

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Etude expérimentale des interactions
antiproton-proton entre 1,1 et 1,4 GeV/c
-annihilations en 6 et 7 pions-

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

JEAN-BERNARD GAY

PHYSICIEN DIPLÔMÉ
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE ZÜRICH

1972

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude expérimentale des interactions antiproton-
proton entre 1,1 et 1,4 GeV/c - Annihilations en
6 et 7 pions.

de M. Jean-Bernard Gay

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport de Messieurs les professeurs

E. Jeannet, J. Rossel et M. Gailloud

(Université de Lausanne)

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opi-
nion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 27 avril 1972

Le doyen :

A. Jacot-Guillarmod
A. Jacot-Guillarmod

A ma mère,

à la mémoire de mon père.

TABLE DES MATIERES

I.	<u>Introduction</u>	
II.	<u>Conditions expérimentales</u>	
II.1	Le faisceau	4
II.2	Contamination du faisceau	5
II.3	Dépouillement des événements à 6 branches	8
II.4	Acquisition et traitement de l'information	10
II.5	Précision des mesures	13
II.6	Sélection des événements	18
II.7	Caractéristiques des ajustements	20
III.	<u>Les annihilations en 6 et 7 pions</u>	
III.1	Sections efficaces	23
III.2	Distributions angulaires	30
III.3	Le modèle statistique	38
III.4	Espace de phase à n particules	39
III.5	Simulation d'événements par la méthode de Monte Carlo	40
III.6	Spectres de masses	41
IV.	<u>Recherche de résonances mésoniques</u>	
IV.1	Méthode du maximum de vraisemblance	54
IV.2	Recherche de résonances dans le canal à 6 pions à 1.09 GeV/c	58
IV.3	Recherche de résonances dans le canal à 7 pions à 1.09 et 1.36 GeV/c	59
IV.4	Le problème du méson	61
IV.5	Autre mode de désintégration du D(1285)	73

V.	<u>Les modèles d'annihilation</u>		
	V.1	Le modèle de Lamb	79
	V.2	Le modèle CLA	81
	V.3	Le modèle de Veneziano	83
	V.4	Le modèle des Quarks	84
VI.	<u>Conclusion</u>		86
	<u>Références</u>		90

TABLE DES FIGURES

I-1	Variation de la section efficace totale $\bar{p}p$.	3
II-1	Impulsions ajustées de l'antiproton incident	4
II-2	Événement à 6 branches caractéristique	8
II-3	Distribution azimutale des pions	9
II-4	Erreur sur l'impulsion pour des pions de 220 MeV	16
II-5	Distributions des "Pulls"	17
II-6	Distribution du carré de la masse manquante	21
II-7	Distribution de la probabilité du χ^2	22
III-1	Sections efficaces topologiques	26
III-2	Sections efficaces partielles	27
III-3	Distributions angulaires pour $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$	33
III-4	Distributions angulaires pour $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$ par classes d'impulsion	34
III-5	Distributions angulaires pour $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$	35
III-6	Distributions angulaires pour $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$ par classes d'impulsion	36
III-7	Variation des facteurs d'asymétrie et de collimation en fonction de l'impulsion	37
III-8	Comparaison des espaces de phase à 1.09 et 1.36 GeV/c <u>Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$</u>	43
III-9	Distribution de l'impulsion	44
III-10	Distribution de l'impulsion transverse	44
III-11	M ($\pi^+ \pi^+$)	45
III-12	M ($\pi^+ \pi^+$)	45
III-13	M ($2\pi^+ \pi^+$)	46
III-14	M ($2\pi^+ 2\pi^-$) <u>Réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$</u>	46
III-15	Distribution de l'impulsion	48
III-16	M ($\pi^+ \pi^0$)	48
III-17	M ($\pi^+ \pi^+$)	49

III-18	M ($\pi^+ \pi^-$)		49
III-19	M ($\pi^+ \pi^- \pi^0$)		50
III-20	M ($2\pi^+ \pi^-$)		50
III-21	M ($2\pi^+ 2\pi^-$)		51
III-22	M ($2\pi^+ \pi^- \pi^0$)		51
III-23	M ($3\pi^+ 2\pi^-$)		52
III-24	M ($2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$)		52
IV-1	M ($\pi^+ \pi^- \pi^0$)	événements apauvris en ω^0	64
IV-2,3	M ($\eta^0 \pi^+$)	événements à 1.09 GeV/c	67
IV-4,5	M ($\eta^0 \pi^-$)	événements à 1.36 GeV/c	68
IV-6,7	M ($\delta^+ \pi^-$)	événements à 1.09 GeV/c	69
IV-8,9	M ($\delta^+ \pi^+$)	événements à 1.36 GeV/c	70
IV-10,11	M ($\eta^0 \pi^+ \pi^-$)	événements à 1.09 GeV/c	71
IV-12,13	M ($\eta^0 \pi^+ \pi^-$)	événements à 1.36 GeV/c	72
IV-14,15	M ($\rho^0 \pi^+ \pi^-$)	événements à 1.09 GeV/c	76
IV-16,17	M ($\rho^0 \pi^+ \pi^-$)	événements à 1.36 GeV/c	77
IV-18	Diagramme de Chew-Frautschi pour les mésons d'isospin I = 0		78

I. Introduction

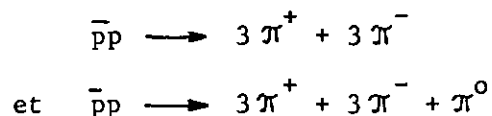
La variation de la section efficace totale antiproton-proton, en fonction de l'impulsion de l'antiproton incident, présente deux gibbosités à environ 1.30 et 1.80 GeV/c (fig.I-1). Ces impulsions correspondent à des énergies totales dans le centre de masse de 2180, respectivement 2360 MeV. On suppose que ces effets sont dus à la formation de résonances mésoniques dans le canal direct, comme par exemple le $T(2200)$ et le $U(2375)$.

Afin d'élucider cette question, les groupes de Physique Corpusculaire de l'Université de Liverpool et de L'Institut de Physique Nucléaire de Paris effectuèrent, en avril 1968, dans la chambre à bulles à hydrogène de 2m du CERN, une irradiation d'anti-protons.

Lors de cette irradiation, l'impulsion des antiprotons fut choisie entre 1.10 et 1.40 GeV/c, de manière à couvrir la région du méson T .

Notre groupe, allié à celui de l'Institut de Physique Nucléaire de Lausanne se joignit aux deux groupes précédents, pour le dépouillement et l'étude systématique de ces films, ainsi que pour l'exécution et l'analyse d'une seconde irradiation qui permit, en mai 1970, de couvrir le domaine d'impulsion compris entre 1.50 et 2.0 GeV/c.

Le sujet de cette thèse porte sur l'étude détaillée des deux canaux d'annihilation :

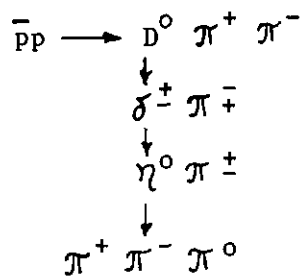


Indépendamment de l'intérêt que présentent les réactions d'annihilation en elles-mêmes, elles permettent d'analyser de nombreux phénomènes annexes : en particulier certains modes de formation et de désintégration de résonances lourdes. Parmi celles-ci

l'une d'elles se révélait particulièrement intéressante : le méson δ .

En 1968 Defoix et Coll. (1), étudiant ce même canal d'annihilation en 7 pions, observèrent un pic dans le spectre de masse $M(\eta^0 \pi^\pm)$ à environ 975 MeV. Ils attribuèrent cet effet au méson δ (965). Formant ensuite les combinaisons de masses $M(\delta^\pm \pi^\mp)$ ils remarquèrent un nouveau pic voisin de 1310 MeV qu'ils identifièrent au méson D^0 (1285).

Si cette hypothèse était vérifiée, on pouvait s'attendre à un mode de désintégrations successives en cascade, particulièrement intéressant :



Pour cette étude nous avons disposé de 64'000 clichés, répartis en impulsion de la manière suivante :

Impulsion nominale du faisceau	Nombre de clichés
1.20 GeV/c	43'000
1.28 "	5'000
1.34 "	3'500
1.39 "	12'500

Le champ magnétique, appliqué à la chambre, s'élevait à 9.5 kGauss.

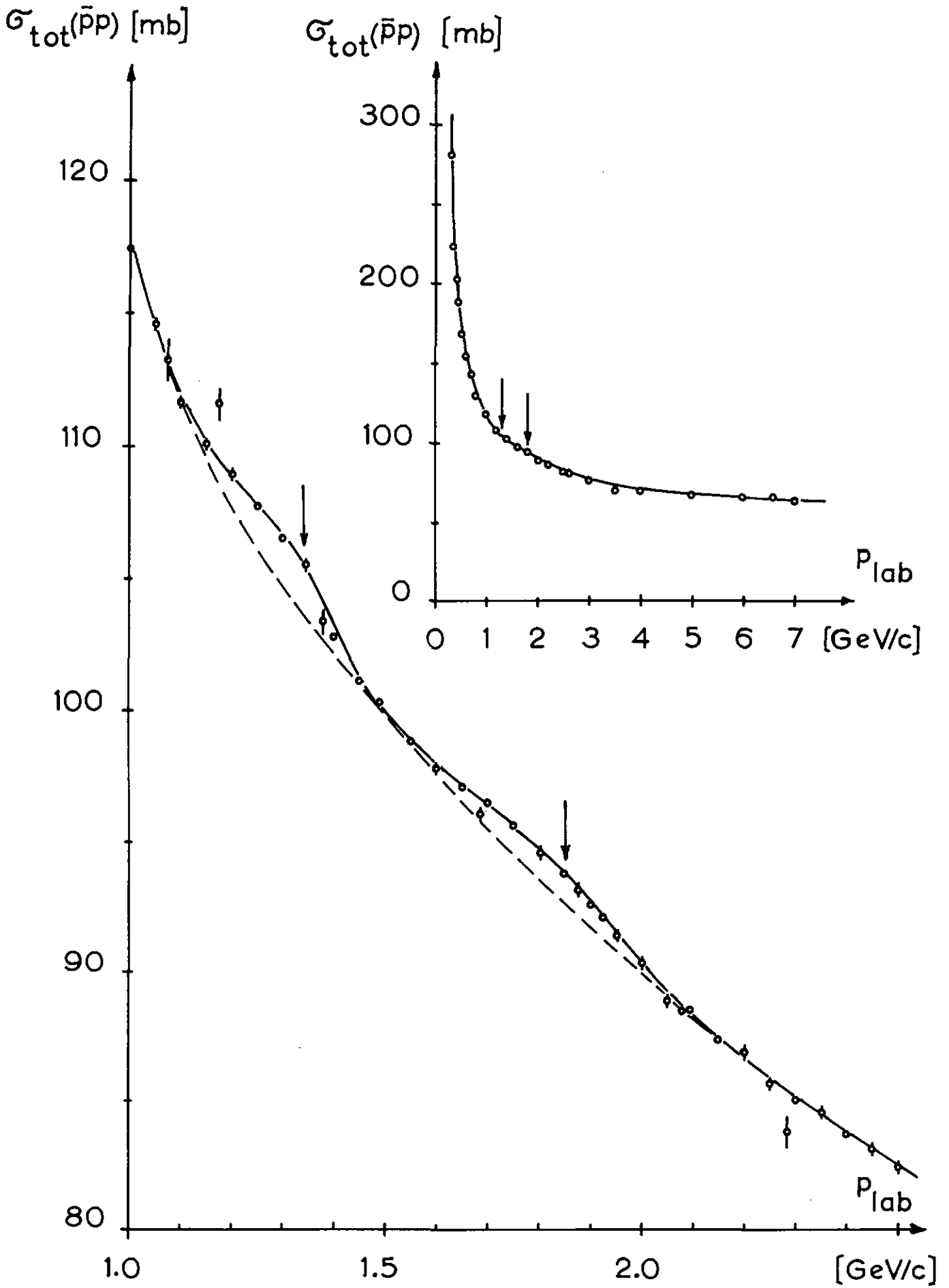


fig. 1-1

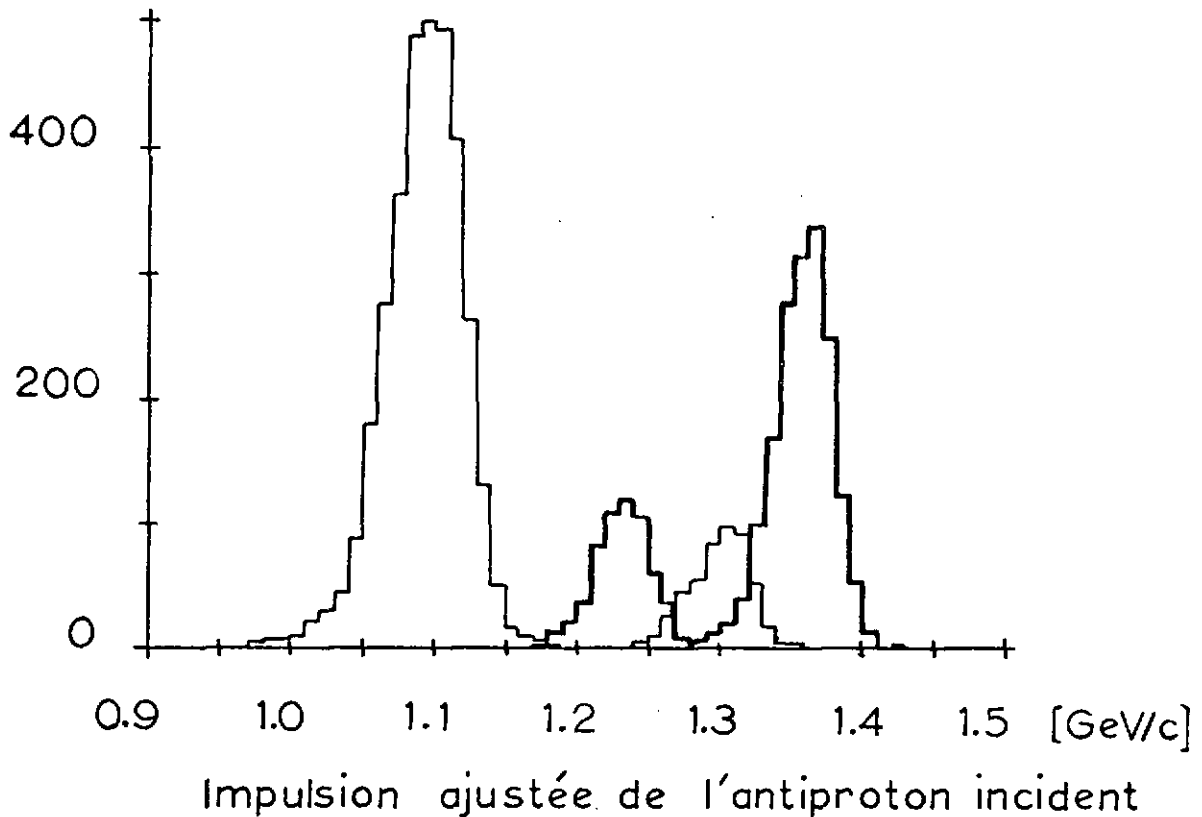
II. CONDITIONS EXPERIMENTALES

II.1 Le faisceau

Dans le domaine d'impulsion qui nous intéresse ici, la perte d'énergie par unité de longueur est d'environ 0.3 [MeV/cm] , soit de 50 MeV dans le domaine utile de la chambre.

En tenant compte de cela, les impulsions nominales du faisceau furent choisies de manière à couvrir la totalité du domaine d'impulsion entre 1.10 et 1.40 GeV/c.

Les impulsions ajustées furent toutefois quelque peu différentes des impulsions nominales du faisceau.

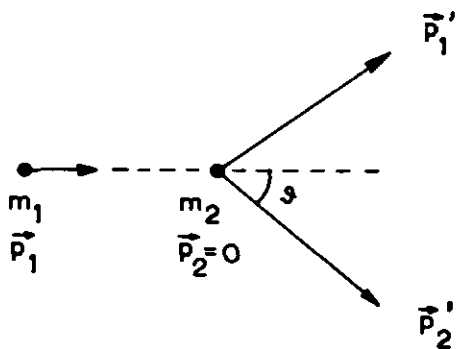


Impulsion nominale au centre de la chambre	Impulsion ajustée à l'apex	Dispersion
1.2 GeV/c	1.09 GeV/c	0.06 GeV/c
1.28 "	1.23 "	0.05 "
1.34 "	1.30 "	0.04 "
1.39 "	1.36 "	0.04 "

II.2 Contamination du faisceau

Lorsqu'une particule du faisceau heurte un électron d'un atome, elle communique à celui-ci une énergie E_c qui peut être suffisante pour qu'il laisse une trace dans la chambre. Une telle trace est communément appelée rayon δ .

Calculons cette énergie cinétique E_c :



En considérant l'électron au repos on peut écrire:

$$E_2' = E_c + m_2$$

De la conservation de l'énergie et de l'impulsion nous tirons:

$$E_c = E_1 - E_1'$$

$$E_1'^2 = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2')^2 + m_1^2$$

ces deux relations nous donnent :

$$E_c (E_1 + m_2) = p_1 \sqrt{E_c^2 + 2m_2 E_c} \cdot \cos \theta$$

d'où :

$$E_c = \frac{2m_2 p_1^2 \cos^2 \vartheta}{p_1^2 \sin^2 \vartheta + m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2} \quad (\text{II.2-1})$$

E_c est maximum pour $\vartheta = 0$

$$E_c^{\text{max}} = \frac{2m_2 p_1^2}{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2} \quad (\text{II.2-2})$$

L'énergie cinétique maximale qui peut être transmise à un électron δ est donc d'autant plus grande que la masse de la particule incidente est petite.

Les rayons δ ayant une énergie $E_c > E_c^{\text{max}}(p)$ sont produits par des particules plus légères que les antiprotons: en général des μ et des π toujours présents en parasites dans le faisceau.

La probabilité de transfert à un électron d'une énergie cinétique comprise entre E_c et $E_c + dE_c$ est donnée pour une particule sans spin (2) par :

$$d\sigma = \frac{2\pi r_0 m_e c^2}{\beta^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E_c}{E_c^{\text{max}}} \right) dE_c \quad (\text{II.2-3})$$

et pour une particule de spin $\frac{1}{2}$ par:

$$d\sigma = \frac{2\pi r_0 m_e c^2}{\beta^2} \left[1 - \beta^2 \frac{E_c}{E_c^{\text{max}}} + \frac{1}{2} \frac{E_c^2}{(E_c + m)^2} \right] dE_c \quad (\text{II.2-4})$$

avec: E_c = énergie cinétique acquise par l'électron.

β = vitesse de la particule incidente par rapport à la vitesse de la lumière.

m = masse au repos de la particule incidente.

- m_e = masse au repos de l'électron
 r_o = rayon classique de l'électron
 E_c^{\max} = énergie cinétique maximale qui peut être transmise à l'électron.

Les énergies E_c étant de l'ordre de quelques MeV on peut négliger le terme provenant du spin.

Dès lors il est possible de calculer le nombre de rayons attendus pour une longueur totale de trace L :

$$dn = \nu \cdot L \cdot N \cdot d\sigma$$

avec: ν = nombre d'atomes d'hydrogène par cm^3

N = nombre d'Avogadro

$$n_\delta = \nu \cdot L \cdot N \cdot \int_{E_c^{\min}}^{E_c^{\max}} d\sigma$$

$$d\sigma = \frac{2\pi r_o m_e c^2}{\beta^2} \cdot \nu \cdot L \cdot N \cdot \left[\frac{1}{E_c^{\min}} - \frac{1}{E_c^{\max}} - \frac{\beta^2}{E_c^{\max}} \ln \frac{E_c^{\max}}{E_c^{\min}} \right]$$

A partir des sections efficaces totales d'interaction des π^- , K^- et μ^- avec des électrons on peut évaluer la contamination du faisceau en recensant sur une partie des clichés :

- le nombre de traces du faisceau considérées
- le nombre de rayons δ , d'énergie supérieure à E_c^{\min} , relevés sur ces traces.

Dans notre cas nous n'avons observé aucune interaction sur les traces parasites, si bien que la contamination peut être attribuée presque exclusivement à des mésons μ .

Les valeurs obtenues (3) sont les suivantes :

Impulsion nominale	Contamination
1.20 GeV/c	16.4 \pm 0.3%
1.28 "	8.4 \pm 0.2%
1.34 "	4.5 \pm 1.3%
1.39 "	9.0 \pm 0.2%

II.3 Dépouillement des événements à 6 branches

Nous avons effectué le dépouillement des 64'000 clichés en vue de recenser tous les événements à 6 branches. Dans ce but nous avons utilisé deux des 4 vues stéréoscopiques (les vues 3 et 1) que nous avons reprojettées en vraie grandeur sur les tables de dépouillement.

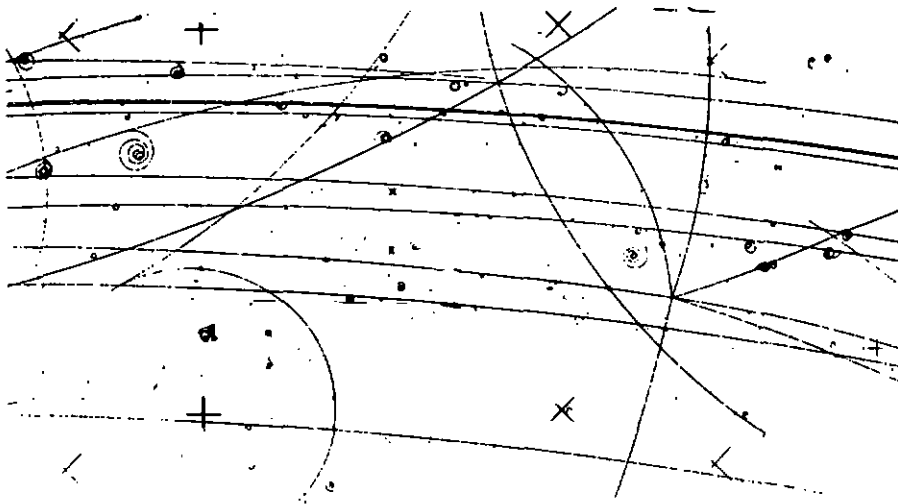


fig. II-2

Afin d'augmenter l'efficacité de la mesure nous avons imposé certains critères au niveau du dépouillement :

- Choix d'un volume de dépouillement réduit, de manière à éliminer les événements se trouvant proche des parois de la chambre.
- Elimination des traces incidentes qui divergeaient de la direction moyenne du faisceau de plus de $2^{\circ}5$.

- Elimination des événements à 6 branches qui présentaient une paire de Dalitz signée. C'est-à-dire une paire e^+e^- dont une des particules au moins décrivait plus d'un tour sous l'effet du champ magnétique.
- Sélection des "fausses 8 branches", c'est-à-dire des événements du type 6 branches + une paire de Dalitz.
- Test d'arrêt sur les traces courtes.

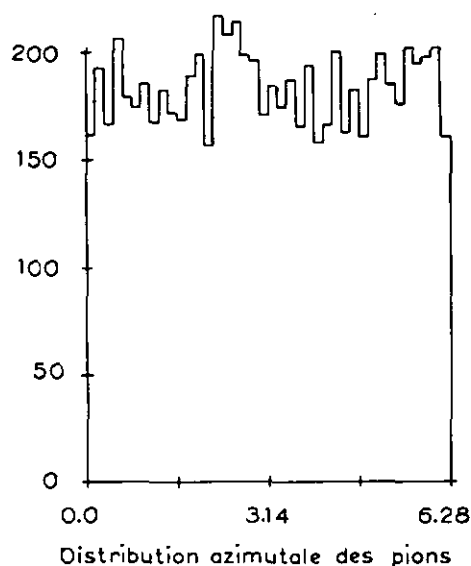
L'application de ces critères a permis de recenser les nombres de 6 branches suivants :

Impulsion nominale	Nombre de 6 branches
1.20 GeV/c	4'403 év.
1.28 "	947 "
1.34 "	753 "
1.39 "	2'657 "
Total	8'760 év.

A titre de contrôle un dépouillement double a été effectué sur un peu plus de la moitié des films. Celui-ci nous a permis de noter une efficacité supérieure à 90 %.

D'autre part, afin de déceler un biais de dépouillement, qui aurait pu provenir de certaines configurations particulières, nous avons examiné la distribution azimutale des branches secondaires.

Celle-ci est obtenue en projetant le vecteur impulsion de chacun des pions sur un plan perpendiculaire à la direction de l'antiproton incident. La distribution obtenue est isotrope.



II.4 Acquisition et traitement de l'information

Les mesures ont été effectuées sur des appareils semi-automatiques du type "Enetra 114". L'information relative à chaque événement était transmise sur un ruban perforé.

Un premier programme EPUR a permis de réordonner les résultats et d'éliminer les séquences de mesures incorrectes.

Les données ainsi regroupées ont ensuite été traitées dans la chaîne de programmes THRESH - GRIND - SLICE.

THRESH, à partir des mesures effectuées sur 3 des 4 vues stéréoscopiques de la chambre, procède à la reconstruction géométrique du phénomène dans l'espace. Il donne pour chaque trace la courbure, l'angle azimutal et l'inclinaison.

GRIND, sur la base des courbures fournies par THRESH et de la carte du champ magnétique, calcule les impulsions des particules. Il examine ensuite les hypothèses introduites dans les titres et détermine la masse manquante au carré pour chaque hypothèse.

$$MM^2 = (E_{\text{lab}} - \sum E_i)^2 - (\vec{P}_{\text{lab}} - \sum \vec{P}_i)^2 \quad (\text{II.4-1})$$

Si cette masse est compatible avec une des hypothèses, il procède alors à un ajustement par minimalisation d'un χ^2 .

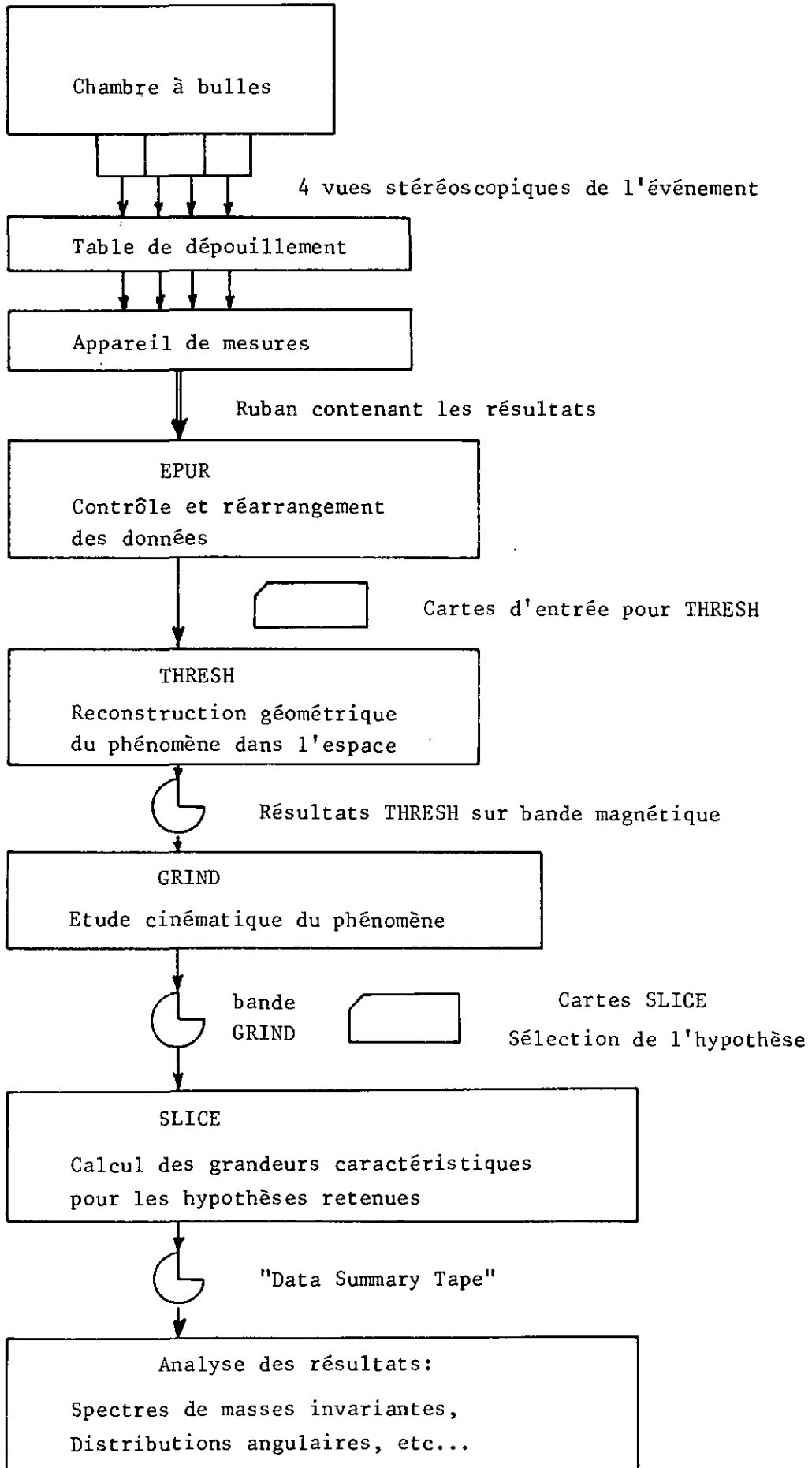
Pour chaque hypothèse ajustée le programme perfore une carte, dénommée carte SLICE, qui contient le type d'hypothèse, l'identification de l'événement et sa position.

A ce niveau le physicien doit, comme nous le verrons plus bas, intervenir pour sélectionner les cartes en fonction des hypothèses.

SLICE, enfin, choisit sur la bande GRIND les hypothèses qui correspondent aux cartes SLICE retenues et calcule pour chaque trace, ainsi que pour chaque combinaison de particules, les grandeurs caractéristiques désirées. Cette phase est particulièrement longue

pour les phénomènes à haute multiplicité qui nous intéressent ici, du fait du grand nombre de combinaisons possibles : 56 pour les événements à 6 pions, respectivement 119 pour ceux à 7 pions.

Les résultats SLICE sont finalement transcrits sur une bande magnétique : la DST (Data Summary Tape). Pratiquement, toutes les opérations décrites ultérieurement seront effectuées à partir des données contenues sur cette bande.



II.5 Précision des mesures

Nous avons cherché à fixer les critères de mesure de manière à atteindre la meilleure précision possible en tenant compte des appareils de mesure à disposition.

Le programme de reconstruction géométrique THRESH calcule pour chaque trace les 3 grandeurs caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} 1/\rho & : \text{l'inverse du rayon de courbure} \\ \lambda & : \text{l'inclinaison} \\ \varphi & : \text{l'azimut} \end{aligned}$$

Considérons pour débiter l'erreur sur le rayon de courbure. Si l'on exprime celui-ci en fonction de la corde qui sous-tend l'arc mesuré et de la flèche correspondante, on peut exprimer l'erreur sur le rayon de courbure comme suit :

$$dR^2 = \left(\frac{L}{4\sigma}\right)^2 dL^2 + \left(\frac{L^2}{8\sigma^2} + \frac{1}{2}\right)^2 d\sigma^2 \quad (\text{II.5-1})$$

où :

- L = corde de l'arc mesuré
- σ = flèche de l'arc mesuré
- dL = erreur sur la corde (fixée dans THRESH)
- d σ = erreur sur la flèche

Cette dernière dépend de deux facteurs :

- a) De la précision des pointés dans le plan du film et du nombre de points mesurés.
- b) De l'effet de la diffusion multiple.

Nous ne reviendrons pas en détail sur les erreurs relatives aux angles qui ont été étudiées en particulier dans la référence 4.

Le calcul de l'erreur sur le vecteur impulsion conduit à la formule :

$$\left|\frac{d\vec{P}}{\vec{P}}\right|^2 = \left|\frac{dP}{P}\right|^2 + (1 + \text{tg}^2 \lambda) d\lambda^2 + \cos^2 \lambda d\varphi^2 \quad (\text{II-5.2})$$

avec les expressions numériques suivantes où p est en MeV/c et L en cm.

$$d\sigma = 0.5 \cdot 10^{-2} + \frac{L^2 \cdot 10^{-1}}{p\beta}$$
$$d\lambda^2 = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{p^2 \beta^2} \cdot L + 1.25 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\cos^2 \lambda}{L^2}$$
$$d\varphi^2 = \frac{2.8 \cdot 10^{-2}}{p^2 \beta^2 \cos^2 \lambda} \cdot L + \frac{3.6 \cdot 10^{-4}}{\cos^2 \lambda} \cdot \frac{1}{L^2}$$

Ces relations ont été établies sous les hypothèses suivantes :

- On mesure 10 points par trace.
- La précision de mesure dans le plan du film est de $4 \mu\text{m}$, ce qui correspond dans la chambre à $50 \mu\text{m}$.

Nous avons effectué sur ordinateur une série de calculs qui nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- Pour des traces plus courtes que 10 cm les erreurs deviennent considérables. Comme on le voit sur la figure II-4 pour des pions de 220 MeV (impulsion moyenne dans notre cas), l'erreur sur l'impulsion passe de 3 à 10 % lorsque la longueur de trace mesurée est réduite de 20 à 5 cm.
- Les erreurs qui proviennent de la diffusion multiple rendent superflues des mesures sur plus de 40 cm de trace.

Ces considérations nous ont conduits à mesurer les désintégrations en vol et les points d'arrêt chaque fois que les distances apex primaire - apex secondaire, ou apex primaire point d'arrêt étaient inférieures à 10 cm en projection.

Afin de déceler des erreurs systématiques éventuelles, nous avons procédé à deux tests :

1. Distribution des "pulls"

On utilise fréquemment la quantité :

$$P_i = \frac{A_i - A'_i}{\sqrt{\sigma_{A_i}^2 - \sigma_{A'_i}^2}} \quad (\text{II.5-3})$$

$$\begin{aligned} \text{où } A_i &= \text{ grandeur mesurée} \\ A_i' &= \text{ grandeur ajustée} \end{aligned}$$

comme estimateur de la mesure et de l'ajustement.

Cette grandeur doit conduire à une distribution normale de moyenne 0 et de variance 1. Si la moyenne est différente de 0 on peut s'attendre à une erreur systématique. Si la variance est différente de 1, les erreurs n'ont pas été évaluées convenablement.

Nous avons reporté ces distributions pour l'impulsion, l'inclinaison et l'angle azimutal (fig.II.5). La moyenne est compatible avec 0 pour p et φ alors que l'on note un biais pour l'inclinaison λ . Ce biais provient vraisemblablement d'une erreur dans la mesure de la position des caméras. Il ne doit toutefois pas avoir d'effet sur les ajustements. Les erreurs, pour leur part, ont été correctement estimées.

2. Résolution du système

Afin de tester la résolution du système de mesure nous avons recensé et dépouillé, sur un lot de films, 361 événements du type V^0 . C'est-à-dire 361 désintégrations :



La mesure des deux branches du V^0 permet de calculer la masse effective du système. Nous avons ainsi obtenu la valeur :

$$M_{\text{eff}} = 0.497 \pm 0.015 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

à comparer à la valeur de la masse du K^0 donnée dans les tables de Rosenfeld :

$$M_{K^0} = 0.4978 \pm 0.0001 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

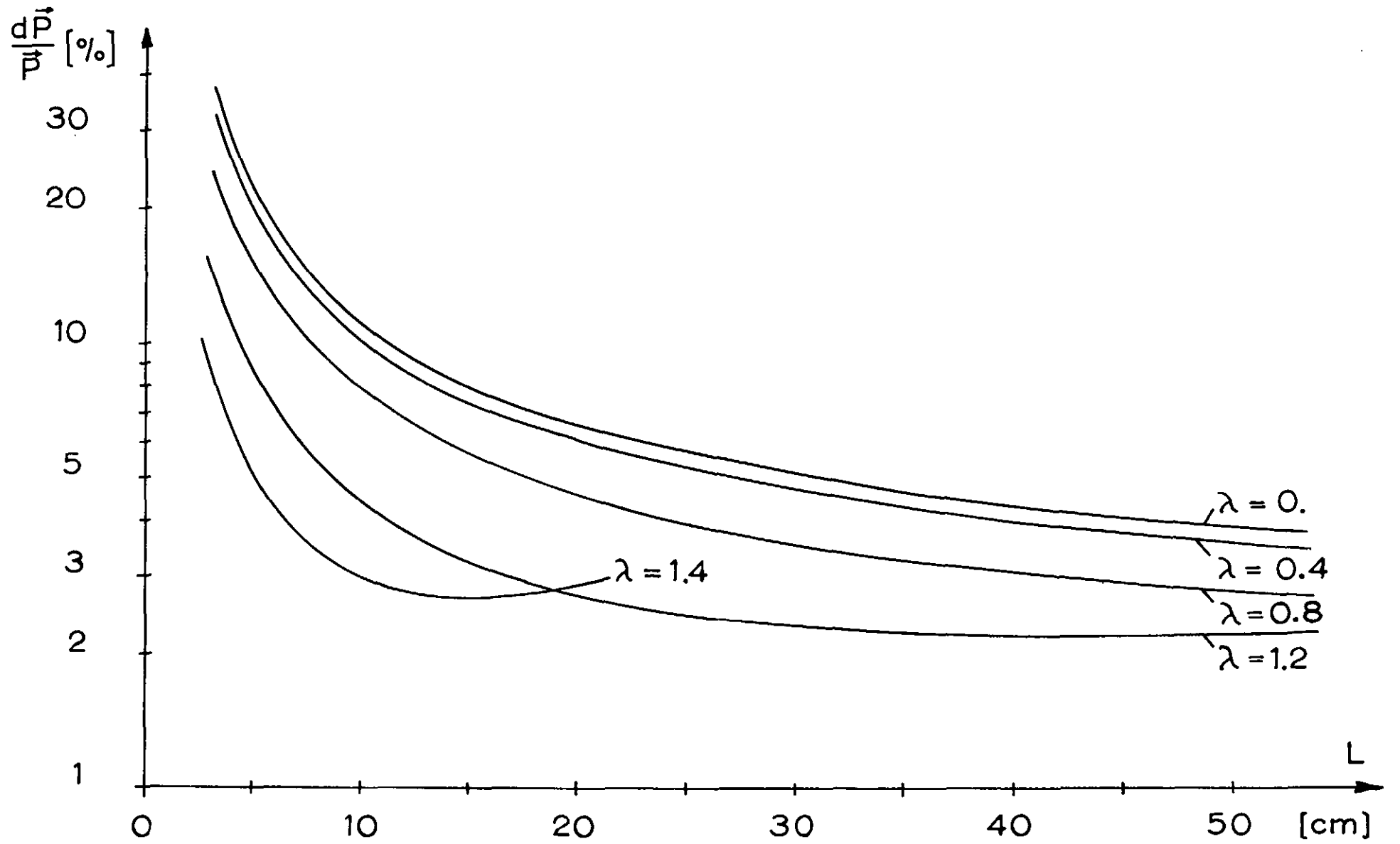
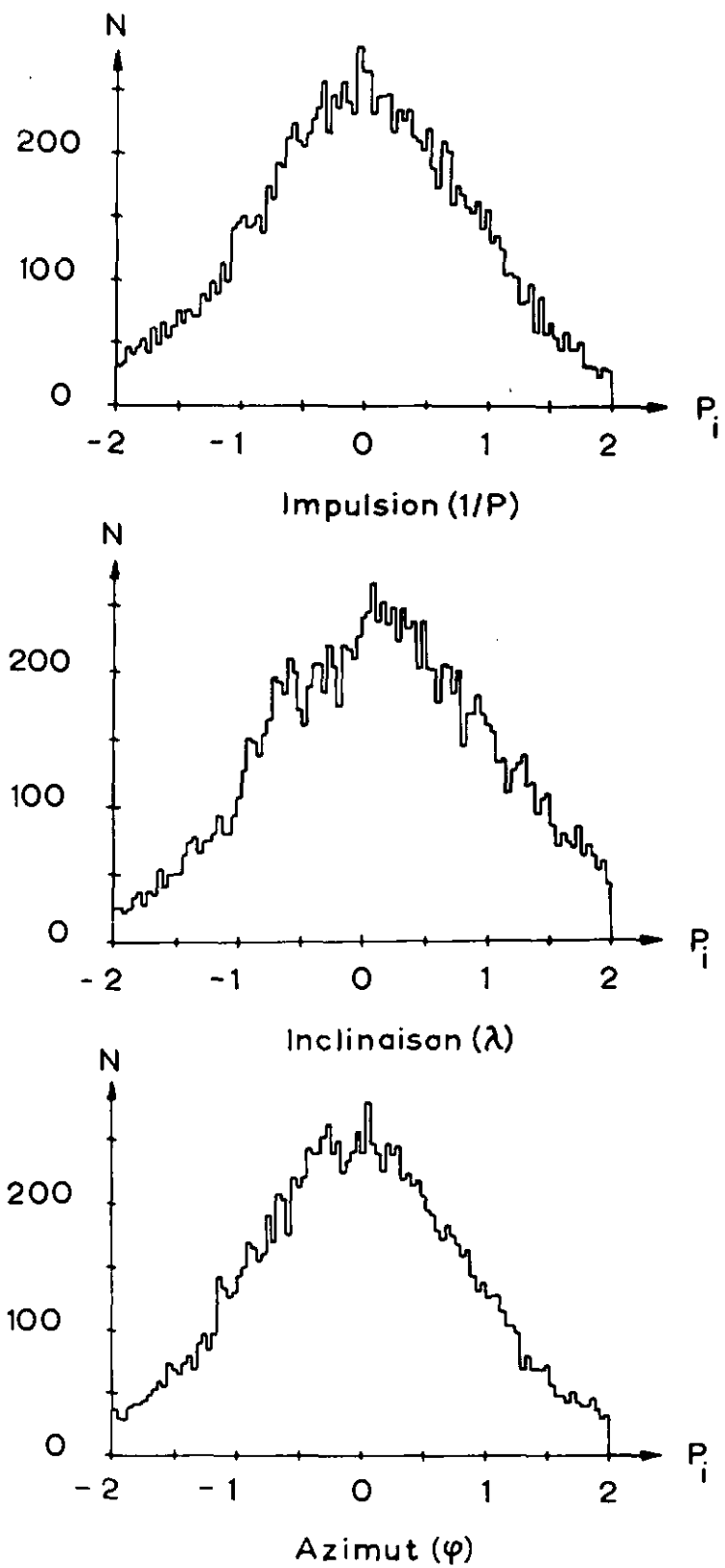


fig.II-4 Erreurs sur l'impulsion pour des pions de 220 MeV



Distributions
$$P_i = \frac{A_i - A_i'}{\sqrt{\sigma_{A_i}^2 - \sigma_{A_i'}^2}}$$

fig. II-5

II.6 Sélection des événements

Celle-ci est possible à l'aide des données suivantes fournies par GRIND :

- Masse manquante au carré.
- Energie manquante.
- Valeur du χ^2 de l'ajustement.
- Nombre de degrés de liberté de l'ajustement.
- Probabilité du χ^2 .
- Ionisation relative de chaque trace.

Nous disposions, en plus de cela, d'une information complémentaire : la masse invariante de deux particules de charge opposées.

Une routine spéciale nous indiquait la valeur de cette masse invariante, chaque fois que celle-ci était inférieure à 100 MeV. Cette information nous permettait de déceler plus aisément les événements du type : $\bar{p} p \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ qui n'avaient pu être éliminés lors du dépouillement.

La confrontation de ces données et des événements, sur la table de dépouillement, nous a permis de les classer dans une des catégories suivantes :

1. $\bar{p} p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$

Ajustement en général à 4 contraintes, exceptionnellement à 3, lorsqu'une des grandeurs ne peut être déterminée (en général l'impulsion dans le cas d'une trace courte).

Nous avons retenu dans cette classe les événements pour lesquels :

$$P > 2\% \quad \text{et} \quad MM^2 < M_{\pi^0}^2$$

2. $\bar{p} p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$

Ajustement à 1 contrainte.

Ont été retenus les événements pour lesquels :

- $P \geq 2 \%$
- $MM^2 - M_{\pi^0}^2 \leq 2.5\sigma \text{ MM}^2$
- Densité de bulles observée en accord avec la densité calculée

3. $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + m\pi^0$ ($m \geq 2$)

Dans un tel cas GRIND ne peut procéder à un ajustement. La valeur élevée de la masse manquante calculée permet toutefois une sélection. D'autre part, un test effectué sur une partie des événements a montré que la contribution du canal:

$$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + K^+ + K^-$$

pouvait être négligée.

4. $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$

Événements aisément identifiables sur la base de la masse invariante de la paire e^+e^- , de l'angle formé entre ces deux particules et de l'ionisation relative calculée.

5. Événements non mesurables

Il s'agit généralement d'événements qui ne peuvent être ajustés du fait de traces secondaires trop courtes.

L'application de ces critères nous a permis de classer les événements comme suit :

Impulsion: Catégorie	1.09	1.23	1.30	1.36	Total
1.	1256	287	239	729	2511
2.	2155	446	344	1221	4166
3.	486	122	112	452	1172
4.	294	48	26	147	515
5.	212	44	32	108	396
Total	4403	947	753	2657	8760

Les événements des deux canaux qui nous intéressaient ici :

$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- \quad (1)$$

et
$$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0 \quad (2)$$

ont été traités dans le programme SLICE. Nous avons finalement disposé des nombres d'événements suivants :

Evénements sur DST :

Hypothèse	1.09	1.23	1.30	1.36	Total
1	1254	287	237	728	2506
2	2141	427	343	1217	4128

Remarques

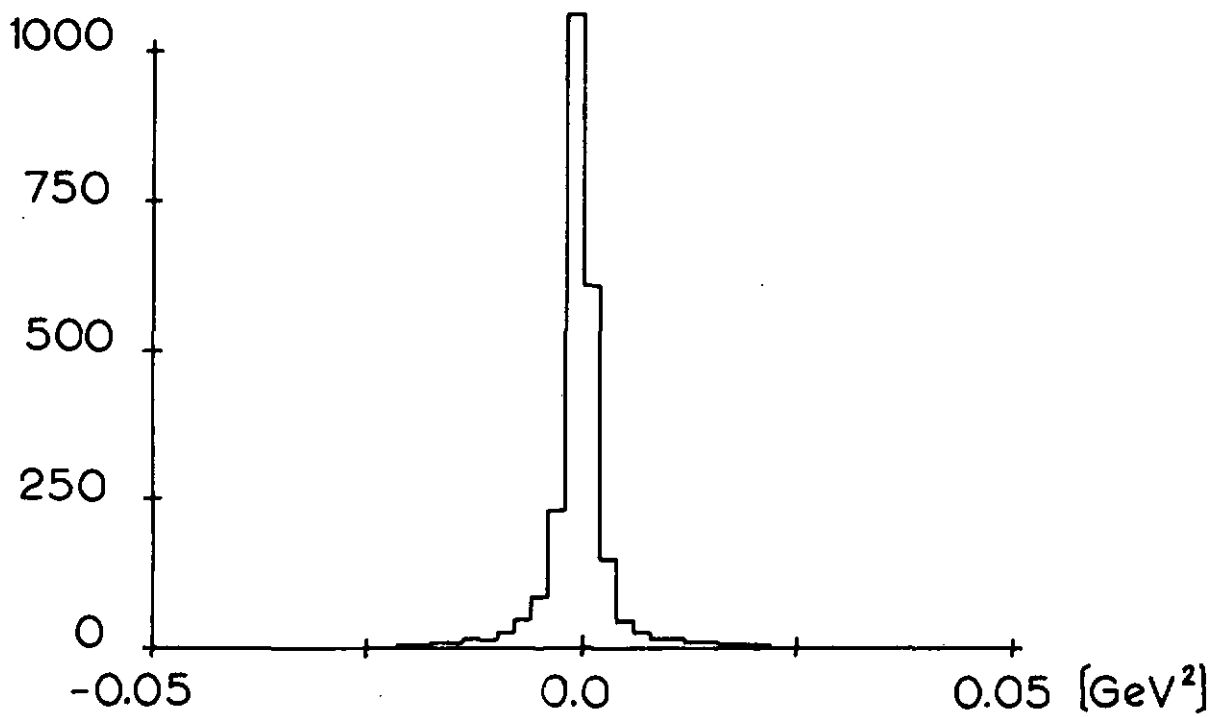
- (i) : Les nombres donnés ci-dessus comprennent la totalité des événements traités. Nous n'avons pas encore effectué de coupures ni en volume ni en impulsion à ce stade.
- (ii) : Certains événements, qui présentaient une configuration particulièrement complexe, n'ont pu être traités dans SLICE à l'aide de l'IBM 7040 pour cause de manque de place en mémoire. Ceci explique les quelques différences que l'on note entre les nombres d'événements sélectionnés et ceux qui se trouvent sur la DST.

II.7 Caractéristiques des ajustements

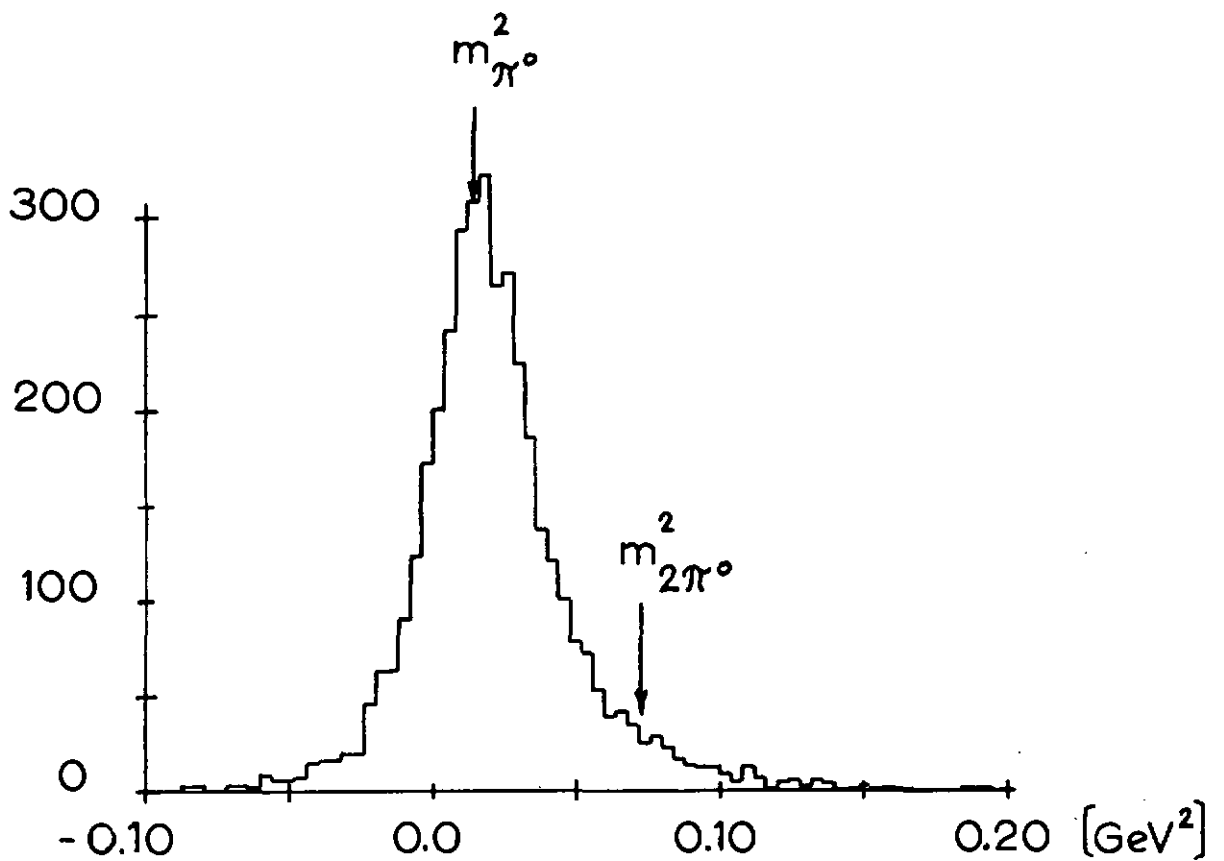
Nous avons reporté ci-dessous les distributions de masse manquante et de probabilité du χ^2 pour nos deux hypothèses, et pour la totalité des impulsions mesurées.

On remarque la faible largeur de la distribution de masse manquante, pour l'hypothèse à 6 pions, gage d'une bonne résolution du système de mesure.

On note par contre une légère pente dans les distributions de probabilité du χ^2 . Celle-ci provient d'une surestimation des erreurs de mesure dans GRIND.



Carré de la masse manquante : $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$



Carré de la masse manquante : $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$

fig. II-6

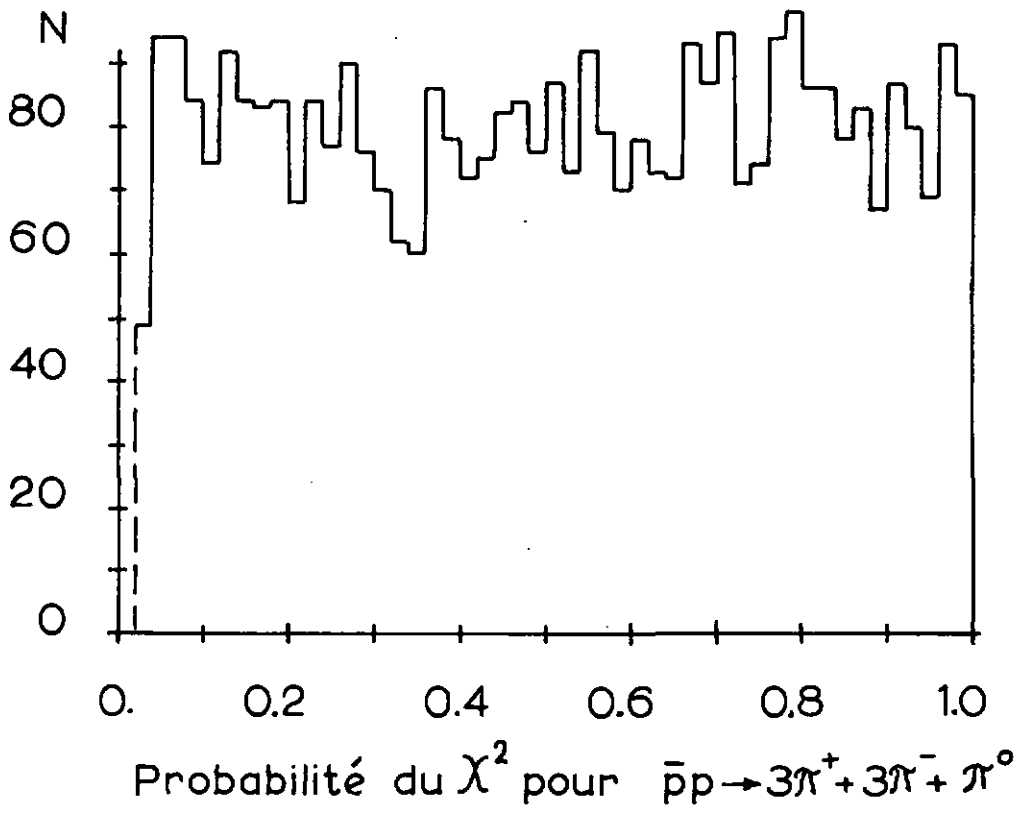
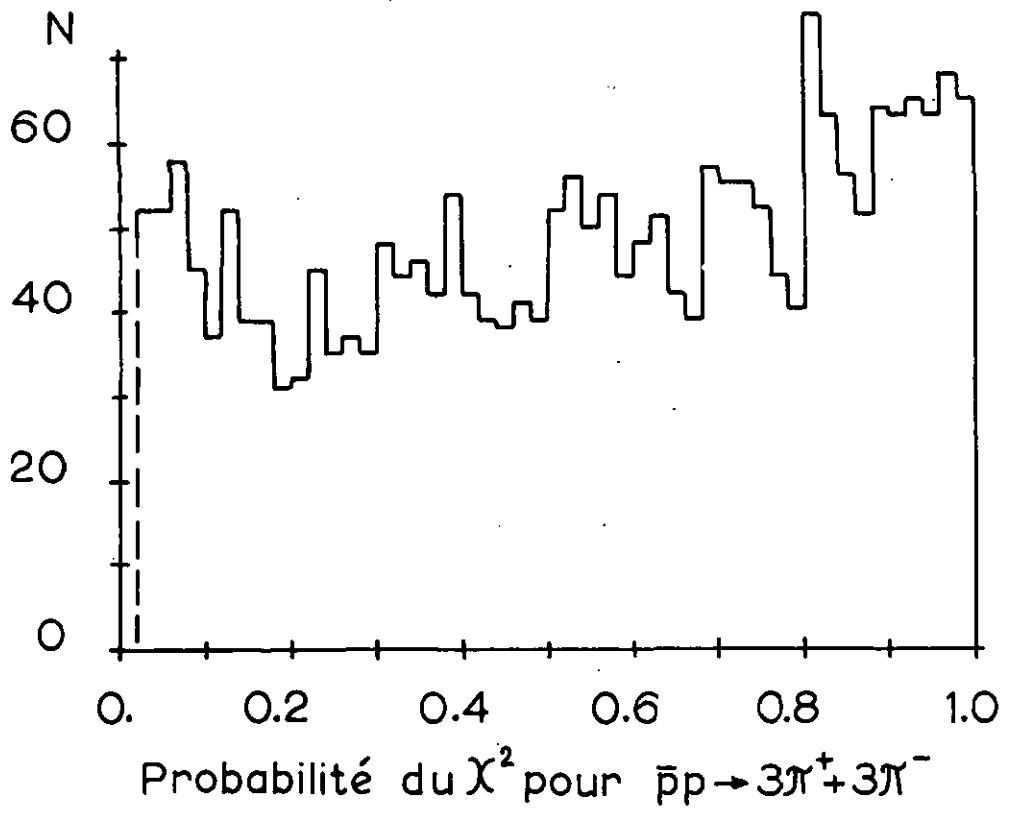


fig. II-7

III. Les annihilations en 6 et 7 pions

III.1 Sections efficaces

Les noyaux d'hydrogène de la chambre peuvent être considérés comme des cibles libres, au repos. Ceci nous permet de définir la section efficace σ_R , pour une réaction R donnée, à l'aide de la formule :

$$\sigma_R = \frac{N_R}{L \frac{A}{M} \rho} \quad (\text{III.1-1})$$

dans laquelle :

N_R = nombre de réactions du type R

L = longueur totale de trace observée

$\frac{A}{M} \rho$ = nombre de noyaux par unité de volume

Deux grandeurs toutefois demeurent difficiles à déterminer : la longueur L et la densité de l'hydrogène liquide ρ , au moment de la détente.

Cependant, comme les sections efficaces totales sont connues avec une grande précision, à partir de mesures effectuées à l'aide de compteurs, nous pouvons écarter la difficulté rencontrée ci-dessus en écrivant :

$$\sigma_T = \frac{N_T}{L \frac{A}{M} \rho} \quad (\text{III.1-2})$$

où : σ_T = section efficace totale

N_T = nombre total d'interactions observées

Des relations III.1-1 et III.1-2 nous tirons :

$$\sigma_R = \frac{N_R \cdot \sigma_T}{N_T} \quad (\text{III.1-3})$$

Il suffit de recenser, lors d'un dépouillement complet indépendant, le nombre total d'interactions observées N_T , ainsi que le nombre d'interactions de la topologie qui nous intéresse N_R , afin d'obtenir la section efficace topologique correspondante.

Les résultats du dépouillement complet ne sont toutefois pas immédiatement utilisables, ils doivent au préalable être corrigés, afin de tenir compte de :

- i) l'inobservation des diffusions sous de petits angles
- ii) l'efficacité du dépouillement.

Nous ne reviendrons pas ici en détail sur ces corrections qui ont été développées dans la référence 5.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Sections efficaces topologiques

\vec{p}_{inc} [GeV/c]	Obr. [mb]	2br. [mb]	4br. [mb]	6br. [mb]
1.09	10.1 \pm 0.4	65.5 \pm 1.0	32.2 \pm 0.7	3.5 \pm 0.3
1.23	9.0 \pm 0.6	63.1 \pm 1.5	33.0 \pm 1.1	4.25 \pm 0.6
1.30	8.6 \pm 0.6	61.7 \pm 1.5	31.9 \pm 1.1	3.50 \pm 0.35
1.36	8.5 \pm 0.5	59.8 \pm 1.3	30.3 \pm 0.9	4.36 \pm 0.33

Les pourcentages des diverses hypothèses, obtenus à partir des ajustements cinématiques, nous permettent, sur la base des sections efficaces topologiques, de déterminer les sections efficaces partielles, et de calculer la valeur absolue en μb d'un événement compris dans le volume de calcul.

Sections efficaces partielles

\vec{P}_{inc} [GeV/c]	$\sigma(\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-)$ [mb]	$\sigma(\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0)$ [mb]	$\sigma(\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + m\pi^0)$ [mb] (m \geq 2)
1.09	1.01 ± 0.18	1.83 ± 0.30	0.41 ± 0.07
1.23	1.47 ± 0.40	1.87 ± 0.47	0.66 ± 0.21
1.30	1.12 ± 0.33	1.70 ± 0.46	0.55 ± 0.17
1.36	1.27 ± 0.27	1.99 ± 0.39	0.83 ± 0.19

Etalonnage : (à 1.09 GeV/c)

i) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$:

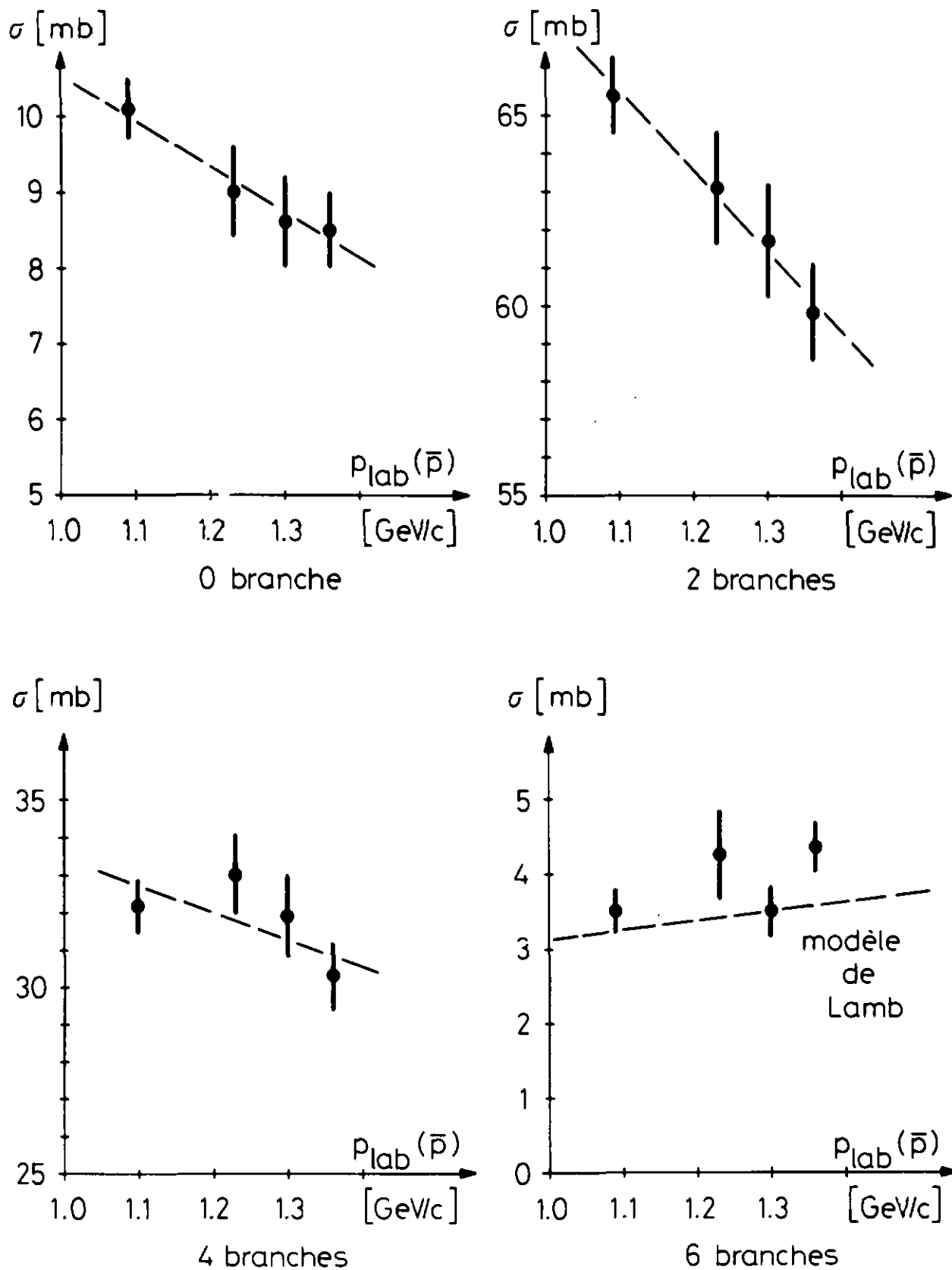
$$1 \text{ év.} = 0.89 \pm 0.15 \mu\text{b}$$

ii) $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$:

$$1 \text{ év.} = 0.98 \pm 0.16 \mu\text{b}$$

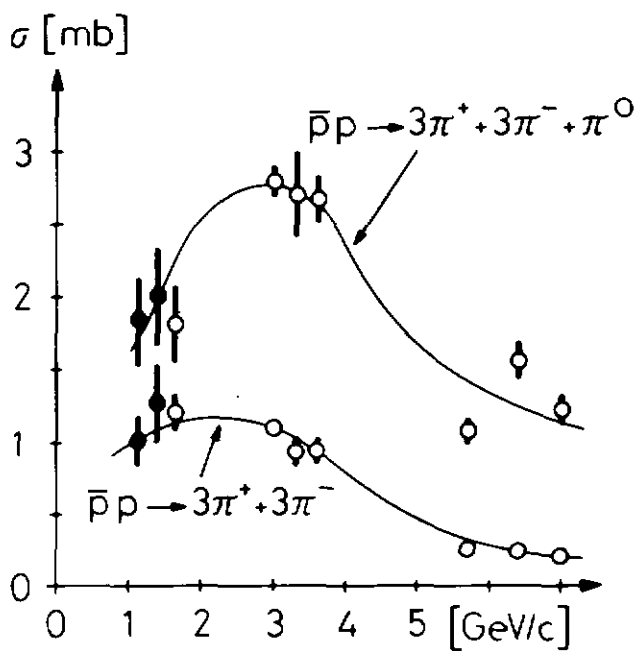
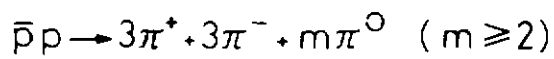
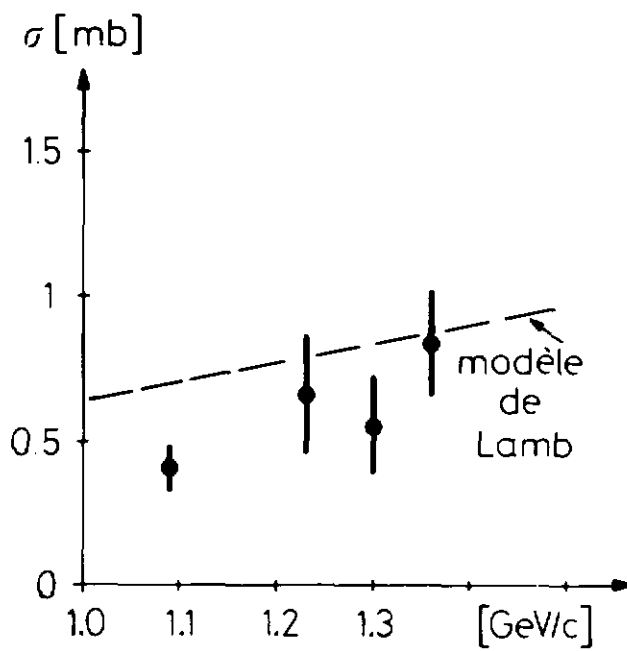
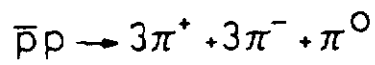
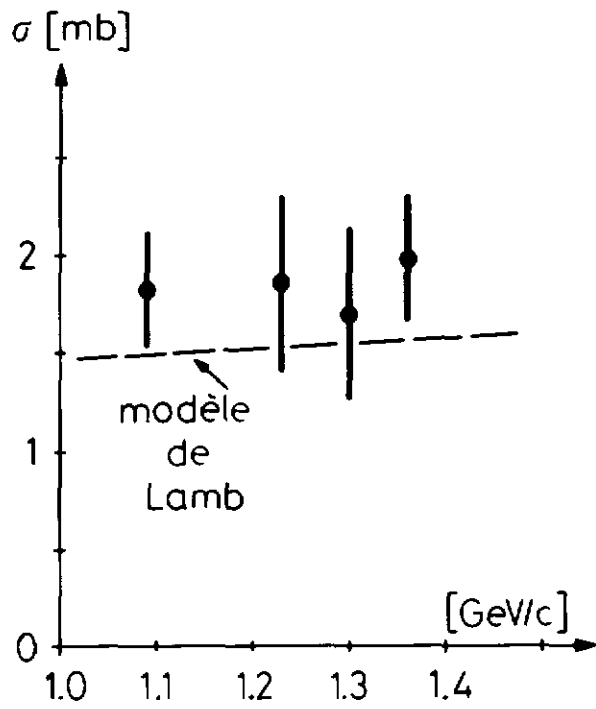
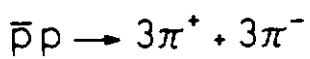
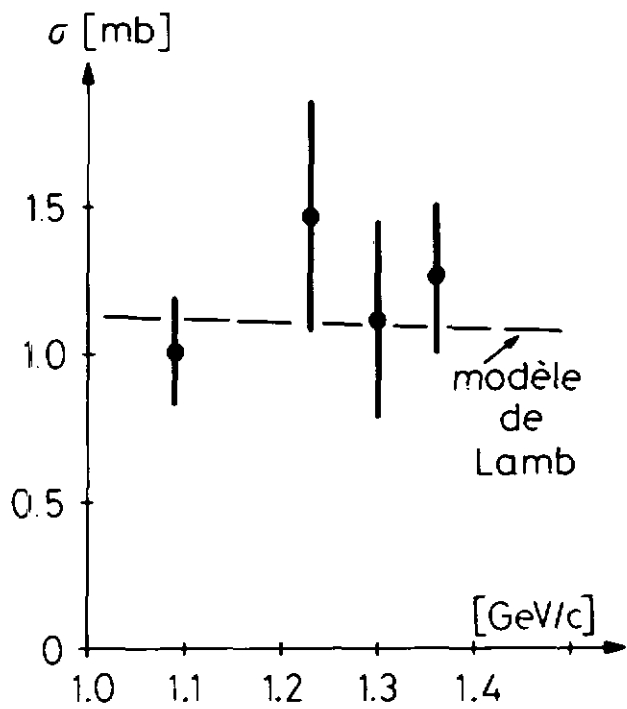
Nous avons reporté, sur les figures III-1 et III-2, les valeurs obtenues, ainsi que des valeurs issues d'autres expériences effectuées à des impulsions supérieures.

De plus, pour la section efficace topologique à 6 branches, ainsi que pour les sections efficaces partielles, nous avons procédé à une comparaison avec les valeurs prédites par le modèle de Lamb (6). Le modèle est en bon accord avec nos résultats.



Sections efficaces topologiques

fig. III-1



Comparaison à d'autres impulsions

Sections efficaces partielles

fig. III-2

Références se rapportant aux sections efficaces:

1.61 GeV/c

NGUYEN-HUU XUONG and G.R.LYNCH

Phys. Rev. 128 (1962) 1849

3.0 GeV/c

J.A.DANYSZ, B.R.FRENCH and V.SIMAK

Nuovo Cimento 51A (1967) 801

3.3 GeV/c

T.FERBEL, A.FIRESTONE, J.SANDWEISS, H.D.TAFT,
M.GAILLOUD, T.W.MORRIS, W.J.WILLIS, A.H.BACHMAN,
P.BAUMEL and R.M.LEA

Phys. Rev. 143 (1966) 1096

3.6 GeV/c

T.FERBEL, A.FIRESTONE, J.SANDWEISS, H.D.TAFT,
M.GAILLOUD, T.W.MORRIS, A.H.BACHMAN, P.BAUMEL
and R.M.LEA

Phys. Rev. 137B (1965) 1250.

H.W.ATHERTON, W.M.R.BLAIR, L.M.CELNIKIER, V.DOMINGUO,
B.R.FRENCH, J.B.KINSON, K.MYKLEBOST, B.NELLEN,
E.QUERCIGH, R.SCAEFER, J.BARTKE, J.A.DANYSZ, J.DEBRAY,
J.LABERRIGUE-FROLOW, G.PICHON, M.RUMPF, C. de la VAISSIERE,
and T.P.YIOU

Nucl. Phys. B18 (1970) 221

5.7 GeV/c

K.BOECKMANN, B.NELLEN, E.PAUL, B.WAGINI, I.BORECKA,
J.DIAZ, U.HEEREN, U.LIEBERMEISTER, E.LOHRMANN,
E.RAUBOLD, P.SOEDING, S.WOLFF, J.KIDD, L.MANDELLI,
L.MOSCA, V.PELOSÌ, S.RATTI and L.TALLONE

Nuovo Cimento 42A (1966) 954

A.FRIDMAN, G.MAURER, A.MICHALON, J.OUDET, B.SCIBY,
R.STRUB, C.VOLTOLINI and P.CUER
Phys. Rev. 167 (1968) 1268

7 GeV/c

T.FERBEL, J.A.JOHNSON, H.L.KRAYBILL, J.SANDWEISS,
and H.D.TAFT
Phys. Rev. 173 (1968) 1307

G.ALEXANDER, I.BAR-NIR, S.DAGAN, G.GIDAL, J.GRUNHAUS,
A.LEVY, Y.OREN and J.SCHLESINGER
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 63

G.ALEXANDER, I.BAR-NIR, S.DAGAN, A.FRIDMAN, G.GIDAL,
J.GRUNHAUS, A.LEVY and Y.OREN
Nuclear Phys. B23 (1970) 557

III.2 Distributions angulaires

Les distributions angulaires des pions dans le système du centre de masse présentent une nette asymétrie : les pions sont émis d'une manière préférentielle dans la direction du nucléon, respectivement de l'antinuéon, de même charge.

Cette asymétrie est d'autant plus marquée que l'impulsion du pion est plus élevée.

Du fait de l'invariance des lois de conservation des interactions fortes, sous les opérations de conjugaison de charge et de parité, les distributions angulaires des π^+ et des π^- doivent être symétriques par rapport à un plan normal à la direction de l'antiproton incident. Ceci est bien vérifié expérimentalement et nous permet de considérer les distributions globales en $\cos \vartheta^*$, où ϑ^* est l'angle entre le π^- et l'antiproton, respectivement entre le π^+ et le proton.

Afin de rendre compte quantitativement de ces structures, calculons les facteurs d'asymétrie A, et de collimation C, définis comme suit :

$$A = \frac{F - B}{F + B} \quad (\text{III.2-1})$$

où : F = nombre de pions avec $\cos \vartheta^* > 0$

B = nombre de pions avec $\cos \vartheta^* < 0$

$$C = \frac{P - E}{P + E} \quad (\text{III.2-2})$$

où : P = nombre de pions avec $|\cos \vartheta^*| > 0.5$

E = nombre de pions avec $|\cos \vartheta^*| < 0.5$

Nous avons également étudié les distributions du $\cos \vartheta^*$ en fonction de l'impulsion du pion. Dans ce but nous avons considéré les 4 classes d'impulsions indiquées ci-dessous.

Facteurs d'asymétrie et de collimation

P^* π^\pm [GeV/c]	$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$		$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$	
	A	C	A	C
0 - 0.15	0.045 ± 0.029	0.004 ± 0.029	0.005 ± 0.018	-0.049 ± 0.018
0.15 - 0.30	0.065 ± 0.014	-0.008 ± 0.014	0.024 ± 0.009	-0.007 ± 0.009
0.30 - 0.45	0.103 ± 0.014	0.094 ± 0.014	0.029 ± 0.012	0.112 ± 0.012
> 0.45	0.089 ± 0.019	0.206 ± 0.019	0.022 ± 0.024	0.230 ± 0.024
Quelconque	0.081 ± 0.008	0.069 ± 0.008	0.023 ± 0.007	0.039 ± 0.007

On observe, sur la figure III-7, la variation de ces facteurs en fonction de l'impulsion et de la multiplicité.

Les pions qui possèdent l'impulsion la plus élevée tendent à être collimatés le long de la ligne définie par les impulsions du nucléon et de l'antinuécléon. De plus, pour les événements à 6 pions, ces pions sont émis de manière préférentielle selon la direction du nucléon, respectivement de l'antinuécléon de même charge.

Les autres pions, de même que le π^0 sont émis de manière quasi-isotrope. Pour ce dernier :

$$A = 0.025 \pm 0.016 \quad C = -0.036 \pm 0.016$$

Corrélations angulaires

Les paires de pions chargés, produits dans les annihilations antiproton - proton, peuvent être classées en deux catégories :

- D'une part les couples de même charge, dans un état d'isospin $I = 2$
- D'autre part les couples de charges opposées, dans des états d'isospin $I = 0, 1$ ou 2 .

Les distributions angulaires, de l'angle formé entre deux pions, présentent une nette dissemblance, selon que l'on considère des paires de la première ou de la seconde catégorie.

Cet effet a été mis en évidence pour la première fois par Goldhaber (7,8) qui montre que la statistique de Bose - Einstein joue un rôle important dans ces processus.

Afin d'analyser quantitativement ce phénomène, Goldhaber a introduit les facteurs γ_l et γ_u définis comme suit :

$$\gamma_{l,u} = \frac{\text{nombre de dipions ayant un angle } > 90^\circ}{\text{nombre de dipions ayant un angle } < 90^\circ} \quad (\text{III.2-3})$$

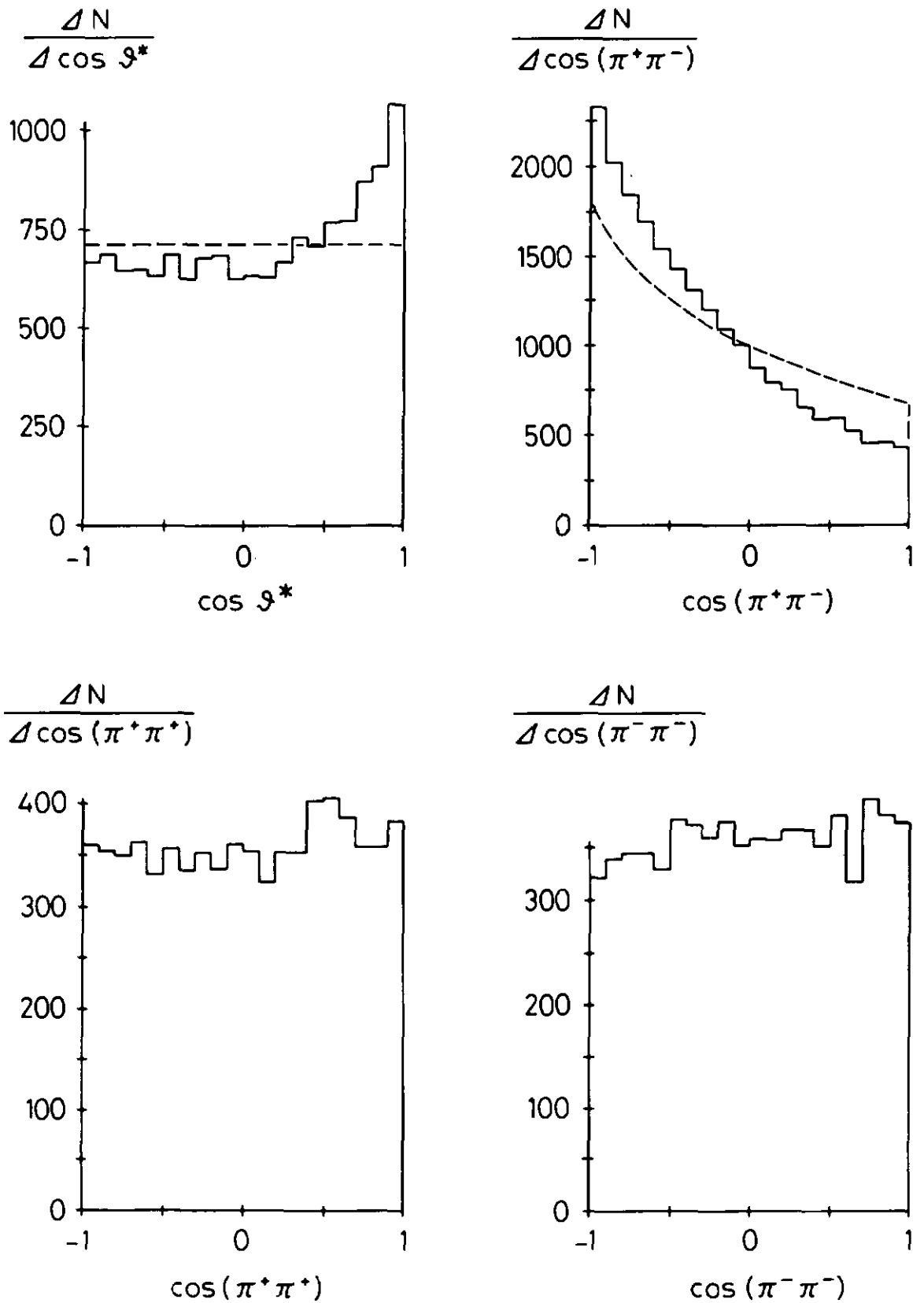
Les indices l et u se rapportent aux paires de même charge, respectivement de charge opposée.

Pour notre part nous avons également considéré les facteurs γ_{tot} et γ_{stat} : γ_{tot} étant la valeur que nous obtenons lorsque nous considérons la totalité des dipions sans tenir compte de leur charge, γ_{stat} étant une valeur théorique calculée sur la base de l'espace de phase invariant.

Facteurs des corrélations angulaires

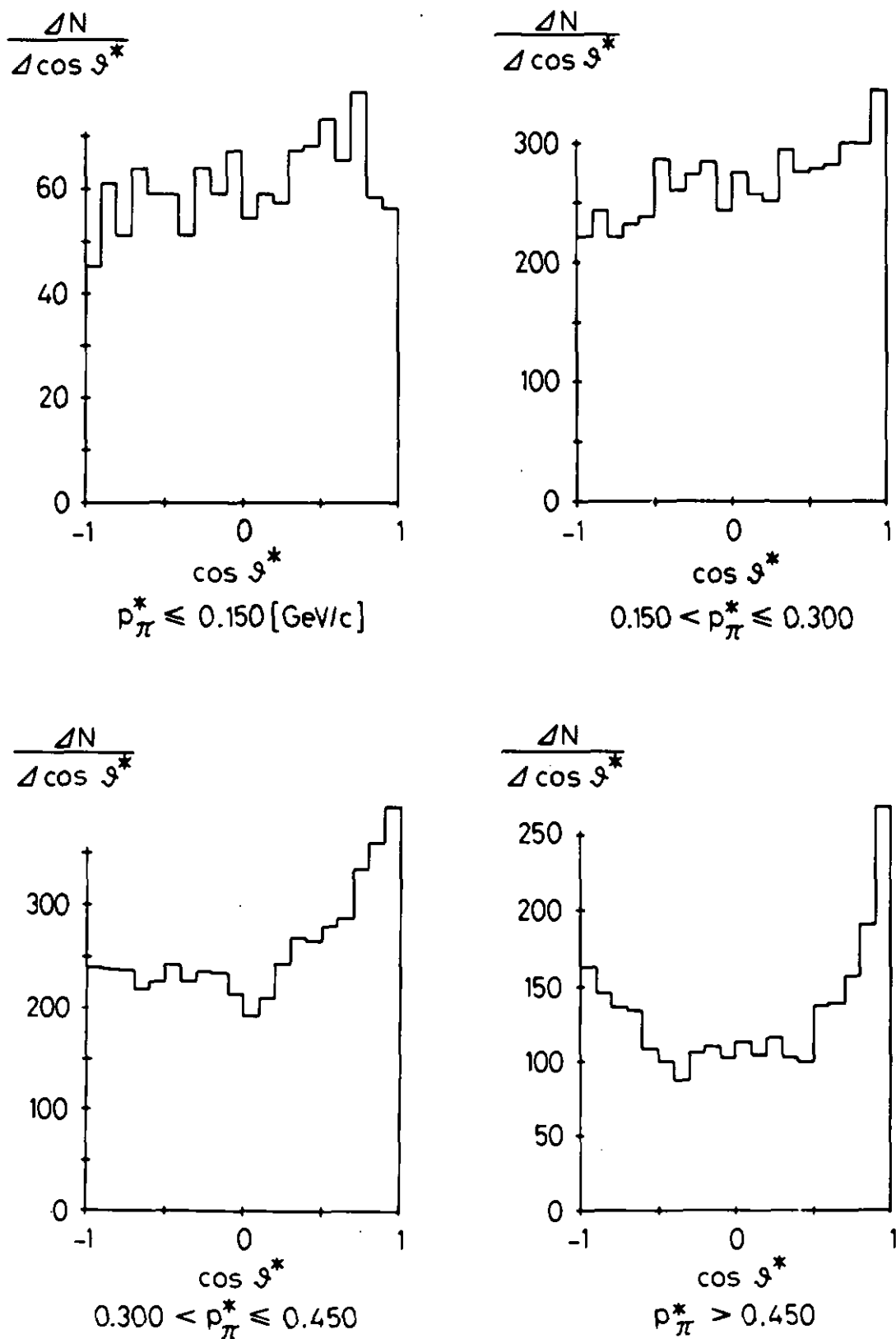
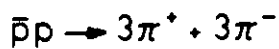
	$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$	$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$
γ_l	1.005 ± 0.017	1.070 ± 0.014
γ_u	2.539 ± 0.038	1.910 ± 0.021
γ_{tot}	1.710 ± 0.019	1.504 ± 0.013
γ_{stat}	1.686	1.478

La valeur théorique calculée est en accord avec γ_{tot} , mais ne rend naturellement pas compte des effets dus aux charges.



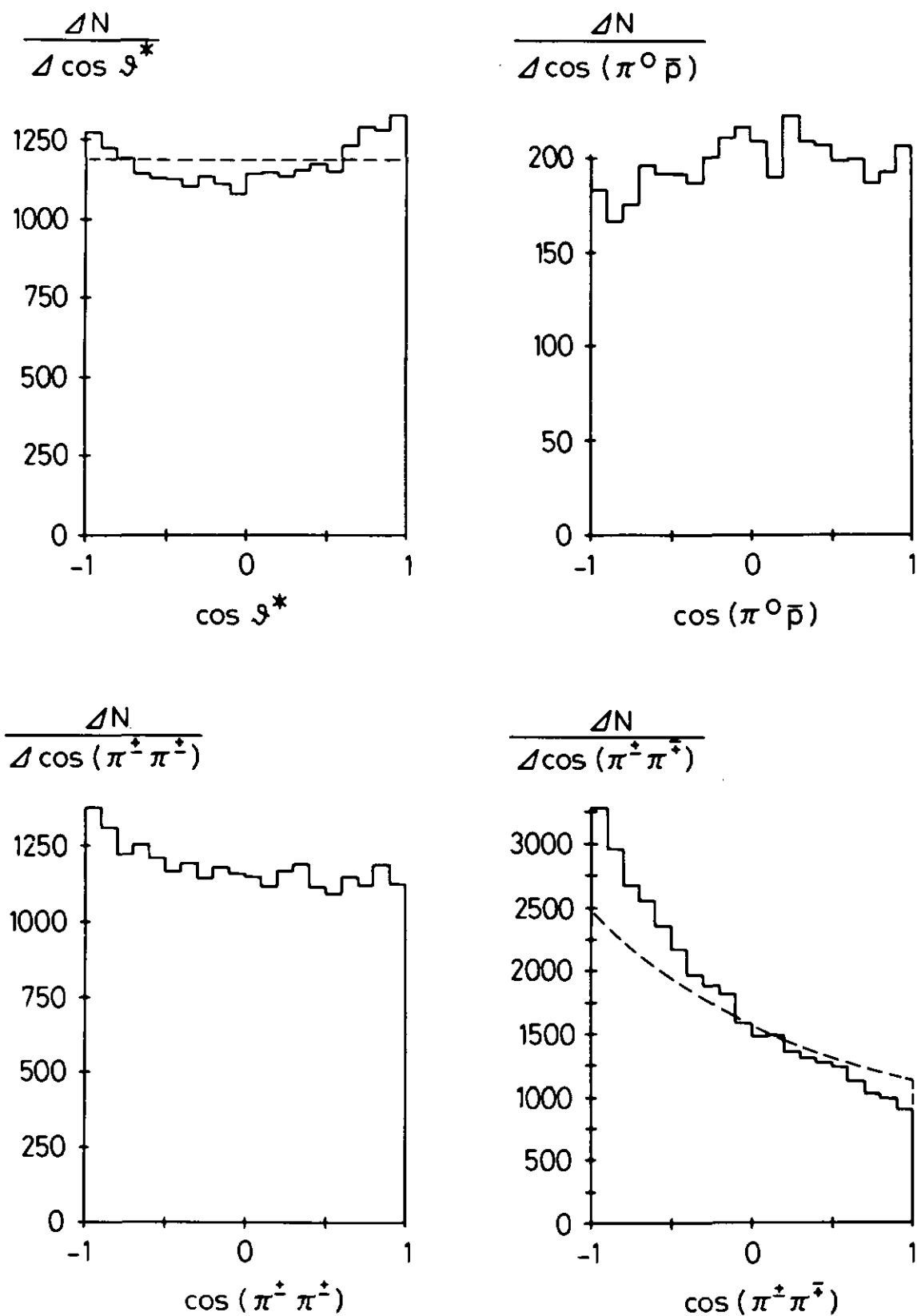
Distributions angulaires pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$

fig. III-3



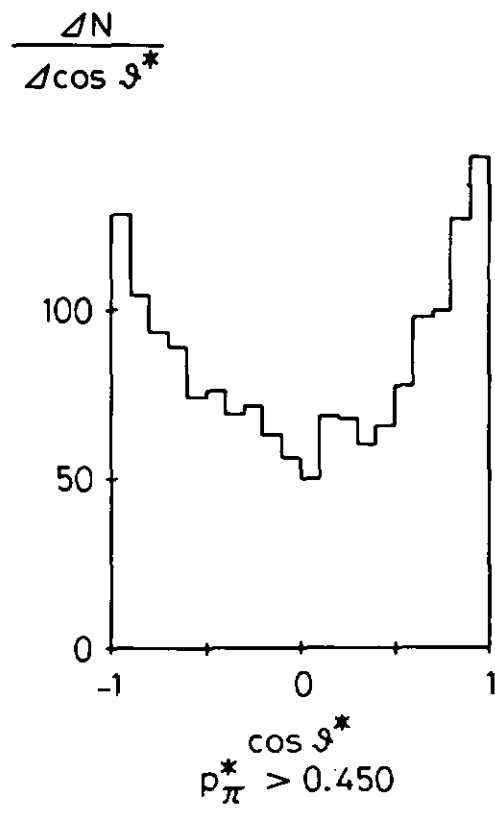
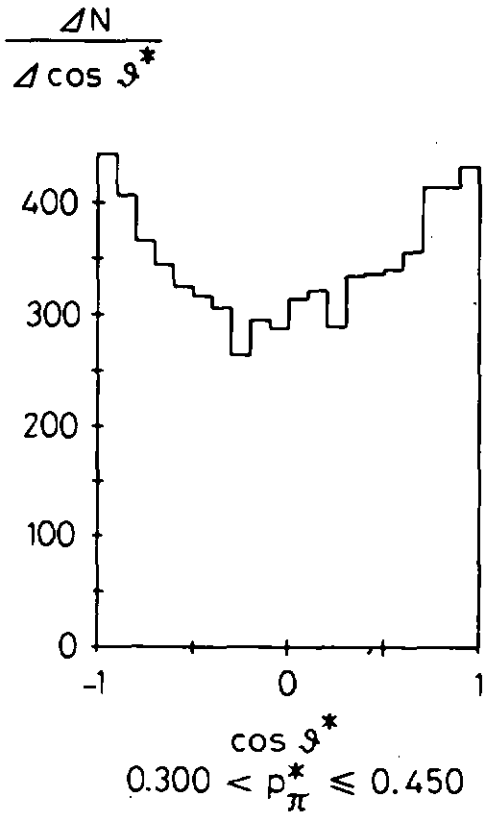
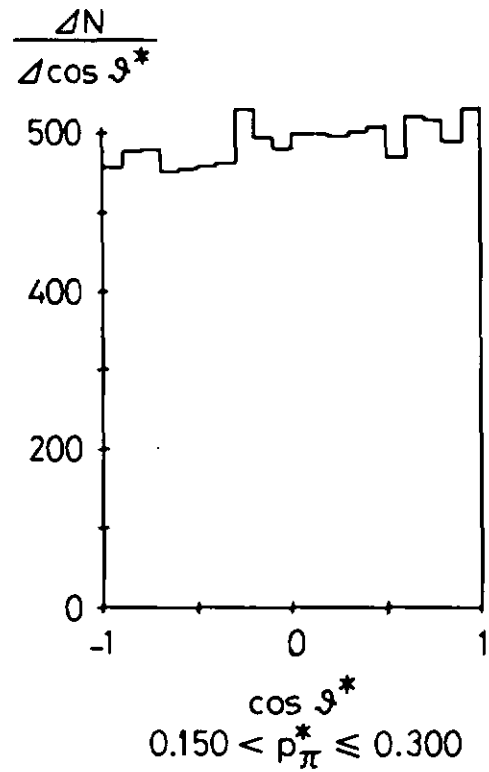
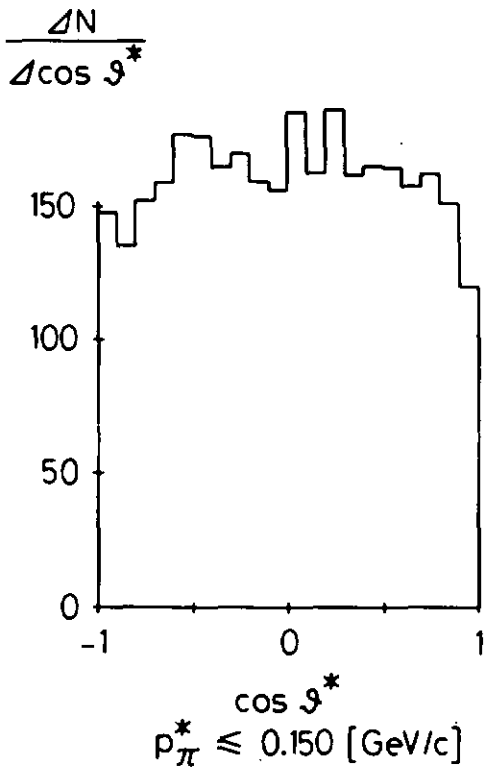
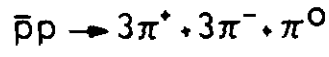
Influence de l'impulsion sur les distributions angulaires

fig. III-4



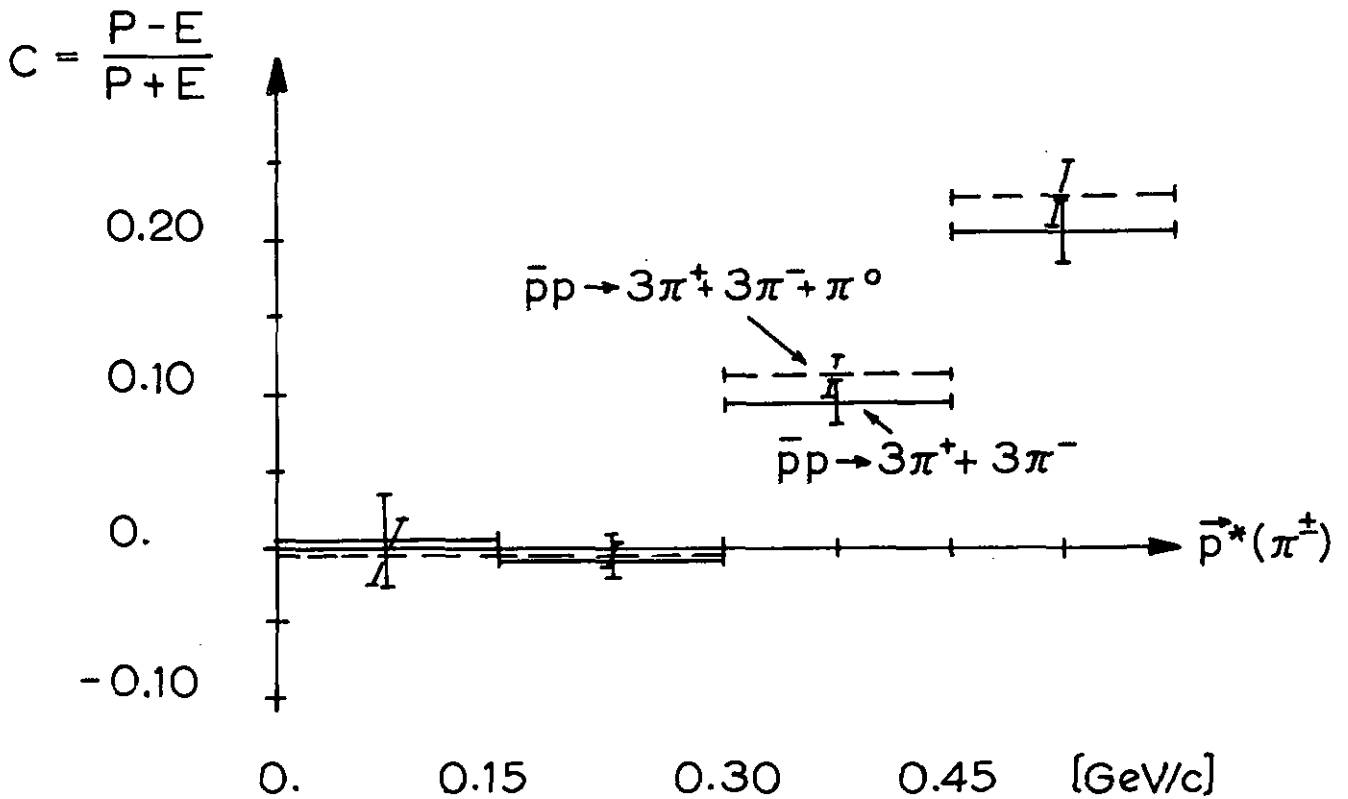
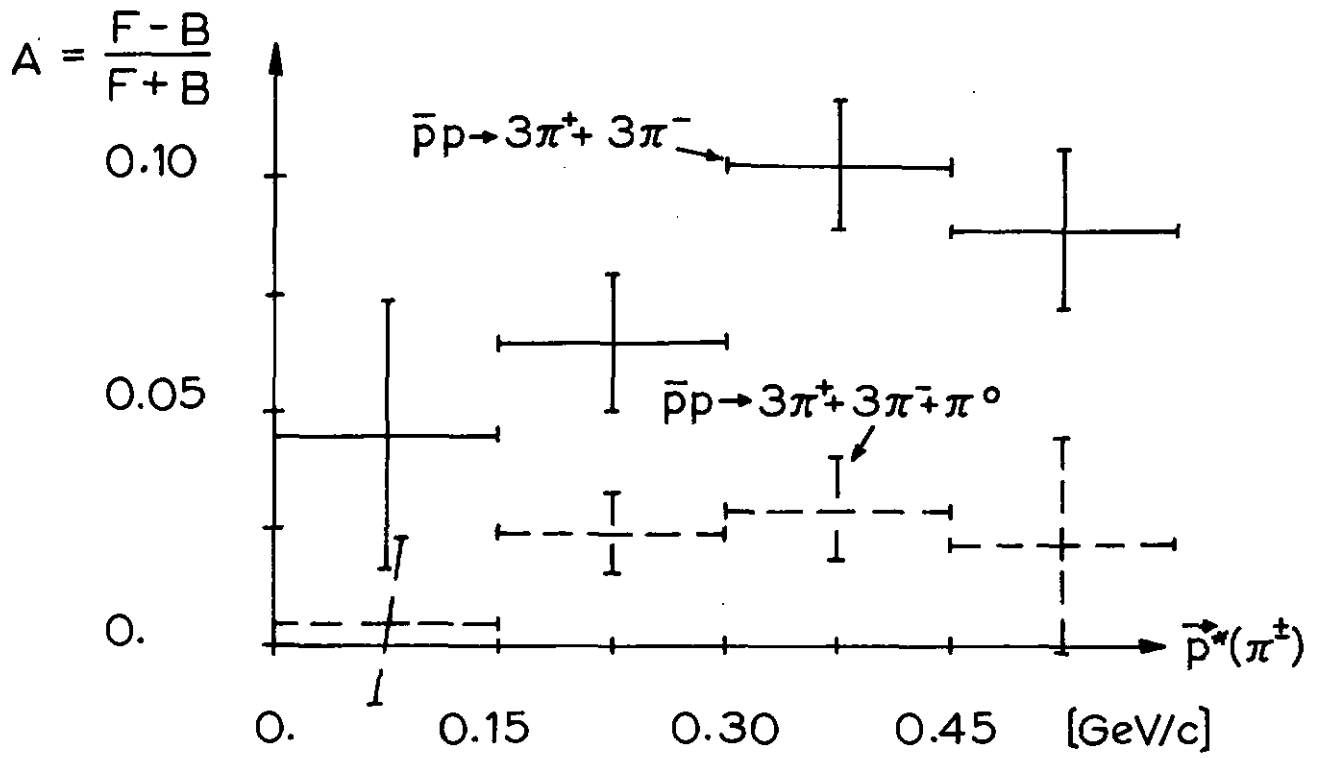
Distributions angulaires pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$

fig. III-5



Influence de l'impulsion sur les distributions angulaires

fig. III-6



Variation des facteurs d'asymétrie
et de collimation

fig. III-7

III.3 Le modèle statistique

La probabilité de transition d'un état initial $|\Psi_i\rangle$ à un état final $|\Psi_f\rangle$ peut s'écrire :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \Psi_f | H | \Psi_i \rangle \right|^2 \cdot \rho(E) \quad (\text{III.3-1})$$

où $\rho(E)$ représente la densité des états. Cette dernière grandeur n'est toutefois pas un invariant sous les transformations de Lorentz, aussi transforme-t-on généralement l'expression III.3-1 de manière à obtenir une densité d'états invariante :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot M \cdot R(E) \quad (\text{III.3-2})$$

avec

$$R(E) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{2E_i} \cdot \rho(E)$$

Les éléments de matrice M sont dans la majorité des cas inconnus. Le modèle statistique introduit par Fermi (27) considère ces éléments de matrice comme constants, donc indépendants des impulsions des particules de l'état final. Sous cette hypothèse les grandeurs caractéristiques de l'état final ne sont régies que par le seul facteur d'espace de phase.

Les annihilations antiproton - proton étant toutefois caractérisées par de nombreuses résonances, nous devons tenir compte de la désintégration de celles-ci dans l'état final. Dès lors il n'est plus possible de considérer M comme une constante. M doit être une fonction dépendant des impulsions des particules de l'état final, donc de la dynamique du phénomène, alors que $R(E)$ est un simple facteur cinématique.

L'existence de résonances est caractérisée par des pics dans les spectres de masse invariante des produits de désintégration. C'est la raison pour laquelle nous calculerons tout d'abord les distributions correspondantes, sur la base du seul espace de phase. Celles-ci nous permettront de distinguer les effets purement cinématiques, de la dynamique du processus étudié.

Dans une seconde phase nous tenterons de construire des éléments de matrice approximatifs, en ajustant un certain nombre de paramètres : les taux de production des résonances produites et la largeur des résonances étroites, de manière à obtenir une bonne représentation des données expérimentales.

III.4 Espace de phase à n particules

L'espace de phase à n particules, invariant sous les transformations de Lorentz, se calcule (9) à partir de l'intégrale :

$$R_n(P) = \int \prod_{i=1}^n \left[d^4 p_i \delta(p_i^2 - m_i^2) \right] \delta^4 \left(\sum_{i=1}^n p_i - P \right) \quad (\text{III.4-1})$$

où : P = quadriimpulsion du système à n corps

p_i = quadriimpulsion de chaque particule

m_i = masses des particules

L'espace de phase décrit exactement les caractéristiques issues :

- d'une part de la statistique : c'est la densité des états

$$d^4 p_i \delta(p_i^2 - m_i^2) = \frac{p_i^2}{2E_i} dp_i d(\cos \vartheta_i) d\varphi_i \quad (\text{III.4-2})$$

- d'autre part de la cinématique : c'est la conservation de l'énergie et de l'impulsion

$$\delta^4 \left(\sum_{i=1}^n p_i - P \right) \quad (\text{III.4-3})$$

Pour plus de 3 particules un calcul direct de l'intégrale de $R_n(P)$ devient impossible. Le problème peut toutefois être résolu en utilisant l'invariance de $R_n(P)$ sous les transformations de

Lorentz : celle-ci nous permet d'écrire $R_n(P)$ dans n'importe quel référentiel. En particulier il est possible d'exprimer l'espace de phase à n particules en termes de l'espace de phase à n-1 particules. On peut réécrire la relation III.4-1 sous la forme suivante :

$$R_n(P) = \left\{ \int \prod_{i=1}^{n-1} [d^4 p_i \delta(p_i^2 - m_i^2)] \delta^4 \left(\sum_{i=1}^{n-1} p_i - (P - p_n) \right) \right\} \delta(p_n^2 - m_n^2) d^4 p_n$$

(III.4-4)

L'intégrale comprise dans l'accolade représente précisément $R_{n-1}(P - p_n)$, d'où l'importante formule de récurrence :

$$R_n(P) = \int R_{n-1}(P - p_n) \frac{d^3 p_n}{2E_n}$$

(III.4-5)

III.5 Simulation d'événements par la méthode de Monte-Carlo

Afin d'être à même de calculer des distributions théoriques basées sur le seul espace de phase nous simulons, à l'aide de la méthode de Monte Carlo des événements aléatoires distribués de manière homogène dans cet espace. Dans ce but nous utilisons le programme FOWL (10), celui-ci génère au hasard des impulsions qui, pour un événement donné, doivent toutefois satisfaire à la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Il calcule alors, pour chaque événement, un poids interne. Ce poids est obtenu en décomposant l'état final à n particules en un système de deux corps, l'un étant composé d'une seule particule, l'autre des n-1 particules restantes. Pour ce système simple à 2 corps il est possible de calculer analytiquement un poids dépendant de l'espace de phase. On répète alors l'opération en se plaçant dans le centre de masse des n-1 particules restantes et en décomposant ce système à nouveau en 1 particule et n-2 particules. On procède ainsi jusqu'à décomposition totale de l'état final.

Le poids interne de l'évènement est alors obtenu en faisant le produit des poids de chacune des décompositions.

Nous disposons donc, pour chaque évènement généré, du poids interne, et pour chaque particule de l'état final, des composantes du quadrivecteur énergie-impulsion. A partir de ces données nous pouvons obtenir l'espace de phase statistique en reportant les poids internes en fonction des masses effectives des combinaisons de particules.

De plus, lorsque nous connaissons les taux de production des résonances produites, nous pourrions en tenir compte, en pondérant les évènements statistiques à l'aide de fonctions de Breit-Wigner. Toutes ces informations seront consignées sur des bandes magnétiques qui auront même structure que les DST issues de SLICE, nous pourrions ainsi effectuer les mêmes opérations sur les évènements mesurés et sur les évènements simulés.

Afin d'observer la variation de la distribution d'espace de phase en fonction de l'énergie, nous avons reporté sur la figure III-8 les spectres de masse invariante $M(2\pi)$ et $M(4\pi)$, calculés pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^-$ à 1.09 et 1.36 GeV/c, limites inférieure et supérieure des impulsions dont nous disposions.

On remarque que l'espace de phase se modifie sensiblement entre ces deux valeurs de l'impulsion, tout particulièrement pour les spectres qui font intervenir un nombre élevé de particules.

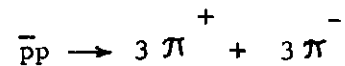
Pour cette raison nous n'avons pas regroupé la totalité de nos évènements, mais nous avons traité séparément chaque impulsion, n'étudiant systématiquement que les évènements à 1.06 et 1.36 GeV/c, impulsions pour lesquelles nous disposions d'une statistique suffisante.

III.6 Spectres de masses

Dans les pages suivantes nous reportons les principaux spectres de masses effectives, obtenus pour les deux hypothèses considérées, à partir des évènements à 1.09 GeV/c.

Histogrammes	Figure No.	Nombre de combinaisons par évènement	Résonances à envisager	Remarques
P_{π}^*	III-9	-	--	Distribution de l'impulsion des pions dans le système du centre de masse
$P_{\pi_t}^*$	III-10	-	--	Impulsion transverse des pions dans le système du centre de masse
$M(\pi^+ \pi^+)$	III-11	6	--	--
$M(\pi^+ \pi^-)$	III-12	9	ρ^0 (765) ϵ^0 (700 - 1000)	Distribution expérimentale décalée vers les masses élevées. Epaulement à 0.75 GeV
$M(3\pi^+)$	--	2	--	--
$M(2\pi^+ \pi^-)$	III-13	18	A_1 (1070) A_2 (1310)	Excès de combinaisons au-dessus de l'espace de phase entre 0.95 et 1.10 GeV
$M(3\pi^- \pi^+)$	--	6	--	--
$M(2\pi^+ 2\pi^-)$	III-14	9	f^0 (1260) D^0 (1285)	Excès de combinaisons entre 1.2 et 1.4 GeV. Bosse vers 1.31 GeV.
$M(3\pi^- 2\pi^+)$	--	6	--	--

Tableau III.6-A



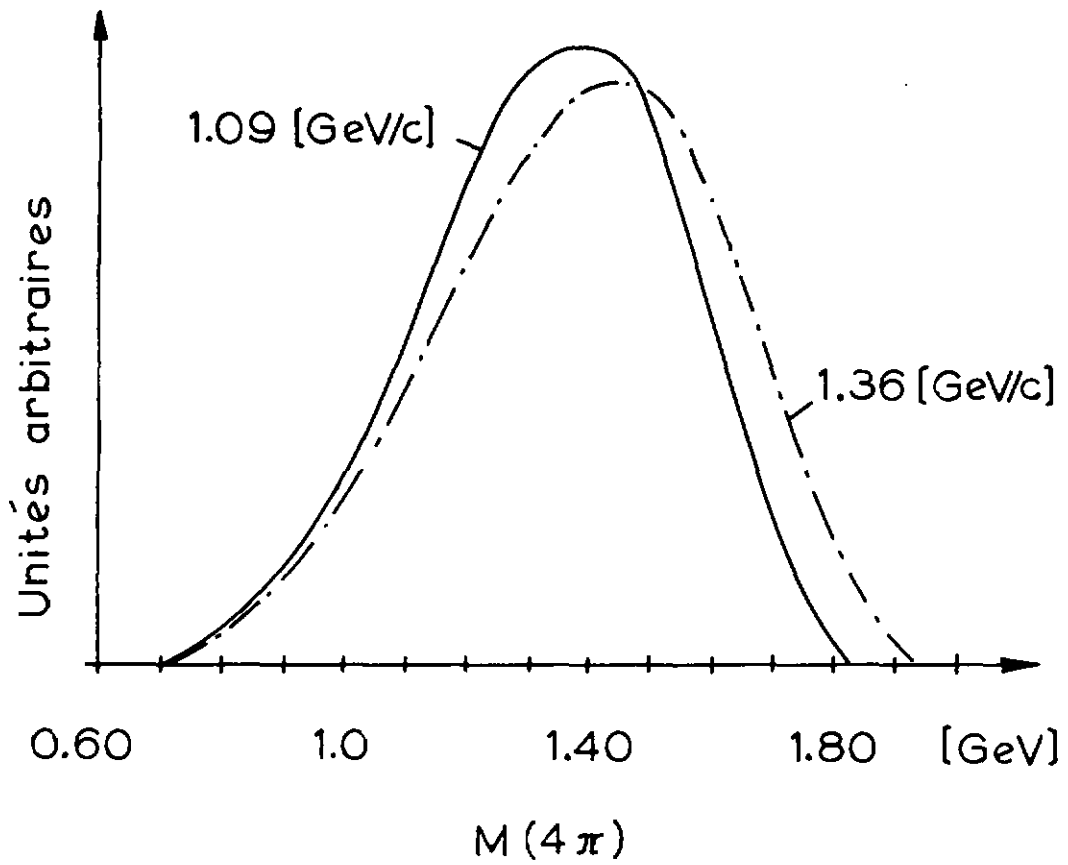
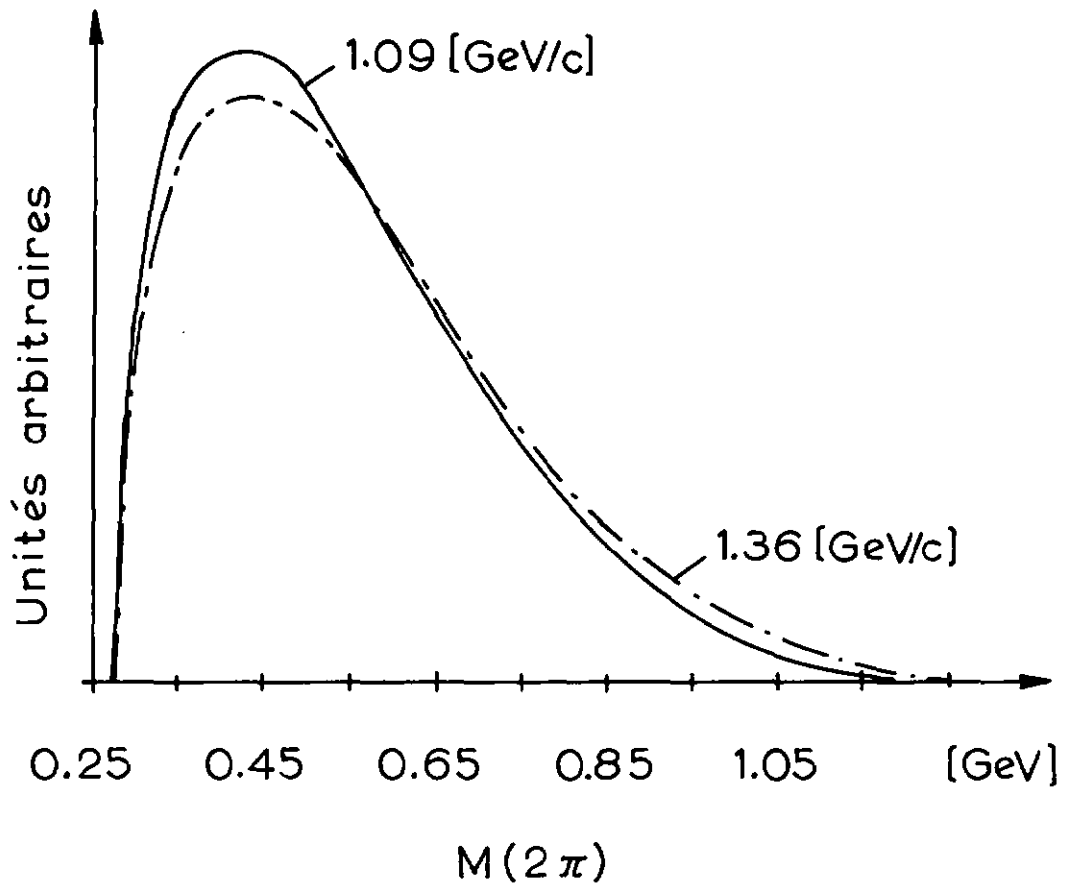
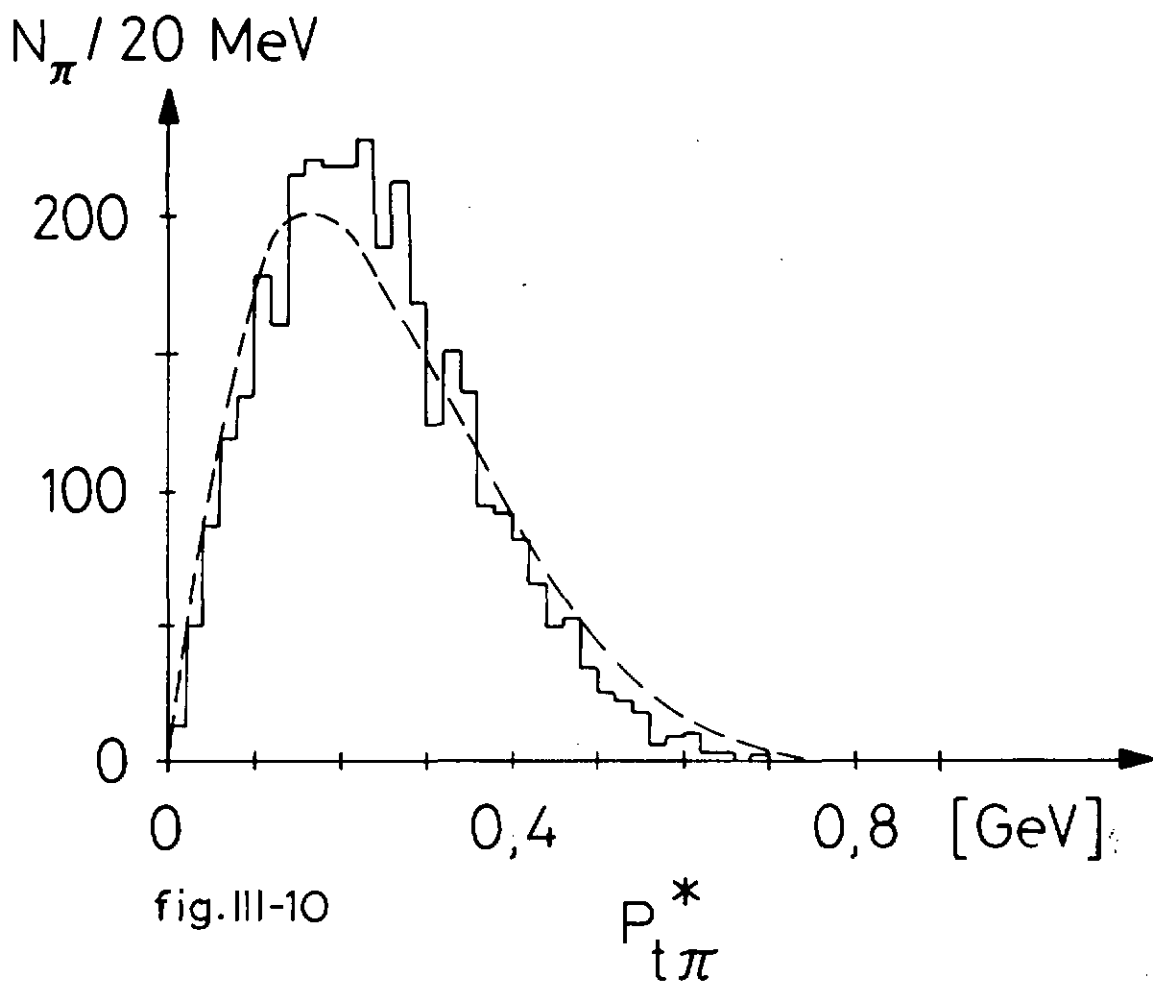
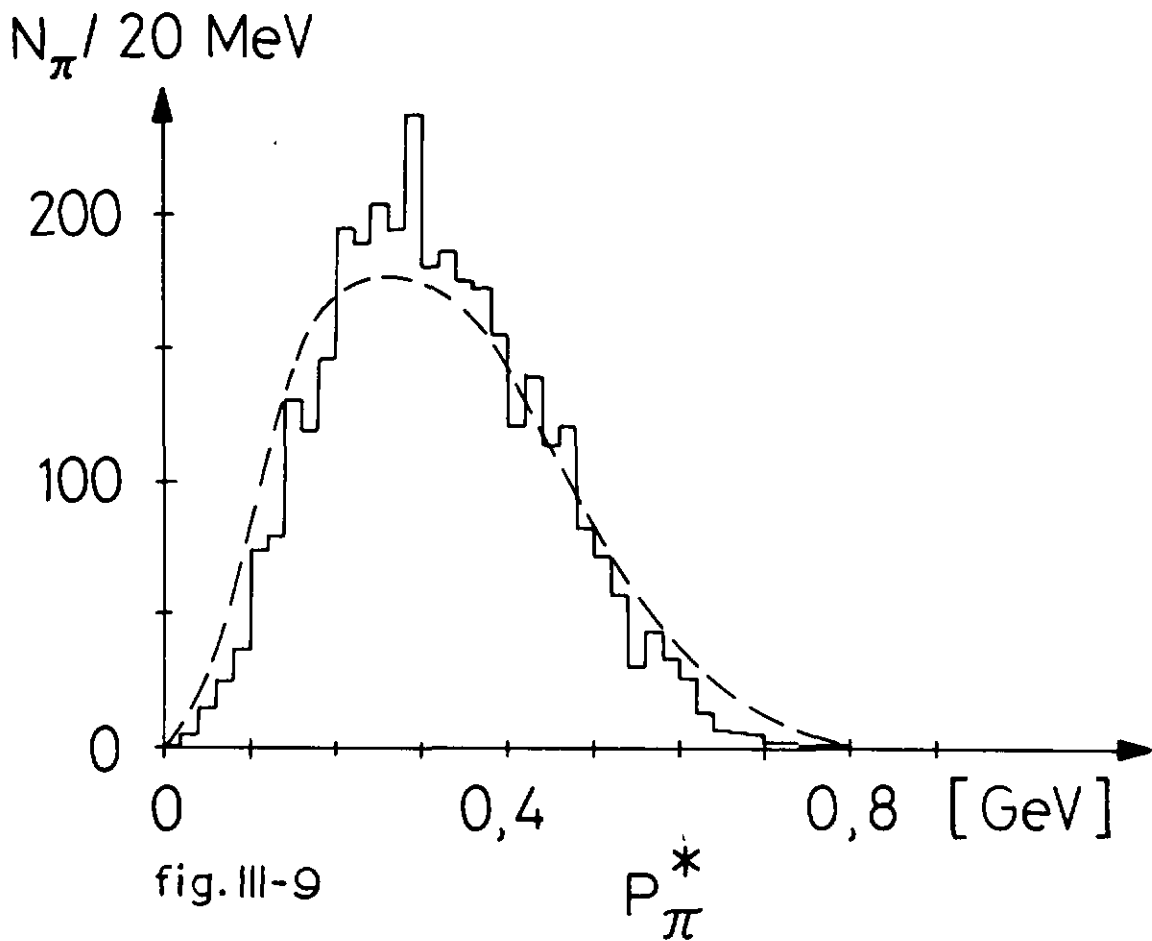
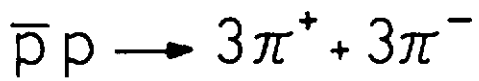
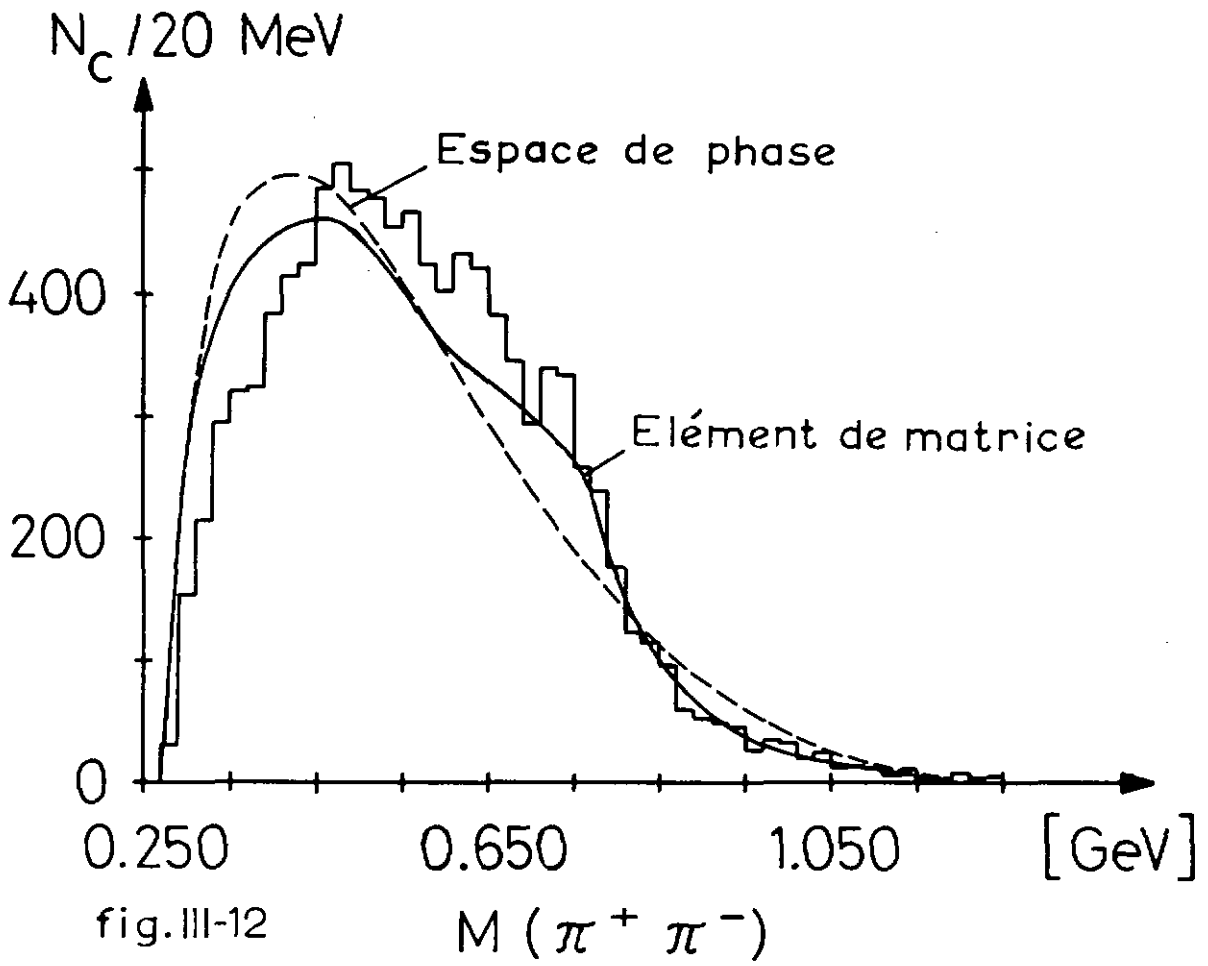
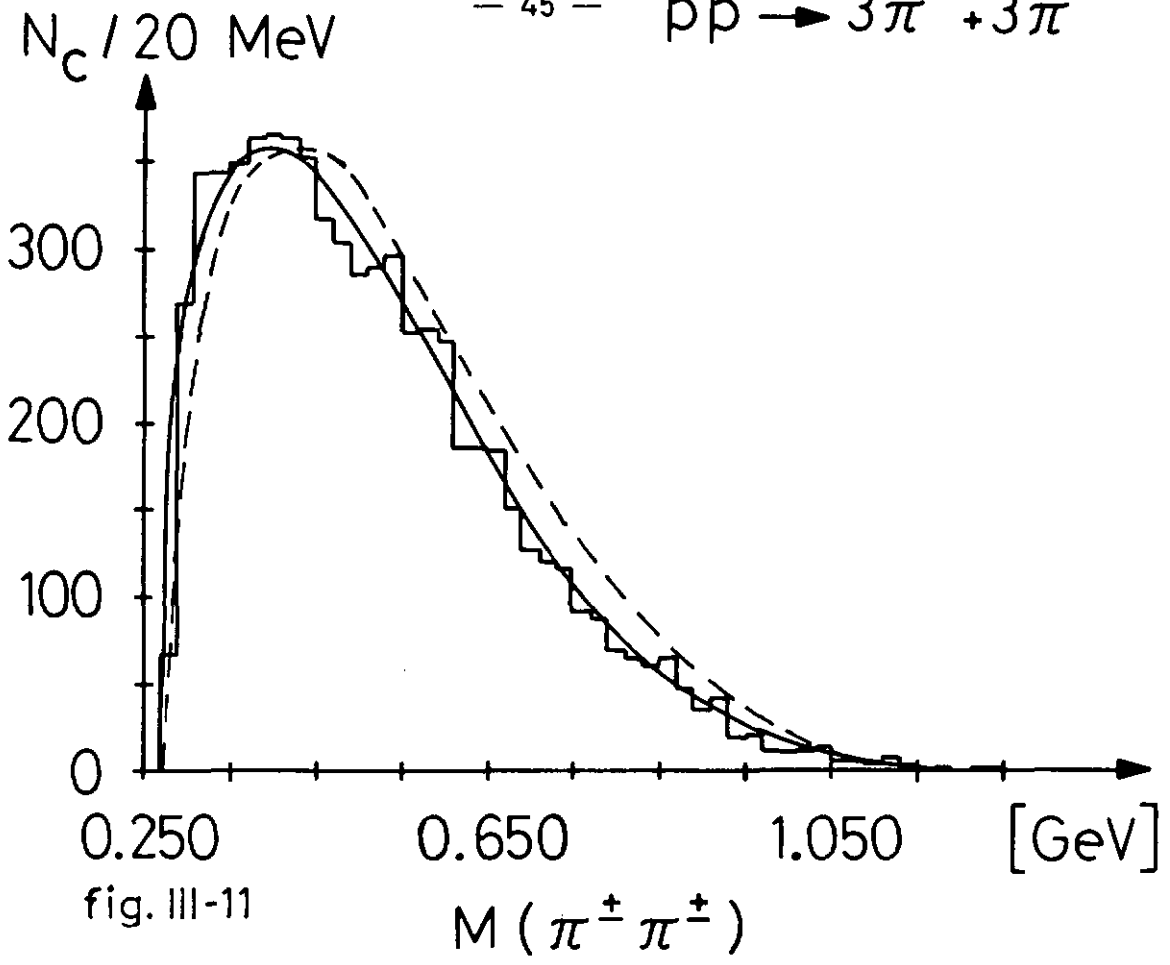
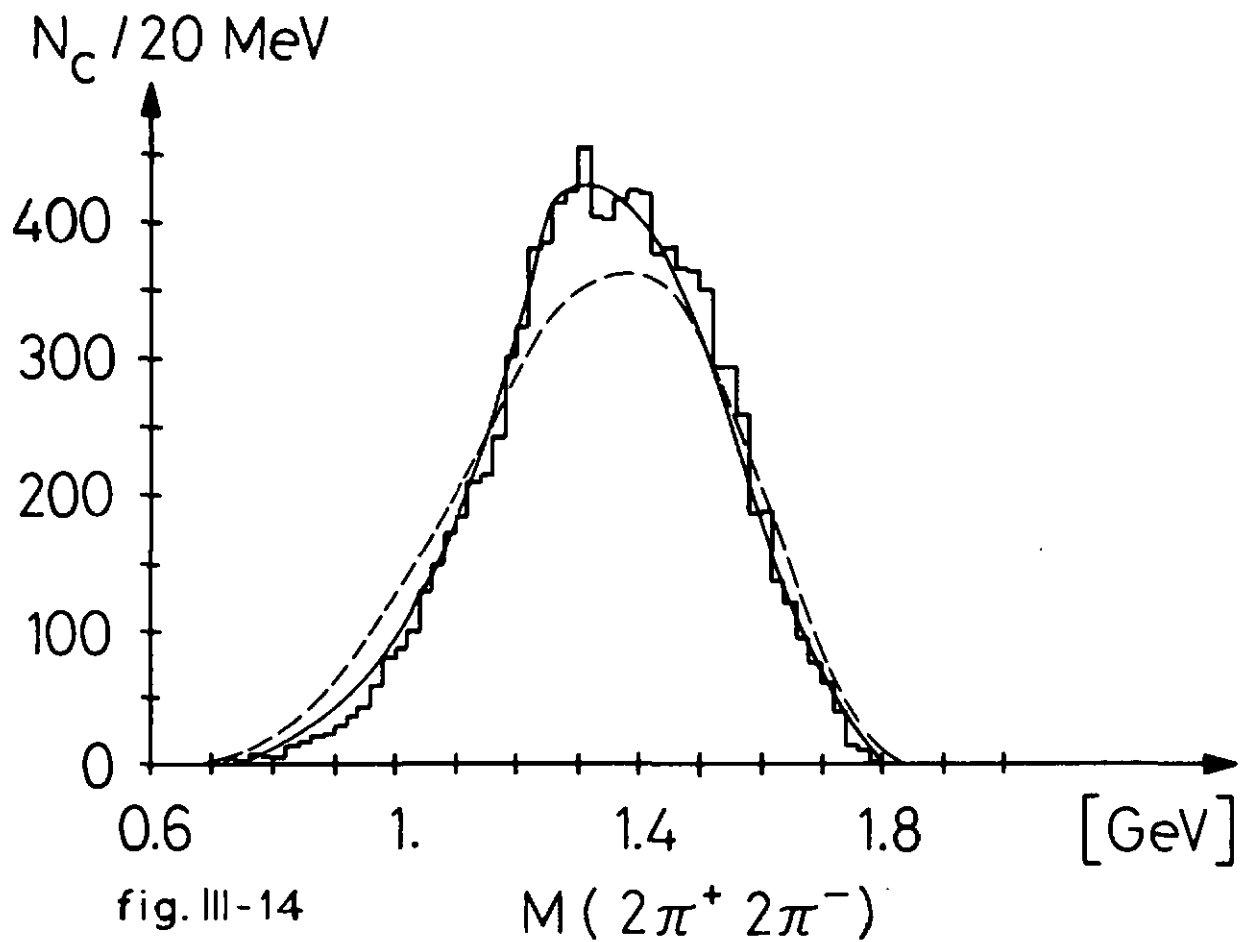
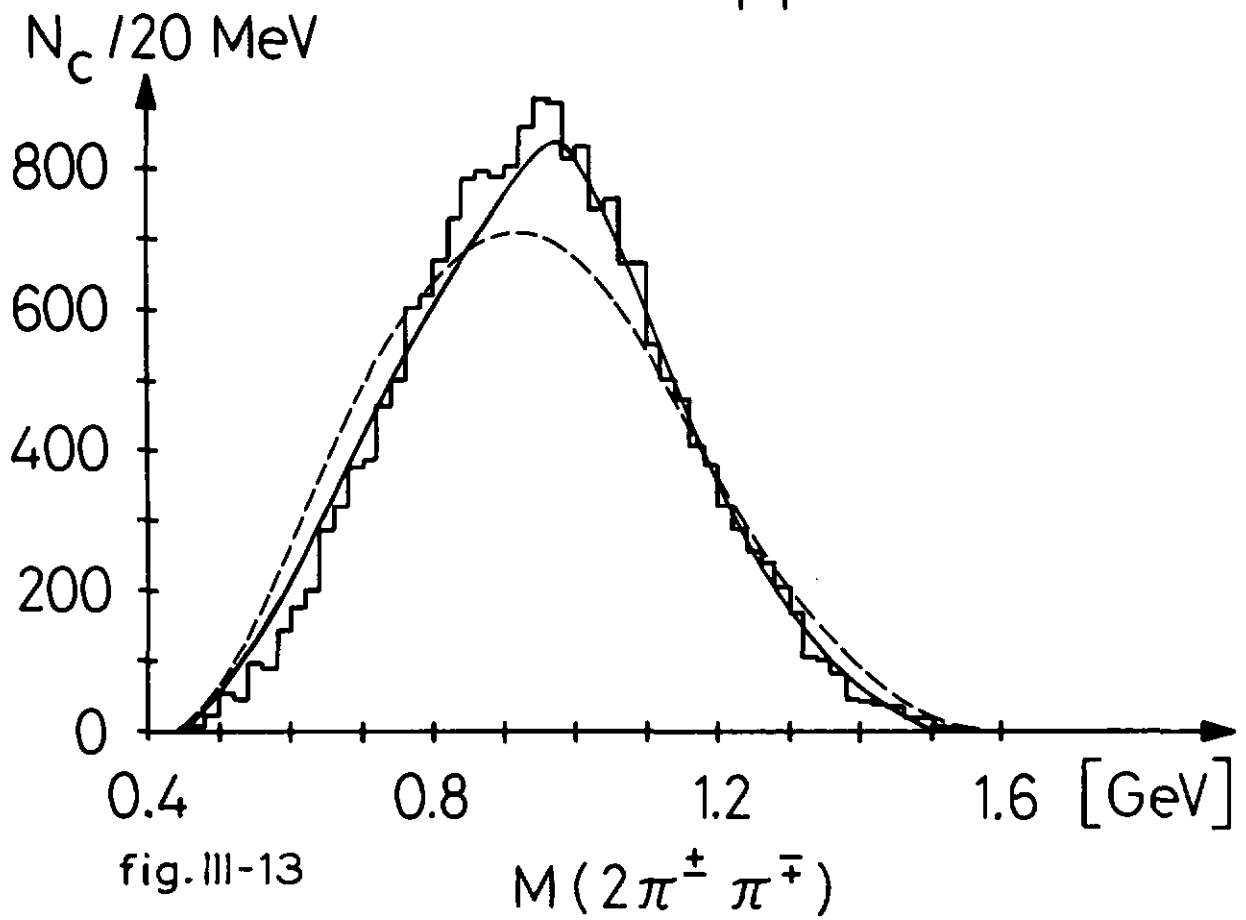
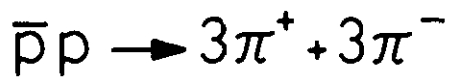


fig. III-8 Comparaison des espaces de phase

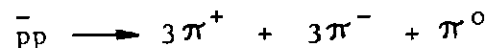






Combinaisons de particules	Figure No.	Nombre de combinaisons par événement	Résonances à envisager	Remarques
$M(\pi^\pm \pi^\pm)$	III-17	6	--	Peu d'écart par rapport à l'espace de phase
$M(\pi^\pm \pi^\mp)$	III-18	9	$\rho^0(765), \epsilon^0(700-1000)$	Spectre déformé vers les masses supérieures
$M(\pi^\pm \pi^0)$	III-16	6	$\rho^\pm(765)$	--
$M(3\pi^\pm)$	--	2	--	--
$M(2\pi^\pm \pi^\mp)$	III-20	18	$A_1(1070)$	Pas de A_1 visible, excès de combinaisons entre 0.7 et 0.9 GeV
$M(2\pi^\pm \pi^0)$	--	6	--	--
$M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	III-19	9	$\eta^0(549), \omega^0(784)$	Production importante d'omega, épaulement dans la région du méson éta.
$M(3\pi^\pm \pi^\mp)$	--	6	--	--
$M(2\pi^+ 2\pi^-)$	III-21	9	$f^0(1260), D^0(1285)$	Excès de combinaisons entre 1.1 et 1.3 GeV
$M(3\pi^\pm \pi^0)$	--	2	--	--
$M(2\pi^\pm \pi^\mp \pi^0)$	III-22	18	--	Excès de combinaisons entre 1.1 et 1.25 GeV
$M(3\pi^\pm 2\pi^\mp)$	III-23	6	--	Bosse entre 1.4 et 1.6 GeV
$M(3\pi^\pm \pi^\mp \pi^0)$	--	6	--	--
$M(2\pi^+ 2\pi^- \pi^0)$	III-24	9	--	Excès de combinaisons entre 1.3 et 1.6 GeV
$M(3\pi^+ 3\pi^-)$	--	1	--	--
$M(3\pi^\pm 2\pi^\mp \pi^0)$	--	6	--	--

Tableau III.6-B



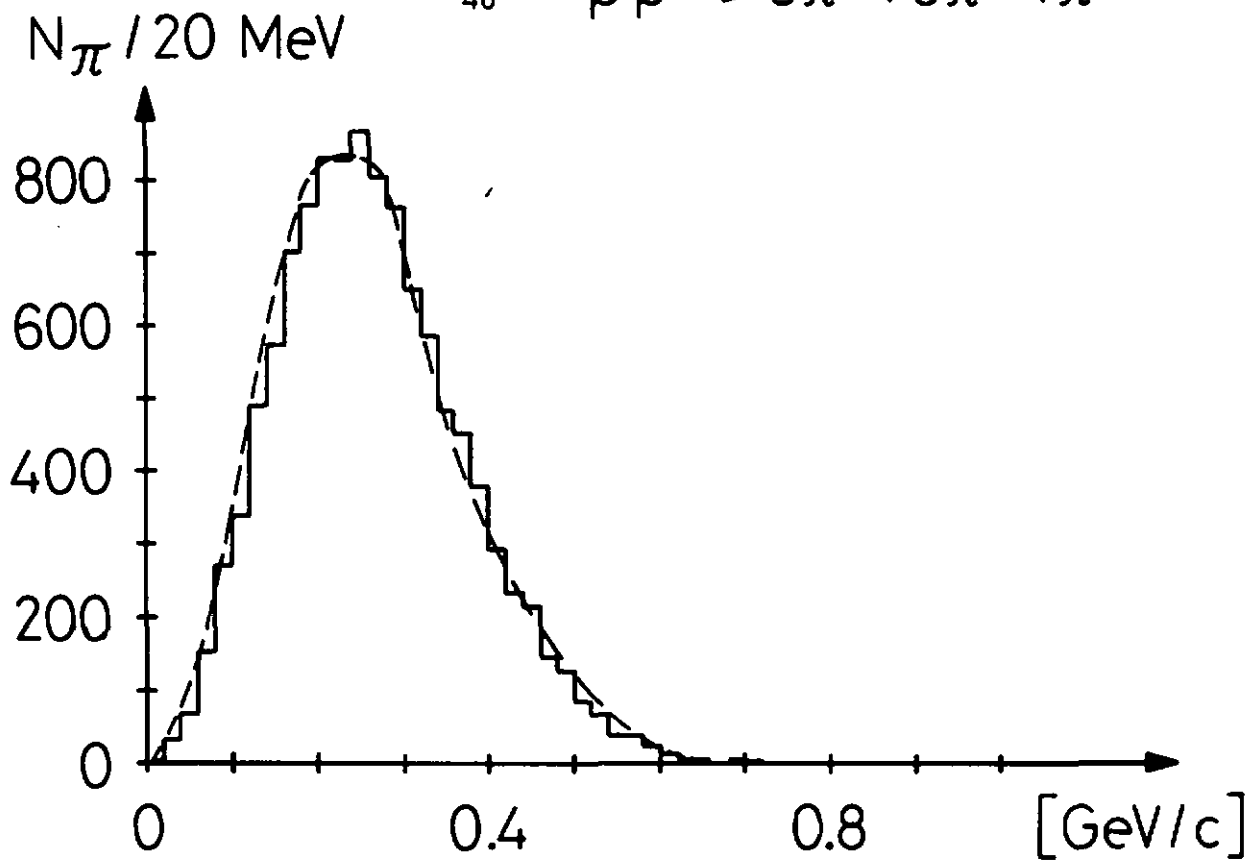


fig. III-15

Impulsion des pions dans le CM

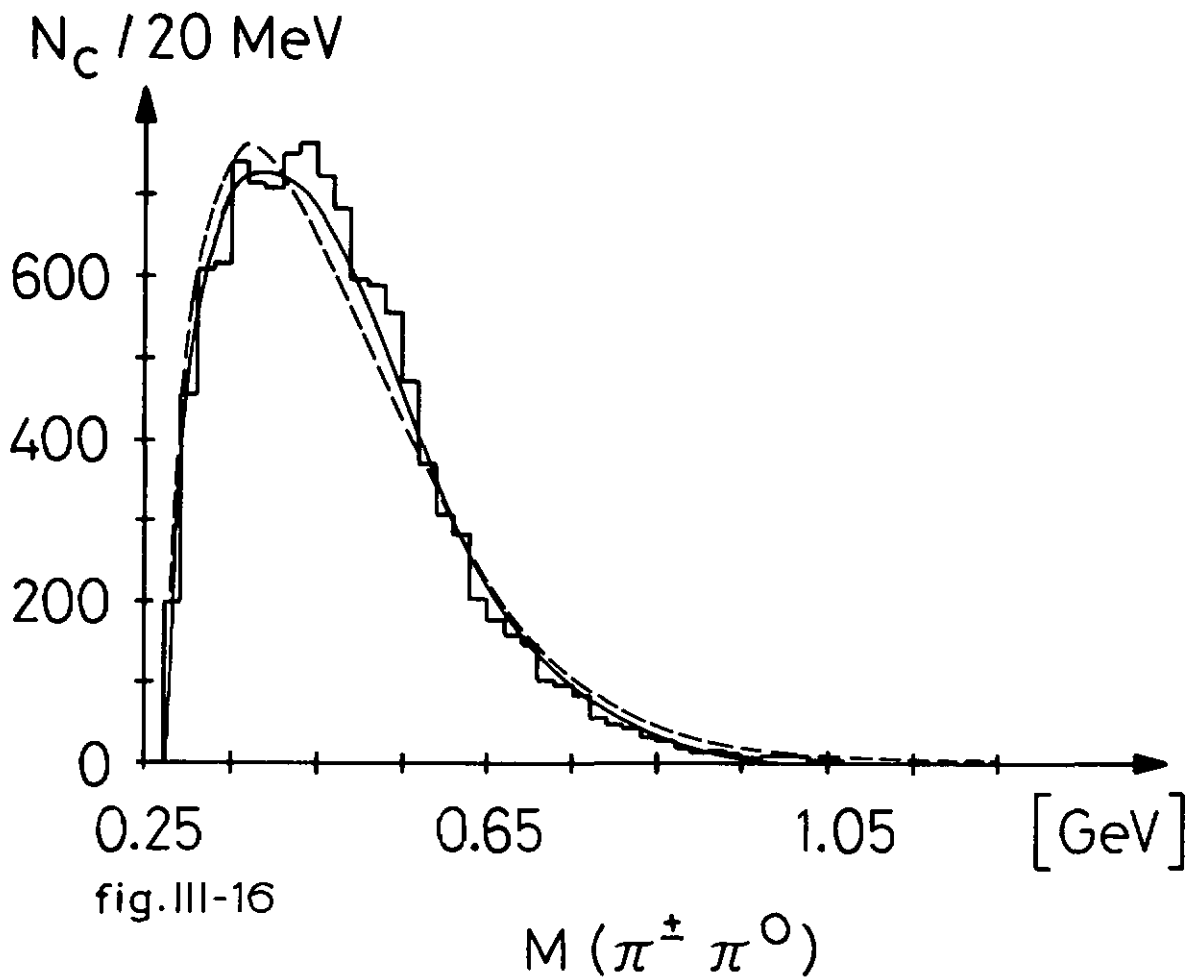
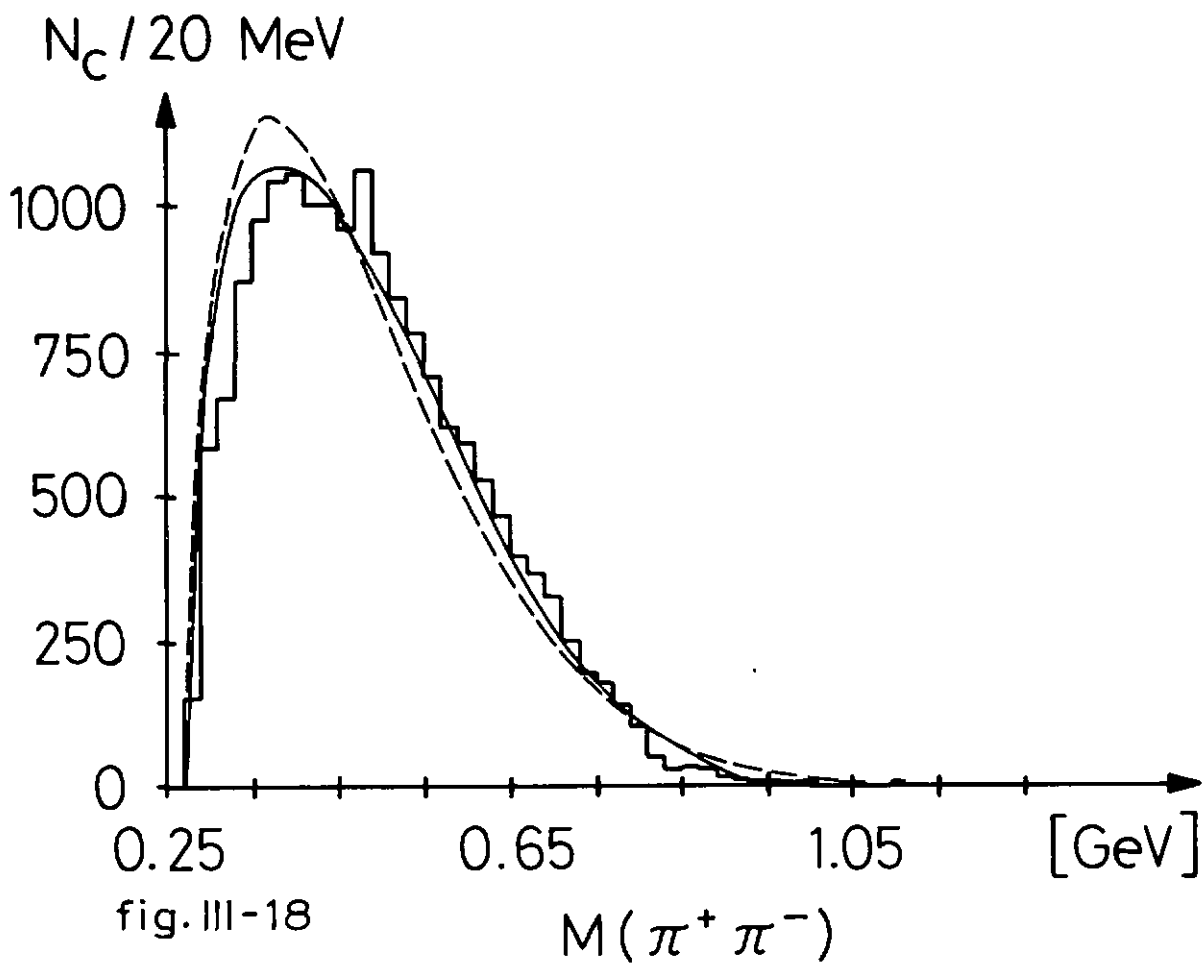
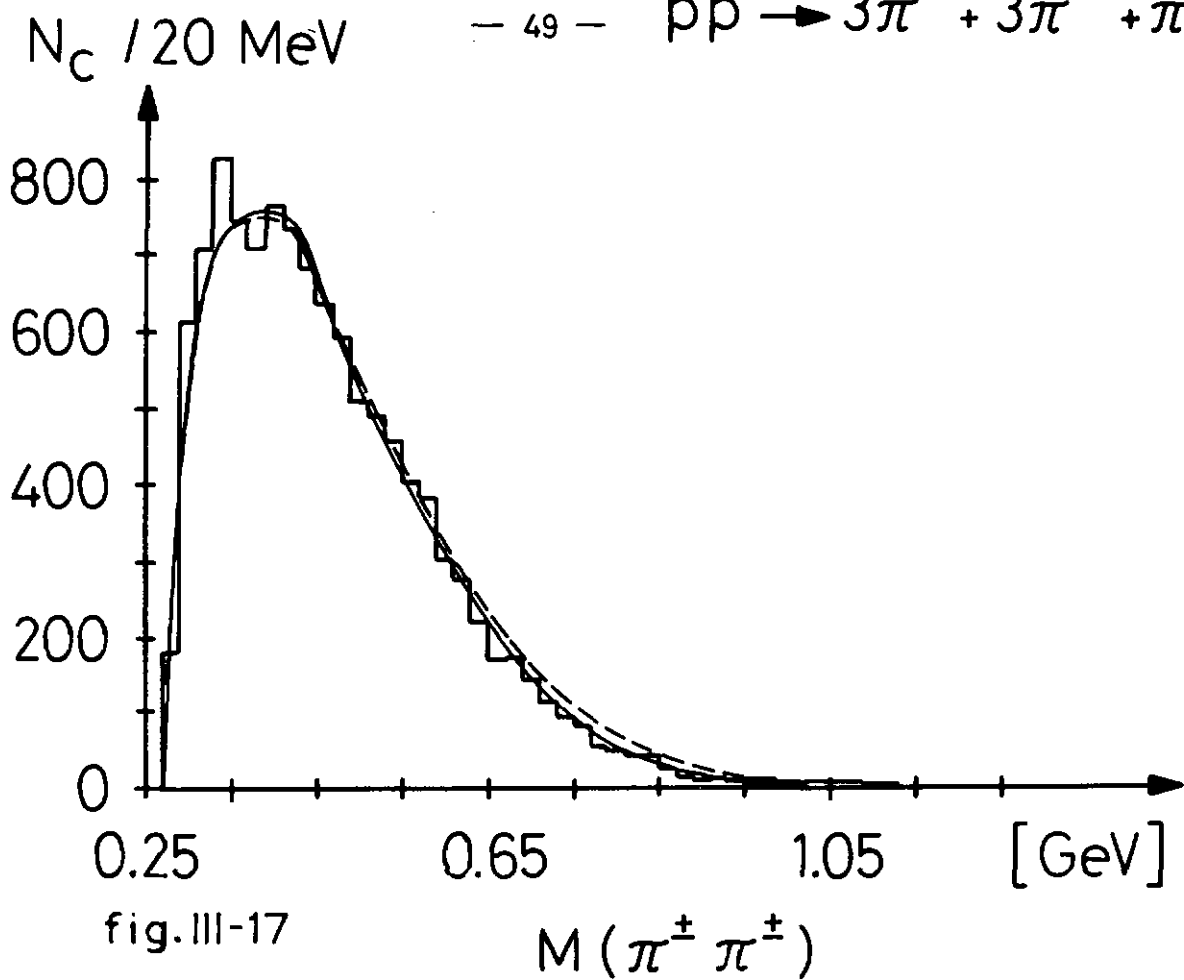
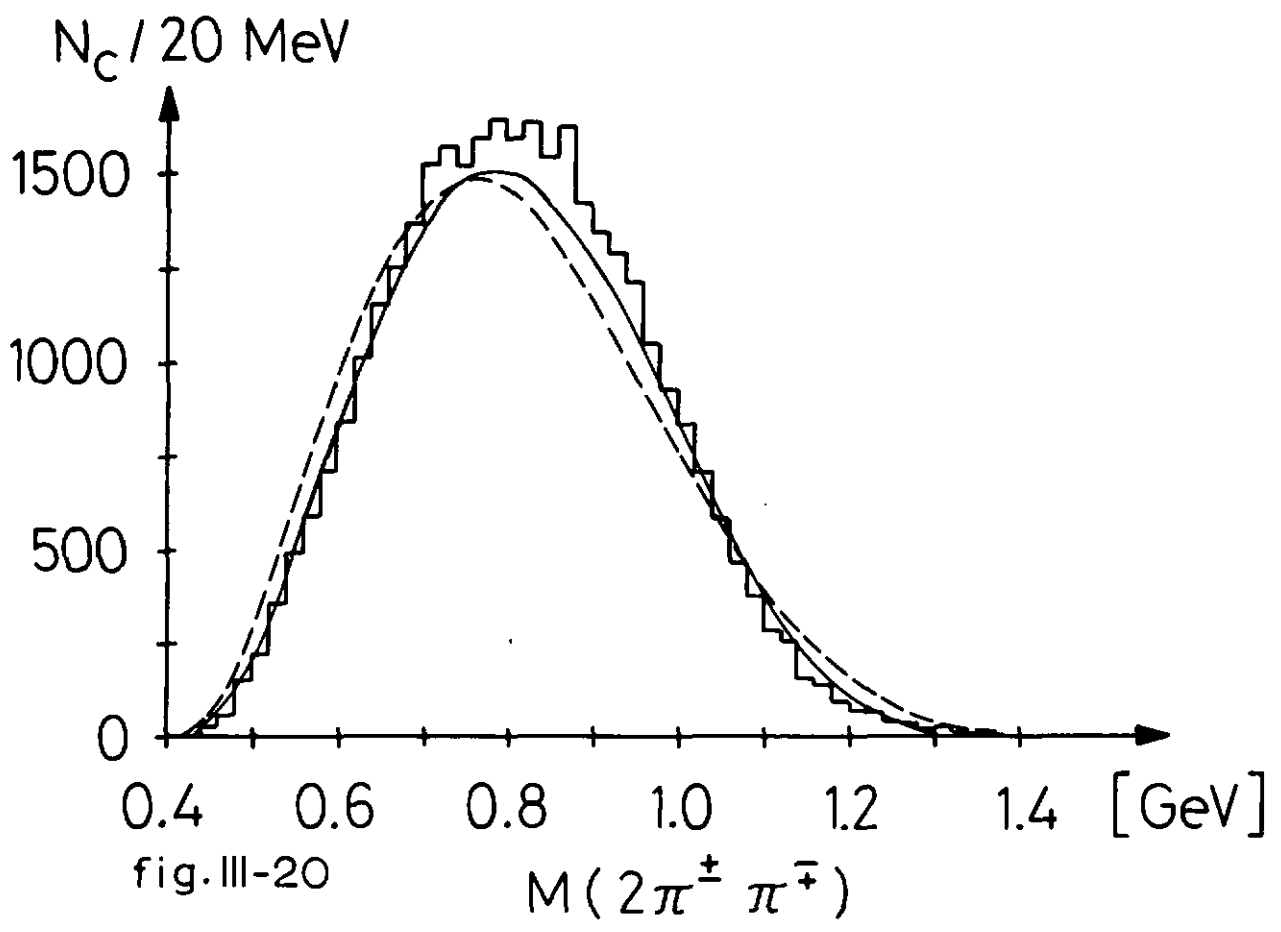
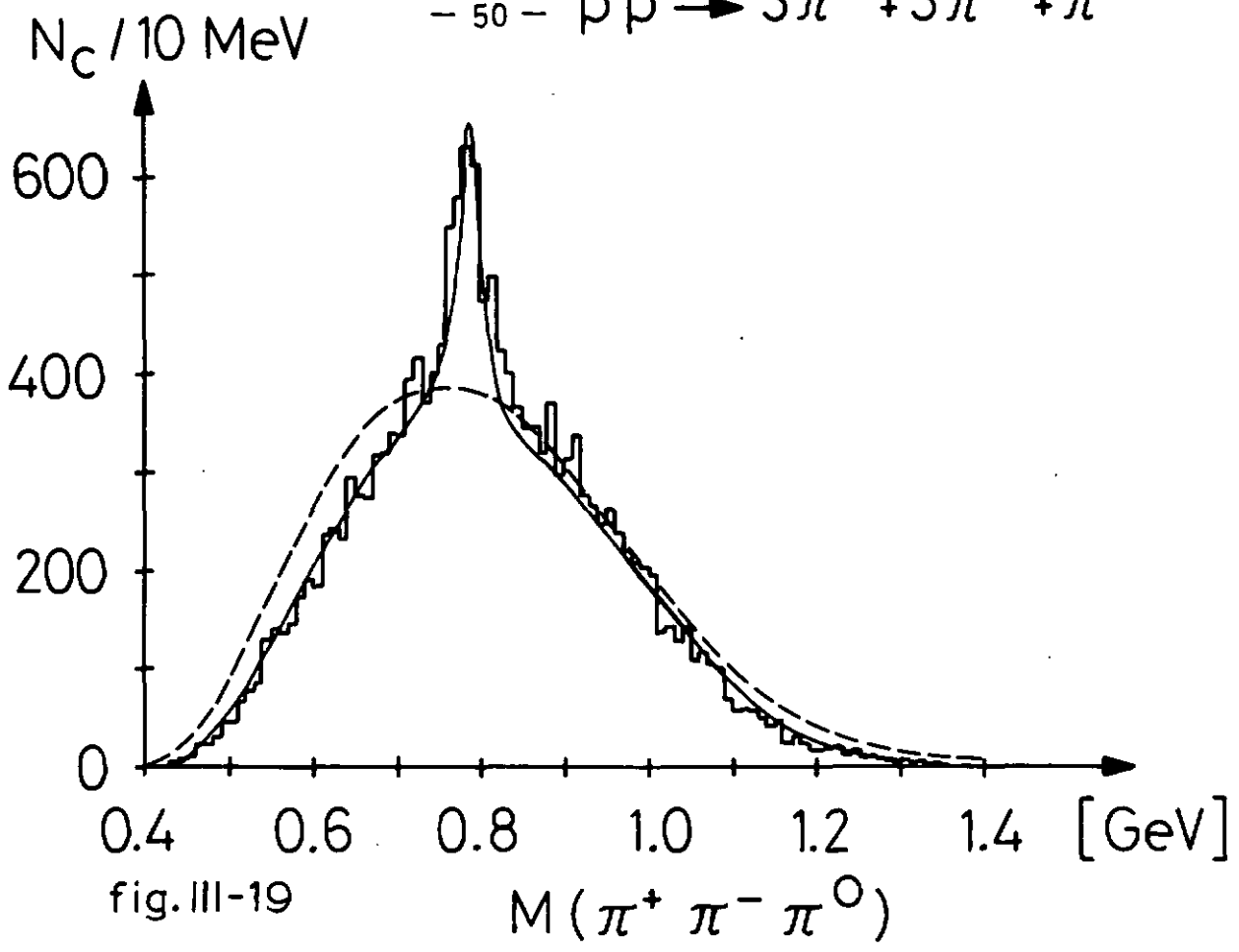


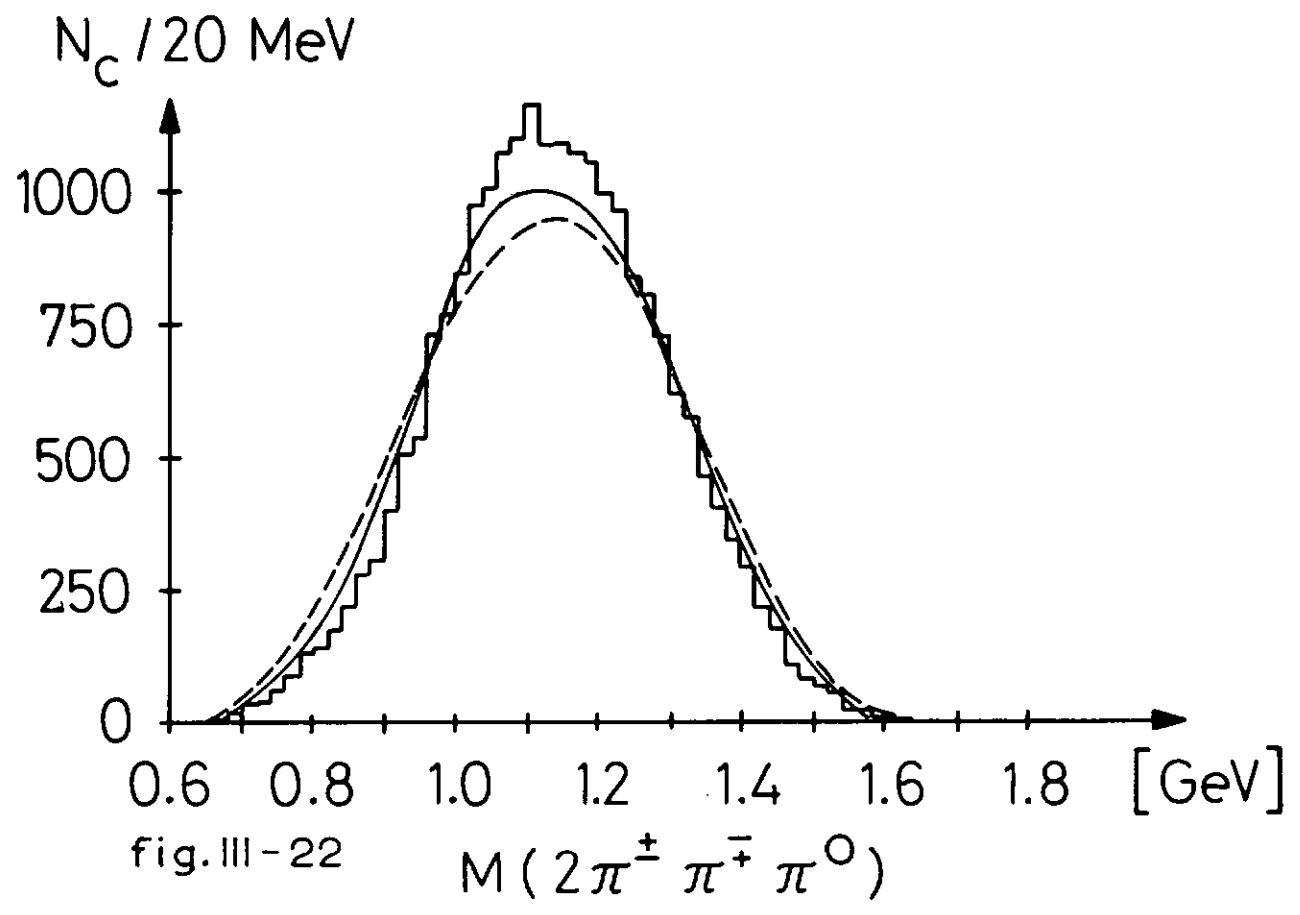
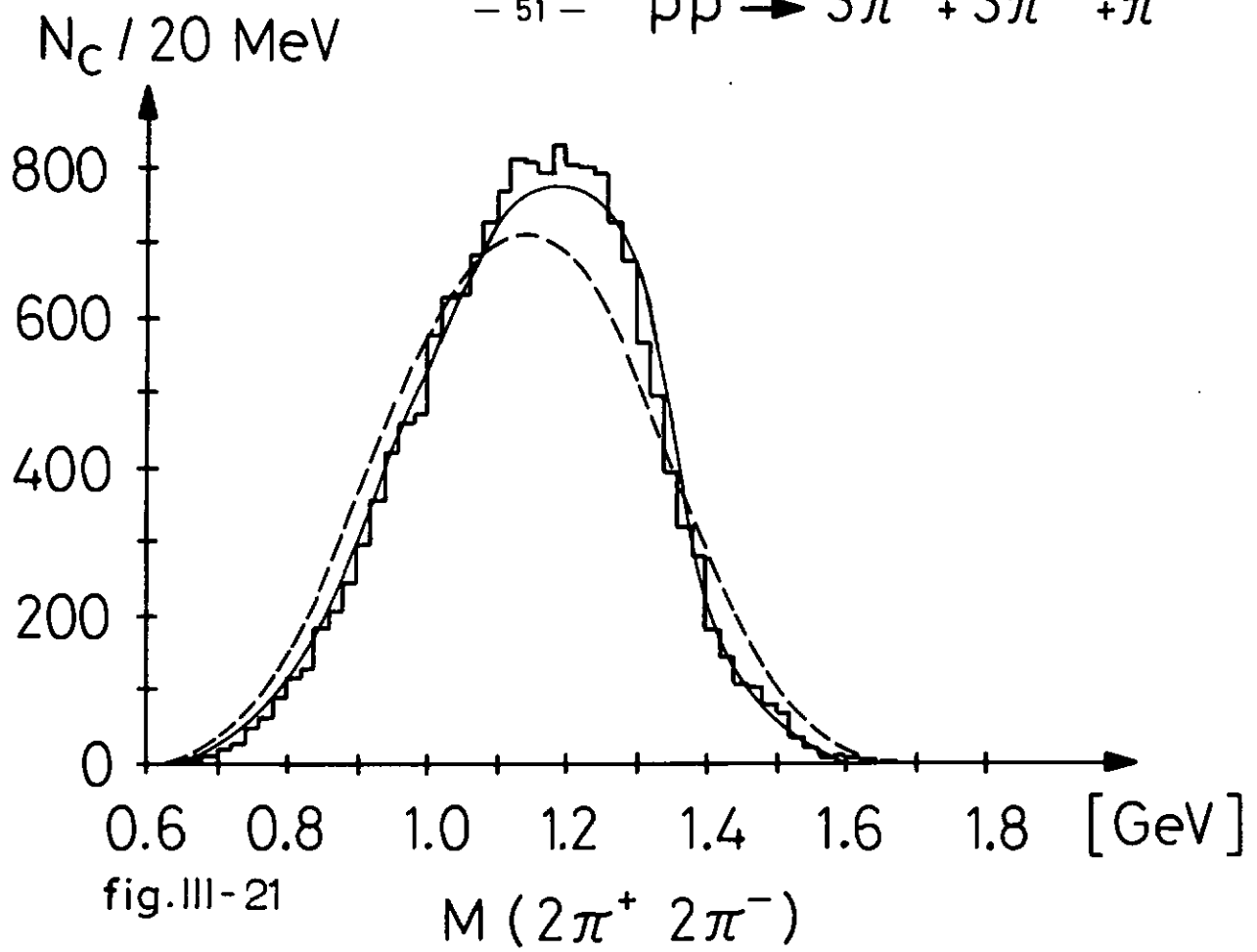
fig. III-16

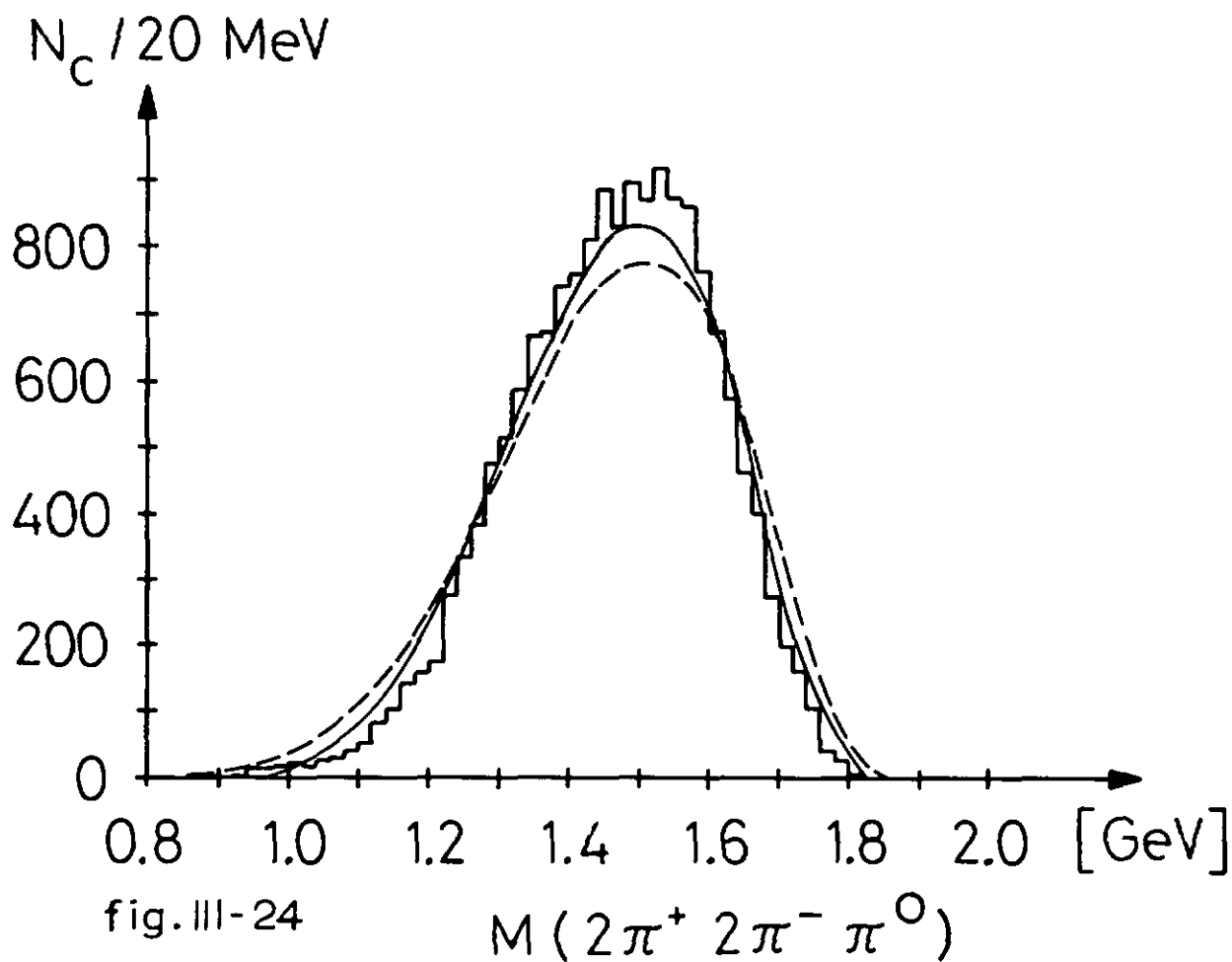
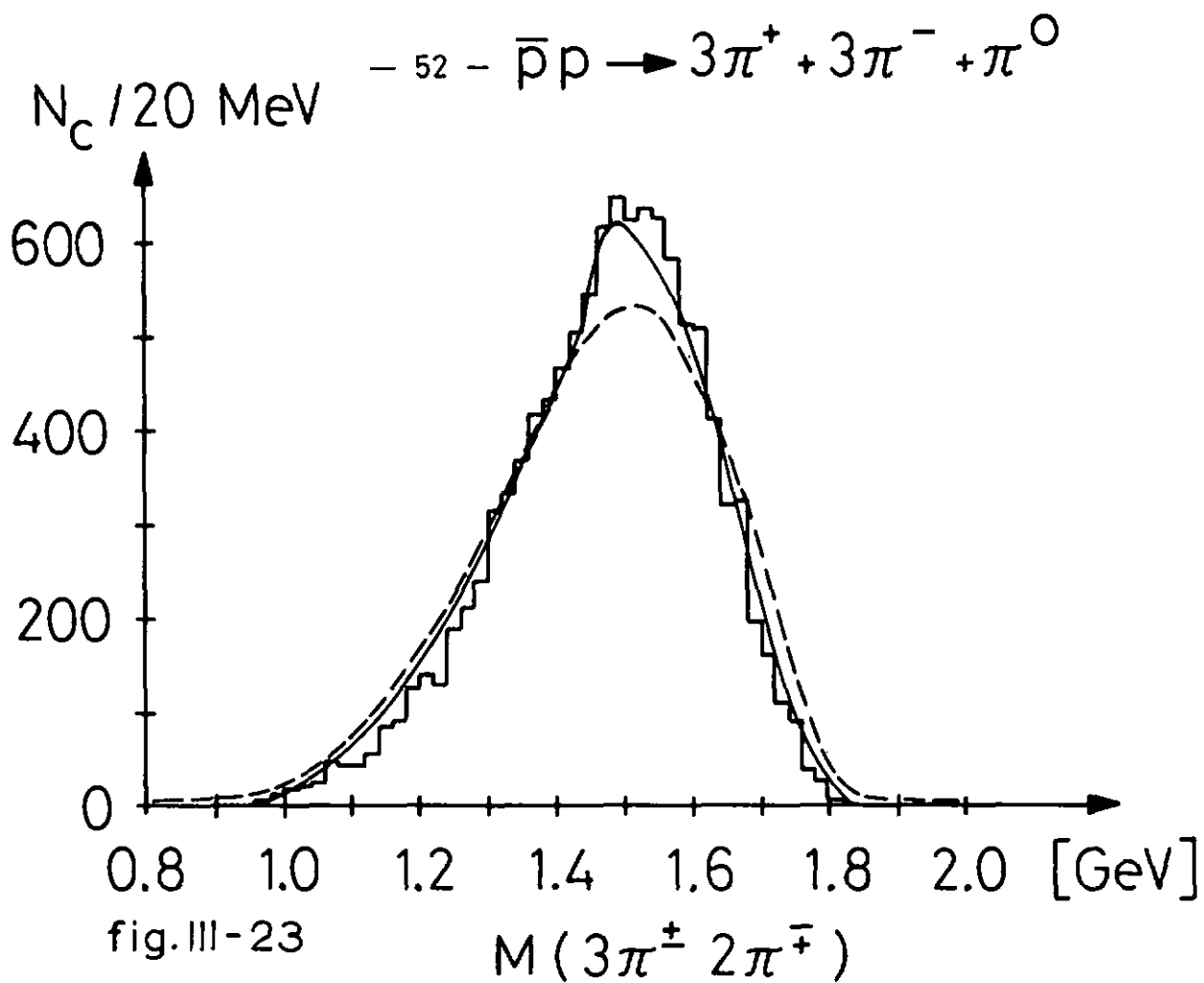
$M(\pi^\pm \pi^0)$



- 50 - $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$







IV. Recherche de résonances mésoniques

Comme nous venons de le voir, l'espace de phase que nous calculons à partir d'événements aléatoires générés à l'aide de FOWL ne dépend que des impulsions des particules de l'état final, et ne tient de ce fait pas compte de la formation d'états intermédiaires.

Ces états sont caractérisés par une masse et une largeur, et peuvent être représentés à l'aide d'une fonction de Breit - Wigner :

$$BW (i, j, \dots) = \frac{\Gamma}{(M_{ij\dots}^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} \quad (IV.1)$$

où : i, j, \dots = indices des particules qui interviennent dans la résonance considérée

$M_{ij\dots}$ = masse invariante de la combinaison de particules considérée

M_0 = masse de la résonance

Γ = largeur de celle-ci

Cette fonction nous permet de calculer de nouveaux poids statistiques par l'intermédiaire desquels nous pouvons simuler la formation de résonances. Le nouveau poids statistique de l'événement est égal au produit du poids interne calculé dans FOWL par la valeur de la fonction de Breit-Wigner

$$WG (i, j, \dots) = WT \cdot BW (i, j, \dots) \quad (IV.2)$$

Le premier problème qui se pose, dans la recherche des résonances, consiste à déterminer leur taux de production.

On pourrait imaginer de résoudre la question comme suit :

- Générer des événements statistiques dans les divers canaux possibles
- Former les spectres de masses pour ces canaux
- Faire varier les fractions des diverses résonances et comparer les distributions théoriques ainsi obtenues à nos distributions expérimentales, à l'aide d'un test statistique, un χ^2 par exemple.

Dans notre cas toutefois, étant donné le nombre considérable de combinaisons de masses possibles, cette méthode fait intervenir un nombre prohibitif de variables.

Aussi avons-nous donné la préférence à la méthode suivante :

IV.1 Méthode du maximum de vraisemblance

On cherche à construire un élément de matrice T_{fi} qui sera fonction d'un certain nombre de paramètres : les proportions des divers canaux envisagés et la largeur de certaines résonances.

Si l'on connaît cet élément de matrice, on peut attribuer à chaque événement mesuré une probabilité définie comme suit :

$$P_m = \left| T_{fi} \right|_m^2 \cdot \emptyset \quad (\text{IV.1-1})$$

avec : \emptyset = espace de phase

Pour un ensemble de n mesures indépendantes la probabilité totale sera donnée par :

$$P = \prod_{m=1}^n P_m \quad (\text{IV.1-2})$$



Dans cet exemple, nous devons non seulement symétriser les amplitudes, mais également les additionner de manière incohérente. D'où l'expression suivante, qui comporte 36 termes :

$$R_k = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=4}^6 Z_{ij\bar{k}} BW(\pi_i^+ \pi_j^- \pi_{\bar{k}}^0) \left[\sum_{\substack{r=1 \\ r \neq i}}^3 \sum_{\substack{s=4 \\ s \neq j}}^6 BW(\pi_r^+ \pi_s^-) \right]$$

On calcule de cette manière les R_k pour tous les canaux que l'on désire considérer, on peut alors écrire l'élément de matrice comme suit :

$$|T_{fi}|^2 = \left(1 - \sum_k f_k\right) + \sum_k f_k \frac{R_k}{N_k} \quad (\text{IV.1-4})$$

Le premier terme représente la contribution de l'espace de phase, alors que le second renferme la contribution des divers canaux résonants, f_k étant la fraction du $k^{\text{ème}}$ canal.

Quant aux N_k , ce sont les normes des éléments de matrice partiels, ils sont définis comme suit :

$$N_k = \int \sum_{\text{espace de phase}} BW(i, j, \dots) d\phi \quad (\text{IV.1-4})$$

Le calcul de l'intégrale s'effectue une fois de plus numériquement à l'aide de FOWL.

Revenons à l'exemple concret i). Nous générons des événements aléatoires $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$ puis nous calculons la norme à l'aide de la relation :

$$N_k = \frac{\sum_{\nu} \left[\sum_{i=1}^3 \sum_{j=4}^6 BW(\pi_i^+ \pi_j^-) \right] WT_{\nu}}{\sum_{\nu} WT_{\nu}} \quad (\text{IV.1-5})$$

La sommation sur ν porte sur le nombre d'événements générés.

Pratiquement on reporte graphiquement N_k en fonction du nombre d'événements générés, et l'on recherche la valeur asymptotique.

Nous sommes maintenant à même de calculer, pour chaque événement physique mesuré, la valeur de l'élément de matrice, cette valeur étant toujours fonction des paramètres introduits. Et à l'aide des relations IV.1-1 et IV.1-2 la fonction de vraisemblance que l'on devra maximaliser.

Pour des raisons de commodité de calcul écrivons la relation IV.1-1 sous la forme :

$$\log p_m = \log |T_{fi}|_m^2 + \log \emptyset \quad (\text{IV.1-6})$$

Le second terme étant indépendant des paramètres nous pouvons l'ignorer dans le calcul d'optimisation.

Il suffit donc de minimaliser :

$$- \sum_{m=1}^n \log |T_{fi}|_m^2 = \min \quad (\text{IV.1-7})$$

calcul qui a été effectué à l'aide du programme MINUIT (12) du CERN.

IV.2 Recherche de résonances dans le canal à 6 pions à 1.09 GeV/c

Nous avons procédé à plusieurs ajustements, le meilleur résultat a été obtenu pour les valeurs suivantes des paramètres :

Etats finals	Pourcentages	Sections efficaces [mb]
$\rho^0 4\pi$	$0 \pm 2.7\%$	0 ± 0.027
$2\rho^0 2\pi$	$7.3 \pm 2.7\%$	0.074 ± 0.030
$3\rho^0$	$37.7 \pm 2.3\%$	0.381 ± 0.073
$\epsilon^0 4\pi$	$16.3 \pm 1.5\%$	0.165 ± 0.033
$A_1^+ 3\pi$	$0 \pm 2.5\%$	0 ± 0.025
$f^0 4\pi$	$0 \pm 2.5\%$	0 ± 0.025
$f^0 2\pi$	$15.3 \pm 3.0\%$	0.155 ± 0.041
$f^0 \rho^0$	$4.3 \pm 2.5\%$	0.044 ± 0.026
6π	$19.1 \pm 2.0\%$	0.193 ± 0.040

avec :

M_{ρ^0}	=	0.765	Γ_{ρ^0}	=	0.125	GeV
M_{ϵ^0}	=	0.670	Γ_{ϵ^0}	=	0.215	
M_{A_1}	=	1.070	Γ_{A_1}	=	0.095	
M_{f^0}	=	1.264	Γ_{f^0}	=	0.150	

(valeurs ayant été fixées)

Les valeurs des paramètres, obtenues dans l'ajustement, nous permettent de générer des événements aléatoires qui reproduisent les divers pourcentages d'états finals.

Nous pouvons calculer les distributions de masses invariantes pour les événements ainsi simulés (courbes continues sur les figures III-11 à III-14) et comparer celles-ci aux distributions expérimentales, à l'aide d'un test du χ^2 .

Les valeurs obtenues sont les suivantes :

Spectre de masse	χ^2 / ND
M ($\pi^+ \pi^-$)	33 / 38
M ($\pi^+ \pi^+$)	290 / 38
M ($2\pi^+ \pi^-$)	155 / 45
M ($2\pi^+ 2\pi^-$)	57 / 45

Nous reviendrons plus loin sur les remarques que l'on peut faire au sujet de ces ajustements.

IV.3 Recherche de résonances dans le canal à 7 pions à

1.09 et 1.36 GeV/c

Pour les événements à 7 pions nous avons également procédé à un ajustement des événements à 1.36 GeV/c. Nous avons obtenu les valeurs suivantes :

Etats finals	1.09 GeV/c	1.36 GeV/c
$\rho^+ 5\pi$	0 \pm 3.0%	0 \pm 3.3%
$\rho^0 \rho^+ 3\pi$	22.5 \pm 2.2%	27.6 \pm 2.3%
$D^0 3\pi$	0 \pm 2.5%	0 \pm 2.7%
$D^0 \omega^0$	16.0 \pm 2.3%	0 \pm 2.5%
$\omega^0 4\pi$	25.9 \pm 2.0%	30.5 \pm 2.2%
$\omega^0 \rho^0 2\pi$	24.7 \pm 2.0%	35.8 \pm 2.2%
7π	10.9 \pm 2.5%	6.1 \pm 2.7%

avec :

M_{ρ^0}	=	0.765	Γ_{ρ^0}	=	0.125
M_{ω^0}	=	0.783	Γ_{ω^0}	=	0.028 *
M_{D^0}	=	1.285	Γ_{D^0}	=	0.033

(* valeur obtenue dans l'ajustement)

(les autres valeurs ayant été fixées)

L'ajustement fait apparaître une production relativement abondante du méson D^0 pour les événements à 1.09 GeV/c, alors que celle-ci n'est plus visible pour les événements à 1.36 GeV/c. Par contre la production du méson ω^0 demeure sensiblement égale aux deux impulsions, à savoir environ 65%.

Sections efficaces des divers états finals

Etats finals	1.09 GeV/c	1.36 GeV/c
$\rho^0 \rho^\pm 3\pi$	0.412 ± 0.078 mb	0.549 ± 0.120 mb
$D^0 \omega^0$	0.293 ± 0.064 "	0 ± 0.053 "
$\omega^0 4\pi$	0.474 ± 0.086 "	0.607 ± 0.127 "
$\omega^0 \rho^0 2\pi$	0.452 ± 0.083 "	0.712 ± 0.146 "
$\gamma \pi$	0.199 ± 0.056 "	0.121 ± 0.059 "

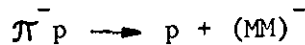
Nous avons à nouveau, pour les événements à 1.09 GeV/c, comparé les distributions de masses invariantes, établies sur la base de l'ajustement (courbes continues sur les figures III-15 à III-24), aux valeurs expérimentales.

Spectre de masse	χ^2 / ND
$M (\pi^-^+ \pi^0)$	33 / 30
$M (\pi^-^+ \pi^-^+)$	42 / 30
$M (\pi^-^+ \pi^+)$	75 / 35
$M (\pi^+ \pi^- \pi^0)$	114 / 68

IV.4 Le problème du méson δ

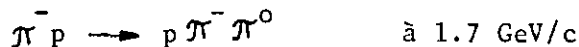
En 1965 Gatto et Coll. (13) dans un essai de classification des résonances bosoniques basé sur SU_3 prédisaient l'existence d'un état, ayant $J^{PC} = 0^{+-}$, à une masse de 970 ± 70 MeV. Ils envisageaient le mode de désintégration $\eta\pi$ pour cet état.

La même année, Kienzle et Coll. (14), sur la base de mesures effectuées à l'aide du spectromètre de masse manquante du CERN, observaient un pic dans la distribution de masse manquante $(MM)^-$ obtenue dans la réaction :



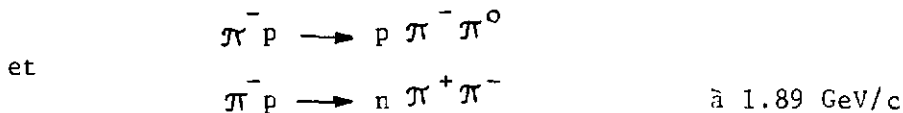
Ce pic était situé 4.5 déviations standard au-dessus du bruit de fond et correspondait à une résonance de masse 962 ± 5 MeV et de largeur inférieure à 5 MeV.

En chambre à bulles, Allen et Coll. (15) étudiant la réaction :

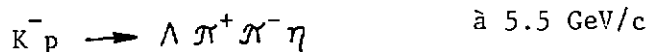


observèrent, à 965 MeV, une bosse de largeur inférieure à 25 MeV, dans le spectre de masse $\pi^- \pi^0$.

Par contre, également dans une expérience en chambre à bulles, West et Coll. (16) ne trouvèrent aucune bosse significative dans la région du δ , aussi bien pour les spectres de masse invariante $\pi^- \pi^0$ que $\pi^+ \pi^-$, dans les réactions :



Analysant le spectre de masse du système $\eta\pi$, Ammar et Coll. (17) notèrent la présence d'une résonance de masse $M = 980 \pm 10$ MeV et de largeur $\Gamma = 80 \pm 30$ MeV dans la réaction:

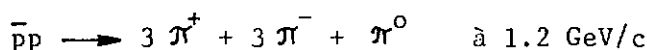


L'étude du même système $\eta \pi$, faite par Chung et Coll. (18) dans le canal :

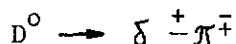


ne révélèrent aucune structure dans la région du δ .

Finalement Defoix et Coll. (1), lors de l'analyse de 3'500 événements du type :



observèrent, toujours dans le spectre de masse $\eta \pi$, à 970 MeV, un pic d'une largeur d'environ 25 MeV et distant de 3 déviations standard du bruit de fond. Ils identifièrent ce pic au méson δ et l'attribuèrent à la désintégration du méson D^0 :



Toutes ces analyses ne permettent pas de se prononcer sans ambiguïté sur l'existence du méson δ , dans les divers canaux étudiés. Aussi avons-nous tenté, à notre tour d'étudier le système

$\eta \pi$. Comme nous le voyons sur la figure III-19, la production du méson η^0 est faible, alors que le méson ω^0 apparaît abondamment. Afin d'augmenter le rapport du signal η^0 sur le bruit de fond, nous utilisons le fait qu'il ne peut y avoir, dans les événements $\bar{p} p \longrightarrow 3 \pi^+ + 3 \pi^- + \pi^0$, production simultanée d' η^0 et d' ω^0 .

Le méson ω^0 ayant spin-parité 1^- , nous avons vu que son élément de matrice de désintégration pouvait être représenté par :

$$Z_{ijk}(1^-) \propto (\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j + \vec{P}_j \cdot \vec{P}_k + \vec{P}_k \cdot \vec{P}_i)^2$$

Si l'on néglige la différence de masse entre le π^0 et les π chargés on peut écrire:

$$Z_{\omega} = (\vec{P}_+ \times \vec{P}_-)^2$$

Cette expression est maximum lorsque les 3 énergies cinétiques sont égales, c'est-à-dire au centre du diagramme de Dalitz. Centre qui sera donc plus peuplé que la périphérie. On trouve :

$$Z_{\omega}^{\max} = \frac{3}{4} \left(\frac{M^2}{9} - m^2 \right)^2 \quad (\text{IV.4-1})$$

avec : M = masse du méson ω^0

m = masse des pions

à partir de cette relation, on peut calculer, pour chaque combinaison de masse $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$, un facteur normé λ , défini comme suit

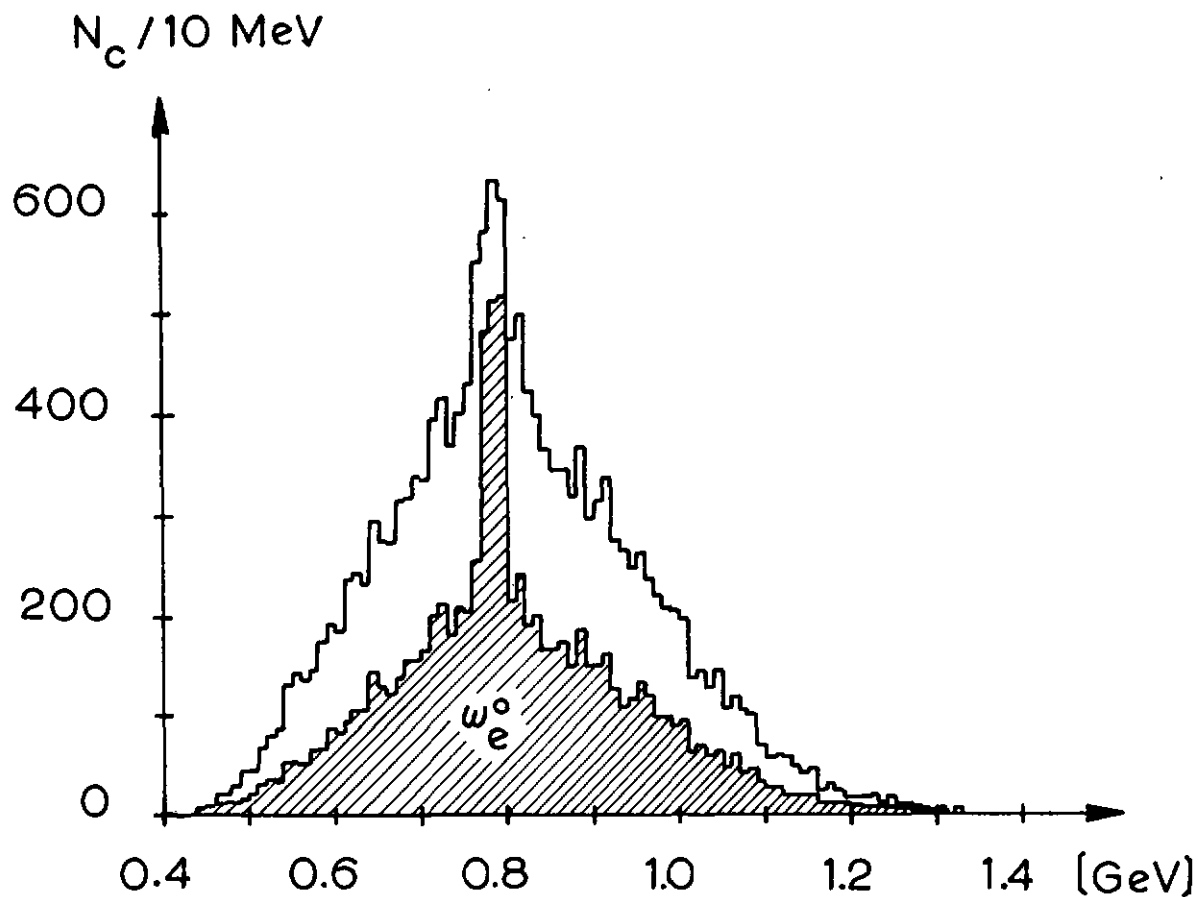
$$\lambda = \frac{4}{3} \frac{(\vec{P}_+ \times \vec{P}_-)^2}{\left(\frac{M^2}{9} - m^2\right)^2} \quad (\text{IV.4-2})$$

Ce facteur nous permet d'obtenir un échantillon enrichi en ω^0 en exigeant :

- d'une part que la masse invariante du système $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ soit comprise entre certaines limites : de 0.770 à 0.800 GeV,
- d'autre part que λ soit plus grand qu'un nombre arbitraire donné : X ($0 \leq X \leq 1$)

Houlden (19) a déterminé empiriquement la valeur optimale à donner à ce facteur. Il a trouvé $X_{\text{opt}} = 0.53$, valeur que nous avons également adoptée.

Un échantillon enrichi en η^0 est obtenu en considérant les combinaisons $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour lesquelles $\lambda < 0.53$. (fig. IV-1)



$M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ Échantillon enrichi en ω^0

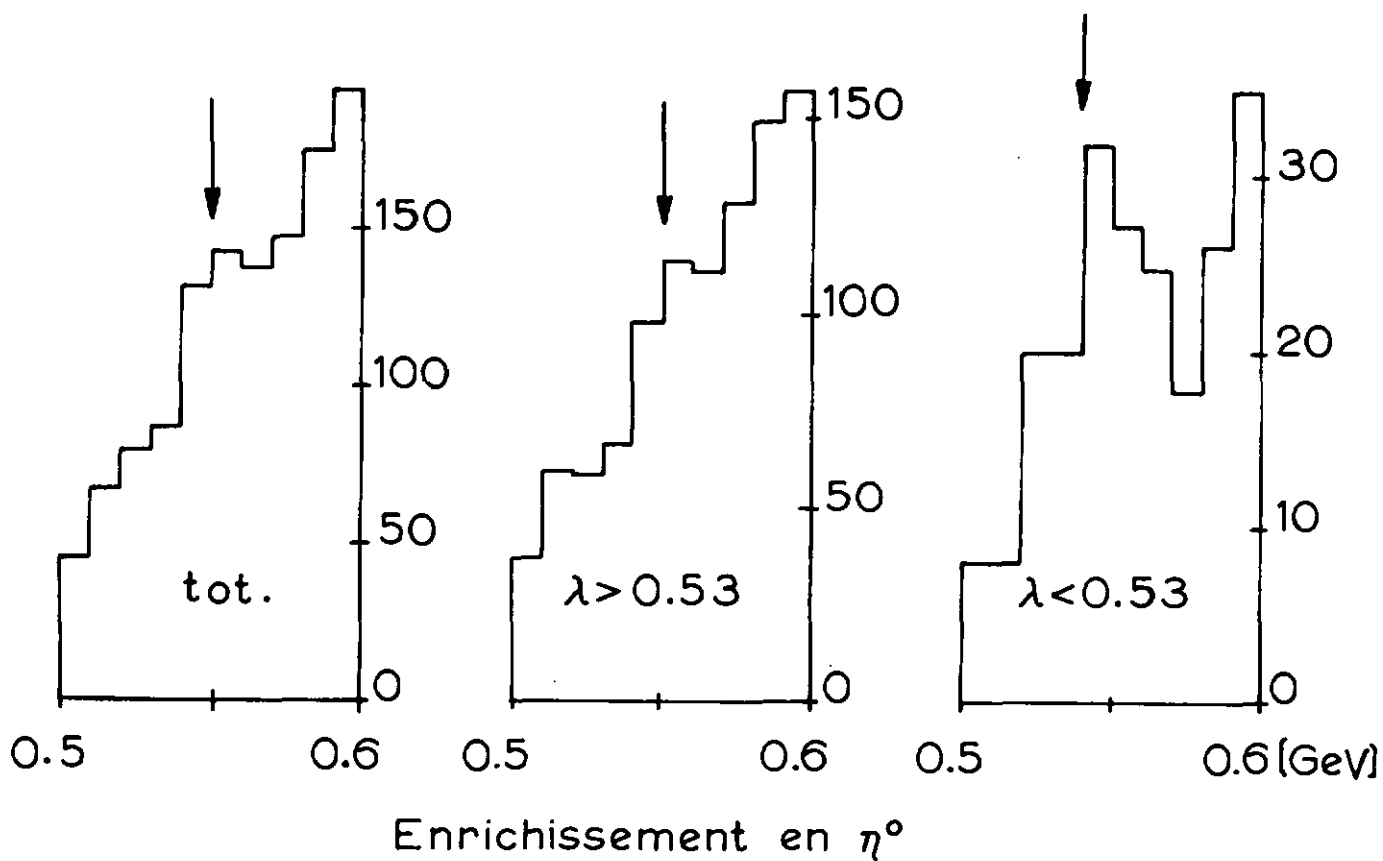


fig. IV-1

Partant du lot enrichi en η^0 nous avons formé les spectres de masses $M(\eta^0 \pi^+)$ à 1.09 et 1.36 GeV/c. Nous avons appliqué les mêmes critères de sélection aux événements générés par FOWL, sur la base d'un ajustement, dans lequel nous n'avons pas introduit de méson D^0 .

Pour plus de clarté, nous avons soustrait classe par classe, le fond ainsi calculé, des combinaisons physiques (fig. IV-3 et IV-5). On ne note, ni pour une impulsion, ni pour l'autre, de pic significatif voisin de 965 MeV.

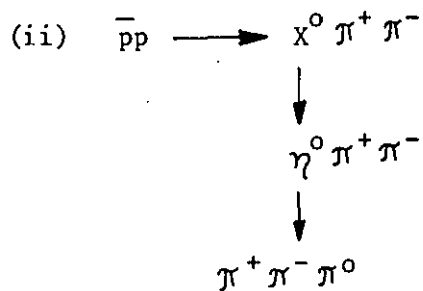
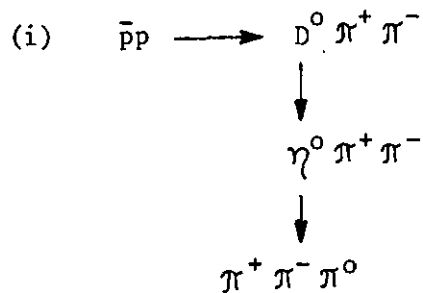
Dans un second pas, nous avons sélectionné les combinaisons de masses qui se trouvaient dans la "bande du δ ", définie comme suit : $0.955 \leq M_{\delta} \leq 0.995$, et nous avons calculé le spectre de masse $M(\delta^{\pm} \pi^{\mp})$ (fig. IV-6 et IV-8). On note, à 1285 MeV un signal net, distant de 3 déviations standard du fond, dans le cas des événements à 1.09 GeV/c, alors qu'il est inexistant pour les événements à 1.36 GeV/c. Nous identifions ce signal au méson $D^0(1285)$.

Afin de déceler si cet effet était lié au méson δ , nous avons reporté, sur les figures IV-10 et IV-12 les spectres de masses $M(\eta^0 \pi^+ \pi^-)$ pour les deux impulsions. A nouveau nous observons un signal significatif (4 déviations standard) associé aux événements à 1.09 GeV/c alors que rien n'apparaît à 1.36 GeV/c.

Sur ces deux dernières figures on remarque également, aux deux impulsions, un pic voisin de 950 MeV, pic qui met en évidence le méson $X^0(958)$, dont le mode de désintégration en $\eta \pi \pi$ est bien connu.

L'apparition du méson X^0 , pour les deux impulsions considérées, montre que l'absence du méson D^0 dans les événements à 1.36 GeV/c n'est pas dû à un effet lié aux coupures.

En résumé, nous avons observé les deux modes d'annihilation suivants :



Le mode (i) n'apparaissant que pour les événements à 1.09 GeV/c.

Nous n'avons par contre, dans le spectre de masse $\eta\pi$, pas noté de pic significatif voisin de 965 MeV. Pic qui aurait permis d'identifier la désintégration :



Nous aborderons l'interprétation à donner à ces résultats dans la discussion finale.

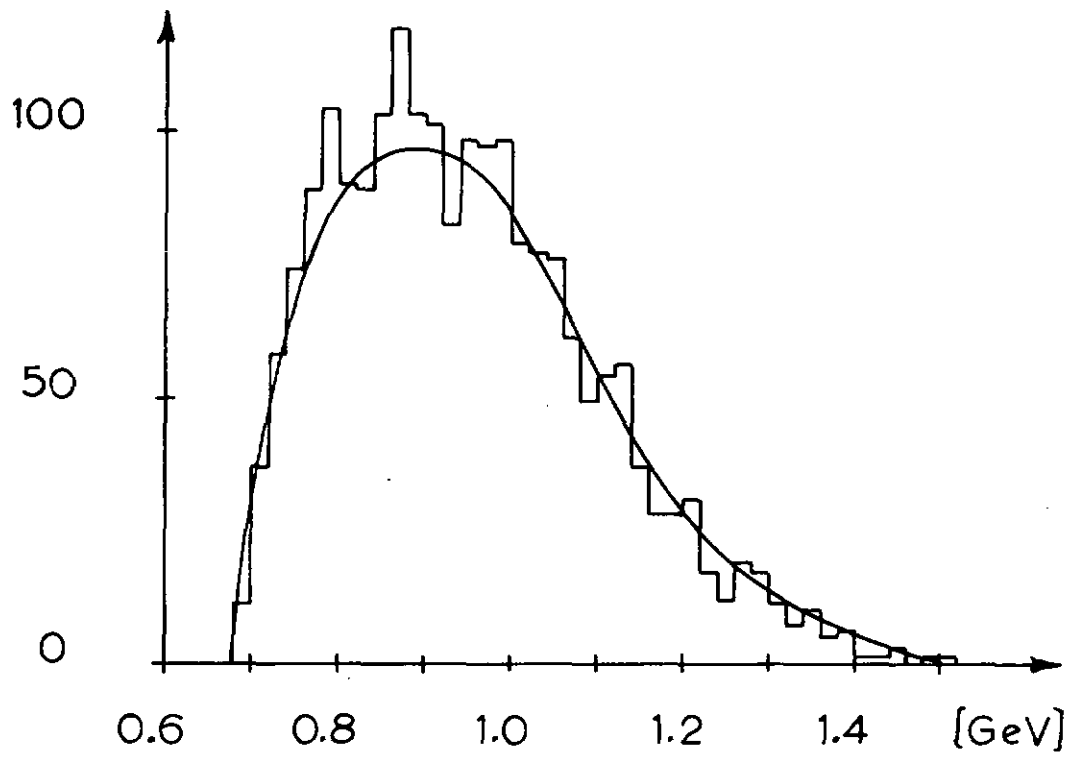
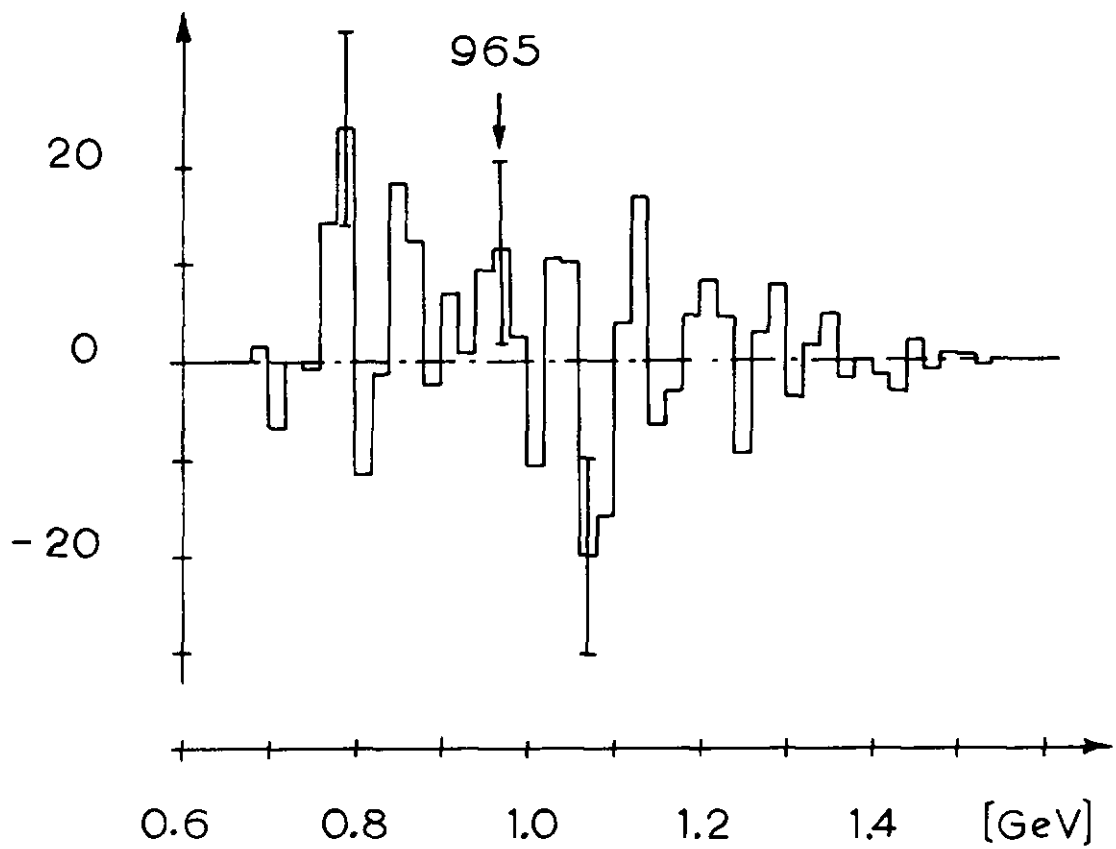
fig. IV-2 $M(\eta^0 \pi^\pm)$ (événements à 1.09 GeV/c)

fig. IV-3

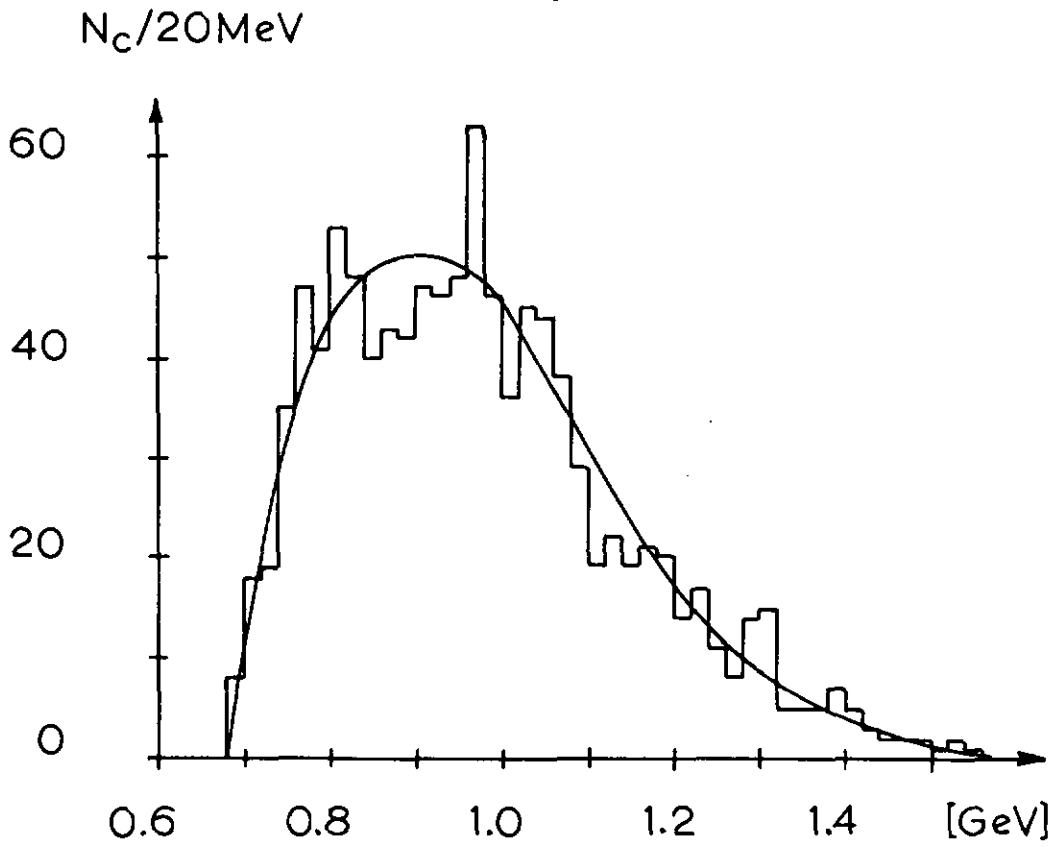


fig. IV-4 $M(\eta^0\pi^\pm)$ (événements à 1.36 GeV/c)

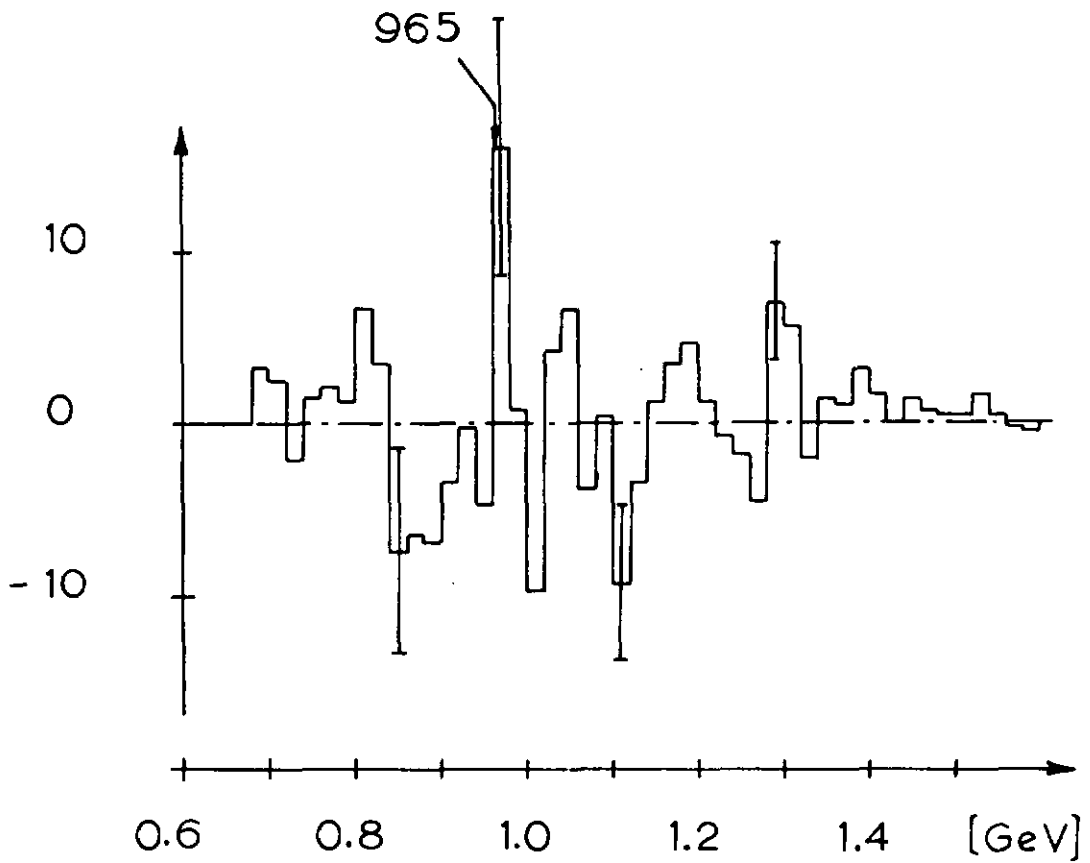


fig. IV-5

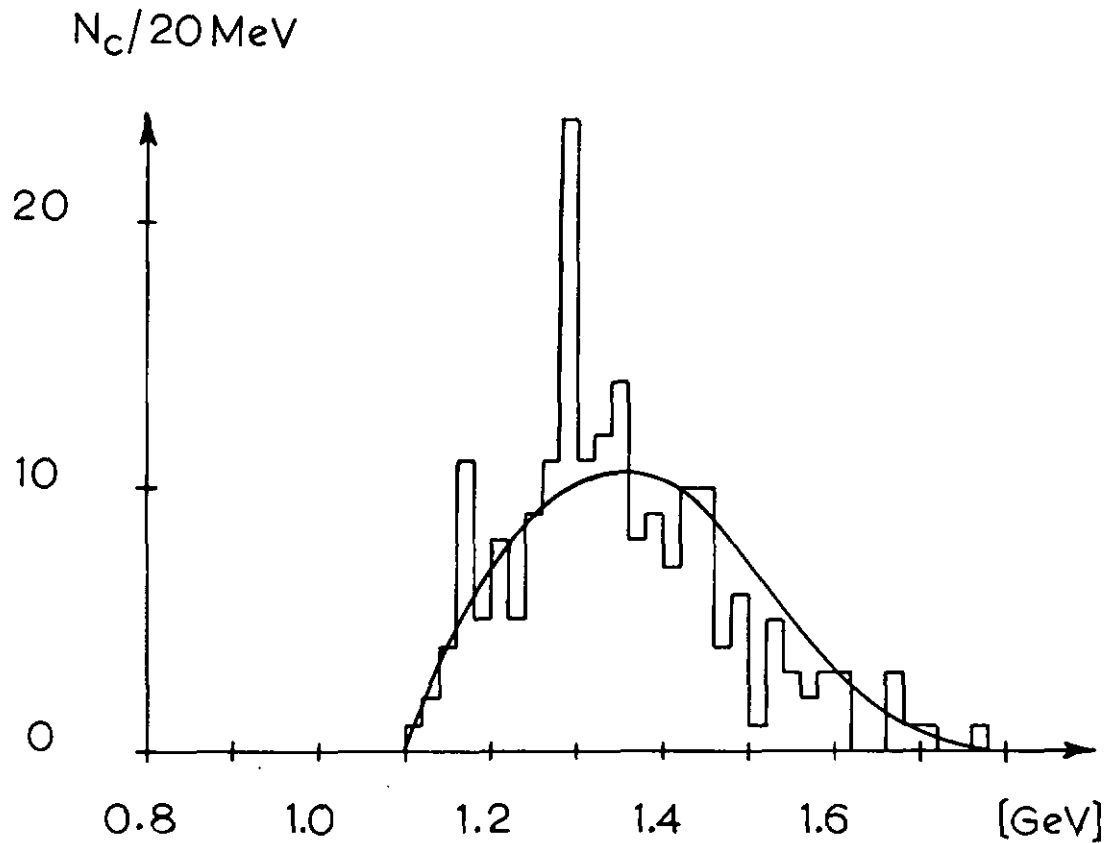


fig. IV-6 $M(\delta^\pm\pi^\mp)$ (événements à 1.09 GeV/c)

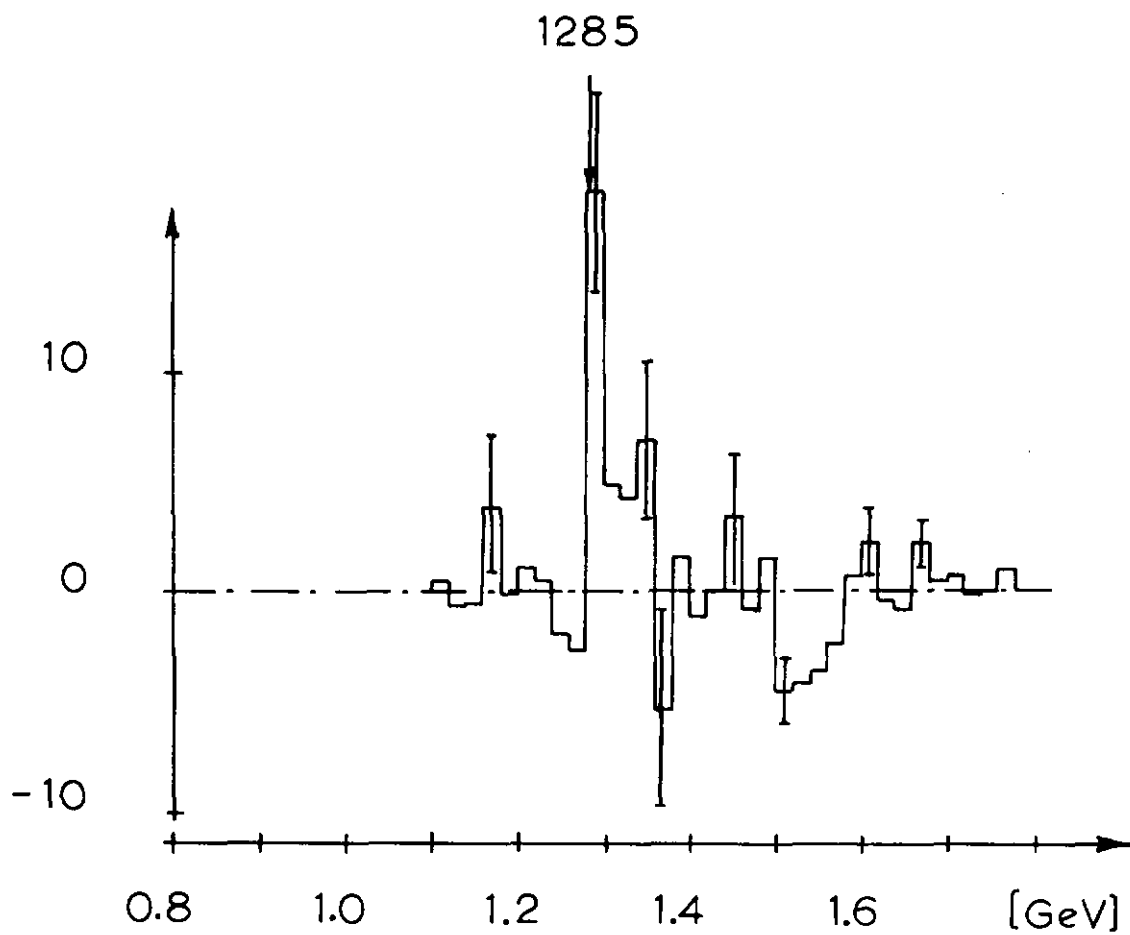


fig. IV-7

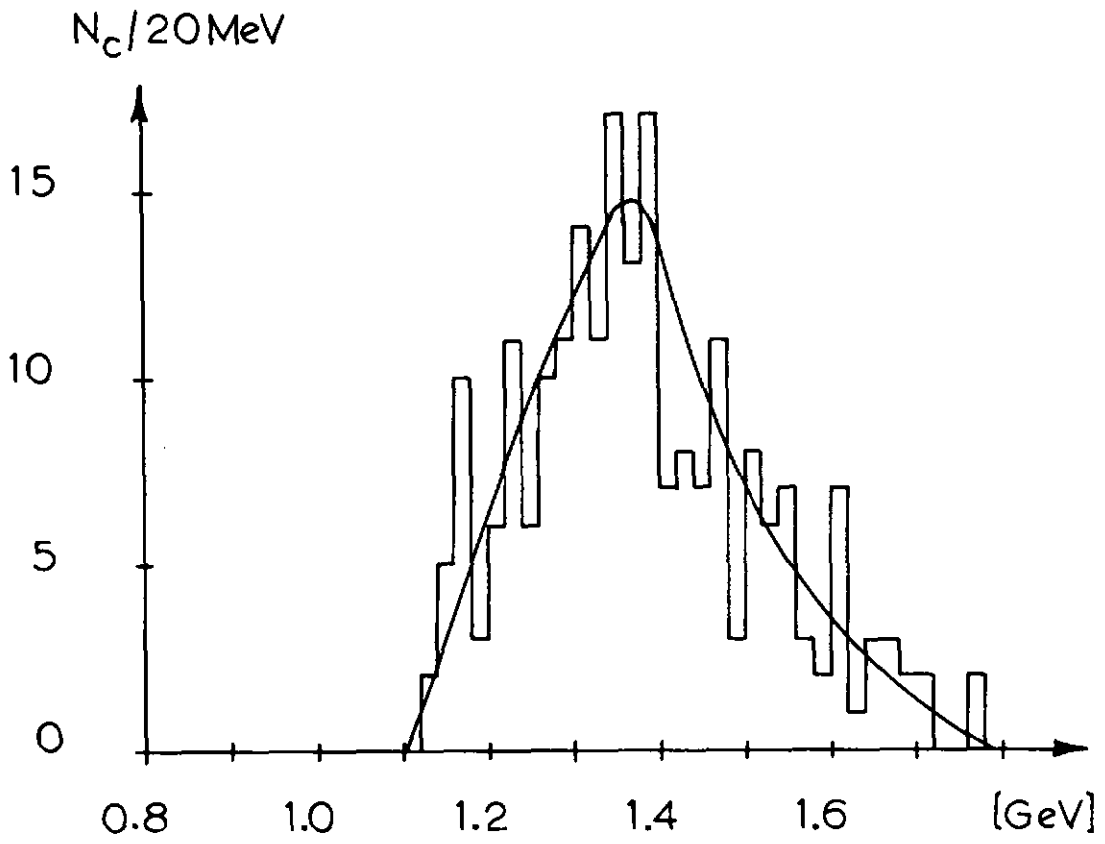


fig.IV-8 $M(\nu_{\delta^{\pm}}\pi^{\mp})$ (événements à 1.36 GeV/c)

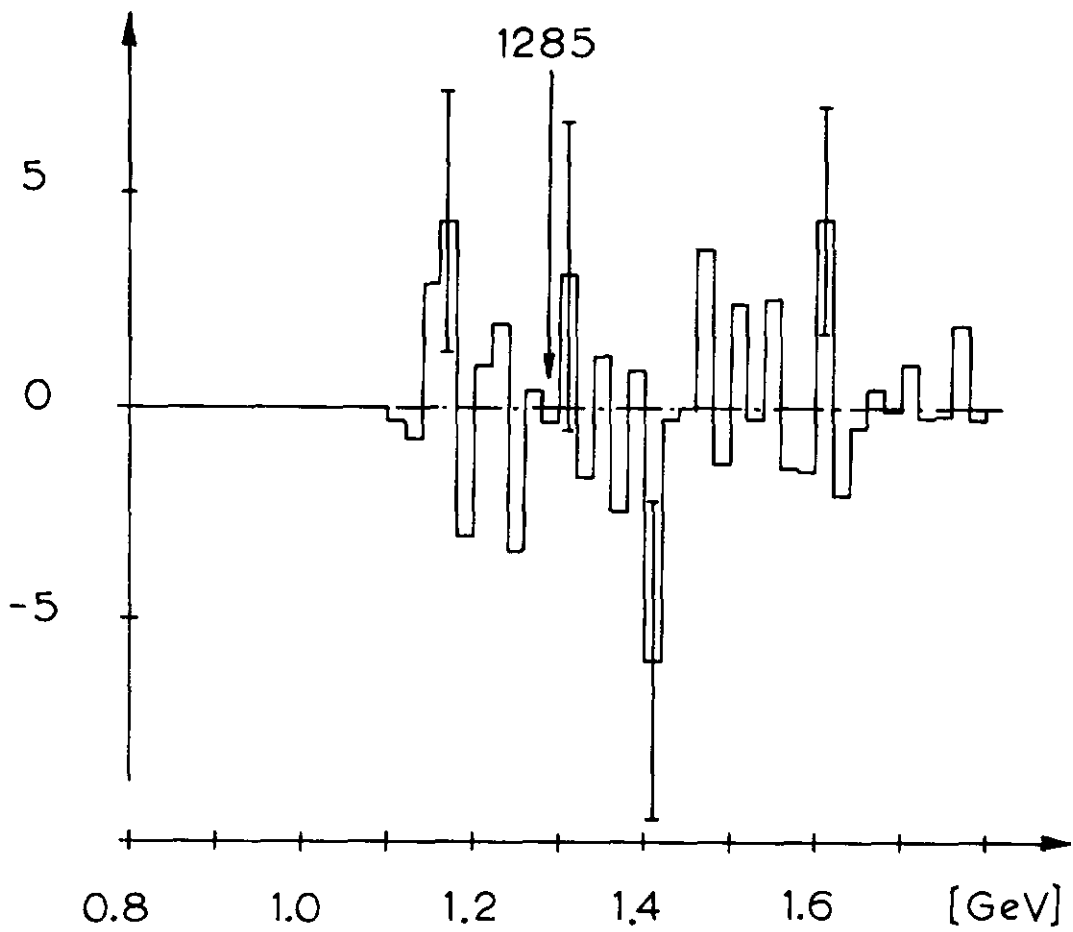


fig.IV-9

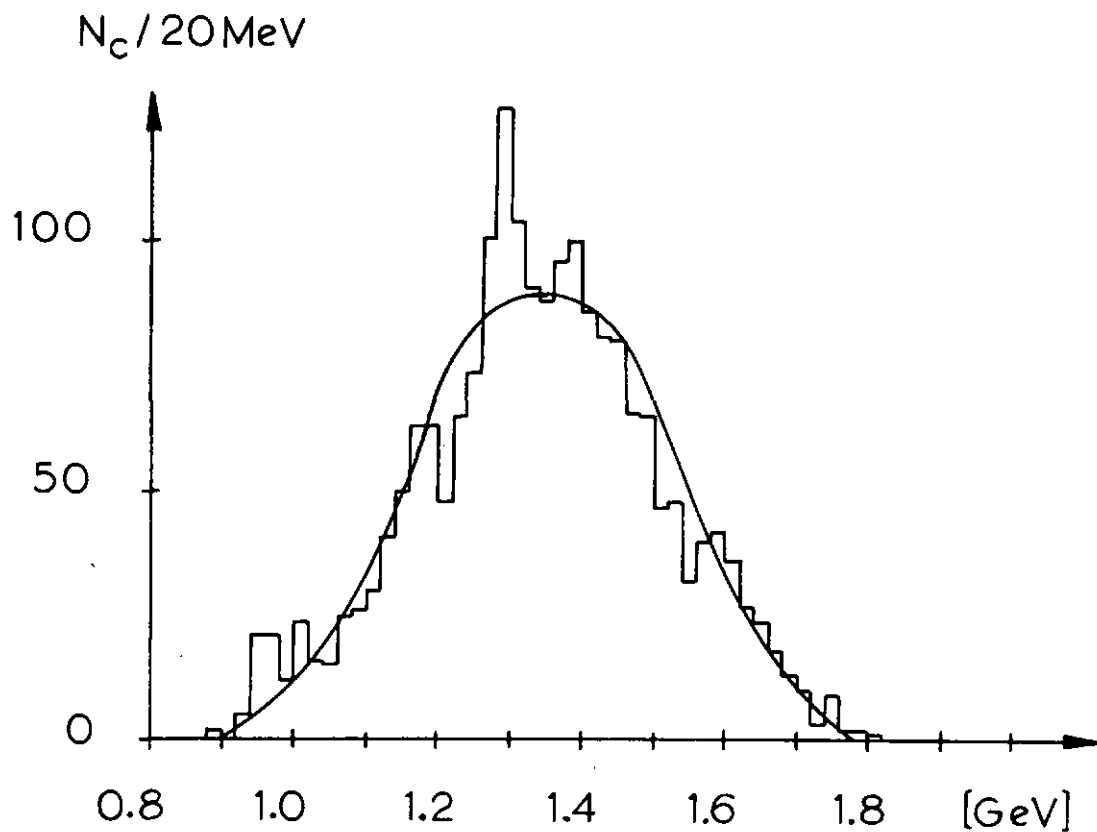


fig.IV-10 $M(\eta^0\pi^+\pi^-)$ (événements à 1.09 GeV/c)

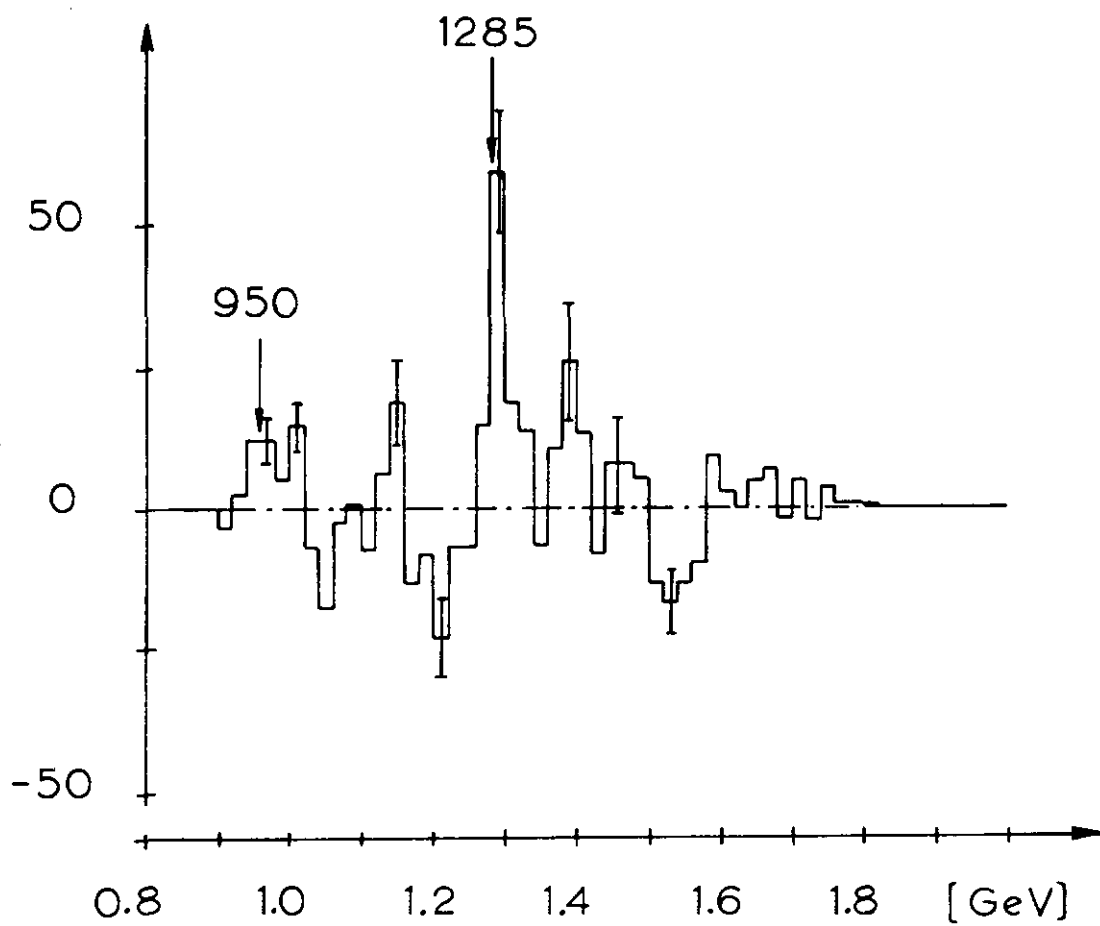


fig.IV-11

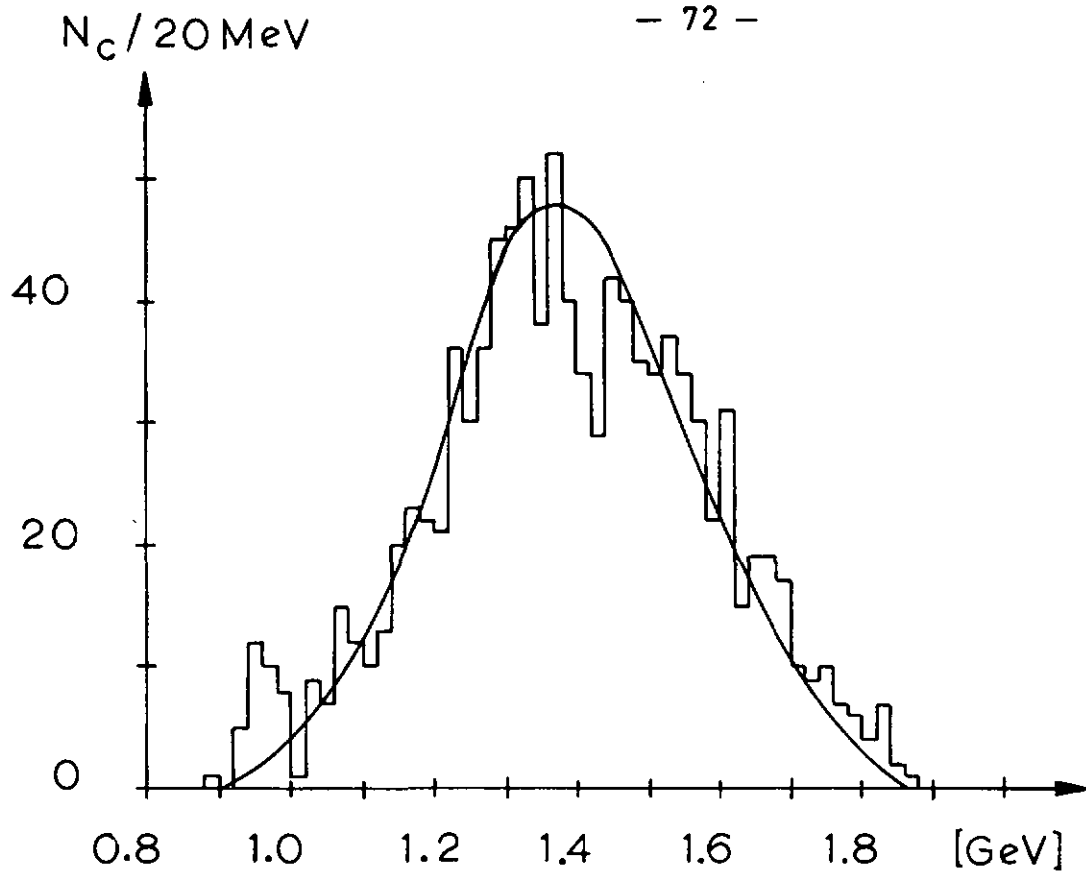


fig.IV-12 $M(\eta^0 \pi^+ \pi^-)$ (événements à 1.36 GeV/c)

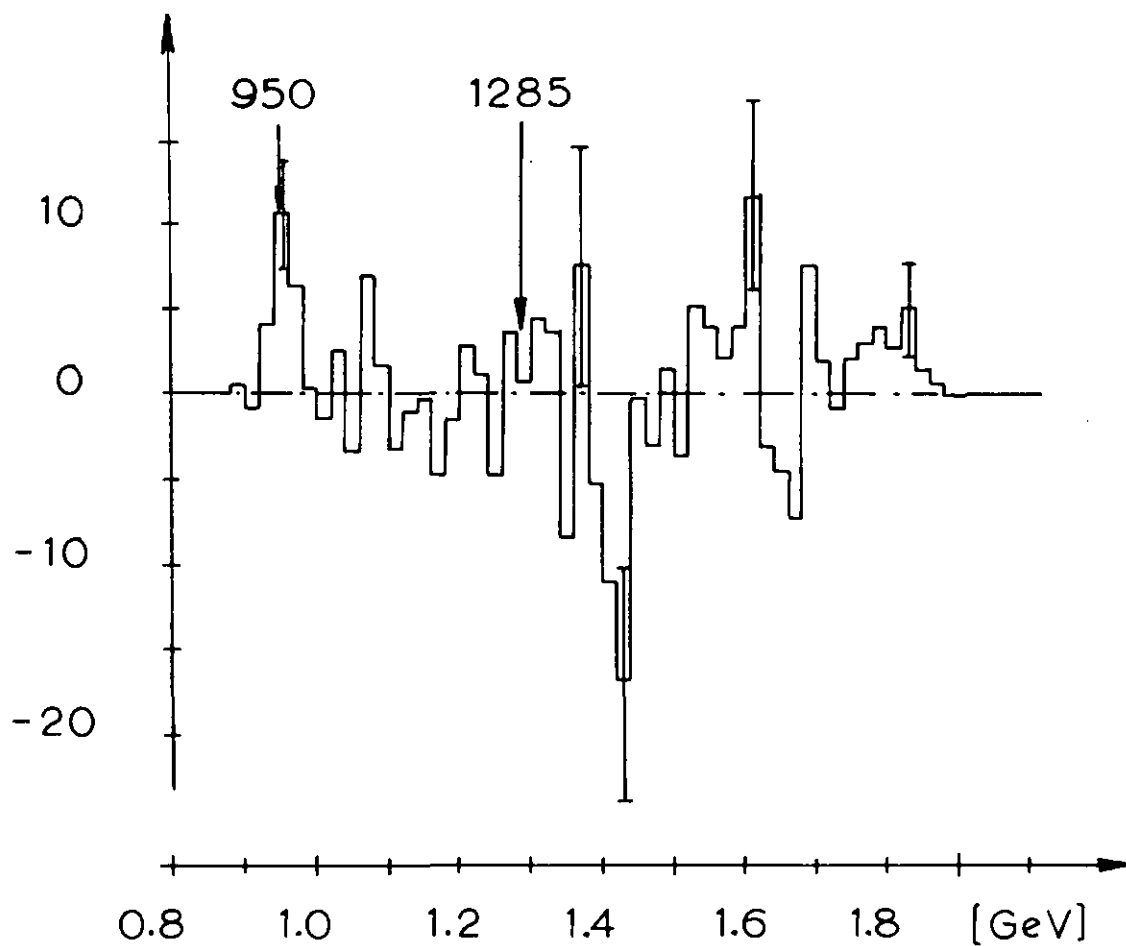


fig.IV-13

IV.5 Autre mode de désintégration du méson D^0

Les tables de Rosenfeld d'avril 1971 citent comme mode de désintégration possible du méson $D(1285)$:

$$D^0 \longrightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$$

tout en mentionnant que celui-ci n'a pas été observé.

A la Conférence Internationale de Kiev toutefois, Astier (20) signalait l'observation, à 1285 MeV, d'un pic d'une largeur d'environ 50 MeV, dans le système $(\rho^0 \pi^+ \pi^-)$ produit dans la réaction :

$$\bar{p}p \longrightarrow \omega^0 \rho^0 \pi^+ \pi^- \quad \text{à } 1.2 \text{ GeV}/c$$

Il faisait également état d'un pic à 1279 ± 5 MeV avec $\Gamma = 24 \pm 11$ MeV trouvé dans le système $(\rho^0 \pi^+ \pi^-)$ issu de la réaction :

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^- p \rho^0 \pi^+ \pi^- \quad \text{à } 16 \text{ GeV}/c$$

Nous nous sommes également penché sur cette question. Lors de l'ajustement de l'élément de matrice des événements à 7 pions (§.IV-3) nous avons considéré les canaux :

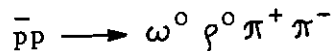
$$(i) \quad \bar{p}p \longrightarrow D^0 \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \text{et}$$

$$(ii) \quad \bar{p}p \longrightarrow D^0 \omega^0$$

La fraction ajustée du canal (i) était nulle pour les deux impulsions, alors que dans le cas du canal (ii) nous obtenions 16% à 1.09 GeV/c et 0% à 1.36 GeV/c.

Sur la base d'un échantillon enrichi en oméga, nous avons sélectionné les combinaisons $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ émises en association avec un méson ω^0 , et nous avons reporté, sur les figures IV-14 et IV-16, les spectres de masses invariantes de ces combinaisons pour les événements à 1.09 et 1.36 GeV/c.

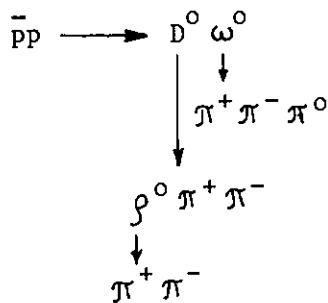
En parallèle nous avons effectué les mêmes opérations sur des événements statistiques du type :



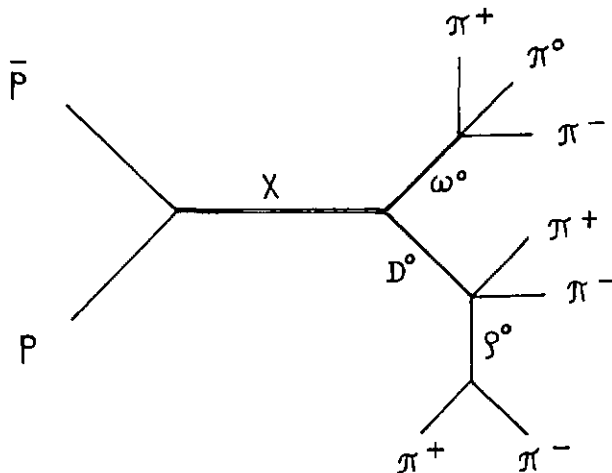
généérés à l'aide de FOWL. Ceci nous a permis de soustraire le fond (fig.IV-15 et IV-17).

En accord avec l'ajustement nous observons, pour les événements à 1.09 GeV/c, un pic à 1285 MeV, d'une largeur de 25 ± 10 MeV, et situé à 3 déviations standard du bruit de fond. Alors que nous ne voyons aucun signal pour les événements à 1.36 GeV/c.

Ce pic met donc en évidence le canal d'annihilation :



Le fait que cette réaction ne se produise qu'à 1.09 GeV/c peut être interprété de la manière suivante : on peut imaginer qu'il y a formation d'un état intermédiaire dans le canal direct, les mésons D^0 et ω^0 étant alors les produits de désintégration de cet état. Ce processus peut être illustré comme suit :



Nous avons calculé la distribution de l'énergie totale du système antiproton-proton pour les événements $\bar{p}p \rightarrow \omega^0 \rho^0 \pi^+ \pi^-$ qui présentaient une combinaison $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ dans la bande de masse du D^0 .

Nous avons comparé cette distribution à celle obtenue à partir de la totalité des événements à 7 pions, à 1.09 GeV/c. Les deux distributions sont assez semblables avec un maximum à 2115 MeV et une largeur à mi-hauteur de 25 MeV.

Ceci n'est pas incompatible avec la formation d'un état intermédiaire dans le canal direct, et nous permet de dire que, si un tel état existe sa masse doit être voisine de 2115 MeV. D'autre part la conservation de l'isospin exige que l'on ait $I = 0$.

On ne connaît pas, à l'heure actuelle, de méson ayant de telles valeurs de masse et d'isospin. Toutefois, si l'on considère un diagramme de Chew-Frautschi pour des mésons d'isospin 0 (fig. IV-18), on remarque que, sous l'hypothèse de trajectoires linéaires, on s'attend à trouver une résonance de masse d'environ 2120 MeV et de spin $J = 6$, sur la trajectoire du méson ω^0 .

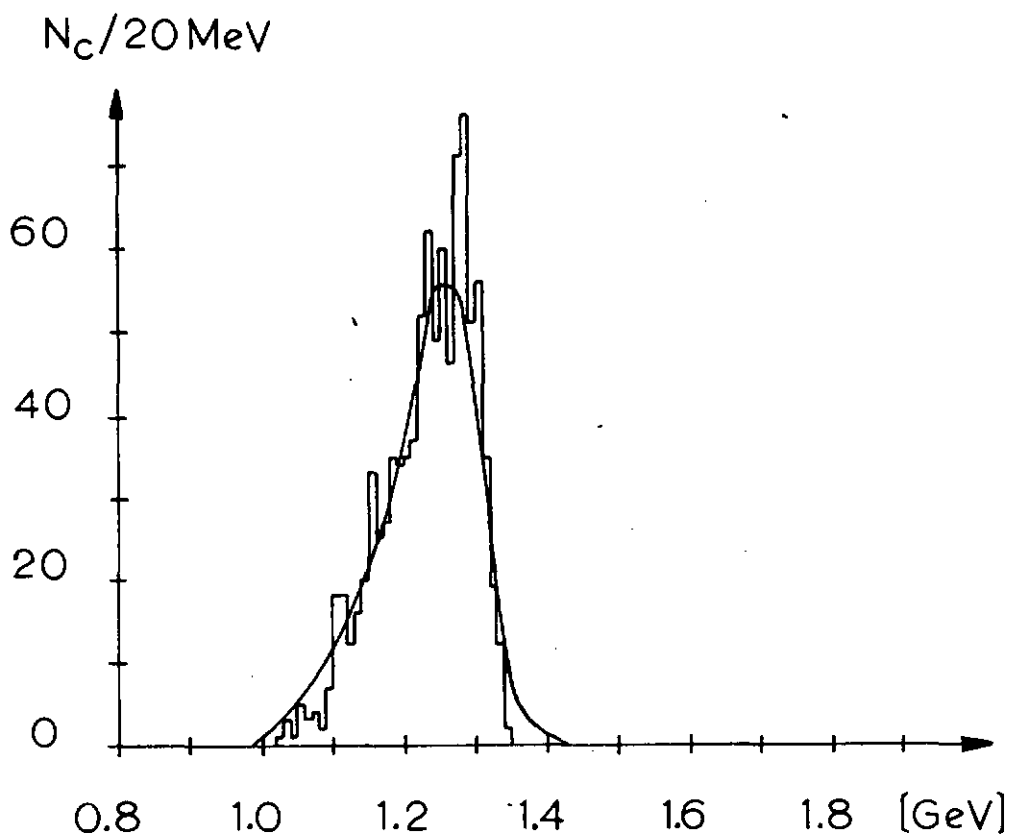


fig.IV-14 $M(\rho^0\pi^+\pi^-)$ émis avec un ω^0

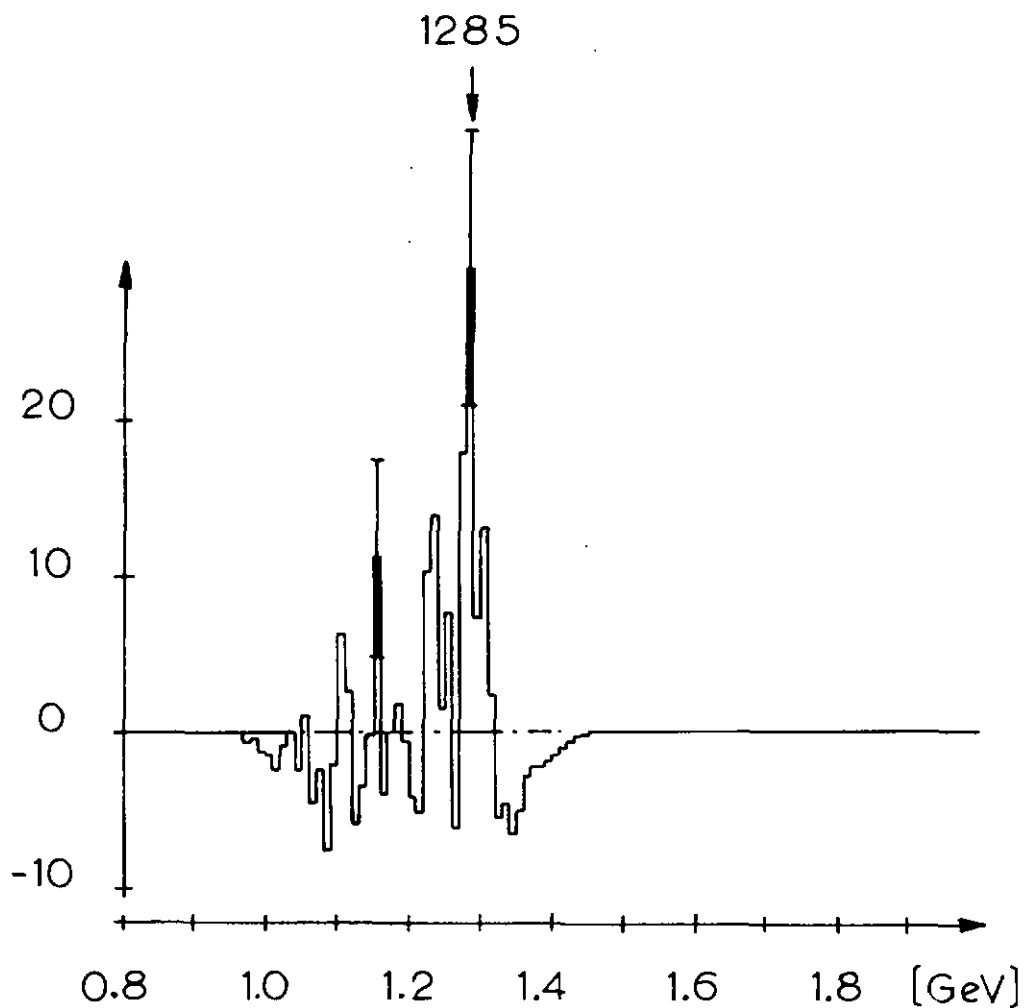


fig.IV-15 (événements à 1.09 GeV/c)

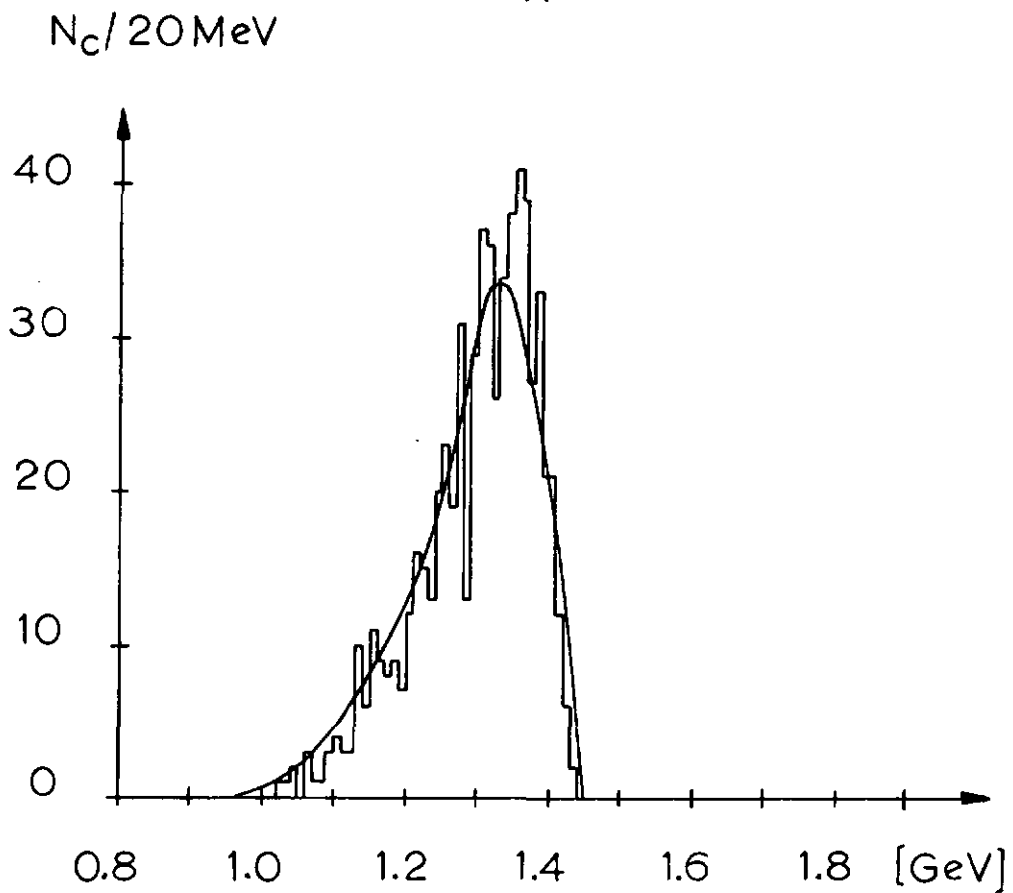


fig.IV-16 $M(\rho^0\pi^+\pi^-)$ émis avec un ω^0

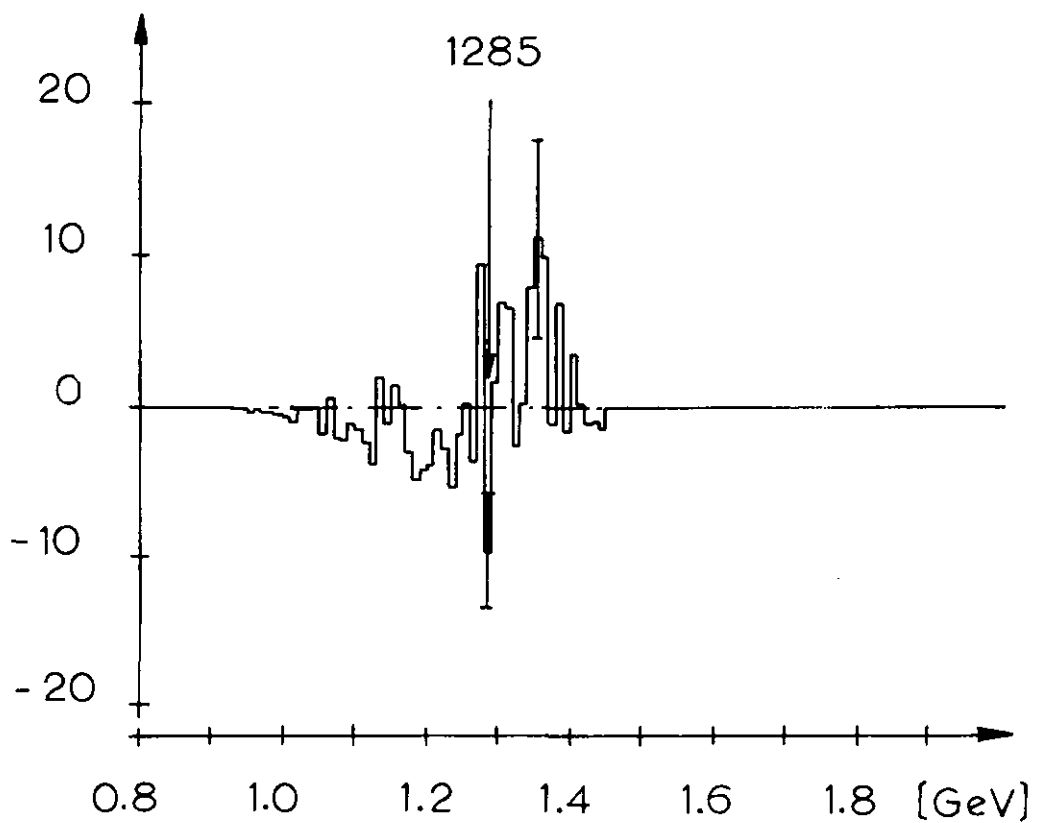


fig.IV-17 (événements à $1.36 \text{ GeV}/c$)

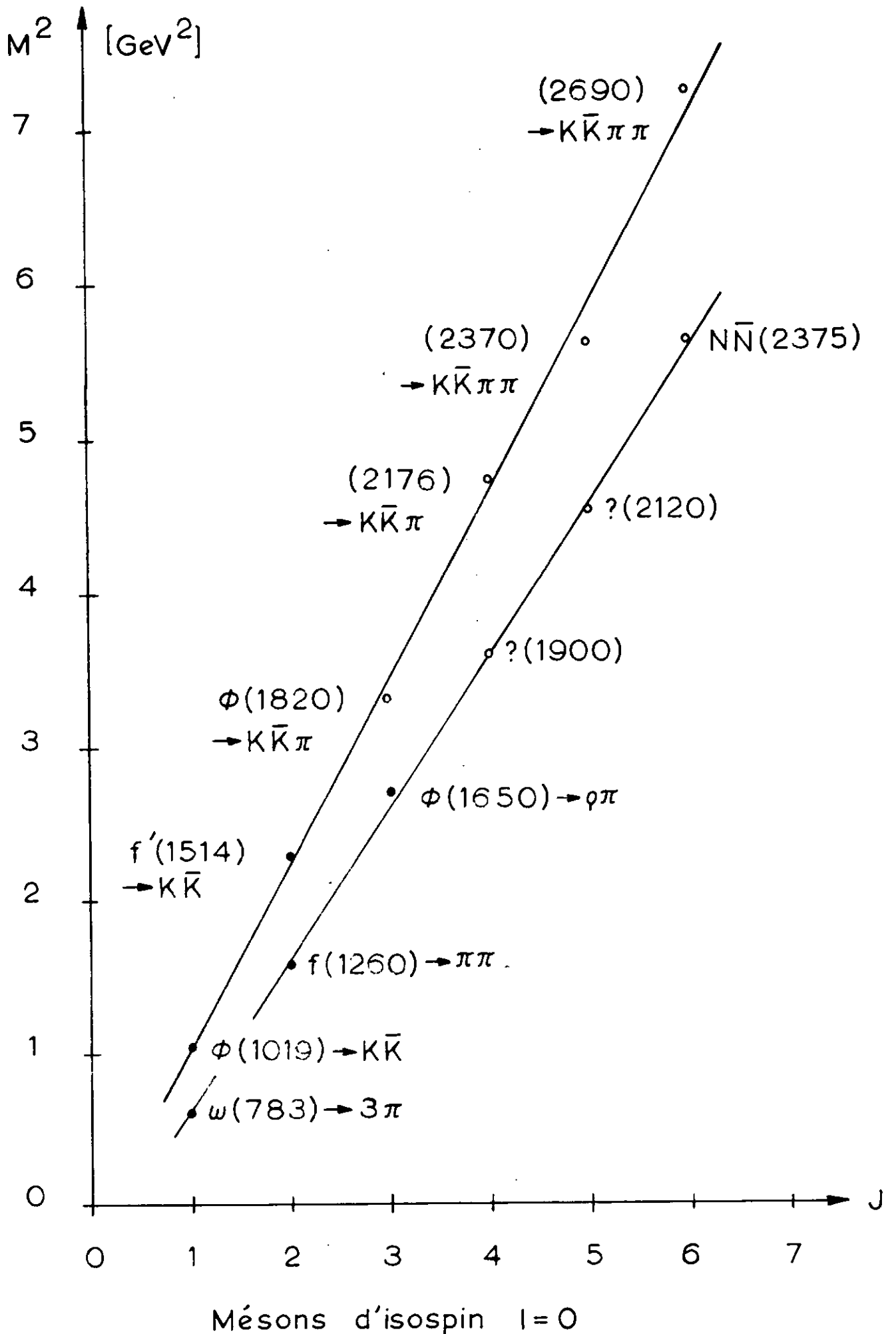


fig. IV-18

V. Les modèles d'annihilation

Nous avons déjà abordé, au paragraphe III.3, le modèle statistique. Si celui-ci décrit assez bien les sections efficaces, les multiplicités en pions et les rapports de branchement, il se révèle par contre incapable de reproduire 3 caractéristiques importantes des annihilations antinucléon-nucléon :

- (i) , la production de résonances
- (ii) les distributions angulaires
- (iii) Les corrélations angulaires

Toutefois en pondérant les éléments de matrice de désintégration des diverses résonances produites, à l'aide de fonctions de Breit-Wigner, et en déterminant, sur la base d'un ajustement, les fractions des divers canaux d'annihilation, nous avons pu construire un élément de matrice approximatif T_{fi} . Celui-ci n'est plus une constante, comme dans le cas du modèle statistique simple. Il permet de rendre compte de la formation de résonances. Par contre il s'est révélé incapable de reproduire les distributions et les corrélations angulaires.

V.1 Le modèle de Lamb

Lamb (6) a modifié le modèle statistique de Fermi en y introduisant certaines connaissances que l'on a sur les interactions à haute énergie.

La modification essentielle porte sur l'élément de matrice de transition T que l'on choisit invariant sous SU_3 . Cette invariance est obtenue en développant chaque état initial et final en états propres de SU_3 .

L'invariance sous SU_3 fournit de plus un moyen immédiat de décrire la production de résonances, puisque celles-ci peuvent être considérées comme des membres de supermultiplets de SU_3 .

Dans l'application de son modèle aux annihilations nucléon-antinucleon, Lamb a considéré comme états finals possibles tous les membres des octets et singulets ayant :

$$J^P = 0^-, 1^- \text{ et } 2^+.$$

Les sections efficaces sont alors données par la relation :

$$\sigma_i = \frac{N}{F} P_{\alpha\beta\dots\gamma} S_n |A_{SU_3}|^2 \Omega^{r-1}(\pi) \Omega^s(k) R_n(E)$$

où : $F = E_{cm} \cdot P_{cm}$ = flux des particules incidentes

$$P_{\alpha\beta\dots\gamma} = \frac{n!}{n_\alpha! \dots n_\gamma!} \quad : \quad \text{facteur des permutations}$$

$$S_n = \prod_{j=1}^n (2S_j + 1) \quad : \quad \text{facteur de spin}$$

A_{SU_3} = amplitude qui assure l'invariance du modèle sous SU_3 .

$R_n(E)$ = espace de phase invariant

Les 3 paramètres ajustables sont :

N = constante de normalisation

$\Omega(\pi)$ = volume d'interaction pour les particules non étranges

$\Omega(k)$ = volume d'interaction pour les particules étranges

Ces paramètres ont été calculés à partir de résultats expérimentaux issus d'expériences à 0, 1.2, 1.61, 2.5 et 3.28 GeV/c.

Le modèle donne une bonne description des sections efficaces entre 0 et 4 GeV/c, de même que de la multiplicité en pions chargés. Il donne également des prédictions pour la production de résonances.

V.2 Le modèle CLA

Chan, Loskiewics et Allison (21) ont effectué une généralisation du modèle d'échange d'un pôle de Regge, modèle qui avait été appliqué, avec succès, aux réactions du type :



Cette généralisation s'étend aux interactions :



Une interpolation est faite entre un comportement à haute énergie "à la Regge", et un comportement quasi statistique pour les particules de plus faible énergie.

L'amplitude proposée est de la forme :

$$|A| = \prod_{i=1}^n \left(\frac{g_i s_i + ca}{s_i + a} \right) \left(\frac{s_i + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i} \quad (V.1-1)$$

où : a, b_i, c et g sont des paramètres constants

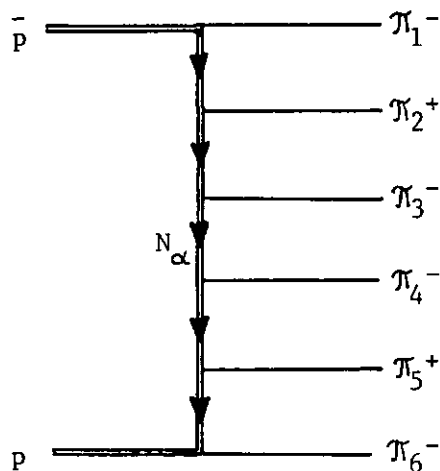
α_i est "l'intercept"

$$s_i = (\vec{p}_i + \vec{p}_{i+1})^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

$$t_i = (\vec{p}_A - \sum_{k=1}^i \vec{p}_k)^2$$

Application du modèle aux annihilations $\bar{p}p \rightarrow n\pi$

Chen (22) a adapté le modèle CLA aux annihilations du type : $\bar{p}p \rightarrow n\pi$. Il a montré que, lorsque l'amplitude était complètement "Reggeisée", elle correspondait à des diagrammes du type :



A chaque apex on exige la conservation des nombres quantiques entre les particules externes et les particules échangées. Il s'en suit que, pour des annihilations antiproton-proton en pions, seules des trajectoires baryoniques peuvent être échangées.

Chen a utilisé les paramètres α et β de la trajectoire de Regge du nucléon, déterminée par Barger et Cline (23), à savoir :

$$\alpha = -0.38 \qquad \beta = 0.88$$

A partir de ceux-ci il a déterminé les autres paramètres a, b et c, en générant des événements aléatoires avec FOWL et en cherchant les meilleures valeurs des paramètres pour l'amplitude A, par comparaison avec les données expérimentales.

Ce modèle donne une bonne description des distributions des impulsions, des impulsions transverses, et par conséquence des angles. Mais il ne rend pas compte de la formation de résonances, point particulièrement important dans ce type d'interaction.

V.3 Le modèle de Veneziano

On s'attend à ce que l'amplitude de diffusion satisfasse aux conditions suivantes :

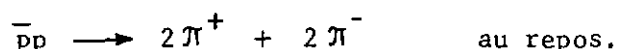
- (i) analyticité
- (ii) symétrie de croisement
- (iii) comportement asymptotique "à la Regge"
- (iv) résonances situées sur des trajectoires linéaires
- (v) dualité

Dans le cas de la diffusion $\pi\pi$, Veneziano (23) a montré que l'on pouvait répondre à ces 5 exigences en écrivant l'amplitude sous la forme :

$$A(s, t, u) = \beta \left[\frac{\Gamma(1 - \alpha(s)) \Gamma(1 - \alpha(t))}{\Gamma(2 - \alpha(s) - \alpha(t))} + \text{permutations } (s, t, u) \right]$$

où : β = constante
 $\alpha(i)$ = trajectoire de Regge qui contribue à l'amplitude
dans le canal i .

Une approche théorique satisfaisante a été effectuée, à l'aide de ce modèle, par Hopkinson et Roberts (24), dans le cas particulier de la réaction :



Toutefois, jusqu'ici, les tentatives d'application du modèle de Veneziano aux annihilations en vol sont demeurées infructueuses.

V.4 Le modèle des quarks

En 1964 Gell-Mann (24) a fait remarquer que, si l'on admettait l'existence de particules et d'antiparticules de charge fractionnelle, il devenait possible de former, à partir de ces "objets", qu'il dénommait quarks, respectivement antiquarks, deux triplets fondamentaux de SU_3 . Triplets à l'aide desquels on pouvait, par superposition, former tous les multiplets d'ordre supérieur.

Dans cette représentation, les nucléons sont constitués de 3 quarks, les antinucléons de 3 antiquarks et les mésons d'un quark et d'un antiquark.

Rubinstein et Stern (25) ont appliqué ces concepts aux annihilations antinucléon-nucléon. Ils supposent que ces processus se produisent dans un état S et consistent essentiellement en un réarrangement des 3 quarks du nucléon et des 3 antiquarks de l'antinucléon en trois paires quark-antiquark ayant $L = 0$, sans que l'on n'ait d'annihilation quark-antiquark, de création de paire $q\bar{q}$, ou d'émission de particule par rayonnement de freinage, chaque quark conservant ses propres nombres quantiques.

Les conclusions que l'on tire de ce schéma très simple sont immédiates :

- (i) L'état final se compose de 3 mésons pseudoscalaires ou vectoriels, non étranges (π , η , χ , ρ ou ω). Il est clair que ceux-ci peuvent, à leur tour, se désintégrer en pions, l'état final observé se composant alors de plus de 3 particules.
- (ii) Des particules composées de quarks étranges ne peuvent être produites.

Cette vue du phénomène permet une approche des annihilations au repos, elle se révèle toutefois trop simpliste pour pouvoir décrire les annihilations en vol.

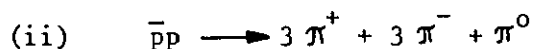
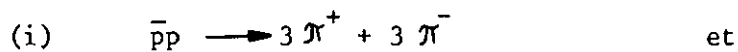
Une discussion portant sur l'extension du modèle à ce dernier type d'annihilation a été présentée par Harte et Coll. (26). Ceux-ci ont montré qu'étant donné que le couplage spin-orbite devient important à haute énergie, la plupart des annihilations en vol ne se passent pas dans un état S. De ce fait une des hypothèses de départ de Rubinstein et Stern n'est plus satisfaite.

En conclusion, nous remarquons donc qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de théorie globale qui permette d'interpréter les interactions faisant intervenir un nombre élevé de particules dans l'état final, ainsi que la formation de résonances lourdes.

Il est donc indispensable d'accumuler de nombreuses données expérimentales sur ce type de réactions, afin de permettre une approche phénoménologique plus fructueuse.

VI. Conclusion

Nous avons étudié les deux canaux d'annihilation :



L'étude a porté sur 2500 événements du premier type et 4130 du second. Elle nous a permis de mettre en évidence les points suivants :

1. Sections efficaces

Pour les deux canaux considérés, et dans le domaine d'impulsions étudié, les sections efficaces partielles ne varient que peu en fonction de l'impulsion.

Les valeurs prédites par le modèle de Lamb sont en bon accord avec nos mesures.

2. Distributions angulaires

Les distributions angulaires présentent une nette asymétrie: les π^+ , respectivement les π^- , ont tendance à être émis dans la direction du nucléon, respectivement de l'antinuéon de même charge. Cette tendance est d'autant plus marquée que l'impulsion du pion est plus élevée. Pour les π d'impulsion supérieure, on note également une remontée vers l'arrière.

Il n'est pas possible de reproduire cette structure à partir du modèle statistique. Par contre l'approche faite par Chen, à partir du modèle CLA, en rend compte et montre que les pions sont essentiellement émis de manière périphérique, c'est-à-dire par un mécanisme d'échange.

3. Corrélations angulaires

Les distributions de l'angle compris entre deux pions sont nettement dissemblables, selon que l'on considère deux pions de même charge ou de charge contraire. Cet effet provient d'une part du rôle joué par la statistique de Bose-Einstein, d'autre part de l'importante production de résonances, en particulier de méson ρ^0 .

4. Production de résonances

Les annihilations antiproton-proton sont caractérisées par une forte production de résonances. L'absence de nucléon dans l'état final augmente considérablement l'énergie à disposition, et permet ainsi la formation de résonances lourdes.

Nous avons, à l'aide d'un ajustement basé sur la méthode du maximum de vraisemblance, déterminé les taux de production des diverses résonances. Deux difficultés apparaissent toutefois :

- D'une part, étant donné le nombre élevé de particules dans l'état final, et par suite, de combinaisons possibles, il est difficile de détecter des résonances produites en faibles fractions ou avec de grandes largeurs.
- D'autre part l'ajustement fait intervenir des événements aléatoires, générés de manière isotrope à l'aide de FOWL, alors qu'expérimentalement on observe une nette anisotropie qui est liée à la charge.

Ceci peut expliquer la peine que l'on a à reproduire convenablement certains spectres de masses, en particulier le spectre $M(\pi^+ \pi^-)$ dans le canal (i), et le spectre $M(2\pi^+ \pi^- \pi^0)$ dans le canal (ii).

L'ajustement nous a permis de mettre en évidence les résonances mésoniques suivantes : $\eta(549)$, $\varepsilon(700)$, $\rho(765)$, $\omega^0(784)$, $X^0(958)$, $f^0(1260)$, $D(1285)$ et $?(2115)$. Il a fait apparaître une production élevée de méson ρ^0 ($1.3 \rho^0/\text{événement}$) pour les événements à 6 pions, et une production importante de méson ω^0 ($0.65 \omega^0/\text{événement}$) pour les événements à 7 pions. Production qui demeure d'ailleurs constante aux deux impulsions 1.09 et 1.36 GeV/c, bien que l'état final $D^0 \omega^0$ n'apparaisse pas à 1.36 GeV/c.

5. Le méson δ

A la suite de nombreux auteurs, nous nous sommes penchés sur le problème du méson δ . Bien que nous n'ayons pas observé de signal dans le spectre de masse $M(\eta^0 \pi^+)$, notre statistique est trop faible pour pouvoir exclure la présence de cette résonance dans le canal $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0$. Ce problème doit être repris dans le cadre de la collaboration avec Liverpool et Paris.

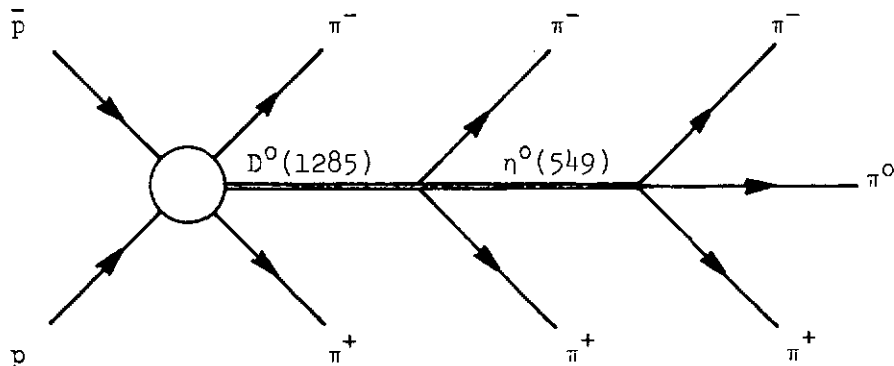
6. Le méson D^0

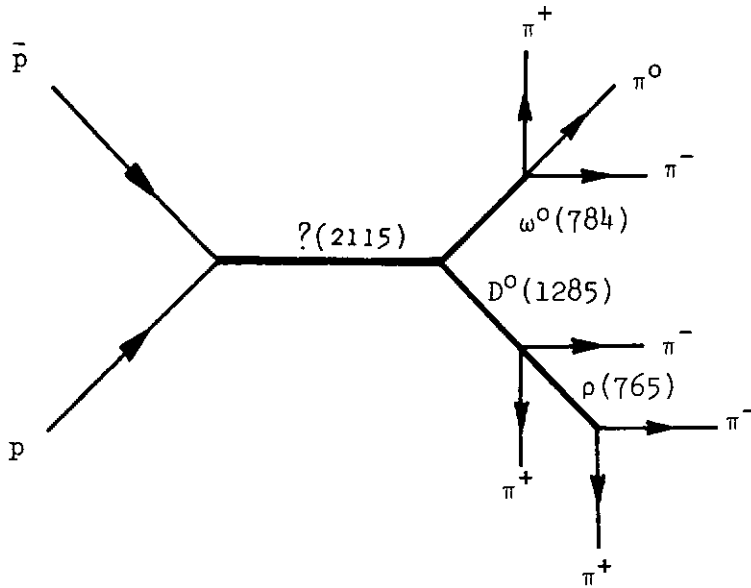
Nous avons observé les deux canaux d'annihilation suivants :

$$\bar{p}p \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-$$

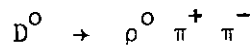
et $\bar{p}p \rightarrow D^0 \omega^0$

les deux processus complets peuvent être schématisés de la manière suivante :





La seconde réaction est particulièrement intéressante, du fait qu'elle nous a permis de confirmer le mode de désintégration:



qui avait été signalé à la XV^{ème} Conférence Internationale sur la Physique des Hautes Energies à Kiev en 1970.

Cette étude a donc apporté une série d'informations sur les annihilations antiproton-proton. Elle a permis en particulier de mettre en évidence plusieurs résonances dont certaines de masses élevées qui présentaient des modes de désintégration intéressants.

Ce n'est qu'en accumulant de telles données expérimentales que l'on pourra arriver à une meilleure compréhension des phénomènes d'annihilation. Les modèles dont nous disposons à l'heure actuelle ne permettant, individuellement, de décrire d'une manière correcte qu'un aspect particulier du phénomène.

REFERENCES

- (1) C.DEFOIX, P.RIVET, J.SIAUD, B.CONFORTO, M.WIDGOFF and F.SHIVELY
Phys. Letters 28 B (1968) 353
- (2) J.G.WILSON and S.A.WOUTHUYSEN
Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physic (Vol. IV)
North Holland (1958)
- (3) D.BURKI
Travail de Diplôme
Neuchâtel (1970)
- (4) NAL - 1968 Summer Study
A. 1 - 68 - 89 - I
- (5) M.BOGDANSKI
Thèse
Neuchâtel (1971)
- (6) D.Q.LAMB
Thèse
Liverpool (1969)
- (7) G.GOLDHABER, W.B.FOWLER, S.GOLDHABER, T.F.HOANG,
T.E.KALOGEROPOULOS and W.M.PCWEL
Phys. Rev. Letters 3 (1959) 181
- (8) G.GOLDHABER, S.GOLDHABER, W.LEE and A.PAIS
Phys. Rev. 120 (1960) 300
- (9) O.SKJEGGESTAD
CERN 64 - 13 (Vol.II)
- (10) F.JAMES
CERN 68 - 15
- (11) C.ZEEMACH
Phys. Rev. 133 B (1964) 1201
- (12) F.JAMES and M.ROOS
CERN Computer Program Library D 506 (1970)

- (13) R.GATTO, L.MAIANI and G.PREPARATA
Nuovo Cimento 39 (1965) 1192
- (14) W.KIENZLE, B.C.MAGLIC, B.LEVRAT, F.LEFEBVRE, D.FREITAG
and H.R.BLIEDEN
Phys. Letters 19 (1965) 438
- (15) D.D.ALLEN, G.P.FISHER, G.GODDEN, L.MARSHALL and R.SEARS
Phys. Letters 22 (1966) 543
- (16) E.WEST, J.H.BOYD, A.R.ERWIN and W.D.WALKER
Phys. Rev. 149 (1966) 1089
- (17) R.AMMAR, R.DAVIS, W.KROPAC, J.MOTT, D.SLATE, B.WERNER,
M.DERRICK, T.H.FIELDS and F.SCHWEINGRUBER
Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1832
- (18) S.U.CHUNG, O.I.DAHL, J.KIRZ and D.H.MILLER
Phys. Rev. 165 (1968) 1491
- (19) M.A.HOULDEN
Thèse
Université de Liverpool
- (20) A.ASTIER
Reporter's Talk on Boson Resonances.
XVth. International Conference on High Energy Physics
Kiev (1970)
- (21) CHAN HONG-MO, J.LOSKIEWICZ and W.W.M.ALLISON
Nuovo Cimento 57 A (1968) 93
- (22) FONG-CHING CHEN
Nuovo Cimento 62 A (1969) 113
- (23) G.VENEZIANO
Nuovo Cimento 57 A (1968) 190
- (24) J.F.L.HOPKINSON and R.G.ROBERTS
Lett. al Nuovo Cimento 2 (1969) 466
- (25) H.R.RUBINSTEIN and H.STERN
Phys. Letters 21 (1966) 447

- (26) J.HARTE, R.H.SOCOLOW and J.WANDERMEULEN
Nuovo Cimento 49 A (1967) 555
- (27) E.FERMI
Progr. of Theor. Phys. 5 (1950) 570
- (28) E.W.ANDERSON, E.J.BLESER, H.R.BLIEDEN, G.B.COLLINS,
D.GARELICK, J.MENES, F.TURKOT, D.BIRNBAUM, R.M.EDELSTEIN,
N.C.HIEN, T.J.McMAHON, J.MUCCI and J.RUSS
Phys. Rev. Letters 22 (1969) 1391
- (29) H.NICHOLSON, B.C.BARISH, J.PINE, A.V.TOLLESTRUP, J.K.JOH,
C.DELORME, F.LOBKOWICZ, A.C.MELLISSINOS, J.NAGASHIMA,
A.S.CAROLL and R.H.PHILLIPS
Phys. Rev. Letters 23 (1969) 603
- (30) V.BARGER and D.CLINÉ
Phys. Rev. 182 (1969) 1849

En terminant ce travail, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à toutes les personnes qui ont rendu sa réalisation possible :

Au Prof. E. Jeannet qui m'a accueilli dans son groupe, m'a initié à la physique corpusculaire, et m'a permis, au cours de nombreuses discussions, de clarifier plusieurs points de cette étude.

Au Prof. M. Gailloud et à ses collaborateurs les Dr. Ph. Rosselet et R. Weill, qui ont supervisé la partie de ce travail qui s'est déroulée à Lausanne.

A mes collègues de bureau Mme S. Vallet et le Dr. M. Bogdanski qui m'ont apporté leur aide en de multiples occasions.

A Mme A. Bossuat qui a su, avec compétence, maîtriser les nombreux problèmes de programmation qui se sont posés tout au long de ce travail.

A nos observatrices qui, tant à Neuchâtel qu'à Lausanne, ont effectué, dans l'ombre, avec patience et minutie, un travail considérable de dépouillement et de mesures.

A nos collaborateurs anglais et français qui ont mis leurs films à notre disposition, et qui m'ont apporté à maintes reprises leur soutien.

Au Prof. C. Blanc, à M. P. Santschi, ainsi qu'à tous les membres du Centre de Calcul de l'EPFL, qui m'ont accordé de nombreuses facilités de calcul.

Au Prof. P. Banderet et à ses collaborateurs du Centre de Calcul de l'Université de Neuchâtel qui m'ont toujours accueilli avec amabilité.

Au groupe de physique théorique de l'Université de Lausanne, en particulier aux Prof. J.J. Loeffel et G. Wanders ainsi qu'à M. O. Piguet, qui m'ont permis de clarifier certains aspects théoriques.

A Mlle C. Morris qui a bien voulu se charger de la dactylographie de cette thèse.

Enfin à toutes les personnes de notre Institut, en particulier à son directeur le Prof. J. Rossel, qui m'ont toujours témoigné leur sympathie.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Neuchâtel, février 1972

CURRICULUM VITAE

Originaire de Sion, je suis né dans cette ville le 13 novembre 1942.

J'y ai suivi les classes de l'école primaire et du Collège latin. J'ai ensuite bifurqué en section scientifique où j'ai obtenu, en 1961, mon certificat de Maturité type C.

Dès 1963 j'ai poursuivi mes études à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich, en section IX. Celles-ci m'ont conduit, en 1968, à l'obtention du diplôme final de physique.

En mai 1968 je suis entré à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, en qualité d'assistant des travaux pratiques avancés. J'y ai entrepris, parallèlement, un travail de recherche dans le groupe de physique corpusculaire, sous la direction du Prof. E. Jeannet.