

ORSAY

n° d'ordre :

1638

X

phy

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

VIG/473

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Daniel VIGNAUD

ETUDE DES SYSTEMES $K\pi$ ET $N\pi$ DANS LA REACTION

$K^+n \rightarrow K\pi N$ A 8,25 GeV/c

Soutenue le 22 avril 1976, devant la Commission d'Examen

MM.	P. LEHMANN	Président
	A. ASTIER	
	R. BARLOUTAUD	Examineurs
	P. RADVANYI	
	D. DÉNEGRI	Rapporteur

ORSAY

n° d'ordre :

1638

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Daniel VIGNAUD

ETUDE DES SYSTEMES $K\pi$ ET $N\pi$ DANS LA REACTION

$K^+n \rightarrow K\pi N$ A 8,25 GeV/c

Soutenu le 22 avril 1976, devant la Commission d'Examen

MM.	P. LEHMANN	Président
	A. ASTIER	
	R. BARLOUTAUD	Examineurs
	P. RADVANYI	
	D. DENEGRÉ	Rapporteur

STK/3997

Pour C.

Pour E. , C. , V.

Table des matières

<u>Chapitre 1</u>	Introduction	1
<u>Chapitre 2</u>	Données expérimentales	4
	1. Prise des clichés	4
	2. Dépouillement des interactions - Efficacité de dépouillement	5
	3. Mesure des interactions	8
	4. Chaîne de traitement des interactions mesurées	9
	5. Vérifications expérimentales de la qualité des événements mesurés	11
<u>Chapitre 3</u>	Les problèmes liés au deutérium - Le nucléon spectateur	13
	1. Le noyau de deutérium	13
	2. L'approximation d'impulsion - Le nucléon spectateur	14
	3. Les effets du mouvement de Fermi des nucléons	17
	4. Principe d'exclusion de Pauli	18
	5. Correction d'effet d'ombre	19
<u>Chapitre 4</u>	Calcul de la section efficace	21
	1. La section efficace totale sur deutérium	21
	2. Les sections efficaces topologiques	22
	3. Les sections efficaces par canal	23
	A - résolution des ambiguïtés pour les canaux (1D), (4D), (5D)	23
	B - poids des X^0	24

	C - section efficace des canaux (1), (4) et (5)	24
	D - section efficace des canaux (2) et (3)	25
	E - variation de la section efficace avec l'énergie	26
	4. Données provenant d'autres expériences	27
<u>Chapitre 5</u>	Description générale de $K^+n \rightarrow K\pi N$	28
	1. Présentation des données	28
	a) masses effectives	28
	b) mécanisme de production	29
	2. Section efficace de production des K^* dans $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$	31
	3. Résonances produites dans $K^+n \rightarrow K^0\pi^0p$ et $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$	33
<u>Chapitre 6</u>	Etude de la production et de la désintégration en $K\pi$ des résonances K^*	35
	1. Introduction	35
	2. Etude du K_{892}^{*0}	36
	a) section efficace différentielle	36
	b) distribution angulaire de désintégration	37
	c) échange de parité naturelle ou non naturelle	38
	d) modèle d'absorption	40
	e) remarque sur une prédiction du modèle des quarks	45
	3. Etude du K_{1420}^{*0}	46
	4. Analyse en ondes partielles du système $K^+\pi^-$ jusqu'à 1,6 GeV	48
	a) présentation de l'analyse	48
	b) présentation des données	50

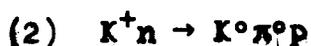
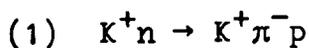
	c) ajustement	51
	d) description des résultats	54
	e) discussion de l'onde S	55
	f) relation avec les analyses en déphasage	57
	g) conclusion	57
	5. Le K_{1780}^*	58
	6. Propriétés du K_{892}^{*+} dans $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$	59
<u>Chapitre 7</u>	Etude de la dissociation $n \rightarrow p\pi^-$ dans la réaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$	61
	1. Introduction	61
	2. Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$	62
	3. Masse effective $p\pi^-$ et présence des isobares	65
	4. Distribution angulaire de désintégration et analyse en ondes partielles	68
	5. Analyse en isospin	75
	6. Modèle de double échange de Regge	77
	7. Modèle d'échange ou modèle de voie s ?	81
	a) améliorations du modèle de double échange de Regge	82
	b) modèle de Humble	85
	8. Conservation de l'hélicité ?	89
<u>Chapitre 8</u>	Conclusion	91
<u>Appendice A</u> :	Distribution angulaire de désintégration et éléments de matrice densité	95
<u>Appendice B</u> :	Quelques relations cinématiques	102
<u>Références</u>		108
<u>Tables</u>		118
<u>Légende des figures</u>		
<u>Figures</u>		
<u>Remerciements</u>		

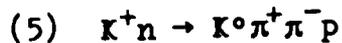
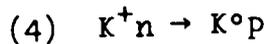
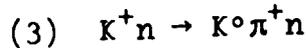
Chapitre 1

Introduction

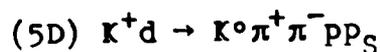
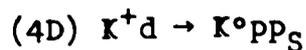
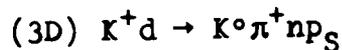
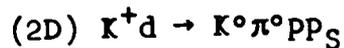
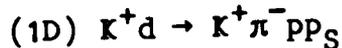
Les états finals à 3 corps issus de collisions méson nucléon avec production d'un π peuvent généralement se réduire à des systèmes quasi 2 corps. Les propriétés de ces systèmes sont encore mal connues malgré les multiples expériences qui ont déjà eu lieu dans une gamme d'énergies assez étendue. Nous nous intéressons dans ce travail aux interactions K^+n au voisinage de 10 GeV/c. Lorsque dans un état final à 3 corps le π produit est associé au K il peut se former des systèmes résonnants K^* . Certains d'entre eux sont bien connus (K_{892}^* , K_{1420}^*), d'autres de découverte plus récente (K_{1780}^*), mais la principale incertitude réside dans la présence ou l'absence d'une onde S résonnante au sujet de laquelle les résultats divergent notablement en ce qui concerne non seulement son existence mais sa masse et sa largeur. Lorsque le π produit est associé au nucléon N il peut se former des résonances N^* ou Δ . Il peut aussi y avoir une bosse assez large produite au seuil dans la distribution de masse effective $N\pi$, lorsque ce système $N\pi$ est produit sans échange de nombres quantiques, c'est à dire en première approximation de façon diffractive. Mais les propriétés de cette bosse sont encore incomplètement connues.

Les données qui nous permettent d'approfondir la compréhension des phénomènes résonnants ou diffractifs dans les systèmes $K\pi$ ou $N\pi$ proviennent d'interactions K^+n à 8,25 GeV/c. L'interaction sur neutron est obtenue en chambre à bulles à partir d'une interaction sur deutérium. Les 2 nucléons du noyau de deutérium sont faiblement liés et le proton restant p_s est considéré comme un spectateur de la collision sur le neutron cible. Les réactions étudiées sont les suivantes :

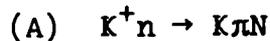




Elles sont extraites des réactions correspondantes sur deutérium :



Nous concentrons notre attention sur les 3 premières réactions (1-3) qui correspondent au processus qui nous intéresse de la production d'un π



L'analyse est faite de façon très détaillée pour la réaction (1) où le nombre d'événements est le plus important. En outre nous disposons pour cette réaction (1) de données avec une statistique double à 4,6 et 12 GeV/c, ce qui nous permet une étude en fonction de l'énergie.

La première partie de ce travail comprend la présentation de l'expérience et l'obtention des données expérimentales à 8,25 GeV/c (chapitre 2), un rappel des problèmes liés au noyau de deutérium comme cible (chapitre 3) et le calcul de la section efficace totale et de celle des différents canaux (1) à (5) (chapitre 4).

La seconde partie est consacrée presque exclusivement à la réaction (A) dont les principales caractéristiques sont décrites dans le chapitre 5 : diagrammes de Dalitz, distributions de masse effective, production périphérique des systèmes $\kappa\pi$ ou $N\pi$, section efficace de production des résonances.

Le chapitre 6 concerne l'étude du système $\kappa\pi$. Le κ_{892}^* et le κ_{1420}^* sont produits de façon abondante par échange de charge dans les réactions (1) et (2) et sans échange de charge dans la réaction (3). Leurs propriétés de production et de désintégration

sont étudiées, mettant en évidence la dominance de l'échange non naturel dans les réactions avec échange de charge. Une analyse en ondes partielles faite dans la réaction (1) pour une masse effective $K^+\pi^-$ inférieure à 1,6 GeV permet de préciser la nature de la zone comprise entre les 2 K^* . Enfin le K^*_{1780} récemment confirmé est recherché, toujours dans la réaction (1).

Le système $p\pi^-$ produit sans échange de charge dans $K^+n \rightarrow K^+(p\pi^-)$ est analysé dans le chapitre 7. Il consiste essentiellement dans une bosse assez large (environ 600 MeV) produite au seuil. Cette bosse est assimilée en première approximation à un phénomène diffractif mis en évidence à l'aide de ses principales propriétés : faible dépendance avec l'énergie de la section efficace, production périphérique à faible transfert, variation de la pente de production avec la masse effective, interprétation par un modèle de Deck,... Des résonances N^* sont observées mais faiblement produites. Finalement la conservation de l'hélicité est discutée pour ce processus diffractif.

L'ensemble des résultats est regroupé dans la conclusion (chapitre 8).

Chapitre 2

Données expérimentales

1. Prise des clichés

Un lot de 250 000 photos a été pris dans la chambre à bulles de 2 m. du CERN remplie de deutérium, en 2 périodes (juillet et septembre 1970). L'ensemble des clichés a été réparti uniformément entre les 3 laboratoires de Bruxelles (LIBHE), Paris (LPNHE - Paris VI) et Saclay (Département Saturne).

Le faisceau provenant du PS était le faisceau séparé U5 qui est divisé en 3 parties :

- un étage de formation et analyse en moment.
- un étage de séparation.
- un étage de nettoyage et de mise en forme pour la chambre.

Ce faisceau a été largement décrit [1] et nous n'y reviendrons pas. Nous l'avons utilisé pour obtenir des K^+ de 8.25 GeV/c. La valeur exacte de l'impulsion des particules a été obtenue par la mesure de 400 traces incidentes faisant une interaction à la fin de la chambre et a donné le résultat suivant :

$$p = 8,31 + 0,1 \text{ GeV/c}$$

La contamination C du faisceau donnée par le constructeur [1] est inférieure à 10 % de μ compte non tenu des désintégrations de K^+ entre le dernier aimant de déflexion et la chambre, et nulle en π^+ ou p. L'observation des clichés "RF off", obtenus par suppression de l'émission de radiofréquence au cours de l'expérience, peut se résumer dans le résultat suivant :

$$C(\mu) = 12 \%$$

$C(p+\pi) = 3 \%$ des traces et 6 % des interactions dont nous aurons à tenir compte dans le calcul de la section efficace.

- 1 -

La chambre à bulles de 2 m [2] était remplie de deutérium liquide de densité

$$\rho = 0,140 \pm 0,007 \text{ g/cm}^3$$

La valeur moyenne du champ magnétique était proche de 17,5 kgauss.

2. Dépouillement des interactions

Les photos sont projetées sur des tables CEFAL et le dépouillement est fait à l'intérieur d'un volume fiduciaire déterminé. Ce volume est choisi de façon tout à fait classique, occupant environ les 2 premiers tiers de la partie éclairée de la chambre. Sa longueur est :

$$L_v = 107,3 \pm 0,6 \text{ cm}$$

Ce volume est également limité en largeur à l'entrée de la chambre pour éliminer un certain nombre de traces parasites qui se trouvent sur les bords. Ce dépouillement est fait par des opératrices qui relèvent, en observant 2 vues, les informations suivantes :

- pour chaque photo

* le nombre de traces incidentes (8,75 en moyenne par photo)

* le nombre d'interactions

- pour chaque interaction

* le nombre de branches ou type (seules les traces de longueur supérieure à 2 mm sont décomptées)

* le nombre de V^0 , γ , étoiles de neutres (neutrons, K^0 , ...) qui semblent provenir de l'apex de l'interaction. Le volume fiduciaire pour la détection de toutes ces particules neutres est légèrement plus grand, d'une vingtaine de cm environ.

* la présence de "traces arrêt" que l'on définit pour cette expérience comme des traces très noires s'arrêtant dans le liquide, dont l'ionisation comparée à la courbure peut sans ambiguïté être attribuée à un proton ou un deuton et dont la longueur est comprise entre 2 mm et 20 cm.

* la mesurabilité de l'interaction. Une interaction peut-être non mesurable pour diverses raisons : interaction d'une particule

sortante au voisinage de l'apex, ne permettant pas la mesure de la courbure de la trace, traces confondues, V° non mesurable ou hors volume,....

Toutes les photos ont été dépouillées 2 fois et comparées ensuite sur table pour résoudre les différences rencontrées. L'ensemble de ces informations a été enregistré sur bande magnétique (bande bibliothèque de dépouillement).

Les interactions pouvant avoir lieu sur le proton ou sur le neutron, tous les types pairs et impairs peuvent être rencontrés et nous en donnons la répartition dans la table 2-1. Cette table correspond à 70 000 photos environ. Nous avons également reporté pour chaque type pair le nombre d'événements avec proton ou deuton arrêt.

efficacité de dépouillement

Elle a été déterminée par 2 méthodes différentes.

a) méthode classique

On compare 2 dépouillements indépendants d'un même film et on calcule les nombre d'événements N_1 (N_2) trouvés au 1^{er} (2^{ème}) dépouillement et N_{12} trouvés en commun aux 2 dépouillements.

$N = \frac{N_1 N_2}{N_{12}}$ représente le nombre réel d'événements. L'efficacité

d'un dépouillement s'écrit :

$$\xi_i = \frac{N_i}{N} = \frac{N_{12}}{N_j} \quad i \neq j$$

et celle après 2 dépouillements

$$\xi = 1 - (1 - \xi_1) (1 - \xi_2)$$

Cette méthode a été appliquée à 15 000 photos et a donné [3] :

$$\xi_i = 89 \%$$

$$\xi = 99 \%$$

Nous donnons également dans la table 2-1 le résultat de l'efficacité d'un dépouillement pour chaque type d'événements.

b) méthode de Derenzo - Hildebrand [4]

Pour appliquer la méthode de Derenzo - Hildebrand avec un minimum d'erreur, il faut dépouiller 4 fois chaque photo. Les 4 dépouillements sont comparés et les différences sont notées et observées à nouveau sur table. Les faux événements (secondaires,...) sont éliminés. La méthode est basée sur le fait expérimental que l'efficacité de détection ou la visibilité n'est pas la même pour tous les événements. L'ajustement d'une fonction visibilité sur les nombres de bons événements observés soit aux 4 dépouillements, soit à 3 seulement, soit à 2, soit à un seul permet de calculer le nombre moyen d'événements observés après i dépouillements, l'apport moyen de chaque dépouillement M_i et le nombre total d'événements M_{tot} . 1500 clichés environ ont été traités de cette façon, ce qui a donné [3] :

$$M_1 = 1238$$

$$M_2 = 94$$

$$M_3 = 32,5$$

$$M_4 = 15,5$$

$$M_{tot} = 1394 > M_1 + M_2 + M_3 + M_4 = 1380$$

On peut alors facilement calculer l'efficacité après un dépouillement ϵ_1^{DH} ou après 2 ϵ^{DH} :

$$\epsilon_1^{DH} = \frac{M_1}{M_{tot}} = 89 \%$$

$$\epsilon^{DH} = \frac{M_1 + M_2}{M_{tot}} = 96 \%$$

Cette efficacité est assez nettement inférieure à celle obtenue par la méthode classique ϵ . Elle exprime quantitativement les conclusions qualitatives de W.R. Moninger [5] qui a montré à partir de la méthode classique que si tous les événements n'ont pas la même probabilité de détection, l'efficacité réelle ϵ_r est nécessairement inférieure à ϵ . Il faut retenir de cette méthode de Derenzo - Hildebrand que même après 4 dépouillements il y a encore

un nombre d'événements (faible mais non nul) qui n'ont pas été vus, en raison de configurations particulièrement difficiles à observer. Si on remarque que l'efficacité après un dépouillement est la même que par la méthode classique, il faut souligner que la convergence de la méthode DH est beaucoup moins rapide puisqu'elle n'arrive à 99 % d'efficacité qu'après 4 dépouillements au lieu de 2 par la méthode classique.

Notons pour conclure qu'il est dangereux d'appliquer sans discernement la méthode DH pour le calcul de la section efficace totale puisqu'un certain nombre de faux événements peut compenser les vrais qui n'ont pas été vus.

3. Mesure des interactions.

Dans une première étape notre collaboration s'est limitée à la mesure des topologies suivantes :

- 1B V°
- 2B V° avec proton arrêt
- 3B
- 3B V°
- 4B avec proton arrêt
- 4B V° avec proton arrêt

puisque nous nous intéressons principalement aux réactions sur neutron ou avec un deuton dans l'état final qui généralement s'arrête dans la chambre. On trouve dans la table 2-1 le nombre d'événements à mesurer pour chaque topologie. Il correspond au nombre d'événements dépouillés (avec "trace arrêt" pour les types pairs) diminué des événements classés non mesurables.

Ces événements ont été mesurés sur des appareils classiques SOM - ENETRA et BICHE en ligne avec un calculateur CII 90-10 .

Notons qu'un autre laboratoire a mesuré la moitié environ de ses événements sur un appareil automatique HPD.

4. Chaîne de traitement des interactions mesurées.

L'ossature de la chaîne est constituée par les programmes classiques du CERN, THRESH, GRIND, SLICE [6] adaptés sur le CDC 6600 de Saclay.

La version du programme de géométrie utilisée est le THRESH "mass-dependent". Les titres pour la reconstruction des croix ont été fournis par le CERN et vérifiés dans notre laboratoire par la mesure et la reconstruction d'un certain nombre de croix fiduciaires.

Le programme de cinématique GRIND dont nous utilisons la version 3.15 essaie d'ajuster un certain nombre de réactions à chacun des types d'événements mesurés. Nous donnons la liste des réactions retenues dans la table 2-2. Les événements à nombre impair de branches correspondent à un proton ou à un deuton non vu en raison de son parcours trop faible. Dans ce cas l'ajustement tient compte de la présence de cette particule positive non vue de 2 façons différentes selon que l'on a affaire à un proton ou à un deuton.

- pour les événements avec proton non vu GRIND génère une trace d'impulsion nulle avec les erreurs

$$\Delta P_x = \Delta P_y = \frac{\Delta P_z}{1,37} = 30 \text{ MeV/c}$$

de façon à ce que la distribution en impulsion du nucléon spectateur corresponde à celle définie dans l'approximation d'impulsion par la fonction d'onde du deuton. Nous y reviendrons au chapitre suivant.

Campbell et al. [7] ont montré que cette méthode appliquée par GRIND pour les ajustements à 4 contraintes (4C) est très satisfaisante. Par contre la même méthode s'avère défectueuse pour les ajustements à 1 contrainte (1C) sans qu'aucune méthode de remplacement ne donne de meilleur résultat. Les distributions correspondantes de l'impulsion du nucléon spectateur seront étudiées également au chapitre suivant.

- le deuton non vu n'a aucune raison d'avoir une distribution d'impulsion analogue à celle du nucléon spectateur. L'hypothèse

avec deuteron non vu est alors ajustée comme une hypothèse 1C où le deuteron est considéré comme une particule non mesurée. Pour éviter des hypothèses non physiques on contraint l'impulsion ajustée du deuteron à être inférieure à 220 MeV/c car au-dessus de cette valeur le deuteron aurait un parcours supérieur à 6 mm et serait observé.

Une fois les événements traités en cinématique, il faut faire le choix des hypothèses retenues par l'observation sur table de l'ionisation des traces reconnaissables, faire remesurer les événements mal mesurés,.... Tout ce travail est grandement facilité par l'utilisation du programme PHYPAR [8] .

Le programme PHYPAR lit la bande GRIND et recherche les traces reconnaissables de chaque événement (une trace est définie reconnaissable si le rapport des ionisations obtenues pour 2 hypothèses de masse différentes est supérieur à 1,4). Il donne la liste des hypothèses correspondant à chaque choix possible de l'ionisation de l'ensemble des traces (ce choix est appelé code d'ionisation de l'événement). Il fait des coupures sur la masse et l'énergie manquantes en ne retenant que les hypothèses satisfaisant les critères suivants :

$$\begin{array}{ll}
 4C & |MM^2| \leq 2 \Delta MM^2 & |EM| \leq 2 \Delta EM \\
 1C & |MM^2 - M_{\text{neutre}}^2| \leq 2 \Delta MM^2 & EM \geq M_{\text{neutre}} - 2 \Delta EM \\
 0C & MM^2 \geq (M_{\text{neutre}} + M_{\pi})^2 - 2 \Delta MM^2 & EM \geq M_{\text{neutre}} + M_{\pi} - 2 \Delta EM
 \end{array}$$

Il renvoie à la remesure les événements mal mesurés pour des raisons géométriques (trop grande erreur $\frac{\Delta P}{P}$ sur l'impulsion des traces secondaires, ΔZ (apex) trop grand,....) ou cinématiques (aucune hypothèse physique possible). Il procède à des tests de récupération des τ n'ayant pas fitté [*], élimine les deutons secondaires d'impulsion supérieure à 600 MeV/c,.... En résumé le physicien choisit l'ionisation des traces que le programme lui demande de reconnaître et tout le reste du traitement est automatisé. Seule une mesure automatique de l'ionisation aurait permis d'éviter cette étape du travail.

[*] Les τ sont les désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ que l'on retrouve dans les événements à 3 branches.

Il y a environ 25 % des événements envoyés en remesure. Après 2 mesures il reste 6 % des événements qui ne satisfont pas les critères de PHYPAR pour les bons événements (rejets géométriques ou cinématiques). Par ailleurs 6 % des événements ont été annulés à l'observation sur table car leur remesure a été jugée inutile (en général réinteraction près du vertex). La répartition de ces rejets est assez uniforme avec la topologie.

Le SLICE a pour but de créer une DST (data summary tape) qui contient un enregistrement par hypothèse 4C ou 1C retenue à la suite du choix de PHYPAR. Environ 50 % des événements correspondent à ce critère.

Les DST sont lues à l'aide du programme SUMX.

5. Vérifications expérimentales de la qualité des événements mesurés.

Quelques distributions permettent de vérifier la qualité de la mesure et de la chaîne de traitement des événements.

- distribution des pulls.

Les pulls sont définis par :

$$P_x = \frac{X_{\text{mesuré}} - X_{\text{fitté}}}{\sqrt{|\Delta X_{\text{mesuré}}|^2 - |\Delta X_{\text{fitté}}|^2}}$$

pour chacun des 3 paramètres $\frac{1}{p}$, λ , φ de chaque trace mesurée. Ils permettent de vérifier que les erreurs sont correctement calculées dans le programme de géométrie, que le faisceau est bien défini, ... Les P_x sont théoriquement des variables gaussiennes de valeur moyenne x_0 nulle et d'écart Γ égal à 1 [9]. Nous donnons les valeurs expérimentales de x_0 et Γ dans la table 2-3 pour l'ensemble des ajustements 4C. Les valeurs obtenues sont satisfaisantes. La largeur un peu faible de $P_{1/p}$ et P_φ de la trace incidente a une explication : la non stabilité observée du faisceau avec le temps. Comme on impose ce faisceau avec une valeur fixe pondérée avec la trace mesurée, cette non stabilité conduit à une courbe non gaussienne pour les pulls.

- distribution des probabilités.

L'ajustement cinématique d'une réaction est fait par une méthode de moindres carrés. Le χ^2 est fonction de l'écart entre la valeur

γ_{LSJ}^M contient la dépendance angulaire et la dépendance en spin. $u(r)$ et $w(r)$ sont les fonctions radiales associées aux états S et D. Leur forme explicite dépend du choix qui est fait pour le potentiel d'interaction. La résolution de l'équation de Schrödinger avec un potentiel convenable fournit la fonction d'onde, qui décrit la distribution radiale des nucléons dans le deuton. La comparaison des diverses formes de cette fonction d'onde décrivant le deuton a été faite par J. Naisse [13]. Rappelons les principales :

- fonction d'onde de Hulthen [12]

Elle néglige complètement l'état D ($w(r) = 0$) et s'écrit :

$$\Psi(r) = \frac{u(r)}{r} = N \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r} \quad \begin{matrix} \alpha = 45 \text{ MeV/c} \\ \beta = 260 \text{ MeV/c} \end{matrix} \quad (3-2)$$

N est une constante de normalisation

Elle fait l'hypothèse d'une interaction purement centrale où l'interaction du système neutron-proton se réduit au potentiel triplet, l'état fondamental du deuton étant alors $L = 0$ ou 3S_1 . Elle est à symétrie sphérique.

- fonction d'onde de Mac Gee [14]

$$u(r) = N_0 \left(e^{-\alpha r} + \sum_{j=1}^4 B_j e^{-\beta_j r} \right) \quad (3-3)$$

$$w(r) = \rho N_0 \left(\alpha r h_2(i\alpha r) + \sum_{j=1}^5 C_j \gamma_j r h_2(i\gamma_j r) \right)$$

avec

$$\begin{cases} \rho = 0,0269 \\ x h_2(ix) = e^{-x} \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) \end{cases}$$

Les valeurs numériques des coefficients sont trouvées dans la référence [14]

Il existe d'autres fonctions d'onde (approximations analytiques de Gartenhaus - Moravcsik, fonction d'onde de Hamada - Johnston,...) [10,13] mais elles sont toutes assez proches. Nous utilisons celle de Mac Gee, qui est complète et d'un emploi facile.

2. L'approximation d'impulsion - Le nucléon spectateur.

L'approximation d'impulsion proposée par Chew et développée

mesurée et ce que donne la conservation de l'énergie - impulsion. La minimisation se fait en modifiant les valeurs mesurées à l'intérieur des erreurs. Si les erreurs sont gaussiennes et correctement estimées, la distribution $P(\chi^2)$ doit être uniforme.

Nous montrons sur la figure 2-1 les distributions de probabilité pour les réactions que nous étudions.

Pour la réaction (1) la distribution de probabilité est assez plate à part une accumulation aux très basses valeurs et une légère remontée vers les hautes valeurs due à une surestimation des erreurs. Pour les autres canaux la remontée vers les hautes valeurs est un peu plus marquée.

- distribution des masses manquantes carrées

Pour une réaction à 4C le résultat de l'ajustement cinématique devrait conduire à une masse manquante nulle. Puisque l'on tolère certaines erreurs, cela a pour conséquence d'élargir la distribution en masse manquante carrée autour d'une valeur centrale qui doit se rapprocher le plus près possible de 0. Pour une hypothèse 1C la distribution doit être centrée autour de $m_{\pi^0}^2$ ou de m_n^2 selon que la particule manquante est un π^0 ou un neutron.

Les distributions de masses manquantes carrées pour les réactions (1) à (5) se trouvent sur la figure 2-2. Les distributions pour les réactions à 4C présentent une asymétrie autour de 0, asymétrie normale due aux contraintes cinématiques.

Chapitre 3

Les problèmes liés au deutérium

Le nucléon spectateur

Nous utilisons dans cette expérience le deutérium comme cible de neutrons mais le résultat n'est pas tout à fait le même qu'avec une cible de neutrons libres [10]. La section efficace doit être corrigée pour diverses raisons que nous évoquons ci-dessous après avoir brièvement rappelé quelques notions sur le deutéron, la théorie de l'approximation d'impulsion et le modèle à nucléon spectateur.

1. Le noyau de deutérium [11,12]

Le deutéron est un état faiblement lié (son énergie de liaison est $B = 2,2$ MeV) composé d'un proton et d'un neutron. Son état fondamental est un état triplet de spin $J = 1$. La fonction d'onde non relativiste est décrite par les 2 seuls états 3S_1 et 3D_1 . L'introduction de l'état D (avec un pourcentage d'environ 7 %) est rendue nécessaire pour expliquer l'existence du moment quadrupolaire du noyau. Si $M = \pm 1, 0$ est la projection du spin, la fonction d'onde peut s'écrire :

$$\Psi \equiv \Psi^M = \Psi_S^M + \Psi_D^M$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \Psi_S^M = \frac{u(r)}{r} \cdot y_{011}^M \\ \Psi_D^M = \frac{v(r)}{r} \cdot y_{211}^M \\ y_{LSJ}^M = \sum_{m\mu} \langle LS m\mu | JM \rangle Y_L^m | S\mu \rangle \\ \int_0^\infty [|u(r)|^2 + |v(r)|^2] dr = 1 \end{array} \right. \quad (3-1)$$

par Chew et d'autres auteurs [15] décrit l'amplitude pour la diffusion sur un noyau complexe comme la superposition des amplitudes de diffusion sur les nucléons libres qui ont la même distribution d'impulsion que les nucléons liés actuels. Elle est basée sur les hypothèses suivantes :

- la portée des forces entre la particule incidente et les nucléons est plus courte que la distance moyenne entre les 2 nucléons.
- l'amplitude sur chaque nucléon est approximativement la même que si le nucléon était seul.
- les processus de diffusion multiple peuvent être négligés en raison de leur faible probabilité. Cette hypothèse n'est valable qu'en première approximation. De nombreux auteurs ont calculé les corrections dues à la diffusion multiple.
- les forces de liaison des nucléons ont seulement pour effet de donner à chaque nucléon une certaine distribution en impulsion.

Le deuteron, dont l'énergie de liaison est très faible, remplit assez bien les conditions d'application de l'approximation d'impulsion. Pratiquement dans une diffusion K^+d , il y a 2 nucléons dans l'état final. On définit le nucléon de plus faible impulsion comme le nucléon spectateur, l'autre étant le nucléon cible. Si on applique l'approximation d'impulsion, cela revient à dire que l'impulsion du nucléon spectateur est la même après la réaction que celle qu'il avait dans le deuton avant la réaction. Réciproquement si on vérifie que la distribution d'impulsion du nucléon spectateur correspond à celle prévue par la fonction d'onde du deuton, on a un test de validité de l'approximation d'impulsion.

Si nous choisissons la fonction d'onde de Mac Gee, la distribution correspondante $\psi(p)$ de l'impulsion de chaque nucléon du deuton s'obtient à partir de la transformée de Fourier de $\Psi(r)$ dans l'espace des impulsions [13] :

$$\psi(p) = \frac{2}{\pi} (K^2 + 2 L^2) \quad (3-4)$$

$$\text{avec } \begin{cases} K(p) = N \left[\frac{p}{p^2 + \alpha^2} + \sum_{j=1}^4 B_j \frac{p}{p^2 + \beta_j^2} \right] \\ L(p) = \frac{eN}{\sqrt{2}} \left[\frac{p}{p^2 + \alpha^2} + \sum_{j=1}^5 C_j \frac{p}{p^2 + \gamma_j^2} \right] \end{cases}$$

Nous montrons sur la figure 3-1 la distribution expérimentale de l'impulsion du proton spectateur pour les réactions (1D) à (5D) avec ou sans proton spectateur visible. Nous y joignons la distribution théorique $\varphi(p)$ précédente, normalisée au nombre d'événements, pour les réactions à 4C. Celles-ci présentent un bon accord global avec les données jusque vers 250 MeV/c. La région au delà de 250 MeV/c présente un biais expérimental : lors de la mesure nous avons imposé pour les événements à nombre pair de branches qu'il y ait une trace noire qui s'arrête à moins de 20 cm du sommet de l'interaction. Cette coupure qui n'a pas de conséquence pour les protons spectateurs inférieurs à 250 MeV/c avait pour but essentiel d'éviter la mesure superflue d'interactions sur proton avec neutron spectateur. Elle élimine également quelques protons spectateurs rapides. C'est pourquoi nous n'observons pas ici l'excès habituel de protons spectateurs rapides [*]

La distribution pour les événements à 1C est très différente pour les événements à proton spectateur non mesuré. Dans ce cas, le fit attribue au π^0 (réaction (2)) ou au neutron (réaction (3)) presque toute l'impulsion du spectateur. Les masses différentes du π^0 et du neutron expliquent la différence entre les figures 3-1-d et 3-1-e. Sur cette dernière figure en effet le pic est encore plus étroit.

[*] cet excès expérimental par rapport à la distribution théorique ne remet pas en cause la fonction d'onde du deuton. Dean [16] l'interprète en partie par la diffusion multiple mais surtout par des effets de symétrisation lorsqu'il y a 2 protons dans l'état final. Alberi et al. [17] négligent eux aussi la double diffusion mais interprètent le phénomène par l'interaction des 2 protons dans l'état final.

3. Les effets du mouvement de Fermi des nucléons.

Dans le modèle à nucléon spectateur la distribution du nucléon spectateur doit être isotrope par rapport à n'importe quel axe fixe dans le laboratoire. L'isotropie du nucléon spectateur constitue donc un nouveau test de validité du modèle que nous pouvons vérifier en étudiant la distribution de l'angle θ entre le nucléon spectateur et le K^+ incident.

En fait, en raison du mouvement interne des 2 nucléons dans le noyau (mouvement de Fermi) cette isotropie n'est pas exactement vérifiée. En effet, lorsque les particules cibles se déplacent vers le faisceau incident, le flux de particules est plus grand que lorsqu'elles vont dans le même sens. Plusieurs auteurs [18,19] ont calculé la forme de la distribution angulaire en tenant compte de cet effet. Elle est proportionnelle au facteur de flux invariant de Moller et peut s'écrire en première approximation (si on suppose la section efficace K^+n constante dans l'intervalle considéré) :

$$\frac{dN}{d\cos \theta} \propto 1 + \frac{\langle \beta \rangle}{\beta_K} \cos \theta \quad (3-5)$$

où β (β_K) représente la vitesse du nucléon spectateur (K^+ incident)

La distribution expérimentale de $\cos \theta$ est représentée sur la figure 3-2 pour les réactions (1), (4) et (5). Pour des protons d'impulsion inférieure à 250 MeV/c et respectant la distribution de Mac Gee, $\frac{\langle \beta \rangle}{\beta_K} \approx 0,08$. Cette valeur donne la pente de la droite prévue pour représenter la distribution angulaire de $\cos \theta$, et reproduit raisonnablement les données expérimentales.

Il existe un autre effet dû au mouvement interne des nucléons, c'est la dispersion de l'énergie du centre de masse de l'interaction sur neutron. Pour un K^+ incident de 8,25 GeV/c interagissant avec un nucléon au repos, on a :

$$E \text{ (c.m.)} = \sqrt{s} = 4,08 \text{ GeV}$$

Selon que le nucléon cible a une impulsion de 250 MeV/c dans le sens de l'incidente ou en sens contraire cette énergie du centre masse a pour valeurs 3,6 ou 4,6 GeV. \sqrt{s} varie entre ces 2 valeurs pour un nucléon spectateur d'impulsion inférieure à 250 MeV/c. Cette dispersion est responsable du fait que les interactions sur neutron

que nous étudions n'ont pas de frontière unique dans les diagrammes de Dalitz ou de Chew-Low. Cette dispersion n'a d'effet que si on veut étudier un phénomène qui a une forte dépendance en énergie. La figure 3-3 montre \sqrt{s} pour la réaction (1).

4. Principe d'exclusion de Pauli.

Après une réaction d'échange de charge sur le neutron d'un deutéron il y a 2 protons dans l'état final :



où X^0 représente un système mésonique étrange de charge nulle. Considérons la réaction ci-dessus vers l'avant (t faible) et faisons l'hypothèse que le spin du neutron n'est pas renversé. Après la collision les 2 protons ont la même projection de spin ($\pm \frac{1}{2}$) que précédemment et leur moment angulaire orbital reste dominé par l'onde S comme initialement le proton et le neutron dans le deutérium. Cette configuration de 2 fermions identiques est interdite par le principe d'exclusion de Pauli puisqu'elle correspond à une fonction d'onde symétrique. A la limite où le quadrimoment transféré t est nul, l'échange de charge (3-6) ne peut donc se faire sans un renversement du spin du neutron. Par ailleurs, on sait que de telles contributions de renversement de spin doivent s'annuler à $t = 0$. La section efficace différentielle de la réaction (1) doit donc s'annuler vers l'avant.

Nous voulons extraire la section efficace différentielle de la réaction d'échange de charge sur neutron libre $K^+n \rightarrow X^0p$ à partir de celle de (3-6). Ce calcul a été fait entre autres par Schwarzchild [20] :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d = \frac{(1-H(t)) + R \left(1 - \frac{H(t)}{3}\right)}{1 + R} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_n$$

avec
$$R = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_n^f}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_n^{nf}} \quad (3-7)$$

R est le rapport entre les sections efficaces différentielles sur neutron libre avec et sans renversement de spin. H(t) est le facteur de forme du deutéron :

$$H(t) = \int |\Psi(r)|^2 e^{-i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}$$

\vec{q} désignant le transfert d'impulsion dans le système du laboratoire. Pour avoir une idée de la forme de H(t), on choisit une fonction d'onde de type Hulthen (cf. relation 3-2) qui donne [21] :

$$H(t) = \frac{2\alpha\beta(\alpha+\beta)}{(\beta-\alpha)^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{-t}} \left[\text{Arctg} \frac{\sqrt{-t}}{2\alpha} + \text{Arctg} \frac{\sqrt{-t}}{2\beta} + \text{Arctg} \frac{\sqrt{-t}}{\alpha+\beta} \right] \quad (3-8)$$

Pour $t = 0$, $H(t) = 1$. Lorsque t augmente, $H(t)$ tombe rapidement et vaut environ 0.1 à $|t| = 0,12 \text{ GeV}^2$.

L'effet correctif n'est donc sensible que dans cette région des très faibles transferts. Mais il faut maintenant connaître R. Ce rapport est inconnu sauf vers l'avant où il est nul avec $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_n$. Pour le déterminer il faut faire des hypothèses liées à un modèle. Nous suivons ici l'approximation qui est faite habituellement. Elle consiste à supposer que le terme de renversement de spin, nul à $t = 0$ reste négligeable dans l'intervalle $|t| < 0,1 \text{ GeV}^2$ qui correspond à la région de correction. L'expression (3-7) devient :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{K^+n \rightarrow X^0p} = \frac{1}{1 - H(t)} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{K^+d \rightarrow X^0pp} \quad (3-9)$$

Cette correction a pour effet de rehausser la section efficace de la réaction (1) de 13% par rapport à celle de la réaction (1D).

5. Correction d'effet d'ombre

D'après la théorie de Glauber [22] la section efficace totale de l'interaction sur deutérium K^+d n'est pas égale à la somme de celle sur proton et de celle sur neutron. Il y a un facteur correctif $d\sigma$ dû à l'effet d'ombre ou d'écran entre les nucléons considérés comme des disques noirs et la section efficace totale s'écrit

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n - \delta\sigma \quad (3-10)$$

avec :
$$\delta\sigma = \frac{\sigma_p \cdot \sigma_n}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle \quad (3-11)$$

où r représente la distance moyenne entre les 2 nucléons du deuton σ_p et σ_n les sections efficaces totales respectives K^+p et K^+n . Diverses valeurs sont proposées pour $\langle r^{-2} \rangle$ suivant les expériences [18]. Nous choisissons une valeur moyenne :

$$\langle r^{-2} \rangle = 0,03 \pm 0,01 \text{ mb}^{-1}$$

Wilkin [23] a montré que cette forme (3-11) proposée violait l'indépendance de charge mais l'expression qu'il donne fournit pratiquement le même résultat numérique. Par contre Rudin [24] a montré que les approximations faites par Glauber étaient trop restrictives et a proposé

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_n \cdot \sigma_p}{16\pi\beta + \frac{4\pi}{\langle r^{-2} \rangle}} \quad (3-12)$$

où β représente la pente de la diffusion élastique K -nucléon.

Pour obtenir la section efficace sur neutron libre, le facteur correctif est :

$$f = \frac{\sigma_p + \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n - \delta\sigma} \approx 1 + \frac{\delta\sigma}{\sigma_p + \sigma_n} \quad (3-13)$$

Avec $\sigma_p = 17,3 \text{ mb}$, $\sigma_n = 17,6 \text{ mb}$ et $\beta = 5 \text{ GeV}^{-2}$,

on obtient $f = 1,025$ par la formule de Glauber et $f = 1,015$ par celle de Rudin. Nous choisissons la moyenne des 2 qui correspond à une correction de 2 % sur la section efficace.

Il n'est pas sûr que la correction f appliquée à la section efficace totale doive être distribuée de façon uniforme entre tous les canaux car elle est fortement liée à la double diffusion dans l'état final qui dépend du canal considéré. Cependant puisque cette double diffusion ne peut être étudiée avec notre statistique limitée et puisque cette correction est faible, nous n'introduisons pas d'erreur importante en appliquant f de façon uniforme.

Chapitre 4

Calcul de la section efficace

Nous déterminons ici la section efficace totale, les sections efficaces topologiques et celles correspondant aux principaux canaux que nous étudions dans la suite.

1. La section efficace totale sur deutérium

La section efficace totale est donnée de manière tout à fait classique par :

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L} \rho} \cdot k \quad (4-1)$$

N = nombre d'interactions dues à des K^+

\mathcal{L} = longueur totale des traces pouvant interagir, en cm

ρ = nombre moyen d'atomes par cm^3

$k = 10^{27}$: coefficient de normalisation permettant d'obtenir σ en millibarns.

Pour calculer le nombre d'interactions N , on tient compte de l'efficacité de dépouillement (99 %) et on supprime 6 % des interactions qui ne sont pas dues à des K^+ comme l'étude de la contamination nous a montré.

La longueur totale des traces K^+ est déterminée en multipliant le nombre de traces comptées à l'entrée du volume fiduciaire par la longueur L_V de ce volume. Il faut soustraire la contamination (15 %) et tenir compte du fait que les interactions et désintégrations de K^+ ne se font pas à l'extrémité du volume fiduciaire mais sont réparties tout au long de ce volume.

Le nombre moyen d'atomes se calcule comme suit :

$$\rho = \frac{6,02 \times 10^{23} \times 0,140 \text{g/cm}^3 \times 2 \text{ atomes}}{4,02 \text{ g}} \quad (4-2)$$

$$\rho = (0,42 \pm 0,02) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$$

Nous obtenons alors pour la section efficace totale :

$$\sigma_{\text{tot}} = (33,8 + 1,6) \text{ mb}$$

La valeur est moyennée sur les 2 runs et l'erreur est essentiellement due à celle sur la détermination de la densité du deutérium. On peut comparer cette valeur avec celle obtenue par Galbraith et al. [25] à 8 GeV/c dans une expérience de compteurs :

$$\sigma_{\text{tot}} = (33,9 \pm 0,3) \text{ mb}$$

L'accord est tout à fait satisfaisant.

Avec cette section efficace, la sensibilité de l'expérience, exprimée en nombre d'événements par microbarn est de 7.

2. Les sections efficaces topologiques.

Compte tenu du nombre d'événements relevés au dépouillement par topologie et de l'efficacité de dépouillement par topologie, nous pouvons en principe calculer les sections efficaces topologiques avec une formule analogue à celle qui donne la section efficace totale.

Il subsiste un problème concernant les topologies avec V^0 . Les V^0 observés au dépouillement n'ont pas tous la même signification ; ce peut être un K^0 , Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$ associé mais aussi un γ , une étoile de neutre (K^0 , neutron, Λ^0 , ...) ou encore un K^0 , Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$ non associé à l'événement considéré. Si nous voulons donner une signification physique aux topologies avec V^0 nous devons nous restreindre aux V^0 qui ont fitté un K^0 , Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$ associé à l'événement. Pour les topologies avec V^0 mesurés nous avons trouvé que sur un lot de 3700 V^0 mesurés, 72 % étaient des K^0 , Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$ associés. Malheureusement il n'est pas possible d'appliquer ce pourcentage uniforme à l'ensemble des topologies. Retenons seulement que dans les événements de la table 2-1 près de 30 % en moyenne des V^0 ne sont pas des K^0 , Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$ associés. Finalement les seules sections

efficaces topologiques significatives consistent à ne pas tenir compte des V^0 et à regrouper les événements à $(2n-1)$ branches avec ceux à $2n$ branches. Le résultat se trouve dans la table 4-1.

Nous avons également montré le rapport entre les événements à $(2n-1)$ branches et ceux à $2n$ branches, environ $\frac{1}{2}$.

3. Les sections efficaces par canal

Nous calculons ici la section efficace pour les 3 réactions $K^+n \rightarrow K\pi N$ étudiées dans la suite et pour les 2 réactions d'échange de charge (4) et (5).

A. Résolution des ambiguïtés pour les canaux (1D), (4D), (5D)

Ces 3 canaux sont du type 4C. Lorsqu'un événement ajuste 2 hypothèses 4C appartenant au même canal, on choisit l'hypothèse qui a la meilleure probabilité $P(\chi^2)$. Cette sélection se fait dans 3 % des cas (20 événements sur 732) pour la réaction (1D) et dans 5 % des cas (6 événements sur 124) pour la réaction (5D).

Il subsiste des ambiguïtés entre ces 3 canaux et les réactions équivalentes avec un π^0 supplémentaire qui sont du type 1C (respectivement 36 %, 30 % et 20 % pour les réactions (1), (4) et (5)). Mais nous avons fait 2 observations. Tout d'abord les ambiguïtés $K^+d \rightarrow X^0pp / K^+d \rightarrow X^0pp\pi^0$ (*) se produisent principalement lorsque le proton spectateur est non mesuré : il y a très peu d'ambiguïtés lorsque le spectateur est mesuré. De plus la distribution de probabilité de l'hypothèse 4C dans le cas d'un événement ambigu est plate alors que celle de l'hypothèse 1C est plutôt concentrée vers les basses valeurs de probabilité. C'est pourquoi nous choisissons l'hypothèse 4C chaque fois qu'elle est supérieure à $1/10$ de la probabilité de l'hypothèse 1C correspondante, et à condition qu'elle reste supérieure à 1 %.

Nous donnons dans la table 4-2 le nombre d'événements qui reste après résolution des ambiguïtés.

(*) $X^0 = X^0, K^+\pi^-, K^0\pi^+\pi^-$ est un système mésonique étrange neutre

B. Poids des K^0

Les K^0 vus et mesurés ne constituent qu'une partie des K^0 réellement produits dans les canaux correspondants : ce sont les K_S^0 qui se désintègrent en $\pi^+\pi^-$ à l'intérieur d'un volume appelé INLITE qui correspond à une zone un peu inférieure à la partie visible de la chambre. Le poids qui sert à corriger pour le calcul de la section efficace comprend 2 parties :

- Le poids associé aux $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (il existe d'autres modes de désintégration) :

$$P = 2,905$$

- Le poids associé au fait que INLITE a des dimensions finies qui sont dans le cas de notre expérience :

$$-76\text{cm} < x < 50\text{cm}$$

$$-25\text{cm} < y < 25\text{cm}$$

$$-35\text{cm} < z < -15\text{cm}$$

exprimées dans un référentiel lié à la chambre. Ce poids est fonction de la longueur potentielle du K^0 au bord de ce volume INLITE qui est elle même fonction de la position du sommet de l'interaction principale et de l'impulsion du K^0 . Le poids tient compte aussi des K^0 produits à une distance projetée $l_{\text{proj}} < l_{\text{min}} = 2\text{mm}$ du sommet de l'événement, qui sont non détectables.

C. Section efficace des canaux (1) (4) et (5)

Pour les raisons expliquées dans le chapitre précédent concernant l'identification du proton spectateur, les interactions dans l'état final et les limitations du dépouillement, parmi les événements ayant ajusté les hypothèses (1D), (4D) ou (5D), seuls ceux dont le proton spectateur a une impulsion inférieure à 250 MeV/c et dont la probabilité est supérieure à 0,5 % sont attribués aux canaux (1), (4) ou (5). Le nombre d'événements correspondant est donné dans la table 4-2.

La section efficace correspondante est donnée dans la même table. Elle est basée sur le nombre d'événements et corrigée pour 4 effets :

- l'effet d'ombre de Glauber (+2 %)
- le principe d'exclusion de Pauli calculé pour la réaction (1)(+13%) et appliqué aussi à (4) et (5) avec le même pourcentage pourcentage. (*)
- la coupure en impulsion du proton spectateur à 250 MeV/c. D'après la distribution théorique de Mc Gee cette coupure élimine 6,5 % des événements.
- le poids des K^0 pour les réactions (4) et (5) où il est respectivement $1,40 \pm 0,06$ et $1,12 \pm 0,04$.

D. Section efficace des canaux (2) et (3)

5 % des événements ajustant la réaction $K^+d \rightarrow K^0 \pi^0 pp$ sont ambigus avec $K^+d \rightarrow K^0 pp$ et ont déjà été assignés à cette dernière réaction. 15 % sont ambigus avec le canal (3D). Dans ce cas, sur la base de critères de probabilité, la réaction (2D) est choisie si sa probabilité est supérieure à celle de la réaction (3D) et supérieure à 10 % . 25 % des ambigus entre (2D) et (3D) sont ainsi conservés. Il reste alors 438 événements pour la réaction (2D). Les 414 événements attribués à la réaction (2) sont obtenus en éliminant les événements (2D) dont le proton spectateur a une impulsion supérieure à 250 MeV/c. Le poids des K^0 étant $1,17 \pm 0,04$ pour ce canal, la section efficace correspondante, corrigée pour l'effet d'écran de Glauber et le principe de Pauli est donnée dans la table 4-2.

(*) il n'y a aucune raison pour que la correction due au principe de Pauli soit la même pour les réactions (4) et (5) mais la statistique est trop limitée pour qu'on puisse l'estimer de façon raisonnable.

519 événements ajustent la réaction (3D). Environ 10 % sont ambigus avec le canal cohérent $K^+d \rightarrow K^0\pi^+d$ et sont assignés à ce dernier canal. Les ambiguïtés avec la réaction (2D) ont été résolues dans le paragraphe précédent. On applique alors la coupure à 250 MeV/c pour les événements dont le proton est le nucléon le plus lent et qui est ainsi choisi comme le spectateur. Les 326 événements restants sont attribués à la réaction (3). Le poids des K^0 est ici $1,20 \pm 0,04$ et la section efficace correspondante, corrigée pour l'effet de Glauber est donnée dans la table 4-2.

E. Variation de la section efficace avec l'énergie

Depuis la compilation par Buchner et al. [26] des sections efficaces de la réaction (1) aucun résultat nouveau n'est apparu si ce n'est la valeur que nous venons de calculer. Nous avons reporté sur la figure 4-1 l'ensemble des valeurs disponibles. Nous avons refait l'ajustement de la section efficace en fonction de l'impulsion incidente avec une expression du type :

$$\sigma = A P_{lab}^{-n} \quad (4-3)$$

L'ajustement a donné $A = (7700 \pm 1000)\mu\text{b}$ et $n = 1,22 \pm 0,08$, valeurs compatibles avec celles déjà calculées par Buchner et al. Nous avons reporté le résultat de l'ajustement sur la figure 4-1.

Pour les réactions (2) et (3) aucune compilation n'a été faite jusqu'à présent. Nous reportons sur la figure 4-1 l'ensemble des données disponibles [19,26]. Il est possible d'ajuster les 3 points à 3, 4,6 et 8,25 GeV/c à une expression du type (4-3). On obtient :

$$A = 5700 \pm 1000 \text{ mb} \quad n = 1,43 \pm 0,12 \text{ pour la réaction (2)}$$

$$A = 9100 \pm 1500 \text{ mb} \quad n = 1,86 \pm 0,04 \text{ pour la réaction (3)}$$

Les résultats de l'ajustement ont été reportés sur la figure 4-1. La valeur de n est plus élevée pour la réaction (3) qui est dominée par la production de K^* et de Δ comme nous le verrons que pour la réaction (2).

La réaction (4) a été longuement analysée par Dehm et al. [27] qui ont obtenu $A = 7500 \pm 200$ et $n = 2,15 \pm 0,04$ dans l'ajustement avec

l'expression (4-3). Ces valeurs prédisent une section efficace de $80\mu\text{b}$ à $8,25 \text{ GeV}/c$, en accord avec notre détermination ($89 \pm 16\mu\text{b}$)

Nous avons reporté sur la figure (4-1) le peu de résultats disponibles concernant la réaction (5) $[28,29,30]$.

Il y a un décrochement très net de la valeur à $9 \text{ GeV}/c$ qui est ignorée dans l'ajustement avec l'expression (4-3). Cet ajustement donne

$$A = 3600 \pm 500 \text{ et } n = 1,15 \pm 0,12.$$

4. Données provenant d'autres expériences

L'étude de la réaction (1) $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ à $8,25 \text{ GeV}/c$ est faite dans la suite en comparaison avec des données provenant de 2 autres expériences : l'une à $4,6 \text{ GeV}/c$ analysée par la collaboration Bruxelles-CERN-Mons-Munich et l'autre à $12 \text{ GeV}/c$ analysée au Lawrence Berkeley Laboratory. Nous résumons dans la table 4-3 le nombre d'événements et les références des travaux publiés correspondant à chaque énergie. Les événements considérés ici ont tous l'impulsion du proton spectateur inférieure à $250 \text{ MeV}/c$, coupure analogue à celle utilisée pour nos données.

Chapitre 5

Description générale de $K^+n \rightarrow K \pi N$

1 - Présentation des données

Les données sont décrites à 8,25 GeV/c. Les analogies ou les différences avec les données à 4,6 GeV/c et 12 GeV/c sont également mentionnées pour la réaction (1). Dans ce dernier cas toutes les figures ne sont pas toujours présentées pour ne pas surcharger mais peuvent être consultées dans les références des articles déjà publiés à ces énergies (cf. table 4.3)

a) masses effectives

On montre sur la figure 5.1 les diagrammes de Dalitz $M^2(N\pi) / M^2(K\pi)$ pour l'ensemble des 3 réactions (1) à (3) (*). Les masses effectives correspondantes $M(K\pi)$ et $M(N\pi)$ sont représentées respectivement sur les figures 5.2 et 5.3. Les principales observations que l'on peut faire sont :

- forte présence de K_{892}^* et de K_{1420}^*
- forte accumulation dans une bosse assez large (près de 600 MeV) produite au seuil pour le système $p\pi^-$ dans la réaction (1).
- production de Δ dans le système $p\pi^0$ ou $n\pi^+$ des réactions (2) et (3).

(*) Nous remarquons un certain nombre d'événements en dehors du contour du diagramme : ce contour correspond à une cible au repos et un \sqrt{s} moyen comme nous avons vu précédemment. Les événements extérieurs correspondent à un neutron cible allant en direction opposée au K^+ incident.

Détaillons un peu. Le système $K\pi$ (qui sera analysé dans le chapitre 6) présente les effets résonnants bien connus de spin-parité $J^P = 1^-$ (K_{892}^*) et $J^P = 2^+$ (K_{1420}^*). L'existence du K_{1760}^* [30] ou K_N (1850) [34] mis en évidence dans la réaction (1) à 9 et 12 GeV/c, et observé depuis [37] n'est pas clairement confirmée à notre énergie comme nous le verrons. La région qui se trouve en dessous du K_{1420}^* est assez fortement peuplée mais une analyse en spin - parité est nécessaire pour y rechercher la présence d'onde S résonnante.

La bosse dans le système $p\pi^-$ présente une allure maintenant bien connue dans la dissociation diffractive $N \rightarrow N\pi$. Elle sera analysée dans le chapitre 7. Cette bosse assez haute et assez large ($\Gamma \sim 600$ MeV aux 3 énergies) décroît brutalement vers 1,8 - 1,9 GeV. La présence de résonances dans ce spectre de masse $p\pi^-$ n'est pas claire. Des coupures sont nécessaires pour les mettre en évidence comme nous le verrons. Le diagramme de Dalitz montre l'étendue du recouvrement entre les K^* (région définie par $M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV) et la bosse $p\pi^-$ (définie par $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV). Cette zone représente 35% des événements mais varie très fortement avec l'énergie, passant de 75% à 4,6 GeV/c à 16% à 12 GeV/c. Toutes les analyses angulaires devront donc être faites avec précaution. Sur la figure 5.3 nous avons également tracé la distribution de $M(p\pi^-)$ (en tireté) en éliminant la région des K^* ($M(K^+\pi^-) > 1,6$ GeV). L'allure de la distribution de la masse $p\pi^-$ est très semblable, la coupure ayant pour effet principal de supprimer une grande partie des événements à 4,6 GeV/c et de plus faibles pourcentages à 8,25 et 12 GeV/c.

b) mécanisme de production.

Dans une réaction quasi-2-corps $ab \rightarrow cd$ (fig. 5.4) la distribution du carré du transfert de quadriimpulsion t , qui est une fonction linéaire de l'angle de production dans le c.m.s., est une information essentielle à l'étude du mécanisme de production. Dans une interaction sur le neutron d'un deuton, t est calculé en général par rapport à la particule incidente, la cible étant mal déterminée comme nous l'avons vu précédemment. Dans la réaction (A) où l'on

considère soit le système $K\pi$ soit le système $N\pi$ (fig. 5.4) on calcule t_{KK} (qui est égal à $t_{n \rightarrow N\pi}$) et $t_{K \rightarrow K\pi}$ (qui est égal à t_{nN}). Nous définissons également $t' = |t - t_{\min}|$ où t_{\min} représente le transfert minimum, non nul si la réaction est inélastique et qui pour les réactions qui nous concernent (dans lesquelles une des masses de l'état initial et de l'état final sont égales) peut s'approximer par :

$$t_{\min} \approx - \frac{m_a^2 (m_b^2 - m_d^2)^2}{s^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} m_a = m_c \\ m_b \neq m_d \end{cases} \quad (5.1)$$

t_{\min} en fonction de m_d^2 est la limite inférieure d'un diagramme de Chew-Low.

Le diagramme de Chew-Low $-t(K \rightarrow K\pi)/M^2(K\pi)$ est représenté sur la figure 5.5 pour les 3 réactions (1) à (3). De même le diagramme de Chew-Low $-t(N \rightarrow N\pi)/M^2(N\pi)$ est présenté sur la figure 5.6 pour les mêmes réactions. Les 2 systèmes sont produits de façon périphérique : forte accumulation aux faibles valeurs de $|t|$. La valeur de t_{\min} est faible, tant pour le système $K\pi$ que pour le système $N\pi$ à 8,25 GeV/c, au moins en ce qui concerne les réactions étudiées qui se produisent pour des masses effectives $K\pi$ ou $N\pi$ faibles. Ces valeurs sont évidemment plus importantes à 4,6 GeV/c [26].

La structure cinématique de la réaction (A) qui est un état final à 3 corps s'illustre assez bien sur un diagramme d'espace de phase longitudinal de Van Hove [38]. On représente ce diagramme sur la figure 5.7 pour la réaction (1) (*). Sur la même figure se trouve aussi la distribution de l'angle ω [38] qui est l'angle polaire de chaque événement, défini sur la figure 5.8. Nous avons représenté

(*) Un tel diagramme suppose les impulsions transverses faibles par rapport aux impulsions longitudinales. Chaque événement est représenté par un point dont les 3 coordonnées correspondent à l'impulsion longitudinale des 3 particules finales dans le système du centre de masse. Cette impulsion est mesurée par la distance du point expérimental à l'axe correspondant $q = 0$.

également sur la figure 5.8 les "diagrammes cinématiques" correspondant à chaque région de la figure 5.7. Nous appelons "diagramme cinématique" un diagramme où intervient uniquement le classement des particules finales par impulsions longitudinales croissantes sans considération sur les échanges possibles entre les particules. Nous y reviendrons ultérieurement lorsque nous considérerons un modèle de double échange de Regge.

Nous avons également tracé en pointillé la distribution de ω pour $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV et en hachuré celle pour $M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV. Là encore on observe la variation de la région de recouvrement entre les 2 systèmes à faible masse.

2 - Section efficace de production des K^* dans $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$.

La masse effective $K^+\pi^-$ (fig. 5.2.a) est dominée par le K_{892}^{*0} et le K_{1420}^{*0} dont nous voulons maintenant déterminer la section efficace. Pour cela nous avons utilisé 2 méthodes qui diffèrent par la paramétrisation du fond sous la résonance :

- ajustement de la distribution de masse effective $K^+\pi^-$ avec un fond lissé "à la main" auquel nous superposons 2 courbes de Breit-Wigner de forme relativiste :

$$BW(M) = \frac{M}{q} \cdot \frac{\Gamma(M)}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2(M)}$$

avec $\left. \begin{array}{l} \Gamma(M) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^3 \cdot \frac{M_0}{M} \\ \Gamma(M) = \Gamma_0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{pour le } K_{892}^* \\ \text{pour le } K_{1420}^* \end{array} \quad (5.2)$

M_0, Γ_0 : masse et largeur de la résonance

q : impulsion du K^+ final dans le système au repos $K^+\pi^-$.

q est fonction de M et vaut q_0 si $M = M_0$.

Nous avons essayé plusieurs formes du fond, conservant celui qui donne le meilleur χ^2 , les valeurs des paramètres obtenus variant de toute façon assez peu. Les résultats de l'ajustement sont donnés dans la table 5.1.

- ajustement avec un fond polynomial en M . Nous adoptons la forme proposée par Lyons et al. [39] :

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{\Gamma_{M_0} M}{(M^2 - M_0^2)^2 + \Gamma^2 M_0^2} + a + b M^2 + c M^4 \quad (5.3)$$

On ajuste séparément la région du K_{892}^* (0,75 - 1 GeV) sans le terme cM^4 et la région du K_{1420}^* (1,15 - 1,7) avec ce terme. Les résultats sont également donnés dans la Table 5.1. Ils sont tout à fait compatibles avec l'ajustement précédent dans la région du K_{892}^* mais donnent pour le K_{1420}^* une largeur et un nombre d'événements un peu plus élevés, le χ^2 étant très moyen. L'introduction de termes en M ou M^3 dans la paramétrisation du fond n'améliore pas l'ajustement.

Les valeurs obtenues pour M_0 et Γ_0 sont compatibles avec celles du Particle Data Group [40]. Remarquons néanmoins que la largeur du K_{892}^* est un peu plus faible et celle du K_{1420}^* un peu plus élevée. Dans ce dernier cas, l'épaulement sur la gauche du K_{1420}^* γ est probablement pour quelque chose. On notera que dans l'ajustement avec un fond polynomial ce fond est quadratique sous le K_{892}^* et quasi constant sous le K_{1420}^* .

Sur la figure 5.2.a on a reporté la courbe correspondant au meilleur ajustement obtenu avec la première paramétrisation qui couvre l'ensemble de la distribution inférieure à 1,75 GeV. C'est également le résultat de cet ajustement que nous avons utilisé pour déterminer la section efficace de production des K^* . Cette valeur qui se trouve dans la Table 5.2 est également donnée en tenant compte du mode de désintégration $K^0\pi^0$ et du mode $K\pi\pi$ du K_{1420}^* .

Depuis la compilation établie par Büchner et al. [26] pour les sections efficaces de production des K^* aucun nouveau résultat n'est disponible mis à part celui que nous venons de présenter à 8,25 GeV/c. L'ensemble des données est reproduit sur la figure 5.9. Büchner et al. ont ajusté les valeurs de la section efficace du K_{892}^* avec une loi de dépendance en impulsion incidente :

$$\sigma = A \cdot P_{lab}^{-n} \quad (5.4)$$

(expression inspirée par la théorie de Regge qui prédit

$$\sigma \approx \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \approx A \cdot P_{lab}^{2\alpha(t)-2} \quad \text{pour l'échange d'une trajectoire}$$

$\alpha(t)$). L'ajustement ($A = 15,6 \pm 2,1 \text{ mb}$, $n = 2,35 \pm 0,07$) prédit $\sigma = 109 \mu\text{b}$ à 8,25 GeV/c, tout à fait compatible avec la valeur que nous venons de calculer. En ce qui concerne le K_{1420}^* il est difficile d'ajuster une expression du type (5.4). On peut seulement dire qu'au-dessus de 4 GeV/c les données sont compatibles avec une valeur $n \sim 2$. Les valeurs de n donnent une première indication pour la dominance de l'échange de π ($\bar{\alpha} \approx -0,2$) dans la production des K^* .

3 - Résonances produites dans $K^+n \rightarrow K^0\pi^0p$ et $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$.

Dans la masse effective $K^0\pi^0$ (fig. 5.2.b) on observe des signaux très déformés vers le K_{892}^* et le K_{1420}^* . Ceci est dû à la très mauvaise résolution que l'on a dans la réaction (2). Cette mauvaise résolution provient des événements avec proton spectateur non vu où l'ajustement attribue au π^0 toute l'impulsion du spectateur (cf. fig. 3.1). La masse effective $K^0\pi^0$ en est principalement affectée et il est difficile de déterminer la section efficace de production des K^* . La conservation de l'isospin nous fournit cependant le rapport de branchement $\frac{K^* \rightarrow K^0\pi^0}{K^* \rightarrow K^+\pi^-} = \frac{1}{2}$ et nous donne une estimation du nombre

de K^* attendus dans la réaction (2) à partir de celui calculé dans la réaction (1). Ce nombre est $50 \pm 10 K_{892}^*$ et $55 \pm 10 K_{1420}^*$. Il correspond, dans la limite des erreurs au nombre d'événements estimé au-dessus d'un fond linéaire dans la région du K^* ($M < 1,1 \text{ GeV}$) et du K_{1420}^* (respectivement 45 et 48 événements). ⁸⁹²

Le spectre de masse π^0 (fig. 5.3.b) présente un pic à la position du Δ^+ (1236). Pour la même raison que ci-dessus, ce Δ a une largeur supérieure (~ 150 MeV) à celle généralement observée (120 MeV) [40]. Les considérations d'isospin $\frac{\sigma(K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++})}{\sigma(K^+n \rightarrow K^0 \Delta^+ \rightarrow p\pi^0)} = \frac{9}{2}$

nous prédisent 65 ± 15 événements Δ^+ à partir de

$\sigma(K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++}) = 200 \pm 40 \mu\text{b}$ [41]. Ce nombre est supérieur à celui qu'on observe sur la figure 5.3.b au-dessus d'un fond linéaire (~ 35 événements).

La masse effective $K^0\pi^+$ (fig. 5.2.c) montre le K_{892}^* au-dessus d'un fond très faible et un peu de K_{1420}^* . L'ajustement de cette distribution avec un fond non-résonnant lissé à la main auquel on superpose 2 courbes de Breit-Wigner donne la proportion des 2 résonances. Les résultats de l'ajustement et la section efficace correspondante sont dans la Table 5.3. On peut comparer avec les valeurs à 3 GeV/c et 4,6 GeV/c à l'aide d'une expression $\sigma = A p_{\text{lab}}^{-n}$ et la valeur de n est également donnée dans la Table 5.3. Pour le K_{1420}^* n est compatible avec la valeur trouvée dans $K^+p \rightarrow K_{1420}^* p$ [42].

La masse effective $n\pi^+$ (fig. 5.3.c) présente un beau signal à l'emplacement du Δ^+ (1236). La section efficace est estimée à $22 \pm 5 \mu\text{b}$ (33 ± 7 événements). Il y a également un pic aux alentours du $N^*(1670)$ ou du $N^*(1688)$ qui correspond à $11 \pm 4 \mu\text{b}$. L'invariance par isospin $\frac{\sigma(K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++})}{\sigma(K^+n \rightarrow K^0 \Delta^+ \rightarrow n\pi^+)} = 9$ donne $22 \pm 5 \mu\text{b}$ pour le Δ^+ ce qui est en bon accord avec l'estimation expérimentale.

Chapitre 6

Etude de la production et de la désintégration en $K\pi$ des résonances K^*

1. Introduction

Nous avons déjà vu dans la distribution de masse effective $K\pi$ (figure 5-2) la forte production de K_{892}^* et de K_{1420}^* . Nous nous concentrons dans ce chapitre sur l'étude du système $K^+\pi^-$ dans la réaction (1) jusqu'à une masse effective de 2 GeV.

La production et la désintégration du K_{892}^{*0} sont étudiées dans la section 2. Elles sont comparées aux prédictions d'un modèle d'échange de π avec de fortes coupures absorptives. Par ailleurs, les contributions d'échange de parité naturelle et non naturelle sont séparées.

Le K_{1420}^{*0} est étudié dans la section 3. L'épaule observé sur sa gauche dans d'autres réactions d'échange de charge [26, 28, 43, 44] est interprété en général comme une contribution d'onde S. Une analyse en ondes partielles est nécessaire pour confirmer cette interprétation. Elle est développée dans la section 4 pour l'ensemble du système $K\pi$ entre 0,6 et 1,6 GeV.

Dans la section 5 nous recherchons si l'accumulation d'événements vers 1700 - 1800 MeV à 8,25 GeV/c peut être reliée au $K_N(1850)$ observé à 12 GeV/c [34] ou au K_{1780}^* observé à 9 GeV/c [30] et dans d'autres réactions [37].

Finalement, nous présentons quelques propriétés du K_{892}^{*+} produit sans échange de charge dans la réaction (3) $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$ (section 6).

2. Etude du K_{892}^{*0}

a) Section efficace différentielle

La région du K_{892}^{*0} , produit abondamment dans le spectre de masse $K^+\pi^-$ (figure 5-2), est définie ici par $0,845 < M(K^+\pi^-) < 0,945$ MeV. Le diagramme de Chew-Low (figure 5-5) a montré le caractère fortement périphérique avec lequel est produit le K_{892}^{*0} . Son mécanisme de production est relié à la distribution de t (carré du transfert de quadriimpulsion entre le K^+ incident et le système $K^+\pi^-$) ou de t' ($t' = |t - t_{\min}|$). La section efficace différentielle $d\sigma/dt$ ou $d\sigma/dt'$ est représentée sur la figure 6-1 à 8,25 GeV/c. Ces deux distributions sont piquées aux faibles valeurs de t ou t' avec un léger décrochement à t ou $t' < 0,04$ GeV².

La région de t' faible ($t' < 0,24$ GeV²) a été ajustée à une exponentielle $A e^{-bt'}$. Les valeurs des paramètres ajustés se trouvent dans la table 6-1, et le résultat de l'ajustement a été reporté sur la figure 6-1. Nous reportons également dans la table 6-1 les valeurs des paramètres disponibles à 4,6 et 12 GeV/c. Compte tenu de ce que l'exponentielle ne représente peut-être pas parfaitement les données, ce qui donne des erreurs importantes, il n'y a pas de variation brutale ou régulière de b avec l'énergie^(*).

Les sections efficaces différentielles ont été ajustées sans tenir compte de la correction due au principe de Pauli $1/(1-H(t))$ (voir chapitre 3). Les pentes sont de ce fait légèrement sous-estimées, mais d'une valeur qui reste de l'ordre des erreurs de l'ajustement.

(*) A 12 GeV/c, Lissauer a également ajusté $d\sigma/dt$ avec la somme de 2 exponentielles. Nous verrons plus loin la signification possible de ces 2 pentes.

b) Distribution angulaire de désintégration

Appelons θ_K et φ_K les angles polaire et azimutal du K^+ dans le système d'hélicité de la voie t (cf. appendice B). La distribution de $\cos\theta_K$ et φ_K est présentée sur la figure 6-2 pour le K_{892}^{*0} , avec une coupure à $t' < 1 \text{ GeV}^2$. La distribution de $\cos\theta_K$ est en accord avec une représentation polynomiale en $\cos^2\theta_K$. Il y a une assez forte asymétrie avant-arrière. Elle est observée à d'autres énergies [28,31,45] mais aussi dans d'autres réactions avec production de K^* telles que $K^+p \rightarrow K^+\pi^-\Delta^{++}$ (voir par exemple la référence [46]) où les effets de réflexion du système $\Delta^{++}\pi^-$ doivent être différents de ceux du système $p\pi^-$ dans la réaction (1). On peut donc penser que l'asymétrie est, au moins en partie, liée au système $K\pi$ lui-même.

La distribution angulaire de désintégration $w(\cos\theta_K, \varphi_K)$ peut se développer sur une base d'harmoniques sphériques Y_ℓ^m (voir appendice A). Les coefficients $\langle Y_\ell^m \rangle$ du développement fournissent les caractéristiques de désintégration du K^* . Nous montrons sur la figure 6-3 ces $\langle Y_\ell^m \rangle$ en fonction de la masse effective $K\pi$ jusqu'à $M(K^+\pi^-) = 2,5 \text{ GeV}$. Concentrons nous sur la région du K_{892}^{*0} , entre 0,8 et 1 GeV. Seuls les moments $\langle Y_1^0 \rangle$, $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle Y_2^1 \rangle$ sont significativement différents de zéro dans cette région. $\langle Y_1^0 \rangle \propto \langle \cos\theta_K \rangle$ reflète clairement l'asymétrie observée de la distribution angulaire, asymétrie qui diminue au-delà du K_{892}^{*0} . Sa valeur non nulle nous oblige à considérer l'onde S en plus de l'onde P dans la détermination des éléments de matrice densité du K^* ($\langle Y_1^0 \rangle$ correspond au terme d'interférence SP). L'appendice A montre la forme de la distribution angulaire en fonction des éléments de matrice densité dans ce cas. (Les éléments de matrice densité ρ_{mm}^{JJ} décrivent la production de l'état de spin J avec une projection m. Les éléments $\rho_{mm}^{JJ'}$ décrivent l'interférence des états $|Jm\rangle$ et $|J'm'\rangle$). Si on ne fait pas d'hypothèse particulière on ne peut donc pas déterminer séparément ρ_{00}^{11} et ρ_{11}^{11} mais uniquement leur différence.

Nous avons utilisé la méthode du maximum de vraisemblance pour déterminer les éléments de matrice densité dans le système d'hélicité de la voie t et dans celui de la voie s (ces systèmes sont définis dans l'appendice B). Les résultats sont donnés dans la table 6-2. L'ajustement a été fait dans les différentes régions de t' . Les valeurs des paramètres obtenus ont été utilisées pour déterminer les distributions $W(\cos\theta_K)$ et $w(\varphi_K)$ reportées sur la figure 6-2. Elles sont en bon accord avec les distributions expérimentales.

Commentons les résultats de la table 6-2. La grande valeur de $(\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11})^t$ pour $t' < 0,2 \text{ GeV}^2$ indique la prédominance d'échange de parité non naturelle dans la voie t. Nous y reviendrons. La valeur relativement élevée de $(\rho_{00}^{10})^t$ reflète l'asymétrie de $\cos\theta_K$ comme nous avons vu. $(\rho_{10}^{10})^t$ est principalement responsable de l'anisotropie de φ_K . $(\rho_{1-1}^{11})^t$ est faible et négatif dans presque tout l'intervalle de t' , ce qui entraîne $\rho_{11}^{11} - \rho_{1-1}^{11} > \rho_{11}^{11} + \rho_{1-1}^{11}$. Les résultats sont tout à fait comparables à ceux obtenus à 3 [45], 4,6 [26], 9 [47] ou 12 GeV/c [28], qui sont des expériences de statistique équivalente. Il n'existe à ce jour aucune expérience de grande statistique sur $K^+n \rightarrow K_{892}^{*0} p$, comme il en existe pour $K^-p \rightarrow K_{892}^{*0} n$ à 13 GeV/c [48]. Une telle expérience permettrait de préciser la structure de la section efficace différentielle à un faible t et de faire une analyse en amplitudes plus détaillée.

c) Echange de parité naturelle ou non naturelle dans la production du K_{892}^{*0} .

Considérons le processus quasi 2 corps $K^+n \rightarrow K_{892}^{*0} p$ où le K^* produit a un spin-parité $J^P = 1^-$. A une énergie suffisamment élevée, on peut séparer les contributions d'échange de parité naturelle n ou de parité non naturelle u. On a les relations [49]:

$$\frac{d\sigma_n}{dt} = (\rho_{11}^{11} + \rho_{1-1}^{11}) \frac{d\sigma}{dt} = \rho_+ \frac{d\sigma}{dt}$$

(6-1)

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \rho_{00}^{11} \frac{d\sigma}{dt} + (\rho_{11}^{11} - \rho_{1-1}^{11}) \frac{d\sigma}{dt} = \rho_0 \frac{d\sigma}{dt} + \rho_- \frac{d\sigma}{dt}$$

La contribution non naturelle contient 2 parties, une avec l'hélicité 0 (qui est dominée par l'échange de π) et l'autre avec l'hélicité 1. ρ_0 contient, outre la partie liée à l'échange du π , la contribution $m=0$ des échanges non naturels $m=1$ qui se trouvent dans ρ_- . La connaissance des éléments de matrice densité permet donc de calculer ces contributions. Malheureusement nous avons vu la difficulté que l'on avait à séparer ρ_{00}^{11} et ρ_{11}^{11} . On peut utiliser 2 méthodes pour les déterminer. La première consiste à prendre le carré de l'onde S ρ_{00}^{00} égal à 0 et à utiliser la condition de trace $1 = \rho_{00}^{00} + \rho_{00}^{11} + 2\rho_{11}^{11}$ pour calculer :

$$(6-2) \quad \rho_{00}^{11} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11})$$

à partir de $(\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11})$. La seconde méthode néglige complètement l'onde S et détermine les éléments de matrice densité à partir de l'onde P uniquement (cf. appendice A relation A3). Les 2 méthodes donnent des résultats comparables dans la limite des erreurs (*). Les résultats reportés ci-après sont obtenus avec la première méthode. (Notons que supprimer la contribution d'onde S revient à rehausser la contribution de ρ_{00}^{11}).

Les différentes contributions d'échange pour la production du K_{892}^{*0} dans le système d'hélicité de la voie t sont représentées sur la fig. 6-4. La principale caractéristique est donc la dominance de $\rho_0 \frac{d\sigma}{dt}$ qui contient l'échange de π .

(*) Si on détermine les éléments de matrice densité par la méthode des moments les 2 résultats sont identiques.

L'ajustement d'une exponentielle $Ae^{-bt'}$ sur la distribution expérimentale donne une pente $b=10,5 \pm 1,3 \text{ GeV}^{-2}$ entre 0 et $0,4 \text{ GeV}^2$. Cette valeur de la pente est très comparable à la valeur obtenue pour l'ensemble du K_{892}^{*0} ($b=10,2 \pm 1,9 \text{ GeV}^{-2}$). La pente obtenue pour $\rho_{\pm} \frac{d\sigma}{dt}$ est nettement plus faible, de l'ordre de 4. Ceci montre qu'une coupure à t' relativement faible contribue à isoler davantage l'échange de π .

Nous pouvons maintenant calculer les contributions intégrées d'échange naturel ou non naturel :

$$(6-3) \quad \sigma_x = \int_0^1 \left(\rho_x \frac{d\sigma}{dt'} \right) dt'$$

Nous avons fait le même calcul avec les données à $4,6 \text{ GeV}/c$ et à $12 \text{ GeV}/c$. Les sections efficaces correspondantes ont été tracées en fonction de l'impulsion incidente P_{lab} sur la figure 6-5. L'ensemble de ces valeurs a été ajusté à une expression $A p_{\text{lab}}^{-n}$. Les valeurs de A et n ont été reportées dans la table 6-3. La pente $n \approx 2$ à laquelle on s'attend pour l'échange de π est obtenue avec une très bonne probabilité pour σ_0 . La pente est un peu plus élevée pour σ_- ($n \sim 2,3$). Une valeur plus faible est obtenue pour σ_+ ($n \sim 1,8$) mais l'ajustement n'est pas bon si on considère les 3 points de la figure 6-5.

d) Modèle d'absorption pour le K_{892}^{*0}

Nous avons vu la dominance de l'échange de π dans le mécanisme de production du K_{892}^{*0} par échange de charge. Il est tentant de comparer les prédictions d'un modèle d'échange de π (OPE) avec les données expérimentales. On sait par ailleurs que l'introduction des effets d'absorption est nécessaire pour obtenir une bonne interprétation des données.

En effet l'absorption du π échangé peut générer une contribution d'échange non naturel ρ^- ou naturel ρ^+ dans l'état d'hélicité $m=1$, contributions observées dans les résultats précédents.

Dehm et al. [50] ont appliqué un modèle absorptif à un ensemble de réactions $K^\pm N \rightarrow K_{892}^* N$ entre 2 et 12 GeV/c. Ce modèle a donné de bons résultats pour la production du K_{892}^* sans échange de charge (où l'échange de π n'est pas dominant) mais n'a pas pu expliquer la production avec échange de charge. Au contraire, avec un traitement différent de l'absorption Kimel et Reya [51] ont reproduit de manière satisfaisante quelques données $\pi N \rightarrow \rho N$ et $KN \rightarrow K^* N$ avec échange de charge. Nous voulons ici vérifier si leur modèle interprète correctement $K^+ n \rightarrow K_{892}^{*0} p$ entre 4,6 et 12 GeV/c. Nous allons d'abord présenter la paramétrisation de ce modèle qui est un modèle OPE avec de fortes coupures absorptives.

Considérons la réaction $Kn \rightarrow K\pi p$ représentée schématiquement sur la fig. 6-6. α et β désignent les hélicités respectives du n initial et du p final. Le système $K\pi$ n'est pas considéré comme une seule particule (le K_{892}^*) dont la masse et le spin sont fixés, mais comme système (résonnant ou non) de masse effective $\sqrt{s'} = M(K\pi)$ et dont le moment angulaire total 1, de projection m , peut-être 0 ou 1. Ceci permet de tenir compte du fait que les données expérimentales ne correspondent pas rigoureusement au K_{892}^{*0} mais à une bande de masse centrée autour de la résonance, et dont le spin n'est pas unique (nous avons vu le rôle de l'interférence SP).

La section efficace différentielle $\frac{d^2\sigma}{dt ds'}$ s'exprime simplement en fonction des amplitudes d'hélicité $M_{\alpha\beta}$:

$$(6-4) \quad \frac{d^2\sigma}{dt ds'} = \frac{\tilde{p}_K}{2\pi p^2 \sqrt{s'}} \int \sum_{\alpha\beta} |M_{\alpha\beta}|^2 d\Omega$$

\tilde{p}_K impulsion du K final dans le système $K\pi$ au repos

p impulsion initiale dans le système du centre de masse

Les amplitudes d'hélicité $M_{\alpha\beta}$ sont développées sur l'état de spin du système $K\pi$ final :

$$(6-5) \quad M_{\alpha\beta} = \frac{G}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\ell m} (2\ell + 1) a_{K\pi\ell} M_{m\alpha\beta}^{\ell} d_{m0}^{\ell}(\theta) e^{im\varphi}$$

- θ et φ donnent la direction de \tilde{p}_K dans le système d'hélicité de la voie s

- G est la constante de couplage πN ($\frac{G^2}{4\pi} = 14,4$)

- Les fonctions $d_{m0}^{\ell}(\theta)$ sont les fonctions de rotation usuelles.

- $M_{m\alpha\beta}^{\ell}$ est l'amplitude d'échange de π avec absorption. Kimel et Reya expriment la représentation intégrale pour les corrections absorptives en séries de puissances de t [51] et écrivent :

$$(6-6) \quad M_{m\alpha\beta}^{\ell} = |t'|^{\frac{n}{2}} \frac{P_{m\alpha\beta}^{\ell}(t_0)}{\mu^2 - t} F_n(t')$$

$t' = t - t_{\min}$; $t_0 = \mu^2 - t_{\min}$; $\mu =$ masse du π .

$n = |-\alpha - m + \beta|$ est le changement d'hélicité dans la voie t_{ℓ} qui vaut 0, 1 ou 2 en ce qui nous concerne. Les polynômes $P_{m\alpha\beta}^{\ell}(t)$ sont les termes de Born de pur échange de π que l'on peut trouver explicitement dans la référence [51]. A haute énergie ce sont des fonctions linéaires de t . L'absorption est incluse dans $F_n(t')$ qui s'écrit :

$$F_n(t') = 1 - (\mu^2 - t) e^{z(t'+t_0)} \cdot z \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-zt')^k}{k!} E_{n+k+1}(t_0 z)$$

$E_i(x)$ est la fonction exponentielle intégrale. $z = \frac{\Lambda}{2}$ où Λ en

GeV^{-2} est la pente de la diffusion élastique KN . La force d'absorption canonique contenue implicitement dans $F_n(t')$ est $\Lambda = \frac{4\pi A}{\sigma}$ où σ est la section efficace totale KN . Ce choix

correspond à une absorption totale des basses ondes partielles et représente ce qu'on appelle en général un modèle d'absorption à coupure forte. Pour les faibles valeurs de t ($t \lesssim 0,3 \text{ GeV}^2$)

les rapports $\frac{F_0}{F_1}$ et $\frac{F_2}{F_1}$ peuvent s'approximer par des fonctions linéaires de t :

$$F_0 \approx F_1(t') [1 + a_0(t - \mu^2)]$$

$$F_2 \approx F_1(t') [1 + a_2(t - \mu^2)]$$

F_1 est donné par l'expression générale $F_n(t')$ ci-dessus. a_0 et a_2 sont déterminés par l'expérience et sont les 2 seuls paramètres libres du modèle. Cette paramétrisation où la force de l'absorption dépend du changement d'hélicité n correspond à un modèle d'absorption généralisé.

- Les $a_{K\pi\ell}$ sont des amplitudes d'onde partielle pour la diffusion $K\pi$ qui sont définies par :

$$(6-7) \quad a_{K\pi\ell} = \frac{\sqrt{s'}}{\tilde{P}_K} \sum_I C_I e^{i\delta_\ell^I} \sin \delta_\ell^I$$

δ_ℓ^i est le déphasage qui correspond à l'onde ℓ dans l'état d'isospin i . i vaut ici $1/2$ ou $3/2$ et les facteurs d'isospin sont $C_{1/2} = 2/3$ et $C_{3/2} = 1/3$. Nous avons 4 déphasages possibles. La référence [52] présente les derniers résultats connus sur les déphasages de la diffusion $K\pi$. Pour $\delta_0^{1/2}$ nous avons choisi la solution "down", calculée ici par interpolation.

$\delta_1^{1/2}$ correspond à une Breit-Wigner de l'onde P telle que $\text{tg } \delta_1^{1/2} = \frac{\Gamma/2}{M_0 - \sqrt{s'}}$ ($M_0 = 895$ MeV, $\Gamma = 50$ MeV). $\delta_1^{3/2}$ a été pris

égal à 0° et $\delta_0^{3/2}$ égal à -30° [51] .

Une fois calculées les 16 amplitudes possibles $M_{m\alpha\beta}^\ell$ puis les 4 amplitudes d'hélicité $M_{\alpha\beta}$, on somme les modules $M_{\alpha\beta}^2$ et l'intégration sur l'angle solide $d\Omega$ donne la section efficace (6-4) ci-dessus. Pour comparer aux données expérimentales,

il faut intégrer sur s' dans la région de masse correspondant au K_{892}^* :

$$(6-8) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \int_{(0,845)^2}^{(0,945)^2} \frac{d^2\sigma}{dt ds'} ds'$$

Lorsque l'on connaît les amplitudes d'hélicité $M_{m\alpha\beta}^{\ell}$ il est facile de calculer les éléments de matrice densité dans le système d'hélicité de la voie s . On définit tout d'abord :

$$(6-9) \quad R_{mm'}^{\ell\ell'} = \sum_{\alpha\beta} \sqrt{2\ell+1} \sqrt{2\ell'+1} (a_{K\pi\ell} M_{m\alpha\beta}^{\ell}) (a_{K\pi\ell'} M_{m'\alpha\beta}^{\ell'})^*$$

Les éléments de matrice densité généralisés (voir appendice A) s'écrivent :

$$(6-10) \quad \rho_{mm'}^{\ell\ell'} = \frac{R_{mm'}^{\ell\ell'}}{\sum_{\ell m} R_{mm}^{\ell\ell}}$$

Les éléments de matrice densité dans le système d'hélicité de la voie t sont reliés aux précédents par une simple transformation :

$$(6-11) \quad (\rho_{mm'}^{\ell\ell'})^t = \sum_{\mu\mu'} d_{m\mu}^{\ell}(\chi) \rho_{\mu\mu'}^{\ell\ell'} d_{m'\mu'}^{\ell'}(\chi)$$

χ est l'angle entre les 2 systèmes d'hélicité (voir appendice B).

Les prédictions du modèle ainsi défini sont comparées aux données expérimentales ($0,845 \text{ GeV} < M(K^+\pi^-) < 0,945 \text{ GeV}$) pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$ où on a vu que l'échange de π est très largement dominant. La valeur expérimentale de la pente de la diffusion élastique K^+n est environ 6 GeV^{-2} . Nous avons pris une valeur un peu supérieure $A=9,9 \text{ GeV}^{-2}$ qui ajuste mieux les données. Les valeurs de a_0 et a_2 ont été choisies pour donner

un bon ajustement de la section efficace différentielle à 8,25 GeV/c. Les meilleures valeurs obtenues sont $a_0 = 6,5 \text{ GeV}^{-2}$ et $a_2 = -2 \text{ GeV}^{-2}$.

La figure 6-7 montre la section efficace différentielle et les éléments de matrice densité dans les systèmes d'hélicité de la voie s et de la voie t à 8,25 GeV/c. Seul $\rho_{00} - \rho_{11}$ dans le système d'hélicité de la voie s est assez nettement inférieur aux valeurs expérimentales. La même comparaison a été faite à 4,6 et 12 GeV/c. Seules les sections efficaces différentielles ont été tracées (fig. 6-7). Elles sont correctement reproduites par le modèle. Les éléments de matrice densité sont peu différents de ceux à 8,25 GeV/c tant expérimentalement que théoriquement et l'accord est satisfaisant.

En conclusion nous pouvons dire que la production du système $K^+\pi^-$ par échange de charge dans $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ est bien décrite dans la région du K_{892}^{*0} par un modèle d'échange de π avec des corrections absorptives. L'échange de ρ ou de A_2 ne s'avère pas nécessaire, au moins vers l'avant. Il est cependant probable qu'il faille l'introduire pour une description complète jusqu'aux valeurs de t les plus élevées. Fox et al [53] expliquent de manière satisfaisante les réactions $K^+N \rightarrow K^{*0}N$ autour de 5 GeV/c en introduisant l'interférence entre le pôle de Regge du ρ et de fortes coupures absorptives au pôle de Regge du π . Malheureusement il y a neuf paramètres ajustables dans leur modèle.

e - Remarque

Bialas et Zalewski ont établi un certain nombre de relations entre les données de différentes réactions grâce au modèle des quarks [54]. Il existe en particulier des relations entre les éléments de matrice densité du Δ^{++} dans $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ et

les éléments de matrice densité du K^* dans $K^+n \rightarrow K_{892}^{*0} p$ (voir table 6-4) . La comparaison a été faite récemment avec succès à 6 GeV/c [55] . Nous pouvons également la faire à 8 GeV/c puisque nous avons des données pour la première réaction [56] . Avec la statistique limitée dont nous disposons nous calculons les éléments de matrice densité pour les 2 réactions pour $t' < 0,5 \text{ GeV}^2$ (pour le K_{892}^{*0} nous faisons l'hypothèse d'une pure onde P). Les résultats sont reportés dans la table 6-4. L'accord est satisfaisant.

3 - Etude du K_{1420}^{*0}

La région du K_{1420}^{*0} est définie par $1,32 < M(K^+\pi^-) < 1,42 \text{ GeV}$. Sa production, comme celle du K_{892}^{*0} , est également très périphérique. La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ ou $\frac{d\sigma}{dt'}$ est représentée sur la figure 6-8 à 8,25 GeV/c. Ces 2 distributions sont piquées aux faibles valeurs de t ou t' . La région de t' faible ($t' < 0,24 \text{ GeV}^2$) a été ajustée à une exponentielle et les valeurs des paramètres obtenus se trouvent dans la table 6-1 ainsi que les valeurs disponibles à 4,6 et 12 GeV/c. Le résultat de l'ajustement a été reporté sur la figure 6-8. La valeur obtenue pour la pente b est sensiblement plus élevée que celle obtenue aux énergies voisines.

La distribution angulaire de désintégration $\cos\theta_K$ et φ_K est présentée sur la figure 6-2. $\cos\theta_K$ présente un pic assez raide vers +1 et -1 avec un fond assez plat autour de 0. On observe en outre une asymétrie due au reflet du système $p\pi^-$ qui rehausse les événements $\cos\theta_K > 0$. La forme de cette distribution angulaire suggère néanmoins la dominance d'un spin 2, ce que confirment les comportements de $\langle Y_2^0 \rangle$ et $\langle Y_4^0 \rangle$ dans la région de masse du K_{1420}^{*0} (cf. fig. 6-3) . L'expression de la distribution angulaire en fonction des éléments de matrice densité pour un pur spin 2 est présentée dans l'appendice A.

Nous avons utilisé cette forme de $W(\cos\theta, \varphi)$ pour déterminer les éléments de matrice densité par la méthode du maximum de vraisemblance dans le système d'hélicité de la voie t . Les résultats sont donnés dans la table 6-5. On observe la forte valeur de ρ_{00} qui montre là encore la dominance de l'échange de π . ρ_{11} est également assez élevé. Si on déduit ρ_{22} à l'aide de la relation de trace ($\rho_{22} = \frac{1 - \rho_{00} - 2\rho_{11}}{2}$) on trouve $\rho_{22} \sim -0,15$ qui montre que la positivité n'est pas respectée. Cette observation est commune à de multiples expériences où le K_{1420}^* est produit par échange de charge. On note également la valeur relativement élevée et négative de ρ_{10} .

Tous ces résultats ont été obtenus avec l'hypothèse d'une onde D pure mais ce n'est probablement pas exact dans les réactions d'échange de charge. On observe en effet, que dans la région du K_{1420}^* la position du pic de la résonance change avec l'angle polaire θ_K . La figure 6-9 montre la distribution de masse effective $K^+\pi^-$ dans la région centrale $|\cos\theta_K| < 0,7$ et dans la région périphérique $|\cos\theta_K| > 0,7$. Le pic est à 1,35 GeV dans le premier cas et à 1,44 GeV dans le second. Une autre illustration de ce phénomène est la forme de la distribution angulaire $\cos\theta_K$ dans la partie gauche et dans la partie droite du K_{1420}^* (fig. 6-10). Dans le premier intervalle la distribution est assez plate et ne présente pas la forme caractéristique de la désintégration d'un spin 2 observée dans le second intervalle. Ce phénomène a déjà été reporté à 4,6 [26] et 12 GeV/c [36]. A 12 GeV/c Firestone et al., l'ont interprété comme la présence d'une onde S résonnante à 1360 MeV et de largeur inférieure à 150 MeV. Depuis, la dépendance de la distribution de masse en fonction de $\cos\theta_K$ a été analysée de manière critique par Aguilar-Benitez et al. [57], qui ont étudié les effets d'interférence d'un spin pur avec un bruit de fond.

Il apparait donc nécessaire d'analyser plus complètement la région de masse autour du K_{1420}^* . Dans ce but nous avons procédé

à une analyse en ondes partielles incluant non seulement l'onde D mais aussi les ondes S et P.

4 - Analyse en ondes partielles du système $K^+\pi^-$ jusqu'à 1,6 GeV

a) Présentation de l'analyse

Le but principal de cette analyse est d'éclaircir la situation dans la région de 1300 MeV. Nous en profitons pour faire une étude complète du système $K^+\pi^-$ jusqu'à 1,6 GeV. La figure 6-3 montre les moments $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ en fonction de la masse $K\pi$ jusqu'à 2,5 GeV, pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$ et à 8,25 GeV/c^(*). Le comportement de $\langle Y_3^0 \rangle$ et $\langle Y_6^0 \rangle$ jusqu'à 1,6 GeV montre que le spin 3 n'intervient qu'à partir de cette valeur. Seuls les spins 0, 1, 2 sont donc nécessaires pour notre analyse. Nous avons développé dans l'appendice A la forme de la distribution angulaire et les relations entre les moments et les éléments de matrice densité généralisés $\rho_{mm}^{JJ'}$, dans ce cas. Nous avons montré également dans l'appendice qu'il y a 27 éléments de matrice indépendants pour 15 moments. D'où la nécessité de faire des hypothèses. Nous y reviendrons.

Le programme d'ajustement utilisé est la version "2 corps" du programme d'analyse en ondes partielles des systèmes 3 corps mis au point par Ascoli et ses collaborateurs [58]. Il est basé sur une méthode de maximum de vraisemblance et contraint la matrice densité à être définie positive. (Nous avons vu que ρ_{22} était trouvé négatif dans le K_{1420}^*). Décrivons brièvement le formalisme [44]. La section efficace différentielle pour $K^+n \rightarrow (K^+\pi^-)p$ est supposée se factoriser en une amplitude

(*) Les moments à 4,6 GeV/c [31] et 12 GeV/c [28] ont une allure tout à fait similaire.

de production que multiplie une amplitude de désintégration :

$$(6-12) \quad \frac{d^2\sigma}{d \cos\theta d\varphi} = \sum_{\substack{JJ' \\ mm' \\ \eta}} e^{JJ'\eta}_{mm'} A_{m\eta}^J (A_{m'\eta}^{J'})^*$$

η est la naturalité de l'objet échangé (+ 1 pour un échange naturel $J^P = 0^+ 1^- 2^+$ et -1 pour un échange non naturel $J^P = 0^- 1^+ 2^-$). On sait en effet qu'à haute énergie on peut séparer les échanges naturel et non naturel par une combinaison d'éléments de matrice densité [49] :

$$(6-13) \quad e_{mm'}^{JJ'\eta} = 2 \lambda_m \lambda_{m'} \left\{ e_{mm'}^{JJ'} - \eta (-)^{m'} e_{m-m'}^{JJ'} \right\}$$

avec $\lambda_m = \frac{1}{2}$ si $m = 0$ et $\lambda_m = \frac{1}{\sqrt{2}}$ si $m \neq 0$

Le programme détermine directement ces contributions $e_{mm'}^{JJ'\eta}$. Les termes $e_{mm}^{JJ\eta}$ correspondent à un état donné $|J^P m \eta\rangle$ du système $K\pi$ et de son mode de production. Les termes $e_{mm'}^{JJ'\eta}$ avec $J' \neq J$ sont les termes d'interférence entre 2 états J et J' donnés (*). Les parties angulaires des amplitudes de désintégration sont des combinaisons des matrices de rotation usuelles :

$$(6-14) \quad A_{m\eta}^J(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \lambda_m \left\{ D_{m0}^J(\theta, \varphi) - \eta (-)^m D_{-m0}^J(\theta, \varphi) \right\}$$

L'expression (6-12) est analogue à la forme de la distribution angulaire (A-10) donnée dans l'appendice, sous une forme qui tient compte de la naturalité de l'échange. Elle est valable dans un intervalle de masse et de transfert $dM \cdot dt$ faibles.

(*) Ce ne sont de véritables interférences entre les amplitudes que s'il y a dominance de l'amplitude de renversement d'hélicité au vertex du baryon. Dans ce cas, on peut associer une phase au terme d'interférence:

$$(6-15) \quad \cos(\varphi(Jm\eta) - \varphi(J'm'\eta)) = \frac{\rho_{mm'}^{JJ'\eta}}{\sqrt{\rho_{mm}^{JJ\eta} \rho_{m'm'}^{J'J'\eta}}}$$

Pratiquement, l'ajustement est fait dans des intervalles ΔM . Δt finis où on suppose que les amplitudes ont un comportement similaire. Nous allons maintenant décrire les données utilisées pour notre analyse avant de procéder à l'ajustement lui-même et de discuter les résultats.

b) Présentation des données

L'analyse est faite aux 3 énergies disponibles 4,6, 8,25 et 12 GeV/c. Nous faisons tout d'abord une première coupure des données à $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$. Cette coupure a pour but d'augmenter la proportion d'échange de π (l'onde S $|0^+0^- \rangle$ que l'on cherche spécialement à étudier ne peut être produite que par un échange non naturel). Une coupure plus sévère serait alors souhaitable mais limiterait trop la statistique. Le problème majeur reste la contamination du système $K^+\pi^-$ par la bosse "diffractive" du système $p\pi^-$ à basse masse (voir chapitre 7), comme on voit par exemple sur le diagramme de Dalitz (fig. 5-1). L'idéal serait de faire une coupure en $\cos\theta_K^S$ (θ_K^S angle du K^+ dans le système d'hélicité de la voie s) puisque $M(p\pi^-)$ est reliée linéairement à $\cos\theta_K^S$. Cependant le programme utilisé n'autorise pas de faire une telle coupure sans fausser le résultat de l'ajustement par maximum de vraisemblance. Par contre, une coupure en $\cos\theta_K^S$ est possible puisque la distribution angulaire est fonction de cette variable. (*) Nous avons représenté sur la figure 6-11 le diagramme $\cos\theta_K^S/M(p\pi^-)$. La contamination de la bosse $p\pi^- (M(p\pi^-) < 1,8 \text{ GeV})$ est importante surtout vers $\cos\theta_K^S = +1$. Elle est plus faible dans la région

(*) Le programme d'ajustement tient compte de cette coupure et corrige les événements en conséquence.

du K_{892}^* que celle du K_{1420}^* où elle est fortement concentrée vers $+1$. Pour la supprimer totalement, il faudrait éliminer la quasi totalité des événements à $4,6 \text{ GeV}/c$ et les événements $\cos\theta_K > 0$ à $12 \text{ GeV}/c$. (Le diagramme n'est pas présenté à $8,25 \text{ GeV}/c$ où la situation est intermédiaire). On adopte finalement le choix suivant :

	région du K_{892}^* ($M(K\pi) < 1,2 \text{ GeV}$)	région du K_{1420}^* ($M(K\pi) > 1,2 \text{ GeV}$)
$4,6 \text{ GeV}/c$	$\cos\theta_K < 0,8$	$\cos\theta_K < 0,6$
$8,25 \text{ GeV}/c$	$\cos\theta_K < 0,9$	$\cos\theta_K < 0,8$
$12 \text{ GeV}/c$	$\cos\theta_K < 0,9$	$\cos\theta_K < 0,8$

Nous avons en outre vérifié qu'une variation dans ces coupures modifiait peu le résultat de l'ajustement, principalement en ce qui concerne la contribution de l'onde S.

Nous présentons sur la figure 6-12 les distributions angulaires $\cos\theta_K$ dans les différentes régions de masse du système $K\pi$ et dans différents intervalles de masse utilisés pour l'ajustement, pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$, et à $12 \text{ GeV}/c$. Les distributions φ_K (non tracées) sont compatibles avec l'isotropie dans l'ensemble de la région de masse concernée (la figure 6-2 montre φ_K dans la région du K_{892}^* et du K_{1420}^* à $8,25 \text{ GeV}/c$).

c - Ajustement

La paramétrisation des éléments de matrice densité généralisés en fonction de la naturalité de l'échange η ne modifie pas le nombre de paramètres et de moments. Nous rappelons ici

le choix des hypothèses que nous avons développé dans l'appendice A.

- Dans la région du K_{892}^* ($M(K^+\pi^-) < 1,2$ GeV), la distribution des moments (fig.6-3) nous indique qu'il suffit de considérer les ondes 0 et 1, c'est-à-dire exprimées sous la forme $|J^P m \eta\rangle : 0^+0-, 1^-0-, 1^-1-, 1^-1+$. Comme seules les ondes produites avec le même échange de naturalité peuvent interférer, nous retrouvons 4 $\rho_{mm}^{JJ\eta}$ et 3 termes d'interférence $\rho_{mm'}^{JJ'\eta}$ qui sont reliés directement aux 7 éléments de matrice densité présentés dans l'appendice. Nous avons 6 relations seulement entre les moments et les $\rho_{mm'}^{JJ'\eta}$. Pour déterminer la contribution d'onde S il est donc nécessaire de faire une hypothèse ou de trouver une relation supplémentaire. L'hypothèse consiste à fixer la contribution de 1^-1- ou de 1^-1+ . Un premier ajustement et la variation de $\langle Y_2^2 \rangle$ montrent que $1^-1- > 1^-1+$ aux 3 énergies et on choisit de fixer la contribution la plus faible. On utilise alors une relation supplémentaire (la relation de phase) pour déterminer la contribution de 1^-1+ et on relâche aussitôt cette condition pour l'ajustement final. La relation de phase s'écrit :

$$(\varphi_a - \varphi_b) + (\varphi_b - \varphi_c) + (\varphi_c - \varphi_a) = 0$$

où $(\varphi_i - \varphi_j)$ représente la différence des phases entre 2 états définie dans la relation (6-15). On trouve la contribution de 1^-1+ égale à 8% des événements dans la région ($0,85 < M(K^+\pi^-) < 0,95$ GeV) et nulle en dehors de cette zone. Ce sont les valeurs retenues pour l'ajustement final.

- Dans la région du K_{1420}^* ($1,2 < M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV), nous considérons les ondes 0, 1, 2 avec les restrictions suivantes : les termes avec l'hélicité 2 pour l'onde D sont supposés nuls ainsi que les termes avec l'hélicité 1 pour l'onde P^(*).

(*) Les contributions de 1^-1- et 1^-1+ sont en effet trouvées quasi nulles pour $M(K\pi) < 1,2$ GeV en dehors du K_{892}^* .

Il reste 5 ondes (0^+0- , 1^-0- , 2^+0- , 2^+1- , 2^+1+) et 6 termes d'interférence entre les ondes avec naturalité -, reliés directement aux éléments $\rho_{mm}^{JJ'}$ donnés dans l'appendice. Il faut alors faire 2 hypothèses :

* d'une part fixer 2^+1+ ou 2^+1- ; nous utilisons pour cela la relation de phase ci-dessus dans chaque intervalle de masse utilisé pour l'ajustement et nous fixons le plus faible des 2. Le pourcentage obtenu varie de 0 à 5% selon les intervalles.

* d'autre part fixer ρ_{00}^{20-} ou ρ_{00}^{11-} c'est-à-dire le terme d'interférence SD ou la contribution d'onde P. Nous choisissons de fixer la contribution d'onde P à un niveau (7%) qui correspond à la queue de celle déterminée dans la région du K_{890}^* . Aguilar-Benitez et al. [57] ont fait un choix analogue dans une paramétrisation différente de la distribution angulaire.

Nous avons alors procédé à l'ajustement du système $K^+\pi^-$ avec les coupures précédemment définies et les hypothèses ci-dessus. Cet ajustement a été fait dans de petits intervalles de masse (choisis de façon à avoir au minimum 100 événements après coupure) à 4,6, 8,25 et 12 GeV/c. L'ensemble des résultats a été tracé sur les figures 6-13 à 6-15 où on peut voir $\rho_{mm}^{JJ'} \cdot \frac{dN}{dM}$ en fonction de la masse effective $K^+\pi^-$. Les résultats de l'ajustement ont été également comparés avec la distribution angulaire expérimentale $W(\cos\theta_K)$ à 12 GeV/c (fig. 6-12) dans les intervalles de masse où il a été fait. L'accord est partout satisfaisant.

Par ailleurs l'ajustement fournit les valeurs des parties réelles des termes d'interférence $\rho_{mm}^{JJ'\eta}$. Si nous faisons l'hypothèse de dominance de l'amplitude de renversement d'hélicité au vertex du baryon (valable à haute énergie et près de $t = 0$ - voir par exemple Ochs [59]), nous pouvons utiliser la relation 6-15 pour déterminer les différences de phase $(\varphi_i - \varphi_j)$ des états considérés. Nous avons vérifié que

$(\varphi_a - \varphi_b) + (\varphi_b - \varphi_c) + (\varphi_c - \varphi_a)$ est différent de 0 ce qui montre la non validité de l'hypothèse ci-dessus dans le domaine considéré.

d - Description des résultats

La distribution de 1^-0^- qui correspond au K_{892}^* dans l'état d'hélicité 0 est fortement piquée autour de 900 MeV et représente la majorité des événements dans cette région de masse inférieure à 1 GeV. L'état 1^-1^- n'est pratiquement présent qu'entre 0,85 et 0,95 GeV et le rapport $\frac{1^-1^-}{1^-0^-}$ (environ 20%) ne semble pas varier avec l'énergie dans cet intervalle de masse. Cette dernière observation concorde avec l'observation précédente de la figure 6-5 où σ_0 et σ^- varient de manière assez proche.

La contribution de l'onde S 0^+0^- ne présente pas d'accident notable en dessous de 1 GeV. Rappelons que Lauscher et al. [44] ou Cords et al. [43] observaient un pic dans la contribution de 0^+0^- à la position du K_{892}^* . Nous avons montré que ce pic était simulé par la non introduction de l'échange de parité naturelle 1^-1+ ^(*). Le comportement lisse que nous observons est obtenu par l'introduction d'un pourcentage assez faible de 1^-1+ déterminé à l'aide d'une hypothèse supplémentaire mais raisonnable (la relation de phase -cf paragraphe b). Cette forme de l'onde S correspond à la solution "down" des analyses en déphasage du système $K\pi$ [52].

Au-dessus de 1 GeV l'état 0^+0^- présente un accident vers 1350 MeV, très visible à 12 GeV/c et présent à 8,25 GeV/c.

(*) En fait Lauscher et al. introduisent 1^-1+ et négligent 1^-1- , car ils trouvent $1^-1- < 1^-1+$. C'est alors la suppression totale de l'état 1^-1- qui simule le pic dans l'onde S. Observons ici que dans la région où il est significatif l'échange de parité naturelle 1^-1+ ou 2^+1+ est inférieur à l'échange de parité non naturelle 1^-1- ou 2^+1- pour $K^+n \rightarrow (K^+\pi^-)p$. La situation est inverse dans la réaction conjuguée de charge $K^-p \rightarrow (K^-\pi^+)n$ [44,60].

Les données à 4,6 GeV/c ne sont pas incompatibles avec cette observation mais sont beaucoup moins nettes. Nous savons cependant que cet accident n'est pas dû à un mauvais ajustement. Il suffit en effet de se rappeler la distribution angulaire $\cos\theta_K$ (fig. 6-10 à 8,25 GeV/c et fig. 6-12 à 12 GeV/c) et sa rapide transformation en passant à 1,4 GeV : si nous ignorons les événements avec $\cos\theta_K$ proche de 1 (liés en partie au système $\pi\pi^-$ comme nous avons vu) la distribution est presque plate en-dessous de 1,4 GeV et fortement piquée vers -1 au-dessus. L'ajustement ne fait qu'interpréter cette rapide variation : forte contribution d'onde S en-dessous de 1,4 GeV et forte contribution d'onde D au-dessus.

La contribution de l'onde D est présente essentiellement dans l'état 2^+0^- . La largeur obtenue pour le pic (qui représente le K_{1420}^*) est un peu plus élevée à 4,6 GeV/c (où la contribution d'onde S vers 1,36 GeV est moins marquée) qu'à 12 GeV/c. L'état 2^+1^- n'a pas été représenté car sa contribution, faible, n'est significative qu'entre 1,40 et 1,48 GeV.

e - Discussion de l'onde S

La première suggestion d'une onde S résonnante entre 1 et 1,4 GeV est due à Trippe et al. [61] dans une analyse en déphasages (extrapolation de Chew-Low) de la réaction $K^+p \rightarrow K\pi\Delta^{++}$ à 7,3 GeV/c : le déphasage de l'onde S dans l'état d'isospin $I = \frac{1}{2}$ δ_S^1 passe par 90° vers 1,1 - 1,2 GeV. D'autres analyses en déphasages ont confirmé ce résultat : Firestone et al. [52] trouvent $\delta_S^1 \sim 90^\circ$ vers 1200 - 1300 MeV (avec les données de $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ à 12 GeV/c), Yuta et al. [62] situent la résonance vers 1250 MeV. Dans tous les cas il n'y a pas de variation brutale de δ_S^1 et s'il s'agit d'une résonance sa largeur est certainement élevée (> 300 MeV).

Dans une analyse en ondes partielles (semblable à celle que nous venons d'effectuer) de la réaction $K^-p \rightarrow (K^- \pi^+)n$, Lauscher et al. [44] ont conclu à une onde S résonnante dont les paramètres ($M_0 = 1245 \pm 30$ MeV, $\Gamma_0 = 485 \pm 80$ MeV) se rapprochent assez des résultats des analyses en déphasages. Avec une analyse assez proche mais qui néglige l'échange naturel (hypothèse plus restrictive que la nôtre), Cords et al. [43] trouvent $M_0 = 1305 \pm 30$ MeV, $\Gamma_0 = 330 \pm 60$ MeV (dans $K^+n \rightarrow K^+ \pi^-p$ à 9 GeV/c). Cependant si on observe la contribution de leur onde S aux alentours de 1,3 - 1,4 GeV (reproduite sur la figure 6-16), on aperçoit qu'elle est tout à fait comparable à ce qu'on observe à 8,25 ou 12 GeV/c.

Notre analyse (fig. 6-13 à 6-15) a montré une contribution de 0^+0^- compatible avec une bosse assez large centrée vers 1250 MeV. Cependant les données à 8,25 et 12 GeV/c, ainsi que celles de Cords et al. à 9 GeV/c (fig. 6-16) montrent qu'on ne peut écarter la présence d'un pic assez étroit vers 1350 MeV, associé à un fond assez plat entre 900 et 1200 MeV.

Le dernier pic peut-il être simulé par les hypothèses que nous avons faites ? Rappelons que nous fixons la contribution de l'état 1^-0^- dans tout l'intervalle de masse supérieur à 1,2 GeV. Ceci nous permet de déterminer l'interférence SD puisque nous avons vu dans l'appendice A l'ambiguïté intrinsèque entre ces 2 termes (le moment a_{20} ne permet de déterminer que la somme $\sqrt{\frac{1}{5}} (\rho_{00}^{11} + \rho_{00}^{20})$). Si nous fixons la contribution de 1^-0^- à un niveau supérieur mais constant, la contribution de l'état 0^+0^- diminue d'autant mais son allure reste la même. Par contre rien n'empêche la contribution d'onde P d'augmenter plus rapidement que l'interférence SD à partir de 1,3 GeV, ce qui atténuerait le pic étroit dans 0^+0^- . Il faudrait alors admettre un mélange des 3 états 0^+ , 1^- , 2^+ entre 1,3 et 1,5 GeV. Des données plus précises seraient toujours confrontées à l'ambiguïté intrinsèque ci-dessus mais une analyse dans des intervalles de masse et de

transfert plus faibles permettrait cependant de mieux préciser la structure exacte des états $0^{+}0^{-}$ et $2^{+}0^{-}$ dans la région concernée et de voir ou non leur comportement en forme de Breit-Wigner. Seule une expérience sur cible polarisée permettrait de lever l'ambiguïté.

f - Relation avec les analyses en déphasage

Les analyses en déphasage [52] fournissent le déphasage δ_0^1 de l'onde S dans l'état d'isospin $I = \frac{1}{2}$ pour la diffusion élastique $K^+\pi^- \rightarrow K^+\pi^-$. La section efficace correspondante est reliée au déphasage par

$$\frac{d\sigma_0^1}{dM_{K\pi}} \propto \frac{\sin^2 \delta_0^1}{q^2}$$

où q est l'impulsion du K dans le système $K\pi$ au repos. Pour obtenir $d\sigma_0^1 / dM_{K\pi}$ "off-mass shell" il faut multiplier le terme précédent par $M_{K\pi}^2 \cdot q$ puisque le facteur de forme correspondant à l'onde S est pris égal à 1 [52]:

$$\left(\frac{d\sigma_0^1}{dM_{K\pi}} \right)_{\text{off mass shell}} \propto \frac{\sin^2 \delta_0^1}{q} M_{K\pi}^2$$

Les valeurs expérimentales de δ_0^1 obtenues dans les extrapolations de Chew-Low permettent de calculer cette section efficace "off-mass shell" correspondant à l'onde S. Pour illustrer nous avons reproduit sa forme sur la figure 6-13, obtenant un accord raisonnable avec la contribution d'onde S obtenue par notre analyse en ondes partielles.

g - Conclusion

L'ensemble du système $K^+\pi^-$ pour $M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV est presque entièrement produit ($> 90\%$) par échange de parité non naturelle. Les états 1^- et 2^+ liés respectivement au K_{892}^*

et au K_{1420}^* sont produits principalement avec une hélicité 0. Les rapports $\frac{1^-1^-}{1^-0^-}$ dans la région 0,85 - 0,95 GeV et $\frac{2^+1^-}{1^-0^-}$ dans la région 1,34 - 1,50 GeV sont environ 20 % et 33 %. Dans ces deux régions de masse la contribution de l'état 0^+0^- est de 18 % et 44 %. Cette onde S représente la contribution la plus importante dans la région inférieure à 1,6 GeV. Elle a l'allure d'une bosse assez large centrée vers 1250 MeV. Sur cette bosse vient se superposer un pic assez étroit observé vers 1350 MeV à 8,25 et 12 GeV/c.

5. Le K_{1780}^*

La distribution de masse $K^+\pi^-$ (fig. 5-2) présente une accumulation d'événements entre 1,6 et 2 GeV. A 12 GeV/c Firestone et al. y ont mis en évidence un $K^*(1850)$ de 300 MeV de large [34]. D'autres auteurs [30,37] ont vu un objet plus étroit dont l'observation la plus claire est due à Spiro et al. [37,60] qui lui assignent une masse de 1780 MeV et une largeur d'environ 100 MeV. Ce K_{1780}^* est probablement le compagnon étrange du méson g dans l'octet $J^P = 3^-$ de SU3.

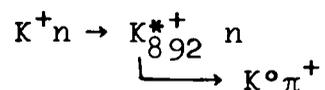
Nous nous intéressons ici aux données à 8,25 GeV/c. Outre la bosse dans la figure 5-2-a vers 1800 MeV, nous remarquons sur la figure 6-3 que $\langle Y_3^0 \rangle$ croît très rapidement à partir de 1700 MeV et que $\langle Y_6^0 \rangle$ a également une structure significative dans cette région de masse. Pour clarifier un peu la distribution de masse effective, nous éliminons les événements avec $t' > 0,2 \text{ GeV}^2$ (ce qui rehausse l'échange de π comme nous avons vu) et les événements $\cos\theta_K > 0$ (qui correspondent en partie à la bosse $p\pi^-$ à basse masse). Le résultat est présenté sur la figure 6-16 en trait plein. Firestone et al. ont montré que s'il y a dominance d'un spin 3 une coupure $-0,7 < \cos\theta_K < 0$ devait rehausser la présence de la résonance. La figure 6-16 montre en hachuré la masse $K^+\pi^-$ avec cette coupure. L'objet assez large isolé vers 1850 MeV correspond assez bien à l'observation de Firestone à 12 GeV/c

que nous avons également reportée sur la figure 6-16-b.

Carmony et al. ont mis en évidence le K_{1780}^* dans la réaction (5) $K^+n \rightarrow K^0\pi^+\pi^-p$ à 9 GeV/c [30]. Nous l'avons recherché dans la distribution de masse effective $K^0\pi^+\pi^-$, mais la figure 6-16-c ne laisse apparaître qu'un peu de K_{1420}^* (environ 5 % de la réaction).

6. Propriétés du K_{892}^{*+} dans $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$

Les spectres de masse effective $K^0\pi^0$ et $K^0\pi^+$ de la figure 5-2 ont montré la production de K_{892}^{*0} et de K_{1420}^{*0} . Nous avons vu la très mauvaise résolution de la masse $K^0\pi^0$, et la section efficace de production de K_{892}^{*0} et de K_{1420}^{*0} a pu seulement être déterminée à partir du spectre de masse $K^0\pi^+$ (cf. chapitre 5). Le nombre d'événements dans la région du K_{1420}^* étant trop faible, nous nous limitons ici à donner quelques propriétés du K_{892}^{*+} produit sans échange de charge dans la réaction



Le K_{892}^{*+} est défini dans la bande de masse $0,84 \text{ GeV} < M(K^0\pi^+) < 0,95 \text{ GeV}$. La section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ est montrée sur la figure 6-17. Elle présente une retombée vers l'avant. L'ajustement avec une exponentielle dans la région $0,08 < |t'| < 0,48 \text{ GeV}^2$ donne une valeur de la pente $b = 5 \pm 0,75 \text{ GeV}^{-2}$. Cette valeur est un peu plus élevée que celle obtenue à 4,6 GeV/c [26] ($b = 3,1 \pm 0,6 \text{ GeV}^{-2}$). La distribution angulaire de désintégration dans le système d'hélicité de la voie t est aussi montrée sur la figure 6-17. La distribution de $\cos\theta_K$ est asymétrique. Nous avons calculé les éléments de matrice densité par maximum de vraisemblance en faisant l'hypothèse d'une onde P pure (voir relation A3 de l'appendice).

Les résultats se trouvent dans la table 6-6. La valeur très faible de ρ_{00} et la valeur élevée de ρ_{1-1} montrent la prédominance de l'échange de parité naturelle (environ 75 %). Les sections efficaces correspondant aux échanges de parité naturelle ou non naturelle (relation 6-3) sont également données dans la table 6-6.

Chapitre 7

Etude de la dissociation $n \rightarrow p\pi^-$ dans la réaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$

1 - Introduction

La fragmentation du nucléon en $N\pi$ ou $N\pi\pi$ a été étudiée récemment dans de nombreuses expériences correspondant aux énergies des accélérateurs classiques ($p_{lab} < 30$ GeV/c) [32][63-72]. Ce phénomène diffractif commence à être observé et analysé aux énergies supérieures de Fermilab [73] ou des ISR [74]. Nous avons ici la possibilité d'étudier la dissociation $n \rightarrow p\pi^-$ induite par des K^+ incidents d'environ 10 GeV/c. Ce canal a déjà été étudié à 9 GeV/c [63] et 12 GeV/c [32]. Nous présentons les résultats à 8,25 GeV/c en les comparant avec les 2 expériences déjà effectuées à 4,6 et 12 GeV/c. Le travail présenté dans ce chapitre a été publié [75].

Les principales observations expérimentales, valables pour la production d'un système $N\pi$ sans échange de nombres quantiques sont :

- existence d'une bosse assez importante dans la distribution de masse effective $N\pi$ pour des valeurs inférieures à 1,8 - 1,9 GeV. Cette bosse a été clairement observée précédemment (fig. 5.3)
- l'existence de 2 pentes dans la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour les faibles masses $N\pi$.
- la diminution brusque de la pente lorsque la masse $N\pi$ croît.
- une faible variation de la section efficace de la bosse avec l'énergie (compatible avec l'échange du Pomeron P)

Nous définissons ici cette bosse importante comme la région de masse $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV aux 3 énergies. Est-elle due à un mécanisme diffractif, à la production de résonances ou éventuellement aux 2 phénomènes, c'est ce que nous allons chercher à savoir.

Les propriétés expérimentales de cette bosse sont mises en évidence par une analyse simultanée en fonction du transfert et de la masse effective : on recherche le mécanisme de production (section 2) et on essaie d'isoler la formation possible de résonances (section 3). Cette analyse est complétée par l'étude de la distribution angulaire de désintégration (section 4). Une analyse en isospin qui utilise les autres canaux K^+n disponibles nous permet ensuite d'isoler la contribution d'échange $I = 0$, condition nécessaire à la diffraction (section 5). Une interprétation des données par un modèle simple de Deck reggeisé avec échange de π favoriserait grandement l'interprétation diffractive de la bosse. L'accord avec un tel modèle de voie t est globalement satisfaisant (section 6). Les lacunes subsistantes peuvent s'interpréter en introduisant un second graphe d'échange (échange de baryon) et en tenant compte de la production des résonances. On peut aussi utiliser une approche de voie s qui implique une paramétrisation des amplitudes en fonction du paramètre d'impact (section 7). Ces modèles prédisent la non conservation de l'hélicité qui est observée très nettement dans la voie s et également dans la voie t (section 8).

2 - Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$.

Le diagramme de Chew-Low (fig. 5.6) a montré le fort caractère périphérique de la production du système $p\pi^-$ à basse masse. Bien que l'effet de t_{\min} ne soit pas très important, on prend l'habitude d'exprimer la section efficace différentielle en fonction de t' . $\frac{d\sigma}{dt'}$ est présenté sur la figure 7.1 aux 3 énergies pour $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV. Cette distribution expérimentale très piquée

aux faibles valeurs de t' n'est pas bien représentée par une seule exponentielle. Le changement de pente est mieux interprété par l'ajustement de 2 exponentielles :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = A_1 e^{-b_1 t'} + A_2 e^{-b_2 t'} \quad (7.1)$$

Les valeurs ajustées des paramètres A_i et b_i sont données dans la Table 7.1.

Pour mieux discerner la variation de pente observée globalement, on divise le spectre de masse $p\pi^-$ en plusieurs intervalles de masse :

$$1 < M(p\pi^-) < 1,3 \quad , \quad 1,3 < M(p\pi^-) < 1,5 \quad , \quad 1,5 < M(p\pi^-) < 1,75$$

La région comprise entre 1,75 et 1,85 GeV qui est la queue du pic est ignorée vu son nombre relativement faible d'événements. Les distributions expérimentales correspondantes de $\frac{d\sigma}{dt'}$ sont représentées sur la figure 7.2. A 12 GeV/c la structure à 2 pentes apparaît très nettement dans les 2 premiers intervalles de masse, avec une cassure vers $t' = 0,2 \text{ GeV}^2$ et disparaît au-delà de 1,5 GeV. On retrouve la même propriété à 8,25 GeV/c mais en raison de la statistique plus faible la 2^e pente n'est pas très bien définie. A 4,6 GeV/c la seconde pente est également mal définie et la cassure s'est déplacée vers $0,4 \text{ GeV}^2$. La précision statistique étant faible au-delà de $t' \approx 0,3 \text{ GeV}^2$ la comparaison entre les différentes distributions ne peut se faire quantitativement qu'en deça de cette limite où un ajustement à une seule exponentielle

$$\frac{d\sigma}{dt'} = A e^{-bt'} \quad (7.2)$$

est effectué dans un intervalle de t' qui correspond à la région de la première pente. Les résultats de cet ajustement se trouvent également dans la Table 7.1.

La diminution de la pente en fonction de la masse effective $p\pi^-$ est clairement observée aux 3 énergies. Cet effet est appelé la corrélation pente - masse. Par ailleurs, dans le premier intervalle de masse, il y a une assez forte augmentation de la pente avec l'énergie. Il faut cependant être prudent dans la comparaison de cette dernière variation avec les prédictions de "shrinkage" des modèles diffractifs. En effet la dissociation diffractive est en compétition avec d'autres processus qui décroissent rapidement avec l'énergie. Parmi ces processus, une possibilité est la production de Δ^0 dans $K^+n \rightarrow K^+ \Delta^0$. Nous reviendrons sur la validité de cette explication.

Nous avons également étudié la section efficace différentielle en éliminant les faibles masses $K\pi$ ($M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV) correspondant à la production de résonances K^* . Nous avons déjà vu que cette coupure ne modifie pas l'allure de la bosse (fig. 5.3). Les distributions correspondantes $\frac{d\sigma}{dt}$ figurent en pointillé sur les figures 7.1 et 7.2 sauf à 12 GeV/c où la coupure élimine peu d'événements. Nous les avons également ajusté aux expressions (7.1) et (7.2) et les résultats figurent entre parenthèses dans la Table 7.1 chaque fois que le fit est significatif. On peut comparer les 2 résultats. Globalement, les valeurs des pentes sont peu affectées par la coupure dans la limite des erreurs, sauf peut-être dans le dernier intervalle de masse où elles sont plus faibles si on fait la coupure.

Modèle de Lubatti - Moriyasu

Récemment, Lubatti et Moriyasu ont proposé un modèle simple qui suggère que la variation de la pente diffractive est une conséquence de la structure interne du hadron [76] . Dans ce modèle (*),

(*) Résumons le brièvement. Le hadron physique peut être considéré comme une superposition cohérente d'états virtuels qui lui donnent une dimension spatiale effective. Ces états virtuels sont caractérisés par une distribution d'impulsion interne. Si l'énergie de l'état virtuel augmente, il y a décroissance réciproque de la dimension spatiale du hadron en raison du principe d'incertitude.

si R et m sont respectivement le rayon et la masse du hadron qui se dissocie, M la masse effective du système produit, on a

$$\langle R^2 \rangle \sim \frac{1}{M^2 - m^2}$$

A petit transfert t la pente b de la section efficace différentielle est proportionnelle à $\langle R^2 \rangle$ et donc à $\frac{1}{M^2 - m^2}$. Nous montrons sur la figure 7.3 nos résultats ainsi que d'autres valeurs de b provenant d'expériences diverses où un nucléon se dissocie en $N\pi$. La droite est tracée pour guider l'oeil. L'universalité de la courbe n'est pas parfaitement vérifiée mais on ne peut assurer que l'on a isolé la partie purement diffractive du phénomène. Aussi il faut plutôt considérer la figure 7.3 comme une illustration de la corrélation pente - masse que comme un test du modèle.

3 - Masse effective $p\pi^-$ et présence des isobares.

Nous avons montré sur la figure 5.3 le spectre de masse effective global $M(p\pi^-)$, avec ou sans coupure sur la masse $K^+\pi^-$. La forme de la distribution en t' suggère la possibilité de plusieurs mécanismes. Il est donc utile de regarder aussi la distribution $M(p\pi^-)$ dans différentes régions de t' (fig. 7.4).

A 4,6 GeV/c aucune structure résonnante ne se détache au-dessus de la bosse pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$. Par contre il y a un effet vers 1650 - 1700 MeV pour $t' > 0,3 \text{ GeV}^2$. Peut-on associer ce pic au $N^*(1670) D_{15}$ ou au $N^*(1688) F_{15}$? Il est difficile de trancher. Seule une production indépendante de l'énergie favoriserait la seconde interprétation si le N^*_{1688} est produit diffractivement selon la règle empirique de Gribov - Morrison [77] (*)

(*) La règle de Gribov-Morrison prévoit que la naturalité $N = (-1)^{J-\frac{1}{2}}$. P du baryon final est la même que celle du baryon initial. On a alors $\Delta P = (-)^{\Delta J}$.

A 8,25 GeV/c il y a un excès d'événements à la position du $\Delta^{\circ}(1236)$, principalement pour $t' < 0,1 \text{ GeV}^2$. Un pic apparaît également juste au-dessus de 1400 MeV pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$. Pour $t' > 0,3 \text{ GeV}^2$ on retrouve le même effet qu'à 4,6 GeV/c vers 1650 - 1700 MeV, et le pic à 1400 MeV a disparu laissant la place à un autre pic vers 1500 MeV.

A 12 GeV/c enfin rien n'est visible pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$. Au dessus on trouve un peu de $N^*(1520)$ et toujours le même excès d'événements avant 1700 MeV.

Concentrons nous sur ce dernier effet qui est présent aux 3 énergies pour $t' > 0,3 \text{ GeV}^2$. On peut estimer sa contribution dans cet intervalle de t' en prenant le nombre d'événements au-dessus d'un fond lisse. On intègre ce nombre sur tout l'intervalle de t' en supposant une pente de 5 GeV^{-2} (*) pour l'isobare et on trouve respectivement $45 \pm 12 \mu\text{b}$, $12 \pm 5 \mu\text{b}$, $12 \pm 6 \mu\text{b}$ à 4,6 , 8,25 et 12 GeV/c. Cet isobare qui ne disparaît pas lorsque l'énergie augmente a même été observé à l'énergie des ISR [74] ou de FNAL ce qui confirme son caractère diffractif.

Un autre point est la production de $\Delta^{\circ}(1236)$. Des considérations d'isospin prédisent 102 ± 20 événements Δ° à 8,25 GeV/c ($22 \pm 4 \mu\text{b}$) à partir de $\sigma(K^+p \rightarrow K^{\circ} \Delta^{++}) = 200 \pm 40 \mu\text{b}$ [41]. Ce nombre représente 30% des événements entre 1,16 et 1,32 GeV. Aucun signal important de Δ n'apparaît sur la figure 5.3.a mais sur la figure 7.4 nous avons vu un pic à la position du Δ pour $t' < 0,1 \text{ GeV}^2$. Cette production à faible transfert est un peu surprenante puisque le Δ est produit dans $K^+p \rightarrow K^{\circ} \Delta^{++}$ avec une retombée vers l'avant

(*) Cette valeur de la pente est extraite de données sur la production de N_{1688}^* dans la collision pp [78]. Une valeur différente modifierait les valeurs numériques, non la proportionnalité entre les énergies.

dans la section efficace différentielle et une pente de l'ordre de 5 GeV^{-2} pour $t' > 0,1 \text{ GeV}^2$ [41] . Cependant une estimation du nombre de Δ attendus dans chaque région de t' est compatible avec les distributions observées. La situation est analogue à $4,6 \text{ GeV}/c$ où le nombre d'événements attendus est 280 ± 20 ($47 \pm 4 \mu\text{b}$ estimé à partir de $\sigma(K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++}) = 420 \pm 30 \mu\text{b}$ [79]), ce qui représente environ 25% des événements entre $1,16$ et $1,32 \text{ GeV}$. Finalement à $12 \text{ GeV}/c$ Lissauer et al. [32] n'ont pas vu de Δ^0 dans la masse effective $p\pi^-$ et, à partir de sa production en K^+p , ont estimé sa contribution à moins de 10% des événements dans la région du Δ .

On voit ici que cette contribution du Δ , plus importante à basse énergie, avec une faible pente et une retombée vers l'avant peut expliquer, au moins partiellement, l'augmentation de la pente de la section efficace différentielle dans le premier intervalle de masse ($1 - 1,3 \text{ GeV}$) entre $4,6$ et $12 \text{ GeV}/c$.

Nous étudions maintenant la distribution de masse $p\pi^-$ en fonction de $\cos\theta_p$ où θ_p est l'angle polaire du proton par rapport au neutron incident dans le système d'hélicité $p\pi^-$ de la voie t .

Nagy et al. [74] ont montré récemment à l'énergie des ISR ($\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$) que dans la réaction $pp \rightarrow pn\pi^+$ la fragmentation diffractive du proton en $n\pi^+$ montre une structure différente lorsque l'on choisit le neutron vers l'avant ou vers l'arrière dans le système t - hélicité : pour $\cos\theta(n) < 0$, des pics situés vers $1400 - 1500 \text{ MeV}$ et vers 1700 MeV apparaissent clairement, alors que pour $\cos\theta(n) > 0$ la distribution de masse effective $n\pi^+$ ne montre que la bosse assez large en dessous de $1,8 \text{ GeV}$.

Pour mettre en évidence une production résonnante analogue nous avons tracé sur la figure 7.5 les distributions de masse effective $p\pi^-$ pour $\cos\theta_p > 0$ (en trait plein) et $\cos\theta_p < 0$ (en pointillé). Ces distributions ne montrent pas le comportement observé par Nagy et al. A $8,25 \text{ GeV}/c$, rien de très significatif n'émerge dans l'hémisphère arrière. Pour $\cos\theta_p > 0$ il y a un petit pic entre

1400 et 1500 MeV, ainsi qu'un signal à la position du Δ (1236) et du $N^*(1688)$. Ces observations pouvaient déjà être faites sur le spectre global (fig. 5.3). A 12 GeV/c la séparation entre les deux hémisphères du proton ne révèle pas de structure. La distribution pour $\cos\theta_p < 0$ montre une bosse plus étroite d'environ 360 MeV de large qui décroît rapidement autour de 1520 MeV. Ce dernier effet est également visible à 8,25 GeV/c.

En fait Nagy et al. n'ont pas fait qu'une séparation en hémisphères. L'acceptance de leur appareillage les limitait à $|t| > 0,05 \text{ GeV}^2$ ce qui correspond à $|t| \sim 0,15 \text{ GeV}^2$ aux impulsions de l'ordre de 10 GeV/c. Si on fait une telle coupure dans l'hémisphère arrière, la situation est peu modifiée à 4,6 et 8,25 GeV/c. Par contre, à 12 GeV/c il apparaît un pic vers 1500 MeV en plus du beau pic vers 1700 MeV (fig. 7.5.d)

Pour résumer il y a peu d'isobares dans le spectre $p\pi^-$ et leur mise en évidence est essentiellement qualitative. Le signal observé principalement pour $t > 0,3 \text{ GeV}^2$ dans la région 1650 - 1700 MeV est probablement dû au $N^*(1688)$ et est présent aux 3 énergies. Il y a une indication de la présence de Δ^0_{1236} sauf à 12 GeV/c. A 8,25 GeV/c il y a un signal assez important vers 1450-1500 MeV. Ce signal se retrouve aux autres énergies mais, est moins important.

4 - Distribution angulaire de désintégration du système $p\pi^-$.

Appelons θ_p et φ_p les angles polaire et azimutal du proton dans le système d'hélicité de la voie t (*). La distribution de $\cos\theta_p$ et φ_p pour l'ensemble de la bosse ($M(p\pi^-) < 1,80 \text{ GeV}$) est présentée sur la figure 7-6. On remarque en particulier que $\cos\theta_p$ est assez fortement piqué vers +1. Si on découpe la bosse en 2 parties

(*) Ce système est défini pour la combinaison $p\pi^-$ au repos par \vec{z} dans la direction du neutron incident et \vec{y} normal au plan de production (cf. Appendice B).

$1 < M(p\pi^-) < 1,4$ et $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8$ GeV, on observe sur la même figure que l'isotropie de $\cos\theta$ augmente si la masse du système $p\pi^-$ diminue. Cette observation est liée à celle du paragraphe précédent où la bosse de l'hémisphère arrière est plus étroite et chute vers 1500 MeV.

La distribution angulaire de désintégration $W(\cos\theta_p, \varphi_p)$ peut se développer sur une base d'harmoniques sphériques :

$$W(\cos\theta_p, \varphi_p) = \sum_{\ell m} \langle Y_{\ell}^m \rangle \cdot Y_{\ell}^m(\theta_p, \varphi_p) \quad (7-3)$$

Cette distribution angulaire est normalisée à 1. Les coefficients du développement sont les valeurs moyennes des harmoniques sphériques qui fournissent les caractéristiques de la désintégration du système $p\pi^-$. Les moments normalisés $\langle Y_{\ell}^0(\cos\theta_p) \rangle$ ($\ell = 1, 6$) sont présentés en fonction de la masse $p\pi^-$ à 8,25 GeV/c pour chacun des 3 intervalles de t' précédemment définis (fig. 7.7). Ceux à 4,6 GeV/c (non tracés ici) et ceux à 12 GeV/c (référence [32]) leur sont très semblables. Les $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ pour $m \neq 0$ et les $\langle Y_{\ell}^0 \rangle$ pour $\ell > 6$ sont tous compatibles avec zéro dans la limite des erreurs statistiques pour $M(p\pi^-) < 2$ GeV. On peut faire les observations suivantes :

- Lissauer et al. [32] ont remarqué à 12 GeV/c que le comportement de $\langle Y_1^0 \rangle$ et $\langle Y_2^0 \rangle$ pour les faibles t' ($t' < 0,1$) est assez différent de celui dans les autres régions de t' . Il en est de même à 8,25 GeV/c : $\langle Y_1^0 \rangle$ est presque nul jusque vers 1,5 GeV avant de croître régulièrement alors que $\langle Y_2^0 \rangle$ commence par décroître et prendre une valeur négative vers 1,25 GeV avant de remonter. A 4,6 GeV/c rien ne distingue plus les 3 intervalles. Lissauer et al. trouvent ici une confirmation de l'allure différente du spectre de masse $p\pi^-$ à bas ou haut transfert (fig. 7.4), chacune correspondant à un mécanisme différent.

- Les $\langle Y_{\ell}^0 \rangle$ correspondant aux plus grandes valeurs de ℓ ($\ell \geq 3$) commencent à croître à partir de 1,5 GeV seulement, $\langle Y_6^0 \rangle$ n'ayant même qu'une très faible contribution en dessous de 1,9 - 2 GeV.

Une analyse complète en spin-parité du système $p\pi^-$ de la réaction (1) nécessiterait la mesure de la polarisation des nucléons [80]. Pour obtenir des informations sur le spin-parité J^P de la bosse, il est nécessaire de faire des hypothèses. Pour le voir nous allons d'abord écrire la section efficace différentielle en fonction des amplitudes d'hélicité [67] (Les notations se trouvent sur la figure 7-8) :

$$\frac{d\sigma}{dt dM d\Omega} = \sum_{\lambda\lambda'} |M_{\lambda\lambda'}|^2 \quad (7.4)$$

avec :

$$M_{\lambda\lambda'} = \sum_{J^P \mu} R_{\lambda\mu}^{J^P} \cdot A_{\mu\lambda'}^{J^P} \quad (7.5)$$

où μ est l'hélicité du système $p\pi^-$, λ et λ' les hélicités du n et du p
- R est l'amplitude de production qui satisfait la relation de parité

$$R_{\lambda\mu}^{J^P} = \xi (-)^{\lambda+\mu} R_{-\lambda-\mu}^{J^P} \quad \xi = P(-1)^{J+\frac{1}{2}}$$

La cible étant non polarisée, seules 2 amplitudes interviennent :

M_{++} (non renversement de spin) et M_{+-} (renversement de spin)
où \pm réfère à $\pm \frac{1}{2}$.

- A est l'amplitude de désintégration qui s'écrit :

$$A_{\mu\lambda'}^{J^P} = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} d_{\mu\lambda'}^J(\theta) \cdot e^{i\varphi(\mu\pm\frac{1}{2})}$$

Développons l'expression (7.4) :

$$\frac{d\sigma}{dt dM d\Omega} = \sum_{\substack{J^P \mu \\ J'^P \mu'}} \left[\rho_{\mu\mu'}^{J^P J'^P} \cdot \sum_{\lambda'} \left(A_{\mu\lambda'}^{J^P} \cdot A_{\mu'\lambda'}^{J'^P} \right) \right] \quad (7.6)$$

$$\text{avec : } \rho_{\mu \mu'}^{J^P J'^{P'}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} R_{\frac{1}{2}\mu}^{J^P} & R_{\frac{1}{2}\mu'}^{J'^{P'}} & -(-)^{\mu+\mu'} & \xi \xi' & R_{\frac{1}{2}-\mu}^{J^P} & R_{\frac{1}{2}-\mu'}^{J'^{P'}} \end{pmatrix}$$

qui représente les éléments de matrice densité généralisés.

En développant explicitement les A et en comparant avec l'expression (7.1) multipliée par la section efficace σ correspondant au nombre d'événements dans l'intervalle considéré, on obtient les $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ en fonction des $\rho_{\mu \mu'}^{J^P J'^{P'}}$:

$$\sigma \langle Y_{\ell}^m \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\substack{J^P J'^{P'} \\ \mu \mu'}} I_{\mu \mu'}^{J^P J'^{P'} \ell} \operatorname{Re} \rho_{\mu \mu'}^{J^P J'^{P'}} \quad (7.7)$$

où l'expression de I se trouve dans la référence [67] .

La section efficace (en réalité $\frac{\Delta\sigma}{\Delta M \Delta E}$) s'obtient facilement lorsque $\ell = m = 0$:

$$\sigma = 2 \sum_{J^P \mu} \rho_{\mu \mu}^{J^P J^P} \quad (7.8)$$

Si on considère l'ensemble des ondes $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^-, \dots$ on a beaucoup plus d'éléments de matrice densité ρ à déterminer que de moments $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ expérimentaux. D'où la nécessité de faire des hypothèses, basées sur les observations expérimentales.

La première hypothèse suppose la conservation de l'hélicité dans la voie t, puisque les $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ avec $m \neq 0$ sont compatibles avec 0. (*) On peut alors écrire, puisque $\mu = \lambda$:

$$M_{\lambda\lambda'} = \sum_{J^P} R_{\lambda}^{J^P} \cdot A_{\lambda\lambda'}^{J^P} \quad (7.9)$$

La seconde hypothèse est une limitation aux ondes de spin faible $J \leq \frac{5}{2}$ pour $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV puisque $\langle Y_6^0 \rangle$ ne contribue qu'à partir de 1,9 - 2 GeV.

La troisième hypothèse est de ne considérer que les ondes qui satisfont la règle de Gribov - Morrison [77] : $\frac{1^+}{2}, \frac{3^-}{2}, \frac{5^+}{2}$ (voir Table 7.2). On peut alors écrire

$$M_{++} = R_{+}^{\frac{1^+}{2}} A_{++}^{\frac{1^+}{2}} + R_{+}^{\frac{3^-}{2}} A_{++}^{\frac{3^-}{2}} + R_{+}^{\frac{5^+}{2}} A_{++}^{\frac{5^+}{2}}$$

Si nous appelons P, D, F, les amplitudes respectives $R_{+}^{\frac{1^+}{2}}, R_{+}^{\frac{3^-}{2}}, R_{+}^{\frac{5^+}{2}}$ et si nous développons les A en fonction des harmoniques sphériques Y_{ℓ}^m , nous obtenons

$$M_{++} \propto \frac{1}{\sqrt{3}} P Y_1^0 + \frac{2}{\sqrt{5}} D Y_2^0 + \frac{3}{\sqrt{7}} F Y_3^0 \quad (7.10)$$

$$M_{+-} \propto \sqrt{\frac{2}{3}} P Y_1^1 + \sqrt{\frac{6}{5}} D Y_2^1 + \sqrt{\frac{12}{7}} F Y_3^1$$

(*) Nous verrons ultérieurement que cette conservation n'est pas exacte, avec un test plus précis que celui des $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ qui sont déterminés avec une assez grande incertitude. Nous faisons cependant cette hypothèse d'une conservation au moins approchée pour simplifier.

En reportant dans (7.4) et en comparant avec (7.3), on obtient :

$$(1) \quad \sigma \langle Y_0^\circ \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (|P|^2 + 2|D|^2 + 3|F|^2)$$

$$(2) \quad \langle Y_1^\circ \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{4 \operatorname{Re} P^*D + 7,2 \operatorname{Re} D^*F}{|P|^2 + 2|D|^2 + 3|F|^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$(7.11) \quad (3) \quad \langle Y_2^\circ \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{2|D|^2 + 3,43|F|^2 + 6 \operatorname{Re} P^*F}{|P|^2 + 2|D|^2 + 3|F|^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{5}}$$

$$(4) \quad \langle Y_3^\circ \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{4,8 \operatorname{Re} D^*F}{|P|^2 + 2|D|^2 + 3|F|^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{7}}$$

$$(5) \quad \langle Y_4^\circ \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{2,57|F|^2}{|P|^2 + 2|D|^2 + 3|F|^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{9}}$$

Nous avons 5 inconnues : les modules des amplitudes P, D, F et 2 phases relatives entre ces amplitudes. Le système ci-dessus est donc soluble. Cependant il n'est pas du tout linéaire et la propagation des erreurs est telle que son utilisation directe ne donne pas de résultat satisfaisant. Aussi, il est préférable d'annuler le terme P*F de l'équation (3) (ce qui implique que P et F sont incohérentes et se trouve partiellement justifié par les résultats). Le système des équations (1), (3) et (5) est alors linéaire et à 3 inconnues (les modules des amplitudes). Appelons $\sigma_P = |P|^2$, $\sigma_D = 2|D|^2$ et $\sigma_F = 3|F|^2$ les contributions respectives des ondes P, D, F. Après inversion on obtient :

$$\sigma_F = 1,16 \sqrt{36\pi} \sum_i \sigma_i \langle Y_4^\circ \rangle_i$$

$$\sigma_D + 1,1 \sigma_F = \sqrt{20\pi} \sum_i \sigma_i \langle Y_2^\circ \rangle_i \quad (7.12)$$

$$\sigma_P + \sigma_D + \sigma_F = \sum_i \sigma_i$$

σ_i représente la contribution (nombre d'événements ou section efficace) dans une tranche de masse $p\pi^-$ et dans un intervalle $\Delta t'$ considérés, pour lesquels on a calculé les $\langle Y_{\ell}^{\circ} \rangle_i$ (cf. fig. 7.7). La sommation sur i permet de calculer les contributions dans un intervalle suffisamment grand.

Nous donnons dans la Table 7.3 les résultats de ce calcul à 8,25 et 12 GeV/c pour $M(p\pi^-) < 1,80$ GeV, et dans les 3 intervalles de t' précédemment définis (*). Il faut d'abord remarquer que malgré la suppression du terme P*F les erreurs restent importantes, surtout à 8,25 GeV/c. Les principales caractéristiques de la Tables 7.3, en n'oubliant pas la figure 7.7 sont les suivantes :

- l'onde P n'est présente que pour $t' < 0,1$ GeV² et sa contribution est très semblable à 8,25 et 12 GeV/c. Elle domine au-dessous de 1,5 GeV et est très faible au-dessus. Elle doit pouvoir être associée au mécanisme de Deck (cf. Section 6).
- l'onde F qui n'est présente à 12 GeV/c qu'aux valeurs élevées de t' a une contribution dans les 3 intervalles à 8,25 GeV/c mais dans tous les cas elle ne contribue qu'à partir de 1,5 GeV comme le montre le comportement de $\langle Y_4^{\circ} \rangle$. Ceci justifie a posteriori le fait de négliger le terme d'interférence P*F dans 7.11.
- l'onde D est présente dans les 3 intervalles de t' et domine aux environs de 1,5 GeV.
- il est raisonnable d'associer les résonances N* précédemment observées dans le spectre de masse effective $p\pi^-$ aux ondes D et F.

Il ne faut pas tirer de conclusion définitive de ces résultats pour 2 raisons :

- les erreurs sur les contributions des ondes sont grandes et il faudrait une statistique bien supérieure pour diminuer les erreurs sur les $\langle Y_{\ell}^m \rangle$. Alors probablement, comme Ochs et al. l'ont remarqué

(*) A 12 GeV/c nous avons présenté les résultats de Lissauer et al. [32] après avoir vérifié que nous obtenions des valeurs compatibles. Nous avons cependant calculé les erreurs, non fournies dans [32]

[67] les $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ avec $m \neq 0$ ne seraient plus nuls et il faudrait faire des hypothèses moins restrictives n'impliquant plus la conservation de l'hélicité dans la voie t.

- la règle de Gribov - Morrison sur laquelle repose la détermination précédente n'est qu'un modèle et plusieurs résultats récents concluent à sa non validité pour les systèmes $N\pi$ [67, 81] . Ochs et al. [67] qui ont étudié $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi\pi N$ à 14 GeV/c ont trouvé que pour $M(N\pi) < 1,4$ GeV l'hypothèse $S^1 + P^3$ donnait une interprétation correcte des données, contrairement à l'hypothèse $P^1 + D^3$ qui satisfait la règle de Gribov - Morrison. Nos données ne nous permettent pas de trancher ainsi.

5 - Analyse en isospin.

On admet que le système $\pi\pi^{-}$ dans la réaction (1) est produit diffractivement s'il est produit dans un état d'isospin $I = \frac{1}{2}$ par échange d'un objet d'isospin $I = 0$. Pour séparer cette contribution des autres contributions possibles, il faut considérer l'ensemble des réactions K^+ nucléon avec production d'un π . En effet, dans un modèle d'échange pour $K^+N \rightarrow K(\pi N)$ il y a 3 mécanismes possibles autorisés par l'indépendance de charge :

- production d'états πN avec $I = \frac{3}{2}$. La particule échangée entre le K^+ et le neutron cible est nécessairement un isovecteur ($I_E = 1$)
- production d'états πN avec $I = \frac{1}{2}$ par échange d'un isovecteur ($I_E = 1$)
- production d'états πN avec $I = \frac{1}{2}$ par échange d'un isoscalaire ($I_E = 0$). C'est le mécanisme qui nous intéresse.

A ces 3 mécanismes correspondent 3 amplitudes d'isospin indépendantes M_I^{IE} en fonction desquelles on peut écrire les amplitudes pour les 7 réactions K^+N possibles (cf. Table 7.4). Si nous disposions effectivement des données expérimentales concernant ces 7 réactions nous pourrions déterminer les 6 paramètres (3 sections efficaces et 3 termes d'interférence). Malheureusement seules les

les 3 premières réactions sont disponibles à 8,25 GeV/c^(*). Aussi, bien qu'on ne puisse affirmer si elle est vraie ou fausse, nous faisons l'hypothèse que les termes d'interférence sont nuls, sur la base d'une analyse πN sur des données complètes [69]. Ecrivons tout d'abord les amplitudes pour l'ensemble des réactions K^+n [82] :

$$(a) \quad A(K^+n \rightarrow K^+\pi^-p) = \sqrt{\frac{2}{3}} M_{\frac{1}{2}}^0 + \sqrt{\frac{2}{15}} M_{\frac{1}{2}}^1 - \sqrt{\frac{1}{6}} M_{\frac{3}{2}}^1$$

$$(b) \quad A(K^+n \rightarrow K^0\pi^0p) = \sqrt{\frac{4}{15}} M_{\frac{1}{2}}^1 - \sqrt{\frac{1}{3}} M_{\frac{3}{2}}^1$$

$$(c) \quad A(K^+n \rightarrow K^0\pi^+n) = \sqrt{\frac{8}{15}} M_{\frac{1}{2}}^1 + \sqrt{\frac{1}{6}} M_{\frac{3}{2}}^1$$

$$(d) \quad A(K^+n \rightarrow K^+\pi^0n) = \sqrt{\frac{1}{3}} M_{\frac{1}{2}}^0 + \sqrt{\frac{1}{15}} M_{\frac{1}{2}}^1 + \sqrt{\frac{1}{3}} M_{\frac{3}{2}}^1$$

Les amplitudes sont normalisées telles que la somme des sections efficaces des 4 réactions soit :

$$\sum_{i=a}^d \sigma_i = \sum_{I, I_E} \left| M_I^{I_E} \right|^2$$

Les sections efficaces $\sigma_I^{I_E} = \left| M_I^{I_E} \right|^2$ pour les différentes contributions d'isospin calculées à partir des relations ci-dessus sont données dans la Table 7.4. Pour éliminer autant que possible de la contribution $I_E = 0$ la partie qui ne correspond pas au processus diffractif que l'on étudie, les sections efficaces ont été calculées en éliminant la contribution du K_{892}^* et du K_{1420}^* . On voit dans cette table que 75% environ de l'état final $K^+(p\pi^-)$ est produit par échange $I_E = 0$, le reste étant produit dans un état d'isospin $I = \frac{3}{2}$, la contribution $\sigma_{\frac{1}{2}}^1$ étant très faible. Nous avons également calculé ces contributions pour $M(\pi N) < 2$ GeV et les pourcentages relatifs n'ont pas varié.

(*) La 4^e est inobservable en chambre à bulles et les événements à 2 branches n'ont pas été mesurés à 8,25 GeV/c. La 7^e est également disponible mais n'apporte d'informations que sur $M_{\frac{3}{2}}^1$. Nous avons seulement vérifié sa compatibilité avec les résultats obtenus.

Pour visualiser ces résultats, on a reproduit sur la figure 7.9 le spectre de masse effective correspondant à chaque amplitude d'isospin. Comme il n'est pas possible ici d'éliminer les contributions des K^* , on a fait une coupure $M(K\pi) > 1,6$ GeV. Ces distributions sont très semblables à celles obtenues par Graessler et al. dans une analyse similaire de $K^-p \rightarrow \bar{K}\pi N$ à 10 GeV/c [64] excepté les structures autour de 1500 et 1700 MeV dans $\sigma_{\frac{1}{2}}^0$, qui sont visibles ici.

On voit très clairement sur cette figure que $\sigma_{\frac{1}{2}}^0$ qui est la contribution majeure a bien la forme attendue de la bosse diffractive. Le Δ_{1236} semble présent dans $\sigma_{\frac{3}{2}}^1$ qui a également un fond continu (mais avec des erreurs assez grandes). Enfin $\sigma_{\frac{1}{2}}^1$ est compatible avec 0 sauf peut-être à l'endroit du Δ .

6 - Modèle de double échange de Regge.

L'état final à 3 corps $K^+\pi^-p$ se prête parfaitement à une analyse multipériphérique, que les échanges soient reggeisés ou non. Le domaine de validité des modèles multi-Regge initiaux correspondait à des sous-énergies des systèmes à 2 corps élevées, ce qui limitait les applications pratiques. Berger [83] a montré comment on pouvait étendre ce domaine de validité aux régions de basse masse. Ici, nous avons 6 graphes possibles (fig. 5.8) mais la figure 5.7 montre que le graphe dominant dans la production de la bosse $p\pi^-$ est celui de la région c avec une contribution du graphe de la région b. Ces graphes sont représentés sur la figure 7.10 avec les échanges correspondants. Dans les 2 cas il y a un échange de Poméron P au vertex du haut. Ce Poméron est supposé dominer la diffusion élastique $K\pi$ (ce qui implique une masse effective $K^+\pi^-$ assez élevée) ou Kp . Au vertex du bas on a soit un échange de π soit un échange de baryon. L'interprétation de la bosse $p\pi^-$ par un tel modèle (qu'on appelle aussi modèle de Deck reggeisé) implique évidemment une production diffractive du système $p\pi^-$.

Dans un premier temps nous considérons uniquement le graphe dominant, qui correspond à l'échange de π . L'amplitude invariante s'écrit [83] :

$$M(s, s_{K\pi}, s_{p\pi}, t_{KK}, t_{np}) = F_1(t_{KK}) \left(\frac{\tilde{s}_{K\pi}}{s_0} \right)^{\alpha_P} \cdot F(t_{KK}, t_{np}, \tau) \cdot \left(\frac{\tilde{s}_{p\pi}}{s_0} \right)^{\alpha_\pi} \cdot F_2(t_{np}) \quad (7.13)$$

Chaque fonction $F_i(t_i)$ contient :

- la fonction propagateur de la trajectoire $\alpha_i(t_i)$
- le facteur signature de la trajectoire
- les facteurs cinématiques nécessaires associés aux couplages $KK \rho$ et $np\pi$
- la fonction résidu associée au couplage ci-dessus.

τ est l'angle de Toller défini dans le système du π au repos :

$$\cos \tau = \frac{(\vec{P}_{K_i} \wedge \vec{P}_{K_f}) \cdot (\vec{P}_n \wedge \vec{P}_p)}{|\vec{P}_{K_i} \wedge \vec{P}_{K_f}| \cdot |\vec{P}_n \wedge \vec{P}_p|}$$

Les \tilde{s}_{ij} s'écrivent :

$$\tilde{s}_{p\pi} = s_{p\pi} - t_{KK} - m_n^2 - \frac{1}{2} (m_\pi^2 - t_{np} - t_{KK})$$

$$\tilde{s}_{K\pi} = s_{K\pi} - t_{np} - m_K^2 - \frac{1}{2} (m_\pi^2 - t_{KK} - t_{np})$$

On peut écrire :

$$\left| F_1(t_{KK}) \cdot F(t_{KK}, t_{np}, \tau) \right|^2 \propto F'(t_{np}) e^{\gamma t_{KK}}$$

où $F'(t_{np})$ est une fonction variant lentement que l'on assimile à une constante et où γ est un paramètre à déterminer qui correspond à la pente de la diffusion élastique $K^+\pi^-$ à énergie suffisamment élevée.

La section efficace $d\sigma$ est proportionnelle au carré de l'amplitude et s'écrit :

$$d\sigma \propto |M|^2 = G_\pi(t_{np}) \left(\frac{\tilde{s}_{p\pi}}{s_0} \right)^{2\alpha_\pi} \cdot \left(\frac{\tilde{s}_{K\pi}}{s_0} \right)^{2\alpha_P} \cdot e^{\lambda t_{KK}} \quad (7.14)$$

avec : $G_\pi(t_{np}) = \frac{|t_{np}|}{1 - \cos \pi \alpha_\pi} \cdot e^{\lambda t_{np}}$

où le facteur de forme $e^{\lambda t_{np}}$ contient un paramètre λ à déterminer. Antich et al. [65] présentent également un modèle avec un pion conspirant $\left(G_\pi(t_{np}) = \frac{1}{1 - \cos \pi \alpha_\pi} \cdot e^{\lambda t_{np}} \right)$ qui donne des résultats moins bons. Pour comparer les prédictions du modèle avec nos données qui correspondent aux interactions sur le neutron du deutéron, on multiplie $|M|^2$ par $1 - H(t_{np})$ où $H(t_{np})$ est le facteur de forme du deutéron.

La trajectoire du Poméron est prise $\alpha_P = 1$ et celle du π est paramétrée comme suit :

$$\alpha_\pi = \alpha'_\pi (t_{np} - m_\pi^2)$$

Le carré de l'amplitude $|M|^2$ ainsi définie est utilisé comme poids dans le programme FOWL [84] pour permettre la comparaison du modèle aux données expérimentales à 4,6, 8,25 et 12 GeV/c.

Dans la formulation qui précède il y a 5 paramètres. Parmi eux 3 sont donnés par Berger [83] ou Yen et al. [63] :

$$\alpha'_\pi = 1,2 \text{ GeV}^{-2}$$

$$s_0 = 1 \text{ GeV}^2$$

$$s'_0 = 0,7 \text{ GeV}^2$$

et nous avons vérifié qu'ils donnaient un bon ajustement. Les valeurs

des 2 autres paramètres $\lambda = 2 \text{ GeV}^{-2}$ et $\gamma = 5 \text{ GeV}^{-2}$ ont été choisies pour donner un bon ajustement des distributions expérimentales t_{KK} et t_{np} à 8,25 GeV/c.

Les mêmes coupures $t_{np} < 0,8 \text{ GeV}^2$, $M(K^+\pi^-) > 1,6 \text{ GeV}$, $100^\circ < \omega < 180^\circ$ ont été faites sur les distributions expérimentales et théoriques. Les courbes théoriques ont été normalisées au nombre d'événements correspondant, c'est-à-dire respectivement 546, 716 et 2713 à 4,6, 8,25 et 12 GeV/c. La coupure sur la masse $K^+\pi^-$ est justifiée par l'échange du Poméron. La coupure en ω devrait être plus sévère car le diagramme d'échange considéré s'applique en principe aux événements avec $120^\circ < \omega < 180^\circ$ dans le diagramme d'espace de phase longitudinal (fig. 5.7). Cependant, d'après Byckling et Kajantie [85] la description du mécanisme de réaction n'est pas strictement limitée à une région définie du diagramme LPS puisque le terme de double Regge a une queue dans les régions cinématiques voisines. 10% des événements environ de la bosse π^- se trouvent dans la région $100^\circ < \omega < 120^\circ$ et ont été inclus dans la comparaison avec le modèle.

Les figures 7.11 à 7.13 montrent les principales distributions et les prédictions correspondantes du modèle : les masses effectives $K^+\pi^-$ et $p\pi^-$, les carrés des transferts de quadrimoment t_{KK} et t_{np} , l'angle polaire LPS ω , $\cos\theta_p$ où θ_p est l'angle de Jackson du proton déjà défini, l'angle de Treiman - Yang ψ_K du K^+ dans le système au repos $K^+\pi^-$ et l'angle de Toller τ .

L'accord est globalement satisfaisant aux 3 énergies incidentes. Regardons en détail en insistant particulièrement sur les désaccords. La masse effective $K^+\pi^-$ montre un excès expérimental d'événements en dessous de 2100 MeV à 8,25 GeV/c et surtout à 12 GeV/c. Ceci n'apparaît pas à 4,6 GeV/c probablement à cause de l'espace de phase réduit. Sans se prononcer d'une manière définitive, cet excès d'événements peut être interprété comme une indication de la présence de résonances entre 1600 et 2100 MeV (cf. chapitre 6). Le spectre de masse effective $p\pi^-$ est correctement interprété aux 3 énergies sauf peut-être les pics vers 1500 et 1700 MeV dans la distribution expérimentale à 8,25 GeV/c.

L'angle ω et la distribution t_{np} sont bien reproduits aux 3 énergies. Par contre la distribution t_{KK} est beaucoup plus piquée que ne le prédit le modèle à 12 GeV/c. (Rappelons que γ a été choisi pour ajuster correctement t_{KK} à 8,25 GeV/c). Pour obtenir un bon fit dans la région $t_{KK} < 0,3 \text{ GeV}^2$, il est nécessaire de prendre $\gamma \sim 10 \text{ GeV}^{-2}$, valeur qui semble trop élevée pour ce paramètre qui représente la pente de la diffusion élastique $K\pi$. La variation expérimentale de la pente de t_{KK} avec la masse $p\pi^-$ a aussi été comparée avec les prédictions du modèle à 8,25 et 12 GeV/c. La table 7.5 montre que le modèle reproduit qualitativement la corrélation pente - masse à 12 GeV/c mais ne peut pas reproduire la pente élevée correspondant aux faibles masses $p\pi^-$. (Une valeur de $\gamma = 10$ donnerait un bon résultat dans le premier intervalle de masse mais une pente bien trop élevée dans les intervalles suivants). Ceci est en contradiction avec la remarque de Yen et al. [63], qui, à une seule énergie (9 GeV/c) affirmaient reproduire quantitativement la variation de la pente. Enfin, pour terminer avec t_{KK} , remarquons que même à 8,25 GeV/c seule la région $t_{KK} < 0,3 \text{ GeV}^2$ est bien reproduite. Mais on ne s'attend pas de toute façon à ce que le modèle soit valable à t élevé [83].

La distribution $\cos\theta_p$ est correcte, sauf peut-être le pic vers +1, et l'angle φ_K est également bon. Mais l'angle de Toller τ est beaucoup plus piqué vers 180° dans le modèle que ce qu'on observe expérimentalement.

La principale lacune du modèle (qui donne un bon résultat global) réside donc dans les difficultés d'interpréter complètement la section efficace différentielle $d\sigma/dt_{KK}$ de production de la bosse $p\pi^-$ et c'est malgré tout une lacune importante.

7 - Modèle d'échange ou modèle de voie s ?

Miettinen et Pirilä ont montré [86] que cette lacune était liée aux modèles diffractifs de double échange qui fondamentalement ne pouvaient pas reproduire quantitativement la corrélation pente-masse. De nombreux auteurs ont cherché un remède dans 2 voies dif-

différentes. La première consiste à améliorer le modèle précédent en considérant d'autres diagrammes ou en introduisant l'absorption. Nous y venons dans le paragraphe A. La seconde propose une approche complètement différente. Elle décrit la dissociation diffractive non pas en termes d'échange dans la voie t , mais avec une représentation en paramètre d'impact de l'amplitude de diffusion (approche de voie s). Elle a été en particulier développée par Humble [87] dont nous présentons le modèle dans le paragraphe B.

a - Améliorations du modèle de double échange de Regge.

Nous avons fait dans la section précédente l'hypothèse de négliger le diagramme d'échange de baryon sur la base de la distribution de l'angle ω . Mais il n'est pas sûr que ω soit la bonne variable pour tester la présence de l'échange de baryon lorsque la masse $p\pi^-$ est faible. (Alors, même si le proton va vers l'arrière dans le centre de masse du système $p\pi^-$, il se retrouve en général plus rapide que le π^- dans le centre de masse général à cause de la grande différence de masse). Une meilleure variable est certainement l'angle azimutal d'hélicité du proton φ_p^S [88]. En effet, on peut dire que l'échange de π domine si t_{nN} est faible et l'échange de baryon si $t_{n\pi}$ est faible. Or on a les relations (cf. appendice B) :

$$\begin{aligned} t_{nN} &= g_1 - g_7 \cos\theta_p^S + g_8 \sin\theta_p^S \cos\varphi_p^S \\ t_{n\pi} &= g_9 - g_7 \cos\theta_p^S - g_8 \sin\theta_p^S \cos\varphi_p^S \end{aligned} \quad g_8 > 0 \quad (7.16)$$

où les g_i sont fonction de $s_{\pi N}$, t_{KK} . Ces relations indiquent que les régions cinématiques les plus favorables à un échange de π et de baryon sont respectivement $\varphi_p^S \sim \pi$ et $\varphi_p^S \sim 0,2\pi$. Dans ce cas il n'est plus raisonnable de négliger le diagramme d'échange de baryon si on regarde par exemple la distribution de φ_p^S à 12 GeV/c (fig. 7.14). Cette distribution présente un pic important à $\varphi_p^S = \pi$ et un fond non négligeable à $\varphi_p^S = 0,2\pi$. Nous y reviendrons. Une variable analogue à φ_p^S est $\cos\theta_p$ (cf. appendice B). Le diagramme

$\cos\theta_p/\varphi_p$ est montré à 12 GeV/c dans 2 tranches de masse 1 - 1,4 et 1,4 - 1,8 GeV (fig. 7.15). Ses projections ont été déjà montrées sur la figure 7.6. La région $\cos\theta_p = +1$, assez peuplée, est associée à l'échange de π (t_{nN} faible) et la région $\cos\theta_p = -1$ à l'échange de baryon ($t_{n\pi}$ faible). Il y a une séparation assez nette dans la tranche de masse élevée mais la situation est plus floue dans la tranche de masse faible. Pour montrer la relation très forte entre les 2 coupures en φ_p^S ou $\cos\theta_p$, nous avons également tracé sur la figure 7.14 la distribution de φ_p^S pour $\cos\theta_p < 0$ (hachuré). On voit ainsi clairement la présence des 2 mécanismes.

Nous allons donc introduire l'échange de baryon et comparer ses propriétés avec celles d'échange de π , afin de préciser les observations que nous avons faites à partir de la cinématique de t_{nN} et $t_{n\pi}$. Ecrivons pour cela les amplitudes d'échange de π et d'échange de baryon^(*) correspondant aux graphes de la figure 7.10 [89] :

$$A_\pi \sim \sqrt{-t_{np}} \cdot \frac{\xi_\pi}{t_{np} - m_\pi^2} \left(\frac{\tilde{s}_{\pi N}}{s_0'} \right)^{\alpha_\pi} \cdot \left(\frac{\tilde{s}_{K\pi}}{s_0} \right)^{\alpha_P} \cdot e^{\frac{\gamma t_{KK}}{2}} \cdot \sigma_{\text{tot}}(K\pi)$$

$$A_N \sim \sqrt{m_N^2 - t_{n\pi}} \cdot \frac{\xi_N}{t_{n\pi} - m_N^2} \left(\frac{\tilde{s}_{\pi N}}{s_0''} \right)^{\alpha_N} \cdot \left(\frac{\tilde{s}_{KN}}{s_0'''} \right)^{\alpha_P} \cdot e^{\frac{\beta t_{KK}}{2}} \cdot \sigma_{\text{tot}}(KN)$$

(7.17)

α_N est la trajectoire du nucléon ($\alpha_N = -0,35 + t_{n\pi}$).

$\xi_i = 1 + e^{-i\pi\alpha_i}$ est le facteur signature de la trajectoire α_i .

(*) L'amplitude d'échange de π est légèrement différente de celle décrite précédemment de façon à pouvoir être comparée directement à celle d'échange de nucléon. Cette dernière est paramétrée différemment selon les auteurs. Des facteurs $\alpha_N - \frac{1}{2}$ au lieu de α_N peuvent apparaître dans la signature, en exposant de (s/s_0) ou dans les 2 simultanément. Les conclusions qualitatives que nous donnons ne changent pas fondamentalement.

β est le paramètre correspondant à la diffusion élastique KN (équivalent de γ pour la diffusion $K\pi$). Expérimentalement il vaut environ $6,5 \text{ GeV}^{-2}$. La section efficace totale $K\pi$ ou KN apparait explicitement.

Le calcul des amplitudes 7.17 et les comparaisons ultérieures sont faits à $12 \text{ GeV}/c$. Nous avons sélectionné quelques variables dont certaines permettent de différencier clairement les 2 échanges : masse effective $p\pi^-$, φ_p^s , $\cos\theta_p$, φ_p . Les distributions de ces variables sont représentées sur la figure 7.16 où les unités sont arbitraires pour chaque amplitude séparément. (Nous recherchons seulement l'allure qualitative des distributions). La masse effective $p\pi^-$ chute plus rapidement pour l'échange de nucléon. On retrouve pour φ_p^s les prédictions de la relation 7.16 : l'échange de π domine vers $\varphi_p^s = \pi$ et celui de baryon vers $\varphi_p^s = 0,2 \pi$. $\cos\theta_p$ est également bien différencié, principalement au-dessus de $1,4 \text{ GeV}$: il est piqué vers $+1$ pour l'échange de π et vers -1 pour l'échange de nucléon. φ_p est piqué vers π pour l'échange de π et presque isotrope pour l'échange de nucléon. Toutes ces distributions doivent être comparées aux distributions expérimentales (figs. 7.6, 7.14 et 7.15). On voit en particulier que l'association des 2 échanges permet de reproduire correctement les distributions de φ_p^s , $\cos\theta_p$ et φ_p . Dans le diagramme $\cos\theta_p / \varphi_p$, l'échange de π peuple surtout la région $\cos\theta_p \rightarrow +1$, $\varphi_p \rightarrow \pi$ alors que l'échange de nucléon peuple plutôt $\cos\theta_p \rightarrow -1$, $\varphi_p \rightarrow 0,2 \pi$. Cette séparation n'est pas nette dans la tranche de masse $1 - 1,4 \text{ GeV}$ où il y a interpénétration des 2 échanges ce qui rend difficile une estimation précise de leur contribution.

Pour déterminer théoriquement les pourcentages respectifs d'échange de π et d'échange de baryon, il faudrait connaître exactement la phase de A_N , ajuster les facteurs d'échelle s_0 et pouvoir comparer à d'autres données. Nous pouvons cependant en avoir une idée, en supposant que les amplitudes (7.17) n'interfèrent pas et en comparant par exemple les distributions expérimentales et théoriques de φ_p^s (figs. 7.14 et 7.16). On estime ainsi qu'il y a environ $2/3$ d'échange de π et $1/3$ d'échange de baryon mais l'important est de noter que les 2 contributions sont du même ordre de grandeur.

Que nous apporte l'introduction du graphe d'échange de baryon pour l'explication de la forme de la section efficace différentielle et de sa variation en fonction de la masse ? Il faut tout d'abord mentionner une propriété importante, observée surtout pour l'échange de π : la variation de la pente de $\frac{d\sigma}{dt_{KK}}$ avec $\cos\theta_p$. Ainsi dans la tranche de masse 1,2 - 1,3 GeV, la valeur de la pente obtenue avec l'amplitude A_π (7.17) passe de 7 GeV^{-2} pour $0,5 < \cos\theta_p < 1$ à 14 GeV^{-2} pour $-1 < \cos\theta_p < -0,5$. Les principales valeurs des pentes ainsi obtenues pour A_π ou A_N sont résumées dans la Table 7.6.

Expérimentalement cette variation de la pente avec $\cos\theta_p$ est observée : la figure 7.18 présente la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt_{KK}}$ dans différentes régions de masse et de $\cos\theta_p$ à 12 GeV/c. Pour $M(p\pi^-) < 1,4 \text{ GeV}$ la pente vaut 14 GeV^{-2} dans l'hémisphère arrière et 9 GeV^{-2} dans l'hémisphère avant (figs. 7.18.a et 7.18.b). L'échange de π seul pourrait interpréter ces pentes mais non reproduire la cassure observée vers $0,25 \text{ GeV}^2$. Par ailleurs, comme on le voit nettement sur les figs. 7.18.c à 7.18.e pour la tranche de masse supérieure, cette cassure n'existe pas vers l'avant ($\cos\theta_p > 0,3$) et est surtout marquée dans la région centrale ($-0,7 < \cos\theta_p < 0,3$). Il est tentant d'expliquer ce dernier phénomène par une interférence destructive entre les 2 amplitudes A_π et A_N (cette interférence n'existe pas vers l'avant où A_N ne contribue pas ou peu comme nous avons vu). Malheureusement pour vérifier quantitativement cette hypothèse il faudrait connaître la phase exacte de l'amplitude A_N ce qui n'est pas le cas et pouvoir déterminer l'influence de la contribution résonnante.

D'autres hypothèses sont possibles. En introduisant l'absorption dans ce modèle ci-dessus, Berger [90] explique beaucoup mieux la corrélation pente-masse et la structure de la section efficace différentielle par une retombée de l'amplitude à faible t engendrée par l'absorption à faible masse.

b - Modèle de Humble [87] .

Ce modèle propose une description de voie s de la dissociation diffractive avec une représentation en paramètre d'impact de l'amplitude de diffusion. Nous allons d'abord décrire la paramétrisation du modèle, puis l'ajustement avec nos données avant de conclure sur les conséquences de cet ajustement.

Ecrivons d'abord l'amplitude d'hélicité dans la voie s pour le processus $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ comme la somme sur tous les états possibles de moment angulaire $|j, m\rangle$ du système π^-p : (*)

$$F_{\lambda\mu} = \sum_j \sum_m \sqrt{2j+1} d_m^j(\theta_p^s) e^{-im\varphi_p^s} t_{\lambda\mu}^j(s, t', M) \quad (7.17)$$

λ, μ : hélicité du n initial et du p final

$t' \equiv t_{KK}^1$

θ_p^s, φ_p^s : angles du proton dans le système d'hélicité de la voie s

M : masse du système π^-p

Si on prend le carré de l'amplitude $F_{\lambda\mu}$, si on somme sur toutes les valeurs possibles de j et si on intègre sur θ_p^s et φ_p^s , on obtient la section efficace différentielle en fonction des amplitudes d'hélicité $T_n(s, t', M)$ du processus quasi 2 corps $K^+n \rightarrow K^+(\pi^-p)$. $n = |\lambda - \mu|$ est le changement d'hélicité et la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \frac{1}{s^2} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \left| T_n(s, t', M) \right|^2 \quad (7.18)$$

L'hélicité n du système $p\pi^-$ est limitée par le spin j ($|m| \leq j$) de sorte que n a également une borne supérieure ($n \leq j + \frac{1}{2}$). Lorsque la masse M est faible, le spin j reste faible et peu de valeurs de n contribuent à la section efficace différentielle, disons $n = 0, 1, 2, 3$ pour $M < 1,85$ GeV.

L'hypothèse de base du modèle est ici que la seule dépendance en M dans $T_n(s, t', M)$ vient d'un facteur d'échelle multiplicatif qui détermine la dimension de chaque amplitude d'hélicité. La seconde hypothèse est que chaque amplitude d'hélicité est décrite par la même représentation universelle en paramètre d'impact.

(*) Cette formulation est analogue à celle de la relation (7-5)

Explicitons, en transformant T_n dans l'espace b où b représente le paramètre d'impact :

$$H_n(s, M, b) = \int_0^\infty T_n(s, t', M) \cdot J_n(b \sqrt{t'}) dt' \quad (7.19)$$

Les hypothèses s'écrivent alors :

$$H_n(s, M, b) = h_n(M) \cdot H(s, b) \quad (7.20)$$

Si on suppose que l'interaction, périphérique, a lieu à $b = b_0$, $H(s, b) = \delta(b - b_0)$ et l'inversion de (7.19) donne

$$T_n = h_n \cdot J_n(b_0 \sqrt{t'})$$

Si on suppose que l'interaction se localise avec une distribution gaussienne autour de $b = b_0$, on a :

$$T_n = h_n \cdot J_n(b_0 \sqrt{t'}) e^{-at'} \quad (7.21)$$

où $2\sqrt{a}$ donne la largeur approximative de la gaussienne.

On remarque qu'un tel profil en paramètre d'impact prédit une dépendance en t' très différente pour chaque amplitude d'hélicité, correspondant à la structure des fonctions de Bessel. Lorsque M est faible, peu d'amplitudes contribuent et l'amplitude $n = 0$ domine. On doit donc s'attendre à ce que cette dominance se reflète sur $\frac{d\sigma}{dt'}$, par une grande dépendance en t' près de $t' = 0$ associée à un dip ou une cassure correspondant au premier zéro de J_0 . La cassure observée expérimentalement a lieu vers $0,2 - 0,3 \text{ GeV}^2$ suggérant une valeur de b_0 proche de 1 fermi. Lorsque M augmente les autres amplitudes d'hélicité $n = 1, 2, \dots$ ont des contributions croissantes dont la somme produit un $\frac{d\sigma}{dt'}$ sans structure marquée.

Avant de vérifier si ces prédictions qualitatives satisfont correctement nos données, il est nécessaire de paramétrer en fonction de M les quantités $h_n(M)$ qui contrôlent la force de chaque amplitude. Nous reprenons ici la paramétrisation de Humble :

$$h_n(M) = 0 \text{ si } M \leq M_R^n - \Delta^n$$

$$h_n(M) = \frac{f_n}{(M^2)^\gamma} \text{ si } M \geq M_R^n \quad (7.22)$$

où M_R^n et Δ^n sont la masse et la largeur de la résonance de la série naturelle qui satisfait la règle de Gribov - Morrison, de spin $n-\frac{1}{2}$ (*). $h_n(M)$ varie linéairement entre $M_R^n - \Delta^n$ et M_R^n . Cette paramétrisation incorpore l'hypothèse de base : quand M augmente les amplitudes avec n plus grand deviennent plus importantes. Enfin, pour éviter un zéro brutal de l'amplitude avec J_0 pour $M < M_R^1 - \Delta^1 = 1,29 \text{ GeV}$ on ajoute un terme de fond

$$T_F = \frac{g}{(M^2)^\delta} e^{\beta t'} \quad (7.23)$$

dans l'expression (7.18).

Les données à 8,25 et 12 GeV/c ont été ajustées séparément avec le modèle. A chaque énergie les sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt}$ dans les 3 intervalles de masse précédemment définis [1 - 1.3, 1.3 - 1.5, 1.5 - 1.75] ont été ajustées simultanément à l'expression (7.18). Pour avoir un meilleur ajustement on inclut aussi comme paramètre la position de M_R^1 . Les valeurs des paramètres ajustés se trouvent dans la table 7.7 et les courbes correspondantes ont été tracées sur la figure 7.2.

(*)	$M_R^1 = 1,470$	$\Delta^1 = 0,180$	(P11)
	$M_R^2 = 1,520$	$\Delta^2 = 0,120$	(D13)
	$M_R^3 = 1,688$	$\Delta^3 = 0,120$	(F15)

Le modèle donne une bonne interprétation des données. Les valeurs des paramètres sont en général très comparables à celles obtenues par Humble pour $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ [87]. Seul b_0 est un peu plus faible que celui ajusté par Humble, ce qui correspond à une cassure à un t' un peu plus grand, ce qu'on observe. Une autre caractéristique est que le terme de fond contribue plus que dans le modèle original puisque δ est bien plus petit, principalement à 12 GeV/c. Mais la contribution intégrée de ce terme de fond reste faible dans les 3 intervalles de masse.

Ce modèle fait malheureusement intervenir un assez grand nombre de paramètres ce qui lui permet de s'adapter assez facilement aux données expérimentales. Il a néanmoins le mérite d'être assez simple et de reproduire correctement la corrélation pente-masse et la structure de la section efficace différentielle.

8 - Conservation de l'hélicité ?

La conservation de l'hélicité dans le système d'hélicité de la voie s ou dans celui de la voie t a été suggérée dans la dissociation diffractive [91]. L'ajustement du modèle de Humble avec nos données donne des contributions non négligeables de T_1, T_2, T_3 et suggère donc que la conservation de l'hélicité dans la voie s soit violée dans la réaction (1) aux énergies considérées. On peut le vérifier expérimentalement. En effet, la conservation de l'hélicité dans la voie s implique l'isotropie de l'angle azimutal φ_p^s autour de la direction du K^+ final [80, 92]. Nous venons précédemment (fig. 7.14) d'observer la forte anisotropie de φ_p^s pour l'ensemble de la bosse. Il est intéressant de regarder plus en détail. Sur la figure 7.17 nous avons représenté la distribution de φ_p^s à 8,25 et 12 GeV/c, dans différents intervalles de masse de la bosse et pour $t' < 0,2$ ou $t' > 0,2$ GeV². La très forte anisotropie de φ qui est piqué vers $\varphi_p^s = \pi$ montre que la conservation de l'hélicité dans la voie s est largement violée. Il existe un test analogue pour la conservation de l'hélicité dans la voie t, avec l'isotropie de l'angle azimutal φ_p autour de la direction du

neutron incident. La figure 7.17 montre la distribution de φ_p dans les mêmes intervalles $\Delta M. \Delta t'$ que précédemment. L'anisotropie de φ_p est moins forte que celle de φ_p^S mais montre néanmoins la non - conservation de l'hélicité dans la voie t. Une analyse récente de $\pi^+p \rightarrow \pi^+(\pi N)$ à 16 GeV/c arrive à la même conclusion [93] , sauf peut-être une conservation approchée de l'hélicité dans la voie t entre 1,6 et 1,8 GeV. On peut donc considérer comme acquis la non - conservation de l'hélicité dans la voie s et à un degré moindre dans la voie t pour la production diffractive de systèmes $N\pi$, ce qui diffère notablement de la diffusion élastique ou de la production diffractive de systèmes $K\pi\pi$ ou $\pi\pi\pi$.

Chapitre 8

Conclusion

Un ensemble de données sur la production d'un π dans l'interaction K^+n à 8,25 GeV/c nous a permis d'approfondir la compréhension des systèmes à 2 corps $K\pi$ ou $N\pi$. L'essentiel des résultats concerne la réaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ pour laquelle des données à 4,6 et 12 GeV/c étaient également disponibles.

Le système $K^+\pi^-$ est dominé par la production du K_{892}^{*0} et du K_{1420}^{*0} . Le K_{892}^{*0} est produit de manière périphérique avec une pente de l'ordre de 10 GeV^{-2} . Sa section efficace de production décroît avec l'énergie en $p_{\text{lab}}^{-2,35}$, compatible avec la dominance de l'échange de π . La distribution angulaire de désintégration du K^+ , $W(\cos \theta_K)$, est asymétrique et oblige à considérer l'interférence de l'onde P dominante avec un fond d'onde S. La combinaison adéquate des éléments de matrice densité permet de séparer les contributions d'échange de parité naturelle ou non naturelle. Cette dernière domine très largement (plus de 80% à 8,25 GeV/c), surtout à faible transfert ($|t| < 0,3 \text{ GeV}^2$). La section efficace différentielle et les éléments de matrice densité sont correctement interprétés par un modèle d'échange de π avec de fortes coupures absorptives, dans le domaine d'énergie considéré.

Le K_{1420}^{*0} est produit de façon encore plus périphérique que le K_{892}^{*0} avec une pente de l'ordre de 14 GeV^{-2} . La distribution angulaire est compatible avec la dominance d'un spin 2 mais dans l'hypothèse d'un spin 2 pur les éléments de matrice densité ne respectent pas la positivité. Par ailleurs la distribution angulaire $W(\cos \theta_K)$ varie fortement selon que l'on se trouve dans la partie gauche ou droite de la résonance. Tout ceci, lié à l'épaule observé sur la gauche du K^* dans la distribution de masse effective montre la nécessité de ne pas considérer une onde D pure pour interpréter cette région de masse.

Une analyse en ondes partielles du système $K^+\pi^-$ est faite en tenant compte des ondes S P D non seulement dans la région du K_{1420}^* mais pour la région de masse $K\pi$ inférieure à 1,6 GeV. Compte tenu des hypothèses qu'il est nécessaire de faire les principaux résultats sont les suivants :

- contribution de l'échange de parité naturelle inférieure à 10 % .
- production du K_{892}^* dans l'état $|J^P \ m \ \eta \rangle = |1^- \ 0-\rangle$ avec un peu de $1^-1-\left(\frac{1^-1-}{1^-0-} \sim 20 \%\right)$. La contribution de l'onde S 0^+0- (environ 18 % des événements entre 0,85 et 0,95 GeV) varie lentement dans la région autour de 0,9 GeV et ne présente pas le pic observé dans les précédentes analyses. Ceci est dû à l'introduction dans notre ajustement d'une contribution d'échange de parité naturelle 1^-1+ .
- production du K_{1420}^* dans l'état 2^+0- avec un peu de $2^+1-\left(\frac{2^+1-}{2^+0-} \sim 30 \%\right)$ et très peu d'échange de parité naturelle 2^+1+ (<5 % des événements). L'onde S représente environ 40 % des événements dans cette région de masse.
- l'onde S présente un fond lisse centré vers 1250 MeV. Au-dessus de ce fond interprété par certains auteurs comme une résonance large ($\Gamma > 300$ MeV) se superpose vers 1350 MeV un pic assez étroit observé à 8,25 et 12 GeV/c auquel d'autres auteurs ont également donné une signification résonnante. Nos résultats sont compatibles avec ces 2 possibilités. En ce qui concerne le pic étroit, seule une expérience sur cible polarisée pourrait résoudre l'ambiguïté intrinsèque qui existe dans l'ajustement entre l'onde P et l'interférence SD.

Pour $M(K^+\pi^-) > 1,6$ GeV nous avons mis en évidence à 8,25 GeV/c le même effet observé par Lissauer à 12 GeV/c : un pic vers 1850 MeV qui correspond probablement au K_{1780}^* . Le mode de désintégration $K^0\pi^+\pi^-$ de ce K_{1780}^* n'est pas observé dans la réaction $K^+n \rightarrow K^0\pi^+\pi^-p$.

Le K_{892}^{*+} produit sans échange de charge dans la réaction $K^+n \rightarrow K^0\pi^+n$ est dominé par l'échange de parité naturelle (75 % à 8,25 GeV/c)

La principale caractéristique du système $p\pi^-$ produit sans échange de charge dans la réaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ est la présence au seuil d'une bosse importante de largeur environ 600 MeV. Les propriétés de cette bosse sont les suivantes :

- production périphérique à faible transfert.
- décroissance rapide de la pente de production avec la masse effective $p\pi^-$ appelée corrélation pente-masse : la pente passe de 10 GeV^{-2} à 3 GeV^{-2} lorsque la masse croît de 1,1 à 1,8 GeV à 8,25 GeV/c.
- cassure dans la distribution en t' de la section efficace différentielle observée vers $t' \sim 0,25 \text{ GeV}^2$ pour $M(p\pi^-) < 1,5 \text{ GeV}$.
- faible diminution de la section efficace lorsque l'énergie augmente. Elle est environ $200 \mu\text{b}$ à 12 GeV/c.
- elle est produite dans 75 % des cas dans un état d'isospin $I = \frac{1}{2}$ avec échange $I = 0$.

Ces propriétés jointes à des observations analogues dans la dissociation $N \rightarrow N\pi$ observée aux énergies de FNAL ou des ISR conduisent à une interprétation à dominance diffractive.

Nous avons également observé à l'intérieur de cette bosse des résonances N^* ou Δ mais leur contribution, faible, est difficile à estimer. La principale évidence concerne le signal observé à grand transfert ($t' > 0,3 \text{ GeV}^2$) dans la région 1650 - 1700 MeV, probablement lié au N_{1688}^* . Il y a une indication de la présence de Δ sauf à 12 GeV/c. A 8,25 GeV/c un signal est également observé vers 1450 - 1500 MeV.

L'interprétation diffractive est clairement confirmée par le bon accord des données expérimentales avec un modèle de Deck reggeisé. Le graphe dominant est décrit par un échange de π au vertex du baryon et un échange de Poméron qui représente la diffusion élastique $K\pi$ au vertex du K. Ce modèle reproduit globalement l'essentiel des distributions expérimentales. La principale lacune réside dans la difficulté d'interpréter complètement la section efficace différentielle de production de la bosse : la cassure n'est pas reproduite et la corrélation pente-masse n'est reproduite que qualitativement. D'où la nécessité de recourir à une explication

plus complète qui fait intervenir un second graphe où l'échange de π est remplacé par un échange de nucléon. Nos données montrent que ce graphe pourrait contribuer à environ 30 % de l'ensemble de la bosse.

Nous avons également envisagé une autre approche qui décrit la dissociation diffractive non pas en termes d'échange mais avec une représentation en paramètre d'impact de l'amplitude de diffusion (approche de voie s). Ce modèle reproduit correctement la section efficace différentielle dans toutes ses structures mais est beaucoup moins riche que les modèles d'échange pour une interprétation globale du phénomène.

Finalement nous avons montré la non conservation de l'hélicité dans la voie s et à un degré moindre dans la voie t pour l'ensemble de la bosse diffractive.

Pour conclure il est permis de s'interroger sur les suites à donner à une expérience de ce genre à une époque où les charmes de la nature mobilisent toutes les énergies. 2 problèmes importants soulevés dans cet exposé n'ont pu recevoir de réponse définitive dans le cadre de nos données. En ce qui concerne l'onde S dans le système $K\pi$ une expérience de très haute statistique en cours à SLAC devrait préciser son comportement de façon plus nette que nous n'avons pu le faire grâce à une analyse dans des intervalles de masse et de transfert plus faibles. Le second problème concerne la dissociation diffractive du nucléon en $N\pi$. La comparaison des données ISR ou FNAL aux données provenant du PS devrait conduire à une interprétation basée sur le mécanisme de Deck avec échange de π ou de nucléon mais la contribution des résonances diffractives n'est pas clarifiée. De plus aucune analyse complète en spin parité de la bosse diffractive n'existe et nous avons vu les difficultés d'une telle analyse.

Appendice A : Distribution angulaire de désintégration
et éléments de matrice densité.

La désintégration d'une particule ou d'un système instables donne des informations sur son spin. En général cette particule n'est pas un pur état de spin mais un mélange de différents états de projection de spin. Cette situation est analysée à l'aide du formalisme de la matrice densité [94]. Nous rappelons dans cet appendice le traitement de la désintégration d'un système ($K\pi$) ou d'une particule (K^*) en 2 particules de spin 0 (K et π).

1. Le système $K\pi$ a un spin J .

La désintégration est définie dans le système au repos $K\pi$ par un angle polaire θ et un angle azimutal φ (voir appendice B.) La relation entre la distribution angulaire de désintégration et les éléments de matrice densité peut s'écrire :

$$(A-1) \quad W(\theta, \varphi) = \sum_{mm'} (Y_J^m) \rho_{mm'} (Y_J^{m'})^*$$

où m et m' sont les projections du spin et les fonctions Y_J^m les harmoniques sphériques. Les propriétés usuelles de la matrice densité proviennent de l'hermiticité, la positivité et la conservation de la parité dans le cas où l'axe de quantification est dans le plan de production. Résumons les :

$$\rho_{m'm} = (\rho_{mm'})^*$$

$$(A-2) \quad |\rho_{mm'}|^2 \leq \rho_{mm} \cdot \rho_{m'm'}$$

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'}$$

La parité étant conservée, la contribution des parties imaginaires des ρ_{mm} , à l'expression de $W(\theta, \varphi)$ s'annule. Dans la suite, toute référence non explicitée à un élément de matrice densité concernera uniquement sa partie réelle.

Compte tenu des propriétés (A-2) on peut développer la distribution angulaire (A-1) dans le cas où le spin J vaut 1 ou 2. On obtient respectivement :

$$(A-3) \quad W(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} (\rho_{00} \cos^2 \theta + \rho_{11} \sin^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\varphi - \sqrt{2} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \varphi)$$

Il y a 3 éléments de matrice densité indépendants car la trace de matrice $\rho_{00} + 2 \rho_{11}$ vaut 1.

$$(A-4) \quad W(\theta, \varphi) = \frac{15}{16\pi} [3 \rho_{00} (\cos^2 \theta - \frac{1}{3})^2 + 4 \rho_{11} \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \rho_{22} \sin^4 \theta - 2 \cos \varphi \sin 2\theta (\rho_{21} \sin^2 \theta + \sqrt{6} \rho_{10} (\cos^2 \theta - \frac{1}{3})) - 2 \cos 2\varphi \sin^2 \theta (\rho_{1-1} \cos^2 \theta - \sqrt{6} \rho_{20} (\cos^2 \theta - \frac{1}{3})) + 2 \rho_{2-1} \cos 3\varphi \sin 2\theta \sin^2 \theta + \rho_{2-2} \cos 4\varphi \sin^4 \theta]$$

Il y a cette fois 8 éléments de matrice densité indépendants compte tenu de l'équation de trace $\rho_{00} + 2 \rho_{11} + 2 \rho_{22} = 1$.

On peut alors calculer les éléments de matrice densité par la méthode du maximum de vraisemblance, en maximisant $W(\theta, \varphi)$ pour l'ensemble des événements dans un intervalle donné ΔM . Δt de masse effective du système qui se désintègre et de carré du transfert.

On peut aussi utiliser la méthode des moments. En effet, la distribution angulaire peut toujours se développer sur une base d'harmoniques sphériques :

$$(A-5) \quad W(\theta, \varphi) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} \cdot Y_{\ell}^m$$

où la valeur maximum de ℓ dans ce développement est égale à 2 fois le moment angulaire maximum J_{\max} du système à 2 particules. Si on développe (A-1) en une somme d'harmoniques sphériques et si on compare les coefficients du développement à ceux de (A-5) on a un ensemble de relations entre les $a_{\ell m}$ et les éléments de matrice densité. On a en particulier pour un spin $J=1$

$$\begin{aligned} \rho_{00} &= \frac{1}{3} + \frac{\sqrt{20\pi}}{3} a_{20} \\ (A-6) \quad \rho_{1-1} &= - \sqrt{\frac{10\pi}{3}} a_{22} \\ \rho_{10} &= \sqrt{\frac{5\pi}{3}} a_{21} \end{aligned}$$

et pour un spin $J=2$:

$$\begin{aligned} \rho_{22} &= \frac{1}{5} - \sqrt{4\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{5}} a_{20} - \frac{1}{10} a_{40} \right) & \rho_{11} &= \frac{1}{5} + \sqrt{4\pi} \left(\frac{1}{2\sqrt{5}} a_{20} - \frac{4}{10} a_{40} \right) \\ \rho_{21} &= \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left(\sqrt{6} a_{21} - a_{41} \right) & \rho_{10} &= \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left(a_{21} + \sqrt{6} a_{41} \right) \\ (A-7) \quad \rho_{20} &= \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left(\sqrt{3} a_{42} - 2 a_{22} \right) & \rho_{1-1} &= - \sqrt{\frac{2\pi}{5}} \left(2 a_{42} + \sqrt{3} a_{22} \right) \\ \rho_{2-1} &= - \sqrt{\frac{7\pi}{5}} a_{43} & \rho_{2-2} &= \sqrt{\frac{14\pi}{5}} a_{44} \end{aligned}$$

Pour déterminer les $a_{\ell m}$ expérimentalement, on tient compte des propriétés d'orthogonalité des Y_{ℓ}^m :

$$(A-8) \quad a_{\ell m} = \int w(\theta, \varphi) Y_{\ell}^{m*} d\cos\theta d\varphi$$

Pour un échantillon de n événements correspondant à un intervalle ΔM . Δt donné, on peut écrire :

$$(A-9) \quad a_{\ell m} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Y_{\ell}^{m*}(\theta_i, \varphi_i) = \langle Y_{\ell}^{m*} \rangle$$

Les $a_{\ell m}$ ou $\langle Y_{\ell}^m \rangle$ s'appellent les moments de la distribution angulaire.

2. Le système $K\pi$ est un mélange de spins J et J' .

On introduit les éléments de matrice densité généralisés $\rho_{mm'}^{JJ'}$ et la distribution angulaire prend la forme :

$$(A-10) \quad W(\theta, \varphi) = \sum_{\substack{JJ' \\ mm'}} (Y_J^m) \rho_{mm'}^{JJ'} (Y_{J'}^{m'})^*$$

Les éléments ρ avec $J \neq J'$ décrivent l'interférence dans la production des états $|Jm\rangle$ et $|J'm'\rangle$ et ρ_{mm}^{JJ} est la probabilité de production de l'état $|Jm\rangle$. Les propriétés des éléments de matrice densité généralisés sont analogues aux propriétés (A-2) :

$$\rho_{mm'}^{JJ'} = (\rho_{m'm}^{J'J})^*$$

$$(A-11) \quad |\rho_{mm'}^{JJ'}|^2 \leq \rho_{mm}^{JJ} \rho_{m'm'}^{J'J'}$$

$$\rho_{mm'}^{JJ'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'}^{JJ'}$$

On peut là encore utiliser la méthode du maximum de vraisemblance pour déterminer les $\rho_{mm'}^{JJ'}$, mais nous allons voir qu'il y a des précautions à prendre.

On peut aussi utiliser la méthode des moments, en comparant (A-10) et (A-5). Si on limite le développement de (A-10) à J ou $J' = 2$ cela correspond à un mélange des spins 0,1,2 [*]. On obtient alors 15 relations entre les $a_{\ell m}$ et les 27 $\rho_{mm'}^{JJ'}$ indépendants. Ces relations se trouvent dans la référence [95]. La détermination des ρ n'est donc pas unique et il faut alors faire certaines hypothèses pour déterminer la matrice densité. Nous allons considérer successivement le cas où on a un mélange des spins 0 et 1 et celui où les 3 spins 0,1,2 sont présents.

* On associe aux spins 0,1,2 la notation spectroscopique habituelle d'ondes S,P,D respectivement.

a) J = 0,1

Le développement de la distribution angulaire (A-10) prend la forme :

$$(A-12) \quad w(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \left[1 + (\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11}) (3 \cos^2 \theta - 1) - 3 \rho_{1-1}^{11} \sin^2 \theta \cos 2\varphi - 3 \sqrt{2} \rho_{10}^{11} \sin 2\theta \cos \varphi + 2 \sqrt{3} \rho_{00}^{10} \cos \theta - 2 \sqrt{6} \rho_{10}^{10} \sin \theta \cos \varphi \right]$$

(Les indices supérieurs sont parfois supprimés et on écrit aussi ρ_{0s} et ρ_{1s} à la place de ρ_{00}^{10} et ρ_{10}^{10})

Les relations entre les moments et les $\rho_{mm}^{JJ'}$ s'écrivent :

$$a_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (2 \rho_{11}^{11} + \rho_{00}^{11} + \rho_{00}^{00}) \text{ condition de trace}$$

$$a_{10} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} 2 \rho_{00}^{10}$$

$$(A-13) \quad a_{11} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} 2 \rho_{10}^{10}$$

$$a_{20} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{4}{5}} (\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11})$$

$$a_{21} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{12}{5}} \rho_{10}^{11}$$

$$a_{22} = -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{6}{5}} \rho_{1-1}^{11}$$

Il y a 6 relations pour 7 $\rho_{mm}^{JJ'}$ indépendants. On ne peut déterminer séparément ρ_{00}^{11} et ρ_{11}^{11} pour l'onde P, mais seulement leur différence. (De même on ne peut atteindre ρ_{00}^{00}).

Cette ambiguïté se retrouve bien évidemment dans l'expression (A-12) qui est utilisée dans le calcul des éléments de matrice densité par la méthode du maximum de vraisemblance.

b) J = 0, 1, 2

Nous avons vu qu'il y avait 15 moments pour 27 $\rho_{mm'}^{JJ'}$ indépendants. Une hypothèse faite couramment consiste à négliger les éléments de matrice sensité avec $m = 2$. On se retrouve avec 12 relations pour 18 $\rho_{mm'}^{JJ'}$:

$$\begin{aligned}
 a_{00} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ 2 \rho_{11}^{22} + \rho_{00}^{22} + 2 \rho_{11}^{11} + \rho_{00}^{11} + \rho_{00}^{00} \right\} && \text{condition de trace} \\
 a_{10} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ 4 \sqrt{\frac{3}{5}} \rho_{11}^{21} + 4 \sqrt{\frac{1}{5}} \rho_{00}^{21} + 2 \rho_{00}^{10} \right\} \\
 a_{11} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ 2 \sqrt{\frac{3}{5}} \rho_{10}^{21} + 2 \sqrt{\frac{1}{5}} \rho_{0-1}^{21} + 2 \rho_{10}^{10} \right\} \\
 a_{20} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{2}{7} \sqrt{5} \rho_{11}^{22} + \frac{2}{7} \sqrt{5} \rho_{00}^{22} + 2 \rho_{00}^{20} - 2 \sqrt{\frac{1}{3}} \rho_{11}^{11} + 2 \sqrt{\frac{1}{3}} \rho_{00}^{11} \right\} \\
 a_{21} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{2}{7} \sqrt{5} \rho_{10}^{22} + 2 \rho_{10}^{20} + 2 \sqrt{\frac{3}{5}} \rho_{10}^{11} \right\} \\
 \text{(A-14)} \quad a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ -\frac{1}{7} \sqrt{30} \rho_{1-1}^{22} - \sqrt{\frac{6}{5}} \rho_{1-1}^{11} \right\} \\
 a_{30} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ -12 \sqrt{\frac{1}{35}} \rho_{11}^{21} + 6 \sqrt{\frac{3}{35}} \rho_{00}^{21} \right\} \\
 a_{31} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ 4 \sqrt{\frac{6}{35}} \rho_{10}^{21} - 6 \sqrt{\frac{2}{35}} \rho_{0-1}^{21} \right\} \\
 a_{32} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ -2 \sqrt{\frac{6}{7}} \rho_{1-1}^{21} \right\} \\
 a_{40} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ -\frac{8}{7} \rho_{11}^{22} + \frac{6}{7} \rho_{00}^{22} \right\} \\
 a_{41} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{2}{7} \sqrt{30} \rho_{10}^{22} \right\} \\
 a_{42} &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ -\frac{2}{7} \sqrt{10} \rho_{1-1}^{22} \right\}
 \end{aligned}$$

Cette hypothèse est insuffisante. La seconde hypothèse consiste à négliger l'état $|1^{\pm}1\rangle$. On est ramené à un système de 11 relations obtenu à partir de (A-14) en annulant les $\rho_{\pm 1m'}^{1J'}$ ou $\rho_{m \pm 1}^J$. 9 relations seulement sont indépendantes

(a_{22} et a_{42} conduisent au même terme ρ_{1-1}^{22} ; a_{11} et a_{31} conduisent

à ρ_{10}^{21}) pour 11 éléments de matrice densité. Si on essaie de résoudre algébriquement le système obtenu, on obtient quelques termes de façon non ambiguë mais il reste 2 hypothèses à faire :

- fixer ρ_{11}^{22} (pour résoudre a_{40})

- fixer soit ρ_{00}^{20} soit ρ_{00}^{11} (pour résoudre a_{20})

Ces hypothèses sont nécessaires.

Si on veut appliquer la méthode du maximum de vraisemblance, il devient compliqué d'explicitier la distribution angulaire en fonction de $\cos \theta$ et φ . Le plus simple est alors de choisir la formulation (A-10). En développant (A-10) il est cependant nécessaire de faire les mêmes hypothèses sur les $\rho_{mm'}^{JJ'}$ que par la méthode des moments.

Appendice B : Quelques relations cinématiques.

Nous rappelons un certain nombre de relations cinématiques appliquées ici à un état final à 3 corps $K^+n \rightarrow K\pi N$ [85,96]

Les principaux invariants relativistes s'écrivent :

$$(B-1) \quad s = (p_{K^+} + p_n)^2 = (p_K + p_\pi + p_N)^2$$

$$(B-2) \quad s_{\pi N} = (p_\pi + p_N)^2 \equiv M_{\pi N}^2$$

$$(B-3) \quad s_{K\pi} = (p_K + p_\pi)^2 \equiv M_{K\pi}^2$$

$$(B-4) \quad s_{KN} = (p_K + p_N)^2$$

$$(B-5) \quad t_{KK} = (p_K - p_{K^+})^2$$

$$(B-6) \quad t_{nN} = (p_n - p_N)^2$$

$$(B-7) \quad t_{n\pi} = (p_n - p_\pi)^2$$

S'il y a $j = 3$ particules dans l'état final il y a $3j - 4 = 5$ variables indépendantes. Le choix traditionnel de ces variables est $s, s_{\pi N}, s_{K\pi}, t_{KK}, t_{nN}$, et les 2 autres invariants s'expriment en fonction de ce choix :

$$(B-8) \quad t_{n\pi} = t_{KK} - t_{nN} - s_{\pi N} + m_n^2 + m_\pi^2 + m_N^2$$

$$(B-9) \quad s_{KN} = s - s_{K\pi} - s_{\pi N} + m_K^2 + m_\pi^2 + m_N^2$$

Nous allons maintenant définir les différents systèmes d'hélicité et écrire des relations simples entre les invariants et les angles.

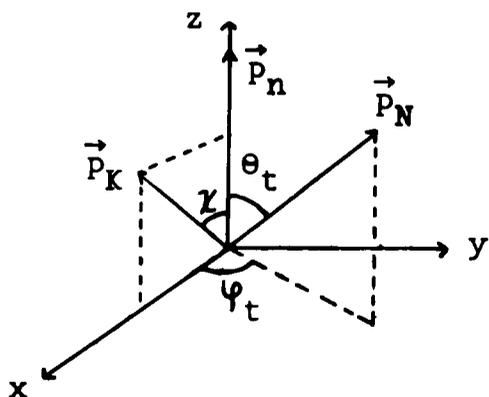
1. Système πN au repos : $\vec{p}_{N\pi} = \vec{p}_N + \vec{p}_\pi = 0$.

Les énergies et impulsions des particules s'expriment simplement en fonction de $s_{\pi N}, t_{KK}$ et des masses :

$$\begin{aligned}
 E_n &= \frac{s_{\pi N} + m_n^2 - t_{KK}}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} & |\vec{p}_n| &= \frac{\sqrt{\lambda(s_{\pi N}, m_n^2, t_{KK})}}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} \\
 E_N &= \frac{s_{\pi N} + m_N^2 - m_\pi^2}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} & |\vec{p}_N| &= \frac{\sqrt{\lambda(s_{\pi N}, m_N^2, m_\pi^2)}}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} \\
 E_K &= \frac{s - m_K^2 - s_{\pi N}}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} & |\vec{p}_K| &= \frac{\sqrt{\lambda(s, m_K^2, s_{\pi N})}}{2 \sqrt{s_{\pi N}}} \\
 E_\pi &= \sqrt{s_{\pi N}} - E_N & |\vec{p}_\pi| &= |\vec{p}_N|
 \end{aligned}$$

avec $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4 y z$

a) système d'hélicité de la voie t.



$$\vec{z} = \vec{p}_n$$

$$\vec{y} = \vec{p}_n \wedge \vec{p}_K$$

θ_t angle polaire

φ_t angle azimutal

Dans ce système les 2 invariants t_{nN} et $s_{K\pi}$ sont remplacés par les 2 angles auxquels ils sont reliés linéairement :

$$\begin{aligned}
 (B-11) \quad t_{nN} &= m_N^2 + m_n^2 - 2 E_N E_n + 2 |\vec{p}_N| \cdot |\vec{p}_n| \cos \theta_t \\
 &= g_1 + g_2 \cos \theta_t
 \end{aligned}$$

où g_1 et g_2 sont fonction de $s_{\pi N}$ et t_{KK} seulement.

$$(B-12) \quad s_{K\pi} = m_K^2 + m_\pi^2 + 2 E_K E_\pi + 2 |\vec{p}_K| \cdot |\vec{p}_\pi| \left\{ \begin{array}{l} \cos \theta_t \cos \chi + \\ \sin \theta_t \sin \chi \cos \varphi_t \end{array} \right\}$$

$$= g_3 + g_4 \cos \theta_t + g_5 \sin \theta_t \cos \varphi_t$$

χ est l'angle entre \vec{p}_n et \vec{p}_K (ou l'angle entre le système d'hélicité t et le système d'hélicité s comme nous verrons) et est défini par :

$$(B-13) \quad \cos \chi = \frac{-t_{nK} - m_n^2 - m_K^2 - 2 E_n E_K}{2 |\vec{p}_n| \cdot |\vec{p}_K|}$$

$$= \frac{-s - t_{KK} + s_{\pi N} + m_p^2 - 2 E_n E_K}{2 |\vec{p}_n| \cdot |\vec{p}_K|}$$

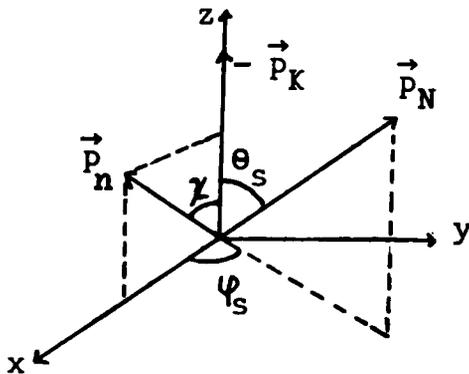
g_3 , g_4 , g_5 ne sont fonction que de s , $s_{\pi N}$, t_{KK} et des masses. On a aussi :

$$(B-14) \quad s_{K\pi} = G_1 (s, s_{\pi N}, t_{KK}, t_{nN}) + G_2 (s, s_{\pi N}, t_{KK}, t_{nN}) \cdot \cos \varphi_t$$

Si nous modifions (B-8) en fonction de (B-11) nous pouvons écrire

$$t_{n\pi} = g_{10} - g_2 \cos \theta_t$$

b) système d'hélicité de la voie s



$$\vec{z} = -\vec{p}_K$$

$$\vec{y} = -\vec{p}_K \wedge \vec{p}_N$$

θ_s angle polaire

φ_s angle azimutal

Dans ce système les 2 invariants t_{nN} et $s_{K\pi}$ sont remplacés par les 2 angles auxquels ils sont reliés de façon simple :

$$(B-15) \quad s_{K\pi} = m_K^2 + m_\pi^2 + 2 E_K E_\pi - 2 |\vec{p}_K| \cdot |\vec{p}_\pi| \cos \theta_s \\ = g_3 - g_6 \cos \theta_s$$

où g_3 et g_6 sont fonction de s et $s_{\pi N}$ seulement. Si s et $s_{\pi N}$ sont fixés (diagramme de Dalitz) la distribution en $\cos \theta_s$ reflète directement toute structure associée à $s_{K\pi}$.

$$(B-16) \quad t_{nN} = m_n^2 + m_N^2 - 2 E_n E_N - 2 |\vec{p}_n| \cdot |\vec{p}_N| \left\{ \begin{array}{l} \cos \theta_s \cos \chi - \\ \sin \theta_s \sin \chi \cos \varphi_s \end{array} \right\} \\ = g_1 - g_7 \cos \theta_s + g_8 \sin \theta_s \cos \varphi_s \\ = G_3 (s, s_{\pi N}, t_{KK}, s_{K\pi}) + G_4 (s, s_{\pi N}, t_{KK}, s_{K\pi}) \cdot \cos \varphi_s$$

Si nous modifions (B-8) en fonction de (B-16), nous pouvons écrire

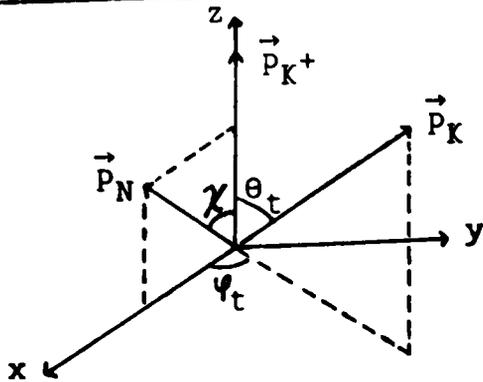
$$t_{n\pi} = g_9 + g_7 \cos \theta_s - g_8 \sin \theta_s \cos \varphi_s$$

2. Système $K\pi$ au repos : $\vec{p}_{K\pi} = \vec{p}_K + \vec{p}_\pi = 0$.

Les formules sont analogues. Les énergies et impulsions des particules s'expriment simplement en fonction de $s_{K\pi}$, t_{np} et des masses :

$$(B-17) \quad E_{K^+} = \frac{s_{K\pi} + m_K^2 - t_{nN}}{2 \sqrt{s_{K\pi}}} \quad |\vec{p}_{K^+}| = \frac{\sqrt{\lambda(s_{K\pi}, m_K^2, t_{nN})}}{2 \sqrt{s_{K\pi}}} \\ E_K = \frac{s_{K\pi} + m_K^2 - m_\pi^2}{2 \sqrt{s_{K\pi}}} \quad |\vec{p}_K| = \frac{\sqrt{\lambda(s_{K\pi}, m_K^2, m_\pi^2)}}{2 \sqrt{s_{K\pi}}} \\ E_\pi = \sqrt{s_{K\pi}} - E_K \quad |\vec{p}_\pi| = |\vec{p}_K| \\ E_N = \frac{s - m_N^2 - s_{K\pi}}{2 \sqrt{s_{K\pi}}} \quad |\vec{p}_N| = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_N^2, s_{K\pi})}}{2 \sqrt{s_{K\pi}}}$$

a) système d'hélicité de la voie t.



$$\vec{z} = \vec{P}_{K^+}$$

$$\vec{y} = \vec{P}_{K^+} \wedge \vec{P}_N$$

(B-18)

$$t_{KK} = m_K^2 + m_K^2 - 2 E_{K^+} E_K + 2 |\vec{P}_{K^+}| |\vec{P}_K| \cos \theta_t$$

$$= h_1(s_{K\pi}, t_{nN}) + h_2(s_{K\pi}, t_{nN}) \cdot \cos \theta_t$$

$$s_{\pi N} = m_\pi^2 + m_N^2 + 2 E_\pi E_N + 2 |\vec{P}_\pi| \cdot |\vec{P}_N| \left\{ \begin{array}{l} \cos \theta_t \cos \chi + \\ \sin \theta_t \sin \chi \cos \psi_t \end{array} \right\}$$

(B-19)

$$= h_3(s, s_{K\pi}) + h_4(s, s_{K\pi}, t_{nN}) \cos \theta_t + h_5(s, s_{K\pi}, t_{nN}) \sin \theta_t \cos \psi_t$$

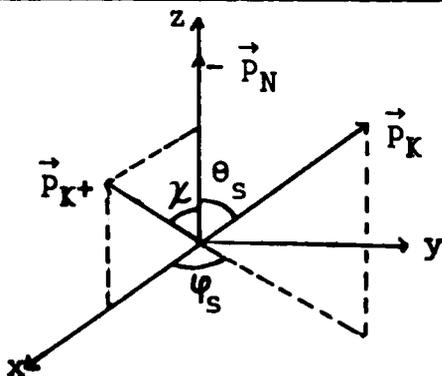
$$= H_1(s, s_{K\pi}, t_{nN}, t_{KK}) + H_2(s, s_{K\pi}, t_{nN}, t_{KK}) \cdot \cos \psi_t$$

$$\text{avec } \cos \chi = \frac{-t_{K^+N} - m_K^2 - m_N^2 - 2 E_{K^+} E_N}{2 |\vec{P}_{K^+}| |\vec{P}_N|}$$

(B-20)

$$= \frac{-s - t_{nN} + s_{K\pi} + m_K^2 - 2 E_{K^+} E_N}{2 |\vec{P}_{K^+}| |\vec{P}_N|}$$

b) système d'hélicité de la voie s



$$\vec{z} = -\vec{P}_N$$

$$\vec{y} = -\vec{P}_N \wedge \vec{P}_{K^+}$$

$$(B-21) \quad s_{\pi N} = m_N^2 + m_\pi^2 + 2 E_N E_\pi + 2 |\vec{p}_N| |\vec{p}_\pi| \cos \theta_s$$

$$= h_3 (s, s_{K\pi}) + h_6 (s, s_{K\pi}) \cdot \cos \theta_s$$

$$t_{KK} = m_K^2 + m_{K^+}^2 - 2 E_K E_{K^+} + 2 |\vec{p}_{K^+}| |\vec{p}_K| \left\{ \begin{array}{l} \cos \theta_s \cos \chi + \\ \sin \theta_s \sin \chi \cos \varphi_t \end{array} \right\}$$

$$(B-22) \quad = h_1 (s_{K\pi}, t_{nN}) + h_7 (s, s_{K\pi}, t_{nN}) \cos \theta_s +$$

$$h_8 (s, s_{K\pi}, t_{nN}) \sin \theta_s \cos \varphi_s$$

$$= H_3 (s, s_{K\pi}, t_{nN}, s_{\pi N}) + H_4 (s, s_{K\pi}, t_{nN}, s_{\pi N}) \cos \varphi_s$$

La distribution en $\cos \theta_s$ reflète ici la structure de $s_{\pi N}$.

REFERENCES

- [1] P. LAZEYRAS - Faisceau U5 - Cern/DPhII/BEAM 68.9
J. MILKIN - U5 beam user's handbook - Cern/DPhII/BEAM/70.1
- [2] C B H 200 user's handbook -
J.P. BERGE, G. KELLNER - Fiducial measurements on Cern HPD -
Cern/DPhII/200 71.3.
- [3] D. VIGNAUD - Détermination de l'efficacité de dépouillement dans
 K^+d à 8,25 GeV/c - Rapport interne - mai 72.
- [4] S.E. DERENZO et R.H. HILDEBRAND - Nucl. Instr. and
Methods 69 (1969)287.
- [5] W.R. MONINGER - Thèse - Université d'Illinois (1971) - Rapport
COO 1195-217.
- [6] Cern Computer - 6000 series - Program Library
Long write-up X201 (Thresh), X601 (Grind), Y100 (Slice)
- [7] J.R. CAMPBELL, W.T. MORTON, P.J. NEGUS.
Nucl. Instr. and Methods 73 (1969) 93
- [8] C. BOUTHET, D. MANESSE, TRAN HA ANH., D. VIGNAUD - Phypar -
Rapport interne - novembre 71
- [9] A.P. COLLERAINE - Thèse - Princeton PPAD 600 F (1966)
- [10] Voir par exemple : A. FRIDMAN - The deuteron as target in high
energy reactions - Rapport Strasbourg CRN HE 74-4 (1974)
- [11] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical nuclear physics -
chapitre 2 - (John Wiley and sons,1952)

- [12] L. HULTHEN et M. SUGARAWA - The two - nucleon problem -
Handbuch der Physik, vol. 39 - (Springer Verlag, 1957)
- [13] J. NAISSE - Rapports internes LHEB 98 et LHEB 115 - Bruxelles
(1968)
- [14] I.J. Mac GEE - Phys. Rev. 151 (1966) 772
- [15] G.F. CHEW - Phys. Rev. 80 (1950) 196
G.F. CHEW et M.L. GOLDBERGER - Phys. Rev. 87 (1952) 778
- [16] N.W. DEAN - Phys. Rev. D5 (1972) 1661
N.W. DEAN - Phys. Rev. Letters 27 (1971) 276
- [17] G. ALBERI, M.A. GREGORIO, Z.D. THOME - Phys. Letters 45B (1973)
490
- [18] D. METTEL - Thèse - Université de Paris VI (1970)
- [19] A.A. HIRATA - Thèse - UCRL 20248 (1970)
- [20] B.M. SCHWARZCHILD - Thèse - UCRL 17572 (1967)
W. RARITA et B.M. SCHWARZCHILD - Phys. Rev. 162 (1967) 1378
- [21] V.J. STENGER, W.E. SLATER, D.H. STORK, H.K. TICHO, G. GOLDHABER,
S. GOLDHABER - Phys. Rev. 134B (1964) 1111
- [22] R.J. GLAUBER - Phys. Rev. 100 (1955) 242
R.J. GLAUBER - High energy physics and nuclear structure
(North Holland Publishing Company, 1967) p. 311
V. FRANCO et R.J. GLAUBER - Phys. Rev. 142 (1966) 1195
- [23] C. WILKIN - Phys. Rev. Letters 17 (1966) 561
- [24] R.A. RUDIN - Phys. Rev. D2 (1970) 1869

- [25] W. GALBRAITH, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, B. LEONTIC, R.H. PHILLIPS, A.L. READ, R. RUBINSTEIN - Phys. Rev. 138B (1965) 913
- [26] K. BÜCHNER, G. DEHM, W. GEIST, G. GÖBEL, W. WITTEK, G. WOLF, G. CHARRIERE, W. DUNWOODIE, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, A. GRANT, V.P. HENRI, F. MULLER, J. QUINQUARD, Z. SEKERA, P. CORNET, G. De JONGH, P. DUFOUR, F. GRARD, J. MILKIN, S. TAVERNIER, R. WINDMOLDERS - Nucl. Phys. B45 (1972) 333
- [27] G. DEHM, W. GEIST, G. GÖBEL, W. WITTEK, G. WOLF, G. De JONGH, S. TAVERNIER, P. CORNET, P. DUFOUR, F. GRARD, R. WINDMOLDERS, G. CHARRIERE, W. DUNWOODIE, A. GRANT, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, V.P. HENRI, F. MULLER, J. QUINQUARD - Nucl. Phys. B60 (1973) 493
- [28] D. LISSAUER - Thèse - UCRL 20644 (1971)
- [29] G. De JONGH, S. TAVERNIER, P. CORNET, P. DUFOUR, F. GRARD, R. WINDMOLDERS, G. CHARRIERE, W. DUNWOODIE, A. GRANT, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, V.P. HENRI, F. MULLER, J. QUINQUARD, K. BUCHNER, G. DEHM, W. GEIST, G. GÖBEL, N. SCHMITZ, W. WITTEK, G. WOLF - Nucl. Phys. B58 (1973) 110
- [30] D.D. CARMONY, D. CORDS, H.W. CLOPP, A.F. GARFINKEL, R.F. HOLLAND, F.J. LOEFFLER, H.B. MATHIS, L.K. RANGAN, J. ERWIN, R.L. LANDER, D.E. PELLETT, P.M. YAGER, F.T. MEIERE, W.L. YEN - Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1160
- [31] S. TAVERNIER - Thèse - Vrije Universeit Brussel (1973)
- [32] D. LISSAUER, A. FIRESTONE, J. GINESTET, G. GOLDHABER, G.H. TRILLING - Phys. Rev. D6 (1972) 1852
- [33] A. FIRESTONE, G. GOLDHABER, D. LISSAUER - UCRL 20076 (1970)
- [34] A. FIRESTONE, G. GOLDHABER, D. LISSAUER, G.H. TRILLING - Phys. Letters 36B (1971) 513

- [35] A. FIRESTONE, G. GOLDHABER, D. LISSAUER - UCRL 20091 (1970)
- [36] A. FIRESTONE, G. GOLDHABER, D. LISSAUER - *Phys. Rev. Letters* 26 (1971) 1460
- [37] M. AGUILAR - BENITEZ, S.U. CHUNG, R.L. EISNER, S.D. PROTOPODESCU, N.P. SAMIOS, R.D. STRAND - *Phys. Rev. Letters* 30 (1973) 672
M. SPIRO, R. BARLOUTAUD, A. BORG, D. DENEGRI, C. WOHL, K. PALER, C. COMBER, S.N. TOVEY, T.P. SHAH, B. CHAURAND, B. DREVILLON, J.M. GAGO, R.A. SALMERON - *Phys. Letters* 60 B (1976) 389
G.W. BRANDENBURG, R.K. CARNEGIE, R.J. CASHMORE, M. DAVIER, W.M. DUNWOODIE, T.A. LASINSKI, D.W.G.S. LEITH, J.A.J. MATTHEWS, P. WALDEN, S.H. WILLIAMS, F.C. WINKELMANN - *Phys. Letters* 60 B (1976) 478
- [38] L. VAN HOVE - *Nucl. Phys.* B9 (1969) 331
- [39] L. LYONS et N.A. Mac CUBBIN - *Nucl. Phys.* B86 (1975) 15
- [40] Particle Data Group - *Phys. Letters* 50B (1974) 1
- [41] W. De BAERE, J. DEBAISIEUX, E. De WOLF, P. DUFOUR, F. GRARD, P. HERQUET, J. HEUGHEBAERT, P. PEETERS, F. VERBEURE, R. WINDMOLDERS, G. BASSOMPIERRE, G. CHARRIERE, D. DRIJARD, W. DUNWOODIE, A. ESKREYS, A. GRANT, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, D. LINGLIN, F. MULLER, H. MUIRHEAD, J.M. PERREAU, L. PAPE, H. PIOTROWSKA, I. SAITOV, Z. SEKERA, J. TUOMINIEMI - Resonances produced in the $K^0 p \pi^+$ final state by 3 to 8.25 GeV/c K^+ meson - Papier 398 présenté à la 16^e conférence Internationale de Batavia (1972)
- [42] R. BARLOUTAUD, A. BORG, C. LOUEDEC, F. PIERRE, M. SPIRO, R.J. MILLER, J.J. PHELAN, T.P. SHAH, B. CHAURAND, B. DREVILLON, G. LABROSSE, D. LINGLIN, R. SALMERON - *Phys. Letters* 38B (1972) 257

- [43] D. CORDS, D.D. CARMONY, A.F. GARFINKEL, F.J. LOEFFLER, L.K. RANGAN, R.L. LANDER, D.E. PELLETT, P.M. YAGER, F.T. MEIERE, W.L. YEN - Nucl. Phys. B54 (1973) 109
- [44] P. LAUSCHER, G. OTTER, H. WIECZOREK, E. MATTHAUS, H.J. SCHREIBER, V.T. COCCONI, M.J. COUNIHAN, J.D. HANSEN, G. KELLNER, A. KOTANSKI, D.R.O. MORRISON, P. SCHMID, D. SOTIRIOU, J.E. ALLEN, P.J. DORNAN, P.R. THORNTON, D.J. KOCHER, M. MARKYTAN, J. STRAUSS - Nucl. Phys. B86 (1975) 189
- [45] G. BASSOMPIERRE, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, A. GRANT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, U. KUNDT, F. MULLER, J.M. PERREAU, H. PIOTROWSKA, R.L. SEKULIN, J.K. TUOMINIEMI, J.M. CRISPEELS, J. DEBAISIEUX, G. De JONGH, M. DELABAYE, P. DUFOUR, F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, J. NAISSE, S. TAVERNIER, G. THILL, K. BUCHNER, G. DEHM, G. GOEBEL, H. HUPE, T. JOLDERSMA, I.S. MITTRA, W. WITTEK, G. WOLF - Nucl. Phys. B16 (1970) 125
- [46] K. BUCHNER, G. DEHM, G. GOEBEL, H. HUPE, W. WITTEK, G. WOLF, Y. GOLDSCHMIDT - CLERMONT, A. GRANT, V.P. HENRI, B. JONGEJANS, R.L. SEKULIN, J. DEBAISIEUX, G. De JONGH, P. DUFOUR, F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, S. TAVERNIER, G. THILL, R. WINDMOLDERS - Nucl. Phys. B29 (1971) 381
- [47] D. CORDS, D.D. CARMONY, H.W. CLOPP, A.F. GARFINKEL, R.F. HOLLAND, F.J. LOEFFLER, H.B. MATHIS, L.K. RANGAN, J. ERWIN, R.L. LANDER, D.E. PELLETT, P.M. YAGER, F.T. MEIERE, W.L. YEN - Phys. Rev. D4 (1971) 1974
- [48] G.W. BRANDENBURG, R.K. CARNEGIE, R.J. CASHMORE, M. DAVIER, W.M. DUNWOODIE, T.A. LASINSKI, D.W.G.S. LEITH, J.A.J. MATTHEWS, P. WALDEN, S.H. WILLIAMS - Phys. Letters. 59B (1975) 405
- [49] J.P. ADER, M. CAPDEVILLE, G. COHEN - TANNOUDJI, P. SALIN Nuovo Cimento 56A (1968) 952

- [50] G. DEHM, G. GÖBEL, W. WITTEK, G. WOLF
Rapport Munich - MPI - PAE /Exp. E1.39 (1974)
- [51] J.D. KIMEL, E. REYA - Nucl. Phys. B48 (1972) 573
J.D. KIMEL, E. REYA - Nucl. Phys. B47 (1972) 589
- [52] M.J. MATISON, A. BARBARO - GALTIERI, M. ALSTON - GARNJOST,
S.M. FLATTE, J.H. FRIEDMAN, G.R. LYNCH, M.S. RABIN, F.T. SOLMITZ -
Phys. Rev. D9 (1974) 1872
A. FIRESTONE, G. GOLDHABER, D. LISSAUER, G.H. TRILLING -
Phys. Rev. D5 (1972) 2188
R. MERCER, P. ANTICH, A. CALLAHAN, C.Y. CHIEN, B. COX, R. CARSON,
D. DENEGRI, L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN, J. HAYNES,
A. PEVSNER, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS - Nucl. Phys.
B32 (1971) 381
- [53] G.C. FOX, R. ENGELMANN, B. MUSGRAVE, F. SCHWEINGRUBER, H. YUTA,
B. FORMAN, N. GELFAND, H. SCHULZ - Phys. Rev. D4 (1971) 2647
- [54] A. BIALAS et K. ZALEWSKI - Nucl. Phys. B6 (1968) 449 et 465
- [55] Voir V. BARGER - Rapporteur's talk à la 17^e Conférence Interna-
tionale de Londres (1974)
- [56] J. GINESTET, D. MANESSE, TRAN HA ANH, D. VIGNAUD -
Nucl. Phys. B13 (1969) 283
D. VIGNAUD - Thèse 3^e cycle - Orsay (1969)
- [57] M. AGUILAR - BENITEZ, S.U. CHUNG, R.L. EISNER -
Phys. Rev. D6 (1972) 11
- [58] J.D. HANSEN, G.T. JONES, G. OTTER, G. RUDOLPH -
Nucl. Phys. B81 (1974) 403

- [59] W. OCHS - Nuovo Cimento 12A (1972) 724
- [60] M. SPIRO - Thèse - Université Paris-Sud (Orsay) - à paraître
- [61] T. TRIPPE, C.Y. CHIEN, E. MALAMUD, D.J. MELLEMA, P.E. SCHLEIN,
W.E. SLATER, D.H. STORK, H.K. TICHON - Phys. Letters 28B (1968) 203
- [62] H. YUTA, M. DERRICK, R. ENGELMANN, B. MUSGRAVE, F. SCHWEINGRUBER,
B. FORMAN, N. GELFAND, H. SCHULZ - Phys. Rev. Letters 26 (1971)
1502
H. YUTA, R. ENGELMANN, B. MUSGRAVE, B. FORMAN, N. GELFAND,
H. SCHULZ - Nucl. Phys. B52 (1973) 70
- [63] W.L. YEN, F.T. MEIERE, D.D. CARMONY, D. CORDS, A.F. GARFINKEL,
F.J. LOEFFLER, R.L. Mc ILWAIN, L.K. RANGAN, R.L. LANDER,
D.E. PELLETT, P.M. YAGER - Phys. Rev. D9 (1974) 1210
D.D. CARMONY, A.F. GARFINKEL, L.K. RANGAN, W.L. YEN -
Phys. Rev. D11 (1975) 3331
- [64] H. GRAESSLER, G. KRAUS, R. STEINBERG, A. MEYER, H. SCHILLER,
K. BOCKMANN, V.T. COCCONI, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON,
D. SOTIRIOU, M.J. COUNIHAN, P.J. DORNAN, S.J. GOLDSACK,
B. POLLOCK, W. KALLINGER, M. MARKYTAN, G. OTTER -
Nucl. Phys. B47 (1972) 43
- [65] P. ANTICH, A. CALLAHAN, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRİ,
L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN, J. HAYNES, R. MERCER,
A. PEVSNER, L. RESVANIS, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS -
Nucl. Phys. B29 (1971) 305
- [66] J.W. COOPER, A.A. SEIDL, J.C. VANDER VELDE - Nucl. Phys. B79
(1974) 259
- [67] W. OCHS, V. DAVIDSON, A. DZIERBA, A. FIRESTONE, W. FORD, R. GOMEZ,
F. NAGY, C. PECK, C. ROSENFELD, J. BALLAM, J. CARROLL,
G. CHADWICK, D. LINGLIN, F. MARCELJA, K. MOFFEIT, R. ELY,
D. GREYHER, P. ODDONE - Nucl. Phys. B86 (1975) 253

- [68] G. BERLAD, B. HABER, M.F. HODOUS, R.I. HULSIZER, V. KISTIAKOWSKY, A. LEVY, I.A. PLESS, R.A. SINGER, J. WOLFSON, R.K. YAMAMOTO - Phys. Letters 51 B (1974) 187
- [69] K. BOESEBECK, M. DEUTSCHMANN, H. GRÄSSLER, R. HONECKER, G. KRAUS, P. KOSTKA, H. NOWAK, C. SPIERING, J.G. BOSSEN, H. DREVERMANN, C. KANAZIRSKY, W. JOHNSSEN, M. ROST, T. BESLIU, K. BOCKMANN, V.T. COCCONI, P. DUINKER, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON, H. SCHILLER, W.J. SCOTT, J.B. WHITTAKER - Nucl. Phys. B40 (1972) 39
- [70] G. YEKUTIELI, D. YAFFE, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, U. KARSHON, Y. EISENBERG - Nucl. Phys. B40 (1972) 77
- [71] J.V. BEAUPRE, H. GRÄSSLER, P. LAUSCHER, G. OTTER, E. MATTHAEUS, A. MEYER, K. BÖCKMANN, G. FRANZEN, U. IDSCHOK, P. KOBE, E. PROPACH, V.T. COCCONI, G.T. JONES, G. KELLNER, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON, D. SOTIRIOU, N.N. BISWAS, N.M. CASON, V.P. KENNEY, W.D. SHEPHARD, S.J. BARISH, W. SELOVE, H. YUTA - Nucl. Phys. B66 (1973) 93
- [72] M. RIVOAL, N.B. DURUSOY, R. GEORGE, M. GOLDBERG, A.M. TOUCHARD, N. ARMENISE, M.T. FOGLI - MUCIACCIA, A. SILVESTRI - Nucl. Phys. B87 (1975) 61
- [73] T. FERBEL - Study of neutron dissociation at Fermilab energies - Invited talk - Conférence Internationale de Palerme (1975)
- [74] E. NAGY et al. - Collaboration Cern - Hambourg - Orsay - Vienne Papier 489 présenté à la 17^e Conférence Internationale de Londres de Londres (1974)
C. BROLL - Thèse - Université Paris-Sud (Orsay -1976)
- [75] D. VIGNAUD, J. GINESTET, P. CORNET, F. GRARD, K. HENDRICKX, V.P. HENRI, R. WINDMOLDERS, D. BURLAUD, M. SENE, S. TAVERNIER, Nucl. Phys. B 102 (1976) 20

- [76] H.J. LUBATTI et K. MORIYASU - Lettere al Nuovo Cimento 12 (1975) 97
- [77] V.N. GRIBOV - Yad Fiz (USSR) 5 (1967) 197
D.R.O. MORRISON - Phys. Rev. 165 (1968) 1699
- [78] I.M. BLAIR, A.E. TAYLOR, W.S. CHAPMAN, P.I.P. KALMUS, J. LITT, M.C. MILLER, H.J. SHERMAN, A. ASTBURY, D.B. SCOTT, T.G. WALKER - Nuovo Cimento 63 A (1969) 529
- [79] C. FU, J. Mac NAUGHTON, G.H. TRILLING - Nucl. Phys. B28 (1971) 528
- [80] A. BIALAS, J. DABKOWSKI, L. VAN HOVE - Nucl. Phys. B27 (1971) 338
- [81] M. UEHARA - Partial wave amplitudes for low mass $N\pi$ systems - Rapport Kyushu University 75 - HE - 6
- [82] Z. KOBA, R. MOLLERUD, L. VEJE - Nucl. Phys. B26 (1971) 134
- [83] E.L. BERGER - Phys. Rev. 179 (1969) 1567
- [84] F. JAMES - FOWL - Cern Programm Library W 505 (1970)
- [85] E. BYCKLING et K. KAJANTIE - Particle Kinematics - John Wiley and sons (1973)
- [86] H.I. MIETTINEN, P. PIRILÄ - Phys. Letters 40B (1972) 127
- [87] S. HUMBLE - Nucl. Phys. B76 (1974) 137
- [88] E.L. BERGER - Rapport Argonne ANL HEP 75-32 (1975)
- [89] D. DENEGRI - Communication privée
- [90] E.L. BERGER - Rapport Argonne ANL HEP 75-28 (1975)

- [91] Voir par exemple G. OTTER - Acta Physica Polonica B3 (1972) 809
- [92] G. COHEN - TANNOUJJI, J.M. DROUFFE, P. MOUSSA, R. PESCHANSKI - Phys. Letters 33B (1970) 183
- [93] H. GRÄSSLER, H. KIRK, G. OTTER, H. BÖTTCHER, M. WALTER, K. BÖCKMANN, R. HARTMANN, H. PLOTHOW, G. ZOBERNIG, V.T. COCCONI, M.J. COUNIHAN, S. HUMBLE, D.R.O. MORRISON, T. HIROSE, E. LEITNER, J. STIEWE - Nucl. Phys. B95 (1975) 1
- [94] M.G. DONCEL, L. MICHEL, P. MINNAERT - Matrices densité de polarisation - Ecole d'été de Gif/Yvette (1970)
- [95] R.L. SEKULIN - Nucl. Phys. B56 (1973) 227
- [96] E.L. BERGER dans "Three - particle phase shift analysis and meson resonance production" - Daresbury study week-end series n°8 (1975)

Manuscrit reçu le 23 août 1976

Table 2-1

Répartition des événements de Saclay par type

Type	Evénements dépouillés		Evénements mesurables	Efficacité d'un scanning
	total	avec "trace arrêt"		
1B	8892			0,75
1B V°	1279		1213	0,87
2B	18337	5921		0,87
2B V°	3766	1060	1001	0,89
3B	9131		8465	0,91
3B V°	1585		1411	0,91
4B	18836	5532	5111	0,93
4B V°	3168	823	743	0,92
5B	3439			0,93
5B V°	504			0,90
6B	5638	1547		0,94
6B V°	724	183		
7B	493			
7B V°	38			
8B	742	191		
8B V°	63	12		
9B	16			
9B V°	1			
> 10B	49			
Total	76701		17944	

La dénomination V° correspond à 1 ou plusieurs V°

Table 2-2

Réactions ajustées en cinématique

Topologie	Type	Principaux états finaux considérés
<p>1B V°</p> <p>2B V° avec arrêt</p>	2001	$K^0 pp$ ° $K^0 pp\pi^0$ ° $K^0 \pi^+ pn$ ° $K^0 \pi^+ d$ $K^0 \pi^+ d\pi^0$ $\Lambda^0 K^+ pK^0$
<p>3B</p> <p>4B avec arrêt</p>	3010	$K^+ \pi^+ \pi^- pn$ $K^+ \pi^- pp$ ° $K^+ \pi^- pp\pi^0$ $\pi^+ \pi^- ppK^0$ $K^+ \pi^+ \pi^- d$ $K^+ \pi^+ \pi^- d\pi^0$ $\pi^+ \pi^+ \pi^- dK^0$ $K^+ K^+ K^- pn$ $K^+ K^- ppK^0$
<p>3B V°</p> <p>4B V° avec arrêt</p>	3011	$K^0 \pi^+ \pi^- pp$ ° $K^0 \pi^+ \pi^- pp\pi^0$ $K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- pn$ $K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- d$ $K^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- d\pi^0$ $K^0 K^+ K^- pp$ $K^0 K^+ K^- pp\pi^0$

°réactions étudiées dans la suite

Table 2-3

Valeurs moyennes des "pulls"

	$P_{1/p}$		P_{λ}		P_{ψ}	
	x_0	Γ	x_0	Γ	x_0	Γ
incidente	-0,03	0,87	0,07	1,04	0,09	0,89
secondaires	-0,03	0,98	0,08	1,04	-0,08	0,97

Table 4-1

Sections efficaces topologiques

Topologie	n	$\frac{\sigma(2n-1)}{\sigma(2n)}$	σ (mb)
1B + 2B	1	.475	14,57 \pm 0,14
3B + 4B	2	.480	14,17 \pm 0,14
5B + 6B	3	.619	4,47 \pm 0,07
reste			0,60 \pm 0,03

L'erreur est ici uniquement statistique

Table 4-2

Nombre d'événements et section efficace

Réaction	Nombre d'événements	σ (μb)	
		brut	corrigé
(1D) $\text{K}^+\text{d} \rightarrow \text{K}^+\pi^-\text{pp}$	2439		
(2D) $\text{K}^+\text{d} \rightarrow \text{K}^0\pi^0\text{pp}$	438		
(3D) $\text{K}^+\text{d} \rightarrow \text{K}^0\pi^+\text{np}$	448		
(4D) $\text{K}^+\text{d} \rightarrow \text{K}^0\text{pp}$	90		
(5D) $\text{K}^+\text{d} \rightarrow \text{K}^0\pi^+\pi^-\text{pp}$	365		
(1) $\text{K}^+\text{n} \rightarrow \text{K}^+\pi^-\text{p}$	2334	450 ± 30	540 ± 50
(2) $\text{K}^+\text{n} \rightarrow \text{K}^0\pi^0\text{p}$	414	255 ± 40	285 ± 40
(3) $\text{K}^+\text{n} \rightarrow \text{K}^0\pi^+\text{n}$	326	170 ± 35	190 ± 35
(4) $\text{K}^+\text{n} \rightarrow \text{K}^0\text{p}$	87	78 ± 15	89 ± 18
(5) $\text{K}^+\text{n} \rightarrow \text{K}^0\pi^+\pi^-\text{p}$	356	280 ± 40	320 ± 45

[les sections efficaces ne sont pas données pour les réactions (1D) à (5D) car les critères de mesure fournissent un lot incomplet dans la région des grandes impulsions du nucléon spectateur] .

Table 4-3

Données d'autres expériences pour la réaction $K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$.

P_{lab} (GeV/c)	nombre d'événements $P_S < 250$ MeV/c	section efficace μb	références
4,6	5967	1120 ± 60	[26,31]
12	5751	400 ± 20	[28,32-36]
8,25 (notre expérience)	2334	540 ± 50	

Table 5.1

		forme I	forme II	Particle Data Group [40]
* K ₈₉₂	M ₀ (MeV)	900 ± 2	901 ± 2	896,5 ± 0,5
	Γ (MeV)	42 ± 7	48 ± 8	50,6 ± 1,1
	nombre d'événements	305 ± 25	312 ± 30	
	%	13%	13%	
* K ₁₄₂₀	M ₀	1420 ± 7	1417 ± 6	1422 ± 2
	Γ	125 ± 15	136 ± 17	111 ± 6
	nombre d'événements	345 ± 30	374 ± 38	
	%	14,5%	15,5%	

Valeurs des paramètres et nombre d'événements
 pour $K^+n \rightarrow K^{*0}p$ à 8,25 GeV/c.
 $\hookrightarrow K^+\pi^-$

Table 5.2

		K_{892}^{*0}	K_{1420}^{*0}
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	8,25 GeV/c	70 ± 9	80 ± 12
	4,6 GeV/c [26]	279 ± 20	182 ± 15
	12 GeV/c [28]	30 ± 5	20 ± 3
$K^{*0} \rightarrow K\pi$	8,25 GeV/c	106 ± 15	212 ± 32
	4,6 GeV/c [26]	419 ± 30	273 ± 23
	12 GeV/c [28]	45 ± 7	30 ± 5
tous modes	8,25 GeV/c	100 ± 14	202 ± 30
	4,6 GeV/c [26]	419 ± 30	474 ± 53
	12 GeV/c [28]	45 ± 7	54 ± 9
σ_n [26]		$2,35 \pm 0,07$	/

Production de K^{*0} dans $K^+n \rightarrow K^{*0}p$.

Section efficace en μb . Variation avec l'énergie.

Table 5.3

		K_{892}^{*+}	K_{1420}^{*+}
M_0		895 ± 5	1436 ± 8
Γ_0		60 ± 2	60 ± 40
$K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$	8,25 GeV/c	80 ± 15	22 ± 7
	4,6 GeV/c [2d]	245 ± 33	51 ± 21
$K^{*+} \rightarrow K \pi$	3 GeV/c [2d]	760 ± 120	/
	4,6 GeV/c [2d]	368 ± 49	76 ± 31
	8,25 GeV/c	120 ± 23	33 ± 10
n		$1,82 \pm 0,10$	$1,44 \pm 0,90$

Production de K^{*+} dans $K^+ n \rightarrow K^{*+} n$

Résultats de l'ajustement.

Section efficace en μb . Variation avec l'énergie.

Table 6-1

Ajustement de la section efficace différentielle de production des K^* avec une expression Ae^{-bt} .

P_{lab} (GeV/c)	intervalle de t	K_{892}^* ↳ $K^+\pi^-$		K_{1420}^* ↳ $K^+\pi^-$	
		A	b	A	b
8,25	0 - 0,24	$0,49 \pm 0,08$	$10,2 \pm 1,9$	$1,0 \pm 0,10$	$14,2 \pm 1,1$
4,6 [71]	0 - 0,24	$1,96 \pm 0,12$	$9,9 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,1$	$10,8 \pm 0,8$
12 [20]	0,02 - 0,24	$0,26 \pm 0,6$	$9,0 \pm 1,7$	$0,45 \pm 0,09$	$10,5 \pm 1,5$

A est exprimé en mb/GeV^2
b est exprimé en GeV^{-2}

Table 6-2

Eléments de matrice densité du K_{892}^*

	intervalle de t'	$\rho_{00}^{11} - \rho_{11}^{11}$	ρ_{1-1}^{11}	ρ_{10}^{11}	ρ_{10}^{10}	ρ_{00}^{10}	nombre d'événements
t-hélicité	0 - 0,03	0,78 ± 0,12	0,01 ± 0,04	-0,10 ± 0,02	-0,04 ± 0,03	0,13 ± 0,08	52
	0,03 - 0,06	0,61 ± 0,15	-0,10 ± 0,06	-0,14 ± 0,06	-0,06 ± 0,04	0,23 ± 0,07	54
	0,06 - 0,1	0,69 ± 0,12	0,05 ± 0,06	-0,21 ± 0,06	-0,11 ± 0,04	0,13 ± 0,06	46
	0,1 - 0,2	0,47 ± 0,16	-0,07 ± 0,08	-0,14 ± 0,07	-0,05 ± 0,04	0,10 ± 0,08	49
	0,2 - 0,4	0,20 ± 0,16	-0,05 ± 0,08	-0,26 ± 0,05	-0,18 ± 0,04	0,18 ± 0,07	43
	0,4 - 1	0,02 ± 0,16	-0,03 ± 0,10	-0,05 ± 0,08	-0,04 ± 0,06	0,12 ± 0,08	34
	0 - 1	0,45 ± 0,06	-0,05 ± 0,03	-0,17 ± 0,03	-0,07 ± 0,02	0,15 ± 0,03	278
s-hélicité	0 - 0,03	0,86 ± 0,11	0,07 ± 0,10	0,15 ± 0,05	-0,03 ± 0,03	0,19 ± 0,10	52
	0,03 - 0,06	0,61 ± 0,12	-0,10 ± 0,08	0,12 ± 0,07	0,04 ± 0,05	0,23 ± 0,07	54
	0,06 - 0,01	0,51 ± 0,11	-0,06 ± 0,09	0,28 ± 0,06	0,03 ± 0,04	0,20 ± 0,07	46
	0,1 - 0,02	0,32 ± 0,17	-0,12 ± 0,09	0,18 ± 0,06	0,05 ± 0,05	0,10 ± 0,07	49
	0,2 - 0,4	0,31 ± 0,18	0,05 ± 0,08	0,25 ± 0,05	0,09 ± 0,07	0,30 ± 0,07	43
	0,4 - 1	-0,07 ± 0,17	-0,05 ± 0,11	0,05 ± 0,08	0,10 ± 0,06	0,18 ± 0,08	34
	0 - 1	0,50 ± 0,06	-0,04 ± 0,03	0,16 ± 0,03	0,05 ± 0,02	0,16 ± 0,13	278

Table 6-3

Sections efficaces d'échange naturel ou non naturel.

Valeurs ajustées de A et n dans une expression $A p_{\text{lab}}^{-n}$

	A (μb)	n
σ_0	2550 + 100	2,00 \pm 0,03
σ_-	1755 \pm 300	2,30 \pm 0,10
σ_+	500 \pm 90	1,80 \pm 0,15

Table 6-4

Vérification d'une prédiction du modèle des quarks pour $t' < 0,5 \text{ GeV}^2$ à 8 GeV/c. Ce modèle prédit l'égalité entre les termes de la première colonne avec ceux de la dernière colonne.

K_{892}^{*0} (cette expérience)	Δ_{1236}^{++} [56]		
ρ_{00}	0,63 \pm 0,04	0,60 \pm 0,12	$2 \rho_{11} - \frac{2}{3} \rho_{33}$
$\rho_{11} + \rho_{1-1}$	0,13 \pm 0,04	0,15 \pm 0,09	$\frac{4}{3} \rho_{33} + \frac{4}{\sqrt{3}} \rho_{3-1}$
$\rho_{11} - \rho_{1-1}$	0,24 \pm 0,04	0,25 \pm 0,09	$\frac{4}{3} \rho_{33} + \frac{4}{\sqrt{3}} \rho_{3-1}$
Re ρ_{10}	-0,17 \pm 0,03	-0,13 \pm 0,07	$\frac{4}{\sqrt{6}} \rho_{31}$

Table 6-5

Eléments de matrice densité du K_{1420}^*

intervalle de t'	ρ_{00}	ρ_{11}	Re ρ_{21}	Re ρ_{10}	ρ_{1-1}	ρ_{20}	Re ρ_{2-1}	Re ρ_{2-2}
0 - 0,015	0,89 ± 0,10	0,23 ± 0,04	-0,01 ± 0,04	-0,10 ± 0,06	-0,11 ± 0,06	-0,01 ± 0,03	0,04 ± 0,06	-0,04 ± 0,04
0,015 - 0,04	0,65 ± 0,11	0,26 ± 0,04	-0,01 ± 0,04	-0,09 ± 0,05	0,03 ± 0,06	-0,02 ± 0,03	-0,01 ± 0,08	-0,02 ± 0,04
0,04 - 0,08	0,70 ± 0,10	0,29 ± 0,04	-0,11 ± 0,04	-0,20 ± 0,06	-0,04 ± 0,06	0,02 ± 0,03	0,02 ± 0,07	-0,01 ± 0,04
0,08 - 0,15	0,66 ± 0,09	0,23 ± 0,04	-0,03 ± 0,04	-0,19 ± 0,06	-0,07 ± 0,06	-0,04 ± 0,03	0,16 ± 0,09	-0,04 ± 0,04
0,15 - 0,65	0,51 ± 0,09	0,24 ± 0,05	-0,09 ± 0,04	-0,21 ± 0,05	-0,01 ± 0,06	0,06 ± 0,05	-0,05 ± 0,07	0,05 ± 0,05
0 - 0,65	0,68 ± 0,05	0,25 ± 0,02	-0,05 ± 0,02	-0,15 ± 0,03	-0,03 ± 0,03	0 ± 0,02	0,02 ± 0,03	-0,02 ± 0,02

Table 6-6

Eléments de matrice densité du K_{892}^{*+} dans $K^+n \rightarrow K_{892}^{*+} n$
 \downarrow
 $\rightarrow K^0\pi^+$

intervalle de t'	$0 - 0,8 \text{ GeV}^2$
ρ_{00}	$0,23 \pm 0,07$
ρ_{1-1}	$0,37 \pm 0,05$
Re ρ_{10}	$-0,06 \pm 0,03$

Sections efficaces $\sigma_0 \sigma_+ \sigma_-$ du K_{892}^{*+} dans $K^+n \rightarrow K_{892}^{*+} n$
 \downarrow
 $\rightarrow K^0\pi^+$

$\sigma_0 = 15 \pm 6 \mu\text{b}$
$\sigma_- = 1 \pm 6 \mu\text{b}$
$\sigma_+ = 50 \pm 8 \mu\text{b}$

Table 7.1

	intervalle de $ t' $		4,6 GeV/c	8,25 GeV/c	12 GeV/c
$1 < M(p\pi^-) < 1,85$	0 - 0,8	A ₁	2130 ± 125	1200 ± 130 (680 ± 70)	1080 ± 85 (835 ± 115)
		b ₁	8,5 ± 0,5	10,0 ± 1,3 (9,5 ± 1,3)	15,8 ± 1,0 (17,5 ± 2,0)
		A ₂	625 ± 40	410 ± 100 (200 ± 32)	510 ± 40 (455 ± 32)
		b ₂	2,0 ± 0,3	2,6 ± 0,4 (1,8 ± 0,4)	3,2 ± 0,6 (3,1 ± 0,4)
$1 < M(p\pi^-) < 1,3$	0 - 0,24	A	1250 ± 80 (160 ± 30)	650 ± 30 (410 ± 55)	650 ± 45 (570 ± 40)
		b	8,7 ± 0,7(7,1 ± 1,6)	9,9 ± 1,1 (9,6 ± 1,2)	12,9 ± 0,9 (13,0 ± 0,3)
$1,3 < M(p\pi^-) < 1,5$	0 - 0,24	A	880 ± 65 (220 ± 25)	630 ± 60 (375 ± 32)	520 ± 30 (442 ± 30)
		b	6,1 ± 0,6 (6,1 ± 0,6)	8,1 ± 1,3 (7,4 ± 0,9)	7,5 ± 0,6 (7,4 ± 0,6)
$1,5 < M(p\pi^-) < 1,75$	0 - 0,48	A	440 ± 30 (75 ± 12)	256 ± 30 (96 ± 20)	230 ± 18 (150 ± 5)
		b	2,8 ± 0,3(1,5 ± 0,8)	3,2 ± 0,4 (1,8 ± 0,7)	2,8 ± 0,6 (2,2 ± 0,3)

Table 7-2

Spin du système $N\pi$

Ondes possibles J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$		
$\Rightarrow L = J \pm \frac{1}{2}$	0	1	1	2	2
parité $P = (-)^{L+1}$	-	+	+	-	-
ondes possibles J^P	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$
notation L^{2J}	S^1	P^1	P^3	D^3	D^5
série naturelle $\Delta P = (-)^{\Delta J}$ ou $J = L = L - \frac{1}{2}$				$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$
série non naturelle $\Delta P = (-)^{\Delta J+1}$ ou $J = L + \frac{1}{2}$				$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$
naturalité : $(-)^{J-\frac{1}{2}} \cdot P$				$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$

Table 7.3

Nombre d'événements et section efficace pour $M(p\pi^-) < 1,8 \text{ GeV}$

intervalle de t'	$0 < t' < 0,1$		$0 < t' < 0,3$		$0,3 < t' < 1$	
	8,25	12 (*)	8,25	12 (*)	8,25	12 (*)
P_{lab} (GeV/c)						
N_P	185 ± 110	925 ± 260	-	-	-	-
N_D	160 ± 100	685 ± 160	244 ± 140	1147 ± 225	230 ± 120	740 ± 210
N_F	165 ± 80	-	260 ± 80	-	135 ± 75	370 ± 150
σ_P (μb)	40 ± 25	58 ± 18	-	-	-	-
σ_D (μb)	34 ± 21	43 ± 10	52 ± 30	72 ± 14	49 ± 25	70 ± 15
σ_F (μb)	35 ± 17		55 ± 17		29 ± 16	

(*) valeurs de Lissauer et al [47] - erreurs calculées par nous

Table 7-4-1

$$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p \quad (1)$$

$$K^+n \rightarrow K^0\pi^0p \quad (2)$$

$$K^+n \rightarrow K^0\pi^+n \quad (3)$$

$$K^+n \rightarrow K^+\pi^0n \quad (4)$$

$$K^+p \rightarrow K^+\pi^0p \quad (5)$$

$$K^+p \rightarrow K^+\pi^+n \quad (6)$$

$$K^+p \rightarrow K^0\pi^+p \quad (7)$$

Table 7-4-2

Sections efficaces $\sigma_I^{I_E}$ en μb

	$I_E = 1$		$I_E = 0$	total
	$I(\pi N) = 3/2$	$I(\pi N) = 1/2$	$I(\pi N) = 1/2$	
$K^+\pi^-p$	102 ± 30	5 ± 14	321 ± 54	428 ± 50
$K^0\pi^0p$	205 ± 60	10 ± 28		215 ± 40
$K^0\pi^+n$	102 ± 30	21 ± 55		123 ± 35
total	409 ± 65	36 ± 64	321 ± 54	

Table 7.5

Pentes données par le modèle de double échange de Regge en GeV^{-2}

P_{lab} (GeV/c)	intervalle de masse $p\pi^-$ (GeV)	valeurs expérimentales	modèle
8,25	1 - 1,3	8,7 \pm 1,2	8,5
	1,3 - 1,5	6,8 \pm 1,0	5,5
	1,5 - 1,75	1,8 \pm 0,8	3
12	1 - 1,3	13,5 \pm 0,6	9,3
	1,3 - 1,5	8,0 \pm 0,7	6
	1,5 - 1,75	2,0 \pm 0,5	3

Table 7.6

Valeurs des pentes de $\frac{d\sigma}{dt}$, obtenues pour des amplitudes A_π ou A_N en fonction de $\cos\theta_p$ (12 GeV/c)

	$\cos\theta_p$	-1	-0,5	0	0,5	1
	tranche de masse					
A_π	1,2 - 1,3	14	10,5	8,5	7	
	1,3 - 1,5	17	14	7,5	4	
A_N	1,2 - 1,3	5,5	7	8	10	
	1,3 - 1,5	4,5	6,5	9	10,5	

(Il faut associer les valeurs données aux nombres d'événements dans les tranches correspondantes de $\cos\theta$ pour interpréter la section efficace différentielle sans coupure).

Table 7.7

Valeurs des paramètres ajustés avec le modèle de Humble.
 f_0 est normalisé à 1.

	b_0 (GeV)	a (GeV ²)	f_0	f_1	f_2	f_3	σ	β	δ	ϵ	$M_R^{(1)}$ (GeV)	χ^2 /NDL
8,25 GeV/c	3,35 +0,06	2,18 +0,33	1	1,31 +0,25	1,84 +0,56	6,05 +2,93	+0,70 +0,03	0,82 +0,10	+2,64 +0,52	0,31 +0,04	1,364 +0,022	1,18
12 GeV/c	3,90 +0,12	2,41 +0,12	1	1,36 +0,09	1,67 +0,34	6,40 +0,96	+0,77 +0,09	0,83 +0,05	0,40 +0,15	0,17 +0,02	1,362 +0,006	1,51

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 2-1 Distributions des probabilités pour les 5 canaux 1 D à 5D.

Fig. 2-2 Distributions des masses manquantes carrées pour les 5 canaux 1D à 5D.

Fig. 3-1 Distribution de l'impulsion du proton spectateur pour les 5 canaux 1D à 5D. La courbe correspond à la prédiction de la fonction d'onde de Mac Gee.

Fig. 3-2 Distribution du cosinus de l'angle entre le proton spectateur et le faisceau pour les canaux 1D, 4D, 5D.

Fig. 3-3 Distribution de l'énergie dans le système du centre de masse \sqrt{s} pour le canal 1D.

Fig. 4-1 Sections efficaces des réactions 1,2,3,5 en fonction de l'impulsion du K^+ incident.

Fig. 5-1 Diagramme de Dalitz $M^2(N\pi)/M^2(K\pi)$:

- a) Réaction (1) $M^2(p\pi^-) / M^2(K^+\pi^-)$ à 8,25 GeV/c
- b) Réaction (2) $M^2(p\pi^0) / M^2(K^0\pi^0)$ à 8,25 GeV/c
- c) Réaction (3) $M^2(n\pi^+) / M^2(K^0\pi^+)$ à 8,25 GeV/c
- d) Réaction (1) à 4,6 GeV/c.
- e) Réaction (1) à 12 GeV/c

Fig. 5-2 Masses effectives $K\pi$:

- a) $M(K^+\pi^-)$ réaction (1) à 8,25 GeV/c
- b) $M(K^0\pi^0)$ réaction (2) à 8,25 GeV/c
- c) $M(K^0\pi^+)$ réaction (3) à 8,25 GeV/c
- d) $M(K^+\pi^-)$ réaction (1) à 4,6 GeV/c
- e) $M(K^+\pi^-)$ réaction (1) à 12 GeV/c

Fig. 5-3 Masses effectives $N\pi$

- a) $M(p\pi^-)$ réaction (1) à 8,25 GeV/c
- b) $M(p\pi^0)$ réaction (2) à 8,25 GeV/c
- c) $M(n\pi^+)$ réaction (3) à 8,25 GeV/c
- d) $M(p\pi^-)$ réaction (1) à 4,6 GeV/c
- e) $M(p\pi^-)$ réaction (1) à 12 GeV/c

La courbe en tireté pour a) d) e) correspond à $M(K^+\pi^-) > 1,6$ GeV.

Fig. 5-4 Diagrammes de réactions quasi-2-corps.

Fig. 5-5 Diagrammes de Chew-Low $-t(K \rightarrow K\pi) / M^2(K\pi)$ à 8,25 GeV/c

- a) réaction (1) $-t(K^+ \rightarrow K^+\pi^-) / M^2(K^+\pi^-)$
- b) réaction (2) $-t(K^+ \rightarrow K^0\pi^0) / M^2(K^0\pi^0)$
- c) réaction (3) $-t(K^+ \rightarrow K^0\pi^+) / M^2(K^0\pi^+)$

Fig. 5-6 Diagramme de Chew-Low $-t(N \rightarrow N\pi) / M^2(N\pi)$ à 8,25 GeV/c

- a) réaction (1)
- b) réaction (2)
- c) réaction (3)

Fig. 5-7 Diagramme d'espace de phase longitudinal pour la réaction (1) à 8,25 GeV/c. Distribution de l'angle ω à 4,6, 8,25 et 12 GeV/c. La zone hachurée correspond aux événements avec $M(K^+\pi^-) < 1,6$ GeV et la zone pointillée aux événements avec $M(p\pi^-) < 1,85$ GeV.

Fig. 5-8 Définition des "diagrammes cinématiques" et de l'angle polaire ω .

Fig. 5-9 Section efficace en fonction de P_{lab} pour la production de K^{*0} dans $K^+n \rightarrow K^{*0}p$.
 \downarrow $K\pi$

Fig. 6-1 Section efficace différentielle pour la production du K_{892}^{*0} à 8,25 GeV/c.

- Fig. 6-2 Distribution angulaire de désintégration du K_{892}^{*0} et du K_{1420}^{*0} à 8,25 GeV/c dans le système d'hélicité de la voie t.
- Fig. 6-3 Valeurs moyennes $\langle Y_\ell^m \rangle$ des harmoniques sphériques en fonction de la masse effective $K^+\pi$ à 8,25 GeV/c pour $t' < 0,3 \text{ GeV}^2$.
- Fig. 6-4 Contributions d'échange de parité naturelle et de parité non naturelle pour la production du K_{892}^{*0} à 8,25 GeV/c.
- Fig. 6-5 Section efficace d'échange de parité naturelle et de parité non naturelle en fonction de l'impulsion incidente pour la production du K_{892}^{*0} .
- Fig. 6-6 Diagramme de production du système $K\pi$.
- Fig. 6-7 Comparaison des données avec le modèle d'absorption de Kimel-Reya pour le K_{892}^{*0} a) section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ à 4,6, 8,25 et 12 GeV/c b) éléments de matrice densité dans les systèmes d'hélicité de la voie s et de la voie t à 8,25 GeV/c.
- Fig. 6-8 Section efficace différentielle pour la production du K_{1420}^{*0} à 8,25 GeV/c.
- Fig. 6-9 Masse effective $K^+\pi^-$ à 8,25 GeV/c.
a) $|\cos\theta_K| > 0,7$ b) $|\cos\theta_K| < 0,7$
- Fig. 6-10 Distribution angulaire $\cos\theta_K$ à 8,25 GeV/c
a) $1,30 < M(K^+\pi^-) < 1,40 \text{ GeV}$ - b) $1,40 < M(K^+\pi^-) < 1,50 \text{ GeV}$.

- Fig. 6-11 Diagramme $\cos\theta_K / M(p\pi^-)$
- | | | |
|----|---------------------------|-----------|
| a) | $0,6 < M(K^+\pi^-) < 1$ | 4,6 GeV/c |
| b) | " " | 12 GeV/c |
| c) | $1,2 < M(K^+\pi^-) < 1,6$ | 4,6 GeV/c |
| d) | " " | 12 GeV/c |
- Fig. 6-12 Distribution angulaire $\cos\theta_K$ pour différents intervalles de masse effective $K^+\pi^-$ à 12 GeV/c.
- Fig. 6-13 Résultat de l'analyse en ondes partielles à 4,6 GeV/c
 $\rho_{mm}^{JJ} \frac{d\sigma}{dM}$ en fonction de $M(K^+\pi^-)$
- Fig. 6-14 Résultat de l'analyse en ondes partielles à 8,25 GeV/c
- Fig. 6-15 Résultat de l'analyse en ondes partielles à 12 GeV/c
- Fig. 6-16 Résultat de l'analyse en ondes partielles de Cords à 9 GeV/c [43].
- Fig. 6-17 Recherche du K_{1780}^*
- | | |
|----|---|
| a) | $M(K^+\pi^-)$ à 8,25 GeV/c ($t' < 0,2 \text{ GeV}^2$) |
| b) | $M(K^+\pi^-)$ à 12 GeV/c |
| c) | $M(K^0\pi^+\pi^-)$ à 8,25 GeV/c |
- Fig. 6-18 Etude de $K^+n \rightarrow K^{*+}n$ à 8,25 GeV/c
 $\downarrow_{K^0\pi^+}$
- | | |
|----|--|
| a) | section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt'}$ |
| b) | distribution angulaire de désintégration $\cos\theta_K$ et φ_K . |
- Fig. 7-1 Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt'}$ pour $M(p\pi^-) < 1,85 \text{ GeV}$
- | | | | | | |
|----|-----------|----|------------|----|----------|
| a) | 4,6 GeV/c | b) | 8,25 GeV/c | c) | 12 GeV/c |
|----|-----------|----|------------|----|----------|
- Tireté : $M(K^+\pi^-) > 1,6 \text{ GeV}$.

Fig. 7-2 Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt'}$ pour différents intervalles de masse $p\pi^-$:

	1 - 1,3	1,3 - 1,5	1,5 - 1,75
4,6 GeV/c	a)	b)	c)
8,25 GeV/c	d)	e)	f)
12 GeV/c	g)	h)	i)

Tireté : $M(K^+\pi^-) > 1,6$ GeV.

Fig. 7-3 Pente b en fonction de $\frac{1}{M^2 - m^2}$ (modèle de Lubatti-Moriyasu). La droite tracée est un guide pour l'oeil.

Fig. 7-4 Masse effective $p\pi^-$ dans différents intervalles de t' .

Fig. 7-5 Masse effective $p\pi^-$ pour $\cos\theta_p > 0$ / et $\cos\theta_p < 0$ /.

Fig. 7-6 Distribution angulaire $\cos\theta_p$ et φ_p :

a) $\cos\theta_p$	8,25 GeV/c	pour $M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
b) φ_p	8,25 GeV/c	pour $M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
c) $\cos\theta_p$	12 GeV/c	pour $M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
d) φ_p	12 GeV/c	pour $M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
e) $\cos\theta_p$	8,25 GeV/c	pour $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
f) $\cos\theta_p$	8,25 GeV/c	pour $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
g) $\cos\theta_p$	12 GeV/c	pour $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8$ GeV
h) $\cos\theta_p$	12 GeV/c	pour $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8$ GeV

Fig. 7-7 Valeurs moyennes $\langle Y_\ell^m \rangle$ des harmoniques sphériques en fonction de $M(p\pi^-)$ à 8,25 GeV/c - a) $t' < 0,1$
b) $0,1 < t' < 0,3$ - c) $t' > 0,3$.

Fig. 7-8 Diagramme de production du système $\pi^- p$.

Fig. 7-9 Sections efficaces d'échange d'isospin $\sigma_{1/2}^0, \sigma_{3/2}^1, \sigma_{1/2}^1$

- Fig. 7-10 Diagrammes d'échange du modèle de double Regge
 a) échange de π b) échange de baryon .
- Fig. 7-11 Comparaison du modèle d'échange de double Regge
 avec les données expérimentales à 4,6 GeV/c.
- Fig. 7-12 Idem à 8,25 GeV/c .
- Fig. 7-13 Idem à 12 GeV/c .
- Fig. 7-14 Distribution angulaire φ_p^s pour $M(p\pi^-) < 1,8 \text{ GeV}^2$ à
 12 GeV/c . La zone hachurée représente les
 événements pour lesquels $\cos\theta_p < 0$.
- Fig. 7-15 Diagramme $\cos\theta_p/\varphi_p$ à 12 GeV/c . a) $1 < M(p\pi^-) < 1,4 \text{ GeV}$
 b) $1,4 < M(p\pi^-) < 1,8 \text{ GeV}$.
- Fig. 7-16 Prédications du modèle de double échange de Regge
 pour diverses distributions : $M(p\pi^-)$, φ_p^s , $\cos\theta_p$
 φ_p . La zone claire correspond au diagramme
 d'échange de π et la zone hachurée au diagramme
 d'échange de baryon.
- Fig. 7-17 Distributions angulaires φ_p^s et φ_p^t dans les différents
 intervalles de masse $p\pi^-$ à 8,25 et 12 GeV/c :
 / : $t' < 0,2 \text{ GeV}^2$ / : $t' > 0,2 \text{ GeV}^2$.

Fig. 7-18

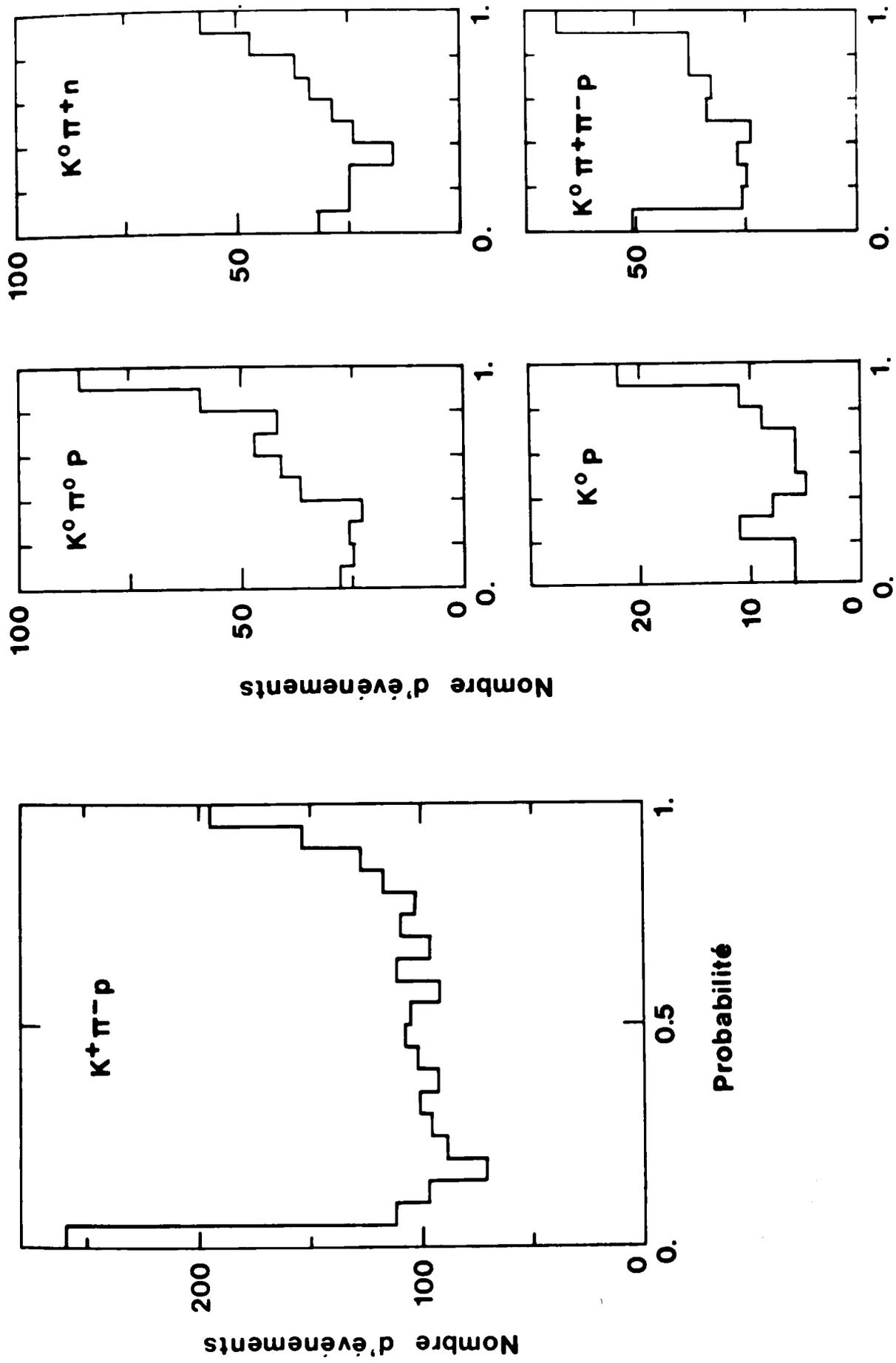


FIG. 2-1

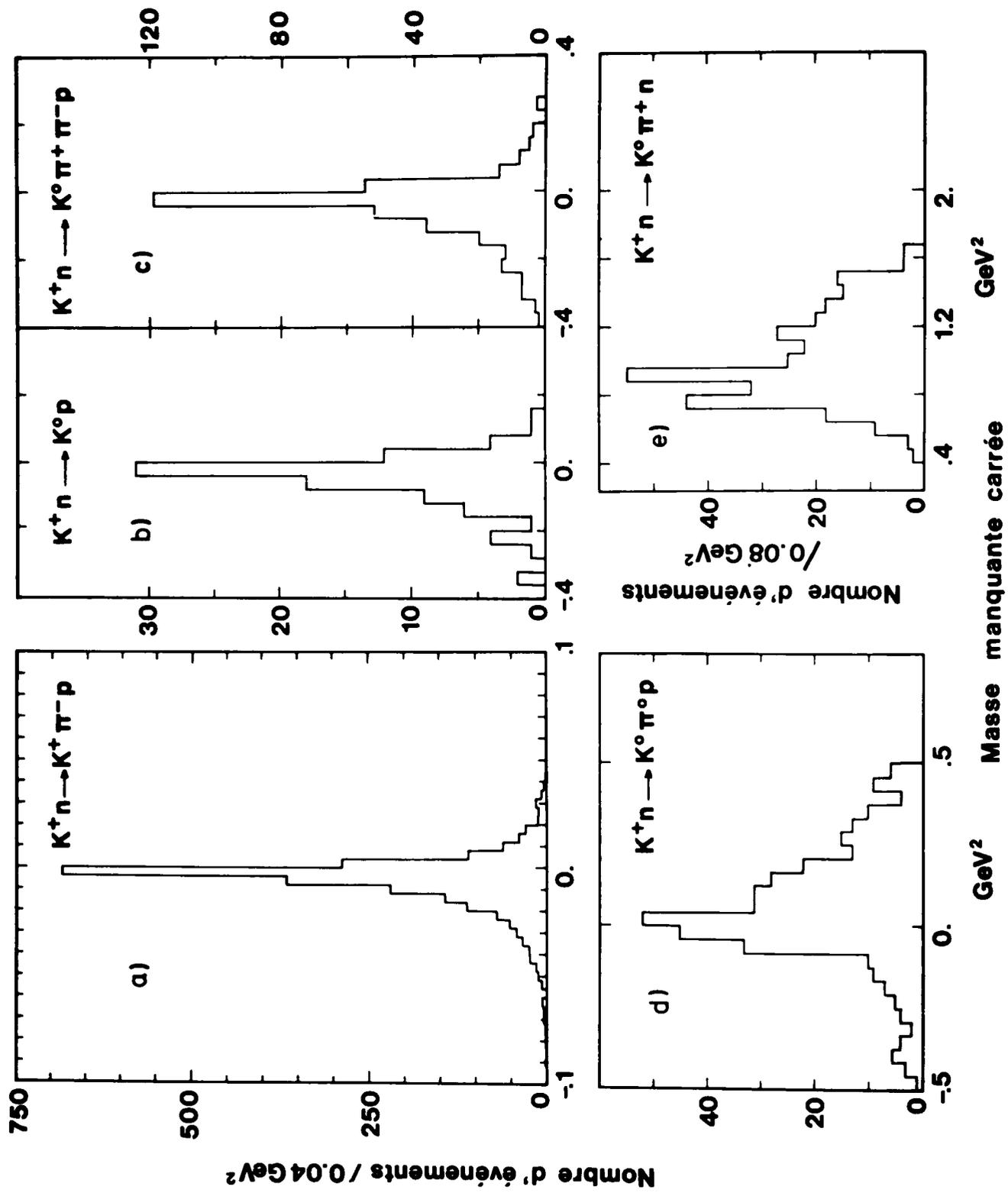


FIG. 2-2

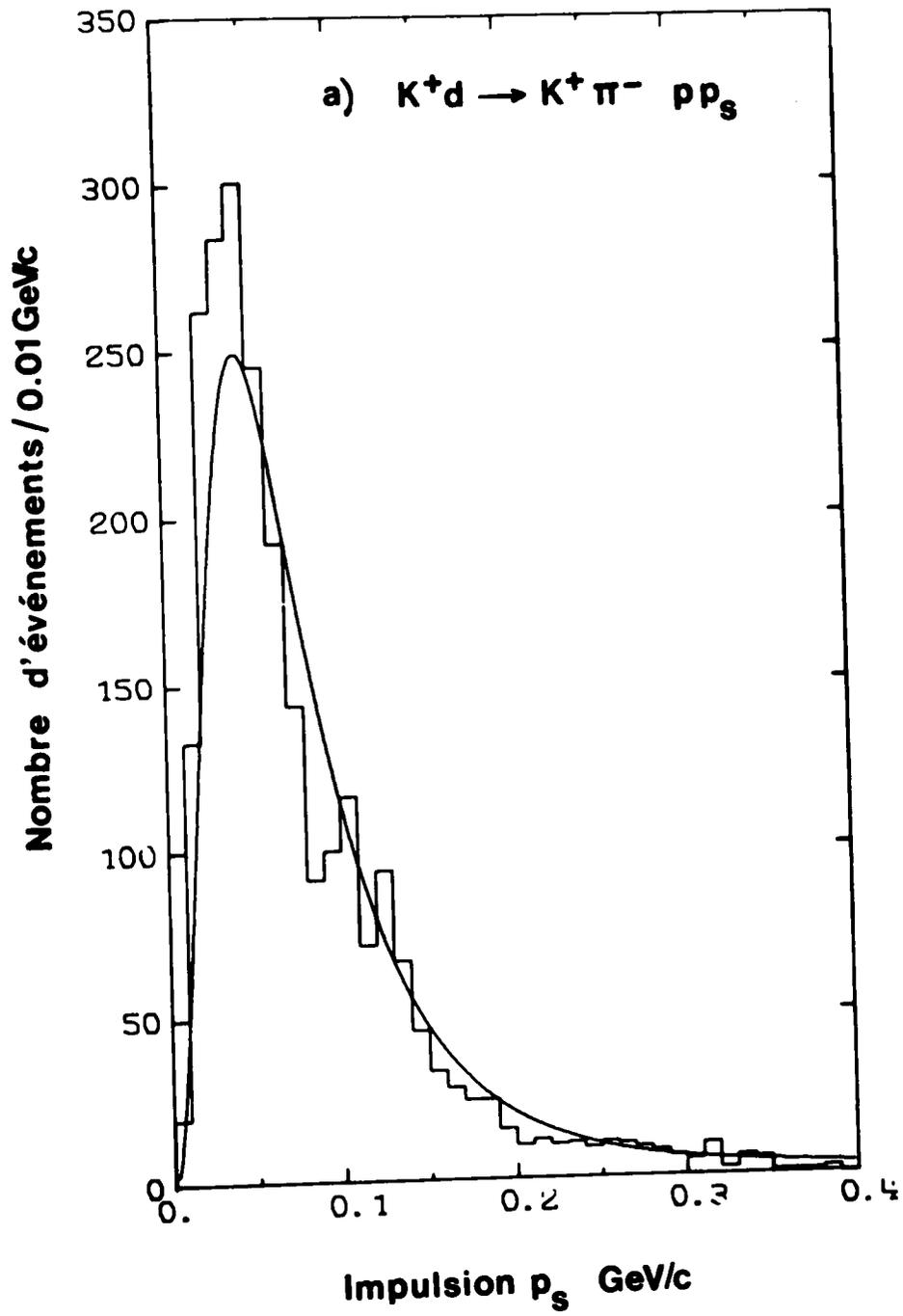


FIG. 3-1

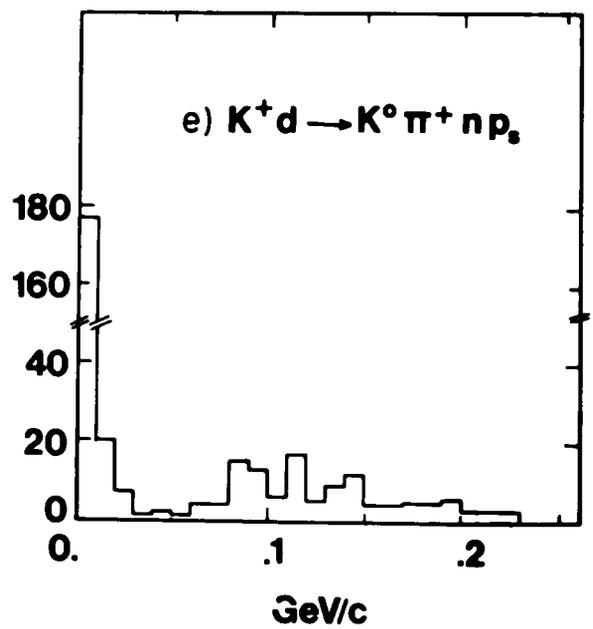
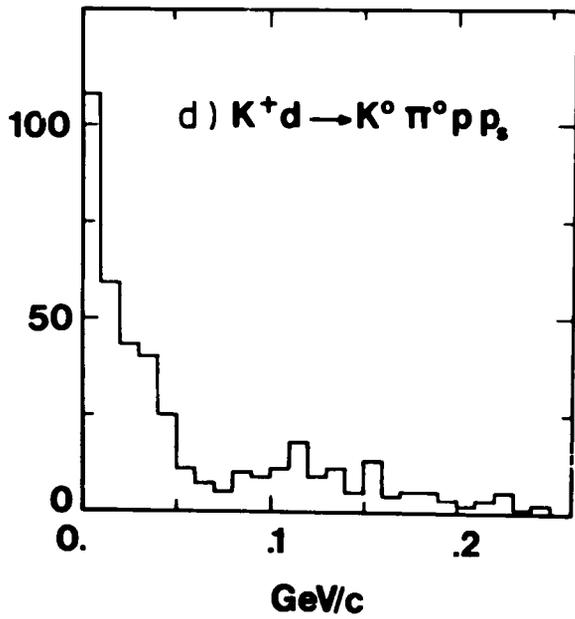
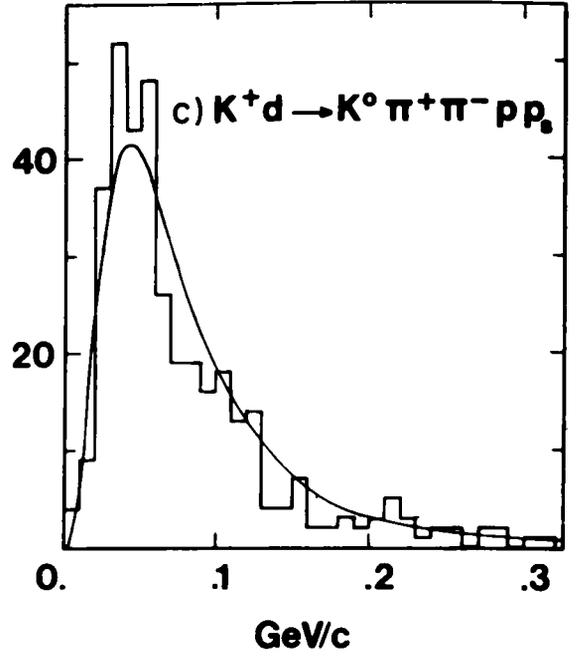
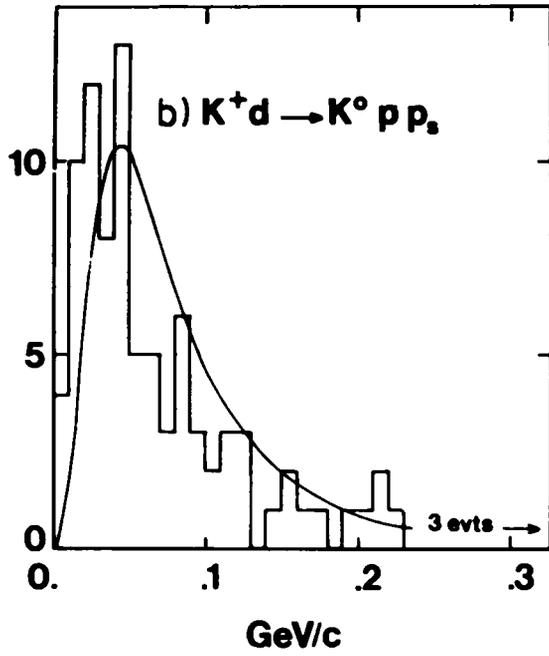
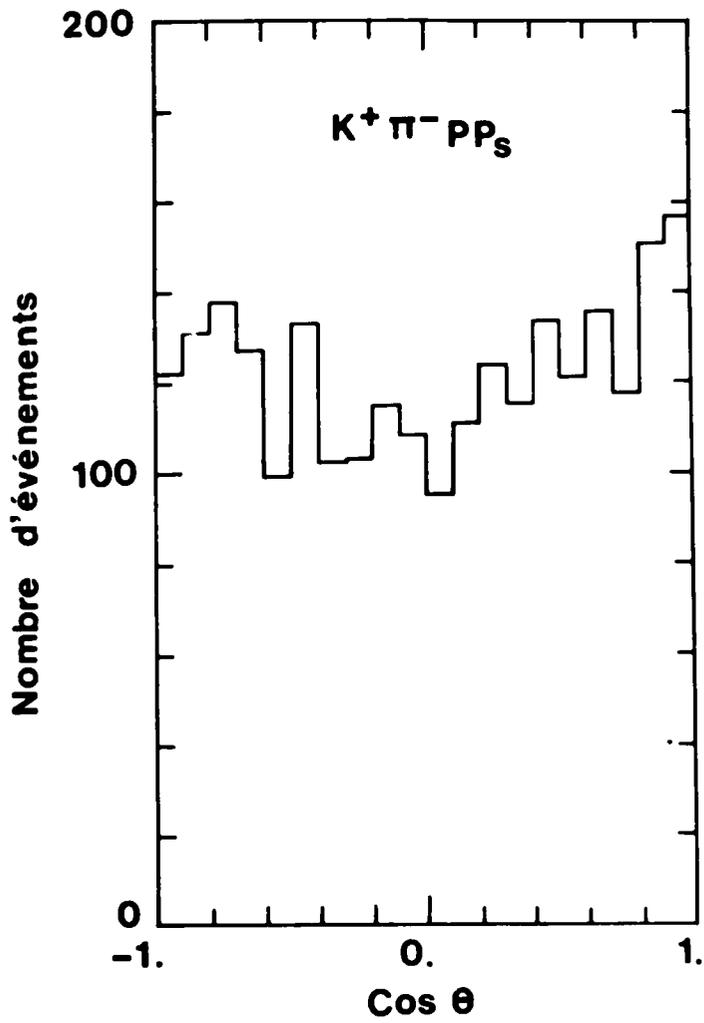


FIG. 3-1



$\theta = \text{angle spectateur/faisceau}$

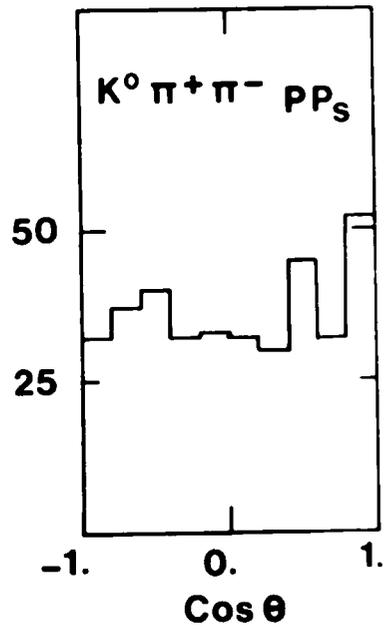
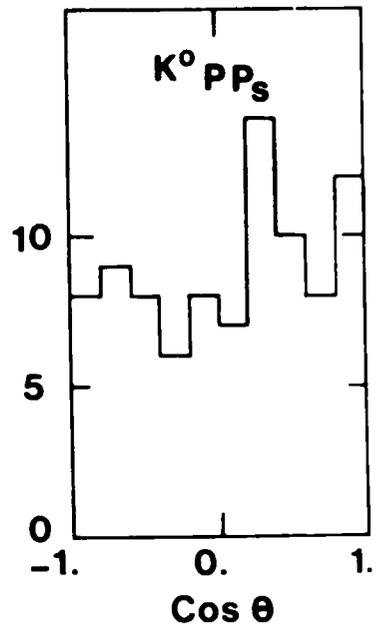


FIG. 3-2

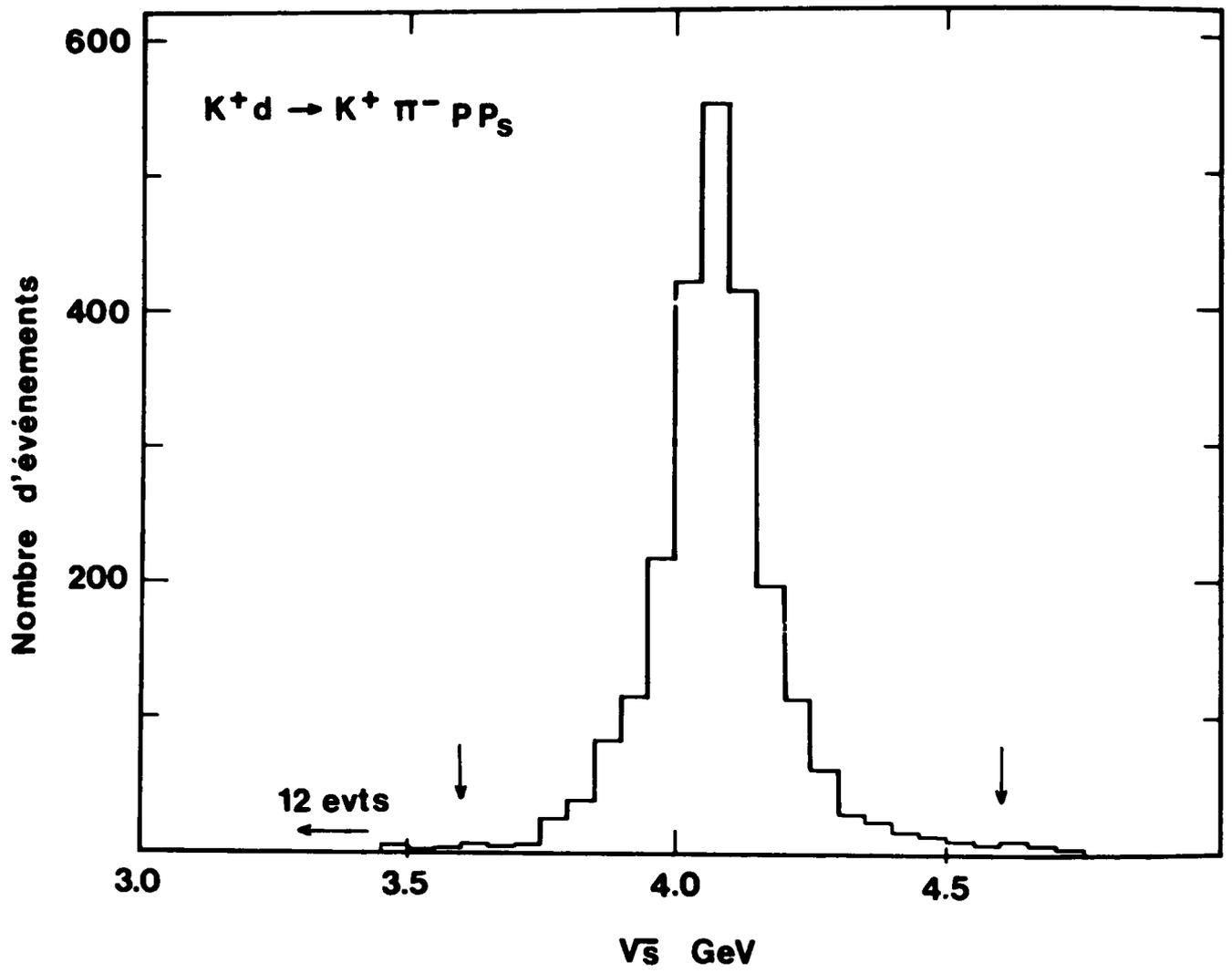
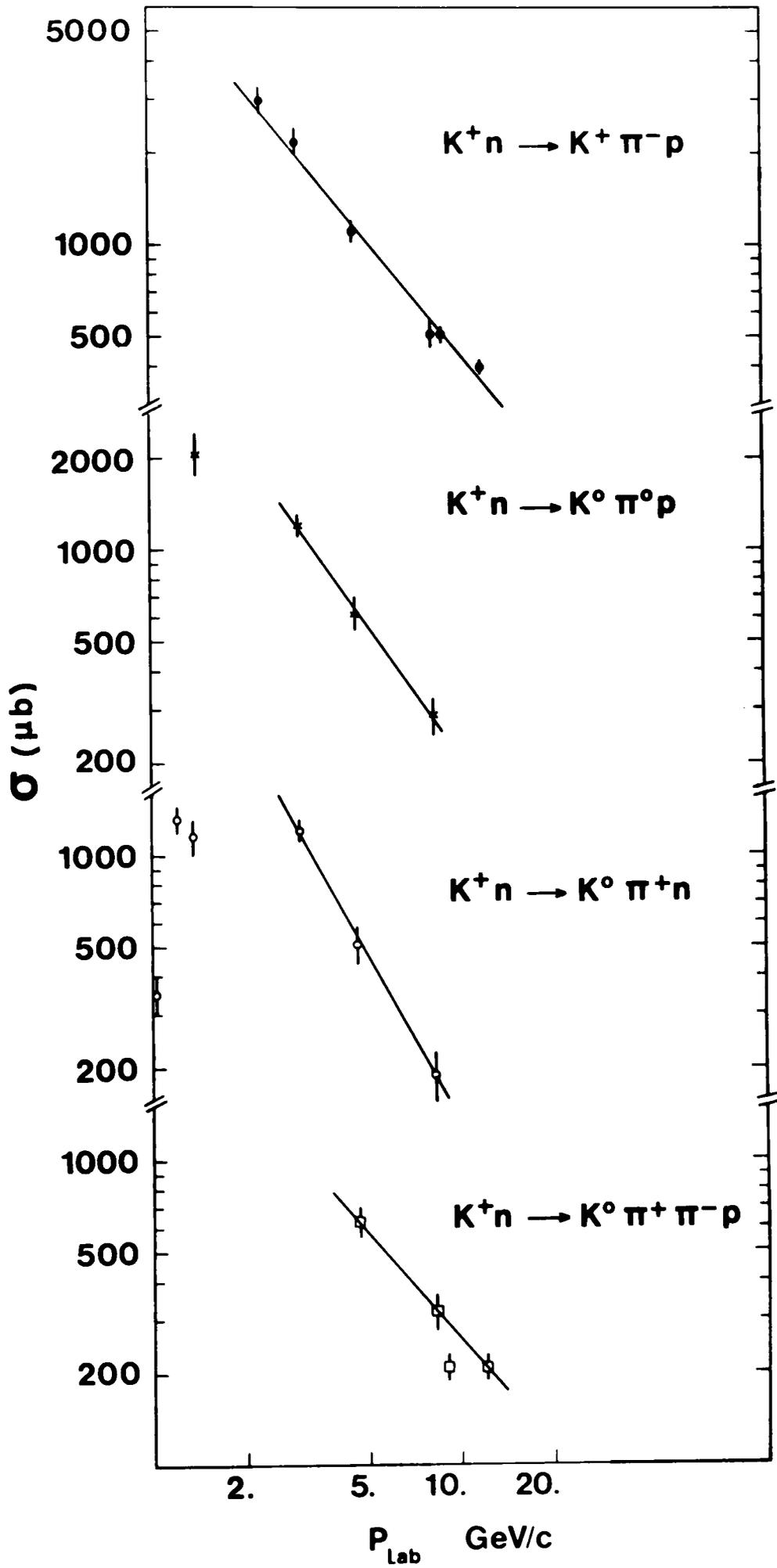


FIG. 3-3



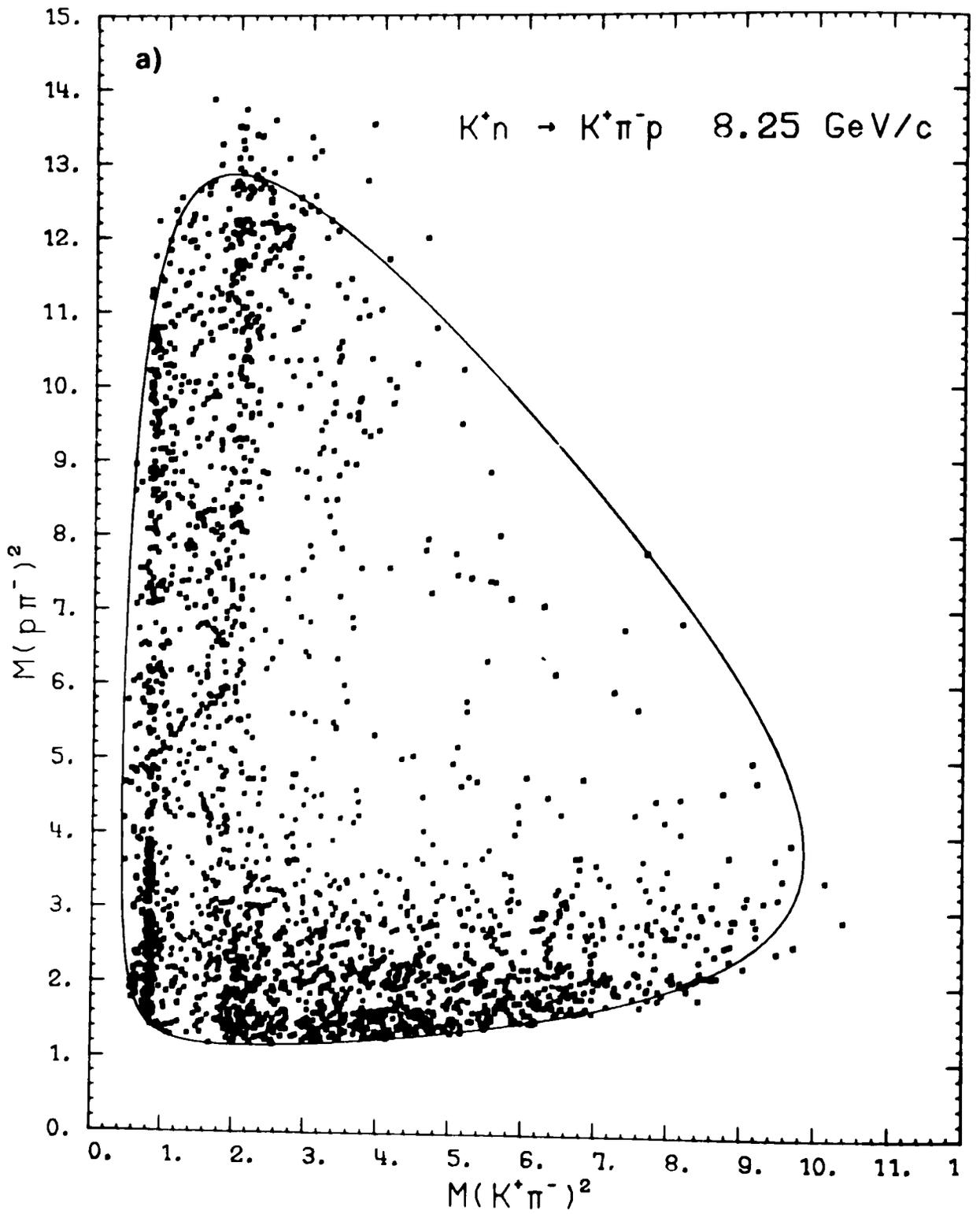


FIG. 5-1

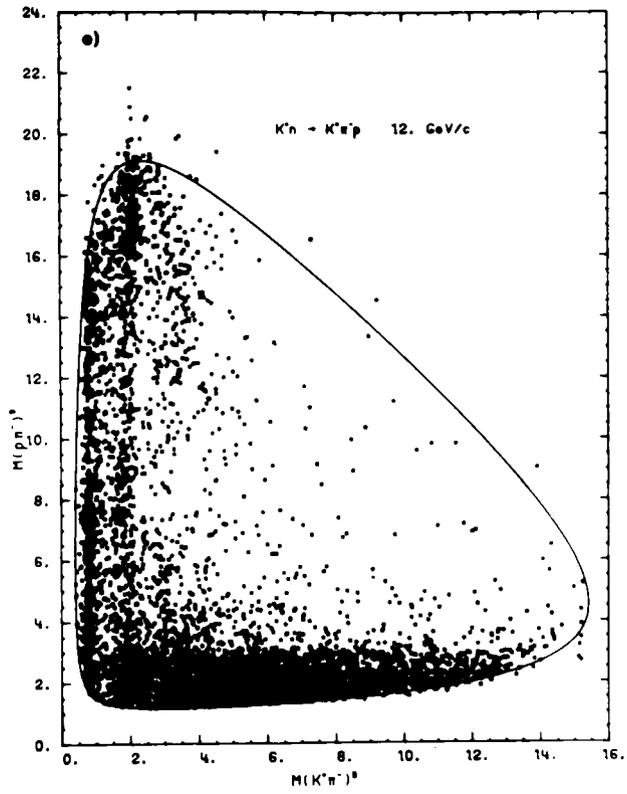
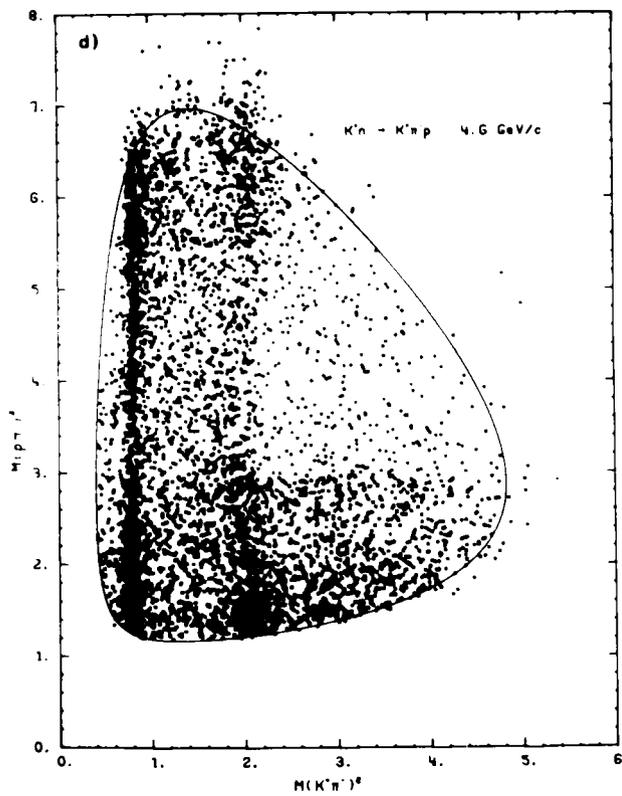
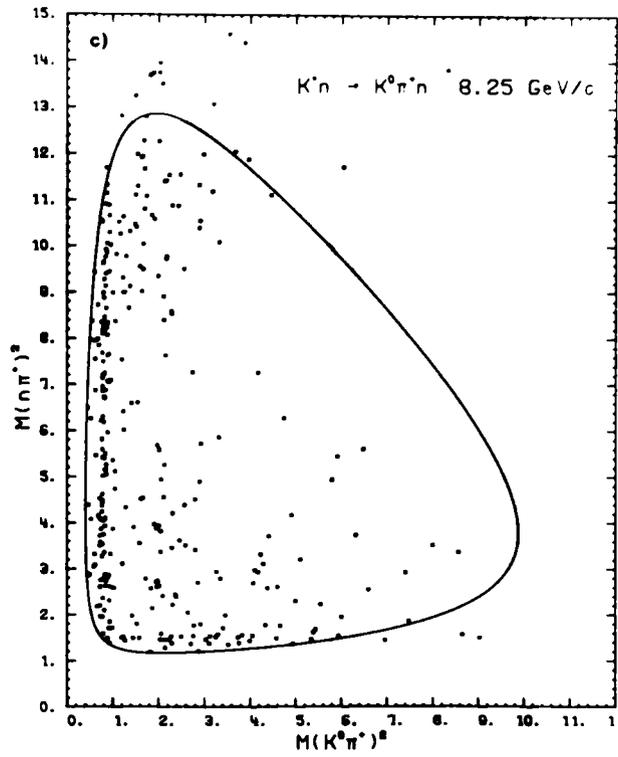
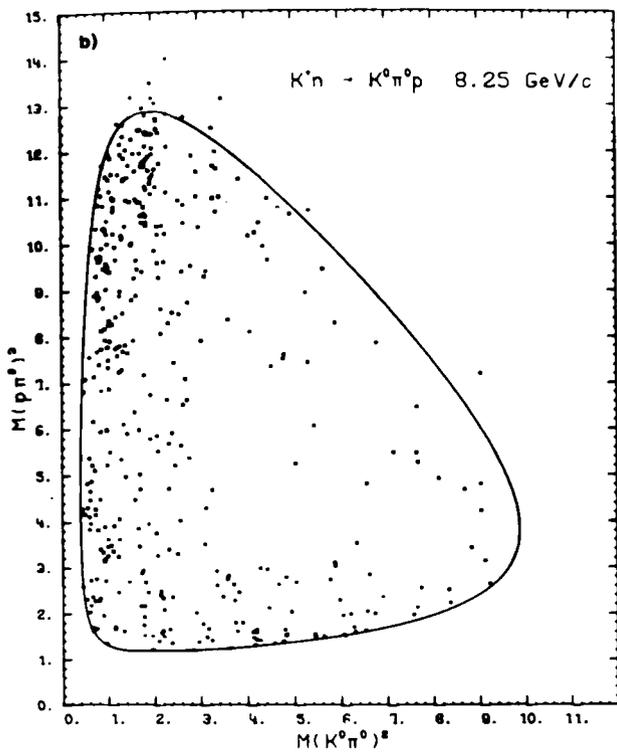


FIG. 5-1

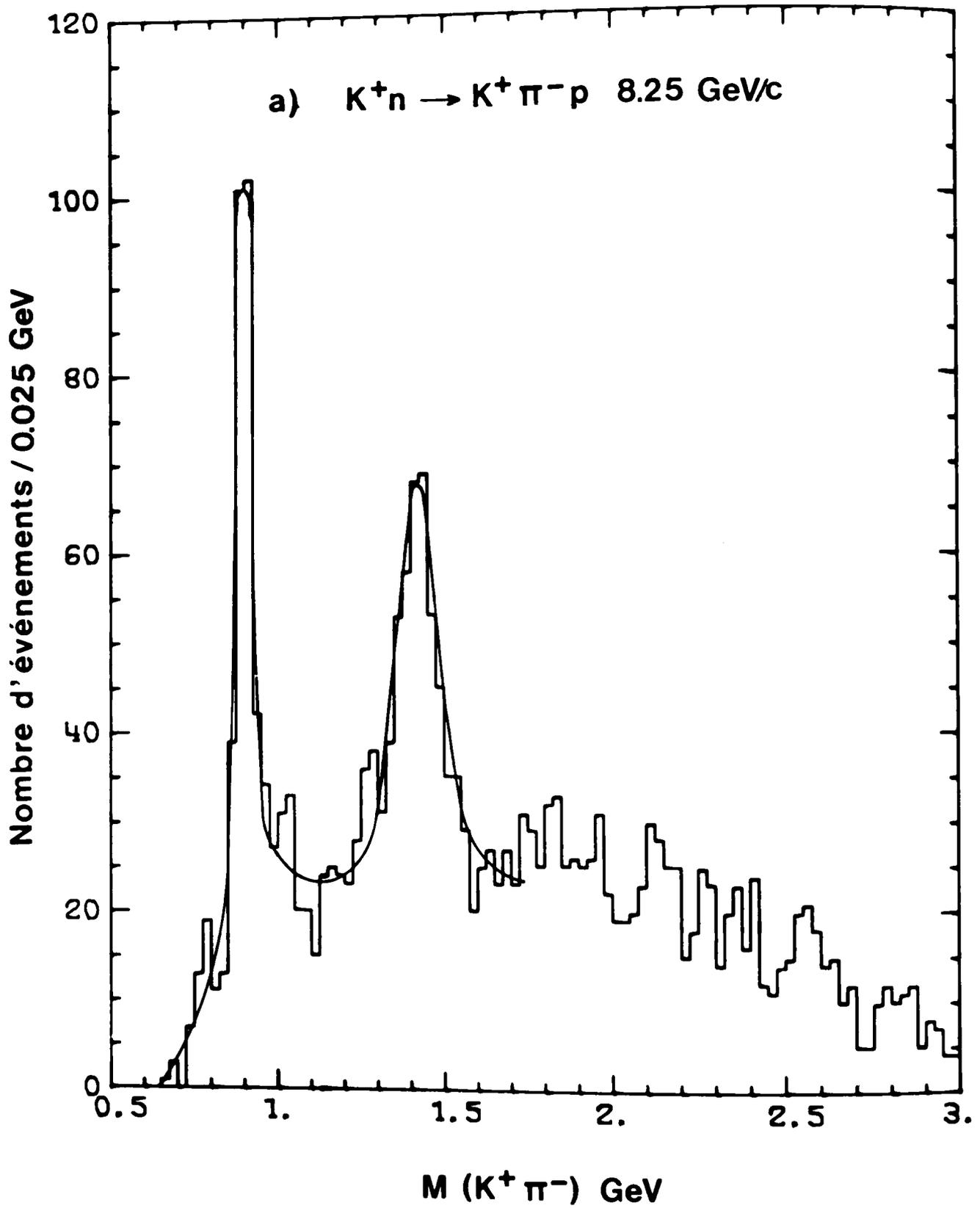


FIG. 5-2

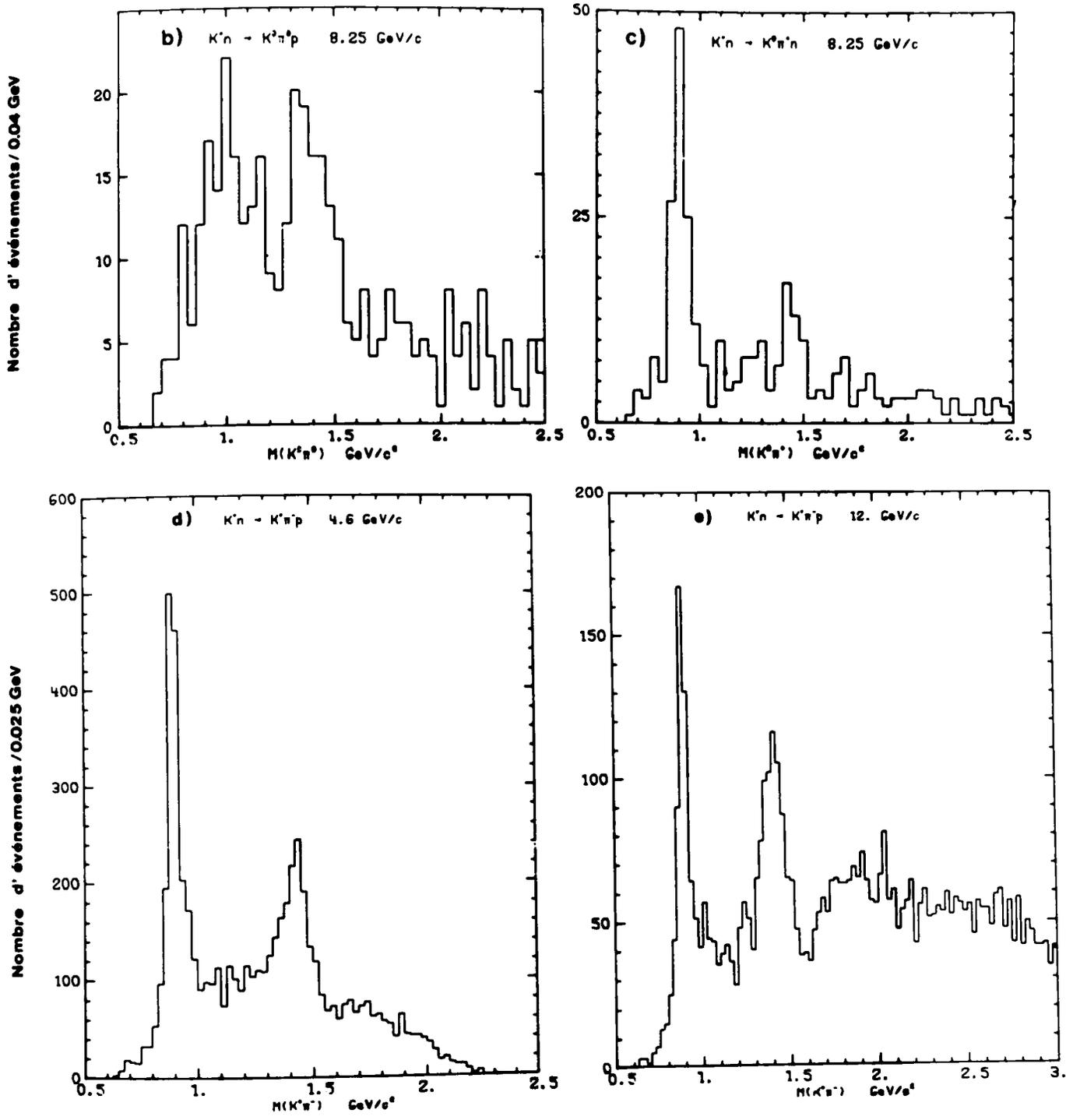


FIG. 5-2

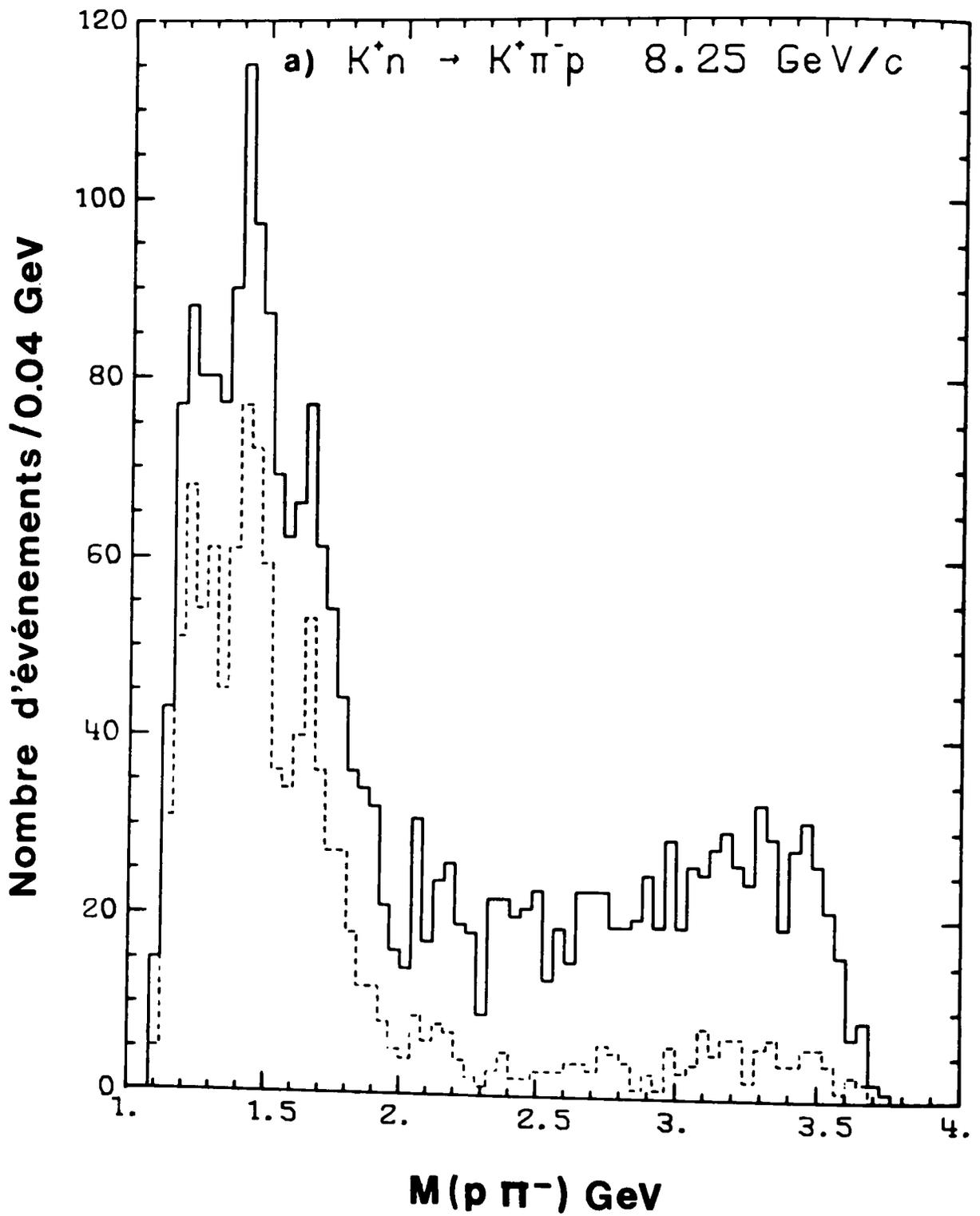


FIG. 5-3

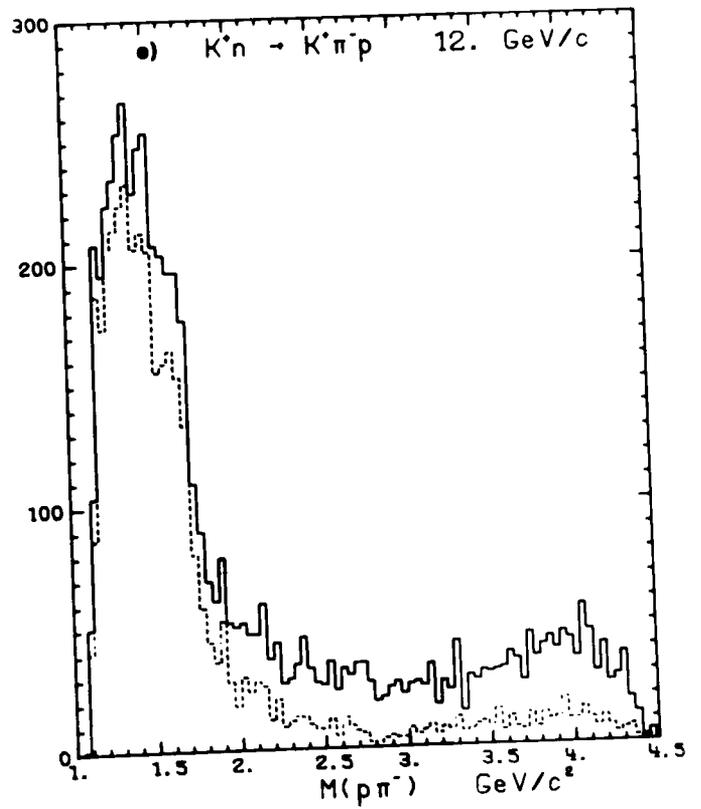
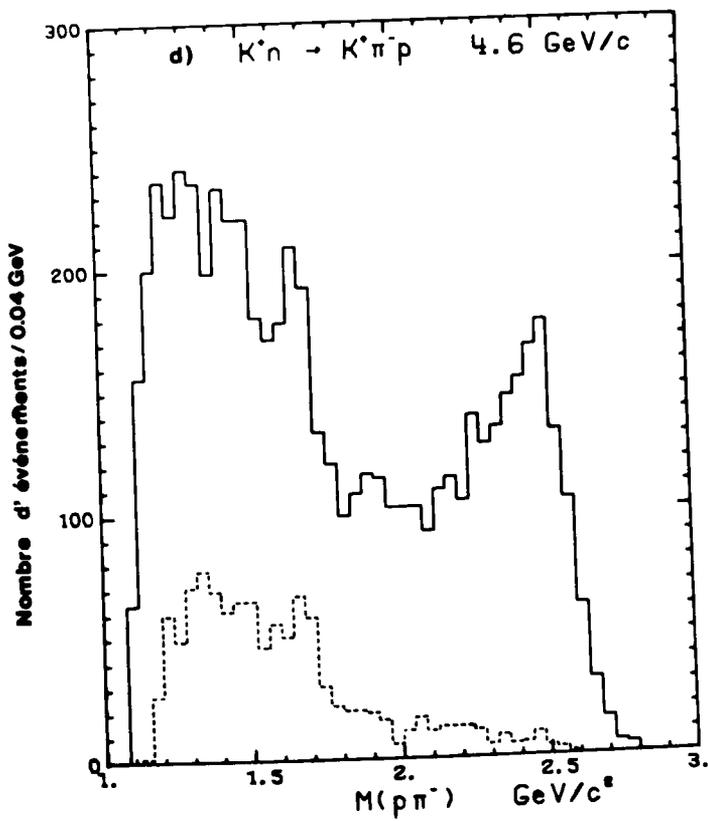
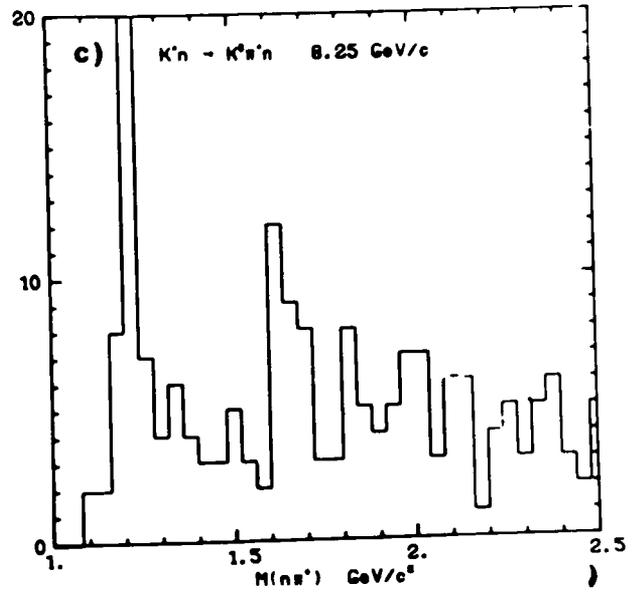
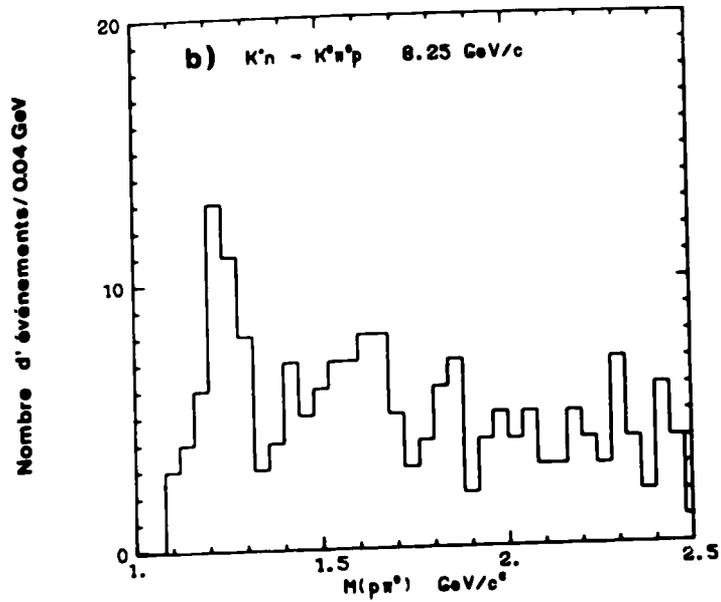
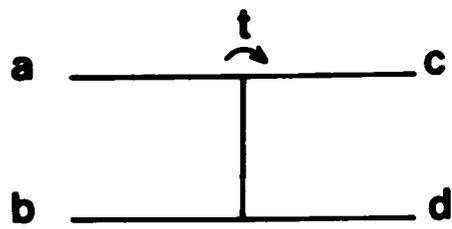


FIG. 5-3



$$m_a = m_c$$

$$m_b \neq m_d$$

$$t_{\min} \approx -\frac{m_a^2 (m_b^2 - m_d^2)^2}{s^2}$$

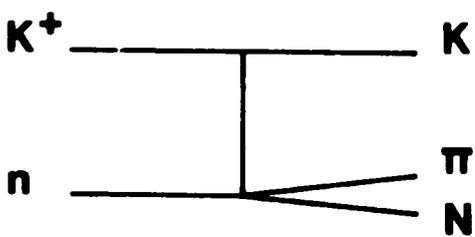
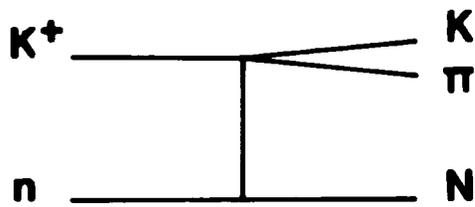
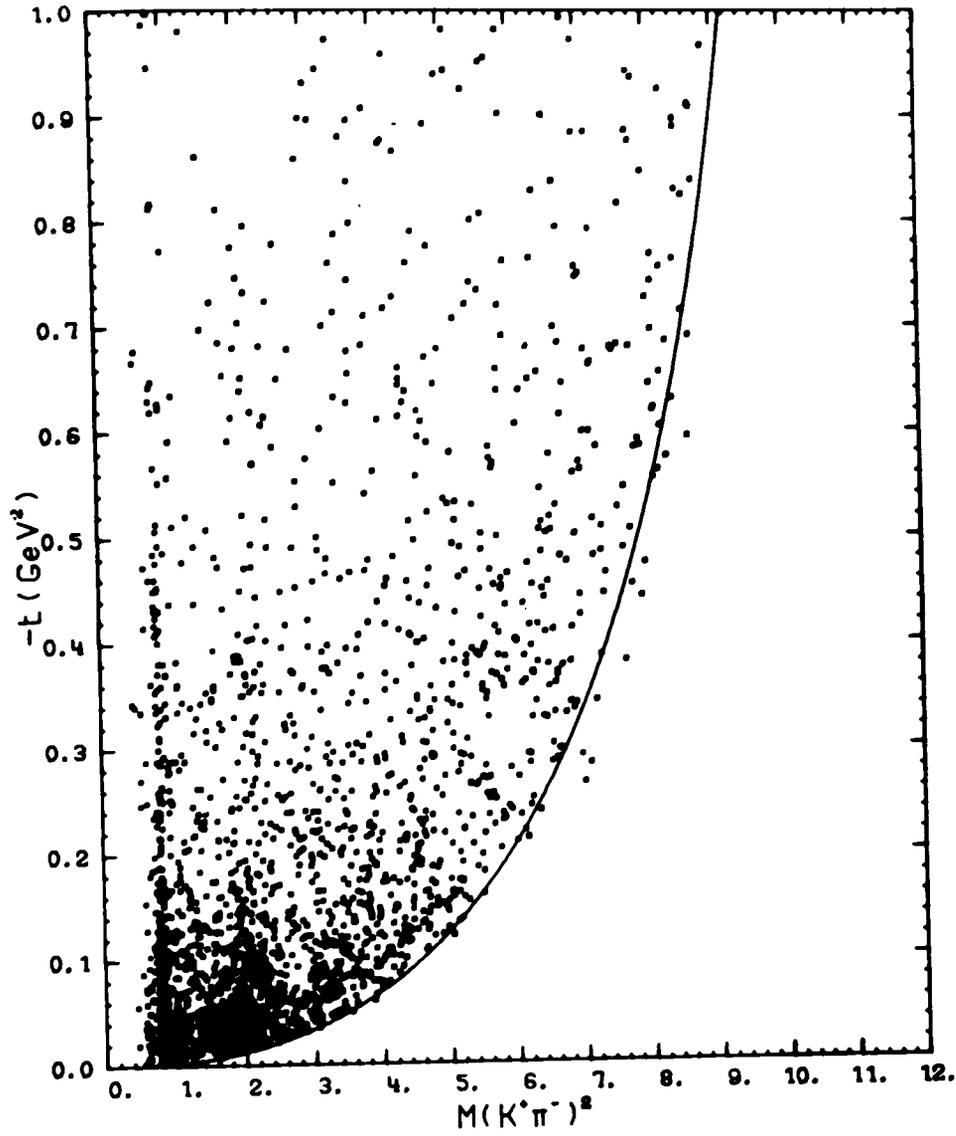
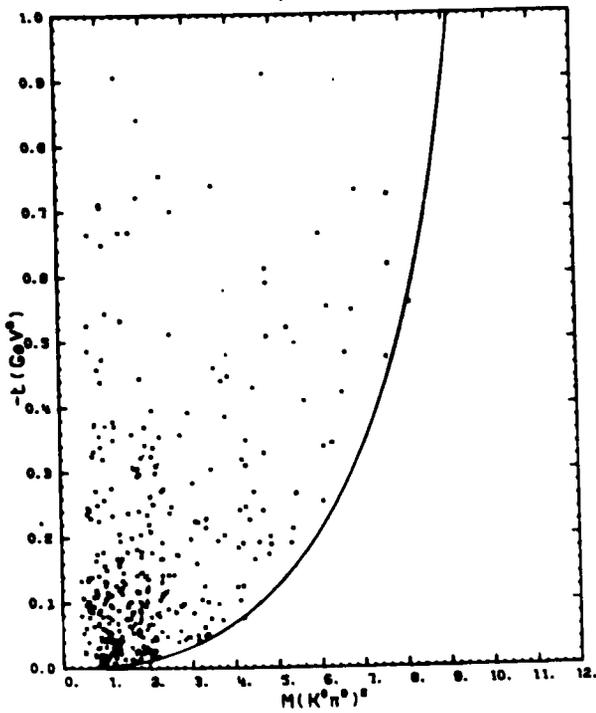


FIG. 5-4

a) $K^+n \rightarrow K^+\pi^+p$ 8.25 GeV/c



b) $K^+n \rightarrow K^0\pi^+p$ 8.25 GeV/c



c) $K^+n \rightarrow K^0\pi^0n$ 8.25 GeV/c

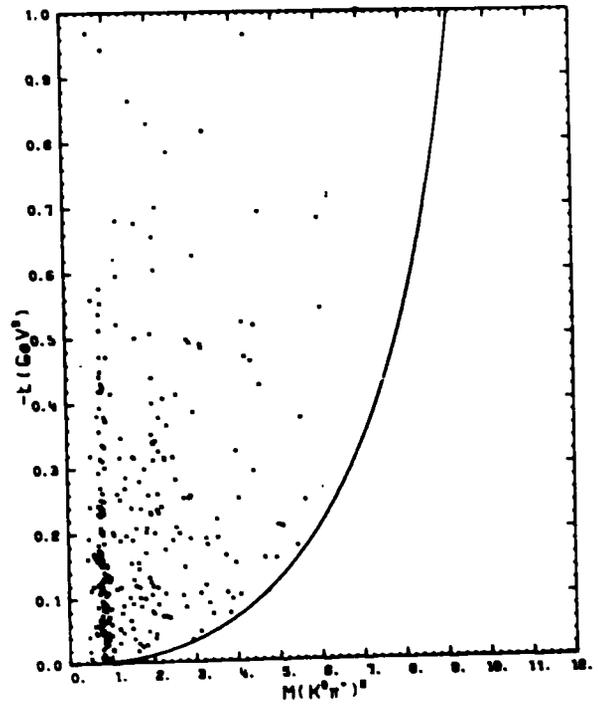
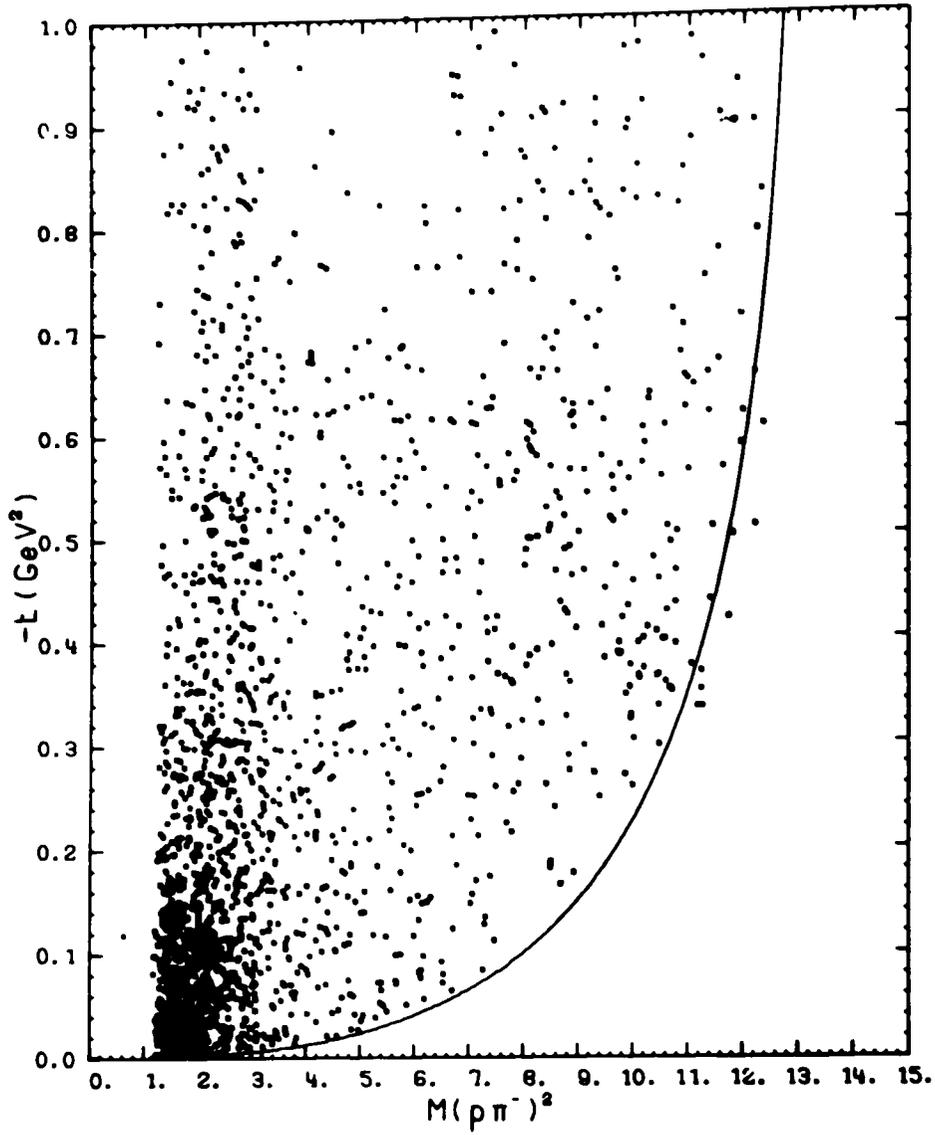
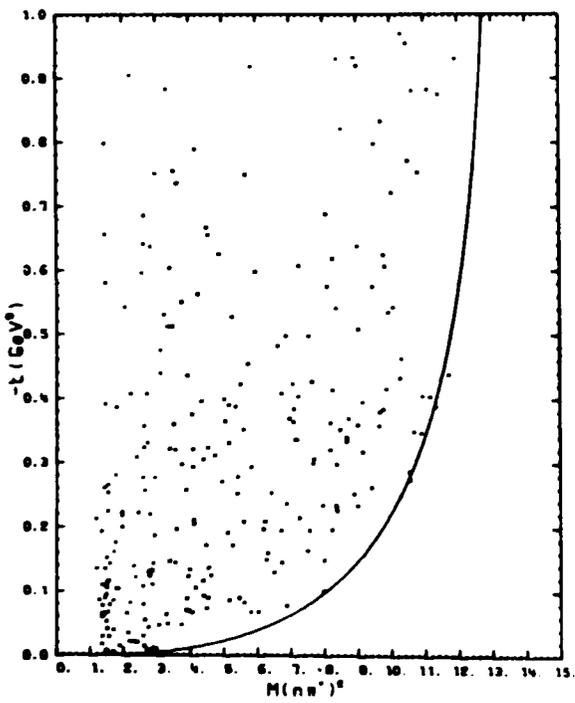


FIG. 5-5

a) $K^+n \rightarrow K^+\pi^+p$ 8.25 GeV/c



b) $K^+n \rightarrow K^0n^+n$ 8.25 GeV/c



c) $K^+n \rightarrow K^0n^+p$ 8.25 GeV/c

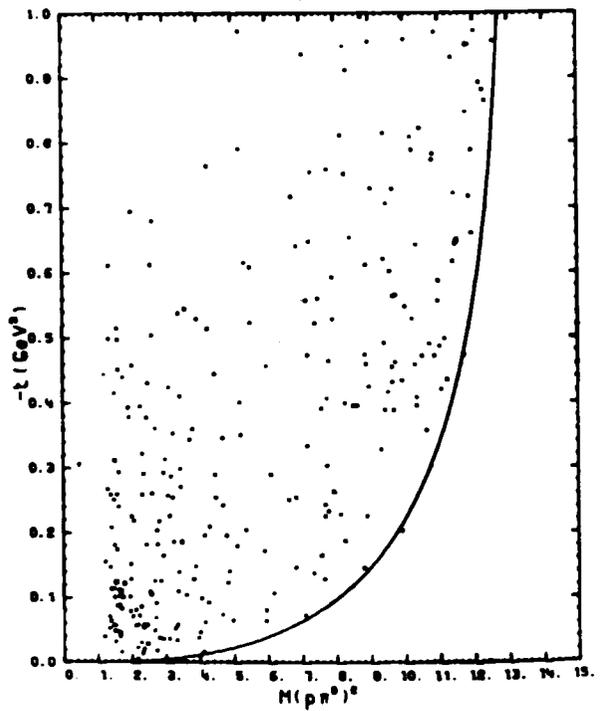


FIG. 5-6

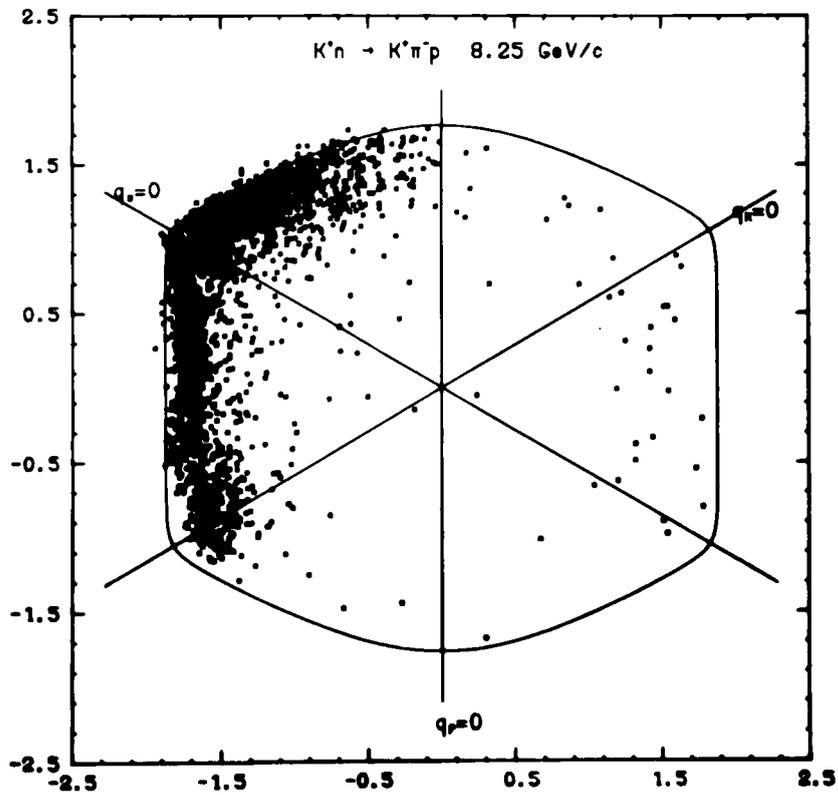
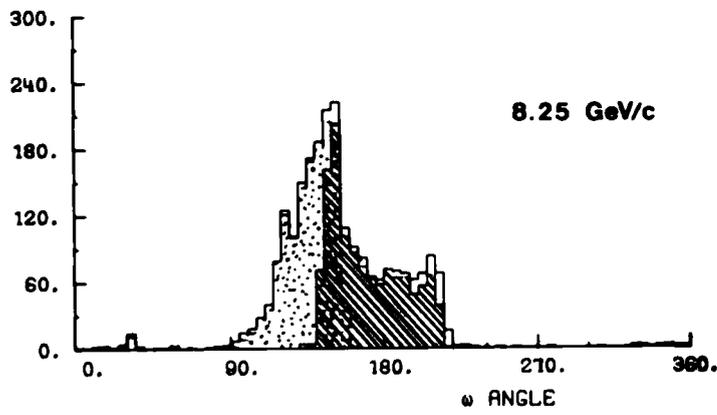
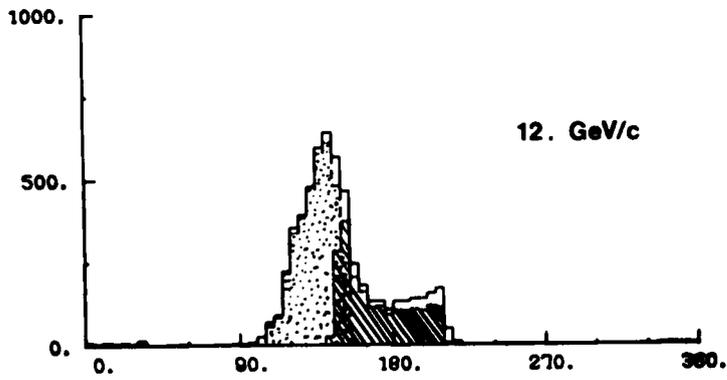
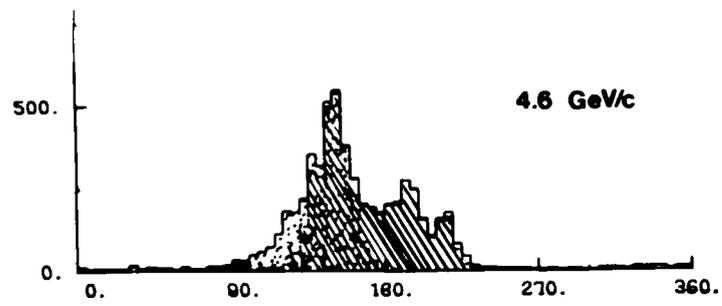


FIG. 5-7

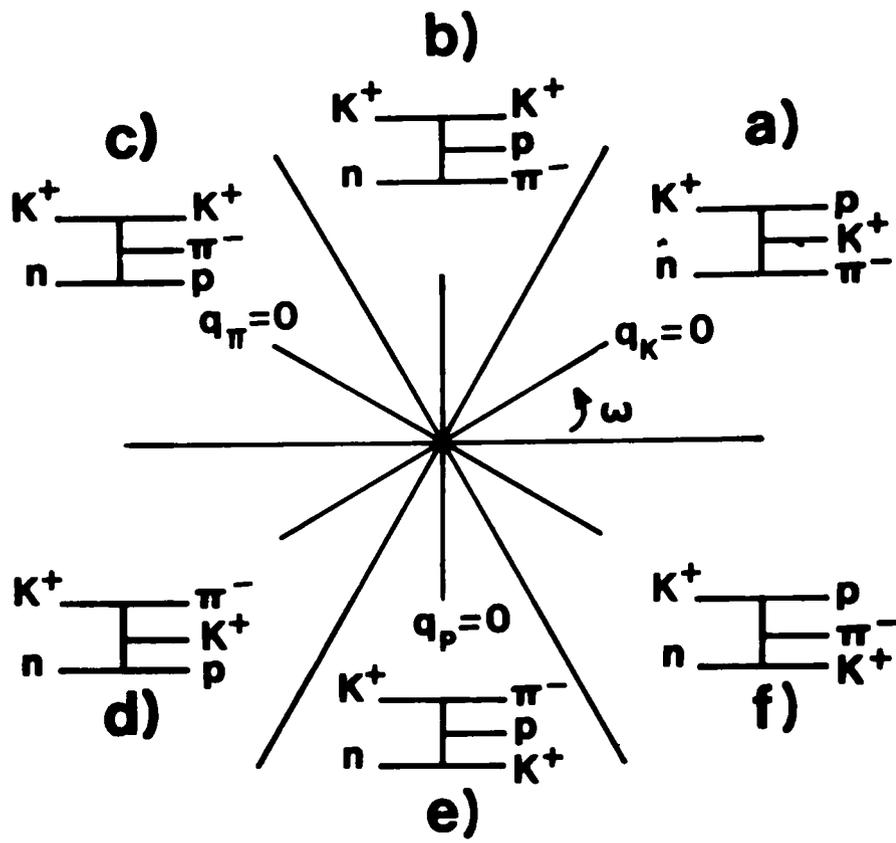


FIG. 5-8

x 8.25 GeV/c

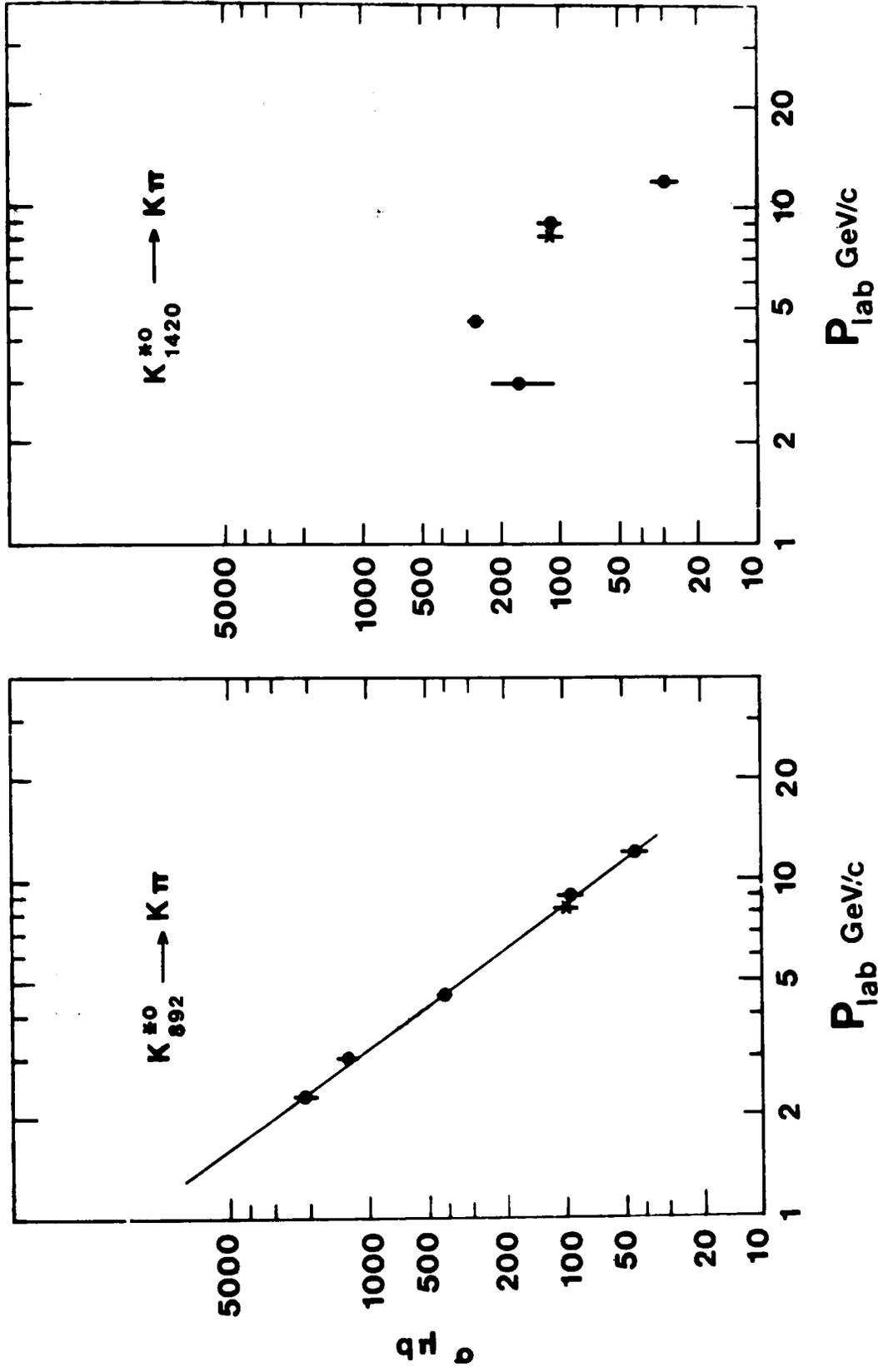
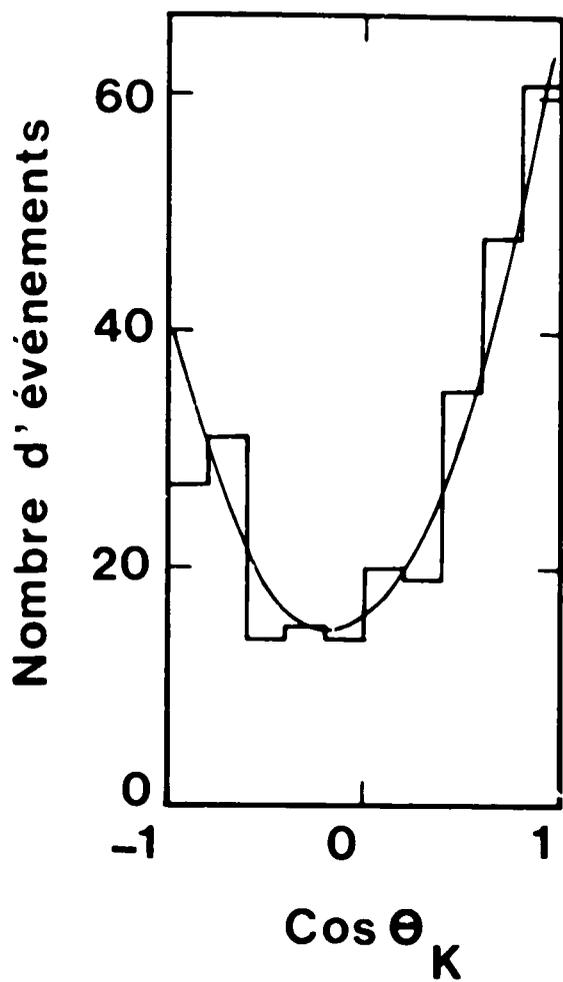


FIG. 5-9

K^{*0}_{892}



K^{*0}_{1420}

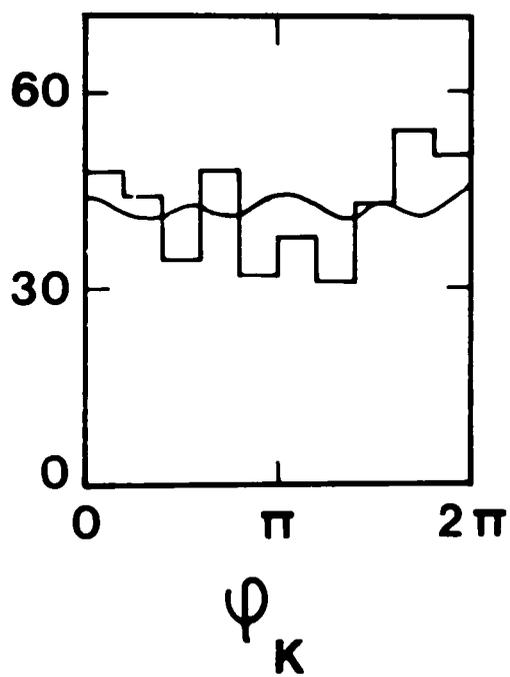
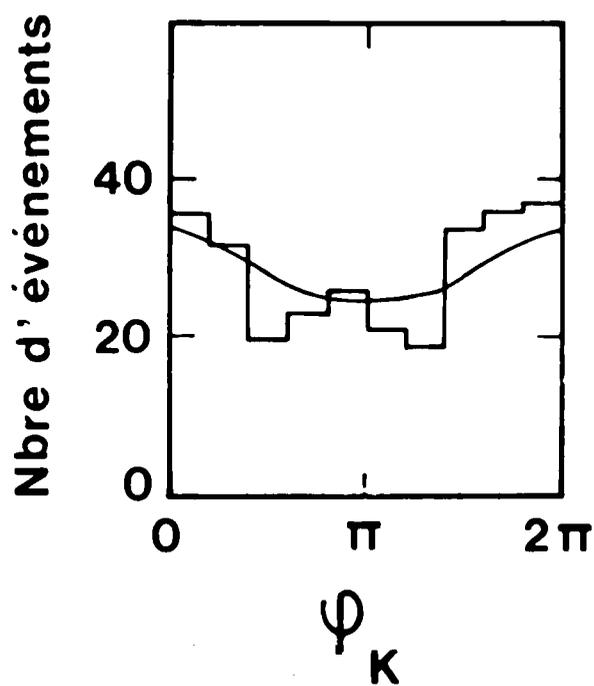
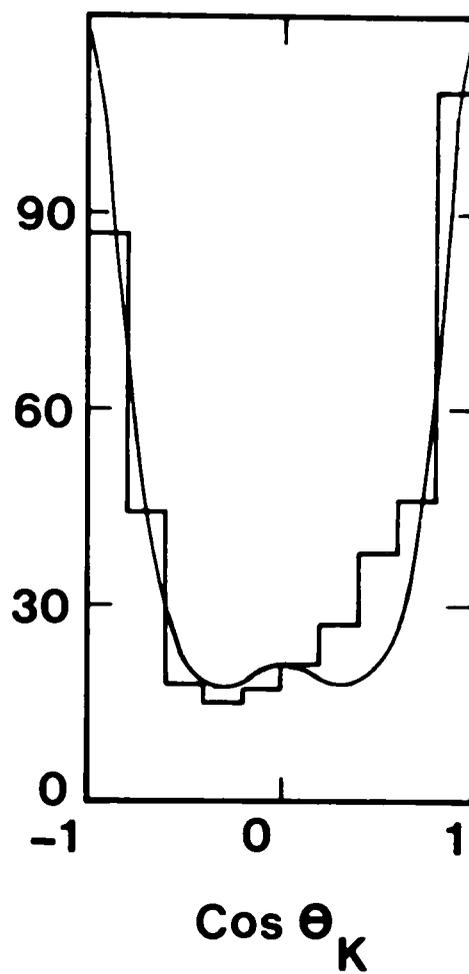
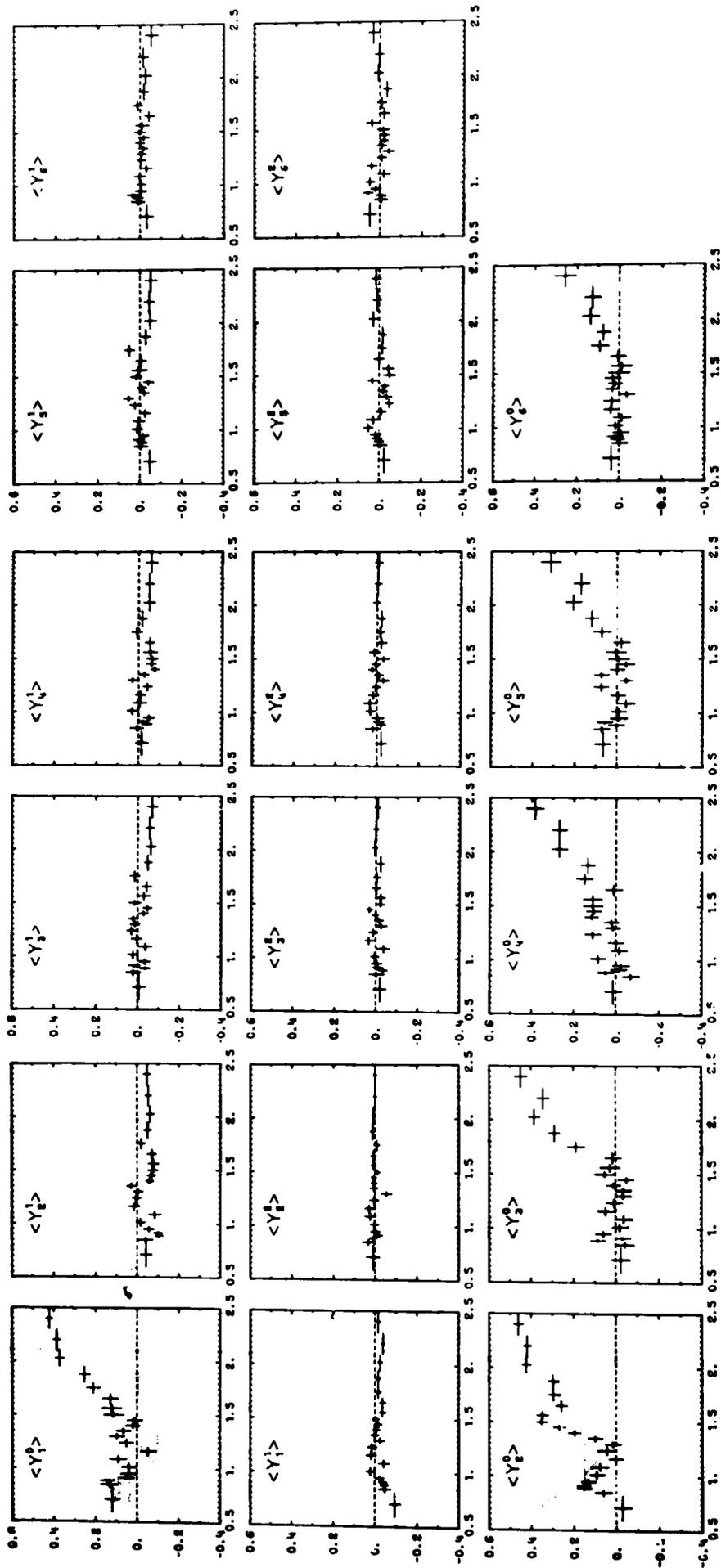


FIG. 6-2

$K^+ n \rightarrow K^+ \pi^- p$ 8.25 GeV/c

t hélicité $0. < t' < 0.3$



$M(K^+ \pi^-)$ GeV

FIG. 6-3

$K^+ n \rightarrow K_{892}^{*0} p$

8.25 GeV/c

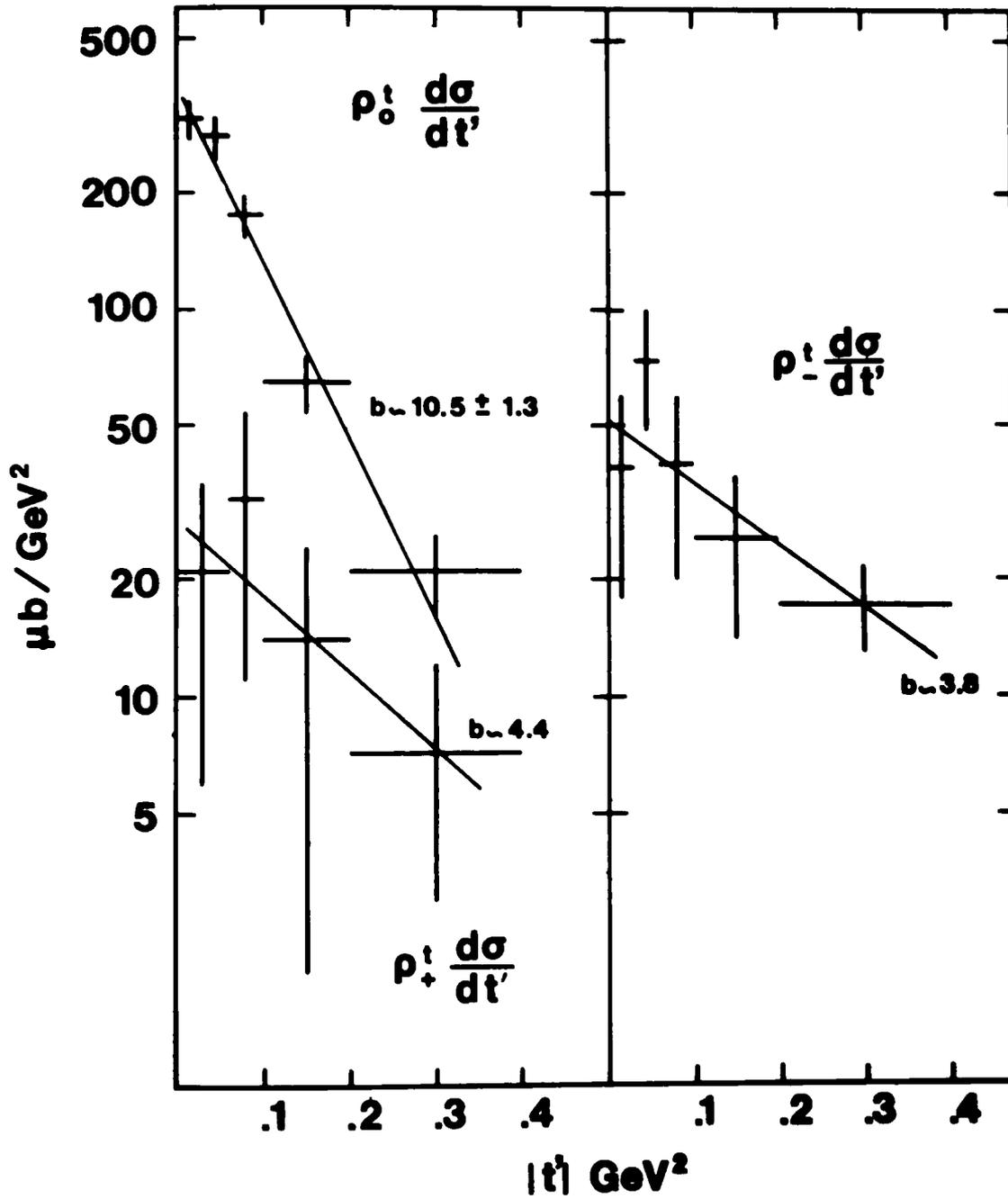


FIG. 6-4

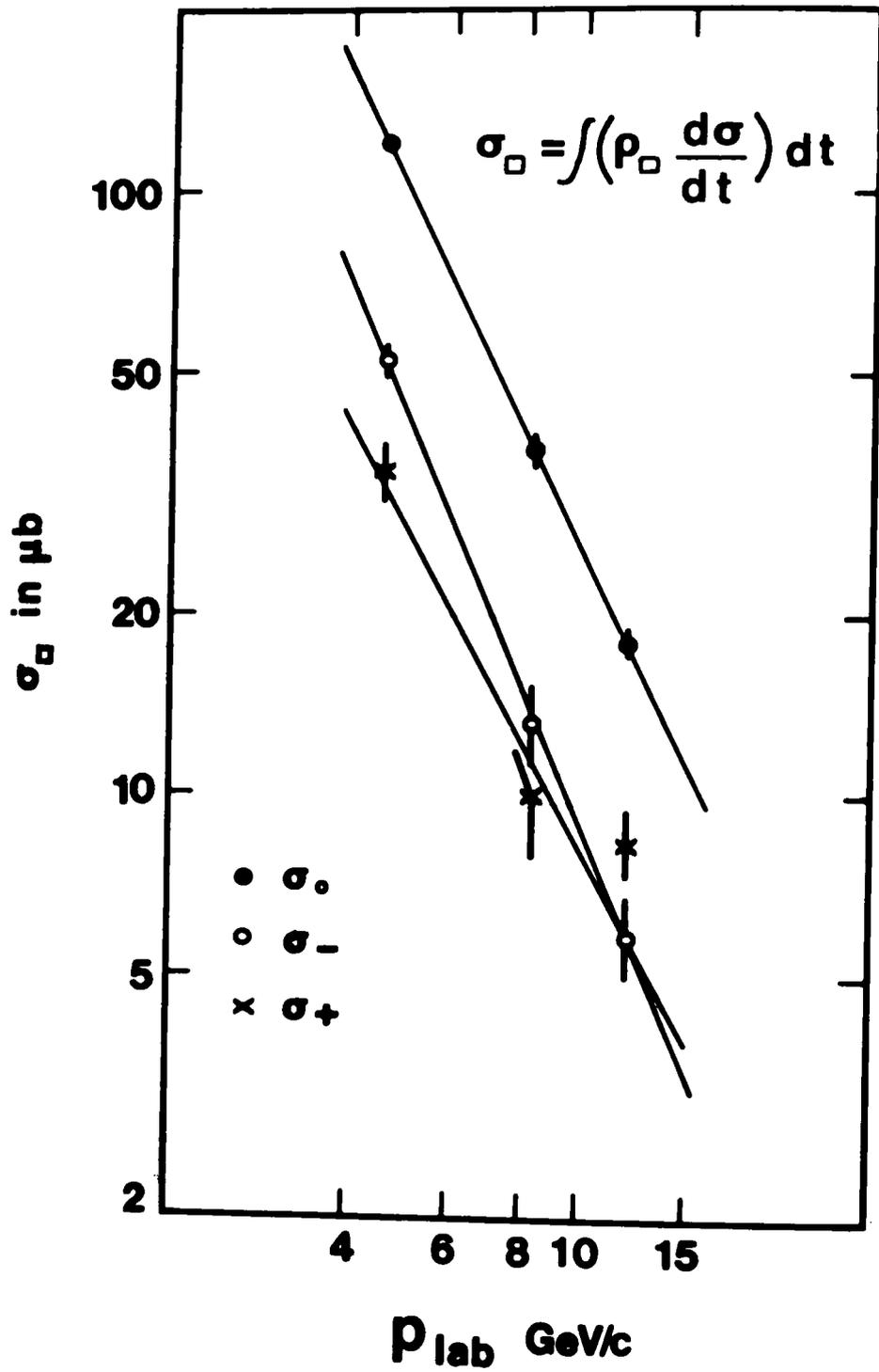
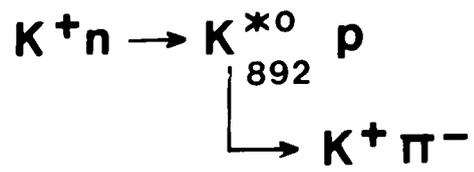
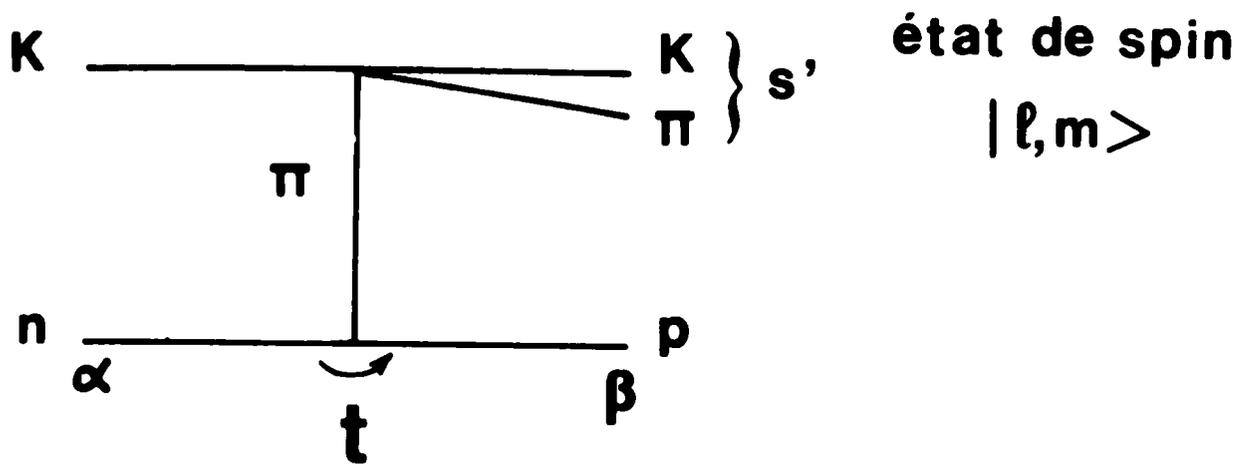


FIG. 6-5



$$n = |-\alpha - m + \beta|$$

$$t' = t - t_{\min}$$

$$t_0 = \mu^2 - t_{\min}$$

FIG. 6-6

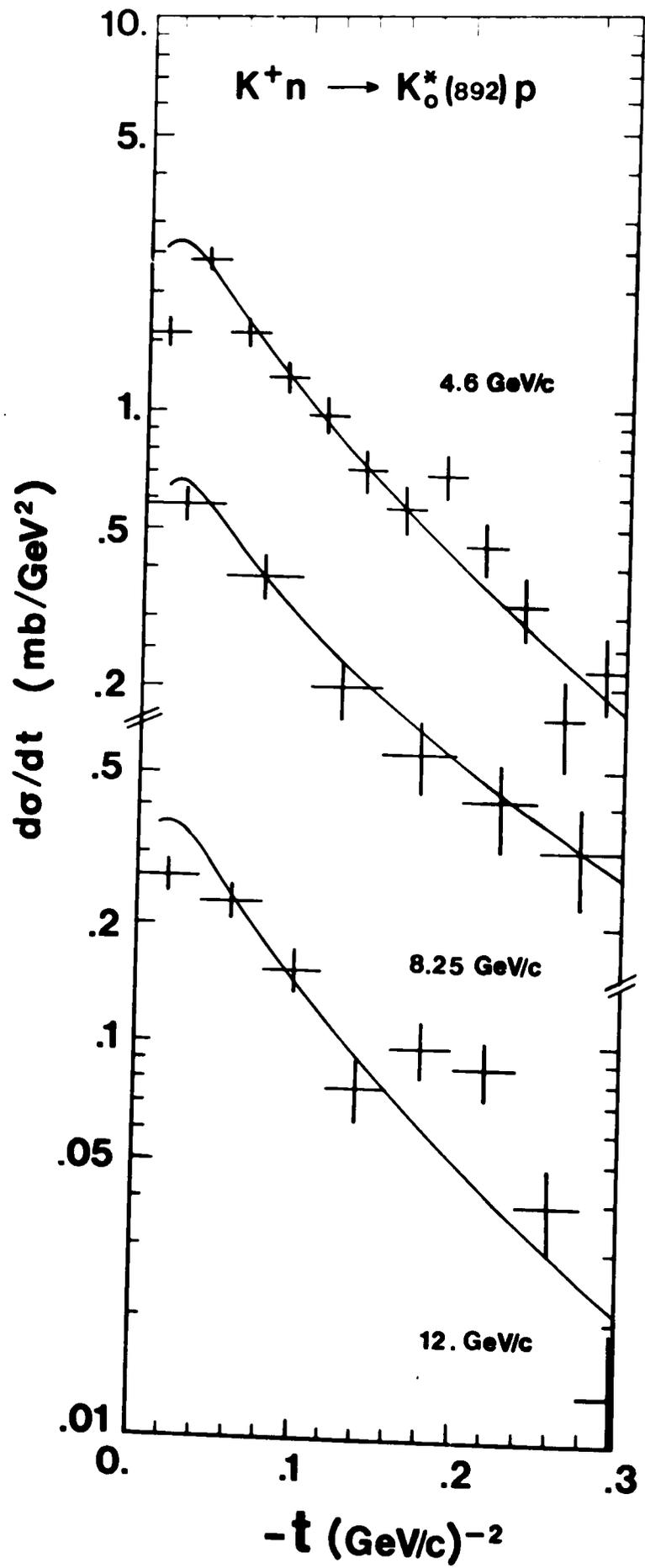


FIG. 6-7A

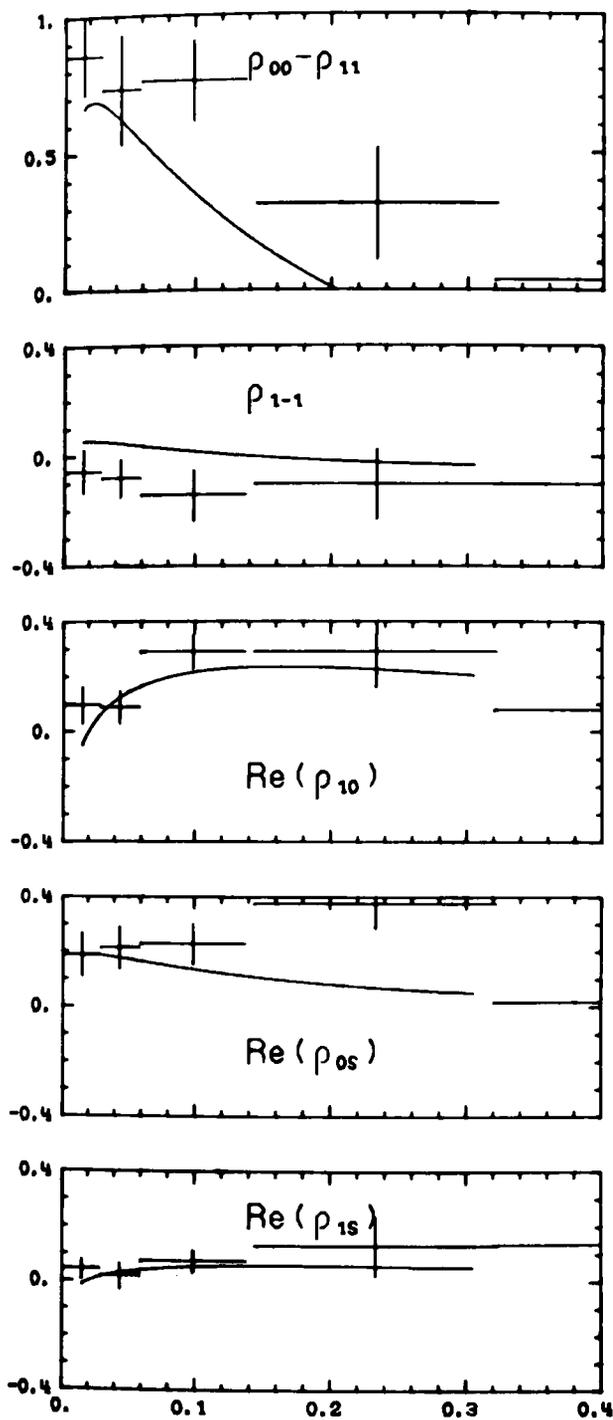
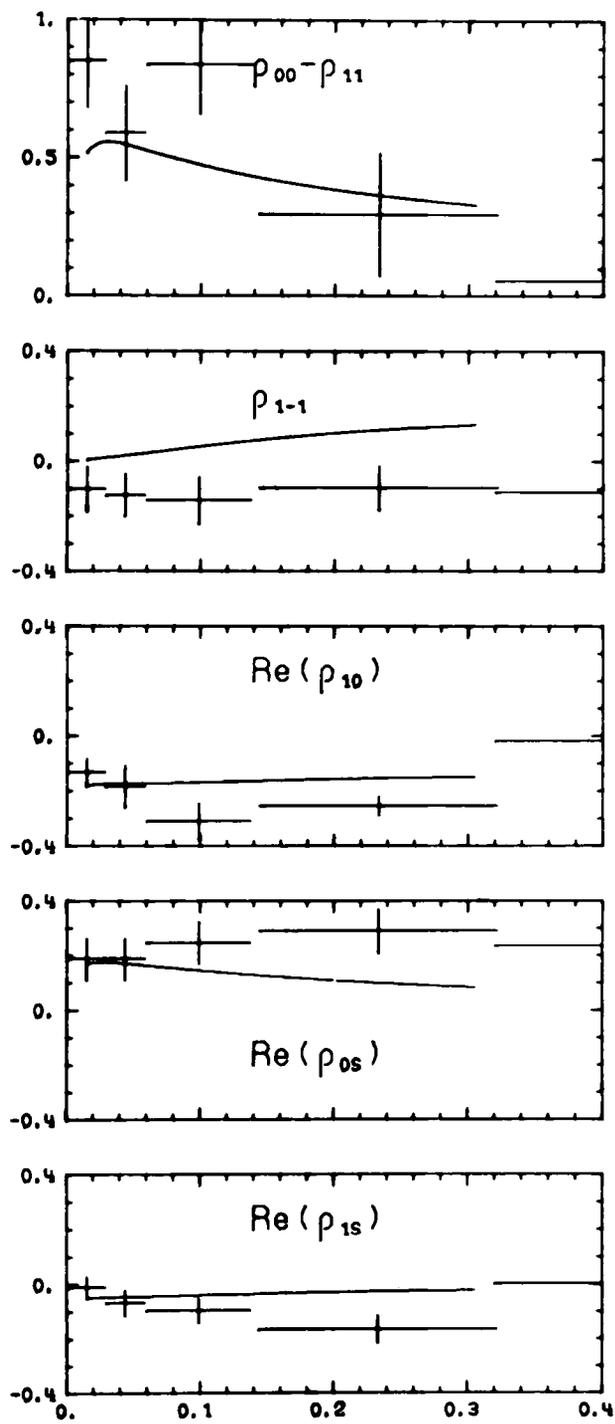
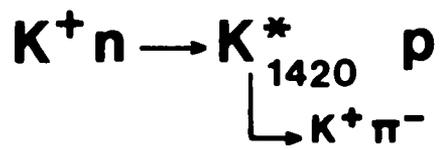
S-helicité**t-helicité** $|t| \text{ Ge}^2$

FIG. 6-7B



8.25 GeV/c

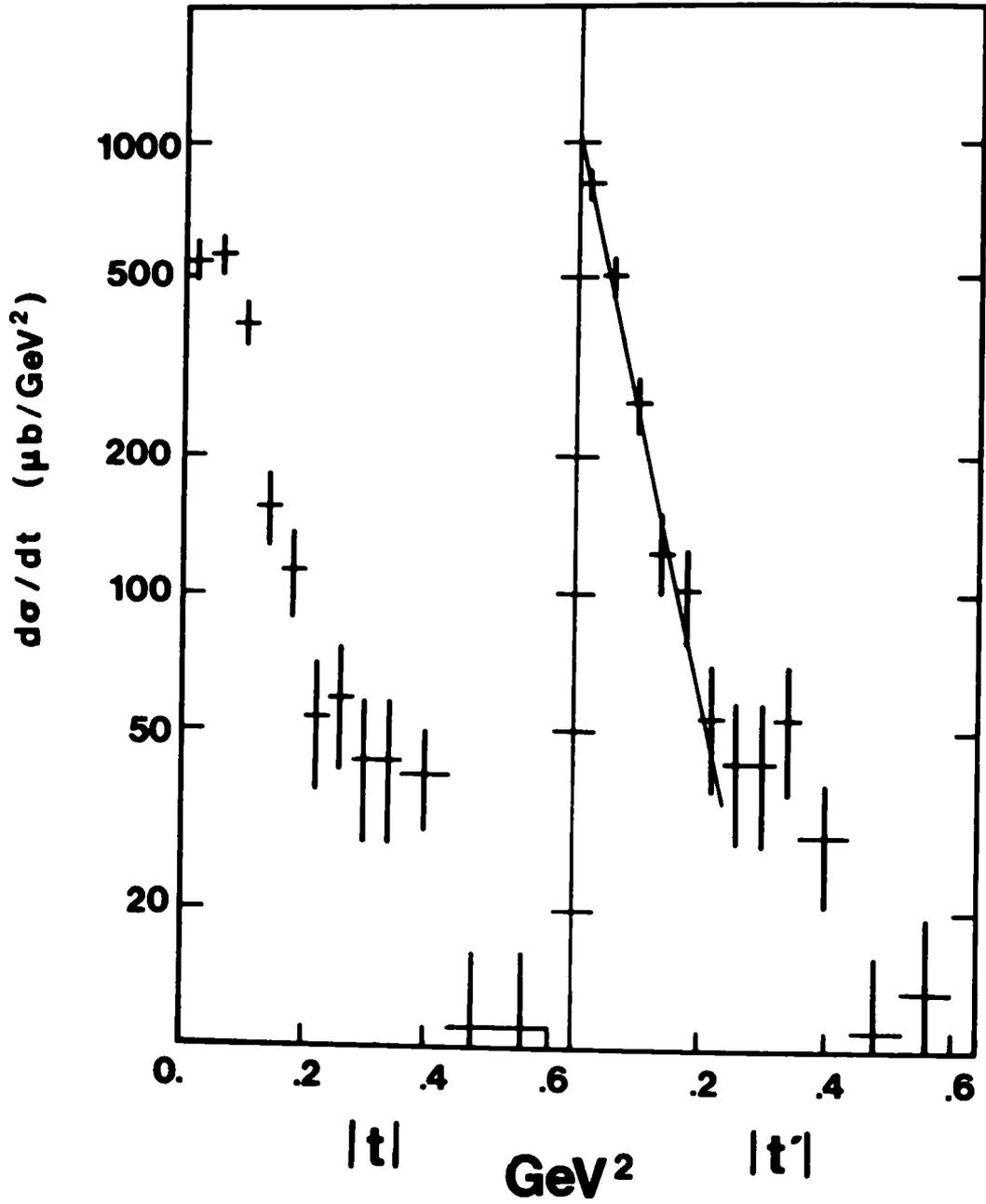


FIG. 6-8

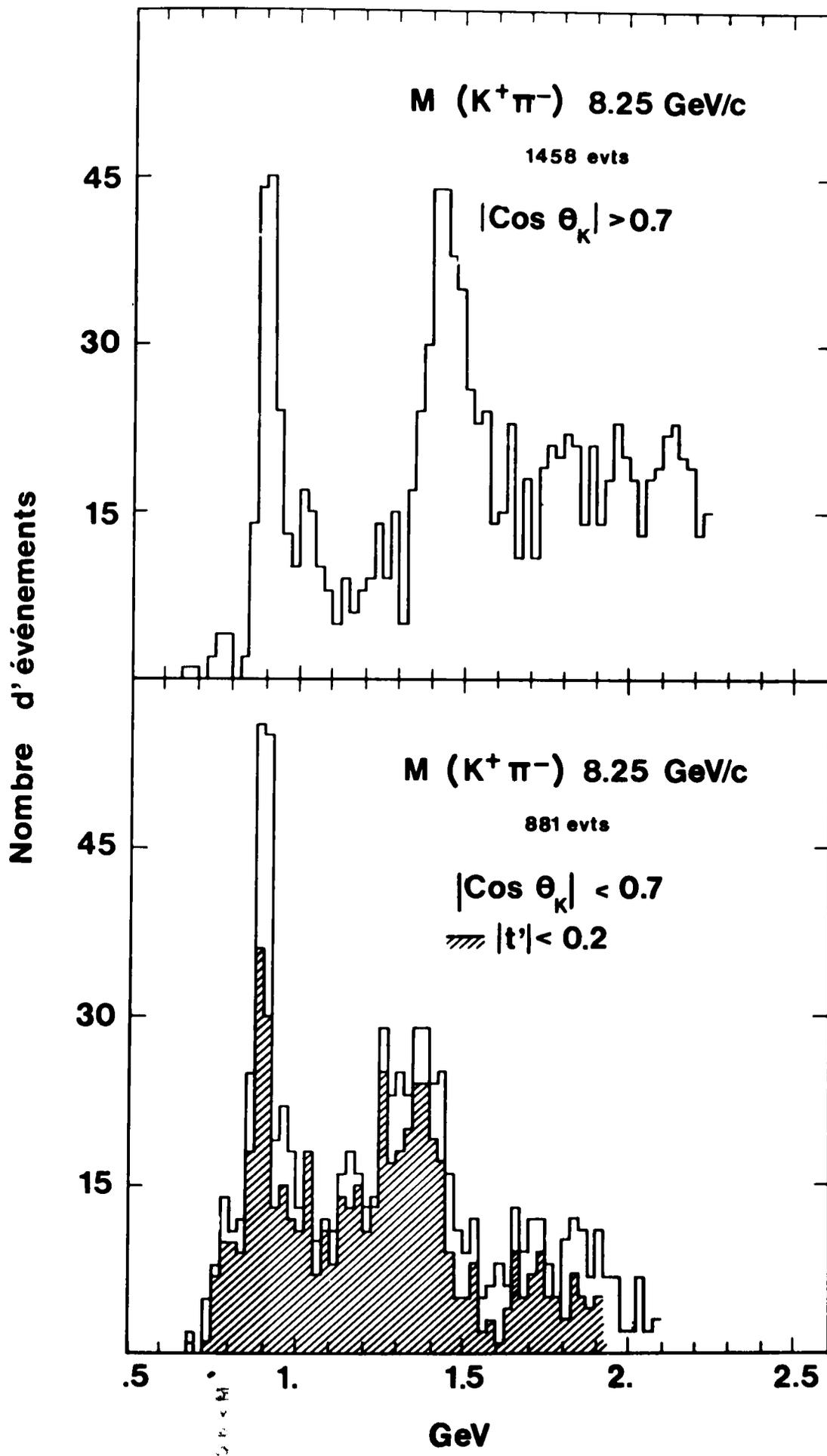


FIG. 6-9

8.25 GeV/c

$1.30 < M(K^+ \pi^-) < 1.40$ $1.40 < M(K^+ \pi^-) < 1.50$

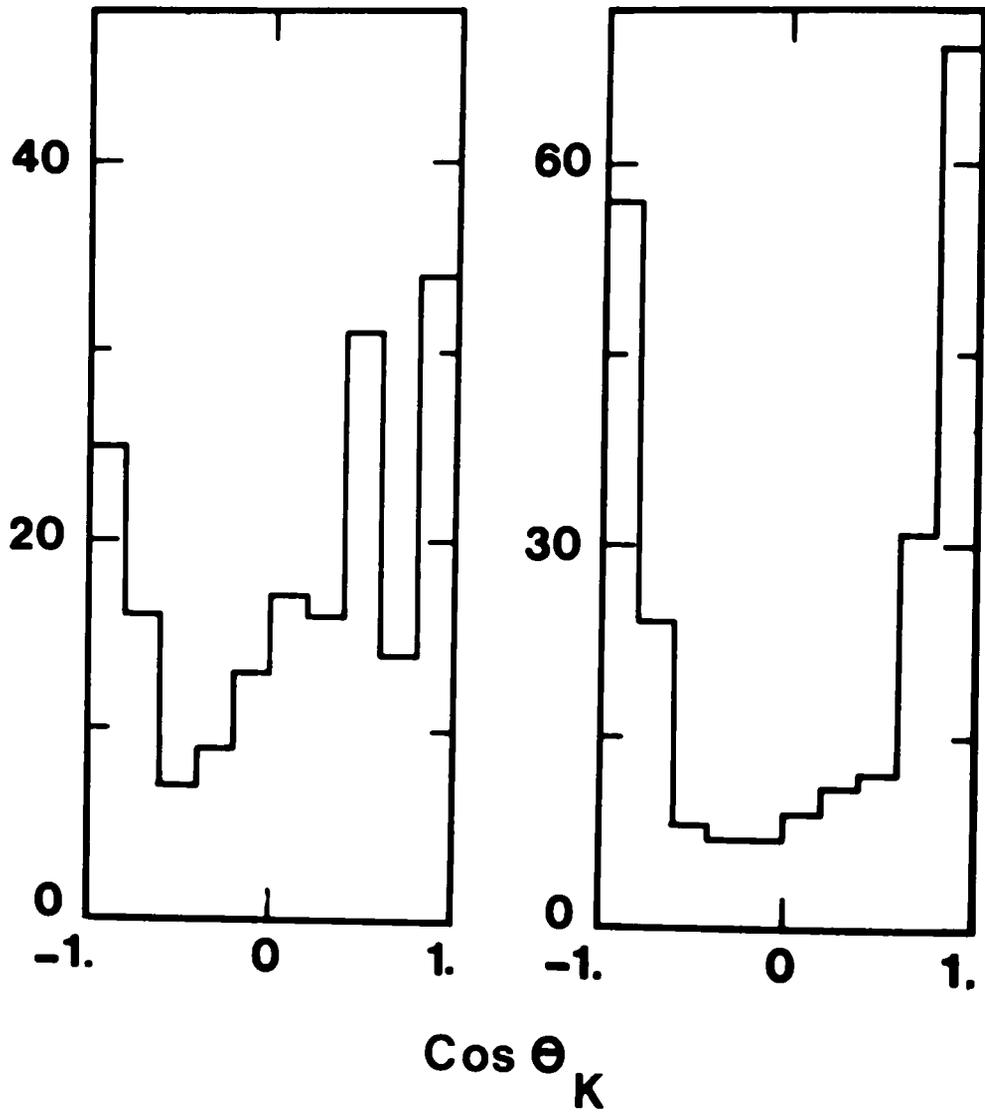
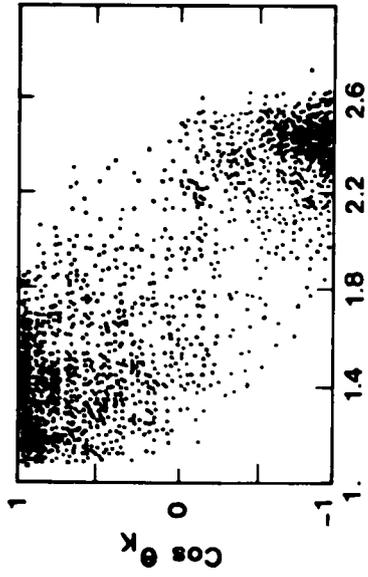


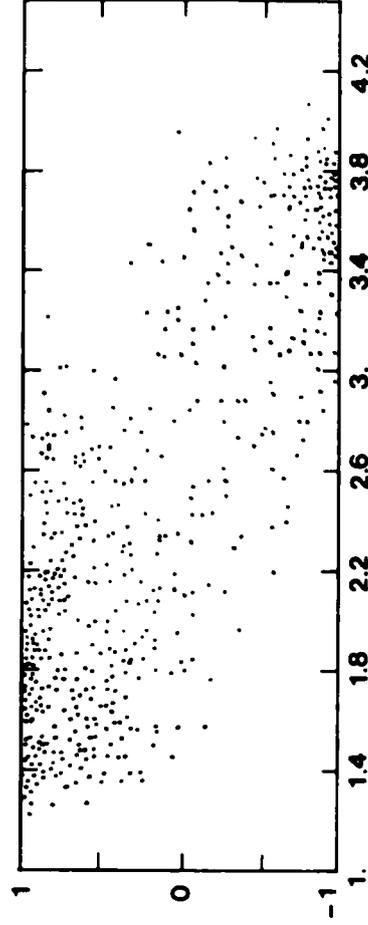
FIG. 6-10

4.6 GeV/c



$0.6 < M(K^+ \pi^-) < 1.$

12. GeV/c



$1.2 < M(K^+ \pi^-) < 1.6$

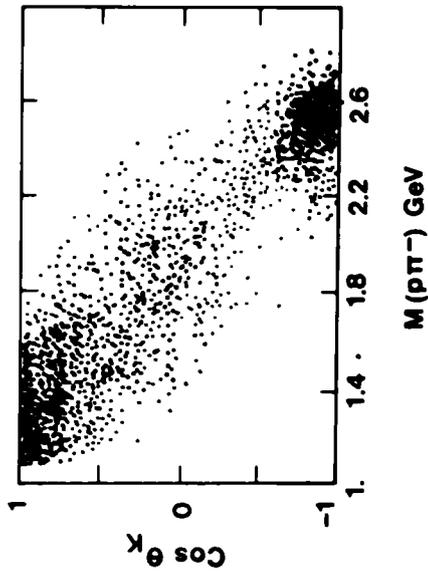


FIG. 6-11

$K^+ n \rightarrow (K^+ \pi^-) p$ 12. GeV/c

$t' < 0.3 \text{ GeV}^2$

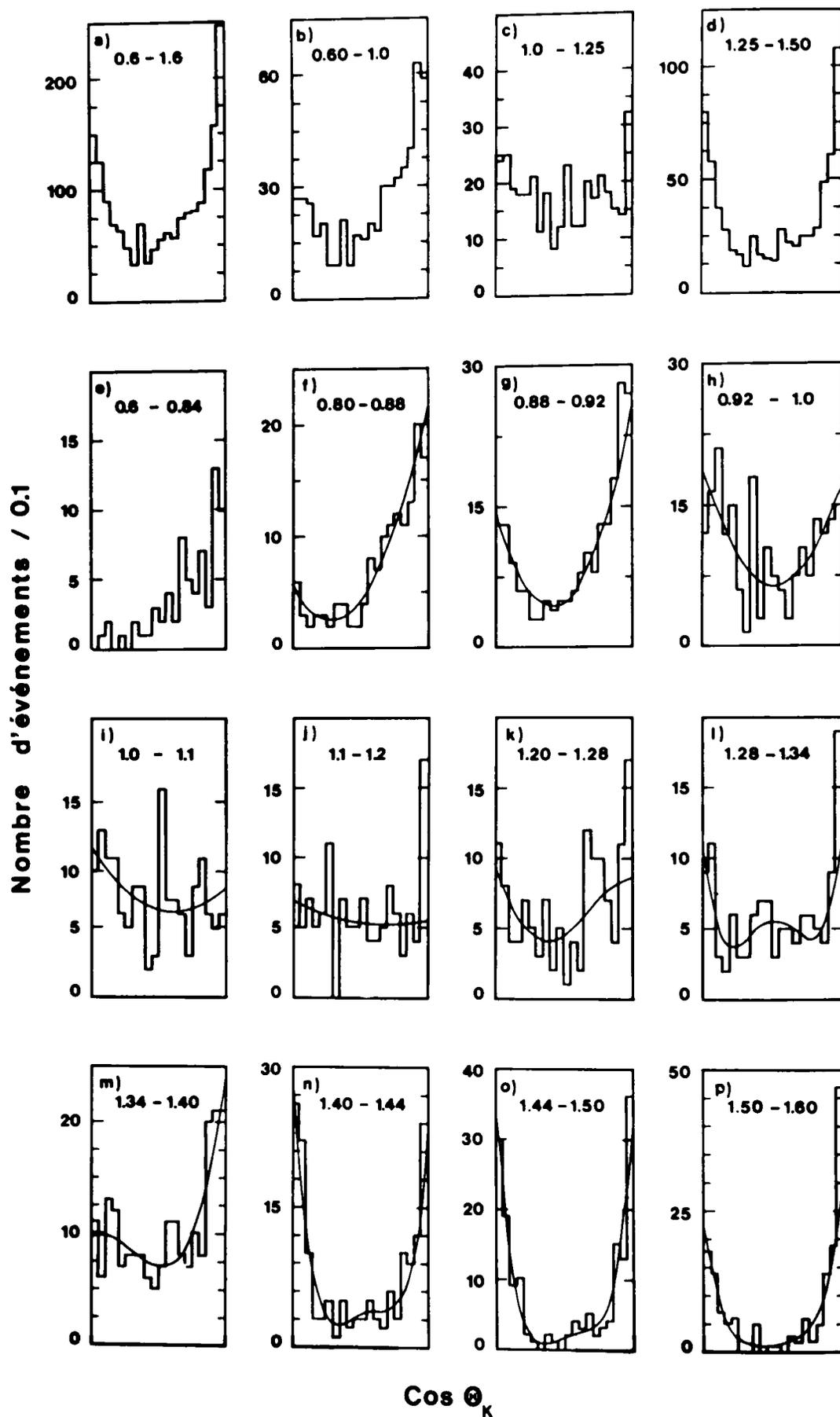


FIG. 6-12

4.6 GeV/c

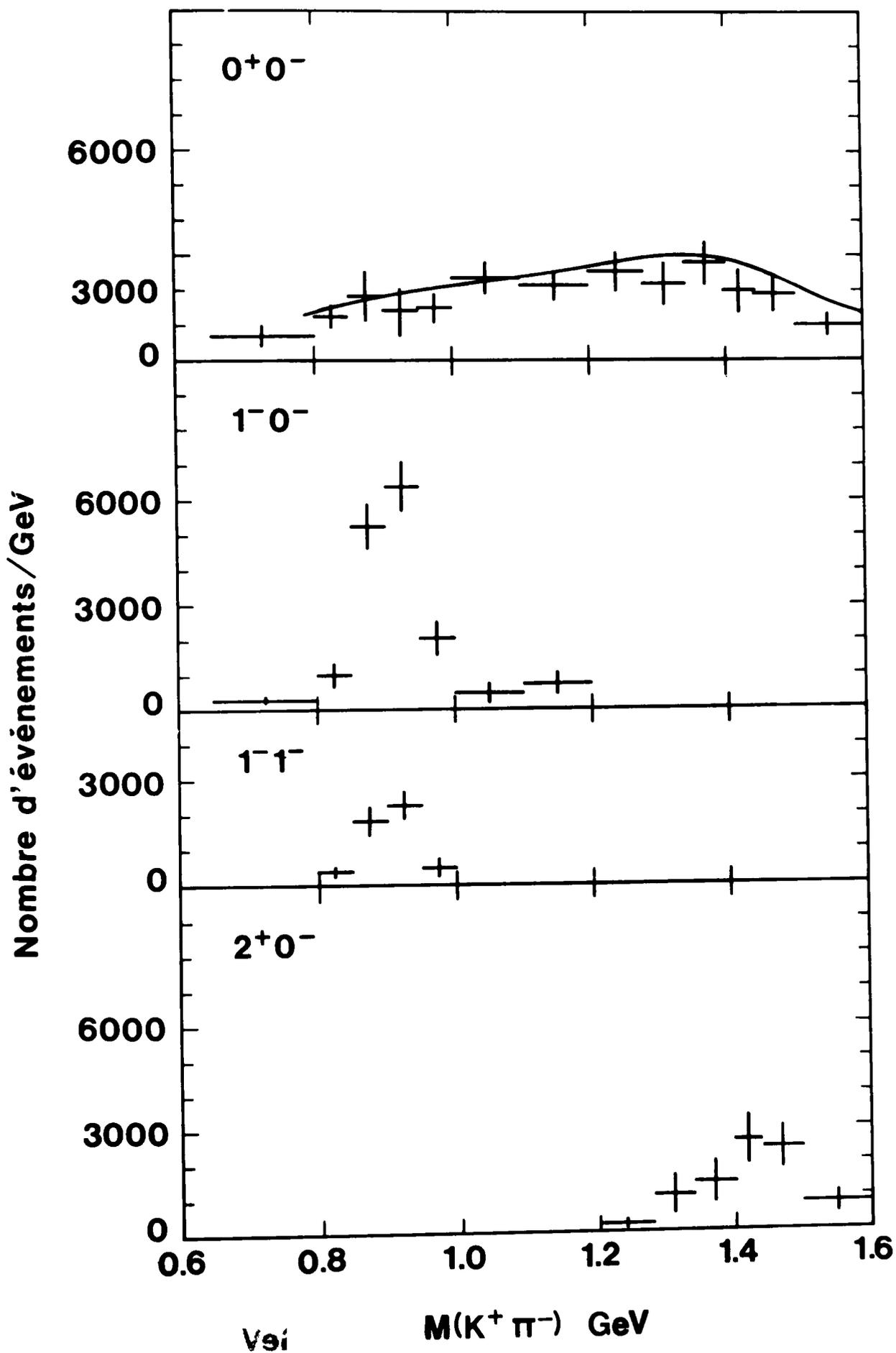


FIG. 6-13

8.25 GeV/c

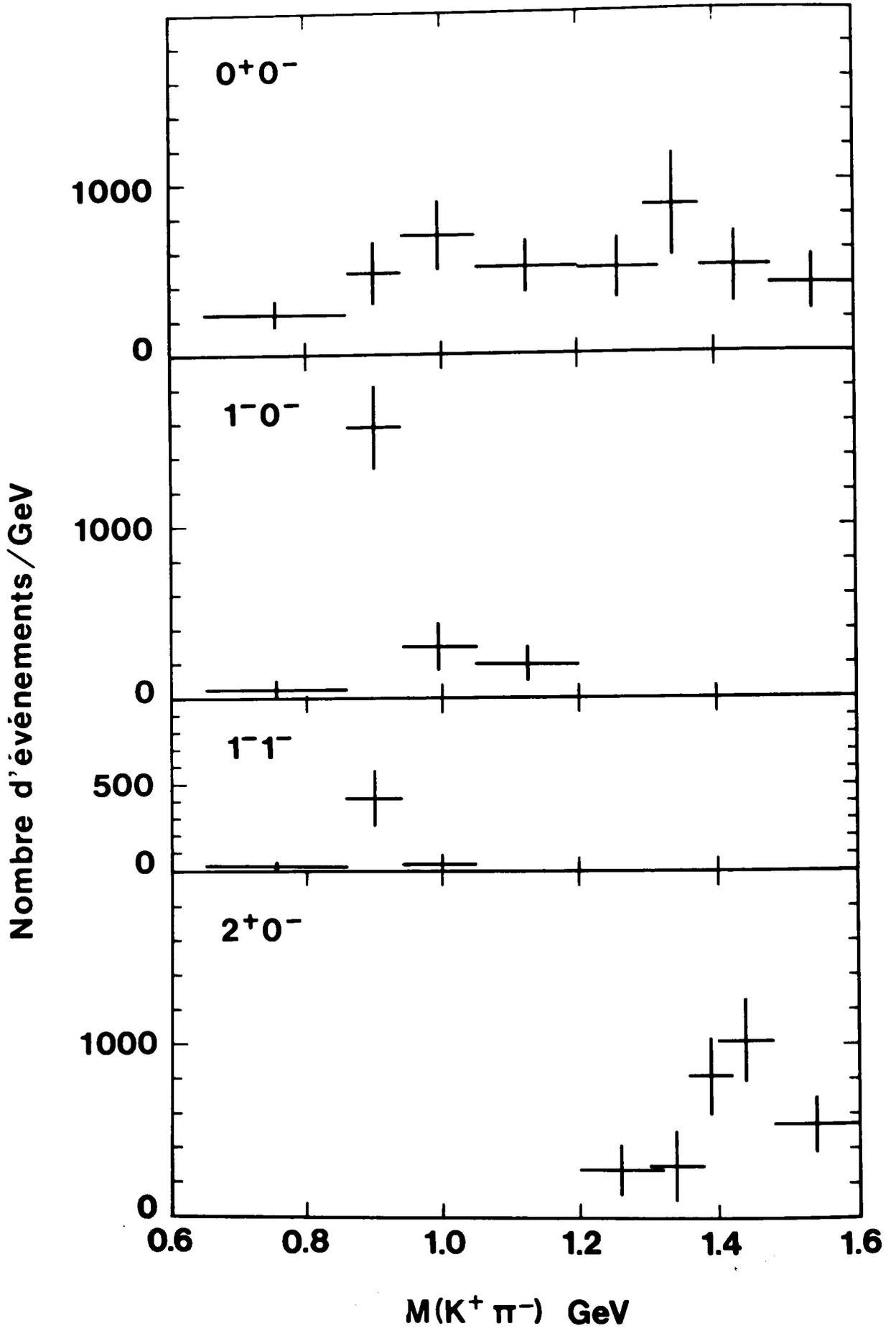


FIG. 6-14

12. GeV/c

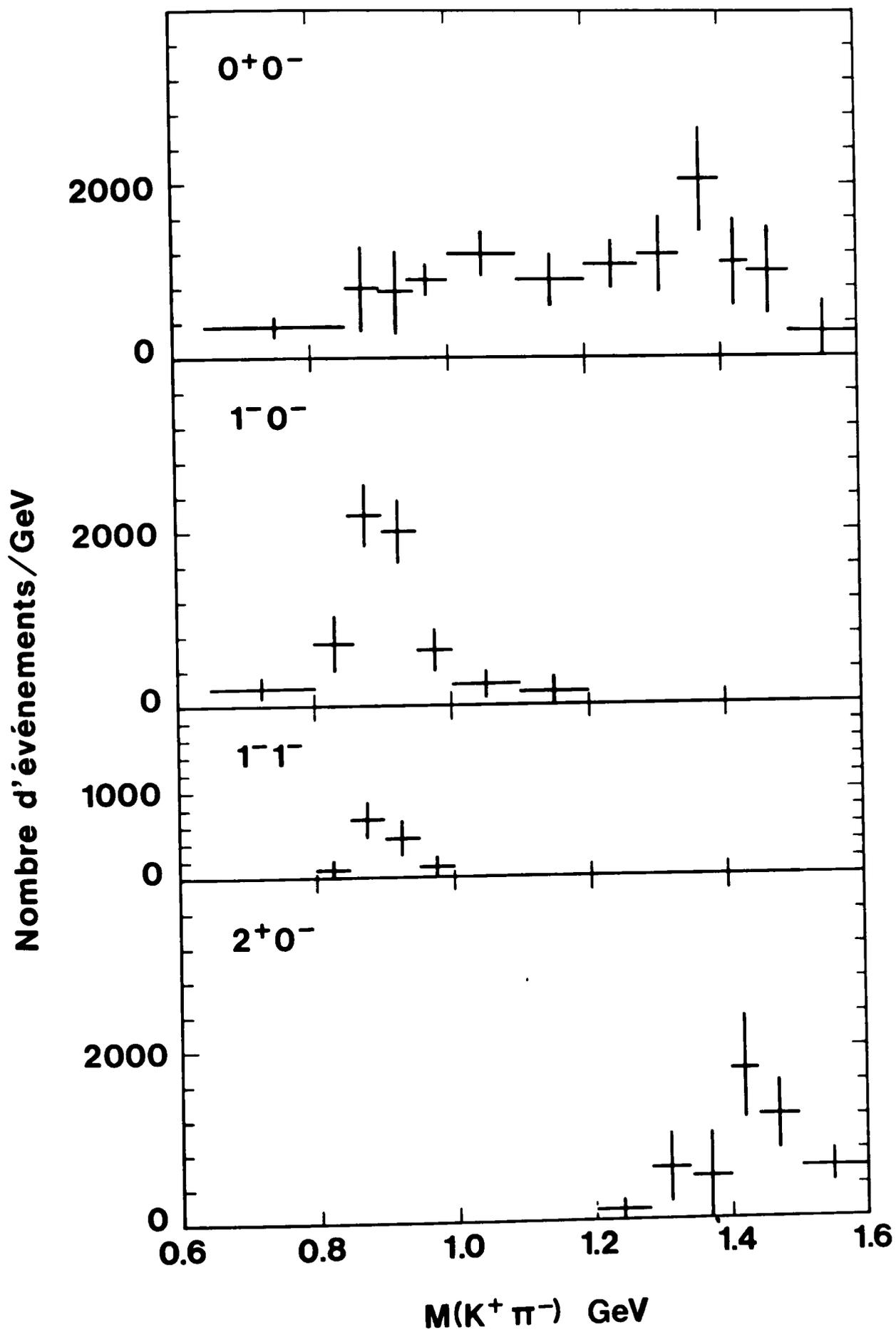


FIG. 6-15

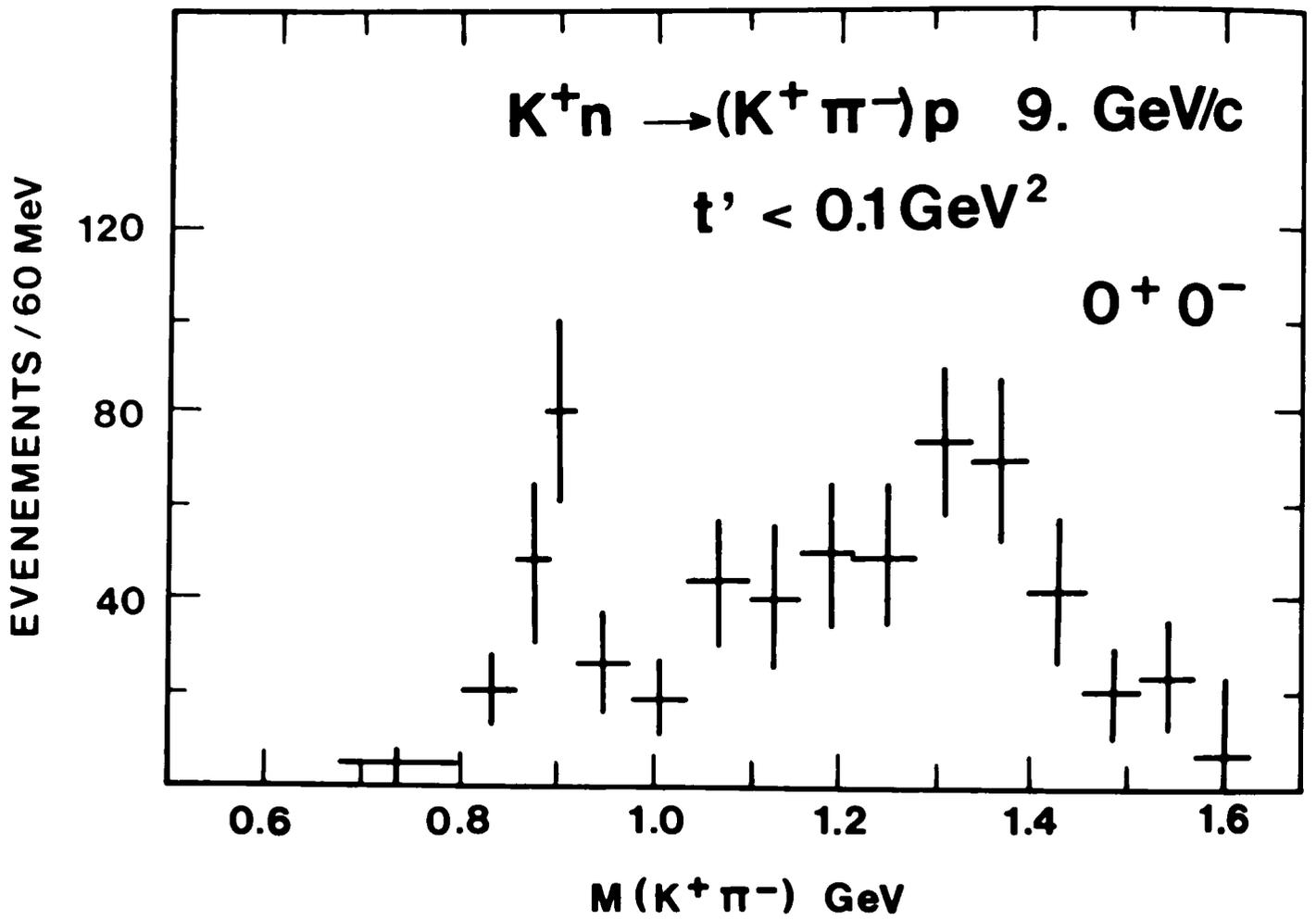


FIG. 6-16

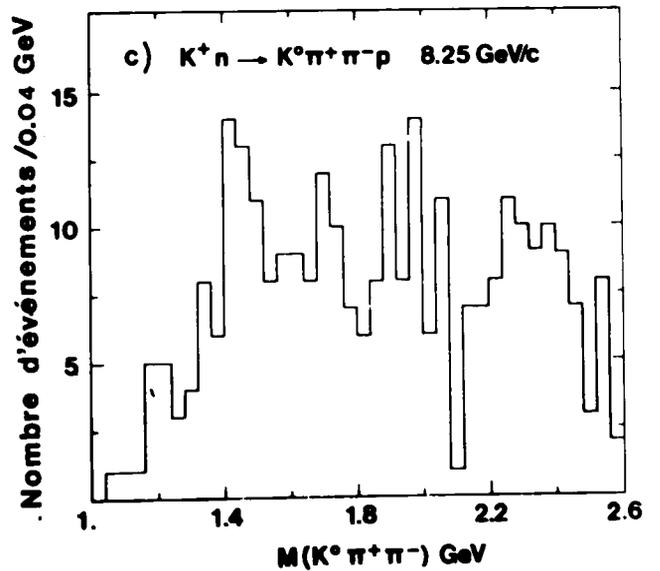
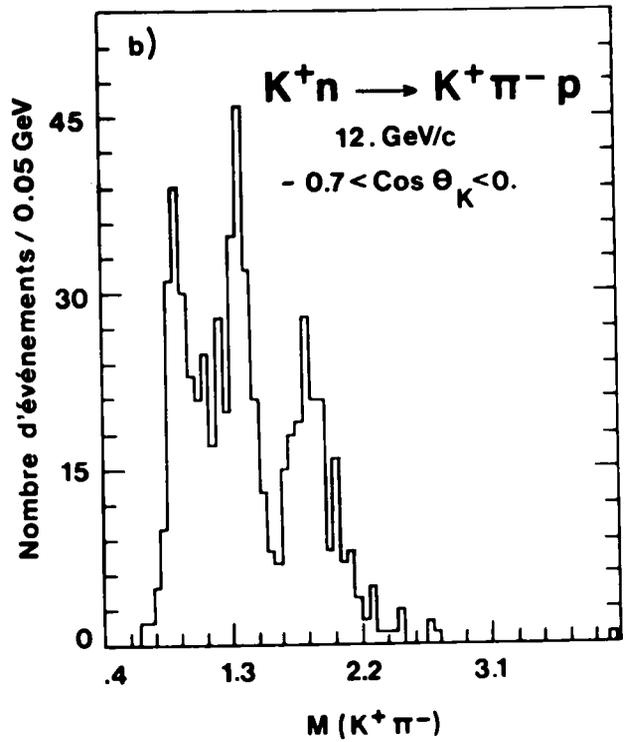
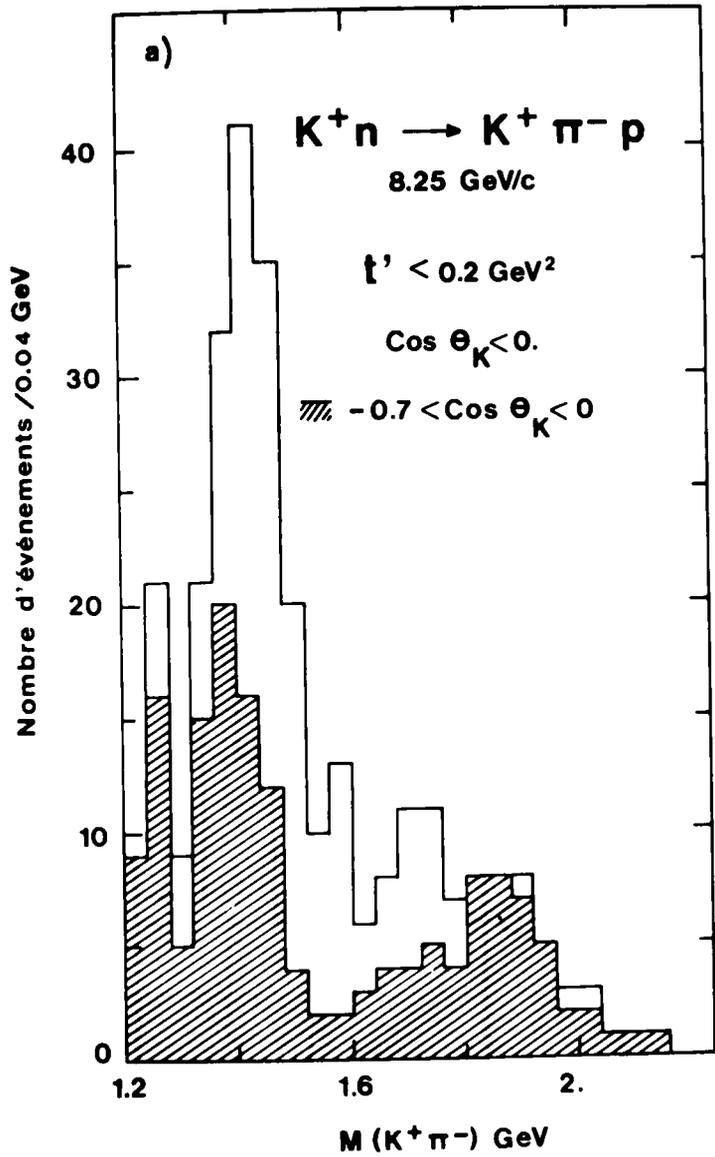


FIG. 6-17

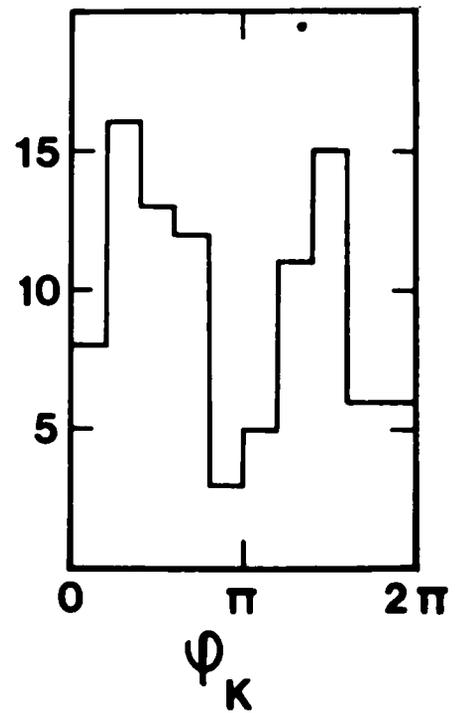
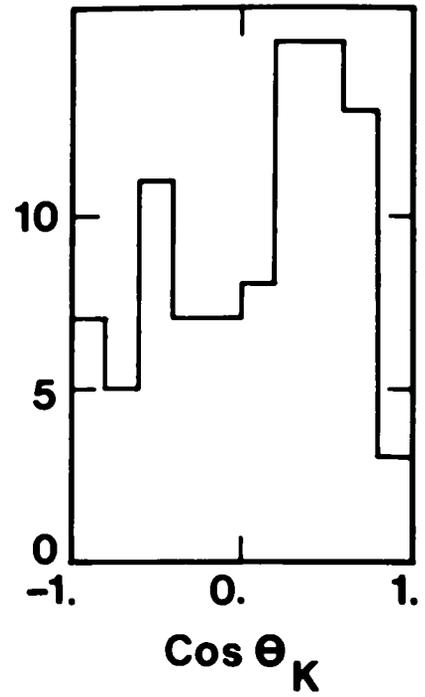
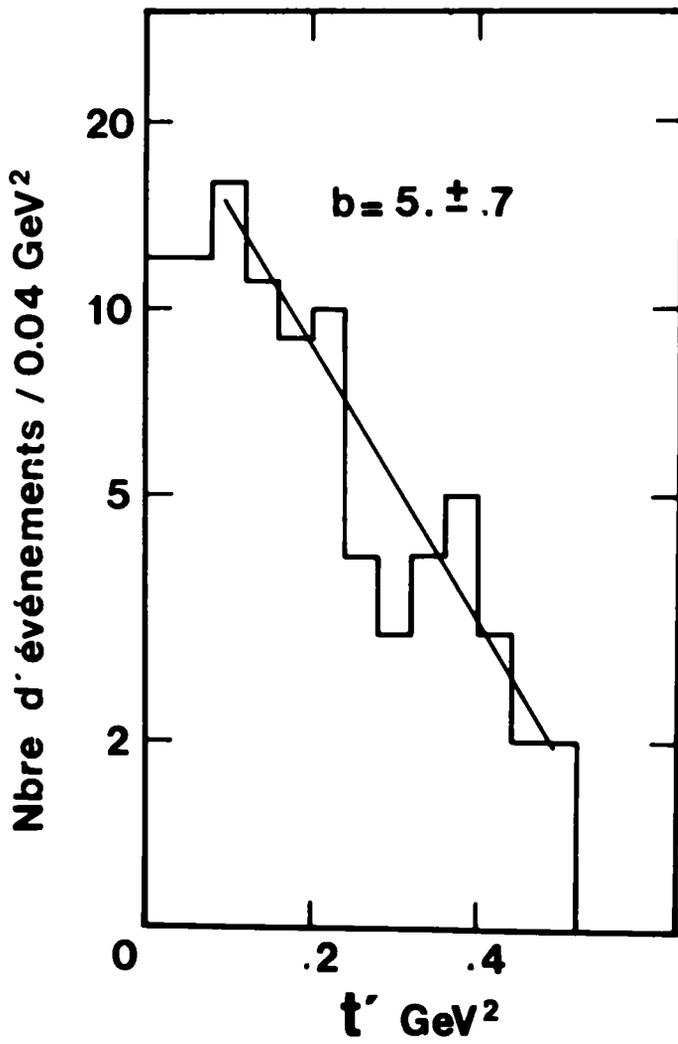
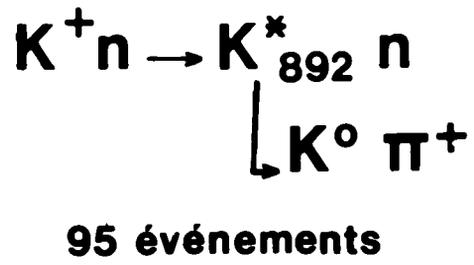


FIG. 6-18

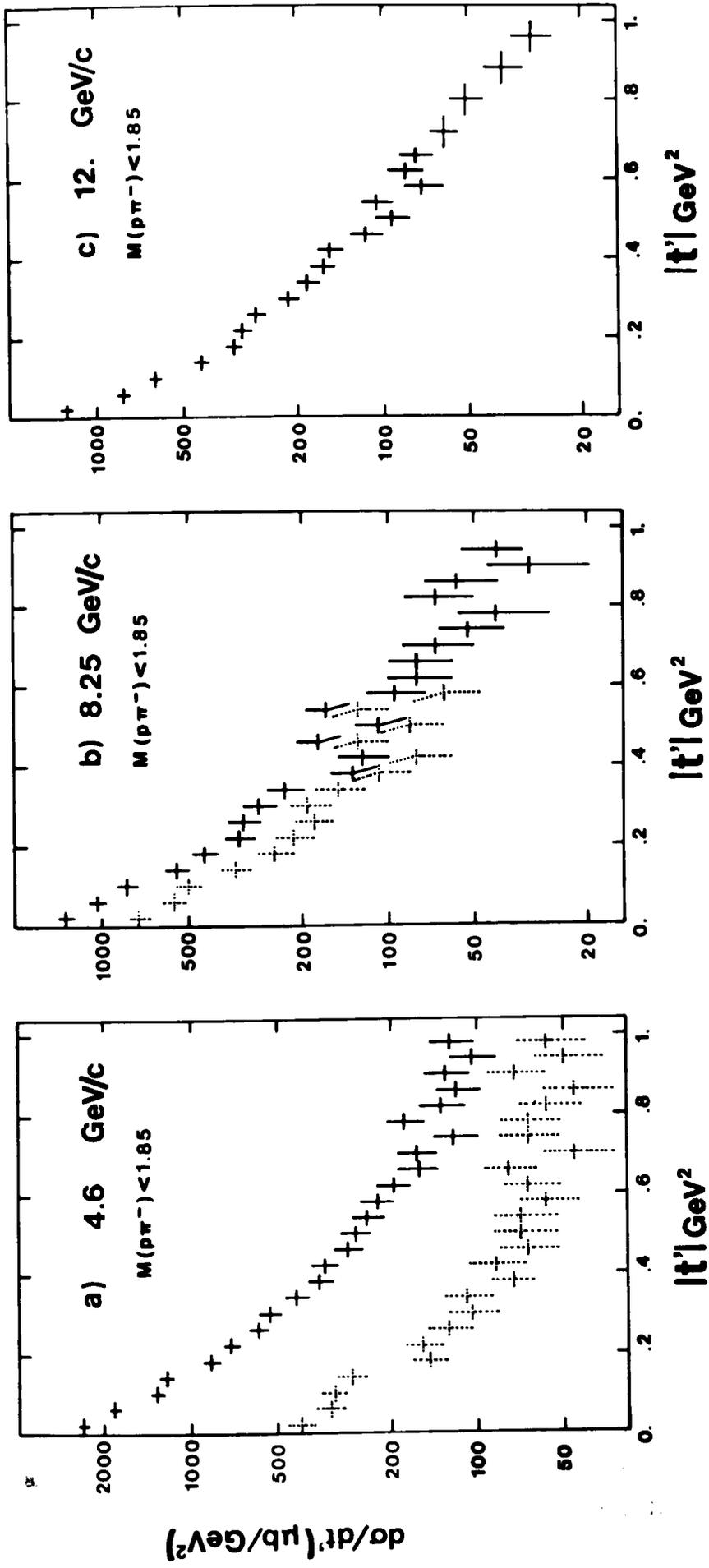


FIG. 7-1

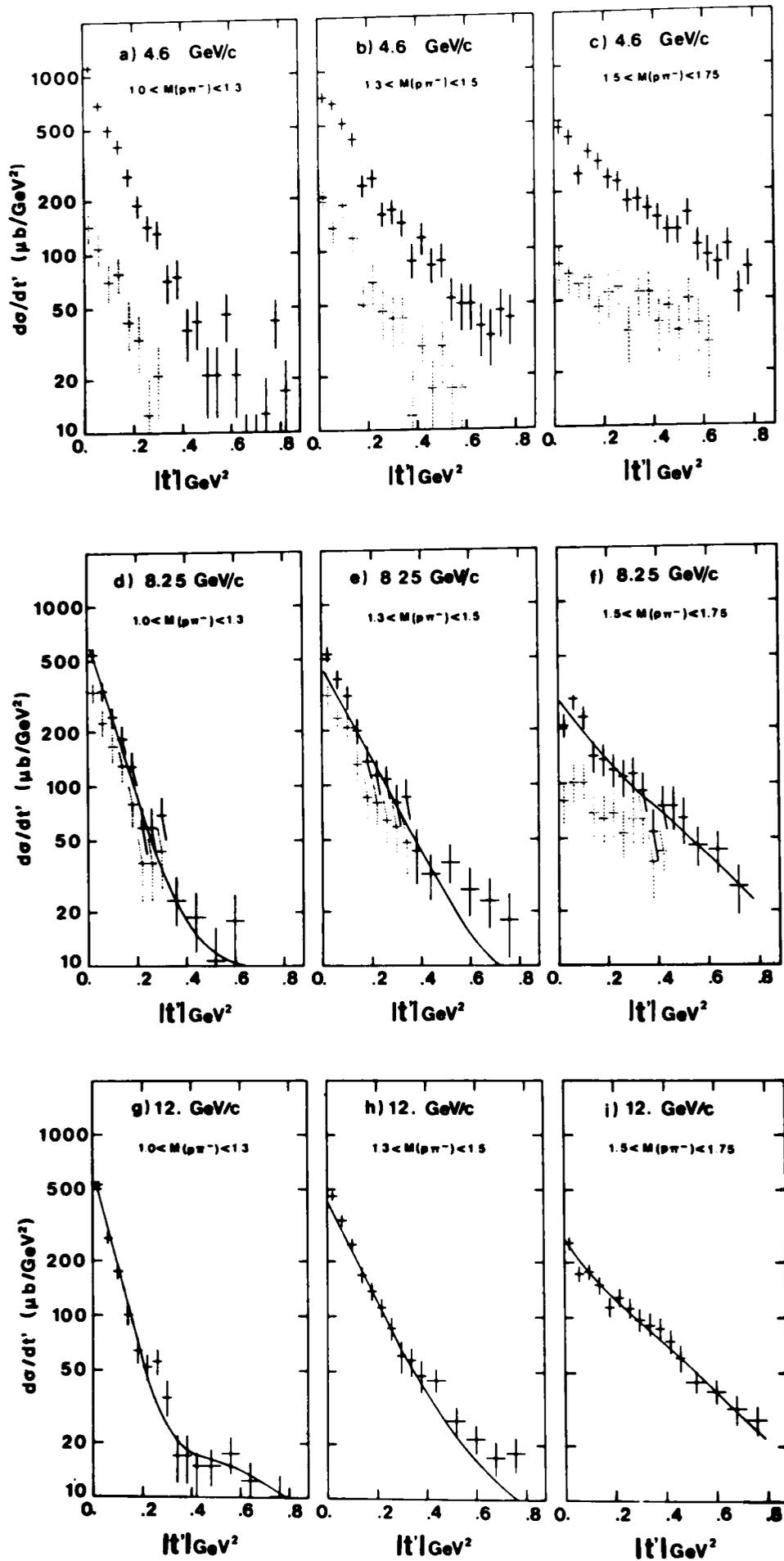


FIG. 7-2

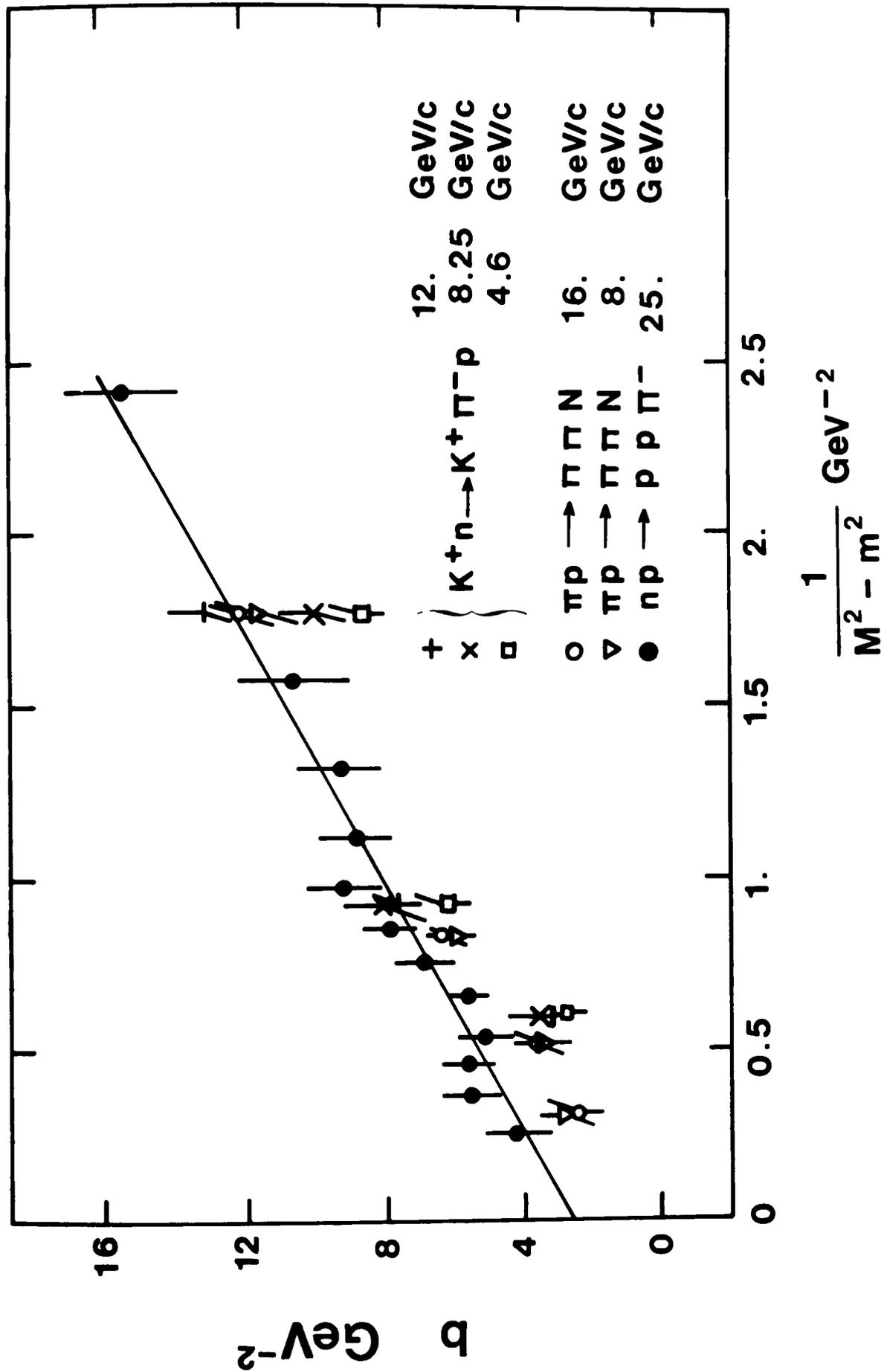


FIG. 7-3

$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$

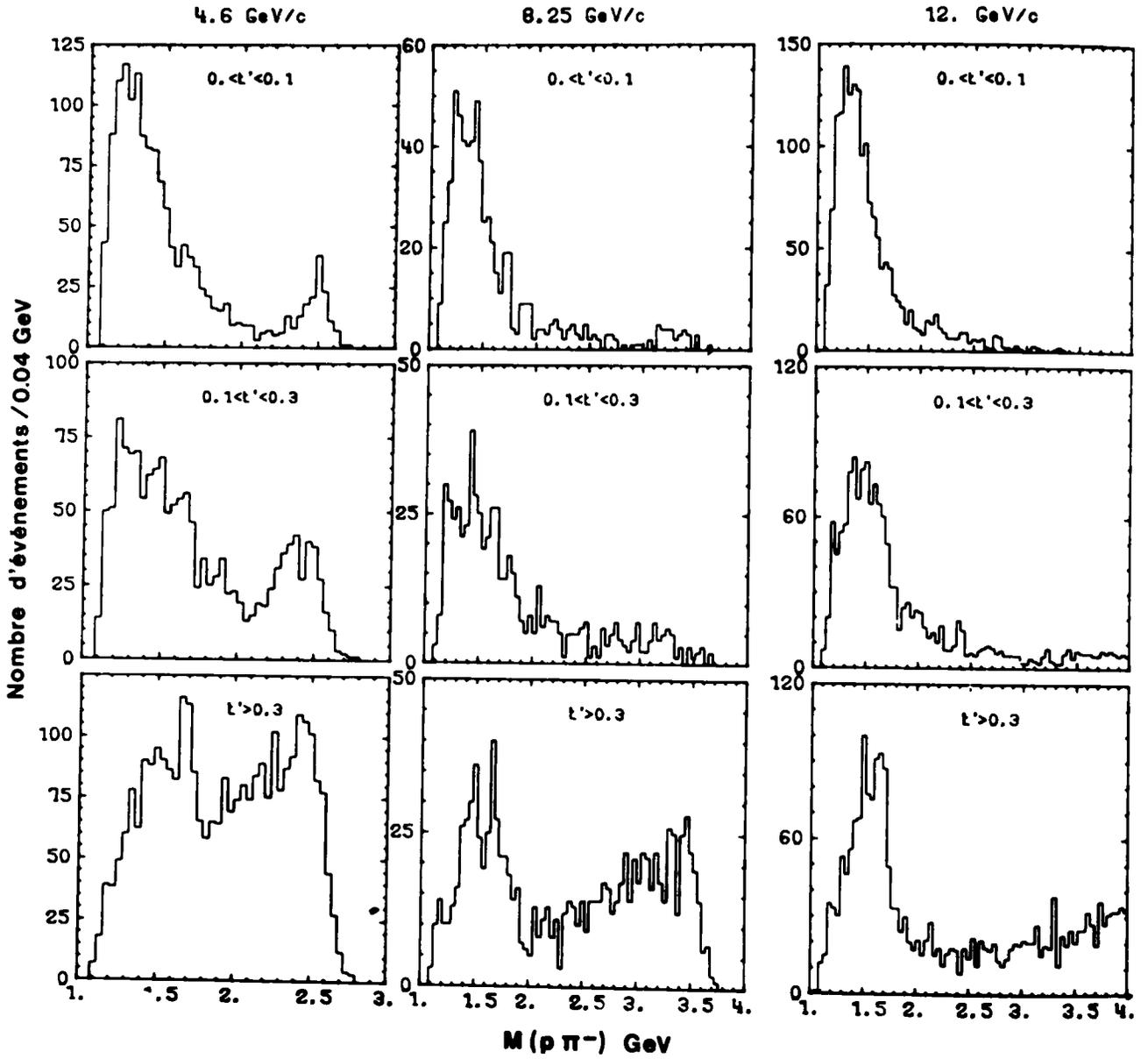
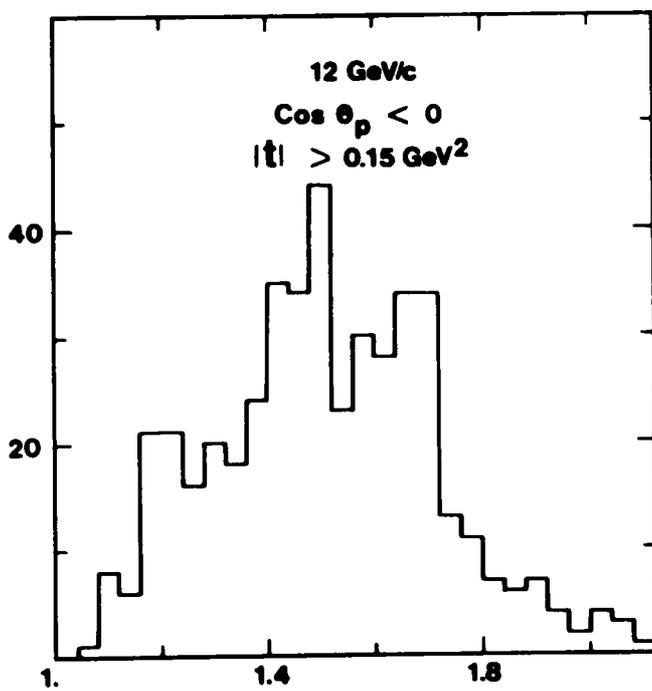
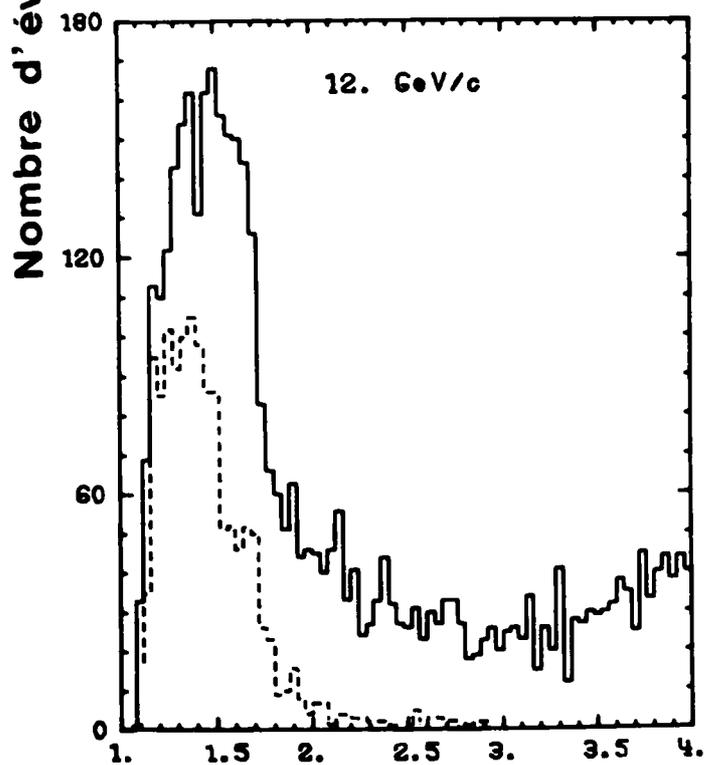
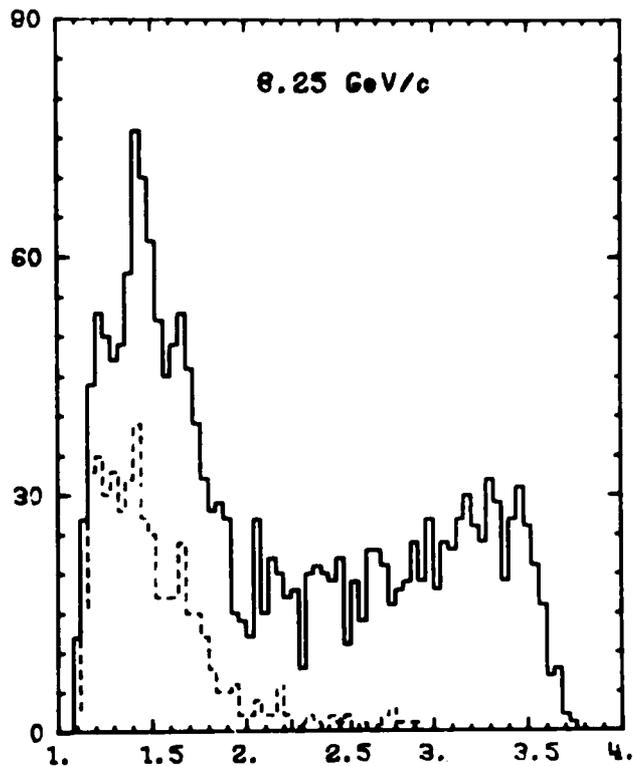
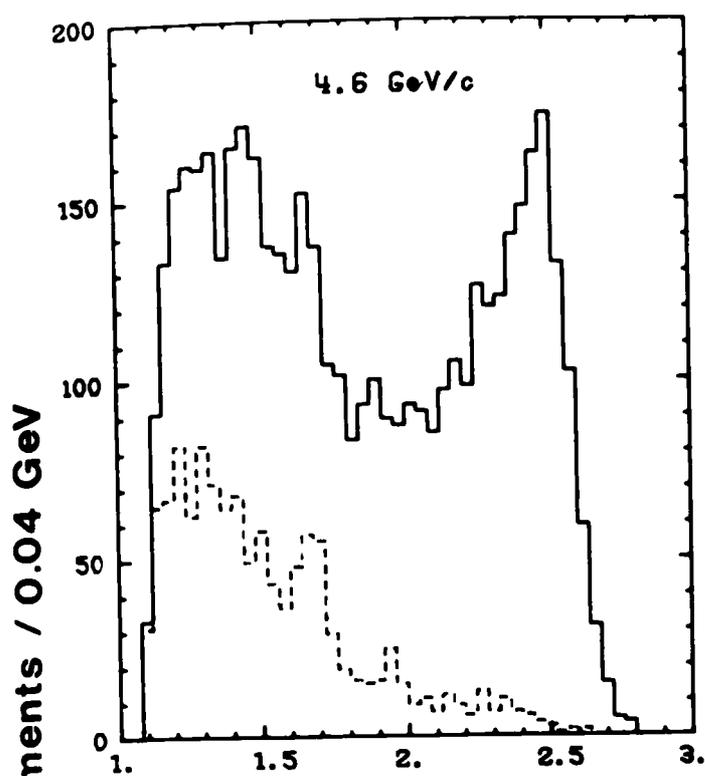


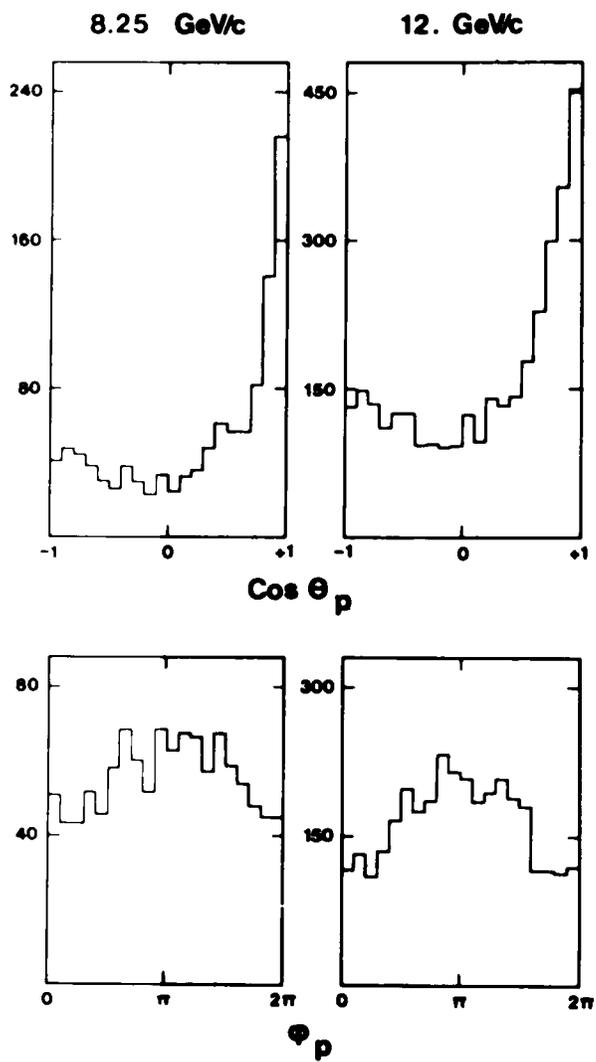
FIG. 7-4



$M(p\pi^-)$ GeV

FIG. 7-5

$K^+ n \rightarrow K^+(\pi^- p)$
 $M(p\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}^2$
 $t_{KK} < 1. \text{ GeV}^2$



$K^+ n \rightarrow K^+(\pi^- p)$
 1. < $M(p\pi^-) < 1.4$ 1.4 < $M(p\pi^-) < 1.8$

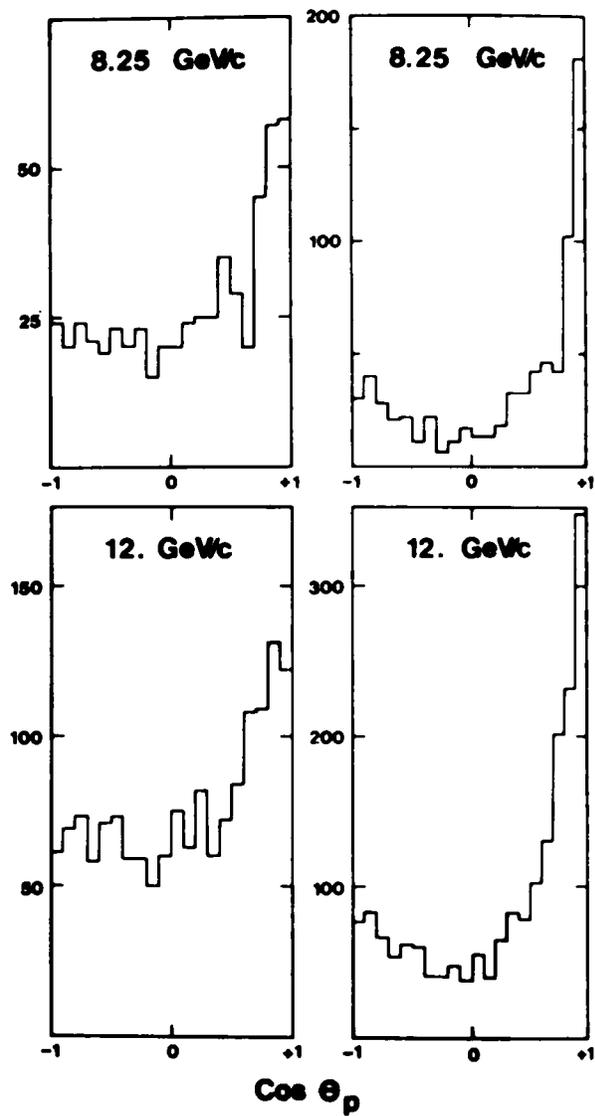
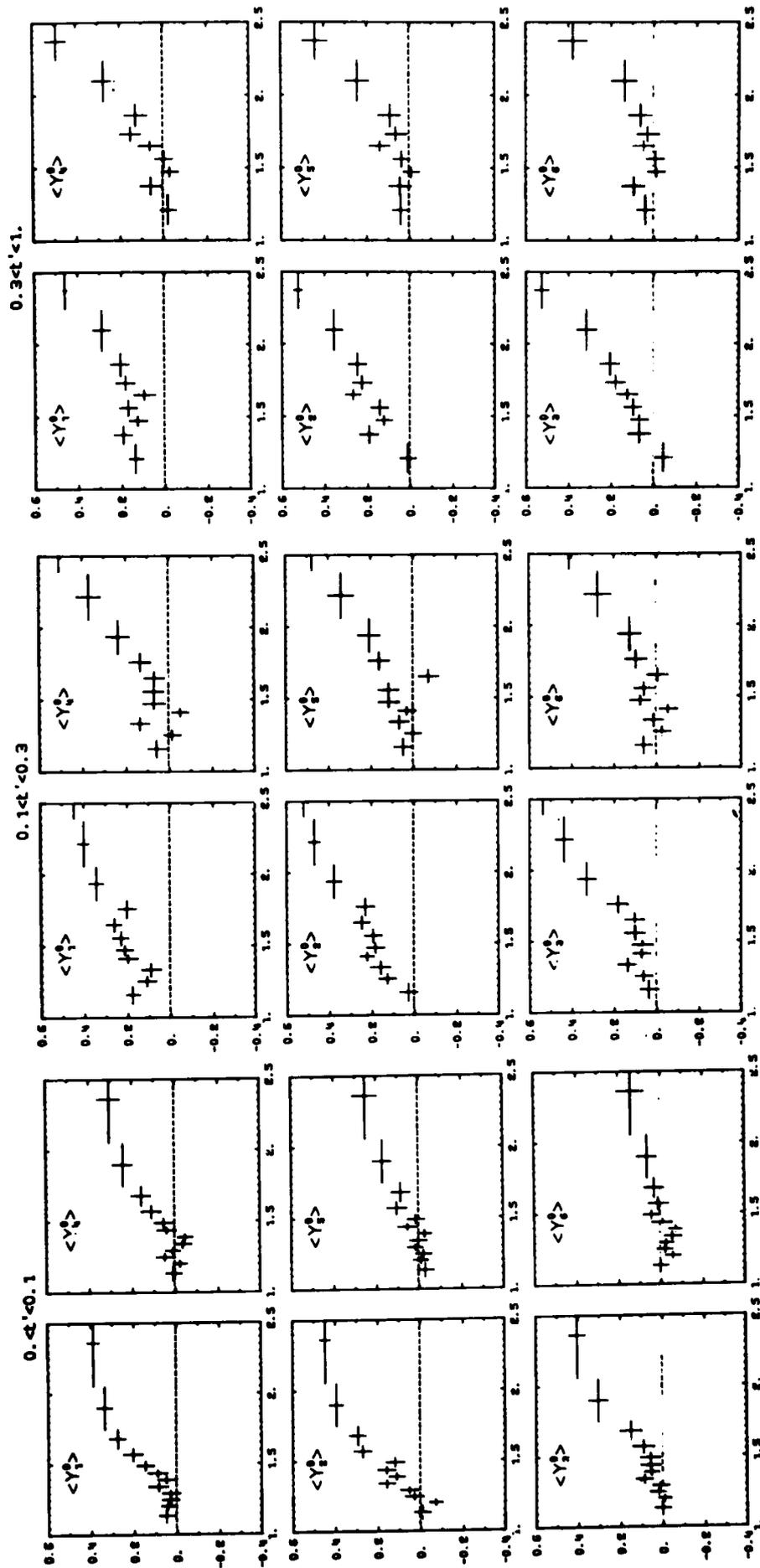


FIG. 7-6

$K^+ n \rightarrow K^+ \pi^- p$ 8.25 GeV/c



$M(p\pi^-)$ GeV

FIG. 7-7

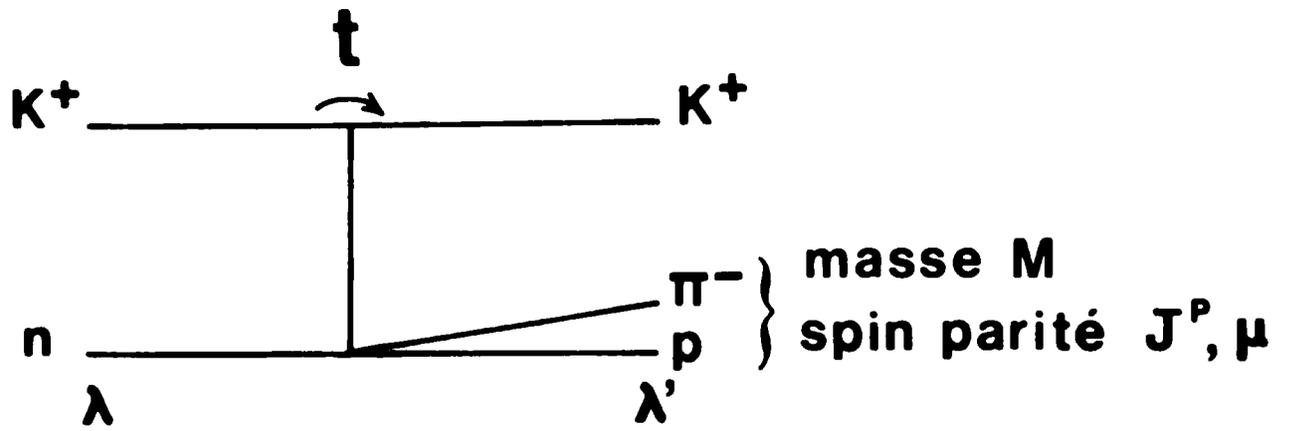


FIG. 7-8

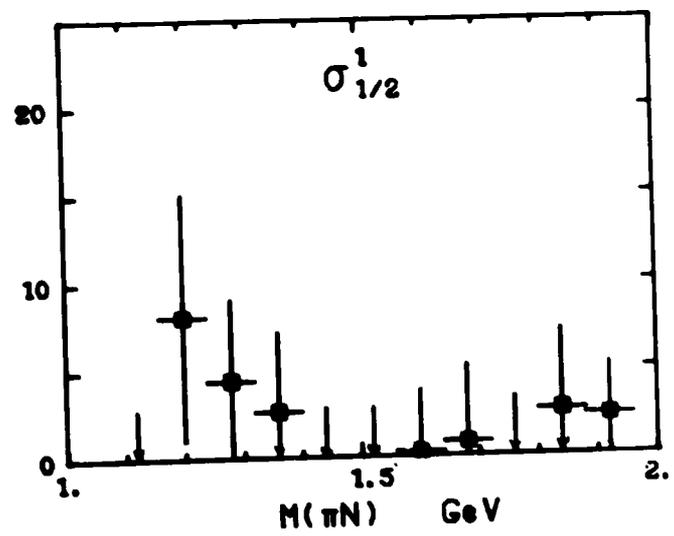
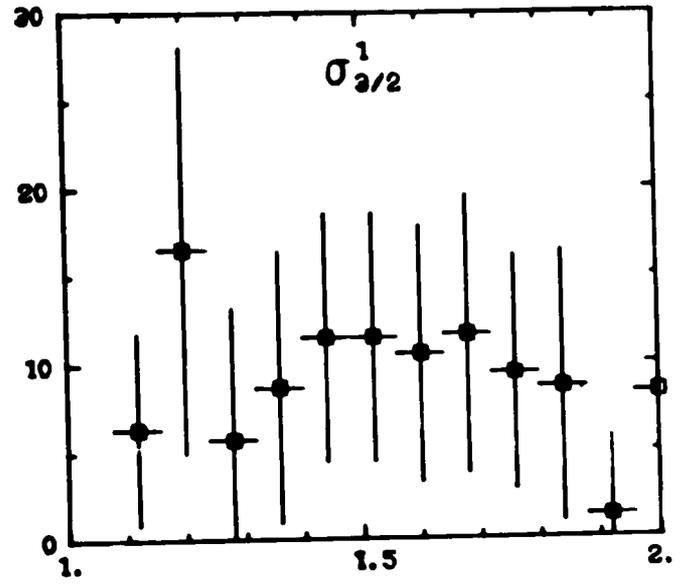
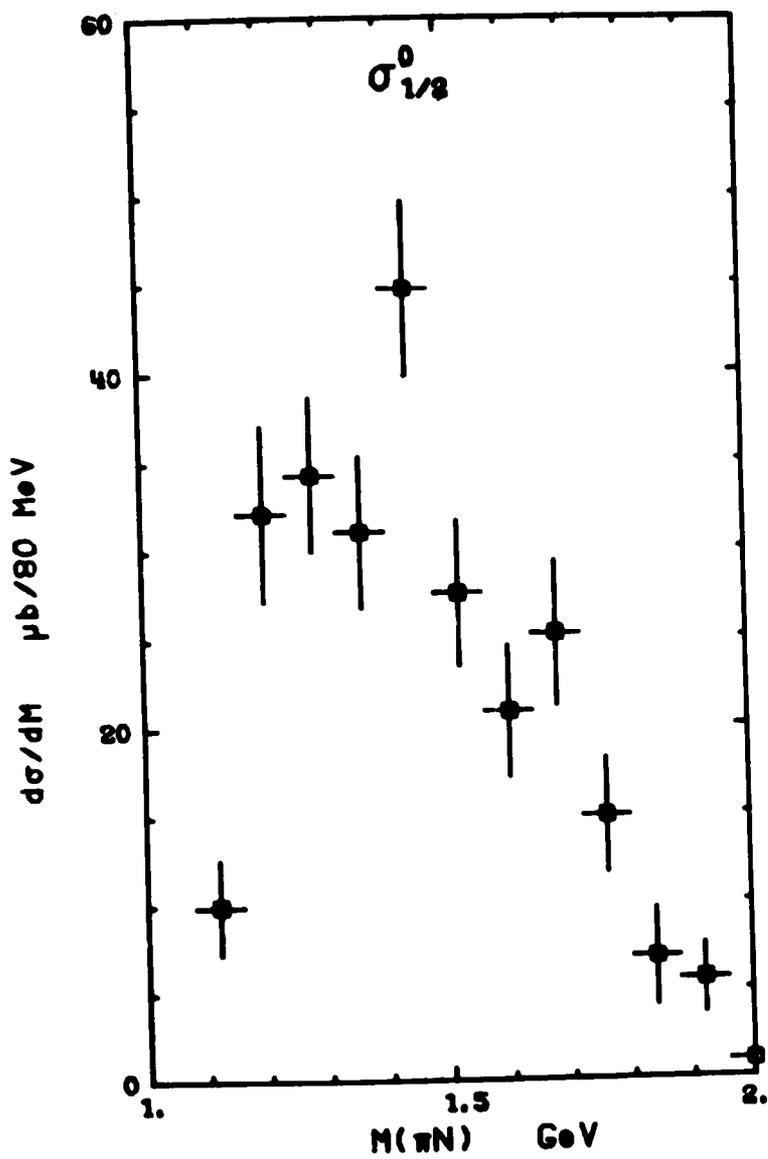


FIG. 7-9

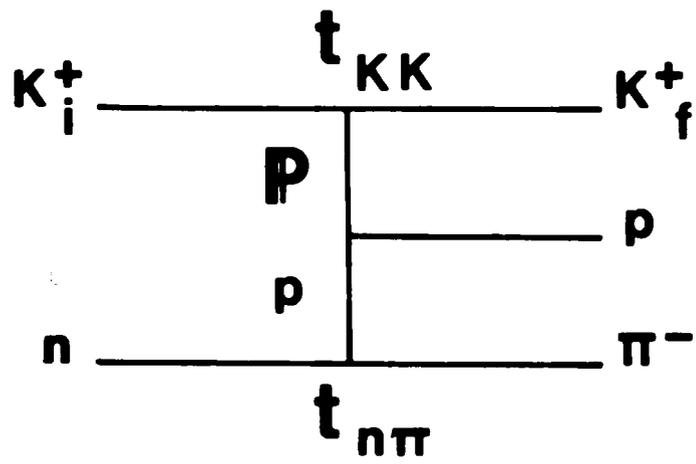
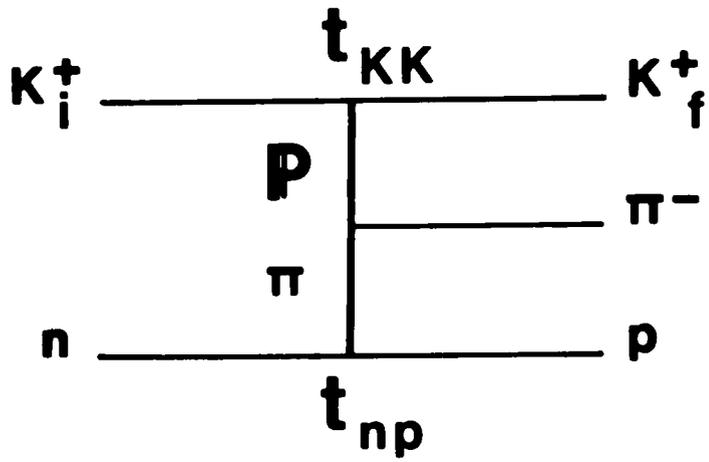


FIG. 7-10

$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ 4.6 GeV/c

546 ÉVÉNEMENTS

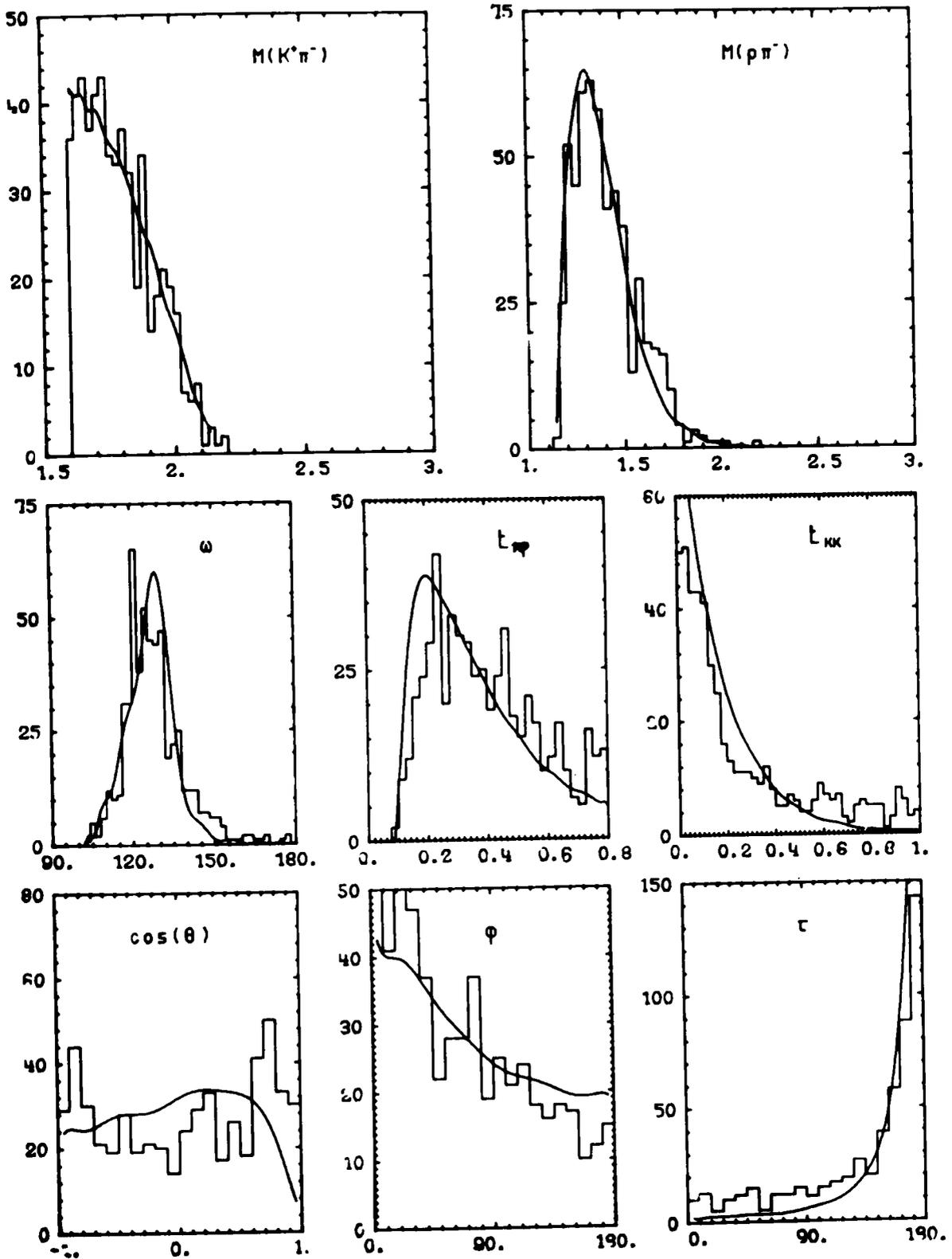


FIG. 7-11

$K^+n \rightarrow K^+\pi^-p$ 8.25 GeV/c

716 ÉVÉNEMENTS

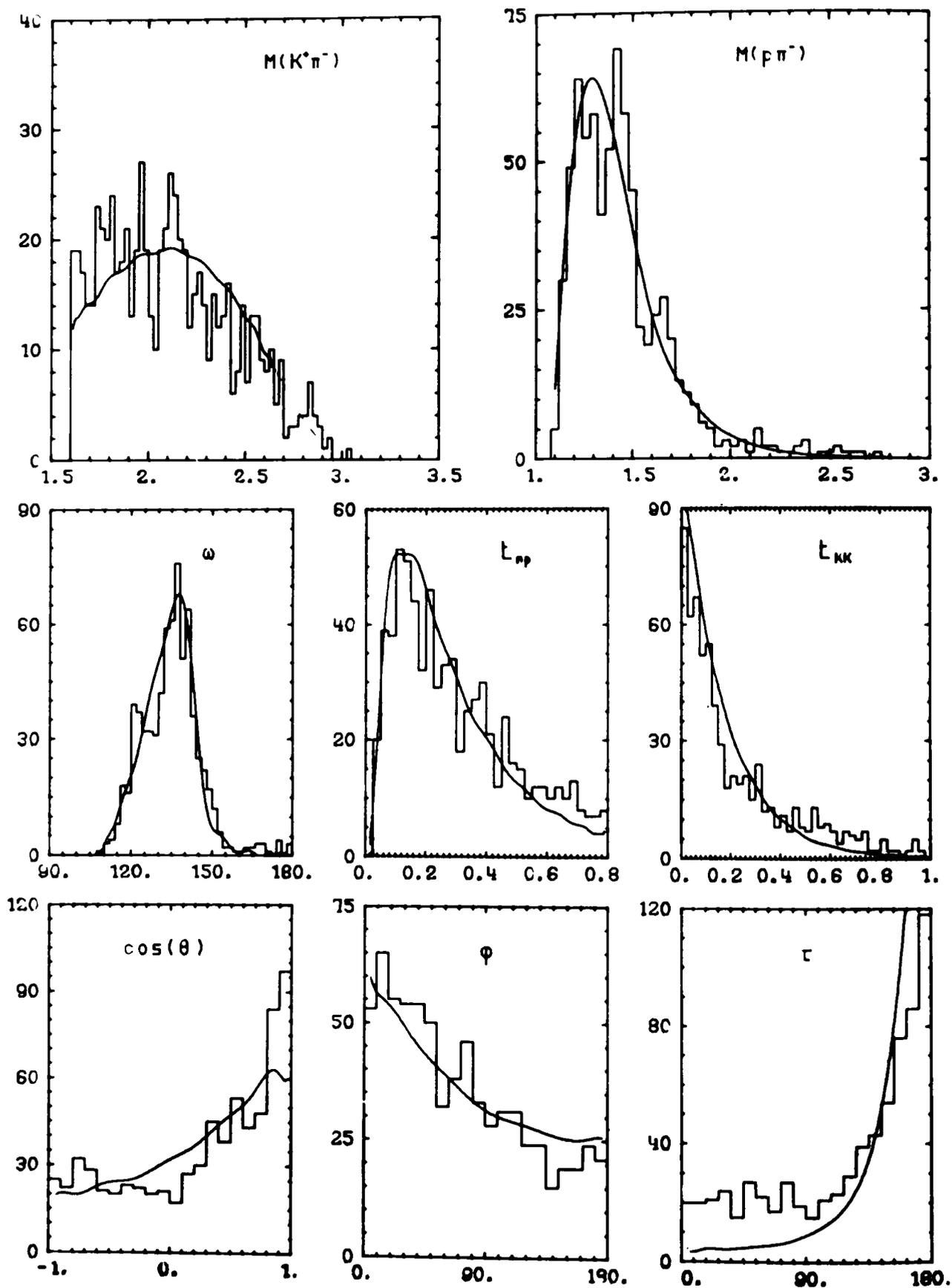


FIG. 7-12

$K^*n \rightarrow K^*\pi^*p$ 12. GeV/c

2713 ÉVÉNEMENTS

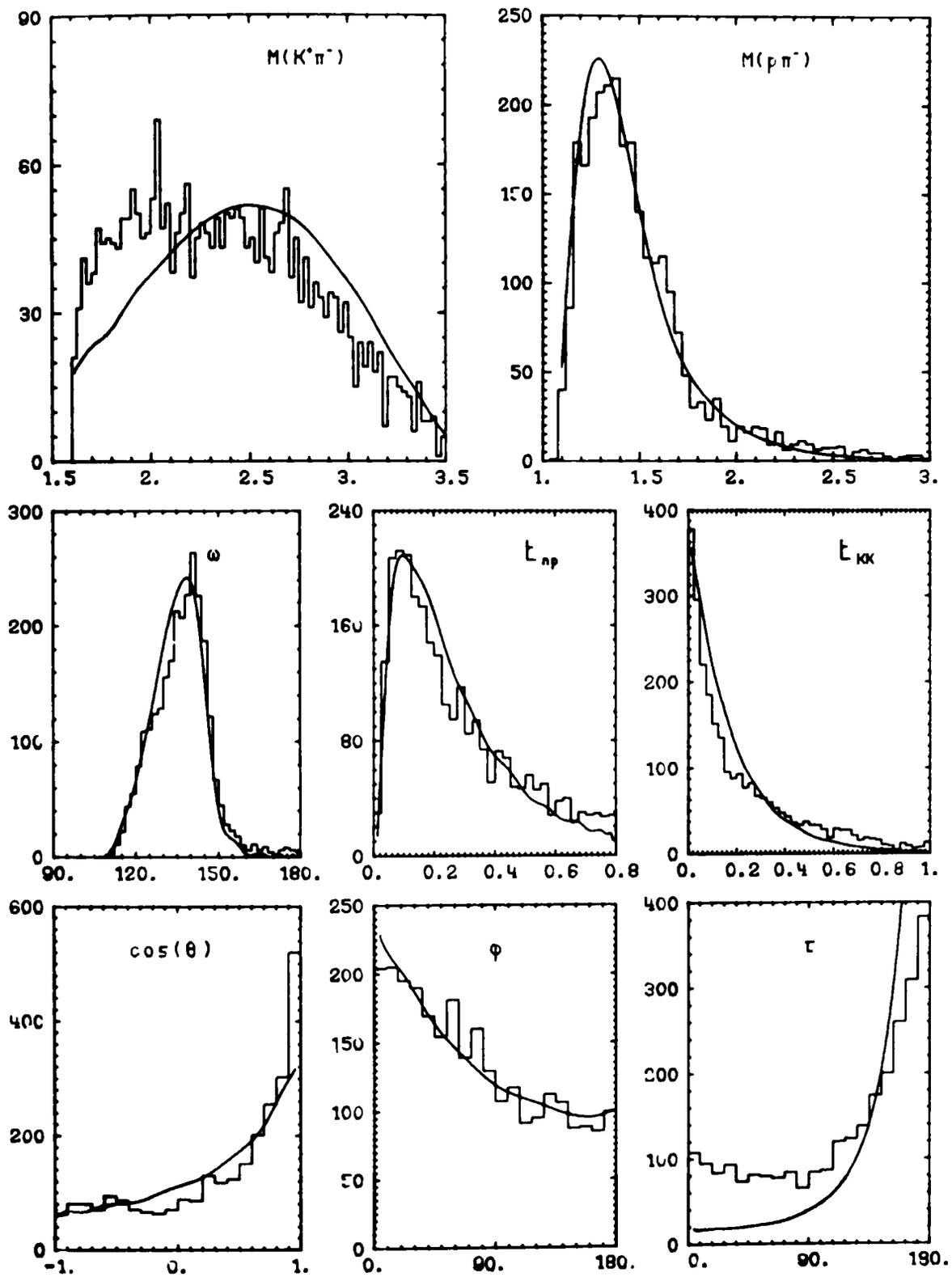


FIG. 7-13

$K^+n \rightarrow K^+ \pi^- p$ 12. GeV/c

$M(p\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$

$t_{KK} < 1. \text{ GeV}^2$

$\overline{m}, \text{Cos } \Theta_p < 0$

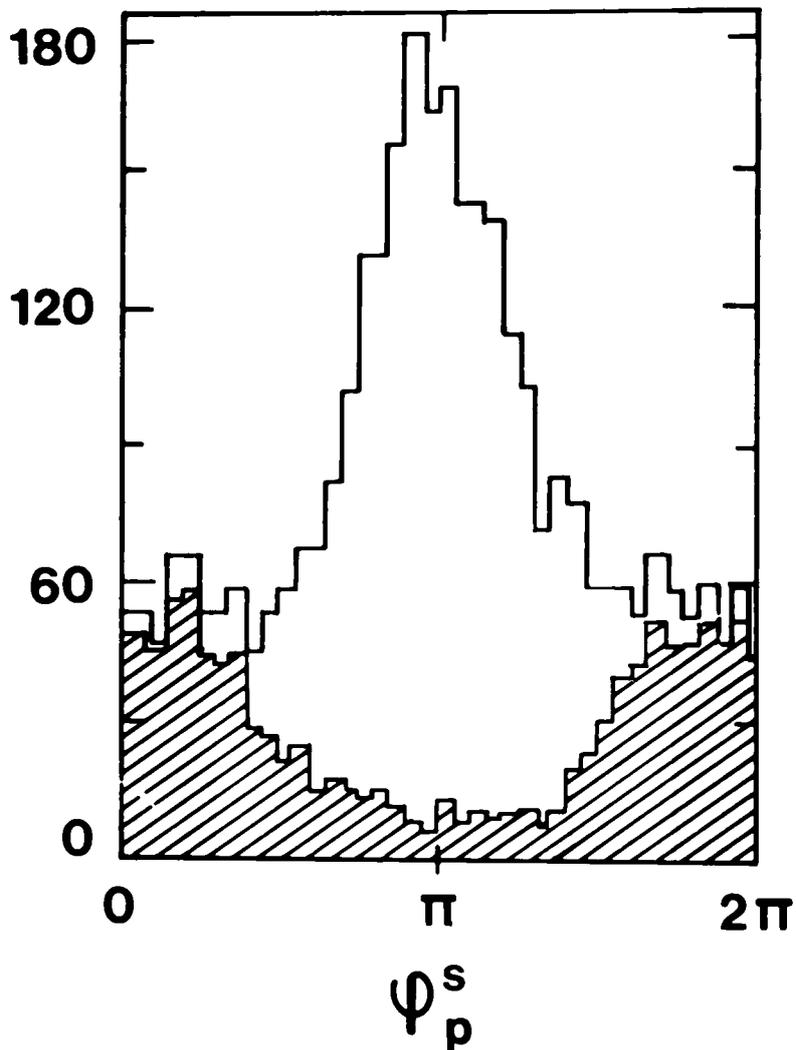
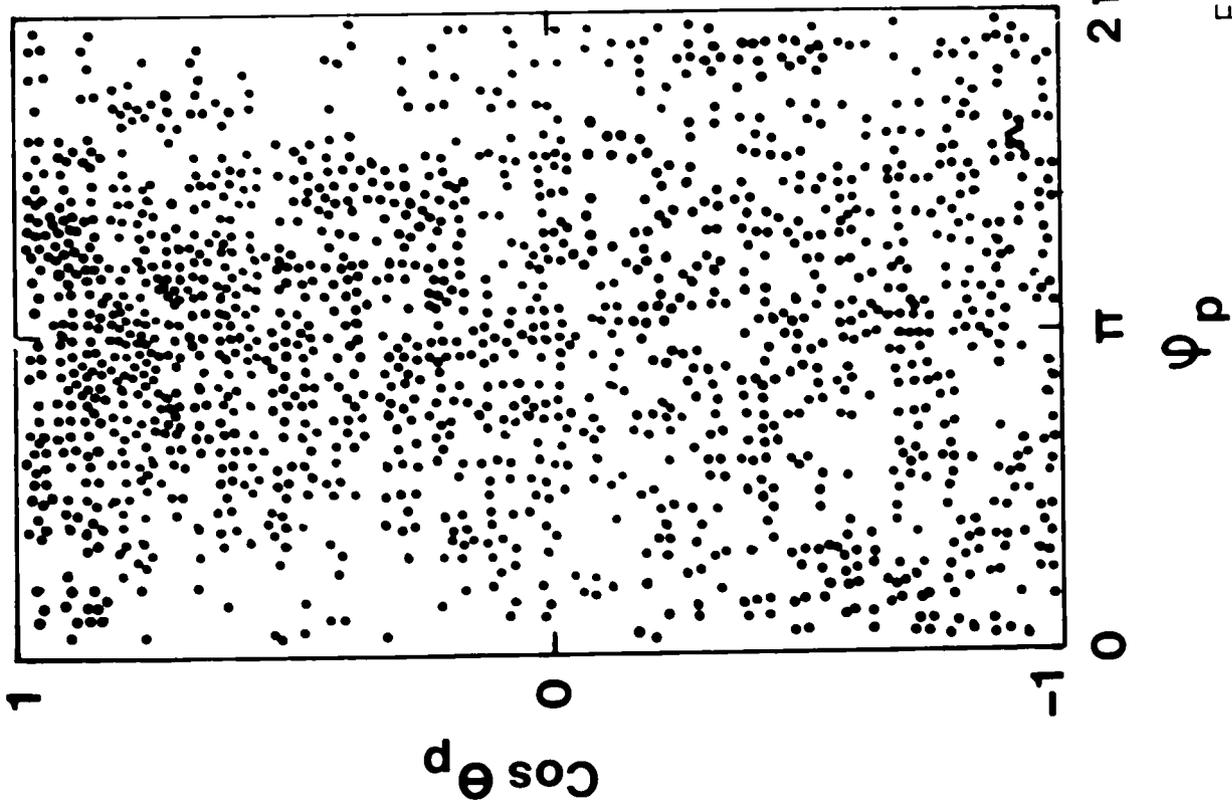


FIG. 7-14

$1. < M(p \pi^-) < 1.4$



$1.4 < M(p \pi^-) < 1.8$

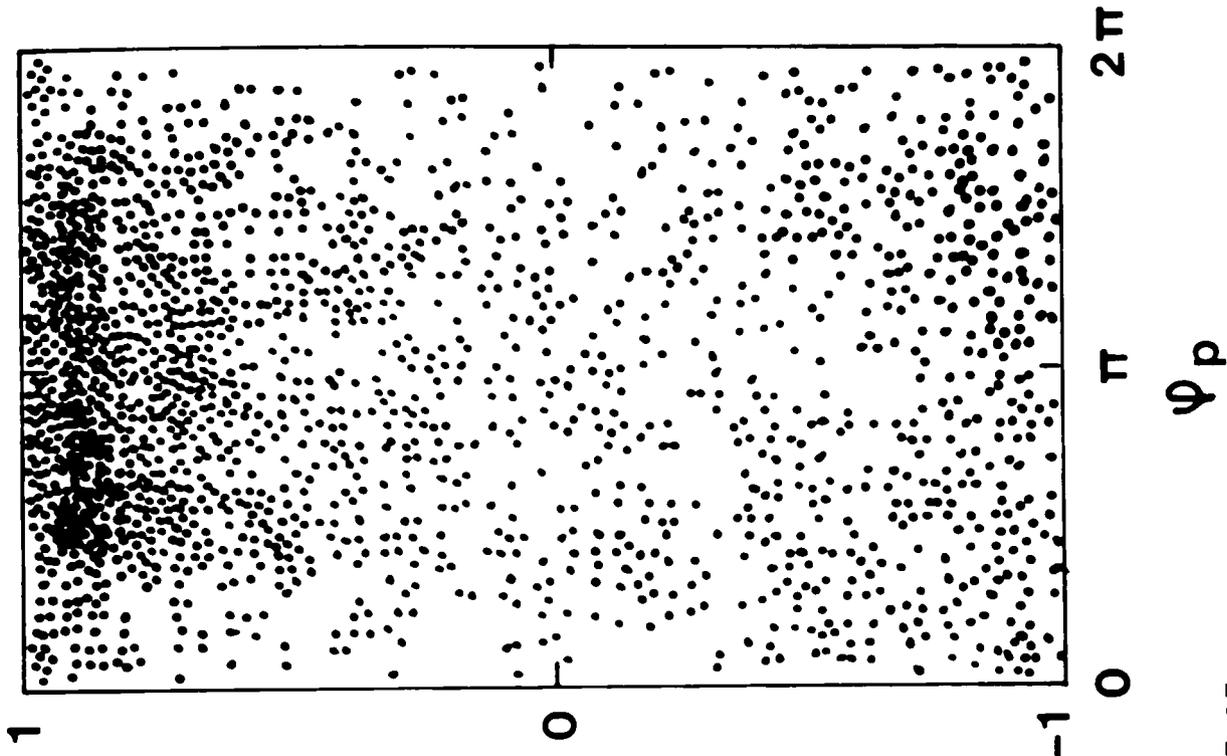


FIG. 7-15

$K^+n \rightarrow K^+(\pi^-p)$ 12. GeV/c

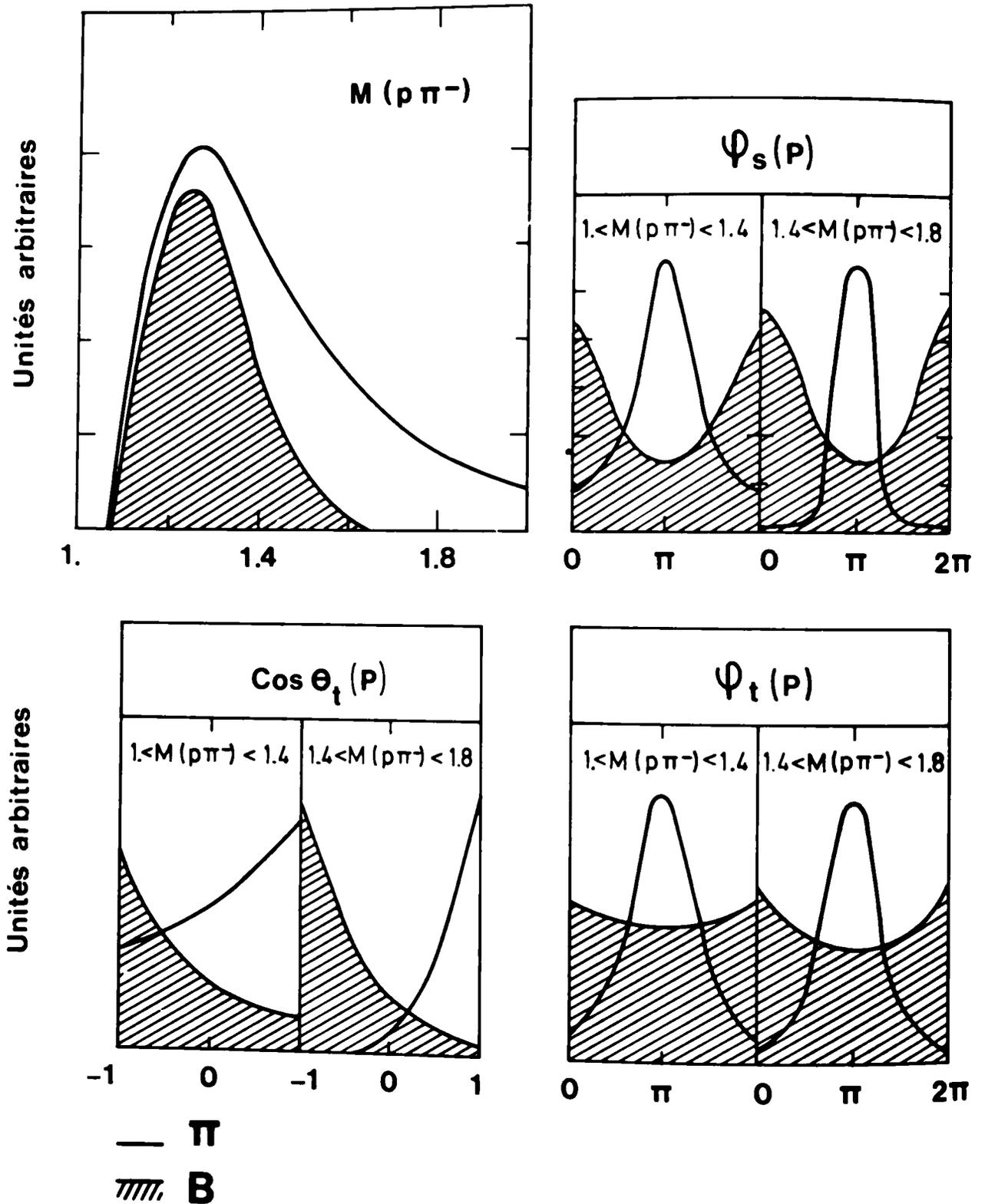
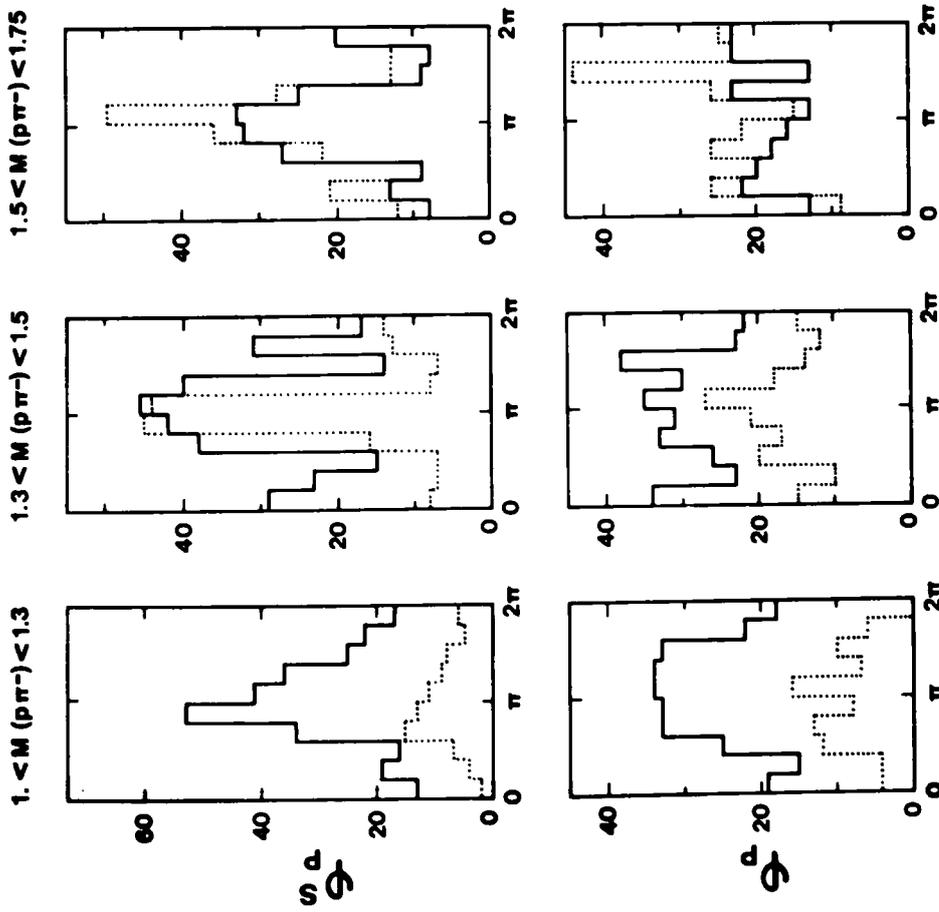


FIG. 7-16

a) $K^+n \rightarrow K^+(\pi^-p)$ 8.25 GeV/c



b) $K^+n \rightarrow K^+(\pi^-p)$ 12 GeV/c

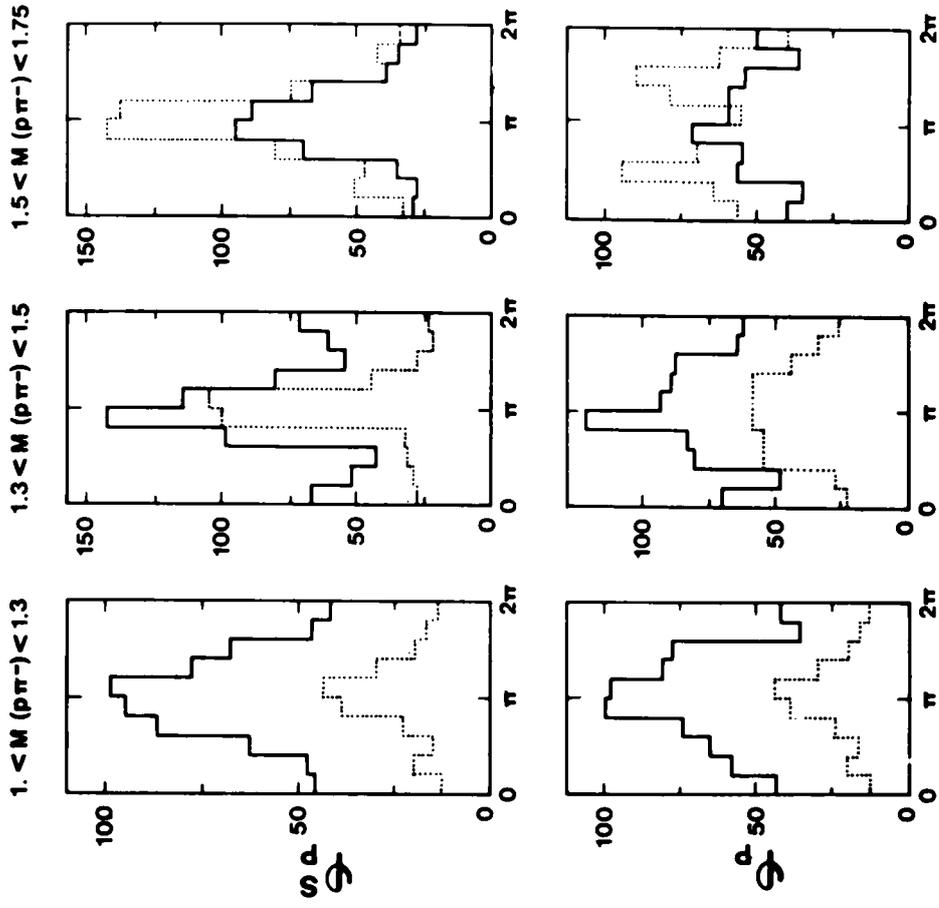


FIG. 7-17

$K^+ n \rightarrow K^+ \pi^- p$ 12. GeV/c

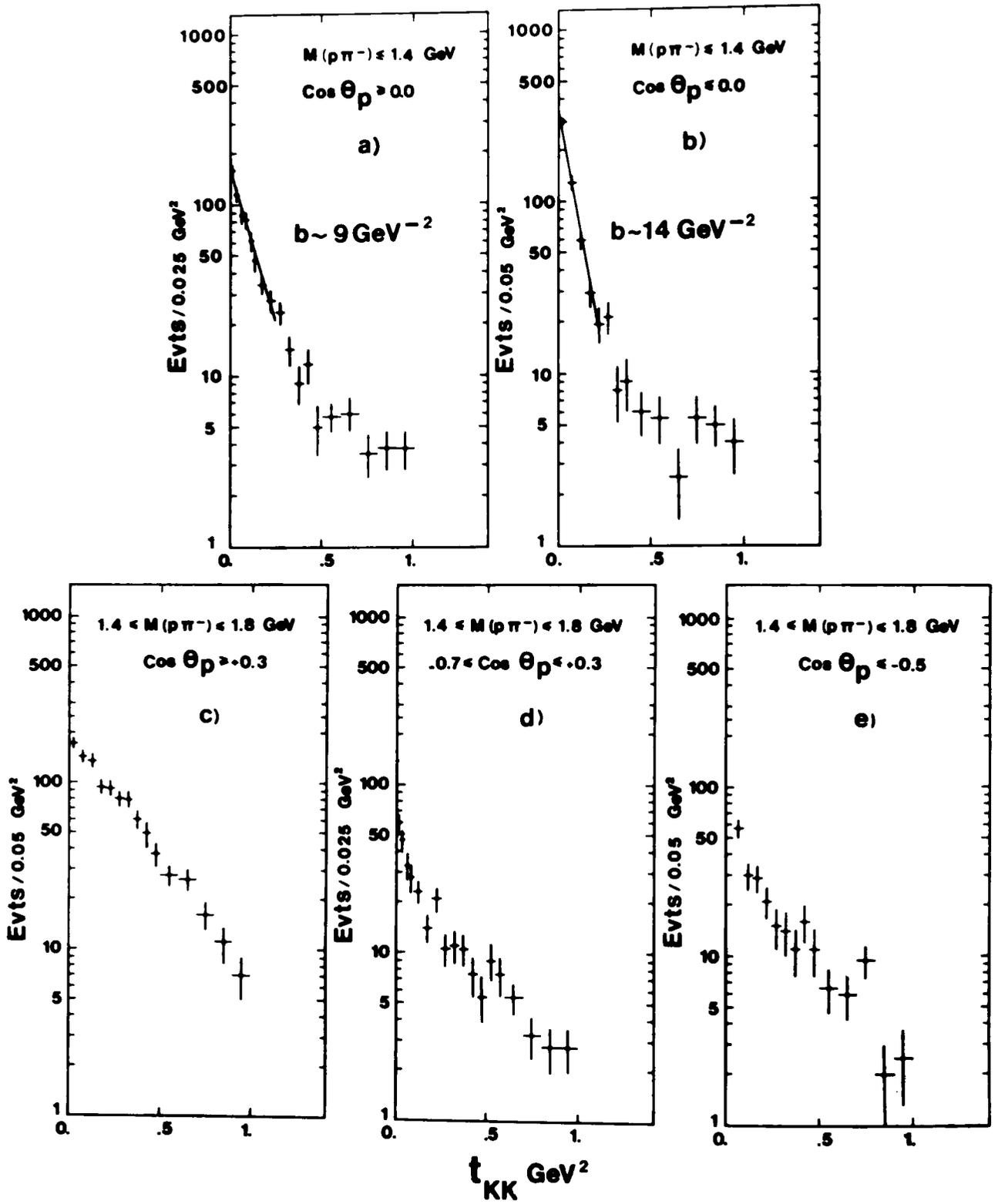


FIG. 7-18

REMERCIEMENTS

Je remercie vivement Monsieur P. Lehmann d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Ce travail a été commencé au Département Saturne à Saclay dans le groupe de J. Crussard. Je suis heureux de lui témoigner ici toute ma reconnaissance.

L'essentiel de l'analyse a été fait au Département de Physique des Particules Élémentaires. Monsieur R. Barloutaud en a suivi les progrès avec une patiente attention. Il m'a toujours longuement et sûrement conseillé. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je suis particulièrement heureux de remercier J. Ginestet, D. Manesse et Tran Ha Anh qui ont guidé mes premiers pas dans la physique. En compagnie de C. Bouthet qui a fourni un travail herculéen dans la mise au point des programmes, ils ont fortement contribué à l'obtention des données de cette expérience à laquelle ils ont consacré beaucoup de leur temps et de leurs connaissances.

Ce travail est également le fruit d'une collaboration avec le LPNHE de l'Université de Paris VI et la faculté des Sciences de l'Université de Mons. Je remercie l'ensemble des physiciens de cette collaboration et en particulier K. Hendrickx avec lequel j'ai eu de très nombreux échanges pendant l'analyse des résultats. Ses remarques pertinentes et son esprit critique ne m'ont jamais fait défaut. Je remercie également le professeur G. Goldhaber du Lawrence Berkeley Laboratory et les membres de la collaboration Cern - Bruxelles - Munich d'avoir mis à ma disposition la bande magnétique de leurs résultats.

Nombreux sont les puits de science auxquels j'ai dû faire appel en de multiples occasions. Je voudrais remercier en particulier D. Denegri qui a fortement contribué à l'amélioration des résultats sur la dissociation diffractive et qui a toujours répondu avec clairvoyance aux questions les plus naïves. Je ne saurais oublier J. Dronkers, Y. Pons et M. Spiro avec lesquels j'ai eu de fructueuses discussions.

B. Dré villon et P. Schmid m'ont donné les clés du programme d'analyse en ondes partielles. Que ces remarquables serruriers soient ici remerciés.

Madame Leboeuf a coordonné le dépouillement et la mesure qui sont l'oeuvre de Mesdames Bouchaudon, Buyens, Huby, Leroux, Lesergent, Lorigeon, Passerieux, Pelle, Pilatre, Rio, Stancic et Tabary. Messieurs Raphose et Adnet ont supervisé l'appareillage technique et le calculateur en ligne. Leur travail a toujours été fait avec gentillesse, compétence et attention. Je les en remercie.

Je remercie Monsieur El-Beze et Madame Goutveniger qui ont dessiné les figures avec une plume très sûre, ainsi que Mesdames M.T. Cini et E. Frassati qui ont assuré la frappe avec tout le soin nécessaire. Je remercie Madame Lebey d'avoir fait diligence pour l'organisation de la frappe et la mise en page de cette thèse.

Vu et approuvé
ORSAY, le 22 avril 1976
Les Membres du Jury

Henri Martin
le 22/4/76
Henri Martin
le 22/4/76