

**ÉTUDE DE LA PRODUCTION D'HYPÉRON  
ET D'ANTIHYPÉRON  
DANS LES COLLISIONS  
ANTIPROTON-PROTON A 4 GeV/c**

par

Daniel REVEL

Rapport CEA - R 2798

CENTRE D'ÉTUDES  
NUCLÉAIRES DE SACLAY

1965

Ga

CEA-R 2798 — REVEL Daniel

**ETUDE DE LA PRODUCTION D'HYPERON ET D'ANTIHYPERON DANS LES COLLISIONS ANTIPROTON-PROTON A 4 GeV/c**

**Sommaire :**

Nous présentons ici des résultats concernant la production d'hyperons et d'antihyperons dans l'interaction antiproton sur proton à 4 GeV/c. Nous avons utilisé pour cette expérience un lot de  $10^5$  photographies, prises avec la chambre à bulles de 81 cm à hydrogène liquide de Saclay, placée dans un faisceau d'antiprotons auprès du synchrotron à protons du CERN. Le but de ce travail était l'étude des mécanismes de production des paires hyperons antihyperons et des hyperons excités (antihyperons excités) au travers des sections efficaces et des distributions angulaires. Pour la plupart des voies, ces distributions angulaires, dans le système du centre de masse, indiquent une forte tendance à l'émission vers l'avant de l'antihyperon, ce qui suggère un mécanisme de production de type périphérique. Nous avons comparé les résultats de certaines sections efficaces avec des prévisions obtenues à partir de la théorie de symétrie unitaire  $SU_3$ .

1965

78 pages

Commissariat à l'Energie Atomique — France

CEA-R 2798 — REVEL Daniel

**STUDY OF HYPERON-ANTIHYPERON PRODUCTION IN ANTIPROTON-PROTON COLLISION AT 4 GeV/c**

**Summary :**

We present the results on hyperon-antihyperon production by 4 GeV/c antiprotons in hydrogen. We used about  $10^5$  pictures taken in on antiproton beam from the CERN proton synchrotron with the 81 cm Saclay hydrogen bubble chamber. The aim of this work was the study, through the cross sections and the angular distributions, of production mechanism of hyperon antihyperon pairs and excited hyperons (or antihyperons). For most of the channels, these angular distributions show a strong forward peaking of the antihyperon in the center of mass of the interaction. This suggests that a peripheral-type mechanism is predominant in these processes. We compare the results of some cross sections, with theoretical predictions according to  $SU_3$  unitary symmetry.

1965

78 pages

Commissariat à l'Energie Atomique — France

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII<sup>e</sup>.*

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII<sup>e</sup>.*

•

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Daniel REVEL**

---

PREMIÈRE THÈSE

Étude de la production d'hypéron et d'antihypéron  
dans les collisions antiproton-proton à 4 GeV/c

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 20 mai 1965 devant la Commission d'examen

MM. BERTHELOT

Président

LEHMANN

MEYER Joào

} Examineurs

**A LA MEMOIRE DE MA MERE**

**A MON PERE**

**en témoignage d'affection et de reconnaissance**

**A MA FEMME**

**A MON MAITRE**

**Monsieur le Professeur A. BERTHELOT**

Je tiens avant tout à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur A. BERTHELOT qui m'a initié à la Physique des Hautes Energies et qui n'a cessé de me témoigner sa bienveillance et de me prodiguer ses conseils, en particulier tout au long de ce travail.

L'expérience faisant l'objet de cette thèse est le fruit d'une collaboration qui réunissait les Laboratoires de Birmingham, du CERN, de l'Ecole Polytechnique, d'Imperial College et de Saclay. Mes remerciements vont à tous les physiciens qui ont contribué à sa réalisation, et sans qui ce travail aurait été impossible, ainsi qu'au CERN et à ses équipes de physiciens et de techniciens qui ont assuré le bon fonctionnement du P.S. et des faisceaux.

J'ai trouvé en Monsieur J. MEYER un guide amical et je veux lui dire toute ma gratitude pour l'expérience que j'ai pu acquérir auprès de lui.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Monsieur B. TALLINI pour l'aide très précieuse qu'il m'a apportée, ainsi qu'à Monsieur S. ZYLBERAJCH pour sa participation.

Que Messieurs MESSIAH, COHEN-TANNOUDJI et NAVELET soient remerciés pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je n'oublierai pas le travail précieux de l'équipe de dépouillement et de mesure et particulièrement celui de Mademoiselle A. BRACH.

Je tiens enfin à remercier Madame LEBEY et Mademoiselle DURAND qui ont assuré avec beaucoup d'amabilité et de soin le travail de mise en page et de dactylographie, ainsi que Monsieur ROUAULT qui a dessiné la plupart des figures de cette thèse.

## INTRODUCTION

Au titre d'une collaboration entre les Laboratoires de Birmingham, du CERN, de l'Ecole Polytechnique, d'Imperial College et du LPCHE, la chambre à hydrogène liquide de 81 cm de Saclay a été exposée à un faisceau de  $0,8 \cdot 10^6$ ,  $0,5 \cdot 10^6$  et  $1,1 \cdot 10^6$  antiprotons de 3,0, 3,6 et 4,0 GeV/c d'impulsion, produit dans une cible interne du Synchrotron à protons du CERN. Ces impulsions correspondent respectivement à des énergies de 2,76, 2,96 et 3,08 GeV dans le système du centre de masse.

Au moment où cette expérience avait été projetée, le seul antihypéron mis en évidence était l'antilambda [1]. Notre expérience avait pour but d'étudier la production des paires d'hypérons-antihypérons et la production des résonances  $Y^*$  et  $\bar{Y}^*$ .

Le seuil de production de telles paires d'hypérons-antihypérons se situait au-dessus de l'impulsion d'antiprotons de 1,61 GeV/c utilisée dans l'expérience de LYNCH, KALBFLEISCH et al [2]. Ces seuils sont en effet pour :

|                                                          |                                         |
|----------------------------------------------------------|-----------------------------------------|
| $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$         | $p_{\text{seuil}} = 1,43 \text{ GeV/c}$ |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma \bar{\Sigma}$           | $p_{\text{seuil}} = 1,92 \text{ GeV/c}$ |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma \pi \bar{\Lambda}$      | $p_{\text{seuil}} = 2,07 \text{ GeV/c}$ |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi \pi$ | $p_{\text{seuil}} = 2,23 \text{ GeV/c}$ |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Xi \bar{\Xi}$                 | $p_{\text{seuil}} = 2,62 \text{ GeV/c}$ |

Le choix des impulsions d'antiprotons incidents (3,0, 3,6 et 4,0 GeV/c) avait été fait de façon à se trouver assez nettement au-dessus du seuil de production d'un certain nombre de voies  $\bar{p}p \longrightarrow Y + \bar{Y}$  ou  $\bar{p}p \longrightarrow Y + \bar{Y} + n\pi$  sans que la multiplicité des pions produits ne soit trop grande.

Nous étudierons ici certaines voies de l'interaction antiproton-proton en partant des résultats obtenus avec les clichés de 4,0 GeV/c et en les comparant éventuellement à ceux obtenus aux autres énergies.

Pour chaque voie, nous tenterons d'analyser le mécanisme de production à partir des renseignements obtenus des distributions angulaires.

Des résultats préliminaires concernant l'ensemble des trois énergies ont été publiés aux Conférences Internationales sur les Particules Élémentaires de Genève (1962) [3] et de Sienné en 1963 [4-5] et un article plus complet est sous presse.

Je ne fais ici que récolter les fruits de l'effort d'une grande collaboration sans laquelle ce travail aurait été impossible.

Notation : Aucune notation internationale n'étant proposée pour la désignation des antiparticules chargées, j'ai utilisé la notation suivante :

$\bar{\Sigma}^-$  représente la particule conjuguée de charge du  $\Sigma^-$  et est donc chargé positivement. De même  $\bar{\Sigma}^+$  représente la particule conjuguée de charge du  $\Sigma^+$  et est donc chargé négativement ; cette notation s'étend également aux  $\bar{\Xi}^-$  et aux résonances  $\bar{Y}^*$ .

## CHAPITRE PREMIER

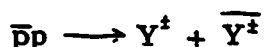
### RÉACTION DONNANT LIEU A LA CRÉATION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON

Nous allons étudier plus particulièrement dans ce chapitre deux voies de l'interaction antiproton sur proton :

- la voie antiproton-proton donnant hyperon-antihyperon neutres



- la voie antiproton-proton donnant hyperon-antihyperon chargés



#### 1 - INTERACTION ANTIPROTON-PROTON DONNANT HYPERON-ANTIHYPERON NEUTRES

Nous avons utilisé pour cette étude tous les événements, trouvés au dépouillement, montrant deux désintégrations de particules neutres ( $V^0$ ) pointant toutes deux sur une interaction à zéro branche d'antiproton. (Voir Photographie 1).

Ces  $V^0$  peuvent être, soit un  $\Lambda \longrightarrow p + \pi^-$ , soit un  $\bar{\Lambda} \longrightarrow \pi^+ + \bar{p}$ , soit un  $K^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ , soit un  $\bar{Y}$  donnant une paire  $e^+ e^-$ .

Nous avons appliqué dès le dépouillement un premier critère de sélection permettant de reconnaître dans un bon pourcentage des cas le type du  $V^0$ . Ce critère est basé sur des abaques de cinématique donnant l'angle entre les deux secondaires en fonction de l'impulsion de ceux-ci, toutes choses directement mesurables sur la table de dépouillement.

En effet, soit respectivement  $p_+$ ,  $E_+$ ,  $p_-$ ,  $E_-$ , l'impulsion et l'énergie du  $V^0$ , du secondaire chargé positivement et du secondaire chargé négativement, et soit  $\alpha$  l'angle entre  $p_+$  et  $p_-$ .

La conservation de l'énergie  $E_0 = E_+ + E_-$  pour chaque type de  $V^0$  fournit une relation entre les impulsions  $f_v(p_+, p_-, p_0) = 0$ .

En tenant compte de la conservation des quantités de mouvement  $P_0^2 = P_+^2 + P_-^2 + 2P_+ P_- \cos \alpha$ , on peut écrire cette relation sous la forme  $g_v(p_+, p_-, \alpha) = 0$ , ce qui permet de tracer dans un système d'axes  $p_+$ ,  $p_-$  deux séries de courbes correspondant respectivement aux  $\Lambda$  et aux  $K^0$  et fonction de l'angle  $\alpha$ .

La mesure de  $p_+$ ,  $p_-$  et  $\alpha$  permet donc dans la plupart des cas de reconnaître la nature ( $\Lambda$  ou  $K^0$ ) du  $V^0$ . Ce critère nous a permis entre autre d'éliminer une bonne partie des paires d'électrons.

Les voies possibles correspondant à ce type d'événement sont (en désignant par  $Y$  soit un  $\Lambda$ , soit un  $\Sigma^0$ )





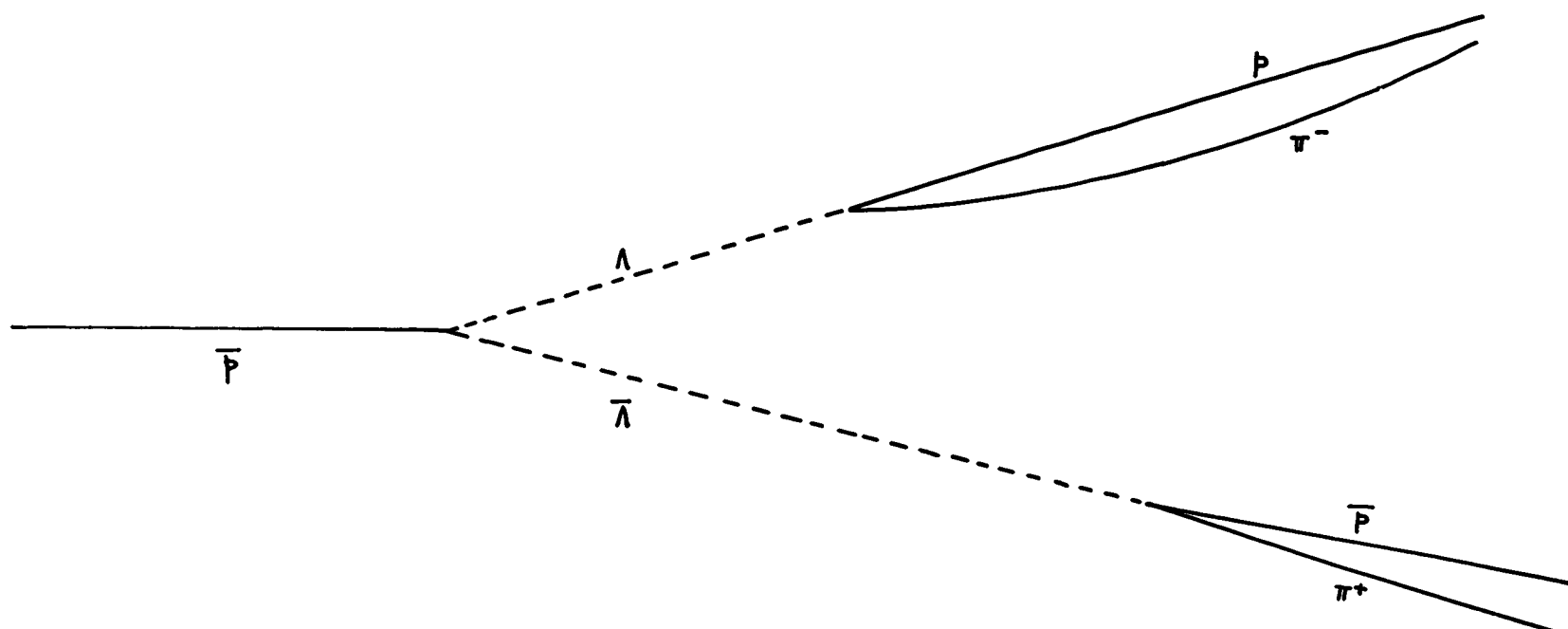


Photo I - Evénement du type  $\bar{p}p \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$

a) Séparation entre les différentes voies :

Le programme GRIND, que nous avons utilisé, commence par optimiser les paramètres mesurés ( $p_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $\varphi_i$ ) des secondaires de désintégration de chacun des  $V^0$  en fonction des contraintes imposées par la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ( $E$ ,  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$ ). On calcule ainsi l'impulsion de la particule neutre et la probabilité que celle-ci soit un  $\Lambda$ , un  $\bar{\Lambda}$ , un  $K^0$  ou un  $\bar{K}^0$ , émis au sommet de l'interaction.

Dans une seconde étape, il reprend les attributions non aberrantes en  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  ou  $K^0$ , et tente un ajustement cinématique des paramètres de l'antiproton incident et des 2  $V^0$ , en tenant également compte des contraintes imposées par la conservation du quadrivecteur énergie-impulsion.

Comme précédemment la qualité de l'ajustement pour une hypothèse donnée est déduite de la probabilité que le  $\chi^2$  dépasse la valeur observée dans cet ajustement.

En cas d'ambiguïté entre plusieurs ajustements des  $V^0$  ou dans la réaction globale, nous avons étudié l'ionisation des secondaires des  $V^0$  de façon à trancher cette indétermination.

Nous calculons également l'énergie, la masse et l'impulsion manquantes correspondant à chaque voie laissée ouverte par l'attribution de la nature des  $V^0$ . On peut ainsi séparer facilement entre les  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  et les  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + X$  ( $X$  pouvant être  $\gamma$ ,  $2\gamma$ ,  $2\pi^0$ ,  $\pi^0 + \gamma$  etc.), par la masse et l'impulsion manquantes dans cette voie.

Dans un cas où la masse manquante serait nulle, mais où l'impulsion manquante ne le serait pas, le programme essaye d'ajuster l'interaction avec un  $\gamma$  supplémentaire. Nous avons retenu comme  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$  ou  $\bar{\Lambda}\Sigma^0$  les événements pour lesquels la masse équivalente  $\Lambda\gamma$  ou  $\bar{\Lambda}\gamma$  était compatible avec celle d'un  $\Sigma^0$ .

b) Sections efficaces dans les différentes voies :

A 4 GeV/c, nous avons obtenu douze événements dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  et quatorze événements dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$  ou  $\bar{\Sigma}^0\bar{\Lambda}$ .

Le nombre d'événements de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$  ne peut pas être obtenu directement.

En effet la probabilité d'observer les paires d'électrons provenant des  $\gamma$  de désintégration des  $\Sigma^0$  est très faible dans une chambre à hydrogène liquide.

On peut déterminer un nombre maximum d'événements compatible avec cette voie en prenant tous les événements du type  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + X^0$  pour lesquels la masse manquante est différente de la masse d'un méson  $\pi^0$  (avec les critères de sélection utilisés pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$  décrits plus loin). Le spectre de masse équivalente, de  $2\gamma$  de désintégration de  $\Sigma^0$ , est très étendu par rapport à la largeur d'un méson  $\pi$  ; le nombre d'événements de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$  simulant  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$  doit donc être faible.

En prenant ainsi le nombre maximum d'événements compatibles avec la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ , nous obtenons une limite maximale de dix sept événements.

Nous avons calculé pour chaque événement un poids statistique, fonction de sa position dans la chambre, de la direction de vol des secondaires et de leurs impulsions. (Voir appendice III).

La probabilité de voir en même temps les modes chargés de désintégration du lambda et de l'antilambda, dans une réaction du type  $\bar{p}p \rightarrow Y^0 + \bar{Y}^0$ , est de 4/9. Nous devons donc corriger nos nombres d'événements dans chaque voie par un facteur 9/4.

En tenant compte des corrections concernant le mode neutre de désintégration des  $V^0$  et de leurs poids statistiques (voir appendice III), nous obtenons les sections efficaces suivantes :

|                                                  | $\sigma$ $\mu$ barns    |
|--------------------------------------------------|-------------------------|
| $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$   | $39 \pm 12$ $\mu$ barns |
| $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + \bar{\Sigma}^0$  | $46 \pm 13$ $\mu$ barns |
| $\Sigma^0 + \bar{\Lambda}$                       |                         |
| $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$ | $< 55$ $\mu$ barns      |

(les erreurs sont des erreurs statistiques sur les nombres d'événements trouvés au dépouillement).

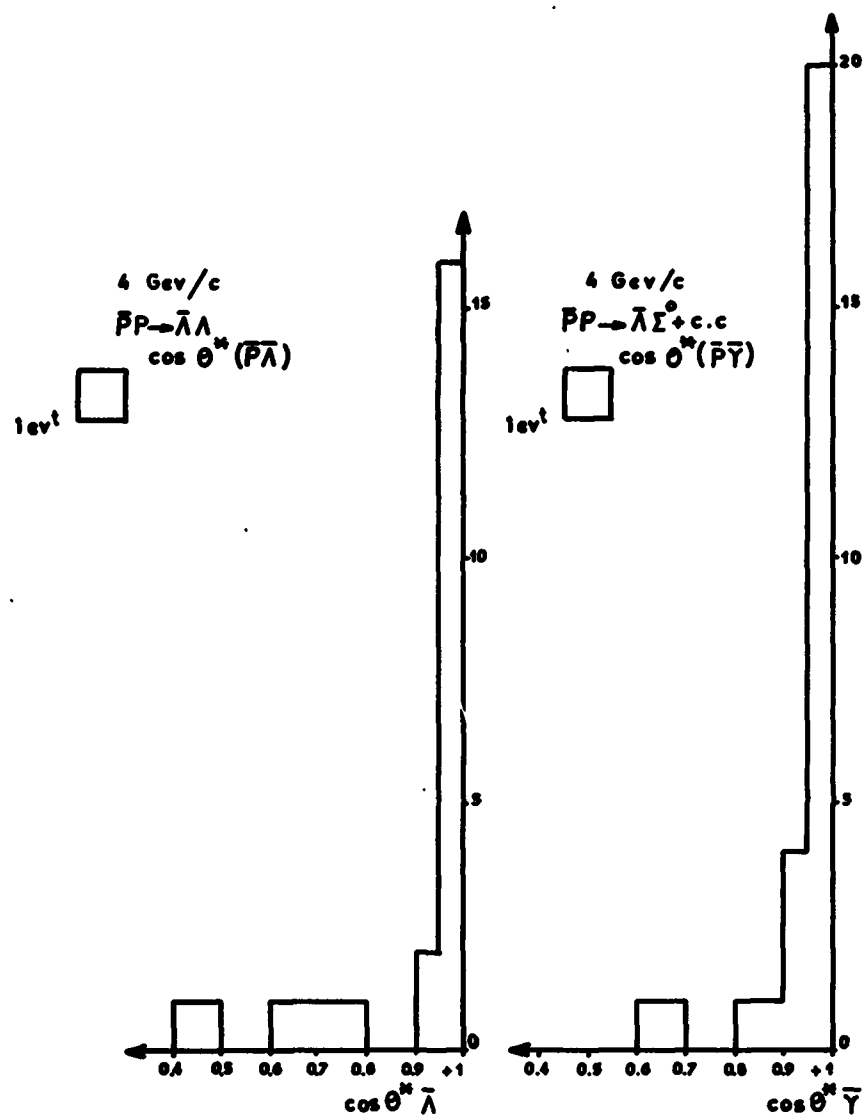


FIG.1a

FIG.1 b

Fig. 1 - Distributions angulaires des antihyperons neutres, dans le système du centre de masse, à 4 GeV/c :  
 a) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  - b) voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.$

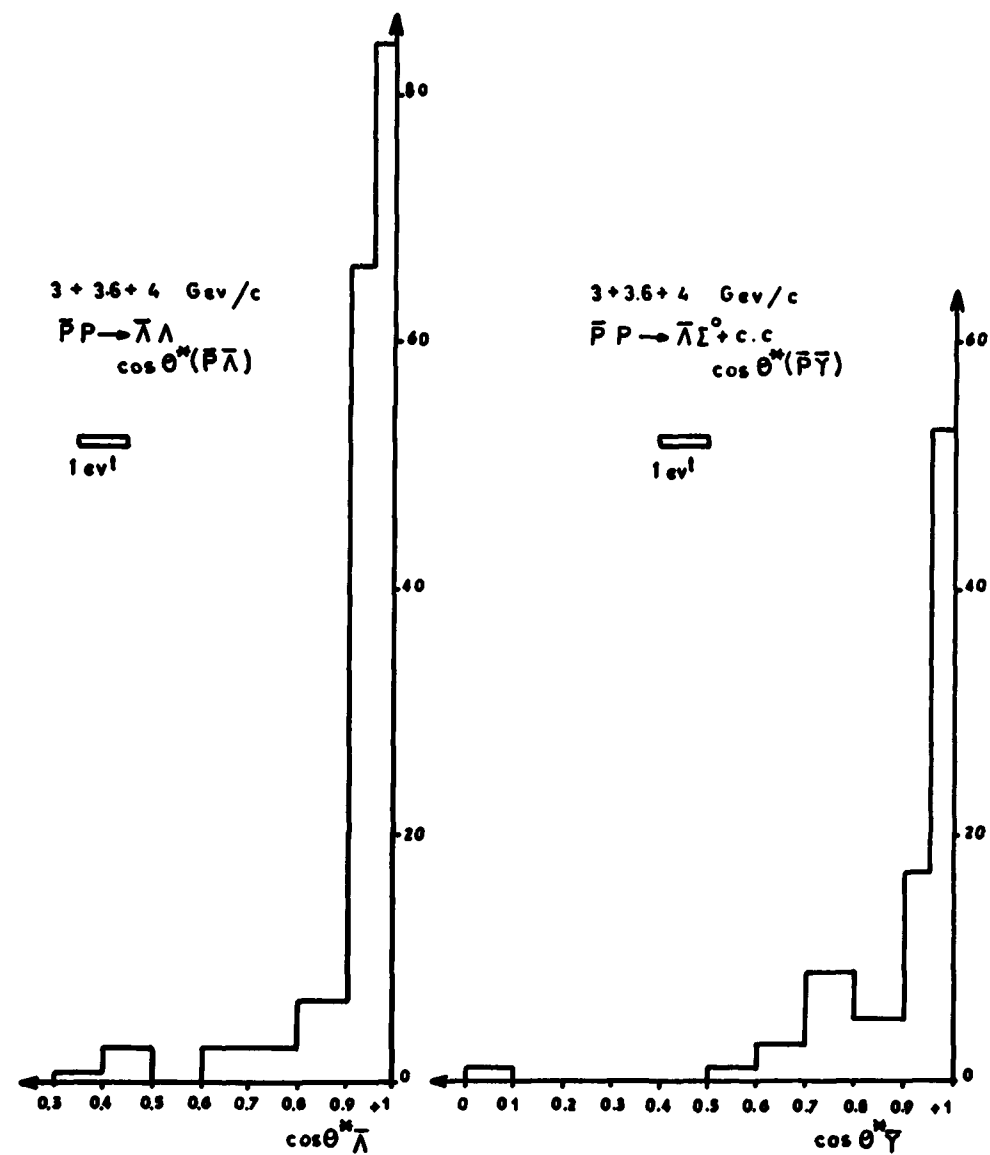


FIG.2a

FIG.2b

Fig. 2 - Distributions angulaires des antihyperons neutres, dans le système du centre de masse, à 3, 3,6 et 4 GeV/c  
 a) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  - b) voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.$

### c) Distribution angulaire et périphérisme

La figure 1a représente la distribution angulaire des antihypérons dans le système du centre de masse de l'interaction  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ .

La figure 1b montre la même distribution pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.$  Nous avons porté le cosinus de l'angle dans le système du centre de masse entre l'antiproton incident et l'antilambda dans le cas de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ . Pour la réaction conjuguée de charge  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$ , nous avons porté le cosinus de l'angle dans le système du centre de masse entre l'antiproton et l'antisigma.

Les deux distributions angulaires présentent un pic étroit vers l'avant, 70 % des antihypérons étant émis à des angles tels que  $0,95 < \cos \theta^* < 1$ .

En comparant ces résultats avec ceux obtenus pour 3 GeV/c et 3,6 GeV/c dans la même expérience, nous observons que cette tendance à l'émission vers l'avant des antihypérons croît en fonction de l'énergie (figures 2a et b). En particulier à 3 GeV/c, 40 % des  $\bar{Y}$  sont émis à des angles tels que  $0,95 < \cos \theta^* < 1$  et à 3,6 GeV/c, 45 %.

Nous pouvons également calculer les quadrimoments de transfert  $-\Delta^2$ , entre le nucléon incident et l'hypéron produit, correspondant à chaque événement

$$-\Delta^2 = (E_i - E_f)^2 - (\vec{P}_i - \vec{P}_f)^2$$

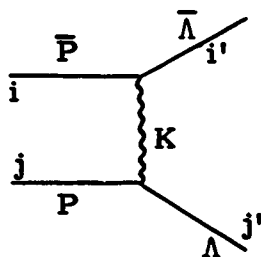
La distribution en  $\Delta^2$  montre une nette prédominance des interactions ayant une faible valeur en  $-\Delta^2$  (figure 3). Ceci étant le reflet de la distribution angulaire, se retrouve évidemment aux trois énergies. (Figure 4).

L'interaction  $\bar{p}p \rightarrow Y^0\bar{Y}^0$  semble donc procéder d'une interaction périphérique.

### Essais d'interprétation théorique

Le fait que les longueurs d'ondes soient petites à haute énergie a permis de décrire la diffusion à petit angle en termes de trajectoire classique. La très forte anisotropie vers l'avant constatée dans la distribution angulaire de l'antibaryon dans une réaction  $\bar{p}p \rightarrow B + \bar{B}$  implique que le mécanisme de production soit efficace à de grands paramètres d'impact.

Comme la portée d'une interaction est inversement proportionnelle à la masse de la particule échangée, on a tendance à rendre responsable de l'interaction la particule la plus légère dont les nombres quantiques sont compatibles avec la réaction considérée. Dans le cas particulier de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ , ces nombres quantiques sont  $|S| = 1$ ,  $B = 0$ ,  $|Q| = 1$ . Le premier essai d'interprétation de la distribution angulaire en terme de périphérisme consistait donc à calculer le propagateur d'un méson K pseudo-scalaire, dans le schéma suivant :



L'élément de matrice de transition correspondant s'écrit :

$$M_{ii'jj'} = G^2 \bar{u}_j \gamma_5 u_{j'} \frac{F}{-\Delta^2 + m_K^2} \bar{u}_i \gamma_5 u_{i'}$$

- les indices  $ii'jj'$  correspondant respectivement à  $\bar{p} \bar{\Lambda} p \Lambda$ , caractérisent les spineurs  $u_i, u_{i'}, u_j$  et  $u_{j'}$ ,
- $-\Delta^2$  est le quadrimoment de transfert défini plus haut ;
- $F$  est un coefficient incluant le facteur d'espace des phases ;
- $G$  est la constante de couplage à chaque vertex.

En faisant la moyenne des spins des états initiaux et en sommant sur les spins des états finaux, la section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$  peut s'écrire :

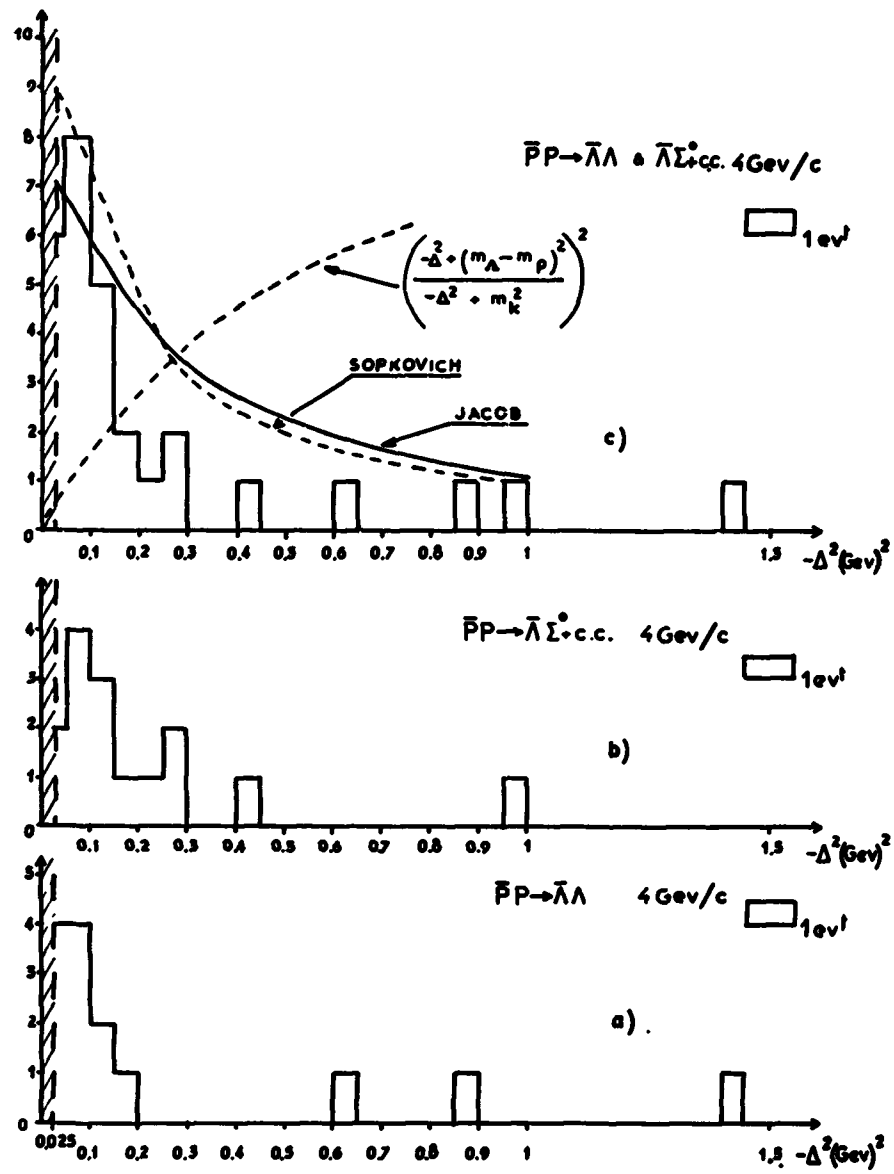


Fig. 3 - Distributions en quadrimoments de transfert  $-\Delta^2$ , à  $4 \text{ GeV}/c$   
 a) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  - b) voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$  - c) voies  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ ,  $\Sigma^0\bar{\Lambda}$ .

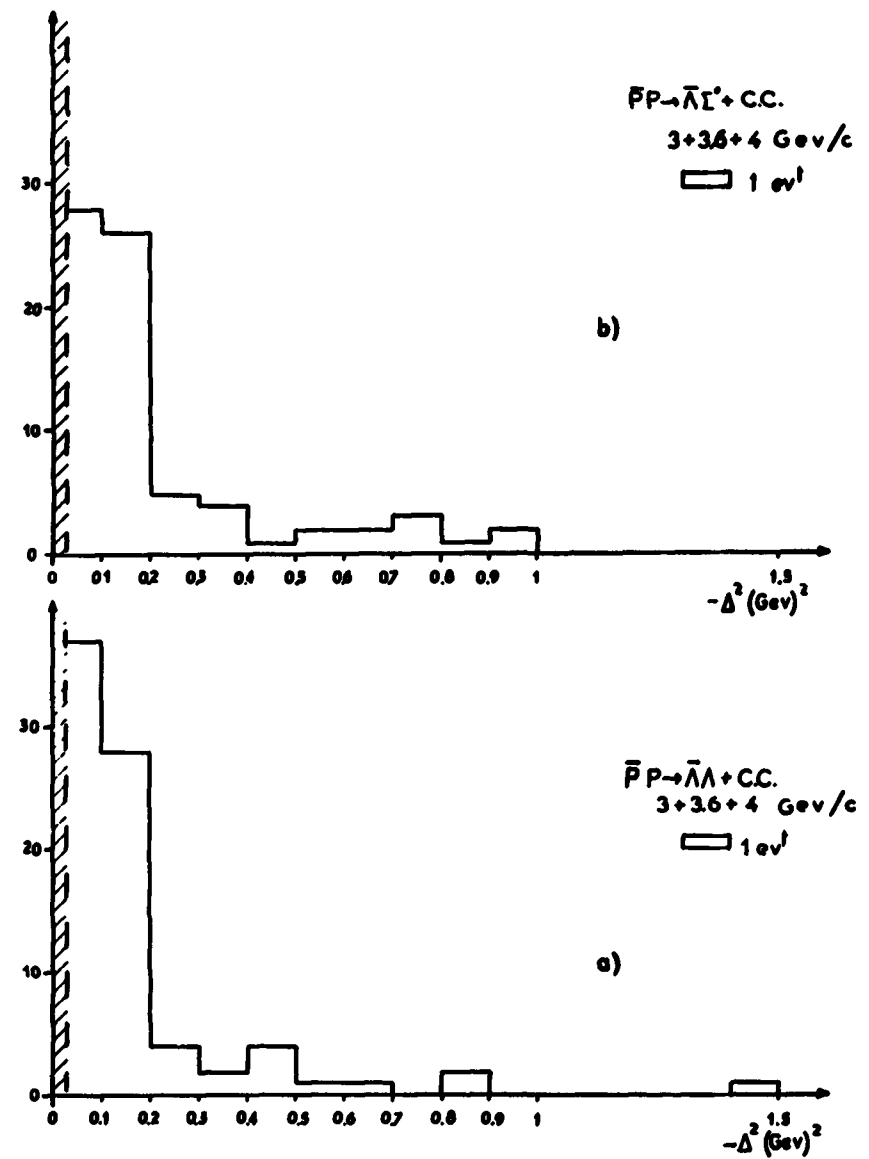


Fig. 4 - Distributions en quadrimoments de transfert  $-\Delta^2$ , à  $3$ ,  $3.6$ , et  $4 \text{ GeV}/c$  :  
 a) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  - b) voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2} \sim K \sum_{ii',jj'} |M_{ii',jj'}|^2$$

La moyenne sur les états initiaux et la somme sur les états finaux du carré d'un élément de matrice  $\bar{u}_p \gamma_\mu u_\Lambda$  est égal [32] à :

$$1/2 \text{ trace } \left[ \gamma_\mu \frac{m_p - \not{p}_p}{2m_p} \gamma_\nu \frac{m_\Lambda - \not{p}_\Lambda}{2m_\Lambda} \right]$$

où  $\not{p}$  représente le quadri-vecteur  $\gamma^\mu p_\mu = \vec{\gamma} \cdot \vec{p}$

$$1/2 \text{ trace } \left[ \gamma_\mu \frac{m_p - \not{p}_p}{2m_p} \gamma_\nu \frac{m_\Lambda - \not{p}_\Lambda}{2m_\Lambda} \right] = 1/2 \text{ trace } \left[ \frac{m_p + \not{p}_p}{2m_p} \frac{m_\Lambda - \not{p}_\Lambda}{2m_\Lambda} \right] = \frac{m_p m_\Lambda - \not{p}_p \not{p}_\Lambda}{8m_p m_\Lambda}$$

Le quadrimoment de transfert  $-\Delta^2$  est égal à

$$-(\not{p}_p - \not{p}_\Lambda)^2 = -(\not{p}_p^2 + \not{p}_\Lambda^2 - 2\not{p}_p \not{p}_\Lambda)$$

et avec la propriété

$$\not{p}^2 = p_\mu p^\mu = p_0^2 - p^2 = m^2$$

$$-2\not{p}_p \not{p}_\Lambda = \Delta^2 - (m_\Lambda^2 + m_p^2)$$

on obtient donc

$$\sum_{ii',jj'} |\bar{u}_p \gamma_\mu u_\Lambda|^2 \sim [-\Delta^2 + (m_\Lambda - m_p)^2]$$

La section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$  s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Delta^2} \sim \left( \frac{-\Delta^2 + (m_\Lambda - m_p)^2}{-\Delta^2 + m_K^2} \right)^2$$

Cette section efficace différentielle a une allure croissante dans le domaine  $-\Delta^2 > 0$  et l'accord avec les résultats expérimentaux est mauvais (figure 3c).

- JACOB [6] et SOPKOVICH [7] ont calculé la dépendance en  $\Delta^2$  de la section efficace différentielle dans le cas de l'échange d'un méson vectoriel  $K^*$ .

Ils obtiennent des courbes décroissantes dans le domaine  $-\Delta^2 > 0$ , mais cette décroissance trop lente n'est pas compatible avec nos résultats expérimentaux (figure 3c).

- DAR et TOBOCMAN [8] ainsi que GOTTFRIED et JACKSON [9] relèvent qu'une des graves difficultés d'un simple modèle d'échange d'une particule, est le fait qu'un tel modèle néglige les nombreux canaux ouverts à l'interaction à ces énergies et qui ont des sections efficaces non négligeables. En particulier, le canal correspondant à la réaction à deux corps  $\bar{p}p \rightarrow B + \bar{B}$  n'intervient que pour une petite fraction dans la section efficace totale inélastique.

Les voies annexes plus compliquées, parce qu'elles font intervenir plus de particules, sont produites avec des transferts d'impulsion plus importants ou, ce qui est équivalent, avec des petits paramètres d'impact. Dans ce cas, à cause de l'unitarité de la matrice S, les petits paramètres d'impact, c'est-à-dire ceux qui correspondent à de petits moments angulaires, auront une probabilité plus faible de participer à la réaction à deux corps  $\bar{p}p \rightarrow B + \bar{B}$  considérée.

On peut donc penser que l'existence de ces nombreux canaux compétitifs réduit, pour ces raisons d'unitarité, l'influence des petits moments angulaires dans la réaction à petit transfert d'impulsion  $\bar{p}p \rightarrow B + \bar{B}$ , tout en laissant inchangée celle des moments angulaires plus élevés.

Ceci mène à une diminution de la section efficace correspondant à la réaction à deux corps considérée et doit avoir une nette influence sur les distributions angulaires.

- Dans cette hypothèse DAR [10] a fait un calcul de la section efficace différentielle dans le cas de l'interaction  $pp \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$  à 3,3 GeV/c, en supposant que tous les paramètres d'impact inférieurs à une certaine valeur R sont complètement utilisés par des réactions plus complexes et n'interviennent plus dans la réaction à deux corps. Un tel modèle équivaut à un modèle diffractif. Il obtient alors une distribution angulaire nettement pointée vers l'avant -qu'il normalise aux résultats expérimentaux en faisant varier R ( $R \sim 1,1$  fermi)-, mais possédant des maxima et des minima de diffraction qui n'apparaissent pas dans notre distribution expérimentale. De plus ce cal-

cul étant indépendant des spins, aucune conclusion concernant le spin de la particule échangée ne peut en être tirée.

- Récemment DURAND et CHIU [11] ont fait un calcul de la section efficace différentielle de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$  avec un modèle d'approximation de Born d'onde distordue sans introduction des effets de spin. Ils obtiennent pour l'échange d'un méson K ou  $K^*$ , une distribution angulaire qui rend assez bien compte des résultats expérimentaux sans pourtant trancher le problème de l'échange d'une particule pseudo-scalaire ou vectorielle.

JACKSON et GOTTFRIED [9] proposent un calcul, utilisant la méthode d'approximation de Born d'onde distordue et tenant compte des effets de spin. Pour ce faire, ils développent les amplitudes de diffusion  $M_{ii}$  en ondes partielles et intègrent sur tous les états d'hélicités  $\lambda$ .

Chaque amplitude d'onde partielle est au préalable corrigée à l'aide d'une fonction d'absorption, elle-même fonction continue du moment angulaire.

Ce calcul mène à une saturation des petits paramètres d'impact moins brutale que celle utilisée par DAR, et a pour résultat de ne pas faire apparaître de minima et maxima de diffraction dans la distribution angulaire.

- COHEN-TANNOUDJI et NAVELET [13] ont fait ce calcul dans le cas de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$  entre 3,6 et 4 GeV/c et obtiennent figure 5, une section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d(\cos \theta^*)}$ ,

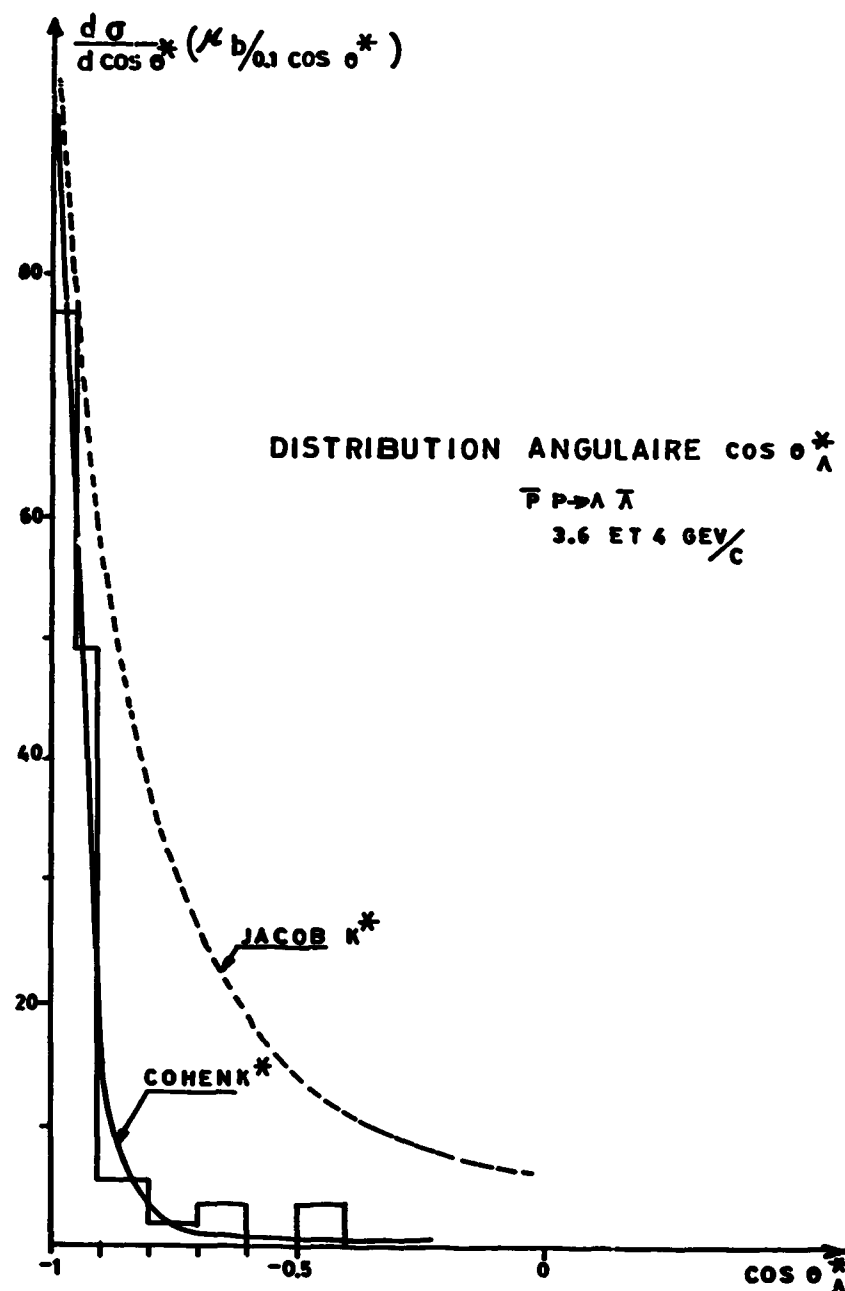


Fig. 5 - Distributions angulaires des antihypérons neutres. dans le système du centre de masse, à 3,6 et 4 GeV/c pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ .

dans le cas de l'échange d'un méson vectoriel  $K^*$ , en très bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Dans le cas de l'échange d'un méson pseudo-scalaire  $K$ , la décroissance trop lente de la distribution angulaire obtenue par COHEN n'est pas compatible avec la distribution expérimentale.

Ces résultats sont en faveur de l'échange périphérique d'un méson  $K^*$  sans qu'il soit possible d'éliminer l'hypothèse d'une contribution réduite d'interaction  $\bar{p}p$ , avec échange d'un méson  $K$ .

## II - INTERACTION ANTIPROTON-PROTON DONNANT HYPERON-ANTIHYPERON CHARGES

Les événements choisis au dépouillement se présentent comme ayant deux traces chargées se désintégrant ( $V^\pm$ ) dans le volume utile de la chambre. (Voir photographie II).

Ces  $V^\pm$  peuvent être, soit des  $\Xi$ , soit des  $\Sigma$ , soit des  $K$ , soit des mésons  $\pi$ . Un premier critère appliqué dès le dépouillement nous a permis d'éliminer une forte proportion de  $K$  et de  $\pi$ . Ce critère est basé sur le rapport  $\frac{\tau}{m} \left( \frac{\text{vie moyenne}}{\text{masse}} \right)$  et est directement mesurable sur les clichés, car il est proportionnel à  $\frac{f}{l} \left( \frac{\text{flèche}}{\text{longueur des } V^\pm} \right)$ .

En effet,  $f = \frac{l^2}{8R}$  ou encore :

$$\frac{f}{l} = \frac{l}{8R} = \frac{pct}{8mR} = \frac{HRct}{8mR} = \frac{Hc}{8} \times \frac{t}{m}$$

où  $f$ ,  $l$ ,  $R$ ,  $m$ ,  $p$ ,  $t$ ,  $c$ ,  $H$ , sont respectivement la flèche, la longueur du  $V$ , le rayon de courbure, la masse de la particule, son impulsion, son temps de vol, la vitesse de la lumière, et le champ magnétique de la chambre.

Si l'on exprime la masse en  $\text{GeV}/c^2$ , nous avons ;

$$\frac{f}{l} = 2,34 \cdot 10^7 \frac{t}{m}$$

d'où pour un  $f/l = 1 \%$

$$t_\Sigma = 4,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}_\Sigma = 5,1 \cdot 10^{-10}; \quad t_K = 4,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}_K = 2,1 \cdot 10^{-10}$$

la probabilité de ne pas voir la désintégration après un temps  $t$  étant  $P = e^{-\frac{t}{\tau}}$

$$P_{\Sigma^-} = e^{-\frac{5,1 \cdot 10^{-10}}{1,6 \cdot 10^{-10}}} \sim e^{-3,2} \sim 4 \%$$

$$P_{\Sigma^+} = e^{-\frac{5,1 \cdot 10^{-10}}{0,8 \cdot 10^{-10}}} \sim e^{-6,4} \sim 0,2 \%$$

$$P_K = e^{-\frac{2,1 \cdot 10^{-10}}{1,22 \cdot 10^{-8}}} \sim e^{-\frac{1}{60}} \sim 99 \%$$

Donc, en ne prenant au scanning que les  $V$  chargés ayant un  $\frac{f}{l} \leq 0,01$ , on sélectionne plus de 96 % de  $\Sigma$  chargés et seulement 1 % des  $K$  chargés.

Ceci représente, étant donné le nombre de  $K$  chargés produits, une contamination en  $K$  d'environ 5 %.

### Séparation entre les différentes voies :

Nous avons donc pu étudier un lot d'événements comprenant des  $\Sigma\bar{\Sigma}$  et des  $\Xi\bar{\Xi}$  chargés. Ces derniers pouvant être reconnus soit par cinématique, soit par la signature du  $\Lambda$  de la désintégration d'un  $\Xi$ .



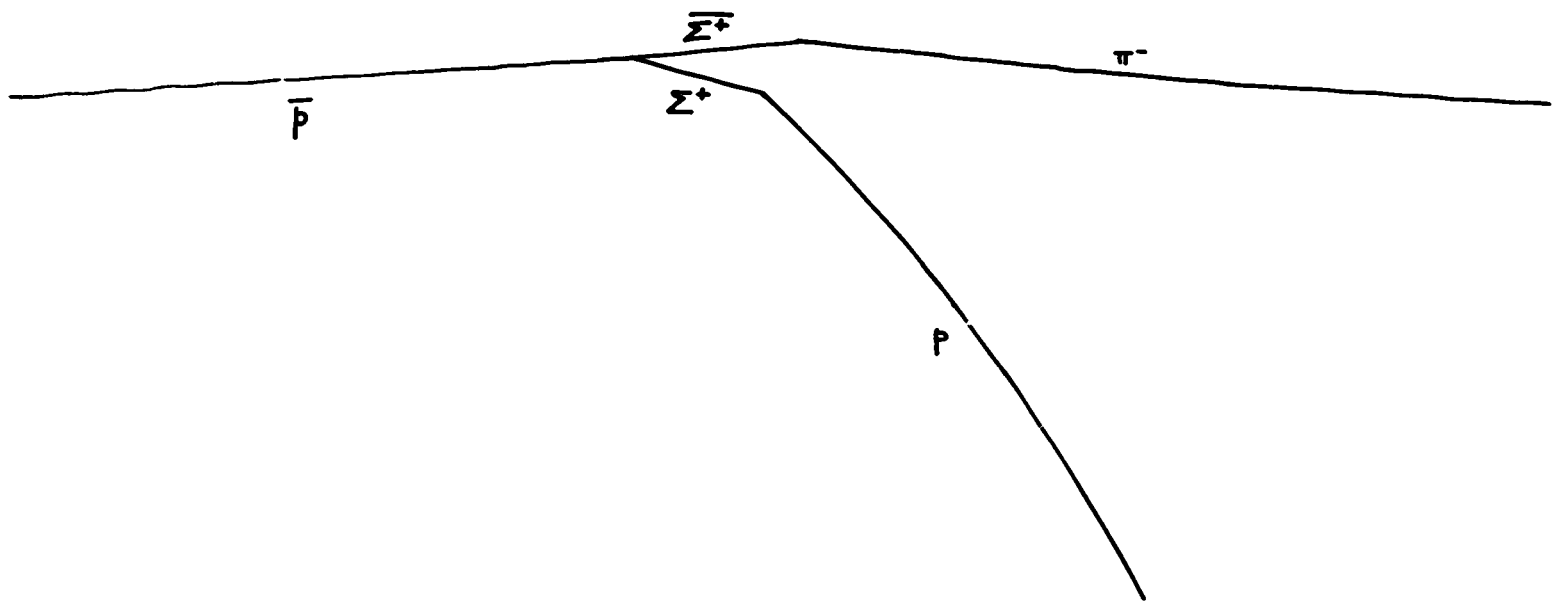
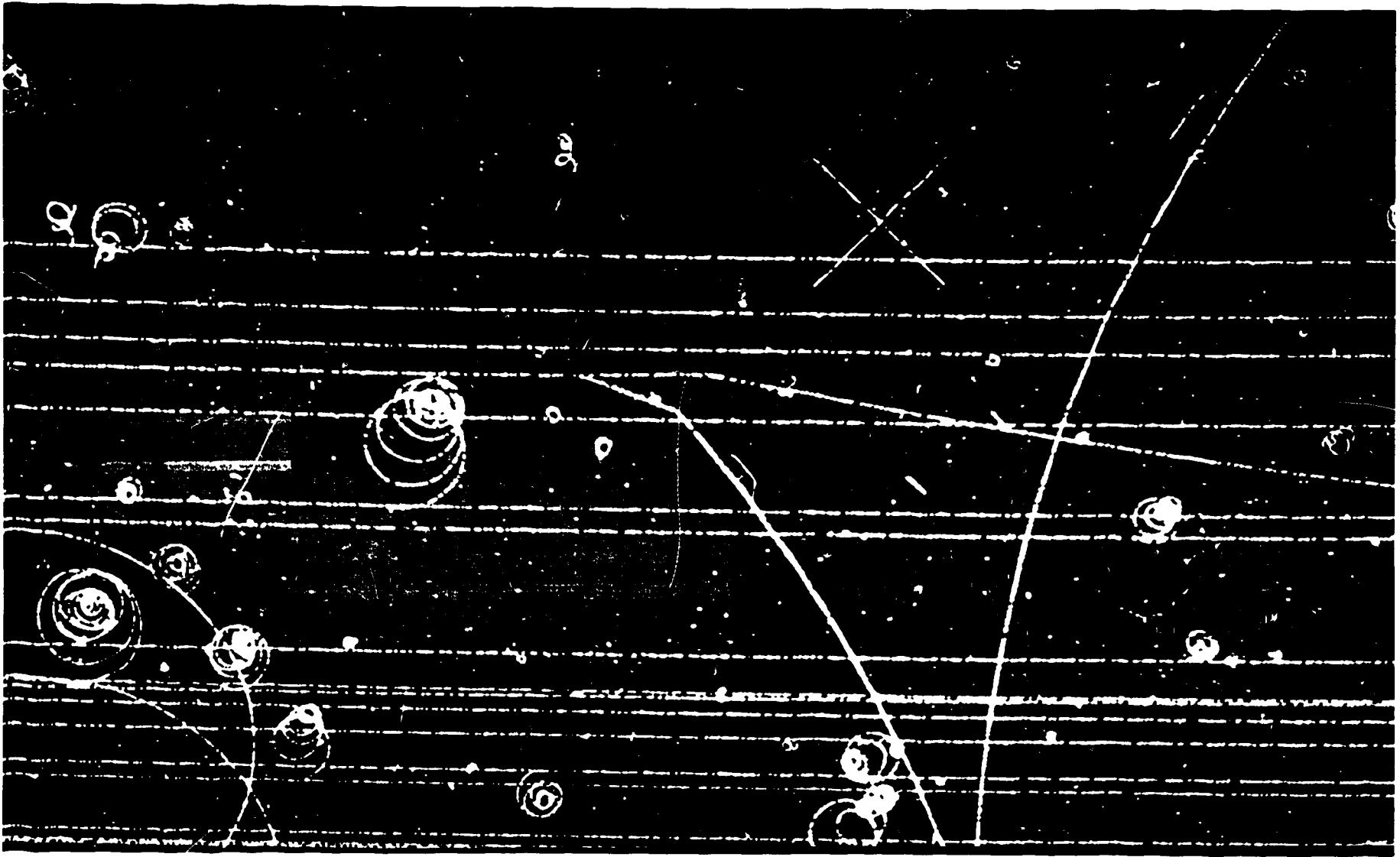


Photo II - Evénement du type  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$

Dans ce cas, le programme procède également par étapes. Dans la première, il étudie les différentes hypothèses possibles de désintégration des hyperons, puis, dans la seconde, il fait une série d'ajustements sur la réaction globale.

Un programme annexe nous a permis d'étudier la masse manquante carrée associée à l'événement par rapport à chaque hyperon séparément. Soient  $\mu^2_{\nu^+}$  et  $\mu^2_{\nu^-}$  ces deux masses.

En portant pour chaque événement, en abscisse  $\mu^2_{\nu^+}$  et en ordonnée  $\mu^2_{\nu^-}$ , les points correspondant à la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma}$  se groupent autour de la masse carrée d'un  $\Sigma$  et ceux correspondant à la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma}\pi^0$  se répartissent dans les limites d'un diagramme de Dalitz. (Figure 6).

Des événements tels que  $\Sigma\bar{\Sigma}(n\pi^0)$  peuvent contaminer le lot de  $\Sigma\bar{\Sigma}\pi^0$ . Ces événements étant de toute façon assez peu nombreux, nous n'essayerons pas d'étudier la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma}\pi^0$ .

Cette analyse nous a permis de vérifier les hypothèses calculées par le programme et nous a permis de séparer deux lots d'événements :

$$\bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma} \quad \text{et} \quad \bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma}\pi^0, \quad \Sigma\bar{\Sigma}(n\pi^0), \quad \Sigma\bar{\Sigma}X^0$$

Etudions plus particulièrement la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma\bar{\Sigma}$  sans particule neutre supplémentaire. Nous pouvons avoir deux types d'interactions :

$$\text{soit } \bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+ \quad (1)$$

$$\text{soit } \bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^- \quad (2)$$

Une analyse cinématique, jointe à une étude de l'ionisation du secondaire de désintégration du V chargé, permet de déterminer la nature baryonique ou pionique de ce secondaire.

Le tableau suivant résume les modes de désintégration des  $\Sigma$  et des  $\bar{\Sigma}$  pour les événements des voies (1) et (2)

|                                                                                            | Nature du secondaire<br>de désintégration<br>chargé positivement | Nature du secondaire<br>de désintégration<br>chargé négativement | Type<br>d'événement                                                     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|
| $\Sigma^+ + \bar{\Sigma}^+$ <span style="font-size: 2em; vertical-align: middle;">}</span> | p<br>p<br>$\pi^+$                                                | $\bar{p}$<br>$\pi^-$<br>$\bar{p}$                                | <span style="font-size: 2em; vertical-align: middle;">}</span> classe A |
| $\Sigma^- + \bar{\Sigma}^-$ <span style="font-size: 2em; vertical-align: middle;">}</span> | $\pi^+$<br>$\pi^+$                                               | $\pi^-$<br>$\pi^-$                                               | <span style="font-size: 2em; vertical-align: middle;">}</span> classe B |

Nous avons séparé les événements en deux classes :

Classe A : ceux pour lesquels on voit au moins un baryon ou un antibaryon

classe B : ceux pour lesquels on ne voit aucun baryon ou antibaryon.

- La classe A est formée exclusivement par des interactions de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ , en effet la présence d'un secondaire protonique (ou antiprotonique) signe un événement de la voie (1).

- Par contre, la classe B comprenant tous les  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma_{\pi^+}\bar{\Sigma}_{\pi^-}$  est un mélange de la voie (1) et de la voie (2).  
(L'indice  $\pi^+$ , p,  $\bar{p}$  indique le mode de désintégration du  $\Sigma$ ).

Si on admet que les  $\Sigma^+$  se désintègrent en  $p\pi^0$  dans 50 % des cas et que les  $\bar{\Sigma}^+$  se désintègrent en  $\bar{p}\pi^0$  dans le même pourcentage, on doit s'attendre à ce que la classe A soit formée par les 3/4 des événements de la réaction  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ + \bar{\Sigma}^+$ .

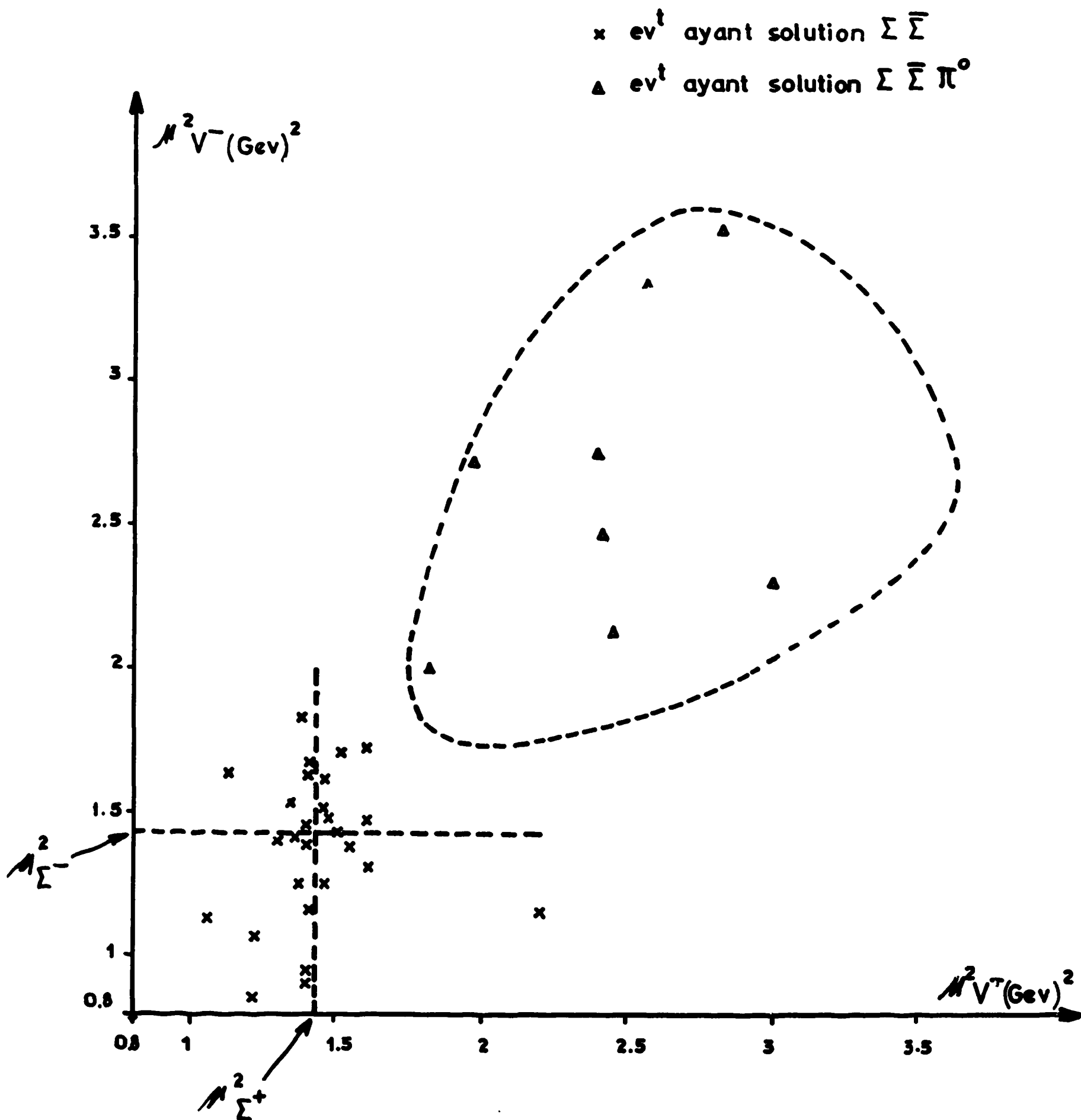


Fig. 6 - Diagramme à deux dimensions des masses manquantes carrées à partir des  $V^-(\mu_{V^-}^2)$  par rapport aux masses manquantes carrées à partir des  $V^+(\mu_{V^+}^2)$  pour les voies :  
 $pp \rightarrow \Sigma \bar{\Sigma} (n \pi^0) \quad n \geq 0 \quad \text{à } 4 \text{ GeV}/c$

Expérimentalement, nous avons obtenu :

|                                                                                                                                                                                | 3 GeV/c | 3,6 GeV/c | 4 GeV/c | Total |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------|-----------|---------|-------|
| classe A $\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_p \quad \overline{\Sigma_p} \\ \Sigma_\pi^+ \quad \overline{\Sigma_p} \\ \Sigma_p \quad \overline{\Sigma_\pi^-} \end{array} \right.$ | 12      | 4         | 6       | 22    |
|                                                                                                                                                                                | 11      | 6         | 12      | 29    |
|                                                                                                                                                                                | 15      | 5         | 12      | 30    |
| Total classe A                                                                                                                                                                 | 38      | 15        | 30      | 81    |
| classe B $\Sigma_\pi^+ \Sigma_\pi^-$                                                                                                                                           | 29      | 15        | 28      | 72    |
| Non identifié                                                                                                                                                                  | 2       |           | 1       | 3     |

En analysant ce tableau, nous arrivons à la conclusion que pour 3 GeV/c et 3,6 GeV/c les rapports d'embranchements  $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$  à  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  et  $\overline{\Sigma}^+ \rightarrow \overline{p} + \pi^0$  à  $\overline{\Sigma}^+ \rightarrow \overline{n} + \pi^-$  sont bien compatibles avec 1 ; en effet

$$\frac{N_{\Sigma_p \overline{\Sigma_p}}}{N_{\Sigma_p \overline{\Sigma_\pi^-}}} = \frac{12}{15} = 0,8_{-0,4}^{+0,7} \text{ pour 3 GeV/c.}$$

$$= \frac{4}{5} = 0,8_{-0,5}^{+1} \text{ pour 3,6 GeV/c.}$$

et

$$\frac{N_{\Sigma_p \overline{\Sigma_p}}}{N_{\Sigma_\pi^+ \overline{\Sigma_p}}} = \frac{12}{11} = 1,1_{-0,5}^{+0,8} \text{ pour 3 GeV/c}$$

$$= \frac{4}{6} = 0,67_{-0,4}^{+0,9} \text{ pour 3,6 GeV/c}$$

alors que pour 4 GeV le nombre de  $\Sigma_p \overline{\Sigma_p}$  est trop faible pour être compatible avec ce rapport d'embranchement.

Il en résulte donc que l'on perd un certain nombre de  $\Sigma_p$  et de  $\overline{\Sigma_p}$  et ceci d'autant plus que l'on monte en énergie.

On peut penser à deux raisons pour expliquer cette perte de  $\Sigma_p$  et de  $\overline{\Sigma_p}$  :

a) C'est l'effet d'une simple fluctuation statistique, et dans ce cas il suffit d'en tenir compte dans les erreurs.

b) Il s'agit d'un biais systématique de dépouillement, dans ce cas, il faudrait évaluer ce biais et corriger les nombres d'événements. Nous avons examiné a posteriori avec beaucoup de soin tous les événements ayant un V chargé pour nous assurer que nous n'avions pas de biais de mauvaise observation et nous pouvons éliminer ce biais éventuel.

Pourtant, il est évident a priori que pour des désintégrations protoniques (ou antiprotoniques) en vol de  $\Sigma$  (ou  $\overline{\Sigma}$ ) rapide, l'angle entre le  $\Sigma$  et le p (ou  $\overline{\Sigma}$  et  $\overline{p}$ ) sera petit, et que les ionisations de deux traces seront voisines, et ceci d'autant plus que l'impulsion des  $\Sigma$  (ou  $\overline{\Sigma}$ ) va augmenter.

Nous pouvons calculer la correction à apporter dans les cas où toute la perte provient du biais :

Soit  $\alpha$  le coefficient de perte des  $\Sigma_p$

Soit  $\beta$  le coefficient de perte des  $\overline{\Sigma_p}$

Soit  $\gamma$  le coefficient de perte de  $\Sigma_\pi$

et soit N le nombre vrai de  $\Sigma \overline{\Sigma}$

Nous avons sur le total des trois énergies :

$$N_{\Sigma_p \bar{\Sigma}_p^-} = N \alpha \beta = 22$$

$$N_{\Sigma_{\pi^+} \bar{\Sigma}_p^-} = N \beta \gamma = 29$$

$$N_{\Sigma_p \bar{\Sigma}_{\pi^-}} = N \alpha \gamma = 30$$

et sur 4 GeV/c seul

$$N \alpha \beta = 6$$

$$N \beta \gamma = 12$$

$$N \alpha \gamma = 12$$

Comme il n'y a aucune raison de biais sur les désintégrations pioniques de  $\Sigma$ , nous pouvons résoudre ce système en prenant  $\gamma = 1$ .

On obtient alors :  $\alpha = \beta = 0,70$  pour le total des trois énergies

et  $\alpha = \beta = 0,5$  pour 4 GeV/c

Dans l'hypothèse où toute la perte en  $\Sigma_p$  ou  $\bar{\Sigma}_p^-$  provient de ce biais, nous devons multiplier le nombre de  $\Sigma_p \bar{\Sigma}_p^-$  par 2,25 et ceux de  $\Sigma_{\pi^+} \bar{\Sigma}_p^-$  et de  $\Sigma_p \bar{\Sigma}_{\pi^-}$  par 1,5.

Dans le cas où toute la perte est due à des fluctuations statistiques, nous avons :  $\alpha = \beta = \gamma = 1$ .

Il est très difficile de savoir dans quelle mesure cette perte de  $\Sigma_p \bar{\Sigma}_p^-$  doit être imputée à l'une ou à l'autre de ces raisons et nous avons adopté une solution moyenne consistant à corriger en partie seulement pour un biais, en prenant  $\alpha = \beta = 0,8$ , tout en augmentant les erreurs.

Après cette correction, les nombres d'événements deviennent :

|                |                                   | Total corrigé sur les trois énergies |
|----------------|-----------------------------------|--------------------------------------|
| A              | $\Sigma_p \bar{\Sigma}_p^-$       | $34 \pm 7$                           |
|                | $\Sigma_{\pi^+} \bar{\Sigma}_p^-$ | $36 \pm 8$                           |
|                | $\Sigma_p \bar{\Sigma}_{\pi^-}$   | $37 \pm 8$                           |
| Total classe A |                                   | $107 \pm 13$                         |
| B              | $\Sigma_{\pi^+} \Sigma_{\pi^-}$   | $72 \pm 9$                           |

#### Evaluation des sections efficaces de $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$ et $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$

Nous avons vu que la classe A était une classe pure comprenant les 3/4 des événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$  et que la classe B était un mélange de 1/4 des événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$  et des événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^-$ .

Nous pouvons donc statistiquement séparer ces deux voies et nous obtenons les sections efficaces suivantes :

$$\text{Nb événements voie } \bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+ = \frac{4}{3} \text{ classe A}$$

$$\text{Nb événements voie } \bar{p}p \longrightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^- = \text{classe B} - \frac{1}{3} \text{ classe A.}$$

|                                            | 3,0 GeV/c                | 3,6 GeV/c                | 4 GeV/c                  | 4 GeV/c corrigé            | Total corrigé pour biais de scanning |
|--------------------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|----------------------------|--------------------------------------|
| Nombre de $\Sigma \bar{\Sigma}$            | 69                       | 30                       | 59                       | 68                         | 179                                  |
| Nombre de $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$        | 53                       | 20                       | 41                       | 53                         | $143 \pm 32$                         |
| Nombre de $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$        | 16                       | 10                       | 18                       | 15                         | $36 \pm 12$                          |
| Section efficace $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$ | $(36 \pm 6) \mu\text{b}$ | $(30 \pm 8) \mu\text{b}$ | $(24 \pm 6) \mu\text{b}$ | $(30,5 \pm 8) \mu\text{b}$ | $(40 \pm 5) \mu\text{b}$             |
| Section efficace $\Sigma^- \bar{\Sigma}^-$ | $(10 \pm 5) \mu\text{b}$ | $(14 \pm 6) \mu\text{b}$ | $(10 \pm 5) \mu\text{b}$ | $(8,5 \pm 5) \mu\text{b}$  | $(9 \pm 3) \mu\text{b}$              |

Ces sections efficaces sont corrigées pour la perte de  $\Sigma$  long ou court par l'introduction d'un poids statistique défini en appendice III.

Nous pouvons déjà noter que les sections efficaces  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$  sont de deux à quatre fois plus petites que les sections efficaces  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\Sigma^+$ . Nous essayerons de trouver une raison à cette différence par la suite.

#### Distributions angulaires des $\Sigma^+$ et des $\Sigma^-$

La classe A étant une classe pure d'événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ , l'angle dans le système du centre de masse de l'interaction, entre l'antiproton incident et le  $V^+$ , est caractéristique de la distribution angulaire des  $\Sigma^+$  dans cette voie.

Cette distribution, comme on peut le voir sur la figure 7 pour 4 GeV/c et sur la figure 8 pour l'ensemble 3, 3,6 et 4 GeV/c, est fortement anisotropique, ce qui est de nouveau en faveur d'une interaction à petit transfert d'impulsion.

Nous pouvons obtenir la distribution angulaire des  $\bar{\Sigma}^-$  dans la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$  par soustraction au spectre de la classe B du tiers du spectre de la classe A.

En effet, nous avons vu que la classe B était un mélange des événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$  et de un quart des événements de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\Sigma^+$ .

Nous avons tracé les distributions de l'angle dans le système du centre de masse entre l'antiproton incident et le  $V^+$  pour les événements de la classe B. (Figure 9a pour 4 GeV/c et 10 pour 3, 3,6 et 4 GeV/c).

Par soustraction, nous obtenons la distribution angulaire des  $\bar{\Sigma}^-$  figure 9b pour 4 GeV/c et figure 11 pour 3, 3,6 et 4 GeV/c.

Cette distribution angulaire est nettement différente de celle obtenue pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ .

Le spectre des  $\cos \theta^*$  des  $\bar{\Sigma}^-$  est beaucoup moins pointé vers l'avant que celui des  $\bar{\Sigma}^+$ ; son maximum se trouvant pour une valeur de  $0,8 < \cos \theta^* < 0,9$  alors que, pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ , 30 % des événements sont émis avec  $0,95 < \cos \theta^* < 1$ .

Nous avons calculé les distributions en quadrimoment de transfert ( $-\Delta^2$ ) pour les voies  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$  et  $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ . Comme on peut s'y attendre à la vue des distributions angulaires, les deux voies ont des tendances différentes.

La distribution en ( $-\Delta^2$ ) pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$  (figure 12) a son maximum pour les plus faibles valeurs du quadrimoment de transfert et une décroissance rapide. Environ 30 % des événements ont une valeur de  $-\Delta^2 \leq 0,2$  (GeV/c)<sup>2</sup> et 40 % une valeur de  $-\Delta^2 \leq 0,3$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

Cette section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d\Delta^2}$  a une allure comparable à celle obtenue pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  ce qui suggère des mécanismes de productions similaires.

Par contre, pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$  (figure 12), la dépendance en ( $-\Delta^2$ ) est nettement différente. On ne peut plus parler d'un maximum pour faible ( $-\Delta^2$ ). Au contraire, il semble y avoir une courbe d'abord croissante et passant par un maximum aux environs de  $-\Delta^2 = 0,4$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

En conclusion, on peut dire que l'interaction  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$  est compatible avec une interaction de type périphérique. La distribution angulaire, ainsi que celle en  $-\Delta^2$ , ne sont pas en très bon accord avec celles attendues pour l'échange d'un méson pseudo-scalaire K. Il est nécessaire d'envisager l'échange d'un méson pseudo-vecteur comme le  $K^*$ .

La section efficace de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ , égale au tiers environ à celle de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ , et la distribution angulaire de ces événements indiquent très clairement que le mécanisme de production est différent pour ces deux voies.

Ceci n'est pas surprenant car, si on peut expliquer l'interaction  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$  par un processus périphérique avec échange d'une particule de charge et de nombre baryonique nul, comme dans le schéma de Feynman suivant :

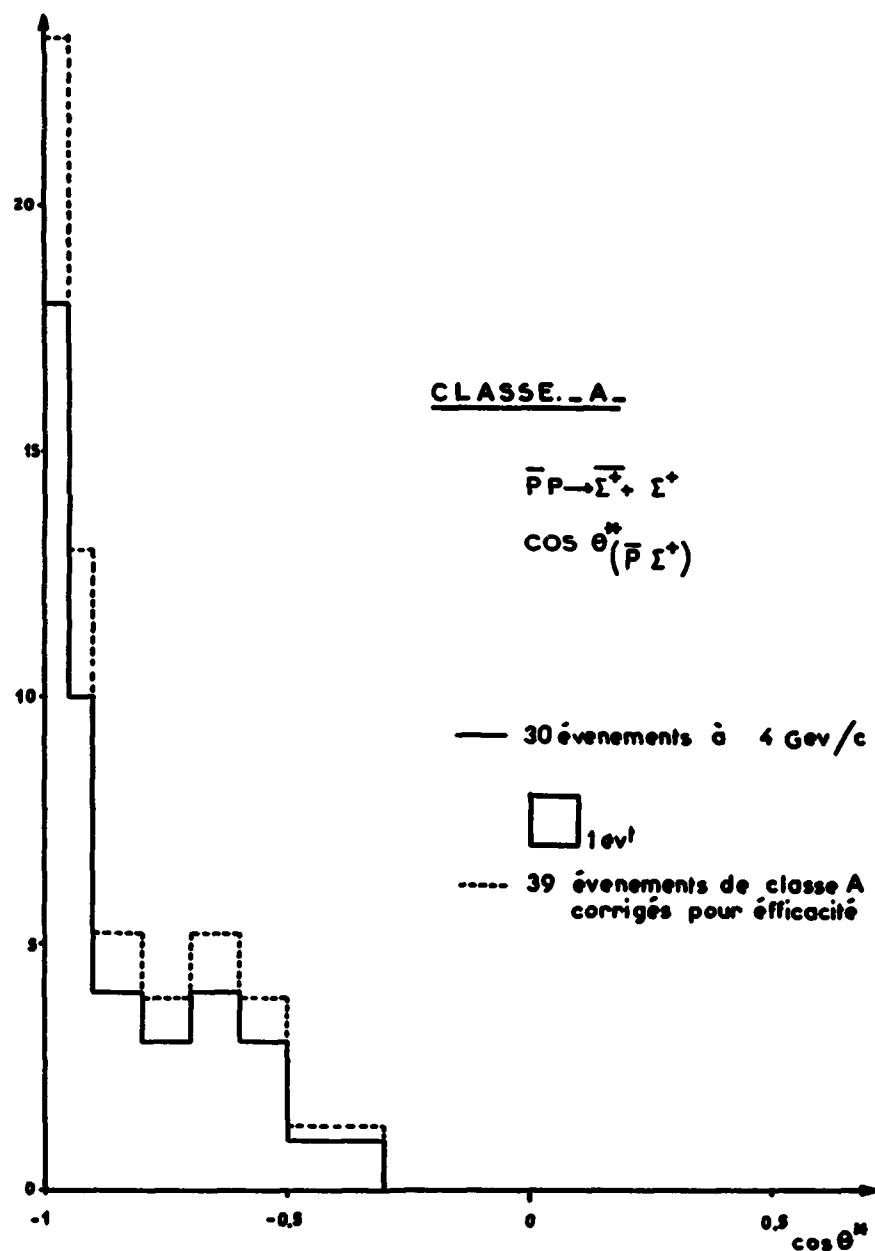


Fig. 7 - Distribution angulaire des  $V^*$ , dans le système du centre de masse, pour les événements de la classe A, à 4 GeV/c.

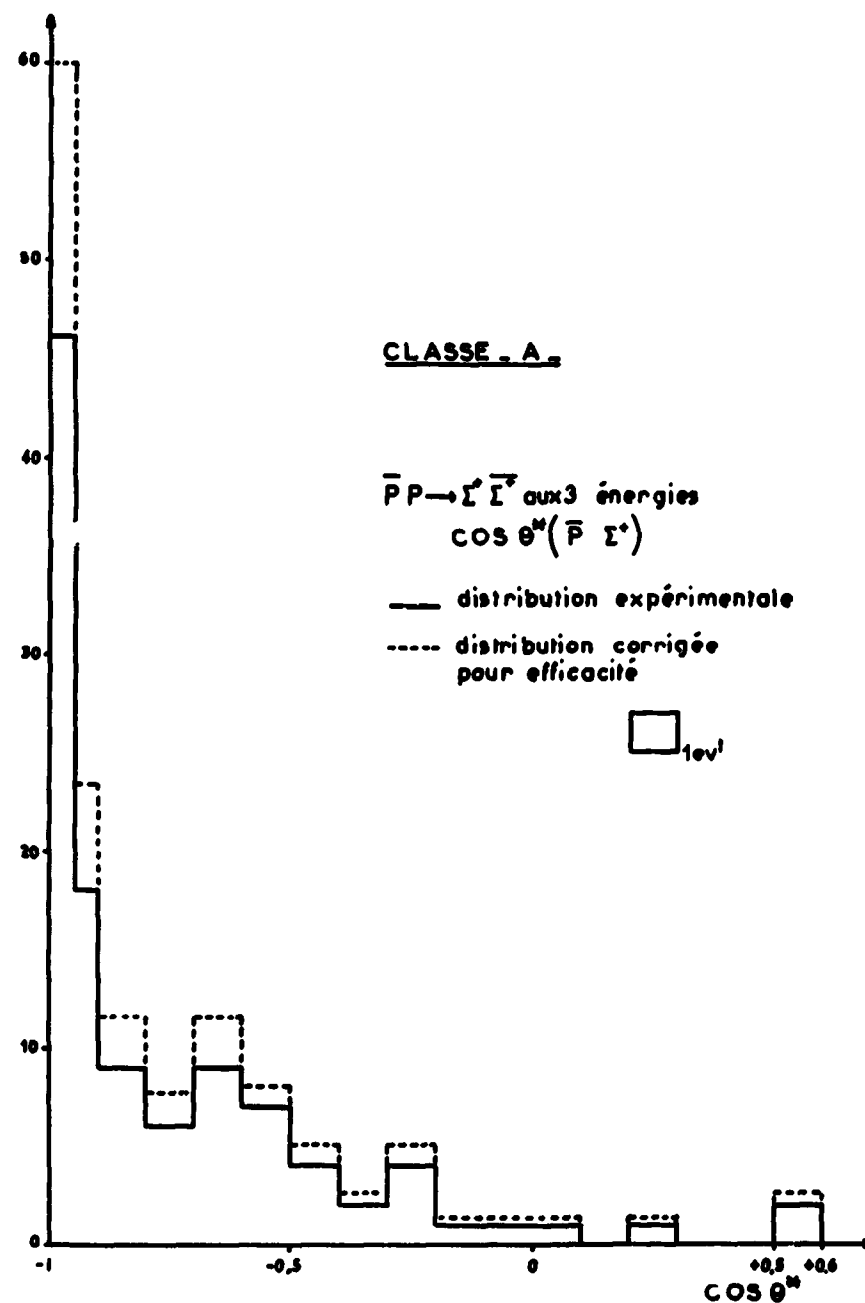


Fig. 8 - Distribution angulaire des  $V^*$ , dans le système du centre de masse, pour les événements de la classe A, à 3, 3,6 et 4 GeV/c.

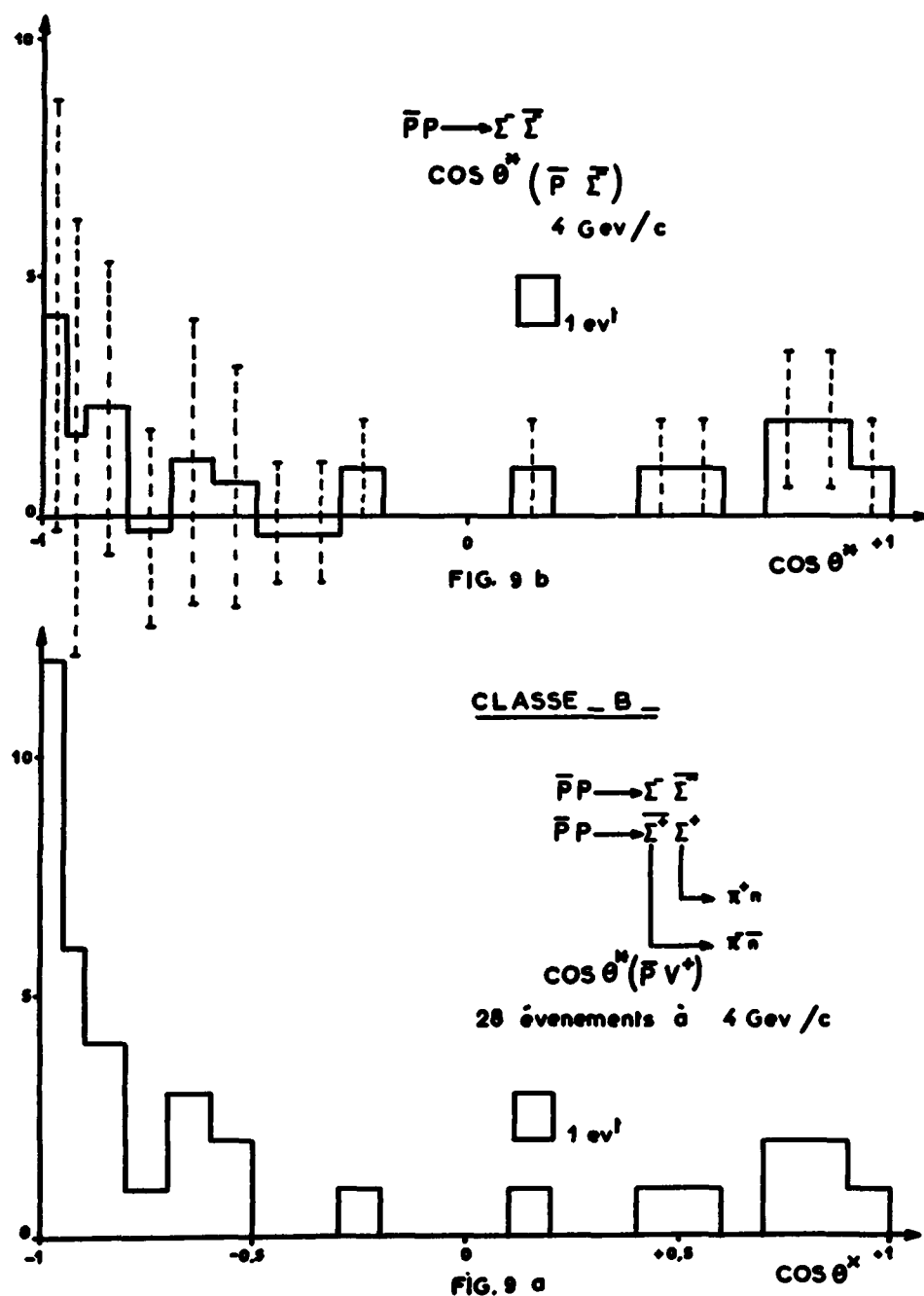


Fig. 9 - Distribution angulaire dans le système du centre de masse à 4 GeV/c :

a) Pour les  $V^+$  de la classe B - b) pour les  $\Sigma^-$  de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ .

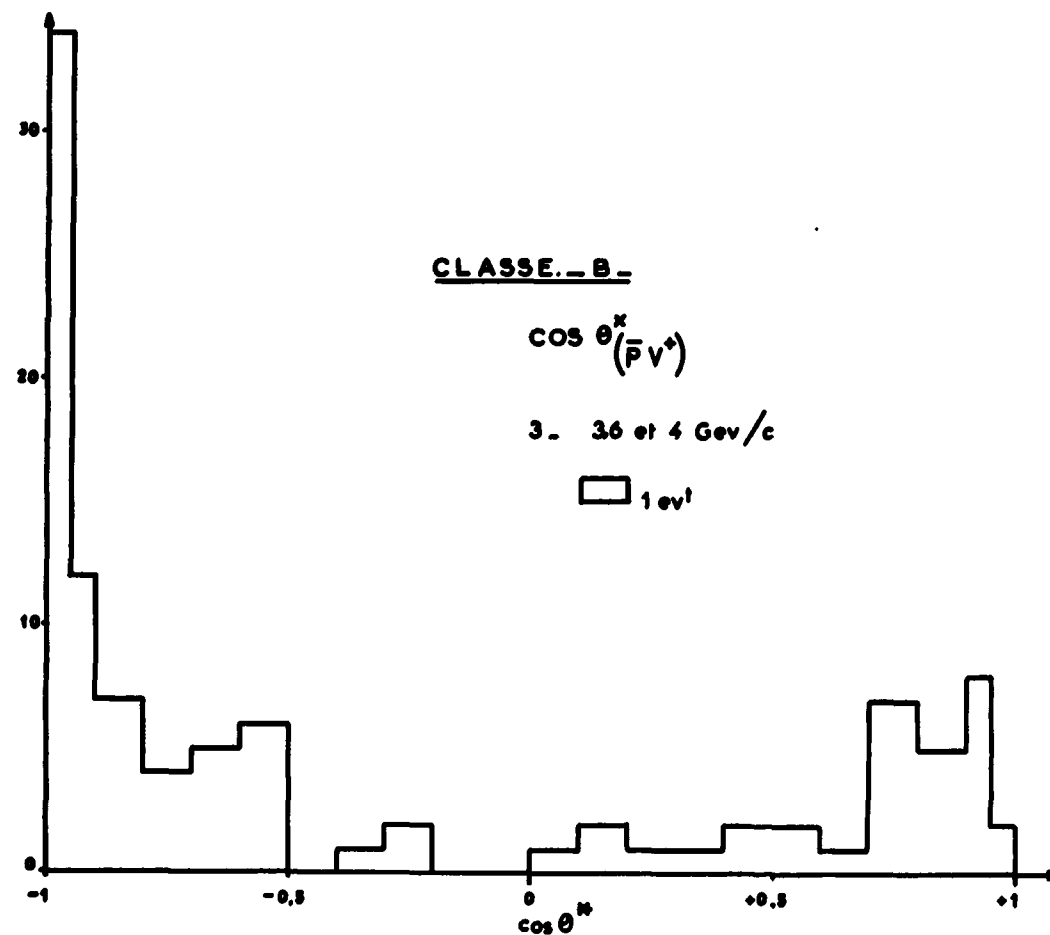


Fig. 10 - Distribution angulaire des  $V^+$  de la classe B, dans le système du centre de masse, à 3, 3,6 et 4 GeV/c.



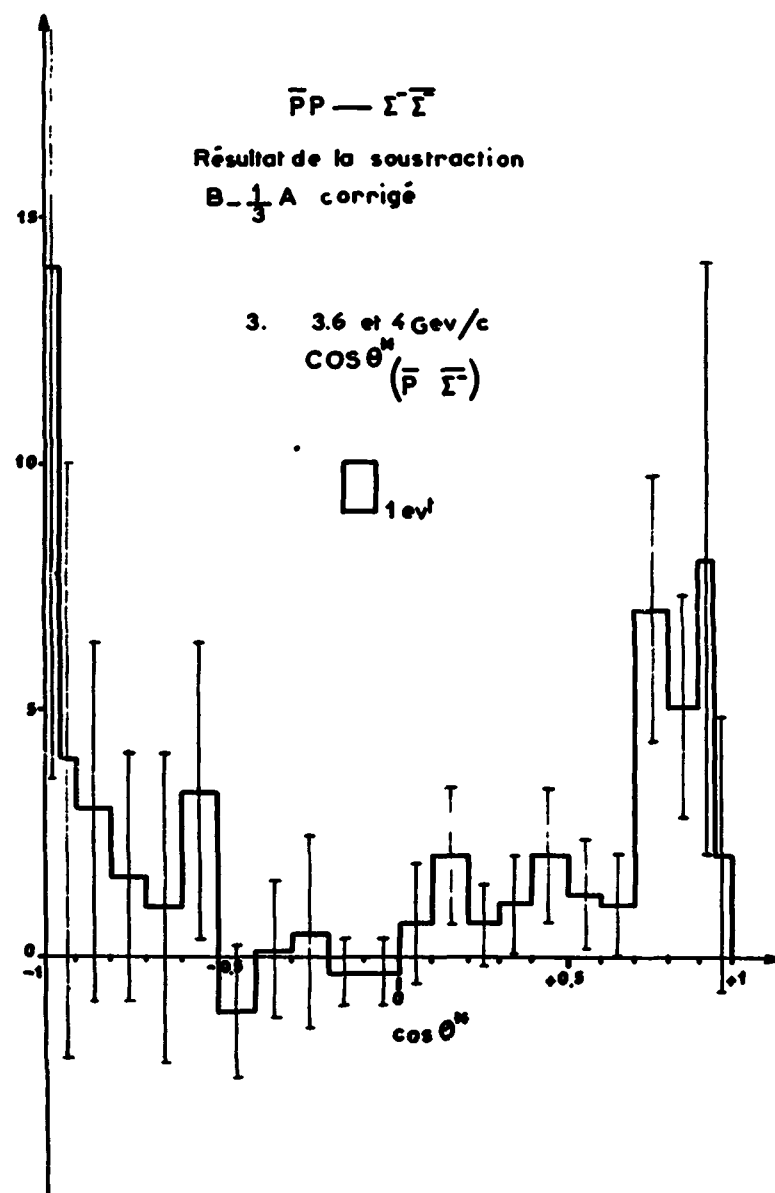


Fig. 11 - Distribution angulaire des  $\Sigma^-$  de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$ , dans le système du centre de masse, à 3, 3,6 et 4 GeV/c.

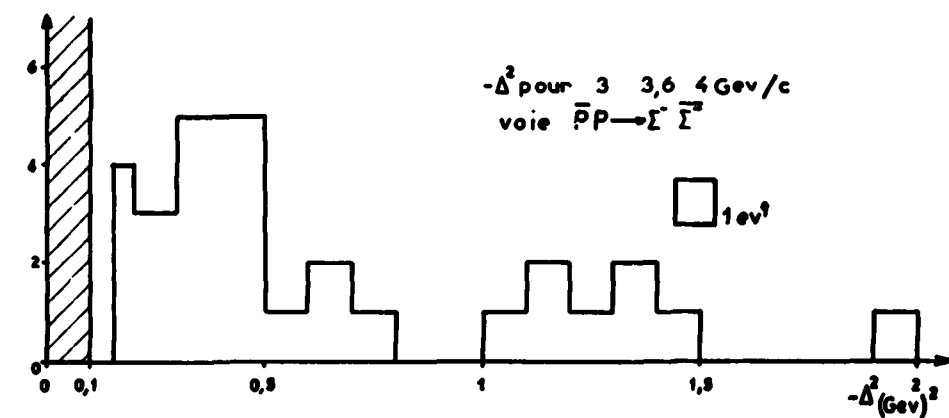


FIG 12 b

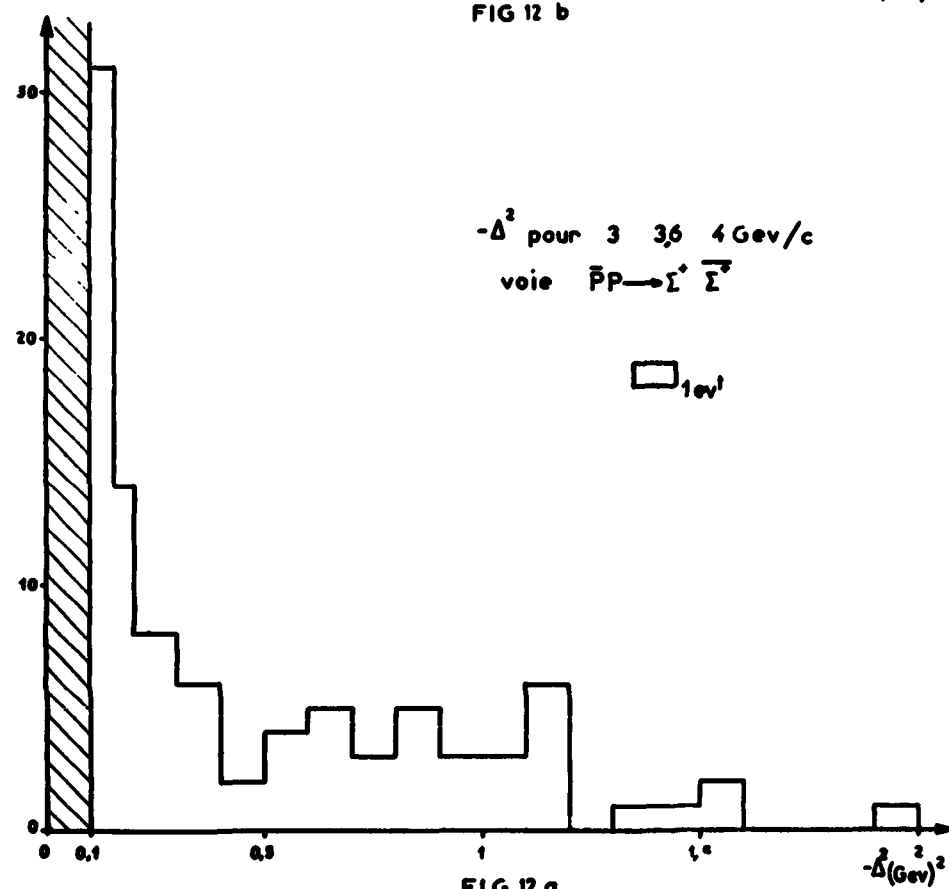
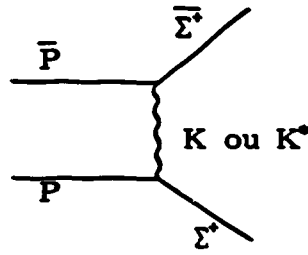


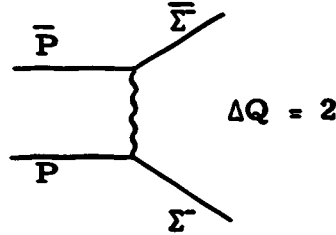
FIG.12 a

Fig. 12 - Distribution en quadrimoments de transfert  $-\Delta^2$ , à 3, 3,6 et 4 GeV/c :  
a) Pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$  - b) pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \Sigma^-$ .



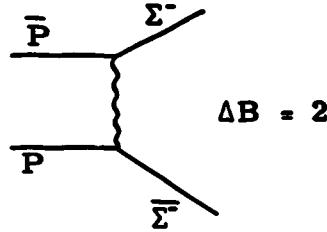
$$\Delta Q = 0 \quad |\Delta S| = 1 \quad \Delta B = 0$$

il n'est possible d'imaginer d'interaction périphérique pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$  que dans l'hypothèse de l'échange d'une particule de charge 2 ou de nombre baryonique 2 par exemple,



$$\Delta Q = 2$$

ou



$$\Delta B = 2$$

particule dont rien actuellement ne laisse prévoir l'existence.

Il est regrettable que, du fait de la faible statistique disponible pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$  et des marges d'erreurs importantes introduites par la séparation des événements de cette voie, il soit impossible d'étudier le mécanisme de production des paires  $\Sigma^+ \Sigma^-$ .

### III - CONCLUSIONS RELATIVES AUX VOIES CHARGÉES ET NEUTRES

Nous avons obtenu à partir de nos résultats sur l'interaction  $\bar{p}p \rightarrow Y^0 \bar{Y}^0$  une limite supérieure de  $55 \mu\text{b}$  pour la section efficace  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Sigma}^0$ . Nous pouvons, à partir des sections efficaces obtenues pour  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$  et  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \Sigma^+$ , déterminer une nouvelle borne supérieure pour  $\sigma_{\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0}$ .

En appliquant le formalisme du spin isotopique et en calculant les coefficients de Clebsh Gordon pour les trois voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^-$ ,  $\Sigma^- \Sigma^+$  et  $\Sigma^0 \Sigma^0$ , nous pouvons en tirer une relation liant  $\sigma_{\Sigma^+ \Sigma^-}$  à  $\sigma_{\Sigma^- \Sigma^+}$  et  $\sigma_{\Sigma^0 \Sigma^0}$ .

En effet, nous pouvons écrire en fonction des deux amplitudes complexes  $a_0$  et  $a_1$  : (l'indice représentant le spin isotopique total)

$$(p\bar{p}|\Sigma^+\Sigma^-) = (1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2|00) (11, 1-1|00)a_0 + (1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2|10) (11, 1-1|10)a_1$$

$$(p\bar{p}|\Sigma^-\Sigma^+) = (1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2|00) (11, -11|00)a_0 + (1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2|10) (11, -11|10)a_1$$

$$(p\bar{p}|\Sigma^0\bar{\Sigma}^0) = (1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2|00) (11, 00|00)a_0$$

d'où nous obtenons :

$$(p\bar{p}|\Sigma^+\Sigma^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} a_0 + \frac{1}{\sqrt{2}} a_1 \right]$$

$$(\bar{p}p|\Sigma^-\bar{\Sigma}^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{1}{\sqrt{3}} a_0 - \frac{1}{\sqrt{2}} a_1 \right]$$

$$(\bar{p}p|\Sigma^0\bar{\Sigma}^0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ -\frac{1}{\sqrt{3}} a_0 \right]$$

et

$$\sigma_{\Sigma^+\bar{\Sigma}^+} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{3} |a_0|^2 + \frac{1}{2} |a_1|^2 + \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re } a_0^* a_1 \right)$$

$$\sigma_{\Sigma^-\bar{\Sigma}^-} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{3} |a_0|^2 + \frac{1}{2} |a_1|^2 - \frac{2}{\sqrt{6}} \text{Re } a_0^* a_1 \right)$$

$$\sigma_{\Sigma^0\bar{\Sigma}^0} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{3} |a_0|^2 \right)$$

d'où nous pouvons tirer la relation :

$$\sigma_{\Sigma^0\bar{\Sigma}^0} \leq \frac{1}{2} \left[ \sigma_{\Sigma^+\bar{\Sigma}^+} + \sigma_{\Sigma^-\bar{\Sigma}^-} \right]$$

ce qui nous donne  $\sigma_{\Sigma^0\bar{\Sigma}^0} \leq 20 \mu\text{b}$  pour 4 GeV/c.

Nous pouvons résumer les sections efficaces que nous avons obtenues aux trois énergies dans le tableau suivant :

|                                                                          | 3 GeV/c                   | 3,6 GeV/c                | 4 GeV/c                   | Rapport d'embranchement<br>Prédit. théorique |
|--------------------------------------------------------------------------|---------------------------|--------------------------|---------------------------|----------------------------------------------|
| $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$                          | $(117 \pm 18)\mu\text{b}$ | $(77 \pm 20)\mu\text{b}$ | $(39 \pm 12)\mu\text{b}$  | 9                                            |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0(+\bar{\Lambda}\Sigma^0)$ | $(102 \pm 17)\mu\text{b}$ | $(67 \pm 19)\mu\text{b}$ | $(46 \pm 13)\mu\text{b}$  | 6                                            |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$                        | $\leq 18\mu\text{b}$      | $\leq 22\mu\text{b}$     | $\leq 20\mu\text{b}$      | 1                                            |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$                        | $(36 \pm 6)\mu\text{b}$   | $(30 \pm 8)\mu\text{b}$  | $(30,5 \pm 8)\mu\text{b}$ | 4                                            |
| $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^-$                        | $(10 \pm 5)\mu\text{b}$   | $(14 \pm 6)\mu\text{b}$  | $(8,5 \pm 5)\mu\text{b}$  |                                              |

La dernière colonne de ce tableau donne les rapports d'embranchements théoriques dans les différentes voies de l'interaction  $\bar{p}p \longrightarrow Y + \bar{Y}$ .

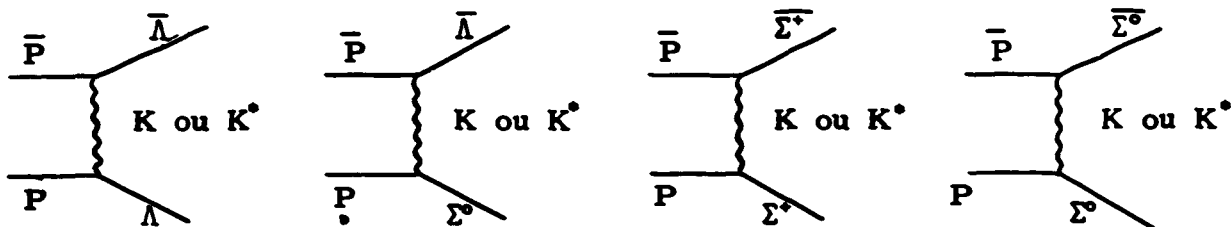
Ces rapports d'embranchements sont obtenus d'après GELL MANN, NE'EMAN [14], GOLDBERG et al [15] et WATSON [16] dans l'hypothèse d'un modèle de symétrie unitaire avec des constantes de couplages  $g_{\pi\pi\Lambda}^2 = 3g_{\pi\pi\Sigma}^2$  (Voir appendice V).

Nous pouvons calculer dans l'hypothèse d'une interaction périphérique avec échange d'un méson K ou  $\bar{K}$  les amplitudes correspondant aux différents vertex :

$$\begin{array}{l}
 p + K^- \longrightarrow \Lambda \\
 \begin{array}{ccc}
 T & 1/2 & 1/2 & 0 \\
 T_3 & 1/2 & -1/2 & 0
 \end{array} \\
 \hline
 A \quad \alpha < 1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2 | 00 > g_\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} g_\Lambda
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 p + K^- \longrightarrow \Sigma^0 \\
 \begin{array}{ccc}
 T & 1/2 & 1/2 & 1 \\
 T_3 & 1/2 & -1/2 & 0
 \end{array} \\
 \hline
 A \quad \alpha < 1/2 \ 1/2, \ 1/2-1/2 | 10 > g_\Sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} g_\Sigma
 \end{array}$$

$$\begin{array}{l}
 p + K^0 \longrightarrow \Sigma^+ \\
 \begin{array}{ccc}
 T & 1/2 & 1/2 & 1 \\
 T_3 & 1/2 & 1/2 & +1
 \end{array} \\
 \hline
 A \quad \alpha < 1/2 \ 1/2, \ 1/2 \ 1/2 | 11 > g_\Sigma = 1 g_\Sigma
 \end{array}$$



amplitude  $\alpha$        $\frac{1}{2} g_A g_\Lambda$        $\frac{1}{2} g_A g_\Sigma$        $g_\Sigma g_\Sigma$        $\frac{1}{2} g_\Sigma g_\Sigma$

ce qui nous donne pour les sections efficaces :

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}} &\propto \frac{1}{4} g_A^4 \\ \sigma_{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \Sigma^* + c.c.} &\propto 2 \times \frac{1}{4} g_A^2 g_\Sigma^2 \\ \sigma_{\bar{p}p \rightarrow \Sigma^* \bar{\Sigma}^*} &\propto g_\Sigma^4 \\ \sigma_{\bar{p}p \rightarrow \Sigma^* \bar{\Sigma}^0} &\propto \frac{1}{4} g_\Sigma^4 \end{aligned}$$

et en tenant compte de  $g_A^2 = 3 g_\Sigma^2$  dans l'hypothèse de l'échange d'un méson vectoriel  $K^*$ , on obtient :

$$\sigma_{\Lambda \bar{\Lambda}} : \sigma_{\Lambda \Sigma^* + c.c.} : \sigma_{\Sigma^* \bar{\Sigma}^*} : \sigma_{\Sigma^* \bar{\Sigma}^0} = 9 : 6 : 4 : 1$$

Les résultats expérimentaux obtenus pour les trois énergies ne sont pas incompatibles avec ces rapports d'embranchements :

| Théorique                                                                                                | 3 GeV/c               | 3,6 GeV/c             | 4 GeV/c             |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|
| $\frac{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}}{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \Sigma^* + c.c.} = 1,5$  | 1,15 + 0,45<br>- 0,30 | 1,15 + 0,85<br>- 0,50 | 0,85 + 0,7<br>- 0,4 |
| $\frac{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}}{\bar{p}p \rightarrow \Sigma^* \bar{\Sigma}^*} = 2,25$ | 3,2 + 1,4<br>- 1,1    | 2,5 + 2,4<br>- 1,4    | 1,3 + 1,5<br>- 0,8  |
| $\frac{\bar{p}p \rightarrow \Lambda \Sigma^*}{\bar{p}p \rightarrow \Sigma^* \bar{\Sigma}^*} = 1,5$       | 2,8 + 1,3<br>- 1,0    | 2,2 + 2,1<br>- 1,3    | 1,5 + 1,6<br>- 0,9  |

Dans le cas d'une interaction  $\bar{p}p$  avec échange d'un méson K, le calcul est absolument identique, sauf en ce qui concerne les valeurs des constantes de couplage  $g_{\Lambda K}$  et  $g_{\Sigma K}$ . Nous avons vu en effet (appendice V) que, dans ce cas, l'hamiltonien d'interaction était composé de deux parties, l'une symétrique  $H_s$  et l'autre antisymétrique  $H_a$ .

Dans ce cas,  $\alpha = \frac{bg_s}{ag_s + bg_s}$  peut avoir une valeur quelconque différente de 1.

On a alors :  $\frac{g_{\Lambda K}}{g_{\Sigma K}} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1 + 2\alpha}{1 - 2\alpha}$

On pourrait donc s'attendre à avoir des rapports de sections efficaces  $\sigma_{\Lambda \bar{\Lambda}} : \sigma_{\Lambda \Sigma^* + c.c.} : \sigma_{\Sigma^* \bar{\Sigma}^*} : \sigma_{\Sigma^* \bar{\Sigma}^0}$  nettement différents de ceux obtenus pour l'échange d'un méson  $K^*$ . En particulier si  $\alpha = 0$  (c'est-à-dire si cette fois seule la partie symétrique de l'hamiltonien intervenait), on aurait  $g_{\Lambda K}^2 = \frac{1}{3} g_{\Sigma K}^2$

D'où  $\sigma_{\bar{M}} : \sigma_{\Lambda\Sigma^{*+}} : \sigma_{\Sigma^{*+}\Sigma^{*+}} : \sigma_{\Sigma^{*+}\Sigma^{*+}} = 1 : 6 : 36 : 9$ , résultat incompatible avec les valeurs expérimentales, qui permettrait de trancher entre l'hypothèse d'échange d'un K et d'un  $K^*$ .

Malheureusement, la seule valeur de  $\alpha$  prévu [35] est  $\alpha \sim \frac{1}{4}$ .

On obtient alors  $\frac{g_{\Lambda\Lambda K}}{g_{\Lambda\Sigma K}} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \times \frac{3}{2} \times 2 = -\sqrt{3}$  donc  $\frac{g_{\Lambda\Lambda K}}{g_{\Lambda\Sigma K}} = \frac{g_{\Lambda\Lambda K^*}}{g_{\Lambda\Sigma K^*}}$  et dans ce cas les rapports des sections efficaces dans les différentes voies ne sont plus sensibles à l'hypothèse (K ou  $K^*$ ) de la particule échangée.

## CHAPITRE II

### RÉACTION DONNANT LIEU A LA CRÉATION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON ET D'UN MESON $\pi$

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement aux types d'interactions suivants :

A) La voie  $\bar{p}p \longrightarrow Y^{\pm} + \bar{Y}^{\circ} + \pi^{\mp}$  et celle obtenue par conjugaison de charge.

B) La voie  $\bar{p}p \longrightarrow Y^{\circ} + \bar{Y}^{\circ} + \pi^{\circ}$ .

C) La voie  $\bar{p}p \longrightarrow \bar{Y} + \bar{K} + \mathcal{H}$  et celle obtenue par conjugaison de charge.

La séparation entre les différents canaux d'interaction a été faite de façon analogue à celle des deux corps.

#### A - INTERACTIONS $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \bar{\Lambda} \pi^{\mp}$ et $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \bar{\Sigma}^{\circ} \pi^{\mp}$ ET CONJUGUEES DE CHARGE

##### 1) Section efficaces

Seuls ont été pris en considération les événements pour lesquels les désintégrations des deux hyperons ont été vues. (Voir photographie III).

Nous avons obtenu un total de 109 événements de ce type dans la partie de l'expérience à 4 GeV/c. Parmi ceux-ci, 74 correspondent aux voies  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \bar{\Lambda} \pi^{\mp} + c.c.$  et 35 correspondent aux voies  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \bar{\Sigma}^{\circ} \pi^{\mp} + c.c.$

Pour déterminer les sections efficaces, chaque événement a été affecté d'un poids statistique calculé par le programme et fonction de sa position dans la chambre, de la direction et de l'impulsion des V. (Voir appendice III).

Nous avons corrigé, pour le mode neutre de désintégration du  $\Lambda$ , en multipliant les sections efficaces par 3/2.

Nous avons groupé les voies qui se correspondent par conjugaison de charge comme  $\Sigma^{\pm} \pi^{\mp} \bar{\Lambda}$  et  $\Sigma^{\mp} \pi^{\pm} \Lambda$ .

Le tableau suivant donne les sections efficaces pour ces événements.

| Voie                                                                            | 4 GeV/c             |                  | 3,6 GeV/c           |                  | 3 GeV/c             |                  |
|---------------------------------------------------------------------------------|---------------------|------------------|---------------------|------------------|---------------------|------------------|
|                                                                                 | Nb Ev <sup>ts</sup> | $\sigma$ $\mu b$ | Nb Ev <sup>ts</sup> | $\sigma$ $\mu b$ | Nb Ev <sup>ts</sup> | $\sigma$ $\mu b$ |
| 1 $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \pi^{\mp} \bar{\Lambda} + c.c.$        | 48                  | $49 \pm 7$       | 31                  | $68 \pm 12$      | 39                  | $61 \pm 10$      |
| 2 $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\mp} \pi^{\pm} \bar{\Lambda} + c.c.$        | 26                  | $26 \pm 5$       | 16                  | $37 \pm 9$       | 16                  | $25 \pm 7$       |
| 3 $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\pm} \pi^{\mp} \bar{\Sigma}^{\circ} + c.c.$ | 18                  | $22 \pm 5$       | 5                   | $13 \pm 5$       | 5                   | $8 \pm 4$        |
| 4 $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^{\mp} \pi^{\pm} \bar{\Sigma}^{\circ} + c.c.$ | 17                  | $18 \pm 5$       | 3                   | $5 \pm 3$        | 9                   | $14 \pm 6$       |

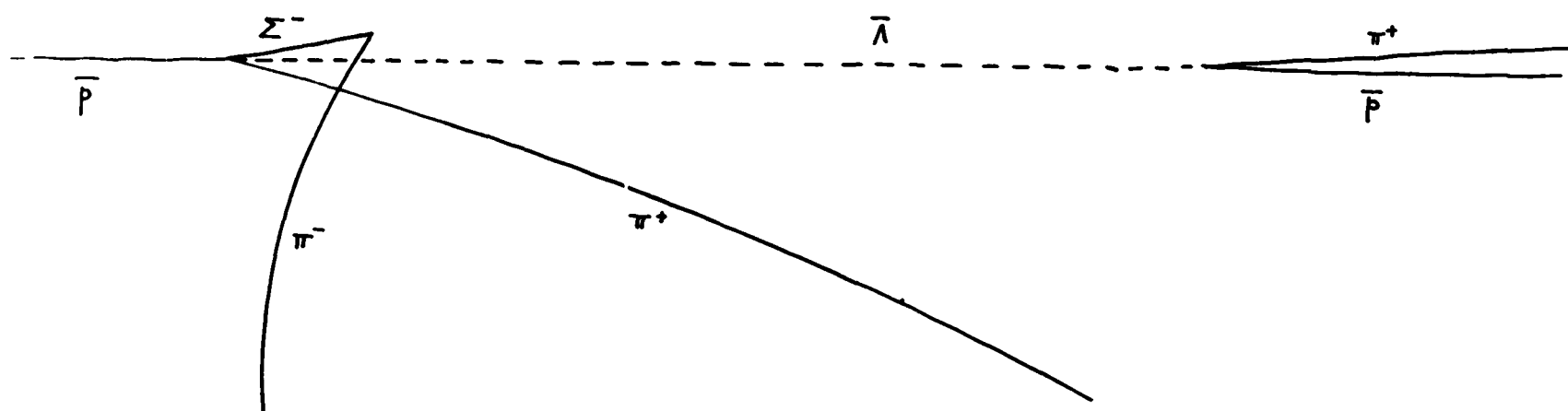
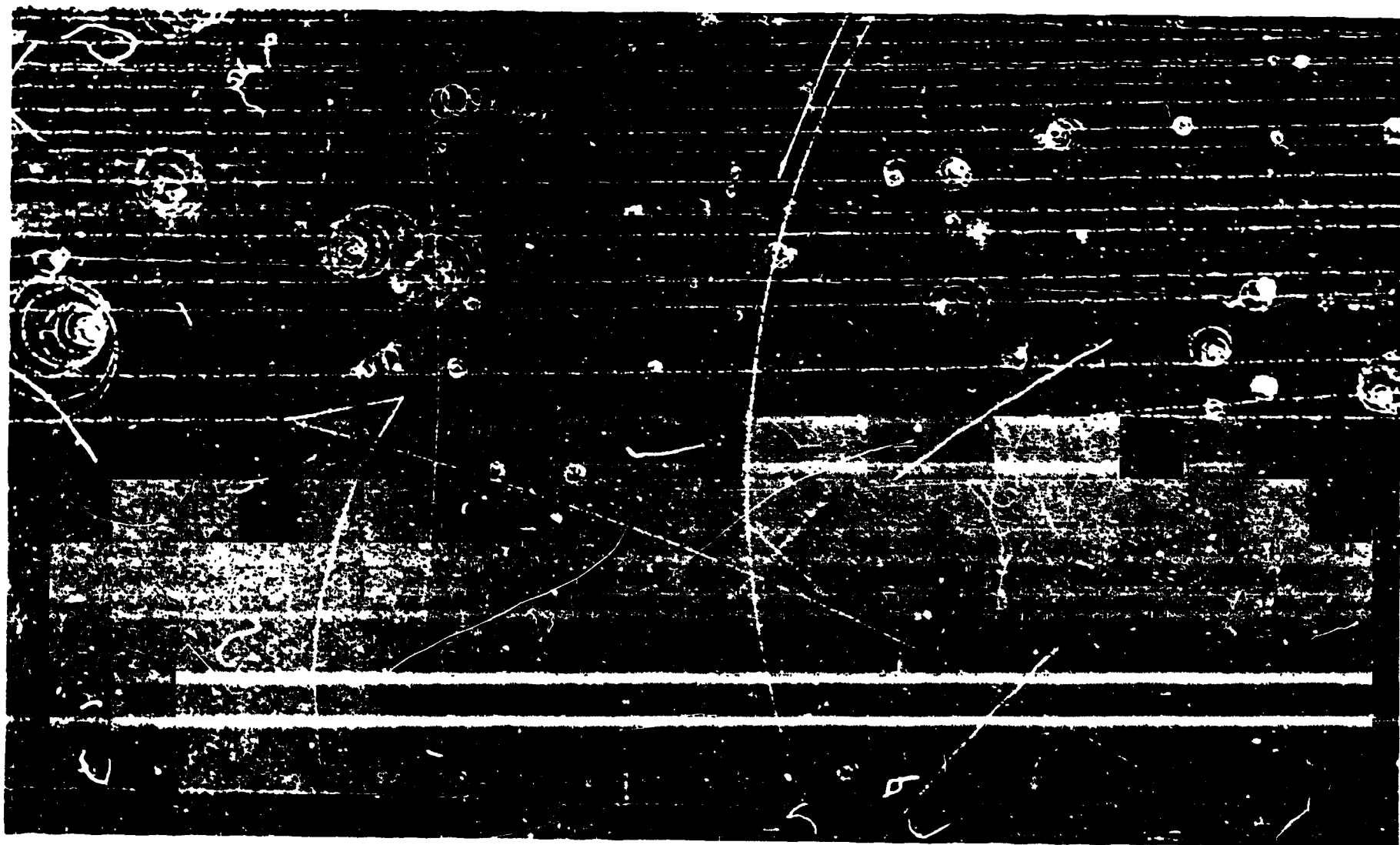


Photo III - Evenement du type  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \bar{\Lambda}$

Du fait des différentes normalisations utilisées à chaque énergie, les nombres d'événements ne sont pas directement proportionnels aux valeurs des sections efficaces. Ils ne sont donnés qu'à titre indicatif.

On peut directement faire un certain nombre de remarques sur ces sections efficaces :

a) Elles sont, dans les limites de la précision expérimentale, compatibles avec une valeur constante dans le domaine compris entre 3 et 4 GeV/c d'impulsion pour l'antiproton incident. Nous pouvons comparer les sections efficaces totales  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma\Lambda\pi$  (voies 1 et 2) aux trois énergies avec la valeur de  $(89 \pm 16)\mu\text{b}$  donnée par BALTAY et al [17] pour un faisceau d'antiprotons incidents de 3,7 GeV/c.

|                                                  | 3 GeV/c                  | 3,6 GeV/c                 | 3,7 GeV/c                | 4 GeV/c                  |
|--------------------------------------------------|--------------------------|---------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $\sigma_{\bar{p}p} \rightarrow \Sigma\Lambda\pi$ | $(86 \pm 12)\mu\text{b}$ | $(105 \pm 15)\mu\text{b}$ | $(89 \pm 16)\mu\text{b}$ | $(75 \pm 10)\mu\text{b}$ |

b) La section efficace totale  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma\pi\Lambda$  est toujours supérieure d'un facteur 2 à 3 à la section efficace totale  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma\pi\Sigma^0$ .

c) Alors que pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^0\pi^{\mp} + \text{c.c.}$  le nombre de  $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^+)$  est du même ordre que celui de  $\Sigma^-(\bar{\Sigma}^-)$ , pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\bar{\Lambda}\pi^{\mp} + \text{c.c.}$  le nombre de  $\Sigma^+(\bar{\Sigma}^+)$  est à peu près double du nombre de  $\Sigma^-(\bar{\Sigma}^-)$ .

Nous tenterons d'interpréter ces résultats par la suite.

## 2) Evidences en faveur de l'existence de résonances $\Lambda\pi$ et $\Sigma\pi$

a) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^{\mp}\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$

La figure 13 montre le diagramme de Dalitz pour le carré des masses équivalentes des combinaisons  $\Lambda\pi$  et  $\bar{\Lambda}\pi$  par rapport à celles de  $\Sigma\pi$  et  $\bar{\Sigma}\pi$ . Il apparaît que la distribution des points dans ce diagramme n'est pas uniforme et qu'il y a accumulation des points au voisinage des masses correspondant aux  $Y_{13}^*(1385 \text{ MeV})$ ,  $Y_{01}^*(1405 \text{ MeV})$  et  $Y_{03}^*(1520 \text{ MeV})$ .

( $Y_{ij}^*$  représente la résonance hypéron-pion de spin isotopique I et de spin  $\frac{j}{2}$ ).

Nous avons calculé les espaces de phase covariants relativistes de la forme

$$F_n = \int \prod_{i=1}^n [d^4q_i \delta(q_i^2 - m_i^2)] \delta^4\left(\sum_{i=1}^n q_i - Q_n\right)$$

relatifs aux combinaisons  $\Lambda\pi^{\pm}(\bar{\Lambda}\pi^{\pm})$  ou  $\Sigma\pi^{\pm}(\bar{\Sigma}\pi^{\pm})$  dans  $\Sigma\Lambda\pi$ .

( $q_i$  est le quadri vecteur énergie-impulsion de la particule i, et  $Q_n$  le quadri vecteur énergie-impulsion total) (MULLER et VERGLAS [18]).

- Les figures 21 et 22 correspondent respectivement à la projection des masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi^{\pm}(\bar{\Lambda}\pi^{\pm})$  et des masses équivalentes carrées  $\Sigma\pi^{\pm}(\bar{\Sigma}\pi^{\pm})$ . Nous avons tracé sur ces distributions les espaces des phases correspondants, normalisés au nombre total d'événements. On remarque une nette déviation de la distribution expérimentale par rapport à l'espace des phases pour la masse équivalente  $\Lambda\pi$  dans la région de la résonance  $Y_{13}^*(1385 \text{ MeV})$ , ainsi que dans les régions de  $Y_{01}^*(1405 \text{ MeV})$  et  $Y_{03}^*(1520 \text{ MeV})$  pour la distribution des masses équivalentes  $\Sigma\pi$ .

b) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^{\mp}\bar{\Sigma}^0 + \text{c.c.}$

- La figure 14 représente le diagramme de Dalitz des carrés des masses équivalentes des combinaisons  $\Sigma^0\pi^{\pm}(\bar{\Sigma}^0\pi^{\pm})$  par rapport aux carrés des masses équivalentes  $\Sigma^{\pm}\pi^{\pm}(\bar{\Sigma}^{\pm}\pi^{\mp})$  pour les événements des voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^{\pm}\pi^{\mp}\bar{\Sigma}^0 + \text{c.c.}$

Il n'y a aucune évidence pour la résonance de spin isotopique 1 à 1385 MeV dans les combinaisons  $\bar{\Sigma}^0\pi^{\pm}(\Sigma^0\pi^{\pm})$ , comme on peut s'y attendre étant donné le mode de désintégration préférentiel du  $Y_{13}^*$  en  $\Lambda\pi$ .

(Rapport d'embranchement  $\frac{Y_{13}^* \rightarrow \Sigma\pi}{Y_{13}^* \rightarrow \Lambda\pi} = 4 \pm 4 \%$  [19]).

On observe par contre figure 15 une indication pour une légère production de la résonance  $Y_{01}^*$  de 1405 MeV dans les combinaisons  $\Sigma^{\pm}\pi^{\mp}$  et c.c.



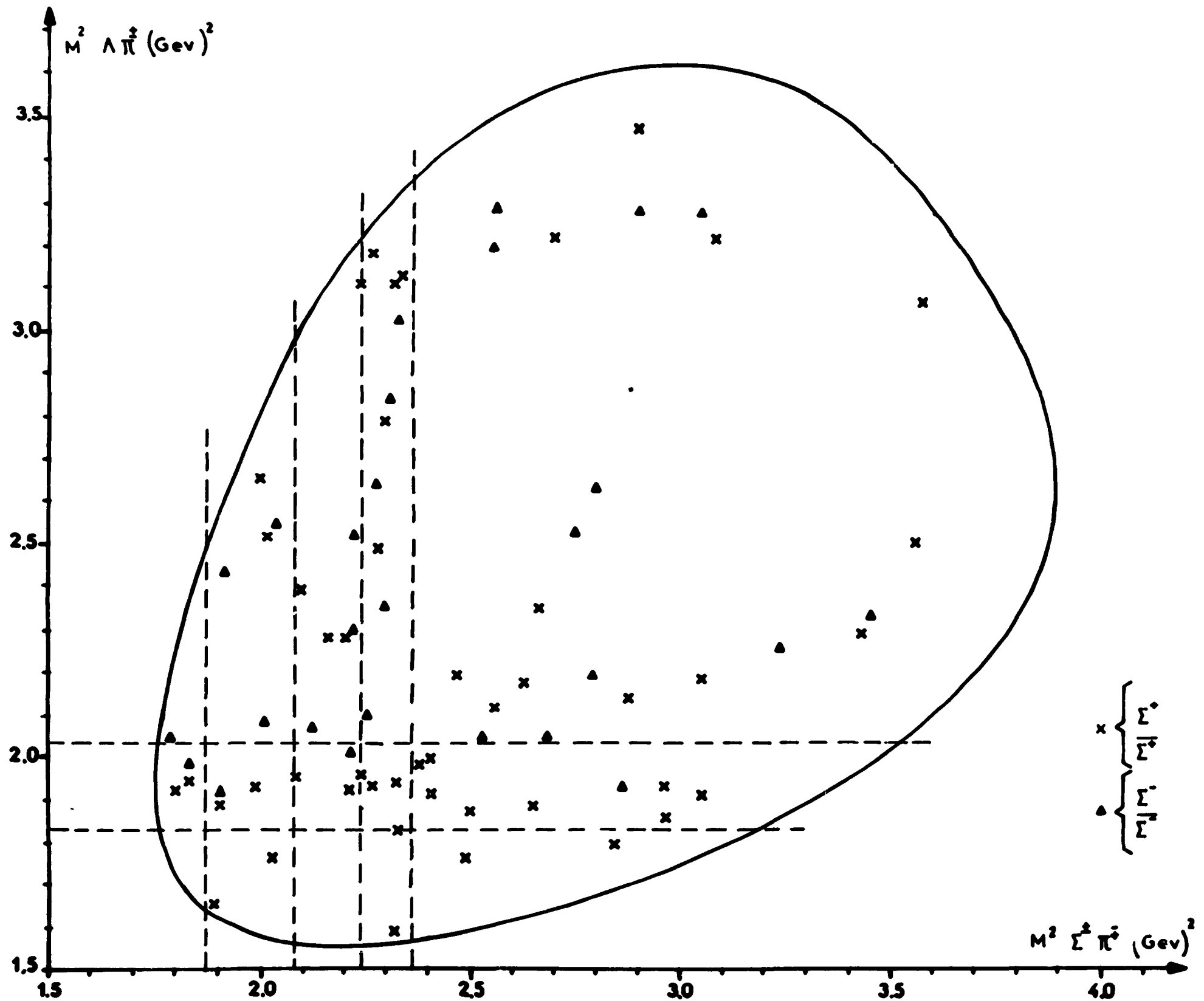


Fig. 13 - Diagramme de Dalitz pour la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \pi^- \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  à  $4 \text{ GeV}/c$ . Les lignes en pointillé représentent les résonances  $Y_{01}$  (1405 MeV),  $Y_{03}$  (1520 MeV) et  $Y_{13}$  (1385 MeV).

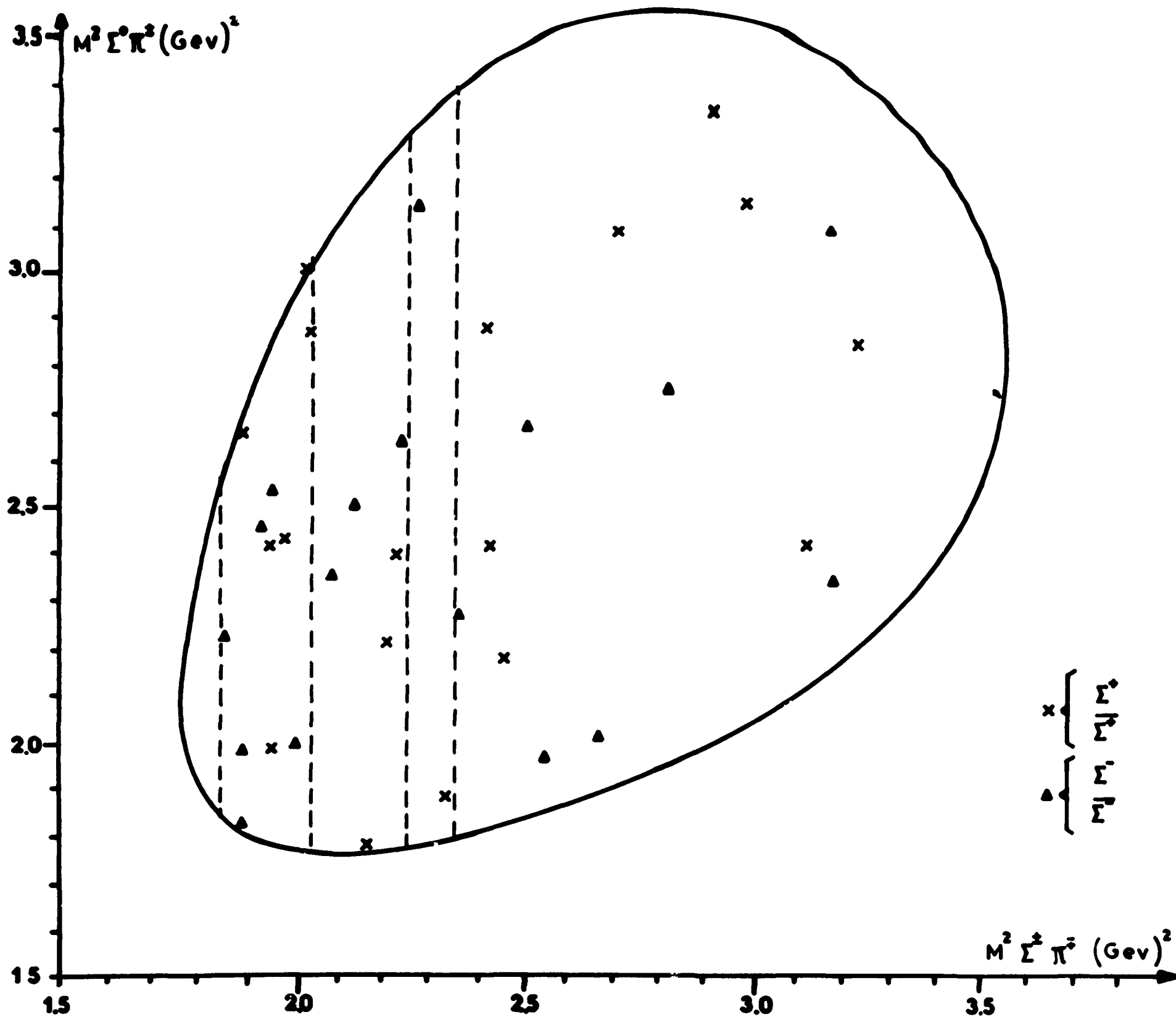


Fig. 14 - Diagramme de Dalitz pour la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \pi^- \Sigma^0 + \text{c.c.}$  à  $4 \text{ GeV}/c$ . Les lignes en pointillé représentent les résonances  $Y_{01}^*$  (1405 MeV) et  $Y_{13}^*$  (1520 MeV).

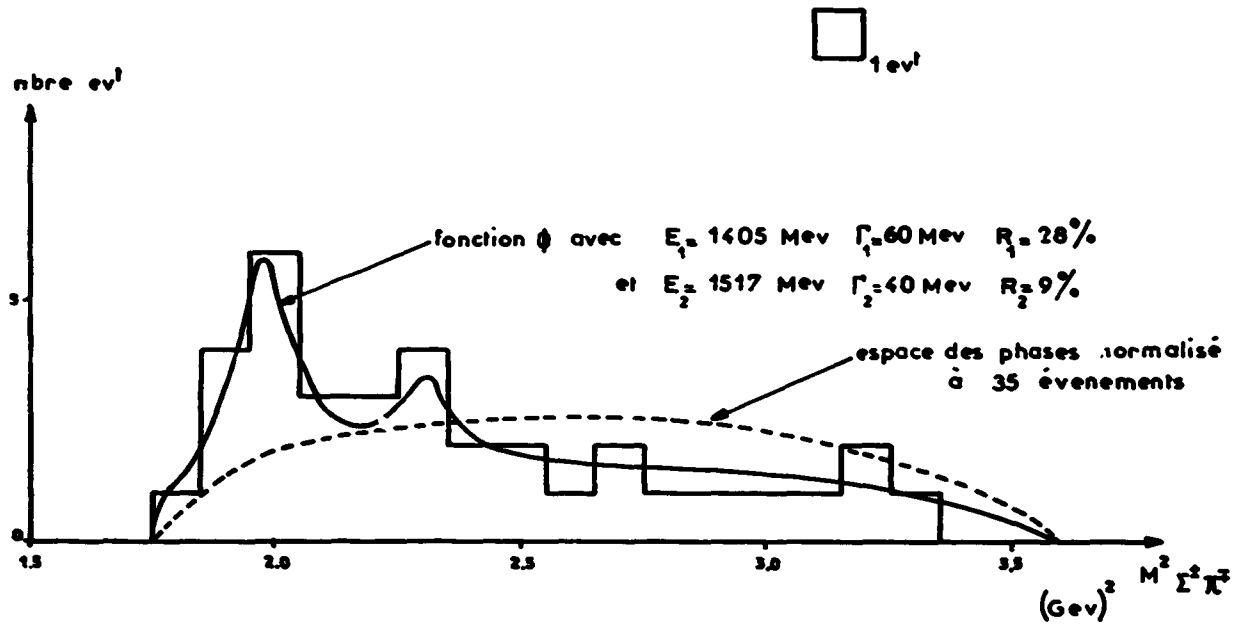


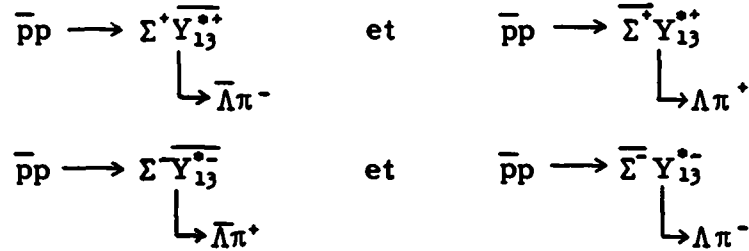
Fig. 15 - Distribution en masses équivalentes carrées  $\Sigma^+\pi^+(\bar{\Sigma}^+\pi^+)$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^+\bar{\Sigma}^0 + \text{c.c.}$  à 4 GeV/c.

Pour ces mêmes combinaisons, l'écart apparent entre la distribution en masses manquantes carrées et l'espace des phases, dans la région du  $Y_{03}^*$  de 1520 n'est pas vraiment significatif.

c) Comparaison entre les voies  $\Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  et  $\Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  :

Les différentes résonances  $Y_{13}^*$ ,  $Y_{01}^*$ ,  $Y_{03}^*$  et leurs conjuguées de charges, mises en évidence dans le diagramme de Dalitz (figure 13), peuvent être produites dans les canaux intermédiaires suivants :

pour  $Y_{13}^*$  : dans les voies chargées



pour  $Y_{01}^*$  ou  $Y_{03}^*$  : dans les voies neutres



α) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  :

Les modes de désintégration du canal  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  étant  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda}$  et  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\pi^+\Lambda$ , nous allons étudier la production de  $Y_{13}^*$  dans ces deux voies.

La figure 16a montre la distribution des masses équivalentes  $\Lambda\pi^+$  et  $\bar{\Lambda}\pi^-$  provenant des événements des types  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda}$  et  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\pi^+\Lambda$ , ainsi que la courbe d'espace des phases correspondante, normalisée à la même surface.

On observe un pic à 1385 MeV caractéristique d'une production importante du  $Y_{13}^*$  et du  $\bar{Y}_{13}^*$ .

Les combinaisons  $\Lambda\pi^+$  et  $\bar{\Lambda}\pi^-$  contribuent de façon équivalente à ce pic, comme le laisse prévoir l'invariance par conjugaison de charge.

β) Voie  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$

Les événements produits éventuellement dans le canal intermédiaire  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- \bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  devront se trouver parmi ceux des types  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda}$  et  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\pi^-\Lambda$ .

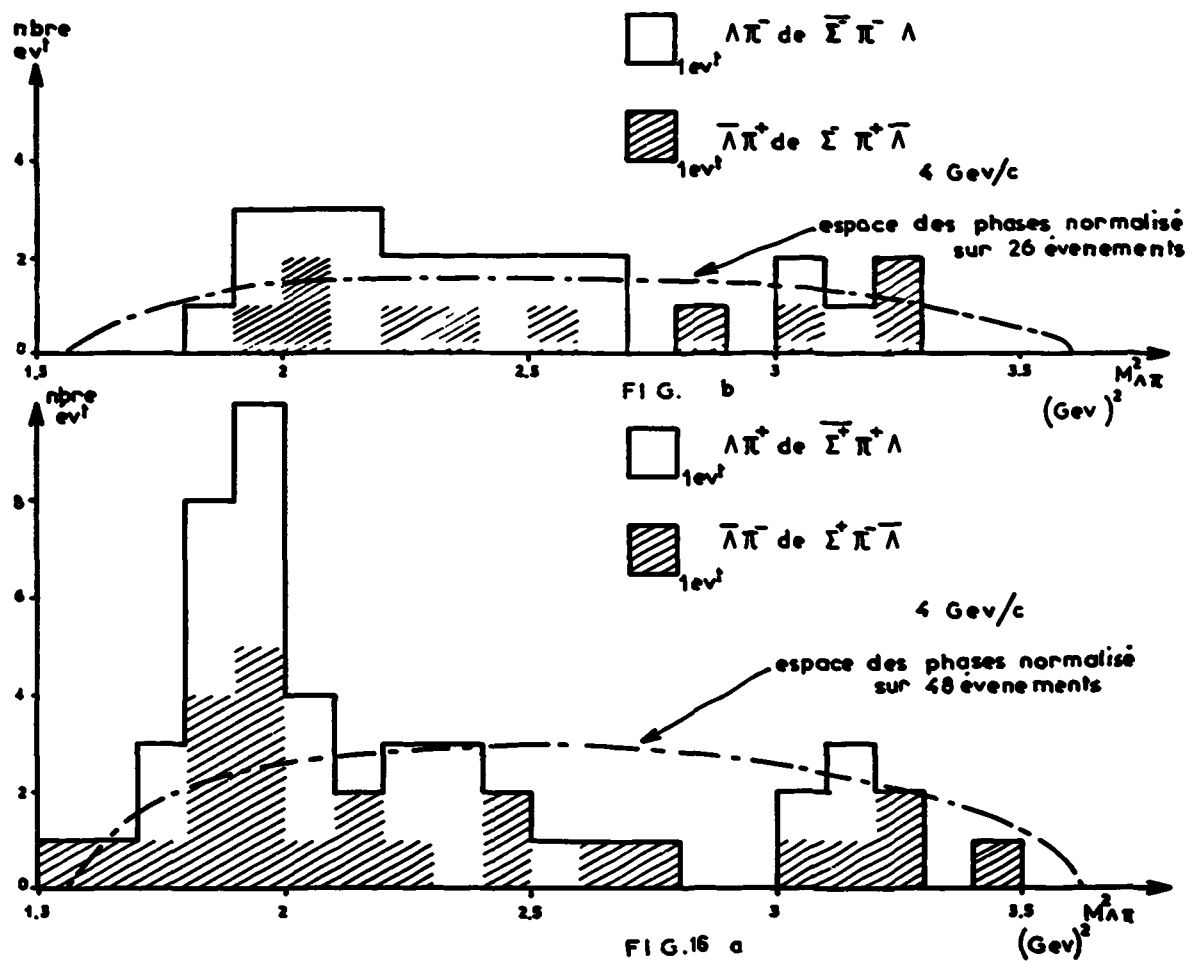


Fig. 16 - a) Distribution en masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi^+(\bar{\Lambda}\pi^-)$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} + c.c.$  à 4 GeV/c. - b) distribution en masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi^-(\bar{\Lambda}\pi^+)$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda} + c.c.$  à 4 GeV/c.

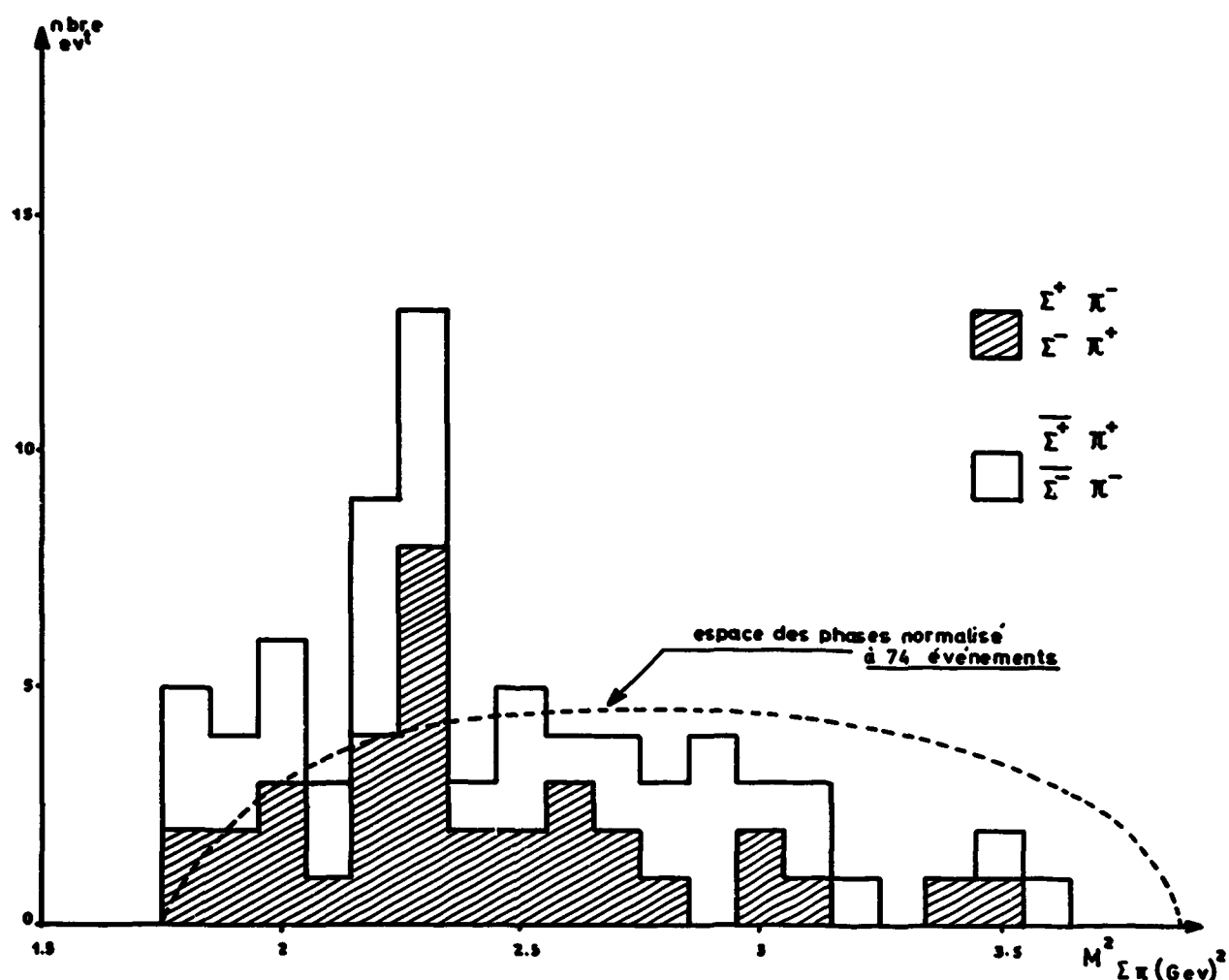


Fig. 17 - Distribution en masses équivalentes carrées  $\Sigma\pi$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^\pm\pi^\mp\bar{\Lambda} + c.c.$  à 4 GeV/c.

La figure 16b montre la distribution des masses équivalentes  $\Lambda\pi^-$  et  $\bar{\Lambda}\pi^+$  provenant des événements des types  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^-\pi^+\Lambda$  ainsi que la courbe d'espace des phases correspondante, normalisée à la même surface.

Dans ces voies, il n'y a pas d'évidence en faveur de la production de  $Y_{13}^{*-}$  ou de  $\bar{Y}_{13}^{*-}$ .

L'état intermédiaire  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  semble, dans la statistique dont nous disposons, ne pas exister.

γ) Voies neutres  $\bar{p}p \longrightarrow Y_0^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  :

Figure 17, nous avons tracé la distribution des masses équivalentes carrées de toutes les combinaisons  $\Sigma^+\pi^+$  et  $\bar{\Sigma}^+\pi^+$  provenant de l'ensemble des voies  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\pi^+\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^+\pi^+\Lambda + \text{c.c.}$

Les pics correspondant aux résonances  $Y_{01}^*(\bar{Y}_{01}^*)$  et  $Y_{03}^*(\bar{Y}_{03}^*)$  reflètent l'existence de l'état intermédiaire neutre  $\bar{p}p \longrightarrow Y_0^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  Les canaux conjugués de charge  $\bar{p}p \longrightarrow Y_0^*\bar{\Lambda}$  et  $pp \longrightarrow \bar{Y}_0^*\Lambda$  sont équilibreés comme on pouvait s'y attendre.

δ) Comparaison entre les différents canaux intermédiaires :

Une étude plus détaillée montre donc que, si les résonances  $Y_{01}^*$  et  $Y_{03}^*$  sont produites dans toutes les voies, il n'existe par contre de résonance  $Y_{13}^{*-}$  que dans les états de charge  $Y_{13}^{*-}$  ou  $\bar{Y}_{13}^{*-}$  et rarement sinon jamais dans les états  $Y_{13}^{*-}$  ou  $\bar{Y}_{13}^{*-}$ .

Nous avons noté une différence entre les sections efficaces des voies  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\pi^+\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  L'absence de l'état intermédiaire  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  peut expliquer cette différence.

### 3) Distributions angulaires

Nous avons tracé la section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}$  des antihypérons pour chacun des canaux intermédiaires. Pour ceci, nous avons calculé dans chaque cas le cosinus de l'angle, dans le système du centre de masse de l'interaction, entre l'antiproton incident et l'antihypéron (ou l'antihypéron excité) produit.

a) Voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  :

La figure 18a montre la distribution angulaire dans le système du centre de masse, des antihypérons ( $\bar{Y}_{13}^{*-}$  ou  $\bar{\Sigma}^+$ ) pour le canal intermédiaire  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$

Nous avons choisi les événements pour lesquels la masse équivalente de la combinaison  $\bar{\Lambda}\pi^-$  ou  $\Lambda\pi^+$  se trouve dans le domaine  $1350 \text{ MeV} \leq M_{\Lambda\pi} \leq 1420 \text{ MeV}$  correspondant au  $Y_{13}^{*-}$  de 1385 MeV.

Cette section efficace différentielle présente un pic étroit vers l'avant. En particulier 70 % des antihypérons sont émis dans un cône avec  $0,8 < \cos\theta^* < 1$ .

b) Voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^-\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$  :

Bien qu'apparemment ce canal intermédiaire soit rare sinon inexistant, il est intéressant de comparer la distribution angulaire correspondante (figure 18b) à celle de la voie  $pp \longrightarrow \Sigma^+\bar{Y}_{13}^{*-}$ .

Les masses équivalentes  $\Lambda\pi^-$  ou  $\bar{\Lambda}\pi^+$  répondent au même critère que celles correspondant aux  $Y_{13}^{*-}$  soit :  $1350 \text{ MeV} \leq M_{\Lambda\pi} \leq 1420 \text{ MeV}$ .

Cette section efficace différentielle semble nettement moins piquée vers l'avant que celle de la voie  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\bar{Y}_{13}^{*-} + \text{c.c.}$ , mais la statistique est trop pauvre pour être concluante.

c) Voies  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{01}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{03}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  :

Figures 18c et 18d, nous avons tracé les distributions angulaires des antihypérons, relatives respectivement aux canaux intermédiaires  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{01}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{03}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$

Nous nous sommes imposés les conditions suivantes sur la masse équivalente  $\Sigma\pi$  :

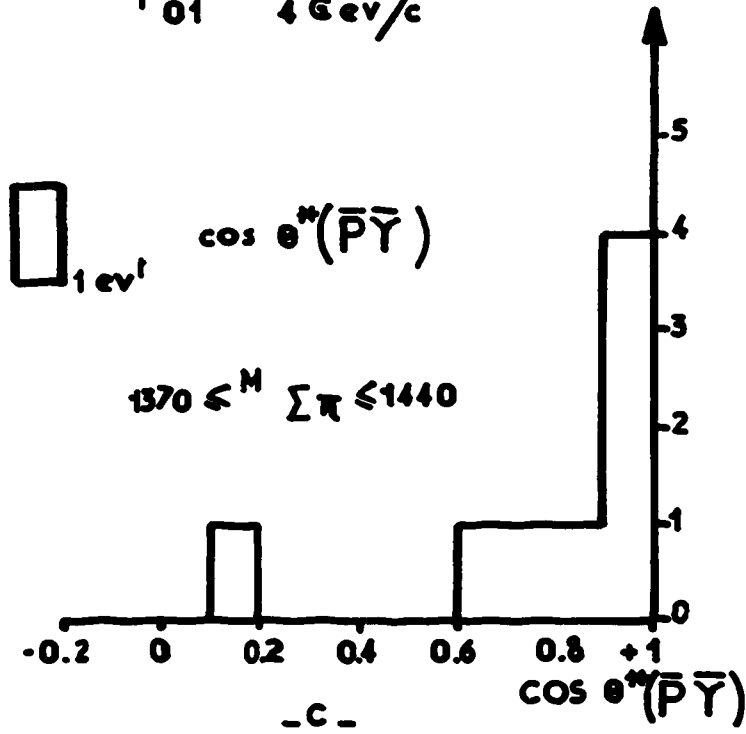
Pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{01}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$   $1370 \text{ MeV} \leq M_{\Sigma\pi} \leq 1435 \text{ MeV}$

Pour la voie  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{03}^*\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$   $1497 \text{ MeV} \leq M_{\Sigma\pi} \leq 1537 \text{ MeV}$

Pour ces canaux, les sections efficaces différentielles présentent également une forte collimation vers l'avant. Entre 60 et 70 % des antihypérons sont émis dans un cône avec  $0,8 \leq \cos\theta^* \leq 1$ .

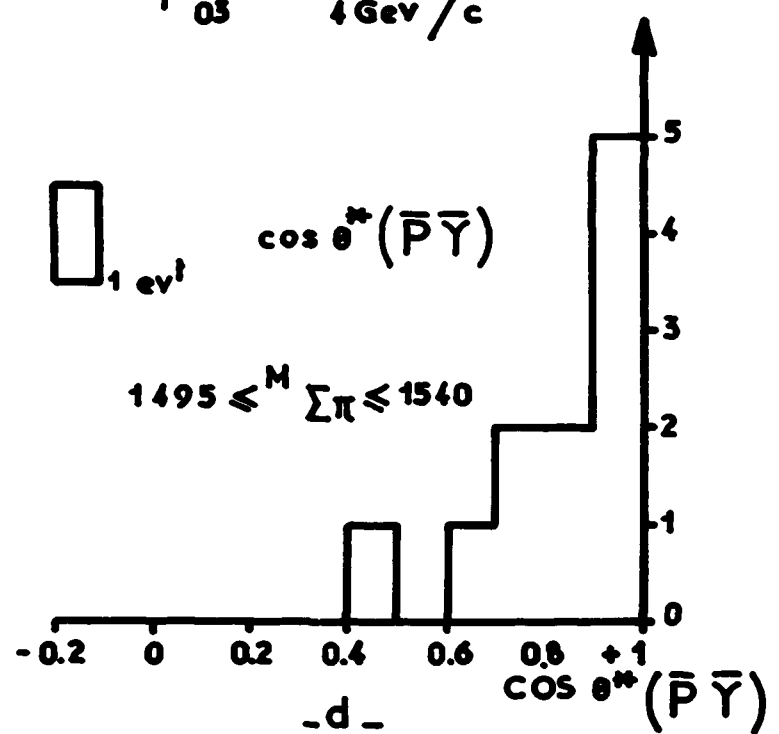
DANS LA REGION

$\Upsilon_{01}^*$  4 GeV/c



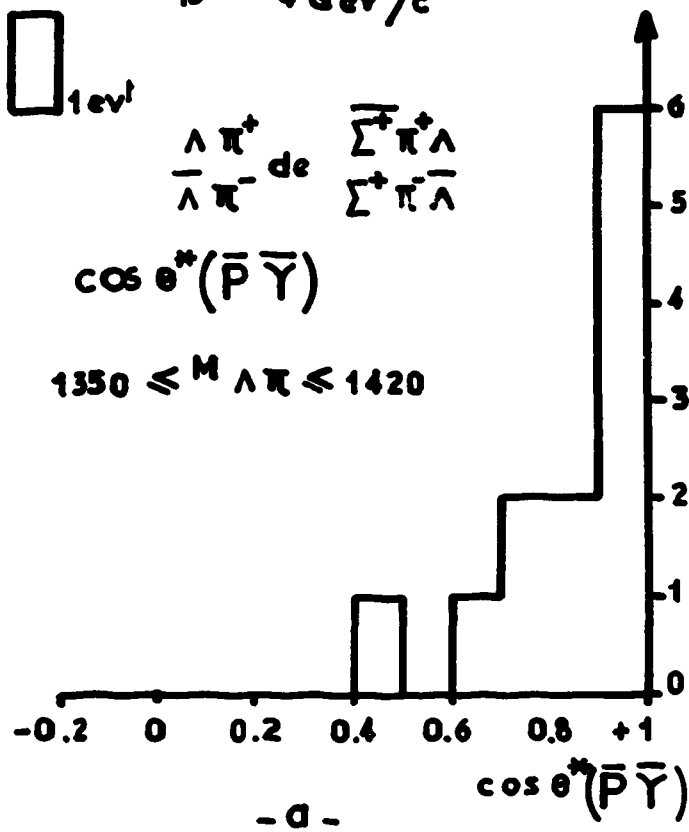
DANS LA REGION

$\Upsilon_{03}^*$  4 GeV/c



DANS LA REGION

$\Upsilon_{13}^*$  4 GeV/c



DANS LA REGION

$\Upsilon_{13}^*$  4 GeV/c

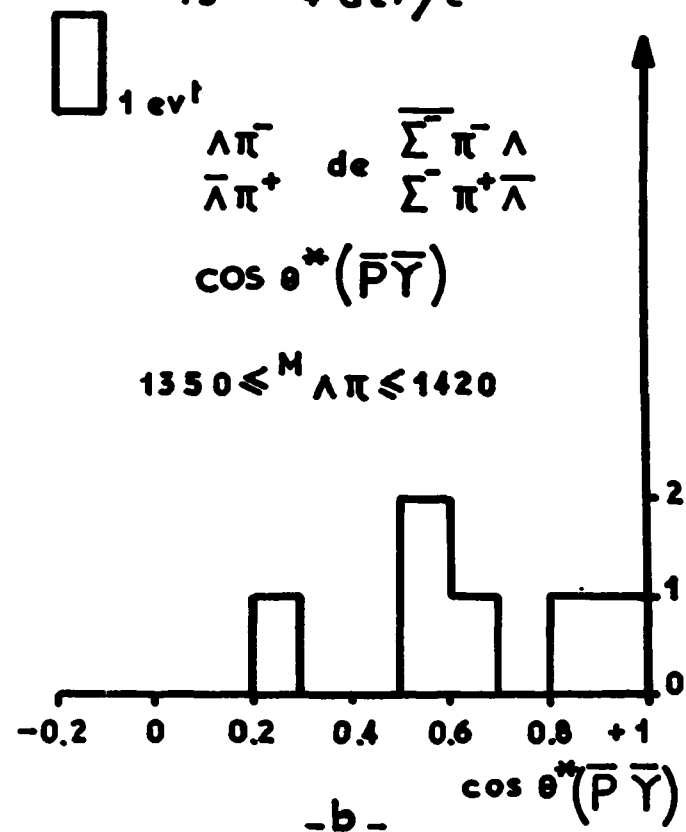


Fig. 18 - Distributions angulaires des combinaisons  $\Lambda\pi$  et  $\Sigma\pi$ , dans le système du centre de masse pour les voies  $\Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} + c.c.$  à 4 GeV/c.

a) Pour les combinaisons  $\Lambda\pi$ ,  $\bar{\Lambda}\pi^-$  telles que  $1350 \text{ MeV} < M_{\Lambda\pi} < 1420 \text{ MeV}$  - b) Pour les combinaisons  $\Lambda\pi$ ,  $\bar{\Lambda}\pi^+$  telles que  $1350 \text{ MeV} < M_{\Lambda\pi} < 1420 \text{ MeV}$  - c) pour les combinaisons  $\Sigma\pi$  ( $\Sigma\pi$ ) telles que  $1370 \text{ MeV} \leq M_{\Sigma\pi} \leq 1440 \text{ MeV}$  - d) pour les combinaisons  $\Sigma\pi$  ( $\Sigma\pi$ ) telles que  $1495 \text{ MeV} \leq M_{\Sigma\pi} \leq 1540 \text{ MeV}$ . (Nous avons porté  $\cos \theta^*$  pour les  $\bar{Y}^*$  et  $-\cos \theta^*$  pour les  $Y^*$ ).

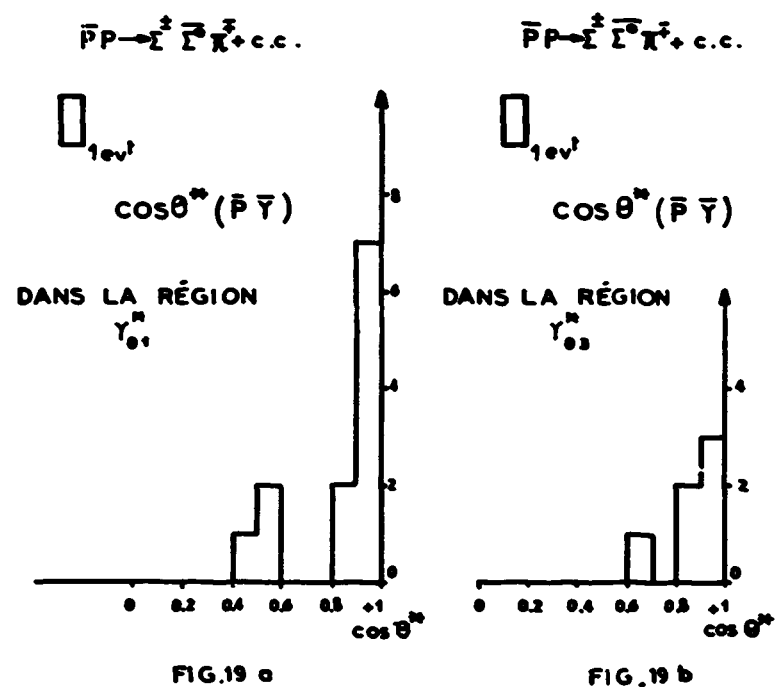


Fig. 19 - Distributions angulaires des combinaisons  $\Sigma\pi$ , dans le système du centre de masse pour les voies  $p\bar{p} \rightarrow \Sigma^{\pm}\pi^{\mp}\bar{\Sigma}^{\circ} + c.c.$  à 4 GeV/c.

a) Pour les combinaisons  $\Sigma\pi$  dans la région du  $Y_{01}^*$  - b) pour les combinaisons  $\Sigma\pi$  dans la région du  $Y_{03}^*$ .

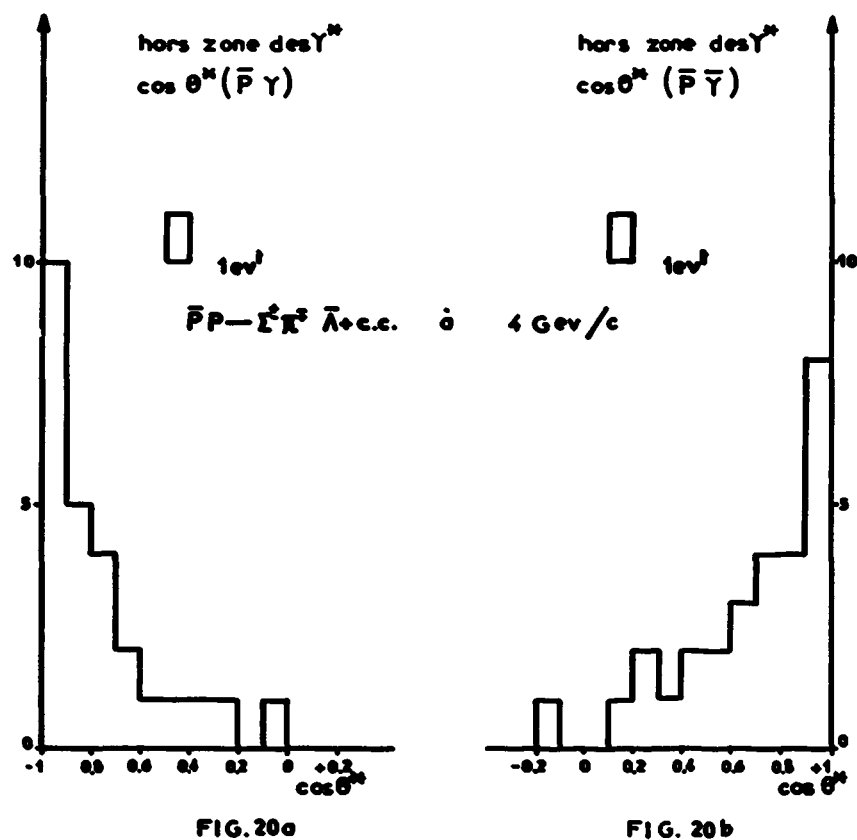


Fig. 20 - Distributions angulaires dans le système du centre de masse pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^{\pm}\pi^{\mp}\bar{\Lambda} + c.c.$  à 4 GeV/c.

a) Pour les hyperons en dehors des résonances  $Y^*$  - b) pour les antihyperons en dehors des résonances  $\bar{Y}^*$ .

d) Voies  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{01}^* \bar{\Sigma}^0 + \text{c.c.}$  et  $\bar{p}p \longrightarrow Y_{03}^* \bar{\Sigma}^0 + \text{c.c.}$  :

Les critères sur les masses équivalentes  $\Sigma^+\pi^+$  ou sur leurs conjuguées de charges, utilisés pour définir les événements de ces canaux intermédiaires, sont les mêmes que ceux utilisés pour les voies  $\bar{p}p \longrightarrow Y_0^* \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$

Les distributions angulaires relatives à ces deux types d'interactions, figure 19a et 19b, présentent la même allure extrêmement piquée vers l'avant que les précédentes.

e) Voies non résonnantes  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$

Figure 20a et 20b, nous avons tracé les distributions angulaires des hypérons et des antihypérons pour tous les événements ne remplissant aucune des conditions de masse équivalente  $\Lambda\pi$  ou  $\Sigma\pi$ , imposées par les résonances  $Y^*$ .

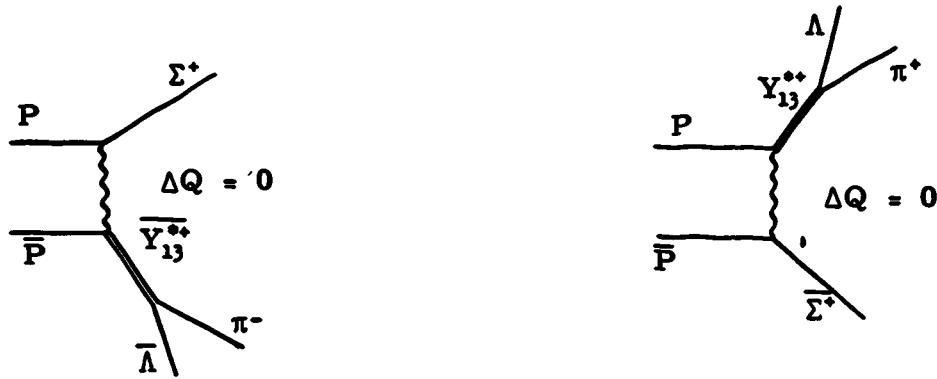
Ces sections efficaces différentielles sont également anisotropiques et apparaissent nettement pointées vers l'avant dans le cas des antihypérons et vers l'arrière dans celui des hypérons.

Dans chacune des voies étudiées, l'allure des distributions angulaires, semblable à celle que nous avons trouvée dans les interactions à deux corps, suggère un mécanisme de production à petit transfert d'impulsion.

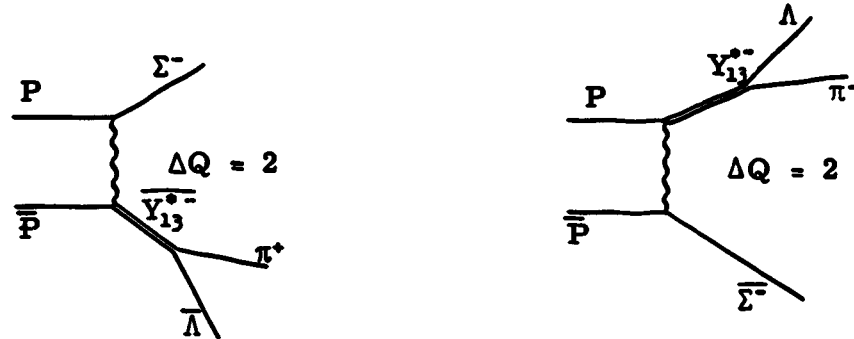
#### 4) Etude du processus d'interaction :

Si l'interaction  $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  a lieu suivant un processus périphérique, comme semblent bien l'indiquer les distributions angulaires, il devient assez facile d'expliquer l'absence de  $Y_{13}^{*+}$  ou de  $\bar{Y}_{13}^{*-}$ .

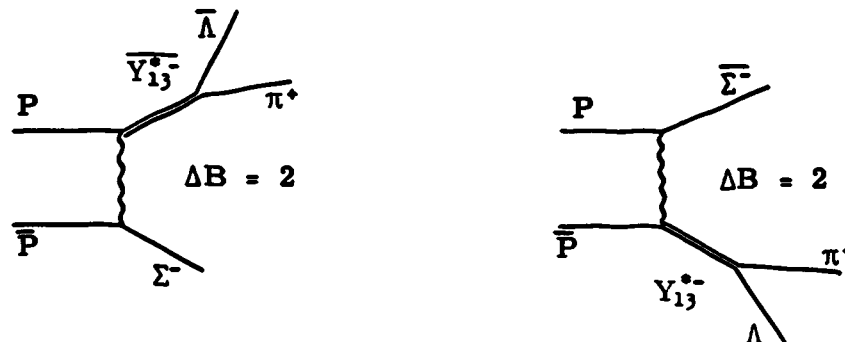
En effet, pour produire la résonance  $Y_{13}^{*+}$  ou  $\bar{Y}_{13}^{*-}$  dans un modèle périphérique, il suffit d'échanger une particule d'étrangeté 1, tel qu'un K ou qu'un  $K^*$ , comme l'indiquent les schémas suivants :



alors que, pour créer un  $Y_{13}^{*-}$  ou  $\bar{Y}_{13}^{*+}$ , il faut envisager des schémas avec échange de charge 2 tels que :



ou avec échange de 2 baryons tels que :



ce qui exclut un processus périphérique, aucune particule élémentaire ne remplissant ces conditions.



### 5) Section efficace de production des différentes résonances :

La détermination du pourcentage des différentes résonances dans les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma\pi\Lambda$  est rendue difficile par la possibilité d'interférence entre le  $Y_{13}^*$  et les  $Y_0^*$  dans les régions du diagramme du Dalitz où il y a recouvrement de deux résonances. (Figure 13).

Nous sommes obligés de faire l'hypothèse que cette interférence est négligeable, hypothèse que l'on peut justifier par le fait que la densité des événements dans les zones de recouvrement des résonances est bien compatible avec la somme des densités des événements dans les 2 résonances au voisinage de la zone de recouvrement. De même, nous devons faire l'hypothèse que les interférences entre les résonances et le fond sont négligeables.

Nous avons essayé de rendre compte de nos distributions en masses équivalentes carrées en combinant l'espace des phases correspondant et une distribution de Breit et Wigner pondérée par cet espace des phases.

Nous avons construit la fonction suivante :

$$\Phi = (1 - R_1) F(EP) + R_1 BW \times F(EP)$$

où -  $F(EP)$  représente la fonction d'espace des phases normalisée à une surface unité.

-  $BW$  représente une fonction de Breit et Wigner de la forme :

$$BW = \frac{\frac{\Gamma}{2\pi}}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

avec  $\Gamma$  = largeur de la résonance à mi-hauteur

et  $E_0$  = valeur moyenne de la résonance

-  $R_1$  représente le pourcentage de la résonance dans notre distribution de masse équivalente.

Nous avons ajusté les différents paramètres  $R_1$ ,  $\Gamma$  et  $E_0$  de façon à obtenir la courbe la mieux adaptée à notre distribution expérimentale.

Dans le cas des spectres de masse équivalente présentant les 2 résonances  $Y_{01}^*$  et  $Y_{03}^*$ , nous avons construit une fonction  $\Phi$  de la forme :

$$\Phi = (1 - R_1 - R_2) F(EP) + R_1 BW_1 \times F(EP) + R_2 BW_2 \times F(EP)$$

avec la condition  $R_1 + R_2 \leq 1$  et nous avons ajusté les paramètres  $R_1$ ,  $\Gamma_1$  et  $R_2$ ,  $\Gamma_2$  à notre distribution expérimentale.

Sur les figures 21, 22 et 15, on peut comparer les fonctions  $\Phi$  que nous avons obtenues, avec les distributions expérimentales et avec un gaussioidéogramme (obtenu en affectant chaque événement d'une fonction gaussienne centrée sur sa masse équivalente carrée et ayant pour largeur  $\Gamma$  l'erreur calculée correspondante).

Nous avons ainsi obtenu les sections efficaces suivantes ;

|                                                                                                           | $Y_{13}^*$                                                            | $Y_{01}^*$      | $Y_{03}^*$        | Non résonnant     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| $\left. \begin{array}{l} \Sigma^+\pi^-\bar{\Lambda} \\ \bar{\Sigma}^+\pi^+\Lambda \end{array} \right\}$   | $\left. \begin{array}{l} 28 \% \\ 21 \pm 5\mu b \end{array} \right\}$ | 15 %            | 22 %              | 35 %              |
| $\left. \begin{array}{l} \Sigma^-\pi^+\bar{\Lambda} \\ \bar{\Sigma}^-\pi^-\Lambda \end{array} \right\}$   |                                                                       | $11 \pm 3\mu b$ | $16,5 \pm 4\mu b$ | $26,5 \pm 5\mu b$ |
| $\left. \begin{array}{l} \Sigma^+\pi^+\bar{\Sigma}^0 \\ \bar{\Sigma}^+\pi^+\Sigma^0 \end{array} \right\}$ | $\leq 2 \pm 2\mu b$                                                   | 28 %            | 9 %               | 63 %              |
|                                                                                                           |                                                                       | $11 \pm 3\mu b$ | $3,6 \pm 2\mu b$  | $25 \pm 5\mu b$   |

avec  $m Y_{13}^* = 1385$  MeV,

$m Y_{01}^* = 1405$  MeV,

$m Y_{03}^* = 1517$  MeV

$\Gamma Y_{13}^* = 60$  MeV,

$\Gamma Y_{01}^* = 60$  MeV,

$\Gamma Y_{03}^* = 40$  MeV

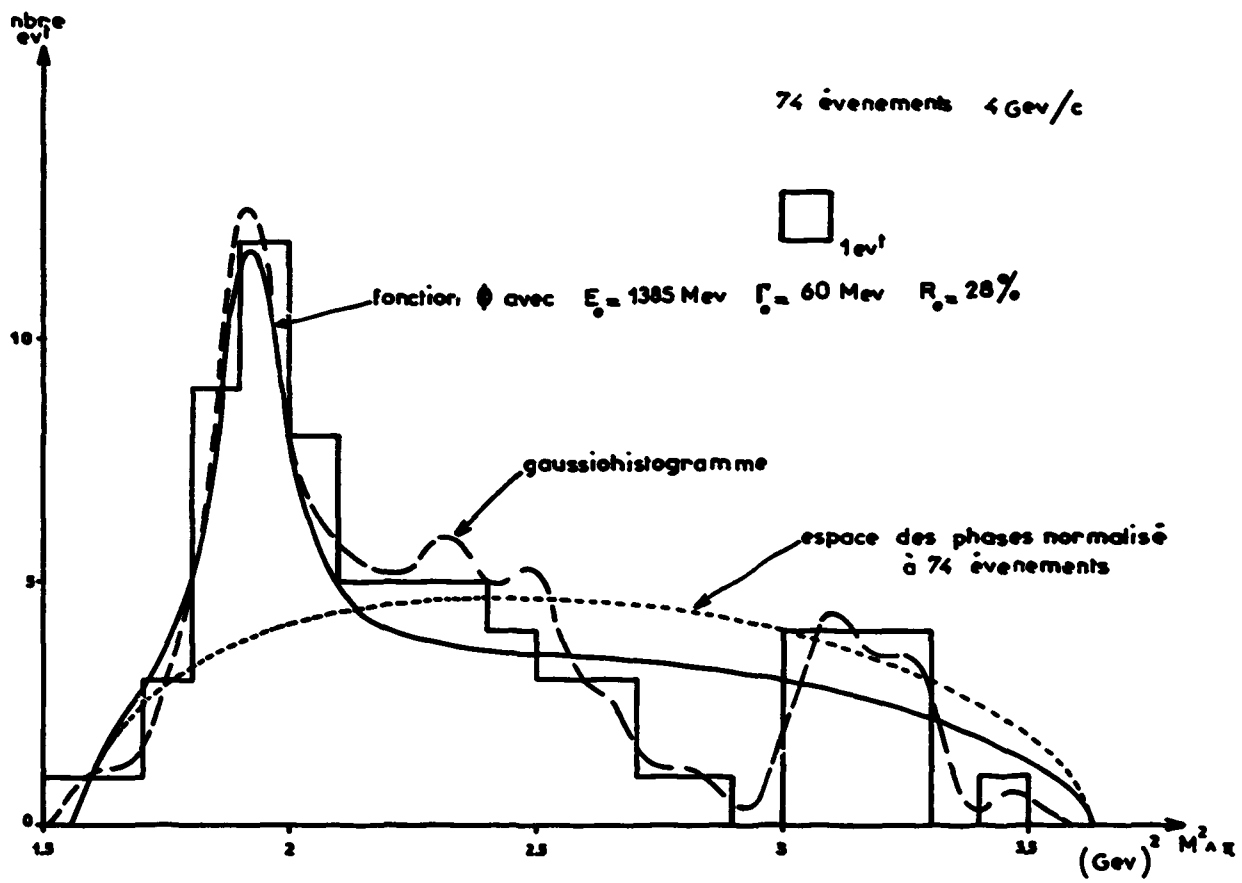


Fig. 21 - Distribution en masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi(\bar{\Lambda}\pi)$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  à 4 GeV/c.

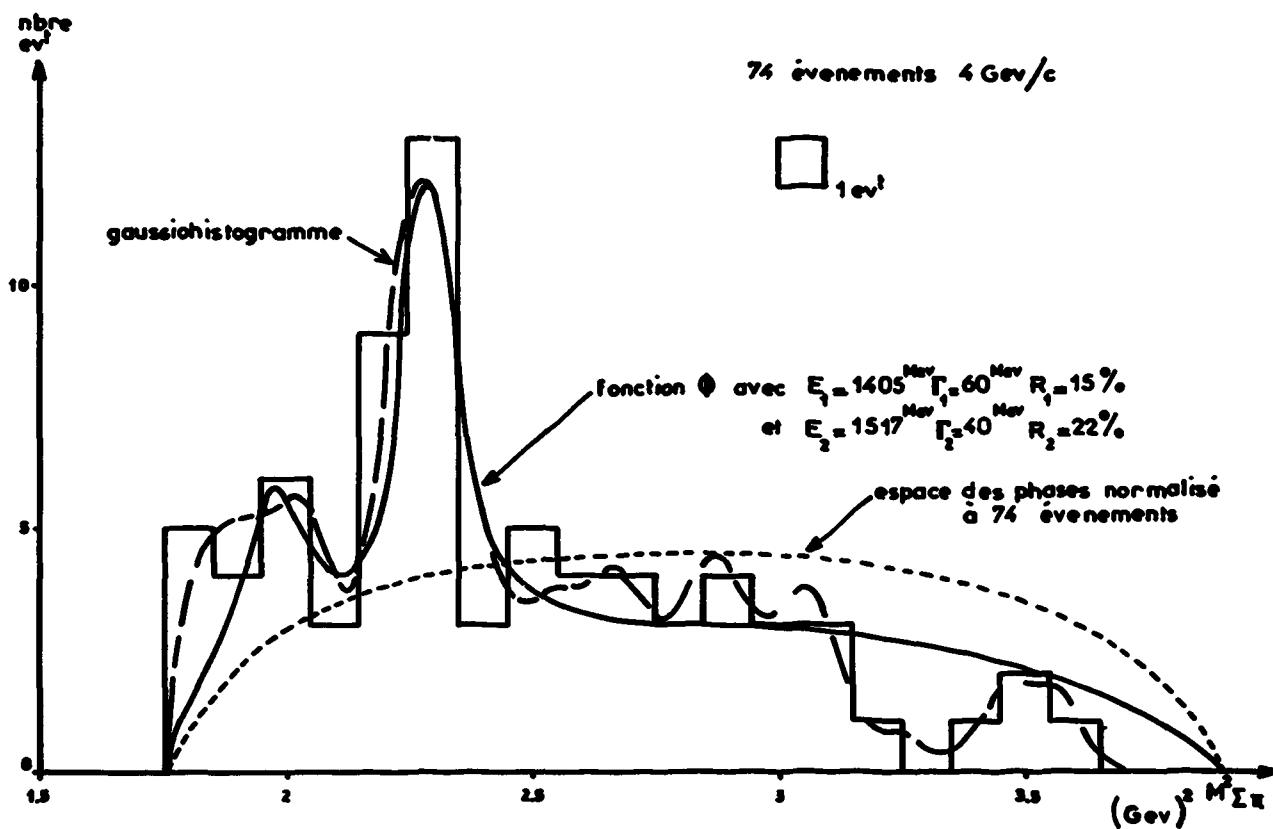


Fig. 22 - Distribution en masses équivalentes carrées  $\Sigma\pi(\bar{\Sigma}\pi)$  pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  à 4 GeV/c.

Les limites sur les sections efficaces de  $\overline{Y}_{13}^*(Y_{13}^*) \longrightarrow \overline{\Lambda}\pi^+$  ou  $\Lambda\pi^-$  et de  $Y_{13}^*(\overline{Y}_{13}^*) \longrightarrow \Sigma^0\pi^+$  ou  $\overline{\Sigma}^0\pi^+$  sont obtenues à partir du nombre maximum d'événements compatible avec ces résonances.

Les erreurs sont uniquement statistiques et ne tiennent pas compte de l'erreur sur la détermination du pourcentage des différentes résonances.

Nous avons noté à propos des sections efficaces totales que :

$$\frac{\sigma_{\overline{p}p \rightarrow \Sigma^{\pm}\pi^{\mp}\overline{\Lambda}^{*}c.c.}}{\sigma_{\overline{p}p \rightarrow \Sigma^{\pm}\pi^{\mp}\overline{\Sigma}^{*}c.c.}} \sim 2 \text{ ou } 3$$

On remarque que la section efficace  $\sigma_{\overline{p}p \rightarrow \overline{\Sigma}^{*}\pi^{*}c.c.}$  est nettement inférieure à celle de  $\sigma_{\overline{p}p \rightarrow \overline{\Lambda}^{*}\pi^{*}c.c.}$  sinon inexistante.

Ceci, joint à l'absence de résonance  $Y_{13}^*$  dans les voies  $\Sigma\pi\Sigma^0$ , peut expliquer la différence de section efficace totale entre les voies  $\Sigma\Lambda\pi$  et  $\Sigma\Sigma^0\pi$ .

## B - INTERACTION $\overline{p}p \longrightarrow \Lambda\overline{\Lambda}\pi^0$ .

Nous avons utilisé pour cette étude des événements trouvés au scanning avec deux  $V^0$  pointant sur le sommet de l'interaction et qui, après mesure, satisfaisaient aux ajustements en  $\overline{p}p \longrightarrow \Lambda\overline{\Lambda}\pi^0$  par le programme GRIND. Nous n'avons admis comme satisfaisants que les événements pour lesquels la masse manquante carrée associée aux lambda et antilambda était égale, dans un écart standard, à la masse carrée du  $\pi^0$ .

Nous avons obtenu à 4 GeV/c un lot de 24 événements de ce type, ce qui donne la section efficace suivante :

$$\sigma_{\overline{p}p \rightarrow \Lambda\overline{\Lambda}\pi^0} = 60 \pm 13 \mu b$$

Cette valeur a été obtenue en affectant chaque événement de son poids statistique. Elle est corrigée pour tenir compte des modes neutres de désintégration des  $\Lambda$  et  $\overline{\Lambda}$ .

On peut comparer cette section efficace avec celles obtenues à 3 et 3,6 GeV/c :

|                                                                | 3 GeV/c           | 3,6 GeV/c         | 4 GeV/c           |
|----------------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\overline{p}p \longrightarrow \Lambda\overline{\Lambda}\pi^0$ | $50 \pm 10 \mu b$ | $62 \pm 16 \mu b$ | $60 \pm 13 \mu b$ |

Il ne semble pas y avoir de variation très rapide de la section efficace de cette voie dans le domaine d'énergie considérée.

Nous avons tracé les diagrammes de Dalitz des masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi^0$  par rapport aux masses équivalentes carrées  $\overline{\Lambda}\pi^0$ . Comme on peut le voir figure 23, environ 50 % des points sont situés dans deux bandes correspondant aux résonances  $Y_{13}^*$  et  $\overline{Y}_{13}^*$  de 1385 MeV ( $\Gamma = 60$  MeV).

Il semble également qu'il y ait une légère accumulation des événements dans la zone d'interférence entre  $Y_{13}^*$  et  $\overline{Y}_{13}^*$ .

Figure 24, nous avons tracé les distributions en masses équivalentes carrées des combinaisons  $\Lambda\pi^0$  et  $\overline{\Lambda}\pi^0$  et la distribution correspondant à la somme des deux combinaisons. Dans la région du  $Y_{13}^*$ , nous observons une nette déviation de la distribution expérimentale par rapport à l'espace des phases, d'un  $\Lambda\pi^0$  par rapport à  $\overline{\Lambda}\pi^0$ , normalisé aux 48 combinaisons.

On peut évaluer le pourcentage de  $Y_{13}^*$  produit dans la réaction  $\overline{p}p \longrightarrow \Lambda\overline{\Lambda}\pi^0$  dans l'hypothèse que nous avons admise également pour les voies  $\overline{p}p \longrightarrow \Sigma\Lambda\pi$ , où il n'y a pas d'interférence entre la résonance et le fond, ou entre les 2 voies  $\overline{p}p \longrightarrow \Lambda\overline{Y}_{13}^*$  et  $\overline{p}p \longrightarrow \overline{\Lambda}Y_{13}^*$ .

Il suffit alors de déterminer le rapport des événements dans les bandes correspondant aux  $Y_{13}^*$  et  $\overline{Y}_{13}^*$  à ceux hors de ces bandes, en corrigeant par un facteur proportionnel au rapport des surfaces des bandes de résonances et de la surface hors de ces bandes.

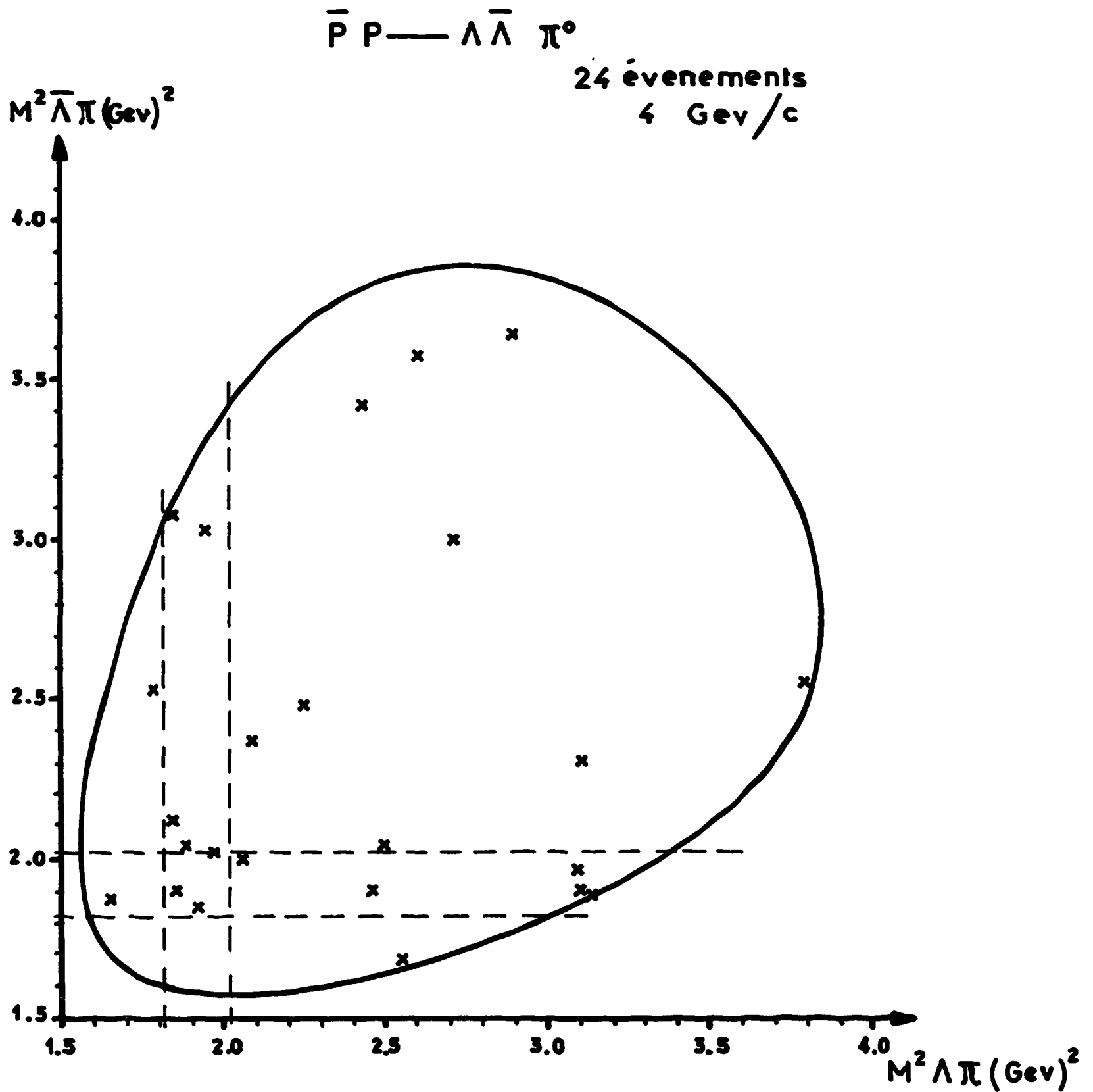


Fig. 23 - Diagramme de Dalitz pour la voie  $\bar{p} p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0$  à 4 GeV/c. Les lignes en pointillé représentent les résonances  $Y_{13}^*$  et  $Y_{13}^\omega$  à 1385 MeV.

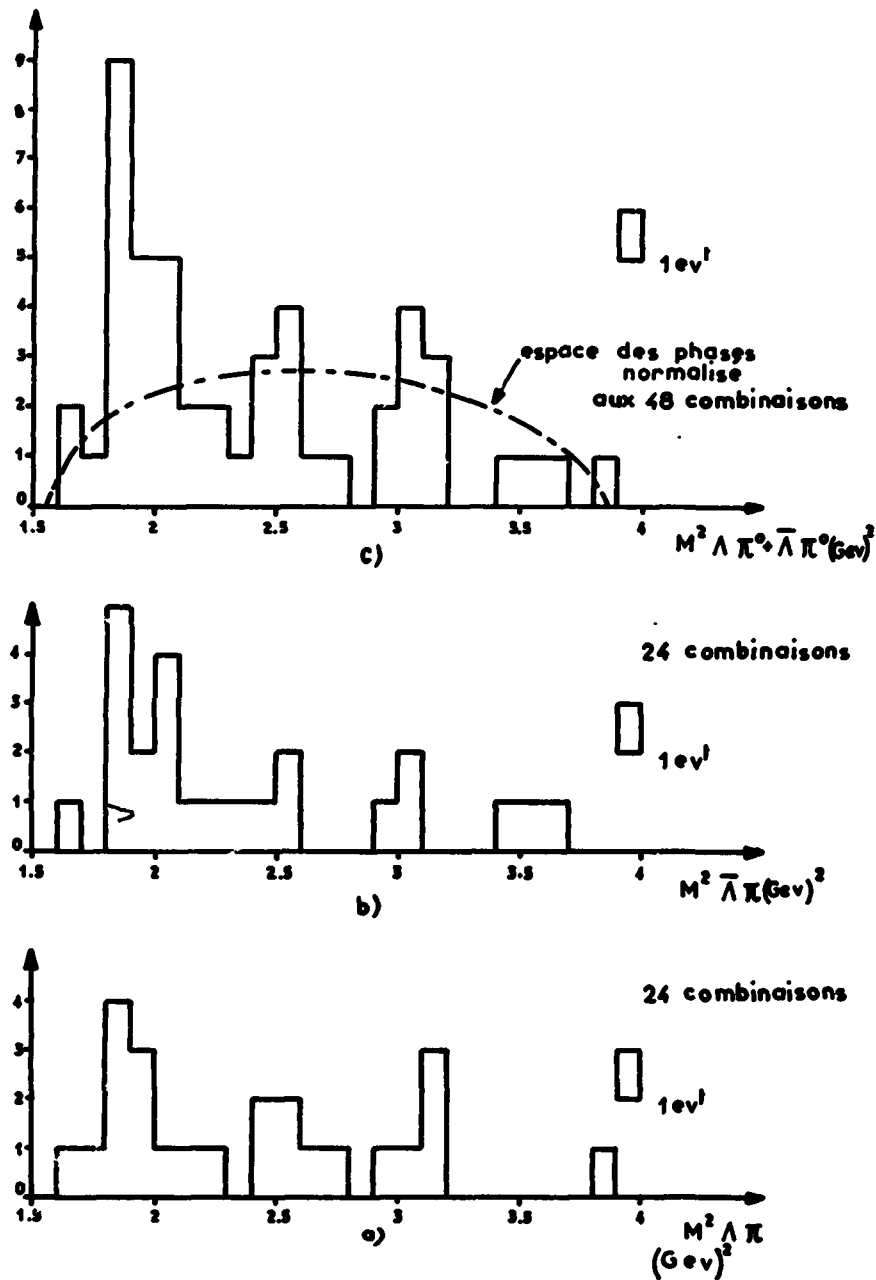


Fig. 24 - Distributions en masses équivalentes carrées  $\Lambda\pi$  pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$  à 4 GeV/c.  
a)  $M^2_{\Lambda\pi^0}$  - b)  $M^2_{\Lambda\pi^0}$  - c) total  $M^2_{\Lambda\pi^0} + M^2_{\Lambda\pi^0}$ .

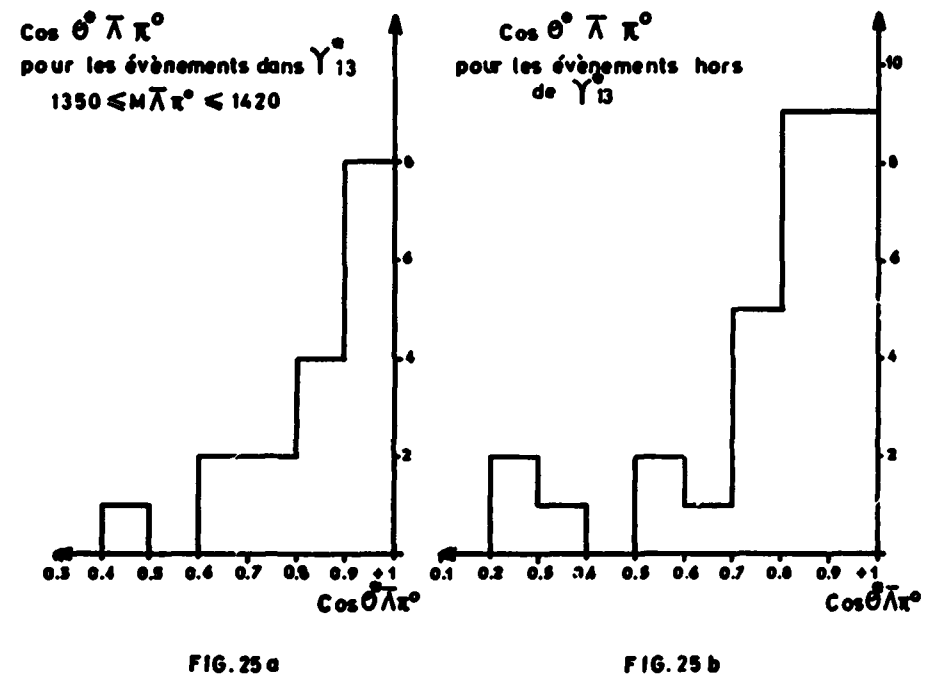


Fig. 25 - Distributions angulaires du système  $\bar{\Lambda}\pi^0(\Lambda\pi^0)$  dans le système du centre de masse pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$  à 4 GeV/c.  
a) pour les combinaisons  $\bar{\Lambda}\pi^0(\Lambda\pi^0)$  telles que  $1350 \text{ MeV} < M_{\Lambda\pi^0} \leq 1420 \text{ MeV}$  -  
b) pour les combinaisons  $\bar{\Lambda}\pi^0(\Lambda\pi^0)$  hors de la résonance  $Y_{13}^*(Y_{13}^*)$ .  
(Nous avons porté  $\cos \theta^*$  pour les combinaisons  $\bar{\Lambda}\pi^0$  et  $-\cos \theta^*$  pour les combinaisons  $\Lambda\pi^0$ ).

Soit  $n$  le nombre de points dans les bandes correspondant aux  $Y_{13}^*$  et  $\overline{Y}_{13}^*$  et soit  $s$  leurs surfaces.

Soit  $N$  le nombre de points hors des bandes de résonances et  $S$  la surface correspondante.

$$\text{Nous avons } R = \frac{\text{Nb év}^{\text{ts}} \text{ résonnants}}{\text{Nb total év}^{\text{ts}}} = \frac{n - N \frac{s}{S}}{n + N}$$

Nous obtenons :

|                                                    | $Y_{13}^* + \text{c.c.}$ | Non résonnant          |
|----------------------------------------------------|--------------------------|------------------------|
|                                                    | $\sim 50 \%$             | $\sim 50 \%$           |
| $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0$ | $30 \pm 8 \mu\text{b}$   | $30 \pm 8 \mu\text{b}$ |

Figure 25a, nous avons tracé les distributions angulaires, dans le système du centre de masse, du système  $\Lambda\pi(\bar{\Lambda}\pi)$  pour les événements ayant une masse  $\Lambda\pi$  compatible avec la résonance  $Y_{13}^*$ .

Figure 25b, nous avons tracé cette même distribution pour les systèmes  $\Lambda\pi(\bar{\Lambda}\pi)$  non compatibles avec la masse du  $Y_{13}^*$ .

Ces deux distributions sont nettement pointées vers l'avant et suggèrent que l'interaction  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0$  a lieu suivant un processus périphérique.

## C - INTERACTION $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \bar{\Lambda}$ ET CONJUGUES DE CHARGE

### Section efficace :

Pour l'étude de cette voie de l'interaction antiproton-proton, nous avons groupé les résultats provenant de deux types distincts d'événements :

a) 19 événements du mode neutre  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K^0 \bar{n}$  et  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} K^0 n$  provenant du dépouillement des événements à 2 V<sup>c</sup> pointant sur une interaction à zéro branche. Ils ont été identifiés par la méthode décrite dans l'étude des voies  $\bar{p}p \rightarrow Y^0 + \bar{Y}^0$ .

b) 13 événements du mode chargé  $\bar{p}p \rightarrow K^+ \bar{p} \Lambda$  et  $K^- p \bar{\Lambda}$ , provenant d'un lot restreint de film d'antiprotons à 4 GeV/c.

Cette catégorie est constituée d'interactions à 2 branches et un  $\Lambda$  vu. Nous avons étudié l'ionisation des 2 traces chargées. La masse manquante associée à ces événements est nulle dans un écart standard.

Après correction pour les modes neutres de désintégration, nous obtenons les sections efficaces suivantes :

|                                                    | $\sigma_{\mu b}$        | $\sigma_{\text{totale}}$ |
|----------------------------------------------------|-------------------------|--------------------------|
| $\bar{p}p \longrightarrow \Lambda K \bar{n}$       | $52 \mu b \pm 14 \mu b$ | $92 \pm 19 \mu b$        |
| $\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda} \bar{K} n$ |                         |                          |
| $\bar{p}p \longrightarrow K^+ \bar{p} \Lambda$     | $40 \mu b \pm 12 \mu b$ |                          |
| $\bar{p}p \longrightarrow p K^- \bar{\Lambda}$     |                         |                          |

Figure 26, nous avons tracé le diagramme de Dalitz des masses équivalentes carrées  $\Lambda K$  par rapport aux masses équivalentes carrées  $K \bar{\Lambda}$ .

Malgré la faible statistique, la non uniformité de la distribution des événements suggère l'existence dans cette voie de la résonance  $N_{15}$  de 1688 MeV se désintégrant en  $\Lambda K$  et de la désintégration en  $K \bar{\Lambda}$  de la résonance  $Y_{13}^*$  de 1520 MeV.

Différents laboratoires étudient actuellement l'existence éventuelle d'une résonance  $Y^*$  à 1765 MeV. Les quelques événements ayant une masse équivalente carrée  $K \bar{\Lambda}$  au voisinage de  $3,15 (\text{GeV})^2$  ne suffisent pas pour aborder ce sujet.

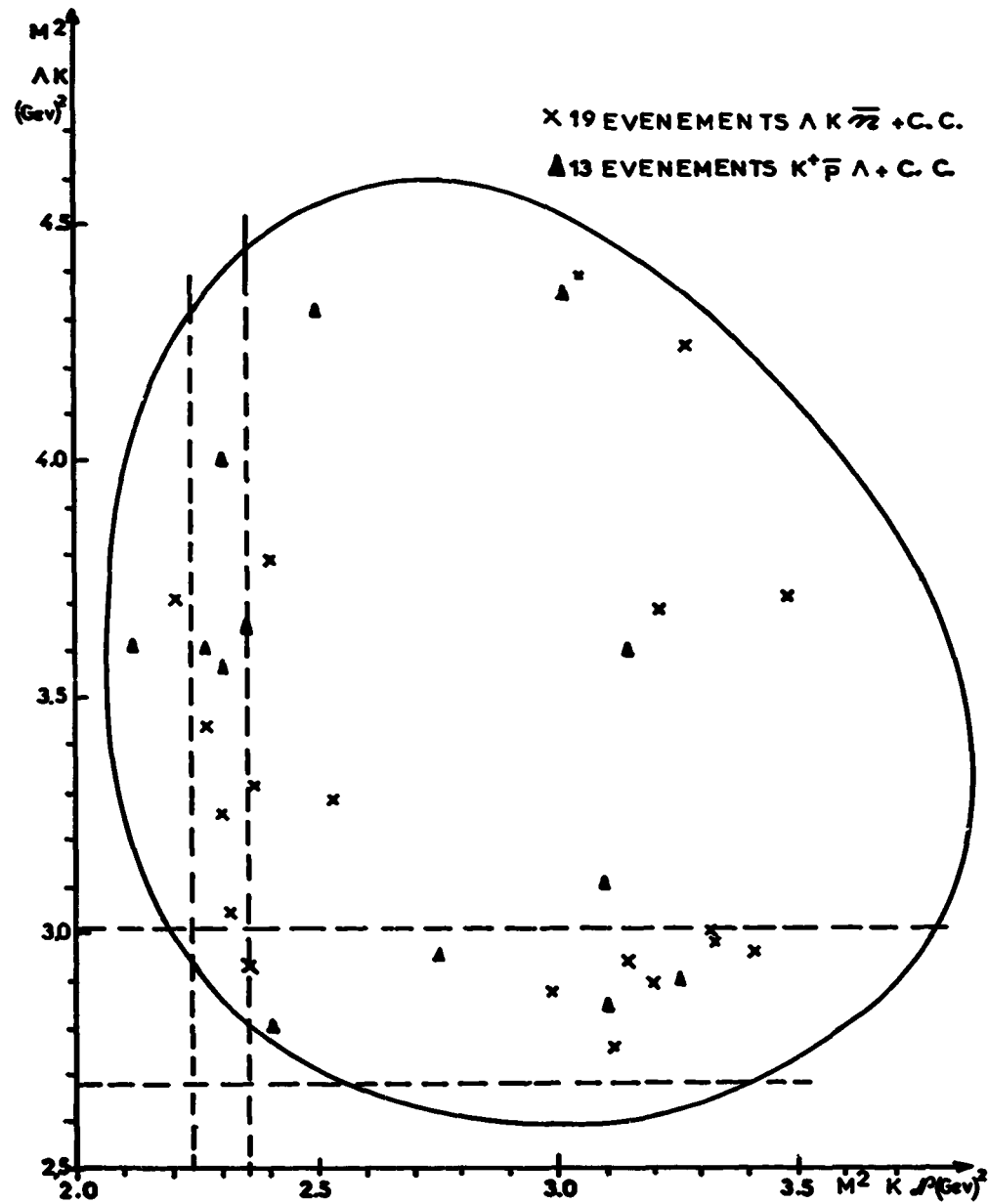


Fig. 26 - Diagramme de Dalitz pour les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \bar{\pi} + \text{c.c.}$  à 4 GeV/c. Les lignes en pointillé représentent les résonances  $Y_0^*$  de 1520 MeV et  $N^*$  de 1688 MeV.

Les distributions de masses équivalentes carrées  $\Lambda K$  et  $K\pi$  comparées aux espaces des phases correspondants renforcent l'évidence de l'existence des deux résonances  $\pi_{15}^*$  et  $Y_0^*$  comme on peut le voir sur les figures 27a, 28a.

Nous avons également tracé la distribution des masses équivalentes carrées  $K\pi$  (figure 28b) pour les événements ayant une masse équivalente carrée  $\Lambda K$  en dehors de la zone correspondant aux  $\pi_{15}^*$ .

$$M_{\Lambda K}^2 < 2,68 \text{ MeV}^2$$

$$M_{\Lambda K}^2 > 3,01 \text{ MeV}^2$$

de façon à déterminer le pourcentage de production de  $Y_0^*$  dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \pi$ . Ceci implique l'hypothèse que les phénomènes d'interférences entre les résonances, ou entre les résonances et le fond, soient négligeables.

On peut ainsi déterminer les sections efficaces suivantes :

| Voies                                                       | Nb év <sup>ts</sup> | %            | sections efficaces        |
|-------------------------------------------------------------|---------------------|--------------|---------------------------|
| $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{Y}_{03}^* + \text{c.c.}$ | $\sim 6 \pm 2$      | $\sim 18 \%$ | $(17 \pm 6) \mu\text{b}$  |
| $\bar{p}p \rightarrow \pi \bar{\pi}_{15}^* + \text{c.c.}$   | $\sim 9 \pm 3$      | $\sim 28 \%$ | $(26 \pm 9) \mu\text{b}$  |
| $\rightarrow$ non résonnant                                 |                     | $\sim 54 \%$ | $(49 \pm 12) \mu\text{b}$ |

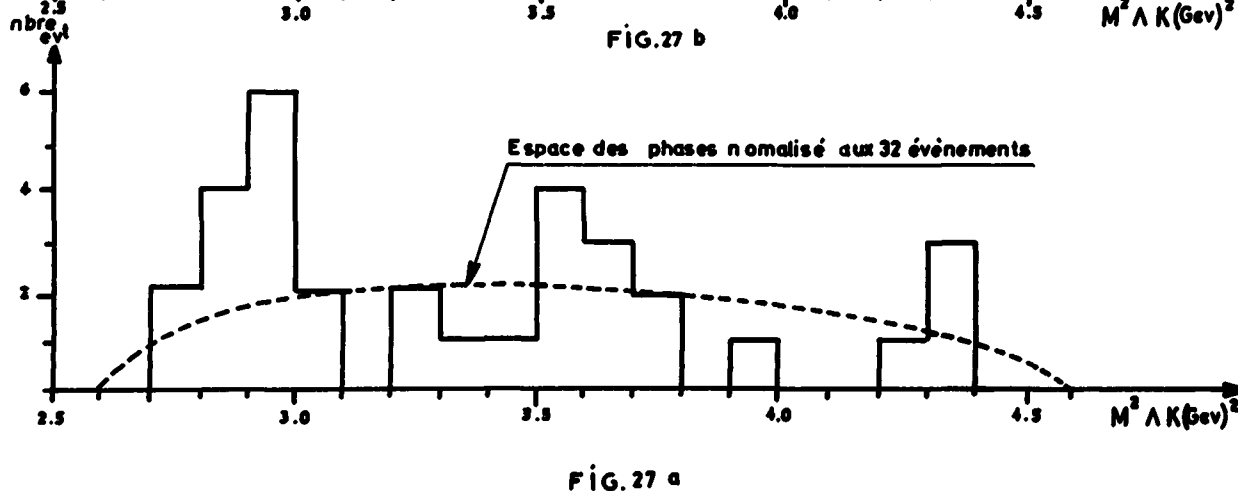
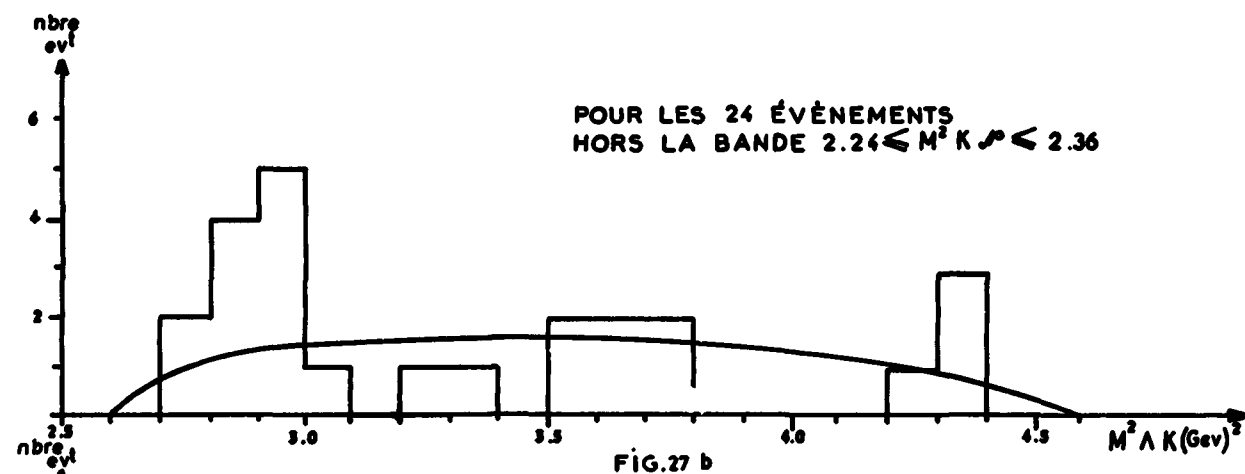


Fig. 27 - Distributions en masses équivalentes carrées  $\Lambda K$  dans les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \bar{\pi}$  à 4 GeV/c  
a) Toutes les combinaisons  $\Lambda K$  - b) pour les événements tels que  $2,24 \text{ GeV}^2 \leq M^2_{K\pi} \leq 2,36 \text{ GeV}^2$ .

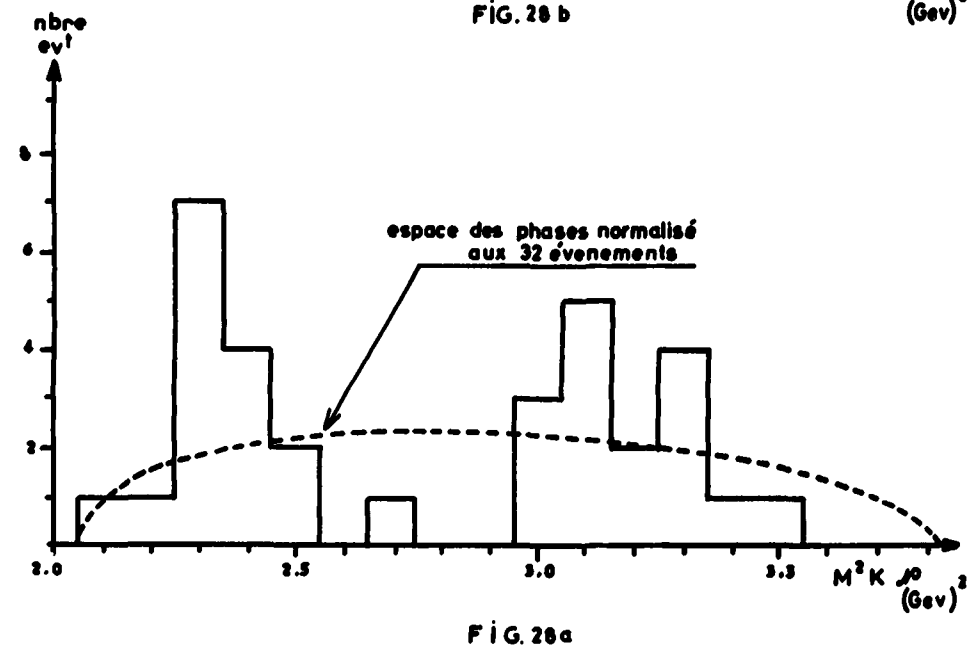
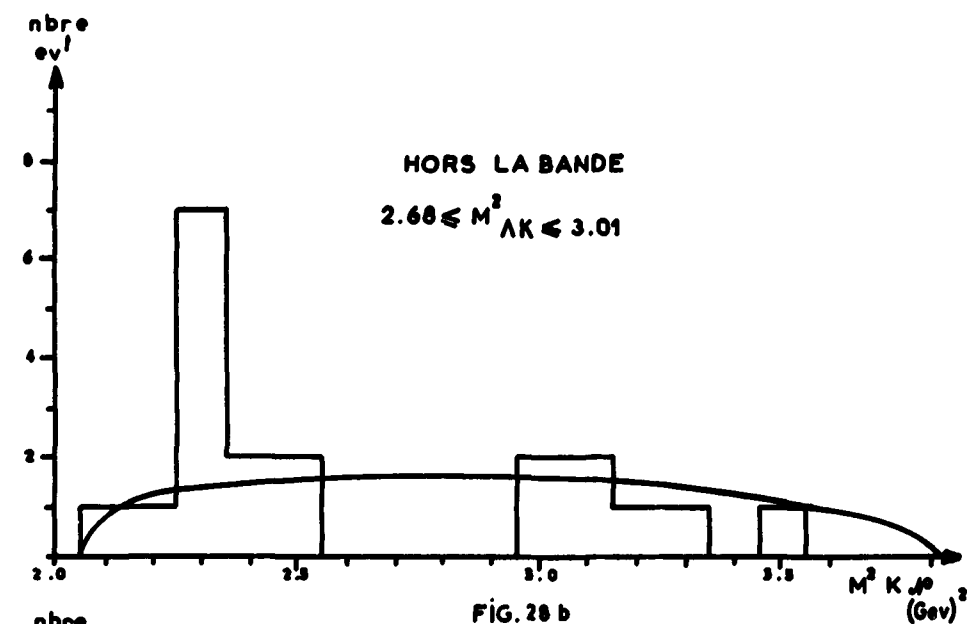


Fig. 28 - Distribution en masses équivalentes carrées  $K\pi$  dans les voies  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \bar{\pi}$  à 4 GeV/c.  
a) Toutes les combinaisons  $K\pi$  - b) pour les événements tels que  $2,68 \text{ GeV}^2 \leq M^2_{\Lambda K} \leq 3,1 \text{ GeV}^2$ .



Nous pouvons comparer ces valeurs avec celle obtenue pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} + Y_{03}^* + \text{c.c.}$  dans les événements du type  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$

Dans cette voie, nous avons une section efficace de  $(16,5 \pm 4)\mu\text{b}$  pour la désintégration du  $Y_{03}^*$  suivant le mode chargé  $\Sigma^\pm \pi^\mp$ . En introduisant un facteur  $3/2$  pour corriger cette section efficace pour le mode de désintégration  $\Sigma^0 \pi^0$  non visible du  $Y_{03}^*$ , la section efficace totale de la voie

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} + Y_{03}^* \rightarrow \Sigma \pi \bar{\Lambda} (+ \text{c.c.})$$

devient

$$\sigma_{Y_{03}^*} \sim 25 \mu\text{b} \pm 6$$

Le rapport d'embranchement

$$\frac{\sigma_{Y_{03}^* \rightarrow \Sigma \pi}}{\sigma_{Y_{03}^* \rightarrow \Sigma \pi}} = \frac{17 \pm 6}{25 \pm 6} \sim 0,7 \pm 0,35$$

est en assez bon accord avec la valeur de 0,55 donnée par ROSENFELD et al. [20].

Sur l'ensemble des trois énergies considérées (3, 3,6 et 4 GeV/c), cet accord devient encore meilleur, en effet :

$$\frac{\sigma_{Y_{03}^* \rightarrow \Sigma \pi}}{\sigma_{Y_{03}^* \rightarrow \Sigma \pi}} = \frac{15 \pm 5}{25 \pm 6} \sim 0,59 \pm 0,3$$

L'interaction  $\bar{p}p$  dans la voie  $\Lambda K \bar{\Lambda}$  semble également procéder suivant un mode périphérique. La distribution angulaire du  $\Lambda$  dans le système du centre de masse étant à nouveau nettement pointée vers l'arrière, que le système  $K \bar{\Lambda}$  forme la résonance  $Y_{03}^*$  ou non, comme le montrent les figures 29a, 29b.

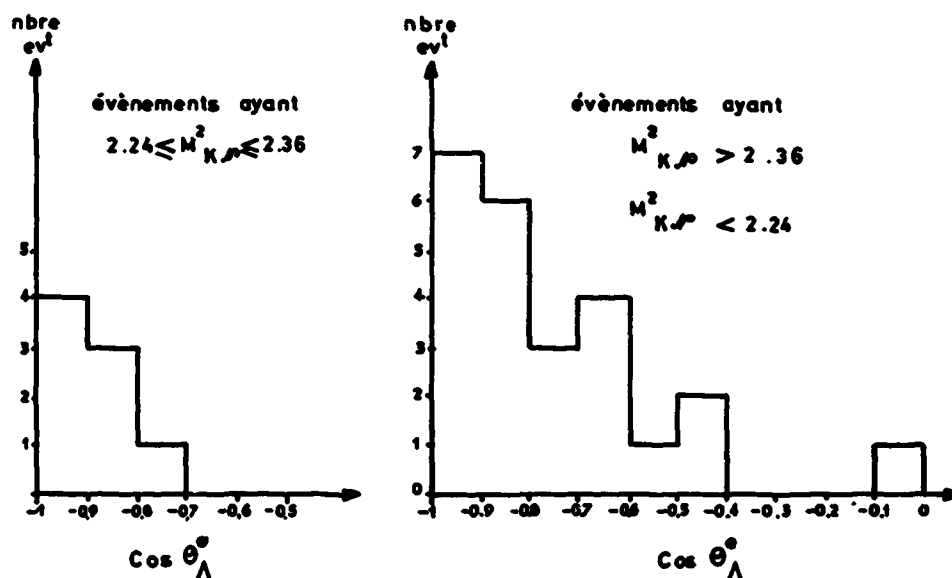


FIG 29 a

FIG 29 b

Fig. 29 - Distributions angulaires des  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$ , dans le système du centre de masse pour les événements des voies  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda K \bar{\Lambda} + \text{c.c.}$  à 4 GeV/c.

a) Pour les événements tels que  $2,24 \text{ GeV}^2 < M_{K\Lambda}^2 < 2,36 \text{ GeV}^2$  - b) pour les événements en dehors de la résonance  $Y_{03}^*$  (1520 MeV). Nous avons porté  $\cos \theta^*$  pour les  $\Lambda$  et  $-\cos \theta^*$  pour les  $\bar{\Lambda}$ .

#### D - EVIDENCE POUR LA PRODUCTION D'UN $\bar{\Xi}^0$ ET PRODUCTION DE PAIRE DE $\Xi$

Au moment où cette expérience avait été projetée, aucun exemple d'antihypérons  $\bar{\Xi}^0$  et  $\bar{\Xi}^-$  n'avait encore été publié.

L'existence de ces antihypérons était pourtant prévue théoriquement comme devant faire partie du doublet  $\bar{\Xi}^+ \bar{\Xi}^0$ , conjugué de charge du doublet  $\Xi^0 \Xi^-$ .

La conjugaison de charge prédit pour ce doublet une étrangerité  $S = +2$  et un nombre baryonique  $B = -1$ .

Depuis, de nombreux  $\Xi^-$  avaient été vus [21, 22] mais aucun exemple d' $\Xi^0$  n'avait été mis en évidence.

On pouvait s'attendre à trouver l' $\Xi^0$  dans une réaction du type  $\bar{p}p \rightarrow \Xi^0 + \bar{\Xi}^0$  ou  $\bar{p}p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + \bar{\Xi}^0$ .

Nous avons trouvé au scanning trois événements ayant un  $\Xi$  chargé entièrement signé par une désintégration  $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda$  ou  $\bar{\Xi}^- \rightarrow \pi^+ + \bar{\Lambda}$ , associés à un méson  $\pi$  chargé également.

Un de ces événements présente en fait un hypéron  $\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda$  et un méson  $\pi^+$  et le calcul donne comme masse manquante associée à la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + X$  une valeur de

$$m_X = 1321 \pm 15 \text{ MeV}$$

Il peut s'agir d'une des réactions suivantes :

$$\text{soit } \bar{p}p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + \bar{\Xi}^0 \quad (1)$$

$$\text{soit } \bar{p}p \rightarrow \Xi^- + K^+ + \bar{\Lambda} \quad (2)$$

$$\text{soit } \pi^- p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^0 + K^0 \quad (3)$$

$$\text{soit } K^- p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^0 (+\pi^0) \quad (4)$$

Nous pouvons écarter d'emblée la réaction (2) par l'étude de la particule positive. En effet celle-ci donne une interaction inélastique dans la chambre.

Dans l'hypothèse où ce serait un  $K^+$ , le seuil de production d'un  $\pi^0$  par la réaction  $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^0$  serait :

$$E_s = \frac{(\sum M_{\text{final}})^2 - (\sum M_{\text{initial}})^2}{2 M_{\text{cible}}} = 216 \text{ MeV}$$

$$\text{d'où } P_s = \sqrt{(E_s + m_K)^2 - m_K^2} = 510 \text{ MeV}/c$$

or l'impulsion de la trace positive est de  $375 \pm 50 \text{ MeV}/c$ , ce qui exclut l'hypothèse du  $K^+$ .

Envisageons maintenant l'hypothèse de la réaction (3). Nous avons vu que la contamination en mésons  $\pi^-$  et  $K^-$  de notre faisceau était de 1 %. (Appendice II)

Par ailleurs, une expérience de  $\pi^- p$  à 4 GeV/c faite dans la même chambre a permis de trouver un  $\Xi^-$  sur  $5 \cdot 10^5$  traces.

Une telle section efficace conduit à une probabilité maximale de 1 % pour que notre  $\Xi^-$  soit produit dans la voie (3).

De plus les impulsions du  $\Xi^-$  et du  $\pi^+$  étant connues, les deux  $K^0$  non vus de la réaction (3) devraient avoir une masse équivalente de  $1,14 \pm 0,02 \text{ GeV}$ .

Le rapport de l'espace des phases dans ce domaine à l'espace des phases total disponible pour la réaction  $\pi^- p \rightarrow \Xi^- \pi^+ K^0 K^0$  est de 10 %.

La probabilité pour que la réaction (1) soit simulée par une interaction de  $\pi^-$  du faisceau incident est donc de l'ordre de  $1 \text{ }^\circ/\text{oo}$ .

Un raisonnement du même type conduit à la même conclusion pour la réaction (4).

Cet événement semble être un bon exemple de production d' $\Xi^0$  bien que la désintégration de l'antihypéron n'ait pu être vue.

Avant la publication de cet événement, la collaboration de l'université de Yale et de Brookhaven publiait un exemple d'une chaîne complète de désintégration d' $\Xi^0$  produit par la même réaction avec un faisceau d'antiproton de 3,69 GeV. [23]

La masse qu'ils obtiennent pour l' $\Xi^0$  est de  $1328 \pm 19 \text{ MeV}$ .

La table I résume les résultats que nous avons pu obtenir des quelques événements correspondant à la production d'un hypéron  $\Xi$ .

Table I  
production de  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$  à 4 GeV/c

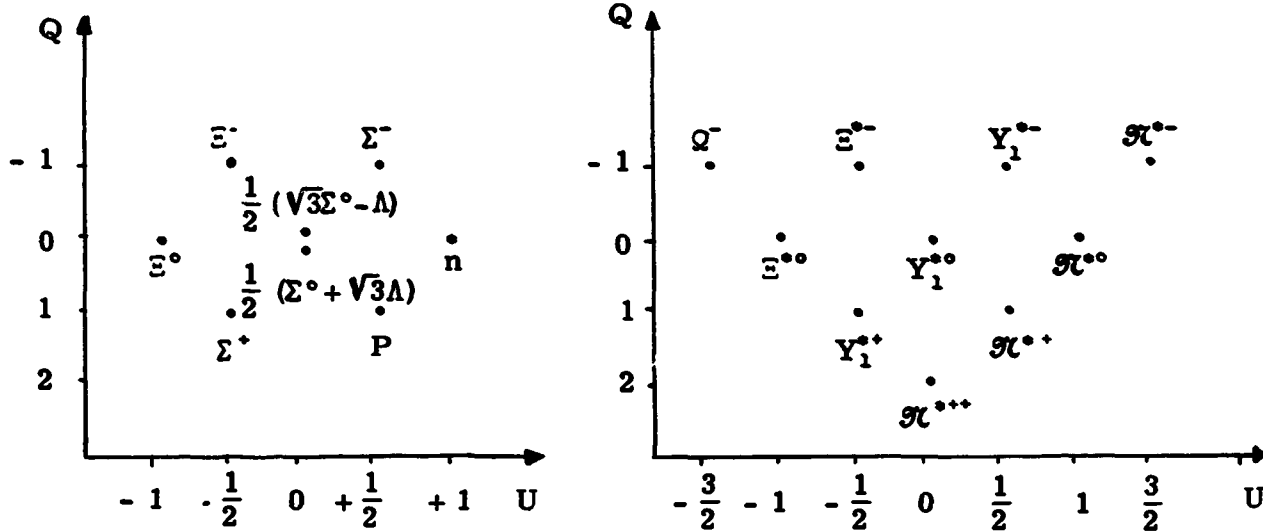
|   | Type                      | $X^2/c$ | $\text{mm}^2$<br>(masse manquante) <sup>2</sup> | N                                   | L<br>cm          | P lab<br>GeV/c          | $P_{\text{scm}}^*$<br>GeV/c | $\cos \theta_{\text{scm}}$    | Désintégration<br>dans la chambre                                                            | Masses équivalentes                                                                                   |
|---|---------------------------|---------|-------------------------------------------------|-------------------------------------|------------------|-------------------------|-----------------------------|-------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1 | $\pi^+ \Xi^- \Xi^0$       | 4,6/8   | $1,746 \pm 0,04$                                | $\pi^+$<br>$\Xi^-$<br>$\Xi^0$       | 41<br>29<br>-    | 0,375<br>2,005<br>1,789 | 0,244<br>0,564<br>0,328     | - 0,188<br>+ 0,071<br>+ 0,018 | $\Xi^- \longrightarrow \Lambda \pi^-$<br>$\Lambda \longrightarrow \pi^- p$                   | $m(\pi^+ \Xi^-) = 1,686 \pm 0,005 \text{ GeV}$<br>$m(\pi^+ \Xi^0) = 1,523 \pm 0,08 \text{ GeV}$       |
| 2 | $\pi^- \Xi^- \Xi^0$       | -       | $1,75 \pm 0,05$                                 | $\pi^-$<br>$\Xi^-$<br>$\Xi^0$       | 16<br>0,6<br>-   | 0,589<br>1,795<br>1,775 | 0,242<br>0,336<br>0,560     | + 0,467<br>- 0,010<br>+ 0,196 | $\Xi^- \longrightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$<br>$\bar{\Lambda} \longrightarrow \bar{p} \pi^+$ | $m(\pi^- \Xi^0) = 1,683 \pm 0,06 \text{ GeV}$<br>$m(\pi^- \Xi^-) = 1,541 \pm 0,05 \text{ GeV}$        |
| 3 | $\pi^- \Xi^- \Xi^0$       | 26/7    | $1,814 \pm 0,04$                                | $\pi^-$<br>$\Xi^-$<br>$\Xi^0$       | 19<br>6<br>-     | 0,485<br>1,570<br>2,622 | 0,216<br>0,402<br>0,532     | + 0,315<br>- 0,378<br>+ 0,158 | $\Xi^- \longrightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$<br>$\bar{\Lambda} \longrightarrow \bar{p} \pi^+$ | $m(\pi^- \Xi^0) = 1,523 \pm 0,006 \text{ GeV}$<br>$m(\pi^- \Xi^-) = 1,549 \pm 0,004 \text{ GeV}$      |
| 4 | $\bar{\Lambda} K^0 \Xi^0$ | 4/7     | $1,780 \pm 0,04$                                | $\bar{\Lambda}$<br>$K^0$<br>$\Xi^0$ | 2,2<br>12,8<br>- | 1,788<br>1,043<br>1,193 | 0,285<br>0,226<br>0,417     | + 0,598<br>+ 0,887<br>- 0,889 | $\bar{\Lambda} \longrightarrow \bar{p} \pi^+$<br>$K^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$           | $m(\bar{\Lambda} K) = 1,646 \pm 0,002 \text{ GeV}$<br>$m(K \Xi^0) = 1,901 \pm 0,004 \text{ GeV}$      |
| 5 | $\Lambda \bar{K}^0 \Xi^0$ | 4/7     | $1,672 \pm 0,03$                                | $\Lambda$<br>$\bar{K}^0$<br>$\Xi^0$ | 12,9<br>0,2<br>- | 1,598<br>0,519<br>2,049 | 0,315<br>0,351<br>0,199     | + 0,093<br>- 0,619<br>+ 0,945 | $\Lambda \longrightarrow p \pi^-$<br>$\bar{K}^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$                 | $m(\Lambda \bar{K}) = 1,757 \pm 0,08 \text{ GeV}$<br>$m(\bar{K} \Xi^0) = 1,909 \pm 0,007 \text{ GeV}$ |

Il est à noter que les trois événements du type  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^- \pi^+ \Xi^0 + \text{c.c.}$  ont une masse équivalente  $\Xi\pi$  au voisinage ( $\pm 15$  MeV) de la valeur du  $\Xi^*$  (1530 MeV), alors que l'espace de phases correspondant a près de 300 MeV d'étendue.

La section efficace pour la voie  $\bar{p}p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + \bar{\Xi}^0 + \text{c.c.}$  est de  $\sigma = 3 \pm 2 \mu\text{b}$ .

#### Relation entre les sections efficaces de production de $Y_1^{*-}$ et de $\Xi^{*-}$ .

Dans la théorie de symétrie unitaire  $SU_3$ , (voir LIPKIN [24]), le  $\Xi^-$  et le  $\Sigma^-$  font partie d'un même doublet de spin U 1/2. De même  $\Xi^{*-}$  et  $Y_1^{*-}$  sont membres d'un même quadruplet de spin U 3/2. Les antibaryons correspondant forment les mêmes multiplets.



Dans l'hypothèse où le spin U serait un bon nombre quantique, la conservation du spin U dans les interactions fortes permet de prévoir une relation entre les sections efficaces des voies suivantes :

$$\bar{p}p \rightarrow \Sigma^- + \bar{Y}_1^{*-} (+ \text{c.c.}) \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^{*-} (+ \text{c.c.}) \quad (2)$$

Le proton et l'antiproton sont membres de deux doublets de spin U 1/2 et ont respectivement comme troisième composante

$$U_z(\bar{p}) = -1/2 \quad U_z(p) = 1/2$$

Le premier membre des réactions (1) et (2) a donc pour spin U total soit 0, soit 1.

Le second membre de ces réactions est un mélange de spin U 1/2 et 3/2 et a donc pour spin U total soit 1, soit 2.

Si le spin U est conservé dans ces interactions, il n'y a qu'une seule voie ouverte en U notamment la voie  $U = 1$ .

Les réactions (1) et (2) peuvent donc être exprimées en fonction des coefficients de Clebsch-Gordon et d'une seule amplitude complexe.

|                                                                |                                                  |
|----------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| $\bar{p} + p \rightarrow Y_1^{*-} + \bar{\Sigma}^-$            | $\bar{p} + p \rightarrow \Xi^{*-} + \bar{\Xi}^-$ |
| $U_z \quad -1/2 \quad 1/2 \quad 1/2 \quad -1/2$                | $-1/2 \quad 1/2$                                 |
| $U \quad 1/2 \quad 1/2 \quad 3/2 \quad 1/2$                    | $3/2 \quad 1/2$                                  |
| $U_{\text{total}} \quad 0 \text{ ou } 1 \quad 1 \text{ ou } 2$ | $1 \text{ ou } 2$                                |

On peut alors écrire :

$$\langle \bar{p}p | Y_1^{*-} \bar{\Sigma}^- \rangle = \langle 1/2 \ 1/2, -1/2 \ 1/2 | 10 \rangle \langle 3/2 \ 1/2, 1/2 \ -1/2 | 10 \rangle a_1$$

$$\langle \bar{p}p | \Xi^{*-} \bar{\Xi}^- \rangle = \langle 1/2 \ 1/2, -1/2 \ 1/2 | 10 \rangle \langle 3/2 \ 1/2, -1/2 \ 1/2 | 10 \rangle a_1$$

ou encore :

$$\langle \bar{p}p | Y_1^{*-} \bar{\Sigma}^- \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} a_1$$

$$\langle \bar{p}p | \Xi^{*-} \bar{\Xi}^- \rangle = - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} a_1$$

on peut faire le même calcul pour les voies conjuguées de charge d'où :

$$\sigma_1(\bar{p}p \longrightarrow Y_1^{*-} \bar{\Sigma}^- + c. c.) = \sigma_2(\bar{p}p \longrightarrow \Xi^{*-} \bar{\Xi}^- + c. c.)$$

Théoriquement, il faut tenir compte des facteurs d'espace des phases [25]

$$F = E^{*2} \left( \frac{p_{ent.}}{p_{sort.}} \right) \text{ et comparer } F_1 \sigma_1 \text{ à } F_2 \sigma_2$$

$E^*$  étant l'énergie totale dans le centre de masse = 3,08 pour un antiproton incident de 4 GeV/c.

$p_{ent.}$  étant l'impulsion dans le système du centre de masse de la voie d'entrée.

$p_{sort.}$  étant la même quantité pour la voie de sortie.

En fait, on obtient  $F_1 = 14,4$  ;  $F_2 = 17,1$  ; donc deux valeurs de même ordre de grandeur que l'on peut négliger.

Expérimentalement, nous avons trouvé une section efficace de la voie (1)

$$\sigma_1 \leq 3 \mu b \pm 3 \quad (1)$$

et une section efficace de la voie (2)

$$\sigma_2 \sim 3 \mu b \pm 2 \quad (2)$$

Ce résultat n'est pas en désaccord avec les prévisions calculées à partir de la théorie de symétrie unitaire, mais les erreurs sont telles qu'il n'est pas vraiment significatif.

## CHAPITRE III

# INTERACTION ANTIPROTON-PROTON DONNANT LIEU A LA PRODUCTION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON ASSOCIÉE A DEUX PIONS CHARGÉS

Bien que plusieurs voies telles que

$$\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \pi^- \bar{\Lambda} \pi^0 + c.c.$$

$$\bar{p}p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \bar{\Lambda} \Sigma^0 + c.c.$$

soient ouvertes, nous n'avons pu étudier, pour des raisons de statistique, que la voie

$$\bar{p}p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda \bar{\Lambda}$$

Les événements de ce lot proviennent d'interactions à deux branches sur lesquelles pointent un ou deux  $V^0$ . (Voir photographie IV). Ils ont été traités par le programme général GRIND.

Les sections efficaces que nous avons obtenues, et qui portent sur huit événements à 3,6 GeV/c et trente événements 4 GeV/c, sont de :

|                                                              | $\sigma$ 4 GeV/c   | $\sigma$ 3,6 GeV/c |
|--------------------------------------------------------------|--------------------|--------------------|
| $\bar{p}p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda \bar{\Lambda}$ | $(36 \pm 7) \mu b$ | $(28 \pm 9) \mu b$ |

elles sont en bon accord avec celles données par BALTAY et al [26] à 3,25 GeV/c et 3,69 GeV/c

|                                                              | $\sigma$ 3,69 GeV/c | $\sigma$ 3,25 GeV/c |
|--------------------------------------------------------------|---------------------|---------------------|
| $\bar{p}p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda \bar{\Lambda}$ | $(30 \pm 9) \mu b$  | $(15 \pm 6) \mu b$  |

### Production de $Y_{13}^*$

La voie  $\bar{p}p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda \bar{\Lambda}$  est dominée par la production de la résonance  $Y_{13}^*(1385 \text{ MeV})$  avec un mécanisme de type périphérique.

Nous avons tracé, figure 30, un diagramme combiné des masses équivalentes  $\Lambda \pi^+$  par rapport à  $\bar{\Lambda} \pi^-$  et  $\Lambda \pi^-$  par rapport à  $\bar{\Lambda} \pi^+$ . Chaque distribution a été repliée autour d'une ligne d'égale masse OA de façon que tous les points correspondants à  $\Lambda \pi^+$  et  $\bar{\Lambda} \pi^-$  soient au-dessus de cette ligne, les points correspondant à  $\Lambda \pi^-$  et  $\bar{\Lambda} \pi^+$  étant en dessous.

Nous avons tracé les bandes correspondant aux  $Y_{13}^*$  avec une largeur de 70 MeV ; le carré délimité par l'intersection de ces bandes contient les événements du type  $Y_{13}^*, Y_{13}^*$ .

La figure 31a représente la projection des masses équivalentes  $\Lambda \pi^+$  et  $\bar{\Lambda} \pi^-$ , tandis que la figure 31b représente la projection des combinaisons  $\Lambda \pi^-$  et  $\bar{\Lambda} \pi^+$ . Dans les deux combinaisons la résonance  $Y_{13}^*$  apparaît très nettement, bien qu'elle soit déplacée d'environ 15 MeV dans le cas des combinaisons  $\Lambda \pi^-$  et  $\bar{\Lambda} \pi^+$ .

La figure 32 montre la distribution du cosinus de l'angle entre l'antiproton incident et le système équivalent  $\Lambda \pi^+$ , dans le système du centre de masse de l'interaction. Cette distribution caractéristique du périphérisme indique une émission préférentielle du système  $\Lambda \pi$  vers l'arrière et ceci quel que soit l'état de charge du système.

Etant donné l'excès d'événements par rapport à l'espace des phases aux environs de 1385 MeV, figure 33, nous avons essayé de rendre compte de notre distribution expérimentale par un mélange des distributions des masses équivalentes  $\Lambda \pi$  correspondant aux voies :

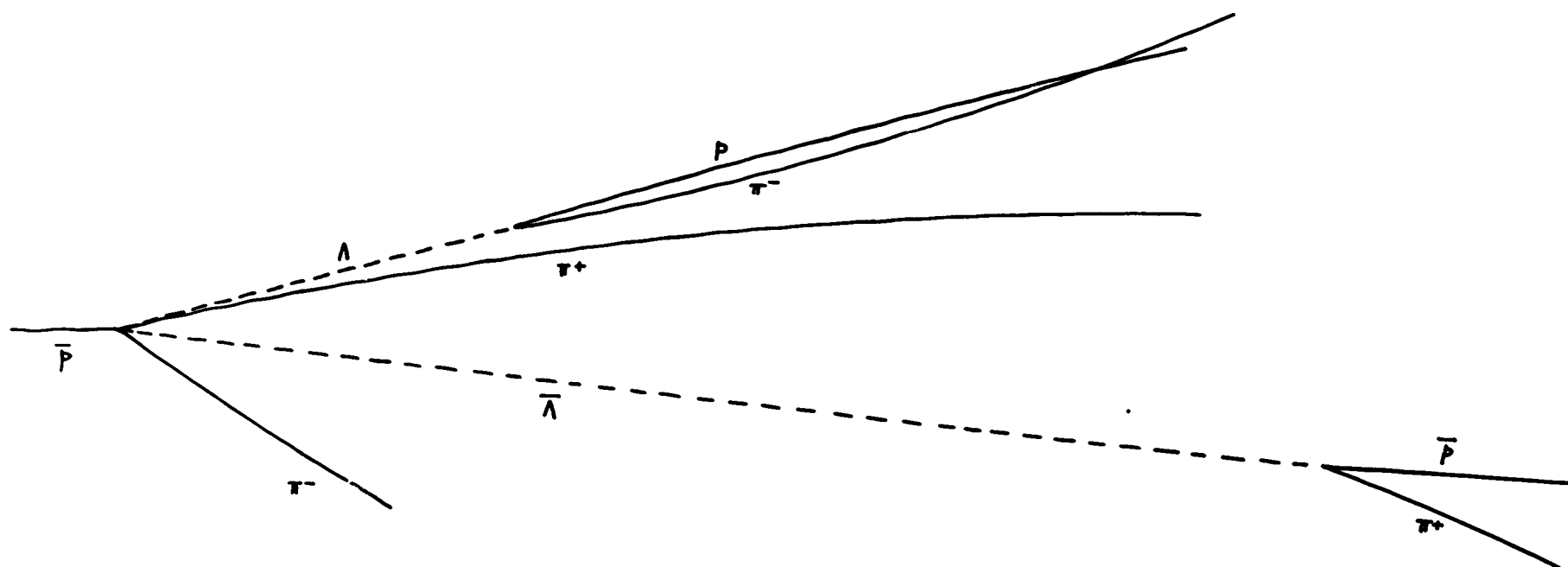


Photo IV - Evénement du type  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+\Lambda\bar{\Lambda}$

$$\bar{P} P \rightarrow \pi^+ \pi^- \Lambda \bar{\Lambda}$$

 $M \Lambda \pi^+$ 

3.6 GeV/c  $\oplus$ 

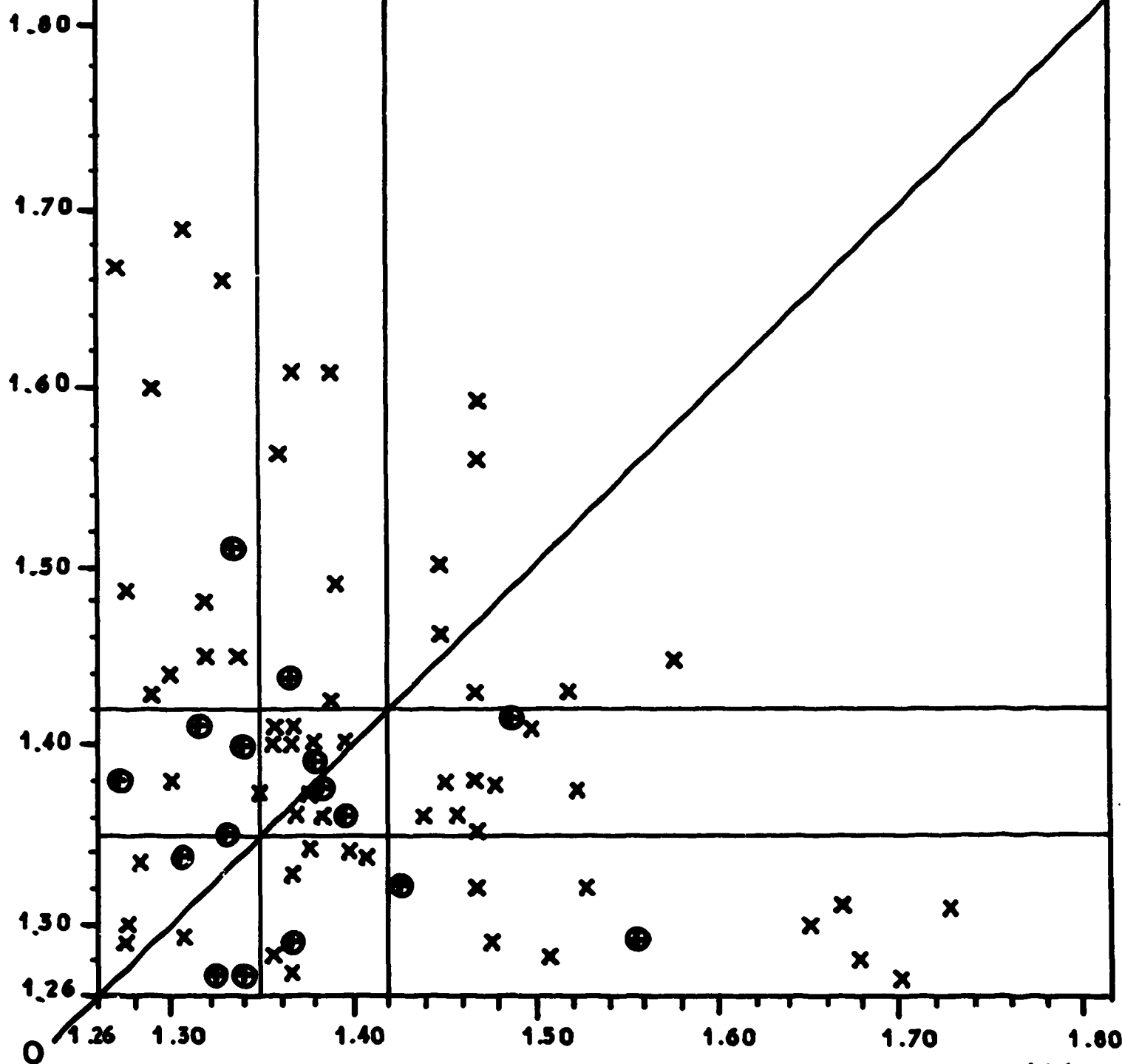
4.0 GeV/c  $\times$ 
 $M \bar{\Lambda} \pi^-$ 
 $M \Lambda \pi$   
GeV.

 $M \bar{\Lambda} \pi^+$ 
 $M \Lambda \pi^-$ 
 $M \Lambda \pi$  GeV.

Fig. 30 - Diagramme à deux dimensions de la masse  $\bar{\Lambda}\pi^+$  par rapport à la masse  $\Lambda\pi^-$  (moitié inférieure) et de la masse  $\bar{\Lambda}\pi^-$  par rapport à la masse  $\Lambda\pi^+$  (moitié supérieure) pour les événements de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda}$  à 3,6 et 4 GeV/c. Ces diagrammes ont été repliés par rapport à la ligne OA d'égale masse  $\Lambda\pi$  et  $\bar{\Lambda}\pi$ .



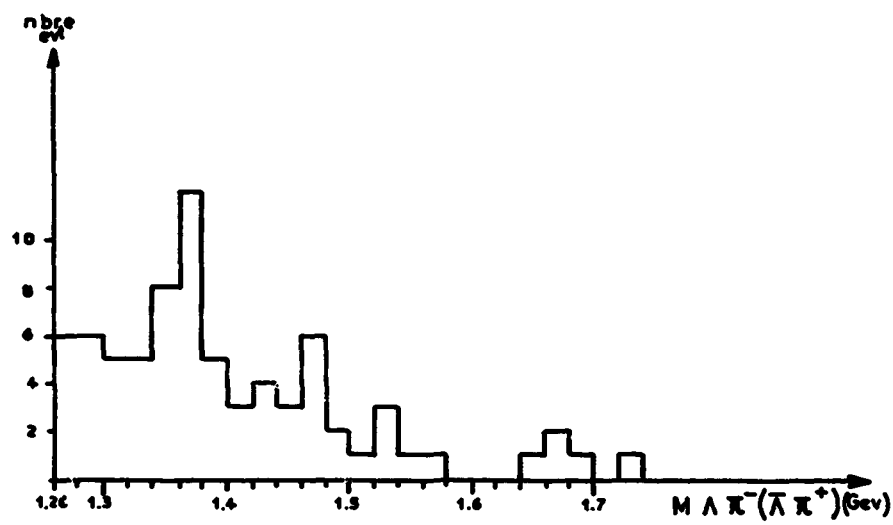


FIG. 31 b

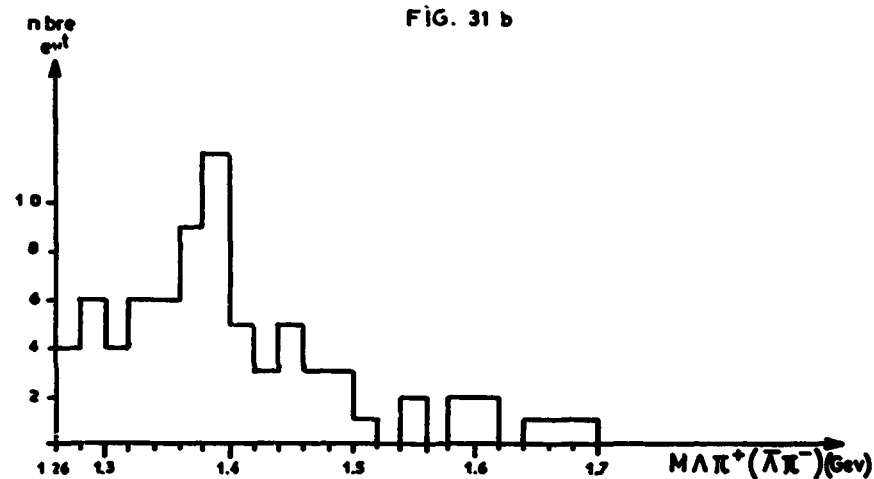


FIG. 31 a

Fig. 31 - Distribution en masse équivalente  $\Lambda\pi$  pour les événements de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda}$  à 3,6 et 4 GeV/c  
a) Pour les combinaisons  $\Lambda\pi^+$  et  $\bar{\Lambda}\pi^-$  b) - pour les combinaisons  $\Lambda\pi^-$  et  $\bar{\Lambda}\pi^+$ .

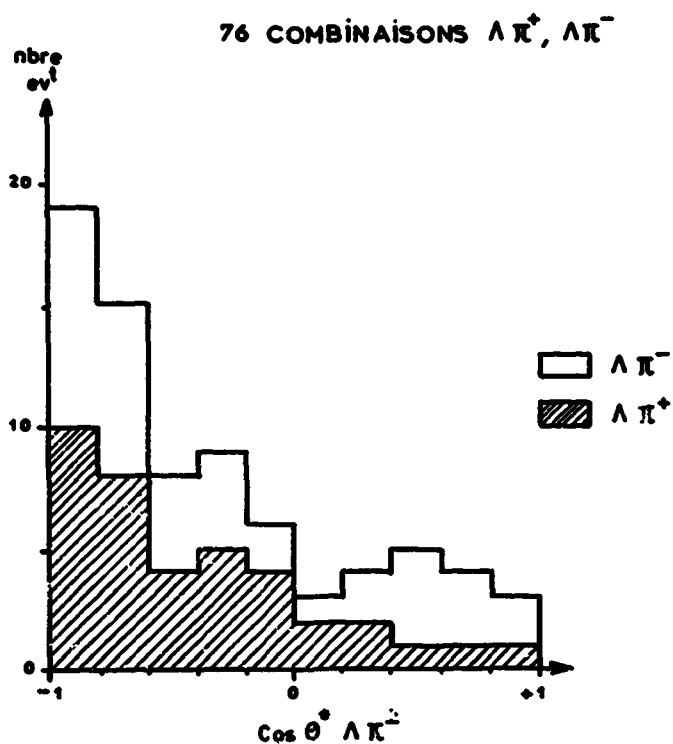


Fig. 32 - Distribution angulaire dans le système du centre de masse des combinaisons  $\Lambda\pi^+$  et  $\Lambda\pi^-$  dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda}$  à 3,6 et 4 GeV/c.

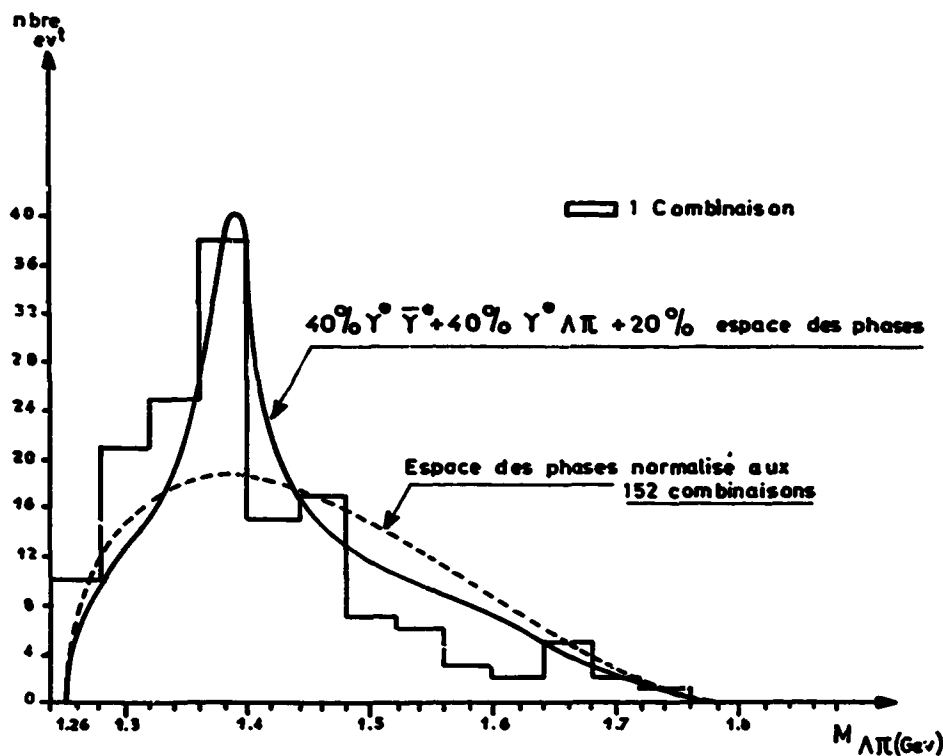


Fig. 33 - Distribution en masse équivalente  $\Lambda\pi$  pour les événements de la voie  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda}$  à 3,6 et 4 GeV/c.

$$\bar{p}p \rightarrow Y_{13}^* + \bar{Y}_{13}^* \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow Y_{13}^* + \bar{\Lambda}\pi (+ \text{c. c.}) \quad (2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^+\pi^- \text{ (non résonnant)} \quad (3)$$

ces distributions sont obtenues par superposition à l'espace des phases d'une courbe de Breit et Wigner correspondant à la résonance  $Y_{13}^*$  de la forme  $\frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$  avec  $\Gamma = 60$  MeV,  $E_0 = 1385$  MeV.

Alors qu'il est impossible d'obtenir un bon accord entre la distribution expérimentale et notre mélange dans le cas d'une contribution nulle de la voie  $Y^*\bar{Y}^*$ , l'hypothèse d'une contribution nulle de la voie (2) ou (3) donne un accord satisfaisant.

La meilleure solution que nous ayons obtenue, compte tenu des nombres de combinaisons correspondant aux voies (1), (2) et (3), est :

$$\begin{array}{ll} 40 \% & \bar{p}p \rightarrow Y_{13}^* \bar{Y}_{13}^* \\ 40 \% & \bar{p}p \rightarrow Y_{13}^* \bar{\Lambda}\pi + \text{c. c.} \\ 20 \% & \bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda} \text{ non résonnant} \end{array}$$

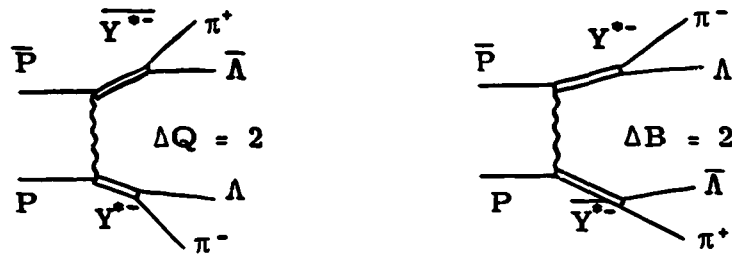
La figure 33 permet de comparer notre distribution expérimentale avec la courbe obtenue dans le cas de ce mélange.

Ces résultats sont parfaitement compatibles avec ceux obtenus par BALTAY et al à 3,69 GeV/c [26] :

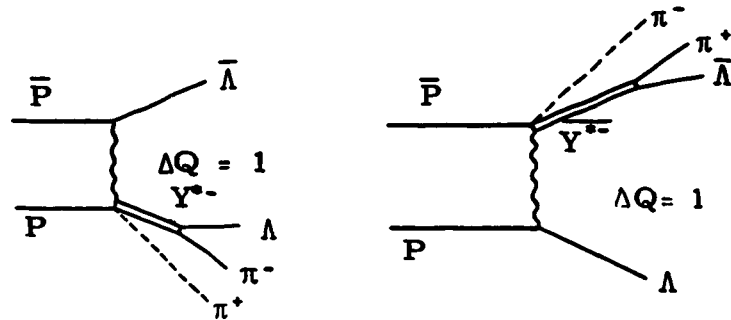
|                                                                             |            |
|-----------------------------------------------------------------------------|------------|
|                                                                             | 3,69 GeV/c |
| $\bar{p}p \rightarrow Y^{*+}\bar{Y}^{*-}$                                   | 5 %        |
| $\bar{p}p \rightarrow Y^{*-}\bar{Y}^{*+}$                                   | 35 %       |
| $\bar{p}p \rightarrow Y^*\bar{\Lambda}\pi + \text{c. c.}$                   | 50 %       |
| $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\Lambda\bar{\Lambda} \text{ non résonnant}$ | 10 %       |

Pourtant dans leur expérience, ils obtiennent un net excès de  $Y_{13}^{*-}$  ou  $\overline{Y}_{13}^{*-}$  qui n'apparaît pas dans notre statistique.

Dans le cas d'un mécanisme de production du type périphérique, la production de paire  $Y^{*-}\overline{Y}^{*-}$  est interdite car elle nécessite l'échange d'une particule de charge 2 ou de nombre baryonique égal à 2, comme le montrent les schémas suivants :



La production d'un  $Y^{*-}$  ou d'un  $\overline{Y}^{*-}$  étant toujours possible dans un schéma du type :



En comptant le nombre maximum d'événements ayant au moins une combinaison  $\Lambda\pi$  dans le voisinage de la résonance  $Y_{13}^*$ , nous obtenons 19  $\Lambda\pi^+(\bar{\Lambda}\pi^-)$  pour 21  $\Lambda\pi^-(\bar{\Lambda}\pi^+)$ . Pour les paires  $Y^{*-}Y^{*-}$ , ce rapport est de 8  $Y^{*-}Y^{*-}$  pour 5  $Y^{*-}\overline{Y}^{*-}$ . Bien que ces chiffres n'aient qu'une très faible valeur statistique et qu'ils soient affectés d'une incertitude due au fond, ils semblent indiquer une tendance à un rapport  $Y^{*-}Y^{*-}/Y^{*-}\overline{Y}^{*-} \geq 1$ .

Dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^* + Y^*$  comme dans la voie  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} + \Sigma$ , la production de paires  $Y^{*-}\overline{Y}^{*-}$  semble être favorisée par rapport à la production de paires  $Y^{*-}Y^{*-}$ , ce qui confirme que l'interaction est dominée par un mode périphérique avec échange d'un système de nombres quantiques compatible avec une particule élémentaire ou une résonance connue.

## CONCLUSION

L'interaction antiproton-proton est dominée par la forte asymétrie avant-arrière des distributions angulaires, dans le système du centre de masse, des antibaryons (ou baryons) produits.

Cette anisotropie a été interprétée en termes de périphérisme par l'échange, entre l'antinucléon incident et le nucléon cible, d'une particule possédant les nombres quantiques compatibles avec l'interaction.

Le tableau suivant résume les sections efficaces obtenues pour les interactions  $\bar{p}p$  produisant deux corps dans le système final.

Les différentes voies de l'interaction ont été groupées en fonction de la charge et de l'étrangeté de la particule échangée.

| $\bar{p}p \rightarrow Y\bar{Y}$                       | $\bar{p}p \rightarrow Y\bar{Y}^*(Y^*\bar{Y})$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | $\bar{p}p \rightarrow Y^*\bar{Y}^*$    | Système échangé |   |
|-------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------|-----------------|---|
|                                                       |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |                                        | Q               | S |
| $\Lambda\bar{\Lambda}$ 39 $\mu\text{b}$               | $\Lambda\bar{Y}_{01}^* + \text{c.c. } 16 \mu\text{b}$ $Y_{01}^* \rightarrow \begin{cases} \Sigma^+\pi^- \\ \Sigma^0\pi^0 \\ \Sigma^-\pi^+ \end{cases}$<br>$\Lambda\bar{Y}_{03}^* + \text{c.c. } 42 \mu\text{b}$ $Y_{03}^* \rightarrow \begin{cases} \Sigma^+\pi^- \\ \Sigma^0\pi^0 \\ \Sigma^-\pi^+ \\ K\bar{K} \end{cases}$                                                                                   |                                        | 1               | 1 |
| $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \text{c.c. } 46 \mu\text{b}$ | $\Lambda\bar{Y}_{13}^* + \text{c.c. } 60 \mu\text{b}$ $Y_{13}^* \rightarrow \Lambda\pi^0$<br>$\Sigma^0\bar{Y}_{01}^* + \text{c.c. } 16 \mu\text{b}$ $Y_{01}^* \rightarrow \begin{cases} \Sigma^+\pi^- \\ \Sigma^0\pi^0 \\ \Sigma^-\pi^+ \end{cases}$<br>$\Sigma^0\bar{Y}_{03}^* + \text{c.c. } 6 \mu\text{b}$ $Y_{03}^* \rightarrow \begin{cases} \Sigma^+\pi^- \\ \Sigma^0\pi^0 \\ \Sigma^-\pi^+ \end{cases}$ |                                        | 1               | 1 |
| $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 30,5 $\mu\text{b}$           | $\Sigma^+\bar{Y}_{13}^* + \text{c.c. } 21 \mu\text{b}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | $Y_{13}^*\bar{Y}_{13}^* 9 \mu\text{b}$ | 0               | 1 |
| $\Sigma^-\bar{\Sigma}^-$ 8,3 $\mu\text{b}$            | $\Sigma^-\bar{Y}_{13}^* + \text{c.c. } \leq 3 \mu\text{b}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | $Y_{13}^*\bar{Y}_{13}^* 5 \mu\text{b}$ | 2               | 1 |
|                                                       | $\Xi^-\bar{\Xi}^{*-} + \text{c.c. } \leq 3 \mu\text{b}$                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |                                        | 2               | 2 |

On observe que les "voies permises" par un modèle d'échange périphérique d'une particule de nombre quantique cohérent (charge 0 ou 1 avec étrangeté 0 ou 1), ont des sections efficaces de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu$  barns. Alors que les "voies interdites" nécessitant l'échange d'une double charge dans ce même modèle ont des sections efficaces plus réduites (de l'ordre de quelque  $\mu$  barns).

Cette différence systématique dans les ordres de grandeurs des sections efficaces peut être un argument en faveur d'un type d'interaction moins fréquent que l'interaction périphérique et responsable de la production des voies  $\bar{p}p \rightarrow Y^*\bar{Y}^{*-}$  et  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^-$ .

Dans cet esprit, il est regrettable que notre statistique soit trop pauvre pour permettre d'étudier les distributions angulaires de ces dernières voies. Il faut pourtant préciser que des expériences récentes sur des antiprotons de 5,7 GeV/c [30] et de 7 GeV/c [31] montrent que les sections efficaces relatives aux "voies interdites" décroissent très rapidement et tendent à s'annuler.

## APPENDICE PREMIER

### DESCRIPTION SOMMAIRE DU FAISCEAU

Le faisceau utilisé dans cette expérience est un faisceau à un étage de séparation électrostatique appelé M<sub>1</sub>. Il a été mis en place dans le hall expérimental sud du synchrotron à protons du CERN et possédait les caractéristiques suivantes :

cible interne : en béryllium 25 mm de long, 2 mm de diamètre,  
angle de production : 12°15',  
angle solide :  $0,74 \cdot 10^{-4}$  steradian,  
longueur : environ 120 mètres,  
intensité :  $10\bar{p}$  entre 3 et 4 GeV/c pour  $10^{11}$  protons de 19 GeV/c  
dispersion en impulsion :  $\frac{\Delta p}{p} \sim 0,5 \%$   
pureté : contamination totale  $\sim 12 \%$ .

La purification est obtenue en trois étapes :

- Une première partie dans laquelle le faisceau est défini en impulsion par un aimant situé entre la cible et la fente d'analyse en quantité de mouvement (fente verticale). Cette fente d'analyse est placée dans le plan de focalisation horizontale du premier système de quadrupoles.

- Une deuxième partie dans laquelle le faisceau monochromatique est analysé en vitesse  $\beta$  par le séparateur électrostatique situé avant la fente d'analyse en masse (fente horizontale).

Ce séparateur à champ électrique vertical est formé de trois électrodes d'une longueur totale utile de 9 mètres se trouvant à l'intérieur d'une même enceinte à vide.

Le système optique est composé par cinq aimants de deux mètres de long et cinq quadrupoles de un mètre de long destinés à diriger le faisceau et à le focaliser sur la fente d'analyse en masse.

- La troisième partie située au-delà de la fente d'analyse en masse est constituée par un ensemble de deux quadrupoles et d'un aimant accordés sur l'impulsion nominale du faisceau et servant à diriger celui-ci sur la fenêtre d'entrée de la chambre à hydrogène liquide, tout en le purifiant des éventuels produits d'interactions secondaires produits au niveau de la fente de masse.

Un schéma sommaire de ce faisceau est donné figure 34.

?

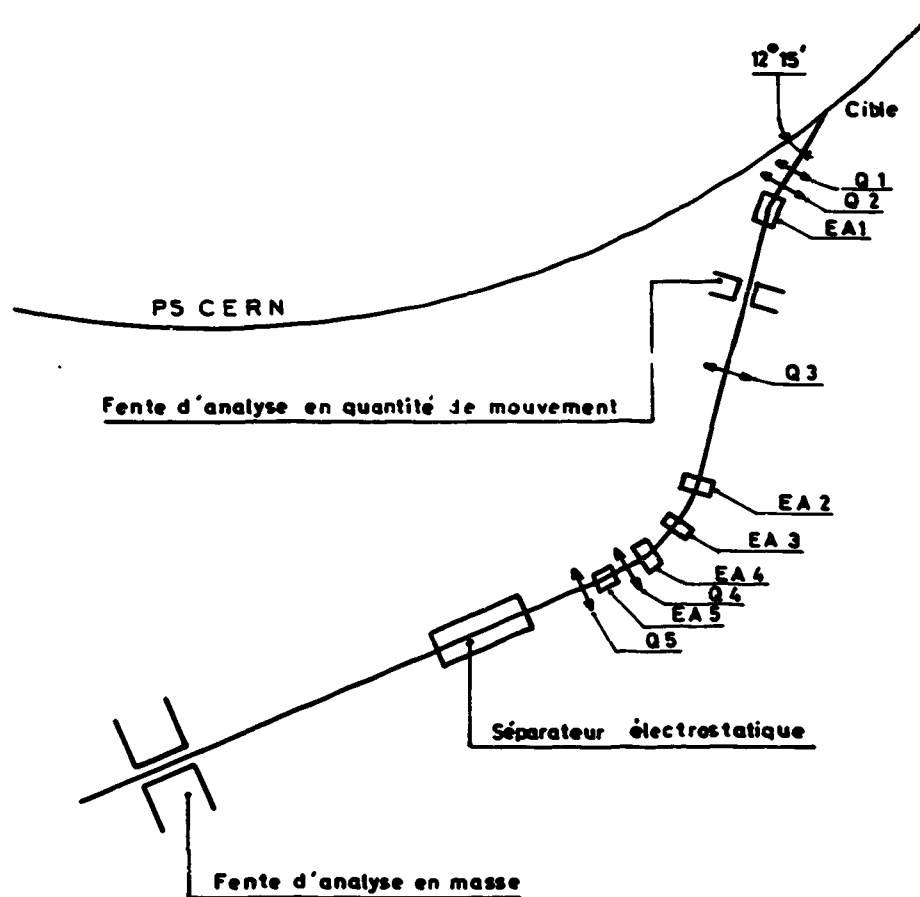


Fig. 34 - Schéma du faisceau d'antiproton de 4 GeV/c implanté au Synchrotron à proton du CERN.

## APPENDICE II

### CONTAMINATION DU FAISCEAU

Nous avons utilisé la méthode des rayons  $\delta$  pour calculer la contamination de notre faisceau d'antiprotons par des mésons  $\pi^-$  et par des leptons  $\mu^-$ .

#### a) Principe :

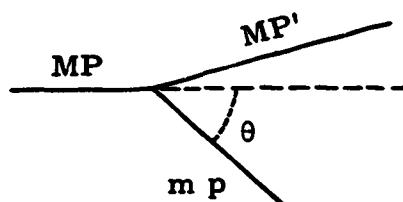
Dans une collision sur électrons, on sait que l'énergie de l'électron diffusé à un angle donné est inversement proportionnelle à la masse de la particule incidente.

En effet, soit  $M$  et  $P$  la masse et l'impulsion de la particule incidente,

soit  $M'$  et  $P'$  la masse et l'impulsion de la particule après diffusion,

soit  $m$  et  $p$  la masse et l'impulsion de l'électron,

et soit  $\theta$  l'angle de diffusion de l'électron,



nous pouvons écrire les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion

$$(M^2 + P^2)^{1/2} + m = (M'^2 + P'^2)^{1/2} + (m^2 + p^2)^{1/2}$$

et

$$P'^2 = P^2 + p^2 - 2pP \cos \theta$$

en éliminant  $P'$  entre ces deux relations, on obtient une expression de l'énergie cinétique  $T$  de l'électron, fonction de la masse  $M$  et de l'angle  $\theta$  :

$$T = \frac{2m P^2 \cos^2 \theta}{[m + (M^2 + P^2)^{1/2}]^2 - P^2 \cos^2 \theta}$$

l'énergie cinétique d'un rayon  $\delta$  émis par un antiproton de 4 GeV/c est alors

$$T_\delta = \frac{2m P^2 \cos^2 \theta}{m^2 + 2m(M^2 + P^2)^{1/2} + M^2 + P^2 \sin^2 \theta} \sim \frac{1.022 \cos^2 \theta}{0.055 + \sin^2 \theta}$$

L'énergie cinétique maximale d'un tel rayon  $\delta$  étant obtenue pour  $\theta = 0$ , nous avons pour un antiproton incident de 4 GeV/c  $T_{\delta_{max}} = 18,6$  MeV. Dans le champ magnétique de  $2.10^4$  Gauss de notre chambre, cette énergie cinétique correspond à un rayon de courbure de 3 cm



$$\left( \rho = \frac{pc}{300 H} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} pc \text{ en eV} \\ H \text{ en kilogauss} \\ \rho \text{ en cm} \end{array} \right)$$

Tout rayon  $\delta$  d'énergie supérieure à 18,6 MeV ne peut donc être produit que par une particule plus légère que l'antiproton.

Nous avons donc relevé au dépouillement tout rayon  $\delta$  émis dans la chambre ayant un rayon de courbure supérieure à 3 cm.

**b) Calcul de la section efficace de production de rayon  $\delta$  par des mésons  $\pi$  et par des leptons  $\mu$  :**

La probabilité de production d'un rayon  $\delta$  d'énergie cinétique T par une particule de spin 0 (mésons  $\pi$ ) s'écrit [36] :

$$d\sigma_{(\pi)} = \frac{dT_\delta}{T_\delta^2} \frac{2\pi r^2 mc^2 Z}{\beta_1^2} \left\{ 1 - \beta_1^2 \frac{T_\delta}{T_{\delta_{\max.}}} \right\}$$

pour une particule de spin 1/2 (lepton  $\mu$ ) il y a un terme correctif [37] :

$$d\sigma_{(\mu)} = \frac{dT_\delta}{T_\delta^2} \frac{2\pi r^2 mc^2 Z}{\beta_1^2} \left\{ 1 - \beta_1^2 \frac{T_\delta}{T_{\delta_{\max.}}} + \frac{1}{2} \frac{T_\delta^2}{(T_\mu + M_\mu)^2} \right\}$$

avec  $r$  = rayon de l'électron =  $2,8 \cdot 10^{-13}$  cm

$m$  = masse électron = 0,511 MeV

$Z$  = charge de la particule incidente = 1

$\beta$  = vitesse normée à  $c$  de la particule incidente.

La section efficace de production de rayon  $\delta$  à des énergies cinétiques d'électron comprise entre T minima et T maxima s'écrit :

$$\sigma(T_{\min.} \leq T_\delta \leq T_{\max.}) = \int_{T_{\min.}}^{T_{\max.}} \frac{d\sigma}{dT_\delta} dT_\delta$$

D'où pour un méson  $\pi$  :

$$\sigma = \frac{2\pi r^2 mc^2 Z}{\beta_1^2} \left\{ \frac{1}{T_{\min.}} - \frac{1}{T_{\max.}} - \frac{\beta_1^2}{T_{\max.}} \text{Log} \frac{T_{\max.}}{T_{\min.}} \right\}$$

et pour le lepton  $\mu$  :

$$\sigma = \frac{2\pi r^2 mc^2 Z}{\beta_1^2} \left\{ \frac{1}{T_{\min.}} - \frac{1}{T_{\max.}} - \frac{\beta_1^2}{T_{\max.}} \text{Log} \frac{T_{\max.}}{T_{\min.}} + \frac{1}{2} \frac{T_{\max.} - T_{\min.}}{(T_\mu + M_\mu)^2} \right\}$$

pour un méson  $\pi$   $T_{\max.} = 680$  MeV

lepton  $\mu$   $T_{\max.} = 1170$  MeV

Les termes en  $\frac{1}{T_{\max.}}$  ainsi que celui en  $\frac{1}{(T_\mu + M_\mu)^2}$  sont négligeables ; la section efficace de rayon  $\delta$  due à la contamination est donc :

$$\sigma \sim \frac{2\pi r^2 mc^2}{\beta_1^2} \left( \frac{1}{T_{\min.}} \right)$$

$$\sigma_{>18,6 \text{ MeV}} = 13 \text{ m barns}$$

**c) Résultats relatifs à notre lot de clichés :**

Nous avons dépouillé 26 films de notre lot d'antiprotons à 4 GeV/c en relevant tous les rayons  $\delta$  de rayon supérieur à 3 cm et en notant les interactions sur les traces ayant un tel  $\delta$ .

Pour 353.630 traces, nous avons trouvé 1052 rayons  $\delta$  correspondant à nos critères et 7 interactions.

La distribution des rayons des  $\delta$  suit bien la courbe théorique comme on peut le voir figure 35.

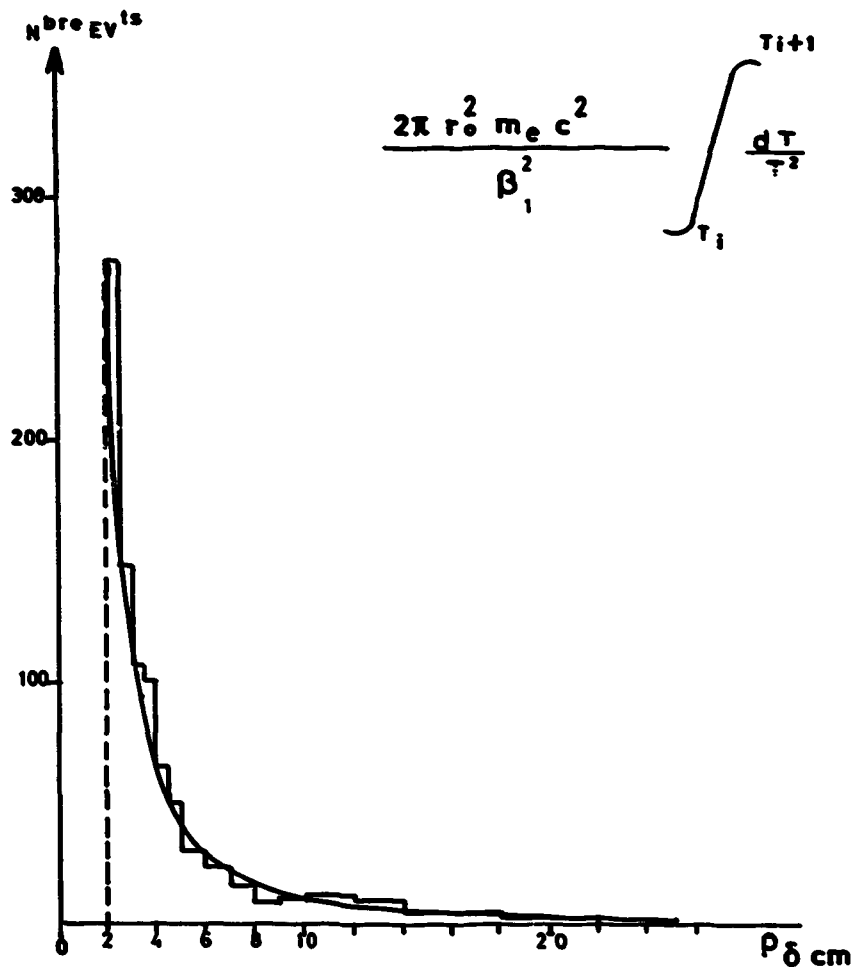


Fig. 35 - Distribution du nombre de rayon  $\delta$  en fonction de leur énergie à 4 GeV/c.

Les  $3,53 \cdot 10^5$  traces correspondent à  $1,97 \cdot 10^7$  cm dans la chambre, d'où 1  $\delta$  pour  $1,88 \cdot 10^4$  cm.

Les 13 mb de section efficace totale calculée correspondent à un 1  $\delta$  tous les  $\frac{3 \cdot 10^4}{13} \sim 2,3 \cdot 10^3$  cm.

La contamination totale du faisceau en  $\pi$  et en  $\mu$  est donc de

$$\frac{2,3 \cdot 10^3}{1,88 \cdot 10^4} \sim 12 \%$$

En admettant une section efficace totale d'interaction  $\pi^+p$  à 4 GeV/c de 30 mb [26], si toutes les traces de contamination étaient des mésons  $\pi$ , on s'attendrait à

$$\frac{1,052 \times 56 \text{ cm}}{10^3 \text{ cm}} = 59 \text{ interactions.}$$

Or, nous n'en avons relevé que 7.

Le rapport contamination en  $\pi$  sur contamination totale est alors de

$$\frac{\pi}{\pi + \mu} = \frac{7}{59} \sim 12 \%$$

Nous avons donc un faisceau d'antiprotons avec une contamination totale de 12 % et une contamination en méson  $\pi$  de 1,5 %.

On peut négliger la contamination en méson  $K^-$ . En effet, la vie moyenne  $\tau_0$  du  $K^-$  est de  $1,2 \cdot 10^{-8}$  s ce qui correspond à une longueur de vol moyenne  $l = \frac{pc\tau}{m} \sim 30$  m.

En comparant cette valeur avec la longueur du faisceau  $L \sim 120$  m et la longueur de vol moyenne des  $\pi$  de 4 GeV,  $L_\pi \sim 214$  m, et en admettant un rapport  $\frac{K^-}{\pi^-}$  produit à la cible de  $0,6.10^{-2}$  [29] on obtient :

$$\left[ \frac{NK^-}{N\pi^-} \right]_{\text{à la chambre}} = 6.10^{-2} e^{-\frac{120}{30}} e^{+\frac{120}{214}} = 1,9.10^{-3}$$

## CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

Le nombre de traces dans notre lot de photographies a été déterminé par comptage tous les 10 clichés. Nous avons ainsi obtenu un nombre de  $1,32.10^6$  traces.

Nous nous sommes imposé pour le calcul des sections efficaces des limites sur les coordonnées des sommets des interactions de façon à limiter les biais. Ces limites correspondent dans la direction du faisceau à  $-22 \text{ cm} \leq x \leq +34 \text{ cm}$ , dans la direction perpendiculaire au faisceau et parallèle aux hublots  $-7,5 \text{ cm} \leq y \leq +7,5 \text{ cm}$ . La longueur totale de traces  $L_1(p + \pi + \mu)$  est donc  $1,32.10^6 \times 0,56 = 7,4.10^5$  m.

La longueur de traces  $L_2(\pi + \mu)$  de contamination est  $7,4.10^5 \times 0,12 = 9.10^4$  m.

En admettant une valeur de 65 mb [12] pour la section efficace totale d'interaction d'antiproton à 4 GeV/c, on peut évaluer le nombre d'interactions dans notre chambre à

$$\begin{aligned} N &= \text{densité } H_1 \times N_{\text{Avogadro}} \times (L_1 - L_2) \times \sigma_1 \\ &= 0,06 \times 6.10^{23} \times 6,5.10^7 \text{ cm} \times 65.10^{-27} \sim 1,52.10^5 \text{ événements} \end{aligned}$$

La longueur  $L_3$  de trace interagissant est

$$L_3 = N \times \frac{L_1}{2} = 1,52.10^5 \times 0,28 = 4,26.10^4 \text{ m}$$

La longueur totale d'antiprotons devient  $L_p = L_1 - L_2 - L_3 = 6,1.10^5$  m

Les sections efficaces sont alors calculées par la formule :

$$\sigma = \frac{N}{L \times d \times N_{\text{Avogadro}}}$$

avec  $N$  = Nombre d'événements

$L$  = Longueur d'antiprotons =  $6,1.10^7$  cm

$d$  = densité de l'hydrogène liquide = 0,063

$N_{\text{Avogadro}} \sim 6.10^{23}$

d'où

$$\sigma = 0,45 \text{ N } \mu\text{b}$$

### APPENDICE III

## DÉTERMINATION DU POIDS STATISTIQUE D'UN ÉVÉNEMENT

Pour éviter des biais au dépouillement, seuls les événements se trouvant dans un domaine assez restreint de la chambre ont été pris en considération.

Etant donné ce volume limité et la géométrie assez particulière des interactions à notre énergie, la probabilité de voir un  $V^0$  ou un  $V$  chargé est très variable. Chaque événement a donc été affecté d'un poids statistique inversement proportionnel à sa probabilité de satisfaire à nos critères.

Pour chaque  $V$  désintégrant dans la chambre, nous avons calculé un poids statistique fonction de la longueur potentielle  $L_p$  du  $V$  dans la chambre, de la vie moyenne  $\tau$  de la particule considérée, de l'impulsion  $p$  et de la masse  $m$  de cette particule.

Ce poids statistique  $W$  s'écrit :

$$W = \left( e^{-\frac{l_0}{\lambda}} - e^{-\frac{L_p}{\lambda}} \right)^{-1}$$

et représente l'inverse de la probabilité de désintégration entre les limites  $l_0$  et  $L_p$ .

-  $l_0$  étant une longueur minimale du  $V$  que nous avons imposée pour éviter des biais comme celui qui consisterait à confondre un événement du type 0 branche, 1  $V^0$  très près du sommet, avec un 2 branches. Nous nous sommes imposés  $l_0 = 0,2$  cm pour les  $V^0$  et  $l_0 = 0,5$  cm pour les  $V$  chargés.

-  $\lambda = \frac{pc\tau}{m}$  étant la longueur parcourue par une particule de masse  $m$  et d'impulsion  $p$  désintégrant au bout d'une vie moyenne  $\tau$ .

-  $L_p$  étant la longueur potentielle de la particule. Cette longueur potentielle est mesurée le long de l'impulsion du  $V$  de façon que les secondaires de la désintégration aient au moins 5 cm.

Pour les configurations à 2V le poids statistique  $W$  est égal au produit de  $W_1$  par  $W_2$ .

## APPENDICE IV

### DÉTERMINATION DES BIAIS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons tracé un certain nombre de distributions de quantités bien connues de façon à nous assurer que notre lot d'événements n'était entaché d'aucun biais systématique.

Ainsi nous avons tracé la distribution des impulsions ajustées de l'antiproton incident pour 160 événements. Cette impulsion a une distribution bien gaussienne et est centrée sur la valeur de  $p_{\bar{p}} = 3,997 \pm 0,01$  GeV/c comme on peut le voir figure 36.

VALEUR MOYENNE  $P_{\bar{p}} = 3.997$  GEV/C

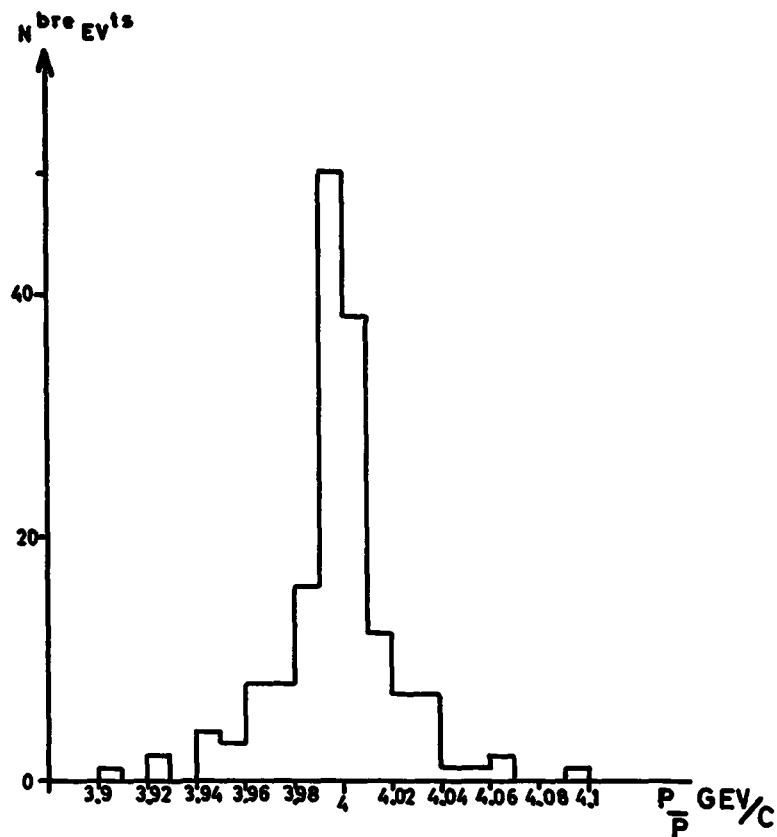


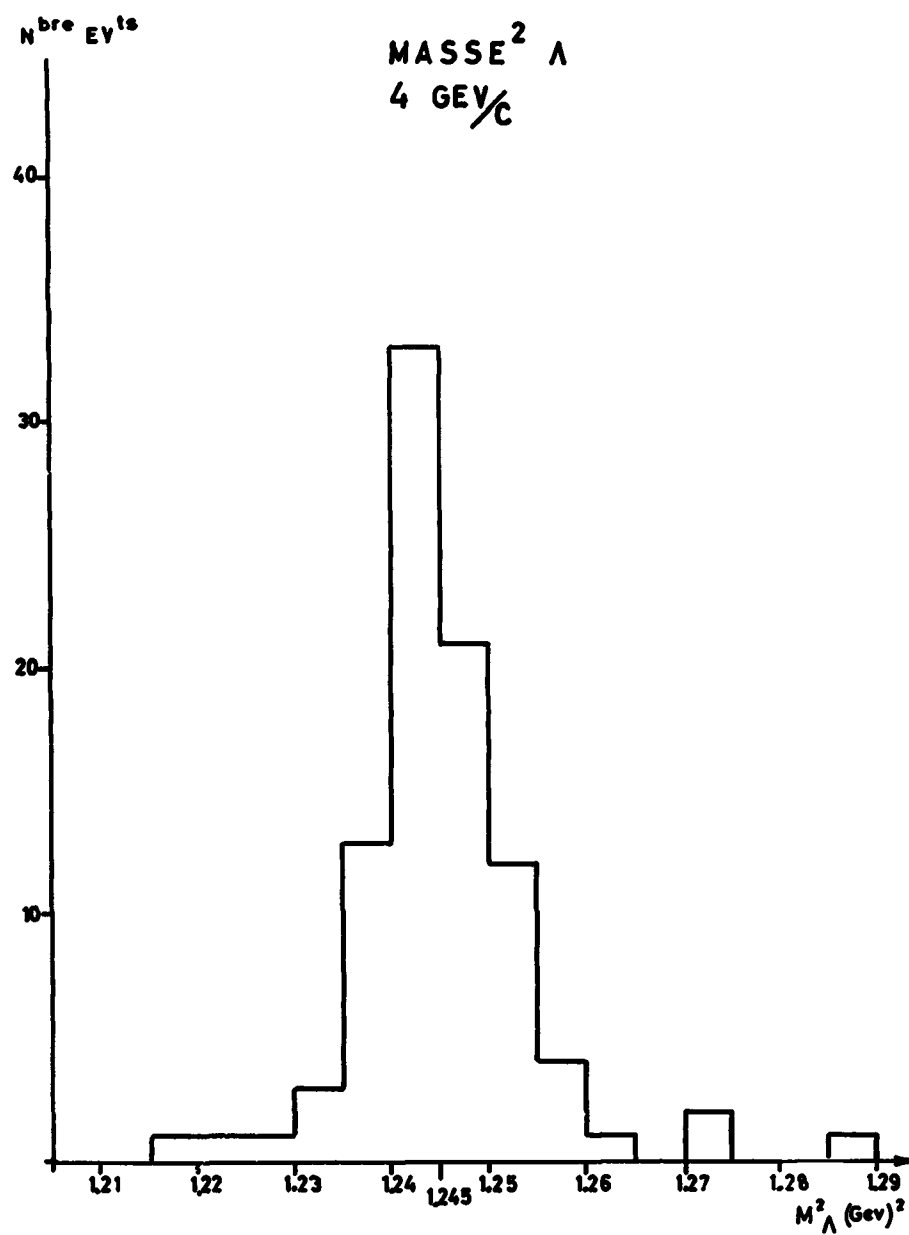
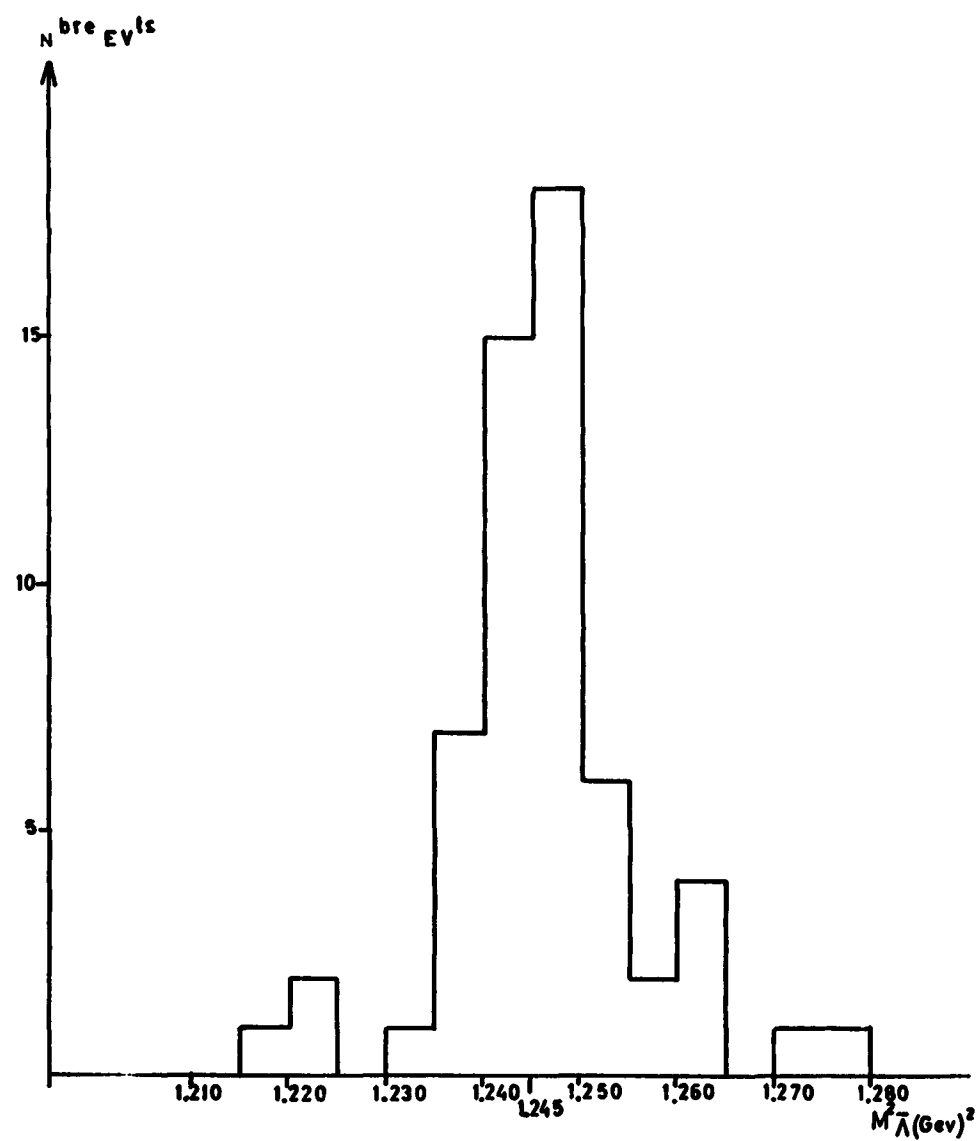
Fig. 36 - Distribution des impulsions d'antiproton à 4 GeV/c.

De même, figures 37 et 38, nous avons tracé les distributions des masses carrées des  $\Lambda$  et des  $\bar{\Lambda}$  calculées à partir de la cinématique de leurs désintégrations. Nous obtenons

$$m_{\Lambda} = 1.114,8 \text{ MeV} \pm 0,5$$

$$m_{\bar{\Lambda}} = 1.116 \text{ MeV} \pm 0,5$$

Nous avons vérifié qu'il n'existait pas de biais systématique sur les nombres de  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$  vus en étudiant la variation du nombre de  $\Lambda$  ou  $\bar{\Lambda}$  désintégrant en fonction de la distance au sommet de l'interaction.

Fig. 37 - Distributions des masses carrées  $\Lambda$ .Fig. 38 - Distributions des masses carrées  $\bar{\Lambda}$ .

En effet, nous avons :

$$N = N_0 e^{-\frac{L}{L_0}} = N_0 e^{-\frac{L}{P} \times \frac{m}{c\tau}}$$

en traçant sur papier semilogarithmique le nombre de  $\Lambda$  désintégrant par rapport à la quantité  $\frac{L}{P}$  ( $L$  étant le parcours du  $\Lambda$ ,  $p$  son impulsion), nous devons retrouver une droite de pente  $-\frac{m}{c\tau}$  donc proportionnelle à la vie moyenne du  $\Lambda$ .

Sur la figure 39 les lignes en pointillé représentent les vies moyennes du  $\Lambda$  :  $\tau = (2,6 \pm 0,3) 10^{-10}$  sec. et de  $\bar{\Lambda}$  :  $\tau \sim (2 \pm 1) 10^{-10}$  sec. [27]. Sur la base de ces courbes, nous avons décidé qu'aucune correction n'était nécessaire sur notre lot d'événements.

Le seul biais que nous ayons trouvé concerne les désintégrations de  $\Sigma$  chargés et est traité dans le paragraphe relatif aux interactions  $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+$ .

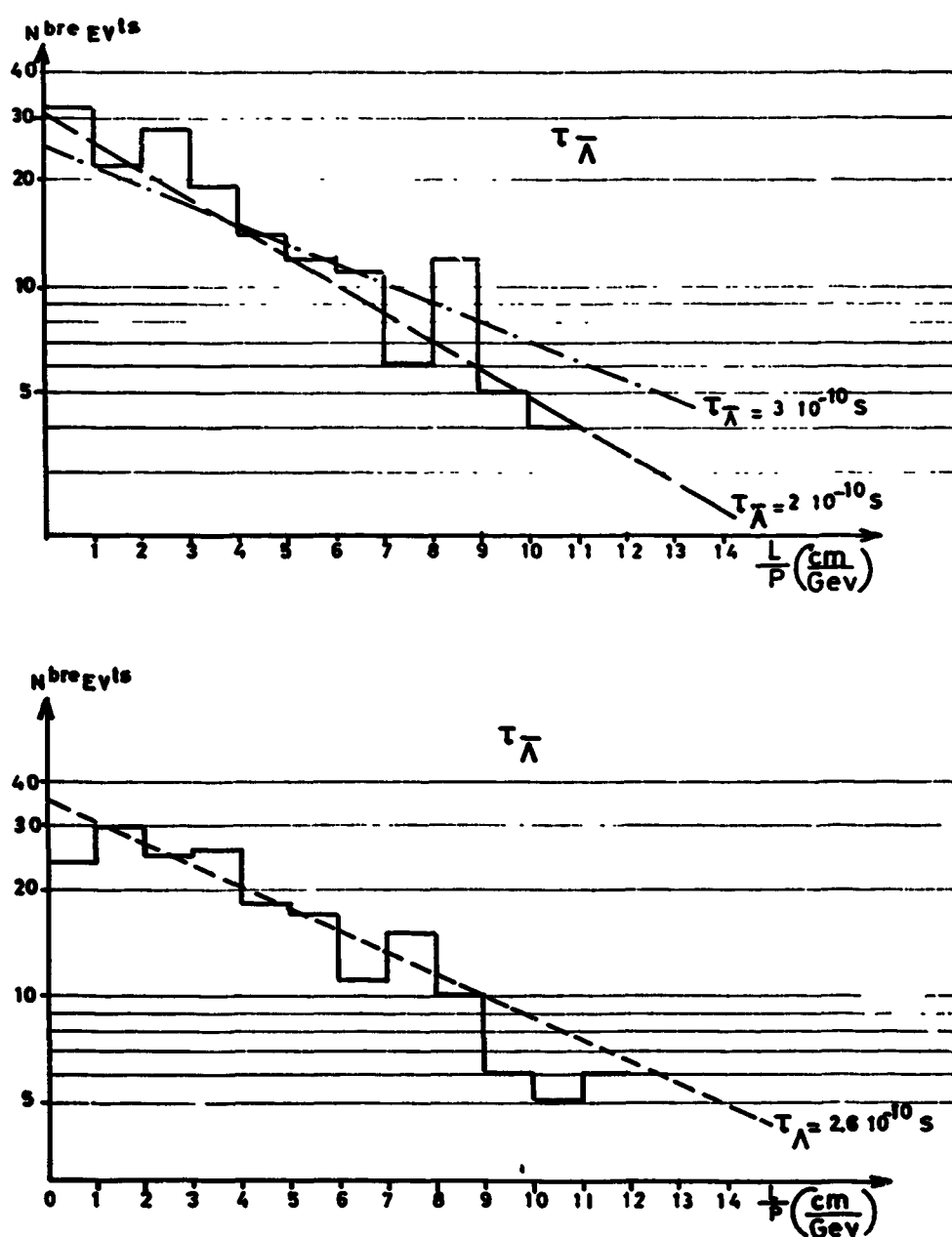


Fig. 39 - Distribution des durées de vie des  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$ .

## APPENDICE V

### DÉTERMINATION DES CONSTANTES DE COUPLAGE

Les constantes de couplage  $g_{\Lambda K}^2$  et  $g_{\Sigma K}^2$  peuvent être obtenues à partir de la théorie de symétrie unitaire  $SU_3$ .

Dans cette représentation, le proton et l'antiproton appartiennent respectivement à l'octet B des baryons et  $\bar{B}$  des antibaryons. Le meson K fait partie de l'octet M des mésons pseudo-scalaires et le méson  $K^*$  de l'octet V des mésons vecteurs.

Ces octets peuvent être représentés par des tenseurs de trace nulle  $T_1^1$  [33].

Par exemple, les octets B et  $\bar{B}$  peuvent s'écrire :

$$B = \begin{vmatrix} -\sqrt{\frac{2}{3}} \Lambda^0 & p & n \\ \Xi^- & \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^- \\ \Xi^0 & \Sigma^+ & \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \end{vmatrix} \quad \bar{B} = \begin{vmatrix} -\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\Lambda} & \bar{\Xi}^- & \bar{\Xi}^0 \\ \bar{p} & \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} + \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} & \bar{\Sigma}^+ \\ \bar{n} & \bar{\Sigma}^- & \frac{\bar{\Lambda}^0}{\sqrt{6}} - \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} \end{vmatrix}$$

et l'octet M des mésons pseudo-scalaires

$$M = \begin{vmatrix} -\sqrt{\frac{2}{3}} \eta^0 & K^+ & K^0 \\ K^- & \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^- \\ \bar{K}^0 & \pi^+ & \frac{\eta^0}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} \end{vmatrix}$$

la représentation tensorielle de l'octet V s'obtient en remplaçant K par  $K^*$ ,  $\eta^0$  par  $\Phi^0$  et  $\pi$  par  $\rho$ .

L'hamiltonien d'une interaction du type de Yukawa entre B,  $\bar{B}$  et M peut s'obtenir [33] par la trace du produit des trois matrices représentant B,  $\bar{B}$  et M.

En tenant compte de l'invariance de la trace par rapport à une permutation circulaire des facteurs dans le produit  $B\bar{B}M$ , nous obtenons deux solutions indépendantes.

$$H_1 = g_1 \text{ Trace } (\bar{B}BM) \quad \text{et} \quad H_2 = g_2 \text{ Trace } (B\bar{B}M)$$

$g$  représente la constante de couplage entre trois particules appartenant respectivement à B,  $\bar{B}$  et M.

ou encore

$$H_1 = g_1 \left[ \frac{1}{2} \text{ Trace } (\bar{B}BM) + \frac{1}{2} \text{ Trace } (B\bar{B}M) \right]$$

$$H_2 = g_2 \left[ \frac{1}{2} \text{ Trace } (\bar{B}BM) - \frac{1}{2} \text{ Trace } (B\bar{B}M) \right]$$

La forme la plus générale de l'hamiltonien décrivant le couplage entre trois octuplets est soit  $H_1 + H_2$  soit  $H_1 + H_2$ .



On peut écrire le Lagrangien de l'interaction sous la forme [34] :

$$\mathcal{L}_{int} \sim g_{\pi\pi\pi} (\bar{N} \tau N) \cdot \pi + g_{\pi\pi\pi} (\bar{\Xi} \tau \Xi) \cdot \pi + g_{\Lambda\Sigma\pi} (\bar{\Lambda} \Sigma + \bar{\Sigma} \Lambda) \cdot \pi \\ + \dots + g_{\Lambda\Lambda\pi} \{ (\bar{N} K) \Lambda + \bar{\Lambda} (\bar{K} N) \} + g_{\Lambda\Sigma\pi} \{ \bar{\Sigma} \cdot (\bar{K} \tau N) + (\bar{N} \tau K) \cdot \Sigma \}$$

Différents auteurs [33, 34] ont tabulé les coefficients de l'hamiltonien.

En posant

$$g = a g_s + b g_a \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{b g_a}{g}$$

(où a et b sont des constantes définissant le mélange entre hamiltoniens symétrique et antisymétrique).

on obtient

$$g_{\Lambda\Lambda\pi} = - \frac{1}{\sqrt{3}} (1 + 2\alpha) g$$

$$g_{\Lambda\Sigma\pi} = (1 - 2\alpha) g$$

Dans le cas de l'interaction  $\bar{B}\bar{B}V$ , le calcul est identique. On démontre par des considérations d'invariance de JAUGE [33] que seuls les termes en  $H_s$  interviennent. (Couplage du type F dans la nomenclature de Gell Mann [14]).

Dans ce cas, les résultats se simplifient légèrement

en effet,

$$g' = b g'_s \quad \text{et} \quad \alpha' = 1$$

on obtient alors :

$$g'_{\Lambda\Lambda\pi} = - \sqrt{3} g'$$

$$g'_{\Lambda\Sigma\pi} = - g'$$

et on en tire la relation

$$g_{\Lambda\Lambda\pi}^2 = 3 g_{\Lambda\Sigma\pi}^2$$

## RÉFÉRENCES

- [1] J. BUTTON, P. EBERHARD, G.R. KALBFLEISCH, J. LANNUTTI, G.R. LYNCH, B.C. MAGLIC, M.L. STEVENSON, NGUYEN-H-XUONG - Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p. 481.
- [2] G.R. LYNCH, R.E. FOULKS, G.R. KALBFLEISCH, S. LIMENTANI, J.B. SHAFER, M.L. STEVENSON, NGUYEN-HUU-XUONG - Phys. Rev., 131, 1276 (1963).
- [3] R. ARMENTEROS, E. FETT, B. FRENCH, L. MONTANET, V. NIKITIN, M. SZEPTYCKA, CH. PEYROU, R. BOCK, A. SHAPIRA, J. BADIÉ, L. BLASKOVICZ, B. EQUER, B. GREGORY, F. MULLER, S.J. GOLDSACK, D.H. MILLER, C.C. BUTLER, B. TALLINI, J. KINSON, L. RIDDIFORD, A. LEVEQUE, J. MEYER, A. VERGLAS, S. ZYLBERAJCH - 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 236.
- [4] B. MUSGRAVE, G. PETMEZAS, L. RIDDIFORD, R. BOCK, E. FETT, B. FRENCH, J. KINSON, CH. PEYROU, M. SZEPTYCKA, J. BADIÉ, M. BAZIN, L. BLASKOVIC, B. EQUER, S.R. BORENSTEIN, S.J. GOLDSACK, P.E. GRIEVE, D.H. MILLER, J. MEYER, D. REVEL, B. TALLINI, S. ZYLBERAJCH - Proc. of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles 1963, Vol. 1, p. 301.
- [5] B. MUSGRAVE, G. PETMEZAS, L. RIDDIFORD, R. BOCK, E. PETT, B. FRENCH, J.B. KINSON, CH. PEYROU, M. SZEPTYCKA, J. BADIÉ, M. LAZIN, B. EQUER, J. HUC, S. BORENSTEIN, S.J. GOLDSACK, D.H. MILLER, S. MISBAHUDDIN, J. MEYER, D. REVEL, B. TALLINI, S. ZYLBERAJCH - Proc. of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 1963, Vol. 1, p. 312.
- [6] D. BESSIS, C. ITZYKSON, M. JACOB - Nuovo Cimento, 27, 376 (1963).
- [7] N.J. SOPKOVICH, Nuovo Cimento, 26, 186 (1962).
- [8] A. DAR, W. TOBOCMAN - Phys. Rev. Letters, 12, 511 (1964).
- [9] K. GOTTFRIED, D. JACKSON - Nuovo Cimento, 34, 735 (1964).
- [10] A. DAR - Phys. Rev. Letters, 13, 91 (1964).
- [11] L. DURAND, Y. TSI CHIU - Phys. Rev. Letters, 12, 399 (1964).
- [12] O. CZYZEWSKI, B. ESCOUBES, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, M. GUINEA-MOORHEAD, T. HOFMOKL, D.R.O. MORRISON, S. DE UNAMUNO, E.B. BURKARD, P. SODING - Proc. of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles 1963, Vol. 1, p. 252.
- [13] COHEN-TANOUDJI, H. NAVELET - Communication privée.
- [14] M. GELL-MANN - Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
- [15] H. GOLBERG, S. NUSSINOV, G. YEKUTIELI - Nuovo Cimento, 28, 446 (1963).
- [16] W.D.D. WATSON - Nuovo Cimento, 29, 1338 (1963).
- [17] C. BALTAÏ, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, B.B. CULWICK, W.B. FOWLER, J.K. KOPP, R.I. LOUTTIT, J.R. SANFORD, R.P. SHUTT, D.L. STONEHILL, A.M. THORNDIKE, M.S. WEBSTER - Phys. Rev. Letters, 11, 346 (1963).
- [18] A. MULLER, A. VERGIAS - "Espace des phases covariant relativiste", Rapport interne non diffusé.

- [19] R. ARMENTEROS - "Strange Particule Resonance" Rapport présenté à la Conférence Internationale de Physique à Haute Energie à Dubna 1964.
- [20] A. ROSENFELD - Rapport UCRL 80-30 (Avril 1963).
- [21] H.N. BROWN, B.B. CULWICK, W.B. FOWLER, M. GAILLOUD, T.E. KALOGEROPOULOS, J.K. KOPP, R.M. LEA, R.I. LOUTTIT, T.W. MORRIS, R.P. SHUTT, A.M. THORNDIKE, M.S. WEBSTER, C. BALTAY, E.C. FOWLER, J. SANDWEISS, J.R. SANFORD, H.D. TAFT - Phys. Rev. Letters, 8, 255 (1962).
- [22] CERN - SACLAY Collaboration, Phys. Rev. Letters, 8, 257 (1962).
- [23] C. BALTAY, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, B.B. CULWICK, W.B. FOWLER, J.K. KOPP, R.I. LOUTTIT, J.R. SANFORD, R.P. SHUTT, D.L. STONEHILL, R. STUMP, A.M. THORNDIKE, M.S. WEBSTER - Phys. Rev. Letters, 11, 165 (1963).
- [24] H.J. LIPKIN - "Unitary Symmetry for Pedestrians", Informal Report, Argonne National Laboratory (Août 1963).
- [25] S. MESHKOV, G.A. SNOW, G.B. YODH - Phys. Rev. Letters, 13, 212 (1964).
- [26] C. BALTAY, J. SANDWEISS, M. TAFT, B.B. CULWICK, W.A. FOWLER, J.K. KOPP, R.I. LOUTTIT, J.R. SANFORD, R.P. SHUTT, A.M. THORNDIKE, M.S. WEBSTER - Phys. Rev. Letters, 11, 32 (1963).
- [27] M. ROOS - Nuclear Physics, 52, 1 (1964).
- [28] A. CITRON, W. GALBRAITH, T.F. KYCIA, B.A. LEOUTIC, R.H. PHILLIPS, A. ROUSSET - Phys. Rev. Letters, 13, 205 (1964).
- [29] W.F. BAKER, R.L. COOL, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE, D. LUERS, J.A. NIEDERRER-SOZAKI, A.L. READ, J.J. RUSSELL, L.C.L. YUAN - Phys. Rev. Letters, 7, 101 (1961).
- [30] R. BOCK, A. COOPER, B.R. FRENCH, R. LEVISETTI, D. REVEL, B. TALLINI, S. ZYLBERAJCH - " $\Upsilon\bar{\Upsilon}$  Production by 5.7 GeV/c antiprotons in hydrogen". Report to the 1964 DUBNA Conference.
- [31] C. BALTAY, C.Y. CHIEN, J. LACH, J. SANDWEISS, P. SLATTERY, H. TAFT, J.K. KOPP, Y. OREN, A.M. TORNDIRE, M.S. WEBSTER - "Hyperon production by 7 GeV/c  $\bar{p}$  in hydrogen". Report to the 1964 DUBNA Conference.
- [32] S.S. SCHWEBER, H.A. BETHE, F. de HOFFMAN - Mesons and Fields, Tome 1, p. 52.
- [33] M. GOURDIN - Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Tome 36, p. 1 - "Some Topics Related to Unitary Symmetry".
- [34] J.J. DE SWART - Rev. Mod. Phys. 35, 916 (1963).
- [35] A.W. MARTIN, K.C. WALI - Phys. Rev. 130, 2455 (1963).
- [36] H.J. BHABHA - Proc. Roy. Soc. 164a, 257 (1938).
- [37] M.J. MASSEY, N.C. CORBEN - Proc. Camb. Phil. Soc. 35, 463 (1939).

## TABLE DES MATIÈRES

|                                                                                                                                                                                                 | Pages         |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| <b>CHAPITRE I - REACTION DONNANT LIEU A LA CREATION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON .....</b>                                                                                                   | <b>7</b>      |
| <b>I - Interaction antiproton-proton donnant hypéron-antihypéron neutres .....</b>                                                                                                              | <b>7</b>      |
| a) Séparation entre les différentes voies .....                                                                                                                                                 | 9             |
| b) Sections efficaces dans les différentes voies .....                                                                                                                                          | 9             |
| c) Distribution angulaire et périphérisme .....                                                                                                                                                 | 11            |
| Essais d'interprétation théorique .....                                                                                                                                                         | 11            |
| <b>II - Interaction antiproton-proton donnant hypéron-antihypéron chargés .....</b>                                                                                                             | <b>15</b>     |
| Séparation entre les différentes voies .....                                                                                                                                                    | 15            |
| Evaluation des sections efficaces de $\bar{p}p \longrightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ et $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ .....                                                                      | 20            |
| Distributions angulaires des $\Sigma^+$ et des $\Sigma^-$ .....                                                                                                                                 | 21            |
| <b>III - Conclusions relatives aux voies chargées et neutres .....</b>                                                                                                                          | <b>25</b>     |
| <br><b>CHAPITRE II - REACTION DONNANT LIEU A LA PRODUCTION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON ET D'UN MESON <math>\pi</math> .....</b>                                                             | <br><b>29</b> |
| <b>A - Interactions <math>\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^+ \Lambda \pi^+</math> et <math>\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^0 \pi^+</math> et conjuguées de charge .....</b> | <b>29</b>     |
| 1) Sections efficaces .....                                                                                                                                                                     | 29            |
| 2) Evidence en faveur de l'existence de résonances $\Lambda \pi$ et $\Sigma \pi$ .....                                                                                                          | 31            |
| 3) Distributions angulaires .....                                                                                                                                                               | 36            |
| 4) Etude du processus d'interaction .....                                                                                                                                                       | 39            |
| 5) Section efficace de production des différentes résonances .....                                                                                                                              | 40            |
| <b>B - Interaction <math>\bar{p}p \longrightarrow \Lambda \bar{\Lambda} \pi^0</math> .....</b>                                                                                                  | <b>42</b>     |
| <b>C - Interaction <math>\bar{p}p \longrightarrow \Lambda K \bar{K}</math> et conjuguée de charge .....</b>                                                                                     | <b>45</b>     |
| <b>D - Evidence pour la production d'un <math>\bar{\Xi}^0</math> et production de paire de <math>\Xi</math> .....</b>                                                                           | <b>48</b>     |
| <br><b>CHAPITRE III - INTERACTION ANTIPROTON-PROTON DONNANT LIEU A LA PRODUCTION D'UNE PAIRE HYPERON-ANTIHYPERON ASSOCIEE A DEUX PIONS CHARGES .....</b>                                        | <br><b>53</b> |
| <b>CONCLUSION .....</b>                                                                                                                                                                         | <b>59</b>     |
| <b>Appendice I - DESCRIPTION SOMMAIRE DU FAISCEAU .....</b>                                                                                                                                     | <b>61</b>     |

|                                                                         | <b>Pages</b> |
|-------------------------------------------------------------------------|--------------|
| Appendice II - Contamination du faisceau .....                          | 63           |
| Calcul des sections efficaces .....                                     | 66           |
| Appendice III - Détermination du poids statistique d'un événement ..... | 67           |
| Appendice IV - Détermination des biais expérimentaux .....              | 69           |
| Appendice V - Détermination des constantes de couplage .....            | 73           |
| Références .....                                                        | 75           |

**FIN**