{nombre de traces reconstruites par le filtre et d'impulsion } p < p_s}{\text{nombre de traces restructibles et d'impulsion } p < p_s}$$

Pour $p_s = .5 \text{ GeV/c}$ on a trouvé $E_{\text{rej}} \simeq 99\%$

Le programme filtre rejette donc environ 20% des traces qu'il devrait garder. Par contre cette perte de "bons événements" est compensée par le fait que l'on est sûr que la trajectoire de la particule déclenchante est restructible. On élimine ainsi les faux déclenchements dû à une association fortuite de groupes touchés imitant une trace réelle au niveau de la décision lente. De plus, grâce à la coupure en p_T , on diminue le taux de comptage et l'on obtient ainsi un nombre de déclenchements par seconde compatible avec les possibilités d'écriture sur bande magnétique (voir 2-4-4).

En ligne si la réponse du filtre est "garder l'événement", un ordre de lecture des fils (READ) est envoyé et les données sont transférées vers le calculateur. A la fin du transfert, un ordre d'effacement de la mémoire est généré (Fig. 2.18).

2-4-4 Quelques nombres.

A titre d'exemple, le tableau 2.3 indique les taux de comptage (en réponses/seconde) après chaque condition, pour les deux types de déclenchement "électron" et "pion" et pour une luminosité de $1.10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. (Pour le cas pion, on enlève les conditions Cerenkov dans la logique de déclenchement).

Le taux de 10.5/s pour les électrons correspond à la vitesse maximale d'écriture sur bande magnétique. En cours d'expérience nous avons reçu un dérouleur rapide qui permet d'écrire environ 60 événements par seconde.

	Déclenchement	
	électron	pion
au moins un fil vertical et 1 fil horizontal touchés dans le détecteur complet	$437 \cdot 10^3$	$437 \cdot 10^3$
après décision rapide : 1 trace du coté $Y > 0$.	163	$18.07 \cdot 10^3$
1 trace du coté $Y < 0$.	202	$19.87 \cdot 10^3$
après décision lente (DC) coté $Y > 0$.	22	1443
coté $Y < 0$.	25	1399
écriture sur bande magnétique (après "filtre")	10.5	limitée seulement par la vitesse d'écriture sur bande magnétique.

TABEAU 2.3 : Les taux de comptage après chaque condition imposée à la particule déclenchante. (en réponses/seconde)

CHAPITRE 3

ANALYSE DES DONNEES : DE L'EVENEMENT A LA D.S.T.*

3 - 1 Généralités.

Les programmes de recherche de traces et de reconstruction ont été conçus et mis au point par notre collaboration. Ils utilisent les facilités de programmation développées au C.E.R.N. : gestion de l'édition par "Patchy" et des banques de données et de traitement par HYDRA. Le système de "banks" chaînés les uns aux autres est bien adapté à notre type d'expérience.

Parallèlement à la mise au point de programmes d'utilisation générale pour le S.F.M., toute une série de programmes spécialisés furent développés. Leur but est d'étudier et de mieux comprendre le fonctionnement des détecteurs $\frac{dE}{dX}$, Cerenkov et T.O.F.

Des programmes spéciaux d'alignement permettent d'affiner et de contrôler les positions données par les géomètres. Dans ce cas le S.F.M. est déclenché soit par rayons cosmiques (μ), soit par les produits de la collision p p sans champ magnétique dans le S.F.M.

3 - 2 Structure de la chaîne de programmes.

Le but essentiel est de reconnaître et de reconstruire le maximum possible de traces que l'on doit ensuite associer à un vertex (la recher-

* D.S.T. = Data Summary Tape = bande magnétique sur laquelle on n'écrit que les données utiles à l'analyse de l'événement.

che de vertex secondaires fait l'objet d'une étude particulière liée à la recherche des particules charmées : voies de désintégration comportant des V^0).

3-2-1 Recherche de traces.

Les "candidats trace" sont d'abord trouvés dans chaque projection et associés en utilisant une paramétrisation linéaire. Afin de faciliter cette recherche, le détecteur complet est divisé en sous-ensembles contenant différents plans (pour plus de commodité, on choisit des plans tous parallèles entre eux : on dit qu'ils appartiennent au même "télescope").

3-2-2 Reconstructon des traces :

Le champ étant fortement variable, les méthodes d'ajustement itératif employées précédemment (anciennes expériences du S.F.M.) sont longues. La méthode "quintic spline" utilisée maintenant est deux à trois fois plus rapide.

Afin de tester les possibilités de recherche et de reconstruction des traces, la chaîne est appliquée sur des événements simulés. On obtient finalement une carte des efficacités de la reconstruction. On modifie alors les programmes pour améliorer les régions médiocrement reconstruites.

Un autre contrôle visuel consiste à prendre un petit lot d'événements à reconstruire. On symbolise par des points les informations des chambres et à main levée on trace les trajectoires en tenant compte des 3 projections disponibles. On compare ensuite l'événement ainsi reconstruit avec ce que trouve le programme. Cette méthode est longue (1 h par événement) mais efficace pour la mise au point des programmes. En effet, sachant que telle trace doit être trouvée par le programme, on recherche pourquoi elle n'est pas reconstruite et l'on modifie le programme en conséquence.

3-2-3 Extrapolation des traces jusqu'à certains détecteurs extérieurs (T.O.F., par exemple).

La chaîne "normale" des programmes ne reconstruit les traces que dans l'entrefer de l'aimant : jusqu'à la dernière chambre de chaque télescope située dans le champ magnétique. Pour utiliser le détecteur de temps de vol, il est nécessaire d'extrapoler les traces sur des distances pouvant atteindre 2 m avec la meilleure précision possible.

Deux méthodes ont été étudiées :

a) "Suivage" de la trace dans le champ magnétique et à l'extérieur de l'entrefer avec correction de la trajectoire en utilisant les coordonnées fournies par les chambres placées derrière les Cerenkovs et devant le détecteur T.O.F. Ces chambres ne contiennent que des plans de fils verticaux et ne peuvent être utilisées que pour corriger la projection de la trajectoire dans le plan horizontal.

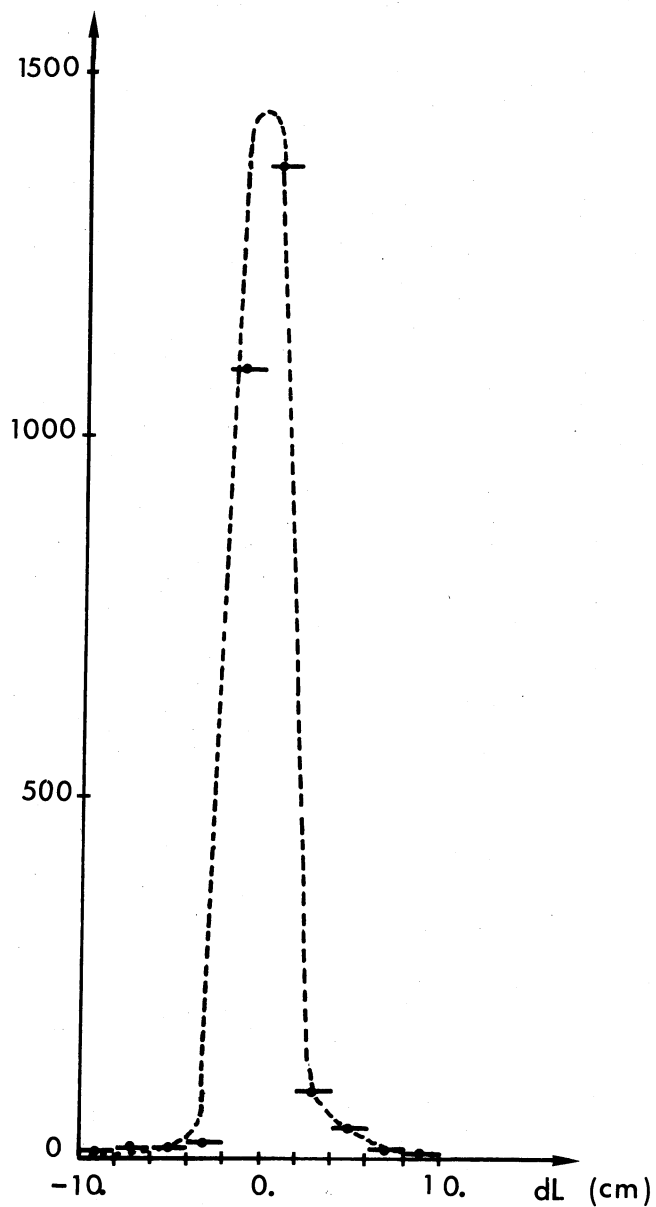
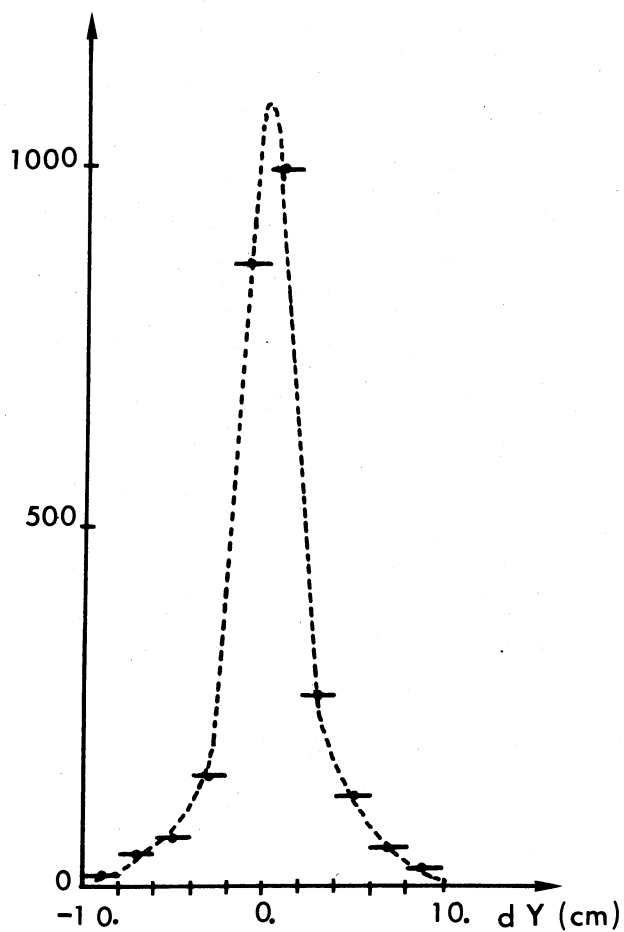
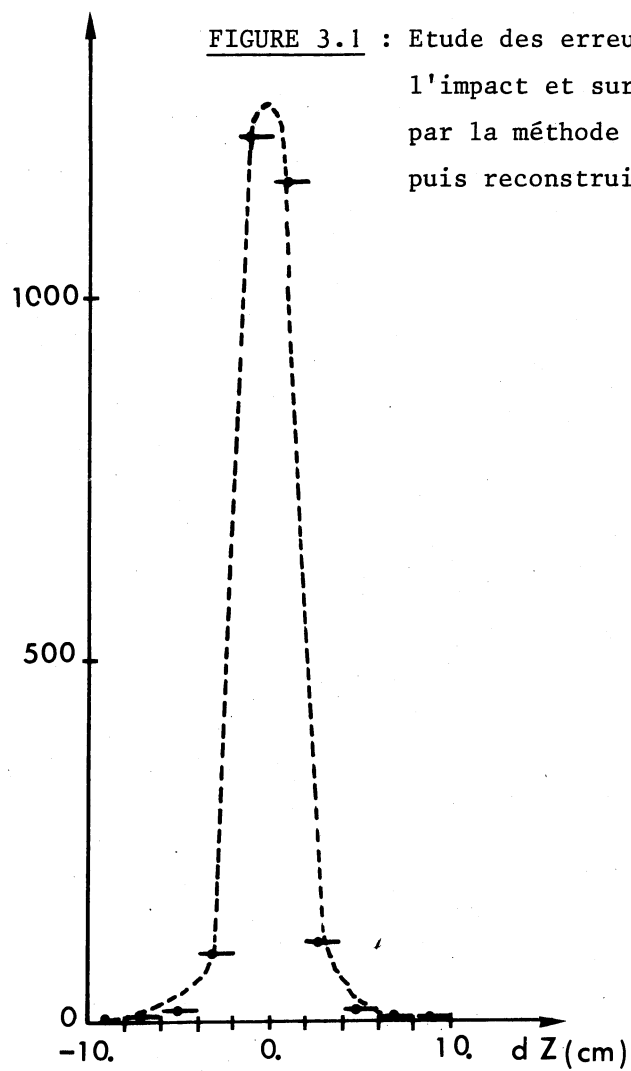
La Fig. 3.1 présente les distributions des erreurs dY , dZ et dL obtenues par cette méthode. Celles-ci résultent d'une simulation et sont valables pour les pions. Elles donnent une limite inférieure de ce que seront les erreurs d'extrapolation pour les traces réelles.

Le tableau 3.1 présente les écarts-types des distributions dY , dZ et dL pour les π , les K et les p.

Le tableau 3.2 présente les écarts type des distributions dL obtenues en considérant seulement les incertitudes ΔZ ou ΔL . Le Δt final est obtenu en combinant toutes ces erreurs.

Cette méthode a l'inconvénient d'être longue car à priori on ne sait pas quelle est la chambre de destination. Il faut donc calculer l'intersection de la trajectoire avec chaque plan de fils, vérifier si l'on est entre les limites de la chambre et comparer la position de l'impact avec les coordonnées des fils touchés.

FIGURE 3.1 : Etude des erreurs dY , dZ et dL sur les coordonnées Y et Z de l'impact et sur la longueur L de la trajectoire obtenues par la méthode de suivi des traces (événements π simulés puis reconstruits).



	(		:		:		)
	(	σ_Y (cm)	:	σ_Z (cm)	:	σ_L (cm)	)
	(		:		:		)
	(	π	:		:		)
	(	3.8	:	2.3	:	2.2	)
	(		:		:		)
	(	K	:		:		)
	(	5.9	:	6.6	:	6.8	)
	(		:		:		)
	(	p	:		:		)
	(	3.7	:	1.1	:	1.0	)
	(		:		:		)

TABLEAU 3.1 : écart type des distributions dY, dZ et dL pour π , K et p.

	(		:		:		)
	(	σ_{tZ} (ns)	:	σ_{tL} (ns)	:		)
	(		:		:		)
	(	π	:		:		)
	(	$1.53 \cdot 10^{-1}$	:	$7.40 \cdot 10^{-2}$	:		)
	(		:		:		)
	(	K	:		:		)
	(	$4.40 \cdot 10^{-1}$	:	$2.50 \cdot 10^{-1}$	:		)
	(		:		:		)
	(	p	:		:		)
	(	$7.33 \cdot 10^{-2}$	:	$4.57 \cdot 10^{-2}$	:		)
	(		:		:		)

TABLEAU 3.2

Ecart type de la distribution dt correspondant à l'erreur dZ et dL (vitesse apparente de déplacement de la lumière dans le scintillateur 15 cm/ns. On a considéré ici des particules d'impulsion = 1. GeV/c).

b) Utilisation de la corrélation entre les paramètres de la trace et les chambres de destination.

Afin d'alléger la procédure de recherche, on définit pour chaque chambre et pour les traces de rapidité y et d'impulsion transverse p_T (appartenant au domaine $(y, \Delta y)$, $(p_T, \Delta p_T)$) quelles sont les chambres de destination possibles. On ne calcule l'intersection de la trajectoire qu'avec celles-ci.

Le principe de la correction de la trajectoire est encore appliqué ici. Quand le module T.O.F. est atteint, toutes les coordonnées des impacts situés à l'intérieur d'un "tube" centré sur la trajectoire sont considérées et servent à reconstruire la trajectoire dans un nouvel ajustement. On obtient ainsi une meilleure estimation de l'impulsion et de l'impact de la particule dans le module T.O.F.

3-2-4 Evaluation de la masse des particules touchant le T.O.F.

1ère méthode :

On impose la masse de l'électron à la particule qui a déclenché l'appareillage. Connaissant la longueur de sa trajectoire, son impulsion et son impact dans le détecteur de temps de vol, on en déduit le temps " t_0 " de l'événement, puis le temps de vol des particules secondaires t_f et leur masse par la relation :

$$t_f = \frac{L}{C} \frac{E}{P} \quad \Rightarrow \quad m^2 = P^2 \left[\frac{C^2 t_f^2}{L^2} - 1 \right]$$

$$\Rightarrow \quad dt_f = \frac{dL}{L} t_f + t_f \frac{E}{P} \left[\frac{dP}{P} - \frac{dm}{m} \right]$$

La Fig. 3.2 présente la distribution de la masse des secondaires et la Fig. 3.3 la distribution de $\frac{\Delta m}{m}$

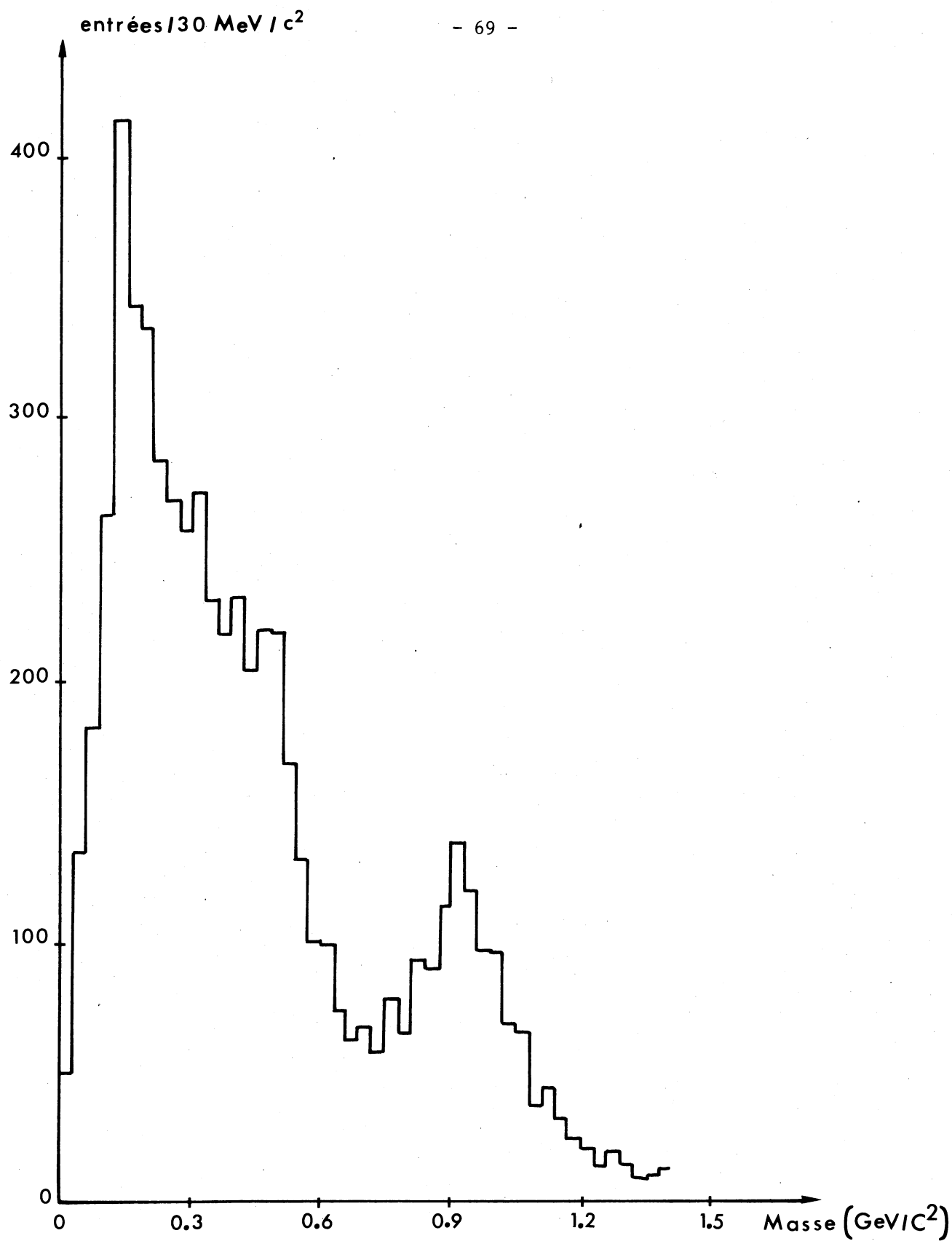


FIGURE 3.2 : Distribution de masse des particules qui atteignent le détecteur de temps de vol.

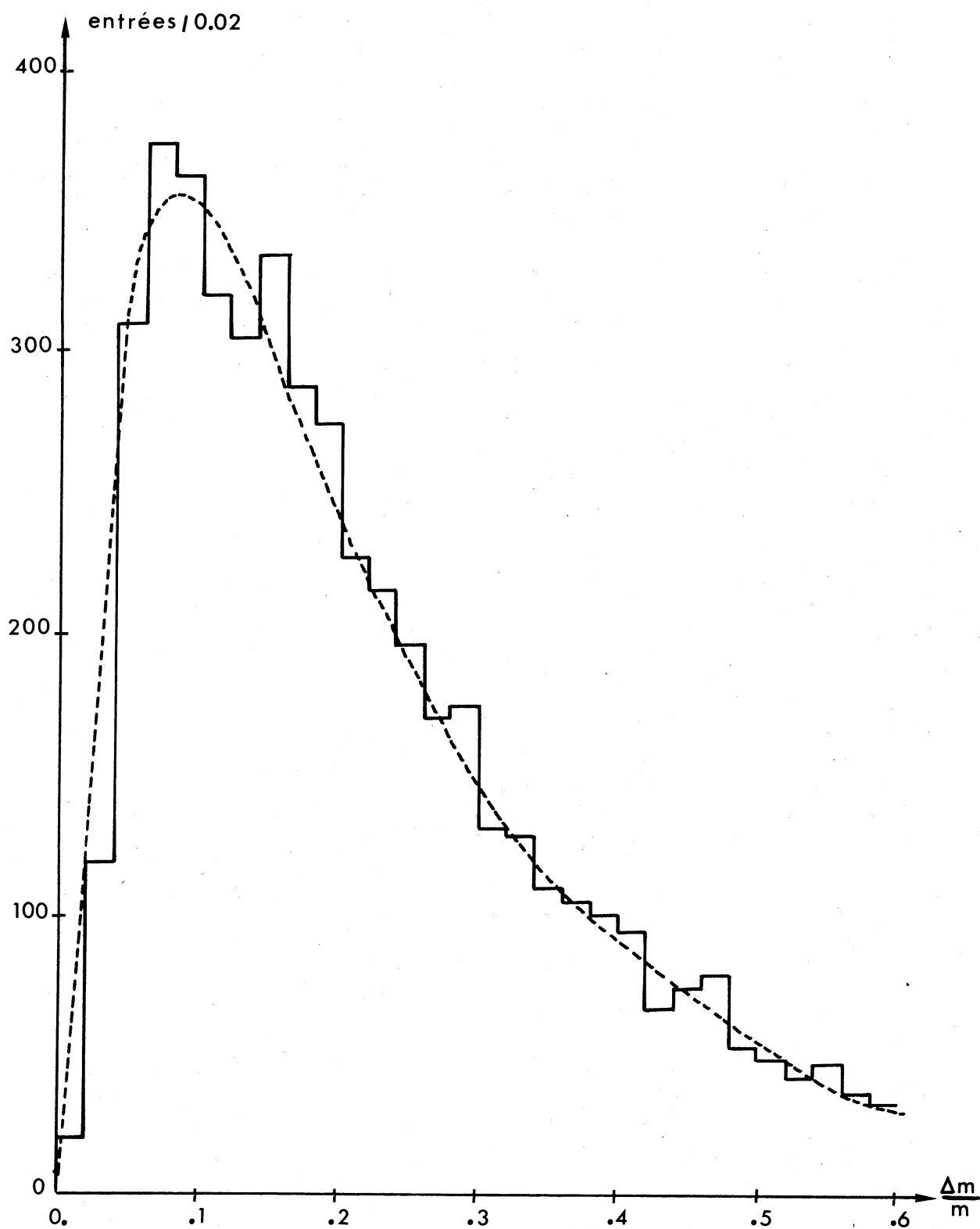


FIGURE 3.3 : Distribution de l'incertitude relative $\Delta m/m$ des particules qui atteignent le détecteur de temps de vol.

Sur le diagramme $\beta = \frac{v}{c}$ fonction de p (Fig. 3.4), on distingue nettement les domaines des π , des K et des p.

2ème méthode :

On ne privilégie aucune particule et la détermination des masses résulte d'un ajustement global (Réf. 1).

Pour chaque particule, on fait quatre hypothèses de masse : e, π , K et p. Pour chaque combinaison, on obtient donc un " t_0 " et un " dt_0 " par trace. On calcule un χ^2 à partir des écarts des " t_0 " au " t_0 moyen" et l'on définit une probabilité pour cette combinaison. On classe les combinaisons par probabilités décroissantes ; celles à probabilités trop faibles sont rejetées.

Les résultats des deux méthodes d'identification sont écrites sur D.S.T. Chaque physicien peut alors choisir l'une ou l'autre ou utiliser les deux à la fois.

3 - 3 Sélection des données utilisées pour cette étude :

3-3-1 Pourquoi une sélection ?

Les événements sont à multiplicité moyenne élevée :

$\langle n_{ch} \rangle = 17$ (la Fig. 3.5 présente un exemple d'événement reconstitué en projection dans le plan horizontal XOY). Le temps nécessaire à la reconstruction complète d'un événement est de l'ordre de 1.7 s (C.D.C. 7600), 5 s (I.B.M. 370) ou 8 s (C.D.C. 6600). Supposons que l'on veuille reconstruire les 11 363 795 événements enregistrés lors de la dernière période de prises de données. Il faudrait :

$$\begin{aligned} 11\,363\,795 \times 1.7 &= 19\,318\,845 \text{ s} \\ &\approx 5\,366 \text{ h} \\ &\approx 266 \text{ j.} \end{aligned}$$

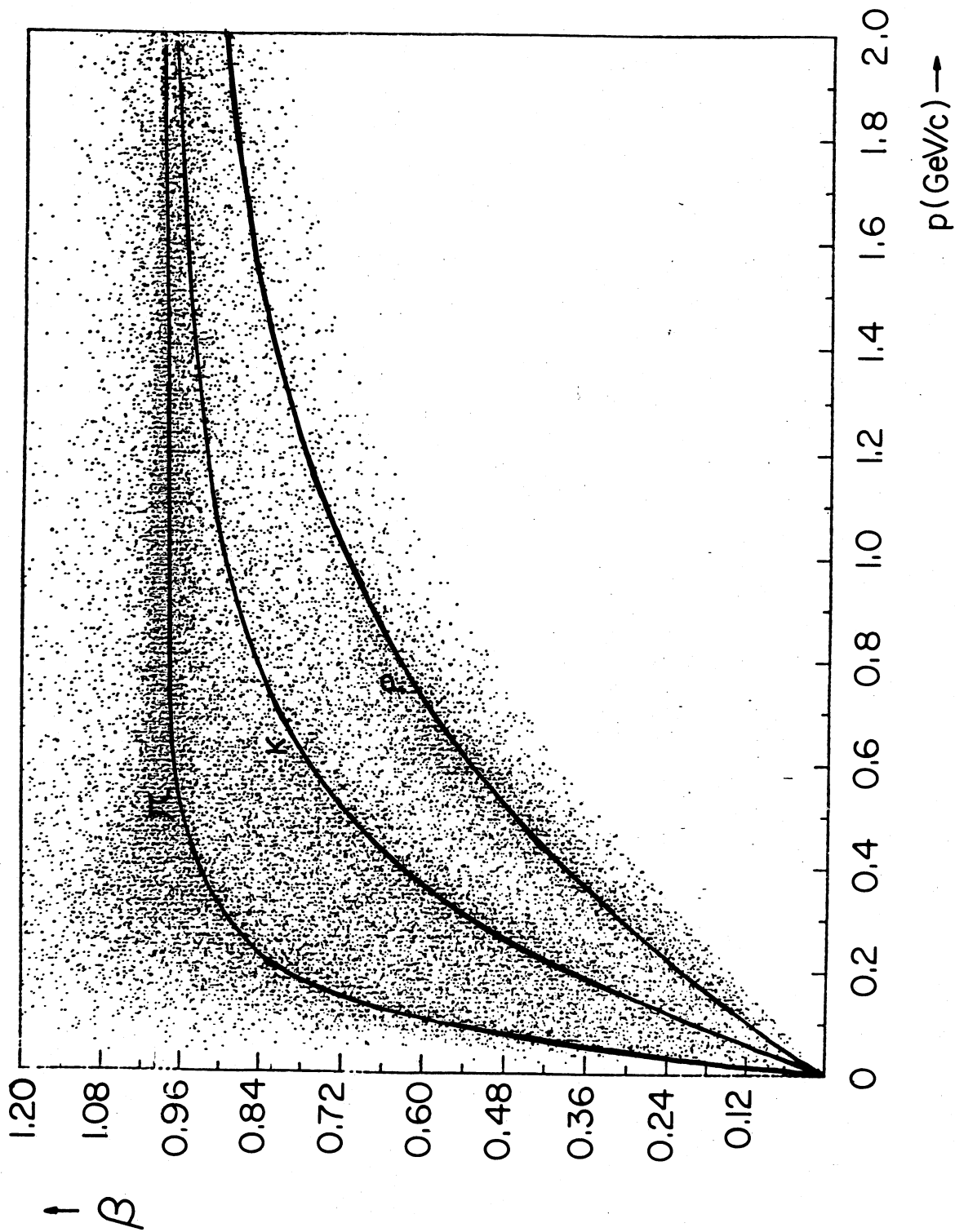


FIGURE 3.4 : Diagramme à deux dimensions : $\beta = \frac{v}{c}$ fonction de l'impulsion p pour les particules qui atteignent le détecteur de temps de vol. Ici β est calculé avec l'hypothèse électron pour la particule qui a déclenché l'appareillage.

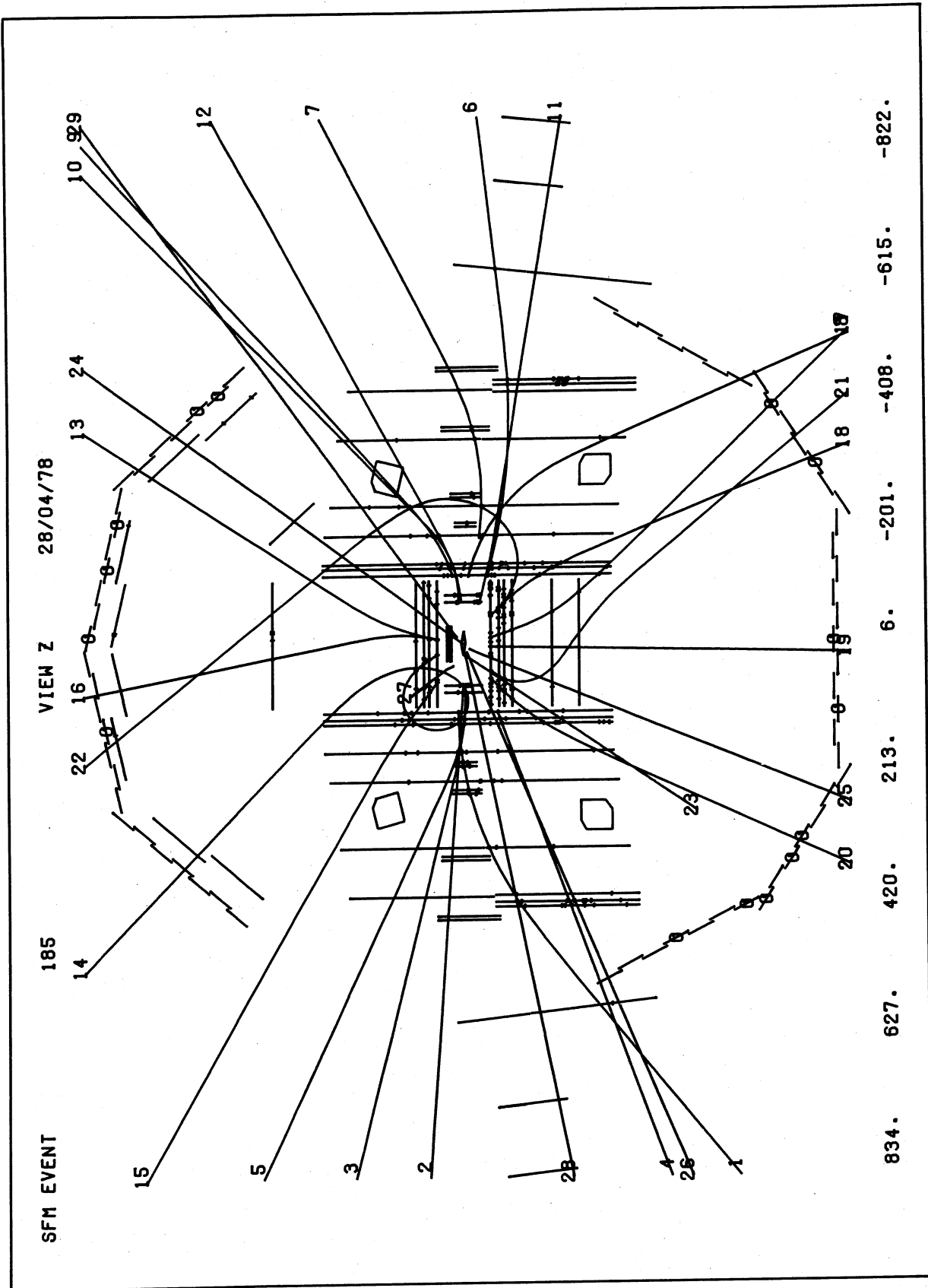
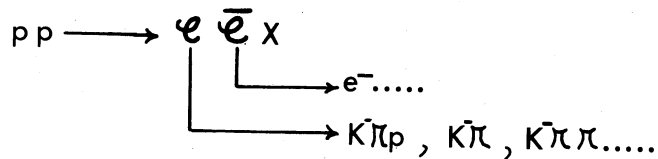


FIGURE 3.5 : Représentation dans le plan XOY des 29 traces reconstruites d'un événement e^+ (trace n° 16).

D'une part ceci dépasse largement le temps calcul attribué à notre collaboration et d'autre part, c'eût été complètement stupide de tout calculer étant donné que malgré tous les tests effectués en ligne, on n'est pas sûr que la particule déclenchante soit un "vrai électron".

3-3-2 La sélection :

Elle a pour but d'enrichir les données en événements du type :



Par simulation on a montré qu'environ 50% des particules "lourdes" (K ou p) provenant de la désintégration des particules chargées se trouvent dans le détecteur central "inside" et sont donc susceptibles d'être identifiées dans le module T.O.F. 700 (Fig. 3.6).

La sélection va donc :

- reconnaître l'électron : sélection 1.
- reconstruire les traces de la région centrale "inside" : sélection 2.
- extrapoler ces traces jusqu'au module T.O.F. 700, calculer la masse des particules et n'accepter que les événements ayant au moins une trace à masse supérieure à une certaine masse seuil : sélection 3.

Donnons quelques commentaires et nombres pour chacune de ces sélections.

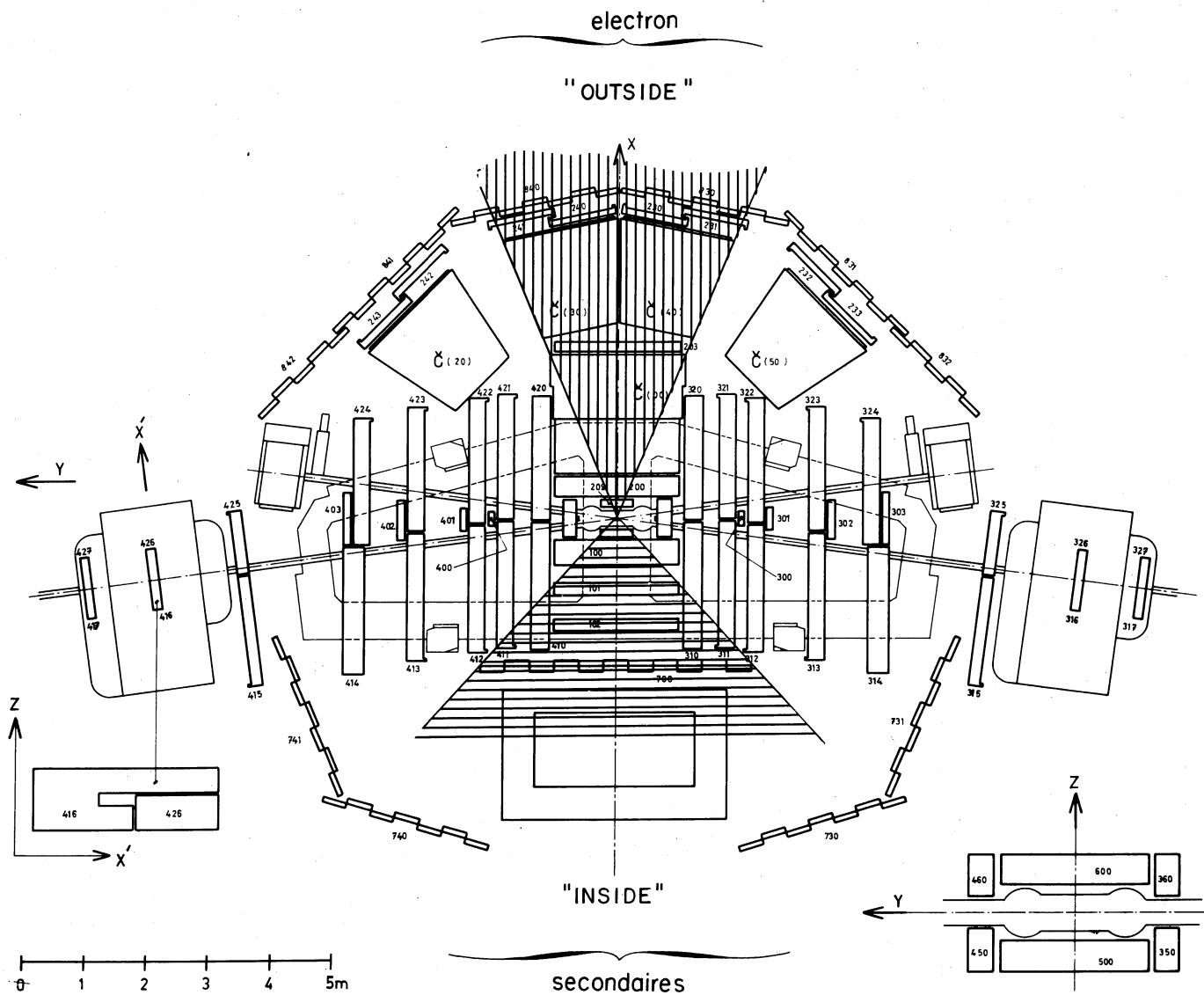


FIGURE 3.6 : Représentation schématique du domaine de l'électron ("outside" : vers l'extérieur des I.S.R.) et du domaine des secondaires allant dans le T.O.F. 700 ("inside" : vers le centre des I.S.R.).

3-3-3 Sélection 1 : recherche des événements avec un "électron"
(facteur de réduction $\simeq 0.1$).

Seules les traces dans la région - $20^\circ < \varphi < 20^\circ$ et $70^\circ < \theta < 110^\circ$ sont reconstruites. On s'assure :

- que la trace passe dans les compteurs Cerenkov et qu'elle est corrélée avec les signaux d'A.D.C.
- que tous les plans de la chambre $\frac{dE}{dX}$ ont été touchés
- que la perte d'énergie correspond à celle d'un seul électron (valeur moyenne ≤ 50 et la valeur minimale ≤ 45 . Tous ces nombres sont exprimés dans l'unité arbitraire déjà utilisée au paragraphe 2-1-3).

3-3-4 Sélection 2 : recherche des traces "inside" (facteur de réduction $\simeq 0.4$)

On ne garde que les événements ayant dans cette région au moins une trace satisfaisant aux deux conditions suivantes :

- l'impulsion est $\geq .3 \text{ GeV/c}$
- il n'y a pas de plan manquant (cette condition enlève environ 4% des traces).

3-3-5 Sélection 3 : recherche d'une particule lourde (K ou p) allant dans le détecteur de temps de vol (facteur de réduction $\simeq .25$).

La masse de la particule "inside" est calculée en utilisant la masse de l'électron pour la particule déclenchante trouvée par la sélection 1. La masse seuil est choisie de façon à ne pas éliminer trop de K mal définis (incertitudes $\Delta Z, \Delta L, \Delta P$).

Le tableau 3.3 présente quelques pourcentages caractéris-

	:	
	:	POURCENTAGE
CRITERES	:	D'EVENEMENTS
	:	CONSERVES.
	:	
Au moins un scintillateur T.O.F. touché côté électron	:	
et au moins un scintillateur touché dans le module	:	96
T.O.F. 700	:	
	:	
La trajectoire de l'électron traverse un scintilla-	:	90
teur touché	:	
	:	
On reconstruit au moins une trace secondaire :	:	
- d'impulsion $.2 < p < 3$ GeV/c	:	78
- définie par au moins 16 plans de fils	:	
- qui traverse le module T.O.F. 700	:	
	:	
Cette trace secondaire traverse un scintillateur	:	68
touché.	:	
	:	
On calcule une masse carrée positive	:	51
	:	
	:	
La masse est supérieure à la masse seuil	:	
$m_s = .210 \text{ GeV}/c^2$	:	25
	:	
	:	

TABLEAU 3.3 : Pourcentages caractéristiques après les différentes conditions de la sélection 3.

tiques déduits de l'étude de mise au point du programme de sélection 3 (pour une masse seuil égale à $.21 \text{ GeV}/c^2$).

Les événements conservés après ces sélections successives sont totalement reconstruits et tous les détecteurs sont décodés. On calcule à nouveau les masses des particules qui atteignent le détecteur de temps de vol et l'on garde l'événement si la plus grande des masses est supérieure à la masse seuil ($m_s = .18 \text{ GeV}/c^2$). Toutes les informations utiles à l'analyse de l'événement sont alors écrites sur D.S.T.

Le tableau 3.4 présente quelques nombres montrant la réduction des données accumulées durant la période d'automne 79 (la masse seuil de la sélection 3 vaut ici $.18 \text{ GeV}/c^2$, ce qui augmente légèrement le pourcentage d'événements conservés par rapport à l'étude de mise au point de la sélection 3 - tableau 3.3).

CHAPITRE 4

ANALYSE DES DONNEES - ETUDE DE LA D.S.T.

La recherche des particules charmées qui est présentée dans ce chapitre se fait par l'intermédiaire de distributions de masse invariante de combinaisons de particules. Pour la calculer, il faut attribuer une masse à chaque particule composante.

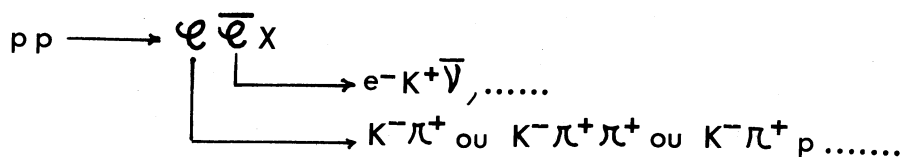
Puisque le S.F.M. est entouré par le détecteur de temps de vol (Fig. 2.2) on l'utilise pour la détermination de la nature des particules. Ce sont ensuite ces particules qui entreront dans les combinaisons. Cette restriction aux seules particules identifiées présente des inconvénients qui seront exposés dans le paragraphe 4 - 1. Afin de s'en affranchir, on analyse ensuite les données sans identification des particules par le détecteur T.O.F. (paragraphe 4 - 2 , analyse sans identification des particules). Dans ce cas le détecteur de temps de vol apporte seulement une confirmation du choix de la nature des particules effectuée avec d'autres critères.

4 - 1 Analyse avec identification des particules.

4-1-1 Généralités :

Dans une première étude, on utilise l'identification fournie par le détecteur de temps de vol (T.O.F.).

Pour une réaction du type :



il est intéressant de considérer les combinaisons de masse pour lesquelles chaque particule est identifiée par le détecteur T.O.F. Une recherche logique doit donc comporter les étapes suivantes :

- a) s'assurer que l'événement contient un électron
- b) rechercher les particules allant dans le T.O.F., les identifier et fournir les combinaisons de masse invariante.

4-1-2 Les difficultés.

En fait, il s'avère que la condition b) réduit fortement la statistique disponible. La Fig. 4.1 permet de s'en convaincre aisément. Ce spectre de masse est obtenu par l'analyse d'environ 75 000 traces. Si l'on demande que les particules aient :

- un $\frac{\Delta P}{P} \leq .2$
- une impulsion $P \geq .5 \text{ GeV}/c$
- une masse carrée déterminée par T.O.F. positive, on trouve 33 100 traces (44,1%) satisfaisant à ces trois critères.

Si l'on définit des intervalles de masse pour identifier les particules, on obtient les nombres suivants :

				:	POURCENTAGE DANS L'ECHANTILLON	:
				:		:
K :	.36	$< m_K$	$< .70 \text{ GeV}/c^2$	:	11	:
p :	.80	$< m_p$	$< 1.10 \text{ GeV}/c^2$	:	8	:

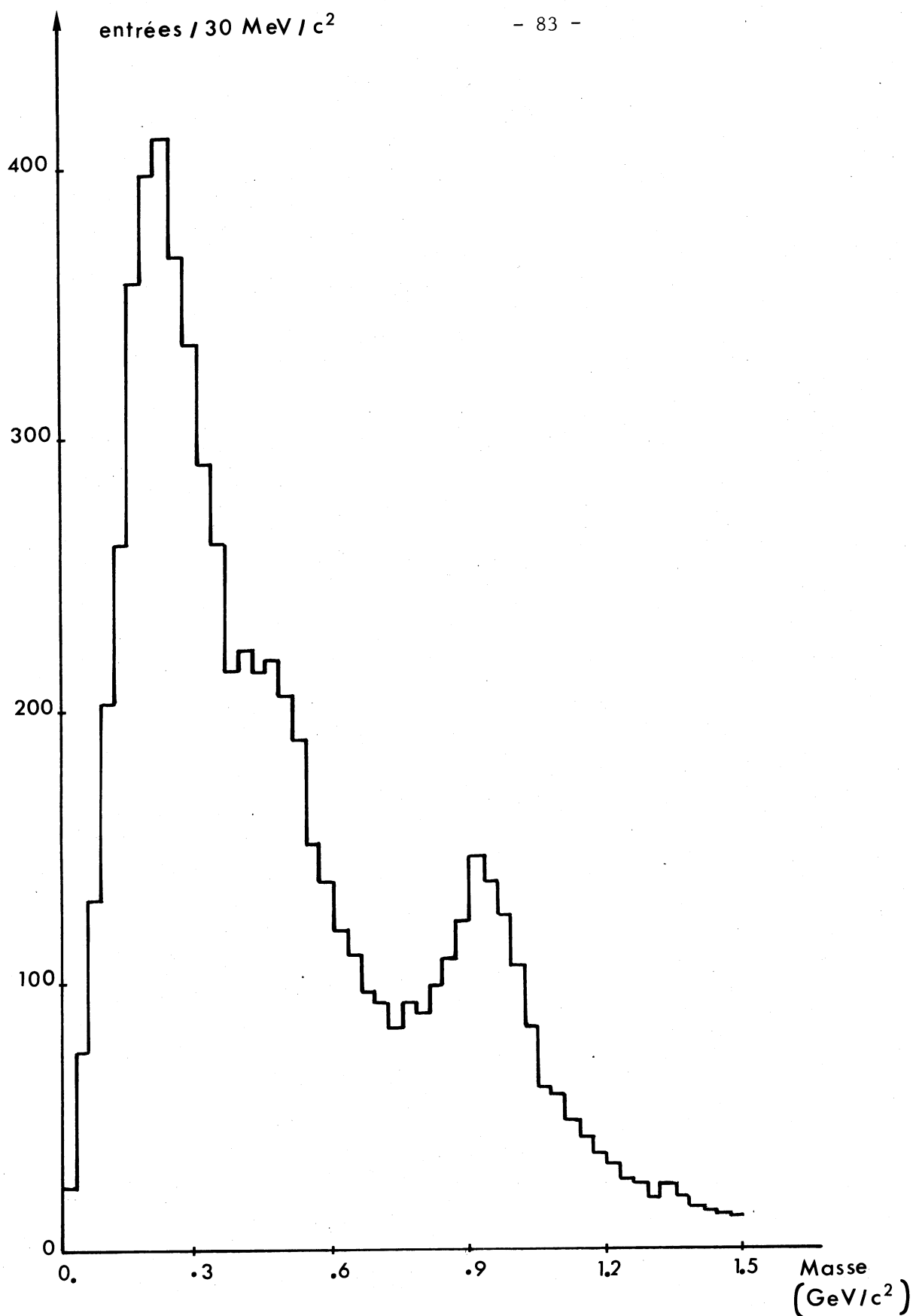


FIGURE 4.1 : Distribution de masse des particules qui atteignent le détecteur de temps de vol et satisfont aux deux conditions :

$$\frac{\Delta P}{P} \leq 2$$

$$P \geq .5 \text{ GeV / C}$$

Afin d'améliorer la séparation K/p, on rejette les traces dont le $\beta = \frac{v}{c}$ est supérieur à 0.95. D'après la Fig. 3.4 cela revient à rejeter les K d'impulsion supérieure à 1.5 GeV/c et les p d'impulsion supérieure à 2.8 GeV/c. Pour des impulsions supérieures, compte-tenu de la longueur de vol des particules, la différence de temps de vol π/K ou π/p devient inférieure à la résolution en temps du système de temps de vol.

4-1-3 Les spectres de masse.

Pour les deux types de déclenchement e^- (e^+), trois combinaisons de masse ont été essayées (tableau 4.1). Une seule $K^+\pi^-\bar{p}$ s'est révélée fructueuse en association avec le déclenchement e^+ .

(	:	)
(	DECLENCHEMENT :	DECLENCHEMENT
(	e^-	e^+
(	:	)
(	$K^-\pi^+$	$K^+\pi^-$
(	:	)
(	$K^-\pi^+\pi^+$	$K^+\pi^-\pi^-$
(	:	)
(	$K^-\pi^+p$	$K^+\pi^-\bar{p}$
(	:	)

TABLEAU 4.1

Les combinaisons étudiées en fonction du type de déclenchement.

(K^+ , K^- , p , $\bar{p}$ sont identifiés par le détecteur de temps de vol).

La figure 4.2 présente la distribution de masse invariante de la combinaison $K^+\pi^-\bar{p}$ selon que le système $K^+\pi^-$ forme ou non un $K^{*0}(892)$. Dans le cas du K^{*0} , on n'accepte que les combinai-

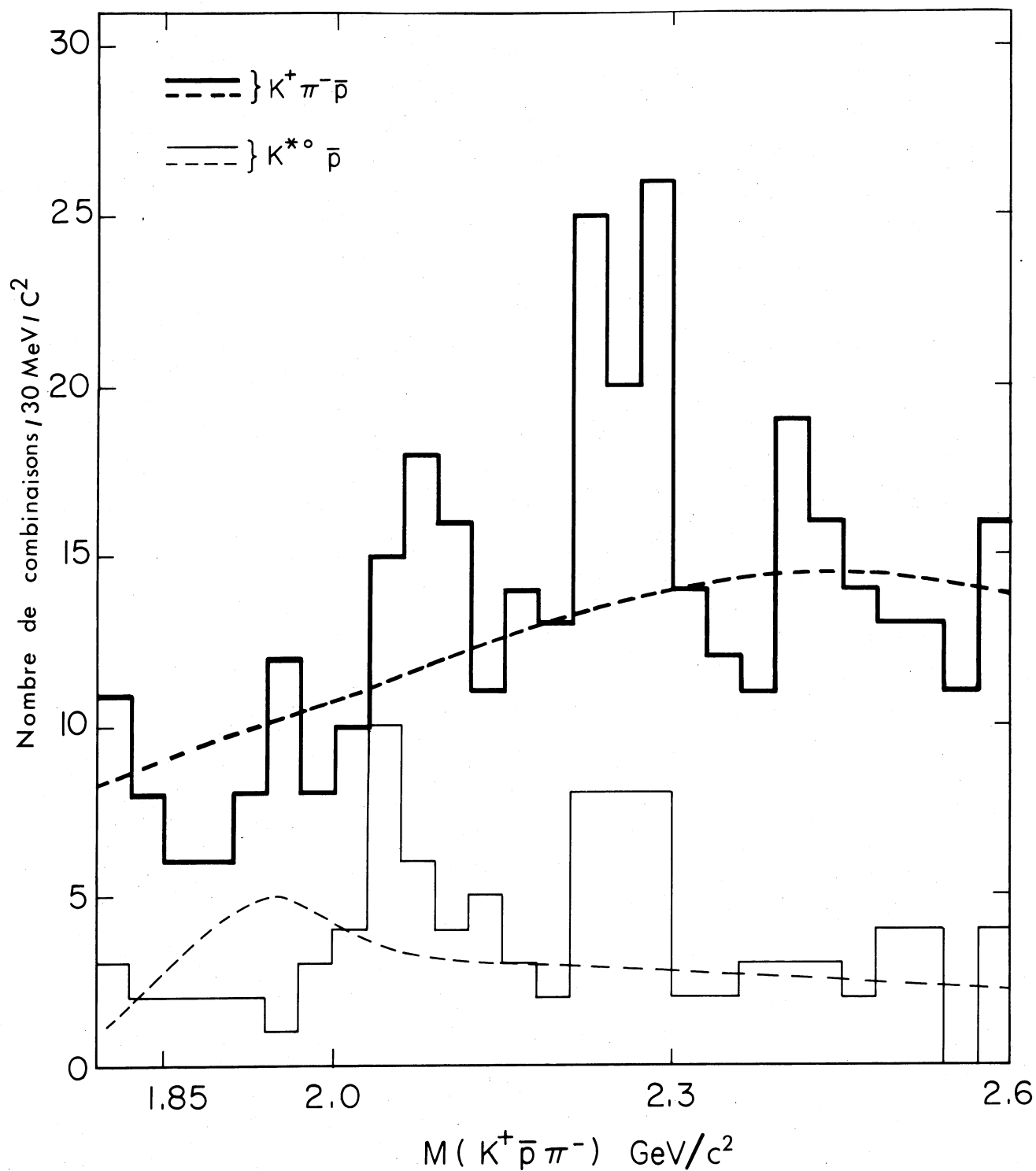


FIGURE 4.2 : Distribution de masse invariante des combinaisons $K^+ \pi^- \bar{p}$ et $K^{*0} \bar{p}$ pour les réactions

$$pp \rightarrow e^+ K^+ \pi^- \bar{p} X$$

$$pp \rightarrow e^+ K^{*0} \bar{p} X$$

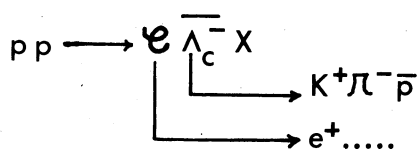
(K^+ et $\bar{p}$ sont identifiés par le détecteur de temps de vol).
Les courbes en trait interrompu sont obtenues par la technique du mélange d'événements.

Afin de prouver la corrélation entre le signal et la charge du lepton (ici e^+), la même combinaison $K^+ \pi^- \bar{p}$ est étudiée dans les données e^- . La distribution de masse invariante (Fig. 4.3) ne présente pas de pic dans cet intervalle de masse.

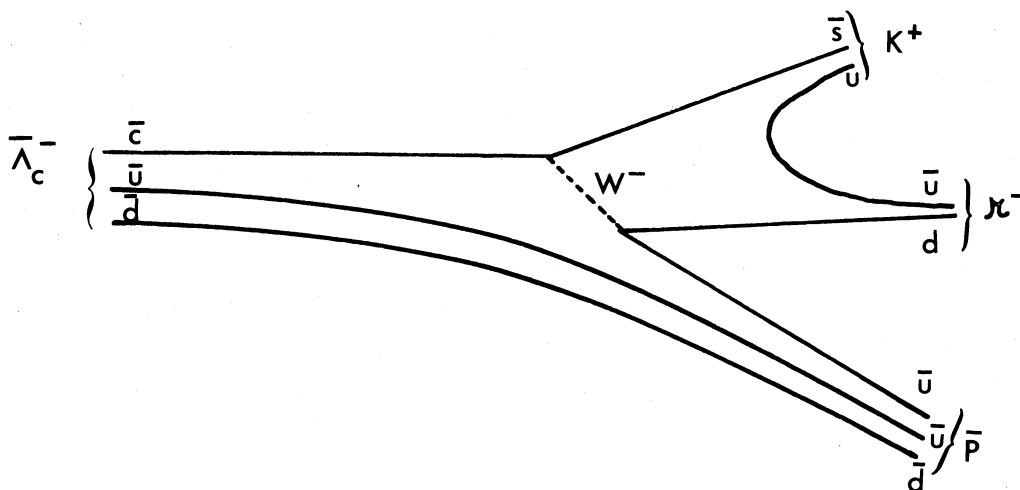
4-1-4 Interprétation :

On interprète le pic de la distribution de masse comme dû à la désintégration de la particule charmée $\bar{\Lambda}_c^-$ en $K^+ \pi^- \bar{p}$ car :

- la largeur du signal est compatible avec la résolution de l'appareillage ($50 \text{ MeV}/c^2$)
- il n'existe que pour une charge du lepton (e^+). On attend un tel comportement dans le cas de la production d'un système $e^- \bar{\Lambda}_c^-$ (voir chapitre 1)



schématiquement :



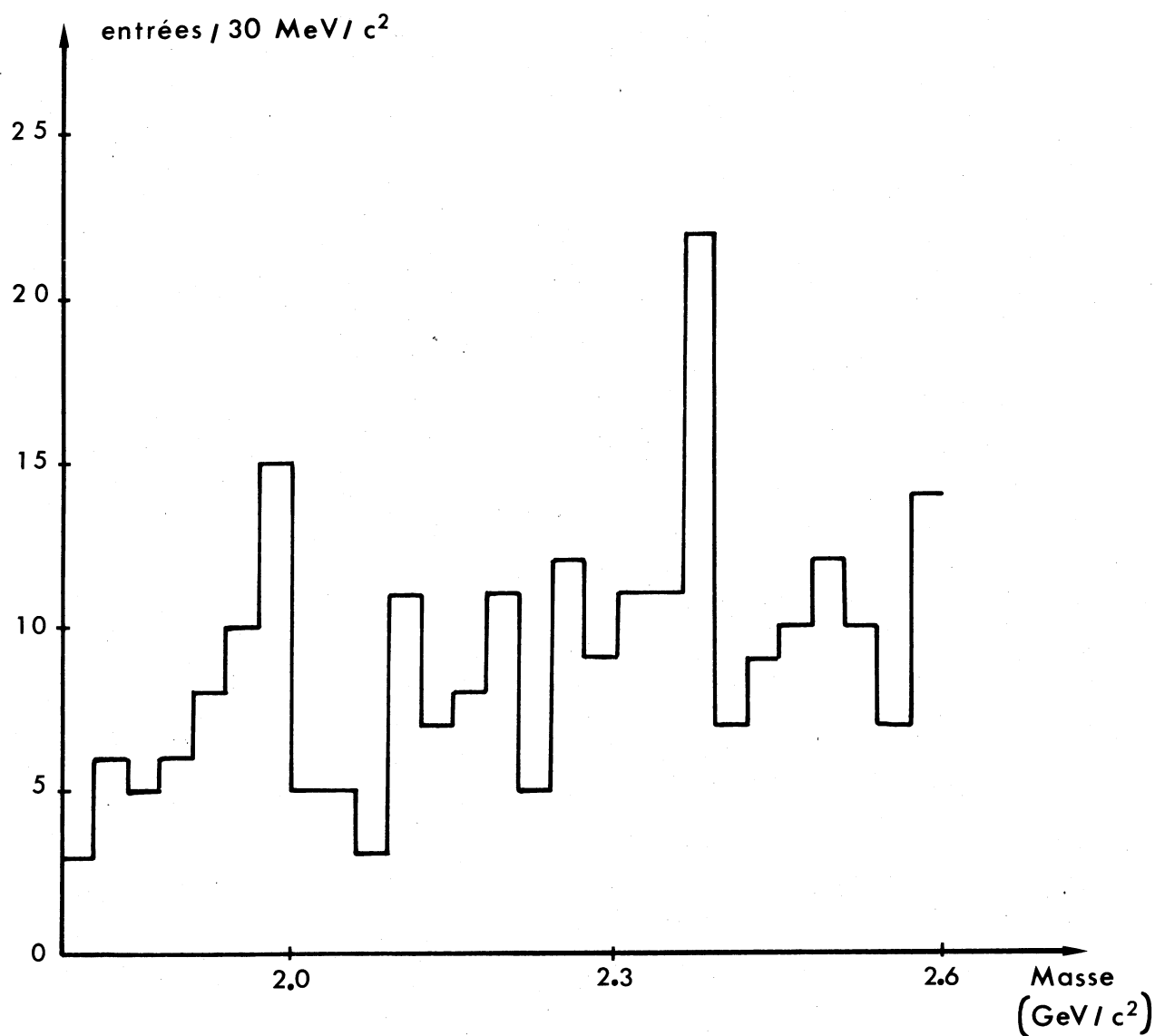


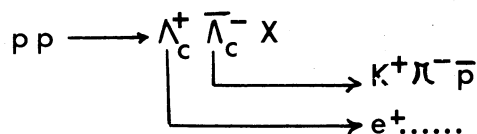
FIGURE 4.3 : Distribution de masse invariante de la combinaison $K^+\Lambda^- \bar{p}$
pour la réaction $pp \rightarrow e^- K^+\Lambda^- \bar{p} X$
(K^+ et $\bar{p}$ identifiées par le détecteur de temps de vol).

4-1-5 Quelques commentaires.

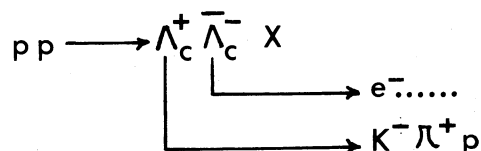
Comme nous l'avons déjà signalé, on dispose d'une faible statistique. Le signal est placé sur un fond fluctuant qui, même s'il ne met pas en cause le pic, ne permet pas de connaître précisément le nombre d'événements qui le constituent.

Peut-on expliquer pourquoi seul le $\bar{\Lambda}_c^-$ est observé ? La Fig. 4.4 présente la distribution de masse invariante de la combinaison $K^- \pi^+ p$ associée à un déclenchement e^- : on n'observe pas de Λ_c^+

Le $\bar{\Lambda}_c^-$ est composé de $\bar{c} \bar{u} \bar{d}$. S'il est formé dans un mécanisme de production central schématisé Fig. 4.5, on doit observer autant de Λ_c^+ que $\bar{\Lambda}_c^-$ (à acceptance égale et à nombre de leptons égal). Il y a en effet une complète équivalence entre les deux réactions :



et



Dans les données traitées ici, il y a :

$$\left. \begin{array}{l} 6168 \text{ } e^- \\ 6677 \text{ } e^+ \end{array} \right\} \Rightarrow \text{on attend donc environ } \frac{32 \times 6188}{6677} \simeq 29 \Lambda_c^+$$

En ce qui concerne le fond, une étude de la D.S.T. a permis d'obtenir les nombres suivants (34 800 événements) :

$$\left. \begin{array}{ll} K^+ & 832 \\ K^- & 913 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{K^-}{K^+} = 1.10 \quad \left. \begin{array}{ll} p & 1793 \\ \bar{p} & 1577 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{p}{\bar{p}} = 1.14$$

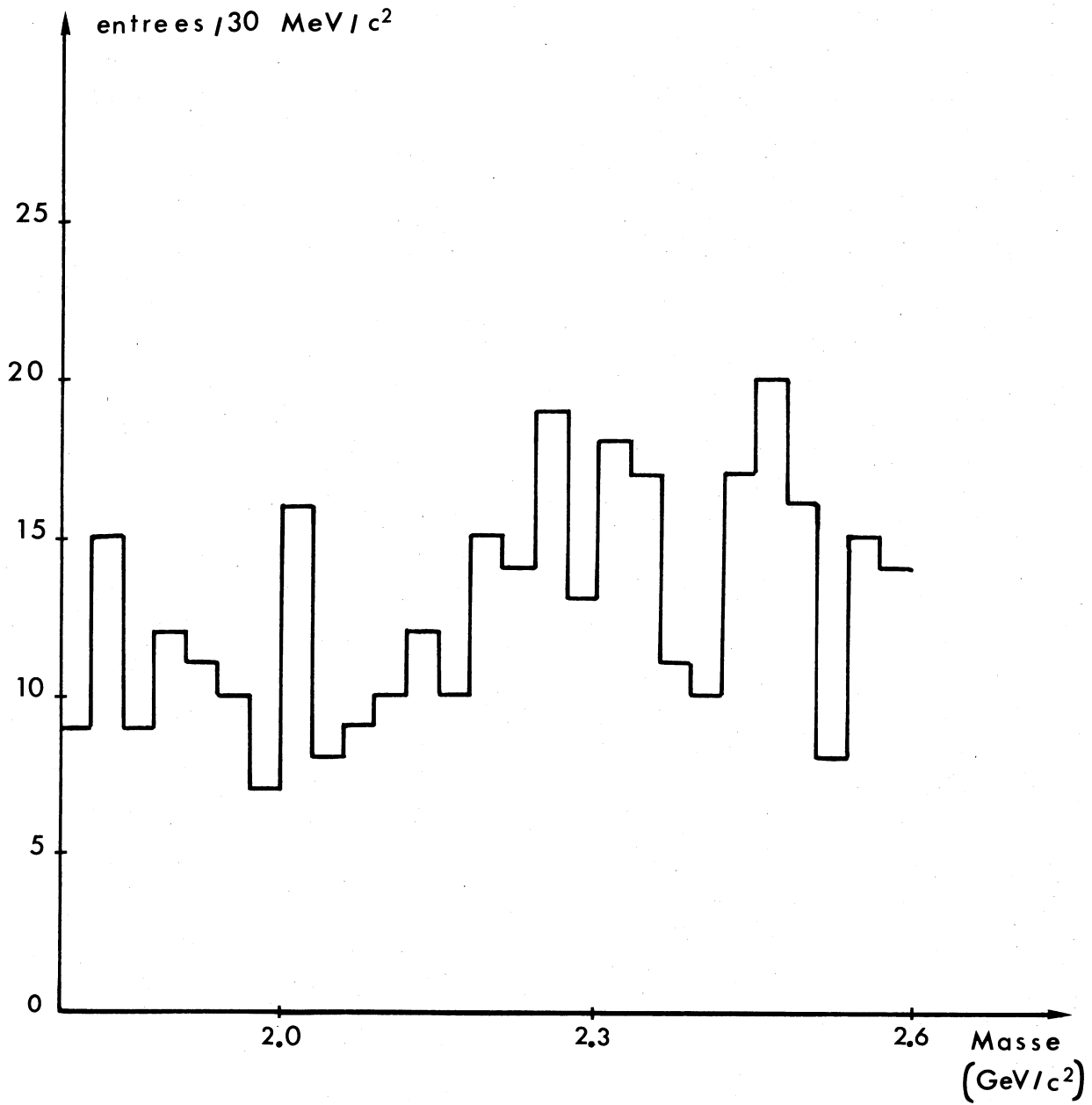


FIGURE 4.4 : Distribution de masse invariante $K^-\Lambda^+p$ pour la réaction $pp \longrightarrow e^-K^-\Lambda^+pX$ (K^- et p identifiés par le détecteur de temps de vol).

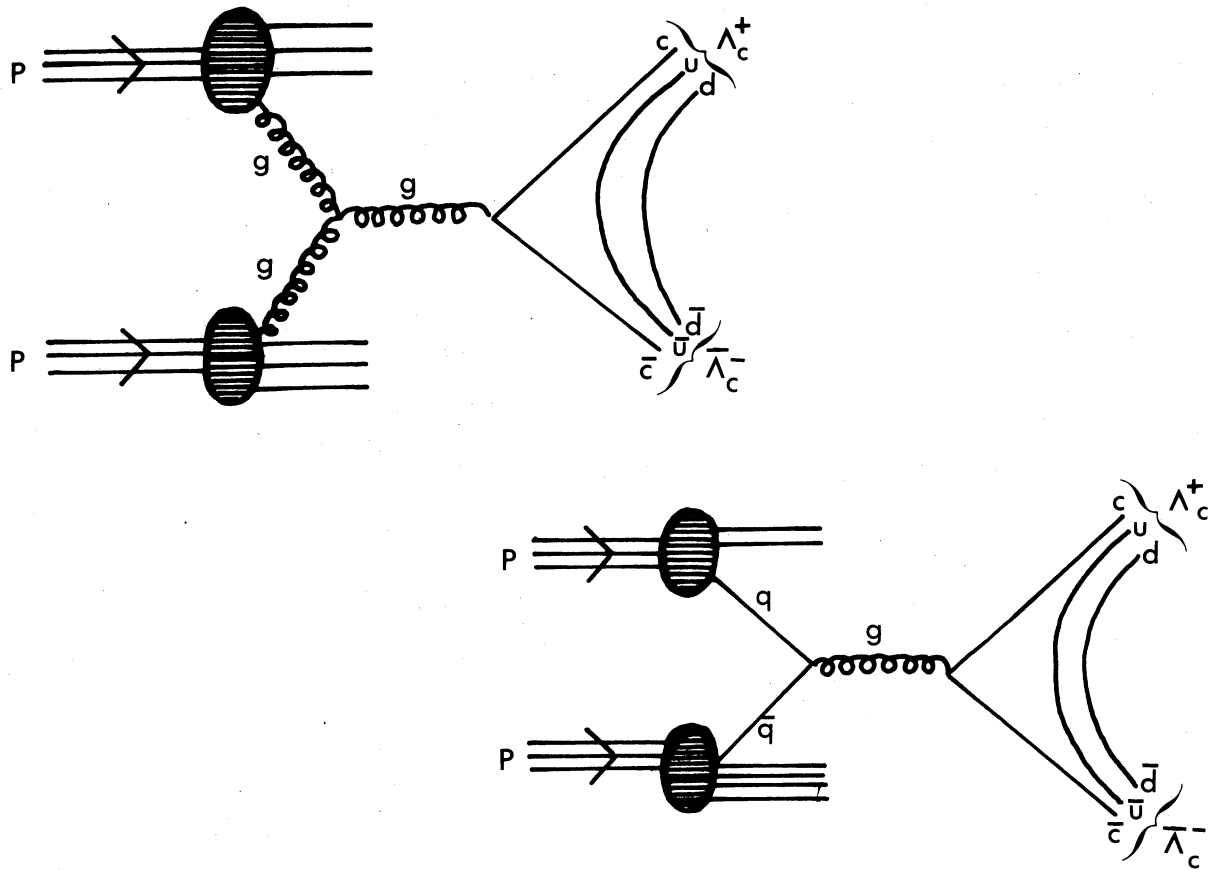


FIGURE 4.5 : Représentation schématique de la formation d'une paire $c\bar{c}$ par fusion de deux gluons (a) ou par fusion d'une paire $q\bar{q}$ (b) (q est ici un quark "léger" u, d ou s).

$$\text{Soit } \frac{\text{fond } K^-\pi^+p}{\text{fond } K^+\pi^-\bar{p}} \simeq 1.10 \times 1.14 \simeq 1.25$$

En normalisant au même nombre de leptons, on obtient :

$$\frac{\text{fond } K^-\pi^+p}{\text{fond } K^+\pi^-\bar{p}} \simeq 1.15$$

ce qui est en accord avec l'observation.

L'absence de Λ_c^+ signifie que les diagrammes 4.5 ne reflètent pas la réalité et qu'il faut en imaginer d'autres. Une possibilité est que le quark c se recombine avec les quarks de l'un des protons incidents. Le baryon ainsi formé part vers l'avant et n'est plus détectable par le détecteur de temps de vol qui ne couvre que la région centrale. L'anti-baryon est forcément beaucoup plus central puisqu'il n'y a pas d'antiquarks disponibles initialement dans les deux protons.

4 - 2 Analyse sans identification des particules.

4-2-1 Généralités.

Afin d'augmenter la statistique, on n'utilise plus, dans l'étude qui suit, l'identification fournie par le détecteur de vol. La nature des particules est déterminée en fonction de la valeur de certaines variables cinématiques telles que $x = \frac{P_L}{P_{L\max}}$ (P_L = impulsion longitudinale).

Cette méthode a l'inconvénient de donner un nombre élevé de combinaisons (nombre moyen de traces chargées pour les données utilisées $\simeq 14.6$ - Fig. 4.6). Pour augmenter les chances d'observation d'un signal, il faut imaginer des "coupures" qui réduisent le bruit de fond tout en conservant une grande partie du signal.

4-2-2 Les coupures.

Elles ont pour but d'isoler les particules charmées issues des débris d'un seul proton, ce qui correspond à un mécanisme de production du type "recombinaison" dans la région de fragmentation (Réf. 1 et 2).

Un tel mécanisme semble être dominant dans la production du D^+ (voir paragraphe 5 - 1 : mise en évidence du D^+ par notre collaboration). Peut-être en est-il de même pour le baryon charmé Λ_c^+ .

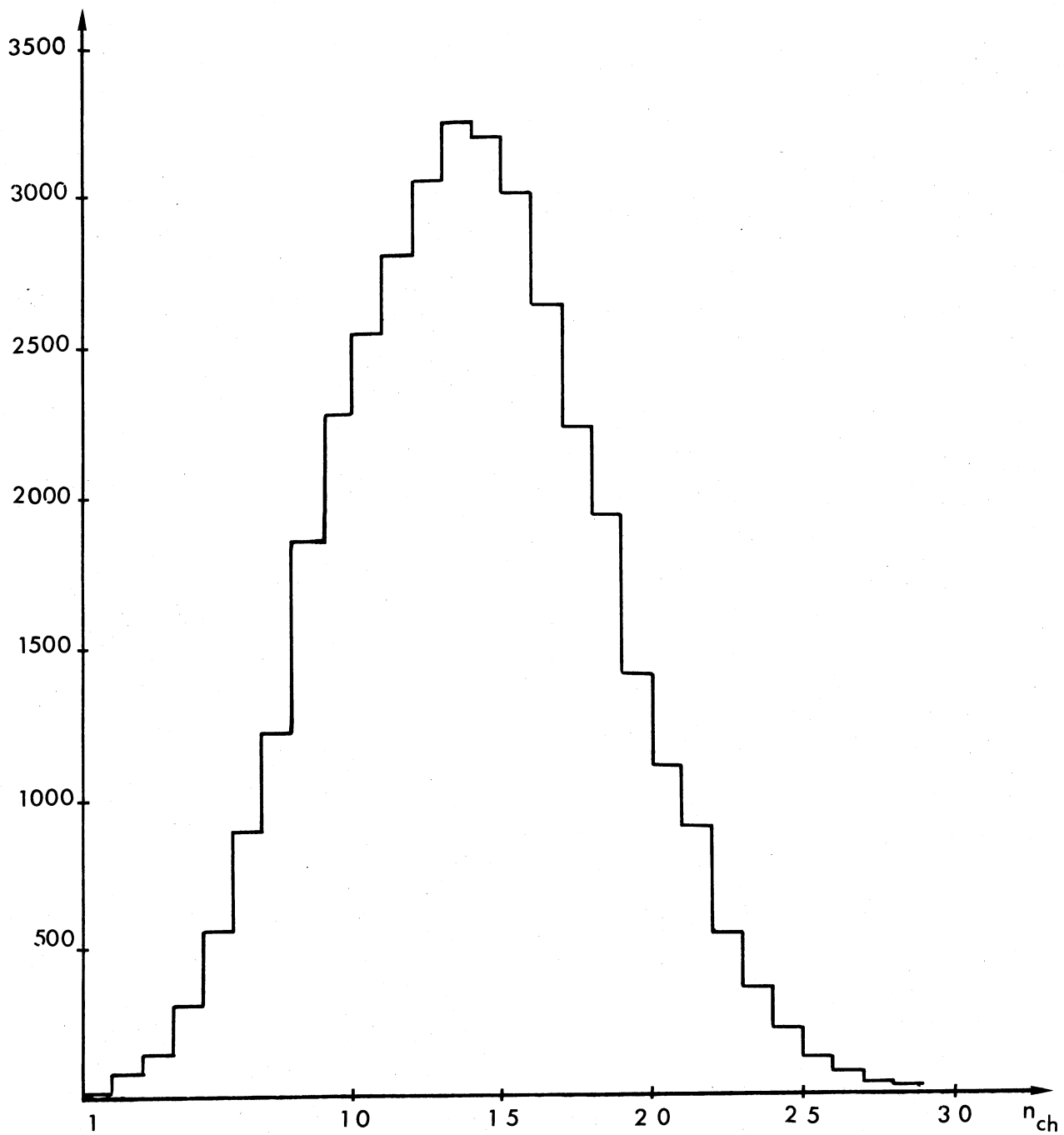
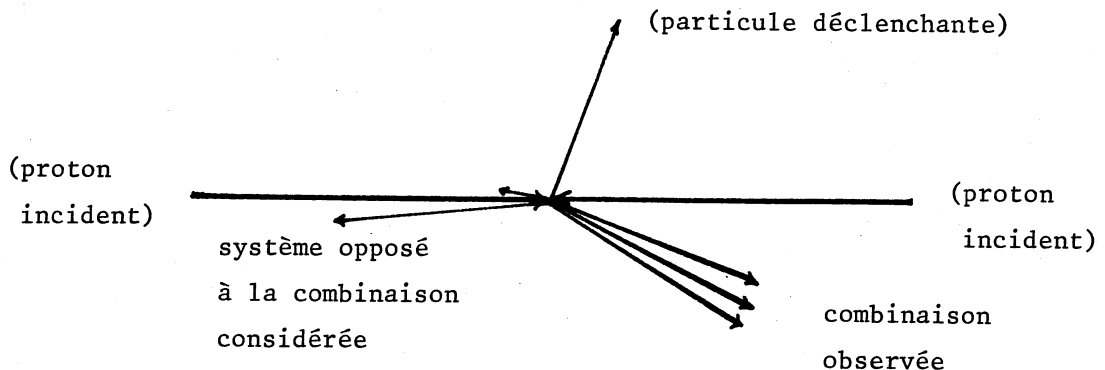


FIGURE 4.6 : Distribution de la multiplicité des particules chargées re-
construites par événement (valeur moyenne de cet échantillon
 $\langle n_{ch} \rangle = 14.6$).

On sélectionne les événements à faible multiplicité et qui ont la topologie suivante :



Ces coupures dépendent du type de combinaison étudiée ($K\pi\pi$ ou $K\pi p$). Elles seront détaillées lors de la description de chaque signal. Une simulation de l'expérience, menée en parallèle, permet de s'assurer que l'on ne rejette pas trop de "bons" événements mais que l'on diminue le fond.

Différentes combinaisons ont été recherchées associées aux deux charges possibles du lepton.

(	e^-	:	e^+	)
(	$K^- \pi^+ \pi^+$	:	$K^+ \pi^- \pi^-$	)
(	$K^- \pi^+ p$	:	$K^+ \pi^- \bar{p}$	)

Seules les voies de désintégration $K^- \Lambda^+ p$ et $K^- \Lambda^+ \Lambda^+$ ont donné des signaux significatifs. Chapitre 6 (estimation des sections efficaces), nous essayerons d'expliquer ces observations.

4-2-3 Distribution de masse de la combinaison $K^- \pi^+ p$ (associée au déclenchement $\bar{e}$).

Le tableau 4.3 résume les différentes coupures effectuées sur les particules ou sur les combinaisons $K^- \pi^+ p$. L'idée directrice qui a conduit à l'établissement de ces conditions a été expliquée au paragraphe 4-2-2. Certaines limites ont été choisies en fonction des possibilités de l'appareillage (coupure en $\frac{\Delta P}{P}$ ou $P \dots$)

La figure 4.7 présente la distribution de masse invariante de la combinaison $K^- \pi^+ p$. Un pic contenant environ 60 combinaisons est observé ($\frac{60}{\sqrt{317}} \simeq 3.4 \sigma$). La masse est comprise entre 2.240 et 2.300 GeV/c^2 . Les mêmes critères appliqués aux événements à déclenchement e^+ donnent un spectre de masse sans pic (voir encadré Fig. 4.7).

La courbe de bruit de fond est obtenue par la technique du mélange d'événements (K^- appartenant à d'autres événements, voir paragraphe 4-1-3).

On peut améliorer le signal en affinant la sélection de l'électron. A titre d'exemple la Fig. 4.8 montre la distribution de masse invariante de la même combinaison $K^- \pi^+ p$ avec des coupures supplémentaires pour l'électron :

- on supprime les paires résolues provenant de la conversion des photons par une coupure en masse effective " $e^+ e^-$ ". Pour ce calcul, on appelle e^+ toute particule secondaire de charge positive et on forme la masse effective $e^+ e^-$. La Fig. 4.9 présente la distribution de la masse $e^+ e^-$. On rejette les événements pour lesquels au moins une combinaison satisfait à la condition $m_{e^+ e^-} < .060 \text{ GeV}/c^2$ (rejet d'environ 12,5% des événements).
- on favorise les événements à bas p_T de l'électron (Fig. 4.10)

$$p_{Tel} < 1. \text{ GeV}/c$$

CONDITION	NOMBRE D'EVENEMENTS	INTERPRETATION PHYSIQUE
	initiaux : 43315	
<u>Coupure en multiplicité</u> $5 \leq n_{\text{chargés}} \leq 14$ avec au moins trois particules positives et deux particules négatives.	19 500	Les mécanismes que l'on tente de favoriser produisent des multiplicités faibles. De plus, on diminue ainsi le nombre de combinaisons.
<u>Reconnaissance de l'électron</u> : on recherche une particule négative. On s'assure que la particule déclenchante a donné un signal dans chaque cellule de χ traversée, et que le signal recueilli dans la chambre $\frac{dE}{dX}$ est compatible avec une seule particule (coupure en A.D.C. à 45, voir § 2-1-3). Une seule trace doit satisfaire à ces critères.	6 188	On affine encore les critères électron de façon à éliminer le plus possible les électrons ne provenant pas de la désintégration des particules charmées.
<u>Sélection des traces que l'on combinera</u> : pour chacune $\frac{\Delta P}{P} \leq .3$ $P_{\text{TOT}} \geq .15 \text{ GeV/c}$ Les K sont les particules négatives satisfaisant à : $x_K \cdot x_{\pi} > 0.$ $ x_K > x_{\pi} $ Les p sont les particules positives satisfaisant à : $x_p \cdot x_{\pi} > 0.$ $ x_p > x_{\pi} $	28 145	On ne garde que les traces bien mesurées (diminution du bruit de fond). On devine la nature de la particule en faisant l'hypothèse que la plus lourde emmène la plus grande fraction de la fonction de l'impulsion longitudinale. De plus, les particules sont projetées du même côté
<u>Conditions sur l'objet "$K^{-}\pi^{+}p$"</u> - la combinaison $K^{-}\pi^{+}p$ doit être opposée à la particule déclenchante $P_X(K^{-}\pi^{+}p) \cdot P_X(e) < 0.$ - rapidité de $K^{-}\pi^{+}p$ $> .5$ $y(K^{-}\pi^{+}p) > .5$ - coupure sur le x de l'objet opposé à $(K^{-}\pi^{+}p)$ définissant $x_{\text{oppo}} = \sum x$ particules dans l'hémisphère opposé à $(K^{-}\pi^{+}p)$ on doit avoir : $ x_{\text{oppo}} < .1$	17 784 15 747 6 245	Compensation du p_T de la particule déclenchante. Favoriser les combinaisons pas trop "centrales". Le second proton n'a pratiquement pas interag. Il n'est pas détecté (passage près du tube à vide).

TABLEAU 4.3 : Les coupures utilisées pour l'étude des combinaisons $K^{-}\pi^{+}p$ associées au déclenchement e^{-} .

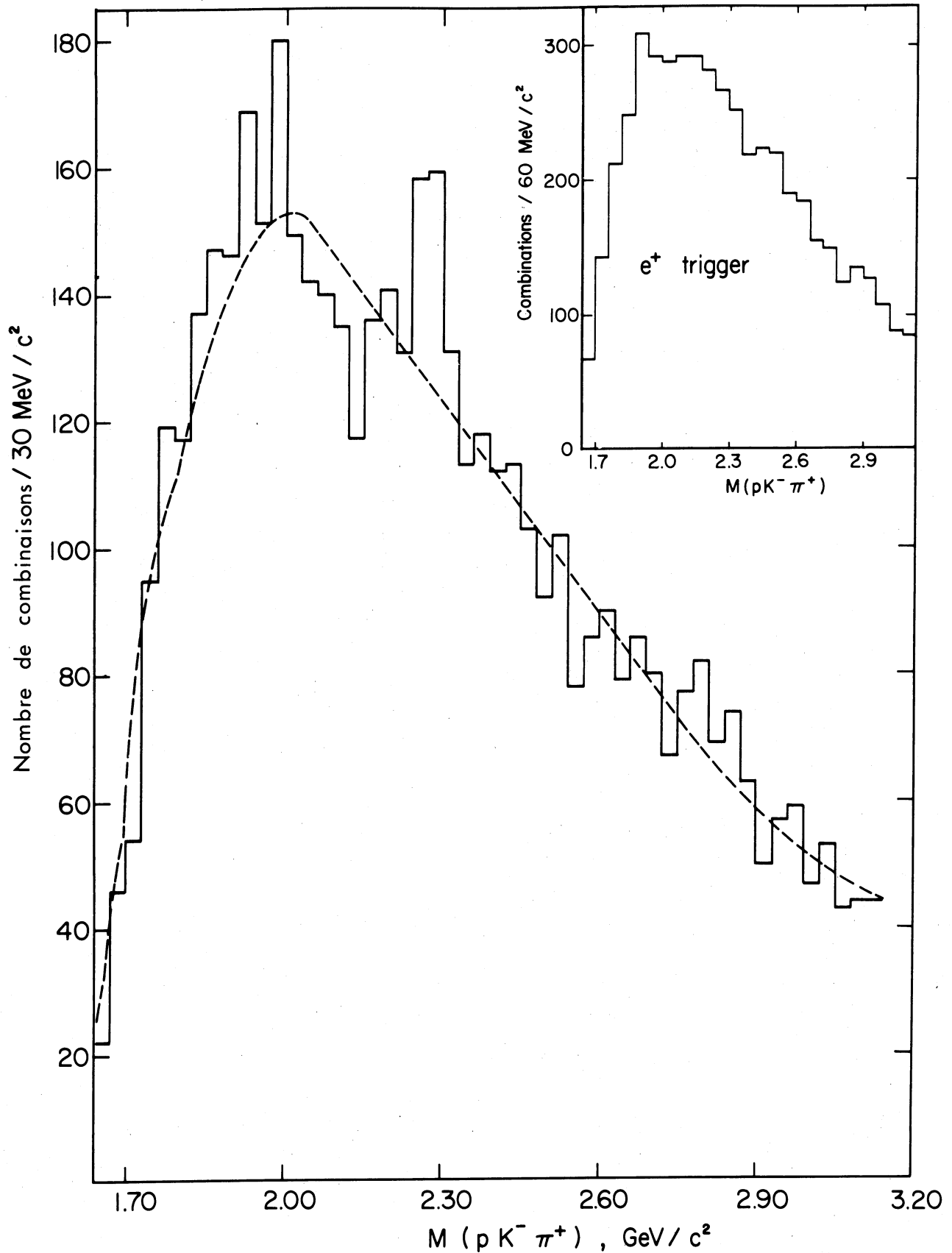


FIGURE 4.7 : Distribution de masse invariante $K^-\pi^+p$ pour la réaction
 $pp \rightarrow e^- K^-\pi^+p X$
(sans identification par le détecteur de temps de vol).

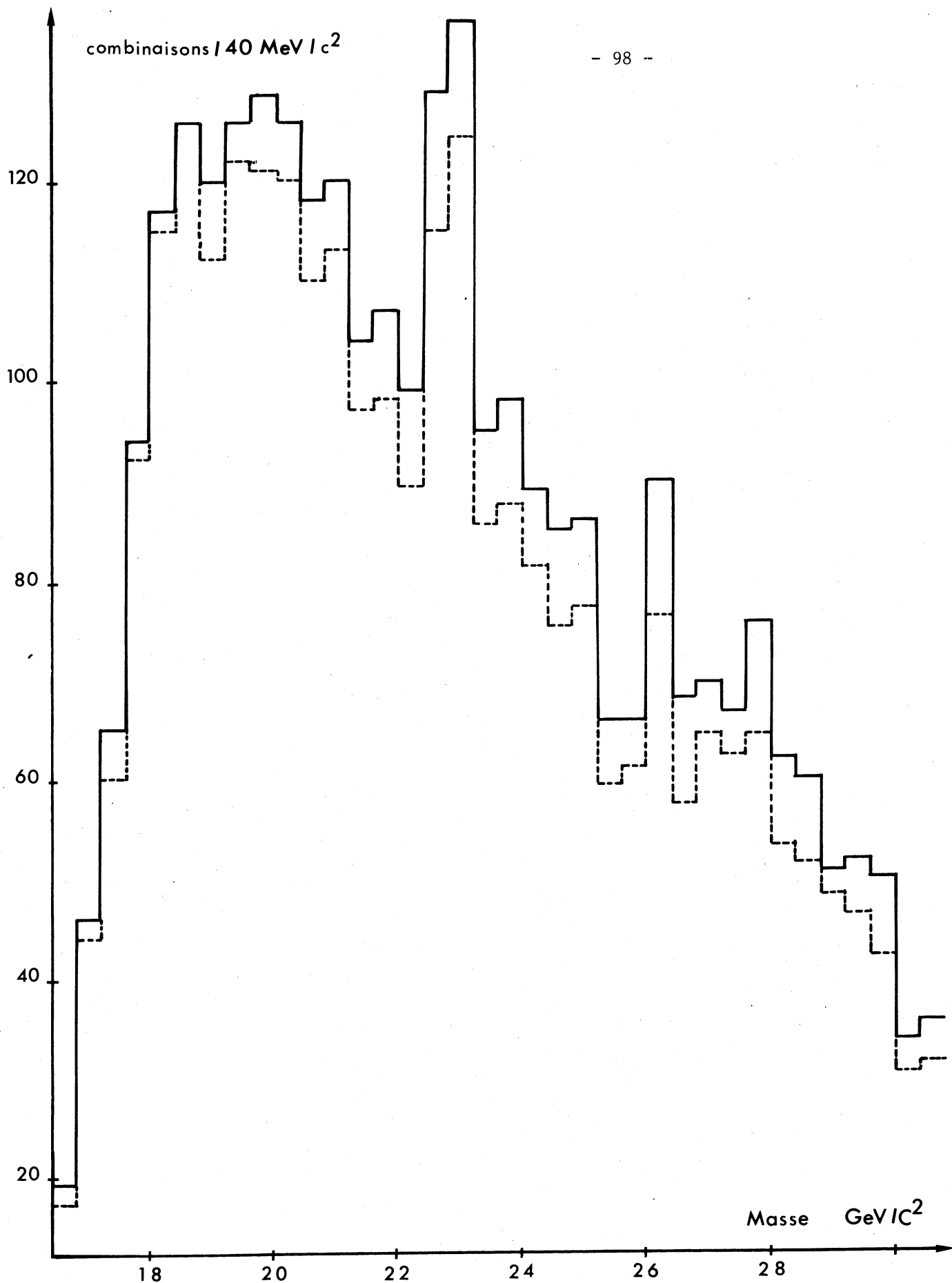


FIGURE 4.8 : Distribution de masse invariante $K^-\Lambda^+$ avec coupures supplémentaires pour l'électron pour les deux réactions

— $pp \rightarrow e^- K^- \Lambda^+ p X$ et - - - $pp \rightarrow e^- K^{*0} K^- \Lambda^+ p X$

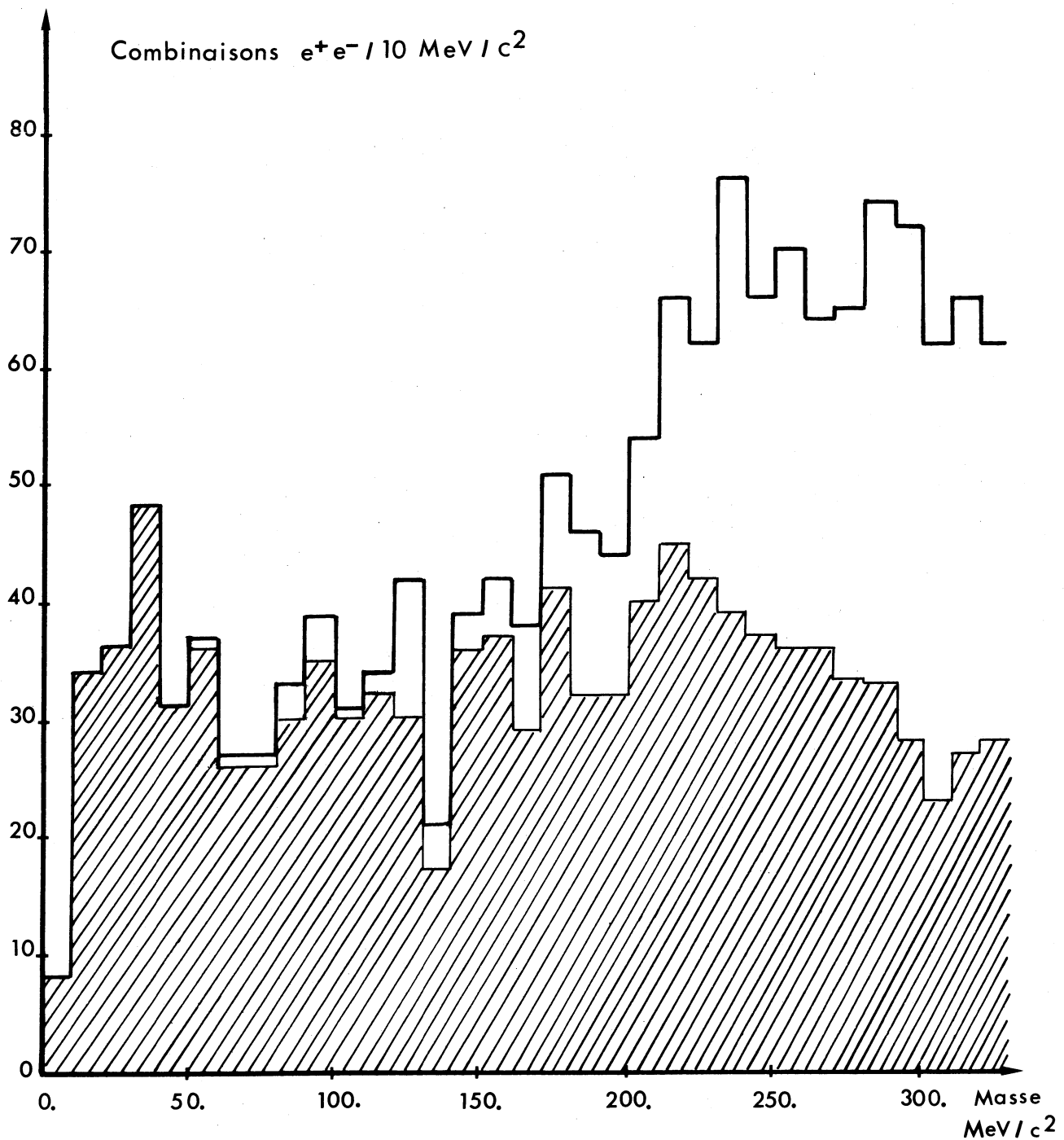


FIGURE 4.9 : Distribution de la masse effective e^+e^- (on impose la masse du e^+ aux particules secondaires chargées positivement).

— toutes les particules secondaires
 // uniquement les secondaires qui traversent la chambre $\frac{dE}{dX}$.

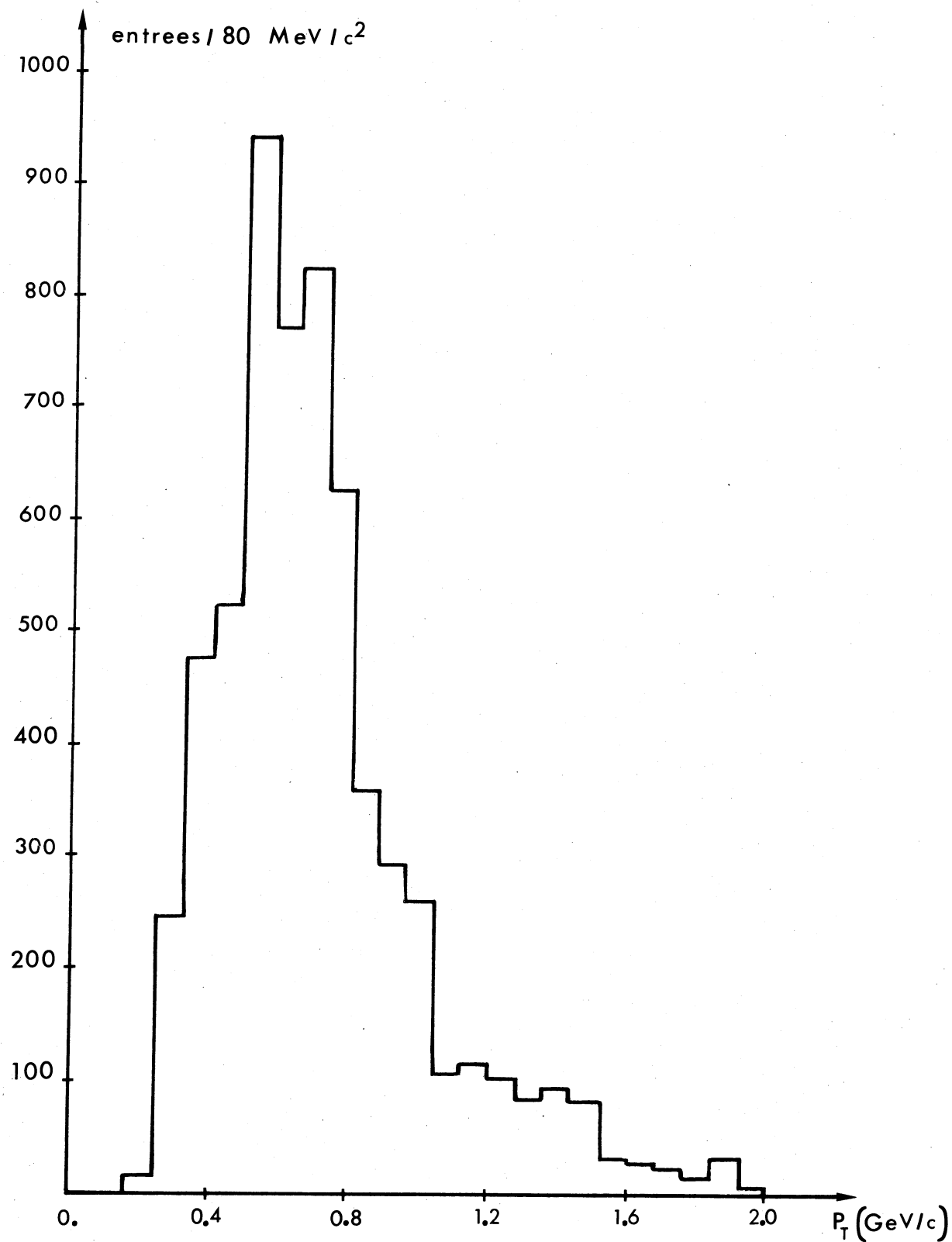


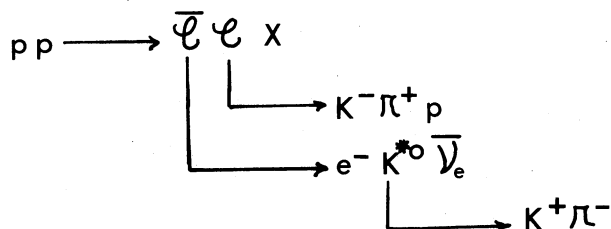
FIGURE 4.10 : Distribution du p_T de l'électron dans le centre de masse des I.S.R.

La contribution du charme au rapport $\frac{e}{\pi}\bigg|_{x=0}$ est plus importante à bas p_T (rejet d'environ 15,4% des événements).

La figure 4.11 présente la distribution de masse invariante de la combinaison $K^-\pi^+p$ associée au déclenchement e^+ . Là encore aucune structure n'apparaît autour de la masse $2.260 \text{ GeV}/c^2$.

Afin d'essayer de répondre à la question : "le Λ_c^+ est-il formé en association avec une particule charmée neutre ou chargée" ?, on étudie la distribution de masse invariante $K^-\pi^+p$ sous la condition qu'il y ait un K^{*0} dans l'événement.

On recherche donc des événements du type :



En fait, cette condition n'est pas très restrictive. Par événement la probabilité est grande d'avoir une combinaison $K^+\pi^-$ dont la masse est proche de celle de $K^{*0}(892)$ (voir Fig. 4.8).

Il y a une seconde façon de procéder. On sélectionne tous les événements qui ont une combinaison $K^-\pi^+p$ dans une "tranche" de masse autour du Λ_c^+ et l'on représente la distribution de masse $K^+\pi^-$ formé par les particules accompagnant le Λ_c^+ . On ne voit pas de signal significatif à la masse du K^{*0} , mais le fond est important.

Ces deux méthodes ne permettent donc pas de savoir si le Λ_c^+ est accompagné par une particule neutre ou chargée. Pour une telle étude il serait intéressant de pouvoir identifier le K^+ .

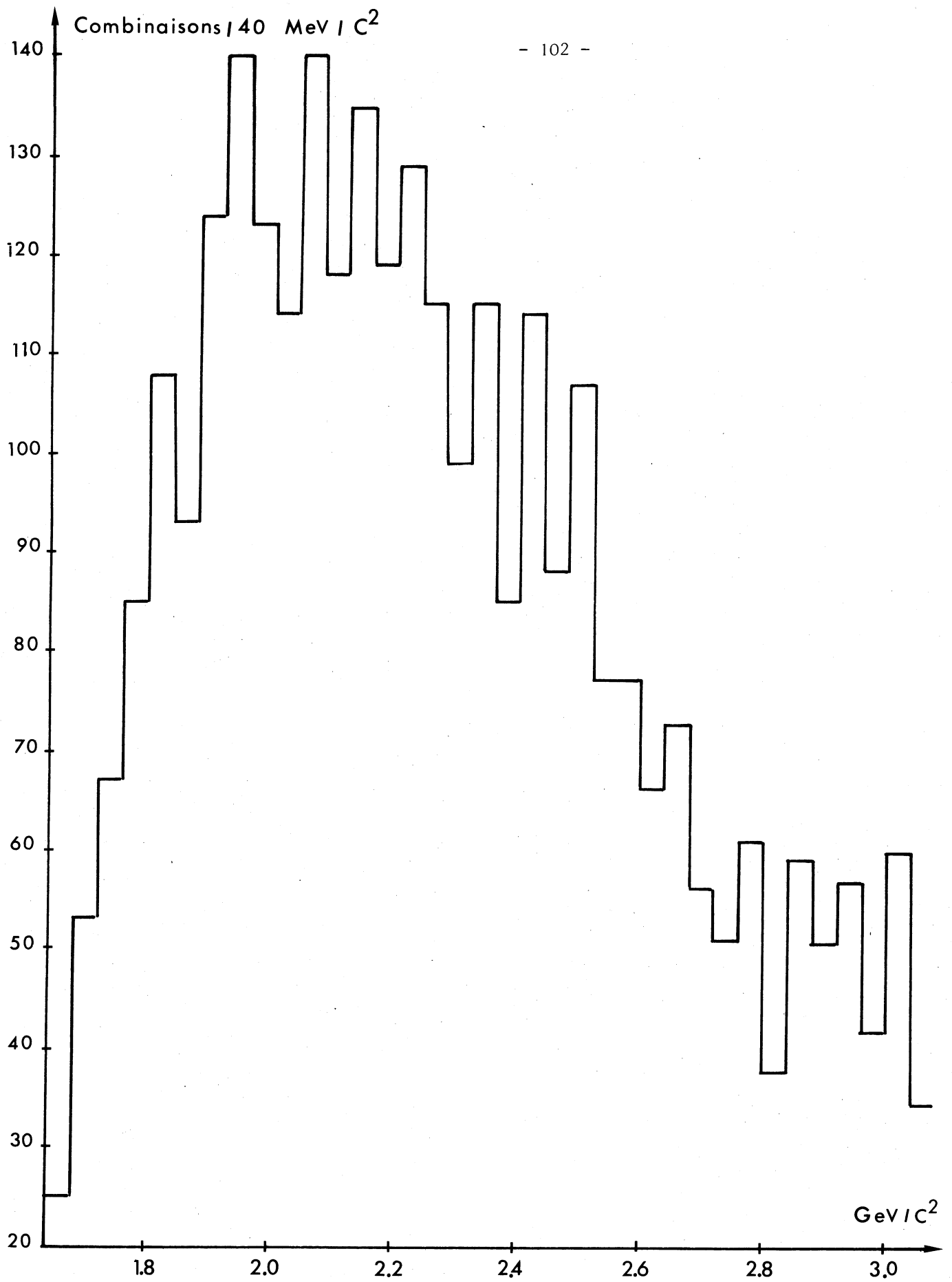


FIGURE 4.11 : Distribution de masse invariante de la combinaison $K^- \Lambda^+ p$ associée à un déclenchement e^+ .

4-2-4 Interprétation et commentaires :

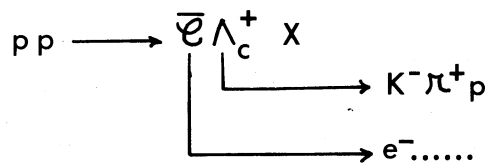
On interprète ce signal comme dû à la désintégration du baryon charmé Λ_c^+ en $K^- \pi^+ p$ car :

- la largeur est compatible avec la résolution expérimentale dans cette région de masse : $\pm 20 \text{ MeV}/c^2$. La Fig. 4.12 présente la distribution de l'écart :

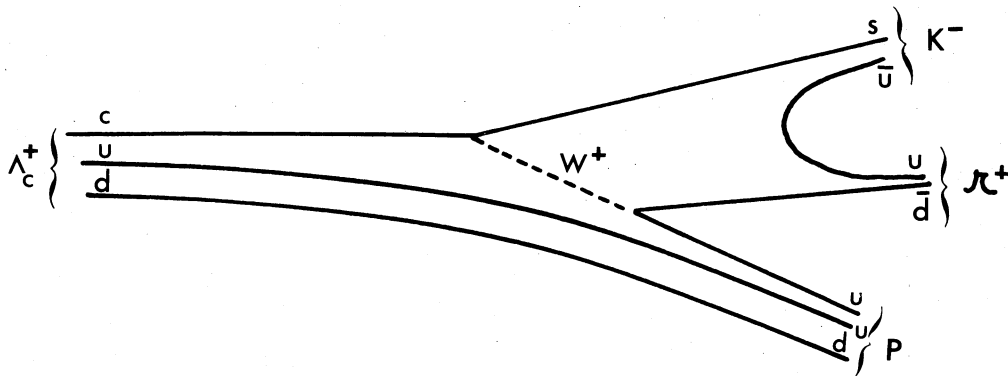
$$dM = M(P) - M(P + dP)$$

$M(P)$ est la masse de la combinaison, $M(P + dP)$ est la masse obtenue en tenant compte des incertitudes relatives $\frac{\Delta P}{P}$ des trois particules composantes. Chaque impulsion $P + dP$ est obtenue par tirage au hasard dans une loi de Gauss centrée en P et d'écart type ΔP . L'erreur sur l'angle entraînerait un élargissement de la distribution.

- il n'existe que pour une charge du lepton (ici e^-). On attend un tel comportement dans le cas de la production du système $\bar{e} \Lambda_c^+$ (voir chapitre 1).



Soit schématiquement pour la désintégration du Λ_c^+ :



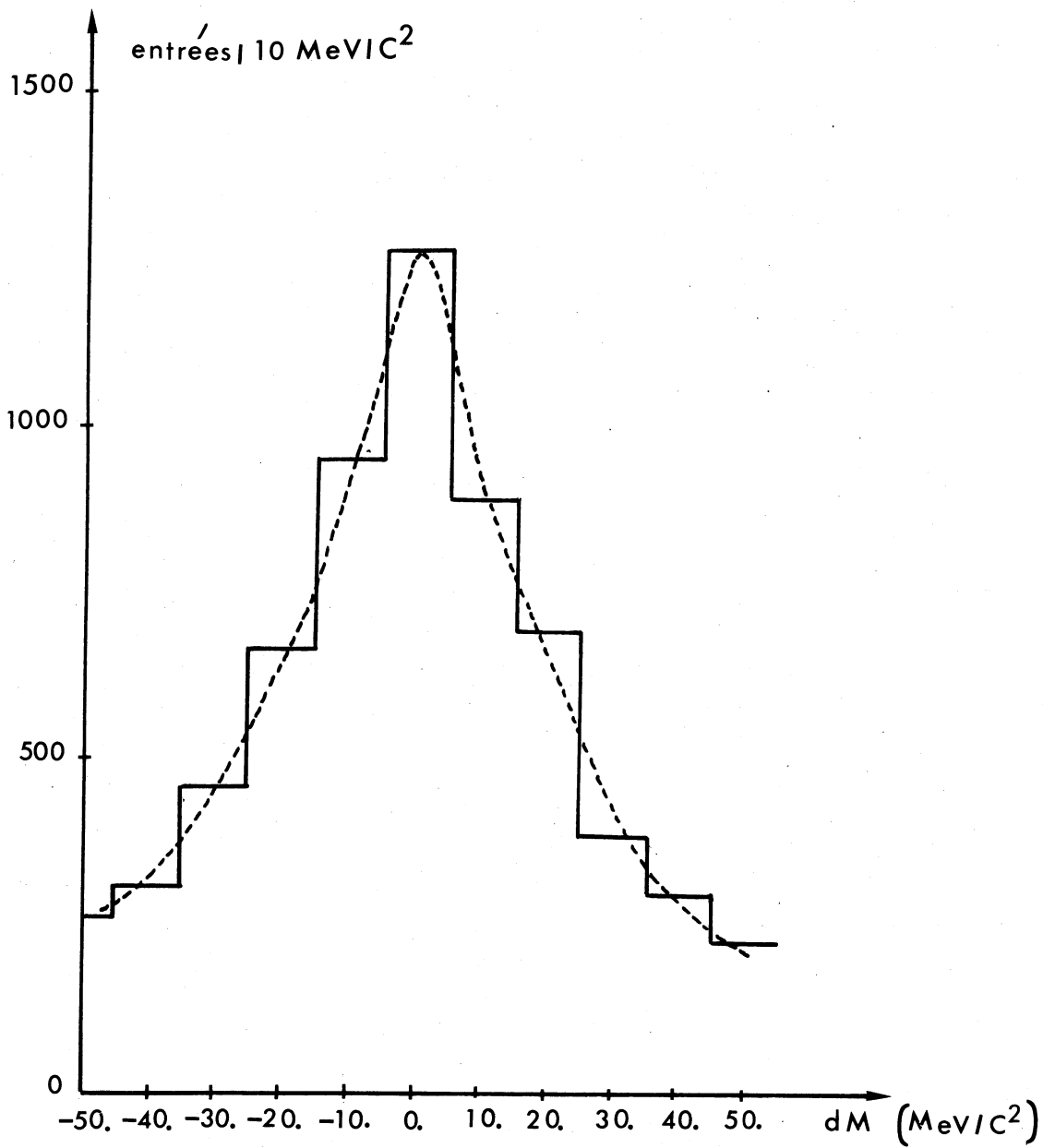


FIGURE 4.12 : Etude de la largeur de la distribution de masse du système $K^- \pi^+ p$ dans la région du Λ_c^+ (due seulement au $\frac{\Delta P}{P}$ des particules K^- , π^+ et p).

ici

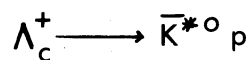
$$dM = M(p) - M(p + dp)$$

avec $M(p)$ = masse de la combinaison

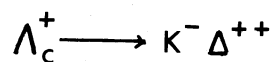
et $M(p + dp)$ = masse obtenue en tenant compte des incertitudes $\Delta P/P$ des particules composantes.

Afin de comparer ultérieurement les distributions expérimentales et celles obtenues par simulation, les Fig. 4.13, 4.14 et 4.15 présentent les distributions des variables cinématiques x , y , p_T des combinaisons $K^- \Lambda_c^+ p$ qui participent au spectre de masse de la Fig. 4.7.

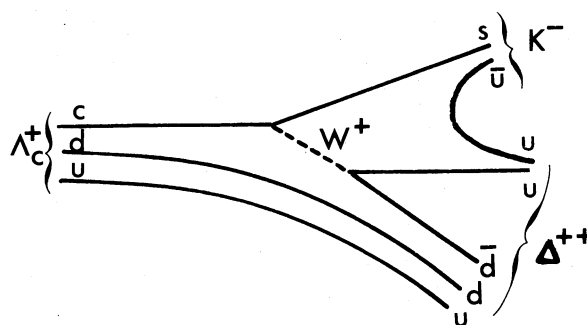
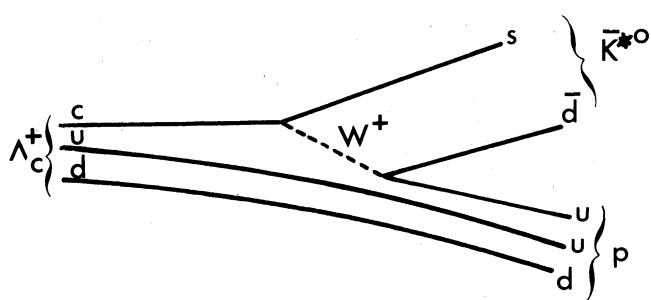
Deux autres voies de désintégration ont été étudiées :



et



Elles correspondent aux schémas suivants :



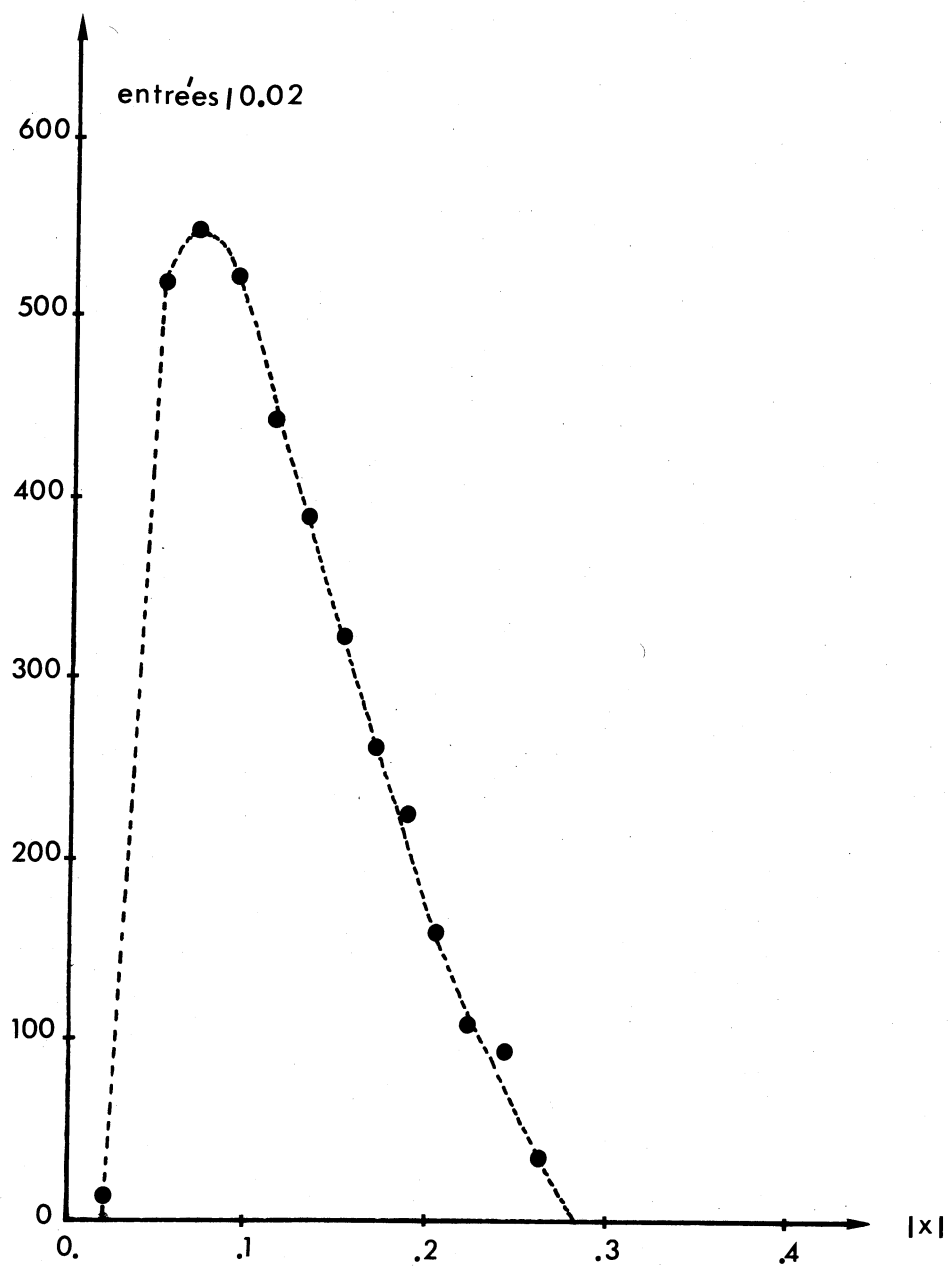


FIGURE 4.13 : Distribution de la valeur absolue de la variable de Feynman $x = \frac{P_L}{P_{L\max}}$ des combinaisons $K^-\pi^+p$ ($\langle x \rangle = .157$).

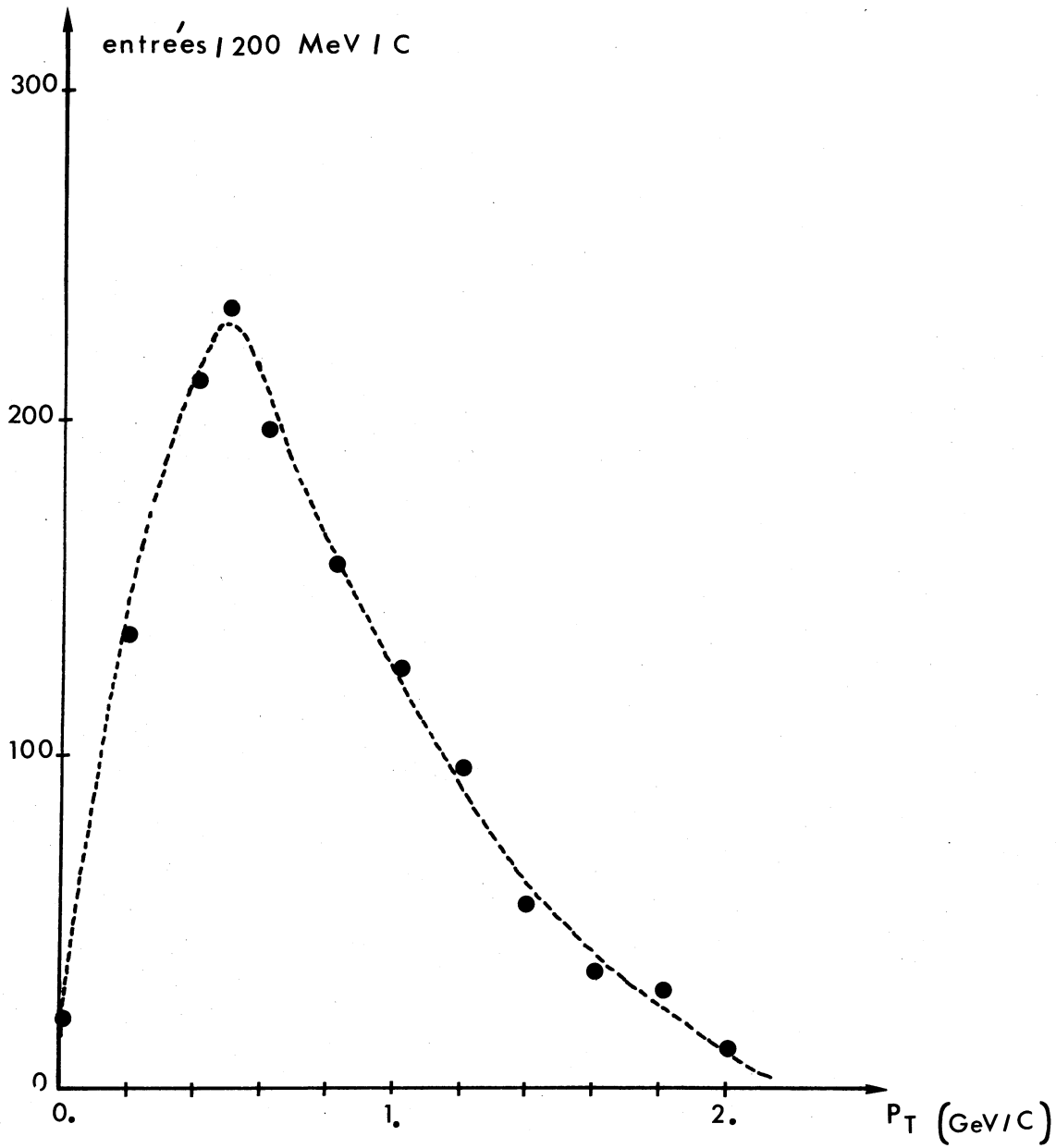


FIGURE 4.14 : Distribution de l'impulsion transverse p_T des combinaisons $K^- \pi^+ p$ ($\langle p_T \rangle = .778$ GeV/c).

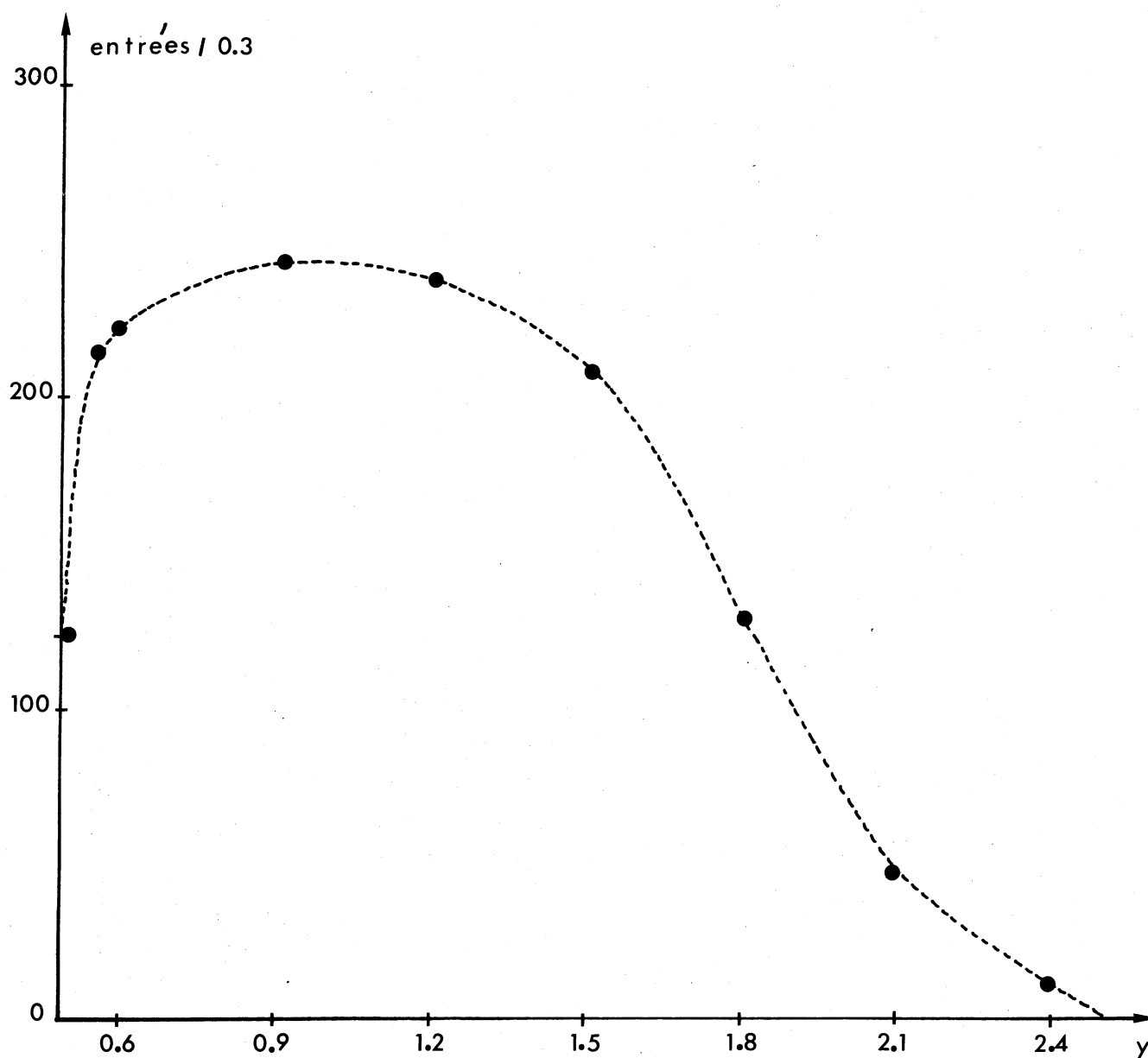


FIGURE 4.15 : Distribution de la rapidité y des combinaisons $K^- \pi^+ p$
($\langle y \rangle = 1.23$).

Dans ces deux cas, la statistique disponible est faible et les pics qui apparaissent dans les distributions de masse invariante sont peu significatifs Fig. 4.16 et 4.17.

Par contre les observations étant réalisées avec le même appareillage par comparaison des résultats, on s'affranchit de nombreux effets d'acceptance. A partir du tableau 4.4, on obtient :

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]} = (41 \pm 18) \%$$

et

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Delta^{++}]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]} = (53 \pm 22) \%$$

nombre plus grands que ceux déduits d'une étude préliminaire à S.P.E.A.R. voir paragraphe 5 - 5.

(	VOIE DE	:	:	:	)
(	DESINTEGRATION	:	$K^- \pi^+ p$	$\bar{K}^{*0} p$	$K^- \Delta^{++}$
(	DU Λ_c^+	:	:	:	)
(		:	:	:	)
(	NOMBRE DE	:	60 ± 18	25 ± 8	32 ± 9
(	Λ_c^+ OBSERVES	:	:	:	)
(		:	:	:	)

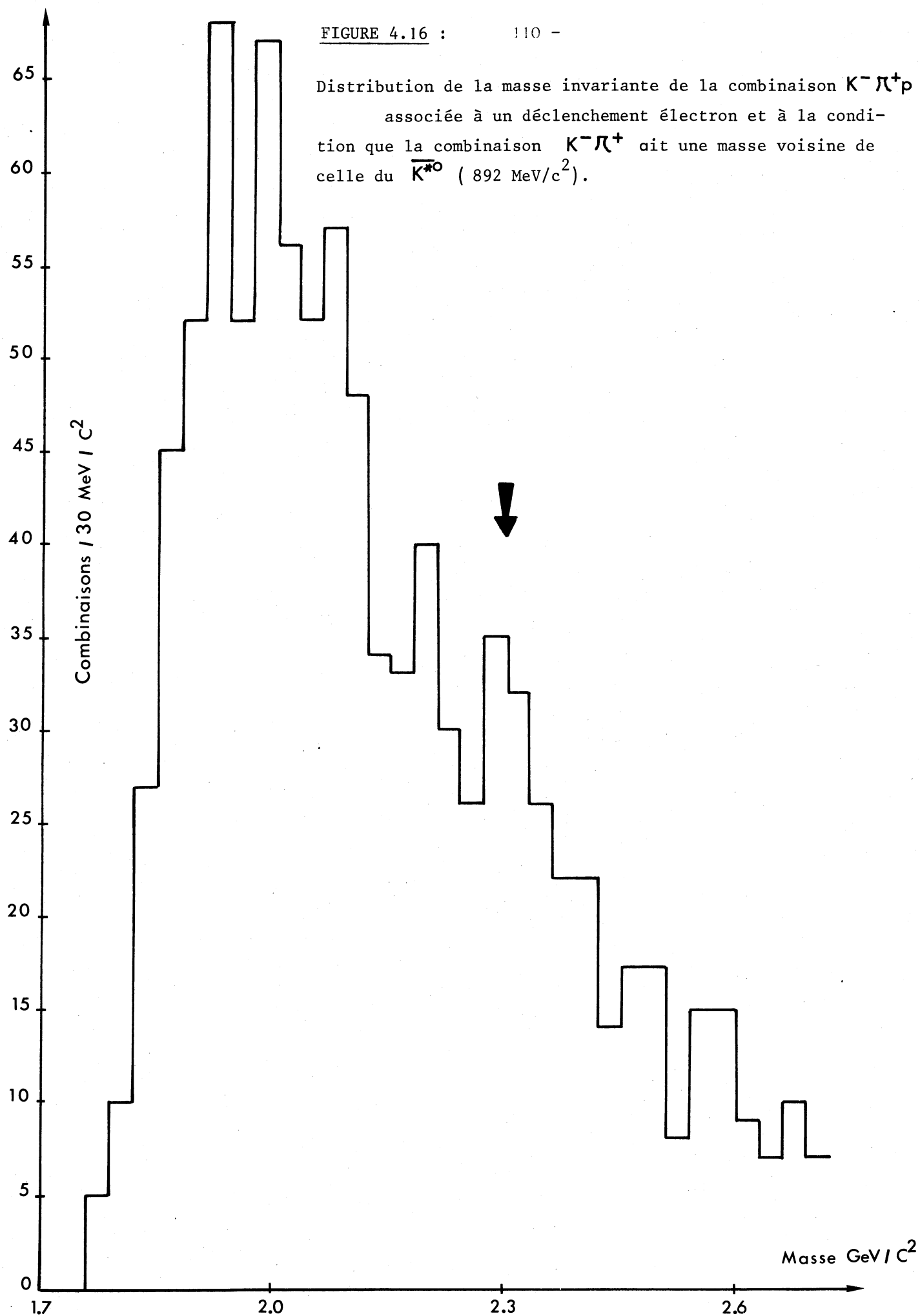
TABEAU 4.4 : Nombre de Λ_c^+ observés en association avec un électron pour différentes voies de désintégration.

4-2-5 Recherche du Λ_c^+ dans la combinaison $K^- \pi^+ p$ avec identification partielle des particules par le détecteur de temps de vol.

La Fig. 4.18 présente la distribution de masse des combi-

FIGURE 4.16 : 110 -

Distribution de la masse invariante de la combinaison $K^- \pi^+ p$
associée à un déclenchement électron et à la condi-
tion que la combinaison $K^- \pi^+$ ait une masse voisine de
celle du $\bar{K}^{*0}$ ($892 \text{ MeV}/c^2$).



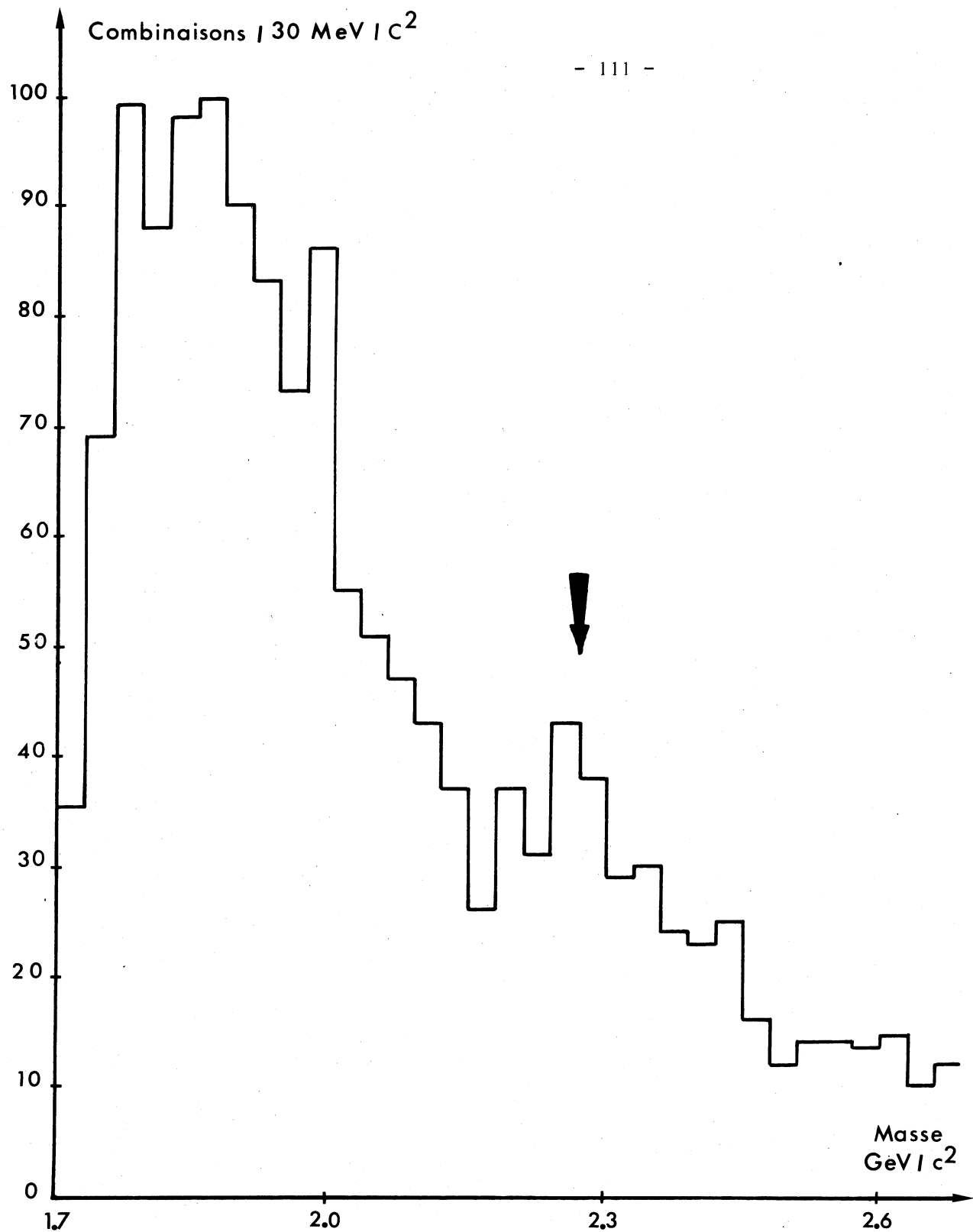


FIGURE 4.17 : Distribution de la masse invariante $K^-\Lambda^+p$ associée à un déclenchement électron et à la condition que la combinaison Λ^+p ait une masse voisine de celle du Δ^{++} ($1.236 \text{ GeV}/c^2$).

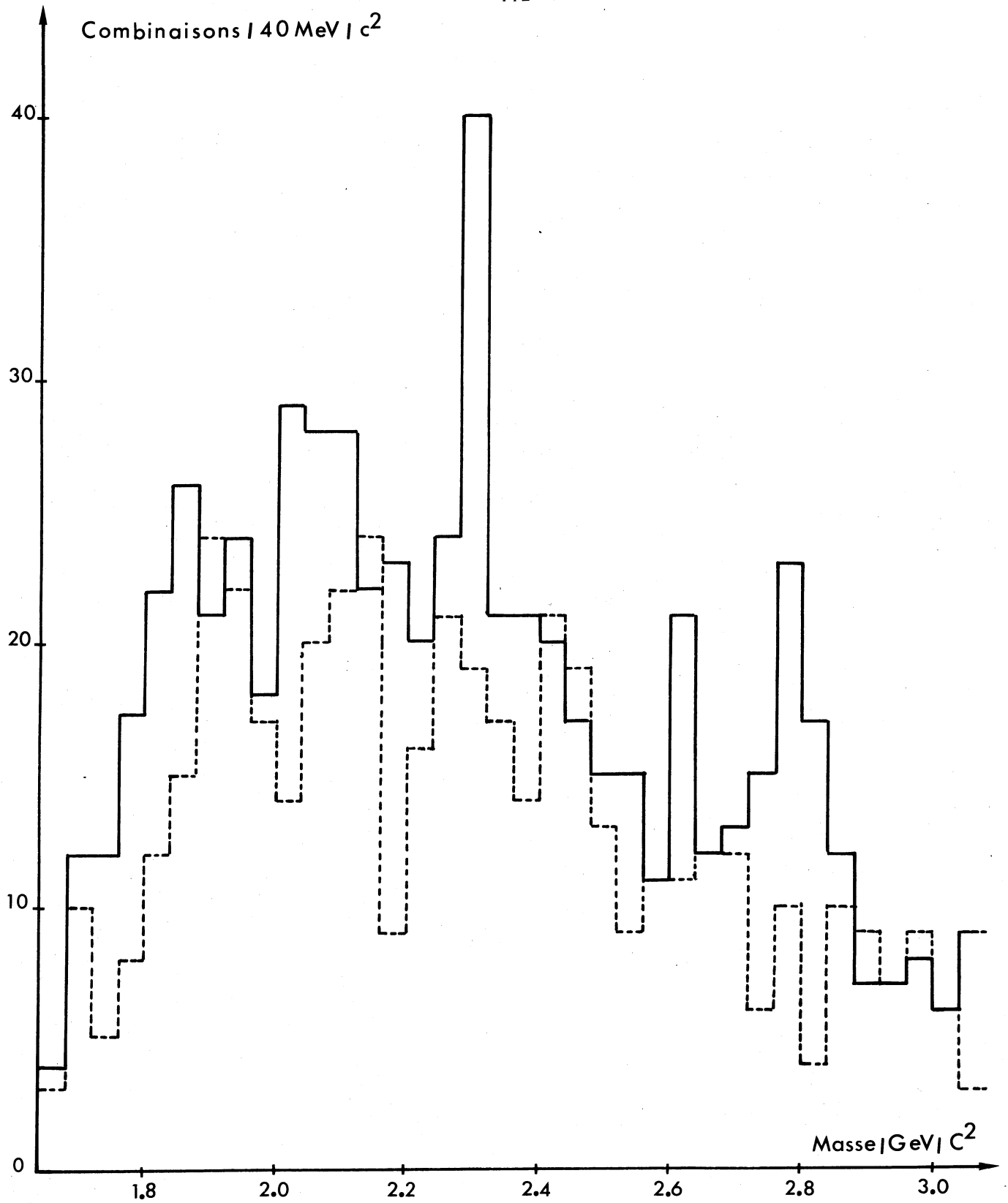


FIGURE 4.18 : Distributions de masse $K^- \pi^+ p$ pour les réactions

— $pp \rightarrow e^- K^- \pi^+ p X$

----- $pp \rightarrow e^+ K^- \pi^+ p X$

(au moins une particule K^- , π^+ ou p identifiée par le détecteur de temps de vol).

naisons de la Fig. 4.7 à la condition que l'une des particules soit identifiée par le détecteur de temps de vol. Cette particule doit satisfaire aux critères suivants :

- $p < 1.5 \text{ GeV/c}$
- la différence des temps de vol mesurés par les deux T.D.C. qui équipent le scintillateur touché doit être inférieure à 1 ns
- l'incertitude relative $\frac{\Delta m}{m} < 1.$
- selon la particule considérée, la masse doit être comprise entre les limites suivantes :

Λ	$0. < m < .3 \text{ GeV/c}^2$
K	$0.2 < m < 0.75 \text{ GeV/c}^2$
p	$.6 < m < 1.4 \text{ GeV/c}^2$

Là encore on observe un pic pour une masse comprise entre 2.280 et 2.320 GeV/c^2 . Ce signal est moins significatif que celui de la Fig. 4.7. Il contient environ 22 événements sur un fond de 42 événements ($\frac{22}{\sqrt{64}} \simeq 2.7 \sigma$).

Sur la même figure on a représenté l'histogramme obtenu avec un déclenchement e^+ .

4-2-6 Recherche des résonances Σ_c^{++} et Σ_c^0 .

D'autres baryons charmés sont prévus par la théorie (par exemple, Réf. 3). En particulier Σ_c^{++} et Σ_c^0 qui doivent se désintégrer en :

$$\Sigma_c^{++} \longrightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$$

et

$$\Sigma_c^0 \longrightarrow \Lambda_c^+ + \pi^-$$

Deux méthodes ont été essayées pour les mettre en évidence :

1ère méthode : on forme les combinaisons $K^- \Lambda^+ p \Lambda^+$ et $K^- \Lambda^+ p \Lambda^-$

(on applique quelques coupures similaires à celles utilisées pour le Λ_c^+ afin de diminuer le bruit de fond). On n'observe pas de signal significatif.

On ne garde que les combinaisons dont la masse est proche de celle du Σ_c dont on ne connaît pas encore précisément la valeur. Ici on sélectionne les combinaisons dont la masse est $(2.420 \pm .075) \text{ GeV}/c^2$ et on réalise l'histogramme de masse du système $K^- \Lambda^+ p$. On n'observe pas de pic significatif à la masse du Λ_c^+ .

Cette méthode présente d'ailleurs une difficulté. En coupant autour du Σ_c^{++} ou du Σ_c^0 , le Λ_c^+ est situé à la limite supérieure de l'espace de phase du système $K^- \Lambda^+ p$. De plus le nombre de combinaisons est maximal dans cette région de masse.

2ème méthode : on ne considère que les combinaisons $K^- \Lambda^+ p$ dont la masse est centrée autour du Λ_c^+ et on forme les combinaisons $\Lambda_c^+ \Lambda^+$ et $\Lambda_c^+ \Lambda^-$. Là encore il y a difficulté d'observation car le Σ_c est attendu à une masse proche de la limite inférieure de l'espace de phase du système $K^- \Lambda^+ p \Lambda$. De plus les histogrammes sont très fluctuants car la statistique est faible.

Peut-on expliquer cette absence de signal ?

Selon la Réf. 4 et pour une production diffractive, on estime que les sections efficaces sont dans le rapport :

$$\frac{\sigma[\Lambda_c^+]}{\sigma[\Sigma_c^{++}]} = 4.5$$

c'est à dire que si

$$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Lambda^+ p] = B[\Sigma_c^{++} \rightarrow K^- \Lambda^+ p \Lambda^+]$$

on attend environ 13 événements Σ_c^{++} . Comme l'acceptance de l'appareillage est plus faible pour $K^- \Lambda_c^+ p \Lambda_c^+$ que pour $K^- \Lambda_c^+ p$, ce nombre est la limite supérieure de ce qui est réellement observable.

De plus si le Σ_c^{++} a le même comportement relatif par rapport au Λ_c^+ que le $\Sigma^+(1385)$ par rapport au $\Lambda^0(1115)$, d'après Réf. 5, on s'attend à un facteur 10 dans la section efficace totale. D'où environ 6 événements = nombre très faible pouvant échapper à la détection.

Enfin, les difficultés dues au manque d'espace de phase que nous avons signalées précédemment renforcent la possibilité d'un rapport de branchement en $\Lambda_c^+ \Lambda^+$ faible. Ce qui est encore un argument en faveur de la non observation des baryons charmés Σ_c^{++} et Σ_c^0 dans cette expérience.

4-2-7 Spectre de masse $K^- \Lambda_c^+ \Lambda_c^+$ (associé au déclenchement e^-).

Le tableau 4.5 résume les différentes coupures effectuées pour renforcer le pic dans la distribution de masse invariante du système $K^- \Lambda_c^+ \Lambda_c^+$ (Fig. 4.19) par rapport au fond non résonant. Les coupures sont du même type que celles utilisées pour l'étude du Λ_c^+ (tableau 4.3). La coupure en multiplicité sélectionne des événements à multiplicité plus grande que dans le cas du Λ_c^+ . Ici elle a été choisie de façon à ce que le rapport signal sur fond soit le meilleur possible. Cependant il est à noter qu'un pic est présent si l'on sélectionne le même domaine de multiplicité que pour le Λ_c^+ ($5 < n_{\text{chargés}} < 14$).

Le pic de la Fig. 4.19 contient environ 75 combinaisons ($\frac{75}{\sqrt{590}} \simeq 3.2 \sigma$). La masse de la combinaison $K^- \Lambda_c^+ \Lambda_c^+$ est comprise entre 1.80 et 1.86 GeV/c^2 . Sur cette même figure on a représenté la distribution obtenue avec un déclenchement e^+ . Dans ce cas on n'observe pas de pic.

CONDITION	INTERPRETATION PHYSIQUE
Coupure en multiplicité $12 \leq n_{\text{chargés}} \leq 18$ avec au moins trois particules positives et deux particules négatives	On favorise un mécanisme de production à faible multiplicité. D'autre part, on désire diminuer le nombre de combinaisons
<u>Reconnaissance de l'électron.</u> On recherche une particule négative donnant un signal dans chaque cellule de $\bar{X}$ traversée. La chambre $\frac{dE}{dX}$ ne reconnaît qu'un seul électron (coupure en A.D.C. à 45). On enlève les paires résolues par une coupure en masse "e^+e^-" à $60 \text{ MeV}/c^2$	Elimination des électrons ne provenant pas de la désintégration semi-leptonique d'une particule charmée.
<u>Sélection des traces à combiner.</u> Pour chacune $\frac{\Delta P}{P} < .5$ $P_{\text{TOT}} > .15 \text{ GeV}/c$ Les K sont les particules négatives satisfaisant à : $x_K \cdot x_\pi > 0.$	On ne garde que les traces bien mesurées et l'on fait l'hypothèse que toutes les particules provenant de la désintégration du D^+ sont projetées du même côté.
<u>Conditions sur l'objet $K^-\pi^+\pi^+$</u> - coupure en rapidité $y(K^-\pi^+\pi^+) > .5$ - coupure sur le x de l'objet opposé à $K^-\pi^+\pi^+$ définissant $x_{\text{oppo}} = \sum_{\text{opposé à } K^-\pi^+\pi^+} x \text{ particules dans l'hémisphère}$ on doit avoir : $ x_{\text{oppo}} < .1$	On favorise les combinaisons pas trop centrales Le second proton n'a pratiquement pas interagi. Il n'est pas détecté (passage près du tube à vide).

TABLEAU 4.5 : Conditions imposées aux événements et aux particules pour l'étude du D^+ .

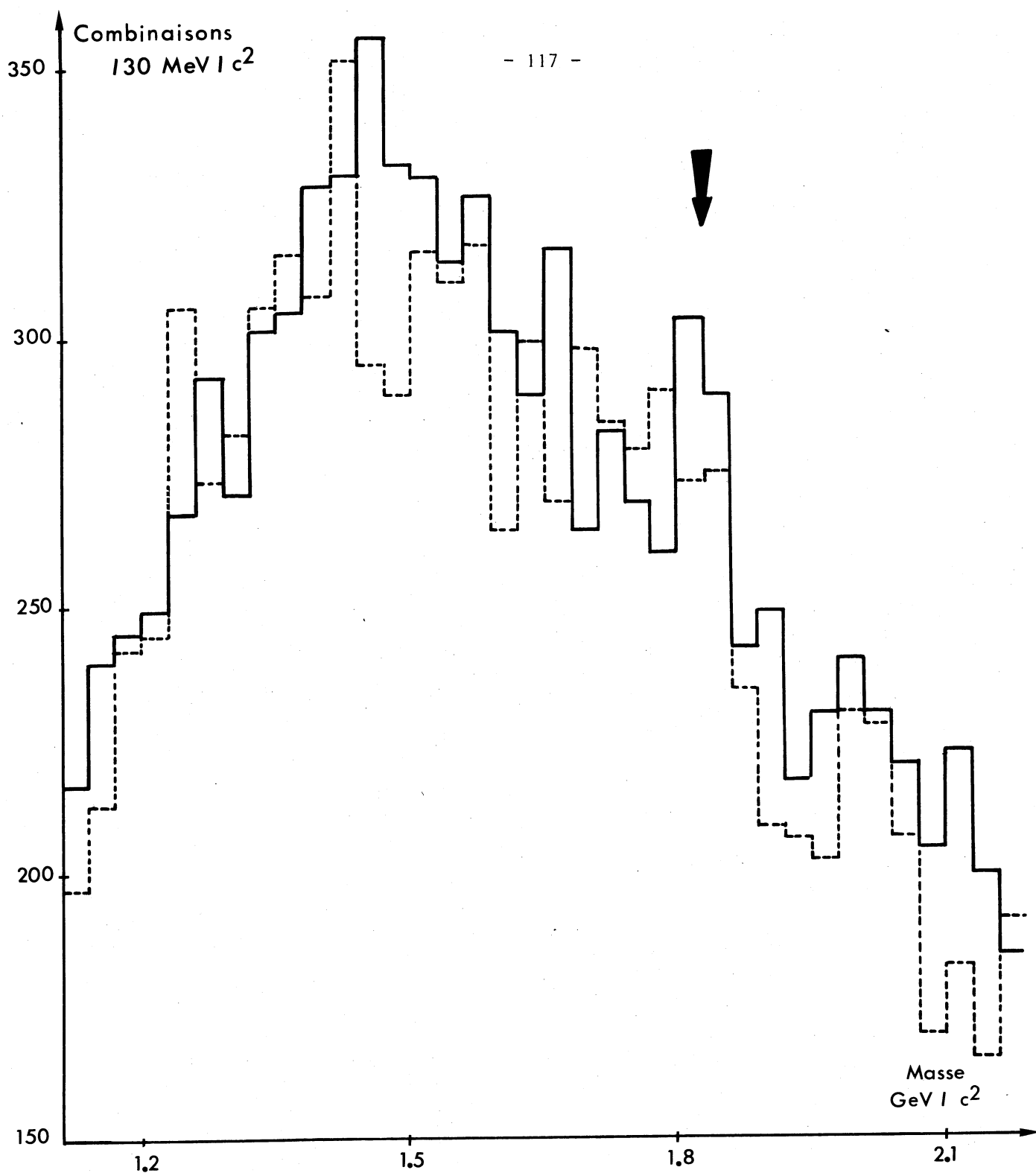


FIGURE 4.19 : Distributions de masse invariante $K^-\Lambda^+\Lambda^+$ pour les réactions

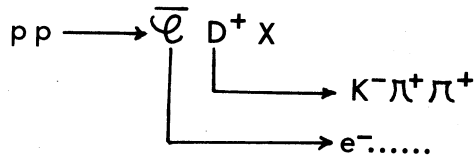
— $pp \rightarrow e^- K^- \Lambda^+ \Lambda^+ \chi$

----- $pp \rightarrow e^+ K^- \Lambda^+ \Lambda^+ \chi'$

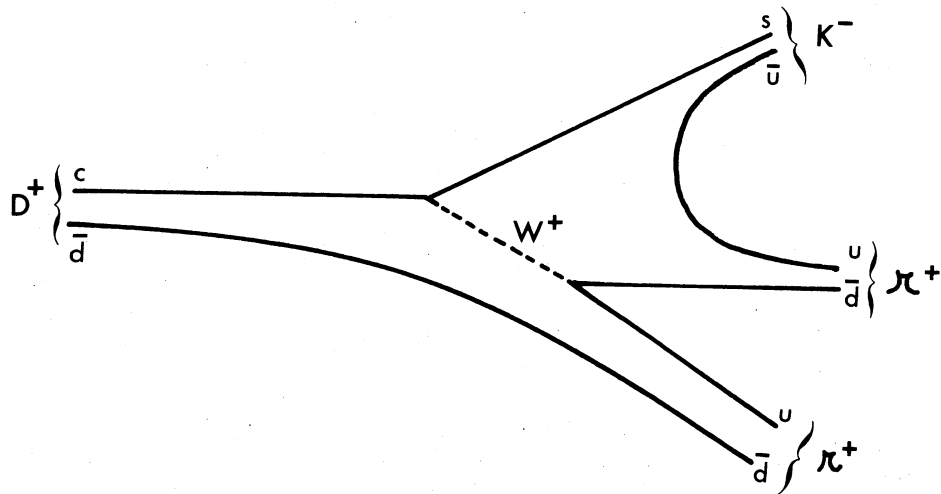
(sans identification des particules par le détecteur de temps de vol).

Ce signal est interprété comme dû au D^+ car :

- sa largeur ($60 \text{ MeV}/c^2$) est compatible avec la résolution expérimentale.
- il n'existe que pour une charge de l'électron



Schématiquement :



Cependant un tel signal doit être considéré seulement comme indicatif car :

- il est peu significatif $\approx 3\sigma$
- il présente un décalage de masse d'environ $30 \text{ MeV}/c^2$ par rapport à la masse communément admise pour le D^+ ($m_{D^+} = 1868.3 \pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$).

Ce signal sera malgré tout utilisé au chapitre 6 pour obtenir une estimation de la section efficace du D^+ .

CHAPITRE 5

COMPARAISON AVEC D'AUTRES EXPERIENCES DE PRODUCTION DE CHARME DANS LES REACTIONS $p - p$

A l'époque de la fin de la prise de données de cette expérience, aucune production hadronique directe de charme n'avait encore été mise en évidence. La première indication fut celle du méson D^+ par notre Collaboration (Réf. 1), fin 1978 (analyse de données à déclenchement K^- prises antérieurement à celles-ci R 407/408). Vint ensuite la mise en évidence du baryon charmé Λ_c^+ (Réf. 2, 3, 4) par différents groupes aux I.S.R. dont le nôtre (observations à la fois dans les données "électron" que l'on vient de détailler au chapitre 4 et dans les données K^-). Les résultats furent présentés simultanément à la conférence européenne de Genève (27 juin - 4 juillet 1979).

La comparaison de toutes ces expériences qui couvrent différentes régions de l'espace de phase apporte des informations intéressantes sur le mécanisme de production du charme et va donc permettre d'orienter le choix des modèles pour l'estimation de la section efficace.

Voici une description succincte des différentes expériences et un bref résumé de leurs résultats.

5 - 1 Observation du méson charmé D^+ (C.C.H.K.* - notre collaboration).

5-1-1 Le déclenchement.

L'expérience a été réalisée aux I.S.R. du C.E.R.N. en utili-

* CCHK = CERN - Collège de France - Heidelberg - Karlsruhe.

sant le S.F.M. (Fig. 5.1). L'énergie était $\sqrt{s} = 52.5$ GeV. Un compteur Cerenkov placé près de l'axe Y à environ 8° dans le centre de masse des I.S.R. permet de déclencher l'appareillage quand un π n'est pas reconnu : 80% de K^- et 20% de $\bar{p}$ (Réf. 5).

Les principales caractéristiques du K^- dans le centre de masse des deux protons incidents sont résumées dans le tableau 5.1

(VARIABLE :	(DOMAINE DE :	(VALEUR :
(:	(VARIATION :	(MOYENNE :
(x :	(0.2 - 0.6 :	(0.31 :
(y :	(2. à 3. :	(2.65 :
(p_T (GeV/c) :	($> .5$:	(1.15 :
(θ :	(5° à 13° :	(8° :
(:	(167° à 175° :	(172° :
(φ :	(144° - 168° :	(158° :
(:	(174° - 216° :	(193° :
(:	(:	(:

TABLEAU 5.1 : Domaine d'acceptance des K^- qui déclenchent l'appareillage. Toutes les quantités sont définies dans le centre de masse des deux protons incidents.

5-1-2 Sélection des données :

Les événements sont à multiplicité moyenne élevée ($\simeq 14$). Il faut réduire le nombre de combinaisons par des coupures qui seront désignées ici par des lettres majuscules comme dans la Réf. 1 :

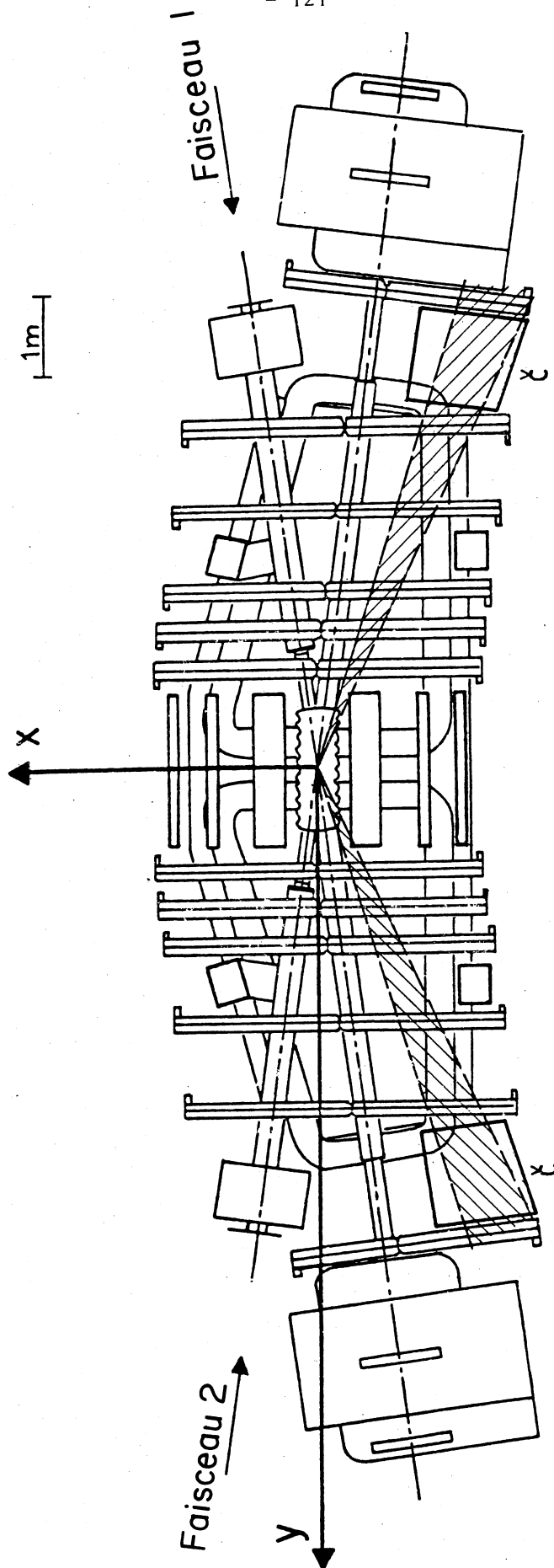


FIGURE 5.1 : Représentation schématique du dispositif expérimental de l'expérience R 407/408. On a matérialisé (hachures) la région d'acceptance des K^- détectés par les compteurs Cerenkov.

- (A) Coupure en multiplicité : on ne considère que les événements dont la multiplicité en particules chargées est $n_{ch} \leq 10$ (nombre plus petit que dans le cas des données "électron" car l'acceptance du détecteur était plus faible).

- (B) Coupure sur le système opposé à l'objet

soit :
$$X_{opp} = \sum_{\substack{\uparrow \\ \text{particules dans l'hémisphère} \\ \text{opposé au } K^-}} x$$

On ne garde que les événements satisfaisant à :

$$|X_{opp}| > .5$$

ou
$$|X_{opp}| < .1$$

Cette coupure favorise les événements du type diffractif.

La condition $|X_{opp}| < .1$ signifie que la particule a échappé à la détection ; elle est neutre ou elle se trouve dans une région de mauvaise acceptance.

- (C) Coupure en x du K^- : $x_{K^-} > .3$

Ceci revient à une coupure en p_T car l'angle polaire Θ du K^- varie peu autour de sa valeur moyenne (tableau 5.1).

- (D) Compensation du p_T du K^- par les particules d'impulsion transverse opposée à celle du K^- . Ces particules constituent "un système de recul".

On définit :
$$P_R = - \sum_i \vec{p}_i \cdot \frac{\vec{q}_{TK}}{|\vec{q}_{TK}|}$$

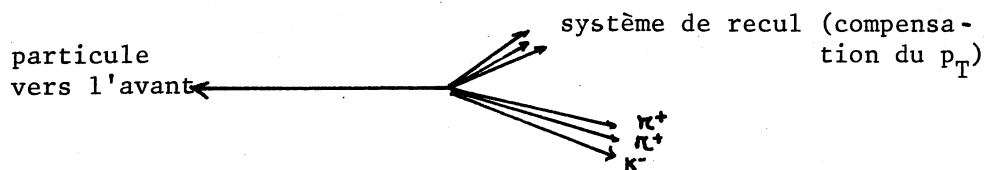
avec $\vec{q}_{TK}$ = impulsion transverse du K^-

et où la sommation se fait sur toutes les particules appartenant au système de recul.

On ne garde que les événements pour lesquels

$$P_R > 0.2 \text{ GeV/c.}$$

Ces coupures privilégient un événement ayant la topologie suivante :



Le tableau 5.2 montre l'influence des différentes coupures sur la statistique.

	(	NOMBRE D'EVENEMENTS CONSERVES	)
(INITIAUX	:	98 884	)
((C)	:	49 707	)
((A) x (B)	:	37 376	)
((A) x (B) x (C)	:	18 561	)
((A) x (B) x (C) x (D)	:	12 124	)

TABLEAU 5.2 : Nombre d'événements conservés après les différentes coupures.

5-1-3 Les distributions de masse :

La distribution de masse invariante du système $K^- \Lambda^+$ présente un pic à la masse du $\bar{K}^{*0}$ (890) mais pas à la masse du D^0 (Fig. 5.2). Celle de la combinaison $K^- \Lambda^+ \Lambda^+$ ne montre pas de signal de D^+ .

Afin de réduire le nombre de combinaisons et en tenant compte du fait que les données e^+e^- n'excluent pas le $\bar{K}^{*0}$ (Réf. 6), on forme la masse invariante du système $K^- \Lambda^+ \Lambda^+$ à la condition que celle de $K^- \Lambda^+$ soit dans une bande de masse de $60 \text{ MeV}/c^2$ de large, centrée à la masse de $\bar{K}^{*0}$. Un pic apparaît alors à la masse $m = 1.91 \text{ GeV}/c^2$. Sa largeur est de $120 \text{ MeV}/c^2$ et il contient 92 ± 18 événements (Fig. 5.3).

5-1-4 Interprétation:

Le système $K^- \Lambda^+ \Lambda^+$ est "exotique". C'est à dire qu'il ne se réduit pas à une paire quark-antiquark "normale" formée des seuls quarks u, d et s. En effet

$$\left. \begin{array}{l} K^- (s \bar{u}) \\ \Lambda^+ (u \bar{d}) \end{array} \right\} \Rightarrow K^- \Lambda^+ \Lambda^+ (s \bar{d} u \bar{d})$$

Par contre l'hypothèse du charme permet d'expliquer cet état final ainsi que l'état intermédiaire $\bar{K}^{*0} \Lambda^+$. Le D^+ est constitué de la paire $c \bar{d}$. Par désintégration faible du quark c en quark s et "habillage" avec une paire $u \bar{u}$ on obtient :

$$\begin{array}{c} D^+ \longrightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+ \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad K^- \Lambda^+ \end{array}$$

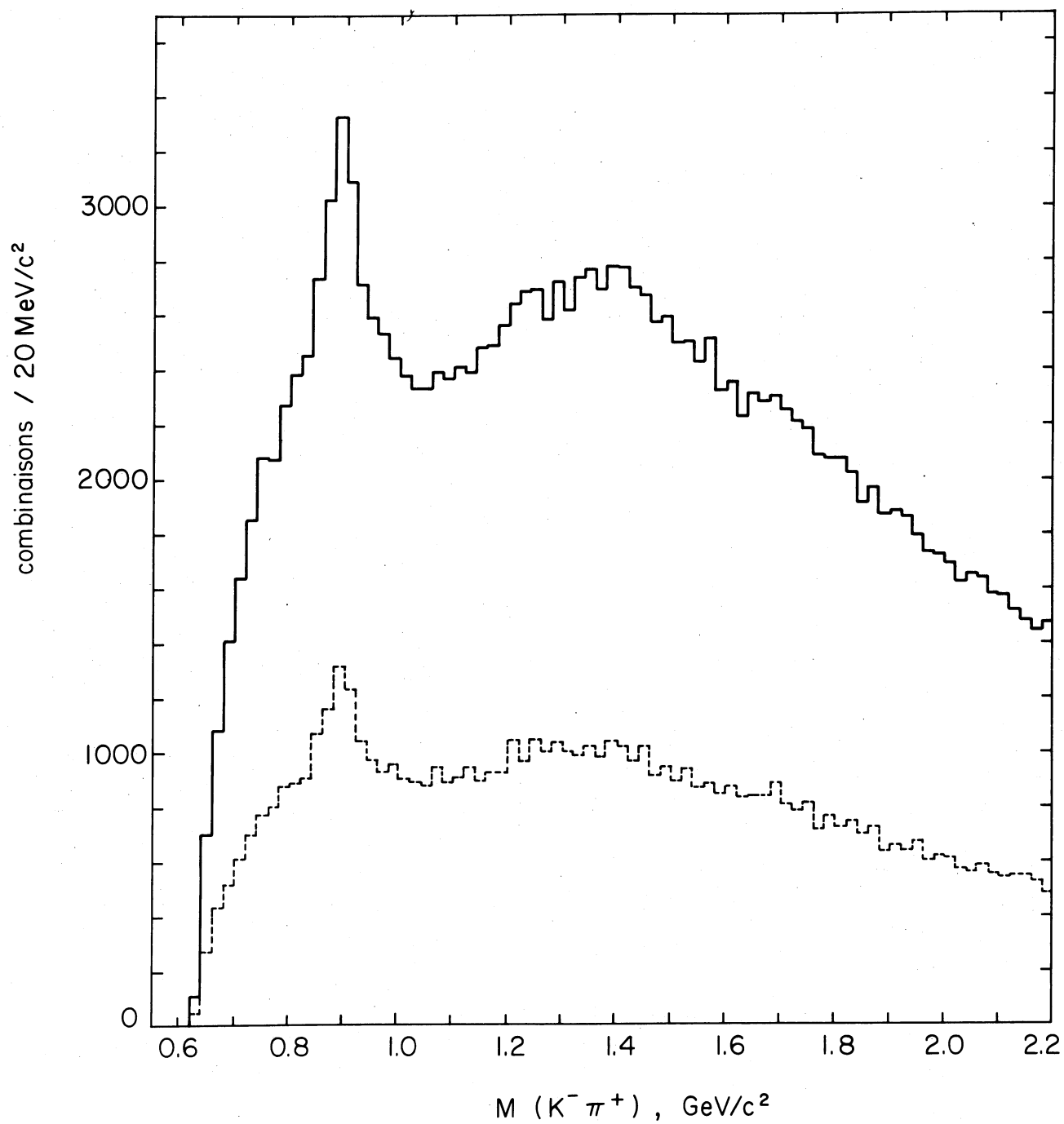


FIGURE 5.2 : Distribution de la masse invariante de la combinaison $K^- \pi^+$ obtenue :

— sans coupures
- - - avec les coupures (A) et (B)

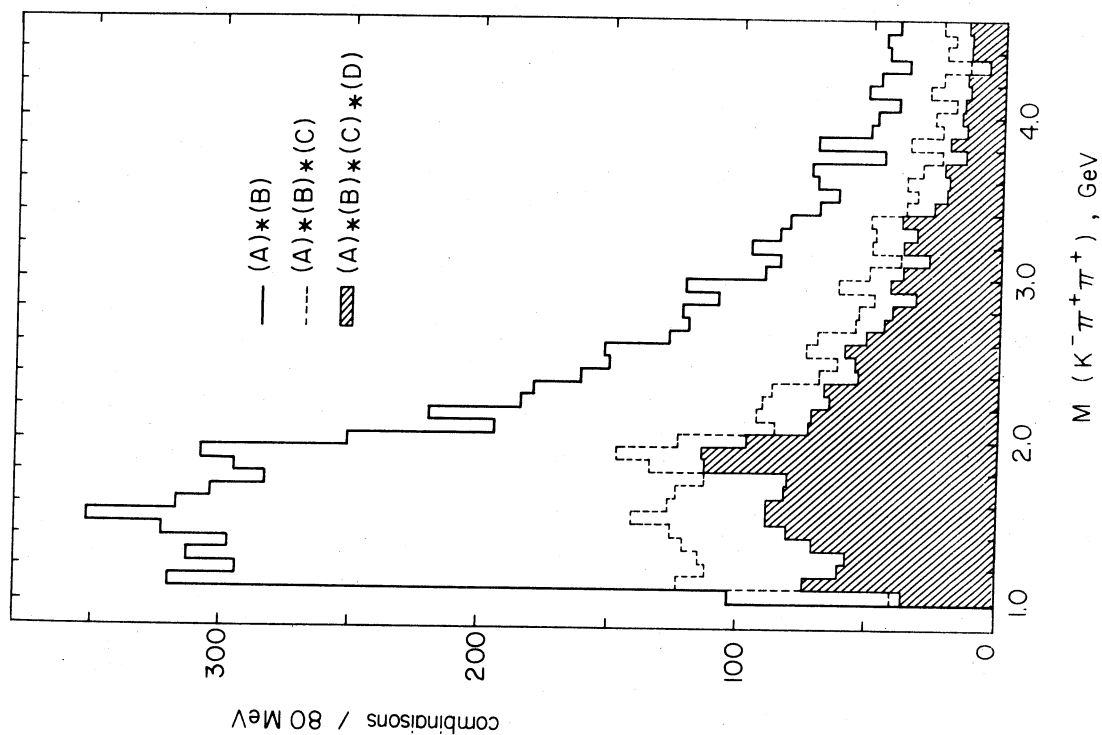
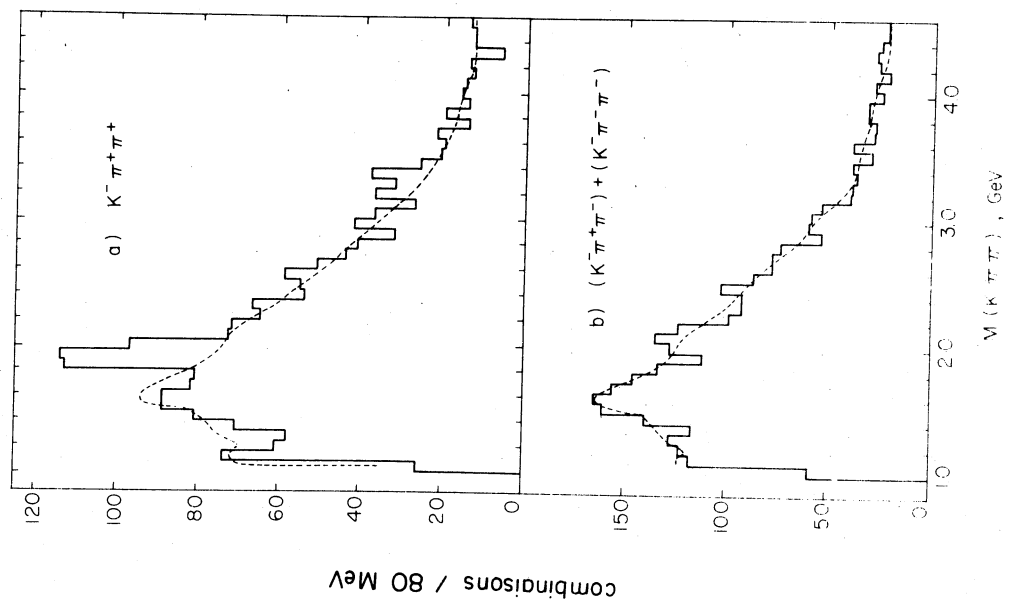


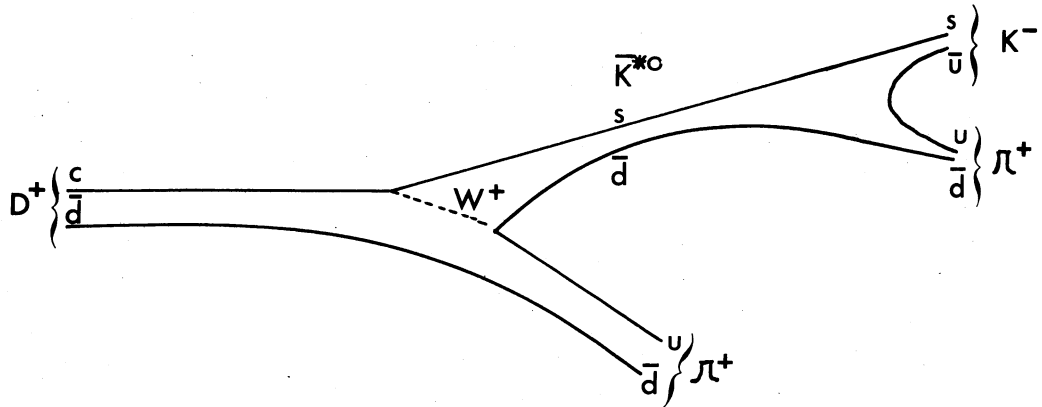
FIGURE 5.3 : Distribution de masse $K^- \pi^+ \pi^+$ influence des coupures



a) distribution de masse $K^- \pi^+ \pi^+$ la courbe en pointillés est obtenue par la technique du mélange d'événements.

b) Distribution de masse des combinaisons non charmées $K^- \pi^+ \pi^- + K^- \pi^- \pi^-$. Reproduit la forme du bruit de fond a).

Schématiquement :



La largeur du signal : $120 \text{ MeV}/c^2$ est compatible avec la résolution expérimentale : de l'ordre de $150 \text{ MeV}/c^2$. Ce résultat est en accord avec la durée de vie des particules charmées : environ $5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ (Réf. 7).

Nota : le D^+ a une masse de $1.87 \text{ GeV}/c^2$ (Réf. 8). Ici on trouve $1.91 \text{ GeV}/c^2$. Ce décalage de $40 \text{ MeV}/c^2$ est compatible avec les erreurs sur la détermination de l'impulsion dans cette région du détecteur.

5-1-5 Section efficace.

Le nombre de $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+$ observés dans l'expérience pour la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ s'écrit :

$$\boxed{n_{D^+} = \int \mathcal{L} dt B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+] \sigma_{D^+} \epsilon_{\text{acc}}[\bar{K}^{*0} \pi^+] \epsilon_{\text{decl}}[K^-]} \quad (1)$$

avec $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+] =$ rapport de branchement de D^+ dans la voie de désintégration $\bar{K}^{*0} \pi^+$

$\epsilon_{\text{acc}}[\bar{K}^{*0} \pi^+]$ = acceptance de l'expérience pour le D^+ et ses produits de désintégration. Ce nombre tient compte aussi des coupures effectuées dans l'analyse des données ainsi que de l'acceptance du déclenchement pour les K^- .

$\epsilon_{\text{decl}}[K^-]$ = est l'efficacité du déclenchement. C'est le rapport entre le nombre de K^- qui ont déclenché l'appareillage et le nombre de K^- qui sont dans la fenêtre d'acceptance du déclenchement.

$\epsilon_{\text{decl}}[K^-]$ Par simulation on détermine $\epsilon_{\text{acc}}[\bar{K}^{*0} \pi^+]$, par contre qui dépend du fonctionnement de l'appareillage ne peut pas être calculé ainsi.

Pour s'en affranchir, on compare le nombre de K^- enregistrés pour la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ au nombre de K^- produits dans la réaction pp à cette énergie. Pour ceci on utilise les résultats expérimentaux de la référence 9 concernant la production inclusive du K^- (section efficace et paramétrisation).

Le nombre d'événements K^- qui ont été enregistrés s'écrit :

$$n_{K^-} = \int \mathcal{L} dt \quad \sigma_{K^-} \quad \epsilon_{\text{acc}}[K^-] \quad \epsilon_{\text{decl}}[K^-] \quad (2)$$

avec $\epsilon_{\text{acc}}[K^-]$ = acceptance du déclenchement pour le K^-
 $\epsilon_{\text{decl}}[K^-]$ = efficacité du déclenchement (même définition que pour (1)).

En effectuant le rapport des relations (1) et (2) on élimine $\epsilon_{\text{decl}}[K^-]$:

$$\frac{n_{D^+}}{n_{K^-}} = \frac{B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+] \sigma_{D^+} \epsilon_{\text{acc}}[\bar{K}^{*0} \pi^+]}{\sigma_{K^-} \epsilon_{\text{acc}}[K^-]} \quad (3)$$

Pour en déduire $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+] \sigma_{D^+}$ il suffit de connaître $\mathcal{E}_{acc}[\bar{K}^{*0} \pi^+]$ et $\mathcal{E}_{acc}[K^-]$. Par simulation on déterminera ces deux quantités. Il est à noter qu'elles dépendent du modèle de production choisi pour le D^+ .

Les pertes dues aux coupures non reproductibles par simulation (A) multiplicité, (B) système opposé à l'objet, (D) système de recul sont estimées par l'étude des événements rejetés. On ne voit pas de signal dans ce lot. On estime donc que le nombre de D^+ qui s'y trouvent est de l'ordre d'un écart-type c'est à dire environ 28.

Dans le programme de simulation qui calculera les acceptances $\mathcal{E}_{acc}[\bar{K}^{*0} \pi^+]$ et $\mathcal{E}_{acc}[K^-]$, les D^+ sont générés en fonction de p_T et de y/y_{max} . La quantité y_{max} est la rapidité maximale permise pour le D^+ pour une impulsion transverse p_T (y_{max} est donc une fonction de p_T).

Plus précisément, la génération des D^+ est effectuée selon les deux lois

$$\frac{dN}{dp_T} \propto p_T e^{-A p_T}$$

et pour un p_T donné :

$$\frac{dN}{d\left[\frac{y}{y_{max}}\right]} \propto f\left[\frac{y}{y_{max}}\right]$$

Soit :

$$\boxed{\frac{d^2 N}{dy dp_T^2} \propto \frac{1}{y_{max}} f\left[\frac{y}{y_{max}}\right] e^{-A p_T}} \quad (4)$$

Deux valeurs de A ont été étudiées : $A = 2 \text{ (GeV/c)}^{-1}$ et $A = 2.8 \text{ (GeV/c)}^{-1}$ qui correspondent respectivement à $\langle p_T \rangle = 1. \text{ GeV/c}$ et $\langle p_T \rangle = .7 \text{ GeV/c}$.

Ce qui est en accord avec le $\langle p_T \rangle$ attendu pour une particule de masse 1.8 - 1.9 GeV/c² (Réf. 12).

La fonction $f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right]$ est choisie de façon à ce que l'on s'approche le mieux possible de l'un des modèles suivants* :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$$

$$\frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^3$$

Il est à noter que lorsque x ou y croissent, le domaine accessible à p_T diminue ce qui entraîne que l'intégrale en p_T décroît (relation (4)) et donc que $\frac{d\sigma}{dx}$ et $\frac{d\sigma}{dy}$ aussi.

Les estimations des sections efficaces sont rassemblées dans le tableau 5.3. On y trouve :

. $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+] [\sigma_{D^+}] \Omega_{D^+}$ pour la portion de l'espace de phase où expérimentalement on observe les D^+ c'est à dire :

$$\Omega_{D^+} \left\{ \begin{array}{l} \varphi \in [90^\circ, 270^\circ] \\ y \in [1.7, 3.2] \\ \text{tous } p_T \text{ (bien que le domaine en } p_T \text{ du } K^- \text{ soit limité - voir tableau 5.1 - celui du } D^+ \text{ ne l'est pas - Par contre la forme de la distribution en } p_T \text{ du } D^+ \text{ s'en trouve modifiée).} \end{array} \right.$$

* La même technique est utilisée chapitre 6 où l'on trouvera les distributions qui correspondent aux modèles décrits.

	A (GeV/c) ⁻¹	$B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+]$ μb	$B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+]$ μb	$B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+]$ μb
$\frac{d\sigma}{dx} (1-x)^3$	2.0	2.81	21.6	
	2.8	8.40	62.0	
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	2.0	1.67	7.5	
	2.8	4.38	19.3	
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	2.0	1.44	4.0	
	2.8	3.80	10.5	

TABLEAU 5.3 : Sections efficaces de production du D^+ pour différents modèles obtenus à

$$\frac{d^2\sigma}{dydp_T^2} \propto \frac{1}{y_{\max}} f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right] e^{-A_P} \quad \text{partir de}$$

partir de

Les erreurs sont estimées à 40%.

. $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+] \sigma_{D^+}$ pour tout l'espace de phase. Cette quantité est déduite de $[\sigma_{D^+}] \Omega_{D^+}$ par extrapolation sur tout le domaine y et φ .

Les erreurs sur les deux estimations sont d'environ 40%. Ce tableau suggère quelques remarques :

- bien que Ω_{D^+} couvre tout le domaine en p_T , l'estimation de la section efficace dépend de A car le spectre en p_T du K^- est coupé à $p_T = .5 \text{ GeV}/c$. La quantité $\epsilon_{acc}[\bar{K}^{*0} \Lambda^+]$ dépend donc de A .

- $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+] \sigma_{D^+}$ est très sensible à la forme de la fonction $f\left[\frac{y}{y_{max}}\right]$: il y a un facteur 15 entre les estimations extrêmes.

- par contre $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+] [\sigma_{D^+}] \Omega_{D^+}$ qui est défini dans le domaine $y \in [1.7, 3.2]$ est moins sensible à la forme de $f\left[\frac{y}{y_{max}}\right]$. Il y a seulement un facteur 6 entre les estimations extrêmes.

- Pour déduire la section efficace σ_{D^+} , il faut connaître $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+]$. Une étude réalisée par notre collaboration (Réf. 1) a montré que :

$$\frac{B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+]}{B[D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+]} = .3 \pm .15$$

Soit puisque $B[D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+] = (3.9 \pm 1.) \%$

il vient $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} \Lambda^+] = (1.2 \pm .9) \%$

On utilisera les résultats du tableau 5.3 dans le chapitre 6.

5 - 2 Observation du baryon charmé Λ_c^+ (CCHK - notre collaboration),
(Réf. 2).

Cette étude a été réalisée avec les données à déclenchement K^- déjà décrites au paragraphe 5 - 1. Les coupures sont les mêmes que celles qui y sont décrites plus une :

- (E) l'impulsion transverse de la combinaison des particules doit être supérieure à 1. GeV/c.

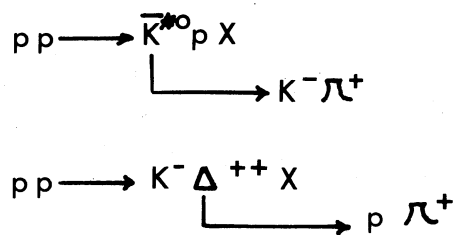
5-2-2 Les distributions de masse.

Comme dans le cas de la recherche du D^+ , le nombre de combinaisons $K^- \Lambda^+ p$ est grand et aucun signal n'apparaît dans la distribution de masse invariante. Par contre, si l'on ne considère que les systèmes $K^- \pi^+$ dont la masse est voisine de celle du $\bar{K}^{*0}$ ($890 \pm 40 \text{ MeV}/c^2$) et en appelant proton toute particule positive supplémentaire, un signal très étroit apparaît alors dans la combinaison $K^- \pi^+ p$ (Fig. 5.4). Le tableau 5.4 résume les caractéristiques du signal.

De même en appelant proton toute particule positive dont le x de Feynman est supérieur à .3 et en ne gardant que les combinaisons $p \Lambda^+$ de masse voisine de celle du Δ^{++} ($1.236 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$) (Fig. 5.5), un signal apparaît dans le spectre de masse $K^- \Lambda^+ p$ avec les conditions (A)(B) et (D'). La condition (D') et la condition (D) du paragraphe 5 - 1, mais avec une impulsion de recul $p_R = .1 \text{ GeV}/c$. Le tableau 5.4 résume les caractéristiques du signal. Dans ce cas la largeur du signal est double de celle de la voie $\bar{K}^{*0} p$ car on sélectionne des protons à $x > .3$ et les coupures ne sont pas identiques à celles du cas $\bar{K}^{*0} p$. On se trouve alors dans une région du détecteur où le $\frac{\Delta P}{P}$ des particules est grand (Fig. 5.6).

	($\overline{K^{*0}} p$: $K^- \Delta^{++}$)
(Intervalle de masse du signal en GeV/c^2 .	(2.260 ± 0.020 : 2.260 ± 0.040)
(Largeur MeV/c^2	(40 : 80)
(Nombre total d'entrées dans le pic	(49 : 189)
(Fond estimé	(20 : 140)
(Signal	(29 : 49)
(Nombre d'écarts-types	(4.1 : 3.5)

TABLEAU 5.4 : Caractéristiques des signaux obtenus pour les réactions



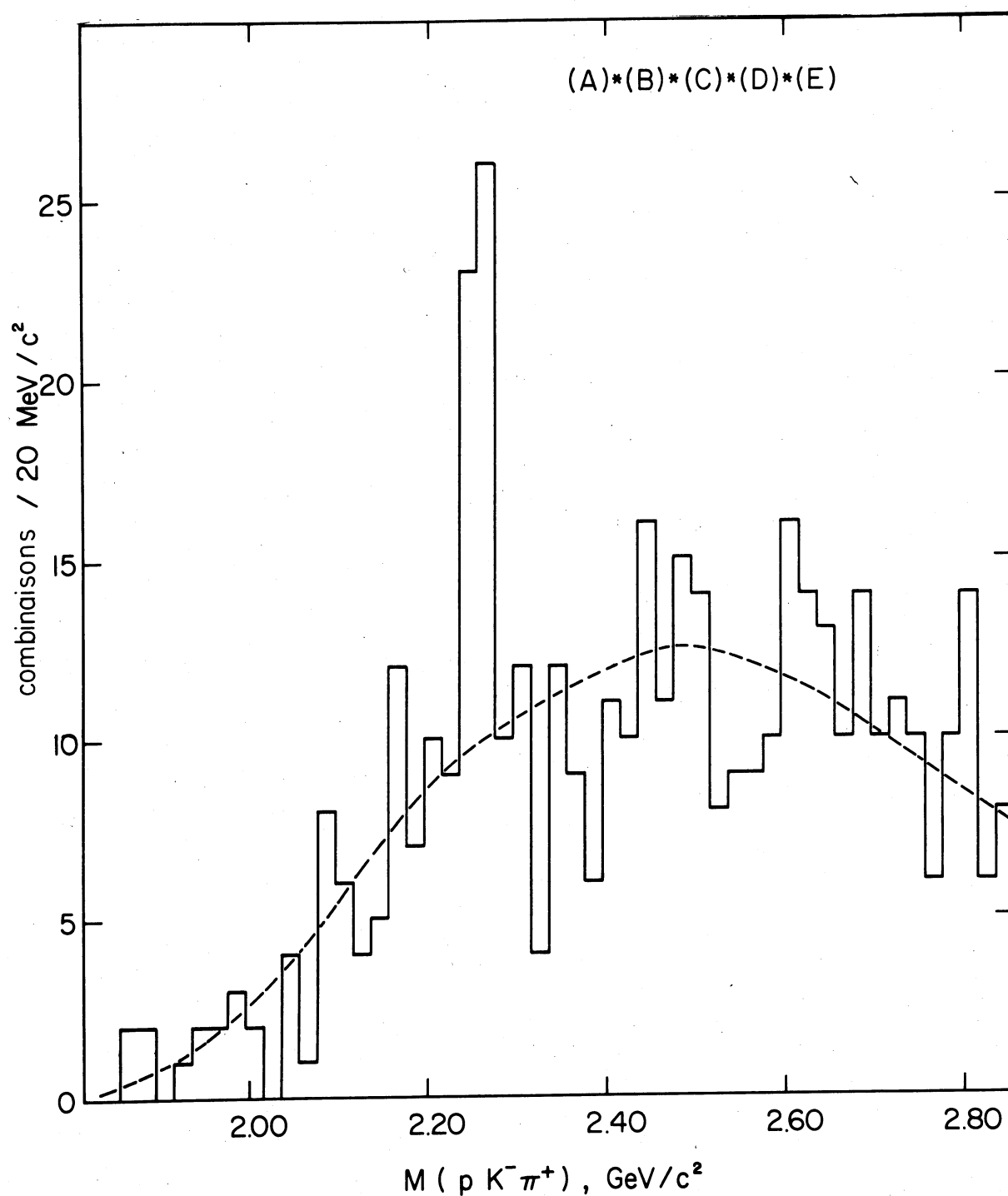


FIGURE 5.4 : Distribution de masse invariante $p K^- \pi^+$ (le système $K^- \pi^+$ a une masse voisine de celle du $\bar{K}^{*0}$). La courbe en pointillés résulte d'un mélange d'événements.

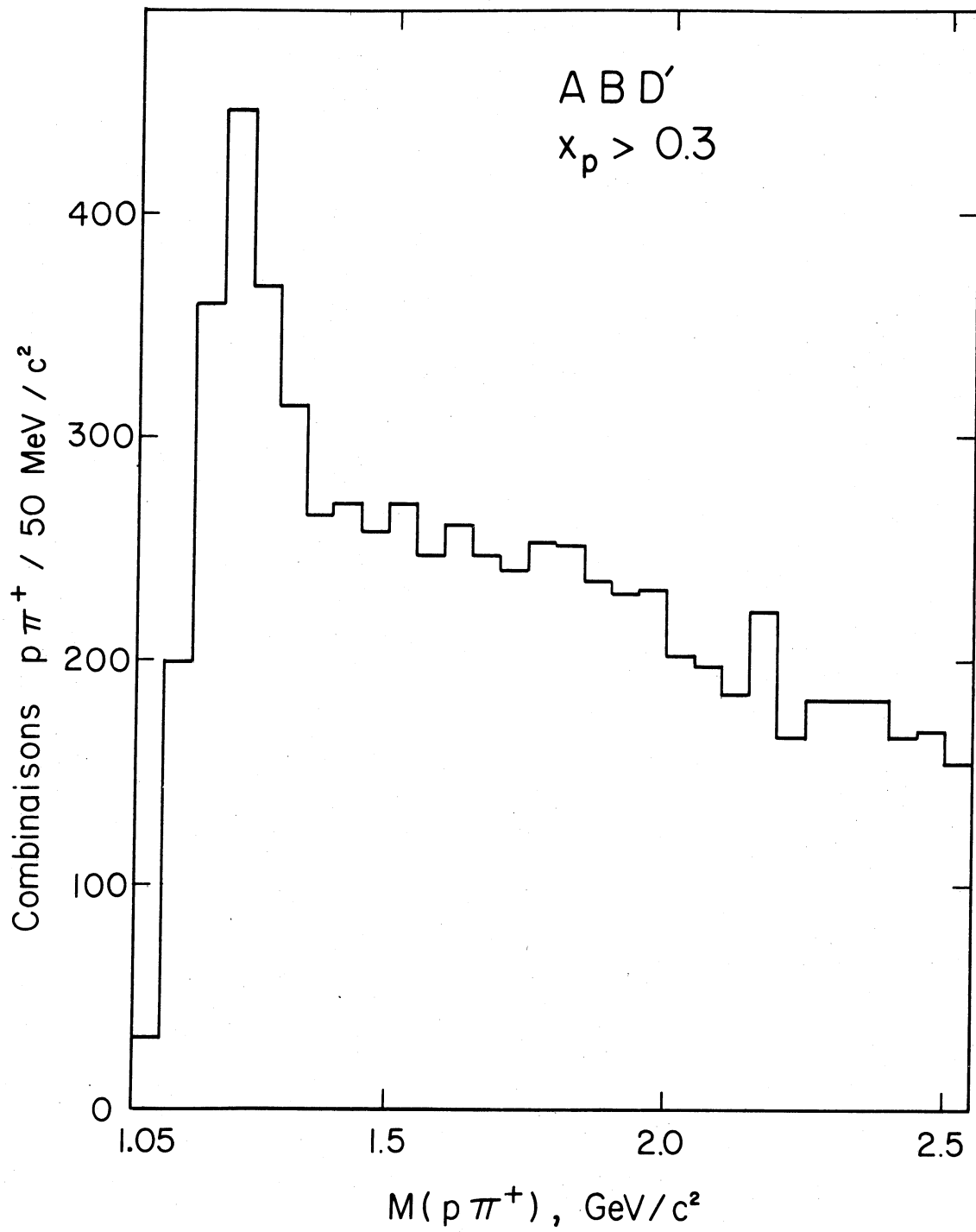


FIGURE 5.5 : Distribution de masse invariante $p \pi^+$

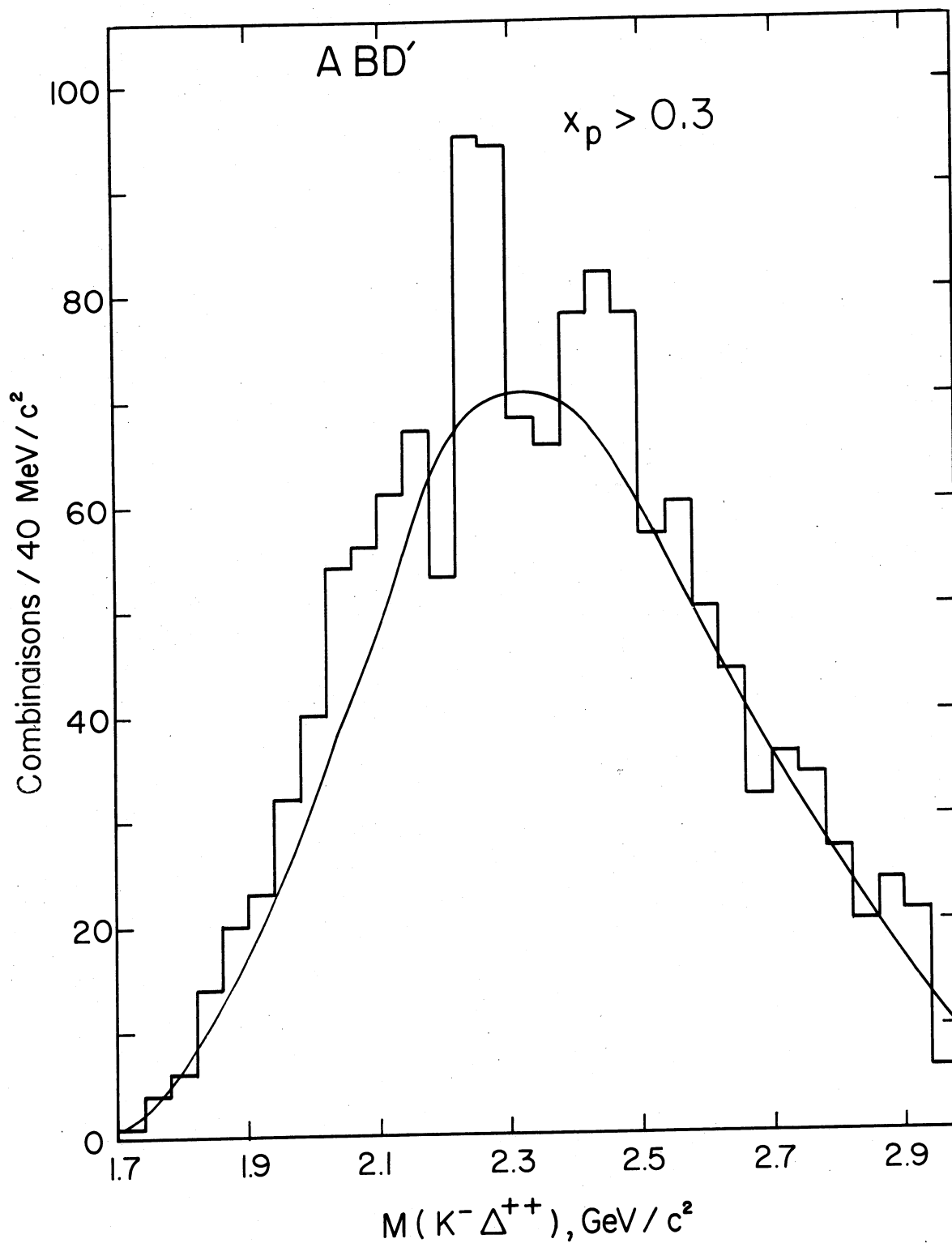


FIGURE 5.6 : Distribution de masse invariante $K^-\pi^+p$
(Le système $p\pi^+$ a une masse voisine de celle du Δ^{++}).
La courbe résulte d'un mélange d'événements.

5-2-3 Interprétation et section efficace.

5-2-3-1 Différents tests ont été réalisés :

- Un échantillonnage de données avec déclenchement Λ^- a été pris dans les mêmes conditions expérimentales et analysé avec les mêmes critères. Si l'on remplace la masse du Λ par la masse du K on ne voit aucun signal dans la combinaison $\bar{K}^{*0} p$ ni dans $K^- \Delta^{++}$

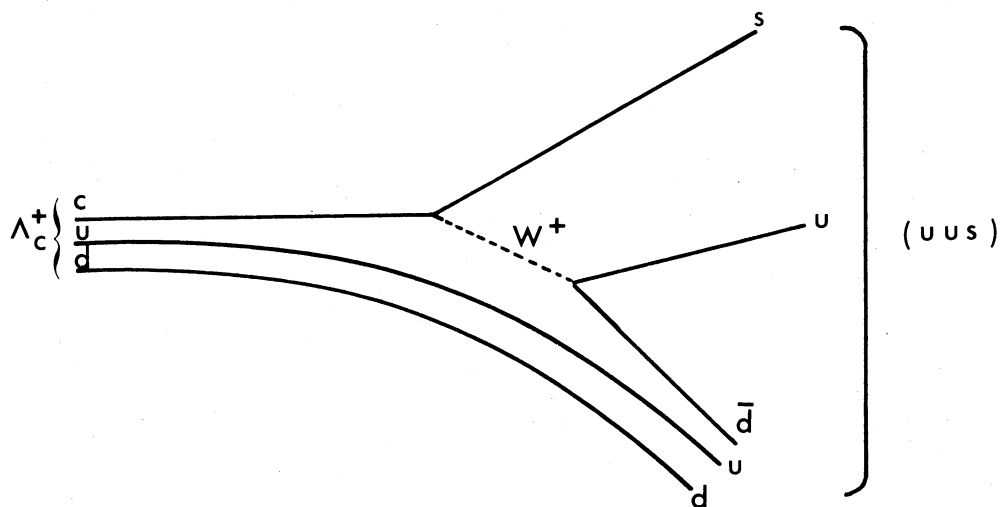
- On s'est assuré que ce signal n'était pas une réflexion du D^+ en montrant que le même événement ne contribue pas à la fois au D^+ et au Λ_c^+

5-2-3-2 Le système $K^- \Lambda^+ p$ n'est pas "exotique" :

Il se réduit à trois quarks "normaux" et peut former la particule non charmée Σ^+ (u u s)

$$\left. \begin{array}{l} K^-(s\bar{u}) \\ \Lambda^+(\bar{d}u) \\ p(uud) \end{array} \right\} \Rightarrow K^- \Lambda^+ p \text{ (uus)}$$

Cependant par désintégration faible du quark c, le Λ_c^+ (c u d) donne ce même état final u u s :



On retient l'hypothèse du baryon charmé Λ_c^+ car le signal obtenu est dans les deux cas compatible avec la résolution expérimentale. Dans ce domaine de masse, un baryon étrange ($S = -1$) aurait une largeur $\Gamma \geq 100 \text{ MeV}/c^2$ et les pics des distributions de masse (Fig. 5.4 et Fig. 5.6) seraient plus larges.

5-2-3-3 La section efficace inclusive du Λ_c^+ dépend du modèle choisi car l'appareillage ne couvre qu'une partie de l'espace de phase. La méthode est la même que pour le D^+ (voir 5-1-5).

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} \propto \frac{1}{y_{\max}} f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right] e^{-A p_T}$$

(où $y_{\max}$ est la rapidité maximale du Λ_c^+ pour un p_T donné).

et l'on ajuste $f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right]$ de façon à obtenir :

$$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$$

$$\text{ou } \frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$$

(par analogie avec la production de Λ à $x \geq 0.6$ - Réf. 9, 10, 11, 12).

Le paramètre A est choisi égal à 2. ($\Rightarrow \langle p_T \rangle = 1. \text{ GeV}/c$)

Les résultats de cette simulation sont résumés dans le tableau 5.5 :

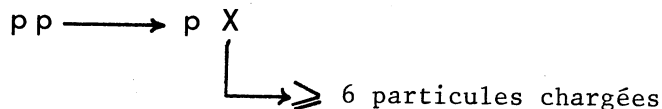
	$B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p] \sigma_{\Lambda_c^+}^+$ μb	$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Delta^{++}] \sigma_{\Lambda_c^+}^+$ μb
$(\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte})$	6.2 ± 2.5	6.7 ± 2.7
$(\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte})$	3.0 ± 1.2	3.3 ± 1.3

TABLEAU 5.5 : Sections inclusives totales multipliées par le rapport de branchement pour les différents modèles de production.

5 - 3 Observation du baryon charmé Λ_c^+ dans les combinaisons $K^- \pi^+ p$ et $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (collaboration ACHMNR* - R 606) (Réf. 3 et 15).

5-3-1 L'appareillage : (Fig. 5.7)

Il est adapté à la détection de la production diffractive d'un baryon excité X et de ses produits de désintégration.



Il est constitué de deux parties :

- La partie 1 (Arm 1) est un détecteur à large acceptance qui admet les produits de la désintégration de X jusqu'à un angle d'environ 40° par rapport au faisceau l. Il comprend deux spectromètres dont l'un (S_{1a}) est le Lampshade Magnet (L.S. π . = aimant en forme d'abat-jour). Les 12 bobines de l'aimant sont régulièrement distribuées en azimuth et 10 des intervalles sont occupés par des compteurs χ (séparation $\pi/K/p$). Les trajectoires des particules sont repérées dans des chambres à dérive.

Le second spectromètre S_{1b} est constitué de deux aimants à septum l'un en dessus et l'autre en dessous du tube à vide. L'intérieur est garni de chambres proportionnelles et de compteurs Cerenkov.

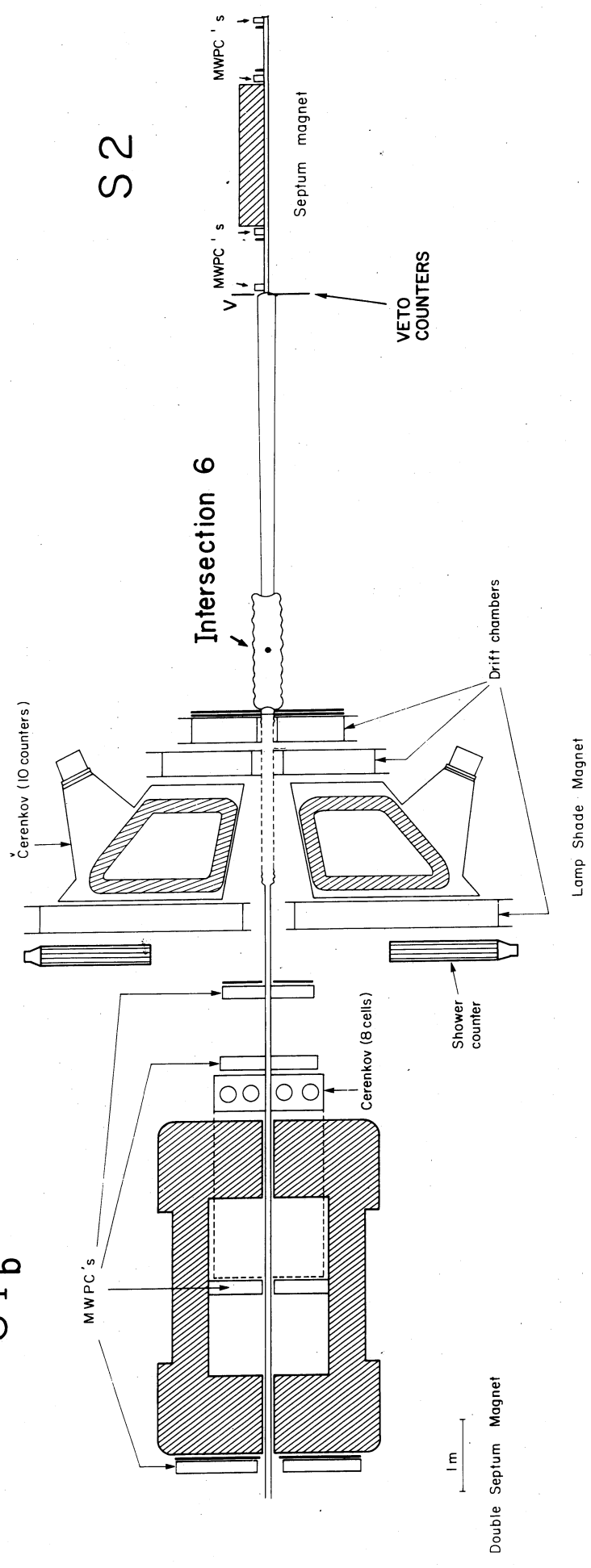
- La partie 2 (Arm 2) est constituée d'un aimant de petite acceptance mais de champ fort, placé entre des chambres proportionnelles.

* Aachen - CERN - Harvard - München université - Northwestern - Riverside.

S1_a

S1_b

S2



ARM 2

ARM 1

FIGURE 5.7 : Représentation schématique de l'appareillage de l'expérience R 606 aux I.S.R. du C.E.R.N. -
(Collaboration A.C.H.M.N.R.).

5-3-2 Le déclenchement.

Il est adapté à l'étude $X \longrightarrow \Lambda_c^+ + \bar{D} + n\pi$

- Côté 2 : les conditions favorisent un événement simplement diffractif (seules les particules d'impulsion $P > 11$. GeV/c peuvent traverser le spectromètre).
- Côté 1 : on impose d'avoir au moins six particules afin de favoriser la production d'un système X de masse supérieure au seuil de production de $\bar{D} \Lambda_c^+ \simeq 4.12 \text{ GeV}/c^2$.

En effet pour la réaction $pp \longrightarrow p + X$ il y a une relation entre la multiplicité moyenne des charges $\langle n_c \rangle$ et la masse de recul M. D'après Réf. 16, on a :

$$\langle n_c \rangle = A \ln M^2 + B$$

avec $A = 1.28$

$B = 0.89$

Soit pour $\langle n_c \rangle = 6$, M de l'ordre de 7 à 8 GeV/c²

5-3-3 Sélection des données et spectres de masse :

5-3-3-1 Recherche de $\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p$

On demande :

- un proton et un K dans le spectromètre S_{1b} (identifié par $\bar{C}$).
- au moins un π^+ soit dans S_{1a} , soit dans S_{1b} .
- de pouvoir reconstruire un bon point d'interaction avec le proton de l'autre bras.

La distribution de masse invariante $K^- \Lambda_c^+ p$ (Fig. 5.8 a) présente un pic étroit à la masse $2.261 \pm .008 \text{ GeV}/c^2$ (5.3 écarts-types).

Il est interprété comme dû au Λ_c^+ car :

- il est étroit ($\simeq 20 \text{ MeV}/c$)
- il est absent dans la combinaison de charge négative $K^- p \Lambda^-$ (Fig. 5.8 b).

5-3-3-2 Recherche dans $\Lambda^0 \Lambda^+ \Lambda^+ \Lambda^-$

Les événements présentant un Λ^0 ($1.115 \pm .007 \text{ GeV}/c^2$) sont analysés et soumis à d'autres coupures :

- impulsion du proton $\geq 28 \text{ GeV}/c$
- deux pions dans S_{1b} avec une impulsion $\leq 4 \text{ GeV}/c$
- un pion dans S_{1a}

Là aussi on voit un excès de combinaisons à la masse $2.255 \text{ GeV}/c^2$, excès qui n'existe pas quand on s'intéresse à la combinaison $\Lambda^0 \Lambda^+ \Lambda^- \Lambda^-$ (Fig. 5.9).

5-3-4 Section efficace.

Elle est obtenue par comparaison du nombre de Λ_c^+ (corrigé pour l'acceptance de l'appareillage et l'efficacité de détection) avec le nombre total d'événements diffractifs dans le même domaine de la variable de Feynman x .

Pour la région $0.3 < |x| < 0.8$, les estimations sont :

$$\begin{array}{ll} \Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \Lambda^+ p & 1.4 \mu\text{b} < B\sigma_{\Lambda_c^+} < 4.8 \mu\text{b} \\ \Lambda_c^+ \longrightarrow \Lambda^0 \Lambda^+ \Lambda^+ \Lambda^- & 0.3 \mu\text{b} < B\sigma_{\Lambda_c^+} < 0.7 \mu\text{b} \end{array}$$

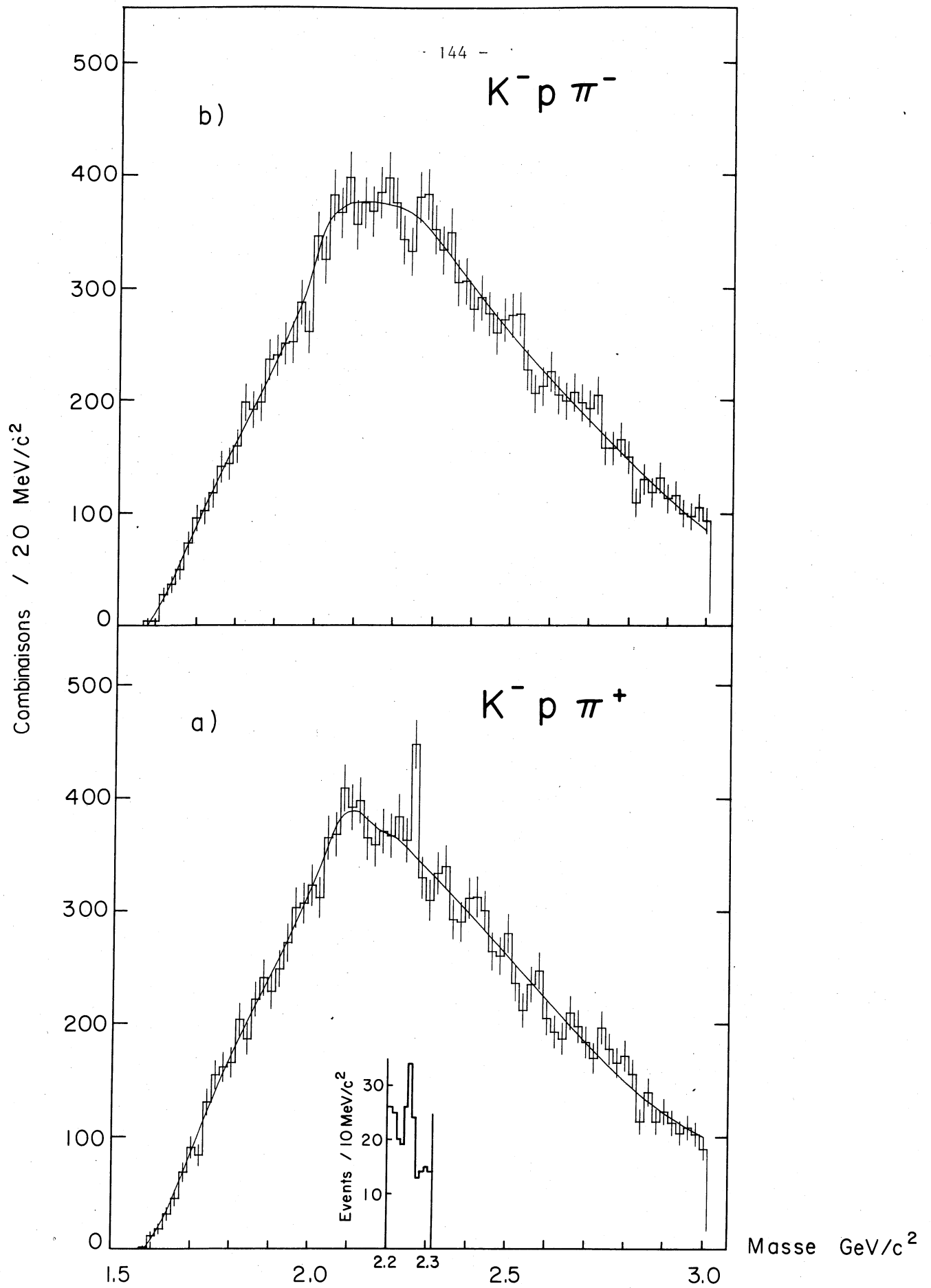


FIGURE 5.8 : a) Distribution de masse invariante $K^- p \pi^+$ (canaux de 20 MeV/c²)
 L'encart présente un sous-ensemble pour lequel on a imposé que les trois particules traversent le spectromètre S_{1b} (canaux de 10 MeV/c²).
 b) Distribution de masse invariante $K^- p \pi^-$ (canaux de 20 MeV/c²).

$\Lambda \pi \pi \pi$ Masses

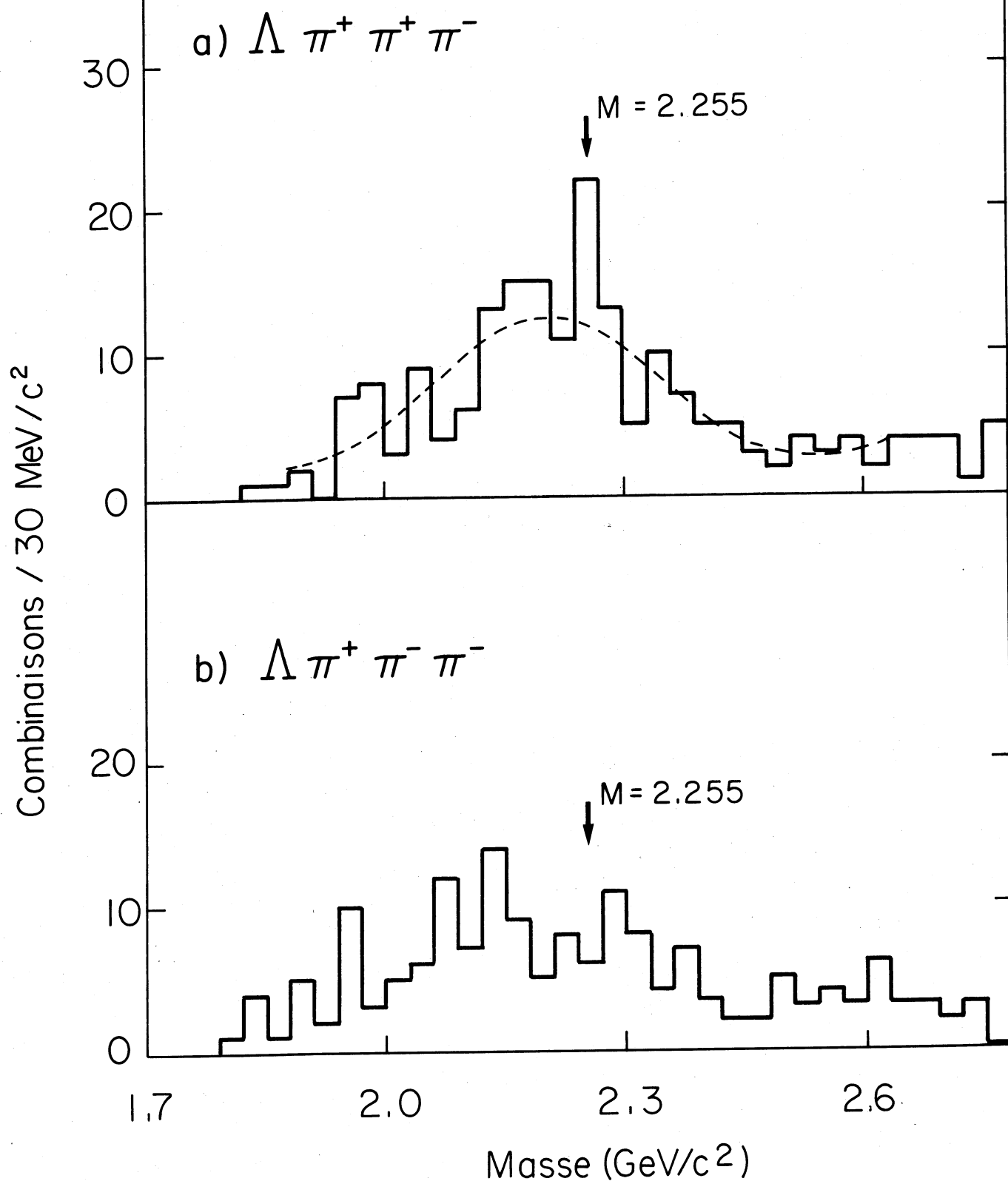


FIGURE 5.9 : a) Distribution de masse invariante $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ en canaux de 30 MeV/c². Le fond en trait interrompu est obtenu par un polynôme de degré 12.

b) Distribution de masse invariante $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ en canaux de 20 MeV/c²

5 - 4 Observation du baryon charmé Λ_c^+ dans les combinaisons $K^- \pi^+ p$ et $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (collaboration UCLA - Saclay* - R 603) (Réf. 4).

5-4-1 L'appareillage :

Il est constitué du spectromètre S_{1b} de la Fig. 5.7 avec ses deux aimants à septum. Il couvre ± 90 mrad verticalement et ± 55 mrad horizontalement. Un Cerenkov a huit cellules emplies de Fréon 22 permet d'identifier les K^- ($\pi_{\text{seuil}} = 3.5$ GeV/c ; $K_{\text{seuil}} = 12.6$ GeV/c ; $p_{\text{seuil}} = 23.6$ GeV/c).

5-4-2 Les réactions étudiées et spectres de masse.

La seule condition imposée au déclenchement est que le minimum de traces pour chaque type de réaction traverse le détecteur :

$$pp \longrightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- X \quad 1_a$$

$$pp \longrightarrow \Lambda^0 \pi^- \pi^+ \pi^- X \quad 1_b$$

$$pp \longrightarrow K^- \pi^+ p X \quad 2_a$$

$$pp \longrightarrow K^- \pi^- p X \quad 2_b$$

Dans le cas de la réaction 1 (a et b) le point de désintégration du Λ^0 doit se trouver à plus de 20 cm du vertex primaire.

Afin d'éviter une contamination de $\pi^+ \pi^+ p$ les réactions 1 et 2 ne sont étudiées que dans le domaine $0.75 \leq x \leq 0.90$.

* University of California, Los Angeles, D.Ph.P.E. - C.E.N. Saclay.

Les spectres de masse Fig. 5.10 présentent un pic à $2.290 \text{ GeV}/c^2$ pour $K^- \Lambda_c^+ p$ et à $2.280 \text{ GeV}/c^2$ pour $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

5-4-3 Sections efficaces :

Pour un seul hémisphère $.75 < x < .90$, les estimations sont :

$$\Lambda_c^+ \longrightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad B \sigma = 2.8 \pm 1.0 \text{ } \mu\text{b}$$

$$\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p \quad B \sigma = 2.3 \pm 0.3 \text{ } \mu\text{b}$$

5 - 5 Comparaison des différentes expériences de production du baryon charmé Λ_c^+ .

Tous les résultats expérimentaux précédents sont donnés en fonction de la variable x . Regroupons-les de façon à en déduire si possible une loi de variation de $\frac{d\sigma}{dx}$.

Pour utiliser les données C.C.H.K., il faut évaluer :

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]}$$

Des données récentes présentées à Batavia (U.S.A.) au Laboratoire Fermi (23 - 29 août 1979 - Réf. 17) indiquent :

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]} = 0.12 \pm 0.07$$

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \Delta^{++}]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]} = 0.17 \pm 0.07$$

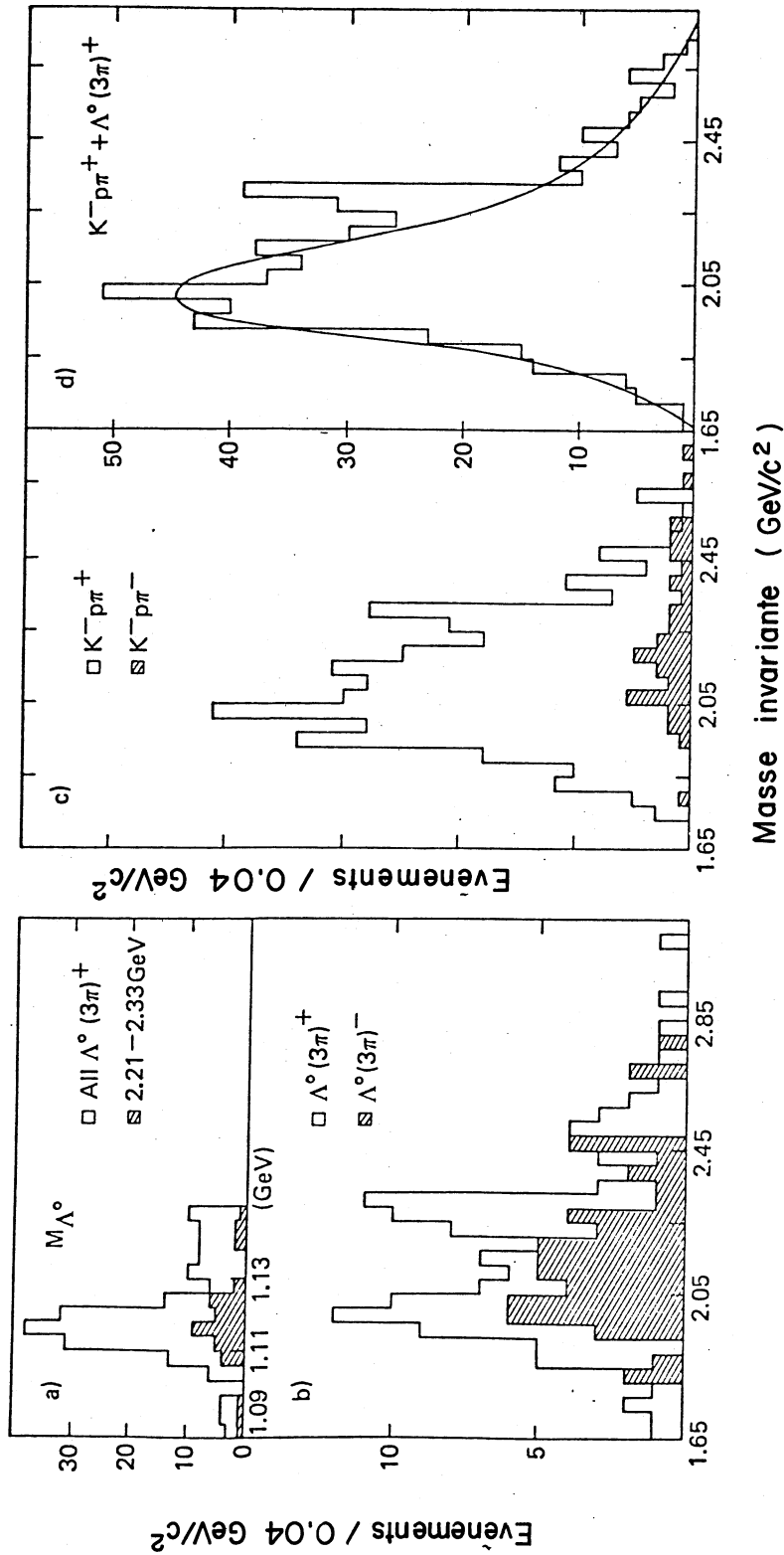


FIGURE 5.10 : a) Distribution de masse invariante du Λ^0 pour les réactions $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ et avec hachures pour le sous-ensembles pour lequel $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ est dans le domaine de masse $2.21 - 2.31 \text{ GeV}/c$.

b) Distribution de masse invariante $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ et $\Lambda^0 \pi^- \pi^- \pi^-$ (hachures) des combinaisons dans le domaine $x = 0.75 - 0.90$.

c) Distribution de masse invariante $K^- \pi^+ p$ (mêmes conditions qu'en b)).

d) Somme des distributions de masse invariante $K^- \pi^+ p$ et $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$. La courbe est tracée à main levée pour guider l'oeil.

Ces résultats sont différents de ceux trouvés pour le déclenchement électron (voir chapitre 3) :

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]} = 0.41 \pm 0.18$$

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \Delta^{++}]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]} = 0.53 \pm 0.22$$

Ces derniers nombres sont d'ailleurs en accord avec ce qui a été trouvé pour les données K^- pour lesquelles on a procédé ainsi:

On accepte toutes les combinaisons $K^- \pi^+ p$ sans imposer la condition $\bar{K}^{*0}$ pour le système $K^- \pi^+$. Le spectre de masse de ces combinaisons ne présente pas de pic car le nombre d'entrées est alors grand. On sélectionne les combinaisons $K^- \pi^+ p$ dont la masse est voisine de celle du Λ_c^+ et l'on forme la distribution de masse de $K^- \pi^+$. Ce spectre présente un pic à la masse du $\bar{K}^{*0}$ et en estimant le fond on en déduit le pourcentage $\bar{K}^{*0} / K^- \pi^+$. Avec cette méthode on obtient :

$$\frac{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p]} = 0.40 \pm 0.15 \quad (\text{Réf. 18})$$

Les estimations de $B[\Lambda_c^+ \longrightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour les

trois expériences sont résumées dans le tableau 5.6 et représentées sur la Fig. 5.11.

Nota : Pour l'expérience C.C.H.K., le calcul a été fait avec le modèle

$$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte.} \quad \text{On obtient pratiquement les mêmes résultats avec}$$

$$\text{le modèle } \frac{d\sigma}{dy} = \text{cte.}$$

EXPERIENCE	dx domaine en x	$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ μb
A.C.H.M.N.R. $\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$	0.3 - 0.8	3.1 ± 1.7
UCLA - SACLAY $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$	0.75 - 0.9	$15.3 \pm 2.$
C.C.H.K. $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$	0.4 - 0.8	$\frac{B(\bar{K}^{*0} p)}{B(K^- \pi^+ p)} = 12\%$ $\Rightarrow 12.5 \pm 5.$ $\frac{B(\bar{K}^{*0} p)}{B(K^- \pi^+ p)} = 41\%$ $\Rightarrow 3.75 \pm 1.5$

TABLEAU 5.6 : Estimation de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour les
trois expériences réalisées aux I.S.R. du C.E.R.N.

Que conclure de ces résultats ? (Fig. 5.11)

Il y a un facteur 5 entre les estimations de UCLA-Saclay et C.C.H.K. - A.C.H.M.N.R. Cette dernière ne mesure que la partie diffractive de la section efficace (son estimation est donc une limite inférieure).

La valeur déduite par C.C.H.K. peut apporter une intéressante contribution à l'étude de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ à condition de connaître $\frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]}$ dont la détermination expérimentale est encore imprécise.

On utilisera à nouveau tous ces résultats au chapitre 6 et on les comparera à l'estimation provenant de l'observation du Λ_c^+ dans les données à déclenchement électron.

5 - 6 Comparaison avec le $\Lambda^0(1115)$.

Le Λ^0 et le Λ_c^+ ne diffèrent que par l'échange du quark s en quark c

$$\Lambda^0 \quad (u d s)$$

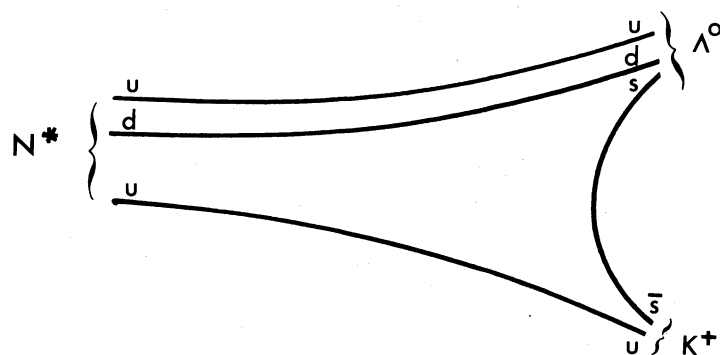
$$\Lambda_c^+ \quad (u d c)$$

Il est donc intéressant de les comparer malgré la différence de masse et de charge du quark s par rapport au quark c.

Récemment la production inclusive de Λ^0 a été étudiée aux I.S.R. (Réf. 14). Vers "l'avant", la production peut être schématisée de la façon suivante :

$$p p \longrightarrow p N^*$$

et



La Fig. 5.12 présente $\frac{d\sigma}{d|x|}$ à $\sqrt{s} = 53$ GeV pour Λ^0 .

On a indiqué sur cette même figure les $\frac{d\sigma}{d|x|}$ du Λ_c^+ obtenus par les différentes expériences en prenant $B[K^-\Lambda^+p] = 2\%$ (Réf. 17).
(Les résultats intermédiaires sont résumés dans le tableau ci-dessous)

EXPERIENCE	$\frac{d\sigma}{d x }$ μb	$\frac{d\sigma}{d x }$ μb
C.C.H.K. (1)	625 ± 310	1250 ± 620
(2)	187 ± 75	374 ± 150
A.C.H.M.N.R.	155 ± 85	310 ± 170
UCLA - SACLAY	765 ± 100	1530 ± 200

$$(1) \quad \frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Lambda^+p]} = 12\%$$

$$(2) \quad \frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Lambda^+p]} = 41\%$$

Pour $B[K^-\Lambda^+p] = 2\%$ (qui nécessiterait une meilleure vérification expérimentale), l'estimation de UCLA-Saclay est proche de la valeur obtenue pour le Λ^0 . Pour C.C.H.K., elle dépend de $\frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Lambda^+p]}$

Pour A.C.H.M.N.R., la quantité $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Lambda^+p] \frac{d\sigma}{d|x|}$ est

inférieure d'un facteur 10 à la quantité analogue définie pour le Λ^0 .
Ce qui semble en meilleur accord avec les prédictions de Réf. 19 pour

la partie diffractive de la section efficace.

La Fig. 5.13 présente les sections efficaces invariantes en fonction de x pour $\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0, \Sigma^+$ et Σ^- . Une paramétrisation de la forme $(1-x)^n$ donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \Lambda^0 & n = 1.2 \pm 0.2 \\ \bar{\Lambda}^0 & n = 7.1 \pm 0.6 \\ \Sigma^+ & n = 1.0 \pm 0.3 \\ \Sigma^- & n = 2.6 \pm 0.7 \end{aligned}$$

Si le $\bar{\Lambda}_C^-$ a un comportement analogue à l' $\bar{\Lambda}^0$, la figure 5.3 permet de comprendre pourquoi il n'est pas observé dans les expériences à grand x décrites dans ce chapitre.

A petit x , le rapport $\frac{pp \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X}{pp \rightarrow \Lambda^0 X}$ (Fig. 5.14) est

voisin de 1. Il a une valeur moyenne d'environ 1/3 dans le domaine $x = [0., 0.3]$ du déclenchement électron. C'est à dire que si l'on a une forme analogue pour $\frac{pp \rightarrow \bar{\Lambda}_C^- X}{pp \rightarrow \Lambda_C^+ X}$ et si l'on observe envi-

ron 60 Λ_C^+ , on devrait observer environ 20 $\bar{\Lambda}_C^-$. C'est à peu près le nombre observé avec identification des particules dans le détecteur T.O.F. Par contre sans l'information temps de vol, ces 20 combinaisons correspondent à un signal d'environ un écart-type : d'où difficulté d'observation.

De même si le Σ_C^{++} a un comportement analogue au $\Sigma^+(1385)$, on s'attend à ce que dans le domaine $x \in (0., 0.3)$, la section efficace du Σ_C^{++} soit 10 fois plus faible que celle du Λ_C^+ . Dans ces conditions, l'observation de 6 événements est difficile.

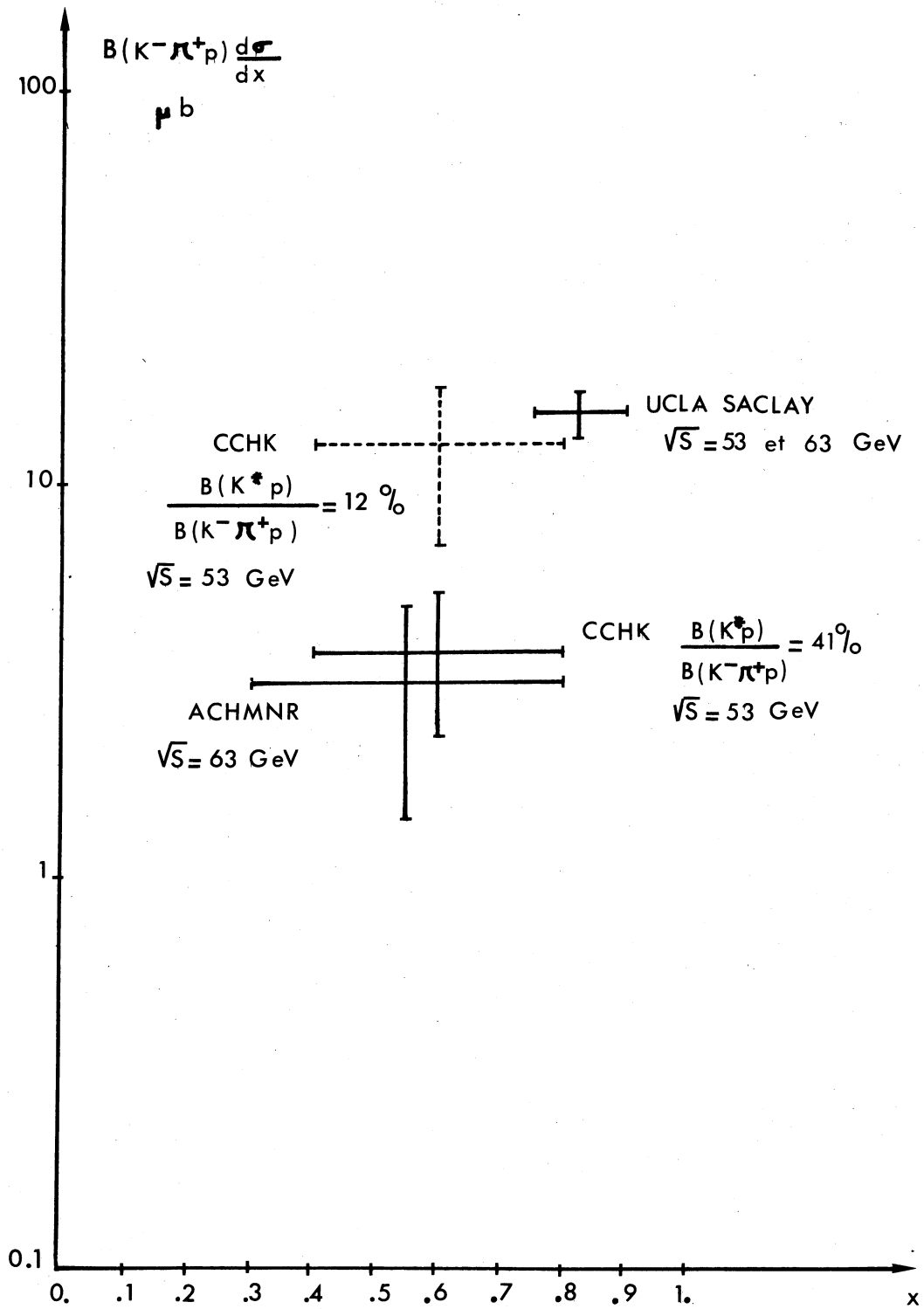
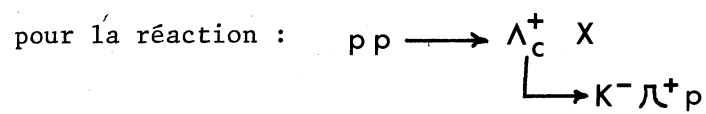


FIGURE 5.11 : Estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] \frac{d\sigma}{dx}$ en fonction de x



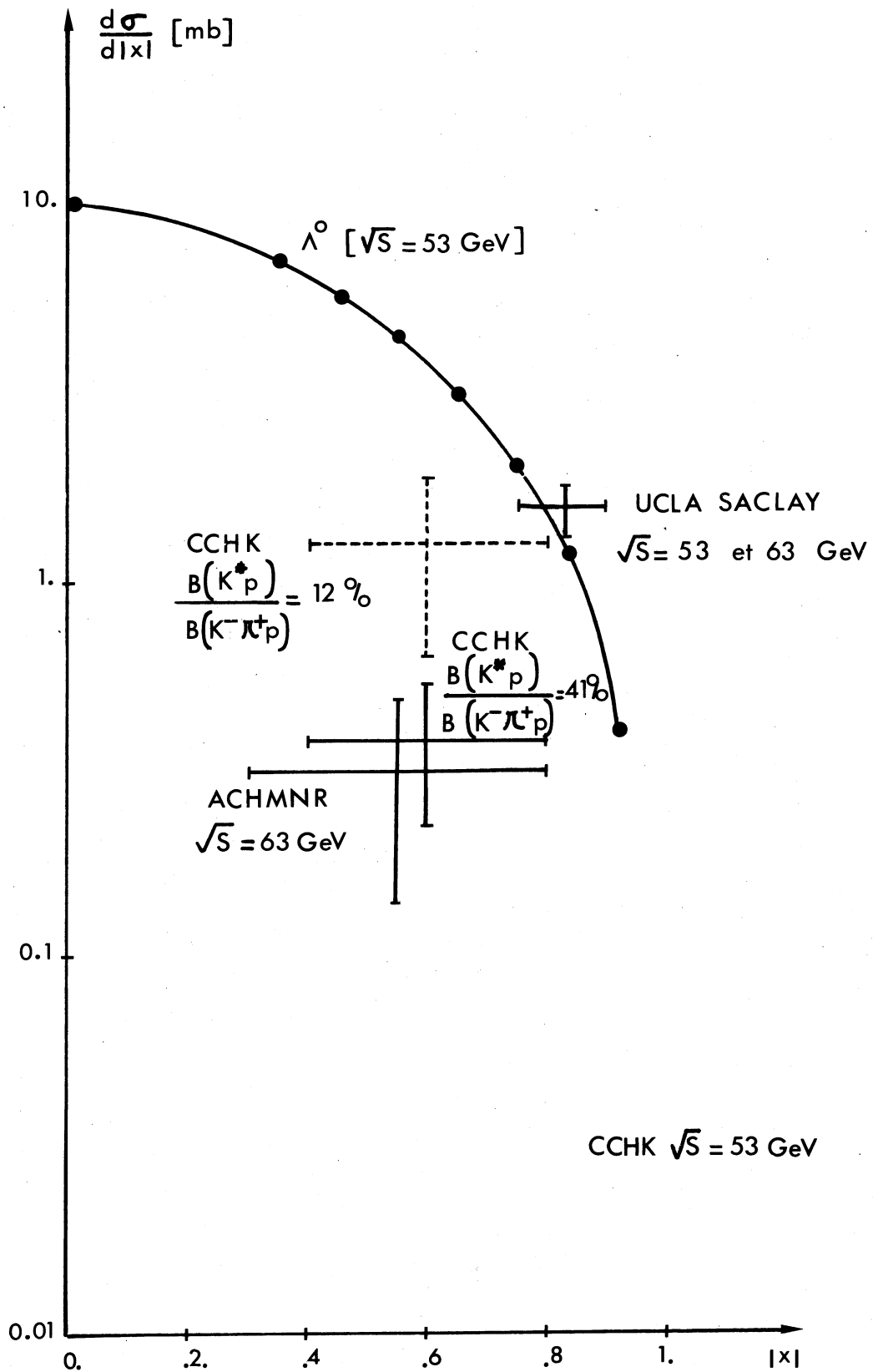
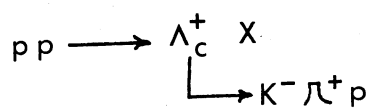


FIGURE 5.12 : Estimation de $\frac{d\sigma}{d|x|}$ en fonction de $|x|$ pour la réaction



On a utilisé $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] = 2\%$. Les données Λ^0 proviennent de la référence 14. La courbe a été tracée à main levée et n'est là que pour guider les yeux.

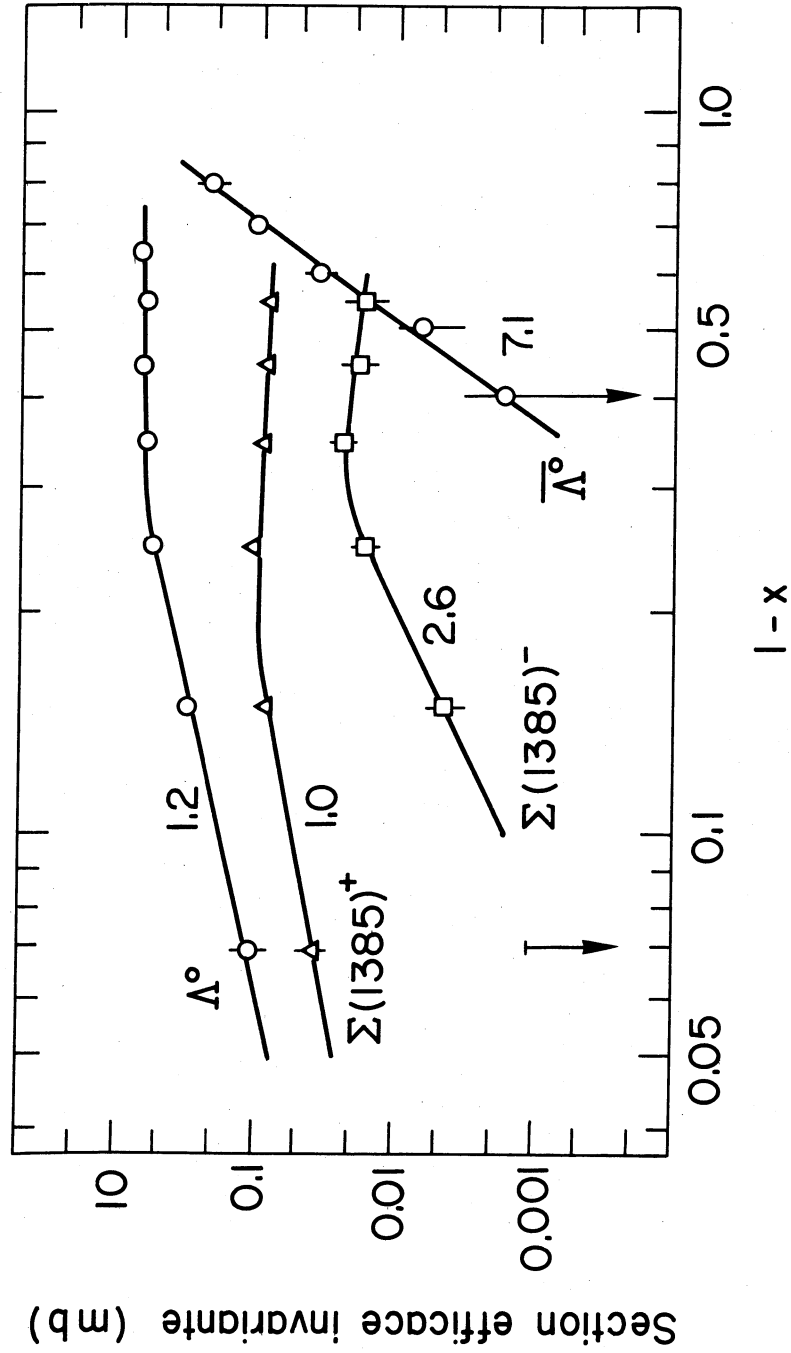


FIGURE 5.13 : Variation de la section efficace invariante de production de $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-$ et $\bar{\Lambda}^0$ en fonction de x dans les collisions pp à $\sqrt{S} = 53$ GeV (extrait de Réf. 14).

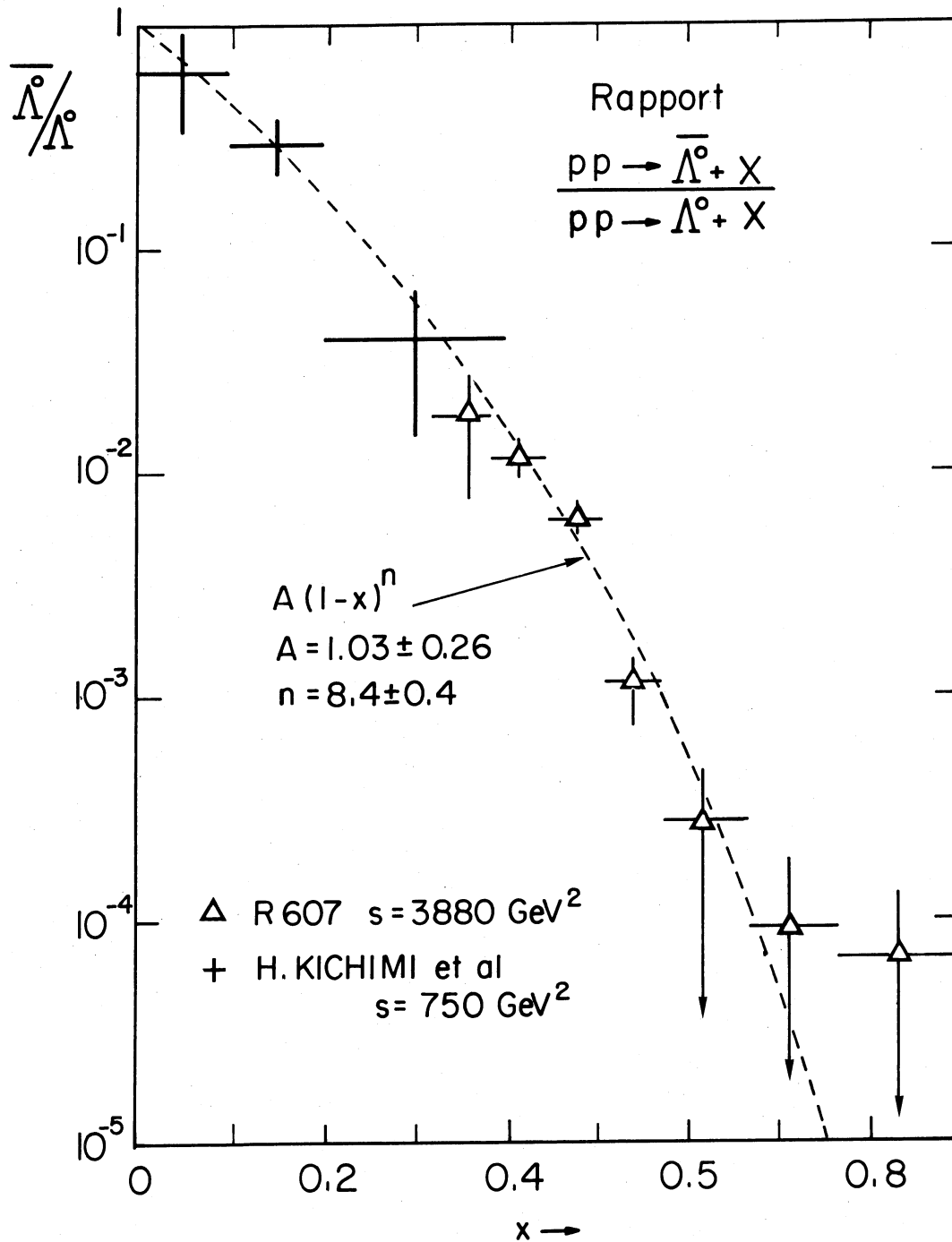


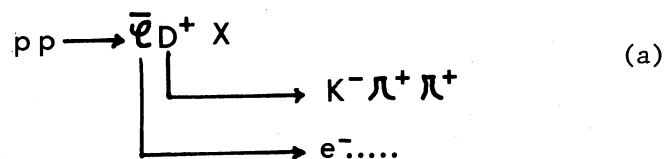
FIGURE 5.14 : Etude expérimentale de la variation du rapport $\frac{pp \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X}{pp \rightarrow \Lambda^0 X}$ en fonction de x à différentes énergies (extrait de Réf. 9).

CHAPITRE 6

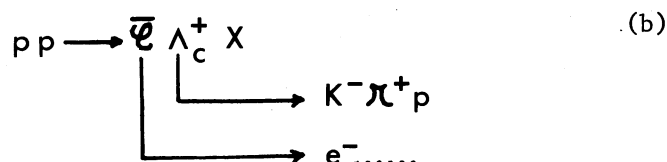
ESTIMATION DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DU Λ_c^+ ET DU D^+

6 - 1 Méthode de calcul des sections efficaces.

Il s'agit d'estimer les sections efficaces de production du Λ_c^+ et du D^+ dans la réaction $p - p$, à partir des observations expérimentales associées au déclenchement électron et présentées au chapitre 4. Elles correspondent aux réactions :



et



$\bar{\psi}$ est une particule anticharmée méson ou baryon dont on précisera la nature ultérieurement.

La méthode d'estimation est expliquée dans la suite pour la réaction (b) mais elle s'applique aussi à la réaction (a).

Le nombre $n_{\Lambda_c^+}$ de $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p$ observés expérimentalement pour la réaction (b) et la luminosité intégrée $\int_e \mathcal{L} dt$ s'écrit :

$$n_{\Lambda_c^+} = \underbrace{\int_e \mathcal{L} dt \sigma[\overline{\psi} \Lambda_c^+] B[\overline{\psi} \rightarrow e^- \dots] \epsilon_{acc}[e^-] \epsilon_{decl}[e^-]}_{\text{partie relative au déclenchement de l'appareillage s'il y a reconnaissance de l'électron.}} \underbrace{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \epsilon_{acc}[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]}_{\text{reconnaissance du } \Lambda_c^+ \text{ dans les données enregistrées}}$$

partie relative au déclenchement de l'appareillage s'il y a reconnaissance de l'électron.

reconnaissance du Λ_c^+ dans les données enregistrées

avec :

$$\int_e \mathcal{L} dt = \text{luminosité intégrée du déclenchement électron} = 8.8 \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-2}$$

$$\sigma[\overline{\psi} \Lambda_c^+] = \text{section efficace totale de production du couple } \overline{\psi} \Lambda_c^+ \quad (\text{que l'on cherche à estimer}).$$

$$B[\overline{\psi} \rightarrow e^- \dots] = \text{rapport de branchement semi-leptonique de } \overline{\psi} \text{ (donnée provenant d'autres expériences).}$$

$$\epsilon_{acc}[e^-] = \text{acceptance de l'appareillage pour les électrons provenant de la désintégration semi-leptonique de } \overline{\psi} \text{ (tient compte aussi des coupures faites lors de l'analyse des données).}$$

Cette quantité est calculée par simulation et dépend du modèle de production du couple $\overline{\psi} \Lambda_c^+$

$\epsilon_{\text{decl}}[e^-]$ = efficacité du déclenchement e^- . C'est le rapport entre le nombre d'électrons qui ont déclenché l'appareillage et ceux qui auraient dû le déclencher si l'efficacité était 1. Cette quantité qui dépend du fonctionnement de l'appareillage ne peut pas être calculée par simulation. On verra dans la suite qu'elle s'élimine par comparaison avec les données π^- .

$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]$ = rapport de branchement de Λ_c^+ dans la voie de désintégration $K^- \pi^+ p$ (donnée provenant d'autres expériences mais avec une erreur assez grande).

$\epsilon_{\text{acc}}[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]$ = acceptance de l'appareillage pour les produits de désintégration du Λ_c^+ . Cette acceptance tient compte aussi des coupures effectuées lors de l'analyse des données. Cette quantité est calculée par simulation et dépend du modèle de production du couple $\bar{e} \Lambda_c^+$.

Afin d'éliminer $\epsilon_{\text{decl}}[e^-]$ qui dépend du fonctionnement de l'appareillage on va utiliser les données π^- prises dans les mêmes conditions expérimentales que les données e^- (excepté les conditions Cerenkov).

Ces données π^- ont été prises pour une luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$.
Le nombre d'événements π^- enregistrés

($n_{\pi^-} = 1.05 \cdot 10^4$) s'écrit :

$$n_{\pi^-} = \int_{\pi^-} \mathcal{L} dt \cdot \sigma[\pi^-] \cdot \epsilon_{\text{acc}}[\pi^-] \cdot \epsilon_{\text{decl}}[\pi^-] \quad (2)$$

avec

$$\int_{\pi^-} \mathcal{L} dt = \text{luminosité intégrée du déclenchement } \pi^- = 2.0 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}$$

$$\sigma[\pi^-] = \text{section efficace inclusive du } \pi^- \text{ (donnée expérimentale)}$$

$$= \langle n_{\pi^-} \rangle \times \sigma_{\text{inel}}[pp]$$

$$\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-] = \text{acceptance de l'appareillage pour les } \pi^- . \text{ Cette quantité est calculée par simulation en utilisant une paramétrisation des } \pi^- \text{ provenant d'autres expériences de production inclusive de } \pi^- \text{ aux I.S.R.}$$

$$\epsilon_{\text{decl}}[\pi^-] = \text{efficacité du déclenchement } \pi^- . \text{ C'est le rapport entre le nombre de pions qui ont déclenché l'appareillage et ceux qui auraient dû le déclencher si l'efficacité était 1. Elle dépend du fonctionnement de l'appareillage et ne peut pas être définie par simulation.}$$

Par contre, comme les déclenchements "électron" et "pion" ne diffèrent que par les conditions Cerenkov, on écrit :

$$\epsilon_{\text{decl}}[e^-] = \epsilon_{\chi} \epsilon_{\text{decl}}[\pi^-] \quad (3)$$

avec ϵ_{χ} efficacité des compteurs Cerenkov (donnée expérimentale connue).

En effectuant le rapport de (1) et (2) et compte tenu de la relation (3), on obtient :

$$(4) \quad \frac{n_{\Lambda_c^+}}{n_{\pi^-}} = \frac{\int_e \mathcal{L} dt \sigma[\bar{e} \Lambda_c^+] B[\bar{e} \rightarrow e^- \dots] \epsilon_{\text{acc}}[e^-] \epsilon_{\chi} B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \epsilon_{\text{acc}}[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]}{\int_{\pi^-} \mathcal{L} dt \sigma[\pi^-] \epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]}$$

qui permet de calculer $\sigma[\bar{\psi}\Lambda_c^+]$

En résumé : - on calculera par simulation les acceptances

$$\epsilon_{acc}[e^-], \epsilon_{acc}[\pi^-], \epsilon_{acc}[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p].$$

- les quantités $n_{\Lambda_c^+}, n_{\pi^-}, \int_e \mathcal{L} dt, \int_{\pi} \mathcal{L} dt, \epsilon_{\mathcal{L}}$ seront déduites de l'expérience elle-même.

- les rapports de branchement $B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots]$ et $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]$ seront soit remplacés par leur valeur expérimentale déterminée par d'autres expériences, soit laissés sous forme de variables. Dans ce dernier cas, on donnera par exemple l'estimation de:

$$B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \sigma[\bar{\psi}\Lambda_c^+]$$

Nota 1 : Par simulation on ne peut pas reproduire l'effet de certaines coupures (voir tableau 4.3 et 4.5)

- coupure en multiplicité
- coupure en x de Feynman du système opposé au Λ_c^+ ou au D^+ .

On en tient compte en étudiant l'échantillon expérimental complémentaire composé de toutes les combinaisons qui ont été rejetées par ces conditions. La distribution de masse invariante de ces combinaisons ne présente pas de pic. On admet qu'au maximum le nombre de particules charmées pouvant s'y trouver est de l'ordre d'un écart-type du fond c'est à dire 34 Λ_c^+ et 25 D^+ . Ils seront ajoutés aux nombres de Λ_c^+ et de D^+ observés (Fig. 4.7 et 4.19) pour obtenir le $n_{\Lambda_c^+}$ utilisé dans la relation (4) (et le n_{D^+} pour le cas du D^+ non explicité ici).

Nota 2 : En ne considérant dans (4) que la partie relative aux déclenchements e^- et π^- et à luminosité intégrée égale : $\int_e \mathcal{L} dt = \int_{\pi} \mathcal{L} dt$

on obtient :

$$\frac{n_{e^-}}{n_{\pi^-}} = \frac{\sigma[\bar{\psi} \Lambda_c^+] B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] \epsilon_{acc}[e^-] \epsilon_{\chi}}{\sigma_{\pi^-} \epsilon_{acc}[\pi^-]} \quad (5)$$

Cette quantité $\frac{n_{e^-}}{n_{\pi^-}}$ est le rapport expérimental $\frac{e^-}{\pi^-}$ à x

de Feynman = 0. (le déclenchement de l'expérience se fait à 90°) dû à la seule contribution des électrons provenant de la désintégration semi-leptonique de $\bar{\psi}$.

L'estimation de ce rapport permet d'effectuer un test supplémentaire sur le bien fondé du modèle de production choisi. En effet, par comparaison avec les résultats expérimentaux $\left. \frac{e^-}{\pi^-} \right]_{x=0}$ des autres expériences

réalisées aux I.S.R., on en déduit si la valeur de $\sigma[\bar{\psi} \Lambda_c^+]$ peut être retenue ou non. Donc, en conséquence, si le modèle de production est acceptable. C'est bien entendu une condition nécessaire mais non suffisante : il faut aussi que ce modèle décrive correctement les résultats des autres expériences de production de charme à la même énergie.

6 - 2 Quelques aspects du programme de simulation qui permettra de calculer les acceptances.

Une première version de ce programme, écrite par Hans Gerhard FISCHER a été utilisée pour le D^+ (Réf. 1 et 2 et voir paragraphe 5-1-5). Il offre plusieurs possibilités :

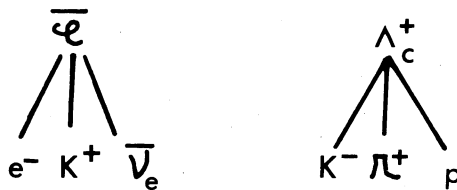
- générer une ou plusieurs particules selon y, p_T, φ . On peut ensuite choisir leur mode de désintégration ainsi que leur paramétrisation (espace de phase, paramétrisation en impulsion...)
- utiliser les tables d'acceptance du détecteur. Celles-ci ont été pré-calculées en fonction des différents paramètres cinématiques des traces : y, p_T, φ .

- simuler l'influence de la désintégration des π et des K
- simuler l'influence des différentes coupures appliquées lors de l'analyse des données.

Les résultats seront toujours présentés en production "corrélée" ou "non corrélée". A titre d'exemple, en voici la signification pour le cas $\bar{\psi} \Lambda_c^+$:

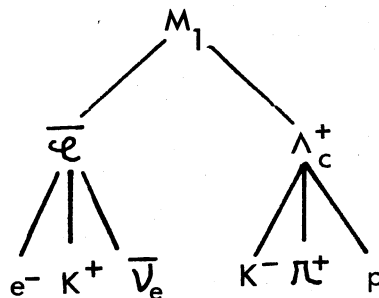
- production non corrélée : on génère indépendamment $\bar{\psi}$ et Λ_c^+ qui se désintègrent en trois corps.

Schématiquement :



- production corrélée : le couple $\bar{\psi} \Lambda_c^+$ est issu d'une particule unique M_1 dont on donne une distribution de masse* et un modèle de production.

Schématiquement :



* Ici une distribution uniforme entre les deux limites :

$$m(\bar{\psi}) + m(\Lambda_c^+) \text{ et } m(\bar{\psi}) + m(\Lambda_c^+) + 1. \text{ GeV}/c^2$$

6 - 3 Les paramétrisations.

6-3-1 Modèle de production des pions :

Les Fig. 6.1, 6.2, 6.3 et 6.4 présentent, pour diverses valeurs de l'impulsion transverse p_T , les sections efficaces différentielles invariantes pour π^- et pour π^+ en fonction de la rapidité y dans le centre de masse (Réf. 4). Ces résultats suggèrent deux remarques :

- les données à 62.7 GeV sont moins nombreuses que celles à 53 GeV
- compte tenu des incertitudes expérimentales, on n'introduira pas de gros biais en utilisant la même paramétrisation pour π^- et pour π^+ et pour les deux énergies 53 GeV et 63 GeV.

Sur la Fig. 6.5 on a regroupé les résultats expérimentaux à 53 GeV et l'on a tracé les courbes obtenues pour différentes valeurs de p_T et pour une paramétrisation de la forme :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^2\sigma}{\pi dy dp_T^2} \propto \frac{1}{y_{\max}} f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right] e^{-6p_T}$$

$y_{\max}$ est la rapidité maximale du π pour le p_T considéré. C'est une fonction de l'énergie dans le centre de masse des I.S.R. et du p_T .

Compte tenu des erreurs expérimentales non reproduites ici, il y a un bon accord entre les données et la paramétrisation utilisée (excepté pour $p_T = 1.2$ GeV/c et pour les faibles valeurs de y). Ce désaccord disparaîtrait en choisissant une loi en p_T un peu plus compliquée. Celà ne se justifie pas ici car, du fait de la décroissance en p_T , ces valeurs interviennent peu dans le résultat final.

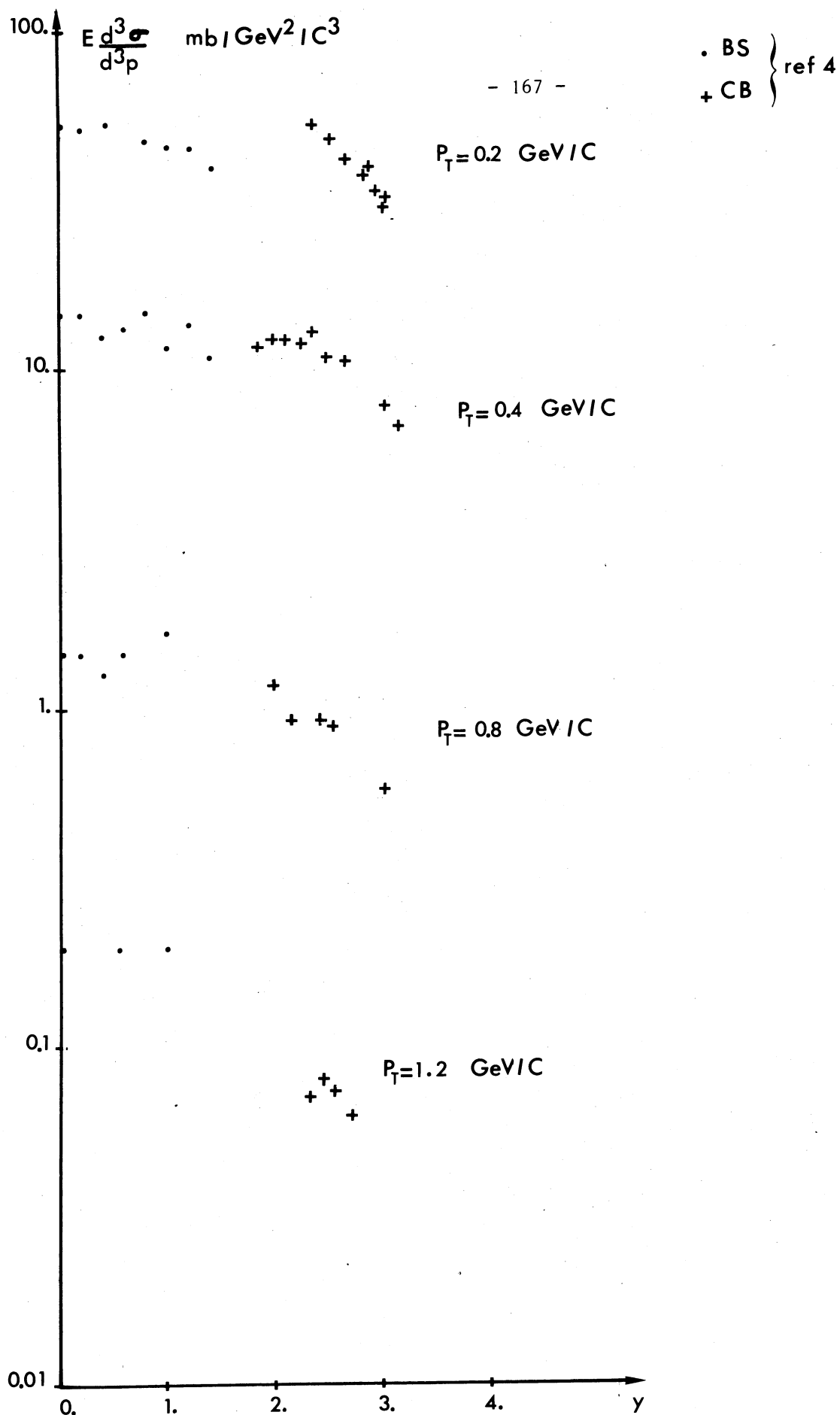


FIGURE 6.1 : Section efficace invariante $pp \rightarrow \pi^+ X$ en fonction de la rapidité y et pour diverses impulsions transverses à $\sqrt{S} = 53 \text{ GeV}$.

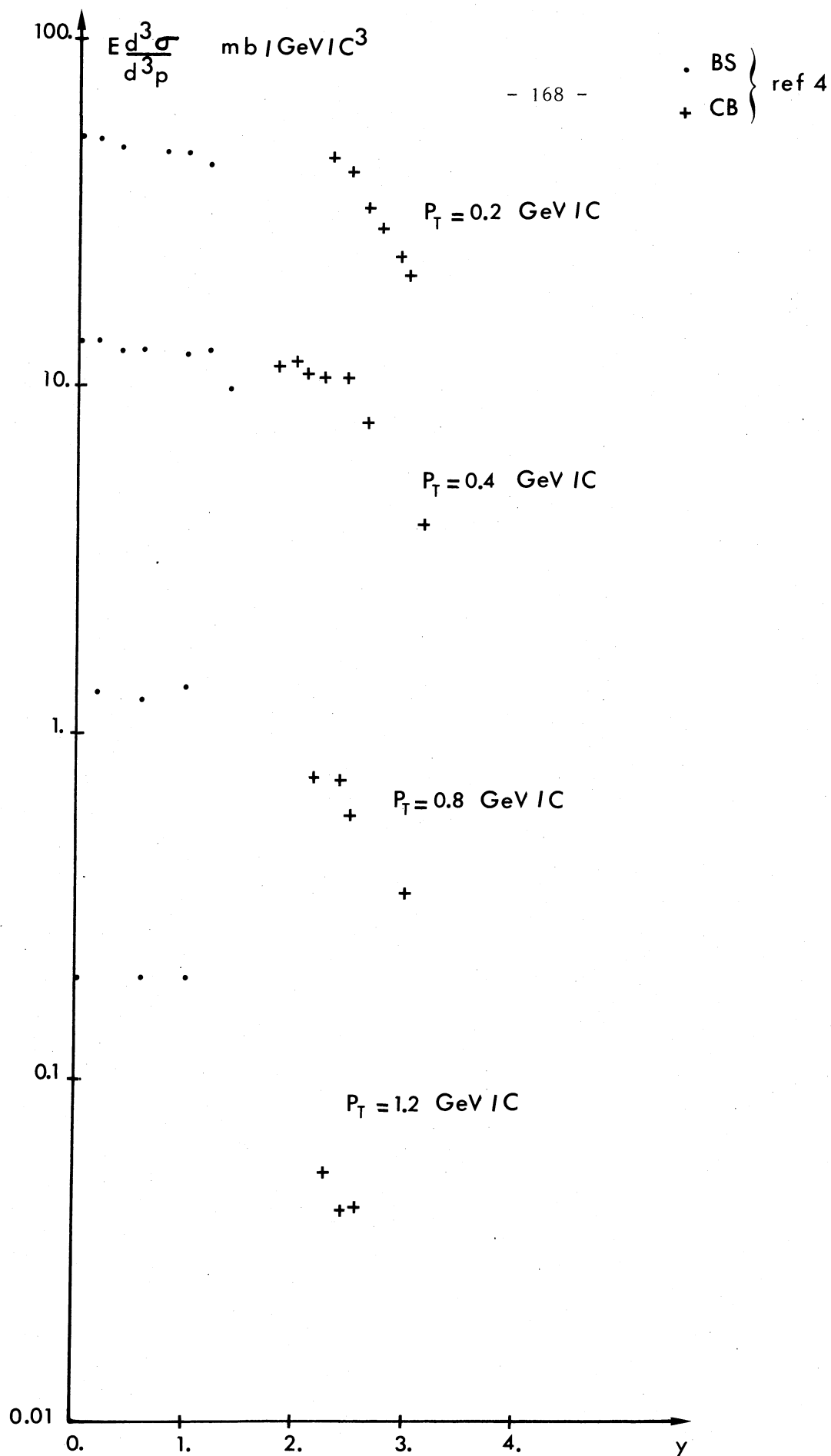


FIGURE 6.2 : Section efficace invariante $pp \rightarrow \pi^- X$ en fonction de la rapidité y et pour diverses impulsions transverses à $\sqrt{S} = 53$ GeV.

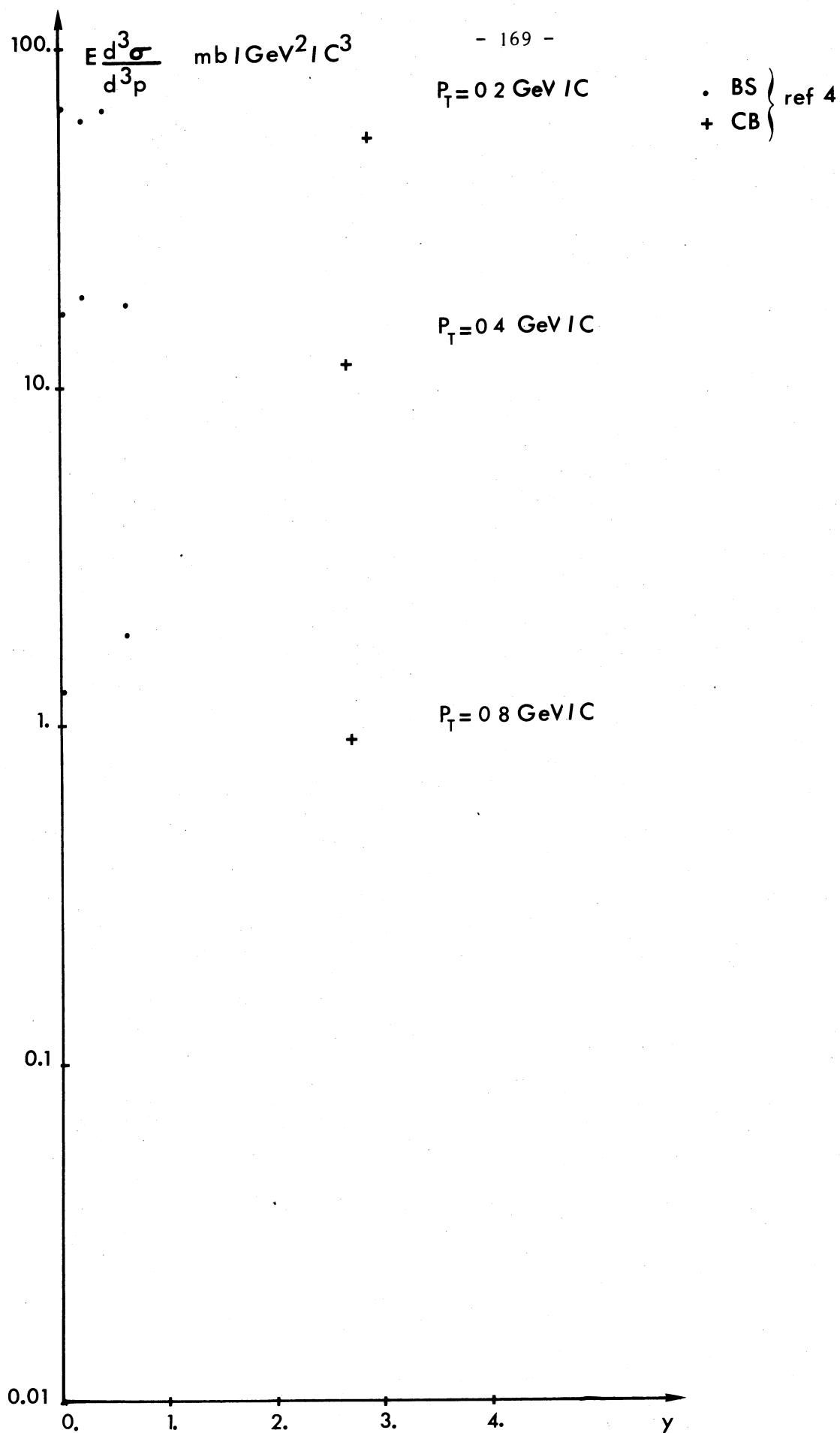


FIGURE 6.3 : Section efficace invariante $pp \longrightarrow \pi^+ X$ en fonction de la rapidité y et pour diverses impulsions transverses à $\sqrt{s} = 62.7 \text{ GeV}$.

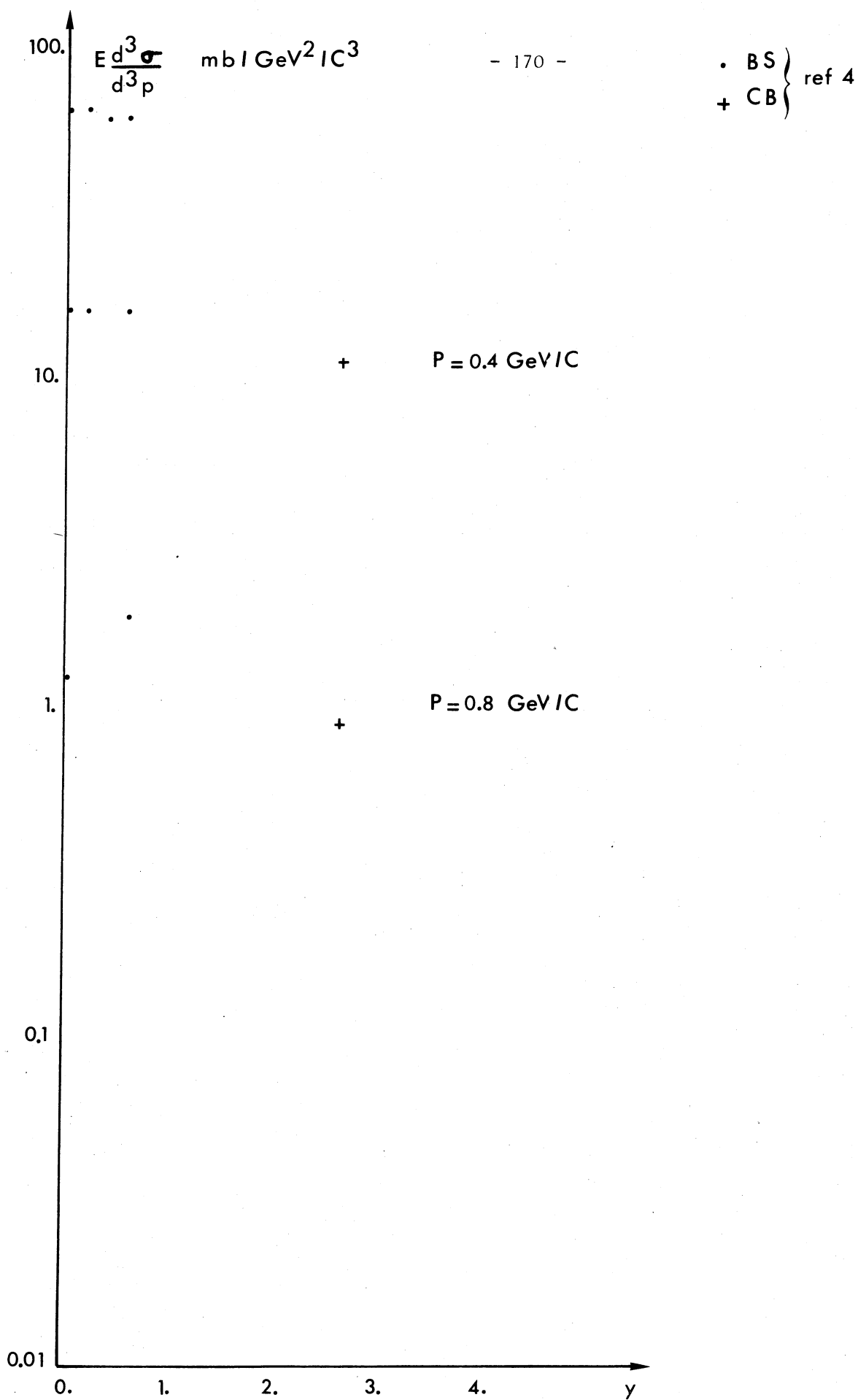


FIGURE 6.4 : Section efficace invariante $pp \rightarrow \pi^- X$ en fonction de la rapidité y et pour diverses impulsions transverses à $\sqrt{S} = 62.7$ GeV.

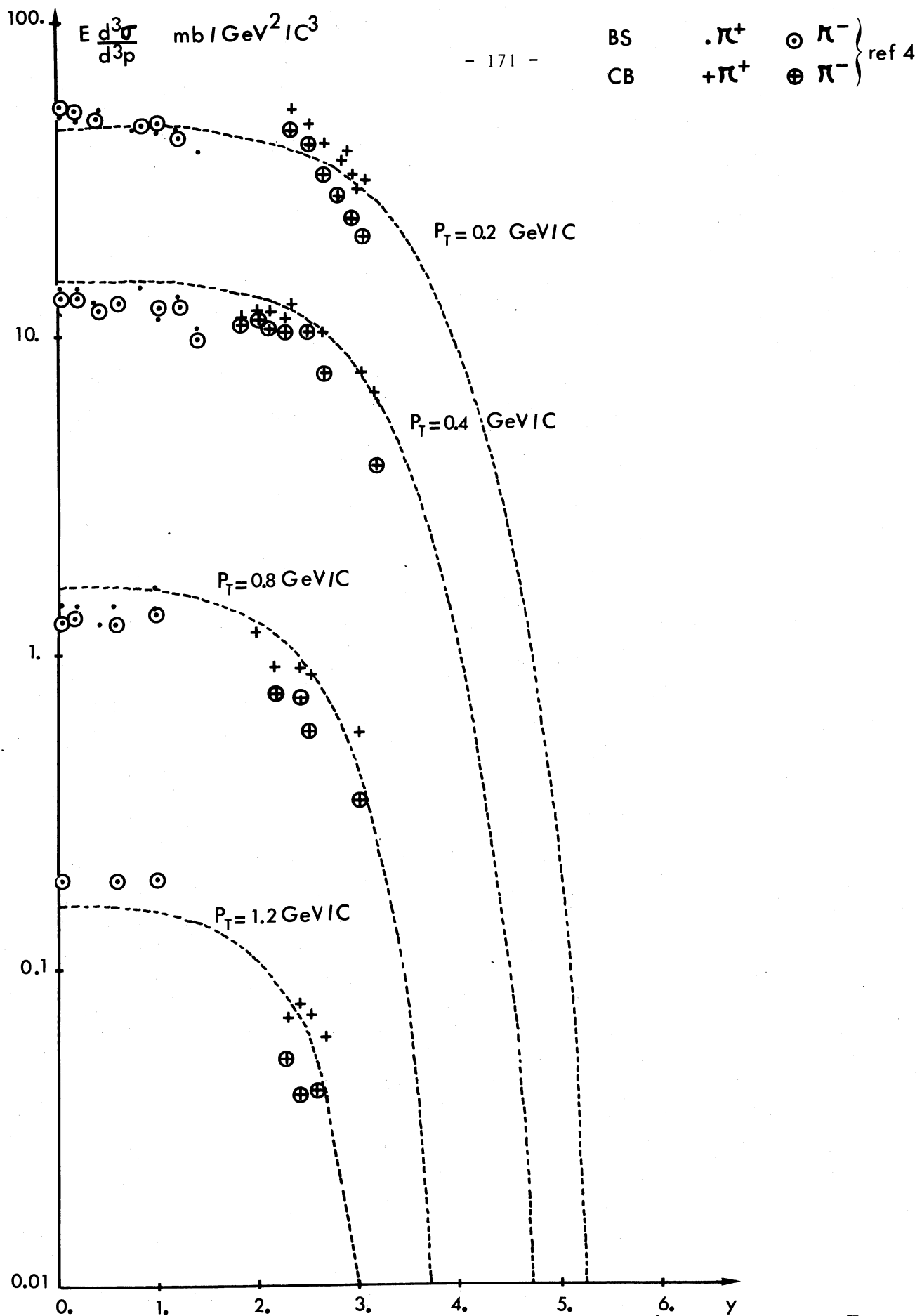


FIGURE 6.5 : Sections efficaces invariantes $pp \rightarrow \pi^+ X$ et $pp \rightarrow \pi^- X$ en fonction de la rapidité y et pour diverses impulsions transverses à $\sqrt{S} = 53 \text{ GeV}$. Les courbes correspondent à la paramétrisation $E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \frac{1}{y_{\max}} f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right] e^{-6p_T}$ ($y_{\max}$ est la rapidité maximale du π pour le p_T considéré).

6-3-2 Modèles de production des particules charmées :

Les particules initiales ($\bar{\psi}$ et D^+ (ou Λ_c^+)) dans le cas non corrélé et la particule M_1 qui se désintègrera en $\bar{\psi} D^+$ (ou $\bar{\psi} \Lambda_c^+$) dans le cas corrélé (voir 6 - 2) sont générées en y et p_T selon la forme :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \frac{1}{y_{\max}} f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right] e^{-A p_T}$$

$y_{\max}$ est la rapidité maximale de la particule considérée d'impulsion transverse p_T dans le centre de masse.

Le choix de $f\left[\frac{y}{y_{\max}}\right]$ est fait par modifications

successives de la fonction jusqu'à ce que l'on s'approche raisonnablement de l'un des modèles suivants :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$$

$$E \frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^n$$

($n = 3$ ou 9 selon le cas).

Malgré cette approximation, dans la suite, les résultats seront toujours référencés par le nom du modèle théorique que l'on a tenté de réaliser.

Le coefficient A est choisi égal à $2 \cdot (\text{GeV}/c)^{-1}$ donnant un $\langle p_T \rangle \simeq 1 \cdot \text{GeV}/c$ en accord avec les résultats expérimentaux ($\langle p_T \rangle \simeq .8 \text{ GeV}/c$ dans le cas du Λ_c^+) et avec le $\langle p_T \rangle$ attendu pour des masses d'environ $2 \cdot \text{GeV}/c^2$.

Les Fig. 6.6, 6.7, 6.8 et 6.9 présentent les distributions de $\frac{d\sigma}{dx}$ et de $\frac{d\sigma}{dy}$ telles qu'elles ont été générées par simulation pour les cas "corrélés" et "non corrélés". Elles sont normalisées à la même section efficace totale. On fera référence à ces courbes lors de l'analyse des résultats de simulation. (Etant donné que la forme est pratiquement la même pour les cas $\bar{D} D^+$ et $\bar{\Lambda}_c^+ \Lambda_c^+$ on estime qu'elles décrivent correctement les deux types de production).

6-3-3 Spectre de l'électron provenant de la désintégration semi-leptonique de la particule charmée.

Par désintégration faible du quark c en quark s (on rappelle que $c \longrightarrow s \cos \Theta_c - d \sin \Theta_c$) et du fait de la valeur de l'angle de Cabibbo, le terme en $\cos \Theta_c$ domine. Les états finals du type $e K \nu$ et $e K^* \nu$ sont favorisés par rapport aux états non étranges tels que $e \pi \nu$ et $e \rho \nu$.

Pour $\bar{D} \rightarrow e K \nu$ et $\bar{D} \rightarrow e K^* \nu$ (modèles $\bar{D} \Lambda_c^+$ et $\bar{D} D^+$) : on utilise la paramétrisation de la référence 5 dérivée du calcul de l'élément de matrice.

Afin d'étudier l'influence de la paramétrisation et de la masse des particules produites par la désintégration semi-leptonique du D, la figure 6.10 présente les distributions de l'énergie de l'électron dans le système au repos du D dans les cas :

$$D \longrightarrow e K \nu \quad (\text{désintégration selon l'espace de phase})$$

$$\left. \begin{array}{l} D \longrightarrow e K \nu \\ D \longrightarrow e K^* \nu \end{array} \right\} \quad (\text{paramétrisation de la référence 5})$$

Afin de reproduire les données expérimentales enregistrées par le détecteur DELCO à Spear (Réf. 6), on choisit pour le D un mélange

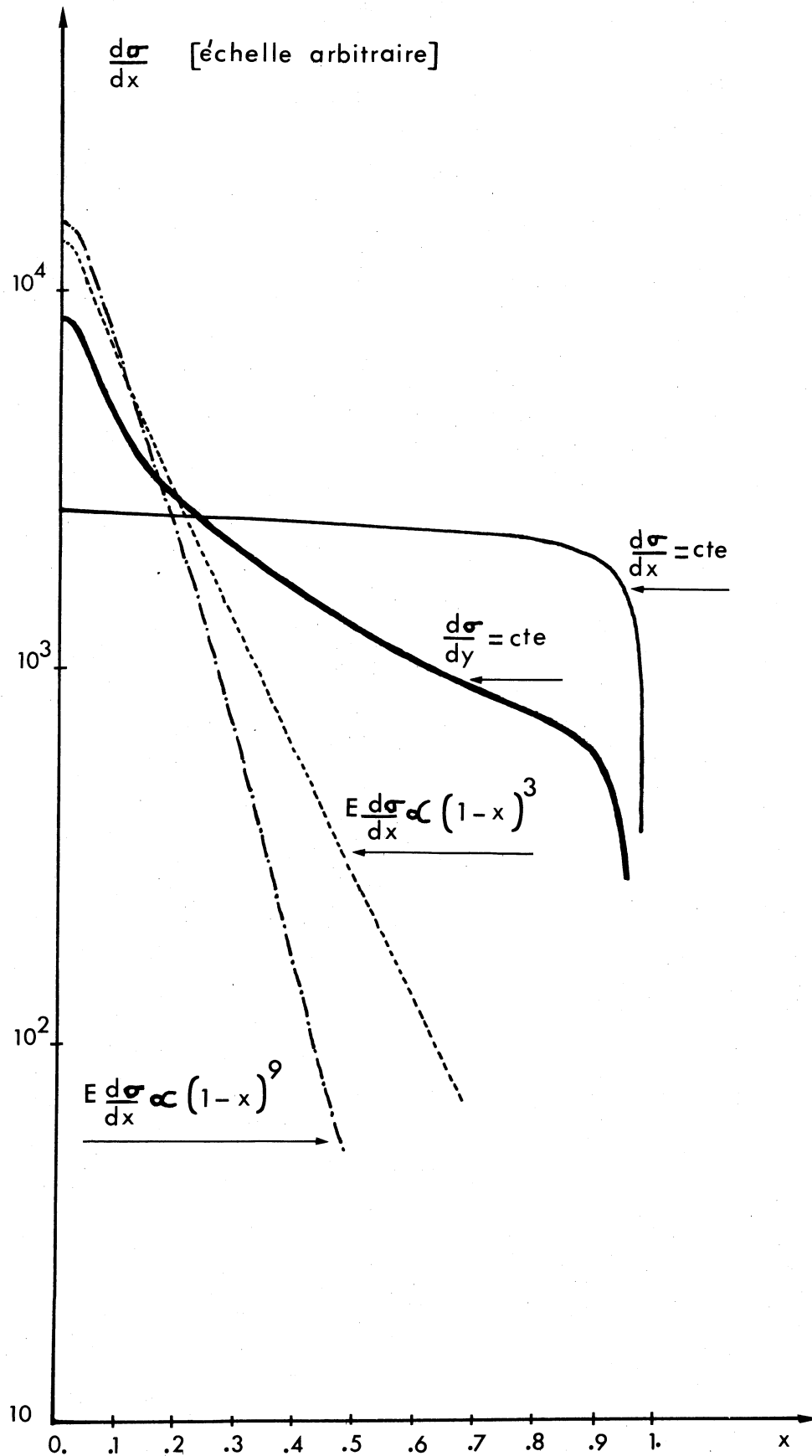


FIGURE 6.6 : Distributions $\frac{d\sigma}{dx}$ obtenues par simulation pour différents modèles de production non corrélée du couple e^+e^- à 63 GeV (chaque modèle est référencé par le nom du modèle théorique qu'il tente de reproduire).

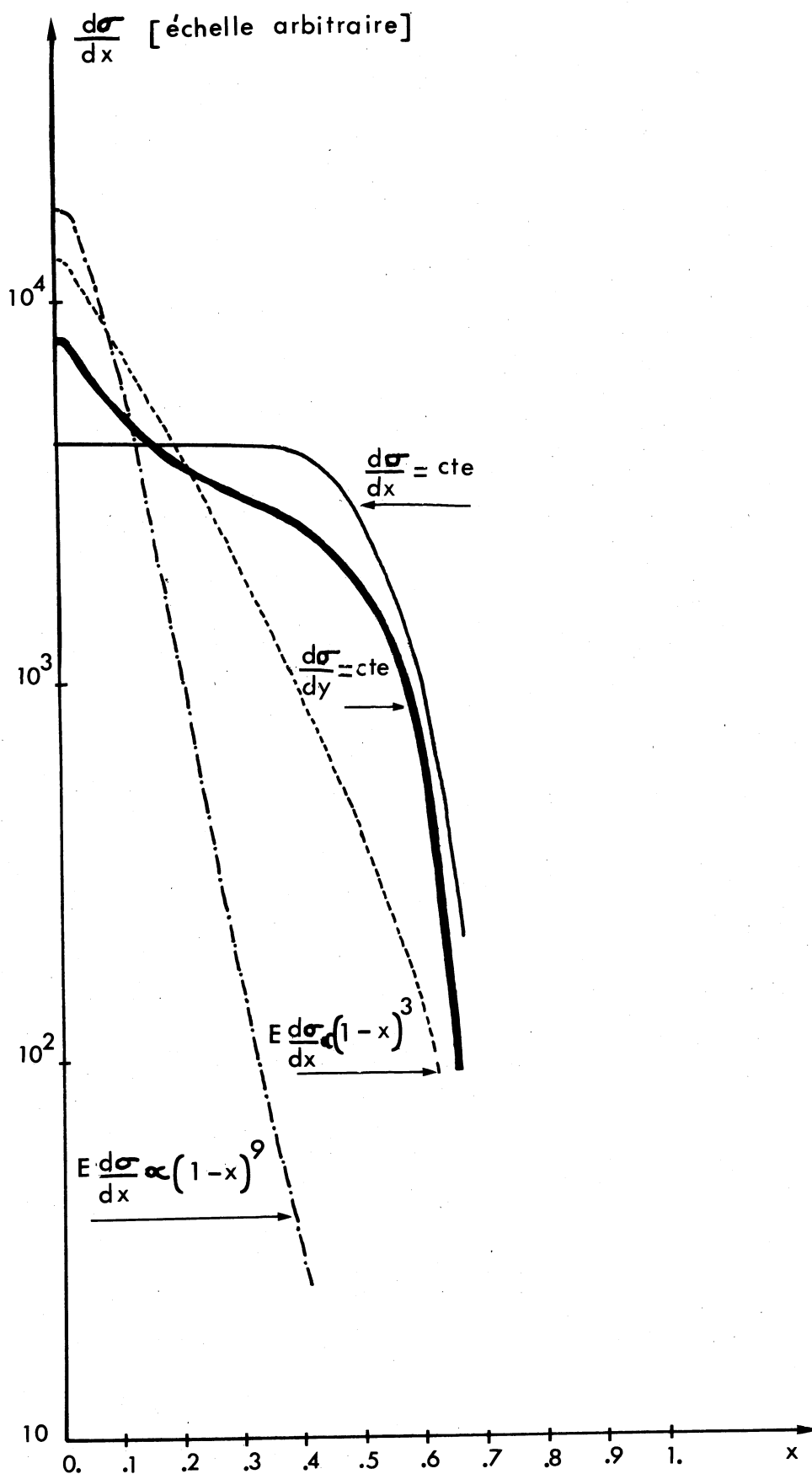


FIGURE 6.7 : Distributions $\frac{d\sigma}{dy}$ obtenues par simulation pour différents modèles de production corrélée du couple e^+e^- à 63 GeV (chaque modèle est référencé par le nom du modèle théorique qu'il tente de reproduire).

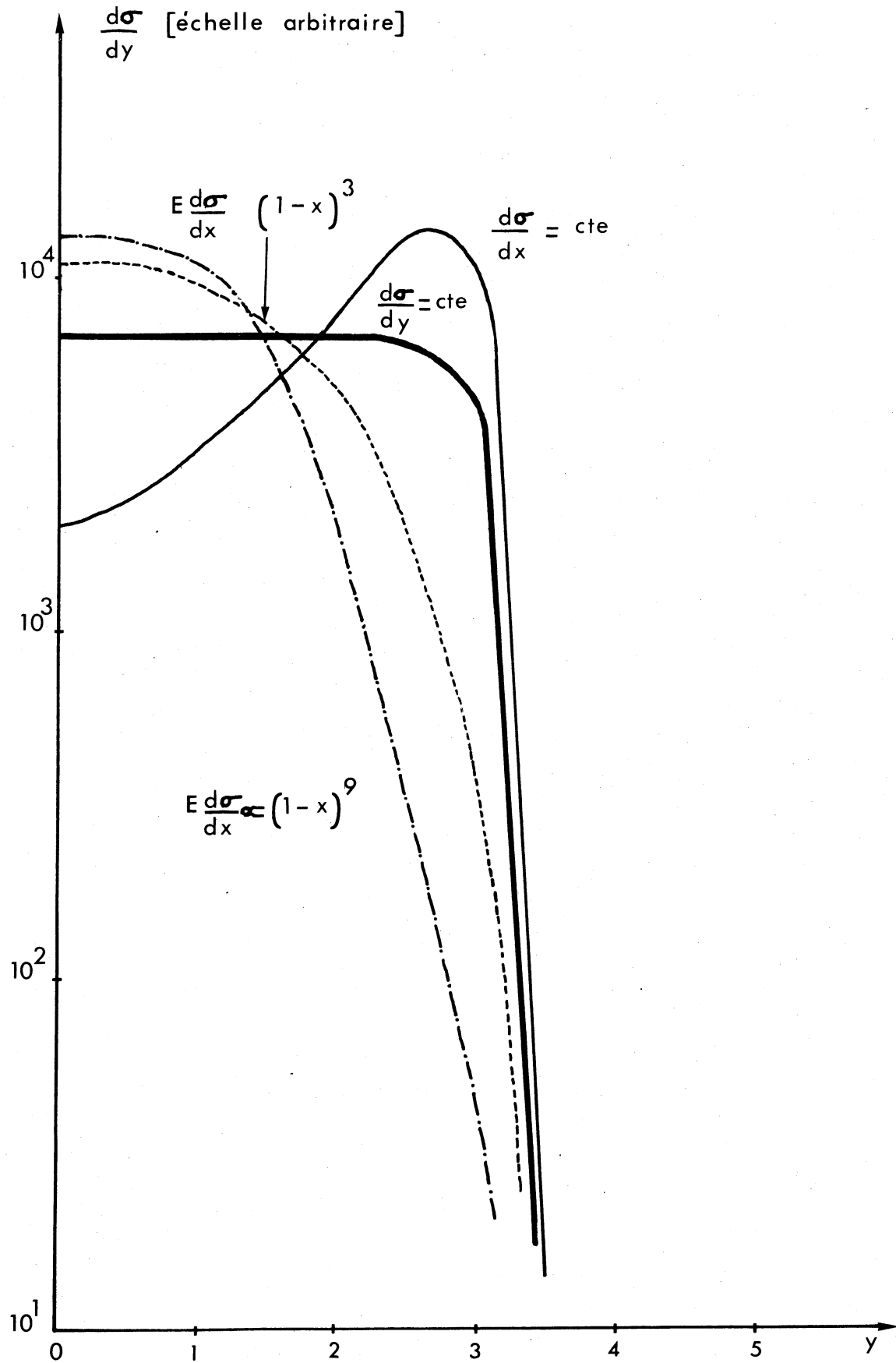


FIGURE 6.8 : Distributions $\frac{d\sigma}{dy}$ obtenues par simulation pour différents modèles de production non-corrélée du couple e^+e^- à 63 GeV (chaque modèle est référencé par le nom du modèle théorique qu'il tente de reproduire).

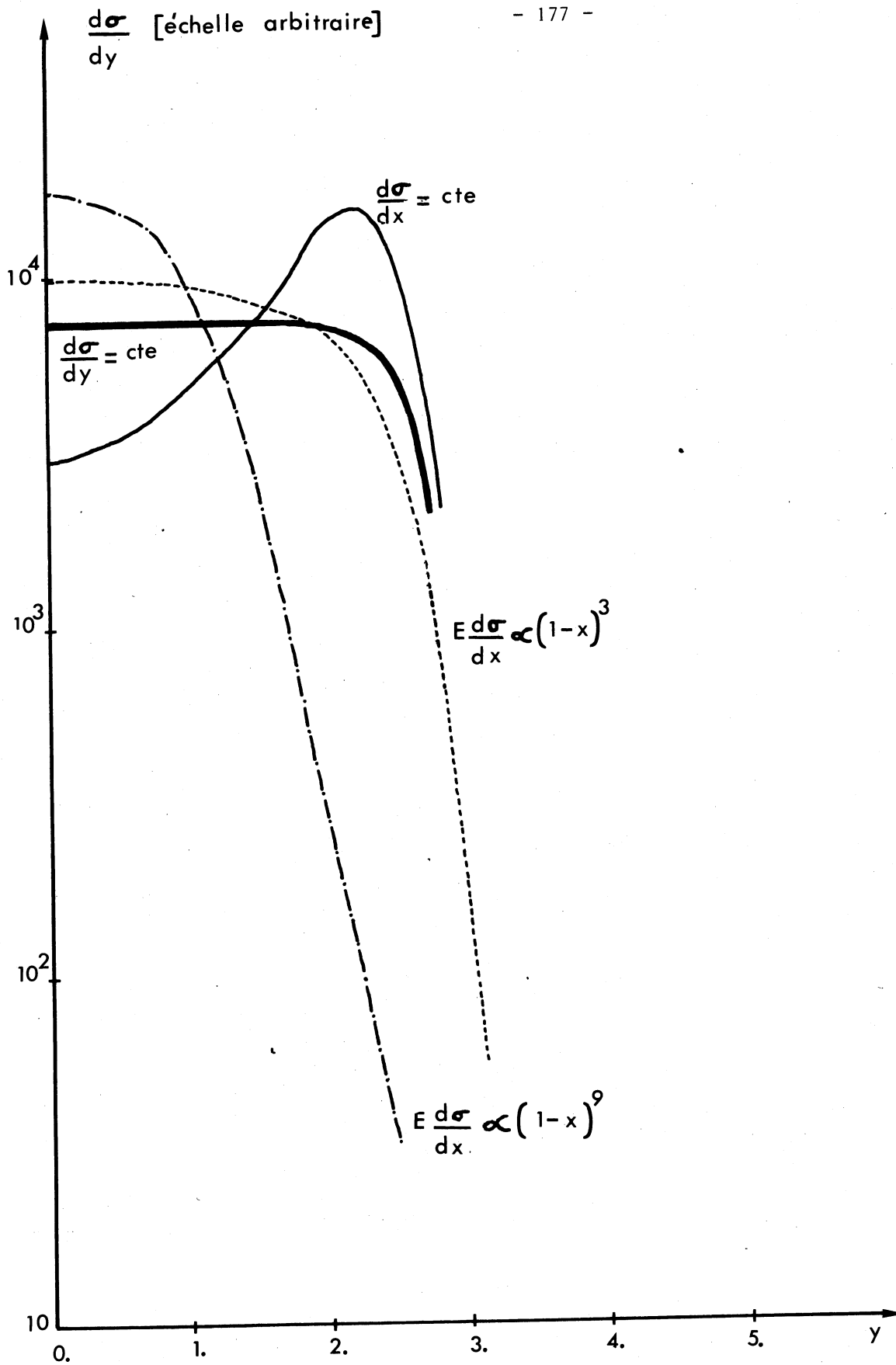


FIGURE 6.9 : Distributions $\frac{d\sigma}{dy}$ obtenues par simulation pour différents modèles de production corrélée du couple e^+e^- à 63 GeV (chaque modèle est référencé par le nom du modèle théorique qu'il tente de reproduire).

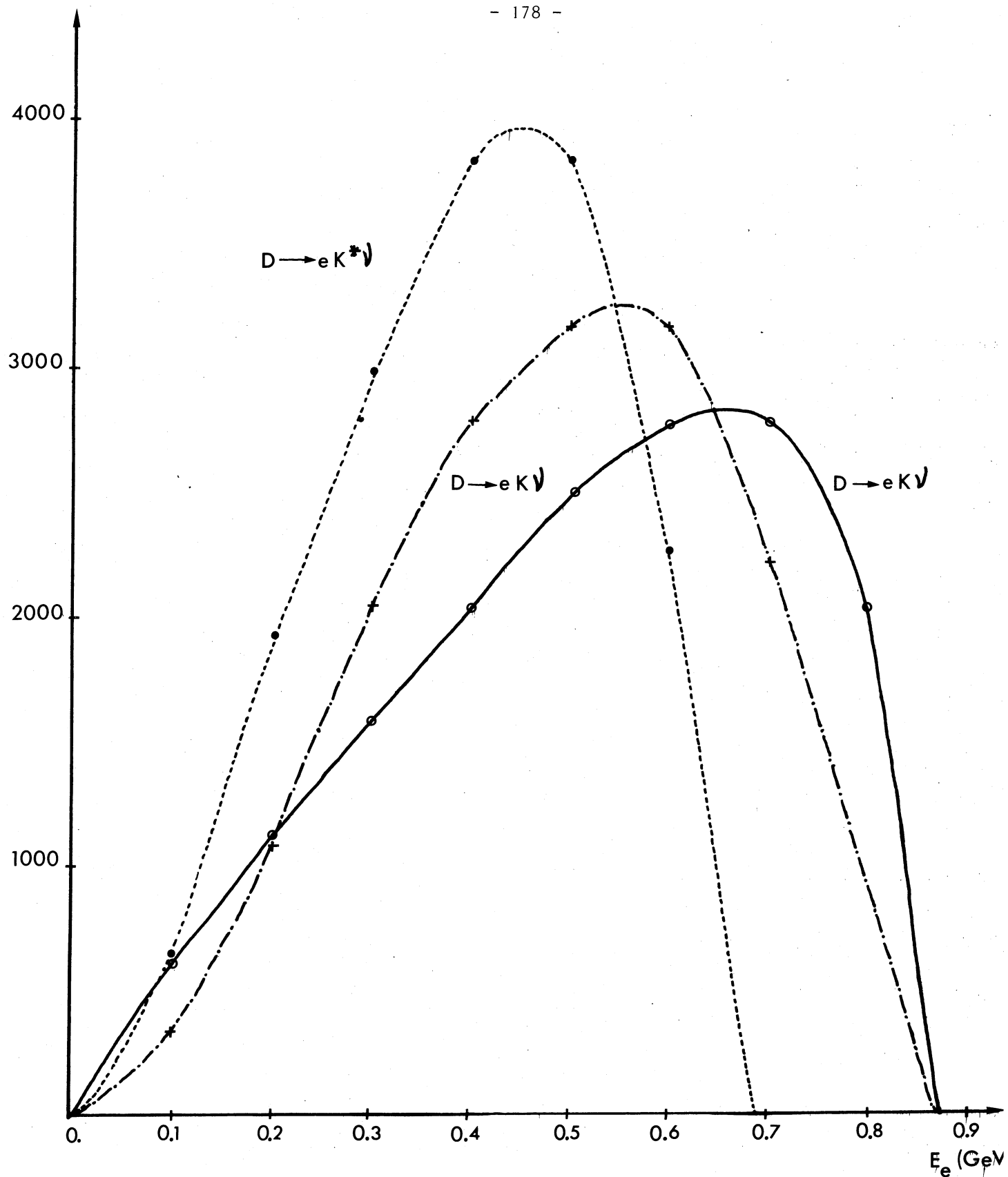


FIGURE 6.10 : Distribution de l'énergie de l'électron dans le système au repos du D et pour différentes paramétrisations :

—	$D \rightarrow e K \nu$	(espace de phase	} les courbes ne sont pas normalisées
- - - -	$D \rightarrow e K^* \nu$	(paramétrisation Réf. 5)	
- . - . -	$D \rightarrow e K \nu$		

de désintégration dans les voies $e K \nu$ (58%) et $e K^* \nu$ (42%) et la paramétrisation de la référence 5. La Fig. 6.11 présente les données de la référence 6 et la distribution de l'impulsion de l'électron dans le système au repos du D obtenue ainsi.

Pour $\bar{\Lambda}_c \rightarrow e \Lambda \nu$ et $\bar{\Lambda}_c \rightarrow e \Lambda^* \nu$ (modèle $\bar{\Lambda}_c \Lambda_c^+$) :
faute de données expérimentales, on estime qu'un mélange $\bar{\Lambda}_c \rightarrow e \Lambda \nu$ (50%) + $\bar{\Lambda}_c \rightarrow e \Lambda^* \nu$ (50%) (1520) est satisfaisant (désintégration selon l'espace de phase).

6 - 4 Quelques commentaires au sujet des tableaux 6.1 et 6.5.

Ils présentent des résultats intermédiaires qui seront utilisés lors du calcul des sections efficaces.

$\frac{\epsilon_{acc}[e^-]}{\epsilon_{acc}[\pi^-]}$ rapport de l'acceptance du déclenchement pour l'électron provenant de la désintégration semi-leptonique de $\bar{\psi}$ et de l'acceptance du déclenchement pour les π^- .

$\epsilon_{acc}[\psi \rightarrow abc]$ est l'efficacité globale pour la détection du système abc. $\epsilon_{acc}[\psi \rightarrow abc]$ est lui-même le produit de trois quantités :

$$= \epsilon[\text{TOF700}] \times \epsilon[\text{coupures}] \times W[abc]$$

$\epsilon[\text{TOF700}]$ est l'efficacité de la sélection par le module T.O.F. 700. Par cette sélection, on ne garde que les événements ayant une particule "lourde" (K ou p) reconnue par le détecteur T.O.F. 700 (voir paragraphe 3 - 3). On suppose qu'elle provient de la désintégration semi-leptonique ou hadronique des particules charmées. On simule cette sélection en demandant que l'une des particules

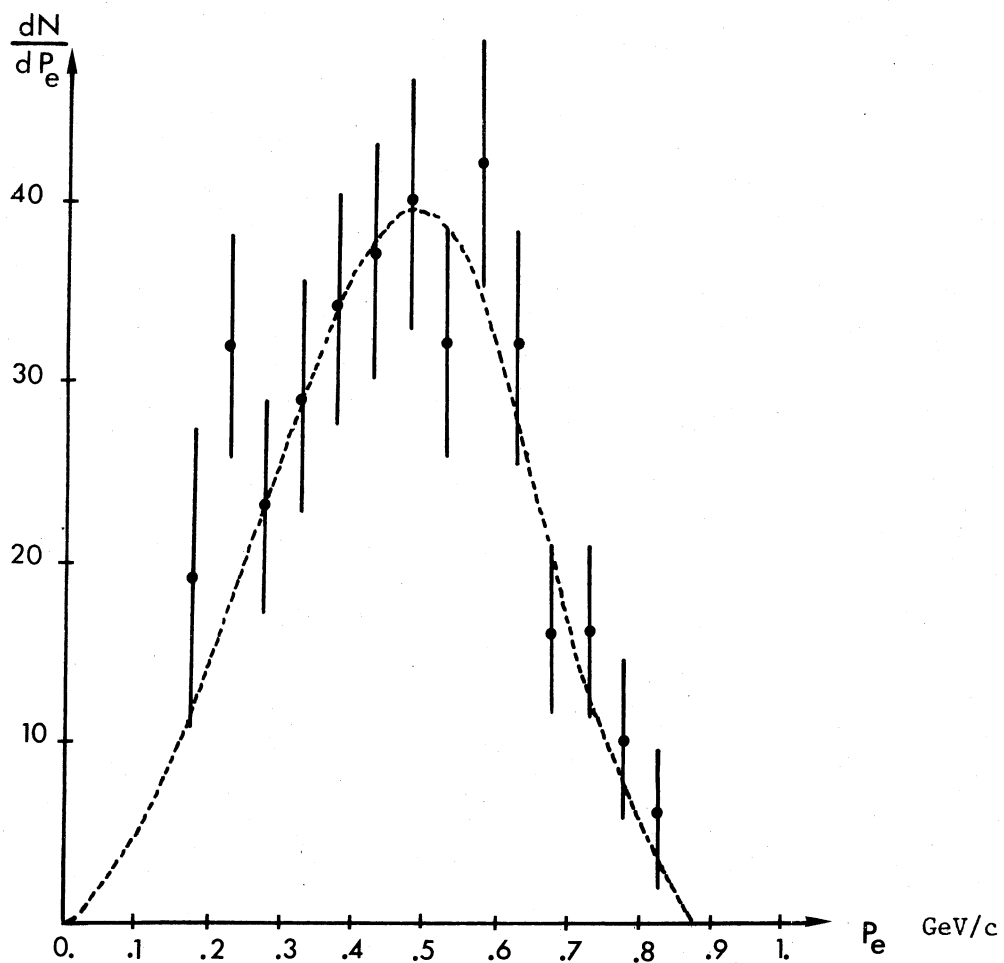


FIGURE 6.11 : Distribution de l'impulsion de l'électron dans le système au repos du D et avec le mélange $D \rightarrow e K \bar{\nu}$ (58%) + $D \rightarrow e K^* \bar{\nu}$ (42%) et paramétrisation (Réf. 5). Données expérimentales de Réf. 6).

K^+ , K^- , Λ^+ ou p (dans le cas de $K^-\Lambda^+$) aille dans le T.O.F. 700 et ait toutes les caractéristiques pour être identifiable. C'est à dire :

- être dans la fenêtre d'acceptance γ, φ du module T.O.F. 700
- avoir une impulsion $p < 2. \text{ GeV/c}$
- avoir un bon $\frac{\Delta P}{P}$ ($\frac{\Delta P}{P} < .3$)

$\mathcal{E}[\text{coupures}]$ facteur de réduction dû aux coupures imposées lors de l'analyse des données : par exemple : $y > .5$, $x(K) > x(\Lambda) \dots$ (voir chapitre 4).

$w[abc]$ tient compte de la probabilité de désintégration des Λ et des K ainsi que des tables d'acceptance de l'expérience. Ces tables pré-calculées donnent la probabilité de reconstruction d'une trace caractérisée par P, γ, φ (intervalle $\Delta P, \Delta \gamma, \Delta \varphi$).

6 - 5 Estimation de la section efficace de production du couple $\bar{D}D^+$.

6-5-1 Calcul des quantités $\frac{\mathcal{E}_{\text{acc}}[e^-]}{\mathcal{E}_{\text{acc}}[\Lambda^-]}$ et $\mathcal{E}_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^-\Lambda^+\Lambda^+]$
pour les différents modèles :

Le tableau 6.1 présente les valeurs obtenues pour $\frac{\mathcal{E}_{\text{acc}}[e^-]}{\mathcal{E}_{\text{acc}}[\Lambda^-]}$

et $\mathcal{E}_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^-\Lambda^+\Lambda^+]$ ainsi que les quantités intermédiaires $\mathcal{E}[\text{TOF700}]$, $\mathcal{E}[\text{coupures}]$ et $w[K^-\Lambda^+\Lambda^+]$.

On rappelle que (paragraphe 6 - 4) :

$$\mathcal{E}_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^-\Lambda^+\Lambda^+] = \mathcal{E}[\text{TOF700}] \times \mathcal{E}[\text{coupures}] \times w[K^-\Lambda^+\Lambda^+]$$

D ⁺ et $\bar{D}$ non-corrélés					
modèle	$\epsilon_{acc}(e^-)$ $\epsilon_{acc}(\pi^-)$	$\epsilon(TOF\ 700)$	$\epsilon(coupures)$	$W(K^-\pi^+\pi^+)$	$\epsilon_{acc}(D^+K^-\pi^+\pi^+)$ 10^{-2}
$\frac{d\sigma}{dy} = cte$	1.37 $\pm .07$	0.16 $\pm .02$	0.24 $\pm .05$	0.30 $\pm .04$	1.15 $\pm .31$
$\frac{d\sigma}{dx} = cte$	0.52 $\pm .04$	0.10 $\pm .02$	0.26 $\pm .09$	0.33 $\pm .06$	.85 $\pm .37$
$E \frac{d\sigma}{dx} \alpha(1-x)^3$	2.33 $\pm .11$	0.19 $\pm .02$	0.14 $\pm .03$	0.27 $\pm .04$	.72 $\pm .20$

D ⁺ et $\bar{D}$ corrélés					
modèle	$\epsilon_{acc}(e^-)$ $\epsilon_{acc}(\pi^-)$	$\epsilon(TOF\ 700)$	$\epsilon(coupures)$	$W(K^-\pi^+\pi^+)$	$\epsilon_{acc}(D^+K^-\pi^+\pi^+)$ 10^{-2}
$\frac{d\sigma}{dy} = cte$	1.24 $\pm .07$	0.29 $\pm .02$	0.14 $\pm .03$	0.27 $\pm .03$	1.09 $\pm .27$
$\frac{d\sigma}{dx} = cte$	0.72 $\pm .04$	0.27 $\pm .03$	0.16 $\pm .02$	0.30 $\pm .04$	1.29 $\pm .22$
$E \frac{d\sigma}{dx} \alpha(1-x)^3$	2.09 $\pm .10$	0.30 $\pm .02$	0.15 $\pm .02$	0.24 $\pm .03$	1.08 $\pm .21$

TABLEAU 6.1 : Production D⁺ $\bar{D}$. Valeurs des différentes quantités définies au paragraphe 6 - 4.

Ce tableau inspire quelques commentaires :

Modèle $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$: le rapport $\frac{\epsilon_{\text{acc}}[e^-]}{\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]}$ et $\epsilon_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+]$ sont pratiquement les mêmes pour les deux types de production. Ceci s'explique par les Fig. 6.6 et 6.7. Les valeurs de $\frac{d\sigma}{dx}$

sont quasi identiques dans la région $x \in [0., 0.3]$ où l'on observe expérimentalement les D^+ .

Modèle $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$:

Comme $\left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{x=0}^{\text{corrélé}} > \left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{x=0}^{\text{non corrélé}}$ on trouve : $\left. \frac{\epsilon_{\text{acc}}[e^-]}{\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]} \right|_{\text{corrélé}} > \left. \frac{\epsilon_{\text{acc}}[e^-]}{\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]} \right|_{\text{non corrélé}}$

De plus comme $\int_0^{0.3} \left. \frac{d\sigma}{dx} dx \right|_{\text{corrélé}} > \int_0^{0.3} \left. \frac{d\sigma}{dx} dx \right|_{\text{non corrélé}}$

on obtient : $\epsilon_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+]_{\text{corrélé}} > \epsilon_{\text{acc}}[D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+]_{\text{non corrélé}}$

Cette inégalité est due en grande partie à l'efficacité de la sélection T.O.F.

Modèle $E \frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^3$

Le rapport $\frac{\epsilon_{\text{acc}}[e^-]}{\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]}$ est plus grand que pour les

autres paramétrisations. Ceci s'explique par la grande valeur de $\frac{d\sigma}{dx}$

à $x = 0$ (Fig. 6.6, 6.7).

Comme $\int_0^{0.3} \left. \frac{d\sigma}{dx} dx \right|_{\text{corrélé}} > \int_0^{0.3} \left. \frac{d\sigma}{dx} dx \right|_{\text{non corrélé}}$ on obtient

$\varepsilon_{\text{acc}}[\text{D}^{\pm}\text{K}^{-}\pi^{+}\pi^{+}] > \varepsilon_{\text{acc}}[\text{D}^{\pm}\text{K}^{-}\pi^{+}\pi^{+}]$. Là aussi cette inégalité est due
corrélé non corrélé
en grande partie à l'efficacité de la sélection T.O.F.

6-5-2 Estimation de la section efficace $\sigma[\bar{\text{D}}\text{D}^{+}]$

correspondant à l'observation de 100 D^{+} (75 proviennent du pic de la Fig. 4.19 et 25 de l'échantillon complémentaire).

Les quantités calculées au paragraphe 6-5-1 permettent de déduire $\sigma[\bar{\text{D}}\text{D}^{+}]$ et la contribution au rapport $\frac{e^{-}}{\pi^{-}}_{x=0}$ dû au $\bar{\text{D}}$ (on utilise les relations (4) et (5) du paragraphe 6 - 1 adaptées au cas du D^{+}).

Afin de s'affranchir de l'erreur sur les rapports de branchement $\text{B}[\bar{\text{D}} \rightarrow e^{-}]$ et $\text{B}[\text{D}^{+} \rightarrow \text{K}^{-}\pi^{+}\pi^{+}]$, le tableau 6.2 présente les estimations de :

$$\text{B}[\bar{\text{D}} \rightarrow e^{-}] \text{B}[\text{D}^{+} \rightarrow \text{K}^{-}\pi^{+}\pi^{+}] \sigma[\bar{\text{D}}\text{D}^{+}]$$

et de

$$\text{B}[\text{D}^{\pm}\text{K}^{-}\pi^{+}\pi^{+}] \frac{e^{-}}{\pi^{-}}_{x=0}$$

Le tableau 6.3 présente les valeurs de $\sigma[\bar{\text{D}}\text{D}^{+}]$ obtenues pour les différents modèles. Dans la dernière colonne on a indiqué les estimations déduites de l'observation du D^{+} vers l'avant (Réf. 1).

Le modèle $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$, compte tenu des incertitudes expérimentales, donne des sections efficaces compatibles avec l'expérience pour x bas (déclenchement électron) et pour x grand (déclenchement K^{-} - Réf. 1).

D ⁺ et $\bar{D}$ non corrélés		D ⁺ et $\bar{D}$ corrélés	
$B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \frac{e^-}{K^-}$	$B[\bar{D} \rightarrow e^- \dots] B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \sigma[\bar{D} D^+]$	$B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \frac{e^-}{K^-}$	$B[\bar{D} \rightarrow e^- \dots] B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \sigma[\bar{D} D^+]$
10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	$2.03 \pm .30$	$2.37 \pm .65$	$2.76 \pm .85$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	$2.75 \pm .41$	8.44 ± 3.38	$4.02 \pm .90$
$(\frac{d\sigma}{d} \alpha(1-x))^3$	$3.29 \pm .49$	$2.25 \pm .58$	$1.65 \pm .41$

TABLEAU 6.2 : Production D⁺ $\bar{D}$. Estimations de $B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \frac{e^-}{K^-}$ et $B[\bar{D} \rightarrow e^- \dots] B[D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+] \sigma[\bar{D} D^+]$
dédiuies de l'observation de 100 combinaisons $K^- \pi^+ \pi^+$ (avec $\sigma_{K^-} = 160 \text{ mb}$)

	D ⁺ et $\bar{D}$ non corrélés ($\sigma(\bar{D}D^+)$ (μb))	D ⁺ et $\bar{D}$ corrélés ($\sigma(\bar{D}D^+)$ (μb))	Comparaison avec les valeurs de $\sigma(\bar{D}D^+)$ déduites de Réf. i avec	
			$B[D^+ \rightarrow K^{*0} \Lambda^+] / B[D^+ \rightarrow K^- \Lambda^+ \Lambda^+] = 30\%$	
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	592 ± 162	690 ± 212	624 ± 248	
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	2111 ± 845	1006 ± 225	333 ± 123	
$\frac{d\sigma}{dx} \alpha (1-x)^3$	564 ± 145	415 ± 103	1800 ± 720	

TABLEAU 6.3 : Production $D^+ \bar{D}$. Estimation de la section efficace totale déduite de l'observation de
100 combinaisons $K^- \pi^+ \pi^+$ (avec $B(\bar{D} \rightarrow e^- \dots) = 10\% B(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 4\%$ et $\sigma_{K^-} = 160 \text{ mb}$)

Le modèle $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ nécessite une section efficace de l'ordre de 1 000 μb à 2 000 μb pour reproduire les données à faible x tandis que 333 μb suffisent pour l'avant. Un tel modèle est donc à exclure.

Pour le modèle $E \frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^3$, on doit avoir une grande section efficace (1 800 μb) pour reproduire les données vers l'avant. Cette valeur n'est pas compatible avec celles du déclenchement électron (564 μb et 415 μb dans le cas "non corrélé" et "corrélé"). Nous excluons aussi un tel modèle.

Les valeurs de $\frac{d\sigma[D D^+]}{dy}$ (tableau 6.4) ont été calculées

pour les différents modèles. Sur la Fig.6.12 on a présenté seulement l'estimation $\frac{d\sigma[\bar{D} D^+]}{dy}$ non corrélée. On a porté aussi les valeurs

calculées par W.M. GEIST (Réf. 7) ainsi que celles de Réf. 9. Compte-tenu des erreurs expérimentales, le modèle $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$ est en

accord avec l'estimation de C.C.H.K. Par contre la valeur calculée à partir du rapport $\frac{e}{\pi}$ diffère d'environ un facteur 7 et celle de la Réf. 9 d'un facteur 10. (Cependant il est à noter que ce point est dépendant du modèle).

En résumé : Le modèle $\frac{d\sigma[\bar{D} D^+]}{dy} = \text{cte}$ est le seul à reproduire

correctement les données D^+ actuellement disponibles malgré un certain désaccord pour les basses valeurs de y . Pour

$B[D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+] = 4\%$ la contribution du seul $\bar{D}$ au rapport $\frac{e}{\pi}$ est $(5. \pm .7) 10^{-4}$, valeur un peu élevée mais compatible avec les résultats expérimentaux des I.S.R.

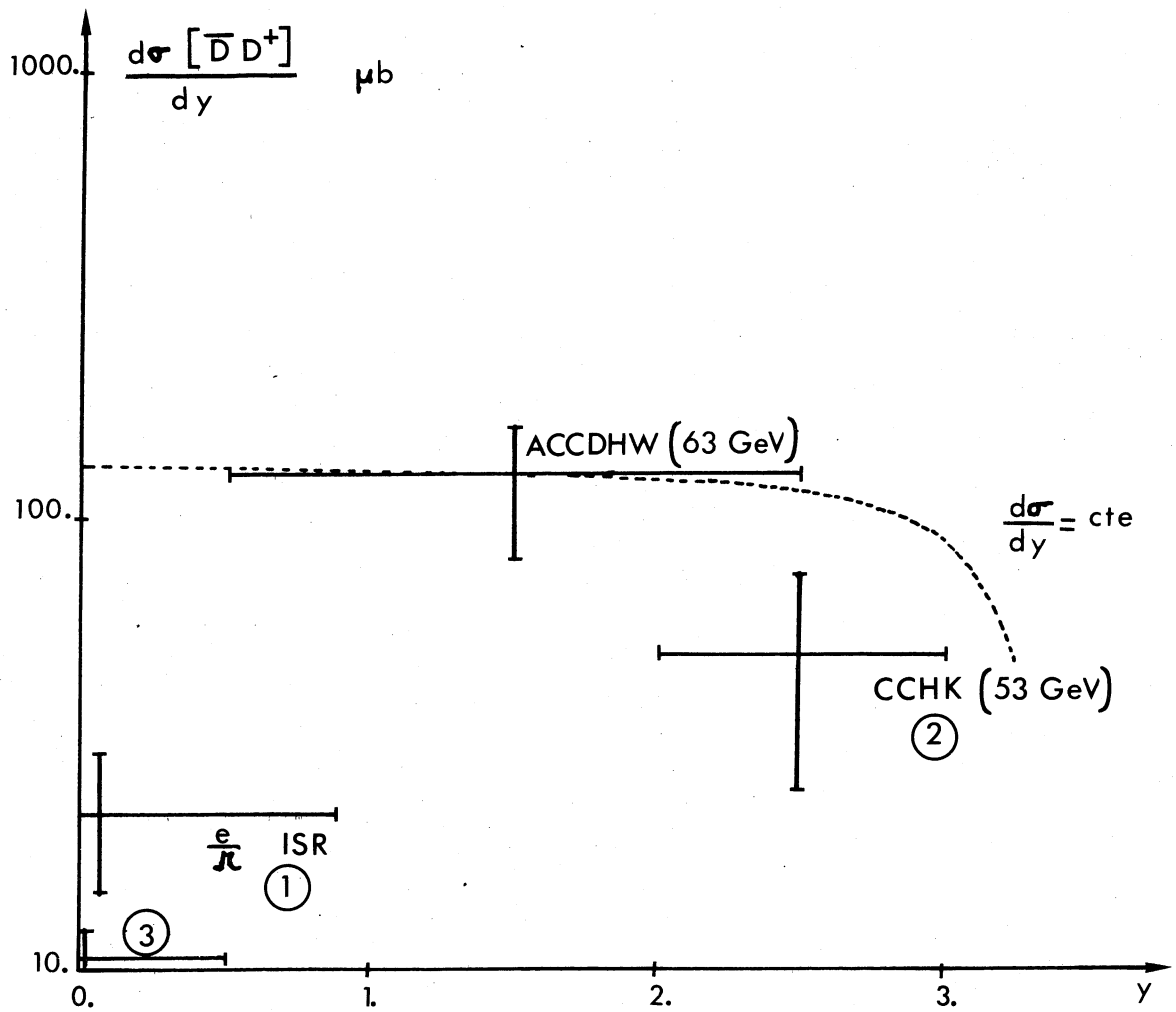


FIGURE 6.12 : Production D^+ Les diverses estimations de $\frac{d\sigma}{dy} [\bar{D} D^+]$ ((1) et (2) proviennent de Réf. 7, (3) de Réf. 9).

	$\left(\frac{d\sigma (\bar{D}D^+)}{dy} \right)$	:	$\left(\frac{d\sigma (\bar{D}D^+)}{dy} \right)$
	$\left(\bar{D} \text{ et } D^+ \text{ non corrélés} \right)$	:	$\left(\bar{D} \text{ et } D^+ \text{ corrélés} \right)$
	$\left(\mu b \right)$	:	$\left(\mu b \right)$
$\left(\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte} \right)$	125 ± 34	:	145 ± 45
$\left(\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte} \right)$	501 ± 200	:	234 ± 52
$\left(E \frac{d\sigma}{dx} \propto (1-x)^3 \right)$	105 ± 27	:	78 ± 19

TABLEAU 6.4 : production $D^+\bar{D}$. Estimation de $\frac{d\sigma (\bar{D}D^+)}{dy}$
dédue de l'observation de 100 combinaisons
 $K^-\pi^+\pi^+$ (avec $B(\bar{D} \rightarrow e^-\dots) = 10\%$
 $B(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = 4\%$ et $\sigma_h = 160 \text{ mb}$).

6 - 6 Estimation de la section efficace de production du couple $\bar{e} \Lambda_c^+$

6-6-1 Calcul des quantités $\frac{\epsilon_{acc}[e^-]}{\epsilon_{acc}[\pi^-]}$ et $\epsilon_{acc}[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p]$
pour les divers modèles :

Les remarques faites pour la production $\bar{D}D^+$ (paragraphe 6-5-1) s'appliquent encore ici : tableau 6.5. On a remplacé le modèle en $(1-x)^3$ par un modèle en $(1-x)^9$ par analogie avec Λ^0 . Ce modèle donne un grand $\frac{\epsilon_{acc}[e^-]}{\epsilon_{acc}[\pi^-]}$ car $\frac{d\sigma}{dx}$ pour $x \simeq 0$ est grand, voir Fig. 6.7, 6.8.

On a étudié aussi un modèle non corrélé en $(1-x)^3$ pour le

$\bar{\Lambda}_c^+ \Lambda_c^+$ production non corrélée					
modèle	$\frac{\mathcal{E}_{acc}(e^-)}{\mathcal{E}_{acc}(\pi^-)}$	$\mathcal{E}(\text{TOF 700})$	$\mathcal{E}(\text{coupures})$	$W(K^- \pi^+ p)$	$\mathcal{E}_{acc}(\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p)$ 10^{-2}
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	$1.23 \pm .07$	$0.26 \pm .02$	$0.28 \pm .04$	$0.25 \pm .03$	$1.87 \pm .40$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	$0.41 \pm .19$	$0.12 \pm .02$	$0.39 \pm .12$	$0.42 \pm .11$	$2.15 \pm .94$
$E \frac{d\sigma}{dx} \alpha(1-x)^9$	$2.38 \pm .11$	$0.35 \pm .02$	$0.20 \pm .04$	$0.33 \pm .03$	$2.37 \pm .54$

$\bar{\Lambda}_c^+ \Lambda_c^+$ production corrélée					
modèle	$\frac{\mathcal{E}_{acc}(e^-)}{\mathcal{E}_{acc}(\pi^-)}$	$\mathcal{E}(\text{TOF 700})$	$\mathcal{E}(\text{coupures})$	$W(K^- \pi^+ p)$	$\mathcal{E}_{acc}(\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p)$ 10^{-2}
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	$1.13 \pm .06$	$0.46 \pm .03$	$0.16 \pm .02$	$0.29 \pm .03$	$2.28 \pm .40$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	$.80 \pm .05$	$0.46 \pm .04$	$0.16 \pm .03$	$0.29 \pm .03$	$2.18 \pm .51$
$E \frac{d\sigma}{dx} \alpha(1-x)^9$	$2.75 \pm .12$	$0.47 \pm .02$	$0.14 \pm .01$	$0.27 \pm .02$	$1.77 \pm .21$

$\bar{D} \Lambda_c^+$ production non corrélée					
modèle	$\frac{\mathcal{E}_{acc}(e^-)}{\mathcal{E}_{acc}(\pi^-)}$	$\mathcal{E}(\text{TOF 700})$	$\mathcal{E}(\text{coupures})$	$W(K^- \pi^+ p)$	$\mathcal{E}_{acc}(\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p)$ 10^{-2}
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	$1.48 \pm .08$	$0.25 \pm .02$	$0.28 \pm .04$	$0.37 \pm .04$	$2.59 \pm .52$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	$0.44 \pm .03$	$0.13 \pm .02$	$0.42 \pm .12$	$0.39 \pm .09$	$2.12 \pm .87$
$\bar{D} E \frac{d\sigma}{dx} \alpha(1-x)^3$	$2.33 \pm .11$	$0.12 \pm .02$	$0.40 \pm .13$	$0.41 \pm .12$	$1.96 \pm .90$
$\Lambda_c^+ \frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$					

TABLEAU 6.5 : Production $\bar{e} \Lambda_c^+$. Valeurs des différentes quantités définies au paragraphe 6 - 4.

$\bar{D}$ (production centrale) et $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ pour le Λ_c^+ : là aussi le rapport $\frac{\epsilon_{\text{acc}}[e^-]}{\epsilon_{\text{acc}}[\pi^-]}$ est grand du fait de la valeur de $\left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{x=0}$ pour le $\bar{D}$.

6-6-2 Estimation de la section efficace $\sigma[\bar{\psi}\Lambda_c^+]$

correspondant à l'observation de 94 combinaisons $K^-\pi^+p$ (60 proviennent du pic de la Fig. 4.7 et 34 de l'échantillon complémentaire).

Le tableau 6.6 présente les estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] \left. \frac{e^-}{\pi^-} \right|_{x=0}$ et de $B[\bar{\psi} \rightarrow e^-\dots] B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] \sigma[\bar{\psi}\Lambda_c^+]$. Le rapport $\left. \frac{e^-}{\pi^-} \right|_{x=0}$ est pratiquement indépendant du modèle considéré et pour $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] = 2\%$ (Réf. 8) on obtient une valeur de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$.

Par contre pour la section efficace totale, les résultats sont assez dispersés comme le montre le tableau 6.7 établi avec $B[\bar{\psi} \rightarrow e^-\dots] = 10\%$ et $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] = 2\%$. Les valeurs sont comprises entre $355 \mu\text{b}$ pour le modèle $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c^+$ en $(1-x)^9$ corrélé et $1990 \mu\text{b}$ pour le modèle $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c^+$ en $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ non corrélé.

Afin de comparer avec les autres données expérimentales, on calcule les valeurs de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p] \frac{d\sigma}{dx}$ correspondant à

$B[\bar{\psi} \rightarrow e^-\dots] = 10\%$ - tableau 6.8. Celles-ci sont indiquées sur les Fig. 6.13, 6.14, 6.15 pour le cas non corrélé. On y a ajouté les résultats A.C.H.M.N.R., UCLA-SACLAY et C.C.H.K. Pour cette dernière expérience, on a utilisé l'estimation déduite de $\frac{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^{*0}p]}{B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\pi^+p]} = 41\%$

(pour tenir compte de l'augmentation de la section efficace avec l'énergie $53 \text{ GeV} \rightarrow 63 \text{ GeV}$, il conviendrait de multiplier la prédiction par environ 1.5).

	$\bar{\psi}$ et Λ_c^+ non corrélés	$\bar{\psi}$ et Λ_c^+ corrélés
$(B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\psi} \Lambda_c^+]) \frac{e}{\Gamma} \frac{e}{\Gamma}$	$B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\psi} \Lambda_c^+]$	$B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\psi} \Lambda_c^+]$
(10^{-5})	10^{-5}	10^{-5}
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	1.17 $\pm .29$	0.95 $\pm .21$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	1.02 $\pm .44$	1.00 $\pm .27$
$\frac{d\sigma}{dx} = E^{-\alpha}(1-x)^9$	0.92 $\pm .13$	1.23 $\pm .21$
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	0.85 $\pm .19$	0.91 $\pm .27$
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	1.03 $\pm .44$	3.76 ± 1.89
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	1.12 $\pm .28$	.76 $\pm .30$

TABLEAU 6.6 : Production $\bar{\psi} \Lambda_c^+$. Estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\psi} \Lambda_c^+]$ et $B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots]$ déduites de l'observation de 94 combinaisons $K^+ \Lambda_c^+$ (avec $\sigma_{K^+} = 160 \text{ mb}$).

		$\sigma[\bar{e}\Lambda_c^+] :$ (production : production) (non corrélée : corrélée) μb : μb	
Λ_c^+ K_c^+	$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	760 ± 220	675 ± 190
	$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	1990 ± 1100	1000 ± 330
	$E \frac{d\sigma}{dx} \propto (1-x)^9$	305 ± 90	355 ± 80
Λ_c^+ D_c^+	$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	455 ± 135	
	$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	1880 ± 945	
	$\bar{D} E \frac{d\sigma}{dx} \propto (1-x)^3$	380 ± 150	
Λ_c^+ Λ	$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$		

TABLEAU 6.7 : Production $\bar{e} \Lambda_c^+$. Estimation de la section efficace totale déduite de l'observation de 94 combinaisons $K \Lambda_c^+$ (avec $B[\bar{e} \rightarrow e^- \dots] = 10\%$,

$$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Lambda^+ p] = 2 \% \quad \text{et} \quad \sigma_{\bar{e}} = 160 \text{ mb})$$

	$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]$	$\frac{d\sigma}{dx} [\bar{\psi} \Lambda_c^+]$	$B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p]$	$\frac{d\sigma}{dx} [\bar{\psi} \Lambda_c^+]$
	$\bar{\psi} \Lambda_c^+$ non corrélés	μb	$\bar{\psi} \Lambda_c^+$ corrélés	μb
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	16.2	± 6.2	15.1	± 5.3
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	23.9	± 13.9	18.7	± 7.3
$\frac{d\sigma}{dx} \propto (1-x)^9$	9.9	± 3.8	11.8	± 3.7
$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$	10.2	± 3.7		
$\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$	25.0	± 13.5		
$\bar{D} E \frac{d\sigma}{dx} \propto (1-x)^3$	5.03			
$\Lambda_c^+ \frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$		± 2.5		

TABLEAU 6.8 : Production $\bar{\psi} \Lambda_c^+$. Estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx} [\bar{\psi} \Lambda_c^+]$ déduites de l'observation de 94 combinaisons $K^- \pi^+ p$ (avec $B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] = 10\%$ et $\sigma_{\pi^-} = 160 \text{ mb}$).

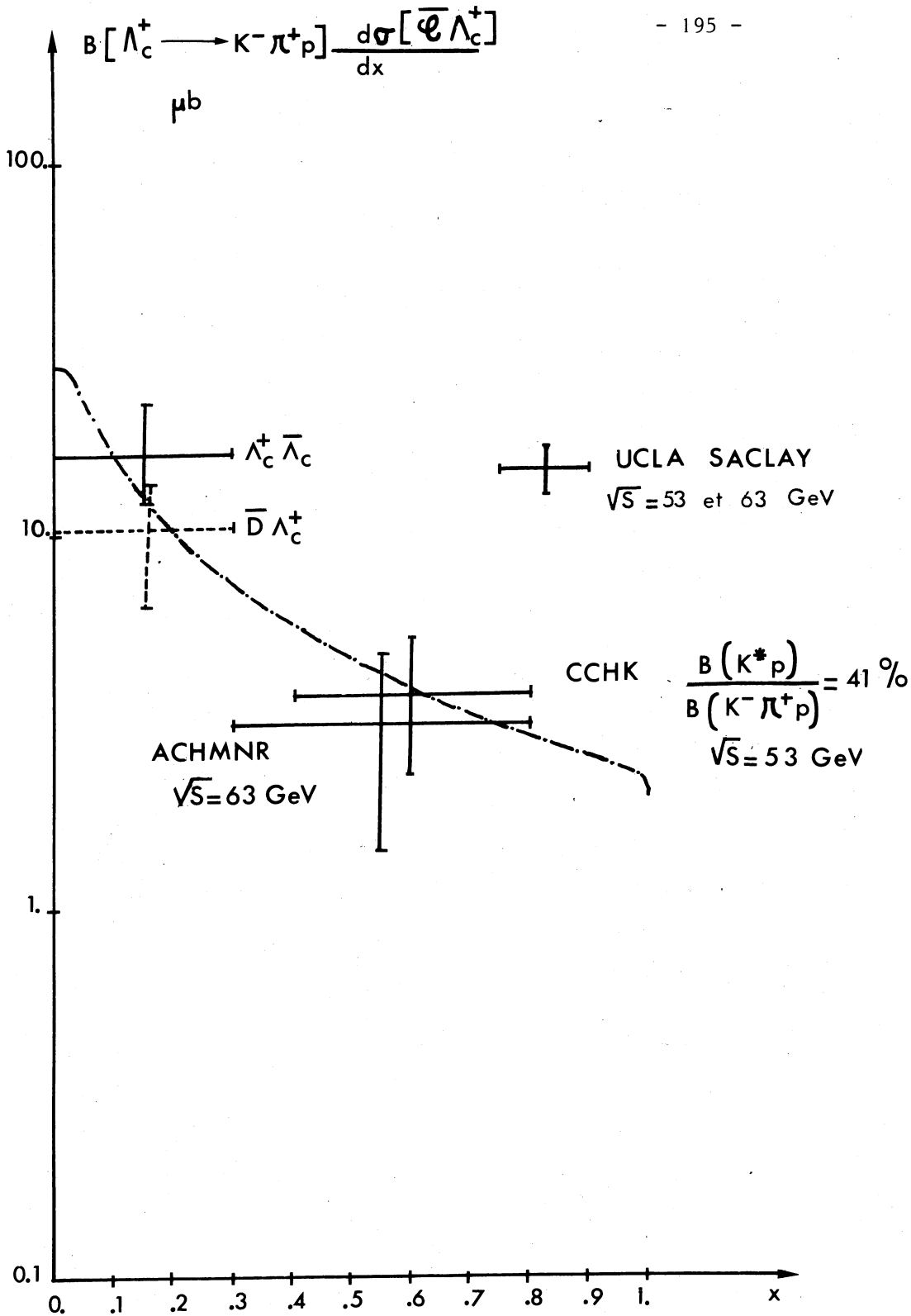


FIGURE 6.13 : Estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour

la réaction $pp \rightarrow \bar{e} \Lambda_c^+ X$ à $\sqrt{S} = 63 \text{ GeV}$ pour les modèles $\bar{\Lambda}_c^+ \Lambda_c^+$ et $\bar{D} \Lambda_c^+$ non corrélés et $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$

$B[\bar{e} \rightarrow e^- \dots] = 10\%$ et $\sigma_{\bar{p}} = 160 \text{ mb}$). On a porté aussi les estimations des autres expériences. La courbe indique la forme théorique $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour une production $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$

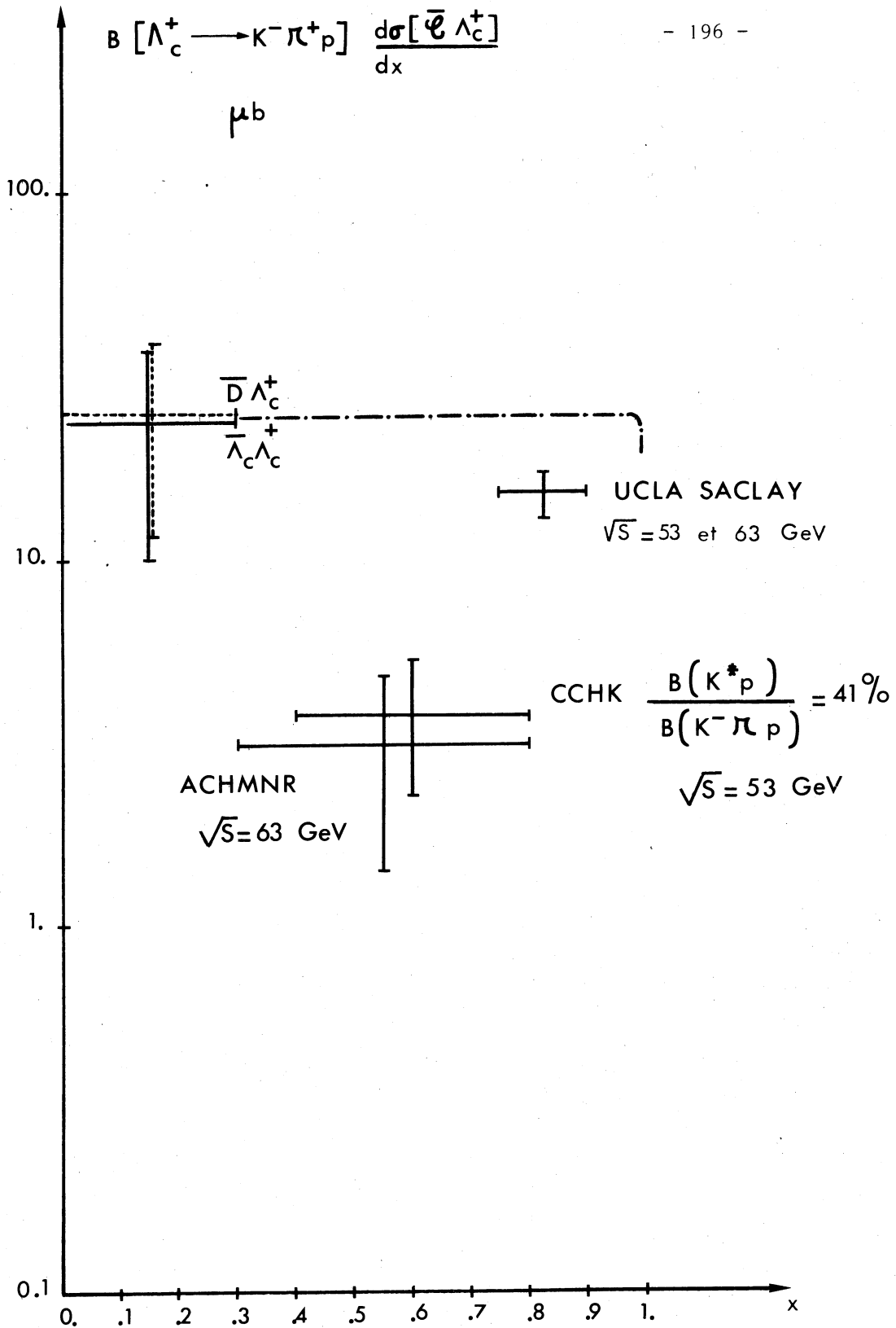


FIGURE 6.14 : Estimations de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour

la réaction $pp \rightarrow \bar{\psi} \Lambda_c^+ X$ à $\sqrt{S} = 63 \text{ GeV}$ pour les modèles $\bar{\Lambda}_c \Lambda_c^+$ et $\bar{D} \Lambda_c^+$ non corrélés et $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ (avec $B[\bar{\psi} \rightarrow e^- \dots] = 10\%$ et $\sigma_{\pi^-} = 160 \text{ mb}$). On a porté aussi les estimations des autres expériences. La courbe indique la forme théorique de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour une production $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$.

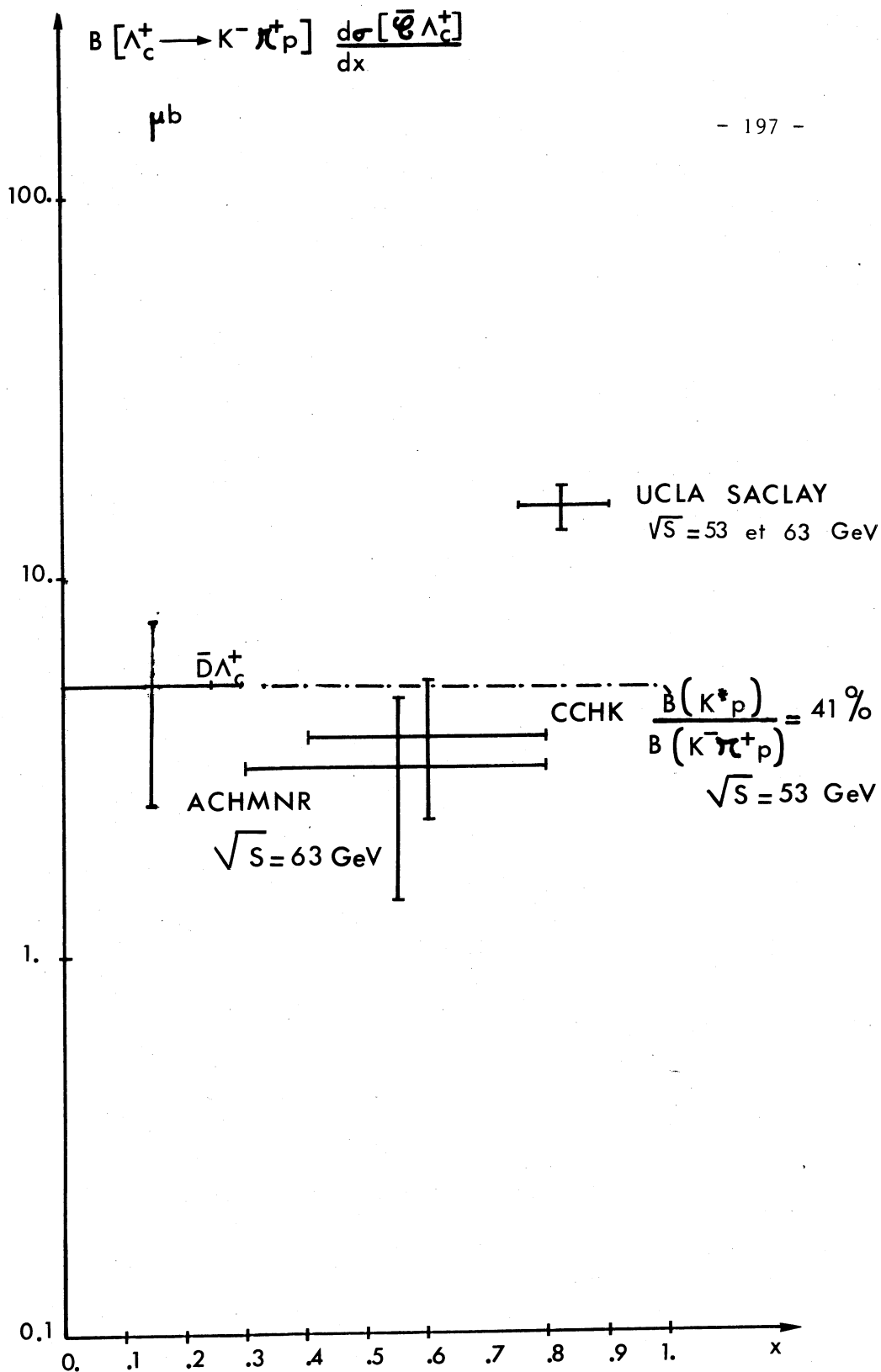


FIGURE 6.15 : Estimation de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour la

réaction $pp \rightarrow \bar{D} \Lambda_c^+ X$ à $\sqrt{S} = 63$ GeV pour le
modèle $\bar{D} \Lambda_c^+$ non corrélé et $E \frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^3$ pour
le $\bar{D}$ et $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ pour Λ_c^+ (avec $B[\bar{D} \rightarrow e^+ \dots] = 10\%$
et $\sigma_{\pi^-} = 160$ mb). La courbe indique la forme théorique
de $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] \frac{d\sigma}{dx}$ pour une production $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$.

Le modèle en $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$ est en accord avec la valeur

trouvée par C.C.H.K. et sans doute avec A.C.H.M.N.R. si l'on considère que cette expérience n'est sensitive qu'à la composante diffractive du mécanisme de production.

Le modèle $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ est en accord avec UCLA-SACLAY. Cependant compte-tenu des erreurs expérimentales, il y a pratiquement compatibilité avec C.C.H.K.

Le modèle $E \frac{d\sigma}{dx} \propto [1-x]^9$ est à exclure car du fait de sa rapide décroissance en x il est en désaccord avec tous les autres résultats expérimentaux.

En résumé : Le modèle $\frac{d\sigma[\bar{e}\Lambda_c^+]}{dy} = \text{cte}$ semble reproduire correctement

les données expérimentales. Compte-tenu des erreurs expérimentales, un modèle du type $(1-x)^3$ pour le $\bar{D}$ et uniforme en x pour le Λ_c^+ , s'accorde avec les résultats de A.C.H.M.N.R. et de C.C.H.K. Cependant, il est à noter qu'un tel modèle en $(1-x)^3$ ne décrit pas correctement les données D^+ vers l'avant. Par contre il est possible que le déclenchement électron à 90° introduise un biais et favorise la composante $(1-x)^3$ du $\bar{D}$ alors que celle-ci est négligeable pour un déclenchement vers l'avant (compétition entre différents mécanismes de production).

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS

Depuis quelques années, de nombreuses expériences de haute énergie auprès d'accélérateurs à protons ont eu pour principal objectif la mise en évidence de particules charmées.

A quelques exceptions près, l'observation n'est qu'indirecte jusqu'au début de l'année 1979 : excès de ν_e ou ν_μ (Réf. 1) ou production de μ associés à une masse manquante (Réf. 2). Ces expériences permettent d'estimer la section efficace de production de charme (Réf. 3).

En ce qui concerne les baryons charmés, seules quelques équipes expérimentales présentent des résultats convaincants comme le montre le tableau 7.1 arrêté fin novembre 1979. Dans la plupart des cas l'observation se fait par l'intermédiaire de distributions de masse invariante de combinaisons de particules. Seuls des arguments de largeur permettent d'identifier la présence du charme et d'exclure la possibilité de formation d'hy-pérons.

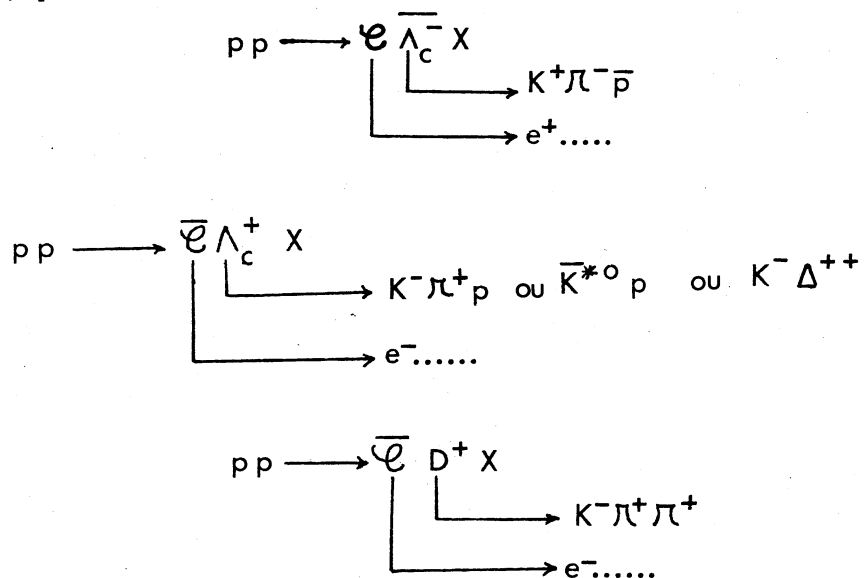
L'expérience décrite dans cette thèse :

- 1) apporte une confirmation essentielle de l'existence des particules $\bar{\Lambda}_c^-$, Λ_c^+ et D^+ .
- 2) prouve que dans les interactions pp les particules sont créées par paires $e\bar{e}$. On observe ici à la fois la particule charmée (anti-charmée) et l'électron (positron) provenant de la désintégration semi-leptonique de la particule anti-charmée (charmée).

EXPERIENCE	DATE DE PUBLICATION	PRODUCTION	VOIE DE DESINTEGRATION	MASSE GeV/c^2	NOMBRE D'EVENEMENTS	REFERENCES
B N L 7' Chambre à bulles	28/04/75	$\psi_{\mu} p$	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	2426 ± 12	1	5
Fermilab	4/10/1976	γN	$\bar{\Lambda}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+$	2260 ± 20	60	6
B N L 7' Chambre à bulles	22/01/1979	$\psi_{\mu} p$	$K^{*-} \pi^+ p$ $\rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$	2254 ± 12	1	7
B E B C émulsion	4/06/1979	$\psi_{\mu} N$	$\bar{K}^{*0} p$ $\rightarrow K^- \pi^+$	2295 ± 15	1	8
B E B C Bergen Conference 18 - 22/06/1979		ψp	$\Lambda^0 \pi^+$ $\gamma^{*+} \pi^+ \pi^-$	2260 ± 20	6	9
F N A L 15' Chambre à bulles	25/06/1979	$\psi_{\mu} Ne$	$\Lambda^0 \pi^+$ $\rightarrow \pi^- p$ $\bar{K}^0 p$		8	10
			$\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ($\gamma^{*+} \pi^+ \pi^-$)	2260 ± 25	7	
			$K^0 \pi^- \pi^+ p$		4	
			$K^{*-} \pi^+ p$		1	
I S R	27/08/1979	pp	$\bar{K}^{*0} p$ $K^{*-} \Delta^{++}$ $e^- K^- \pi^+ p$ $e^+ K^+ \pi^- \bar{p}$	2260 ± 20 2260 ± 40 2270 ± 30 2255 ± 45	29 49 60 32	11
I S R	27/08/1979	pp	$K^- \pi^+ p$ $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	2255 ± 3 2255 ± 15	98 11	12
I S R	27/08/1979	pp	$K^- \pi^+ p$ $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	2290 ± 40 2270 ± 60	17 15	13

TABLEAU 7.1 : Résumé des observations mondiales de baryons charmés auprès d'accélérateurs à protons (arrêté fin novembre 1979).

3) permet la comparaison des réactions :



D'autres particules charmées et d'autres modes de désintégration ont été recherchés sans succès jusqu'à présent. Leur étude est encore en cours. Elle bénéficie de la meilleure connaissance de l'appareillage que nous avons acquise au cours des recherches présentées ici. En particulier nous avons appris :

- qu'il est nécessaire d'éliminer aussi parfaitement que possible les électrons ne provenant pas de la désintégration des particules chargées.
- qu'il serait souhaitable de pouvoir identifier les particules dans une plus grande portion de l'espace. Malgré sa taille, pourtant exceptionnelle, le détecteur de temps de vol ne couvre qu'un angle solide restreint. D'autres détecteurs empêchent de placer les modules à leur position optimale. De plus, l'absence de compteur "to" rend délicate l'utilisation d'un tel détecteur.

Les programmes de recherche des vertex secondaires sont en cours d'élaboration. Lorsqu'ils seront prêts, l'étude des voies de désintégration contenant des V^0 sera possible.

Les sections efficaces totales déduites des observations et pour les modèles considérés ici sont relativement grandes.

Pour le D^+ le modèle de production $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$ semble le plus

apte à reproduire les résultats expérimentaux à bas et à grand x . La section efficace totale obtenue est $(592 \pm 162) \mu b$ dans le cas d'une production $\bar{D}D^+$ non corrélée et $(690 \pm 212) \mu b$ dans le cas corrélé. Pour ces deux modes de production, la contribution au rapport $\left[\frac{e^-}{\pi^-}\right]_{x=0}$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ pour un $\langle P_{Te} \rangle .8 \text{ GeV/c}$.

Pour le Λ_c^+ : c'est encore le modèle en $\frac{d\sigma}{dy} = \text{cte}$ qui semble

en meilleur accord avec les autres résultats expérimentaux des I.S.R. Si l'on utilise $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] = 2\%$ comme l'indiquent des résultats préliminaires du SLAC (Réf. 4), on obtient les sections efficaces suivantes pour le modèle de production non corrélée :

$$\bar{\Lambda}_c \Lambda_c^+ : (760 \pm 220) \mu b$$

$$\bar{D} \Lambda_c^+ : (455 \pm 135) \mu b$$

Cependant si l'on admet que le déclenchement électron à 90° favorise la composante centrale de production du $\bar{D}$, un modèle du type $(1-x)^3$ pour le $\bar{D}$ et $\frac{d\sigma}{dx} = \text{cte}$ pour le Λ_c^+ donne une section efficace de $(380 \pm 150) \mu b$.

Dans les deux cas la contribution au rapport $\left[\frac{e^-}{\pi^-}\right]_{x=0}$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$.

Tous ces nombres ont été obtenus avec la seule donnée expérimentale actuellement disponible $B[\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p] = (2.2 \pm 1.)\%$.

Cette valeur est certainement trop faible car elle entraîne :

- que la section efficace totale du Λ_c^+ est égale ou supérieure à

celle du D^+ .

- que le rapport $\left[\frac{e^-}{\pi^-} \right]_{x=0}$ dû au seul Λ_c^+ est un peu grand comparé aux résultats expérimentaux des I.S.R. (de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ à $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$).

Cette étude fait apparaître trois aspects inattendus de la production hadronique de charme :

- les sections efficaces de production du D^+ et du Λ_c^+ sont supérieures à la plupart des prédictions théoriques.
- les sections efficaces différentielles semblent plutôt uniformes en rapidité y .
- le méson D^+ et le baryon Λ_c^+ sont observés dans des événements de même topologie et semblent être produits par le même mécanisme. Cette constatation est à priori surprenante car le D^+ ($c\bar{d}$) ne contient aucun des quarks initiaux (uud) tandis que le Λ_c^+ (cud) contient deux quarks de valence initiaux u et d .

R. SOSNOWSKI (Réf. 14) propose une explication : le D^+ et le Λ_c^+ sont les produits de désintégration d'un baryon B . Il considère trois hypothèses :

- le baryon B est produit diffractivement et il est de charme zéro

$$B \longrightarrow D^+ + N + \bar{c} + \text{pions}$$

$$B \longrightarrow \Lambda_c^+ + \bar{c} + \text{pions}$$

- le baryon B est charmé et se désintègre selon :

$$B \longrightarrow D^+ + N + \text{pions}$$

$$B \longrightarrow \Lambda_c^+ + \text{pions}$$

- le baryon B est porteur du quark "bottom" (beauté) et par désintégration faible donne :

$$B \longrightarrow D^+ + N + \text{pions}$$

$$B \longrightarrow \Lambda_c^+ + \text{pions}$$

Autant d'idées à vérifier expérimentalement et que de recherches passionnantes à entreprendre ! Le prochain pas décisif serait l'observation de particules contenant les quarks "bottom" (ou beauté) ou "top".

Afin de confirmer les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse, il serait nécessaire de collecter beaucoup plus de données dans différents domaines de l'espace de phase. Ceci est à la portée des I.S.R. et constitue même une étude facile compte-tenu de la bonne qualité des faisceaux et des progrès constants de la luminosité. Une dernière condition : disposer d'un détecteur permettant la reconstruction des traces dans tout l'angle solide (type S.F.M.) pour étudier tous ces mécanismes encore mal connus.

REMERCIEMENTS

Je remercie très sincèrement tous ceux qui m'ont aidé dans ce travail :

- les membres de la Collaboration A.C.C.D.H.W. (ex C.C.H.K.) qui ont passé plusieurs années à préparer, installer et réaliser cette expérience au prix de nombreux efforts.

- Au C.E.R.N.

- Hans Gerhard FISCHER pour ses précieux conseils lors de l'analyse des données et des études de simulation permettant d'obtenir l'estimation des sections efficaces. Sa parfaite connaissance du S.F.M. m'a été maintes fois d'un grand secours.

- Walter GEIST qui a guidé mes recherches et a répondu à beaucoup de mes questions.

- Alan NORTON pour ses nombreux conseils et encouragements. Auteur de la méthode de calibration différée du détecteur de temps de vol, il m'a aidé à la réaliser.

- Eike Eric KLUGE qui a suivi mon travail avec intérêt, l'a soutenu et m'a permis de mieux comprendre les résultats des données K^- .

- Daniel DRIJARD en qui j'ai trouvé un interlocuteur appréciable.

- Ryszard SOSNOWSKI qui a été le premier d'entre nous à rechercher le D^+ dans les données K^- et qui a donc donné l'impulsion initiale aux recherches présentées ici.

- Paul HANKE, sympathique pilier de notre équipe et dont les compétences m'ont été très utiles.

- Hartmut FREHSE avec qui j'ai eu d'intéressantes et amicales discussions concernant en particulier la chambre à perte d'énergie $\frac{dE}{dX}$.

- Madame Ute SCHLÜPMANN et Monsieur Roland MESSERLI qui m'ont aidé à mettre au point les programmes nécessaires à cette étude.

- Mesdames Christiane PLUMETTAZ et Foula ROLLINGER qui ont exécuté une partie des dessins de cette thèse.

- Au Collège de France.

- Monsieur le Professeur Marcel FROISSART, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire, qui m'a permis de venir au C.E.R.N., a encouragé mes recherches et m'a beaucoup aidé à améliorer à la fois la forme et le fond du travail présenté ici. Lecteur des manuscrits successifs, il a, par ses interrogations et ses commentaires, largement contribué à la clarification de mes idées. Qu'il sache combien cette période de travail en commun a été enrichissante, passionnante, et agréable pour moi.

- l'équipe du S.F.M. en particulier Claude GHESQUIERE qui a suivi et orienté mes efforts par ses nombreuses et fructueuses remarques. Gérard FONTAINE qui lors de mon arrivée dans l'équipe m'a familiarisé avec le S.F.M. et a ensuite suivi mes activités au sein du groupe. Mesdames Jacqueline LUCIANI et Sylviane EJZMAN qui m'ont appris à utiliser les programmes du S.F.M. et dont le travail a été déterminant lors de la production d'une partie des données au Collège de France.

- Michel CROZON qui, à la fin du D.E.A., m'a accueilli au Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire de Monsieur le Professeur Francis PERRIN. En travaillant quelques années avec lui lors d'une première "manip" à Saclay, j'ai pu apprécier ses qualités de physicien.

Lecteur des brouillons de cette thèse, il m'a permis, par ses remarques, d'en améliorer grandement le contenu.

- Philippe CHAVANON qui, par son sens des contacts humains, a facilité la réalisation matérielle de ce travail.

- Madame Chantal BREON, dont les compétences et les immenses qualités permettent de résoudre tous les problèmes.

- Mesdames Germaine MASSEÏ et Danièle CERVERRA qui ont été le lien entre le C.E.R.N. et le Collège de France.

- Madame Elisabeth BROCHET qui a assuré avec diligence la frappe de ce travail.

Merci, enfin, à Messieurs Georges ARBOUSSE-BASTIDE, Xuan LE TAN et Jacques ORILLON qui ont réalisé le tirage de cette thèse.

APPENDICE 1

UN EXEMPLE DE SIMULATION T.O.F.
DETERMINATION DE LA POSITION OPTIMALE DU MODULE T.O.F. 700

A - 1-1 Problème :

La position X de ce module peut varier de 2.20 m à Fig. A-1.1.a.
Quelle est la position optimale ? (compromis entre la meilleure acceptan-
ce et la possibilité de séparer π , K et p).

A - 1-2 Méthode :

On écrit un programme de simulation qui permet de calculer le
pourcentage de particules reconnues en fonction de la distance du module,
de l'impulsion et de la résolution en temps du détecteur de temps de vol.

L'acceptance du détecteur T.O.F. dépend de la charge de la parti-
cule. On génère donc des particules positives et négatives en y , p_T , φ ,
avec les lois de variation suivantes :

$$y \in [-1.5, 1.5] \quad (\text{distribution plate})$$

$$p_T \in [\text{valeurs sur une grille} \\ 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.2]$$

la population de ces valeurs discrètes de p_T
suit une loi en

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = p_T e^{-4p_T}$$
$$\varphi \in {}^{\pm} 13^{\circ} \text{ autour de } 180^{\circ} \quad (\text{distribution plate})$$

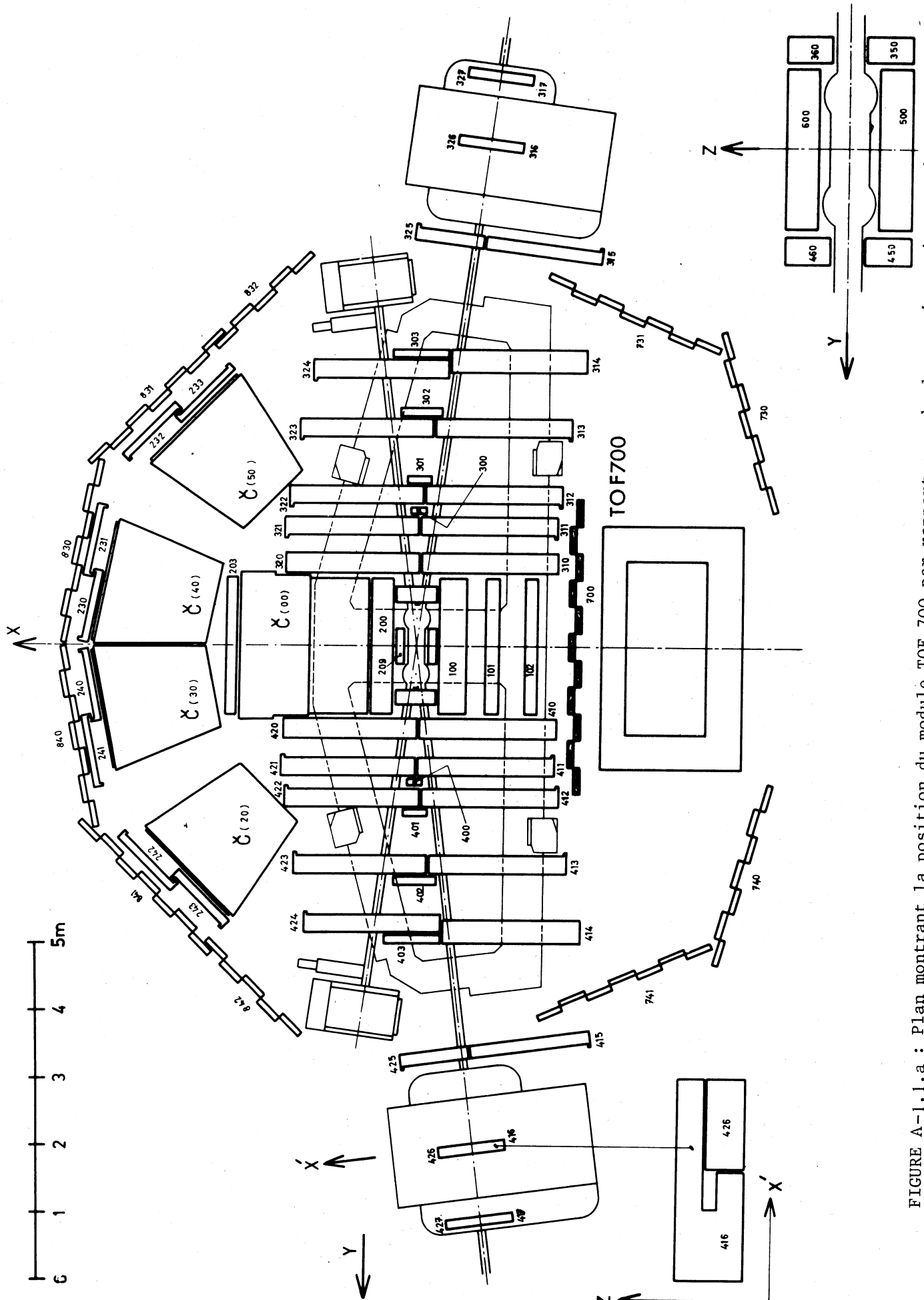


FIGURE A-1.1.a : Plan montrant la position du module TOF 700 par rapport aux chambres qui garnissent l'entre-fer du S.F.M.

La trajectoire des particules est reconstituée dans le champ magnétique du S.F.M. Si la particule touche le T.O.F., la longueur de la trajectoire est calculée, ce qui permet d'obtenir le temps de vol de la particule et sa probabilité de désintégration.

Afin de simuler l'incertitude sur le temps fourni par le T.D.C., on tient compte des incertitudes ΔP , ΔZ et ΔL de chaque trajectoire. Ces quantités sont tirées au hasard selon une loi de Gauss reproduisant les données expérimentales.

On calcule le temps de vol t_{π} correspondant à l'hypothèse π et le temps de vol t_K correspondant à l'hypothèse K.

La différence $t_K - t_{\pi}$ est comparée à la résolution du système T.O.F.. Si $t_K - t_{\pi} > c$ la séparation est dite possible.

A - 1-3 Résultats.

La Fig. A-1.2 présente les pourcentages de particules acceptées (trait fin) et reconnues (trait gros) en fonction du p_T de la particule et pour deux distances (2.5 m et 4.0 m) et pour $c = 1$ ns. A p_T égal, l'acceptance des positives est inférieure à celle des négatives. Ceci est dû à l'influence du champ magnétique. Les particules + sont courbées vers les $X > 0$, tandis que les - sont courbées vers les $X < 0$. (Fig. A-1.1.b).

Ces courbes montrent que, par exemple, si l'on choisit $X = 4$ m toutes les particules négatives acceptées sont reconnues jusqu'à un p_T de .6 GeV/c. Par contre au-dessus d'un p_T de .9 GeV/c, il n'y a pratiquement plus de particules négatives séparables. Pour les positives, ces valeurs sont respectivement .8 GeV/c et 1. GeV/c.

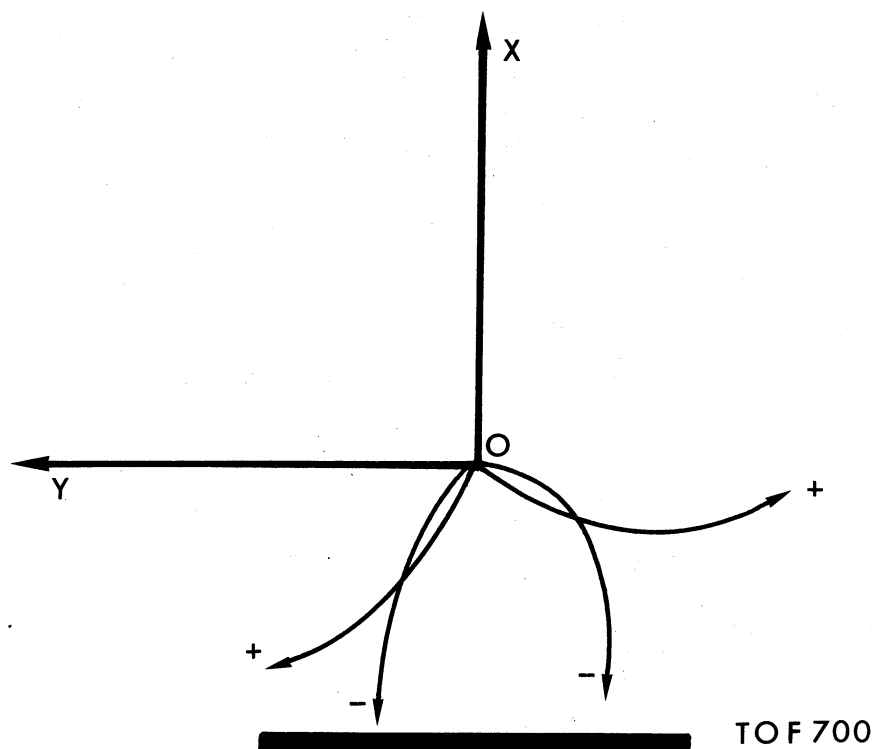


FIGURE A - 1.1.b : Représentation schématique de la courbure des traces positives et négatives dans le S.F.M.

Les Fig. A-1.3 et A-1.4 présentent pour deux valeurs de la résolution en temps ($\tau = 0.6$ ns et $\tau = 0.8$ ns) :

- d'une part l'acceptance du T.O.F. en fonction du p_T de la particule et de la distance du module T.O.F. à l'intersection
- d'autre part, superposée à ces courbes, les limites des domaines

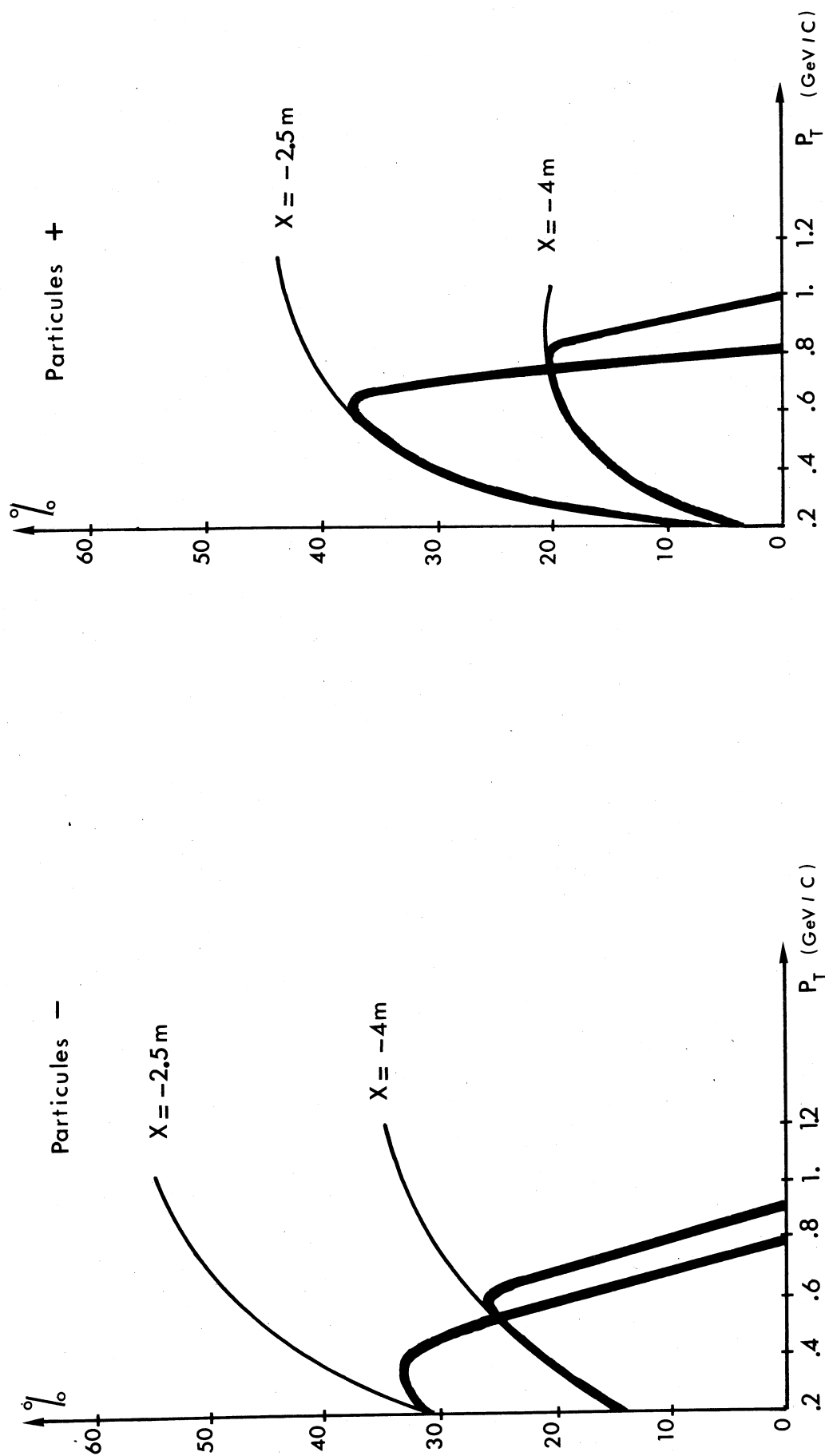
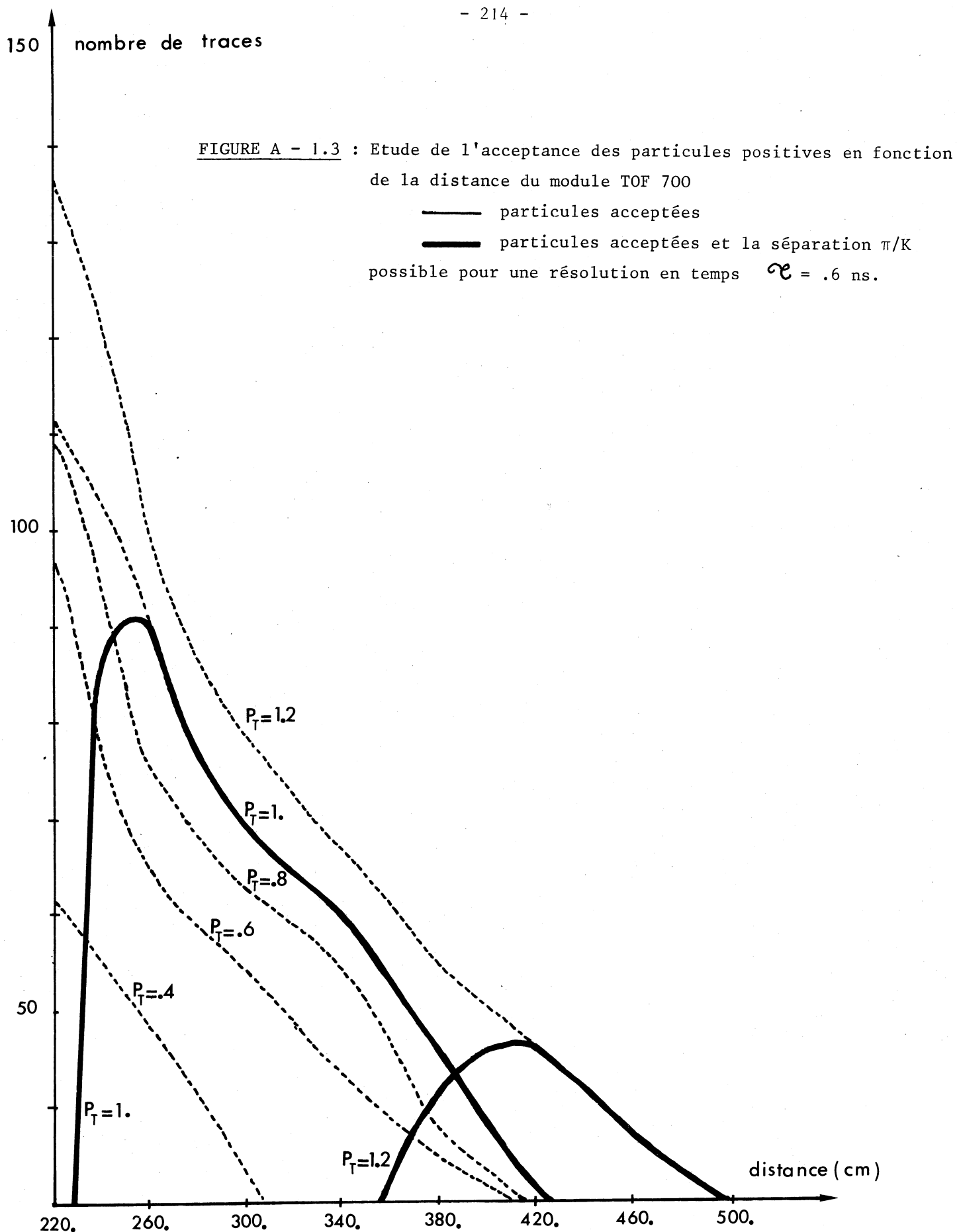


FIGURE A - 1.2 : Etude du pourcentage

- de particules acceptées (trait fin)
 - de particules acceptées et pour lesquelles une séparation N/K est possible (trait gros).
- en fonction de p_T , pour les charges + et - et pour deux distances du module TOF 700.
Ici on a choisi une résolution en temps de 1 ns.



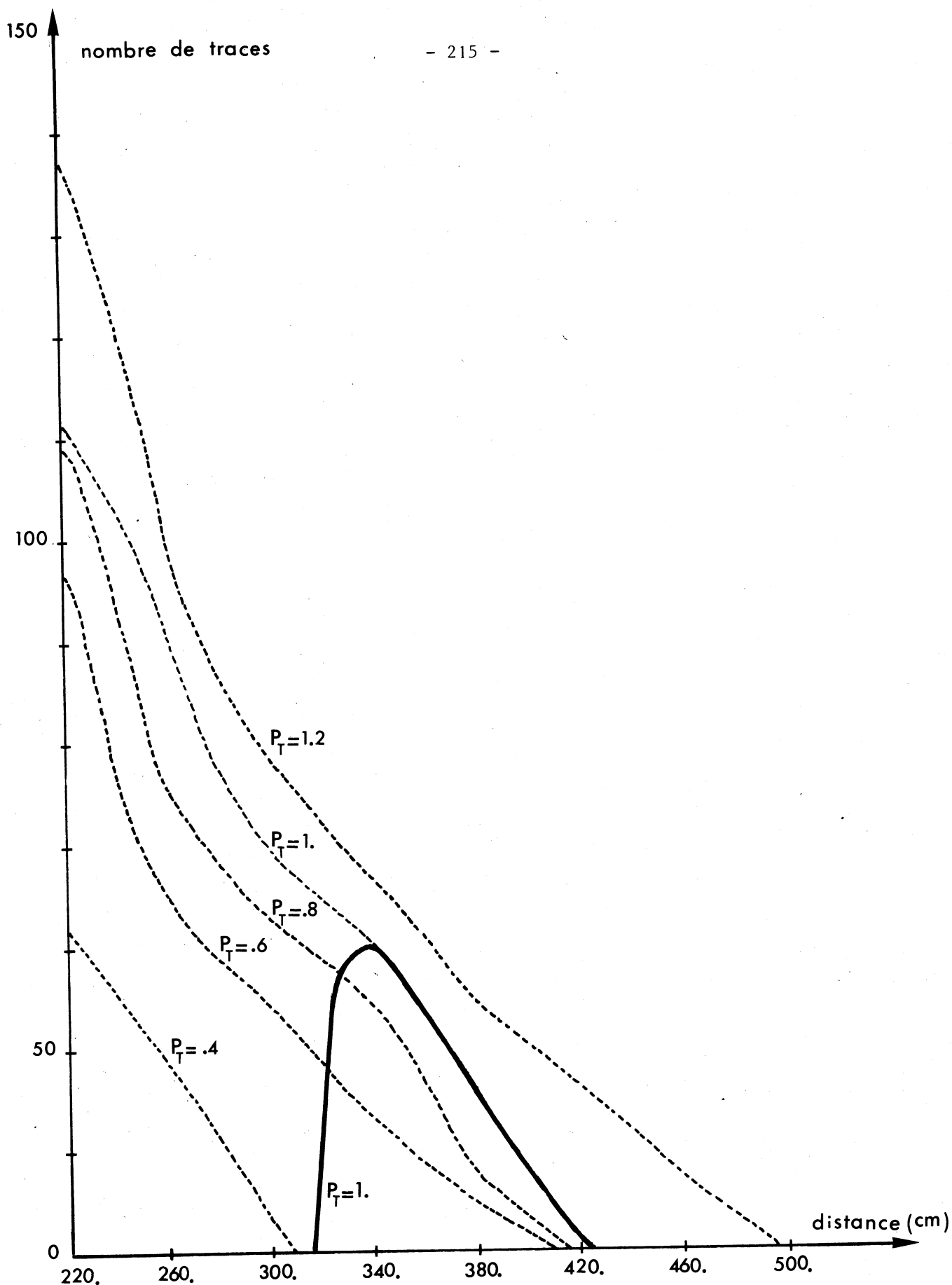


FIGURE A - 1.4 : Etude de l'acceptance des particules positives en fonction de la distance du module TOF 700

— particules acceptées
 — particules acceptées et la séparation π/K est possible pour une résolution en temps $\tau = .8$ ns.

de possible séparation π/K en fonction du p_T (trait plus gros).

Ces courbes permettent de mieux apprécier l'influence de la résolution en temps du détecteur T.O.F.

Prenons par exemple $X = - 3.40$ m

- pour $\tau = .6$ ns, toutes les particules de $0.4 < p_T < 1.0$ GeV/c sont séparables. Au-dessus de 1.0 GeV/c le pourcentage de séparables diminue et devient 0. pour un p_T un peu inférieur à 1.2 GeV/c
- pour $\tau = .8$ ns, la distance 3.40 m marque le début de la séparation π/K pour un p_T de 1.0 GeV/c. Les p_T au-dessus de 1. GeV/c ne sont pas séparés. Donc dans ce cas la valeur moyenne des p_T acceptés est plus basse.

A - 1-4 Position choisie :

C'est finalement la distance 4 m qui a été choisie. Pour une valeur $\tau = 1$ ns, elle permet la séparation π/K des traces positives jusqu'à $p_T \simeq .8$ GeV/c et des traces négatives jusqu'à $p_T \simeq .6$ GeV/c.

APPENDICE 2

CALIBRATION DIFFEREE DU SYSTEME DE TEMPS DE VOL.

A - 2-1 But et méthode :

On désire calculer la correction t_k à apporter à la constante de calibration $\mathcal{C}_k$ du T.D.C. numéro k (le détecteur temps de vol comporte 134 T.D.C.). (La constante de calibration $\mathcal{C}_k$ résulte d'une calibration par source radioactive ou lumineuse - voir paragraphe 2-2-4).

La méthode de calcul a été proposée par Alan NORTON (notes internes des 27/11/78 et 19/12/78), voici quelques détails .

Pour l'événement i , le T.D.C. n° k fournit un temps T_{ki} qui s'écrit sous la forme (voir aussi paragraphe 2-2-2) :

$$T_{ki} = T_{oi} + T_{fki} + T_{ski} + \mathcal{C}_k + t_k \quad (1)$$

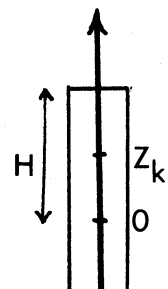
avec

T_{oi} = temps "0" de l'événement i (inconnu car il n'y a pas de compteur "to")

T_{fki} = temps de vol de la particule touchant le scintillateur k (on le calcule en utilisant l'impulsion de la particule, la longueur de la trajectoire et en faisant une hypothèse de masse).

T_{ski} = temps de transit dans le scintillateur.

$$= \frac{H - Z_{ki}}{v}$$



(v vitesse de déplacement du signal dans le scintillateur).

$\mathcal{C}_k$ = constante de calibration (valeur initiale)

t_k = correction à apporter à cette constante.

En posant : $g_{ki} = T_{ki} - T_{fki} - T_{ski} - \mathcal{C}_k$

① se réécrit : $T_{oi} + t_k = g_{ki}$ ②

Les inconnues T_{oi} et t_k sont déterminées en minimisant un χ^2 que l'on écrit sous la forme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\sum_{k(i)} \frac{[T_{oi} + t_k - g_{ki}]^2}{[\delta g_{ki}]^2} \right] \quad ③$$

où l'indice i décrit les événements (de 1 à N événements)

l'indice k décrit les T.D.C. touchés

la notation $\sum_{k(i)}$ signifie sommation sur tous les T.D.C. k touchés dans l'événement i .

En posant $\omega_{ki} = \frac{1}{[\delta g_{ki}]^2}$

On obtient :
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\sum_{k(i)} \omega_{ki} [T_{oi} + t_k - g_{ki}]^2 \right]$$

Par minimisation du χ^2 par rapport à T_{oi} et t_k :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial T_{oi}} = \implies \sum_{k(i)} \omega_{ki} [T_{oi} + t_k - g_{ki}] = 0$$

$$\Rightarrow T_{oi} = \frac{\sum_{k(i)} \omega_{ki} [g_{ki} - t_k]}{\sum_{k(i)} \omega_{ki}}$$

La sommation s'étend sur tous les T.D.C. k de l'événement i .

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial t_k} = 0 \Rightarrow \sum_{i(k)} \omega_{ki} \left[\frac{\sum_{j(i)} \omega_{ji} [g_{ji} - t_j]}{\sum_{j(i)} \omega_{ji}} + t_k - g_{ki} \right] = 0$$

En posant

$$W_i = \sum_{j(i)} \omega_{ji}$$

(sommation sur tous les T.D.C. j de l'événement i)

$$W_k = \sum_{i(k)} \omega_{ki}$$

(sommation sur tous les événements contenant le T.D.C. k touché)

$$W_k t_k - \sum \left[\frac{\omega_{ki}}{W_i} \sum_{j(i)} \omega_{ji} t_j \right] = \sum_{i(k)} \omega_{ki} \left[g_{ki} - \frac{\sum_{j(i)} \omega_{ji} g_{ji}}{\sum_{j(i)} \omega_{ji}} \right]$$

or

$$\frac{\sum_{j(i)} \omega_{ji} g_{ji}}{\sum_{j(i)} \omega_{ji}} = \tilde{g}_i$$

(valeur moyenne pondérée de g_{ij})

et en posant

$$S_k = \sum_{i(k)} \frac{\omega_{ki}^2}{W_i}$$

$$S_{kj} = \sum_{i(k,j)} \frac{\omega_{ki} \omega_{ji}}{W_i} \quad k \neq j$$

$$R_k = \sum_{i(k)} \omega_{ki} [g_{ki} - \tilde{g}_i]$$

on obtient :

$$\boxed{[w_k - s_k] t_k - \sum_{i(k)} \sum_{j \neq k} s_{kj} t_j = R_k} \quad (4)$$

Soit sous forme matricielle et pour J T.D.C. à calibrer :

$$\begin{bmatrix} w_1 - s_1 & -s_{12} & \dots & -s_{1J} \\ -s_{21} & w_2 - s_2 & & \\ & & \ddots & \\ -s_{J1} & & & w_J - s_J \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_1 \\ t_2 \\ \vdots \\ t_J \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ \vdots \\ R_J \end{bmatrix}$$

$$[B] [t] = [R]$$

$$\Rightarrow \boxed{[t] = [B^{-1}] [R]} \quad (5)$$

La résolution de (5) nécessite le calcul des

$$\omega_{ki} = \frac{1}{[\delta g_{ki}]^2}$$

Ces quantités sont déterminées de la manière suivante (on ne tient pas compte des indices pour alléger l'écriture)

$$g = T - T_f - T_s - \alpha e$$

$$T_f = \frac{L}{\beta C}$$

$$\beta = \frac{P}{E}$$

$$\delta \beta = \frac{m^2}{E^3} \delta P$$

En négligeant l'erreur sur l'impact Z (que l'on justifiera ultérieurement) et sur la vitesse de propagation du signal dans le scintilla-

teur (que l'on posera constante) on obtient :

$$dg = dT - \frac{dL}{\beta C} + \frac{L}{C} \frac{1}{\beta^2} \frac{m^2 dP}{E^3}$$

$\Rightarrow$

$$[\delta g]^2 = [\delta T]^2 + \frac{1}{P^2 C^2} \left[E^2 [\delta L]^2 + \frac{L^2 m^4}{E^2} \left[\frac{\delta P}{P} \right]^2 \right]$$

A priori la matrice B est de dimension $J \times J$ (dans notre cas 134×134). On réduit sa taille en choisissant deux quantités indépendantes p_{ki} et q_{ki} (pour le scintillateur k de l'événement i). En effet, chaque scintillateur étant équipé de deux photomultiplicateurs k et $k+1$ on pose :

$$p_{ki} = \frac{1}{2} [T_{ki} + T_{k+1i}]$$

$$q_{ki} = \frac{1}{2} [T_{ki} - T_{k+1i}]$$

Le choix des p_{ki} et q_{ki} présente de nombreux avantages :

- " q_{ki} " est indépendant du temps T_{0i} et du temps de vol; il ne dépend que de l'impact Z_{ki} de la particule :

$$\underbrace{T_{ki} - T_{k+1i}}_{\text{mesuré}} = \underbrace{T_{ski} - T_{sk+1i}}_{\frac{2Z_{ki}}{v}} + \underbrace{\tau_k - \tau_{k+1}}_{\text{connu}} + t_k - t_{k+1}$$

La quantité $t_k - t_{k+1}$ (différence des corrections du temps de calibration) est la valeur moyenne pour tous les événements de :

$$T_{ki} - T_{k+1i} - T_{ski} + T_{sk+1i} - \tau_k + \tau_{k+1}$$

- P_{ki} est indépendant de l'impact Z_{ki} mais dépend du temps de vol de la particule et du temps T_{oi}

$$P_{ki} = T_{oi} + T_{fki} + \frac{1}{2} [T_{ski} + T_{s\ k+1\ i}] + \frac{1}{2} [\tau_k + \tau_{k+1}] + \frac{1}{2} [t_k + t_{k+1}]$$

C'est donc $\frac{1}{2} [t_k + t_{k+1}]$ que l'on ajustera par la méthode expliquée précédemment. Mais dans ce cas on a affaire à une matrice dont la dimension maximale est 67×67 .

A - 2-2 Procédure :

Afin d'avoir une statistique suffisante pour chaque scintillateur les données ont été sélectionnées. On ne garde que l'information strictement nécessaire : $P, \Delta P, L, \Delta L, Z, \Delta Z$, les mesures des 2 T.D.C. et des 2 A.D.C..

On élimine les traces mal mesurées ($\frac{\Delta P}{P} > .3$) ou les traces de trop basse impulsion pour lesquelles le temps de vol obtenu est faussé par la désintégration possible des K. De plus, on élimine les traces pour lesquelles les temps des deux T.D.C. ne sont pas compatibles.

Dans une première version, toutes les particules étaient supposées être des π . En fait il s'avèra nécessaire d'inclure d'autres hypothèses de masse. Ceci provenait essentiellement de l'enrichissement des données en K et p par la sélection (chapitre 3).

La masse déduite du T.O.F. à l'itération n est utilisée pour définir s'il s'agit d'un π , d'un K ou d'un proton. Par exemple, on appellera π une particule qui satisfait aux critères suivants :

$$\frac{|m^2 - m_{\pi}^2|}{\delta m^2} = R_{\pi} < 2.$$

$$\frac{|m^2 - m_K^2|}{\delta m^2} = R_K > 2.$$

$$\frac{|m^2 - m_F^2|}{\delta m^2} = R_F > 2.$$

Le facteur 2. a été ajusté afin d'avoir une faible contamination en K.

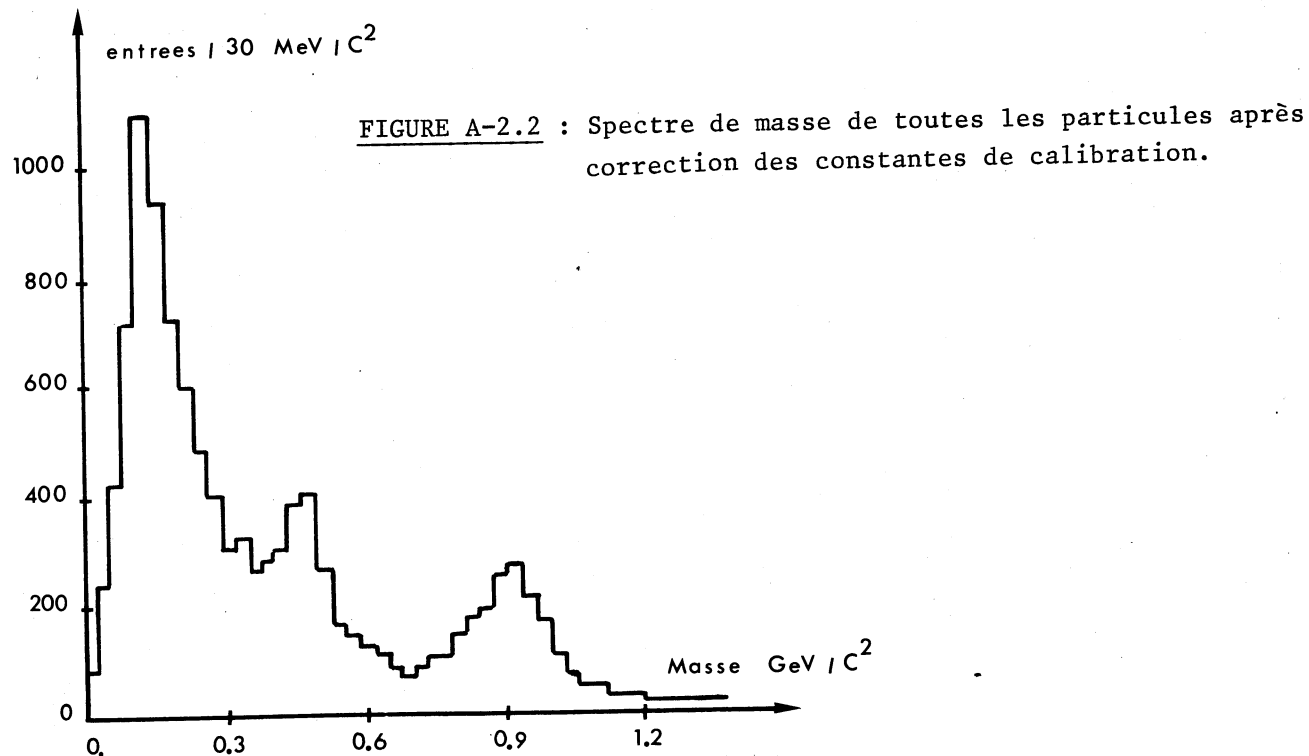
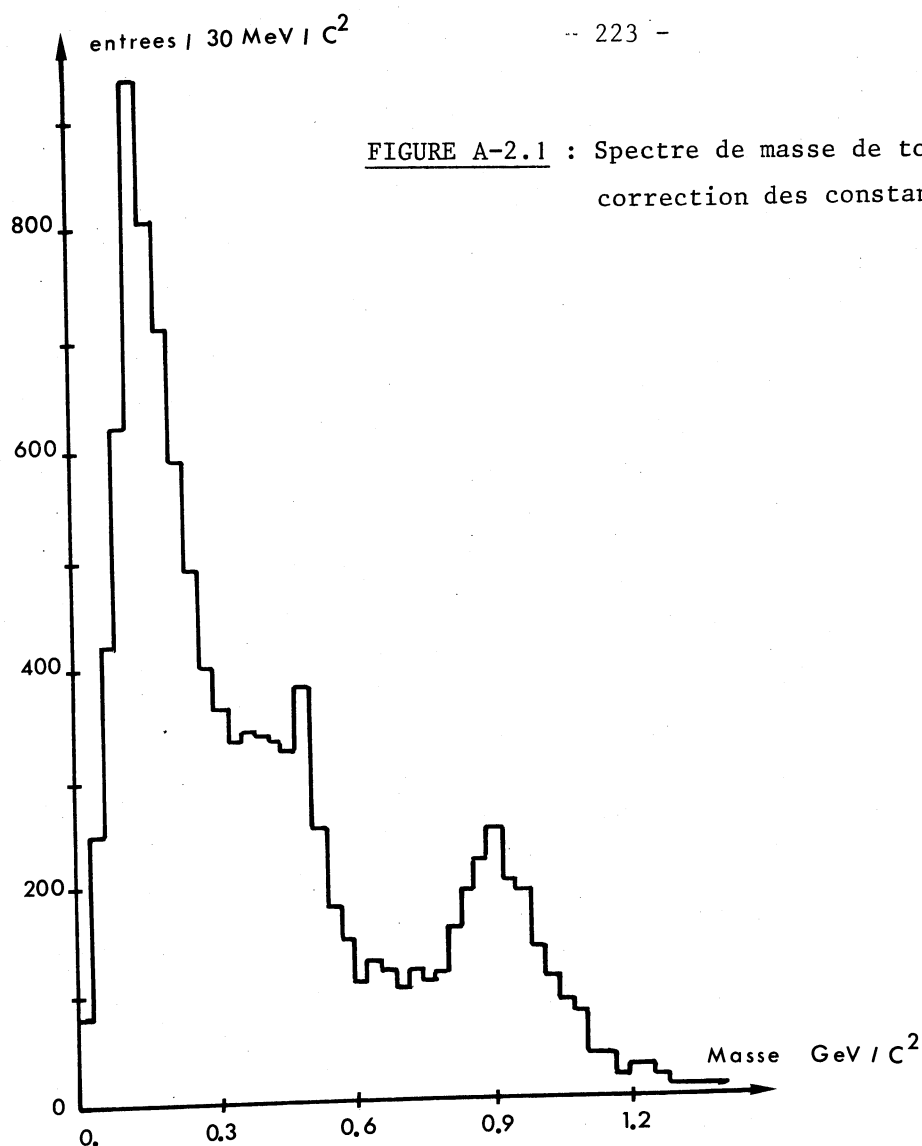


FIGURE A-2.3 : Echantillon complémentaire (spectre de masse sans correction des constantes de calibration).

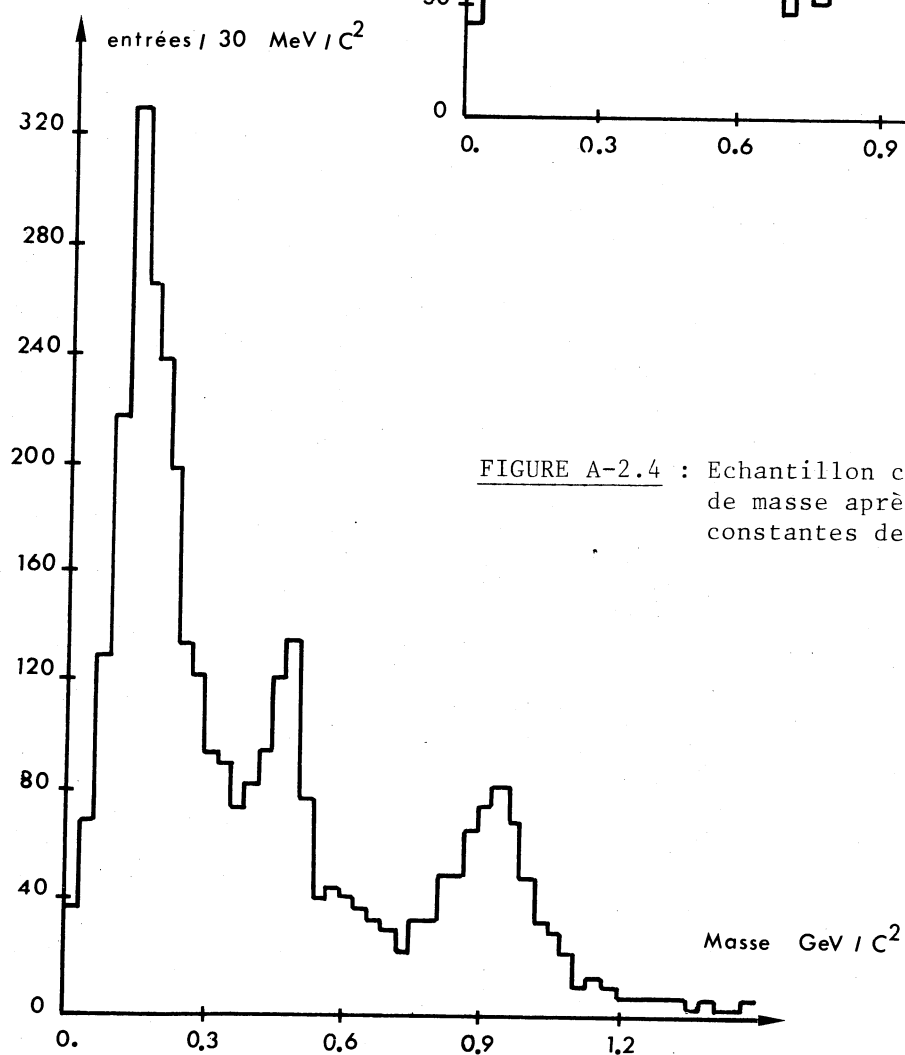
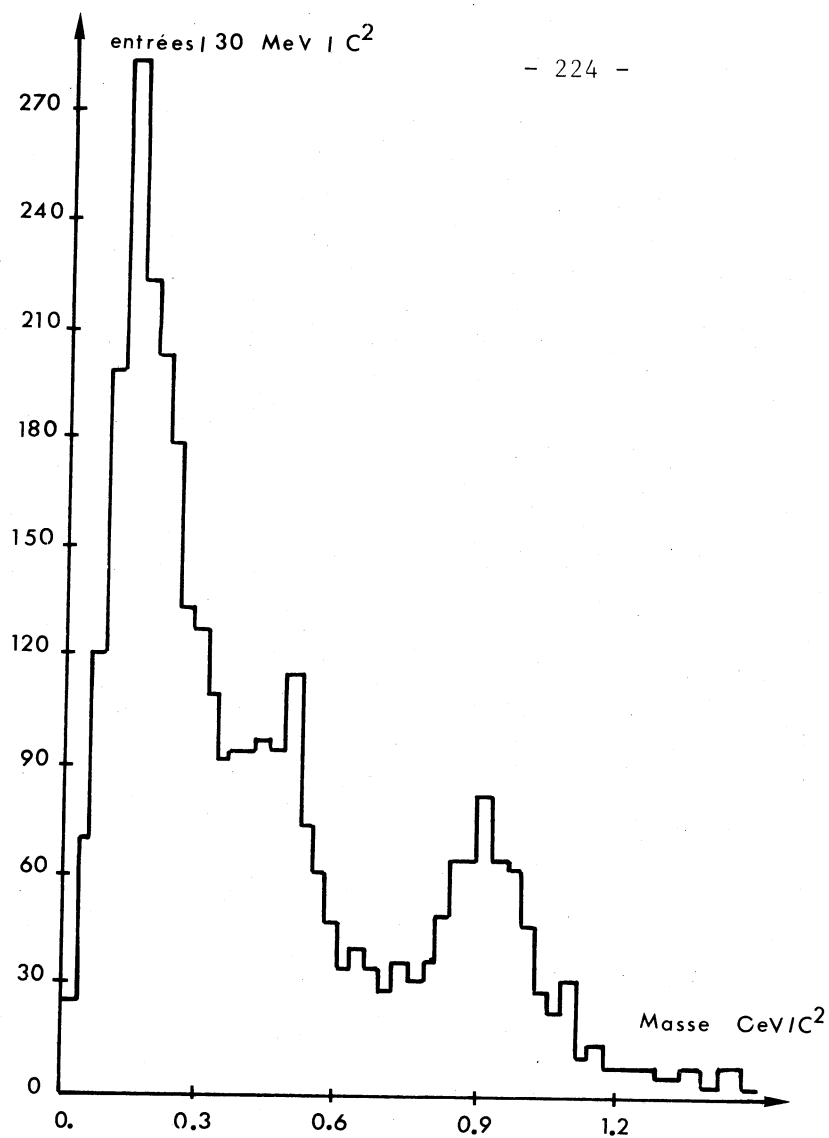


FIGURE A-2.4 : Echantillon complémentaire (spectre de masse après correction des constantes de calibration).

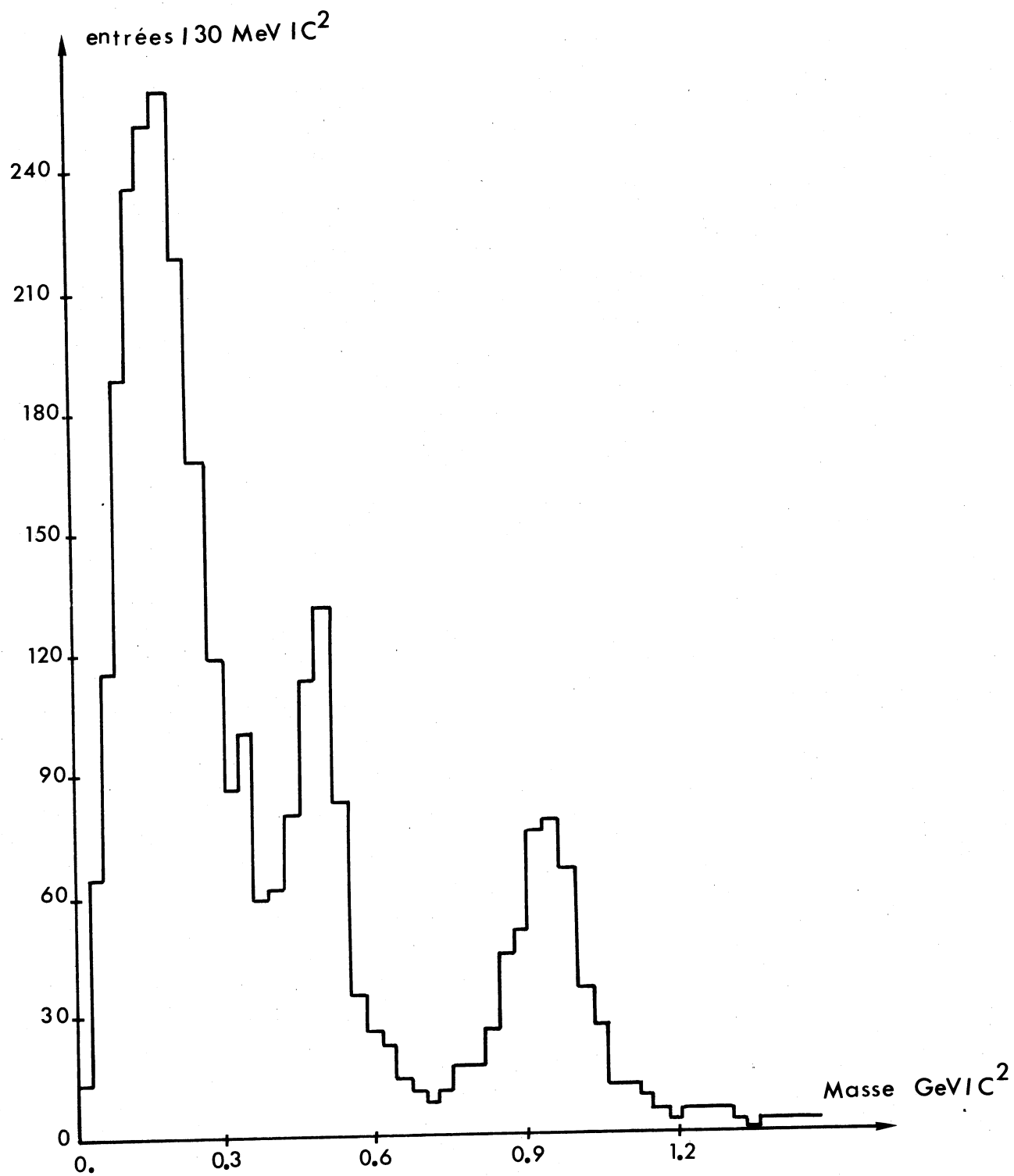


FIGURE A-2.5 : Spectre de masse des particules d'impulsion $.6 < p < .9$ GeV/c
(après correction des constantes de calibration).

$$|R_{\pi} - R_K| > 1.$$

$$|R_{\pi} - R_F| > 1.$$

δm^2 est l'erreur sur la masse carrée de la particule.

m_F est une "masse fiducielle" symétrique de m_K par rapport à m_{π} (ceci rend plus symétrique le spectre de masse des π acceptés).

L'inversion de la matrice est effectuée en double précision. La taille maximale est 67 x 67. Pratiquement, elle est toujours moindre car certains scintillateurs ont une statistique trop faible et ne sont donc pas corrigés (ils ont une influence négligeable sur les résultats physiques finals).

A - 2-3 Résultats :

Les Figures A-2.1 et A-2.2 montrent les distributions de masse obtenues avant et après correction des constantes de calibration. La séparation π/K est beaucoup plus nette pour le spectre corrigé.

L'influence de ces corrections est perçue à l'examen des spectres de masse de l'échantillon "complémentaire" Fig. A-2.3 et A-2.4 (complémentaire signifie ici que les corrections ont été calculées sur un autre échantillon).

La Figure A-2.5 présente la distribution de masse des particules d'impulsion $.6 < p < .9$ GeV/c (domaine de bonne acceptance du détecteur T.O.F.).

Différents tests ont été réalisés pour étudier la stabilité des

numéro du scintillateur	échantillon complet dim 64	échantillon complet dim 27	1/2 Statis- tique dim 64	scintillateur	échantillon complet dim 64	échantillon complet dim 27	1/2 statis- tique dim 64	numéro du scintillateur	échantillon complet dim 64	échantillon complet dim 27	1/2 statis- tique dim 64
1	2.10	2.42	2.31	29	-	-	-	57	.54	.24	.03
2	1.85	1.57	2.03	30	.55	-	1.27	58	1.52	1.93	1.89
3	.29	.18	.37	31	1.00	-	1.93	59	3.72	3.59	3.59
4	1.27	.99	.74	32	.91	-	1.47	60	4.41	4.02	5.98
5	3.66	3.07	3.36	33	3.14	3.29	3.85	61	1.97	2.26	1.19
6	.97	-	2.70	34	.19	.39	1.46	62	2.26	1.87	2.26
7	.40	-	.47	35	6.83	-	3.22	63	.98	.66	.46
8	.63	-	.35	36	2.16	-	3.03	64	2.37	2.11	2.41
9	.50	-	.17	37	1.74	-	1.43	65	4.09	4.91	2.22
10	3.79	-	1.70	38	.66	-	2.72	66	3.13	2.94	3.49
11	7.59	-	8.17	39	1.48	-	2.16	67	2.74	3.14	3.12
12	4.47	4.86	4.95	40	.62	-	.99				
13	1.37	-	1.31	41	3.8	-	2.22				
14	.56	-	.65	42	4.43	-	2.84				
15	.64	1.12	.35	43	-	-	-				
16	.72	.96	1.20	44	1.32	-	1.43				
17	1.22	1.43	1.70	45	4.11	-	5.41				
18	1.33	1.08	1.66	46	1.98	-	2.98				
19	4.36	4.56	4.25	47	.93	.53	.24				
20	3.83	-	3.14	48	3.63	3.95	6.24				
21	1.34	-	1.05	49	5.27	-	5.37				
22	8.03	-	9.22	50	2.47	-	1.44				
23	3.34	-	1.82	51	7.07	-	6.92				
24	2.09	-	2.54	52	5.75	-	5.80				
25	-	-	-	53	.45	-	1.96				
26	4.31	3.53	2.7	54	4.33	-	3.52				
27	9.07	-	8.32	55	9.	-	5.38				
28	10.63	-	13.49	56	4.98	-	2.35				

TABLEAU A-2.1 : Influence de l'échantillon sur la correction trouvée.

N° du P M	Correction trouvée en (1/10 ns)	valeur de départ (1/10 ns)	valeur finale (1/10 ns)	valeur corrigée trouvée avec des constantes de départ déterminées par source (1/10ns)	écart entre les 2 méthodes (1/10 ns) valeur moyenne = 9.228	Nombre de traces	module
71	-0.947	250.000	249.053	258.657	9.634	390	741
72	-3.529	250.000	250.528	205.101	9.633		
73	-3.599	250.000	253.599	202.754	9.155	288	
74	-3.473	250.000	250.473	205.712	9.239		
75	-3.344	250.000	250.344	205.471	8.627	805	
76	-4.076	250.000	254.076	202.695	8.620		
77	-3.976	250.000	253.976	203.624	9.648	1421	
78	-5.809	250.000	243.191	252.834	9.673		
79	-15.286	250.000	234.714	244.662	9.948	1914	
80	-3.004	250.000	241.996	251.926	9.930		
81	-12.136	250.000	252.136	271.200	9.064	1672	830
82	-3.141	250.000	253.141	202.205	9.064		
83	-10.959	250.000	260.959	270.285	9.326	1744	
84	-4.466	250.000	245.534	255.646	10.152		
85	-16.201	250.000	233.799	242.917	9.118	14	
86	-2.372	250.000	247.628	256.795	9.167		
87	-3.044	250.000	246.956	255.628	9.670	83	
88	-5.691	250.000	244.309	252.078	9.669		
89	-24.069	250.000	225.931	234.332	9.401	272	
90	-17.026	250.000	232.974	241.315	8.341		
91	-6.887	250.000	256.887	265.989	9.102	430	831
92	-0.995	250.000	250.995	260.137	9.142		
93	-8.846	250.000	258.846	267.591	9.745	587	
94	-7.239	250.000	242.761	251.514	9.753		
95	-10.074	250.000	239.926	249.126	9.700	655	
96	-5.490	250.000	244.510	253.698	9.188		
97	-12.888	250.000	237.112	247.443	10.331	347	
98	-21.044	250.000	228.956	239.231	10.319		
99	-16.959	250.000	266.959	276.590	9.631	386	831
100	-10.270	250.000	260.270	276.033	9.763		
101	-2.738	250.000	247.262	257.450	10.188	332	
102	-6.444	250.000	256.444	266.497	10.053		
103	-9.241	250.000	240.759	250.647	9.888	814	
104	-10.756	250.000	249.244	254.135	9.891		
105	-15.537	250.000	265.537	275.206	9.729	1343	
106	-9.730	250.000	240.270	249.999	9.729		
107	-8.480	250.000	258.480	266.333	9.853	1831	
108	-14.335	250.000	264.335	274.230	9.895		
109	-2.478	250.000	247.522	257.312	9.790	1790	700
110	-9.713	250.000	240.287	250.128	9.841		
111	-16.127	250.000	266.127	275.347	9.220	1793	
112	-8.040	250.000	241.960	251.169	9.229		
113	-3.180	250.000	246.820	255.666	8.846	452	
114	-2.160	250.000	252.160	261.001	8.841		
115	-4.241	250.000	254.241	263.304	9.063	438	
116	-6.060	250.000	243.940	253.003	9.063		
117	-2.436	250.000	252.436	261.190	8.754	606	
118	-1.307	250.000	251.307	260.092	8.785		
119	-14.945	250.000	264.945	273.948	9.003	490	700
120	-14.815	250.000	264.814	273.940	9.166		
121	-9.981	250.000	259.981	268.693	8.712	447	
122	-12.516	250.000	262.515	271.249	8.734		
123	-23.015	250.000	273.015	281.225	8.210	307	
124	-13.156	250.000	263.156	271.356	8.200		
125	-12.661	250.000	262.661	271.353	9.612	452	
126	-13.968	250.000	263.968	272.690	8.712		
127	-6.827	250.000	243.173	251.719	8.546	529	
128	-10.754	250.000	239.246	247.765	8.539		
129	-24.801	250.000	225.199	234.156	8.957	493	700
130	-3.676	250.000	253.676	262.618	8.942		
131	-18.889	250.000	231.111	240.075	9.864	431	
132	-15.488	250.000	234.512	244.377	9.865		
133	-20.860	250.000	229.140	231.805	8.725	430	
134	-10.331	250.000	233.669	242.475	8.806		

TABLEAU A-2.2 : Quelques corrections obtenues en partant d'une valeur uniforme (250. 1/10 ns) pour toutes les constantes de calibration.

résultats :

- influence de la dimension de la matrice à inverser et du nombre d'événements dans l'échantillon (tableau A-2.1).
- possibilité de retrouver, à une constante près, les constantes de calibration en partant d'une valeur commune pour toutes (ici 250. en 1/10 ns) (Tableau A-2.2).

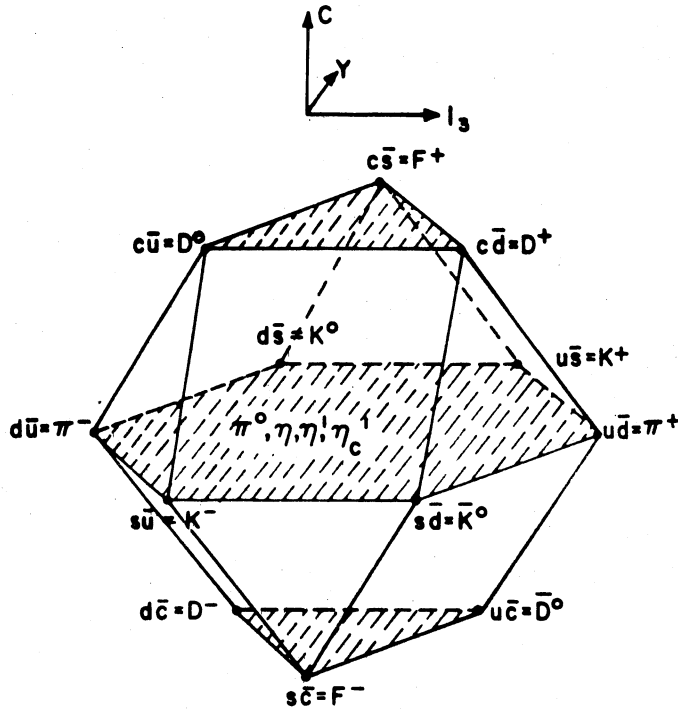
(	:	:	:	:	:	:	)
(	QUARK	: CHARGE	: ISOSPIN	: ETRANGETE	: CHARME	: MASSE	)
(	:	:	:	:	:	: ESTIMEE	)
(	:	:	:	:	:	: GeV/c ²	)
(	:	:	:	:	:	:	)
(	u	: 2/3	: 1/2	: 0	: 0	: ≈ 0.34	)
(	:	:	:	:	:	:	)
(	d	: - 1/3	: 1/2	: 0	: 0	: ≈ 0.34	)
(	:	:	:	:	:	:	)
(	s	: - 1/3	: 0	: - 1	: 0	: ≈ 0.54	)
(	:	:	:	:	:	:	)
(	c	: 2/3	: 0	: 0	: 1	: ≈ 1.66	)
(	:	:	:	:	:	:	)

TABLE I : Les nombres quantiques des quatre premiers quarks.

TABLE II

LES MESONS 0^-

En représentation SU (4)



$C = 1$

D^+	$c\bar{d}$
D^0	$c\bar{u}$
F^+	$c\bar{s}$

$C = 0$

$$\eta = \frac{1}{6}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

$$\eta' = \frac{1}{2}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} + c\bar{c})$$

$$\eta_c' = \frac{1}{12}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s} - 3c\bar{c})$$

$C = -1$

D^0	$\bar{c}u$
D^-	$\bar{c}d$
F^-	$\bar{c}s$

TABLE III

LES MESONS 1^-

$C = 1$

D^{*+}
D^{*0}
F^{*+}

$C = 0$

ω	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
ϕ	$s\bar{s}$
J/ψ	$c\bar{c}$

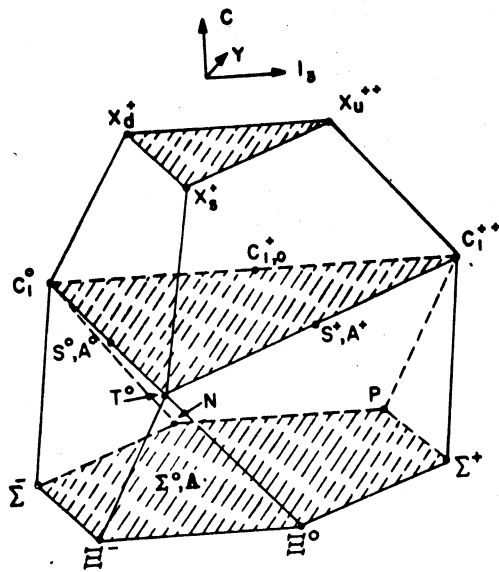
$C = -1$

$\bar{D}^{*0}$
D^{*-}
F^{*-}

(d'après Réf. TABLE 1)

TABLE IV

LES BARYONS CHARMES $\frac{1}{2}^+$



Combinaison $\{ \}$ symétrique
 $[\]$ antisymétrique

$C = 1$	$\Lambda_c^+(C_0^+)$	$c [ud]$
	A^+	$c [su]$
	A^0	$c [sd]$
	$\Sigma_c^{++}(C_1^{++})$	$c uu$
	$\Sigma_c^+(C_1^+)$	$c \{ud\}$
	$\Sigma_c^0(C_1^0)$	$c dd$
	S^+	$c \{su\}$
	S^0	$c \{sd\}$
	T^0	$c ss$

$C = 2$	X_u^{++}	ccu
	X_d^{++}	ccd
	X_s^+	ccs

TABLE V

LES BARYONS CHARMES $\frac{3}{2}^+$

$C = 1$	$\Sigma_c^{*++} C_1^{*++}$	cuu
	$\Sigma_c^{*+} C_1^{*+}$	cud
	$\Sigma_c^{*0} C_1^{*0}$	cdd
	S^{*+}	cus
	S^{*0}	cds
	T^{*0}	css
$C = 2$	X_u^{*++}	ccu
	X_d^{*+}	ccd
	X_s^{*+}	ccs
$C = 3$	Θ^{++}	ccc
(d'après référence tables 1 et 2)		

TABLE VI : quelques propriétés des mésons charmés observés expérimentalement (d'après référence table 3).

particule :	contenu en quarks :	I :	I_z :	$(J)_p$:	charmé :	étranéité :	masse MeV/c ² :	voies de désintégration et leur rapport de branchement en % :
D^+	$c\bar{d}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0^-	1	0	1868.3 : + 0.9 :	$\bar{K}^0 \pi^+$ 1.9 ± 0.4 $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ < 2.0 $\bar{K}^0 K^+$ 0.5 ± 0.3 $K^- X$ 15. ± 4. $K^- \pi^+ \pi^+$ 4.6 ± 0.7 $K^+ X$ 5.7 ± 3. $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$ 16.4 ± 9.5 $\bar{K}^0 X$ 43. ± 14. $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ 5.1 ± 2.0 $e^+ X$ 8.0 ± 1.1
D^0	$c\bar{u}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0^-	1	0	1863.3 : + 0.9 :	$K^- \pi^+$ 2.6 ± 0.4 $K^- \pi^+ \pi^0$ 7.0 ± 2.1 $K^- K^+$ 0.31 ± 0.09 $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 4.5 ± 0.9 $\pi^- \pi^+$ 0.09 ± 0.04 $K^- X$ 50. ± 5. $\bar{K}^0 \pi^0$ 2.1 ± 0.9 $K^+ X$ 7.9 ± 3. $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ 3.0 ± 0.6 $\bar{K}^0 X$ 24 ± 8 $e^+ X$ 8.0 ± 1.1
F^+	$c\bar{s}$	0	0	0^-	1	1	2040. : + 20. :	$\eta \pi^+$ $K^+ K^- \pi^+$ $K^+ \bar{K}^0$ $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$
D^{*+}		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1^-	1	0	2008.6 : + 1.0 :	$D^0 \pi^+$ 64 ± 11 $D^+ \pi^0$ 28 ± 9 $D^+ \gamma$ 8 ± 7
D^{*0}		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1^-	1	0	2006.0 : + 1.5 :	$D^0 \pi^0$ 55 ± 15 $D^0 \gamma$ 45 ± 15
F^{*+}		0	0	1^-	1	1	2150. : + 50. :	$\bar{F}^+ \gamma$ (100)

(particule:	contenu:	I :	I _z :	J :	charm:	étrangeté:	masse:	voies de désintégration et leur rapport de	)
(:	en :	:	:	:	:	:	MeV/c ² :	branchement en %	)
(:	quarks :	:	:	:	:	:	:	:	)
(⁺ ₀ (Λ _c ⁺):c (ud) A :	:	0 :	0 :	$\frac{1}{2}$:	1 :	0 :	2259. :	K ⁻ π ⁺ p	)
(:	:	:	:	:	:	:	± 6. :	2.2 ± 1.0	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	(B($\bar{K}^0$ p)/B(K ⁺ π ⁺ p))	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	= 12 ± 7%	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	(B(K ⁻ Δ ⁺⁺)/B(K ⁻ π ⁺ p))	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	= 17 ± 7%	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	(B(Λ ⁰ π ⁺)/B(K ⁻ π ⁺ p))	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	= 0.75	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	(B(Λ ⁰ π ⁺ π ⁻)/B(K ⁻ π ⁺ p))	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	= 0.8	)
(⁺⁺ ₁ (Σ _c ⁺⁺):c uu :	:	1 :	1 :	$\frac{1}{2}$:	1 :	0 :	2426. :	Λ _c ⁺ π ⁺	)
(:	:	:	:	:	:	:	± 12. :	:	)
(^{***} ₁ (Σ _c ^{***}):c uu :	:	1 :	1 :	$\frac{3}{2}$:	1 :	0 :	2490. ? :	:	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	)

TABLE VII : Quelques propriétés des baryons charmés observés expérimentalement.

(d'après références TABLE 3).

REFERENCES CHAPITRE 1 - INTRODUCTION.

- 1 - B.J. BJORKEN et S.L. GLASHOW Phys. Lett. 11 (1964) 25.
S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAIANI Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- 2 - J.J. AUBERT et al Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.
J.E. AUGUSTIN et al Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- 3 - G. GOLDBERGER et al. Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255.
- 4 - R. BRANDELIK et al Phys. Lett. 70 B (1977) 132.
- 5 - E.G. CAZZOLI et al Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1125.
- 6 - B. KNAPP et al Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 882.
- 7 - C.E.R.N. - I.S.R.C. - 75-4.
- 8 - C.E.R.N. - I.S.R.C. - 75-11.
- 9 - C.E.R.N. - I.S.R.C. - 75-14.
- 10 - C.E.R.N. - I.S.R.C. - 75-41.
- 11 - Expérience :
E.W. BEIER et al Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1117.
F.W. BÜSSER et al Nucl. Phys. B 113 (1976) 189.
L. BAUM et al Phys. Lett. 60 B (1976) 485.
M. BARONE et al Nucl. Phys. B 132 (1978) 29.

Théorie :

- M. BOURQUIN, J.M. GAILLARD Nucl. Phys. B 114 (1976) 334.
- I. HINCHLIFFE et CH. LLEWELLYN SMITH Nucl. Phys. B 114 (1976) 45.
- 12 - S. WEINBERG Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
A. SALAM - Elementary particle theory, édité par N. Svartholm
(Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.
- 13 - B. ALPER et al - British Scandinavian Collaboration. Contribution
to the 7th International Conference on high energy physics - London
1974.

- 14 - E. NAGY et al Phys. Lett. 60 B (1975) 96.
F.W. BÜSSER Phys. Lett. 56 B (1975) 482.
- 15 - D. DRIJARD et al Phys. Lett. 81 B (1979) 250.
- 16 - B.L. COMBRIDGE C.E.R.N. TH 2574 on Nucl Phys. B 151 (1979) 429.
J. BABCOCK et al ANL - HEP - PR - 77 - 68 - October 77.
H. FRITZSCH et K.H. STRENGTH Phys. Lett. 78 B (1977) 447.
C.E. CARLSON et R. SUAYA - Slac Pub. 2212.
- 17 - A.M. CNOPS et al Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 197.
- 18 - Y. AFEK et al. On hadronic production of the $c\bar{c}$ and other $c\bar{c}$ bound states. Physics Department, Mc Gill University - Montreal - Quebec - Canada (to be published in Nucl Phys. B).

Références expérimentales :

- 1 - K.J. ANDERSON et al Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944.
- 2 - A. BAMBERGER et al Nucl. Phys. B 134 (1978) 1.
- 3 - M.J. CORDEN et al Phys. Lett. B 68 (1977) 96.
- 4 - Y.M. ANTIPOV et al Phys. Lett. B 60 (1976) 309.
- 5 - K.J. ANDERSON et al Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 237.
- 6 - G.J. BLANAR et al Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 346.
- 7 - H.D. SNYDER et al Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1415.
- 8 - E.J. SISKIND et al. Preprint Caltech? 68-665 - Mars 79.
- 9 - F.W. BÜSSER et al Phys. Lett. B 56 (1975) 482.
- 10 - E. NAGY et al - voir réf. 14 de ce chapitre.
- 11 - KOURKOUMELIS C.E.R.N.-77-06 29/03/79 (Yellow report).
- 19 - D. DRIJARD et al Phys. Lett. 85 B (1979) 452.
K.L. GIBONI et al Phys. Lett. 85 B (1979) 437.
W. LOCKMAN et al Phys. Lett. 85 B (1979) 443.

REFERENCES CHAPITRE 2 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET SON DECLenchement.

- 1 - J. BILLAN et al - The split field magnet of the C.E.R.N.-I.S.R. -
Proceedings 4th International Conference on Magnet Technology -
Brookhaven, 1972 et C.E.R.N. - I.S.R. - MA - 72-53 (1972).
- 2 - C.E.R.N. - I.S.R.C. 78/11.
- 3 - R. BOUCLIER et al N.I.M. 115 (1974) 235.
R. BOUCLIER et al N.I.M. 125 (1975) 235.
W. BELL et al N.I.M. 124 (1975) 437.
W. BELL et al - A system of multigap proportionnal wire chambers -
C.E.R.N. - EF-78/1 présenté à la Wire chamber conference - Vienne
(1978).
- 4 - H.G. FISCHER - Proceedings of International Meeting on proportion-
nal and drift chambers - Dubna 1975.
- 5 - H. FREHSE et al - C.E.R.N./EF - 78-3.
H. FREHSE et al - C.E.R.N./EF - 78-4.
- 6 - BAILLON et al N.I.M. 126 (1975) 13.
- 7 - W. BRAUNSCHWEIG et al N.I.M. 134(1976) 261.
- 8 - Annuaire du Collège de France 1977-1978 - Résumé des cours et tra-
vaux.
- 9 - W. BELL et al N.I.M. 124 (1975) 19.
- 10 - A. NORTON - On line filter performance (note interne).

REFERENCES CHAPITRE 3 - ANALYSE DES DONNEES DE L'EVENEMENT A LA D.S.T.

- 1 - D. DRIJARD - Note interne collaboration C.C.H.K. 22/06/1976.

REFERENCES CHAPITRE 4 - ANALYSE DES DONNEES : ETUDE DE LA D.S.T.

- 1 - K.P. DAS et R.C. HUA Phys. Lett. 68 B (1977) 459.
- 2 - L. VAN HOVE TH-2628 C.E.R.N. 1979.
- 3 - A. DE RUJULA et al Phys. Rev. D 12 (1975) 147.
- 4 - G. GUSTAFSON et al Phys. Lett. 67 B (1977) 81.
- 5 - S. ERHAN et al Phys. Lett. 85 B (1979) 447.

REFERENCES CHAPITRE 5 - COMPARAISON AVEC D'AUTRES EXPERIENCES DE PRODUCTION DE PARTICULES CHARMEES DANS LES COLLISIONS pp.

- 1 - D. DRIJARD et al - Voir Réf. 15 chapitre 1.
E.E. KLUGE C.E.R.N./EP 79-153.
Talk given at the X international Symposium on Multiparticle Dynamics - Goa - India 24-29 september 1979 .
- 2 - D. DRIJARD et al - voir Réf. 19 chapitre 1.
- 3 - K.L. GIBONI et al. - voir Réf. 19 chapitre 1.
F. MULLER C.E.R.N./EP 79-148 - Lectures given at the Cargèse International School of Physics - July 1979.
- 4 - W. LOCKMAN et al - voir Réf. 19 chapitre 1.
- 5 - P. HANKE - Ph D - Thesis - Universität Karlsruhe
Report KFK 2412 (1977).
- 6 - J.E. WISS et al Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1531.
- 7 - G. ALTARELLI, N. CABIBBO and L. MARIANI Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 635.
J. ELLIS, M.K. GAILLARD and D. NANOPOULOS Nucl. Phys. B 100 (1975) 313.
- 8 - Review of particle properties Phys. Lett 75 B (1978).
- 9 - B. ALPER et al Nucl. Phys. B 100 (1975) 237.
P. CAPILUPPI et al Nucl. Phys. B 70 (1974) 1.
- 10 - N.S. CRAIGIE Phys. Report C 47 (1978) 1.
- 11 - MM. BLOCK et al C.E.R.N./EP 79-82.
- 12 - MM. BLOCK et al Memorandum to I.S.R.C. 4th september 1979.
- 13 - H. KICHIMI et al KEK Preprint 78-10.
- 14 - S. ERHAN et al Phys. Lett. 85 B (1979) 447.
- 15 - A. KERNAN - International symposium on lepton and photon interactions at high energy. Fermi National Accelerator Laboratory 23-29 August 1979.

- 16 - M.G. ALBROW et al Nucl. Phys. B 102 (1976) 275.
- 17 - J. KIRKBY. Invited talk presented at the 1979 International Symposium on Lepton and Photon Interaction at high energy - Batavia - Illinois, August 23-29 1979.
- 18 - E.E. KLUGE - Note interne du 20/11/1979.
- 19 - G. GUSTAFSON et al - voir Réf. 4 chapitre 4.

REFERENCES CHAPITRE 6 - ESTIMATION DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION
DU Λ_c^+ ET DU D^+ .

- 1 - D. DRIJARD et al - voir Réf. 15 chapitre 1.
- 2 - W.M. GEIST C.E.R.N./EP - 79-78
présenté à l'International Conference on High Energy Physics -
Genève 27 juin - 4 juillet 1979.
- 3 - U. AMALDI et al Nucl. Phys. B 145 (1978) 367.
E. NAGY et al Nucl. Phys. B 150 (1979) 221.
L. BARKSAY et al Nucl. Phys. B141 (1978) 1.
M. ANTINUCCI et al Lett. al Nuovo Cimento 16 (1973) 121.
- 4 - B. ALPER et al Nucl. Phys. B 87 (1975) 19.
B. ALPER et al Phys. Lett. 47 B(1973) 75.
P. CAPILUPPI et al Nucl. Phys. B 79 (1974) 189.
B. ALPER et al - voir Réf. 9 chapitre 5.
J. SINGH et al Nucl. Phys. B 140 (1978) 189.
F.W. BÜSSER et al Nucl. Phys. B 106 (1976) 1.
B. ALPER et al Nucl. Phys. B 87 (1975) 19.
- 5 - I. HINCHLIFFE et CH. LLEWELLYN SMITH - voir Réf. 11 chapitre 1.
- 6 - W. BACINO et al Slac Pub. 2353 (June 1979)
Phys. Rev. Lett 43 (1979) 1073.
- 7 - W.M. GEIST - Talk given at the Slac Summer Institute of Particle
Physics - Stanford U.S.A. - 1979.
- 8 - J. KIRBY - voir Réf. 17 chapitre 5.
- 9 - A. CHILINGAROV et al Phys. Lett. 83 B (1979) 136.

REFERENCES CHAPTIRE 7 - CONCLUSIONS.

- 1 - P. ALIBRAN et al Phys. Lett. 74 B (1978) 134.
T. HANSL et al Phys. Lett. 74 B (1978) 139.
P.C. BOSETTI et al Phys. Lett. 74 B (1978) 143.
- 2 - A.G. CLARK et al Phys. Lett. 77 B (1978) 339.
- 3 - W.M. GEIST - voir Réf. 2 chapitre 6.
- 4 - J. KIRKBY - voir Réf. 17 chapitre 5.
- 5 - E.G. CAZZOLI et al - voir Réf. 5 chapitre 1.
- 6 - B. KNAPP et al - voir Réf. 6 chapitre 1.
- 7 - A.M. CNOPS et al Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 197.
- 8 - C. ANGELINI et al Phys. Lett. 84 B (1979) 150.
- 9 - P.C. BOSETTI C.E.R.N./EP 79-95.
Presented at the International Conference Neutrino 79 18-22
June 1979 - Bergen - Norway.
- 10 - C. BALTAY et al Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1721.
- 11 - D. DRIJARD et al
- 12 - K.L. GIBONI et al voir Réf. 19 chapitre 1
- 13 - W. LOCKMAN et al
- 14 - S. POKORSKI et R. SOSNOWSKI - Heavy flavour hadrons in proton fragmentation (PRE 23615).
R. SOSNOWSKI - Structure of proton-proton collisions with a charmed hadron produced.
Talk presented at the workshop on "New Phenomena in the forward Direction at Collider Energies" Collège de France - Paris (28-30 novembre 79).

REFERENCES TABLES.

- 1 - M.K. GAILLARD et al - Rev. Of Modern Phys. 47 (1975) 277.
- 2 - B.W. LEE et al Phys. Rev. D 15 (1977) 157.
- 3 - J. KIRBY - voir Réf. 17 chapitre 5.
et VERA LÜTH - Invited talk presented at the 1979 International
Symposium on Lepton and Photon Interaction at high energy - Batavia
Illinois - August 23-29, 1979.