

- Note CEA-N-1611 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

**ETUDE D'ETATS FINALS $0^- 1/2^+$ PRODUITS PAR DIFFUSION
 K^- - PROTON A 3,95 GeV/c**

par

Luciano MOSCOSO

- Mars 1973 -

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du the.aurus SIDON/INIS*)

en français

DIFFUSION DE PARTICULES
DOMAINE 01 - 10 GEV
FAISCEAUX DE MESONS K
MESONS K - MOINS
PROTONS
PRODUCTION DES PARTICULES
HYPERONS
DISTRIBUTION ANGULAIRE
SECTIONS EFFICACES
ORIENTATION DE SPIN
AMPLITUDES DE DIFFUSION
POLES DE REGGE
TRAJECTOIRES DE REGGE
DEGENERESCENCE D'ECHANGE
MODELES PERIPHERIQUES
COUPURES DE REGGE
GROUPE SU-6
DUALITE

en anglais

SCATTERING
GEV RANGE 01 - 10
KAON BEAMS
KAONS MINUS
PROTONS
PARTICLE PRODUCTION
HYPERONS
ANGULAR DISTRIBUTION
CROSS SECTIONS
SPIN ORIENTATION
SCATTERING AMPLITUDES
REGGE POLES
REGGE TRAJECTORIES
EXCHANGE DEGENERACY
PERIPHERAL MODELS
REGGE CUTS
SU-6 GROUPS
DUALITY

ORSAY
Série A
N° d'ordre
1061

T H E S E

PRESENTÉE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Luciano MOSCOSO

**ETUDE D'ETATS FINALS $0^- 1/2^+$ PRODUITS PAR DIFFUSION
 K^- - PROTON A 3,95 GeV/c**

Soutenue le 8 janvier 1973, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT	Président
P. LEHMANN	
A. L'EVEQUE	Examinateurs
G. COHEN-TANNOUJJI	

- Note CEA-N-1611 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

ETUDE D'ETATS FINALS $0^- 1/2^+$ PRODUITS PAR DIFFUSION
 K^- - PROTON A 3,95 GeV/c

par

Luciano MOSCOSO

- Mars 1973 -

Je tiens à témoigner ma sincère reconnaissance à Monsieur A. BERTHELOT qui m'a accordé la possibilité de préparer ce travail au Département de Physique des Particules Élémentaires de SACLAY.

Que Monsieur J. MEYER, qui m'a accueilli dans son service, trouve ici l'expression de mes vifs remerciements pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur A. LEVEQUE, qui a dirigé cette expérience tout en me prodiguant ses encouragements et ses conseils.

Je remercie tout particulièrement Monsieur R. BARLOUTAUD pour les discussions fructueuses, dont j'ai pu tirer un grand profit.

Monsieur A. KRZIWICKI et Monsieur J. TRAN THANH VAN m'ont aidé à mieux comprendre certaines notions théoriques. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Cette expérience est le résultat d'une collaboration entre l'Ecole Polytechnique et SACLAY. Je tiens à remercier tous les collaborateurs des deux laboratoires. En particulier Monsieur J.R. HUBBARD m'a apporté une aide considérable pour l'analyse des événements présentés. Je voudrais lui manifester mes remerciements les plus cordiaux.

Madame M. BAILLY et Madame O. LEBEY ont assuré la présentation du texte. Je tiens à les remercier pour leur patience et pour leur gentillesse.

Monsieur R. EL BEZE s'est chargé de l'exécution des dessins. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

CEA-N-1611 - MOSCOSO Luciano

ETUDE D'ETATS FINALS $0^{-}\frac{1}{2}^{+}$ PRODUITS PAR DIFFUSION K^{-} -PROTON
A 3,95 GeV/c

Sommaire. - Quelques interactions K^{-} -proton à 3,95 GeV/c ont été étudiées dans la chambre à bulles à hydrogène de 2 mètres du CERN. Les résultats pour les états finaux $J^P = 0^{-}\frac{1}{2}^{+}$: \bar{K}^0n , $\pi^0\Lambda$, $\eta\Lambda$, $\pi^{-}\Sigma^{+}$ et $\pi^{+}\Sigma^{-}$ sont présentés.

Les pics périphériques et anti-périphériques des distributions angulaires, ainsi que les comportements des polarisations d'hypérons, sont analysés à l'aide de modèles d'échange de mésons et de baryons. Les données pour les productions de $\pi^{-}\Sigma^{+}$ et $\pi^0\Lambda$ dans le canal t sont comparées à celles des réactions π -proton obtenues par inversion de ligne à la même impulsion incidente. Les résultats pour des Λ et des Σ produits par le même méson incident sont en accord avec la symétrie SU6w, le modèle des quarks et le modèle de dominance du méson vectoriel. Les sections efficaces vers l'arrière pour les états finaux $\Lambda\pi$ et $\Sigma\pi$ sont comparées aux données de diffusion π -proton élastiques et d'échange de charge vers l'arrière à 4 GeV/c.

1973 - Commissariat à l'Energie Atomique - France

123 p.

CEA-N-1611 - MOSCOSO Luciano

STUDY OF $0^{-}\frac{1}{2}^{+}$ FINAL STATES PRODUCED BY K^{-} -PROTON SCATTERING
AT 3,95 GeV/c

Summary. - Some $K^{-}p$ interactions at 3.95 GeV/c were studied in the CERN 2 m HBC. Results are presented for final states with $J^P = 0^{-}\frac{1}{2}^{+}$: \bar{K}^0n , $\pi^0\Lambda$, $\eta\Lambda$, $\pi^{-}\Sigma^{+}$, $\pi^{+}\Sigma^{-}$. Peripheral and anti-peripheral peaks in the angular distributions, as well as the main features of the hyperon polarization, are analyzed using meson and baryon exchange models. Data for $\pi^{-}\Sigma^{+}$ and $\pi^0\Lambda$ productions in the t-channel are compared to those for the line-reversed π -proton reactions at the same beam momentum. Results for Λ and Σ produced by the same incident meson agree with SU6w symmetry, quark model and vector meson dominance model. Backward cross-sections for $\Lambda\pi$ and $\Sigma\pi$ final states are compared to the elastic and charge exchange backward π -proton scattering data at 4 GeV/c.

1973 - Commissariat à l'Energie Atomique - France

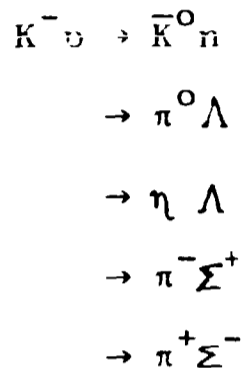
123 p.

SOMMAIRE

	Pages
I - <u>INTRODUCTION</u>	1
II - <u>MODELES THEORIQUES</u>	3
1. Notations.	3
2. Définition des amplitudes de diffusion.	4
3. Modèle des pôles de Regge.	6
4. Dualité - dégénérescence d'échange.	11
5. Diffusions $0^- \frac{1}{2}^+$ à petit t.	12
6. Coupures de Regge.	18
7. Application aux diffusions $0^- \frac{1}{2}^+$.	21
8. Quelques modèles faisant intervenir SU6.	24
9. Comparaison des productions de Λ et de Σ^+ .	28
10. Echange de baryons.	29
III - <u>DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE</u>	33
1. Prise des photos.	33
2. Dépouillement des clichés.	33
3. Mesure des événements.	37
4. Etude et pondération du faisceau.	38
5. Ajustements cinématiques.	41
6. Vérification des ajustements cinématiques.	41
7. Constitution de la D S T.	43
8. Pondération des événements.	44
IV - <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	47
1. Événements du type 001.	47
2. Événements du type 210^i .	53
3. Sections efficaces.	55
4. Distributions angulaires et polarisations.	57
V - <u>INTERPRETATION DES RESULTATS</u>	64
1. Diffusions vers l'avant.	64
2. Diffusions vers l'arrière.	73
VI - <u>CONCLUSION</u>	79
<u>REFERENCES</u>	
<u>LEGENDE DES FIGURES</u>	

I - INTRODUCTION

Nous allons présenter quelques résultats obtenus pour les réactions $0^{-\frac{1}{2}+} \rightarrow 0^{-\frac{1}{2}+}$ suivantes :



obtenues à partir d'interactions $K^- p$ à 4 GeV/c. Le lot est constitué d'environ 280 000 photographies prises dans la chambre à bulles de 2 mètres du CERN remplie d'hydrogène.

Les distributions angulaires de production et les polarisations d'hypéron obtenues seront analysées en utilisant le formalisme d'échange de trajectoires de Regge. En particulier nous allons comparer nos résultats à ceux obtenus pour d'autres réactions faisant intervenir les échanges de mêmes nombres quantiques dans le même domaine d'énergie.

Cette comparaison nous permettra de conclure qu'un simple mécanisme d'échange de pôles n'est pas capable de reproduire l'ensemble des résultats sur les diffusions périphériques. Des termes correctifs de coupures résultant de doubles échanges de pôles de Regge et du Pomeron expliquent assez bien le comportement des polarisations des hyperons produits, mais sont en contradiction avec les résultats expérimentaux sur les distributions angulaires.

Les pics antipériphériques pour les réactions $K^-p \rightarrow \Lambda \pi^0$ et $K^-p \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp$ seront comparés aux résultats pour $\pi N \rightarrow N\pi$ vers l'arrière en utilisant l'hypothèse d'échange de N^* et de Δ .

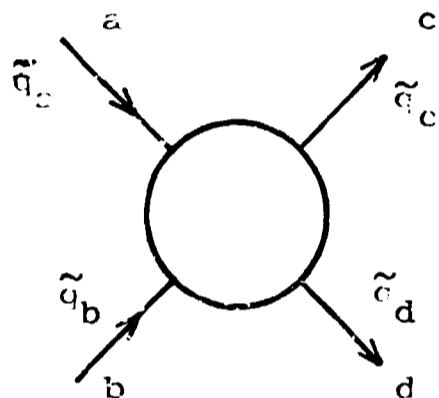
II - MODELES THEORIQUES

1 - NOTATIONS

Dans le cas d'une diffusion à deux corps :

$$a + b \rightarrow c + d$$

qui peut être schématisée par le diagramme de la figure ci-dessous



on définit les variables s , t et u de Mandelstam par :

$$\begin{aligned}
 s &= (\tilde{q}_a + \tilde{q}_b)^2 = (\tilde{q}_c + \tilde{q}_d)^2 && \text{canal direct ou } s \\
 t &= (\tilde{q}_a - \tilde{q}_c)^2 = (\tilde{q}_b - \tilde{q}_d)^2 && \text{canal transverse ou } t \\
 u &= (\tilde{q}_a - \tilde{q}_d)^2 = (\tilde{q}_b - \tilde{q}_c)^2 && \text{canal croisé ou } u
 \end{aligned}$$

Généralement on désigne par a et c les particules de même nombre baryonique dans le cas des diffusions méson-baryon ou anti-baryon baryon et de même charge dans le cas des diffusions nucléon-nucléon.

Les variables s , t et u sont reliées par la relation bien connue

$$s + t + u = M_a^2 + M_b^2 + M_c^2 + M_d^2$$

où M_x désigne la masse de la particule x .

L'angle θ entre les directions des particules a et c dans le système du centre de masse est donné par :

$$\cos \theta = \frac{s(t-u) + (M_b^2 - M_a^2)(M_d^2 - M_c^2)}{\lambda(\sqrt{s}, M_a, M_b) \cdot \lambda(\sqrt{s}, M_c, M_d)} \quad (\text{II.3.1})$$

avec

$$\lambda(X, Y, Z) = \left[X^2 - (Y+Z)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \left[X^2 - (Y-Z)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

2 - DEFINITION DES AMPLITUDES DE DIFFUSION

La matrice de transition $T(s, t)$ peut être écrite sous la forme

$$T(s, t) = A(s, t) \cdot B(s, t) \tilde{\gamma} \cdot \tilde{K}$$

où $\tilde{\gamma}$ est le quadri-vecteur dont les composantes sont les matrices de Dirac, $\tilde{K} = \frac{\tilde{q}_a + \tilde{q}_c}{2}$ et 1 est la matrice unité 4×4 .

Dans le cas particulier des diffusions $0^- \frac{1}{2} \rightarrow 0^- \frac{1}{2}$, si on désigne par $\frac{\mu}{2}$ et $\frac{\mu'}{2}$ les hélicités des baryons initial et final, l'élément de matrice de la transition sera :

$$F_{\mu\mu'}(s, t) = \bar{U}_{\mu'}(\vec{q}_f^*) T(s, t) U_{\mu}(\vec{q}_i^*)$$

où $U_{\mu}(\vec{q}_i^*)$ et $\bar{U}_{\mu'}(\vec{q}_f^*)$ sont les spineurs d'hélicité de Dirac pour les baryons initial et final et M désigne la masse moyenne de ces baryons.

A cause de la conservation de la parité on aura

$$F_{++} = F_{--}$$

$$F_{+-} = -F_{-+}$$

de sorte que la diffusion sera décrite par deux amplitudes indépendantes F_{++} et F_{+-} que l'on appelle amplitudes de non retournement et de retournement d'hélicité.

En explicitant la forme des spineurs U_{μ} et \bar{U}_{μ} , on peut mettre ces amplitudes sous la forme :

$$F_{++}(s, t) = (f_1 + f_2) \cos \frac{\theta}{2} \quad (\text{II.2.1a})$$

$$F_{+-}(s, t) = (f_2 - f_1) \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{II.2.1b})$$

avec :

$$f_1 = \sqrt{(E_i - M_i)(E_f + M_f)} \left[A(s, t) + (\sqrt{s-M})B(s, t) \right] \quad (\text{II.2.2a})$$

$$f_2 = \sqrt{(E_i - M_i)(E_f - M_f)} \left[-A(s, t) + (\sqrt{s+M})B(s, t) \right] \quad (\text{II.2.2b})$$

où E_i , E_f , M_i et M_f désignent les énergies dans le centre de masse et les masses des baryons initial et final.

La section efficace différentielle de la réaction et la polarisation du baryon final peuvent être exprimées sous la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi q^2 s} \left[|F_{++}(s, t)|^2 + |F_{+-}(s, t)|^2 \right] \quad (\text{II.2.3})$$

$$\vec{P} \cdot \vec{n} = 2 \frac{\text{Im} F_{++}^*(s, t) F_{+-}(s, t)}{|F_{++}(s, t)|^2 + |F_{+-}(s, t)|^2} \quad (\text{II.2.4})$$

\vec{n} étant la normale au plan de production.

3 - MODELE DES POLES DE REGGE

De nombreuses expériences à haute énergie ont mis en évidence le caractère périphérique des diffusions à deux corps, qui se manifeste par la présence de pics sur les distributions de $d\sigma/dt$ pour $\cos \theta \simeq 1$ ($t \simeq 0$) et $\cos \theta \simeq -1$ ($u \simeq 0$).

L'existence de ces pics peut être reliée à la présence de pôles des amplitudes A et B dans le canal transverse pour $t > 0$ et dans le canal croisé pour $u > 0$.

Les diffusions avec $t \simeq 0$ seront donc décrites par des mécanismes d'échange de mésons. Les diffusions avec $u \simeq 0$ seront décrites par des échanges de baryons.

a) Canal transverse

La présence des pôles dans le canal transverse et l'hypothèse d'analyticité des amplitudes de diffusion en dehors du voisinage de ces pôles permettent d'écrire à l'aide de la transformation de Sommerfeld-Watson

$$f(s, t) = \sum_i \gamma_i^f(t) \mathfrak{Z}_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (\text{II.3.1a})$$

$$g(s, t) = \sum_i \gamma_i^g(t) \mathfrak{Z}_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)-1} \quad (\text{II.3.1b})$$

où f et g sont les amplitudes de non-retournement et de retournement de spin liées aux précédentes par :

$$f(s, t) = f_1(s, t) + f_2(s, t) \cos \theta \quad (\text{II.3.2a})$$

$$g(s, t) = f_2(s, t) \sin \theta \quad (\text{II.3.2b})$$

et où

$$\mathfrak{Z}_i(t) = \frac{1 + \tau_i \ell^{-i \tau \alpha_i(t)}}{\sin \pi \alpha_i(t)}$$

est le facteur de signature de $i^{\text{ème}}$ pôle, τ_i est la signature de ce même pôle

$$\tau_i = (-1)^{\ell_i}$$

ℓ_i étant le spin du méson associé à la trajectoire du pôle, $J = \alpha_i(t)$ dans le plan complexe J .

Les amplitudes f et g sont reliées aux amplitudes d'hélicité par les relations (II.2.1) et (II.3.2). A haute énergie on peut écrire :

$$F_{\mu\mu'}(s, t) = \sum_i \gamma_i^\lambda(t) \mathfrak{Z}_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} (t_0 - t)^{\frac{\lambda}{2}} \quad (\text{II.3.3})$$

$$\text{avec } \lambda = \frac{|\mu - \mu'|}{2}$$

b) Canal croisé

Les amplitudes d'hélicité de la voie u peuvent être définies en remarquant que le canal croisé de la réaction

$$a + b \rightarrow c + d$$

n'est autre que le canal direct de la réaction

$$\bar{c} + b \rightarrow \bar{a} + d$$

avec

$$\tilde{q}_a^u = -q_a^u \quad \tilde{q}_c^u = -q_c^u$$

on en déduit que les amplitudes d'hélicité de la voie u peuvent s'écrire sous une forme identique à (II.2.1) :

$$F_{++}^u(\sqrt{u}, s) = (f_1^u + f_2^u) \cos \frac{\Theta_u}{2} \quad (\text{II.3.4a})$$

$$F_{+-}^u(\sqrt{u}, s) = (f_2^u - f_1^u) \sin \frac{\Theta_u}{2} \quad (\text{II.3.4b})$$

avec

$$f_1^u = \sqrt{(E_i + M_i)(E_f + M_f)} \left[A - (\sqrt{u} - M) B \right] \quad (\text{II.3.5a})$$

$$f_2^u = \sqrt{(E_i - M_i)(E_f - M_f)} \left[-A - (\sqrt{u} + M) B \right] \quad (\text{II.3.5b})$$

où Θ_u désigne l'angle de diffusion dans le canal u.

Il est aussi utile de définir les amplitudes

$$F^{u\pm} = \frac{1}{2} \left[\frac{F_{++}^u}{\cos \frac{\Theta_u}{2}} \pm \frac{F_{+-}^u}{\sin \frac{\Theta_u}{2}} \right] \quad (\text{II.3.6})$$

qui sont appelées amplitudes d'hélicité conservant la parité.

La raison de cette dénomination est la suivante : lorsqu'on décompose $F^{u\pm}$ en ondes partielles :

$$F^{u\pm}(\sqrt{u}, s) = \sum_J \left[F_J^{\pm}(\sqrt{u}) P_{J+\frac{1}{2}}'(\cos \Theta_u) - F_J^{\mp}(\sqrt{u}) P_{J-\frac{1}{2}}'(\cos \Theta_u) \right]$$

où F_J^{\pm} sont les amplitudes d'ondes partielles de F_{\pm}^u , il est facile de montrer [1] que les amplitudes F_J^{\pm} décrivent des transitions avec des parités bien définies :

$$P = -(-1)^{J - \frac{1}{2}}$$

c'est-à-dire, puisque $P = (-1)^{l+1}$:

$$F_J^+ \text{ est non nul pour } J = l + \frac{1}{2}$$

$$F_J^- \text{ est non nul pour } J = l - \frac{1}{2}$$

- Symétrie de Mac Dowell

On remarquera que les amplitudes d'hélicité du canal u sont exprimées comme des fonctions de \sqrt{u} .

Les amplitudes $F^{u\pm}$ sont caractérisées par la symétrie de Mac-Dowell [2] :

$$F^{u+}(\sqrt{u}, s) = F^{u-}(-\sqrt{u}, s)$$

et si on désigne par $\alpha^{\pm}(\sqrt{u})$ les pôles de $F^{u\pm}$, on aura alors au voisinage de $J = \alpha^+(\sqrt{u})$

$$F^{u+}(\sqrt{u}, s) = \frac{\beta^+(\sqrt{u})}{J - \alpha^+(\sqrt{u})} = F^{u-}(-\sqrt{u}, s) = \frac{\beta^-(-\sqrt{u})}{J - \alpha^-(-\sqrt{u})}$$

et donc :

$$\alpha^+(\sqrt{u}) = \alpha^-(-\sqrt{u})$$

$$\beta^+(\sqrt{u}) = \beta^-(-\sqrt{u})$$

appelées relations de conspiration.

Si les $\alpha^{\pm}(\sqrt{u})$ sont symétriques en fonction de \sqrt{u} , les trajectoires α^+ et α^- sont confondues et les baryons se présentent par paires de mêmes masses et spins, mais de parités opposées.

En utilisant la transformation de Sommerfeld-Watson on obtient :

$$F^{u^+}(\sqrt{u}, s) = \sum_i \gamma_i^{\pm}(\sqrt{u}) \mathcal{J}_i(\sqrt{u}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}} \quad (\text{II.3.7})$$

où la somme s'étend à tous les doublets de pôles et :

$$\mathcal{J}_i(\sqrt{u}) = \frac{1 + \mathcal{C}_i \ell^{-i\pi(\alpha_i - \frac{1}{2})}}{\sin \pi(\alpha_i - \frac{1}{2})}$$

\mathcal{C}_i est la signature du doublet de pôles i :

$$\mathcal{C}_i = (-1)^{J_i - \frac{1}{2}}$$

On peut ainsi définir quatre sortes de trajectoires suivant que $\mathcal{C} = \pm 1$ et que $P = \pm 1$:

$$\begin{array}{l} \mathcal{C} = + 1 \left\{ \begin{array}{l} \text{trajectoires } \alpha \quad : \quad J^P = \frac{1^+}{2}, \frac{5^+}{2} \dots\dots \\ \text{trajectoires } \beta \quad : \quad J^P = \frac{1^-}{2}, \frac{5^-}{2} \dots\dots \end{array} \right. \\ \mathcal{C} = - 1 \left\{ \begin{array}{l} \text{trajectoires } \gamma \quad : \quad J^P = \frac{3^-}{2}, \frac{7^-}{2} \dots\dots \\ \text{trajectoires } \delta \quad : \quad J^P = \frac{3^+}{2}, \frac{7^+}{2} \dots\dots \end{array} \right. \end{array}$$

A chaque pôle α correspondra son partenaire β ,
à chaque pôle γ correspondra son partenaire δ .

Sur les trajectoires α , on trouvera les particules $N_\alpha(938, \frac{1}{2}^+)$, $N_\alpha(1688, \frac{5}{2}^+)$, $\Lambda_\alpha(1115, \frac{1}{2}^+)$ et $\Lambda_\alpha(1815, \frac{5}{2}^+)$. Sur les trajectoires β on trouve $N_\beta(1670, \frac{5}{2}^-)$ et $\Lambda_\beta(1830, \frac{5}{2}^-)$. Les résonances $\frac{5}{2}$ sont en bon accord avec l'hypothèse de l'existence des doublets $N_\alpha - N_\beta$ et $\Lambda_\alpha - \Lambda_\beta$. Par contre, il n'existe pas de partenaire de Mac-Dowell pour le nucléon et le Λ . Comme nous le verrons plus loin, cette absence peut être expliquée par le fait que le résidu des pôles β s'annule pour $\alpha(\sqrt{u}) = \frac{1}{2}$.

Dans la région physique on a $u < 0$ et $\sqrt{u} = i\sqrt{|u|}$, mais si on suppose que les $\alpha(\sqrt{u})$ et $\gamma(\sqrt{u})$ sont des fonctions analytiques de \sqrt{u} et réelles dans un domaine contenant une partie de l'axe réel, on aura :

$$\alpha^+(-i\sqrt{|u|}) = \alpha^{+*}(i\sqrt{|u|}) = \alpha^-(i\sqrt{|u|}) = \alpha^{-*}(-i\sqrt{|u|})$$

$$\gamma^+(-i\sqrt{|u|}) = \gamma^{+*}(i\sqrt{|u|}) = \gamma^-(i\sqrt{|u|}) = \gamma^{-*}(-i\sqrt{|u|})$$

La section efficace différentielle sera

$$\frac{d\sigma}{du} = \frac{1}{64\pi q^2 s} \left[|F_{++}^u|^2 + |F_{+-}^u|^2 \right] \quad (\text{II.3.8})$$

et à haute énergie on obtient

$$\frac{d\sigma}{du} = \frac{1}{16\pi s} \left| \frac{2\sqrt{u}}{(\sqrt{u+M})^2 - m^2} F^{u-}(\sqrt{u}, s) - \frac{2\sqrt{u}}{(\sqrt{u-M})^2 - m^2} F^{u+}(\sqrt{u}, s) \right|^2 \quad (\text{II.3.9})$$

4 - DUALITE - DEGENERESCENCE D'ECHANGE

Si on suppose que les amplitudes d'hélicité sont analytiques on peut montrer [3] que pour $t \lesssim 0$ on a :

$$4 \int_0^N \text{Im} F_{\mu\mu}^{\lambda}(\nu, t) d\nu = \sum_i \gamma_i^{\lambda}(t) \frac{\tilde{c}_i N^{\alpha_i t}}{\alpha_i(t)+1}$$

à condition que N soit suffisamment grand.

Dans le cas où les deux particules dans l'état initial correspondent à un état exotique on aura :

$$\text{Im } F_{\mu\mu'} = 0$$

et donc

$$\sum_i \delta_i^\lambda z_i \frac{N^{\alpha_i}}{\alpha_i + 1} = 0$$

Cette dernière relation devant être vérifiée pour toute valeur de N il en résulte l'égalité des trajectoires (dégénérescence) :

$$\alpha_i = \alpha_j \text{ (quelques soient } i \text{ et } j \text{)}$$

et aussi

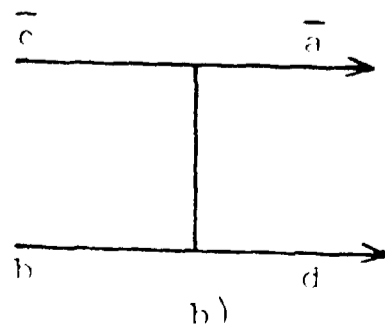
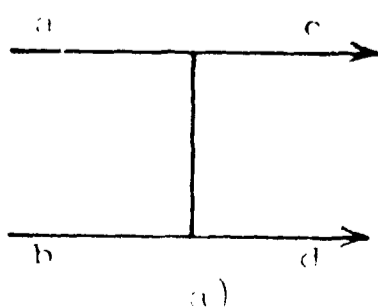
$$\sum_i z_i \delta_i^\lambda = 0 \text{ pour toute valeur de } t.$$

Les mêmes conclusions pour les trajectoires et les résidus sont naturellement aussi valables pour les amplitudes d'échange de pôles dans le canal croisé.

5 - DIFFUSIONS $0^- \frac{1}{2}^+$ A PETIT t .

La conservation de la parité au sommet mésonique interdit l'échange de mésons de parité non naturelle.

La réaction $a + b \rightarrow c + d$ vers l'avant peut être représentée par le diagramme a de la figure ci-dessous



Le diagramme de la figure b correspondant à $\bar{c} + b \rightarrow \bar{a} + d$ vers l'avant est obtenu en inversant les lignes du sommet supérieur. Par conséquent la contribution de chaque pôle dans la voie t sera caractérisée par les mêmes résidus pour les deux réactions.

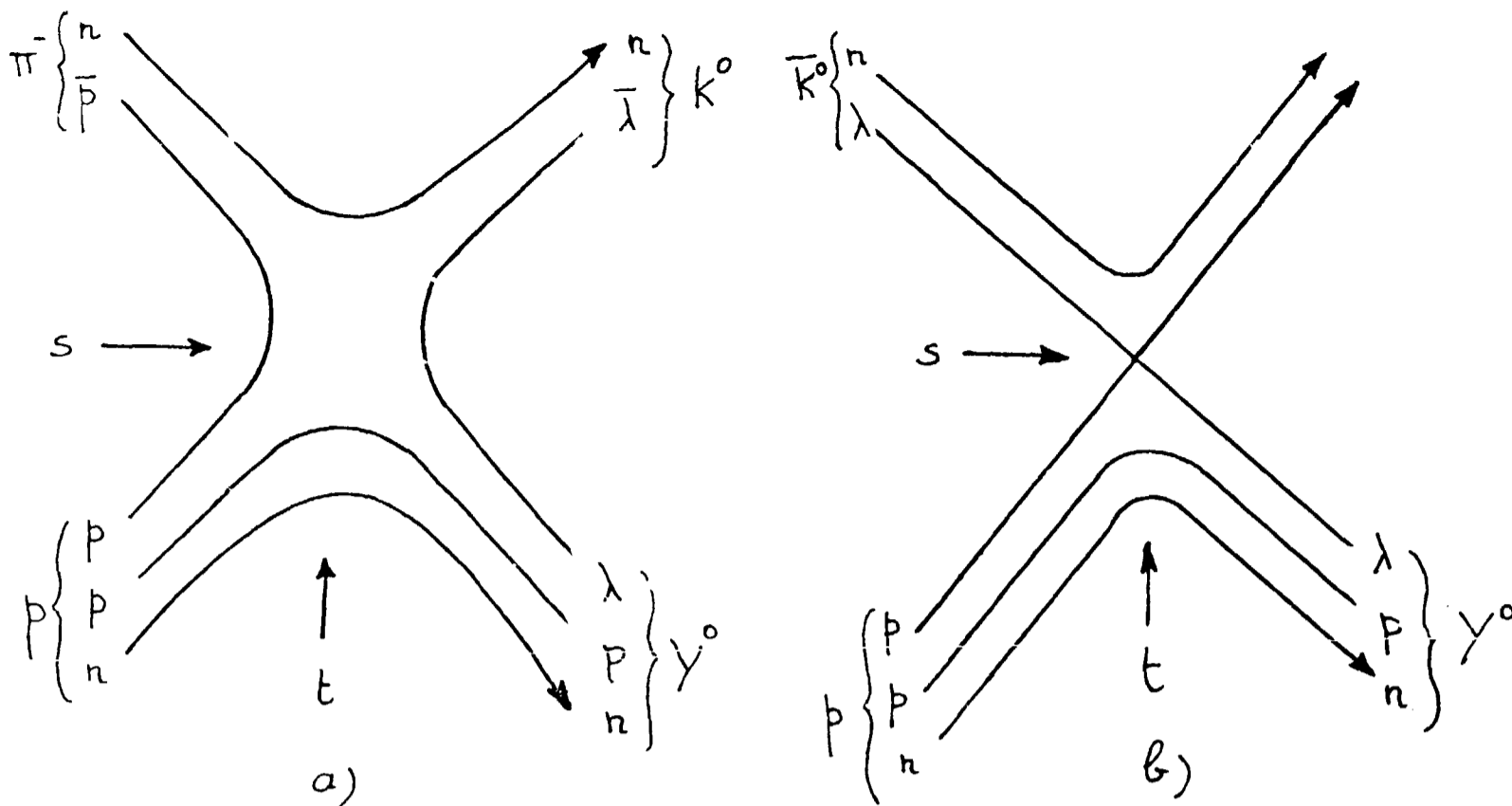
Si le diagramme a représente la réaction $K^+ n \rightarrow K^0 p$ à petit t, le diagramme b représentera la réaction $\bar{K}^0 n \rightarrow K^- p$ ou, ce qui est la même chose, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$.

Le système $K^+ n$ étant exotique, l'amplitude de la réaction $K^+ n \rightarrow K^0 p$ doit être réelle et on peut en conclure que les trajectoires du ρ et du A_2 échangées sont confondues et que leurs résidus sont égaux (dégénérescence forte).

Pour les réactions avec échange d'hypercharge, comme $\pi N \rightarrow KY$ et $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ qui se correspondent aussi par inversion de ligne, aucun des canaux directs n'est exotique. En supposant SU₃ exact nous pouvons tout au plus déduire que les trajectoires de $K^*(890)$ et $K^{**}(1420)$ sont confondues (dégénérescence faible).

Toutefois l'égalité des résidus peut être déduite de l'hypothèse de factorisation et en remarquant que les canaux directs des réactions $\pi^+ K^+ \rightarrow K^+ \pi^+$ et $Yp \rightarrow pY$ sont exotiques.

La dégénérescence forte entre les trajectoires de K^* et K^{**} peut être aussi établie à l'aide du modèle des quarks. En effet les diagrammes de dualité pour les réactions $\pi^- p \rightarrow K^0 Y^0$ et $K^0 p \rightarrow \pi^+ Y^0$ vers l'avant peuvent être représentés par les figures a et b ci-dessous :



Le diagramme de la figure b correspond à un processus, dit "illegal", dont le canal direct est formé par quatre quarks et un anti-quark. Il n'est pas possible de réduire un tel état à des multiplets 1,8 ou 10; c'est la raison pour laquelle on fait l'hypothèse que l'amplitude d'une telle réaction est réelle. Il en résulte comme pour le ρ et le A_2 la dégénérescence forte entre les trajectoires du K^* et du K^{**} .

Avec l'hypothèse d'échange de deux pôles de signature opposée, nous allons donner les prédictions que l'on peut obtenir suivant que les trajectoires sont non dégénérées faiblement dégénérées ou fortement dégénérées.

Les amplitudes d'hélicité de deux réactions se correspondant par inversion de ligne pourront s'écrire :

$$F_{\mu\mu'}(s,t) = F_{\mu\mu'}(a+b \rightarrow c+d) = \sum_i \delta_i^\lambda \mathcal{J}_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} (t_0 - t)^{\frac{\lambda}{2}}$$

$$\bar{F}_{\mu\mu'}(s,t) = F_{\mu\mu'}(\bar{c}+\bar{b} \rightarrow \bar{a}+\bar{d}) = \sum_i \bar{\sigma}_i \delta_i^\lambda \mathcal{J}_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} (t_0' - t)^{\frac{\lambda}{2}}$$

où t_0 et t'_0 désignent les valeurs maximales de t pour les deux réactions.

Dans le cas où seuls deux pôles de signature opposée sont échangés on aura :

$$F_{\mu\mu'} = R_{\lambda}^+ + R_{\lambda}^-$$

$$\bar{F}_{\mu\mu'} = R_{\lambda}^+ - R_{\lambda}^-$$

où R_{λ}^{\pm} désigne l'amplitude d'hélicité relative à l'échange de pôle de signature \pm , avec $\lambda = \frac{|\mu - \mu'|}{2}$.

La polarisation \vec{P}_d de la particule d sera parallèle à la normale \vec{n} au plan de production de d , et on aura :

$$64 \pi q^{*2} s \vec{P}_d \vec{n} \frac{d\sigma}{dt} (a+b \rightarrow c+d) \sim 2 \operatorname{Im} F_{++}^* F_{+-} = 2 \operatorname{Im}(R_0^{+*} R_1^- + R_0^{-*} R_1^+)$$

$$64 \pi \bar{q}^{*2} \bar{s} \vec{P}_d \vec{n} \frac{d\sigma}{dt} (\bar{c}+b \rightarrow a+d) \sim 2 \operatorname{Im} \bar{F}_{++}^* \bar{F}_{+-} = -2 \operatorname{Im}(R_0^{+*} R_1^- + R_0^{-*} R_1^+)$$

où q^* , \bar{q}^* , s et \bar{s} désignent les impulsions incidentes et les carrés des énergies totales dans le centre de masse pour les deux réactions considérées.

Il en résulte

$$q^{*2} s (\vec{n} \vec{P}_d) \frac{d\sigma}{dt} (a+b \rightarrow c+d) = - \bar{q}^{*2} \bar{s} (\vec{n} \vec{P}_d) \frac{d\sigma}{dt} (\bar{c}+b \rightarrow \bar{a}+d)$$

si les réactions se correspondent par inversion de ligne

sont étudiées à la même impulsion incidente et à haute énergie :

$$q^{*2} s \simeq \bar{q}^{*2} \bar{s}$$

c'est la raison pour laquelle nous allons omettre ce facteur cinématique, qui sera toutefois sous-entendu dans les relations faisant intervenir les sections efficaces différentielles.

Nous pourrions donc écrire

$$\vec{p}_d \frac{d\sigma}{dt} = - \vec{\bar{p}}_d \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \quad (\text{II.5.1})$$

Cette relation permet donc de prédire des polarisations de signe opposé pour les deux réactions se correspondant par inversion de ligne. C'est la conséquence de l'hypothèse d'échange de deux pôles non dégénérés de signature opposée.

Si nous considérons l'hypothèse supplémentaire de dégénérescence faible, les amplitudes R^+ et R^- seront en quadrature de phase car :

$$\zeta_- = \frac{1 - e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} = e^{-i\frac{\pi\alpha}{2}} \frac{e^{i\frac{\pi\alpha}{2}} - e^{-i\frac{\pi\alpha}{2}}}{\sin \pi\alpha} = i \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha}{2} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha}$$

de sorte que

$$\zeta_- = i \zeta_+ \operatorname{tg} \frac{\pi\alpha}{2}$$

il en résulte

$$\left| R_\lambda^+ + R_\lambda^- \right|^2 = \left| R_\lambda^+ \right|^2 + \left| R_\lambda^- \right|^2$$

et donc

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \quad (\text{II.5.2})$$

La relation (II.5.1) étant toujours valable, nous en déduisons

$$\vec{P}_d = -\vec{\bar{P}}_d \quad (\text{II.5.3})$$

S'il y a dégénérescence forte, on aura en plus $\gamma_+^\lambda = \gamma_-^\lambda$

de sorte que

$R_0^+ \mp R_0^-$ et $R_1^+ \mp R_1^-$ auront la même phase.

Il en résulte

$$P_d = \bar{P}_d = 0 \quad (\text{II.5.4})$$

La relation (II.5.2) étant toujours valable.

Par la suite nous essaierons de vérifier ces prédictions pour les échanges de charge et d'hypercharge induites par des K et des π . Nous avons représenté sur le tableau I les amplitudes d'échange pour les réactions étudiées.

Avec l'hypothèse d'échange de deux pôles non dégénérés on obtient :

$$\frac{d \sigma}{d t}(\bar{K}^0 n) + \frac{d \sigma}{d t}(K^0 p) = \frac{d \sigma}{d t}(\pi^0 n) + 3 \frac{d \sigma}{d t}(\eta n) \quad (\text{II.5.5a})$$

$$\vec{P}_\Lambda \frac{d \sigma}{d t}(\pi^0 \Lambda) = -\frac{1}{2} \vec{P}_\Lambda \frac{d \sigma}{d t}(K^0 \Lambda) \quad (\text{II.5.5b})$$

$$\vec{P}_\Sigma \frac{d \sigma}{d t}(\pi^- \Sigma^+) = -\vec{P}_\Sigma \frac{d \sigma}{d t}(K^+ \Sigma^+) \quad (\text{II.5.5c})$$

L'hypothèse de dégénérescence faible implique les prédictions supplémentaires :

$$\frac{d \sigma}{d t} (\bar{K}^0 n) = \frac{d \sigma}{d t} (K^0 p) \quad (\text{II.5.6a})$$

$$\frac{d \sigma}{d t} (\bar{K}^0 n) = \frac{1}{2} \frac{d \sigma}{d t} (\tau^0 n) + \frac{3}{2} \frac{d \sigma}{d t} (\eta n) \quad (\text{II.5.6b})$$

$$\frac{d \sigma}{d t} (\tau^0 \Lambda) = \frac{1}{2} \frac{d \sigma}{d t} (K^0 \Lambda) \quad (\text{II.5.6c})$$

$$\frac{d \sigma}{d t} (\tau^- \Sigma^+) = \frac{d \sigma}{d t} (K^+ \Sigma^+) \quad (\text{II.5.6d})$$

$$\vec{P}_\Lambda (\tau^0 \Lambda) = -\vec{P}_\Lambda (K^0 \Lambda) \quad (\text{II.5.6e})$$

$$\vec{P}_\Sigma (\tau^- \Sigma^+) = -\vec{P}_\Sigma (K^+ \Sigma^+) \quad (\text{II.5.6f})$$

Dans le cas de la dégénérescence forte nous aurions de plus

$$\vec{P} = 0 \quad (\text{II.5.7})$$

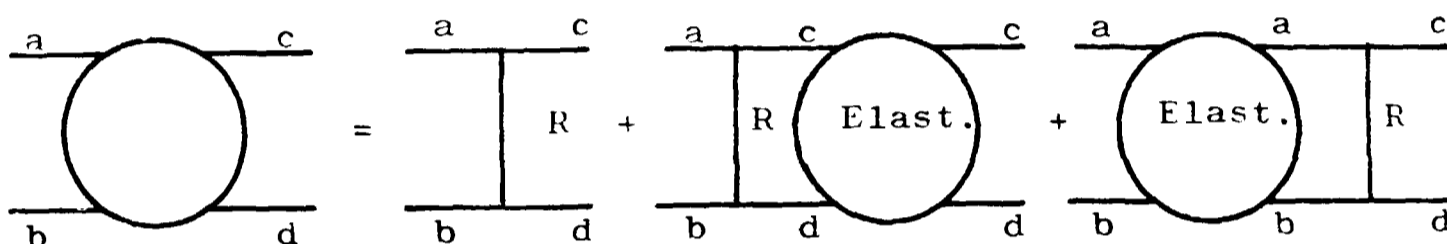
pour toute polarisation de baryon .

6 - COUPURES DE REGGE

Le modèle des pôles de Regge a été établi à l'aide de la transformation de Sommerfeld-Watson en supposant la présence de pôles dans le plan complexe du moment angulaire J , traduisant l'existence d'états résonnants intermédiaires dans le canal transverse. Toutefois on peut supposer qu'il existe des états intermédiaires constitués par plus d'une seule particule. Dans ce cas

le moment angulaire du système sera variable, d'où l'idée de coupures dans le plan J. La transformation de Sommerfeld-Watson est aussi possible dans ce cas, à condition de connaître le comportement de ces coupures.

Un modèle d'échange permet d'interpréter ces coupures comme étant dues à une diffusion élastique dans l'état initial ou final qui viendrait se superposer à l'échange d'un pôle. Une réaction à deux corps $a+b \rightarrow c+d$ sera alors représentée par la somme des diagrammes représentés par la figure ci-dessous



¶

Pour simplifier nous allons supposer que l'amplitude de diffusion élastique est la même pour $a+b \rightarrow a+b$ et pour $c+d \rightarrow c+d$.

Ces diffusions élastiques introduisent des déphasages $2\delta_l$ sur chaque onde partielle de l'amplitude d'échange de pôles de Regge R, de sorte que l'amplitude totale pour la réaction $a+b \rightarrow c+d$ sera :

$$F(s, t) = F^R(s, t) + \sum (2l+1) P_l(\cos \theta) F_l^R (e^{2i\delta_{l-1}})$$

où F^R désigne l'amplitude d'échange du pôle R et F_l^R l'amplitude partielle d'onde l pour ce même échange.

Les amplitudes partielles d'ondes l pour la diffusion élastique peuvent s'écrire sous la forme :

$$F_l^{el}(s) = \frac{4\tau W}{q} (e^{2i\delta_{l-1}})$$

où q et W désignent respectivement l'impulsion de chaque particule et l'énergie totale dans le système du centre de masse. Il est donc facile de montrer [4] que l'amplitude F peut s'écrire sous la forme :

$$F(s, t) = F^R(s, t) + \frac{i q}{16 \tau^2 W} \int F^R(s, t') F^{\mathcal{E}}(s, t'') d^2 \Omega = F^R(s, t) + (F^R * F^{\mathcal{E}})$$

où Ω désigne l'angle polaire entre les directions de la première et de la deuxième diffusion ; t' et t'' désignent les transferts correspondant à chacune de ces deux diffusions et le domaine d'intégration s'étend à toutes les valeurs de Ω telles que le transfert total soit égal à t .

Le calcul de cette intégrale de convolution se simplifie lorsqu'on postule les hypothèses suivantes valables pour $t \leq 0$:

- a) Les résidus des amplitudes d'échange de pôles de Regge ont un comportement exponentiel en fonction de t .

$$F^R = \sum_i F_i^R = \sum_i \gamma_i (1 + \tau_j e^{-i \tau \alpha_i}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i} e^{b_i t}$$

- b) Les trajectoires des pôles de Regge sont linéaires en fonction de t :

$$\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha'_i t$$

- c) La diffusion élastique peut être représentée par l'échange d'un Pomeron dont la trajectoire est aussi linéaire en fonction de t :

$$F^{\mathcal{E}} = - C e^{at} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_p(t)} e^{-i \frac{\pi \alpha_p(t)}{2}}$$

avec $\alpha_p(t) = \alpha_p(0) + \alpha'_p t - 1 + \alpha''_p t$

En effet on peut montrer [5,6] que si $\frac{s}{s_0} \gg 1$,
on peut écrire :

$$e^{At_*} e^{Bt} = \frac{1}{4\pi s} \frac{e^{\frac{A+B}{A+B} t}}{A+B} \quad (\text{II.6.1})$$

de sorte que la contribution de chaque coupure associée à l'échange d'un pôle R_i se comporte comme un pôle ayant la même signature que R_i et une trajectoire :

$$\alpha_{Ci}(t) = \alpha_{Ci}(0) + \alpha'_{Ci}(t)$$

avec

$$\alpha_{Ci}(0) = \alpha_i(0) \quad \text{et} \quad \alpha'_{Ci} = \frac{\alpha'_i \alpha'_p}{\alpha'_i + \alpha'_p}$$

la constante C est fixée par le théorème optique :

$$C = \frac{2 q W}{s} \sigma_T \approx \sigma_T$$

où σ_T est la section efficace totale de la diffusion des particules a et b.

7 - APPLICATION AUX DIFFUSIONS $0^- \frac{1}{2}^+$

Nous allons supposer que les amplitudes d'échange de pôles simples vérifient l'hypothèse de dégénérescence forte. Les amplitudes d'hélicité pour l'échange de ces pôles pourront donc s'écrire :

$$F_{\mu\mu'}^R = F_{\lambda}^R = \gamma_{\lambda} S^{\alpha} (t_0 - t)^{\frac{\lambda}{2}} e^{(b_{\lambda} t - i \tau \phi \alpha)}$$

pour les réactions faisant intervenir l'échange de deux pôles de signature opposée avec $\phi = 0$ pour les réactions exotiques ou "illégales" $\phi = 1$ pour les réactions non-exotiques ou "légalles".

$F_1^R * F^{el}$ A cause du facteur $\sqrt{t_0 - t}$ l'intégrale de convolution sera petite. Nous allons supposer qu'elle est nulle.

En utilisant la relation (II.6.1) nous pouvons écrire

$$F_0 = F_0^R \left[1 - f_C \rho(t) e^{i(\Psi_1 t + \Psi_0)} \right] \quad (\text{II.7.1})$$

avec

$$f_C = \frac{\sigma_T}{4\pi}$$

$$\rho(t) = \rho_0 e^{\eta t}$$

$$\rho_0 = \frac{1}{\sqrt{C^2 + D^2}}$$

$$\eta = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2}$$

$$\Psi_1 = \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}$$

$$\Psi_0 = - \text{Arctg} \frac{D}{C}$$

$$A = \alpha'^2 \tau^2 \phi^2 - (b_\lambda + \alpha' \log S)^2$$

$$B = 2 \tau \phi \alpha' (b_0 + \alpha' \log S)$$

$$C = a + b_0 + (\alpha' + \alpha'_p) \log S$$

$$D = -\tau \left(\alpha' \phi + \frac{\alpha'_p}{2} \right)$$

Il en résulte

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{S^{2\alpha-1}}{64\pi q^2} \left[|F_1|^2 + |F_0|^2 \right] = \frac{S^{2\alpha-1}}{64\pi q^2} \left\{ \gamma_0^2 e^{2b_0 t} \left[1 + f_C^2 e^{2(t)} - 2f_C e^{(t)} \cos(\psi_1 t + \psi_0) \right] \right. \\ \left. + \gamma_1^2 e^{2b_1 t} |t_0 - t| \right\} \quad (\text{II.7.2})$$

$$\vec{P} \cdot \vec{n} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{S^{2\alpha-1}}{32\pi q^2} \gamma_0 \gamma_1 e^{(b_1+b_0)t} \sqrt{t_0-t} f_C e^{(t)} \sin(\psi_1 t + \psi_0) \quad (\text{II.7.3})$$

D'autre part à haute énergie on a :

$$A < 0$$

$$B > 0 \text{ pour } \phi = 1 \quad B = 0 \text{ pour } \phi = 0$$

$$C > 0$$

$$D < 0 \text{ et } |D| \ll C$$

De sorte que ψ_0 est petit positif,

$$\psi_1 < 0 \text{ pour } \phi = 0$$

$$\psi_1 > 0 \text{ pour } \phi = 1$$

$$\text{et } |\psi_1(\phi=0)| \ll |\psi_1(\phi=1)|$$

de sorte que la polarisation des hyperons produits par des réactions légales ou non-exotiques évoluera plus vite que celle des réactions illégales ou exotiques et pourra s'annuler pour $-t = \frac{\psi_0}{\psi_1} > 0$ et petit alors que la polarisation des hyperons produits par des réactions illégales ou exotiques variera plus lentement et gardera un signe constant.

D'autre part, $\psi_1 t + \psi_0$ étant petit pour les réactions illégales ou exotiques, les amplitudes de ces réactions seront plus absorbées que celles des réactions obtenues par inversion de ligne. Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{K}^0 n) > \frac{d\sigma}{dt}(K^0 p) \quad (\text{II.7.4a})$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\bar{K}^0 n) > \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt}(\tau^0 n) + \frac{3}{2} \frac{d\sigma}{dt}(\eta n) \quad (\text{II.7.4b})$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\tau^0 \Lambda) < \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt}(K^0 \Lambda) \quad (\text{II.7.4c})$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\tau^- \Sigma^+) < \frac{d\sigma}{dt}(K^+ \Sigma^+) \quad (\text{II.7.4d})$$

$$\vec{n} \vec{P}_\Lambda(\tau^0 \Lambda) \text{ de même signe que } \vec{n} \vec{P}_\Lambda(K^0 \Lambda) \text{ pour } |t| \text{ petit} \quad (\text{II.7.4e})$$

$$\vec{n} \vec{P}_\Sigma(\tau^- \Sigma^+) \text{ de même signe que } \vec{n} \vec{P}_\Sigma(K^+ \Sigma^+) \text{ pour } |t| \text{ petit} \quad (\text{II.7.4f})$$

$\vec{n} \vec{P}_\Lambda(\tau^0 \Lambda)$ et $\vec{n} \vec{P}_\Sigma(K^+ \Sigma^+)$ garderont un signe constant.

8 - QUELQUES MODELES FAISANT INTERVENIR SU6

Comme nous venons de le voir, l'hypothèse d'échange de pôles K^* et K^{**} dégénérés ou non, avec corrections absorptives ou non permet de trouver des relations entre les sections efficaces différentielle d'une part et les polarisations d'hypérons d'autre part pour des réactions se correspondant par inversion de ligne. La valeur du rapport $\frac{F}{D+F}$ n'étant pas connue nous ne pouvons rien dire à propos des mêmes quantités pour deux réactions avec production de Λ et de Σ induites par le même méson incident. Si on suppose l'invariance par rapport à

SU6, nous savons que les mésons scalaires et vectoriels peuvent être classés dans le même multiplet 35 alors que les baryons appartiennent à un multiplet 56 et que l'on a :

$$\underline{35} \otimes \underline{56} = \underline{56} + \underline{70} + \underline{700} + \underline{1134}$$

Le fait que le multiplet 56 apparaisse une seule fois dans la décomposition du produit tensoriel 35 \otimes 56 en tenseurs irréductibles signifie qu'un seul couplage décrit le sommet

$$B \bar{B} \rightarrow P \text{ ou } V$$

où B et \bar{B} sont respectivement un baryon et un anti-baryon et où P et V sont respectivement des mésons pseudo-scalaires et vectoriels. Afin de rendre le modèle plus simple on cherche un générateur G de SU2 tel que SU3 soit vérifié par tous les vecteurs propres des trois composantes de G séparément.

On dira alors que l'on a défini un sous-groupe de symétrie SU3 \times SU2 de SU6 que l'on désignera par $(SU6)_g$. Rappelons qu'un tel générateur doit vérifier les mêmes règles de commutation que vérifie l'opérateur J et qu'il doit être un bon nombre quantique. Si la réduction du groupe SU6 au sous-groupe SU3 \times SU2 est possible on pourra calculer les couplages pour $B \bar{B} \rightarrow P \text{ ou } V$ pour les deux amplitudes d'hélicité ; autrement dit le rapport $\frac{F}{D+F}$ sera déterminé pour chacune de ces amplitudes.

Toutefois, il faut tenir compte du fait que les mésons tensoriels ne peuvent pas être classés dans un 35. Nous ferons donc l'hypothèse supplémentaire qu'il y a dégénérescence forte d'échange et donc que $\left(\frac{F}{D+F}\right)_T = \left(\frac{F}{D+F}\right)_V$.

a) Modèle (SU6)_W

Ce groupe de symétrie a été proposé par ...J. LIPKIN et S. MESKHOV [7] en utilisant l'opérateur de W-spin qui dans le modèle des quarks est défini de la façon suivante

$$W_x = P \sigma_x$$

$$W_y = P \sigma_y$$

$$W_z = \sigma_z$$

où P est l'opérateur de parité.

Il est facile de vérifier que W vérifie bien les règles de commutation des moments angulaires et d'autre part, on peut montrer [7,8] que ses composantes commutent avec les générateurs des transformations de Lorentz dans la direction Z. De sorte que (SU6)_W est relativiste pour les diffusions vers l'avant.

Les calculs des processus physiques en utilisant (SU6)_W sont effectués en tenant compte du fait que le triplet d'états propres $W = 1$ est constitué par (V_+, P, V_-) et l'état propre $W = 0$ est V_0 , où (V_+, V_0, V_-) et P sont respectivement le triplet d'états propres $\sigma = 1$ et le singulet pseudo scalaire.

A l'aide des tables de SU3 x SU2 [9] nous pouvons ainsi calculer les valeurs de :

$$R_3 = \frac{(8^2 \times 8^2)_S \times 8^3}{(8^2 \times 8^2)_A \times 8^3} \text{ et } R_1 = \frac{(8^2 \times 8^2)_S \times 8^1}{(8^2 \times 8^2)_A \times 8^1}$$

et en déduire ainsi les rapports $\frac{F}{D+F}$ pour les deux amplitudes d'hélicité.

On obtient ainsi

$$\frac{F}{D+F} = 1 \text{ pour l'amplitude de non retournement d'hélicité}$$

$$\frac{F}{D+F} = \frac{2}{5} \text{ pour l'amplitude de retournement d'hélicité}$$

b) Modèle de dominance de méson vectoriel (DMV)

Ce modèle permet d'évaluer tout couplage $B\bar{B}V$ à partir du couplage $N\bar{N}\gamma$ entre le nucléon et le γ .

On obtient :

$$\frac{F}{D+F} = 1 \text{ pour l'amplitude de non retournement d'hélicité}$$

$$\frac{F}{D+F} = \simeq 0,25 \text{ pour l'amplitude de retournement d'hélicité.}$$

c) Modèle des quarks

On suppose dans ce modèle que l'élément de matrice de la transition :

$$M + B \rightarrow M' + B'$$

où M, M' et B, B' sont respectivement les mésons et les baryons initiaux et finals, peut être écrit sous la forme [10] :

$$\langle B' M' | T | B M \rangle = \langle B' | T_1 | B \rangle \langle M' | T_2 | M \rangle$$

où T_1 et T_2 sont les opérateurs de transition entre deux états à un quark. Dans le cas des diffusions $0^- \frac{1}{2}^+$ avec production d'un Λ ou d'un Σ^0 les amplitudes de non retournement et de retournement d'hélicité sont entièrement décrites par l'opérateur T_1 qui se transforme comme un membre d'un multiplet 35 de SU6. Avec cette hypothèse on peut donc calculer

$$T^{++}(\Lambda \pi^0) = \sqrt{3} T^{++}(\Sigma^0 \pi^0)$$

qui correspond à une valeur

$$\frac{F}{D+F} = 1 \text{ pour l'amplitude de non retournement d'hélicité}$$

$$T^{+-}(\Lambda \pi^0) = \sqrt{27} T^{+-}(\Sigma^0 \pi^0)$$

qui correspond à

$$\frac{F}{D+F} = \frac{2}{5} \text{ pour l'amplitude de retournement d'hélicité}$$

On obtient ainsi les mêmes prédictions que l'on avait obtenu à l'aide de $(SU6)_W$.

9 - COMPARAISON DES PRODUCTIONS DE Λ ET DE Σ^+

Les modèles que nous venons de décrire permettent donc d'obtenir des prédictions sur $\frac{d\sigma}{dt}$ et sur la polarisation des hypérons pour les productions de Λ et Σ^+ induites par des K^- .

Ces différentes prédictions sont résumées sur le Tableau II.

Il est intéressant de remarquer que ces prédictions restent valables dans un modèle absorptif, car le résidu de $F^R * F^{e1}$ est proportionnel à celui de F^R .

10. ECHANGE DE BARYONS

Les trajectoires des baryons sont caractérisées par les indices $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ suivant les diverses valeurs de J^P et de τ^P . Le tableau III donne l'ensemble des pôles baryoniques connus.

Les figures (1) et (2) montrent les corrélations entre la masse carrée de chaque baryon et son spin. Il apparaît sur cette figure que certaines des trajectoires α, β, γ et δ peuvent être dégénérées. L'hypothèse de la dualité a été appliquée aux amplitudes de diffusion méson-baryon vers l'arrière en supposant SU3 par V. Barger et C. Michaël [11] en remarquant que :

- a) A cause de la symétrie de Mac Dowell, l'analyticité des amplitudes d'échange de fermions entraîne que les contributions des pôles de parité opposée doivent se compenser à $u = 0$ (conspiration).
- b) Si l'hypothèse de dualité est appliquée aux amplitudes d'hélicité conservant la parité les contributions d'échange de fermions avec $\tau^P = +1$ et $\tau^P = -1$ peuvent être traitées séparément.
- c) Si on suppose l'absence d'états exotiques, on obtient quatre relations entre les résidus des multiplets 1, 10 et 8 de SU3 qui dépendent des paramètres $\frac{F}{D+F}$ relatifs à chaque couplage $(8 \times 8) \times 8$ et la solution la plus économique fait intervenir trois multiplets.

Les seuls multiples connus sont les récurrences du singulet γ des octets α , β et δ , et du décuplet δ . En tenant compte des trois remarques précédentes on obtient les deux solutions minimales suivantes :

A) Dégénérescence d'un octet $\frac{1^+}{2}$ caractérisé par $\frac{F}{D+F} = \frac{1}{2}$ avec un singulet $\frac{3^-}{2}$ et un octet $\frac{3^-}{2}$ caractérisé par $\frac{F}{D+F} = \frac{1}{2}$.

B) Dégénérescence d'un décuplet $\frac{3^+}{2}$ et d'un octet $\frac{3^+}{2}$ caractérisé par $\frac{F}{D+F} = -\frac{1}{2}$ avec des octets $\frac{1^-}{2}$ ou $\frac{5^-}{2}$ caractérisés par

$$\frac{F}{D+F} = -\frac{1}{2}.$$

La solution A) traduit donc la dégénérescence entre les trajectoires α et γ et puisque $\frac{F}{D+F} = \frac{1}{2}$ on en conclut que les $\Sigma_{\alpha,\gamma}^8$ sont découplés de $\bar{K} N_{\alpha,\gamma}^8$, ce qui est en accord avec les rapports de branchement :

$$\Sigma(1915) \rightarrow \bar{K}N \simeq 11 \%$$

$$\Sigma(1670) \rightarrow \bar{K}N \simeq 8 \%$$

$$\left. \begin{array}{l} N_{\alpha} \rightarrow K\Sigma \\ N_{\gamma} \rightarrow K\Sigma \end{array} \right\} \text{non observé}$$

En particulier on en déduit que les échanges de trajectoires N_{α} et N_{γ} ne contribuent pas à $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$ vers l'arrière.

La solution B) traduit la dégénérescence entre les trajectoires δ et β et entraînerait l'existence d'un octet $\frac{3^+}{2}$ qui n'est pas observé. Toutefois à cause de $\frac{F}{D+F} = -\frac{1}{2}$ l'amplitude de l'octet $\frac{3^+}{2}$ est 16 fois plus faible que celle du décuplet $\frac{3^+}{2}$, ce qui pourrait expliquer la difficulté de détection de l'octet.

La dégénérescence d'échange entre le décuplet $\frac{3^+}{2}$ et l'octet $\frac{5^-}{2}$ peut expliquer l'absence d'un octet $\frac{1^-}{2}$ de masse égale à celle du proton. En effet la diffusion élastique π^-p à l'arrière ainsi que la largeur partielle de $\Delta \rightarrow \pi N$ suggère que le résidu du Δ doit être proportionnel à $\alpha_\Delta - \frac{1}{2}$ [12] et, donc, s'annuler pour $\alpha_\Delta = \frac{1}{2}$ qui d'ailleurs est un point de "non-sense wrong-signature" pour le Δ . A cause de la dégénérescence d'échange, le résidu de l'octet N_β doit aussi être proportionnel à $\alpha_\Delta - \frac{1}{2}$. Il en résulte que pour $\alpha = \frac{1}{2}$ l'amplitude de la trajectoire N_β ne possède pas de pôle.

La valeur $\frac{F}{F+D} = -\frac{1}{2}$ pour la trajectoire N_β entraîne que cette trajectoire est découplée de ΛK et que Λ_β est découplée de $\bar{K}N$ ce qui est aussi en accord avec les rapports de branchement :

$$\begin{aligned} N(1670) &\rightarrow \Lambda K < 0,3 \% \\ N(1700) &\rightarrow \Lambda K \quad 5 \% \\ \Lambda(1670) &\rightarrow N\bar{K} \simeq 20 \% \\ \Lambda(1830) &\rightarrow N\bar{K} \simeq 10 \% \end{aligned}$$

Nous pouvons donc en conclure que seuls les échanges de Δ_δ et de N_β seront dominants pour les diffusions vers l'arrière $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$, alors que les diffusions à l'arrière $\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$ seront dominées par les échanges de N_α et N_γ .

D'autre part, contrairement aux désintégrations $N_\alpha, N_\gamma \rightarrow \Lambda K$ qui ont été observées, il n'existe aucune trace de désintégrations $N_\beta \rightarrow \Sigma K$.

On doit donc s'attendre à ce que le couplage $G_{\Sigma K N_\beta}$ soit petit devant $G_{\Lambda K N_\alpha}$ et $G_{K N_\gamma}$.

Les diffusions $\bar{K}N \rightarrow Y\pi$ vers l'arrière pourront être comparées aux diffusions élastiques $\pi N \rightarrow N\pi$ qui font intervenir les mêmes échanges.

Le Tableau IV donne l'expression des amplitudes de diffusion vers l'arrière pour les réactions étudiées et pour les diffusions $\pi N \rightarrow N\pi$ considérées.

III - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

1 - PRISE DES PHOTOS

Le faisceau de K^- de 4 GeV/c [13] était extrait d'une cible en cuivre placée à l'extérieur du PS du CERN et séparé par un séparateur électrostatique.

Le faisceau était envoyé dans la chambre à bulles de 2 mètres remplie d'hydrogène liquide portée à une température de 25,5°K correspondant à une densité de $0,063 \text{ g.cm}^{-3}$.

Le lot de 280 000 clichés, comportant en moyenne 14,5 traces de K^- par photo a été pris en deux fois. Les photos de la série I, prises en décembre 1966, représentent environ le tiers du total; le restant du lot de photos a été pris en septembre 1967 et appartient à la série II.

2 - DEPOUILLEMENT DES CLICHES

Les événements utilisés au cours de cette analyse ont été recherchés parmi les types (*) 001, 210^+ , 210^- et $300^{(**)}$ dont les configurations sont représentées par la figure (3).

(*) On associe à chaque configuration d'événement un numéro de code n CV avec :

n = nombre de V^0 + 10 x nombre de V^- chargés + 100 x nombre de traces secondaires chargées.

CV = signe de la charge du V^- chargé.

(**) Les événements à trois branches ont été utilisés pour pondérer l'impulsion du faisceau et pour évaluer le nombre de K^- incidents.

Chaque type comporte un sommet principal A et, à l'exception des 300, un sommet secondaire S.

La recherche des événements sur les clichés a été effectuée sur des tables de projection classiques par deux dépouillements indépendants en imposant les critères suivant :

- a) Le sommet principal A et le sommet secondaire S doivent se trouver à l'intérieur de deux zones rectangulaires dont la longueur en X est de 150 cm et la largeur en Y de 40 cm.
- b) La trace incidente doit appartenir au faisceau (c'est à dire qu'elle ne doit pas présenter de déviation supérieure à 2% de sa longueur par rapport à la direction du faisceau).
- c) La longueur projetée de chaque trace, à l'exception de la trace AS et des traces positives s'arrêtant dans la chambre, doit être supérieure à 5 cm.
- d) La distance projetée entre les sommets principal et secondaire doit être supérieure à
 - 0,2 cm pour les V^0
 - 0,3 cm pour les V^+
- e) Le rapport entre la flèche f et la longueur L des V^- chargés doit être $\frac{f}{L} < 0,01$.

Cette coupure équivaut à une coupure sur le temps propre de la particule qui se désintègre. Avec $B = 17,3$ Kgauss elle élimine

98% des K^+
0,05% des Σ^+
1,8% des Σ^-

Cette coupure présente donc l'avantage d'éliminer la plupart des désintégrations de K chargés, sans pour autant affecter le nombre de Σ^+ . Le nombre de Σ sera toutefois corrigé de cette perte de 1,8% lors du calcul de la section efficace.

Dans le cas de désaccord entre les deux dépouillements l'événement était examiné une troisième fois (comparaison), ce qui nous a permis, pour chacun des deux premiers dépouillements, de classer l'événement dans l'une des catégories suivantes :

- a) Bien vu : si la décision du dépouillement en question est en accord avec la décision de l'autre ou avec celle du troisième.
- b) Mal vu : dans le cas contraire
- c) Non vu : si l'événement n'a pas été trouvé.

En réunissant les résultats du premier et du deuxième dépouillements on obtient huit combinaisons (les événements "non vu - non vu" sont définitivement perdus) que nous avons caractérisées par un numero de code compris entre 0 et 7, représenté dans le tableau ci-dessous :

Dép. 1 Dép. 2	Vu	Non vu	Mal vu
Vu	0	2	4
Non Vu	1	/ / / / / / / /	6
Mal vu	3	5	7

On désigne par N_i le nombre d'événements d'une classe donnée dont le numéro de code est i et par N le nombre d'événements qui auraient dû être réellement trouvés et on a :

$$\begin{aligned}N_0 &= N \varepsilon_1 \varepsilon_2 \\N_1 &= N \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2 - \delta_2) \\N_2 &= N \varepsilon_2 (1 - \varepsilon_1 - \delta_1) \\N_3 &= N \varepsilon_1 \delta_2 \\N_4 &= N \varepsilon_2 \delta_1 \\N_5 &= N \delta_2 (1 - \varepsilon_1 - \delta_1) \\N_6 &= N \delta_1 (1 - \varepsilon_2 - \delta_2) \\N_7 &= N \alpha \delta_1 \delta_2\end{aligned}$$

où ε_i et δ_i sont respectivement la probabilité de "bien voir" et de "mal voir" l'événement au $i^{\text{ème}}$ dépouillement et α est la probabilité de récupérer un événement "mal vu" aux deux dépouillements .

La connaissance des N_i permet de calculer

$$\varepsilon_1 = \frac{N_0}{N_0 + N_2 + N_4} \qquad \varepsilon_2 = \frac{N_0}{N_0 + N_1 + N_3}$$

$$\delta_1 = \frac{N_4}{N_0 + N_2 + N_4} \qquad \delta_2 = \frac{N_3}{N_0 + N_1 + N_3}$$

$$N = \frac{(N_0 + N_1 + N_3)(N_0 + N_2 + N_4)}{N_0} = \frac{N_0}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$$

$$\alpha = \frac{N_0 N_7}{N_3 N_4}$$

on notera que les relations suivantes entre les N_i doivent être vérifiées :

$$N_5 = \frac{N_2 N_3}{N_0} \quad N_6 = \frac{N_1 N_4}{N_0}$$

L'efficacité globale de dépouillement sera définie par :

$$\epsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^7 N_i \simeq \epsilon_1 + \delta_1 + \epsilon_2 + \delta_2 - (\epsilon_1 + \delta_1)(\epsilon_2 + \delta_2)$$

Cette procédure appliquée à un lot partiel d'événements pour les types considérés dans cette expérience conduit aux résultats contenus dans le tableau V.

3 - MESURE DES EVENEMENTS

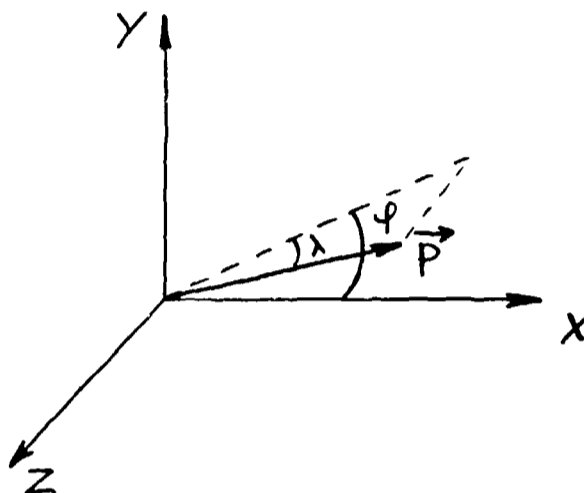
Les événements ont été mesurés sur des microscopes digitisés. Tous les événements mal mesurés appartenant à la série I ont été remesurés au moins une fois.

Ceci nous a permis d'obtenir un échantillon pour lequel l'efficacité de mesure est supérieure à 95% et de pouvoir ainsi vérifier que l'absence de remesures pour la série II n'introduit pas des biais importants.

Les événements mesurés ont été traités par la chaîne habituelle de programmes THRESH-GRIND-SLICE.

4 - ETUDE ET PONDERATION DU FAISCEAU

Chaque trace incidente est caractérisée par la donnée de l'inverse de son impulsion $1/P$, son angle de plongée λ par rapport au plan XY et son azimut ψ dans ce même plan par rapport à l'axe X .



A cause de la dispersion du faisceau, ces trois paramètres ramenés à l'entrée de la chambre ont des distributions centrées sur des valeurs $1/P_0$, λ_0 et ψ_0 avec des largeurs $\sigma_{1/P}$, σ_λ , σ_ψ . La mesure des clichés y ajoute des imprécisions supplémentaires, de sorte que les largeurs totales de ces distributions deviennent :

$$\sigma_A^{\text{total}} = \sqrt{\sigma_A^2 + (\sigma_A^{\text{MES}})^2}$$

où A est l'un quelconque des paramètres $1/P$, λ , ψ et σ_A^{MES} est l'écart quadratique moyen de la valeur mesurée de A à sa valeur vraie.

Afin d'exploiter au mieux la définition du faisceau nous avons déterminé les valeurs des paramètres P_0 , λ_0 et ψ_0 ainsi que les largeurs intrinsèques associées.

Pour cela nous avons traité par le programme de reconstruction cinématique GRIND un échantillon limité de 300 et 401 en utilisant comme valeurs mesurées de P , λ et ψ du faisceau les valeurs obtenues directement à partir du programme de reconstruction géométrique (THRESH). Les distributions des paramètres P , λ et ψ du faisceau ajustées et ramenées à l'entrée de la chambre pour les événements ayant satisfait à un ajustement à 4-contraintes au sommet principal nous ont permis de déterminer les valeurs moyennes P_0 , λ_0 et ψ_0 ainsi que les largeurs correspondantes $\sigma_{1/P}^{aj}$, σ_{λ}^{aj} et σ_{ψ}^{aj} .

La connaissance des résolutions $\Delta 1/P$, $\Delta \lambda$ et $\Delta \psi$ sur les valeurs ajustées de $1/P$, λ et ψ permet d'évaluer les largeurs intrinsèques de ces paramètres par :

$$\sigma_A = \sqrt{(\sigma_A^{aj})^2 - (\Delta A)^2}$$

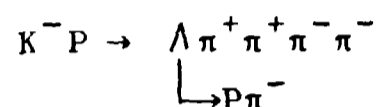
Nous avons ensuite traité les mêmes événements par le programme GRIND en pondérant les valeurs mesurées $1/P$, λ et ψ du faisceau par les valeurs intrinsèques, ramenées de l'entrée de la chambre au point d'interaction, à l'aide de :

$$A_{\text{pond}} = \frac{A_{\text{Mes}} \sigma_A^2 + A (\Delta A_{\text{Mes}})^2}{\sigma_A^2 + (\Delta A_{\text{Mes}})^2}$$

$$\Delta A_{\text{pond}} = \frac{\sigma_A \cdot \Delta A_{\text{Mes}}}{\sqrt{\sigma_A^2 + (\Delta A_{\text{Mes}})^2}}$$

où A désigne la valeur déduite de A_0 .

Afin de nous assurer que les estimations de P_0 , λ_0 et φ_0 et des largeurs intrinsèques associées étaient correctes nous avons vérifié que les distributions des écarts normalisés ("Pull-values")^(*) étaient bien centrées sur 0 et avaient une demi-largeur égale à 1. Le tableau VI donne les valeurs centrales et les demi-largeurs des pulls de $\frac{1}{p}$, λ et φ pour toutes les traces des événements de type 401 qui vérifient l'hypothèse à 7 contraintes cinématiques :



Ces valeurs sont données séparément pour les deux séries de photos.

D'autre part nous avons vérifié que le nombre d'événements satisfaisant à un ajustement 4-contraintes au sommet principal lors du traitement sans pondération du faisceau était égal au nombre d'événements avec ajustement 4-contraintes lors du traitement avec pondération du faisceau.

Par cette méthode nous aboutissons à des valeurs des paramètres du faisceau légèrement différentes pour les deux séries de photos. Les valeurs centrales et les largeurs intrinsèques de ces paramètres ramenées à l'entrée de la chambre sont contenues dans le tableau VII. Ces valeurs ont été utilisées pour pondérer séparément les événements des deux séries.

(*) On définit l'écart normalisé du paramètre A la quantité :

$$\delta A = \frac{A_{Mes} - A_{aj}}{\sqrt{\Delta A_{Mes}^2 - \Delta A_{aj}^2}}$$

5 - AJUSTEMENTS CINEMATIQUES

La liste des hypothèses utilisées au sommet secondaire est portée sur le tableau VIII, celle des hypothèses au sommet principal est portée sur le tableau IX. Nous avons omis du tableau IX les hypothèses faisant intervenir des Ξ^- , car leurs contributions aux types 210^- pourra être déduite des types 211^- , où la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ est visible.

Lorsque pour un type et une hypothèse donnés on n'obtient pas d'ajustement satisfaisant, la masse manquante carrée MM^2 et l'énergie manquante ΔE aux particules identifiées sont comparées respectivement à $M_0^2 - 4\delta(MM^2)$ et à $M_0 - 4\delta(\Delta E)$, où M_0 désigne la masse du neutre manquant le moins lourd compatible avec la conservation des nombres quantiques, $\delta(MM^2)$ et $\delta(\Delta E)$ désignent les erreurs estimées sur MM^2 et ΔE . Si $MM^2 > M_0^2 - 4\delta(MM^2)$ et si $\Delta E > M_0 - 4\delta(\Delta E)$ l'hypothèse est considérée comme étant compatible avec des neutres manquants et est classée dans la catégorie dite des "NOFIT".

6 - VERIFICATIONS DES AJUSTEMENTS CINEMATIQUES

Sur un lot correspondant à 20% du total, nous avons comparé les résultats des ajustements cinématiques aux configurations des événements sur les clichés.

Pour chaque événement de ce lot ayant satisfait à l'ajustement nous avons vérifié qu'au moins une hypothèse faisait intervenir des particules pour lesquelles les ionisations calculées étaient compatibles avec les densités de bulles formées sur les traces correspondantes et que les critères de dépouillement avaient été respectés.

Pour les événements en contradiction avec ce critère ou ne satisfaisant aucun ajustement cinématique nous avons défini trois classes :

- A - événements pour lesquels la mesure est impossible (photo pâle, traces confondues, etc ...) ou qui ont été mesurés bien qu'étant en contradiction avec les critères de dépouillement.
- B - événements auxquels on a affecté un mauvais numéro de type au dépouillement.
- C - événements ne présentant aucune anomalie apparente ou événements pour lesquels on a pu déterminer la raison de l'erreur de mesure (par exemple : événements avec une cassure sur une trace à plus de 5 cm du sommet principal A et avec une valeur de $f/L < 1\%$ entre le sommet A et la cassure).

Les événements de la classe A ont été rejetés, ceux de la classe C ont été remesurés. Les événements de la classe B ont été remesurés ou rejetés suivant que, une fois le type rectifié, ils satisfaisaient ou non les critères du dépouillement.

Cette procédure nous a permis d'évaluer pour chaque type T un taux de rejet R (fraction d'événements rejetés) et un taux de récupération r (fraction d'événements interprétés comme étant d'un type autre que T au dépouillement et classés comme étant du type T après la vérification de l'ajustement cinématique).

7 - CONSTITUTION DE LA D S T^(*)

Le résultat de la reconstruction cinématique se présente sous la forme d'une liste des hypothèses qui ont satisfait à l'ajustement, associées aux impulsions ajustées des particules considérées. Ces résultats sont rassemblés sur une bande magnétique résumée (D S T) à l'aide du programme SLICE.

Afin d'éliminer les erreurs systématiques de dépouillement et de mesure nous avons éliminé un certain nombre d'événements et appliqué des poids appropriés à ceux qui ont été retenus.

a) Coupures en volume

Le mauvais éclairage des bords de la chambre risque de faire perdre une proportion non négligeable des événements situés dans ces régions. Nous avons donc imposé au sommet principal A et au sommet secondaire S de se trouver à l'intérieur de deux parallélépipèdes respectivement définis par :

$$\begin{array}{ll} - 70 < X_A < 66 \text{ cm} & - 70 < X_S < 72 \text{ cm} \\ - 18 < Y_A < 18 \text{ cm} & - 20 < Y_S < 20 \text{ cm} \\ - 36 < Z_A < -15 \text{ cm} & - 40 < Z_S < -13 \text{ cm} \end{array}$$

b) Coupures sur les longueurs des traces

Les traces dont la longueur projetée sur le plan XY serait trop faible risquent de ne pas être vues au dépouillement ou d'être mal mesurées. Nous avons donc imposé à chaque trace d'avoir une longueur projetée supérieure à 5 cm.

(*) De l'anglais "Data Summary Tape".

c) Coupure sur la distance entre les points A et S

Une trop faible distance entre le sommet principal A et le sommet secondaire S risque de faire attribuer un mauvais type à l'événement. Tout événement présentant une distance projetée entre A et S inférieure à 0,5 cm a été éliminé.

d) Coupure sur l'angle de désintégration des V-chargés

Lorsque l'angle entre la direction d'un Σ^{\pm} et de son produit de désintégration chargé est trop faible l'événement risque d'être rejeté soit parce son type est mal choisi au dépouillement, soit parce que la position du sommet secondaire est mal définie, ce qui rend la mesure de l'événement plus difficile.

Un angle projeté minimum de 5° a été imposé entre la direction du V-chargé et son produit de désintégration chargé.

8 - PONDERATION DES EVENEMENTS

A l'exception de la coupure en volume sur le sommet principal, qui élimine de façon non biaisée les mêmes pourcentages d'événements dans chaque type, toutes les coupures décrites au paragraphe précédent doivent être compensées par des poids appropriés.

D'une façon générale le poids W_i utilisé pour compenser une coupure C_i est défini par :

$$W_i = \frac{1}{1 - p_i}$$

où P_i est la probabilité qu'a l'événement d'être éliminé par la coupure considérée. Toutes les coupures étant indépendantes, le poids total sera :

$$W = \prod_i W_i$$

a) Poids de VEQUA : W_v

Ce poids, qui est utilisé pour tenir compte des pertes provoquées par les coupures sur la longueur AS est donné par :

$$W_v = \left[e^{-\frac{l_0}{\eta c \tau \cos \lambda}} - e^{-\frac{L}{\eta c \tau}} \right]^{-1}$$

avec $\eta = \frac{P}{Mc}$, où M , P , et τ désignent respectivement la masse, l'impulsion et la vie moyenne de l'hypéron Y , λ désigne l'angle de plongée de AS par rapport au plan de projection, l_0 et L désignent respectivement la longueur minimum projetée (0,5 cm) et la longueur qu'aurait le parcours de Y à l'intérieur du volume fiduciel défini pour les sommets secondaires, si la désintégration était intervenue en dehors de celui-ci.

b) Poids de configuration géométrique : W_G

Nous désignons par poids de configuration géométrique le poids introduit pour compenser les pertes occasionnées par la coupure à 5 cm sur la longueur projetée des traces non signées et par la coupure à 5° sur l'angle projeté entre la direction d'un Σ et son produit de désintégration.

Ce poids W_G est assez important pour des hypérons lents satisfaisant à l'hypothèse $Y \rightarrow p\pi$ car l'impulsion minimum de Y dans le laboratoire est $P_Y \simeq 200$ MeV/c et l'impulsion du proton varie autour de cette valeur; le proton aura donc une probabilité non négligeable d'être visualisé par une trace dont la longueur projetée est inférieure à 5 cm.

Pour des Σ^+ rapides satisfaisant à $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, le poids W_G sera également important car l'angle entre les directions du Σ et du proton dans le laboratoire est petit lorsque P_Σ est grand.

Pour $P_\Sigma > 3,6$ GeV/c tous les événements $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ sont perdus et pour $P_\Sigma = 1,3$ GeV/c on ne détecte que 50% de ces événements.

Le poids W_G a été évalué, en utilisant l'uniformité de l'angle azimuthal de désintégration ψ dans le système de l'hypéron au repos sur le plan de production de ce dernier, par :

$$W_G = \frac{2\pi}{\Delta\psi}$$

où $\Delta\psi$ désigne l'ouverture angulaire du domaine de ψ tel que quelque soit la valeur de ψ contenue dans ce domaine on ait :

$$R_{\text{proj}} = R \cos \lambda > 5 \text{ cm pour les traces d'un } V^0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{proj}} > 5 \text{ cm} \\ \text{et} \\ \theta_{\text{proj}} > 5^\circ \end{array} \right. \quad \text{pour la trace sortante d'un } V^+$$

où R_{proj} et θ_{proj} sont le parcours projeté dans le laboratoire d'une trace sortant du sommet du V et l'angle projeté de désintégration d'un Σ^\pm dans le laboratoire.

Le poids total W que nous avons utilisé est donné par :

$$W = W_V \cdot W_G$$

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les candidats aux réactions

- 1.) $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$
- 2.) $\rightarrow \pi^0 \Lambda$
- 3.) $\rightarrow \eta \Lambda$
- 4.) $\rightarrow \pi^- \Sigma^+$
- 5.) $\rightarrow \pi^+ \Sigma^-$

ont été recherchés parmi les événements sans traces secondaires chargées comportant un V^0 (type 001) pour les réactions 1 - 3, avec un V chargé associé à une interaction à deux branches (type 210^+) pour les réactions 4 et 5.

1 - EVENEMENTS DU TYPE 001

Parmi les 8.768 désintégrations compatibles avec au moins l'une des hypothèses :

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-$$

5.750 vérifiaient la première hypothèse, 3.680 vérifiaient la deuxième et environ 7,5 % des événements restaient ambigus. Les figures 4 montrent les distributions expérimentales de $\cos \theta_{K(\Lambda)}^*$ pour toutes les désintégrations qui vérifient l'hypothèse $K(\Lambda)$, où $\theta_{K(\Lambda)}^*$ désigne l'angle entre la direction du $K^0(\Lambda)$ dans le système du laboratoire et la direction du $\pi^+(p)$ dans le système du $K^0(\Lambda)$ au repos.

Ces distributions montrent que les événements ambigus (hachurés sur les figures) sont caractérisés par

$$\begin{aligned} \cos \theta_K^* &> 0,8 \\ \cos \theta_\Lambda^* &< 0 \end{aligned}$$

Ceci s'explique aisément en remarquant que l'impulsion transverse maximum des produits de désintégration est environ deux fois plus grande pour un K^0 que pour un Λ .

Pour un système de spin $\frac{1}{2}$ dont la polarisation est perpendiculaire à l'axe de quantification et pour un système de spin 0 les distributions de $\cos \theta^*$ doivent être uniformes. Ceci est bien vérifié sur la distribution expérimentale de $\cos \theta_K^*$ en dehors de la zone d'ambiguïté : cette distribution nous suggère que 75% des ambigus sont des Λ et 25% sont des K^0 .

La distribution angulaire de désintégration des Λ montre une perte d'événements pour $\cos \theta_\Lambda^* \simeq 1$, due à la coupure sur la longueur projetée du π^- . Des pertes analogues dues à des traces de protons courtes sont aussi présentes mais elles se répartissent de façon presque uniforme sur tout l'hémisphère $\cos \theta_\Lambda^* < 0$. Ces pertes, comme nous l'avons vu, sont compensées par le poids W_G . Nous avons supposé que tous les événements ambigus entre les hypothèses de Λ et de K^0 étaient des événements avec Λ et nous avons retiré du lot d'événements vérifiant l'hypothèse de désintégration d'un K^0 , tous ceux pour lesquels on avait $\cos \theta_K^* > 0,8$.

Le lot de K^0 restant comprend 4.729 événements, le lot de Λ comprend 3.680 événements avec un fond de $(4,7 \pm 0,6)\%$ dû aux événements avec K^0 interprétés comme des Λ .

Pour étudier le comportement de cette contamination nous avons introduit dans les programmes l'hypothèse non physique à notre énergie

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ \bar{p}$$

Nous avons ainsi trouvé 137 événements ambigus entre cette hypothèse et l'hypothèse $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Bien entendu, ces ambiguïtés qui apparaissent toutes pour $\cos \theta_K^* < -0,8$ correspondent physiquement à des désintégrations de kaons. La désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ étant symétrique par échange $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$, il y aura autant d'ambigus $K^0 - \bar{\Lambda}$ que de K^0 interprétés comme des Λ . De plus les configurations cinématiques des événements avec K^0 ambigu avec $\bar{\Lambda}$ seront identiques à celles des événements avec K^0 interprétés comme un Λ . Nous avons pu évaluer ainsi à $(3,7 \pm 0,3) \%$ la contamination du lot des événements avec Λ par des K^0 , de façon indépendante de l'estimation précédente. La figure 5 montre le diagramme de la masse manquante carrée au $\Lambda - MM^2(\Lambda)$ - en fonction du transfert q^2 pour les 137 événements avec K^0 interprétés comme des Λ . On constate que ces événements sont pour la plupart caractérisés par les grandes valeurs de $MM^2(\Lambda)$ et que 4 événements seulement peuvent être interprétés comme des états finaux $\Lambda \pi^0$.

Les figures 6 montrent les distributions expérimentales des masses carrées mesurées du K^0 et du Λ , dont les valeurs centrales sont bien compatibles avec les valeurs moyennes mondiales [14] indiquées par les flèches.

Les figures 7 montrent les distributions des temps de vie des Λ et des K^0 et ne montrent pas de pertes appréciables pour des désintégrations avec des temps de vie courts. Les droites correspondent aux vies moyennes admises [14].

- Etats finals $\bar{K}^0 n$

Parmi les événements avec K^0 ont été retenus comme candidats à la réaction 1 tous ceux pour lesquels la masse manquante carrée - $MM^2(K)$ - au K^0 vérifiait les deux relations suivantes :

$$MM^2(K) < M_N^2 + 2 \delta MM^2$$

$$MM^2(K) < M_N^2 + \frac{1}{2} \Delta MM^2$$

avec $\Delta MM^2 = (M_N + M_{\pi^0})^2 - M_N^2 = 0,27 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, où M_N et M_{π^0} désignent respectivement les masses du neutron et du π^0 et δMM^2 désigne l'erreur sur MM^2 .

Nous avons compensé les pertes d'événements $\bar{K}^0 n$ occasionnées par cette coupure en doublant le poids des événements pour lesquels $MM^2(K) < M_N^2 - 2 \delta MM^2$ ou $MM^2(K) < M_N^2 - \frac{1}{2} \Delta MM^2$.

Nous avons ainsi retenu 607 événements $\bar{K}^0 n$ avec un fond dû à des événements $\bar{K}^0 n$ + neutres de $(2,5 \pm 1,5)\%$. La figure 8 montre le diagramme de t en fonction de $MM^2(K)$ pour les événements avec K^0 . Ce diagramme montre le caractère périphérique de la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$. Il suggère, par ailleurs, la présence d'états finals $\bar{K}^0 \Delta^0$. Quelques événements ($\simeq 5$) avec $t < -5 \text{ GeV}^2$ et $MM^2(K^0) \simeq M_{\Xi}^2$ sont aussi observés et pourraient correspondre à l'état final $K^0 \Xi^0$ obtenu par échange d'hypéron. La projection de ce diagramme sur l'axe $MM^2(K^0)$ est représentée par la figure 9.

- Etats $\Lambda \pi^0$ et $\Lambda \eta$

Ont été considérés comme candidats $\Lambda \pi^0$ tous les événements avec un Λ pour lesquels la masse manquante carrée $MM^2(\Lambda)$ vérifiait

$$MM^2(\Lambda) < M_{\pi}^2 + \delta MM^2$$

Nous avons ainsi retenu 335 $\Lambda\pi^0$ avec un fond évalué à environ 5%. Comme nous l'avons vu précédemment, ce fond contient ≈ 4 événements avec K^0 interprété comme un Λ , ce qui équivaut à $(1,2 \pm 0,6)\%$. Le restant de la contamination se répartit entre des états finals $\Lambda\pi^0\pi^0$ et $\Sigma^0\pi^0$ ($\Sigma^0 \rightarrow \gamma\Lambda$).

La masse manquante carrée au Λ pour $K^-p \rightarrow \tau^0\Sigma^0$ peut s'écrire:
 $\downarrow \gamma\Lambda$

$$MM^2(\Lambda) = M_\pi^2 + 2P^\Sigma \left[\left(W \frac{E_\Sigma^*}{M_\Sigma} - M_\Sigma \right) + W \frac{P_\Sigma^*}{M_\Sigma} \cos \theta^\Sigma \right]$$

où θ^Σ et P^Σ désignent l'angle et l'impulsion de désintégration dans le système du Σ^0 au repos ; E_Σ^* , P_Σ^* et W désignent l'énergie et l'impulsion du Σ^0 et l'énergie totale dans le système du centre de masse général ; M_Σ est la masse du Σ^0 .

La distribution angulaire de désintégration du Σ^0 étant isotrope, la distribution de $MM^2(\Lambda)$ est plate dans la région

$$0,02 < MM^2(\Lambda) < 0,9 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

La résolution expérimentale sur $MM^2(\Lambda)$ est telle que seulement 3% des événements $\Sigma^0\tau^0$ peuvent être interprétés comme des $\Lambda\pi^0$.

La décomposition en amplitudes d'isospin permet d'écrire la relation triangulaire :

$$\sqrt{\sigma(\Sigma^+\pi^+)} - \sqrt{\sigma(\Sigma^-\pi^+)} \leq 2 \sqrt{\sigma(\Sigma^0\pi^0)} \leq \sqrt{\sigma(\Sigma^+\pi^-)} + \sqrt{\sigma(\Sigma^-\pi^+)}$$

Avec les valeurs de $\sigma(\Sigma^\pm\pi^\mp)$ que nous présenterons plus loin (Tableau X) on a :

$$14 \leq \sigma(\Sigma^0\pi^0) \leq 50 \text{ } \mu \text{ barn}$$

La contamination en $\Sigma^0\pi^0$ du lot de $\pi^0\Lambda$ est donc comprise entre 0,5% et 2%.

La figure 10 montre le diagramme du transfert t en fonction de $MM^2(\Lambda)$ pour tous les événements avec Λ ; quelques distributions de $MM^2(\Lambda)$ obtenues pour différents intervalles des transferts t ou u sont portées sur les figures 11. On constate sur cette dernière figure que le signal du aux états finals $\Lambda \eta$ est bien visible pour $t > -0,2 \text{ GeV}^2$; dans cette région du transfert, la présence d'états finals $\Lambda \eta' (958)$ et $\Lambda \phi$ se manifeste par une large bosse autour de $MM^2(\Lambda) = 1 (\text{GeV}/c^2)^2$.

Pour $-1,5 < t < -0,2 \text{ GeV}^2$ le signal des $\eta \Lambda$ est faible ou négligeable.

Pour $u > -1,5 \text{ GeV}^2$ la résolution sur $MM^2(\Lambda)$ ne permet plus de séparer du fond que les états finals $\Lambda \tau^0$.

Le nombre de $\Lambda \eta$ a été évalué pour chaque tranche de transfert en supposant que la distribution de $MM^2(\Lambda)$ due aux vrais $\Lambda \eta$ est gaussienne autour de la masse carrée du η $M_\eta^2 = 0,3(\text{GeV}/c^2)^2$ et que le fond, une fois soustraite la contribution des $\Lambda \tau^0$, est en fonction linéaire de $MM^2(\Lambda)$.

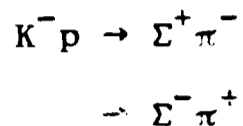
Nous obtenons pour le nombre total estimé de η

$$N_\eta = 116 \pm 25$$

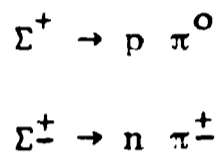
avec un fond total soustrait de 50%.

2 - EVENEMENTS DU TYPE 210^+

Nous avons accepté comme $\Sigma^+ \tau^-$ tous les événements du type 210^+ satisfaisant à l'ajustement à 4 contraintes au sommet principal pour les hypothèses :



où les Σ ont satisfait à la reconstruction cinématique pour



Afin d'éliminer les événements avec de trop grands poids, nous avons rejeté tous les $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ pour lesquels l'impulsion P_Σ du Σ^+ dans le laboratoire était supérieure à 1,5 GeV/c. Pour compenser cette coupure nous avons divisé le poids des événements $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$ avec $P_\Sigma > 1,5$ GeV/c par le rapport de branchement correspondant à ce mode de désintégration.

Nous avons obtenu ainsi 50 $\Sigma^- \pi^+$ et 517 $\Sigma^+ \tau^-$, dont 169 avec $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$, 340 avec $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$ et 8 événements qui restent ambigus entre ces deux hypothèses de désintégration du Σ^+ . Afin d'évaluer une éventuelle contamination des états finals $\Sigma^- \pi^+$ par des Ξ^- où le Λ n'est pas vu, nous avons traité les désintégrations de Ξ^- dans les configurations à deux branches avec un V^- et un V^0 en ignorant le Λ ; aucun de ces événements ne satisfait à l'ajustement cinématique $K^- p \rightarrow \Sigma^- \tau^+$.

D'autre part, aucune ambiguïté entre les hypothèses $K^- p \rightarrow K^- p$ et $K^- p \rightarrow \Sigma^- \tau^+$ n'a été relevée.

Les figures 12 montrent les distributions de masse manquante carrée MM^2 au système $\Sigma\pi$ pour toute hypothèse de désintégration avec ou sans neutre manquant au sommet principal ; les figures 13 montrent les distributions d'énergie manquante ΔE à $\Sigma\pi$ au sommet principal pour $-0,1 < MM^2 < 0,05$ (GeV/c^2)². Ces dernières figures laissent apparaître un certain nombre d'événements avec une énergie manquante faible, n'ayant pas satisfait à l'ajustement 4 - contraintes $K^-p \rightarrow \Sigma\pi$. La résolution expérimentale sur ΔE ne permet d'interpréter que partiellement ces événements comme des états finals $\Sigma^+\pi^- + \text{neutres}$. La différence au voisinage de $\Delta E = 0$ entre la distribution expérimentale de ΔE pour les événements avec neutre manquant et la contribution de la résolution sur ΔE que nous avons représenté sur les figures 13 par des courbes continues, permet d'estimer les pertes d'événements avec $\Sigma\pi$ dans l'état final à

$$(22 \pm 3)\% \text{ pour } \Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$$

$$(3 \pm 3)\% \text{ pour } \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n$$

$$(5 \pm 10)\% \text{ pour } \Sigma^- \rightarrow \pi^- n$$

En utilisant les poids décrits au chapitre précédent et les corrections nécessaires pour compenser ces pertes, nous avons pour $P_\Sigma < 1,5 \text{ GeV}/c$

$$R = \frac{\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0}{(\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0) + (\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n)} = 54 \pm 2 \%$$

pour les événements retenus comme $\Sigma^+ \pi^-$.

Cette valeur de R est bien compatible avec la moyenne mondiale [14] de $51,7 \pm 0,8 \%$.

Les figures 14 montrent les distributions de niveaux de confiance de l'ajustement cinématique pour les événements retenus.

3 - SECTIONS EFFICACES

La longueur totale L de K^- à l'intérieur du volume fiduciel INVOL a été déterminée à partir de 7600 événements à 3 branches relevés au dépouillement.

L'efficacité de mesure ϵ_M pour chaque type T est donnée par :

$$\epsilon_M = \frac{N}{N_D(1+r)(1-R)}$$

où N_D et N désignent respectivement le nombre d'événements retenus au dépouillement et le nombre d'événements ayant satisfait à la reconstruction cinématique ; r et R désignent les taux de récupération et de rejet définis au chapitre précédent.

Après avoir vérifié sur les événements de la série I que, pour chaque réaction étudiée, les proportions d'événements remesurés pour les candidats à ces réactions et pour le total des événements des types correspondants étaient compatibles, nous avons calculé les sections efficaces en utilisant la formule :

$$\sigma = \frac{M \cdot (1-f)}{\epsilon_M \epsilon_D L \rho N r} \sum_{i=1}^n W_i$$

avec :

$$L = \frac{N_3 (1 + r_3) (1 - R_3) \nu}{\mathcal{E}_3 \Gamma_3} \frac{P_K \mathcal{G}}{M_K}$$

les quantités apparaissant sur les deux formules ci-dessus ayant les significations suivantes :

- N = nombre d'événements retenus pour la réaction considérée,
 f = proportion du fond contaminant la réaction,
 W_i = poids du $i^{\text{ème}}$ événement
 \mathcal{E}_D = efficacité de dépouillement pour le type considéré,
 M = masse molaire de l'hydrogène
 ρ = densité de l'hydrogène ($\rho = 0,063 \pm 0,0012/\text{cm}^3$)
 \mathcal{N} = nombre d'Avogadro
 Γ = produit des rapports de branchement de désintégration des particules dans l'état final
 N_3 = nombre de 3 branches retenus au dépouillement
 r_3 et R_3 = taux de récupération et de rejet pour les 3 branches
 ν = rapport entre la longueur disponible dans le volume INVOL et la longueur de la zone fiducielle de dépouillement ($\nu = 0,9$)
 \mathcal{E}_3 = efficacité de dépouillement pour les trois branches
 Γ_3 = rapport de branchement pour $K^- \rightarrow 3$ chargés + neutre éventuel ($\Gamma_3 = 5,90 \pm 0,04 \%$)
 P_K = impulsion des K^- au milieu du volume INVOL ($P_K = 3,95 \pm 0,03 \text{ GeV}/c$)
 \mathcal{G} = vie moyenne du K^- ($\mathcal{G} = (1,2371 \pm 0,0026) \cdot 10^{-8} \text{ s}$)
 M_K = masse du K^- ($M_K = 0,49384 \pm 0,00011 \text{ GeV}/c^2$)

Le tableau X donne le nombre d'événements retenus au dépouillement, les taux de rejet et de récupération et l'efficacité de mesure pour chaque type considéré, ainsi que le nombre de candidats pour les réactions étudiées et les sections efficaces correspondantes.

Les Figures 15 montrent la dépendance des sections efficaces des cinq réactions étudiées en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse [15]. Les valeurs de ces sections efficaces obtenues dans cette expérience sont compatibles avec les résultats publiés.

4 - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET POLARISATIONS

Nous avons porté sur les tableaux XI et XII les distributions angulaires de production du baryon pour tous les états finals étudiés dans cette expérience ainsi que sa polarisation pour les états $\Lambda \pi^0$, et $\Sigma^+ \pi^-$; cette dernière a été établie en utilisant

$$P_Y(t) = \frac{3}{\alpha_Y} \langle \cos \mathfrak{J} \rangle_t$$

avec $\alpha_\Lambda = 0,645$ et $\alpha_{\Sigma^+} = -0,995^{(*)}$.

Conformément à la convention de Bâle nous avons pris :

$$\cos \mathfrak{J} = \frac{\vec{B}_i \times \vec{B}_f}{|\vec{B}_i \times \vec{B}_f|} \cdot \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}$$

où \vec{B}_i et \vec{B}_f désignent les impulsions des baryons initial et final dans le système du centre de masse et \vec{q} l'impulsion du proton de désintégration dans le système où l'hypéron est au repos.

Le terme $\langle \cos \mathfrak{J} \rangle_t$ désigne la valeur moyenne de $\cos \mathfrak{J}$ pour les événements avec un quadri-moment transféré contenu dans un intervalle donné $(t - \frac{\Delta t}{2}, t + \frac{\Delta t}{2})$

(*) Seuls les événements $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ ont été utilisés pour calculer la polarisation du Σ^+ dans $K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$.

L'erreur ΔP_Y sur P_Y est donnée par

$$\Delta P_Y = \frac{1}{c_Y} \sqrt{\frac{3 - (\alpha_Y p_Y)^2}{N_t}}$$

Les figures 16 à 20 montrent les variations expérimentales de $\frac{d\sigma}{dt}$ et de P_Y en fonction de t pour les réactions étudiées.

Etats finaux $\bar{K}^0 n$

Pour la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ nous observons un léger fléchissement pour $t \simeq 0$ et un changement de pente au voisinage de $t = -0,3 \text{ GeV}^2$.

Ces deux effets ont été aussi observés pour la même réaction à 3 GeV/c par BADIER et al. [16] et à 5 - 7 - 9,5 et 12 GeV/c par ASTBURY et al. [17].

Un ajustement de la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{bt}$$

donne pour notre expérience :

$$b = (3,0 \pm 0,3) \text{ GeV}^{-2} \text{ pour } -0,8 < t < -0,1 \text{ GeV}^2$$

$$b = (1,0 \pm 0,3) \text{ GeV}^{-2} \text{ pour } -3 < t < -0,1 \text{ GeV}^2$$

Le changement de pente ^(*) observé est analogue à celui qui est observé pour la diffusion $K^- p$ élastique [18] dans le même domaine d'énergie.

(*) Dans tout ce qui suit nous désignons par pente de $\frac{d\sigma}{dt}$ le terme linéaire de la variation de $\log \frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de t

La décomposition en amplitudes d'isospin de la réaction (1) permet d'écrire :

$$A(K^-p \rightarrow K^-p) = \frac{1}{2} (A_0 + A_1)$$

$$A(K^-p \rightarrow \bar{K}^0n) = A_1$$

où A_I désigne l'amplitude d'isospin $I_t = I$.

Il ressort de la comparaison des sections efficaces de ces deux réactions pour $1 < -t < 2 \text{ GeV}^2$ que la section efficace élastique est légèrement supérieure à la section efficace d'échange de charge. Ceci entraîne que pour $t < -0,8 \text{ GeV}^2$ A_0 et A_1 sont du même ordre.

Cette conclusion est en accord avec les résultats obtenus pour K^- -Nucléon élastique et K^-p échange de charge à $3 \text{ GeV}/c$ dans le deutérium [19], où $|A_0|$ et $|A_1|$ peuvent être séparées et présentent le même changement de pente en fonction de t .

Les courbes portées sur la figure 16 correspondent aux résultats d'ajustements obtenus en utilisant des modèles d'échange de pôles de Regge. Les courbes continues correspondent au résultat de l'ajustement obtenu par G.V. DASS et al [20], sur les diffusions méson-nucléon au dessus de $5 \text{ GeV}/c$, en supposant l'échange de ρ et A_2 non dégénérés. Les courbes en pointillé résultent de l'ajustement effectué par J.P. de BRION et al [21] sur les données \bar{K}^0n , π^0n et ηn en supposant l'échange de ρ et A_2 dégénérés et en ajoutant des trajectoires secondaires ρ' et A_2' .

Les quatre événements que nous observons dans l'hémisphère arrière ne semblent pas être dus à la contamination du fond $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^0$ car, l'impulsion du \bar{K}^0 étant faible, la résolution sur la masse manquante (accrue au \bar{K}^0 est bonne). Ces événements ont été soigneusement examinés sur les tables de projection et ne présentent de cassure sur aucune des traces. Nous pouvons donner une limite supérieure $\sigma = 1,6 \pm 0,3 \mu\text{barn}$ pour l'échange exotique de Σ^* (baryon d'étrangeté $S = +1$). Ces quatre événements peuvent être attribués à un effet de voie S décroissant rapidement lorsque l'impulsion incidente augmente.

Etats finaux $\pi^- \Sigma^+$

Les caractéristiques principales de la réaction $K^-p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ dans l'hémisphère avant sont les suivantes :

- a) un pic périphérique correspondant à un échange de K^* (*)
- b) un changement de pente pour $t \simeq -0,5 \text{ GeV}^2$ analogue à celui observé dans la réaction $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+ K^+$ à la même impulsion incidente [22] (notons que les mêmes nombres quantiques sont échangés dans les deux cas).
- c) une polarisation du Σ^+ négative.

(*) L'échange de K^* est interdit par la conservation de J^P au sommet mésonique.

Un ajustement à la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{-bt}$$

pour $t > 0,4 \text{ GeV}^2$ donne $b = 7,9 \pm 0,5 \text{ GeV}^{-2}$ qui est compatible avec la valeur $b = 7,6 \pm 0,4 \text{ GeV}^{-2}$ obtenue pour $\pi^+ p \rightarrow \Sigma^+ K^+$ à la même impulsion incidente et dans le même domaine de t [22].

La distribution de $\frac{d\sigma}{du}(\Sigma^+ \pi^-)$ à l'arrière présente aussi un pic qui peut être attribué à l'échange de Δ .

Etats finals $\pi^+ \Sigma^-$

La réaction $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ ne présente un pic périphérique que vers l'arrière : il est attribué à des échanges de N et Δ . L'absence d'un pic vers l'avant est expliquée par l'absence de K^+ exotiques d'isospin $\frac{3}{2}$.

La décomposition en isospin des amplitudes de la voie t permet d'écrire :

$$A(\Sigma^+ \pi^-) = \frac{2}{3} A_1 + \frac{1}{3} A_3$$

$$A(\Sigma^- \pi^+) = A_3$$

où A_{2I} désigne l'amplitude d'isospin $I_t = I$.

La section efficace à l'avant $\sigma(\pi^+ \Sigma^-)$ étant petite devant $\sigma(\pi^- \Sigma^+)$ nous pouvons supposer que $|A_3|$ est petit devant $|A_1|$ et évaluer pour $t > 0,4 \text{ GeV}^2$.

$$\left| \frac{A_3}{A_1} \right| < \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\sigma(\pi^+ \Sigma^-)}{\sigma(\pi^- \Sigma^+)}} < 5 \cdot 10^{-2}$$

avec un niveau de confiance de 90%. La figure 21 montre la dépendance de ces sections efficaces à l'avant ($t > - 0,4 \text{ GeV}^2$) en fonction de l'impulsion incidente [23] qui peuvent être décrites de façon très approximative par la loi de MORRISON [24] :

$$\sigma \sim p_L^{-n}$$

avec $n = 1-2$ pour $\pi^- \Sigma^+$ et $n = 6-8$ pour $\pi^+ \Sigma^-$. Cette valeur de n pour $\pi^+ \Sigma^-$ semble suggérer que la présence d'événements pour $t \simeq 0$ peut être due à un double échange de pôles de Regge ou à un effet de la voie S.

Etats finals $\pi^0 \Lambda$

La réaction $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$ présente vers l'avant :

- a) un pic périphérique correspondant à l'échange de K^* ,
- b) un fléchissement de $\frac{d\sigma}{dt}$ vers $t \simeq 0$,
- c) une distribution de $\frac{d\sigma}{dt}$ incompatible avec une variation exponentielle,
- d) une polarisation positive.

La distribution de $\frac{d\sigma}{du}$ à l'arrière présente aussi un pic antipériphérique correspondant à l'échange de N. La dépression observée par CRENNEL et al [25] en $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^-$ à 3,9 GeV/c pour $u = - 0,2 \text{ GeV}^2$ et correspondant au point dit de "wrong-signature" $\alpha(u) = -\frac{1}{2}$ pour l'échange de N_α n'est pas observé dans notre expérience. Toutefois, cette structure peut être masquée par le fond et par la mauvaise résolution en u pour les événements $\Lambda \pi^0$, alors que les données pour $\Lambda \pi^-$, qui vérifient un ajustement

à 4 contraintes au sommet principal ne sont pas effectués par ces problèmes de résolution.

Etats finals $\eta \Lambda$

La distribution de $\frac{d\sigma}{dt}(\eta \Lambda)$ présente une dépression pour $t \simeq 0,3 \text{ GeV}^2$ qui peut être due au zéro de "Wrong - signature" de l'amplitude d'échange du $K^*(890)$ qui, comme le montre le tableau I, est favorisé par un facteur 3 par rapport à l'échange du $K^{**}(1420)$.

V - INTERPRETATION DES RESULTATS

Le caractère périphérique des réactions étudiées est généralement expliqué par des mécanismes d'échange de pôles de Regge. Comme nous l'avons vu au chapitre II seuls les mésons de spin-parité naturelle peuvent être échangés dans les diffusions vers l'avant (c'est à dire, ρ et A_2 pour les échanges de charge; $K^*(890)$ et $K^{**}(1420)$ pour les échanges d'hypercharge). Les diffusions $K^-p \rightarrow Y\pi$ et $\pi N \rightarrow N\pi$ vers l'arrière font intervenir des échanges de N^* et de Δ .

1 - DIFFUSIONS VERS L'AVANT

L'hypothèse la plus simple est celle de l'échange de deux pôles dégénérés et de signature opposée.

Les figures 22 et 23 montrent les distributions de $\frac{d\sigma}{dt}$ et de la polarisation de l'hypéron en fonction du transfert t pour les réactions $K^-p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ et $K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$ ainsi que pour les réactions obtenues par renversement de ligne au sommet bosonique, à la même impulsion incidente.

Il apparaît clairement sur ces figures que les relations (II.5.6 c-d) ne sont pas vérifiées. Par contre la figure 24 montre que la distribution de $\frac{d\sigma}{dt}$ pour $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ obtenue dans notre expérience et celle de la quantité :

$$\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n) + \frac{3}{2} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \longrightarrow \eta n) \text{ à } 4,06 \text{ GeV}/c$$

mesurés dans les expériences d'YVERT et GUIBAN [26], sont compatibles, en accord avec la relation (II.5.6b).

Si on désigne par $\bar{\sigma}_{AV}$ la section efficace vers l'avant divisée par le terme d'espace de phase, on obtient :

$$R_{\Sigma} = \frac{\bar{\sigma}_{AV}(\pi^{-} \Sigma^{+})}{\bar{\sigma}_{AV}(K^{+} \Sigma^{+})} = 1,40 \pm 0,12 \quad \text{pour } -0,4 \leq t \leq -0,05 \text{ GeV}^2$$

$$R_{\Lambda} = \frac{2\bar{\sigma}_{AV}(\pi^{0} \Lambda)}{\bar{\sigma}_{AV}(K^{0} \Lambda)} = 2,25 \pm 0,25 \quad \text{pour } -0,4 \leq t \leq -0,05 \text{ GeV}^2$$

$$R_N = 2 \frac{\bar{\sigma}_{AV}(K^{0} n)}{\bar{\sigma}_{AV}(\pi^{0} n) + 3\bar{\sigma}_{AV}(\eta n)} = 0,92 \pm 0,07 \quad \text{pour } t > -0,4 \text{ GeV}^2$$

Les deux premiers rapports sont à plus de trois écarts de 1 alors que le dernier est compatible avec l'unité.

Les résultats obtenus pour les polarisations du Λ et du Σ^{+} sont eux aussi en contradiction avec l'hypothèse d'échange de deux pôles dégénérés.

Tout d'abord ces polarisations ne sont pas nulles, en contradiction avec la relation (II.5.5b) qui découle de l'hypothèse de dégénérescence forte; les polarisations de Λ obtenues pour les réactions $K^{-}p \rightarrow \pi^{0}\Lambda$ et $\pi^{-}p \rightarrow K^{0}\Lambda$ ne vérifient non plus la relation moins contraignante (II.5.6c) puisqu'elles sont toutes les deux du même signe pour $t > -0,3 \text{ GeV}^2$ et seul le P_{Λ} de la deuxième réaction change de signe pour $t = -0,3 \text{ GeV}^2$.

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent les courbes continues que nous avons superposés aux distributions de $\frac{d\sigma}{dt}(\bar{K}^{0}n)$ sur la figure 16 résultent d'un ajustement effectué par G.V. DASS, C. MICHAEL et R.J.N. PHILLIPS [20] sur les diffusions élastiques et d'échange de charge méson-nucléon au-dessus de 5 GeV/c, en utilisant les échanges de ρ , A_2 , ω , ω' , P , et P' .

L'accord avec les données expérimentales pour $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ au dessus de 5 GeV/c est très bon. Cet accord reste bon pour $t > -0,8 \text{ GeV}^2$ à 3 et à 3,95 GeV/c bien que ces données n'aient pas été utilisées pour les ajustements. Toutefois cet ajustement impose que les trajectoires du ρ et du A_2 soient différentes; de plus si on croit à la validité de SU3 on doit s'attendre à ce que les diffusions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ et $\pi N \rightarrow KY$ puissent être également expliquées par des échanges de K^* et K^{**} non dégénérés et que, par conséquent les polarisations d'hypéron pour deux réactions se correspondant par renversement de ligne soient opposées. Comme nous venons de le voir précédemment ceci n'est pas vérifié par P_Λ . On en conclut que l'hypothèse d'échange de deux pôles simples même non dégénérés est incapable de rendre compte des diffusions avec échange de charge ou d'hypercharge.

Il est donc nécessaire d'ajouter d'autres effets à l'échange des deux pôles 1^- et 2^+ . Nous allons voir que les hypothèses les plus simples ne permettent pas d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux à la fois pour $\frac{d\sigma}{dt}$ et pour la polarisation d'hypéron, dans le domaine d'énergie que nous étudions.

a) Corrections absorptives

Comme nous l'avons vu au chapitre II un terme correctif d'échange de coupure de Regge décrivant des états intermédiaires de la voie t formés par un Pomeron et des pôles de Regge peut expliquer les résultats obtenus pour les polarisations P_Λ et P_Σ .

Nous avons indiqué sur les figures (17) et (19) les résultats d'un ajustement effectué par IRVING et al [27] sur les sections efficaces différentielles et les polarisations d'hypérons pour les réactions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ pour $P_{\text{Lab}} \geq 4 \text{ GeV/c}$ en ajoutant des corrections absorptives aux contributions des K^* et K^{**} supposés dégénérés. Le signe des polarisations et les structures de $\frac{d\sigma}{dt}$ sont bien reproduites. On remarquera toutefois que nos données expérimentales ont été utilisées pour cet ajustement.

Les valeurs de $\frac{F}{D+F}$ obtenues pour l'amplitude de non retournement et de retournement de l'hélicité sont respectivement 1,56 et 0,27 et sont en bon accord avec l'hypothèse de dominance vectorielle; la contribution de l'amplitude de retournement d'hélicité est plus importante pour $\bar{K}N \rightarrow \pi \Lambda$ que pour $\bar{K}N \rightarrow \pi \Sigma$ ce qui pourrait expliquer la présence d'un fléchissement de $\frac{d\sigma}{dt}$ à $t \approx t_{Max}$ pour la première réaction.

Les prédictions pour les polarisations d'hyperon pour $\pi N \rightarrow KY$ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et reproduisent bien le changement de signe pour $t = - 0,3 \text{ GeV}^2$. Ceci confirme en particulier, les résultats des calculs présentés au paragraphe II.7.

Par contre les prédictions pour $\frac{d\sigma}{dt}(KY)$ sont satisfaisantes seulement de façon asymptotique ($P_L \simeq 15 \text{ GeV}/c$); l'hypothèse de dégénérescence forte implique que les amplitudes des réactions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ sont plus absorbées que les amplitudes de réactions $\pi N \rightarrow KY$ et l'accord avec l'expérience ne peut être obtenu que pour des énergies plus élevées.

Nous avons représenté sur les figures (25) et (26) les variations avec S des sections efficaces vers l'avant et des pentes de $Lg \frac{d\sigma}{dt}$ pour les réactions avec échange d'hypercharge. Il apparaît clairement sur ces figures que l'égalité des sections efficaces différentielles pour deux réactions, qui se correspondent par renversement de ligne au sommet mésonique, n'est pas atteinte au-dessous de $15 \text{ GeV}/c$, où il faudra avoir recours à d'autres interprétations.

Pour rendre compte simultanément des mesures de $\frac{d\sigma}{dt}$ par les réactions avec échange d'hypercharge induites par des \bar{K} et par des π on peut briser la dégénérescence d'échange, de sorte que les amplitudes des réactions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ soient proportionnelles à $1 + \xi e^{-i\pi\alpha}$ et les amplitudes des réactions $\pi N \rightarrow KY$ obtenues par renversement de ligne à $\xi + e^{-i\pi\alpha}$, avec ξ d'autant plus grand que la brisure est plus importante.

Dans ce contexte C. MEYERS et al [28] ont effectué des ajustements sur les sections efficaces différentielles en n'appliquant cette correction qu'aux amplitudes de retournement de spin de la voie t.

Il résulte des ajustements, qu'il est nécessaire de faire appel à une violation de la dégénérescence d'échange assez considérable pour obtenir des valeurs de R_Λ et R_Σ supérieures à 1 ; dans ces conditions, les polarisations P_Y prédites pour deux réactions qui se correspondent par inversement de ligne ont un signe opposé pour toute valeur de t et changent de signe pour $t \approx -0,3 \text{ GeV}^2$, ce qui est en désaccord avec les données expérimentales pour $P_\Lambda (\pi^0 \Lambda)$.

b) Pôles secondaires

L'hypothèse de l'échange de deux pôles supplémentaires ρ' et A_2' ayant respectivement les mêmes nombres quantiques que le ρ et le A_2 a été suggérée par les polarisations du neutron observées dans les réactions $\pi^- P \rightarrow \pi^0 n$ et $\pi^- P \rightarrow \eta n$. Les courbes en pointillé que nous avons porté sur la figure (16) ont été obtenues à partir d'un ajustement effectué par J.P. DE BRION, A. DEREM et J. DRONKERS [21] basé sur des échanges de ρ , ρ' , A_2 et A_2' sur des diffusions élastiques et d'échange de charge de K^- et de π^- au-dessus de 5 GeV/c. L'accord avec les données expérimentales pour $\frac{d\sigma}{dt} (\bar{K}^0 n)$ à 3 GeV/c et 4 GeV/c est très bon, toutefois ceci est obtenu avec des trajectoires de ρ et A_2 dégénérées alors que celles du ρ' et du A_2' ne le sont pas. D'autre part, il ne semble pas possible [29] d'obtenir un bon ajustement sur les données expérimentales des réactions avec échange d'hypercharge en faisant intervenir des pôles supplémentaires $K^{*'}$ et $K^{**'}$ qui appartiendraient aux mêmes octets de SU3 que le ρ' et le A_2' . Ceci s'explique aisément si l'on considère que l'égalité $\frac{d\sigma}{dt} (\bar{K}^0 n) = \frac{d\sigma}{dt} (K^0 p)$ est obtenue à partir de 5 GeV/c, alors que, comme nous venons de le voir $\frac{d\sigma}{dt} (YK) = \frac{d\sigma}{dt} (Y\pi)$ n'est pas vérifiée au-dessous de 15 GeV/c.

c) Pôles complexes

On suppose [30] que les pôles de l'amplitude de diffusion $f(t, \ell)$ définie dans le plan J sont complexes $\alpha_+ = \alpha_R + i\alpha_I$ pour $t < 0$.

Si on suppose l'amplitude de diffusion analytique, à chaque pôle α_+ doit être associé un autre pôle $\alpha_- = \alpha_R - i\alpha_I = \alpha_+^*$.

Si on suppose que cette paire de pôles se trouve sur le feuillet physique et si on admet en outre la dégénérescence d'échange on obtient :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\text{YK}) - \frac{d\sigma}{dt}(\text{Y}\pi) \sim \text{ch}\pi\alpha_I - 1 > 0$$

cette conclusion apparaît en désaccord avec les résultats expérimentaux.

Des calculs effectués par D.P. ROY, J. KWIECINSKI, B.R. DESAI, F. ZACHARIESEN [31], ont montré que si on suppose que les paires de pôles sont sur le feuillet non-physique on obtient :

$$R_\Lambda = R_\Sigma > 1$$

La figure (27) montre la comparaison entre les courbes théoriques obtenues par ces auteurs et les distributions expérimentales de R_Σ et R_Λ à 4 GeV/c en fonction de t . On constate sur cette figure que les prédictions de ROY et al ne sont vérifiées que par R_Λ . En particulier la relation :

$$R_\Lambda = R_\Sigma$$

n'est pas vérifiée pour $t < -0,5 \text{ GeV}^2$.

D'autre part, un tel modèle ne semble pas capable de prédire le changement de signe de la polarisation du Λ produit par $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$; les polarisations P_Λ et P_Σ non nulles observées pour les réactions $\bar{K}p \rightarrow \pi Y$ ne peuvent pas être reproduites dans le cadre de la dégénérescence d'échange. Ceci est dû au fait qu'on applique l'hypothèse de dualité à l'amplitude totale (pôles + coupures).

Pour obtenir des polarisations non nulles dans le cas de réactions illégales ou exotiques on est donc amené à violer la dégénérescence d'échange de sorte qu'un tel modèle n'aboutit qu'à augmenter le nombre de paramètres.

d) Estimation du rapport $\frac{F}{D+F}$

Nous faisons l'hypothèse de la dégénérescence forte pour les pôles simples. Dans ces conditions les rapports $\frac{F}{D+F}$ relatifs aux deux amplitudes d'hélicité sont supposés égaux pour les contributions de pôles de signature + et de signature -, le modèle des quarks, ou $(SU6)_W$, permet de calculer :

$$\left(\frac{F}{D+F} \right)_{NRH} = 1 \quad \left(\frac{F}{D+F} \right)_{RH} = \frac{2}{5}$$

alors que le modèle de dominance vectorielle donne :

$$\left(\frac{F}{D+F} \right)_{NRH} = 1 \quad \left(\frac{F}{D+F} \right)_{RH} = \frac{1}{4}$$

La connaissance de ces rapports $\frac{F}{D+F}$ permet de relier la section efficace différentielle et la polarisation pour une diffusion $0^- \frac{1}{2}^+$ avec production d'un hyperon aux mêmes quantités pour la réaction obtenue par retournement de ligne au sommet mésonique.

En effet, on peut écrire en utilisant la normalisation $(D+F)_{NRH} = (D+F)_{RH} = 1$:

$$\rho_{\pi} = 12 \frac{P_{\Lambda} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^0 \Lambda)}{P_{\Sigma} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- \Sigma^+)} = \frac{\left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right] \left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{RH} \right]}{\left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right] \left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{RH} \right]} = 6 \frac{P_{\Lambda} \frac{d\sigma}{dt}(K^0 \Lambda)}{P_{\Sigma} \frac{d\sigma}{dt}(K^+ \Sigma^+)} = \rho_K$$

$$r_{\pi} = 12 \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^0 \Lambda)}{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- \Sigma^+)} = \frac{\left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2}{\left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2} \cdot \frac{1 + A_{\Lambda} r_+}{1 + A_{\Sigma} r_+}$$

$$r_K = 6 \frac{\frac{d\sigma}{dt}(K^0 \Lambda)}{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ \Sigma^+)} = \frac{\left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2}{\left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2} \cdot \frac{1 + A_{\Lambda} r_-}{1 + A_{\Sigma} r_-}$$

avec :

$$A_{\Lambda} = \frac{\left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{RH} \right]^2}{\left[3 + \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2} \quad A_{\Sigma} = \frac{\left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{RH} \right]^2}{\left[1 - \left(\frac{D}{F}\right)_{NRH} \right]^2}$$

$$r_+ = \left| \frac{F_1(\pi Y)}{F_0(\pi Y)} \right|^2 \quad r_- = \left| \frac{F_1(KY)}{F_0(KY)} \right|^2$$

où $F_0(MY)$ et $F_1(MY)$ désignent les deux amplitudes d'hélicité de production de l'hypéron Y associé au méson M.

L'ajustement effectué par A.C. IRVING et al [27] permet de calculer :

$$\left(\frac{F}{D+F}\right)_{NRH} = 1,56 \text{ et } \left(\frac{F}{D+F}\right)_{RH} = 0,27$$

La figure (28) montre les variations des rapports r_{π} et r_K en fonction de t à 4 GeV/c.

En extrapolant à $t = 0$ les distributions expérimentales de r_{π} et r_K on obtient :

$$r_{\pi} \simeq r_K \simeq 5$$

et puisque pour $t = 0$ on a $r_+ = r_- = 0$ on peut évaluer le rapport $\left(\frac{F}{D+F}\right)_{NRH}$. En choisissant la solution la plus proche de 1, on obtient :

$$\left(\frac{F}{D+F}\right)_{NRH} = 1,3_{-0,1}^{+0,2}$$

(La deuxième solution donnerait $\frac{F}{D+F} \simeq 0,2$). Cette valeur de $\frac{F}{D+F}$ est très proche de 1 et compatible avec la détermination de IRVING et al [27].

Après avoir vérifié que les rapports ρ_{π} et ρ_K étaient bien compatibles entr' eux et indépendants de t aux erreurs expérimentales près, nous avons estimé la valeur moyenne du rapport :

$$\rho = 6 \frac{2 P_{\Lambda} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^0 \Lambda) + P_{\Lambda} \frac{d\sigma}{dt}(K^0 \Lambda)}{P_{\Sigma} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- \Sigma^+) + P_{\Sigma} \frac{d\sigma}{dt}(K^+ \Sigma^+)}$$

et nous avons obtenus :

$$\langle \rho \rangle = -13 \begin{matrix} + 5,5 \\ - 8,0 \end{matrix}$$

avec la valeur de $\left(\frac{F}{D+F}\right)_{NRH}$ déterminée ci-dessus nous pouvons calculer :

$$\left(\frac{F}{D+F}\right)_{RH} = 0,35 \begin{matrix} + 0,05 \\ - 0,08 \end{matrix}$$

Cette valeur est aussi compatible avec le résultat de l'ajustement de IRVING et al.

Finalement les valeurs obtenues pour les rapports $\frac{F}{D+F}$ sont en bon accord avec les prédictions de $(SU6)_W$, du modèle des quarks ou du modèle de dominance vectorielle. La précision sur la détermination de $\left(\frac{F}{D+F}\right)_{RH}$ ne permet malheureusement pas de trancher entre ces hypothèses.

2 - DIFFUSIONS VERS L'ARRIERE

Comme vous l'avons vu au chapitre II la diffusion $K^-P \rightarrow \Lambda\pi^0$ vers l'arrière est dominée par l'échange de N_α et N_τ .

Des analyses basées sur le modèle d'échange de pôles de Regge [32] montrent que l'amplitude $I_u = \frac{1}{2}$ pour les diffusions πN vers l'arrière est dominée par l'échange de N_α , c'est ainsi qu'on interprète la dépression à $u \simeq -0,15 \text{ GeV}^2$ observée pour la distribution angulaire vers l'arrière de $\pi^+ p \rightarrow p\pi^+$, correspondant au point de "Wrong-signature non-sense" $\alpha(u) = -\frac{1}{2}$ pour la trajectoire du N_α .

Comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent un effet analogue observé pour la diffusion $K^-n \rightarrow \Lambda\pi^-$ à 3,9 GeV/c pourrait être masqué dans notre expérience par la mauvaise résolution vers l'arrière.

D'autre part nous avons vu au paragraphe (II.10) que les deux solutions minimales déduites de l'hypothèse de dualité combinée avec SU3 entraînent $\left(\frac{F}{D+F}\right)_{\alpha, \gamma} = \frac{1}{2}$ pour le couplage

des octets $\frac{1}{2}^+$ et $\frac{3}{2}^-$ avec les octets $\frac{1}{2}^+$ et 0^- (solution A) et $(\frac{F}{D+F})_{\beta} = -\frac{1}{2}$ pour le couplage de l'octet $\frac{5}{2}^-$ avec les octets $\frac{1}{2}^+$ et 0^- (solution B). Nous en avons déduit que seuls les échanges de N_{α} et N_{γ} contribuent à $\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$ vers l'arrière et que seuls les échanges de N_{β} et Δ_{δ} contribuent à $KN \rightarrow \Sigma\pi$ vers l'arrière.

C'est l'hypothèse que nous allons formuler et nous nous proposons de vérifier dans quelle mesure elle est justifiée.

La décomposition en amplitudes d'isospin montrée par le tableau IV permet d'isoler les sections efficaces $I_u = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ de la façon suivante :

$$\sigma_1(\Lambda) = 3\sigma(\Lambda\pi^0)$$

$$\sigma_1(N) = \frac{3}{2} \left[\sigma(P\pi^+) + \sigma(n\pi^0) - \frac{1}{3}\sigma(P\pi^-) \right]$$

$$\sigma_1(\Sigma) = \frac{3}{2} \left[\sigma(\Sigma^-\pi^+) + \sigma(\Sigma^-\pi^0) - \frac{1}{3}\sigma(\Sigma^+\pi^-) \right]$$

$$\sigma_3(N) = \sigma(P\pi^-)$$

$$\sigma_3(\Sigma) = \sigma(\Sigma^+\pi^-)$$

où $\sigma_{2I}(B)$ désigne la section efficace de production du baryon B dans l'état final pour $I_u = I$.

- Réaction $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$ vers l'arrière

En utilisant les données expérimentales pour la diffusion πN vers l'arrière à 4 GeV/c [33, 34] pour $-1 \text{ GeV}^2 < u < u_{\text{max}}$ on obtient :

$$\tau_{\Lambda} = \frac{G_{\Lambda KN}^2}{G_{NN\pi}^2} = 3 \left(\frac{P_K^*}{P_{\pi}^*} \right)^2 \frac{\sigma_1(\Lambda)}{\sigma_1(N)} = 1,45 \pm 0,30$$

où P_K^* et P_{π}^* désignent respectivement les impulsions du K^- incident pour $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$ et du π incident pour $\pi N \rightarrow N\pi$ dans le système du centre de masse.

La valeur de τ_{Λ} déterminée ici est compatible avec la valeur déterminée à 3 GeV/c [35], ainsi que avec le résultat de l'ajustement affectué par A.D. MARTIN et C. MICHAEL [36].

A cette valeur de τ_{Λ} correspondent deux valeurs pour le rapport $\frac{F}{F+D}$: $0,54 \pm 0,13$ et $-1,53 \pm 0,12$.

La solution $\frac{F}{F+D} = 0,54$ semble plus raisonnable, car elle est proche de la valeur $\frac{1}{2}$ prédite par la dégénérescence d'échange entre les octets $\frac{1}{2}^+$ et $\frac{3}{2}^-$ combinée avec SU3 [11]. Elle est aussi compatible avec d'autres estimations basées sur l'analyse des modes de désintégration des résonances qui donnent :

$$\begin{aligned} \frac{F}{F+D} &= 0,34 \text{ pour le } \frac{1}{2}^+ \quad [37] \\ &= 0,45 \text{ pour le } \frac{5}{2}^+ \quad [38] \\ &= 0,62 \text{ pour le } \frac{9}{2}^+ \quad [38] \\ &= 0,70 \text{ pour le } \frac{3}{2}^- \quad [38] \\ &= 0,22 \text{ ou } 0,80 \text{ pour le } \frac{7}{2}^- \quad [38] \end{aligned}$$

- Réactions $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$ vers l'arrière

La valeur de $(\frac{F}{F+D})_{\beta} = -\frac{1}{2}$ est assez proche des résultats obtenus à partir de l'analyse des modes de désintégration des résonances $\frac{1}{2}^{-}$ et $\frac{5}{2}^{-}$ [39] qui donnent $\frac{F}{D+F} = -0,27 \pm 0,25$ pour le $\frac{1}{2}^{-}$ et $\frac{F}{D+F} = -0,24 \pm 0,06$ pour le $\frac{5}{2}^{-}$.

Les valeurs expérimentales pour $\sigma(p\pi^{-})$ [33] et $\sigma(\Sigma^{+}\pi^{-})$ à 4 GeV/c permettent de calculer :

$$\sigma_{\Sigma}^3 = \frac{G_{\Sigma K\Delta}^2}{G_{N\pi\Delta}^2} = 0,8 \pm 0,2$$

qui est bien compatible avec 1, qui est la valeur prédite par SU3.

- Comparaison des couplages G_{NKA} et $G_{NK\Sigma}$

L'estimation de $\sigma_1(\Sigma)$ n'est possible que si l'on se donne $\sigma(\Sigma^0\pi^{-})$ ou $\sigma(\Sigma^{-}\pi^0)$, qui ne peuvent être connus que par une expérience sur deutérium (ou par diffusion \bar{K}^0P en utilisant la conservation de l'isospin).

Nous avons essayé d'estimer ces valeurs de deux façons différentes :

La première consiste à supposer que les trajectoires N_{β} et Δ sont dégénérées de sorte que les amplitudes correspondantes sont en quadrature de phase et on peut écrire :

$$\sigma(\Sigma^{-}\pi^0) = \sigma(\Sigma^0\pi^{-}) = \frac{1}{2} \left[\sigma(\Sigma^{-}\pi^{+}) + \frac{1}{3} \sigma(\Sigma^{+}\pi^{-}) \right]$$

et donc :

$$\sigma_1(\Sigma) = \frac{9}{4} \left[\sigma(\Sigma^{-}\pi^{+}) - \frac{1}{9} \sigma(\Sigma^{+}\pi^{-}) \right] = 11 \pm 2 \mu b$$

Nous en déduisons :

$$\sigma_{\Sigma}^1 = \frac{G_{\Sigma KN}^2}{G_{NN\pi}^2} \beta = 0,16 \pm 0,04 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_{\Sigma}^1}{\sigma_{\Lambda}} = \frac{G_{\Sigma KN}^2}{G_{\Lambda KN}^2} \beta = 0,11 \pm 0,03$$

La deuxième méthode consiste à ne faire aucune hypothèse sur la phase relative entre les amplitudes de N_{β} et de Δ et à obtenir la valeur de $\sigma(\Sigma^0 \pi^-)$ et $\sigma(\Sigma^- \pi^0)$ en interpolant les valeurs :

$$\frac{\sigma(\Sigma^- \pi^0) + \sigma(\Sigma^0 \pi^-)}{2} = 31 \pm 4 \mu\text{b} \text{ à } 3 \text{ GeV}/c \quad [35]$$

$$\sigma(\Sigma^0 \pi^-) = 3 \pm 1 \mu\text{b} \text{ à } 4,5 \text{ GeV}/c \quad [40]$$

en supposant une loi de la forme $\sigma \propto P_L^{-n}$.

La valeur estimée à 4 GeV/c est :

$$\sigma(\Sigma^0 \pi^-) = \sigma(\Sigma^- \pi^0) = 6 \pm 1 \mu\text{b}.$$

Nous pouvons ainsi déterminer :

$$\sigma_{\Sigma}^1 = 0,20 \pm 0,04 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_{\Sigma}^1}{\sigma_{\Lambda}} = 0,14 \pm 0,03$$

Les valeurs de ces deux quantités sont compatibles avec les résultats obtenus par la première méthode.

Le couplage $G_{\Sigma KN}^2$ est donc petit devant $G_{\Lambda KN}^2$ et $G_{\Sigma KN}^2$. On rapprochera ce résultat des faibles valeurs des rapports de branchement

$$\Sigma_{\beta} \rightarrow \bar{K}N$$

$$N_{\beta} \rightarrow K\Sigma$$

VI - CONCLUSION

L'étude que nous venons de présenter complète un ensemble de résultats expérimentaux sur les diffusions $0^{-} \frac{1}{2}^{+}$ à 4 GeV/c.

Les distributions angulaires de production ont mis en évidence le caractère périphérique de ces réactions.

L'analyse des données a montré que le modèle d'échange de pôle de Regge est insuffisant. Des corrections absorptives apportées à ce modèle, en supposant la dégénérescence d'échange expliquent assez bien le comportement des polarisations des hyperons, mais prédisent des sections efficaces de réactions exotiques ou "illégales" plus faibles que celles des réactions obtenues par inversion de ligne, en contradiction avec les résultats expérimentaux obtenus pour les échanges d'hypercharge. Des modèles faisant intervenir un plus grand nombre de paramètres, comme celui des pôles secondaires ou celui des pôles complexes, ne semblent pas plus satisfaisants.

La comparaison des productions de Λ et de Σ par un méson d'étrangeté déterminée nous a permis d'évaluer le rapport $\frac{F}{D+F}$ pour les amplitudes de retournement et de non-retournement d'hélicité, en supposant la dégénérescence forte d'échange avec d'éventuelles corrections absorptives. Ces valeurs sont compatibles avec les prédictions de $(SU6)_W$ et du modèle des quarks d'une part et du modèle de dominance vectorielle (DMV) d'autre part.

La comparaison du pic antipériphérique pour $K^{-}p \rightarrow \Lambda \pi^0$ et pour les diffusions $\pi N \rightarrow N \pi$ vers l'arrière à 4 GeV/c, en utilisant l'hypothèse d'échange de N_{α} dégénéré avec N_{γ} et de Δ ,

nous a permis de calculer la valeur du rapport $\frac{F}{D+F}$ de couplage entre les octets $\frac{1}{2}^+$ (ou $\frac{3}{2}^-$), $\frac{1}{2}^+$ et 0^- , compatible avec les résultats obtenus par l'analyse des largeurs partielles des résonances.

En supposant que les réactions $K^-p \rightarrow \Sigma\pi$ vers l'arrière sont dominées par les échanges de N_B et de Δ , nous avons pu en déduire que le couplage $G_{\Sigma KN_B}$, est plus faible que $G_{\Lambda KN_{\alpha,\gamma}}$, ce qui est aussi en bon accord avec les résultats d'analyse des modes de désintégration des résonances.

REFERENCES

- [1] N. SCHMITZ, "High energy reactions", Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 25 sept-3oct. 1970.
- [2] S.W. MACDOWELL, Phys. Rev. 116, 774 (1959)
- [3] P.G.O. FREUND, Phys. Rev. Letters 20, 235 (1968)
C. SCHMID, Phys. Rev. Letters 20, 628 (1968)
- [4] F. HENYEVY et al, Phys. Rev. 182, 1579 (1969)
- [5] G. COHEN-TANNOUJJI et al, Nuovo Cimento 48A, 1075 (1967)
- [6] A. KRZYWICKI, Duality and Regge cuts in inelastic 2 - body processes, 5th Moriond Meeting (1970)
- [7] H.J. LIPKIN et S. MESHKOV, Phys. Rev. Letters 14, 670 (1965)
- [8] M.E. ROSE, Relativistic Electron Theory
(John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1961) p. 72
- [9] J.C. CARTER et al. Physics Rev. Letters 14, 523 (1965)
- [10] H.J. LIPKIN et F. SCHECK, Phys. Rev. Letters 18, 347 (1967)
- [11] V. BARGER et C. MICHAEL, Phys. Rev. 186, 1594 (1969)
- [12] K. IGI et al, Phys. Rev. Letters 21, 580 (1968)
- [13] A.L. GRANT et J. LLOYD, A medium momentum separated beam for use with the 2 metre hydrogen bubble chamber at CERN.
Rapport CERN/D.Ph.II/BEAM 68-1.
- [14] Particle Data Group, "Review of Particle Properties"
Rev. Mod. Phys. 43, S1 (1971)

- [15] E. FLAMINO et al, "Compilation of cross sections;
K⁻ induced reactions".
Rapport CERN/HERA 70-6
- [16] J. BADIER et al. Rapport CEA R-3037 (1966)
- [17] P. ASTBURY et al. Phys. Letters 23, 396 (1966)
- [18] La réaction efficace différentielle pour K⁻p élastique à
4 GeV/c a été obtenue en interpolant les données à :
3 GeV/c : N.M. FOCACCI et al. Phys. Letters 19, 441 (1965)
3.5 GeV/c : J. GORDON. Phys. Letters 21, 117 (1966)
5.8 GeV/c : J. SHMORE et al. Phys. Rev. Letters 21, 387 (1968)
- [19] G. GIACOMELLI et al , Phys. Letters 31B, 321 (1970)
- [20] G.V. DASS, C. MICHAEL et R.J.N. PHILLIPS
Nucl. Phys. B9, 549 (1969)
- [21] J.P. DE BRION, A. DEREM et J. DRONKERS
Nucl. Phys. B32, 557 (1971)
- [22] S.M. PRUSS et al., Phys. Rev. Letters 23, 189 (1969)
- [23] A. BERTHON et al., Nucl. Phys. B24, 417 (1970)
G. LONDON et al., Phys. rev. 143, 1034 (1966)
J. BADIER et al., rapport CEA R-3037 (1966)
M. HAGUE et al., Phys. Rev. 152, 1148 (1966)
J.S. LOOS et al., Phys. Rev. 173, 1330 (1968)
- [24] D.R.O. MORRISON, Phys. Letters 22, 528 (1966)
- [25] D.J. CRENNEL et al., Phys. Rev. Letters 23, 1347 (1969)
- [26] $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$: M. YVERT, These
 $\pi^- p \rightarrow \eta n$: O. GUISAN, communication privée.
- [27] A.C. IRVING, A.D. MARTIN et C. MICHAEL,
Nucl. Phys. B32, 1 (1971)

- [28] C. MEYERS et al., "Further evidences for exchange degeneracy with SU₃ symetry and absorptive corrections in hypercharge exchange reactions", Université de Bordeaux. Rapport PTB-36.
- [29] J.P. DE BRION, communication privée.
- [30] J. BALL, G. MARCHESINI et F. ZACHARIASEN, Phys. Letters 31B, 583 (1970)
P. KAUS et F. ZACHARIASEN, Phys. Rev. D1, 2962 (1970)
B.R. DESAI et al., Phys. Rev. Letters 25, 1389 (1970)
- [31] D.P. ROY et al., Phys. Letters 34B, 512 (1971)
- [32] V. BARGER, Regge analyses of high energy scattering data, Irvine conference (Dec. 1969).
- [33] G. GIACOMELLI et al., "A compilation of pion-nucleon scattering data". Rapport CERN/HERA 69-1.
- [34] R.C. CHASE et al., Phys. Rev. D2, 2588 (1970)
- [35] R. BARLOUTAUD et al., Nucl. Phys. B26, 557 (1971)
- [36] A.L. MARTIN et C. MICHAEL, Phys. Letters 32B, 297 (1970)
- [37] G. EBEL, H. PILKUHN et F. STEINER, Nucl. Phys. B17, 1 (1970)
- [38] J. MEYER et D.E. PLANE, Nucl. Phys. B25, 428 (1971)
- [39] D.E. PLANE et al., Nucl. Phys. B22, 93 (1970)
- [40] W.L. YEN et al., Phys. Rev. Letters 22, 963 (1969)
- [41] M. ABRAMOVICH et al., Nucl. Phys. B27, 477 (1971)
P. GRANET, Thèse (1970) Rapport CEA-R 4068
- [42] R. BARLOUTAUD, "Medium energy hadron dynamics : two-body and quasi-two-body reactions". Proceedings of the 1971 Amsterdam International conference on elementary particles p. 79.

- [43] A. BASHIAN et al., Phys. Rev. D4, 2667 (1971)
- [44] S.J. LINDENBAUM, communication submitted to the 4th international conference on high energy collisions, Oxford, 5-7 April 1972.
- [45] Je remercie Monsieur BARLOUTAUD pour m'avoir communiqué ces résultats préliminaires sur les réactions $K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$ et $K^-p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ à 14 GeV/c.
(Collaboration Ecole Polytechnique-Rutherford-Saclay).
- [46] J. BARTSH et al., Rapport CERN/D.Ph.II/71-27

Manuscrit reçu le 1er février 1973

TABEAU I

Réaction	Amplitude de la voie t ^(*)
$K^- p \longrightarrow \bar{K}^0 n$	$A_\rho - A_R$
$K^+ n \longrightarrow K^0 p$	$A_\rho - A_R$
$\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n$	$\sqrt{2} A_e$
$\pi^- p \longrightarrow \eta n$	$\sqrt{2/3} A_R$
$K^- p \longrightarrow \pi^- \Sigma^+$	$(F_V - D_V) A_{K^*} + (F_T - D_T) A_{K^{**}}$
$\pi^+ p \longrightarrow K^+ \Sigma^+$	$-(F_V - D_V) A_{K^*} + (F_T - D_T) A_{K^{**}}$
$K^- p \longrightarrow \pi^+ \Sigma^-$	exotique
$K^- p \longrightarrow \eta \Lambda$	$\frac{1}{2} (3F_V + D_V) A_{K^*} - \frac{1}{6} (3F_T + D_T) A_{K^{**}}$
$K^- p \longrightarrow \pi^0 \Lambda$	$\frac{1}{\sqrt{12}} (3F_V + D_V) A_{K^*} + \frac{1}{\sqrt{12}} (3F_T + D_T) A_{K^{**}}$
$\pi^- p \longrightarrow K^0 \Lambda$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (3F_V + D_V) A_{K^*} - \frac{1}{\sqrt{6}} (3F_T + D_T) A_{K^{**}}$

(*)

Nous désignons par A_P l'amplitude correspondant à l'échange du pôle P (A_R correspondant à l'échange du A_2), par D_V , F_V , D_T et F_T les coefficients de couplage symétriques et anti-symétriques pour les échanges des octets vectoriel et tensoriel.

Nous avons adopté la convention habituelle $D + F = 1$.

T A B L E A U II

	(SU6) _W ou modèle des quarks	D M V
$\left(\frac{F}{D+F}\right)_{NRH}$	1	1
$\left(\frac{F}{D+F}\right)_{RH}$	0,4	0,25
$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-\Sigma^+)$	$\frac{4}{\leq 3}$	$\frac{4}{-}$
$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^0\Lambda)$	$\frac{4}{=3}$ pour t=0	3
$\frac{\vec{n}_{P_\Sigma}}{\vec{n}_{P_\Lambda}}$	$\leq -\frac{1}{3}$	- 1
$\frac{\vec{n}_{P_\Sigma} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^-\Sigma^+)}{\vec{n}_{P_\Lambda} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^0\Lambda)}$	$-\frac{4}{9}$	$-\frac{4}{3}$

T A B L E A U III

NATURE	τ	τP	J^P	POLES
α	+	+	$\frac{1^+}{2}$	N(938), N(1470), N(1780), $\Delta(1910)$ $\Lambda(1115)$ $\Sigma(1190)$ $\Xi(1320)$
			$\frac{5^+}{2}$	N(1688) $\Delta(1890)$ $\Lambda(1815)$ $\Sigma(1915)$
			$9/2^+$	N(2220) (a)
β	+	-	$\frac{1^-}{2}$	N(1535), N(1700) $\Delta(1650)$ $\Lambda(1405), \Lambda(1670)$ $\Sigma(1750)$
			$\frac{5^-}{2}$	N(1670) $\Lambda(1830)$ $\Sigma(1765)$
γ	-	+	$\frac{3^-}{2}$	N(1520) $\Delta(1670)$ $\Lambda(1520), \Lambda(1690)$ $\Sigma(1670)$
			$\frac{7^-}{2}$	N(2190) $\Lambda(2100)$
δ	-	-	$\frac{3^+}{2}$	N(1860) $\Delta(1236)$ $\Sigma(1385)$ $\Xi(1530)$ $\Omega(1675)$ (a)
			$7/2^+$	$\Delta(1950)$ $\Sigma(2030)$
			$11/2^+$	$\Delta(2420)$

(a) le spin-parité de ces particules n'a pas été établi expérimentalement

T A B L E A U IV

Réaction	Amplitude
$\pi^- p \rightarrow p \pi^-$	Δ
$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+$	$\frac{2}{3} N + \frac{\Delta}{3}$
$\pi^- p \rightarrow n \pi^0$	$-\frac{\sqrt{2}}{3} N + \frac{\sqrt{2}}{3} \Delta$
$K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$	$-\Delta$
$K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+$	$\frac{2}{3}(D-F)N - \frac{\Delta}{3}$
$K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$	$-\frac{1}{3\sqrt{3}} (3F+D) N$

Ici aussi nous avons adopté la normalisation $D+F = 1$

Tableau V

Type	300	001	210 ⁺	210 ⁻
ϵ_1	0,884	0,901	0,777	0,813
ϵ_2	0,891	0,899	0,787	0,820
δ_1	0,005	0,023	0,035	0,029
δ_2	0,006	0,021	0,036	0,037
ϵ	0,989	0,994	0,966	0,977
α		$< 0,32$	$0,70^{+0,30}_{-0,40}$	$< 0,31$

Tableau VI

Pull trace		$\frac{1}{P}$	$\sqrt{\Gamma_{1/P}}$	λ	Γ_{λ}	ψ	Γ_{ψ}
		Série I					
	K^-	- 0,17	1,10	0,21	1,06	0,20	1,20
	Λ	-	-	0,00	0,93	0,03	0,90
	π^+	0,12	1,07	0,13	1,06	-0,13	1,07
	$P(\Lambda)$	- 0,03	1,00	0,17	1,04	-0,07	1,03
	$\pi(\Lambda)$	0,00	0,94	0,03	1,02	-0,13	1,04
	$\pi(\Lambda)$	0,24	0,92	0,04	0,93	-0,16	1,01
Série II							
	K^-	- 0,16	0,94	0,16	1,00	0,19	1,14
	Λ	-	-	0,04	0,88	0,06	0,84
	π^-	0,07	0,95	0,13	0,98	-0,13	1,00
	π^-	0,01	0,98	0,11	0,99	-0,01	1,03
	$P(\Lambda)$	0,03	0,97	-0,04	0,91	-0,11	0,95
	$\pi(\Lambda)$	- 0,20	0,80	0,00	0,87	-0,12	0,85

Evénements utilisés

Série I : 482 événements

Série II : 704 événements

Tableau VII

Paramètre	Série I	Série II
$P(\text{GeV}/c)$	$3,955 \pm 0,025$	$3,938 \pm 0,030$
$\lambda(\text{m rad})$	5 ± 6	6 ± 4
$\varphi(\text{m rad})$	39 ± 4	58 ± 4

Tableau VIII

Nature du V	N° de l'hypothèse	Hypothèse (*)
V^0	1	$\Lambda \longrightarrow p \pi^-$
	2	$\bar{K}^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$
	3	$\sigma \longrightarrow e^+ e^-$
V^+	1	$\Sigma^+ \longrightarrow p \pi^0$
	2	$\Sigma^+ \longrightarrow n \pi^+$
V^-	1	$\Sigma^- \longrightarrow n \pi^-$
	2	$\Xi^- \longrightarrow (\Lambda) K^-$

(*) on désigne par le symbole (Λ) le Λ non signé.

Tableau IX

Type	Hypothèse	4-contraintes	1 contrainte
001	1	-	$\Lambda \pi^0$
	2	-	$\bar{K}^0 n$
210^+	1	$\Sigma^+ \pi^-$	$\Sigma^+ \pi^- \pi^0$
	2		$\Sigma^+ \kappa^- (K^0)$
210^-	1	$\Sigma^- \pi^+$	$\Sigma^- \pi^+ \pi^0$
300	1	$\pi^+ \pi^- \pi^-$	_____

T A B L E A U X

TYPE	SCANNING	REJETS %	RECUPERATION %	ε_M %	ETAT FINAL	n	$n \frac{W}{i}^{(*)}$	σ μbarn
300	7600	8,6	0,3	////	////////////////////	////	////	////
001	14030	11,4	2,4	72,2	total Λ	3680	////	////
					total K^0	4729	////	////
					$\Lambda \pi^0$	335	850 \pm 55	83 \pm 10
					$\Lambda \eta$	116 \pm 25	416 \pm 95	40 \pm 10
					$\bar{K}^0 n$	607	2505 \pm 93	258 \pm 15
210+	7200	10,1	2,6	80,0	$\Sigma^+ \pi^-$	509	1170 \pm 55	117 \pm 9
210-	6450	15,4	2,7	76,2	$\Sigma^- \pi^+$	50	72 \pm 11	7,5 \pm 1,5

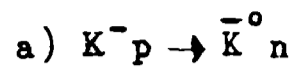
(*) Nous avons utilisé les rapports de branchement suivants :

$$\frac{\Lambda \rightarrow p \pi^-}{\Lambda \rightarrow \text{total}} = 65,3 \pm 1,3 \%$$

$$\frac{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_S^0 \rightarrow \text{total}} = 68,7 \pm 0,6 \%$$

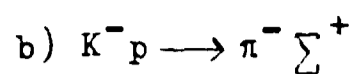
$$\frac{\eta \rightarrow \text{neutre}}{\eta \rightarrow \text{total}} = 71,6 \pm 1,6 \%$$

TABLEAU XI



$-t \text{ GeV}^2$	Nombre d'événements	$\frac{d\sigma}{dt}$ ub/GeV ²
0. - 0,05	61	538 \pm 70
0,05 - 0,1	57	494 \pm 65
0,1 - 0,15	58	479 \pm 63
0,15 - 0,2	44	350 \pm 53
0,2 - 0,3	74	335 \pm 39
0,3 - 0,4	75	327 \pm 38
0,4 - 0,5	43	176 \pm 27
0,5 - 0,6	30	128 \pm 24
0,6 - 0,7	20	77 \pm 17
0,7 - 0,8	24	95 \pm 20
0,8 - 0,9	12	52 \pm 15
0,9 - 1	15	60 \pm 15
1 - 1,2	17	41,3 \pm 9,9
1,2 - 1,4	19	38,3 \pm 8,7
1,4 - 1,6	9	18,7 \pm 6,3
1,6 - 1,8	10	22,2 \pm 7,0
1,8 - 2	6	11,1 \pm 4,6
2 - 2,2	8	16,8 \pm 6,0
2,2 - 2,4	4	8,6 \pm 4,4
2,4 - 2,6	10	19,4 \pm 6,2
2,6 - 2,8	4	8,5 \pm 4,3
2,8 - 3	3	6,6 \pm 3,9
3 - 6,28	4	0,5 \pm 0,25

TABLEAU XI



$-t \text{ GeV}^2$	Nombre d'événements	$\frac{d\sigma}{dt}$
-0,015 - 0,02	51	480 \pm 67
0,02 - 0,06	64	445 \pm 55
0,06 - 0,1	66	395 \pm 48
0,1 - 0,15	56	233 \pm 31
0,15 - 0,2	44	173 \pm 26
0,2 - 0,25	18	72,5 \pm 17
0,25 - 0,3	28	100 \pm 19
0,3 - 0,35	16	59 \pm 14
0,35 - 0,4	9	32 \pm 10
0,4 - 0,5	13	25,4 \pm 7,0
0,5 - 0,6	5	7,1 \pm 3,2
0,6 - 0,7	8	13,9 \pm 4,9
0,7 - 0,8	12	19,3 \pm 5,6
0,8 - 0,9	9	16,1 \pm 5,4
0,9 - 1,1	13	9,8 \pm 2,7
1,1 - 1,3	15	13,3 \pm 3,4
1,3 - 1,5	14	17,9 \pm 4,8
1,5 - 2,0	17	8,7 \pm 2,1
2,0 - 2,5	5	2,5 \pm 1,1
2,5 - 3,0	4	2,1 \pm 1,0
$-u \text{ GeV}^2$		
2,6 - 3,0	4	2,4 \pm 1,2
2,2 - 2,6	1	0,6 \pm 0,6
1,8 - 2,2	5	2,9 \pm 1,3
1,4 - 1,8	5	2,9 \pm 1,3
1,0 - 1,4	4	2,4 \pm 1,2
0,6 - 1,0	4	2,4 \pm 1,2
0,2 - 0,6	7	4,0 \pm 1,5
0,0 - 0,2	7	7,9 \pm 3,0
-0,12 - 0,0	4	8,1 \pm 4,0

TABLEAU XI

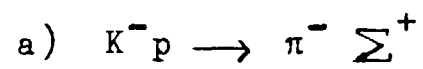
e) $K^-p \rightarrow \eta\Lambda$

$-t \text{ GeV}^2$	Nombre * d'événements	$\frac{d\sigma}{dt}$
0 - 0,2	61	89 \pm 19
0,2 - 0,5	1,5	1,2 \pm 5,8 1,2
0,5 - 1,0	12	7,0 \pm 4,0
1,0 - 1,5	12	11,7 \pm 7,5

* Fond soustrait

TABLEAU XII

Polarisation de l'hyperon



$-t \text{ GeV}^2$	Nombre d'événements	Polarisation
-0,015 - 0,05	35	-0,18 \pm 0,29
0,05 - 0,1	32	-0,40 \pm 0,30
0,1 - 0,15	21	-0,49 \pm 0,36
0,15 - 0,2	18	-0,28 \pm 0,40
0,2 - 0,3	18	-1,00 \pm 0,33
0,3 - 0,6	22	-0,35 \pm 0,36
0,6 - 1,2	16	-0,71 \pm 0,40

TABIEAU XI

c) $K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda$

$-t$ GeV ²	Nombre d'événements	$\frac{d\sigma}{dt}$
-0,01 - 0,05	21	181 ± 39
0,05 - 0,1	32	177 ± 31
0,1 - 0,15	42	197 ± 30
0,15 - 0,2	25	128 ± 25
0,2 - 0,3	30	62 ± 11
0,3 - 0,4	22	45 ± 10
0,4 - 0,5	16	34 ± 8
0,5 - 0,7	22	22,4 ± 4,7
0,7 - 0,9	16	18,0 ± 4,5
0,9 - 1,1	12	13,9 ± 4,0
1,1 - 1,3	5	5,2 ± 2,3
1,3 - 2,0	11	3,6 ± 1,1
2,0 - 3,0	8	1,7 ± 0,6
$-u$ GeV ²		
1,5 - 3,16	12	1,7 ± 0,5
1,1 - 1,5	11	4,1 ± 1,2
0,9 - 1,1	2	1,4 ± 1,0
0,7 - 0,9	8	7,0 ± 2,5
0,5 - 0,7	12	8,6 ± 2,5
0,3 - 0,5	9	11,2 ± 3,7
0,1 - 0,3	11	9,6 ± 2,9
0,1 - 0,1	9	10,3 ± 3,4

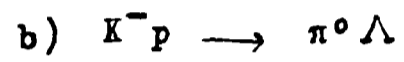
TABLEAU XI

d) $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$

$-t \text{ GeV}^2$	Nombre d'événements	$\frac{d\sigma}{dt}$
$-0,015$	4	$0,42 \pm 0,24$
$1,0$	2	$0,29 \pm 0,20$
$2,0$	3	$0,53 \pm 0,26$
$-u \text{ GeV}^2$		
$2,2$	4	$0,64 \pm 0,32$
$1,4$	3	$0,53 \pm 0,31$
$1,0$	2	$0,67 \pm 0,48$
$0,6$	9	$3,6 \pm 1,2$
$0,2$	4	$1,5 \pm 0,8$
$0,0$	7	$5,3 \pm 2,1$
$-0,12$	14	$18,3 \pm 4,9$

TABLEAU XII

Polarisation de l'hyperon



$-t \text{ GeV}^2$	Nombre d'événements	Polarisation
-0,01 - 0,05	21	0,38 \pm 0,58
0,05 - 0,1	32	1,34 \pm 0,41
0,1 - 0,2	67	0,73 \pm 0,32
0,2 - 0,3	30	0,84 \pm 0,46
0,3 - 0,5	38	0,66 \pm 0,42
0,5 - 1,0	42	0,22 \pm 0,41
1,0 - 3,0	32	1,07 \pm 0,43

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 - Diagramme de CHEW-FRAUTSCHI pour les baryons $S = 0$.
- Fig. 2 - Diagramme de CHEW-FRAUTSCHI pour les baryons $S = -1$.
- Fig. 3 - Configuration des topologies étudiées.
- Fig. 4 - Distribution angulaires de désintégration des Λ (a) et K^0 (b)
- Fig. 5 - Diagramme de masse manquante carrée au $\bar{\Lambda}$ en fonction du transfert entre le proton cible et le $\bar{\Lambda}$ pour les événements K^0 interprétés comme des $\bar{\Lambda}$.
- Fig. 6 - Masse carrée effective des produits de désintégration du Λ (a) et du K^0 (b).
- Fig. 7 - Distributions du temps propre de désintégration du Λ (a) et du K^0 (b). L'origine du temps est l'instant pour lequel la longueur projetée du Λ ou du K^0 est égale à 5 mm. Les droites correspondent à des vies moyennes de $2,52 \times 10^{-10}$ s pour le Λ et de $0,86 \times 10^{-10}$ s pour le K^0 [14].
- Fig. 8 - Diagramme de transfert t en fonction de $MM^2(K^0)$ pour les événements avec K^0 .
- Fig. 9 - Distribution du $MM^2(K^0)$ pour les événements avec K^0 . Les zones hachurées correspondent aux événements retenus comme $\bar{K}^0 n$.
- Fig. 10 - Diagramme de transfert t en fonction de $MM^2(\Lambda)$ pour les événements avec Λ .
- Fig. 11 - Distributions de $MM^2(\Lambda)$ pour des différentes tranches de t pour les événements avec Λ . Les zones hachurées correspondent aux événements retenus comme $\pi^0 \Lambda$.

Fig. 12 - Distributions de masses manquantes carrées au sommet principal pour les événements avec Σ^+ . Les zones hachurées correspondent aux événements retenus comme $\pi^+\Sigma^+$.

Fig. 13 - Distributions d'énergie manquante au sommet principal pour les événements avec Σ^+ avec $-0,1 < MM^2 < 0,05(\text{GeV}/c^2)^2$. Les zones hachurées correspondent aux événements retenus comme $\pi^+\Sigma^+$. Les courbes désignent la contribution de la résolution expérimentale sur ΔE dans la région $\Delta E < M_{\pi^0}$.

Fig. 14 - Distribution des niveaux de confiance de l'ajustement cinématique pour les événements retenus comme $\pi^+\Sigma^+$.

Fig. 15 - Variations des sections efficaces avec s pour :

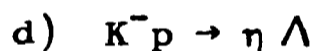
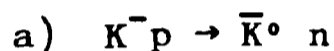


Fig. 16 - Distribution angulaire pour la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ à 3 [16] - 3,95 (cette expérience) - 7,1 [17] GeV/c.

Fig. 17 - Distribution angulaire et polarisation du Σ^+ pour $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$.

Fig. 18 - Distribution angulaire pour $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$.

Fig. 19 - Distribution angulaire et polarisation du Λ pour $K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda$.

Fig. 20 - Distribution angulaire pour $K^-p \rightarrow \eta \Lambda$.

Fig. 21 - Variations des sections efficaces vers l'avant pour $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^+$ en fonction de l'impulsion incidente dans le laboratoire.

Fig. 22 - Comparaison des variations des sections efficaces différentielles et des polarisations du Σ^+ en fonction de t pour les réactions $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ à 4 GeV/c [22] et $K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+$ à 3,95 GeV/c (cette expérience).

Fig. 23 - Comparaison des variations des sections efficaces différentielles et des polarisations du Λ en fonction de t pour les réactions $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ [40] et $K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda$ (cette expérience) à 3,95 GeV/c.

Fig. 24 - Comparaison des variations de

$$\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^0n) + \frac{3}{2} \frac{d\sigma}{dt} (\eta n) \text{ à } 4,06 \text{ GeV/c [26] et}$$

de $\frac{d\sigma}{dt} (\bar{K}^0n)$ à 3,95 GeV/c (cette expérience) en fonction

de t .

Fig. 25 - Variations des pentes de $\text{Lg} \frac{d\sigma}{dt}$ pour les réactions

$\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ et $\pi N \rightarrow KY$ en fonction de s [42 - 45].

Fig. 26 - Variations des sections efficaces vers l'avant

($-0,4 < t < -0,05 \text{ GeV}^2$) pour les réactions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$ et $\pi N \rightarrow KY$ [42 - 46].

Fig. 27 - Variations de R_Λ et R_Σ en fonction de t .

Fig. 28 - Variations de r_π et r_K en fonction de t .

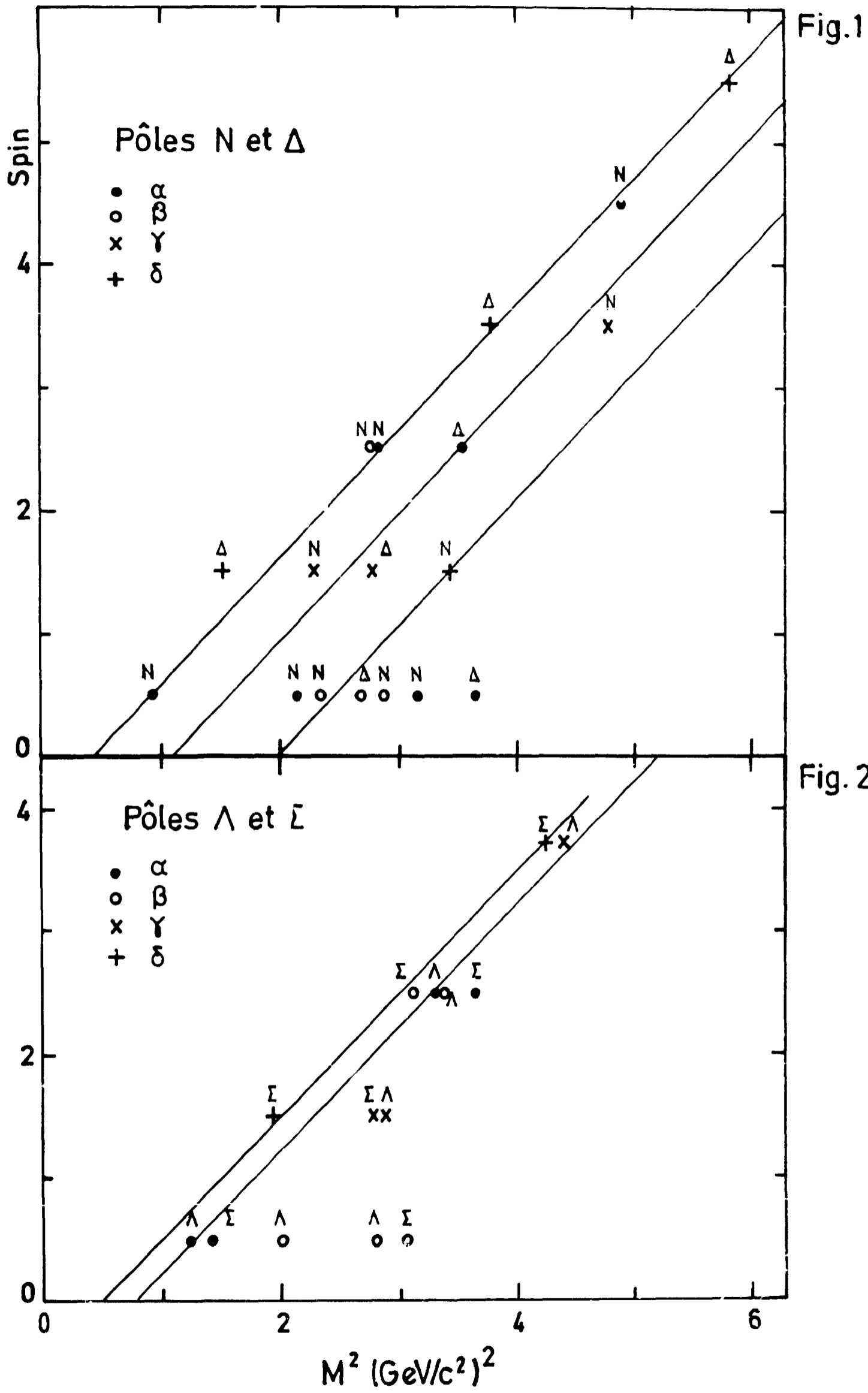


Fig. 3

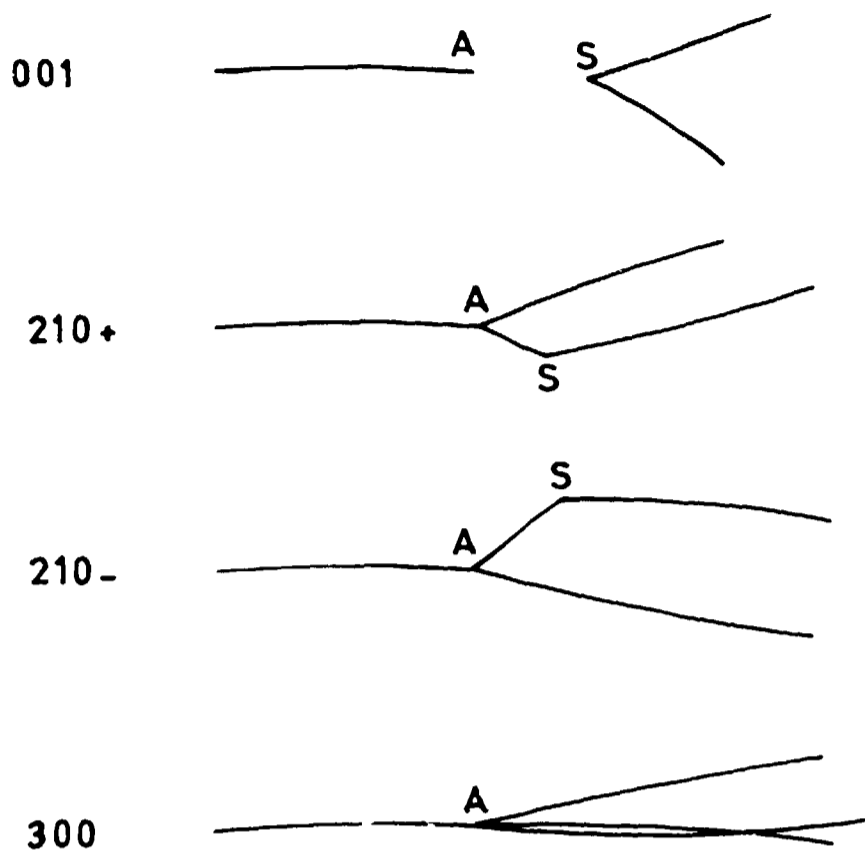


Fig. 4

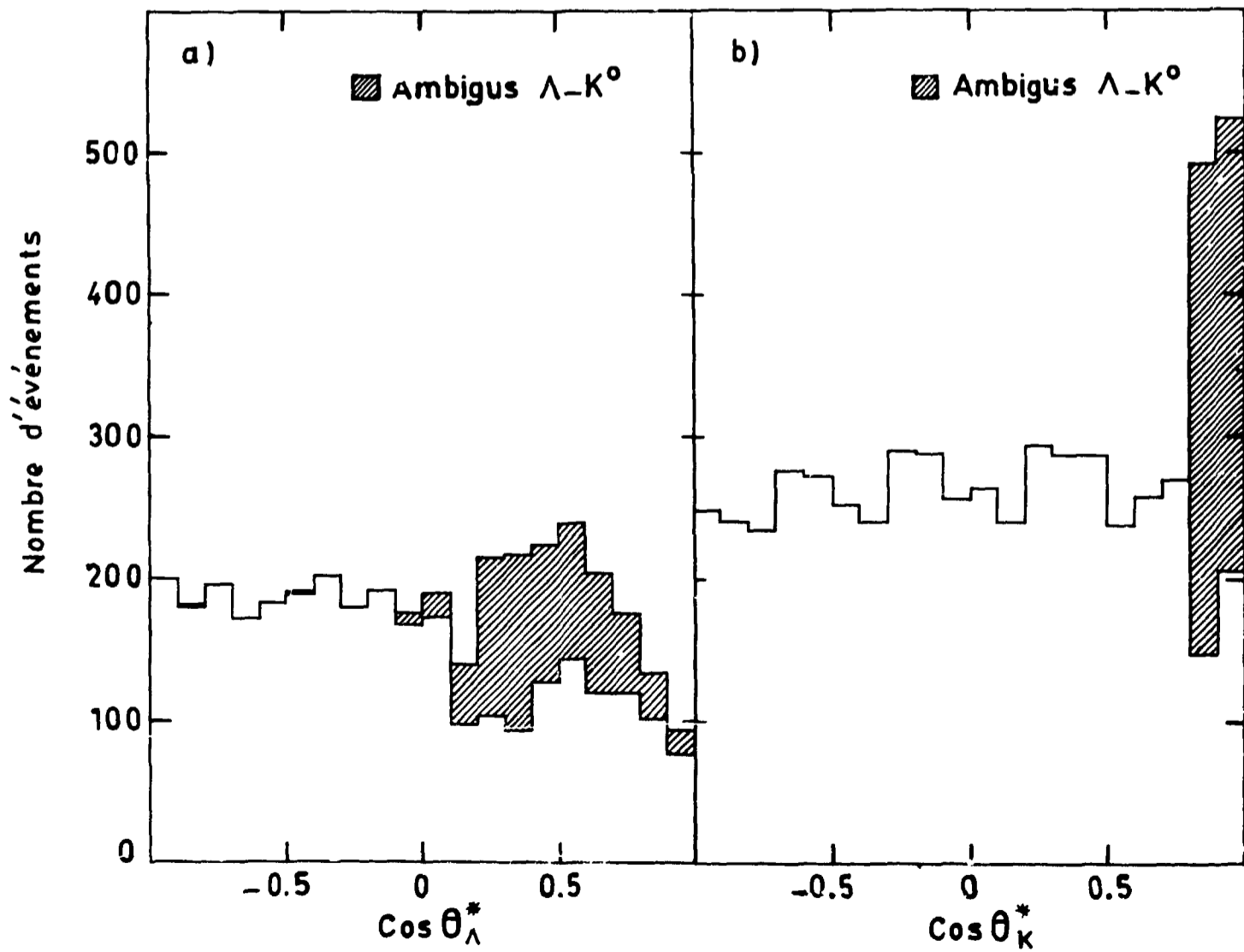


Fig. 5

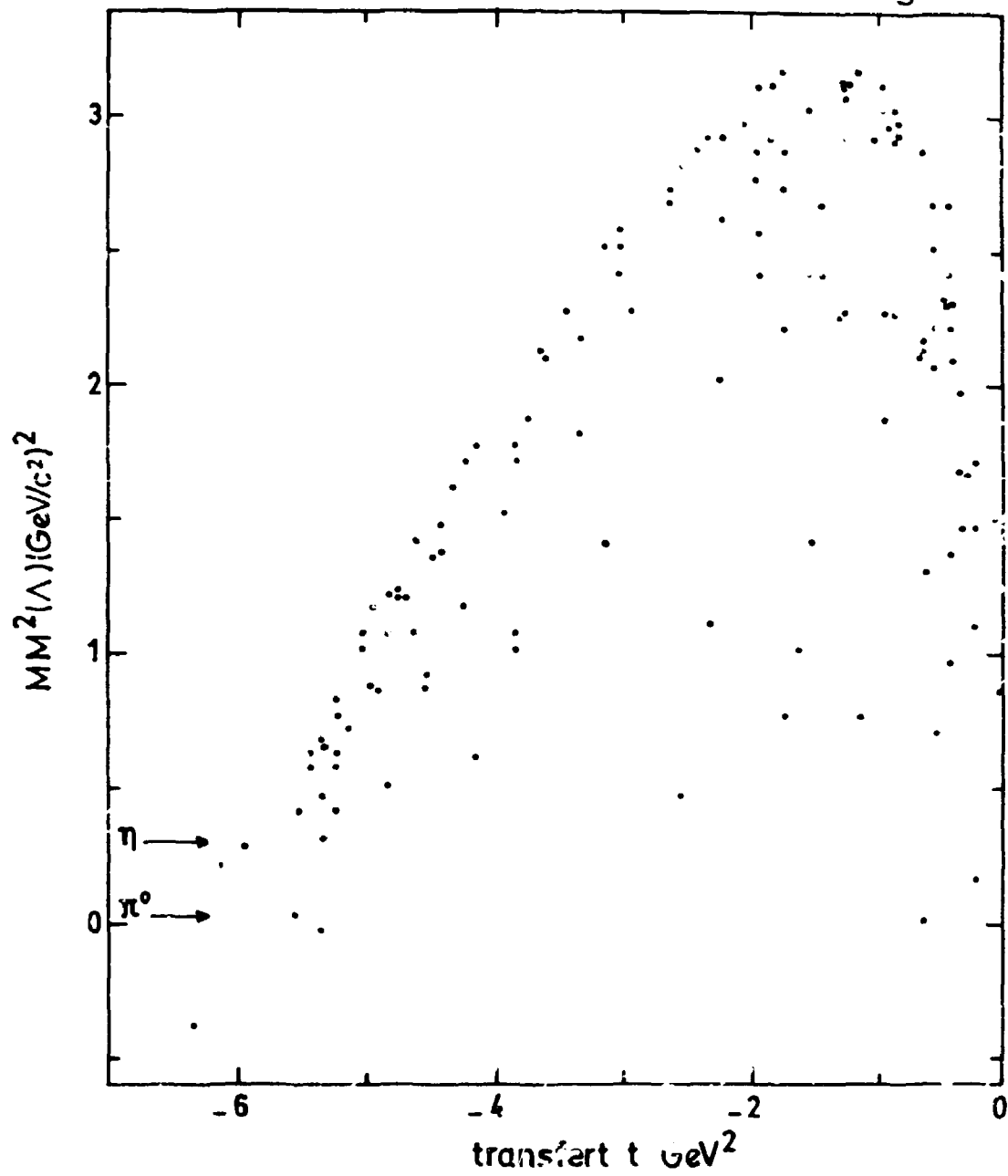


Fig. 6

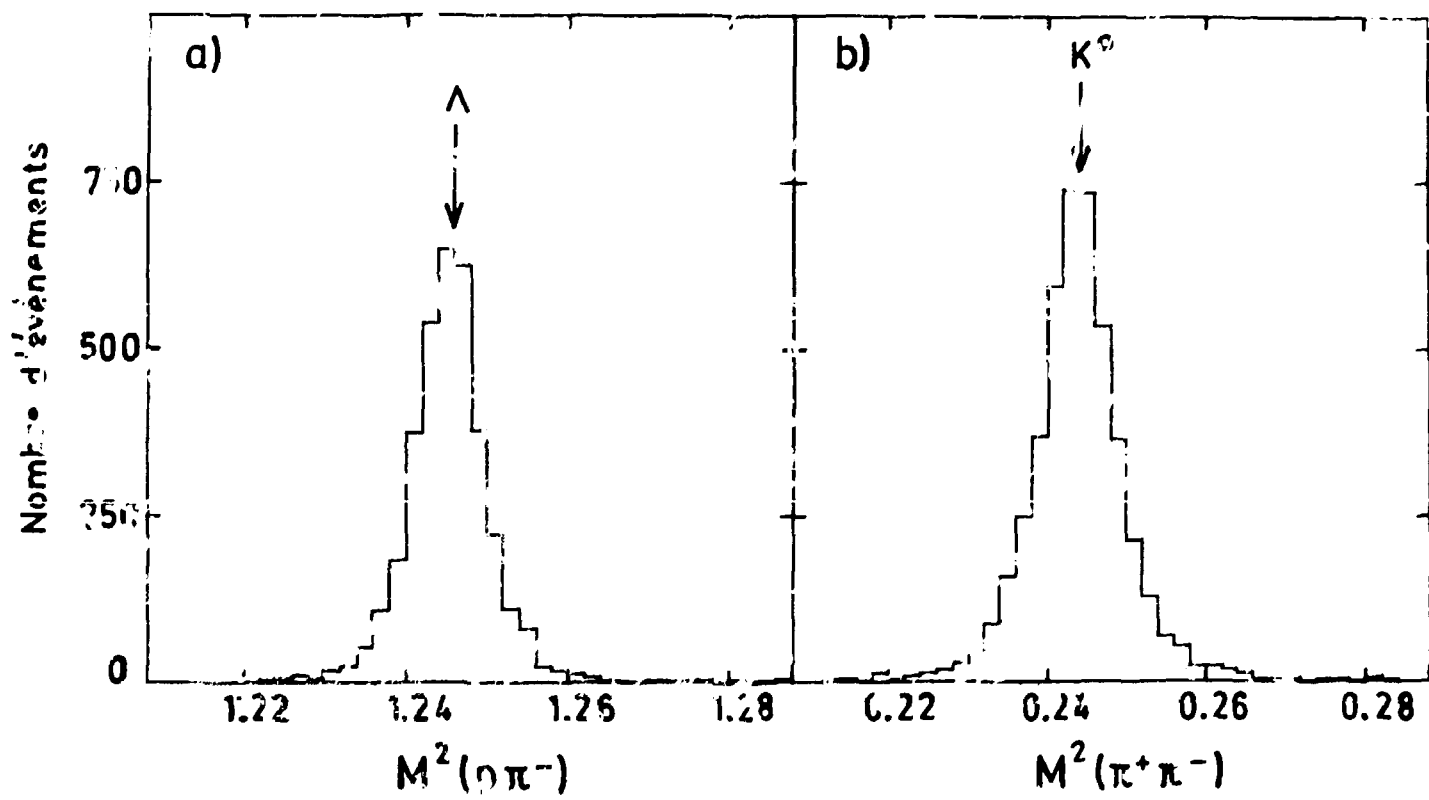


Fig. 7

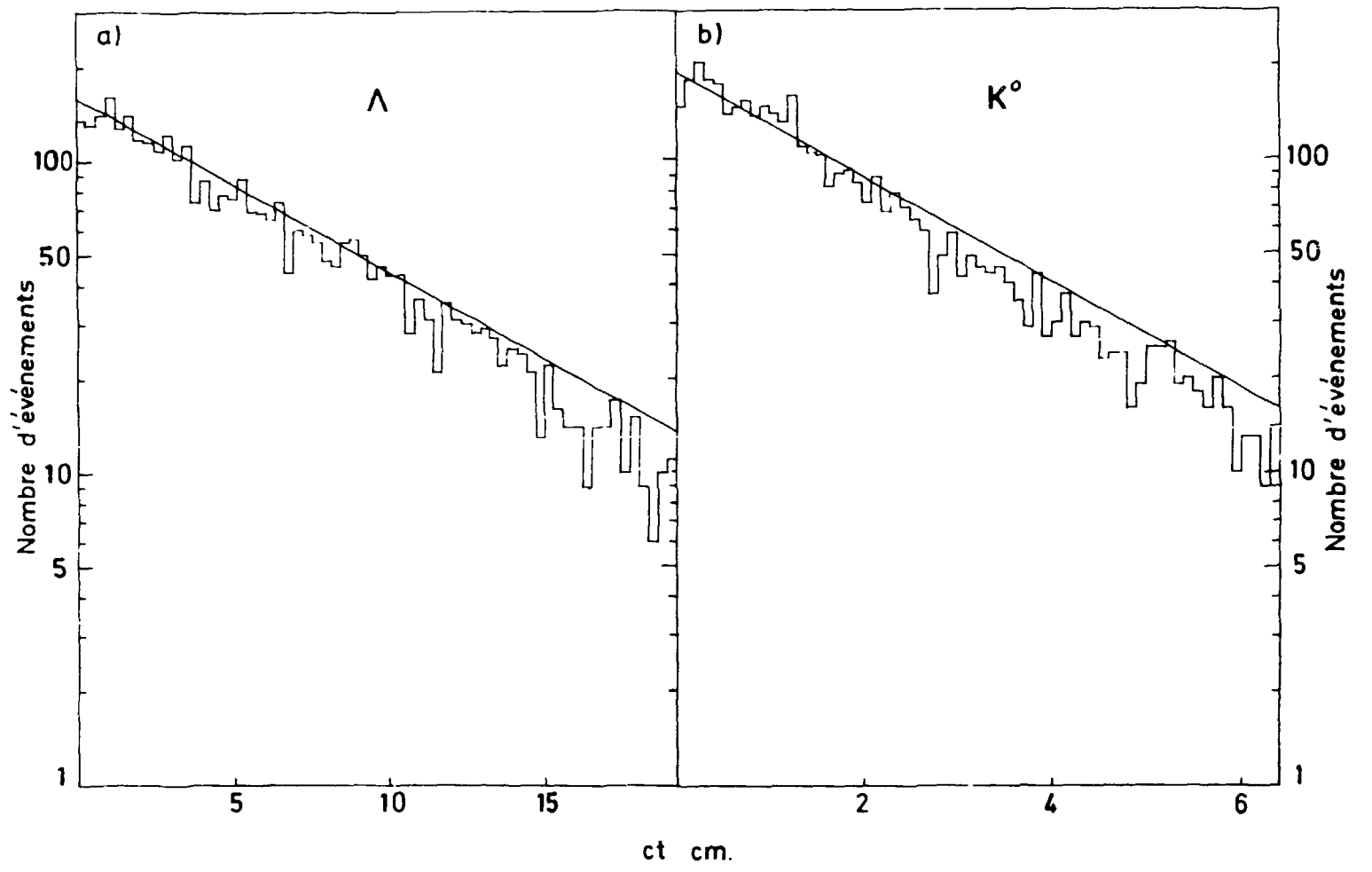


Fig. 8

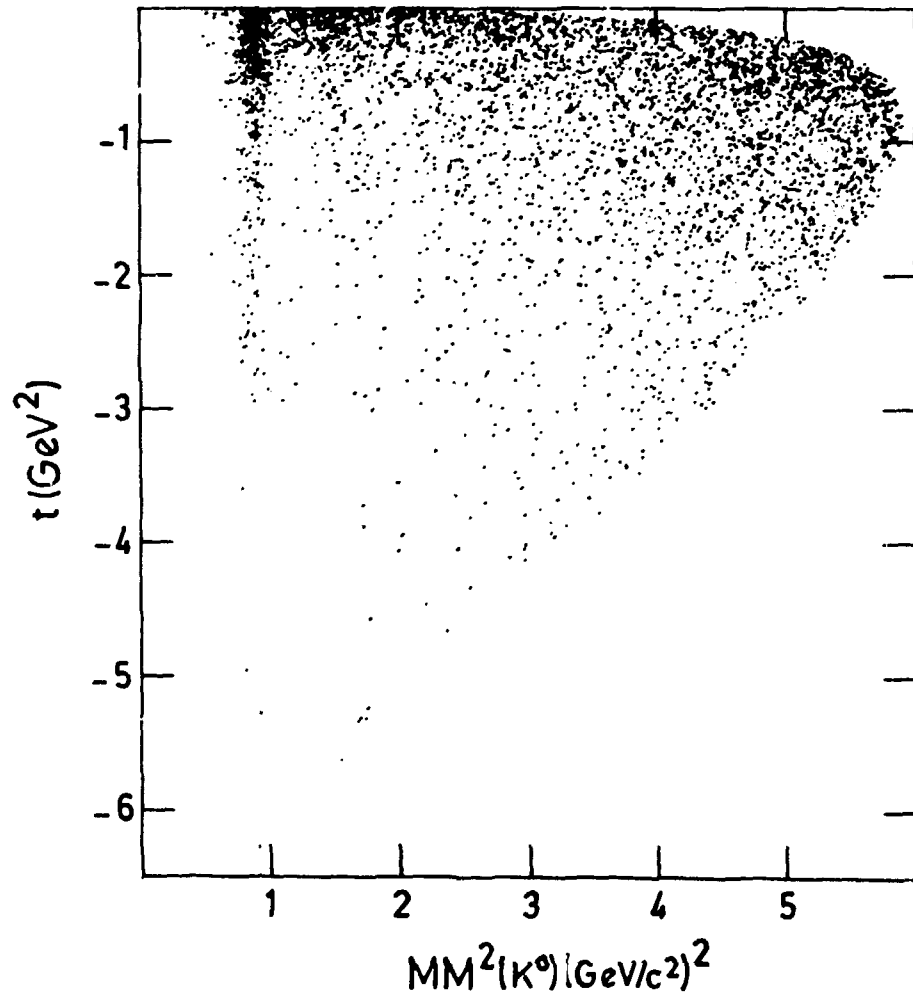


Fig. 9

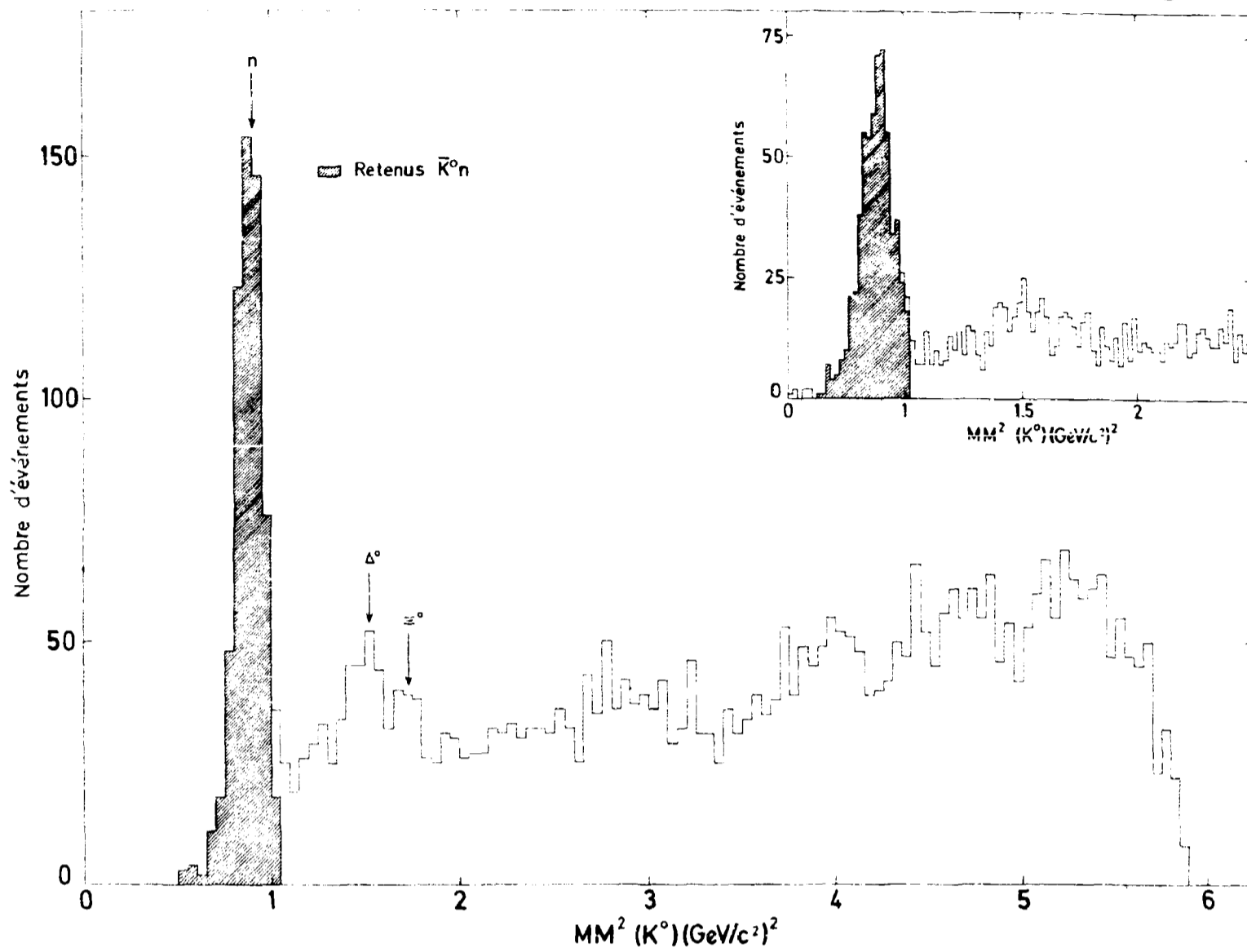
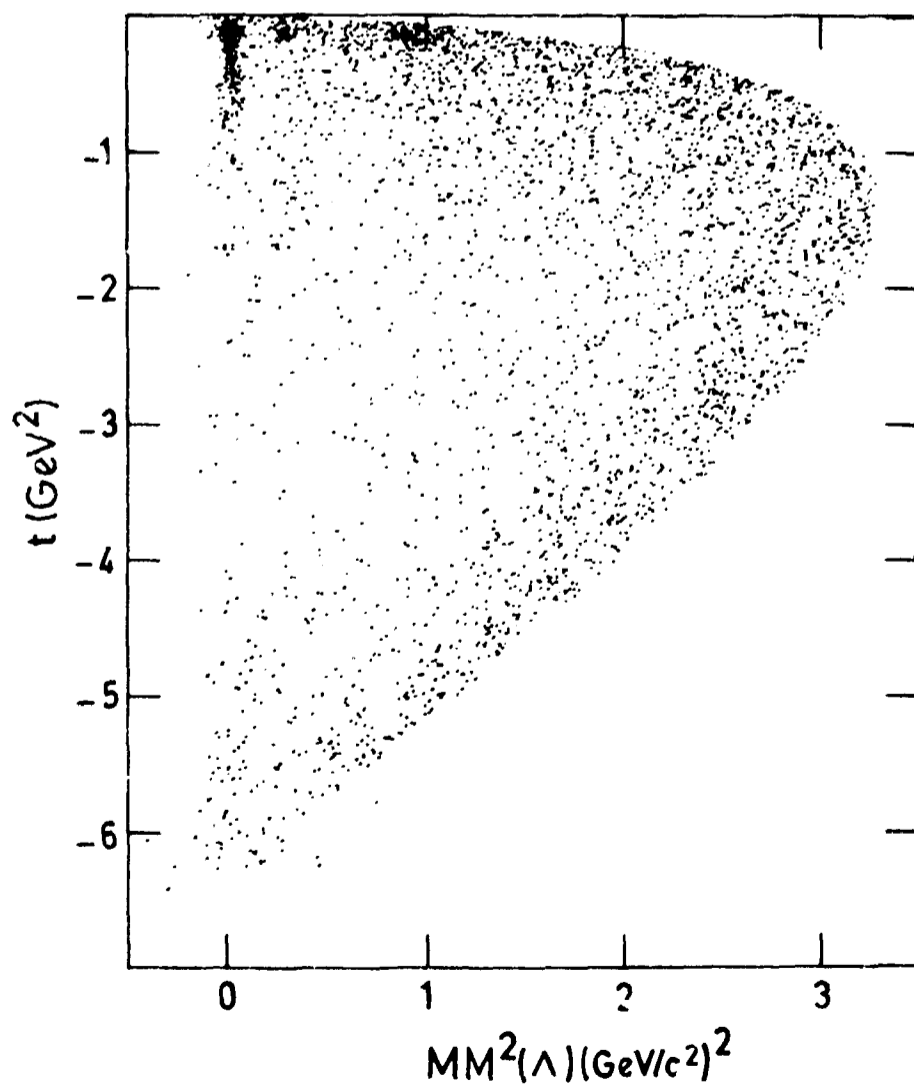


Fig. 10



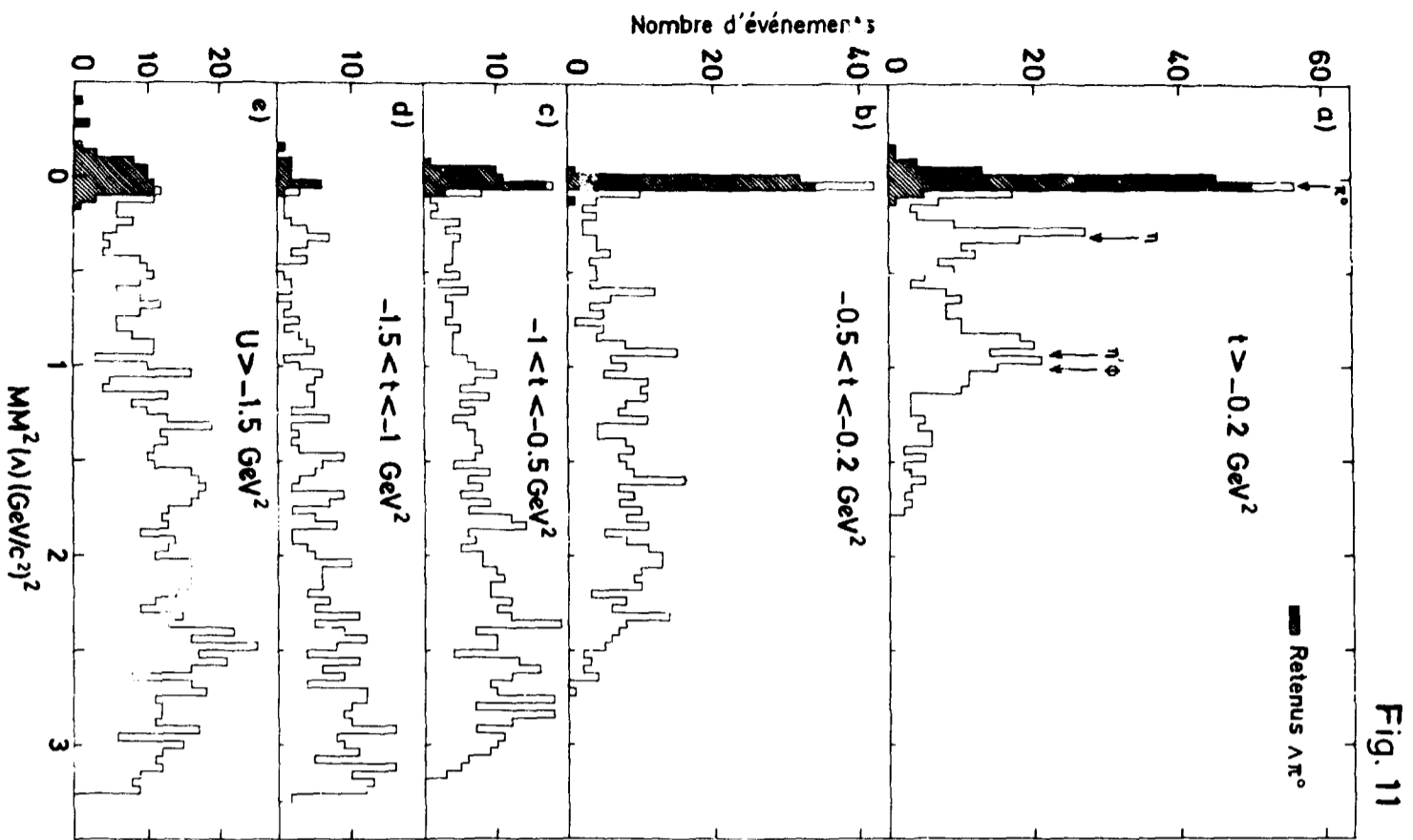


Fig. 11

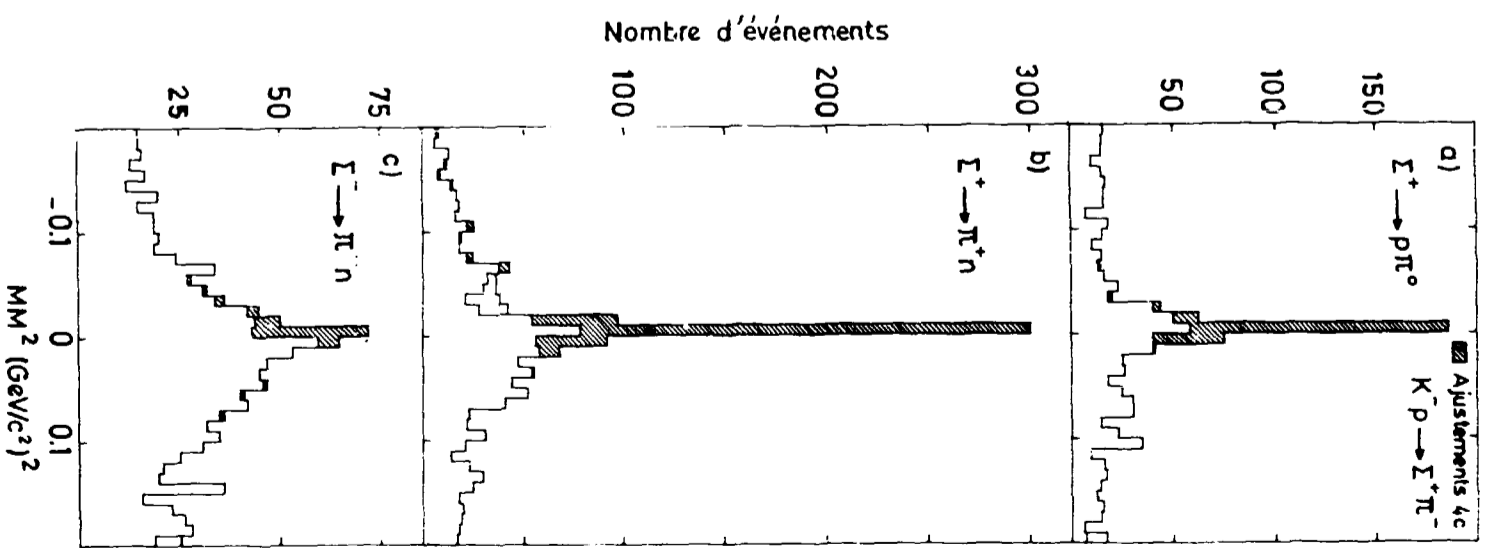


Fig. 12

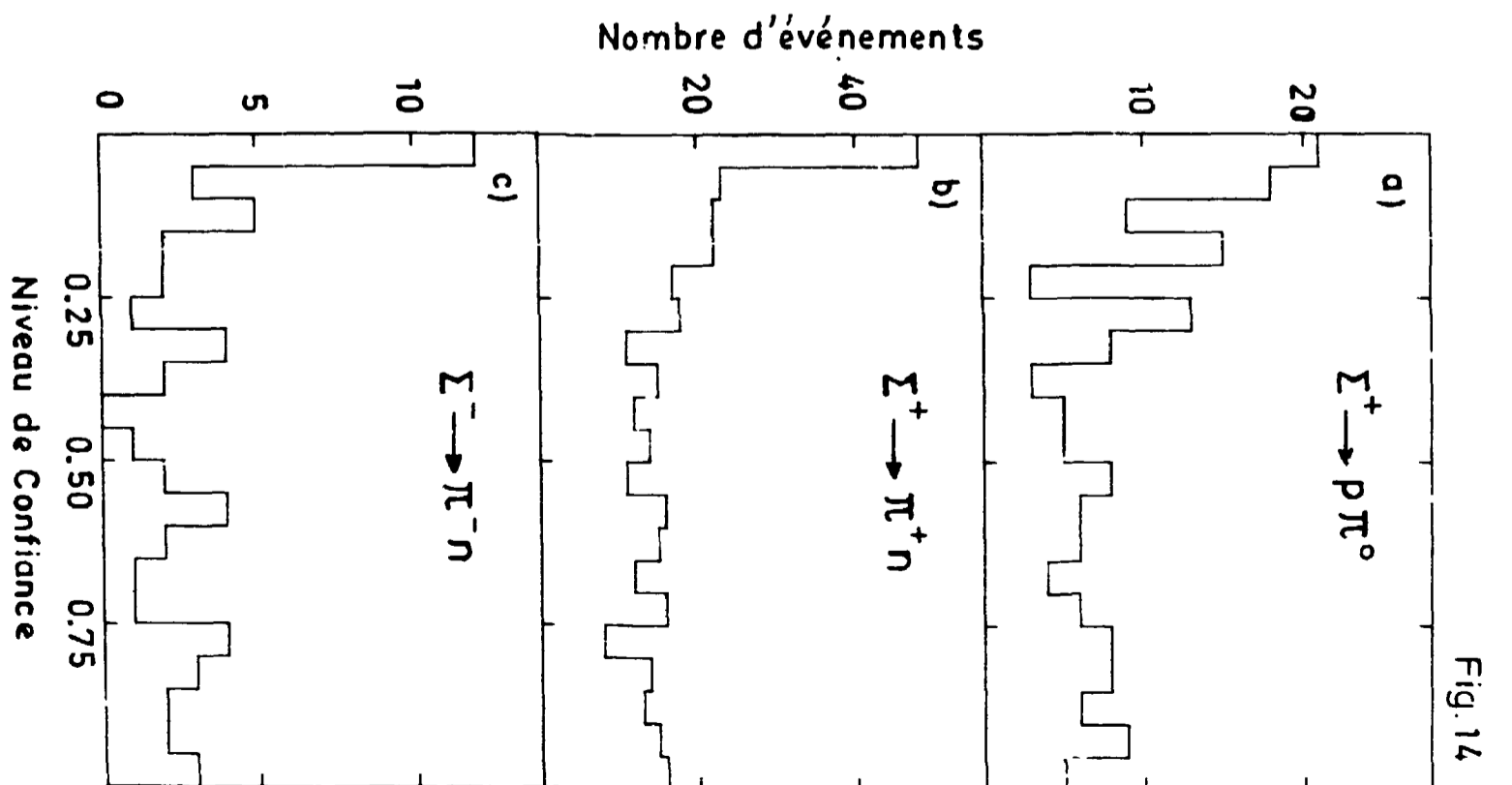
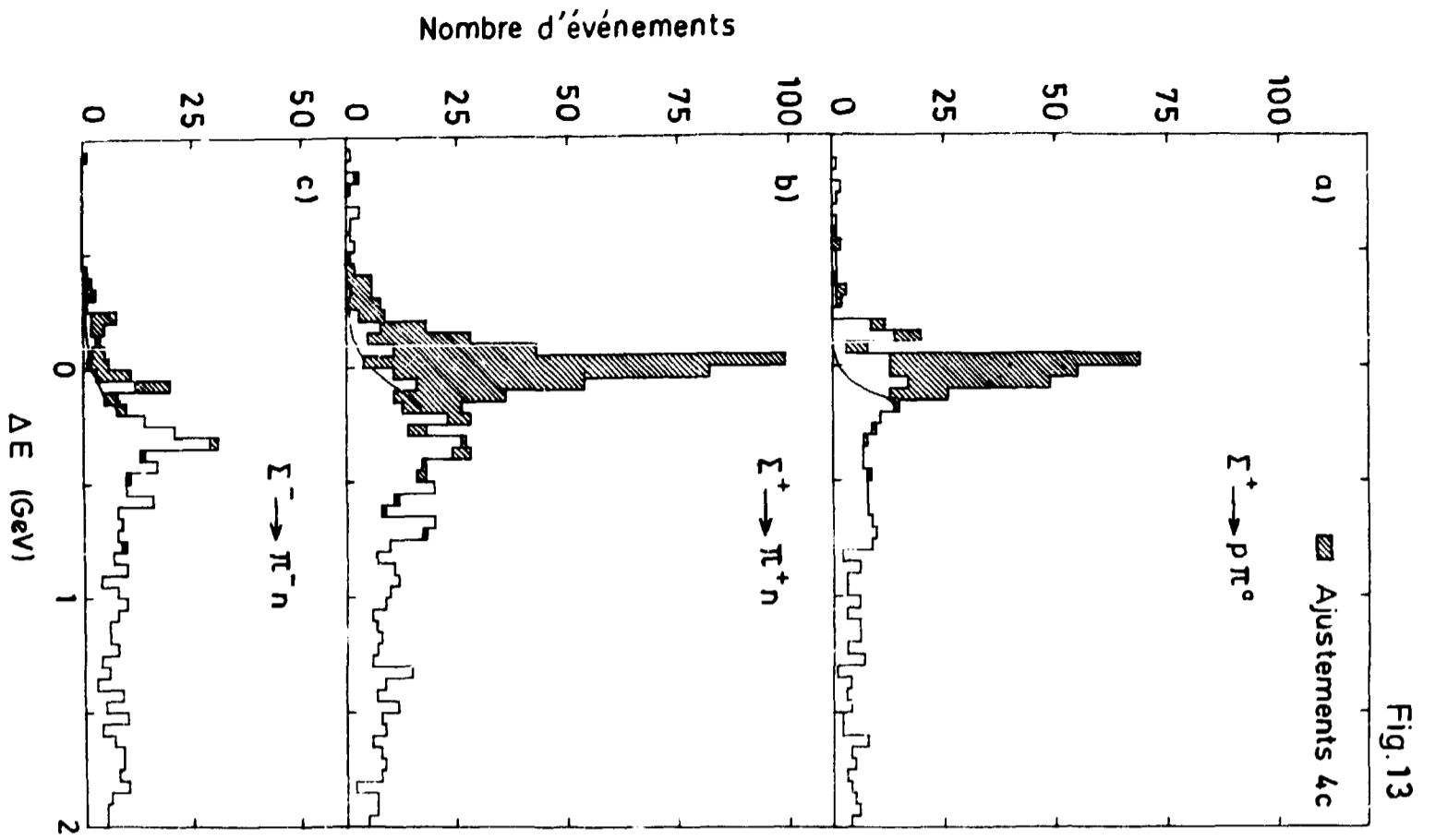
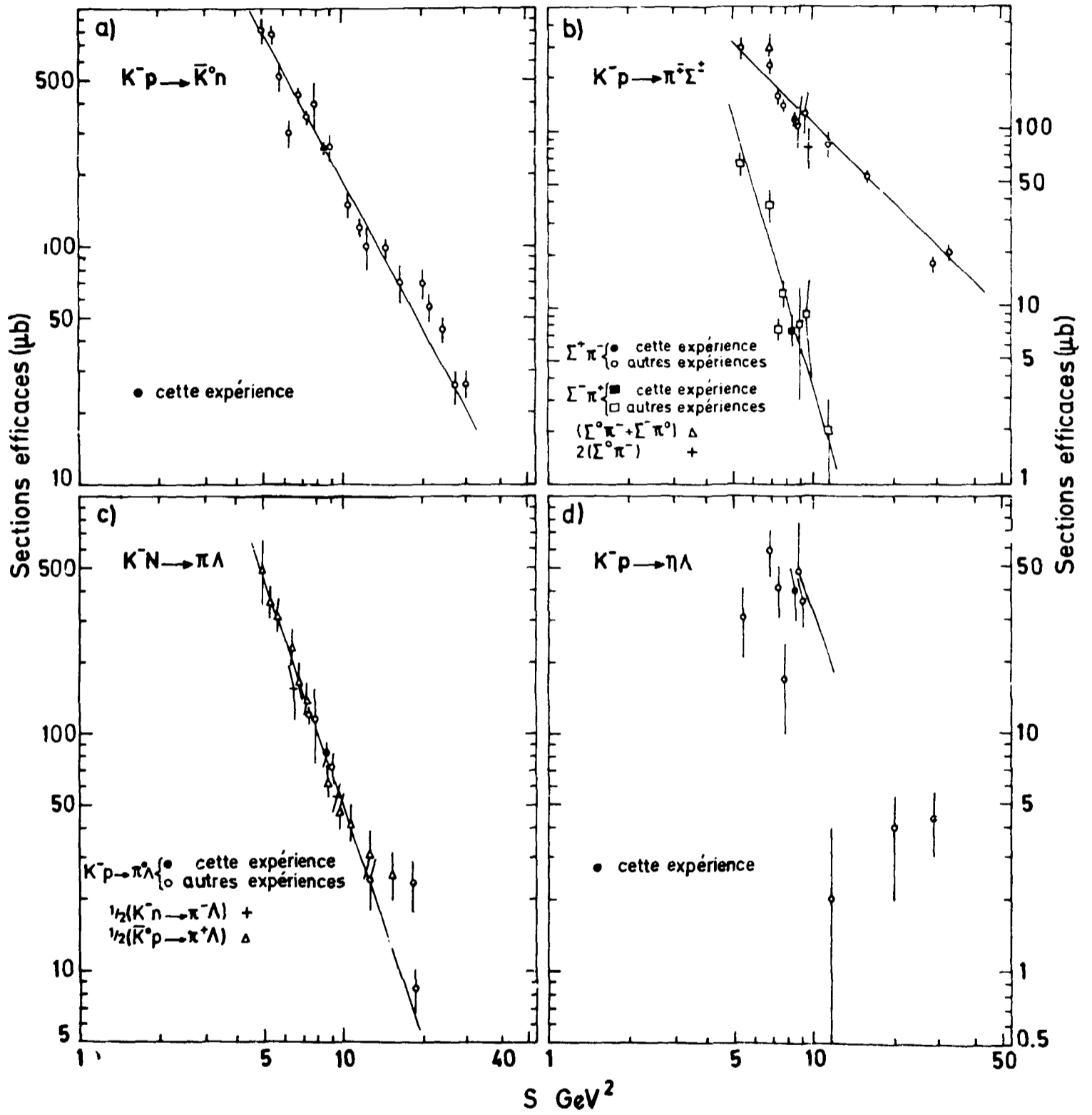


Fig. 15



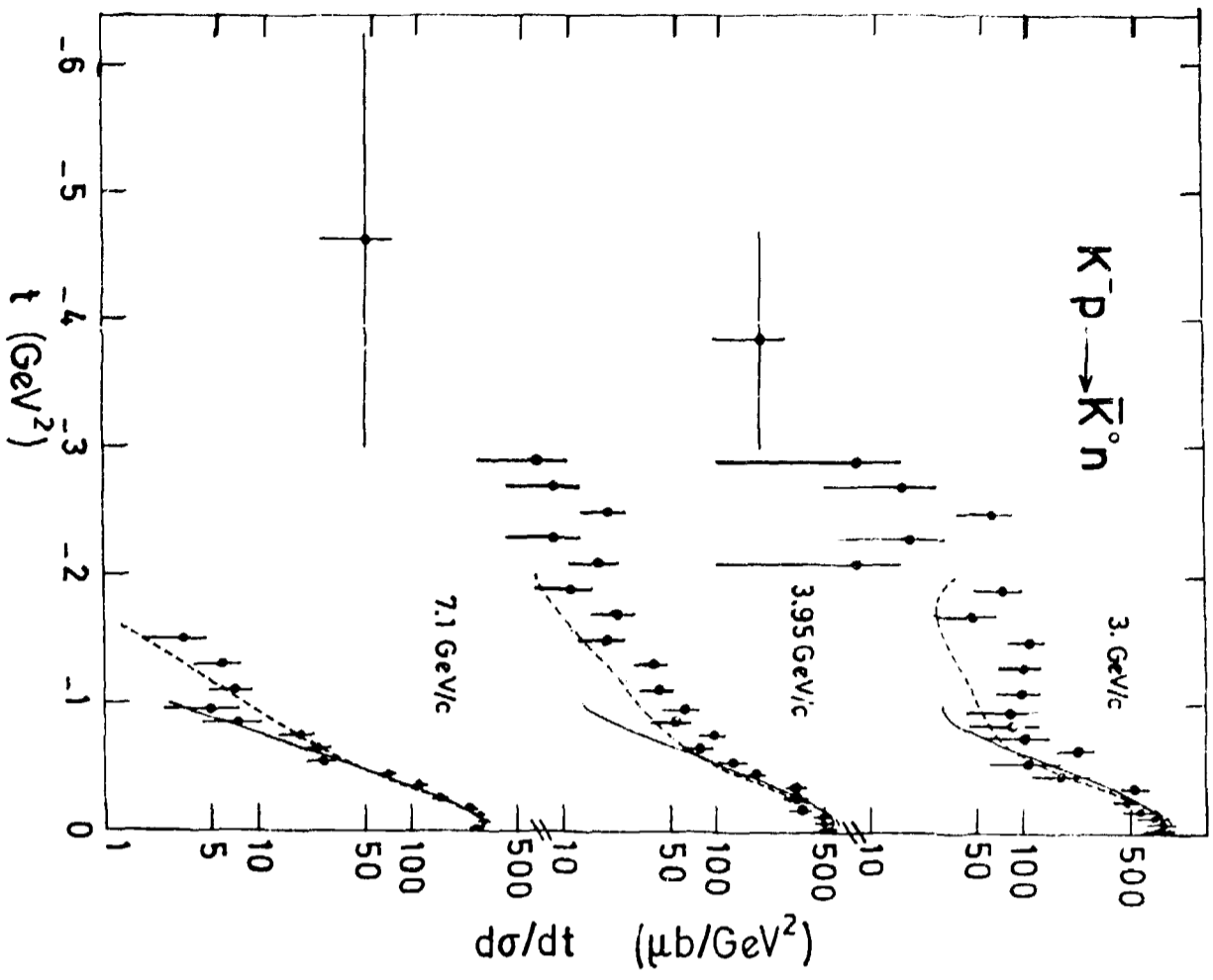


Fig. 16

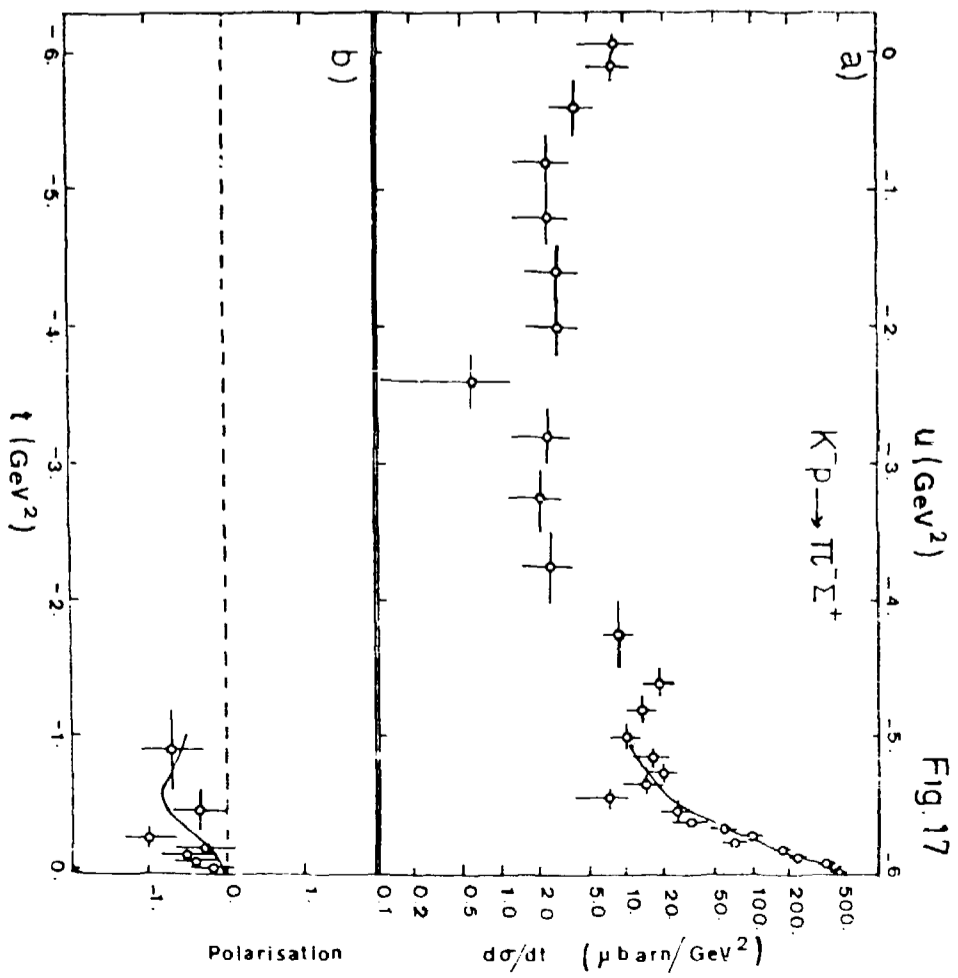


Fig. 17

Fig. 18

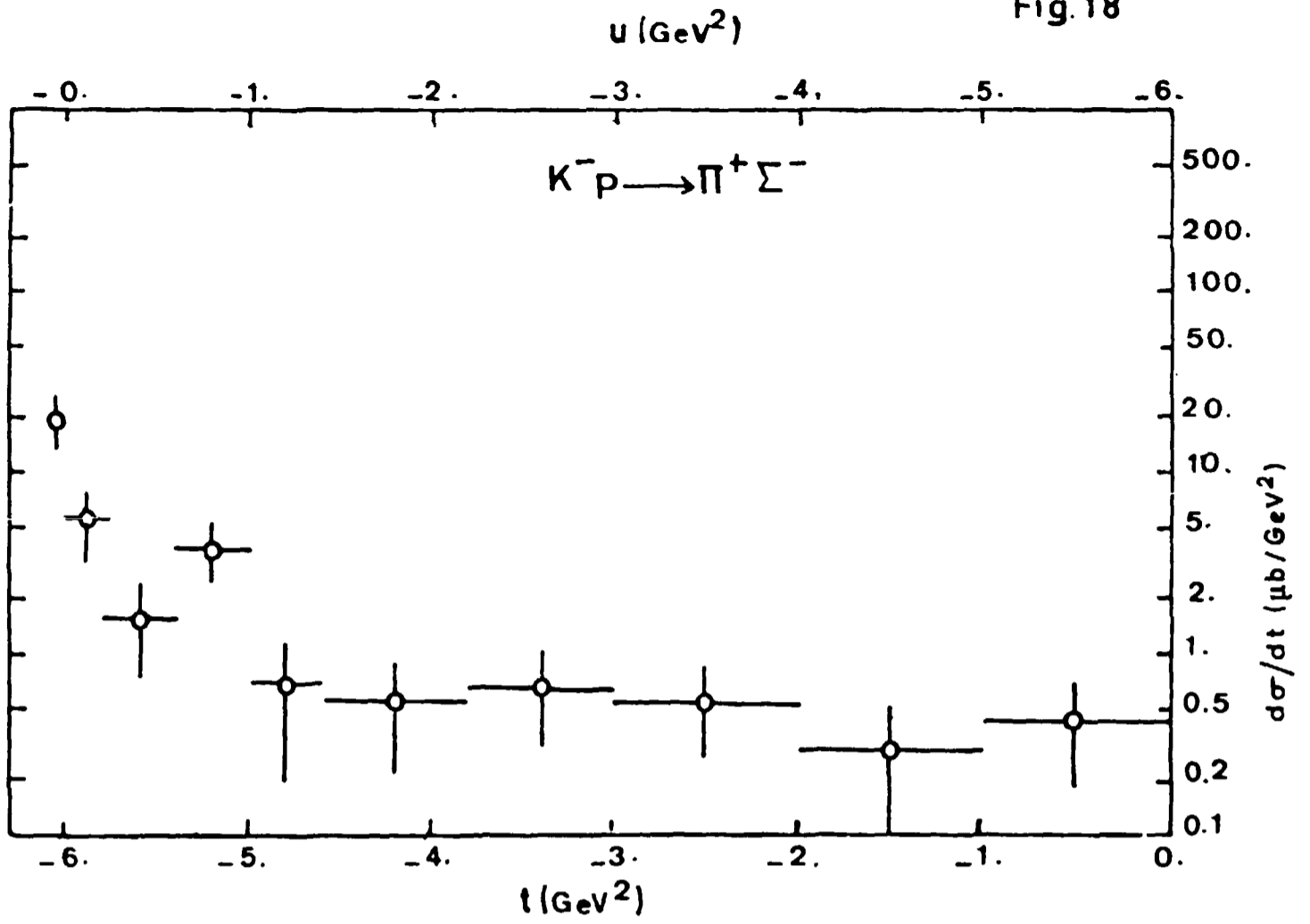


Fig. 19

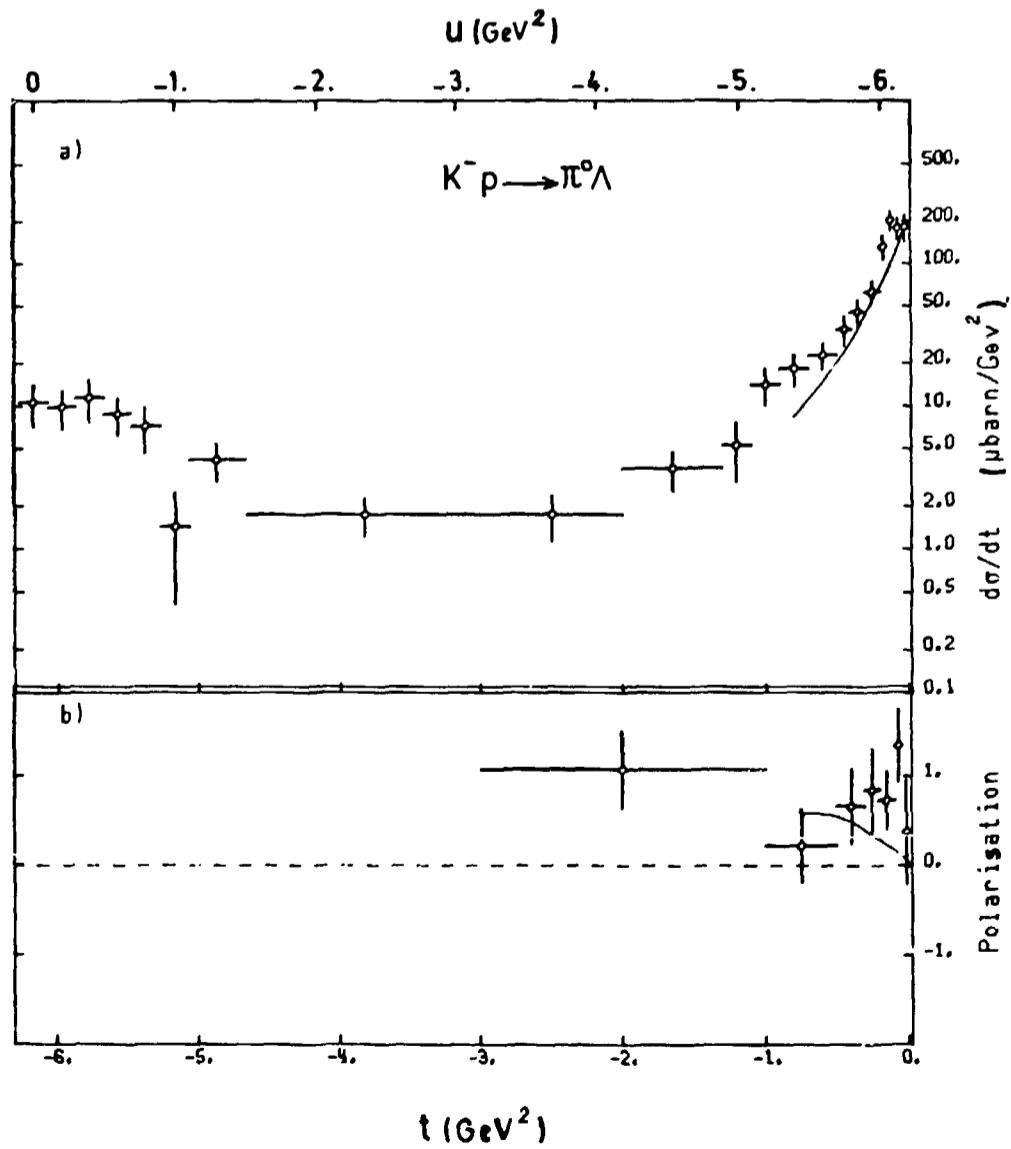


Fig. 20

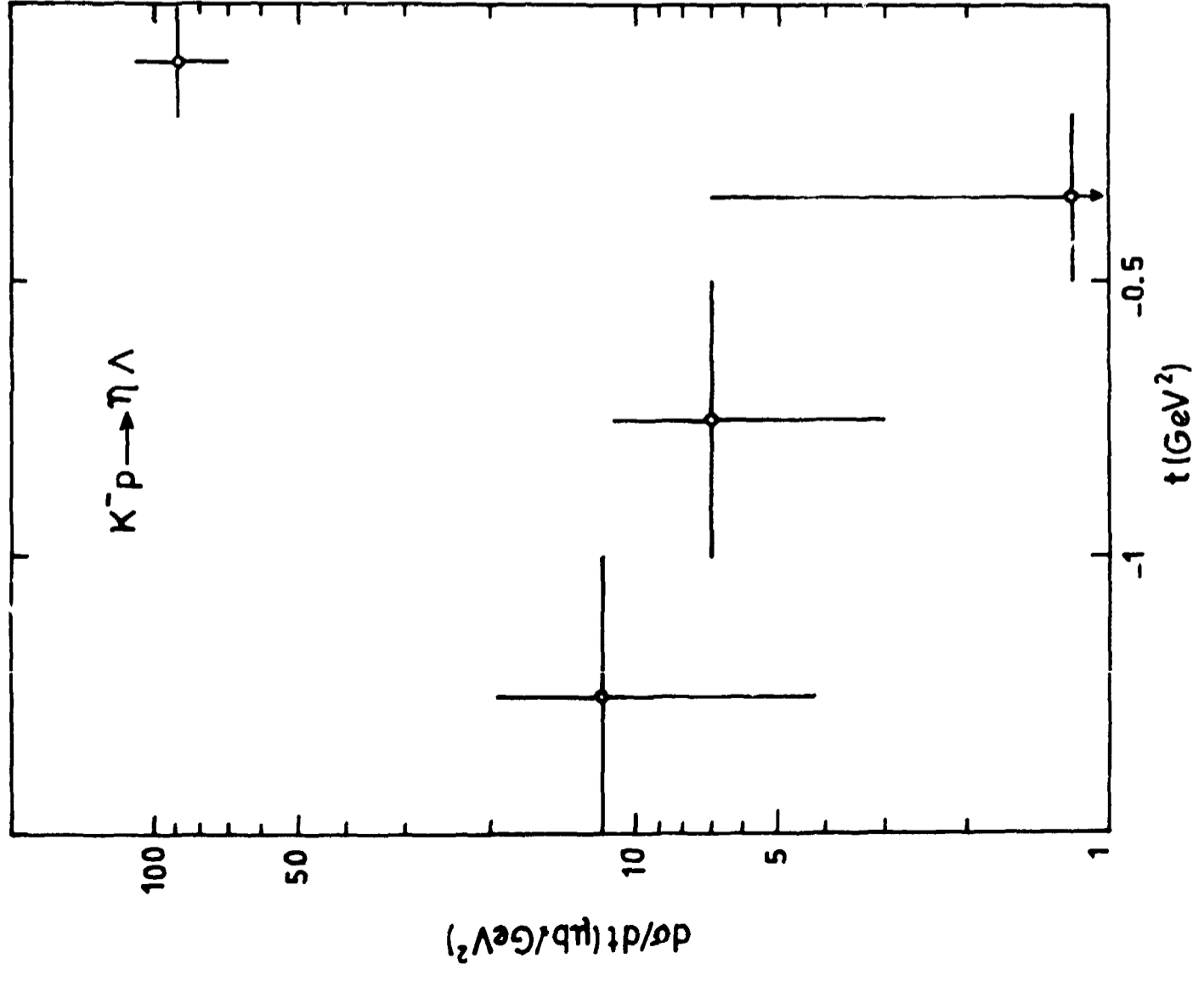


Fig. 21

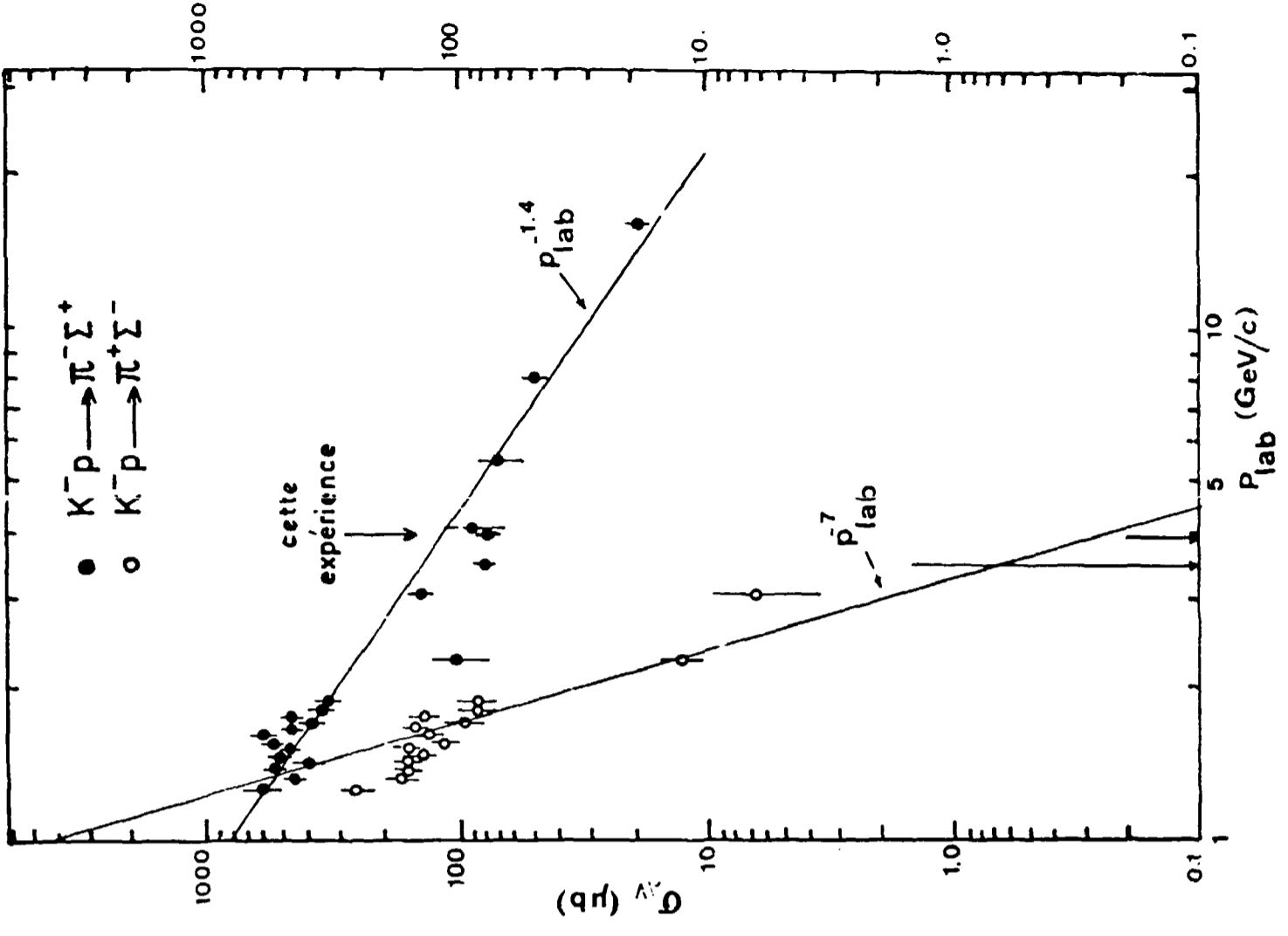


Fig. 22

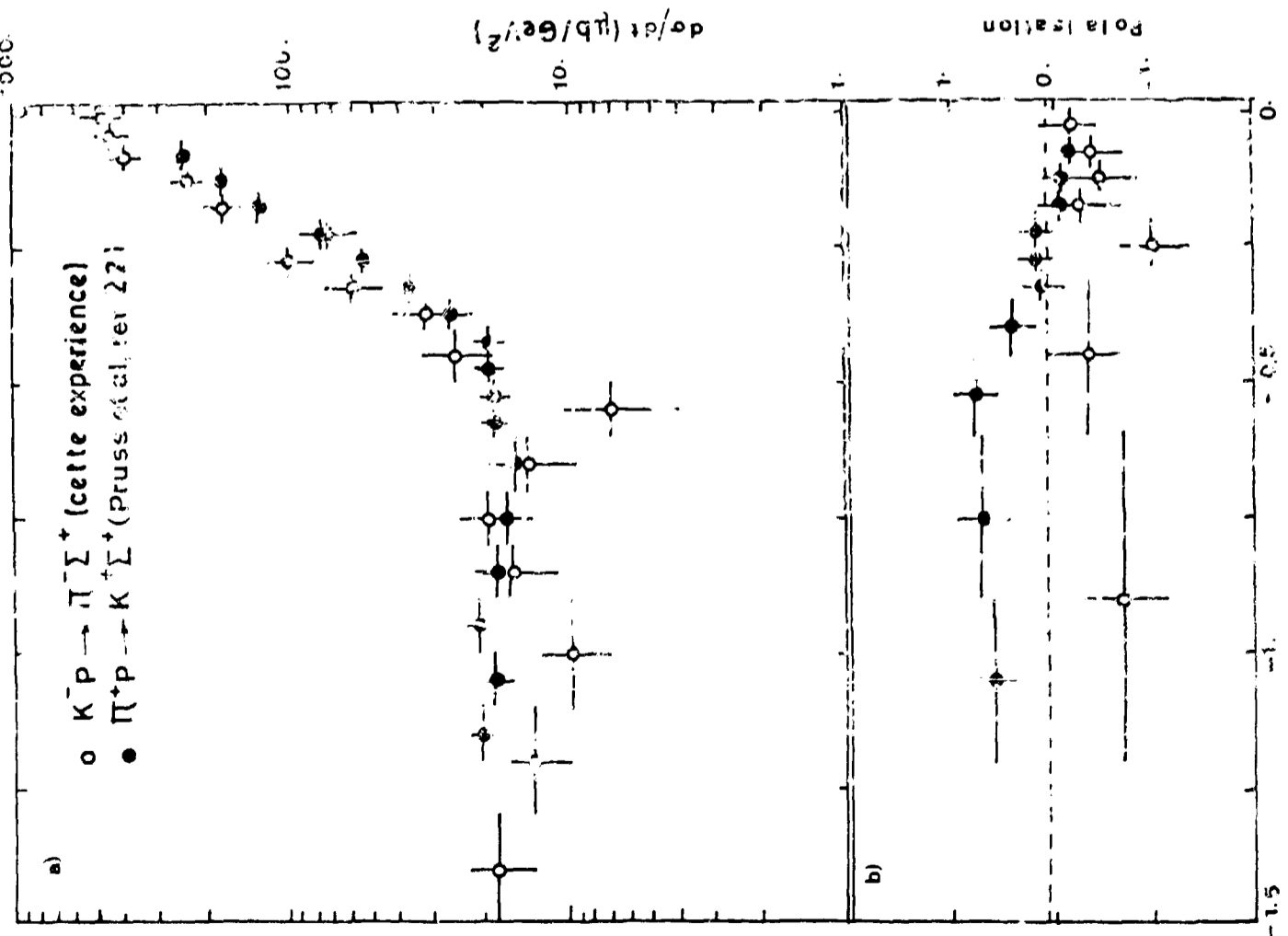


Fig. 23

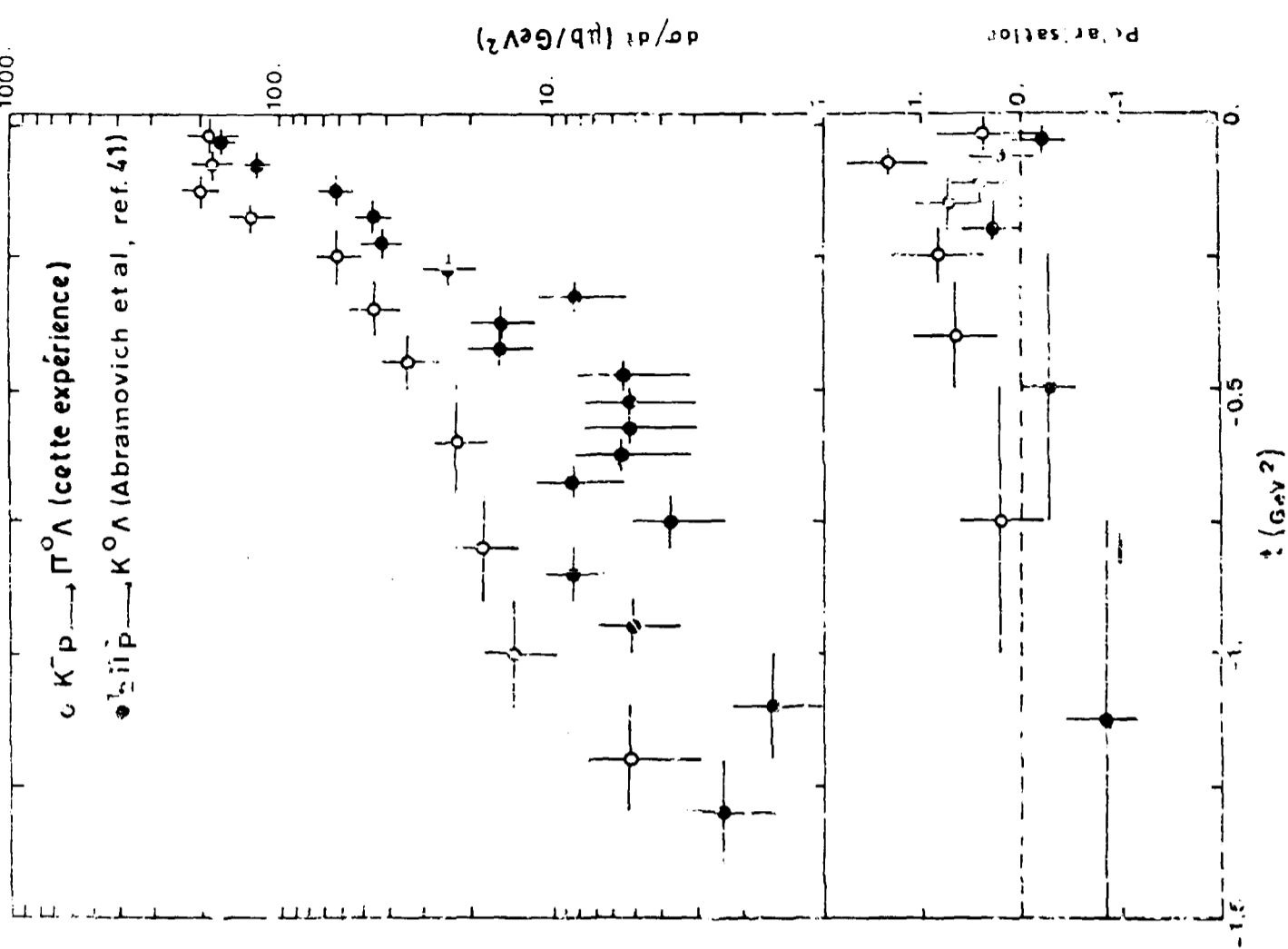


Fig. 25

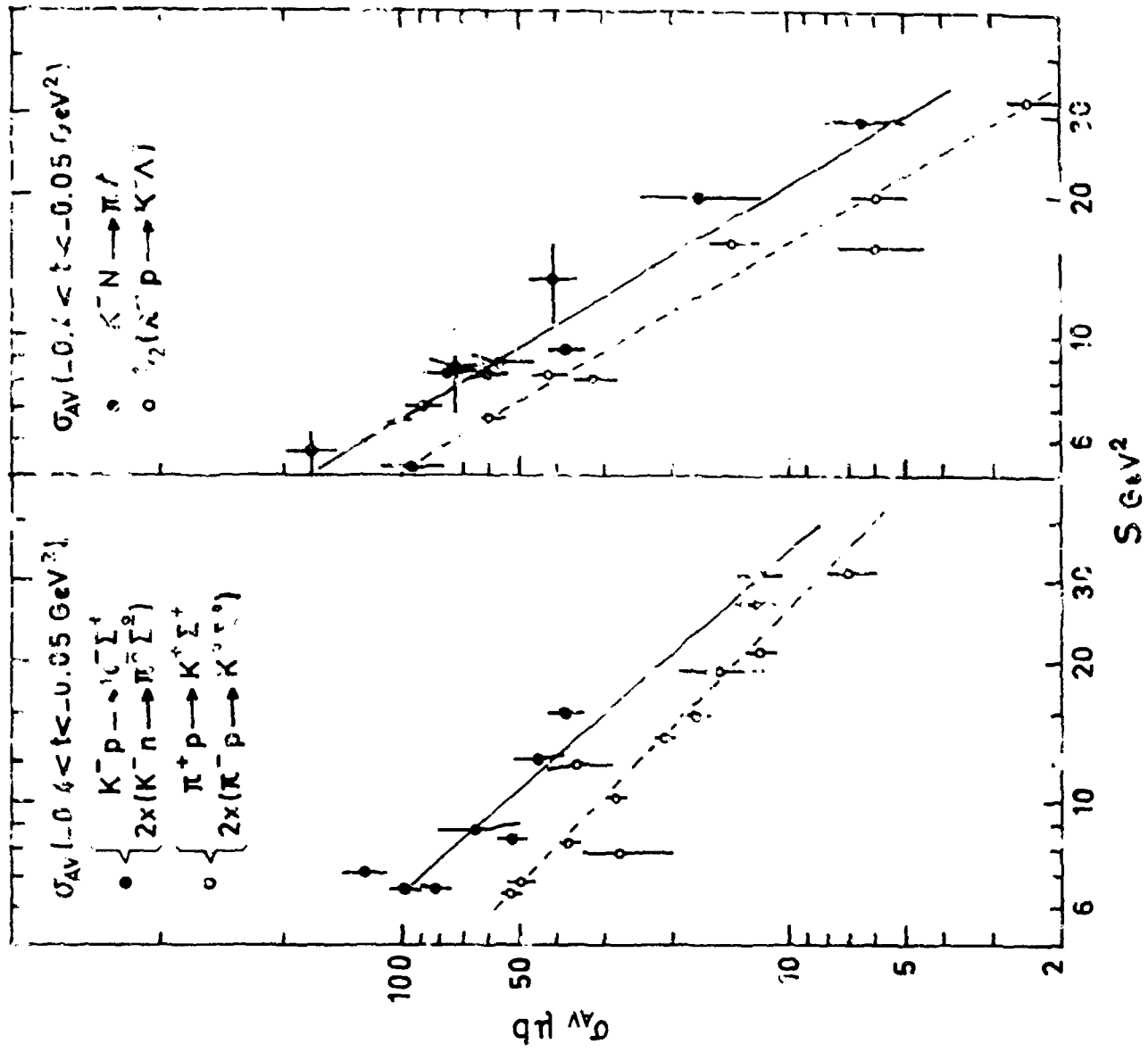


Fig. 24

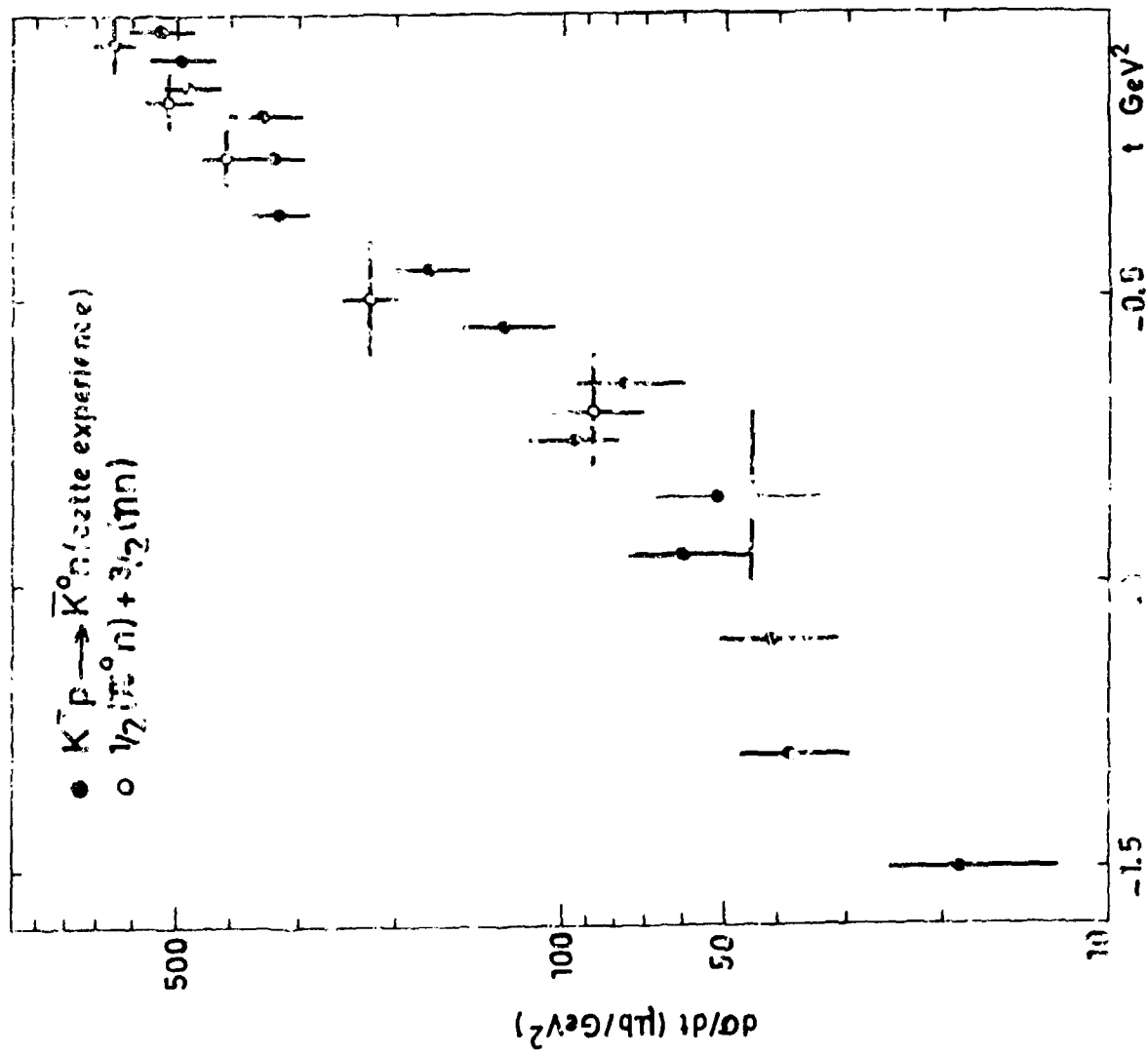


Fig. 26

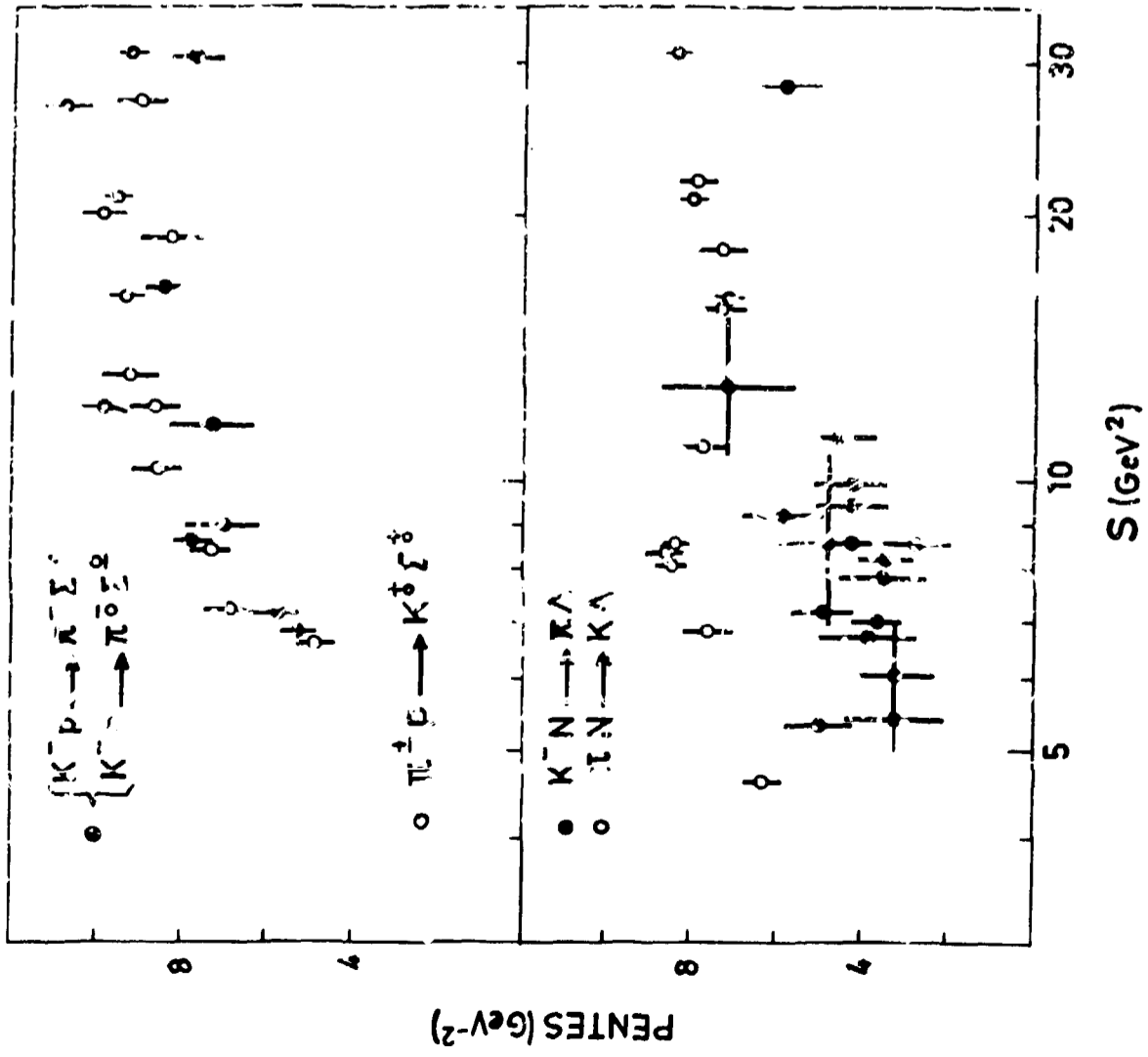


Fig. 27

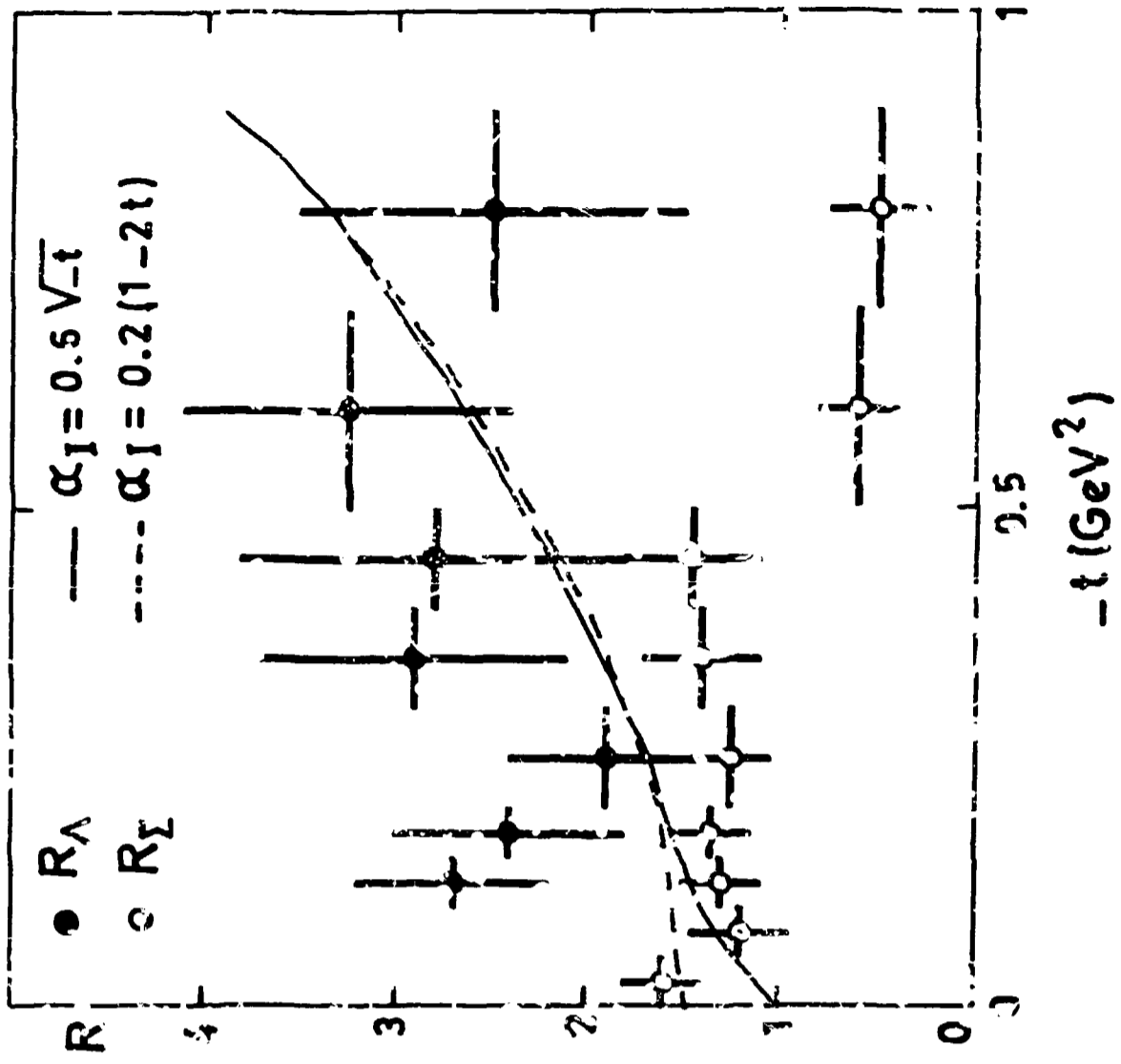
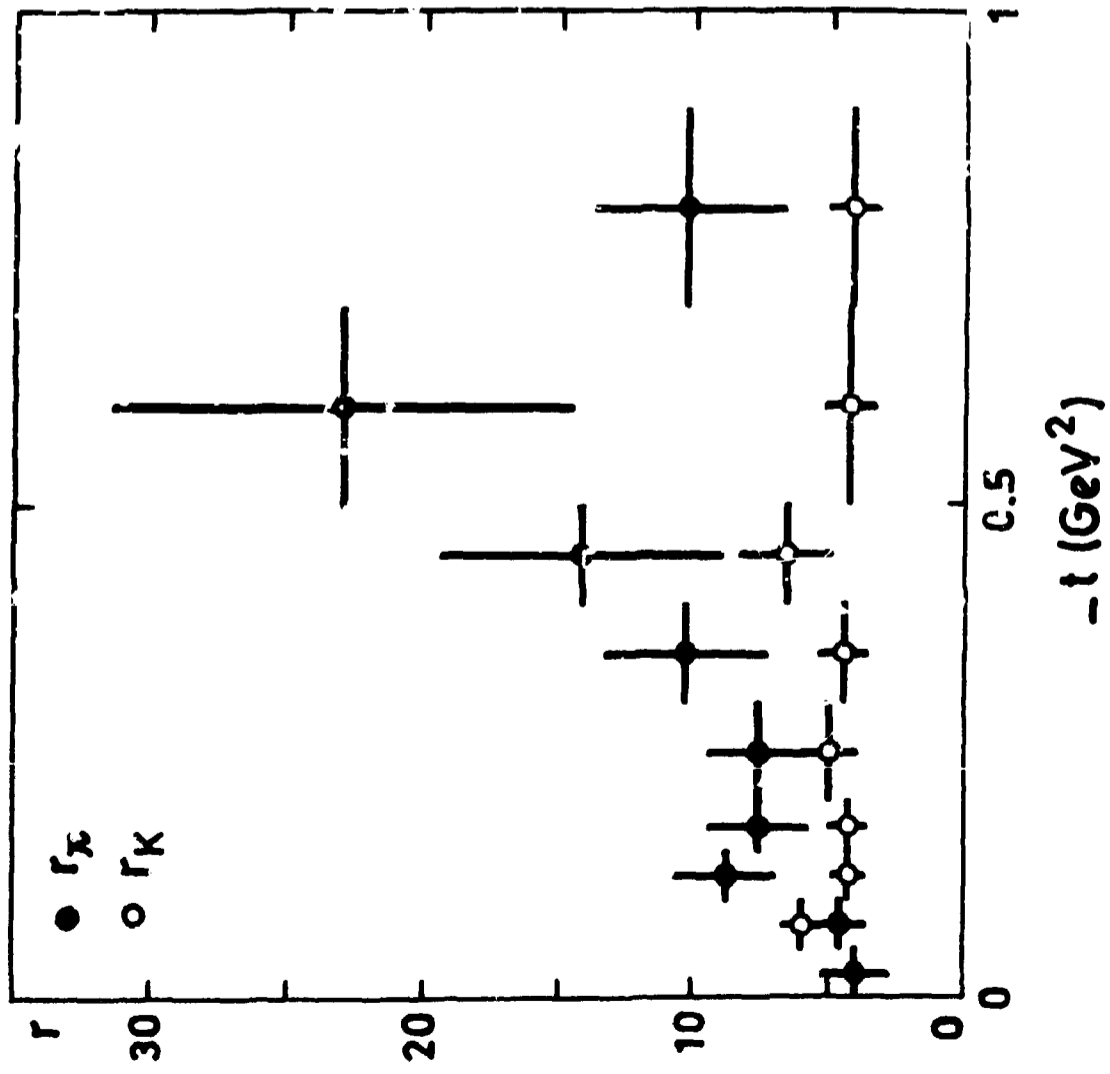


Fig. 28



Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)