

A2

EX 9230

C₁

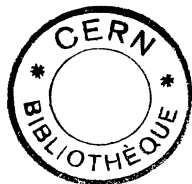
28 JUIN 1982

UNIVERSITE DE LAUSANNE

FACULTE DES SCIENCES

Institut de physique nucléaire

Professeur Maurice GAILLOUD



CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050158

DEPENDANCE EN ENERGIE DES AMPLITUDES
DE PRODUCTION DU SYSTEME $K\bar{K}$ CHARGE DANS LA REACTION



T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Lausanne
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

Jean-Lucien GLOOR

Physicien diplômé de l'Université de Lausanne

GENEVE

Atelier d'impression de la Section de Physique
de l'Université de Genève

Juin 1981

Thesis-1981-Gloor

Imprimatur
Université de Lausanne
Faculté des Sciences

Vu le rapport présenté par le jury d'examen, composé de

MM le Professeur Maurice GAILLOUD, directeur de thèse, Mme Dr M.N. KIENZLE
MM. les Professeurs Michel MARTIN, Philippe ROSSELET, experts et
Samuel STEINEMANN, président du jury,

le Conseil de Faculté autorise l'impression de la thèse de Monsieur

Jean-Lucien GLOOR, Physicien diplômé de l'Université de Lausanne,

intitulée "DEPENDANCE EN ENERGIE DES AMPLITUDES DE PRODUCTION DU SYSTEME $K\bar{K}$
CHARGE DANS LA REACTION $\bar{\Lambda}^+ p \rightarrow K_S^0 K^+ p$ ENTRE 10 ET 50
GEV/C."

Lausanne, le 4 juin 1981

Pour *Le doyen de la Faculté des Sciences:*
Prof. Samuel STEINEMANN, président du jury

S. Steinemann

REMERCIEMENTS

Cette thèse résulte d'un travail de groupe. Je tiens à remercier tous ceux qui y ont participé, de près ou de loin, et tout particulièrement:

Maria Novella Kienzle-Focacci qui m'a suivi avec gentillesse et compétence tout au long de mon travail d'analyse.

M. le professeur Michel Martin, qui m'a accueilli dans son groupe et à qui j'exprime ma reconnaissance pour les conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués pendant cette période.

Christian Nef dont l'aide constante a été indispensable, aussi bien sur le plan de la théorie qu'au niveau de l'interprétation des données.

M. le professeur Maurice Gailloud, qui m'a donné la possibilité de réaliser ce travail et qui m'a témoigné sa confiance.

Mes camarades Antoine Delfosse, Pierre-André Dorsaz, Giovanni Mancarella, Trivan Pal, Jacques Rutschmann et Hanns Zeidler pour leur collaboration constante, et avec lesquels j'ai eu le plus grand plaisir à travailler.

J'adresse ma reconnaissance à tous les autres membres de la collaboration Genève-Lausanne, MM. Wilfried E. Cleland, Pierre Extermann, Olivier Guisan, Victor Hungerbühler, Ronald Mermod, Peter Mühlemann, Philippe Rosselet, René Sutter, Alain Vriens et Raymond Weill, ainsi qu'aux techniciens des universités de Genève et Lausanne et du CERN pour leur contribution à l'expérience.

Je remercie M. le professeur A.D. Martin pour de fructueuses discussions et B. Morel, toujours disponible pour clarifier les idées théoriques de physiciens expérimentateurs...

Je remercie M. N. Kienzle, M. Martin et P. Rosselet d'avoir bien voulu faire partie du jury de thèse.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE	page
I. INTRODUCTION	1
Présentation de l'expérience	1
Intérêt de la réaction étudiée	3
Organisation du travail	4
II. DESCRIPTION DU SPECTROMETRE	5
Le faisceau	5
Le télescope de faisceau	7
La cible à hydrogène liquide	8
Le bras du proton de recul	9
Mesure de la direction du proton de recul	9
Le système de temps de vol	9
Le télescope avant	12
L'électronique associée aux détecteurs	13
III. LE SYSTEME D'ACQUISITION DE DONNEES	16
La logique de déclenchement	16
Le niveau 1	17
Les niveaux '1.5' et 2	25
Priorités et temps morts	27
Les calculatrices en ligne	28
La PDP 11/45	30
Les mini-ordinateurs DPNC 811 et les transferts PDP- minis	30
Rejets en ligne	31
L'IBM 1800 et les programmes de tests	31
Périodes d'acquisition de données	33
IV. LE TRAITEMENT DES DONNEES	34
Reconstruction des événements	34
Tri des canaux	38
Ajustement cinématique des événements	40
Sélection finale des événements	42

V.	CORRECTIONS D'ACCEPTANCE ET RESOLUTIONS	46
	Le programme de simulation de l'expérience	46
	Génération des événements	46
	Simulation de l'appareillage	48
	Contrôle du bon fonctionnement du programme	51
	Acceptances et résolutions introduites par le spectromètre	53
VI.	ALLURE GENERALE ET NORMALISATION DES DONNEES	58
	Spectres expérimentaux	58
	Spectres de masse	58
	Distributions angulaires	61
	Normalisation absolue des données	65
	Sections efficaces différentielles	68
VII.	ANALYSE EN ONDES PARTIELLES ET CORRECTIONS ANGULAIRES	72
	Formalisme de l'analyse angulaire	72
	Amplitudes de la réaction	72
	Moments de la distribution angulaire	74
	Relations moments - amplitudes de naturalité définie	76
	Nombres quantiques $K\bar{K}$ et restriction des échanges	79
	Corrections d'acceptance de la distribution angulaire	81
	La méthode linéaire	81
	Calcul pratique des moments	83
	La méthode de correction par poids	84
VIII.	RESULTATS DE L'ANALYSE ANGULAIRE	86
	Introduction	86
	Moments dans la région de masse du $A_2(1320)$	86
	Moments en fonction de la masse $K\bar{K}$	87
	Moments en fonction du transfert d'impulsion	93
	Moments dans la région des hautes masses	93
	Moments en fonction de la masse $K\bar{K}$	93
	La résonance de spin 4	94
	La résonance de spin 6	103
	Moments en fonction du transfert d'impulsion	110
	Moments dans la région de masse du $g(1700)$	120
	Amplitudes d'ondes partielles dans la région du $A_2(1320)$	120

Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$	126
Amplitudes en fonction du transfert d'impulsion	131
Amplitudes d'ondes partielles dans la région à haute masse	135
Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$ à 50 GeV/c	136
Amplitudes NPE de spin pair	136
Amplitudes NPE de spin impair	139
Amplitudes produites par échange de parité non naturelle	140
Ambiguïtés	147
Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$ à 30 GeV/c	148
Amplitudes en fonction du transfert dans la région à haute masse	148
Région de masse du A2(2040): 1.8 - 2.2 GeV/c ²	148
Région de masse du A2(2450): 2.3 - 2.7 GeV/c ²	152
Sections efficaces de production	154
IX. MECANISMES DE PRODUCTION	157
Introduction	157
Description du modèle	159
Motivation	159
Formalisme	162
Discussion des résultats	166
Sections efficaces différentielles	168
Sections efficaces de production	171
Contributions individuelles du P et du f	173
Phases de production	173
Conclusions	175
Quelques résultats phénoménologiques...	176
X. CONCLUSIONS	180
Références	184
Appendices	page
A. AMPLITUDES D'HELICITE ET CONSERVATION DE LA PARITE	187
B. RELATIONS MOMENTS - AMPLITUDES DE NATURALITE DEFINIE	193
C. AMBIGUITES DANS LA DETERMINATION DES AMPLITUDES	197

LISTE DES TABLES

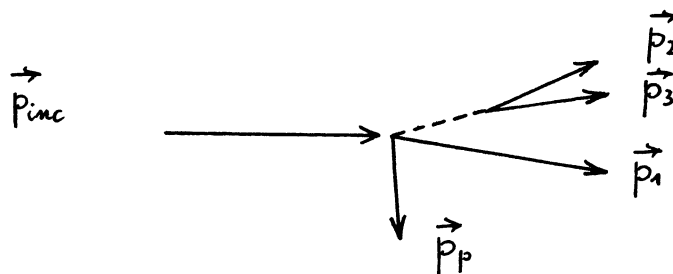
<u>Table</u>	<u>page</u>
1. Composition du faisceau	7
2. Périodes d'acquisition de données	33
3. Ajustement du A_2 à partir des spectres de masse	61
4. Efficacités et normalisations	67
5. Ajustement des sections efficaces différentielles	71
6. Paramètres du A_2 ajustés sur les amplitudes	130
7. Pentes de la distribution en transfert des amplitudes	134
8. Paramètres des ondes résonnantes à hautes masses	138
9. Sections efficaces de production des résonances	155
10. Paramètres du modèle de Regge	167

CHAPITRE I
INTRODUCTION

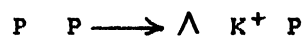
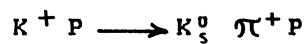
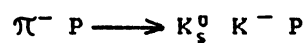
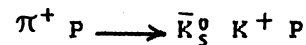
La réaction présentée dans ce travail fait partie de tout un ensemble de résultats expérimentaux obtenus par une collaboration des universités de Genève et de Lausanne au CERN. Le premier but de notre groupe était l'étude des mécanismes de production des résonances hadroniques, dans le cadre simple des réactions à quasi-deux corps.

1.1 PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

L'expérience WA10 a effectué sa prise de données à 30 et 50 GeV/c dans un faisceau hadronique non séparé du SPS du CERN. C'est une version adaptée du spectromètre construit par l'université de Genève, à 10 GeV/c au PS. Ces deux expériences ont été spécialement conçues pour étudier des réactions où une particule neutre se désintègre dans le système. La topologie des événements du type qui nous intéresse est la suivante:



Nous avons accumulé de bonnes statistiques pour ces états finals particuliers, induits par des π , K et P des deux polarités:

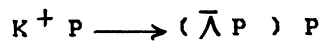
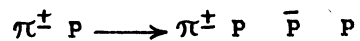
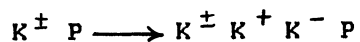


Notre appareillage est divisé en deux parties:

- un 'bras proton' mesure l'énergie et l'impulsion du proton de recul;
- le spectromètre avant enregistre les traces des particules chargées produites à petit angle par rapport au faisceau incident.

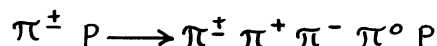
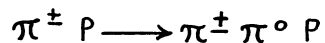
Il n'y a pas d'aimant dans notre expérience, ce qui permet d'avoir une bonne acceptance jusqu'à des grandes valeurs de la masse effective du système de particules produit en avant. La reconstruction de traces rectilignes est beaucoup plus simple que celle des trajectoires incurvées par un champ magnétique; elle a été effectuée en ligne par un système de mini-ordinateurs. Les impulsions des particules de l'état final produit en avant sont calculées par conservation de l'impulsion. Le bilan d'énergie de la réaction globale et la masse reconstruite de la particule neutre fournissent deux contraintes pour la sélection des événements.

Simultanément à ces premières réactions, nous avons enregistré celles avec production immédiate au vertex d'interaction d'une paire de mésons ou d'une paire de baryons; en particulier:



les deux premières réactions ont le bilan d'énergie pour seule contrainte et contiennent plus de bruit de fond.

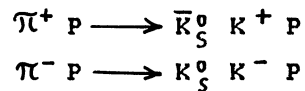
Un détecteur à argon liquide situé en aval du spectromètre avant par rapport à la direction du faisceau nous a permis d'enregistrer encore d'autres réactions avec production de π^0 :



Les résonances ρ , A_2 et g ont été produites dans le canal $\pi^\pm \pi^0$ par la première de ces réactions, dans un nouveau domaine d'énergie. La seconde permet d'étudier la production d' ω , et le problème de l'angle de mélange $\omega - \phi$ en utilisant conjointement les résultats de la réaction $\pi^\pm p \longrightarrow \pi^\pm K^+ K^- p$ (référence [5]). Les réactions similaires induites par des p et des K incidents ont aussi été enregistrées (réf. [1], [2]).

1.2 INTERET DE LA REACTION ETUDIEE

Ce travail concerne l'analyse des réactions avec un K_S^0 dans l'état final induites par des mésons π des deux polarités:



Nous avons accumulé 19000 événements à 50 GeV/c, et 4000 événements à 30 GeV/c avec le faisceau de polarité positive, 21000 événements à 50 GeV/c avec le faisceau de polarité négative.

Remarquons que le spin et la parité d'un système de deux mésons 0^- ne peut être que dans la série naturelle:

$$J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 2^{++}, \dots$$

La première résonance d'isospin 1 au dessus du seuil $K\bar{K}$, le méson $A_2(1320)$, domine largement la réaction. A plus haute masse, nous retrouvons la résonance de spin 4, le $A_2(2040)$, découvert par la version de notre expérience à 10 GeV/c.

Nous observons pour la première fois la récurrence de spin 6 du A_2 à une masse de 2450 MeV, dans les données à 50 GeV/c.

Les propriétés de ces résonances sont mises en évidence par une analyse en ondes partielles à partir du développement en harmoniques sphériques de la distribution angulaire de leurs produits de désintégration. L'analyse a été faite en fonction de la masse effective du système $K\bar{K}$ et en fonction du transfert d'impulsion entre le proton cible et le proton de recul.

Les amplitudes d'ondes partielles produites par échange d'une particule de spin-parité naturelle dans la voie croisée sont prépondérantes. Les amplitudes produites par échange de parité non naturelle sont petites et mal déterminées par les données.

Les ondes partielles de spin pair dominent la production par échange de parité naturelle. Elles sont essentiellement dues à l'échange des trajectoires de Regge du Poméron et du f . Les amplitudes de spin impair résultent de l'échange de la trajectoire de l' ω . Cette séparation des échanges observée entre résonances de spin pair et impair est due à la conservation de la parité G au vertex mésonique.

Enfin, un modèle d'échange de trajectoires de Regge de parité naturelle reproduit très bien la dépendance en énergie des amplitudes de spin pair, mesurées à 10, 30 et 50 GeV/c. L'ajustement du modèle aux données nous permettra de séparer les contributions dues aux trajectoires du Poméron et du f .

1.3 ORGANISATION DU TRAVAIL

Après une description de l'appareillage et du système d'acquisition de données (chapitres 2 et 3), nous passerons à la reconstruction et à la sélection des événements (chapitre 4). Les corrections d'acceptance et la normalisation absolue des données feront l'objet des deux chapitres suivants (5 et 6). Nous décrirons ensuite le formalisme utilisé et les résultats de l'analyse angulaire (chapitres 7 et 8). Nous discuterons enfin des mécanismes de production des amplitudes dans le dernier chapitre (chapitre 9).

CHAPITRE II

DESCRIPTION DU SPECTROMETRE

L'appareillage est constituée d'un télescope de faisceau, d'une cible à hydrogène liquide et d'un spectromètre non magnétique à deux bras; le premier mesure le proton de recul et le second les particules produites en avant à petit angle par rapport au faisceau.

Nous avons choisi le système d'axes de références suivant pour notre expérience: le centre du système se trouve au voisinage du centre de la cible sur l'axe du faisceau; les axes Oy et Ox sont dans le plan horizontal, le premier dans la direction de l'aval du faisceau et le second dans la direction perpendiculaire côté bras proton. La figure 1 montre la disposition des détecteurs dans le spectromètre.

2.1 LE FAISCEAU

Le faisceau hadronique non séparé H5 est issu du développement d'un faisceau test dans le hall ouest du SPS. Sa cible de production se trouve dans le collimateur fixe du faisceau P1 destiné à atténuer ce faisceau; un aimant situé immédiatement en aval sépare les faisceaux H5 et P1.

L'identification des particules est faite à l'aide de deux compteurs Tchérénkov à seuils et d'un Tchérénkov différentiel à diaphragme circulaire (CEDAR) utilisant la dépendance de l'angle d'émission de la lumière Tchérénkov en fonction du β des particules incidentes.

L'impulsion du faisceau peut être ajustée entre 25 et 80 GeV/c. La composition du faisceau pour les trois ensembles de données dépend surtout de sa polarité. Elle est exposée dans la table 1.

Le mode optique du faisceau a été choisi avec la cible expérimentale pour seul point focal de façon à avoir une section parallèle avec le moins de dispersion possible au niveau du CEDAR.

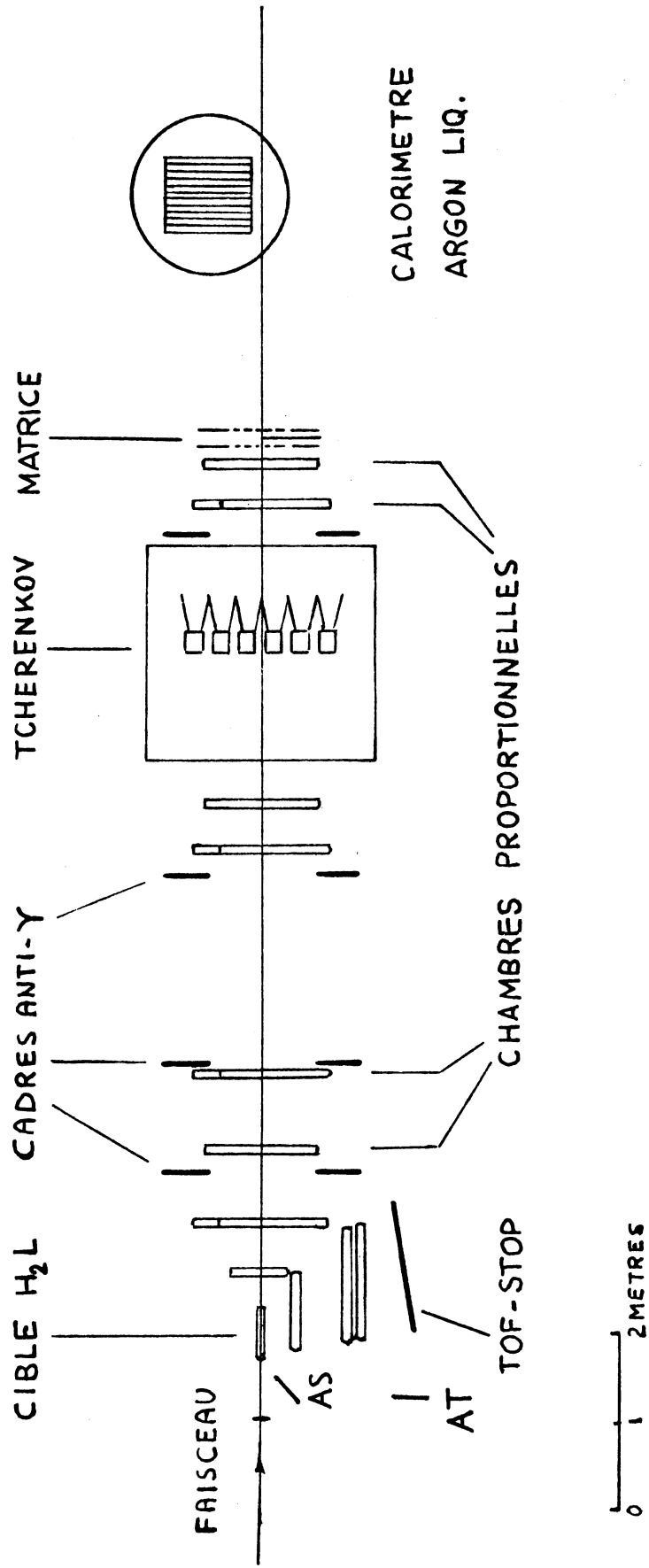
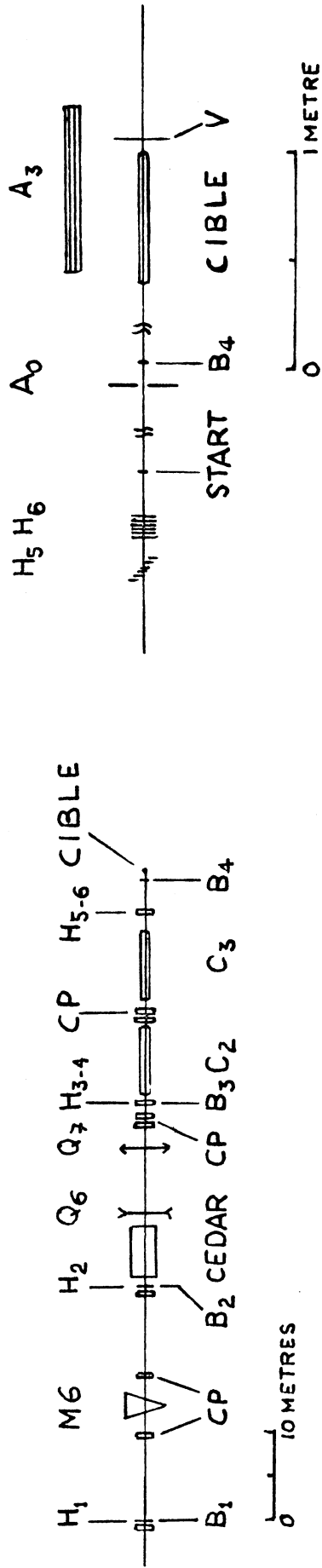


Fig. 1 Le dispositif expérimental

TABLE 1
Composition du faisceau

	+30 GeV/c	+50 GeV/c	-50 GeV/c
π	78 %	63.1 %	93 %
K	5 %	5.3 %	4.8 %
P	17 %	31.6 %	2.2 %

Pendant la prise de données de notre expérience, le SPS fournissait des protons de 200 GeV au hall ouest et des protons de 400 GeV pour la zone nord et les expériences neutrino du hall ouest. Le cycle de la machine durait environ 9 sec, avec un premier palier à 200 GeV pour permettre l'extraction lente nécessaire aux expériences électroniques, et un second palier plus court à 400 GeV. Notre cible recevait une bouffée de 4×10^6 particules en moyenne par cycle, se déversant pendant environ une seconde.

2.2 LE TELESCOPE DE FAISCEAU

Ses fonctions sont d'identifier la particule incidente et de mesurer sa direction et son impulsion. La particule est identifiée à l'aide de deux compteurs Tchérénkov à seuil et d'un Tchérénkov différentiel à disque (appelé CEDAR sur la figure 1); les Tchérénkov à seuils déclenchent respectivement l'un sur les π (C2) l'autre sur les K et les π (C3); les seuils sont ajustés en réglant la pression des gaz actifs. Le Tchérénkov différentiel signe les K; la lumière Tchérénkov traverse un diaphragme circulaire et arrive sur huit photomultiplicateurs en anneaux; une logique 'majoritaire' donne un signal de sortie si au moins six des huit photomultiplicateurs répondent.

La direction de la particule est mesurée par huit plans de chambre proportionnelle multifils (CPMF 1 à 8) et par six plans d'hodoscoptes

de scintillateurs (H1 à H6). Les scintillateurs des hodoscopes se chevauchent de façon à définir des éléments logiques trois fois plus étroits que la largeur de ces détecteurs; la disposition de ces éléments est décrite dans la référence [3]. Les chambres sont carrées avec chacune un plan de 128 fils sensibles espacés de 1mm; le mélange de gaz sélectionné pour un fonctionnement à haute intensité est composé de 50% d'argon et 50% de CO₂.

L'impulsion de la particule incidente est mesurée par l'angle de déflexion dû au dernier aimant bipolaire du faisceau; deux plans de chambres de faisceau et un plan d'hodoscopes sont situés avant l'aimant, le reste en aval de l'aimant.

Le télescope de faisceau contient encore quatre scintillateurs (B1 à B4) mis en coïncidence dans la logique de détection pour signer le passage d'une particule, et un scintillateur (START) utilisé par la mesure du temps de vol du proton de recul. Enfin, deux scintillateurs disposés avant la cible sont mis en anti-coïncidence dans la logique: ils sont destinés à éliminer les événements où des particules du halo du faisceau traversent le système. Certains événements contenant des particules issues d'une interaction dans la matière des détecteurs en amont de la cible sont également éliminés par ces compteurs. Le premier est rectangulaire avec un trou circulaire pour le passage du faisceau (A₀); le second est un grand scintillateur également rectangulaire mis en anticoïncidence avec le compteur mesurant la fin du temps de vol du proton de recul (AT).

Les Tchérénkov et les chambres proportionnelles du télescope de faisceau ont été développés et maintenus en état de marche par le CERN.

2.3 LA CIBLE A HYDROGENE LIQUIDE

La cible d'hydrogène liquide de notre expérience est constituée d'un appendice cylindrique de mylar, de 120 μ d'épaisseur et de dimensions utiles 550 mm de longueur et 40 mm de diamètre, suspendu par des fils de nylon dans un 'tank' à vide fermé par trois fenêtres de mylar sur les trajets des particules incidentes, proton de recul et en avant. L'isolation thermique de l'appendice est complétée par des feuilles

de mylar aluminisé; l'isolation supplémentaire était plus faible sur la partie de l'appendice correspondant à l'acceptance du bras du proton de recul pour limiter la diffusion multiple; pour la même raison, nous avons décentré le faisceau de 10 mm du côté du proton de recul pour limiter la longueur de son trajet dans l'hydrogène.

Le tank à vide contient encore deux détecteurs anti-gammas pour rejeter les événements avec production de π^0 et un scintillateur rectangulaire (V) en aval de la cible vu en haut et en bas par deux phototubes, pour distinguer par spectrométrie les événements à une particule chargée en avant de ceux à trois particules chargées en avant. Les deux anti-gammas sont situés horizontalement au-dessus et en-dessous de la cible et le troisième, vertical, recouvre le domaine d'acceptance en face du bras proton. Chacun de ces détecteurs rectangulaires est constitué de trois plaques de plomb empilées alternativement avec quatre scintillateurs, dont les guides de lumière (appliqués sur leur tranche la plus petite), conduisent au même photomultiplicateur.

2.4 LE BRAS DU PROTON DE RECU

Cette partie du spectromètre est destinée à mesurer la direction et l'impulsion du proton de recul.

2.4.1 Mesure de la direction du proton de recul

La direction est mesurée par une petite chambre proportionnelle multi-fils rectangulaire et par deux grandes chambres carrées. Chacune de ces chambres mesure deux coordonnées perpendiculaires, horizontales et verticales, avec deux plans de fils de lecture eux-mêmes espacés de 2 mm. Ces chambres sont décrites plus en détail avec leur électronique de lecture dans la référence [3].

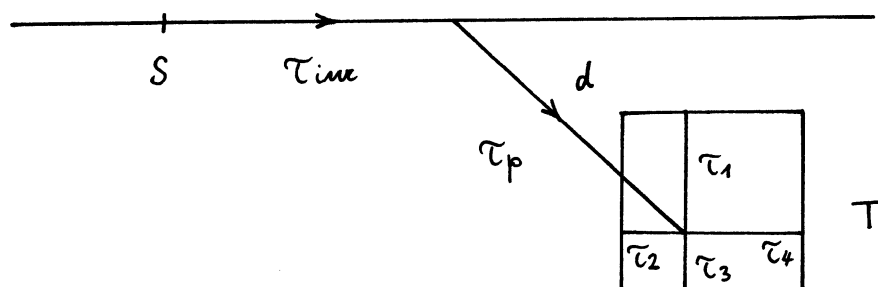
2.4.2 Le système de temps de vol

L'impulsion du proton de recul est calculée à partir de la mesure de son temps de vol entre deux scintillateurs et de sa distance parcourue. Le scintillateur déterminant l'instant initial est un petit disque de 30 mm de diamètre (épaisseur 4 mm) 'vu' par quatre photo-

tubes (dont les signaux sont appelés S1 à S4) situé environ un mètre avant la cible. Derrière les chambres proton, un grand scintillateur (1500 x 1500 x 15 mm³) également vu par quatre photomultiplicateurs (T1 à T4) fournit le signal d'arrivée du proton de recul. Ces quatre canaux de mesure complètement indépendants permettent de réduire d'un facteur deux les erreurs statistiques dues aux fluctuations de la réponse des phototubes. Les signaux discriminés des huit tubes arrêtent les huit canaux d'un module de digitalisation du temps (TDC) déclenchés à un instant arbitraire par la logique de décision. Nous avons encore disposé hors du faisceau un scintillateur rectangulaire (AS) entre le compteur S et le compteur T pour éliminer les événements où une interaction a lieu dans le scintillateur S. Appelons :

$$TOF_i = STOP_i - START_i \quad i = 1, 4$$

les quatre différences de temps mesurées qui se décomposent en trois parties :



$$TOF_i = \tau_{inc} + \tau_p + \tau_i$$

τ_{inc} : temps de vol de la particule incidente
($\beta = 1$) dépendant de la position du vertex

τ_p : temps de vol du proton de recul

τ_i : temps de propagation des photons dans le grand scintillateur dépendant de la position d'impact (la vitesse de propagation est de l'ordre de 6 nsec/m)

Les contributions τ_i se réduisent à un facteur constant si l'on en prend les moyennes:

$$\tau_1 + \tau_3 = \tau_2 + \tau_4 = L/v$$

L'instant de discrimination des signaux varie considérablement (par rapport à la résolution attendue sur la mesure du temps qui est de 0.25 nsec) avec leur amplitude. Il a donc fallu mesurer également les amplitudes de tous les signaux du temps de vol à l'aide de digitaliseurs d'amplitudes (ADC). Le temps de vol moyen peut alors être corrigé par une fonction polynômiale des amplitudes des signaux des compteurs 'START' et 'STOP'. Une correction basée simplement sur les valeurs moyennes des amplitudes a donné des résultats satisfaisants.

Les amplitudes mesurées dans le compteur T sont fonction de la perte d'énergie du proton dans le scintillateur qui commence par augmenter en première approximation comme $1/\beta^2$ lorsque l'impulsion diminue; au-dessus des temps de vol de 23 nsec (correspondant à des impulsions de l'ordre de 290 MeV/c) le proton s'arrête dans le scintillateur et y dépose la totalité de son énergie. Nous avons donc deux domaines de temps de vol pour lesquels les corrections d'amplitudes sont différentes et doivent être calibrées indépendamment.

Ces calibrations ont été réalisées à l'aide des réactions élastiques qui permettent de déterminer l'impulsion du proton de recul de deux manières différentes. La première calcule cette impulsion à partir de l'impulsion incidente et de l'angle particule incidente - proton de recul, et la deuxième avec l'impulsion incidente et l'angle de la particule diffusée en avant.

L'impulsion du proton est calculée à partir du temps de vol et de sa distance parcourue:

$$p = m\beta\gamma = m \frac{d}{c\tau_p} \sqrt{\frac{1}{1 - d^2/(c^2\tau_p^2)}}$$

Mais cette impulsion ne correspond pas à l'impulsion du proton de recul juste après l'interaction car celui-ci perd son énergie dans la matière qu'il traverse jusqu'au second scintillateur de temps de vol T. Les 'élastiques' permettent de calculer une première table don-

nant la correction d'impulsion en fonction du TOF et de la longueur d'air traversée; cette table, paramétrisée par un polynôme de correction, tient compte de la perte d'énergie dans l'air et les chambres proportionnelles. Une deuxième étape analogue corrige la perte d'énergie dans le mylar des fenêtres du 'tank' à vide et dans l'hydrogène liquide.

Toutes ces corrections sont faites au moment de la reconstruction des événements.

2.5 LE TELESCOPE AVANT

Les directions des particules de l'état final, produites à petit angle par rapport au faisceau dans le laboratoire, sont mesurées par huit chambres proportionnelles multifils alignées sur un axe à 10 mrad de la direction de la particule incidente, côté opposé au 'bras proton'. (les chambres en avant sont identiques à celles qui mesurent la direction du proton de recul).

Pour réduire les ambiguïtés de reconstructions des traces, quatre chambres mesurent des coordonnées horizontales et verticales et les quatre autres font un angle de 15 degrés avec les précédentes. Les chambres 'droites' et 'tournées' alternent par groupes de deux dans le système.

Un grand compteur Tchérénkov à 16 cellules rempli d'un mélange de gaz (CO_2 , N_2) à pression atmosphérique contribue à l'identification des particules pour les réactions à une contrainte (avec production directe de paire au vertex d'interaction).

Un système 'anti-gammas' complète celui de la cible. Il est composé de quatre cadres et d'une matrice de compteurs 'veto'. Chaque détecteur 'veto' est constitué de deux scintillateurs de 10 mm d'épaisseur de part et d'autre de plaques de plomb vissées sur un cadre d'acier qui constitue l'armature de la structure. L'acceptance du spectromètre avant est ainsi entièrement recouverte par les cadres autour des chambres et par la matrice derrière le système.

A l'arrière du dispositif expérimental, nous avons installé un grand calorimètre à argon liquide-plomb permettant de reconstruire

des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Ce détecteur et ses performances sont décrits dans la référence [4]. Le calorimètre a permis d'étudier des réactions avec production de π^0 , de η , et de ω . (A. Delfosse, H. Zeidler, thèses, réf. [1],[5]).

Après l'introduction du calorimètre à argon liquide dans le système d'acquisition de données, nous avons retiré les plaques de plomb de la moitié gauche de la matrice située devant le détecteur, et utilisé ce dernier comme anti-gamma pour les canaux sans π^0 .

2.6 L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS

La digitalisation de l'information envoyée par les détecteurs est réalisée par des modules CAMAC standard, à l'exception de l'information des chambres proportionnelles multifils pour lesquelles on utilise des mémoires et des unités de codage construites spécialement. Les différents interfaces utilisés sont énumérés ci-dessous:

1. neuf unités de mémoire rapides ('Pattern unit') de 16 bits chacune, pour enregistrer les signaux des scintillateurs du système; elles reçoivent les informations:
 - a) des 6 hodoscopes de 6 scintillateurs chacun situés dans le télescope de faisceau;
 - b) l'information concernant la particule incidente construite à partir des Tchénkov, signaux π , K et P;
 - c) des trois compteurs anti-gamma autour de la cible;
 - d) des deux photomultiplicateurs du scintillateur V juste en aval de la cible dans le 'tank' à vide;
 - e) des trois scintillateurs 'range' derrière le compteur de temps de vol;
 - f) des 64 photomultiplicateurs du système anti-gamma du bras avant; les discriminateurs utilisés pour les compteurs Z (devant la plaque de plomb) et G (derrière) fournissent les signaux logiques $G; \bar{Z}$; qui sont mémorisés;

- g) différents signaux logiques qui seront décrits dans le paragraphe concernant la logique de déclenchement (ZL, VH, M6, \overline{AG} matrice, \overline{AG} cadres, ALBIT, ALBIT2 et le type de 'trigger' KS, PHI, EL et I);
- h) des phototubes du grand compteur Tchérérenkov multicellulaire dans le bras en avant.
2. Une unité de quatre compteurs de 16 bits chacun compte les particules π , K, P incidentes et le temps (horloge de 100 Mhz) pendant lequel le système est prêt à accepter un événement. Cette information est utilisée pour la normalisation absolue des données. Les compteurs sont remis à 0 après la lecture de l'événement et ces informations sont accumulées pour les événements rejetés, et ajoutées aux quantités correspondantes du prochain événement accepté.
 3. Une unité de 12 convertisseurs analogique-digital (ADC de 16 bits) utilisés pour la mesure des amplitudes des scintillateurs de temps de vol et des scintillateurs de 'range'.
 4. Une unité de 8 convertisseurs temps-digital (TDC de 16 bits) pour la mesure du temps de vol du proton de recul.
 5. Une unité de mémoire tampon contenant l'information des chambres proportionnelles de faisceau.
 6. Les informations des chambres proportionnelles du spectromètre:
 - a) 6 unités de codage contenant l'information des 6 plans de chambre à fil du 'bras proton';
 - b) 16 unités de codage interfaçant les 16 plans de fils du système en avant;
 7. Les informations du calorimètre à argon liquide sont accumulées dans 20 convertisseurs analogique-digital à 12 canaux chacun;
 8. Enfin, 17 compteurs 16 bits sont utilisés pour mesurer différents taux pendant la bouffée; ils sont lus et remis à 0 à la fin de chaque 'burst'. Nous avons ainsi une mesure

séparée des taux de particules incidentes et du temps mort du système, utilisée en même temps que l'information des compteurs lus événement par événement pour les normalisations.

L'information des registres (1), des compteurs (2), des convertisseurs analogique-digital (3) et temps-digital (4), constitue un premier bloc de données de taille fixe pour chaque événement (31 mots de 16 bits). Un deuxième bloc de taille variable contient les informations des chambres proportionnelles (1 mot de 16 bits par coordonnée et au maximum 6 coordonnées par plan; pour un événement à 3 traces chargées cela fait en moyenne 66 mots) et du calorimètre à argon (228 mots de 16 bits).

CHAPITRE III

LE SYSTEME D'ACQUISITION DE DONNEES

Le système d'acquisition de données est chargé de transférer l'information digitalisée dans les interfaces aux détecteurs sur bande magnétique. Une logique rapide, fabriquée avec des modules standard NIM, prend la décision d'accepter un événement et envoie un signal à une calculatrice PDP 11/45 qui contrôle les transferts d'information dans le système. Pendant la durée de la bouffée du SPS (~ 1 sec), la PDP répartit les événements dans les mémoires de 7 mini-ordinateurs DPNC 811. Les données sont transférées en accès direct à la mémoire des 'minis' (DMA) par un interface CAMAC spécialement construit à cet effet. Entre les 'bursts' du SPS (~ 8 sec), les minis reconstruisent les événements et font certains rejets immédiats d'après leur qualité; une fois la reconstruction terminée, la PDP reprend le contrôle et transfère les événements à un ordinateur IBM 1800 à travers une mémoire CAMAC tampon. Cette dernière calculatrice écrit l'information des événements reconstruits et acceptés sur bande magnétique. Pendant le temps que lui laisse cette tâche, l'IBM 1800 exécute un programme de surveillance, qui permet de contrôler le bon fonctionnement de l'ensemble du système.

3.1 LA LOGIQUE DE DECLENCHEMENT

La logique de décision sélectionne les événements présentant la topologie des réactions qui nous intéressent parmi toutes les interactions ayant lieu dans la cible. Les informations enregistrées par les détecteurs sont plus ou moins rapidement disponibles. Nous avons donc construit l'électronique de décision en plusieurs niveaux échelonnés dans le temps qui suit une interaction.

Un premier niveau de décision utilise l'information des scintillateurs et des compteurs Tchérékov. Cette décision intervient environ 200 nsec après l'interaction, et commande les portes logiques permettant la mémorisation de l'information des chambres à fils et de toutes les autres unités (ADC, TDC, etc.). Avec une intensité de

faisceau moyenne, soit de l'ordre de 3×10^6 particules par bouffée, on compte environ 4500 décisions au niveau 1. Ce nombre excède largement les possibilités du système d'acquisition de données, et pour le réduire, un deuxième niveau sélectionne les événements à partir des informations des chambres proportionnelles (et du calorimètre à argon, pour les événements avec π^0). Il faut attendre la fin du codage des chambres, soit environ $4 \mu\text{sec}$, pour que la logique de décision déclenche la lecture ou abandonne l'événement. Le niveau '1.5' utilise les informations des hodoscopes de faisceau et des informations brutes (avant le codage) concernant les plans de chambre du bras proton qui répondent ou pas; ces données sont disponibles 500 nsec après l'interaction et permettent de rejeter l'événement avant que le codage des chambres ne soit terminé, s'il y a lieu.

3.1.1 Le niveau 1

Le signal logique du premier niveau de décision est défini par une particule incidente identifiée comme π , K ou P, ayant subi une interaction dans la cible, un proton de recul, aucun signal dans le système anti-gamma, et certaines conditions supplémentaires sur le nombre de traces chargées en avant. La figure 2 montre le schéma logique du premier niveau, réalisé avec des modules électroniques rapides standard NIM.

1. La particule incidente est définie en demandant que les quatre compteurs B1 à B4 placés dans le faisceau ainsi que chacun des quatre phototubes du compteur S fournissent un signal. Pour éliminer les événements où une interaction a eu lieu en amont de la cible, le scintillateur A0, placé juste devant la cible ne doit pas répondre. Nous avons dû introduire un rejet des événements ayant lieu pendant les pointes d'intensité du faisceau (dues à la structure du faisceau primaire extrait du SPS); ces événements contenaient trop de traces accidentelles. Le taux instantané est mesuré par le compteur B1, et un comparateur de taux introduit une coupure au-dessus de 10^7 particules/sec. Enfin, le signal $\overline{\text{BUSY}}$ indique que le système d'acquisition de données est prêt à accepter un nouvel événement. La particule incidente est sélectionnée par la condition:

$$F = B1 \cdot B2 \cdot B3 \cdot B4 \cdot S \cdot \overline{A0} \cdot \overline{\text{rate B1}} \cdot \overline{\text{BUSY}}$$

2. La particule incidente est identifiée par les signaux des compteurs Tchérénkov du télescope de faisceau. Le CEDAR (C1) est ajusté sur les K. Les compteurs à seuils déclenchent respectivement l'un sur les π et les K (C2) l'autre sur les π seulement (C3):

$$\pi = F \cdot \overline{C1} \cdot C2 \cdot C3$$

$$K = F \cdot C1 \cdot C2 \cdot \overline{C3}$$

$$P = F \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2} \cdot \overline{C3}$$

3. Cette particule doit subir une interaction dans la cible et un proton de recul doit être enregistré dans le système du temps de vol. La disparition de la particule du faisceau se traduit par l'absence de signal venant du scintillateur B5 situé sur le trajet du faisceau derrière le système. Le proton de recul est signé par la coïncidence des signaux de sortie de deux unités fournissant le temps moyen entre deux impulsions d'entrées (T1,T3 et T2,T4); ces temps moyen ne dépendent plus de la position d'impact dans le compteur puisque la longueur totale du parcours des photons aux guides de lumière opposés est la même pour les deux paires de phototubes. La sélection d'une bande de temps dans la coïncidence qui définit l'interaction (I) permet de couper les petits temps de vol correspondant à des particules rapides (π de $\beta=1$ atteignant le compteur T). On obtient une identification encore meilleure du proton de recul en discriminant les basses valeurs de la somme analogique des 4 amplitudes du T (SAT); les petites amplitudes correspondent à des particules rapides au minimum d'ionisation. Enfin le signal du scintillateur AS placé entre les compteurs S et T est mis en anticoïncidence avec les signaux des 4 photomultiplicateurs du S, pour éliminer les protons de recul issus d'une interaction dans le compteur S et un grand scintillateur (AT) anticoïncide les accidentelles du halo dans le compteur T. La condition définissant une interaction est:

$$I = \overline{B5} \cdot S \cdot T \cdot (\text{SAT}) \cdot \overline{AT}$$

4. Les différents systèmes anti-gamma ne doivent pas enregistrer de signal. Les compteurs autour de la cible (AG1) ne doivent pas répondre, ni ceux des cadres (AGC) et de la matrice (AGM):

$$\overline{AG} = \overline{AG1} \cdot \overline{AGC} \cdot \overline{AGM}$$

5. Les signaux de la matrice de scintillateurs (Z_{17} à Z_{32}) placée derrière la dernière chambre du bras avant, sont utilisés pour sélectionner le nombre de particules chargées dans l'état final; en discriminant la somme analogique des amplitudes des signaux de la matrice, on construit

a) un signal ZL correspondant à moins de 2 compteurs qui répondent;

b) un signal M6 correspondant à au plus 6 compteurs touchés.

On sélectionne des événements à trois traces chargées (ou plus) en avant, sans trop d'accidentelles en utilisant la combinaison $M6 \cdot \overline{ZL}$.

6. La somme des amplitudes des deux photomultiplicateurs du compteur V placé juste en aval de la cible est discriminée pour former les deux signaux:

a) VL correspond à moins de 2 particules chargées dans le V;

b) VH correspond à 3 particules chargées ou plus dans le V.

Ces signaux sont utilisés pour mieux séparer les événements où une paire est produite au vertex d'interaction, de ceux où une particule neutre (K^0 ou Λ) est produite dans l'état final se désintégrant en avant. Les événements du premier type correspondent à la condition que nous avons appelée 'trigger PHI' (pour la résonance dominant le canal où une paire $K^+ K^-$ est produite):

$$PHI = I \cdot \overline{VL} \cdot \overline{AG} \cdot M6 \cdot \overline{ZL}$$

Les événements du second type correspondent au 'trigger KS' (pour K^* , résonances $K^0 \pi$ dans les réactions induites par des K^\pm incidents):

$$KS = I \cdot \overline{VH} \cdot \overline{AG} \cdot M6 \cdot \overline{ZL}$$

Nous avons utilisé conjointement ces deux conditions pour notre réaction. Les déclenchements 'PHI' correspondent au cas où le K_S^0 produit se désintègre avant le compteur V (environ 24 % des événements à 50 GeV/c).

Plusieurs autres conditions de déclenchement ont été utilisées parallèlement pendant la prise de données. Le trigger 'RHO' sélectionne des événements à une trace chargée en avant pour étudier la production du système $\pi^\pm \pi^0$ avec le calorimètre à argon liquide. Un déclenchement 'EL' sélectionne la réaction élastique pour différentes calibrations et une vérification des normalisations absolues des données. Enfin le trigger 'I', correspondant simplement à une interaction dans la cible est utilisé pour calibrer l'efficacité des autres conditions de déclenchement.

Un dernier étage de coïncidences répartit les différents déclenchements en 3 catégories d'après les types de particules incidentes. Notre système d'acquisition de données permet de définir deux niveaux de priorité pour les différents 'triggers'. Les unités de codage qui interfacent les chambres proportionnelles peuvent enregistrer les coordonnées des fils touchés de deux événements différents dans deux mémoires distinctes. Un déclenchement de basse priorité n'est accepté que si les deux mémoires sont vides (signal LECT) de façon à pouvoir accepter un éventuel événement de haute priorité dans la deuxième mémoire. Nous discutons cette question plus en détail dans le paragraphe 3.1.3. Les événements de la réaction $\pi^\pm p \rightarrow K_S^0 K^\pm p$ faisant l'objet de ce travail se trouvent dans les catégories ' π -KS' et ' π -PHI' avec bas niveau de priorité. Toutes les conditions de déclenchements sont finalement additionnées logiquement pour former le signal MT (pour 'main trigger') indiquant un événement accepté au premier niveau.

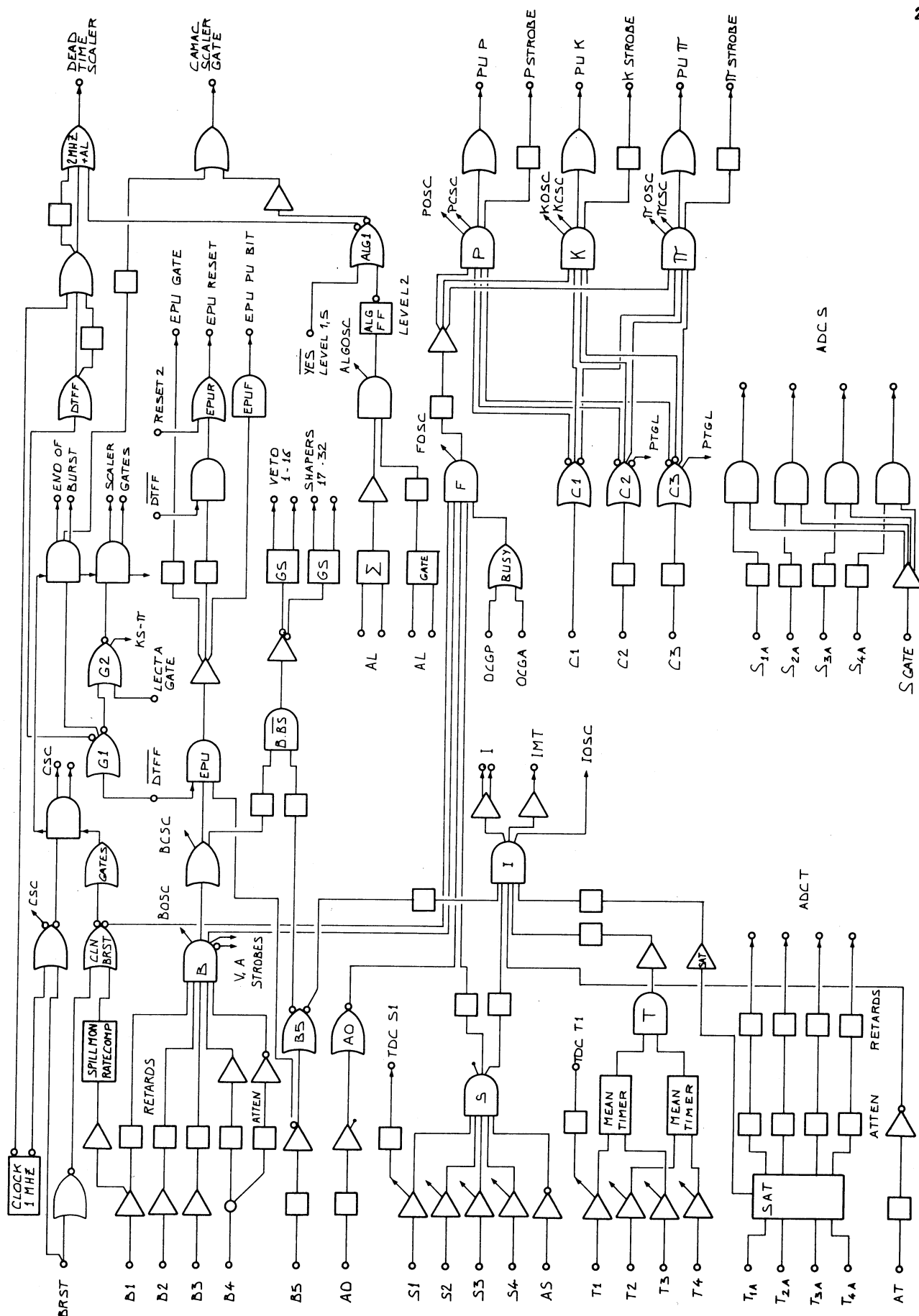


Fig. 2 a) Logique du premier niveau de décision

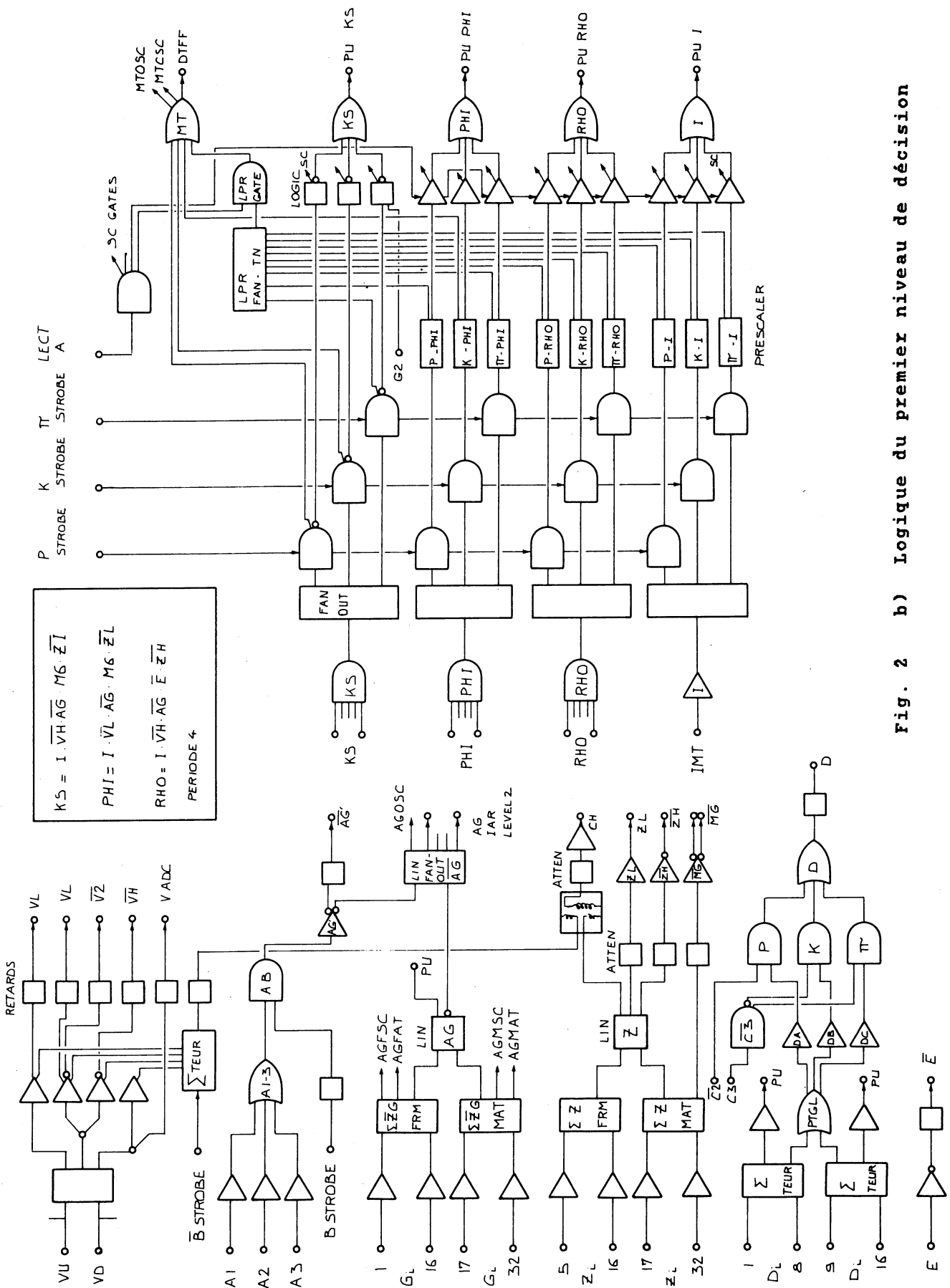
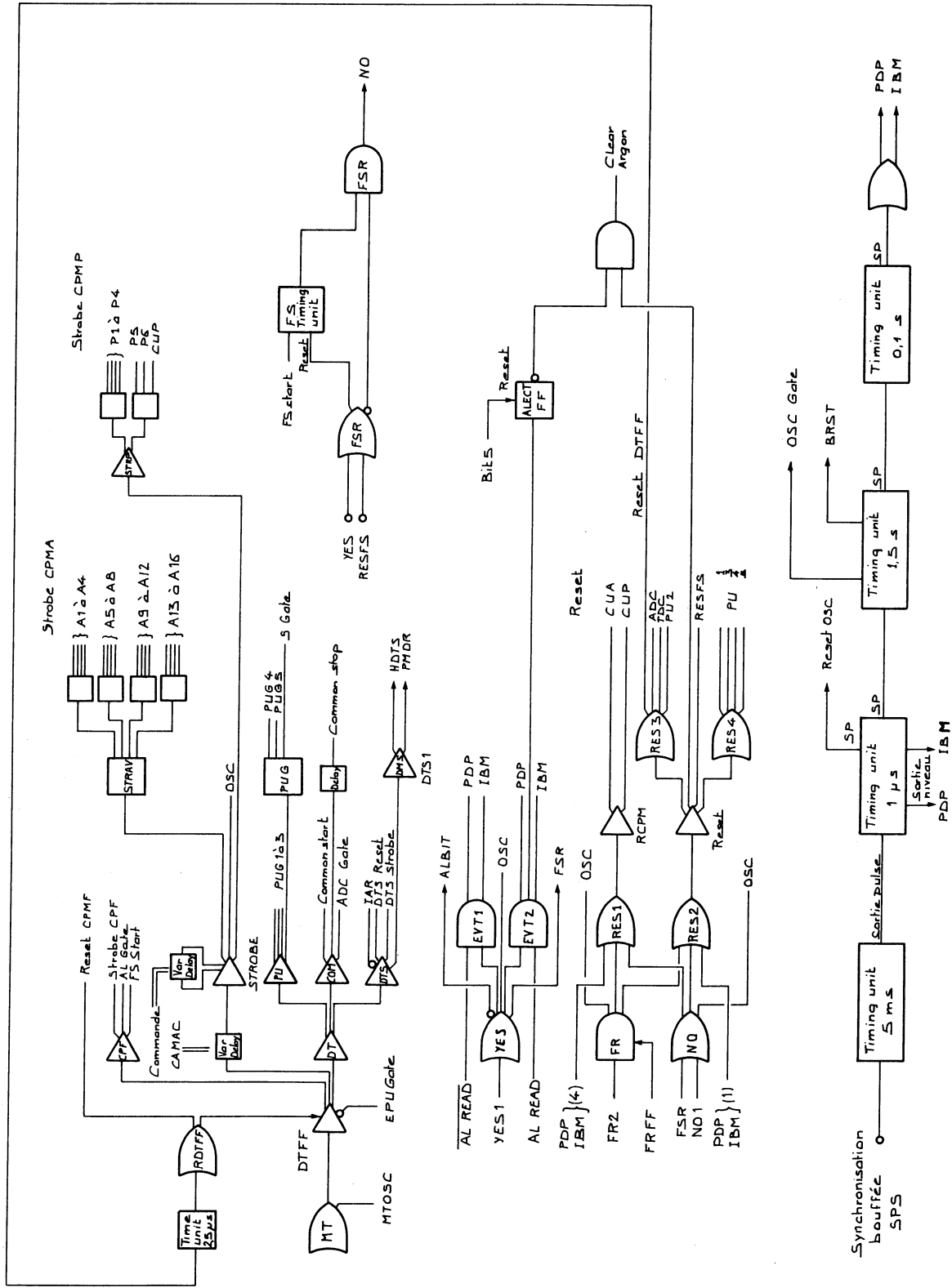


Fig. 2 b) Logique du premier niveau de décision



Fin de bouffée

Début de bouffée

Interruptions

Fig. 3 Schéma des rejets intermédiaires (niveau 1.5)

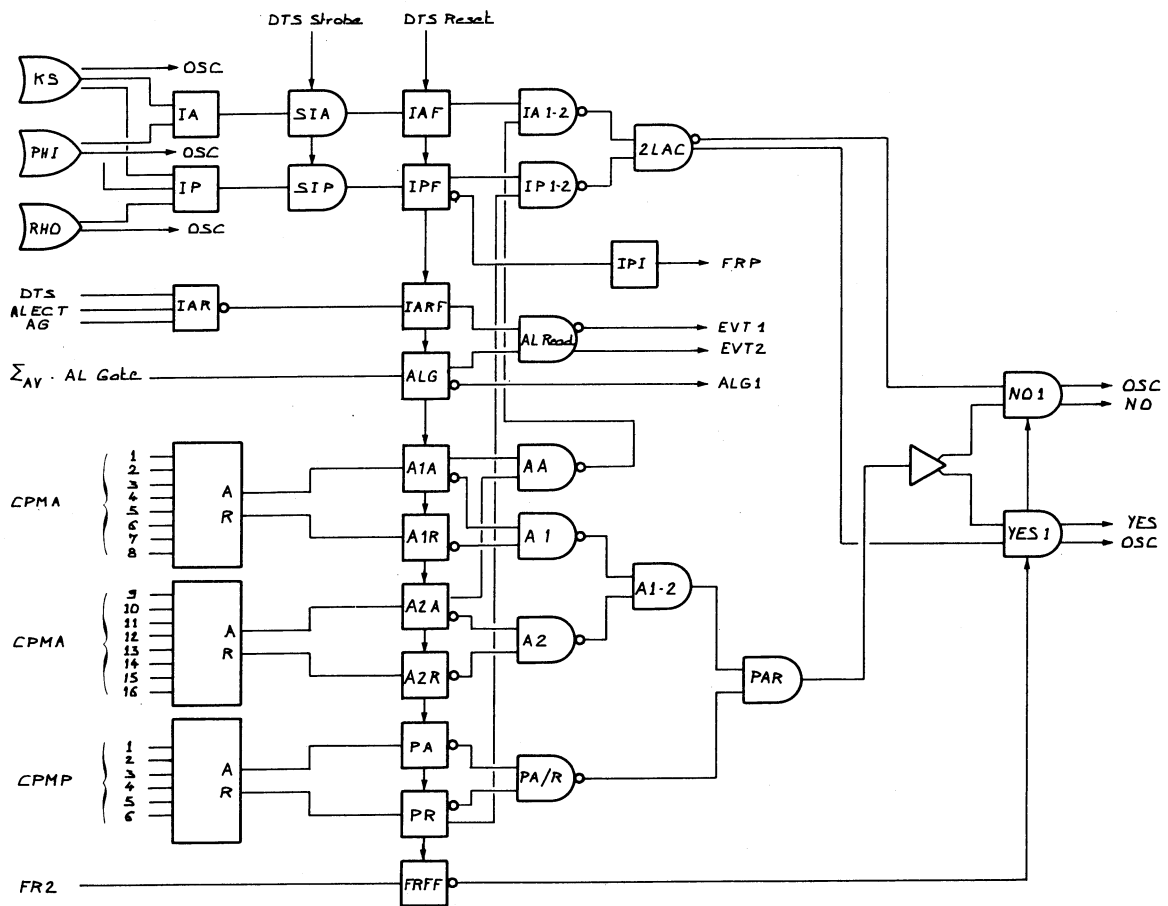
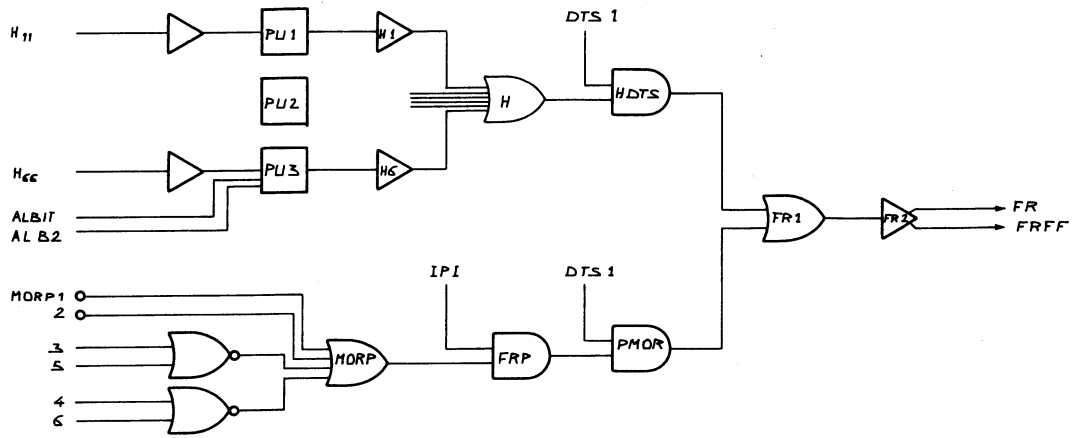


Fig. 4 Logique du second niveau de décision

3.1.2 Les niveaux '1.5' et 2

Le signal du premier niveau fait basculer un bistable interdisant l'accès du système à tout nouvel événement jusqu'au rejet ou jusqu'à la fin de la lecture du premier bloc. Ce signal permet en même temps l'ouverture des portes pour l'enregistrement de signaux des hodoscopes, des anti-gammas, des ADC et des TDC de la mesure du temps de vol, et enfin des chambres proportionnelles.

La figure 3 montre le schéma des rejets intermédiaires (niveau 1.5), et la figure 4 celui du second niveau de décision.

Le niveau 1.5 utilise les informations des hodoscopes et des chambres du bras proton. On exige qu'au moins un élément réponde dans chacun des 6 plans d'hodoscopes; la somme logique plan par plan est réalisée par les registres CAMAC ('pattern units') après l'ouverture de la porte d'enregistrement.

Pour les chambres proportionnelles du bras proton, nous disposons d'un signal 'memory or' qui est la somme logique par plan des fils touchés dont les impulsions arrivent pendant que la porte des chambres est ouverte. Les 'memory or' sont utilisables dès le début du codage. Pour pouvoir reconstruire une trace proton, on demande que les deux plans de la première chambre donnent un signal; au moins un plan mesurant des coordonnées horizontales et un plan mesurant des coordonnées verticales, doivent répondre, entre les quatre plans des deux dernières chambres. On a ainsi au minimum deux coordonnées de chaque type.

Le deuxième niveau de décision utilise des informations du calorimètre à argon liquide et des chambres proportionnelles.

Le signal du calorimètre à argon est construit en discriminant les basses valeurs de la somme analogique des signaux du premier bloc (le calorimètre est construit en trois parties juxtaposées dans la direction du faisceau, de granularités différentes); il n'est utilisé que si le système anti-gamma n'a pas répondu, et il est mis en basse priorité (avec le signal LECT) au niveau 2.

Pour les chambres proportionnelles, la logique décide à partir du nombre de traces codées par plan individuel, et par groupes de plans.

Trois boîtes de décision analysent les informations d'un premier groupe constitué par les 6 plans du bras proton, d'un second constitué par les 8 premiers plans du spectromètre avant, et du troisième groupe constitué par les 8 derniers plans avant. Chaque boîte fournit les signaux 'événement accepté' (A) ou 'rejeté' (R) d'après les conditions suivantes:

pour le bras de recul:

- le nombre de coordonnées codées dans chaque plan, N , doit être compris entre 0 et 3 inclus;
- $0 \leq N_1 + N_3 + N_5 \leq 8$
- $0 \leq N_2 + N_4 + N_6 \leq 8$

Pour le spectromètre avant:

- $0 \leq N_i \leq 6$
- $0 \leq N_1 + N_3 + N_5 + N_7 \leq 24$
- $0 \leq N_2 + N_4 + N_6 + N_8 \leq 24$
- $5 \leq N_9 + N_{11} + N_{13} + N_{15} \leq 24$
- $5 \leq N_{10} + N_{12} + N_{14} + N_{16} \leq 24$

Le moment où les signaux A ou R apparaissent est variable; il dépend de la durée du codage des plans, elle même fonction du nombre de fils répondant dans les différents plans.

Cette distribution en temps des signaux conduit à réaliser l'électronique du niveau 2 en mettant en coïncidence les signaux de sortie de deux ensembles de bistables. Le premier ensemble est commandé par les déclenchements du niveau 1, ce qui permet de définir des conditions différentes au niveau 2 pour ces déclenchements. Les triggers 'KS' et 'PHI' demandent les conditions sur toutes les boîtes de décision des chambres, alors que 'RHO' ne demande que les conditions venant des chambres proton, et le signal venant de l'argon en plus.

Le second ensemble de bistables est déclenché par les signaux A et R des boîtes de décision et conditionne finalement le rejet de l'événement au niveau 2 (signal 'NO'), ou le début de la lecture (signal d'interruption à la PDP 11/45 'YES'):

YES = MT . H . PMOR . A1A . A2A . PA

- MT: décision du niveau 1 ('main trigger')
- H: condition sur les hodoscopes
- PMOR: condition sur les plans des chambres proton
- A1A, A2A et PA: événement accepté par les boîtes de décision.

3.1.3 Priorités et temps morts

Notre expérience a été initialement conçue pour étudier les réactions rares exclusives avec production d'une particule neutre dans l'état final $K^0\pi$, K^0K et ΛK (suivant le type de la particule incidente K , π ou P respectivement).

Notre appareillage est capable d'enregistrer simultanément toute une série d'autres réactions avec production de paire au vertex d'interaction, ou encore avec production de π^0 . Pour ne perdre qu'un minimum des événements du premier type, nous avons défini deux niveaux de priorité avec un temps mort réduit pour les déclenchements de haute priorité.

Le temps mort dû aux événements rejetés au niveaux 1.5 et 2 est négligeable: environ 3000 rejets '1.5' après 1.5 μsec (soit 0.15 %) et 1000 rejets niveau 2 après en moyenne 3 μsec (0.3 %).

Par contre, le temps mort de lecture est important. Le transfert CAMAC des informations du premier bloc de dimension fixe (paragraphe 2.6) prend 70 μsec (une vingtaine de μsec pendant lesquelles la PDP détermine quel mini recevra l'événement, suivies de la lecture de 31 mots à raison de 1 mot par cycle CAMAC de 1.5 μsec). La durée du transfert du deuxième bloc de données contenant l'information des chambres dépend du nombre de fils touchés (un maximum de 6 coordonnées par plan peuvent être mémorisées dans les unités de codage); pour un événement à 3 traces chargées en avant elle est de l'ordre de 110 μsec . Pour un événement avec l'information du calorimètre à argon (228 mots), il faut compter 350 μsec de temps de lecture supplémentaire.

Le temps mort des événements prioritaires peut être limité à la durée de la lecture du premier bloc en utilisant les deux mémoires des unités de codage des chambres proportionnelles. Pour ce faire, on remet à zéro le bistable de temps mort (DTFF) dès la fin de la lecture du bloc 1, et on n'accepte que des déclenchements prioritaires pendant la lecture du deuxième bloc. Pour qu'un événement de basse priorité soit accepté, il faut que les deux mémoires des unités de codage soient libres, de façon à ce que les informations des chambres d'un éventuel événement prioritaire ultérieur puissent être enregistrées dans la deuxième mémoire.

Pour des conditions d'acquisition de données normales, soit environ 800 transferts par bouffée, le temps mort des événements prioritaires est de 6 % ($800/\text{sec} \times 70 \mu\text{sec}$). Pour les déclenchements de basse priorité sans transfert de l'argon, il est de l'ordre de 14 % ($800/\text{sec} \times 180 \mu\text{sec}$); avec 20% des événements contenant l'information du calorimètre à argon, le temps mort des basses priorités devient environ 20 % ($530 \mu\text{sec}$ de temps de lecture dans 20% des transferts).

Les déclenchements ' π -KS' et ' π -PHI' ont toujours été laissés en basse priorité, car les π sont très abondants dans le le faisceau, aussi bien en polarité positive (66 %), que négative (94 %). Les triggers 'KS' et 'PHI' induits par des K et des P incidents étaient prioritaires.

La normalisation absolue des données prioritaires et non prioritaires se fait en comptant séparément les particules incidentes pendant les intervalles de temps durant lesquels le système est ouvert pour les deux types de déclenchements.

3.2 LES CALCULATRICES EN LIGNE

La figure 5 montre l'organisation des ordinateurs du système d'acquisition de données. Les interfaces des détecteurs sont connectés à une première branche CAMAC qui peut être adressée par l'IBM 1800 et par le système PDP-minis, à travers le premier interface 815.

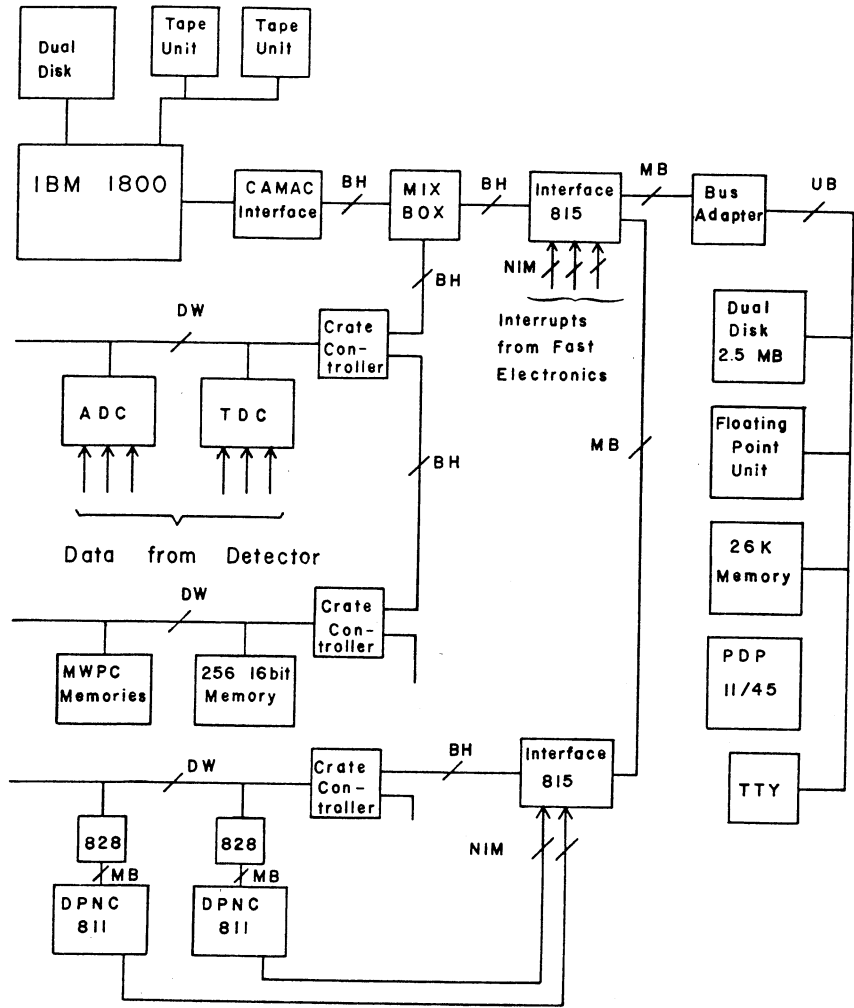


Fig. 5 Configuration du système d'acquisition de données

3.2.1 La PDP 11/45

La PDP 11/45 est une mini-calculatrice rapide opérant sur des mots de 16 bits. Elle est munie de 24 K de mémoire à tores, de 2K de mémoire bipolaire, et d'un processeur à virgule flottante. Une console, deux disques et une imprimante complètent le système.

Sa tâche est de contrôler l'acquisition de données et de superviser le traitement des événements effectué par les minis.

3.2.2 Les mini-ordinateurs DPNC 811 et les transferts PDP-minis

Les DPNC 811 sont des émulateurs de PDP 11 développés par l'institut de physique nucléaire de l'université de Genève. Ils reconnaissent l'ensemble des instructions d'une PDP, à l'exception des instructions en virgule flottante. Ils sont munis de 24 K de mémoire MOS utilisée pour accumuler les événements, et de 4 K de mémoire bipolaire (d'accès plus rapide) qui contient le programme de reconstruction.

Pendant la bouffée du SPS, les événements sont accumulés dans la mémoire des 7 minis utilisés par le système.

Lorsqu'un événement est accepté par la logique rapide, la PDP décide quel mini le traitera; elle initialise les interfaces 815 en conséquence. Ces interfaces effectuent le transfert entre les modules de la première branche CAMAC et la mémoire du mini sélectionné connecté à la deuxième branche. Pendant un cycle CAMAC de lecture sur la branche des interfaces, un cycle d'écriture en accès direct dans la mémoire du mini sélectionné (DMA) s'effectue simultanément. Le temps effectif de transfert d'un mot de 16 bit est ainsi réduit d'un facteur 2; il est de 1.5 μ sec. A la fin du transfert, la PDP envoie une interruption au mini pour lui signaler la présence du nouvel événement dans sa mémoire; le mini le compresse (ce qui gagne environ 40 % de place mémoire par événement) et renvoie une interruption à la PDP pour lui signaler qu'il est prêt à accepter l'événement suivant.

Les 8 secondes entre les bouffées sont employées par les minis à reconstruire les événements. Dès que le traitement d'un événement est terminé, la PDP le transfère dans sa propre mémoire et effectue

certains contrôles de qualité. Les événements acceptés sont envoyés à l'IBM 1800.

3.2.3 Réjections en ligne

La PDP rejette l'événement dans les conditions suivantes:

1. si les hodoscopes de faisceau ne répondent pas ou que la configuration des éléments touchés est trop mauvaise;
2. si l'information des chambres proton est mauvaise:
 - a) le programme trouve des ambiguïtés en appariant les traces reconstruites dans les plans xy et xz,
 - b) ou alors une des deux projections manque;
3. si les ADC et les TDC du système de mesure du temps de vol sont vides ou les valeurs digitalisées des TDC trop grandes;
4. si le nombre 'd'overflow CPMA' est plus grand que 5 (c'est à dire le nombre de fils touchés par plan excède les 6 que les unités de codage peuvent enregistrer);
5. si le nombre de traces reconstruites dans le spectromètre avant est plus petit que 3 pour les événements sans argon, ou si aucune trace n'est reconstruite pour les événements avec l'information du calorimètre à argon.

Le total des rejets suivant la reconstruction en ligne est de l'ordre de 57 % ce qui économise une place correspondante sur les bandes.

3.2.4 L'IBM 1800 et les programmes de tests

Nous avons gardé cette calculatrice plutôt ancienne dans la version 'SPS' de l'expérience parce que nous n'avions pas d'unités de bande directement interfacées à la PDP (la puissance de calcul de la PDP aurait été suffisante pour gérer des unités de bande et exécuter un programme de surveillance du système, en plus de sa tâche de contrôle de l'acquisition). L'unité centrale de l'IBM comporte 32 K mots de 16 bits de mémoire à tores à 2 μ sec de cycle d'accès. Le travail

prioritaire de l'IBM est d'écrire les événements sur bande magnétique avec l'une des deux unités 9 pistes à moyenne densité (800 bits/inch). Une bande contient en moyenne 5400 'records' ce qui correspond à environ 79000 événements. Deux unités de disque stockent les programmes.

Le temps de calcul laissé libre par le transfert et l'écriture des événements est utilisé à exécuter un programme de surveillance du système, écrit en FORTRAN. Le programme d'acquisition, le programme gérant la machine, et les buffers d'événements occupent 16 K. La faible place restante nous a obligé à segmenter le programme de test en plusieurs modules distincts résidant sur disque. La machine n'exécute qu'un seul de ces programmes chargé de la surveillance d'une partie spécifique du système à la fois, et enchaîne les modules successivement en gardant les résultats de chaque phase sur disque.

Les événements vérifiés sont obtenus par un échantillonnage aléatoire des événements passant dans le programme d'acquisition. Deux consoles de visualisation à écran à mémoire montrent les histogrammes du programme en exécution en train de se remplir, ce qui fournit une surveillance permanente de la marche de l'acquisition. On peut également examiner à tout instant n'importe quel résultat ou histogramme stocké. Les différentes parties testées du système sont:

1. les hodoscopes et les chambres proportionnelles du faisceau;
2. les chambres proportionnelles du bras avant: fils touchés, efficacités et statistiques sur les traces reconstruites;
3. les mêmes contrôles pour les chambres proportionnelles du bras proton;
4. les convertisseurs analogique-digital (ADC) et temps-digital (TDC) du système de mesure du temps de vol;
5. les histogrammes des ADC du détecteur à argon liquide.

3.2.5 Périodes d'acquisition de données

Après la mise en marche de l'expérience, nous avons enregistré des données pendant 6 'périodes' d'acquisition dont les caractéristiques sont résumées dans la table 2. Nous avons renoncé à la production de $K\bar{K}$ pendant la dernière période pour étudier en priorité des événements :



TABLE 2
Périodes d'acquisition de données

Impulsion incidente et polarité	Période	Date	Nombre de bandes enregistrées
50 GeV/c positive	1	août 1977	345
50 GeV/c positive	2	septembre 1977	303
50 GeV/c positive	3	novembre 1977	484
50 GeV/c négative	4	mai-juin 1978	428
30 GeV/c positive	5	septembre 1978	285
50 GeV/c positive	6	octobre 1978	731

Nous avons enregistré un nombre total d'environ 1.9×10^8 événements, avec de l'ordre de 75'000 événements par bande. Les bandes des périodes 1 à 5 contiennent en moyenne 25 événements $K\bar{K}$ qui passeront toutes les sélections. Ce nombre correspond à environ un 'bon' événement de notre réaction par minute de prise de données.

CHAPITRE IV

LE TRAITEMENT DES DONNEES

A partir des informations brutes fournies par les détecteurs, il faut reconstruire les traces des différentes particules de l'état initial et final des événements. Différentes quantités géométriques et cinématiques sont calculées pour sélectionner les événements. Ces opérations commencent en temps réel pendant l'acquisition et sont complétées sur de plus gros ordinateurs. Pendant les périodes de prise de données, nous avons analysé une bande brute (un 'run') par jour sur la CDC 7600 du CERN pour vérifier toute la chaîne d'acquisition. Les résultats de cette première phase du traitement sont écrits sur des bandes DST ('data summary tape').

A ce stade, les différents types d'événements ne sont classés que par particules incidentes. La sélection des différents canaux possibles se fait en identifiant les événements avec des coupures larges sur certaines quantités géométriques et cinématiques et en regroupant les candidats à une réaction donnée; une ou deux bandes par période d'acquisition suffisent pour stocker les événements de notre canal.

On effectue un ajustement cinématique de ces événements à l'hypothèse de la production du système $K^0 K^{\pm}$; la probabilité du χ^2 du fit fournit un des critères de qualité pour la sélection finale des événements.

4.1 RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

Comme nous l'avons vu lors de la discussion du système d'acquisition de données, la reconstruction des événements est partiellement effectuée déjà en ligne, par les minis ordinateurs DPNC 811 mettant à profit les 8 sec espaçant les bouffées.

Le rejet d'une fraction importante des 'mauvais' événements déjà à ce stade gagne du temps de calcul 'off line' (qui est comptabilisé !) et une place précieuse sur bande.

Les programmes de traitement 'off line' et 'on line' ne sont pas identiques. Le programme exécuté par les minis est écrit en langage d'assemblage PDP 11, avec des algorithmes n'utilisant que de l'arithmétique entière (les minis ne possèdent pas de processeur en virgule flottante), alors que le programme hors ligne est écrit en FORTRAN IV et exécuté par des calculatrices CDC. Le processus de recherche des traces à partir des fils touchés est similaire dans les deux cas. Nous nous sommes assuré que les deux programmes donnent des résultats compatibles sur certains 'runs' de contrôle pour lesquels les données brutes ont été intégralement écrites sur bande. Ces bandes spéciales sont ensuite analysées (off-line !) sur les minis et sur la CDC 7600 et la compatibilité des deux méthodes est vérifiée. Nous avons également utilisé ce type de 'runs' pour calculer les constantes d'alignement des chambres proportionnelles.

La reconstruction d'un événement commence par la détermination des paramètres de la trajectoire de la particule incidente, à l'aide des chambres et des hodoscopes de faisceau. L'impulsion incidente est calculée à partir de l'angle de déflexion de la particule au passage du dernier aimant de courbure du faisceau. On procède ensuite à la détermination de la trace du proton de recul. Son intersection avec la trace incidente définit le vertex d'interaction qui doit être dans la cible. On calcule l'impulsion du proton de recul à partir de son temps de vol. Le programme passe ensuite à la reconstruction des traces en avant: à partir des fils touchés dans les chambres droites, on essaie, avec toutes les traces possibles de leurs plans, d'aligner les fils touchés des autres chambres tournées de 15° . La coupure sur la distance de la droite aux fils des plans tournés est fixée à 3 mm, et pour reconnaître une trace, on exige qu'elle ait au moins 6 plans qui répondent (dont au moins 2 coordonnées tournées ou au moins 2 droites).

Chaque trace reconstruite est paramétrisée par:

$$x = \alpha y + x_0$$

$$z = \gamma y + z_0$$

Pour les runs de production normale, on écrit sur bande les paramètres α , γ , x_0 , z_0 , le χ^2 et la configuration des plans pour chaque trace reconstruite, sans transmettre les coordonnées des fils touchés.

Ces premières étapes sont effectuées en ligne par les minis qui ne disposent pas d'un temps suffisant pour terminer le traitement complet des données brutes. Mais, à ce stade, la PDP peut déjà rejeter les événements mal reconstruits géométriquement.

L'analyse est complétée hors ligne, tout d'abord pour les mesures du bras proton: le temps de vol doit être corrigé (dépendance des amplitudes); l'impulsion du proton de recul doit être recalculée en tenant compte des pertes d'énergie dans la matière traversée.

On effectue ensuite toute une série de contrôles destinés à vérifier les efficacités et la stabilité des détecteurs au cours de l'acquisition de données. En séparant les résultats pour les trois types de particules incidentes:

- on calcule l'efficacité des hodoscopes de faisceau et la multiplicité des traces dans les plans horizontaux en fonction de celle dans les plans verticaux.
- Les mêmes quantités sont calculées pour les trois ensembles de plans des chambres proportionnelles multifils, ainsi que le nombre moyen de fils répondant dans chaque plan.
- A partir des traces reconstruites, on calcule les efficacités et le taux d'accidentelles dans les scintillateurs du système anti-gammas, et dans ceux de la mesure du parcours du proton de recul derrière le compteur de temps de vol, et aussi pour les différentes cellules du grand compteur Tchénkov dans le spectromètre avant.
- Toute une série de taux sont calculés à partir des comptages accumulés événement par événement par les échelles du premier bloc, et comparés à ceux calculés à partir des échelles CAMAC dont les totaux constituent les événements 'fin de burst'; les calculs sont faits séparément pour les déclenchements prioritaires et non prioritaires, en tenant compte des temps morts différents.
- On calcule les impulsions des particules en avant à partir de la conservation de l'impulsion, et le bilan d'énergie global des réactions dominantes où une paire de mésons π est produite; la distribution de cette quantité doit être centrée à 0; on identifie

les événements dont les traces forment un deuxième vertex résultant de la désintégration d'une particule neutre, et on calcule sa masse effective; on calcule encore les spectres de la masse manquante au proton de recul pour les différents types de particules incidentes.

Une bonne partie de ces vérifications est visualisée par des histogrammes, en particulier:

- les distributions des coordonnées du vertex d'interaction et de l'intercept de la trace du proton de recul dans le compteur de temps de vol;
- les paramètres et les distributions de χ^2 des traces reconstruites (sensibles aux erreurs d'alignement);
- les distributions des distances entre les traces constituant un vertex;
- les distributions d'amplitudes dans les ADC;
- les bilans d'énergie, masses manquantes au proton de recul et masses effectives calculées;
- des différences de quantités calculées de deux manières distinctes (avec les événements élastiques, par exemple) indicatrices de la résolution des détecteurs comme les $\Delta\alpha$, $\Delta\gamma$ (élastiques), $\Delta P_{inc} / P_{inc}$, $\Delta\theta$ (angle du proton de recul),...

L'examen de ces distributions et des statistiques qui précèdent permet de s'assurer du bon fonctionnement et de la stabilité dans le temps des détecteurs.

- Enfin, en dernier lieu, on comptabilise les résultats globaux de la reconstruction (nombre de déclenchements de chaque type, nombre d'événements élastiques, à 3 traces, avec K^0 ou Λ identifié, chacune de ces classes par particule incidente) et les rejets effectués au cours du traitement, d'abord par la PDP, ensuite off-line.

Les événements contenant l'information du détecteur à argon liquide sont traités séparément. Pour ces derniers, en plus de la reconstruction des traces chargées dans le spectromètre, il faut encore

reconstruire les trajectoires de γ à partir des gerbes électromagnétiques enregistrées et ensuite identifier un π^0 ou un η avec les paires de γ reconstruits. La distinction entre gerbes électromagnétiques et hadroniques est possible à cause de l'extension longitudinale différente de ces gerbes dans les trois blocs physiques du détecteur. La reconstruction de l'information du calorimètre à argon est beaucoup plus complexe que la reconstruction des traces à partir des fils touchés dans les chambres, parce qu'il faut tenir compte de la quatrième dimension apportée par les mesures d'amplitudes.

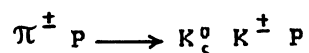
Le traitement hors ligne a été effectué sur les ordinateurs CDC 6500 de L'hôpital Cantonal de Genève d'une part, et de l'Université - Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne d'autre part, à l'exception des 'runs' traités pendant l'acquisition de données sur la CDC 7600 du CERN. A titre indicatif, le traitement complet d'un événement prend environ 2.5 msec sur la CDC 7600.

4.2 TRI DES CANAUX

Le programme de traitement, décrit au paragraphe précédent, effectue un premier tri des événements en écrivant des fichiers séparés pour chacun des trois types de particules incidentes π , K ou P. Ces fichiers sont ensuite écrits sur des bandes DST. Pour les π incidents, les résultats de 5 bandes brutes environ sont regroupés sur une bande DST.

A partir de ces DST, il faut ensuite sélectionner les événements candidats à une réaction donnée à partir de leur topologie.

Pour notre réaction



on cherche, parmi toutes les paires de traces reconstruites dans le spectromètre avant, une intersection définissant un vertex secondaire séparé du premier (défini comme point milieu de la distance entre la trace incidente et la trace du proton de recul). Pour ce faire, on exige que la distance des traces issues de la désintégration du K^0

soit plus petite que 10 mm et on prend également comme vertex le point milieu de la distance entre les deux droites.

A un stade ultérieur de l'analyse, nous avons constaté que la majeure partie du bruit de fond de notre réaction provient de la réaction



Deux traces reconstruites se coupant à petit angle définissent une intersection dont la position le long de l'axe du faisceau n'est pas bien déterminée; un tel événement peut passer les critères de sélection de notre réaction. Pour limiter cette contamination, nous avons rejeté les événements pour lesquels la distance (projetée sur l'axe y) entre les deux vertex est inférieure à 100 mm. Nous avons également coupé les distances supérieures à 5000 mm de façon à ce que les π de désintégration du K^0 traversent au moins 8 plans de chambre (pour la plupart des traces, qui sont à petit angle avec le faisceau).

Lorsqu'un second vertex est identifié, on détermine la trace la plus probable pour le méson K chargé. Pour chacune des traces restantes, on calcule successivement:

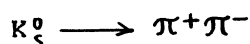
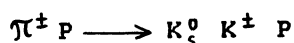
- la distance entre cette trace et le vertex primaire;
- le module des impulsions des trois particules en avant (à partir de la conservation de l'impulsion et des impulsions connues de la particule incidente et du proton de recul); pour certaines configurations particulières des traces (événements presque coplanaires), l'inversion du système linéaire permettant de calculer les impulsions peut conduire à des impulsions négatives; ces événements sont rejetés;
- on calcule le bilan d'énergie global de la réaction (avec les masses assignées d'après la topologie de l'événement);
- la masse effective des deux particules constituant le vertex secondaire.

A chaque étape, on ne calcule les quantités suivantes que si la dernière quantité calculée satisfait le critère de sélection correspondant. Nous avons utilisé des coupures peu strictes à ce stade de la sélection des événements, de façon à pouvoir étudier la contamination à partir des queues des distributions:

- distance minimale des π de désintégration du K^0 : 10 mm
- distance minimale entre les deux vertex (50 GeV) : 100 mm
(30 GeV) : 50 mm
- distance maximale entre les deux vertex : 5000 mm
- distance maximale entre le vertex primaire et la trace du méson K chargé : 15 mm
- limites du bilan d'énergie global de la réaction : ± 50 MeV
- limite inférieure de la masse reconstruite du K^0 : 400 MeV
- limite supérieure : 600 MeV

4.3 AJUSTEMENT CINEMATIQUE DES EVENEMENTS

Les événements de la réaction



satisfont des contraintes géométriques (les traces sont issues des deux vertex), et cinématiques (loi de conservation de l'énergie-impulsion aux vertex). A cause des résolutions géométriques dues aux imperfections des détecteurs, ces contraintes ne sont qu'approximativement satisfaites par les événements mesurés. On effectue alors un ajustement de ces événements pour trouver un ensemble de paramètres le plus proche possible des paramètres expérimentaux, mais satisfaisant les contraintes.

En même temps, l'ajustement teste l'hypothèse que l'événement est du type $\pi^\pm p \longrightarrow K_S^0 K^\pm p$, et la valeur du χ^2 du fit cinématique est utilisée comme critère de sélection additionnel.

Le problème de l'ajustement géométrique et cinématique d'un événement expérimental avec un nombre variable de traces mesurées

dans l'état final est très complexe; pour cette raison, nous avons séparé la sélection géométrique des événements (décrite dans le paragraphe précédent) de l'ajustement, limité aux angles des traces et à leurs impulsions, sujets aux contraintes cinématiques. Comme nous l'avons déjà vu, les impulsions des particules en avant peuvent être calculées à l'aide de la conservation de l'impulsion:

$$\vec{P}_{\pi_{inc}} = \vec{P}_{P_{recul}} + \vec{P}_{K^{\pm}} + \vec{P}_{\pi_1} + \vec{P}_{\pi_2} \quad (1)$$

(3 équations linéaires à 3 inconnues). Une fois les impulsions connues, on calcule les deux autres contraintes cinématiques:

le bilan d'énergie global de la réaction

$$\Delta E = E_{inc} + M_P - E_{P_{recul}} - E_{K^{\pm}} - E_{\pi_1} - E_{\pi_2} = 0 \quad (2)$$

et la masse effective de la paire $\pi_1\pi_2$:

$$M_{K^0} = ((E_{\pi_1} + E_{\pi_2})^2 - |\vec{P}_{\pi_1} + \vec{P}_{\pi_2}|^2)^{1/2} = 497.7 \text{ MeV} \quad (3)$$

L'ajustement cinématique porte sur les 12 paramètres mesurés suivants:

- les angles α et γ pour la trace incidente, pour la trace du proton de recul et pour les trois traces en avant;
- les impulsions de la particule incidente et du proton de recul.

Il y a 3 variables inconnues:

- les modules des impulsions des particules en avant

et 5 contraintes:

- la conservation de l'énergie-impulsion, équations (1) et (2);
- la masse du K^0 , équation (3).

Le fit cinématique minimise le χ^2 construit avec les écarts entre les paramètres mesurés et ajustés pondérés par les résolutions expérimentales correspondantes (voir le chapitre suivant). Le pro-

gramme calcule itérativement les corrections des paramètres mesurés et des valeurs initiales des inconnues (obtenues en inversant le système linéaire (1)) à partir des contraintes linéarisées.

Les itérations sont arrêtées lorsque les contraintes sont satisfaites à 0.1 MeV près, après en moyenne 3 à 4 pas pour les événements sélectionnés (environ 23 msec de CDC 7600 par événement). La figure 6 (au paragraphe suivant) montre la distribution de la probabilité du χ^2 du fit pour 2 degrés de liberté (12 paramètres mesurés - 15 estimateurs (12 paramètres ajustés et 3 inconnues) + 5 contraintes = 2 degrés de liberté).

L'accumulation aux faibles probabilités donne une indication de la contamination du canal, et la bonne uniformité aux valeurs supérieures indique que les résolutions expérimentales sont correctement estimées.

4.4 SELECTION FINALE DES EVENEMENTS

Pour réduire au maximum la contamination de notre canal, il est nécessaire de resserrer les coupures utilisées pour sélectionner les événements candidats au fit cinématique.

L'estimation de la position de ces coupures est assez délicate; on fait un compromis entre le nombre d'événements perdus et le rejet du bruit de fond. Pour les événements non fittés, la contamination est estimée en extrapolant les queues de la distribution de la masse reconstruite du K^0 à l'intervalle de masse sélectionné. C'est la distribution de probabilité du χ^2 de l'ajustement qui est utilisée pour les événements fittés: au-dessus d'une probabilité de l'ordre de 11 %, la distribution est à peu près plate; on l'extrapole aux faibles probabilités pour estimer le nombre d'événements de bruit de fond. Les événements qui ont une probabilité de χ^2 inférieure à 11 % sont rejetés.

Nous avons encore introduit une coupure sur la distribution angulaire des π de désintégration du K^0 ; l'histogramme du cosinus de l'angle θ de ces π avec l'axe y dans le référentiel propre du K^0 montre une accumulation d'événements près des valeurs ± 1 . Cet effet est reproduit par le programme de simulation de l'expérience et peut

être étudié; il correspond à des événements où l'un des deux π de désintégration du K^0 a une impulsion faible dans le laboratoire. La diffusion multiple est grande pour ces événements, et les imprécisions angulaires sur ces traces se traduisent souvent, lors du calcul des modules des impulsions en avant, par des valeurs hors de l'espace de phase. D'autre part, ces événements avec des traces à petit angle par rapport à la direction du faisceau sont fortement contaminés par les événements de la réaction $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- p$. Finalement, une coupure à 0.96 sur $|\cos \theta|$ conduit à un meilleur rapport signal/bruit et à une perte d'événements plus petite qu'une coupure sur les faibles impulsions des traces en avant.

La figure 6 montre les distributions utilisées et la position des coupures pour les événements à 50 GeV/c de polarité négative. Voici les valeurs limites des paramètres:

- valeur minimale de la probabilité du χ^2 du fit : 11 %
- distance minimale des π de désintégration du K^0 : 7 mm
- distance maximale entre le vertex primaire et la trace du méson K chargé : 7 mm
- distance minimale entre les deux vertex (50 GeV) : 150 mm
(30 GeV) : 100 mm
- distance maximale entre les deux vertex : 5000 mm
- valeur maximale de $|\cos \theta|$ (angle des π cms K^0) : 0.96
- limites du bilan d'énergie global de la réaction : ± 20 MeV
- limite inférieure de la masse reconstruite du K^0 : 460 MeV
- limite supérieure : 540 MeV

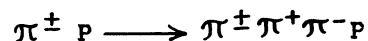
On vérifie aussi que la direction de la trace du K^0 définie par les deux vertex coïncide avec la direction définie par la somme des impulsions des deux π (coupure à 5σ sur les différences de paramètres angulaires $\Delta \alpha$ et $\Delta \gamma$).

La coupure sur la distance minimale entre les deux vertex dépend du temps de vie du K^0 dans le laboratoire (proportionnel au facteur γ du K^0); nous avons dû réajuster cette coupure à 100 mm pour les données à 30 GeV.

Ces sélections finales nous laissent 20870 K^0K^- et 18905 \bar{K}^0K^+ à 50 GeV/c. Il reste 4269 événements après ces coupures à 30 GeV/c.

Nous avons estimé la quantité de bruit de fond de nos trois ensembles de données en extrapolant les 'queues' de la distribution de masse reconstruite du K^0 pour les événements non ajustés à l'intervalle de masse sélectionné (intervalles 400 à 460 MeV, et 540 à 600 MeV, extrapolés à la région de masse de 460 à 540 MeV). La contamination obtenue dépend de la coupure sur le ΔE . En extrapolant à $\Delta E=0$, on obtient des valeurs de l'ordre de 11 % à 50 GeV/c pour les deux polarités, et 10 % à 30 GeV/c. Le bruit de fond diminue un peu à haute masse (1-2 % de moins au-dessus de 1.8 GeV/c²). Une estimation indépendante est donnée par la forme de la distribution du χ^2 de l'ajustement cinématique. Cette méthode donne des valeurs légèrement inférieures pour nos trois échantillons, de l'ordre de 7-8 %.

Le bruit de fond provient essentiellement de la réaction diffractive



dont la section efficace totale à 50 GeV/c est environ cent fois supérieure à celle de notre réaction.

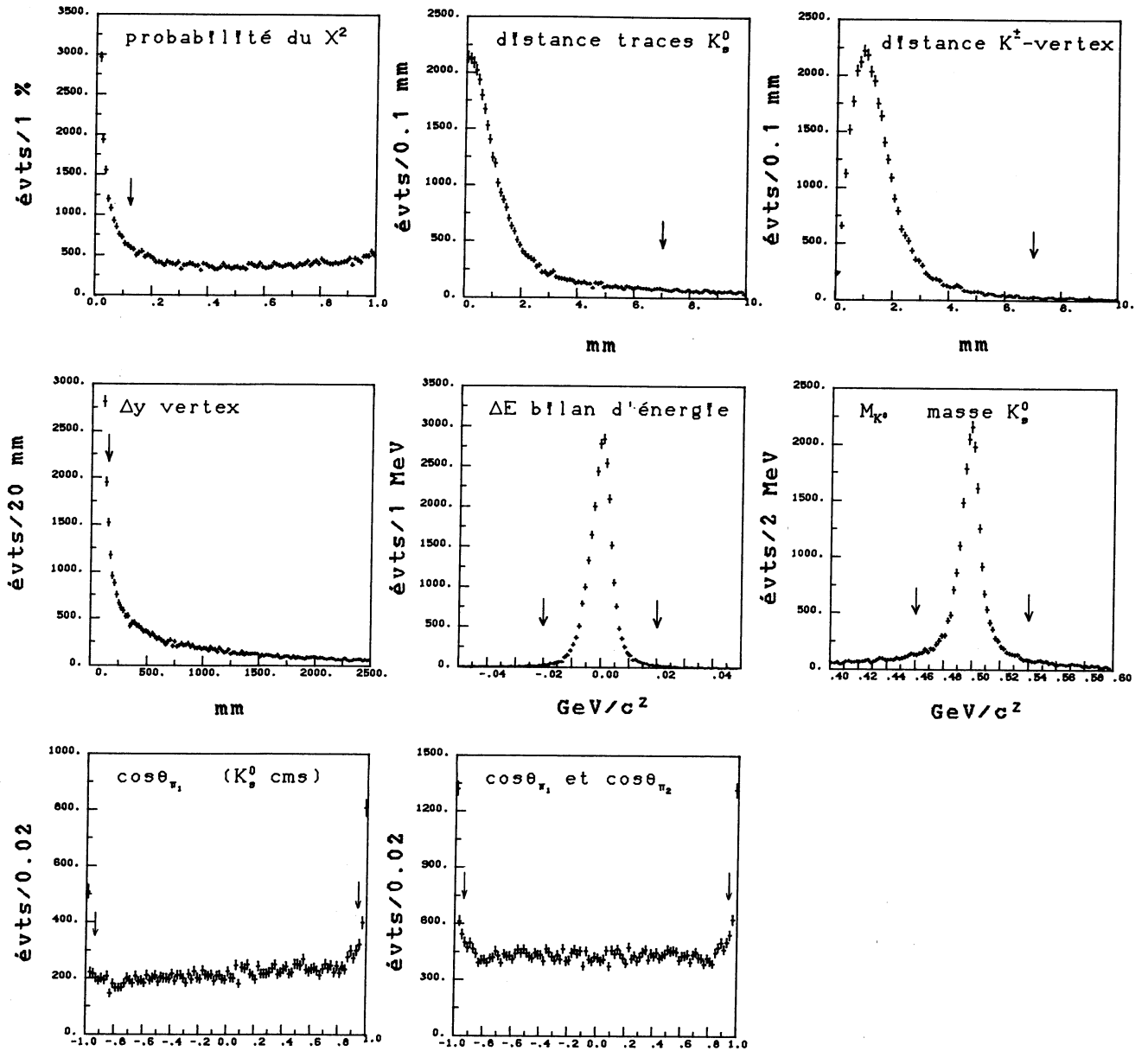


Fig. 6 Sélection des événements

CHAPITRE V

CORRECTIONS D'ACCEPTANCE ET RESOLUTIONS

Les données 'brutes' mesurées par notre spectromètre doivent être corrigées: les différents détecteurs sont imparfaits et leur efficacité n'est pas uniforme. Nous avons utilisé la méthode traditionnelle qui consiste à générer par ordinateur des pseudo-événements de la réaction $\pi^+p \longrightarrow K^0 K^+ p$ aussi proches que possible des événements physiques. Ces événements sont filtrés par un programme qui simule le dispositif expérimental et sont écrits sur bande avec le même format que les vrais événements (DST). De cette façon, les pseudo-événements peuvent être traités par les mêmes programmes que les données réelles, ce qui permet de déterminer les altérations des distributions géométriques et cinématiques.

5.1 LE PROGRAMME DE SIMULATION DE L'EXPERIENCE

Le 'Monte-Carlo' est constitué de deux parties distinctes: la première génère les événements et la seconde simule le spectromètre.

5.1.1 Génération des événements

Les observables indépendantes caractérisant notre réaction sont au nombre de cinq. L'énergie totale dans le centre de masse, s , à impulsion incidente donnée est fixe; pour étudier la production de résonances au vertex mésonique, on choisit de prendre pour les quatre variables restantes:

- $M_{K\bar{K}}$: la masse effective de la paire $K^0 K^+$;
- t : le carré du quadri-transfert d'impulsion entre le proton cible et le proton de recul;
- θ, φ : les angles de désintégration du K^0 dans le centre de masse du système $K\bar{K}$; nous avons utilisé le référentiel de Gottfried-Jackson (voir figure 15, paragraphe 7.1);

Pour étudier l'effet de l'appareillage sur les événements physiques, on génère ces paramètres avec des distributions aussi proches

que possible des distributions correspondantes corrigées des vrais événements. Au fur et à mesure que l'analyse progresse, on peut réinjecter dans le Monte-Carlo des distributions plus proches de la réalité...

La convergence du procédé ne pose pas de problèmes en pratique, car l'acceptance de notre spectromètre est suffisamment régulière pour les observables que nous venons de décrire et les distributions connues à plus basse énergie extrapolées à nos conditions expérimentales sont un bon point de départ.

Les étapes de la génération d'un pseudo-événement sont les suivantes:

1. Les quantités cinématiques de l'événement sont déterminées en premier; le programme génère d'abord la réaction $\pi^\pm p \longrightarrow X^\pm p$.
 - a) Les trois composantes de l'impulsion de la particule incidente sont calculées en tenant compte de la dispersion angulaire et en impulsion du faisceau;
 - b) la masse effective du X^\pm ($M_{\mu\bar{\kappa}}$) est tirée;
 - c) ainsi que le transfert d'impulsion au proton de recul, t .
 - d) On peut alors calculer l'angle de diffusion du proton de recul par rapport à la direction incidente. L'angle azimutal autour du faisceau est généré uniformément dans l'angle solide déterminé par le scintillateur d'arrêt de la mesure du temps de vol (on tiendra compte séparément du facteur constant introduit par l'acceptance azimutale dans les normalisations); les trois composantes de l'impulsion du proton de recul et de l'impulsion manquante \vec{P}_X sont calculées.
 - e) Le programme effectue une première désintégration à deux corps $X^\pm \longrightarrow K^0 K^\pm$ dans le centre de masse de la particule X , avec une distribution angulaire isotrope ou correspondant à un spin donné suivant les cas; les angles θ et φ sont générés, les impulsions calculées dans le centre de masse, puis la transformation de Lorentz dans le laboratoire est faite.

- f) La désintégration isotrope du K^0 en deux π est calculée de la même façon, et les impulsions des π transformées dans le laboratoire.
2. Le programme complète la génération de l'événement Monte-Carlo en calculant sa position dans l'espace:
- a) le vertex d'interaction est tiré en tenant compte de la probabilité d'interaction de la particule incidente dans la cible, de l'atténuation correspondante du faisceau et de la forme de ses distributions latérales;
 - b) le vertex de désintégration du K^0 est calculé avec une distribution correspondant au temps de vie des mésons K_S^0 à courte durée de vie.

L'événement est complètement déterminé, et on peut calculer les paramètres des traces dans le laboratoire.

5.1.2 Simulation de l'appareillage

Le programme doit maintenant décider si l'événement généré est accepté par le système, en reproduisant les fluctuations d'efficacités des différents détecteurs. Si c'est le cas, les coordonnées des traces dans les chambres à fils sont calculées en tenant compte de la diffusion multiple dans la matière traversée, et les paramètres des traces sont reconstruits à partir de ces coordonnées quantifiées.

1. Première étape: acceptation

- a) On génère les interactions secondaires dans la cible à partir des probabilités d'interaction des différentes traces de l'état final de l'événement. Les événements où une interaction secondaire se produit sont rejetés.
- b) On rejette les événements où une ou plusieurs traces interceptent les parois métalliques du 'tank à vide'.
- c) L'acceptation dans le bras proton est calculée:
 - la trace du proton de recul doit atteindre le scintillateur d'arrêt de la mesure du temps de vol (on est alors sûr qu'elle traverse toutes les chambres proton);

- aucune des traces des π produits ne doit toucher ce compteur.

Avec seulement trois plans de chambres par coordonnée dans le spectromètre du bras proton, il est très difficile de mesurer leurs efficacités. C'est pour cette raison que le programme ne simule pas les inefficacités de ces chambres. Une correction séparée de l'inefficacité globale, calculée à partir des élastiques, est faite lorsqu'on normalise les données.

d) Par contre, l'acceptance du bras en avant peut être simulée en détail:

- on vérifie qu'aucune trace n'atteint le scintillateur anti-faisceau B_5 ;
- pour chacune des trois traces de l'événement, on construit la configuration des plans qui répondent; pour chaque plan:
- on vérifie que la particule traverse le plan;
- la réponse du plan est tirée à partir de son efficacité à l'endroit de l'intersection de la trace.

Les inefficacités individuelles des plans ont été mesurées avec les événements 3π très abondants; nous avons trouvé une paramétrisation adéquate de ces efficacités en fonction de la distance au faisceau, R :

- dans la région du faisceau, l'inefficacité a une forme gaussienne (elle est de l'ordre de 55 % au centre);
- à partir d'un certain rayon limite variable (de l'ordre de 30 mm) l'inefficacité est bien paramétrisée par un polynôme de degré 2 en R (l'inefficacité des chambres croît de nouveau près des bords);
- les fils de soutien produisent des bandes d'inefficacités de forme approximativement gaussienne (les fils de soutien croisent les plans de fils de lecture et les plans de fils haute tension perpendiculairement pour les maintenir en bonne position).

Nous avons introduit dans le programme des zones moins efficaces de largeurs variables (différentes d'un fil à l'autre; environ 5 mm), avec les valeurs correspondantes me-

surées des efficacités dans ces régions. L'efficacité est meilleure que 96 % pour la plus grande partie de la surface des plans. Pour qu'une trace soit acceptée, il faut qu'au moins six plans aient répondu sur sa trajectoire, avec au minimum trois coordonnées horizontales et trois verticales (on exige en plus qu'il y ait au moins une coordonnée 'droite' et une coordonnée mesurée par une chambre tournée de 15° pour chacune des deux projections).

- Enfin, si les trois traces ne sont pas acceptées, l'événement est rejeté.

- e) Les intersections des trois traces chargées avec la matrice de scintillateurs située à l'arrière du spectromètre avant sont calculées, et la réponse de la matrice est simulée d'après les efficacités et les taux mesurés d'accidentelles dans les compteurs, pour corriger le biais introduit par le 'trigger' (condition M6, voir le paragraphe 3.1.1).

2. Deuxième étape: résolutions

On reconstruit les événements acceptés en tenant compte des différentes résolutions introduites par les détecteurs; les écarts des paramètres sont générés avec des distributions gaussiennes, de variances calculées, ou mesurées sur les événements physiques, suivant les cas.

- a) La résolution géométrique angulaire sur la mesure de la direction de la particule incidente et sa résolution en impulsion sont introduites.
- b) On calcule la diffusion multiple pour toutes les traces dans la matière traversée de la cible (mylar, hydrogène liquide).
- c) La résolution en impulsion du proton de recul est générée avec les paramètres de la distribution mesurée sur les événements élastiques (nous avons également simulé la perte d'énergie du proton de recul sur sa trajectoire et calculé la résolution en impulsion correspondante; les deux méthodes sont équivalentes, mais la deuxième nécessite beaucoup plus de temps de calcul).

d) On calcule la diffusion multiple pour toutes les traces chargées dans les spectromètres du proton de recul et en avant de la même façon:

L'effet des diffusions dans la matière traversée est calculé de plan en plan. La coordonnée 'mesurée' par la chambre est calculée d'après la dimension du cylindre de sensibilité autour des fils (deux fils adjacents peuvent répondre, auquel cas la coordonnée quantifiée sera la moyenne). Les traces sont ensuite reconstruites d'après la configuration des plans ayant répondu, suivant leurs fluctuations d'efficacité, calculées à la première étape.

5.1.3 Contrôle du bon fonctionnement du programme

Plusieurs tests permettent de s'assurer du bon fonctionnement du programme:

- Les événements Monte-Carlo, aussi bien que les événements expérimentaux mesurés, ne satisfont qu'imparfaitement les contraintes cinématiques qui résultent de la réaction étudiée. Les formes des grandeurs contraintes après toutes les sélections doivent être semblables. La figure 7 montre les distributions du bilan d'énergie et de la masse effective du K^0 dans la région de masse du $A_2(1320)$ (barres d'erreur: données à 50 GeV/c de polarité négative, de 1.22 à 1.42 GeV/c²), et les distributions Monte-Carlo correspondantes (histogrammes).
- La désintégration du K^0 en deux π permet un test un peu plus indirect: les distributions corrigées des angles de désintégration du K^0 dans son référentiel propre doivent correspondre à une désintégration isotrope. On contrôle aussi que la distribution corrigée du temps de vie du K^0 est exponentielle avec une pente correcte. Ces distributions sont montrées sur la figure 7 pour la région de masse du $A_2(1320)$. Les histogrammes représentent les données brutes à 50 GeV/c (-), et les barres d'erreur les données corrigées.

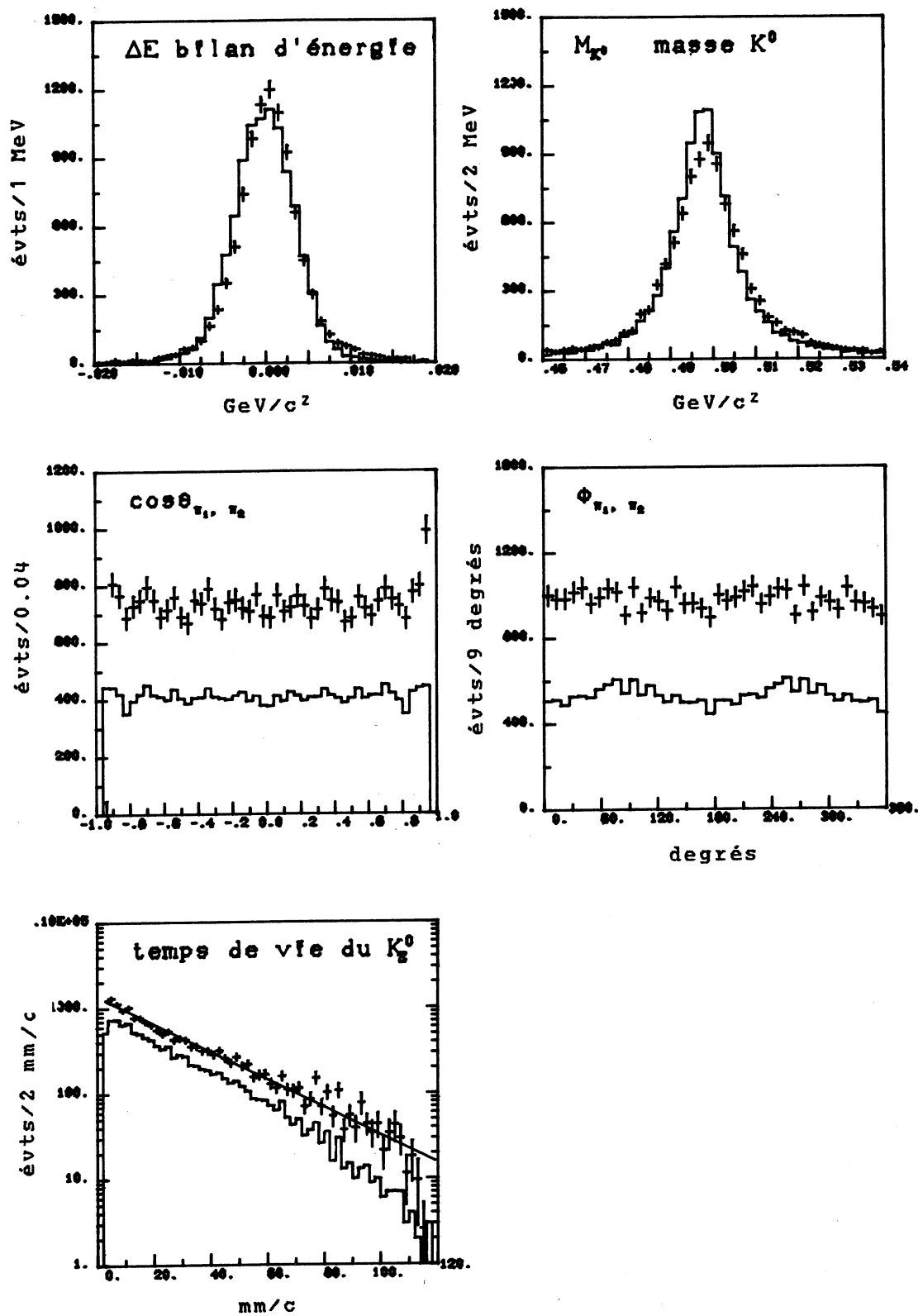


Fig. 7 Comparaisons entre Monte-Carlo et données

- Enfin, toutes les distributions expérimentales devraient ultimement être reproduites par les événements Monte-Carlo générés avec les distributions finales des observables choisies.

5.2 ACCEPTANCES ET RESOLUTIONS INTRODUITES PAR LE SPECTROMETRE

Notre appareillage expérimental ne peut pas mesurer tous les événements physiquement produits: la géométrie des détecteurs détermine une zone en dehors de laquelle les événements sont perdus. A l'intérieur de cette zone, la capacité de détection est altérée par les efficacités des différents constituants, et les résolutions expérimentales conduisent à un ensemble de valeurs mesurées légèrement différent de celui des paramètres produits.

Le résultat global de ces phénomènes est l'obtention d'un nombre d'événements observés inférieur au nombre d'événements produits, et surtout, une déformation des distributions cinématiques observées par rapport aux distributions produites.

Le programme de simulation permet d'évaluer tous ces effets: on génère des pseudo-événements selon les distributions attendues, et la fraction acceptée permet de calculer numériquement la fonction d'acceptance reliant une distribution observée à une distribution produite.

Dans le cas de notre appareillage, l'acceptance selon les variables de production t et $M_{K\bar{K}}$ est limitée par le domaine de détection du proton de recul et par la valeur maximale de l'angle entre les deux mésons K dans l'état final; l'acceptance pour la désintégration du système $K\bar{K}$ selon les angles de Gottfried-Jackson est déterminée par le spectromètre avant.

L'acceptance d'un événement correspond ainsi à sa probabilité d'être détecté et reconstruit dans le système expérimental. Pour corriger les distributions mesurées, on peut attacher à chaque événement un poids égal à l'inverse de son acceptance. Cette méthode n'est pas toujours utilisable: pour certaines configurations des variables cinématiques, l'acceptance peut être très faible ou même nulle; de tels événements qui contribueraient à la correction avec un poids trop important doivent être exclus.

Pour éviter ce genre d'inconvénients et les temps de calcul prohibitifs nécessaires à une précision statistique acceptable dans les régions d'acceptance faible, on peut découper le domaine de la variable à étudier en cellules d'acceptance non nulle et intégrer sur toutes les autres variables. Cette procédure n'est légitime que si les distributions des autres variables correspondent d'assez près aux distributions réelles.

La figure 8 montre les acceptances en masse effective $K\bar{K}$ et en transfert d'impulsion pour trois domaines de masse $K\bar{K}$ croissante (on verra plus loin que ces domaines correspondent aux régions des résonances de spin 2, 4 et 6) pour une distribution uniforme des angles de désintégration θ_{GJ} et φ_{GJ} . Les courbes continues représentent les acceptances à 50 GeV/c, et les courbes interrompues à 30 GeV/c. Nous avons tenu compte de toutes les coupures sélectionnant les événements physiques ajustés, mais sans multiplier par le facteur constant (0.15) dû à l'acceptance azimutale du bras proton; ce facteur sera inclus dans le calcul des normalisations. Nous discuterons au paragraphe 7.2 de la méthode plus complexe utilisée pour tenir compte de l'acceptance angulaire; on peut s'en faire une idée à la figure 8, en $\cos \theta$ et φ (dans le référentiel de Gottfried-Jackson), pour les mêmes intervalles de masse et avec des distributions en transfert réalistes.

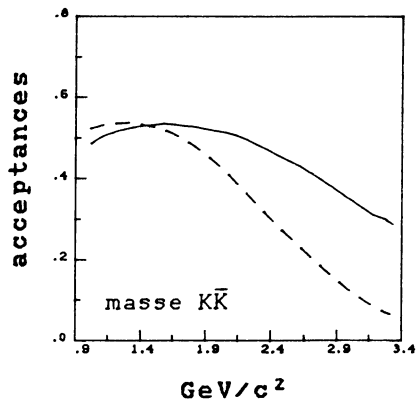
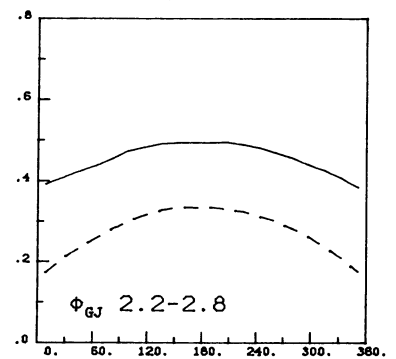
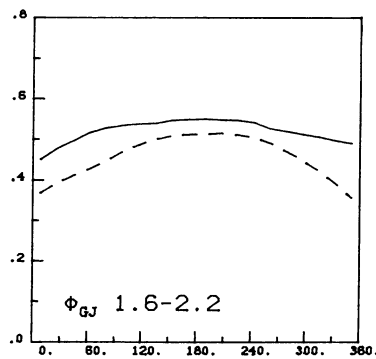
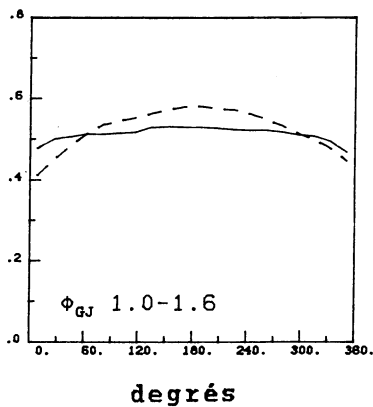
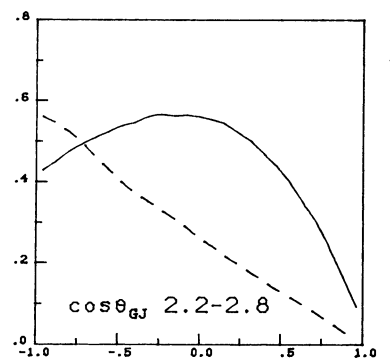
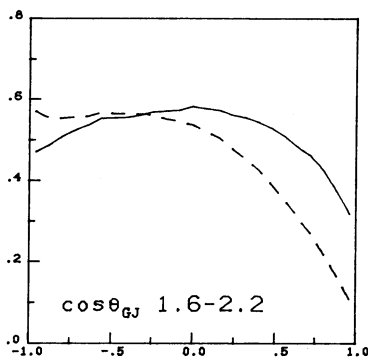
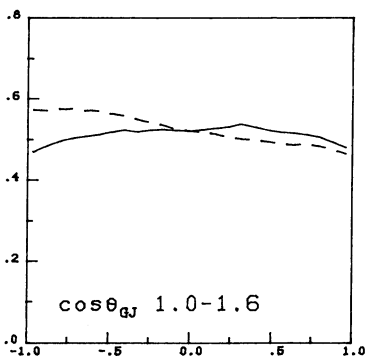
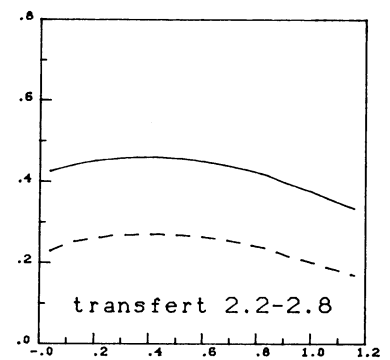
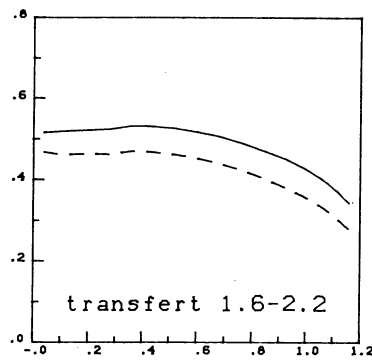
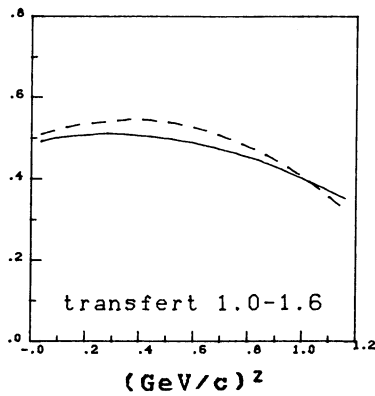


Fig. 8 Acceptance en fonction des différentes variables cinématiques

courbes interrompues : 30 GeV/c

courbes continues : 50 GeV/c



degrés

Nous terminerons ce chapitre en donnant quelques indications sur les résolutions expérimentales :

- La résolution en impulsion incidente dépend de la résolution spatiale des chambres de faisceau et des hodoscopes; la déviation standard mesurée vaut 0.2 %.
- En direction incidente, la résolution dépend de la géométrie des détecteurs et de la diffusion multiple: $\sigma_{\theta_{inc}} = 0.25 \text{ mrad}$.
- La résolution en impulsion du proton de recul provient de la résolution en temps de vol et des corrections de perte d'énergie à basse impulsion proton. On en déduit la résolution sur le transfert d'impulsion du proton cible au proton de recul montrée à la figure 9. La résolution en transfert est pratiquement indépendante de la masse effective $K\bar{K}$.
- La contribution principale à la résolution en direction du proton de recul est due à la diffusion multiple (la résolution purement géométrique des chambres est de l'ordre de 2 mrad). Pour une distribution en transfert correspondant à la production du $A_2(1320)$ elle est de l'ordre de 5 mrad.
- La résolution géométrique de la direction des traces avant dépend de la configuration des plans participant à la reconstruction de la droite. Cette résolution est bien meilleure que la résolution sur la direction du proton de recul, due aux valeurs élevées des impulsions des particules en avant. Elle vaut en moyenne 0.18 mrad.
- Enfin, la figure 9 montre les résolutions en masse effective $K\bar{K}$, en transfert, et selon les angles de Gottfried-Jackson, calculées à partir des variables 'mesurées' et ajustées d'événements pseudo-expérimentaux (à 50 GeV/c). L'ajustement cinématique diminue la valeur de la résolution en masse de 12 à 7 MeV dans la région du A_2 , et améliore considérablement la résolution en transfert et les résolutions angulaires.

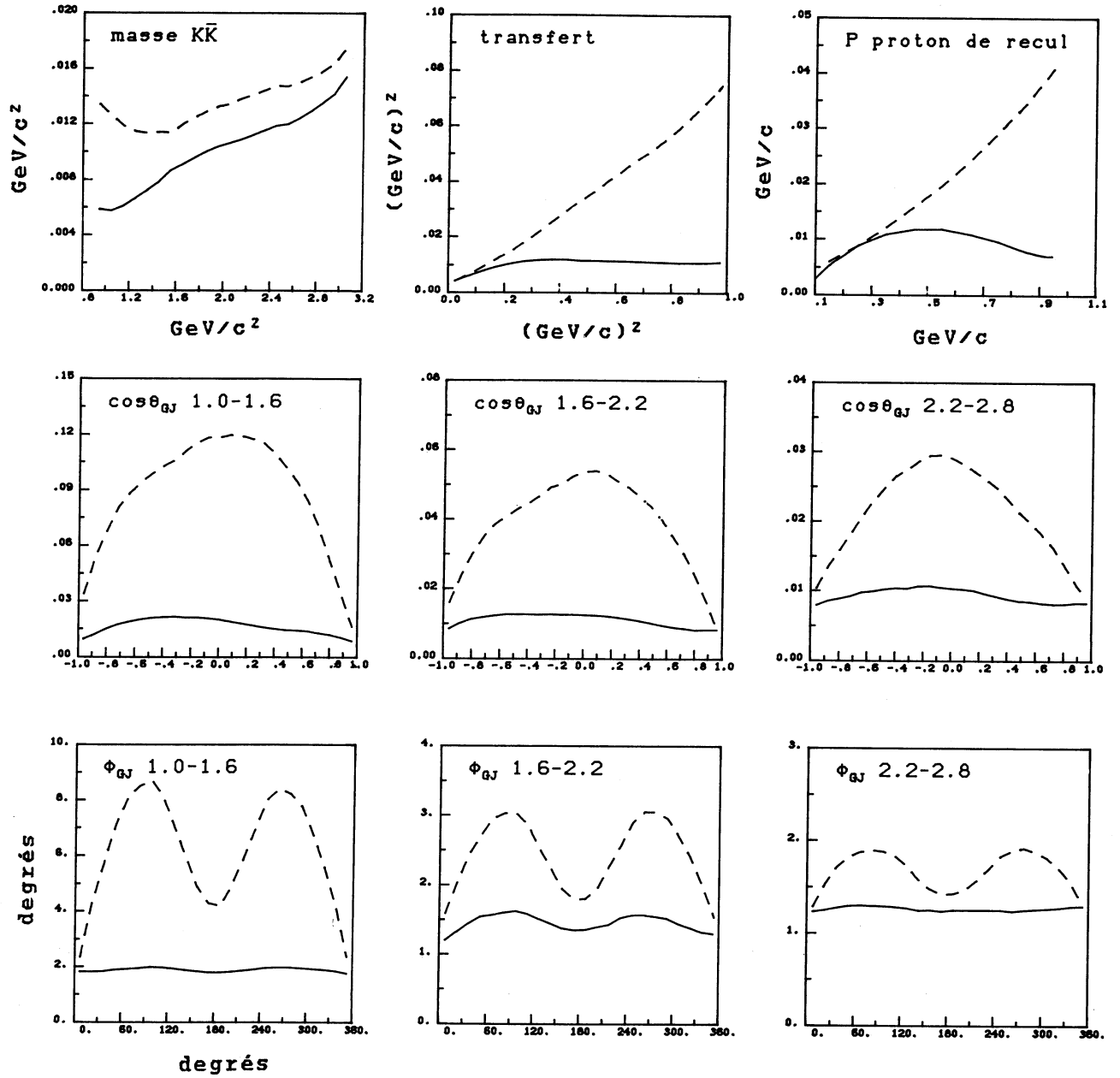


Fig. 9 Résolutions sur les différentes variables

courbe interrompue : sans ajustement cinématique
 courbe continue : avec ajustement cinématique

CHAPITRE VI

ALLURE GENERALE ET NORMALISATION DES DONNEES

6.1 SPECTRES EXPERIMENTAUX

Nous avons brièvement discuté dans l'introduction de la production dominante des résonances de spins pairs de notre canal, lorsque l'énergie totale dans le centre de masse croît. Ce phénomène se comprend dans le cadre d'un modèle d'échange de pôles de Regge, les échanges possibles étant limités par la parité-G du système $K\bar{K}$ produit. Avec l'augmentation de l'énergie, l'échange de la trajectoire du Poméron devient prépondérant (échange de parité naturelle), favorisant largement la production de résonances $K\bar{K}$ de spin pair. L'état d'hélicité $\lambda=0$ du système $K\bar{K}$ ne peut être produit que par échange de parité non naturelle; de ce fait, il est fortement réduit par rapport à l'état d'hélicité $\lambda=1$, qui expérimentalement domine nettement les états d'hélicité supérieure. Ces questions sont discutées plus en détail dans le chapitre suivant et au dernier chapitre.

6.1.1 Spectres de masse

La figure 10 montre les spectres de masse effective $K\bar{K}$ bruts (histogrammes) et corrigés par l'acceptance du système (barres d'erreur), pour les trois ensembles d'énergies (30 GeV/c +, 50 GeV/c + et -). Le domaine de transfert d'impulsion commence à 0.05 (GeV/c)²; la limite supérieure n'est pas fixée, mais la statistique est très faible au-delà de 1 (GeV/c)². La correction d'acceptance a été faite en pondérant chaque événement (méthode décrite au paragraphe 7.2.2 du chapitre suivant). On voit que la résonance $A_2(1320)$ de spin 2 domine très largement ces spectres, et que la résonance de spin 3, le méson $g(1700)$, ne ressort pas de l'examen du spectre de masse. Une analyse détaillée de la distribution angulaire est nécessaire pour mettre en évidence les résonances de spins supérieur à 2.

Nous avons déterminé les paramètres du méson A_2 en ajustant une Breit-Wigner additionnée d'un fond non résonnant entre le seuil et $1.6 \text{ GeV}/c^2$; nous réajustons ensuite le bruit de fond sur tout le spectre de masse en fixant les paramètres de la résonance. Nous tenons compte de la résolution en masse ($\sim 10 \text{ MeV}$) en convoluant la forme ajustée par une gaussienne.

Nous avons utilisé une paramétrisation de la forme de Breit-Wigner relativiste incluant un terme de barrière centrifuge; elle est tirée de la référence [6]:

$$\frac{d\sigma}{dM} = W_R^2 \frac{M_R^2 \Gamma_R \Gamma}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2}$$

W_R , M_R et Γ_R sont respectivement le poids, la masse et la largeur de la résonance. Le paramètre Γ est donné par

$$\Gamma = \Gamma_R \frac{M_R q T_\ell(qr)}{M q_R T_\ell(q_R r)}$$

où q (q_R) est l'impulsion des produits de la désintégration de la résonance de masse M (M_R) dans le système au repos de celle-ci:

$$q = \frac{1}{2M} \sqrt{(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)}$$

Le rayon d'interaction r est fixé à 0.7 fermi. Les fonctions $T_\ell(qr)$ sont reliées aux fonctions sphériques de Hankel par

$$T_\ell(qr) = \frac{1}{(qr)^2 (h_\ell^1(qr))^2}$$

Le bruit de fond non résonnant est décrit par

$$f(M) = (a + b M + c M^2) \exp(-d M)$$

Les résultats de l'ajustement sont en très bon accord avec les valeurs standard de la table des particules (réf. [7]). On peut les trouver dans la table 3; la valeur du χ^2 est celle obtenue dans l'ajustement de la résonance. Le bruit de fond est faible et les paramètres correspondant sont mal déterminés.

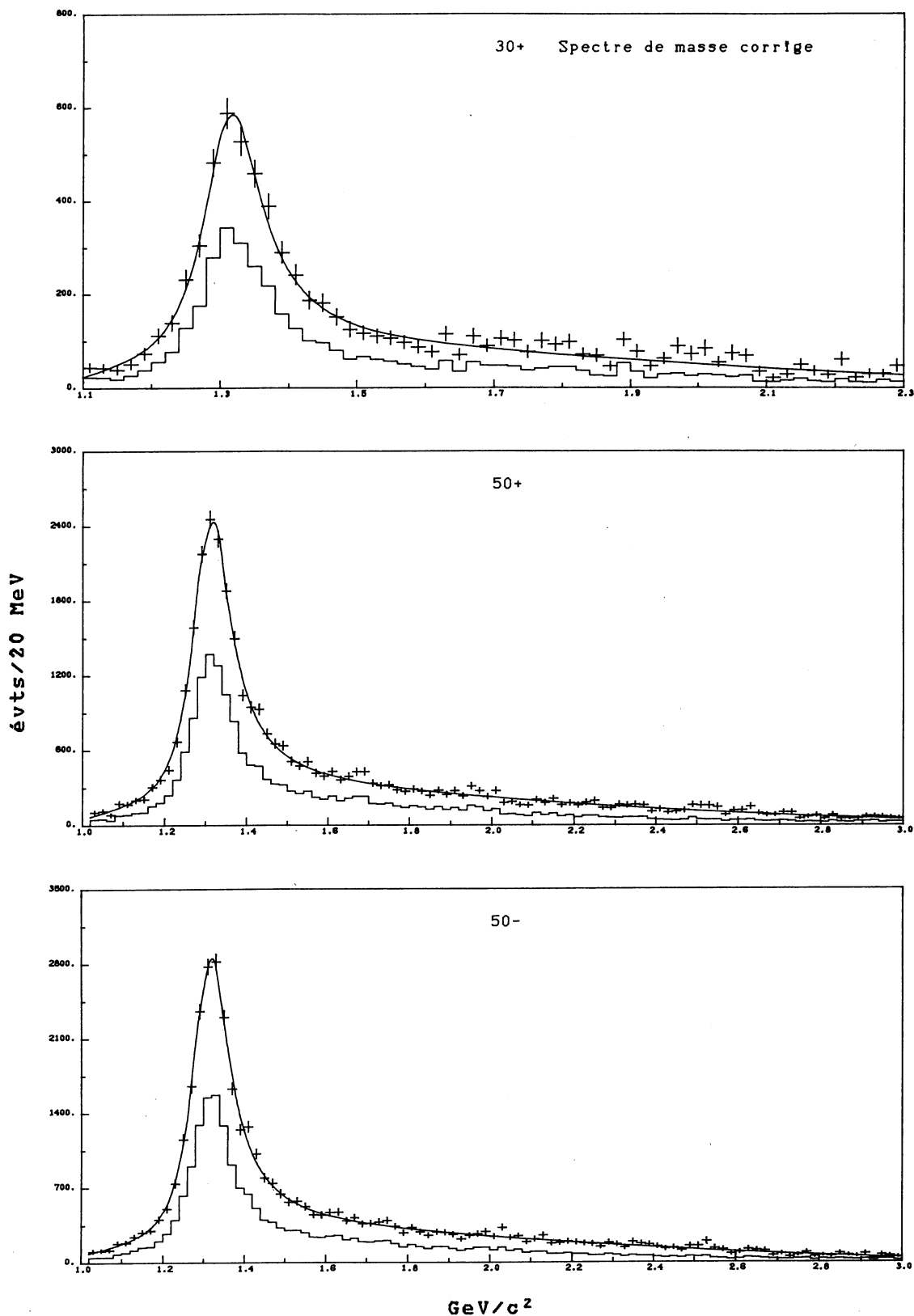


Fig. 10 Spectres de masse effective $K\bar{K}$

histogramme : spectre non corrigé

barres d'erreur : spectre corrigé par l'acceptance

courbe : ajustement de la Breit-Wigner du A_2

TABLE 3
Ajustement du A_2 à partir des spectres de masse

	30 GeV/c +	50 GeV/c +	50 GeV/c -
masse (MeV)	1326 ± 7	1320 ± 3	1323 ± 3
largeur (MeV)	116 ± 24	114 ± 11	110 ± 10
χ^2 / ndf	12 / 17	45 / 20	39 / 20
poids W	23.2 ± 1.3	48.2 ± 1.3	51.7 ± 1.4
A	-5360 ± 202	-2305	-5432 ± 120
B	5394	1250	7903
C	53	1319	-2356 ± 1523
D	2.6 ± 1.6	1.5 ± 0.8	0.9 ± 0.9

les incertitudes qui ne sont pas indiquées sont $\geq 100\%$
(données non normalisées)

6.1.2 Distributions angulaires

Sur les figures 11 à 13, nous montrons les distributions des angles de désintégration brutes et corrigées (par la méthode des poids), pour les mêmes intervalles de masse $K\bar{K}$ croissante que les acceptances du chapitre précédent (fig. 8). Les distributions en φ (référentiel de Gottfried-Jackson) gardent la forme caractéristique (proportionnelle à $\sin^2 \varphi$) de la production par échange de parité naturelle du système $K\bar{K}$ d'hélicité un, dans tous les intervalles de masse (voir l'équation (4) de l'appendice C).

La situation est plus compliquée pour les distributions en $\cos \theta$: la région du A_2 (1.2 à 1.4 GeV/c²) montre la forme attendue pour la distribution angulaire résultant de la désintégration d'une particule de spin 2 et d'hélicité 1 (proportionnelle à $\sin^2 \theta \times \cos^2 \theta$, se référer à la formule (4) de l'appendice C). A plus haute masse, la distribution angulaire est due à la superposition de plusieurs ondes partielles.

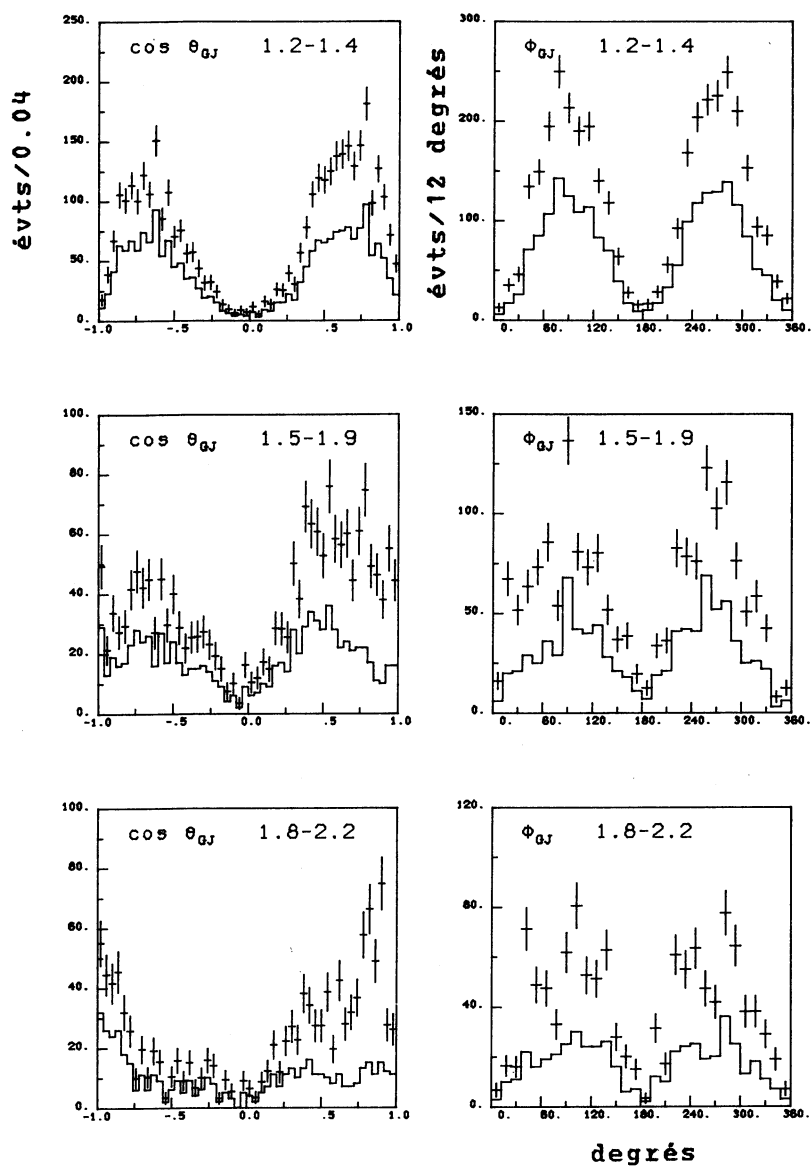


Fig. 11 Distributions des angles de Gottfried-Jackson pour l'échantillon $\bar{K}^0 K^+$ à 30 GeV/c

histogrammes : données brutes
 barres d'erreur : données corrigées

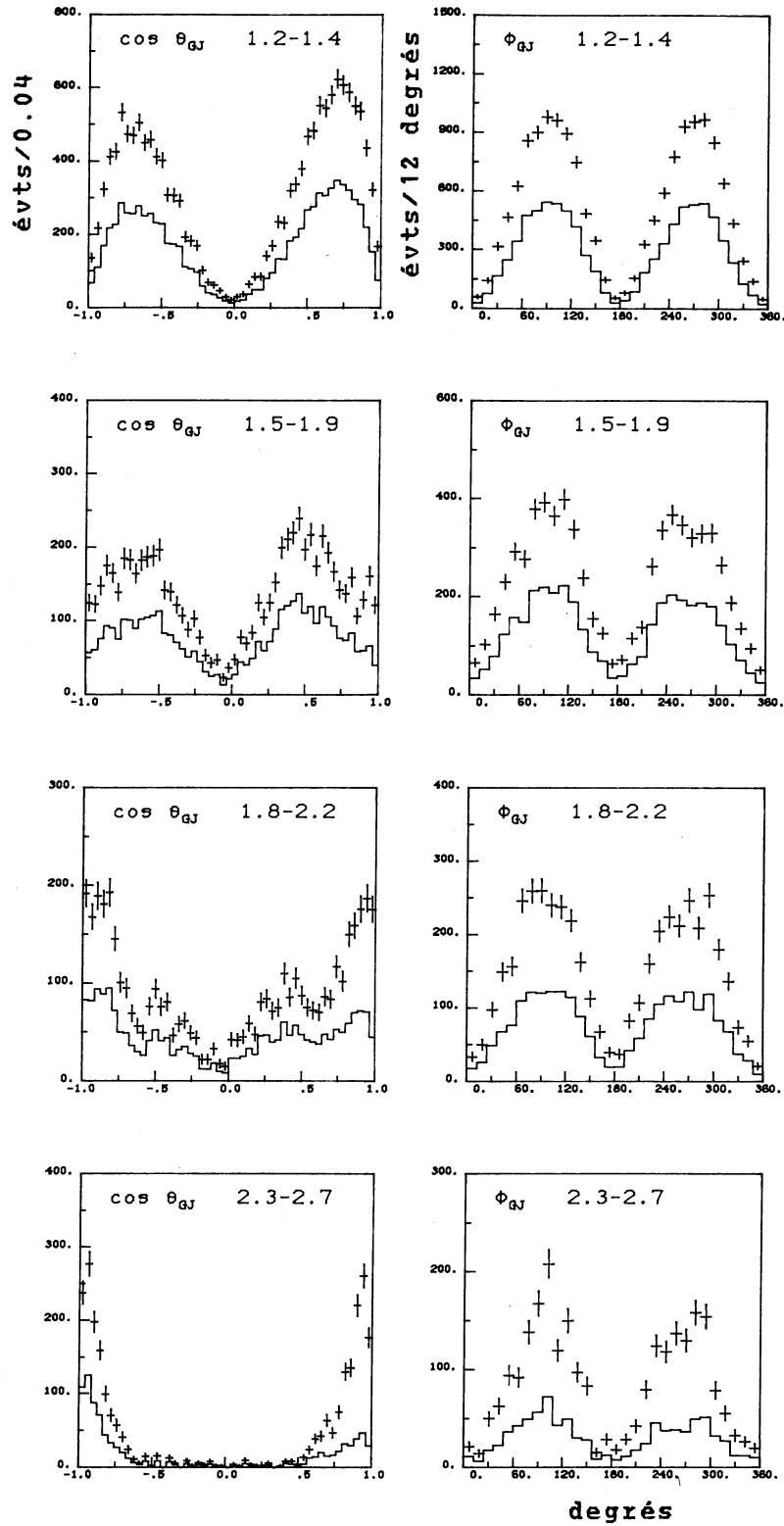


Fig. 12 Distributions des angles de Gottfried-Jackson pour l'échantillon $\bar{K}^0 K^+$ à 50 GeV/c

histogrammes : données brutes
 barres d'erreur : données corrigées

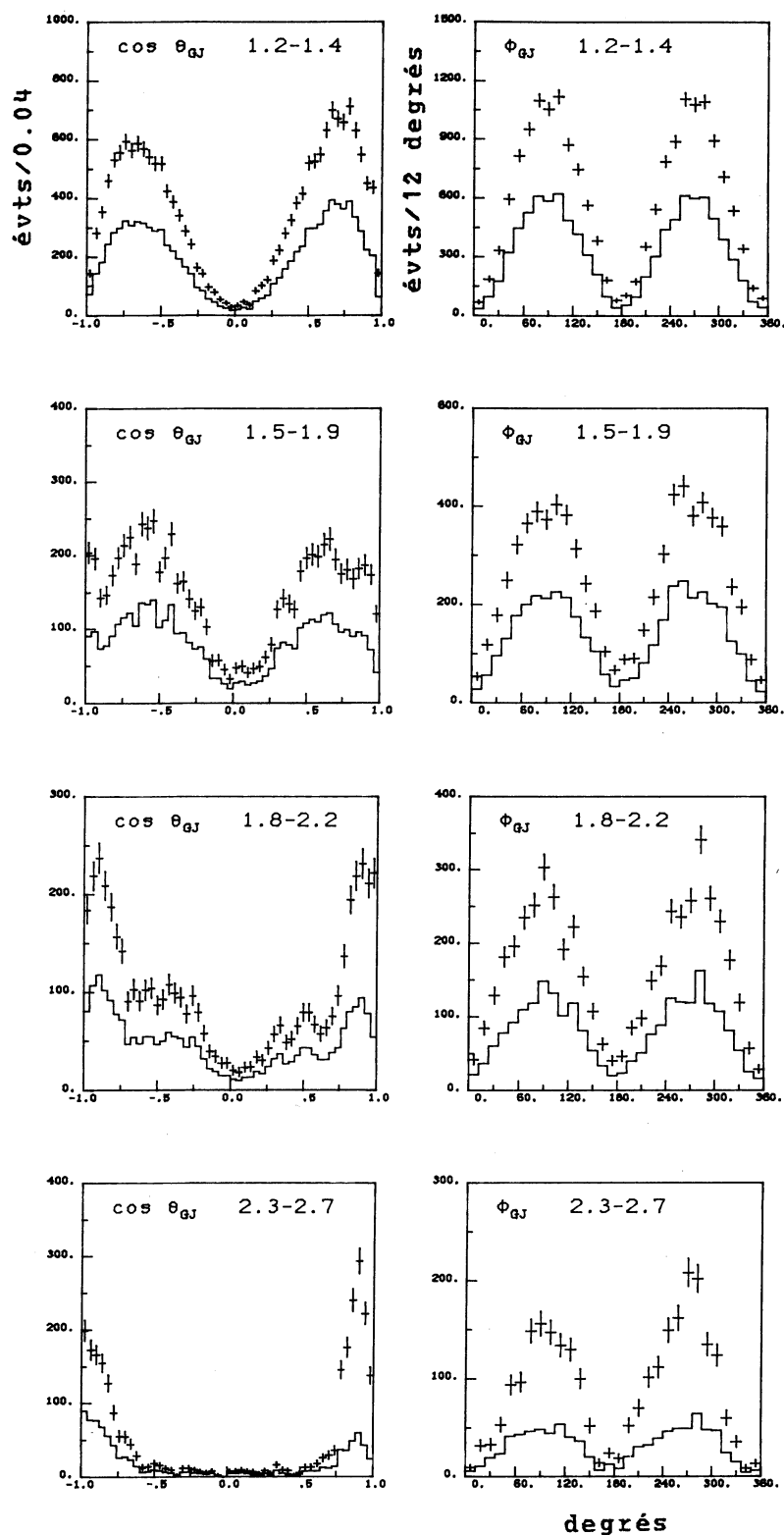


Fig. 13 Distributions des angles de Gottfried-Jackson pour l'échantillon K^0K^- à 50 GeV/c

histogrammes : données brutes
barres d'erreur : données corrigées

Remarquons que les distributions à $50 \pm \text{ GeV}/c^2$ de $\cos \theta$ sont différentes dans le dernier intervalle de masse ($2.3 - 2.7 \text{ GeV}/c^2$); nous reprendrons ce point au paragraphe 8.3.

6.2 NORMALISATION ABSOLUE DES DONNEES

L'instabilité des conditions d'acquisition ne nous a pas permis de calculer la normalisation absolue des données sur la totalité de nos trois échantillons. Pour chacun de nos ensembles de données, nous avons d'abord éliminé les 'runs' présentant un défaut manifeste (compteur ne fonctionnant pas, taux différent des valeurs normales, etc.); nous n'avons ensuite gardé que les données pour lesquelles le taux normalisé de production de K^0 par π incident était stable.

Nous avons ensuite évalué successivement toutes les inefficacités qui ne sont pas prises en compte dans le Monte-Carlo: efficacités des compteurs, des chambres proportionnelles du bras proton et efficacité du programme de reconstruction. Il faut encore inclure:

- La fraction de l'angle solide azimutal que sous-tend le compteur de temps de vol (15.0 %);
- Un facteur de 50 % pour les K_L^0 non vus et le rapport de branchement $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (0.686);
- Un facteur corrigeant la fraction des événements abandonnés à plus de trois traces chargées en avant (nous avons dû renoncer à utiliser ces événements à une ou plusieurs accidentelles, les ambiguïtés qui en résultent conduisent à une mauvaise séparation du bruit de fond, abondant dans cet échantillon);
- Un facteur incluant l'inefficacité de la boîte de décision proton et celle de l'électronique de décision suivant le premier niveau. Un nombre insuffisant de 'runs' de calibration pris dans des conditions d'acquisition de données satisfaisantes nous a contraint à estimer ce facteur en ajustant la valeur de la section efficace élastique; la section efficace de la réaction $\pi^\pm P \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- P$, très abondante, a été utilisée comme contrôle et conduit à une valeur de ce facteur cohérente avec la première.

Le produit de toutes ces efficacités nous donne une efficacité globale de reconstruction. En multipliant cette efficacité par le nombre de π incidents (comptés pendant que le système est ouvert aux déclenchements de basse priorité) et par le nombre de protons cible par cm^2 , on obtient une sensibilité S équivalente à un nombre d'événements corrigés par μbarn :

$$S = \frac{N_{\text{corr}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \epsilon_{\text{tot}} \times N_{\pi_{\text{inc}}} \times \frac{N}{S} \Big|_{\text{cible}}$$

Nous avons choisi une région cinématique bien définie dans laquelle l'acceptance varie peu, pour compter nos événements reconstruits: la région de production du méson $A_2(1320)$:

$$1.21 < M_{K\bar{K}} < 1.41 \quad \text{GeV}/c^2$$

L'acceptance Monte-Carlo inclut l'acceptance du spectromètre proprement dite, ainsi que la perte d'événements due à toutes les sélections successives. Nous avons défini la section efficace du A_2 comme celle de la production par échange de parité naturelle de l'amplitude $|D_+|^2$ de spin 2 et d'hélicité 1; le facteur $\epsilon_{|D_+|^2}$ exclut tout le reste (en particulier le bruit de fond non résonnant; se référer au paragraphe 8.5 concernant l'analyse en amplitudes dans la région de masse du $A_2(1320)$).

$$\sigma_{A_2} = \frac{N_{A_2} |s_{\text{él}}|}{N_{\pi_{\text{inc}}} \times N/S \Big|_{\text{cible}}} \times \frac{1}{\epsilon_{\text{tot}}} \times \frac{1}{\epsilon_{\text{MC}}} \times \epsilon_{|D_+|^2}$$

Pour étendre la normalisation aux ensembles complets de données à chaque énergie, nous calculons les sensibilités globales:

$$S = \frac{N_{\text{événements corrigés}} \Big|_{\substack{1.41 \\ 1.21}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{N_{\text{corr}}}{\sigma_{A_2} / \epsilon_{|D_+|^2}}$$

La table 4 présente les résultats.

TABLE 4
Efficacités et normalisations

	50 GeV/c + période 3	50 GeV/c - période 4	30 GeV/c + période 5
désint. π faisceau	0.996	0.996	0.993
accid. , temps morts	0.95 \pm 0.01	0.95 \pm 0.01	0.95 \pm 0.01
hodoscopes	0.854 \pm 0.013	0.865 \pm 0.010	0.814 \pm 0.002
chambres proton	0.667 \pm 0.008	0.820 \pm 0.007	0.800 \pm 0.010
compteur temps de vol	0.935 \pm 0.010	0.918 \pm 0.010	0.898 \pm 0.013
déclenchements KS, PHI	0.64 \pm 0.04	0.61 \pm 0.02	0.68 \pm 0.02
boîte de décision proton et niveau 1.5	0.885 \pm 0.03	0.842 \pm 0.03	0.658 \pm 0.03
acceptance azimutale	0.150	0.150	0.150
évts. 3 traces/tous	0.90 \pm 0.05	0.73 \pm 0.05	0.68 \pm 0.05
reconstruction	0.95 \pm 0.02	0.95 \pm 0.02	0.95 \pm 0.02
intervalle de t	0.946 \pm 0.002	0.943 \pm 0.002	0.943 \pm 0.003
$K_L^0 - K_S^0, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.343 \pm 0.001	0.343 \pm 0.001	0.343 \pm 0.001
produit des facteurs précédents	0.0119 (\pm 9.6%)	0.0107 (\pm 8.9%)	0.0077 (\pm 9.7%)
π incidents basse priorité	3.8129×10^{10}	2.0598×10^{11}	3.3264×10^{10}
nombre de protons cible ($L_{\text{eff}}=55.3$ cm)	2.39×10^{24}	2.39×10^{24}	2.39×10^{24}
nombre de A_2 sélectionnés	1658 (\pm 2.5%)	7995 (\pm 1.1%)	1067 (\pm 3.1%)
accept. Monte-Carlo	0.553 \pm 0.010	0.551 \pm 0.010	0.564 \pm 0.010
σ_{tot} région A_2	2.77 \pm 0.28	2.77 \pm 0.25	3.07 \pm 0.31
fraction d'onde $ D_+ ^2$	0.898 \pm 0.018	0.888 \pm 0.018	0.895 \pm 0.036
σ_{A_2} (μbarn)	2.49 \pm 0.26	2.46 \pm 0.24	2.75 \pm 0.30
nombre d'événements corrigés 1.21, 1.41	15120	17180	3254
sensibilité globale (événements/ μbarn)	5458 \pm 568	6202 \pm 608	1060 \pm 116
incertitude totale	10.4 %	9.8 %	10.9 %
erreur systématique	10.1 %	9.7 %	10.3 %

6.3 SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

La figure 14 présente les sections efficaces différentielles pour des intervalles de masse $K\bar{K}$ croissante. L'analyse angulaire montrera que ces régions sont dominées par la production de résonances de spin déterminé:

intervalle (GeV/c ²)	résonance	spin
1.21 - 1.41	A ₂ (1320)	2
1.50 - 1.90	g (1700) et ρ' (1600)	3 1
1.80 - 2.20	A ₂ (2040)	4
2.30 - 2.70	A ₂ (2450)	6

Ces sections efficaces différentielles ont été obtenues à partir des moments corrigés par l'acceptance dans les intervalles de masse correspondants, en normalisant le moment $\sqrt{4\pi} t^0$ par la sensibilité globale de chaque ensemble de données (se référer au paragraphe 7.1.2 du chapitre suivant).

Les sections efficaces des deux polarités à 50 GeV/c sont identiques; nous verrons que la seule différence entre les distributions angulaires $\bar{K}^0 K^+$ et $K^0 K^-$ est due aux interférences entre les ondes partielles des résonances de parités différentes.

Une paramétrisation exponentielle a été ajustée aux données:

$$\frac{d\sigma}{dt} = A |t|^\alpha \exp(-B|t|) \quad \alpha = 0 \text{ ou } 1$$

Contrairement à 30 et à 50 GeV/c, le transfert minimal (en valeur absolue) n'est pas négligeable à 10 GeV/c; il vaut 0.0083 (GeV/c)² dans la région de masse du A₂(1320). Nous avons utilisé $t' = t - t_{\min}$ à la place de t pour ces données. Nous avons dû exclure le point à plus bas transfert dans certains de ces ajustements: c'est à petit transfert que le bruit de fond est le plus important.

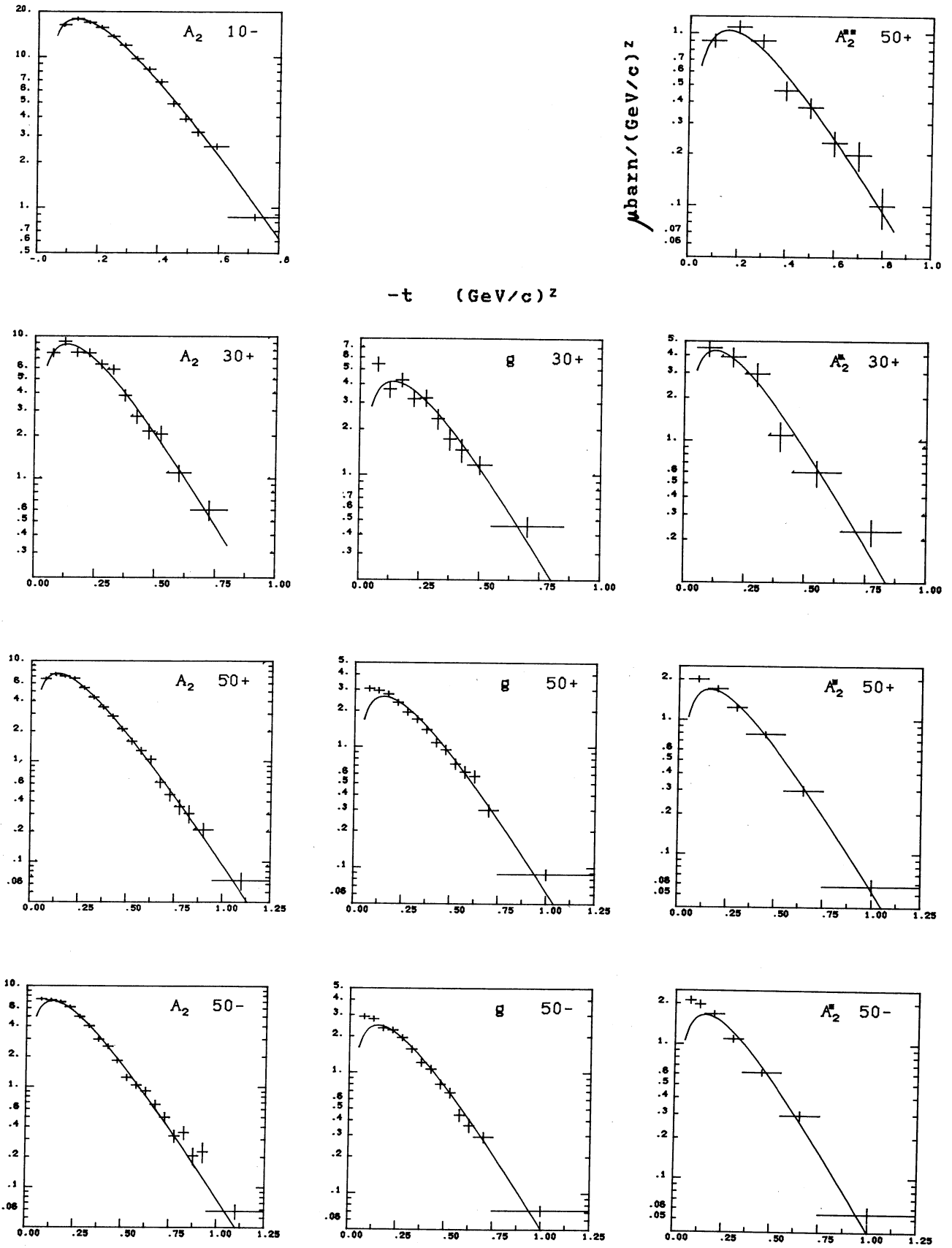


Fig. 14 Sections efficaces différentielles

Les courbes, sur la figure 14, montrent les résultats du fit avec $\alpha = 1$. Cette dépendance en t reflète la dominance des amplitudes d'hélicité 1: la conservation du moment angulaire impose que les amplitudes correspondant à un changement d'hélicité n s'annulent au voisinage de $t=0$ comme $(-t)^{n/2}$.

Dans la région de production du méson g , les données ne tranchent pas nettement entre $\alpha = 0$ et $\alpha = 1$. Nous verrons que dans cette région de masse, les ondes d'hélicité 0 et de spin 1 (correspondant au $\rho'(1600)$) et 3, ne sont pas négligeables. Les résultats de l'ajustement pour les deux valeurs de α pour cet intervalle de masse, et pour $\alpha = 1$ pour les autres régions, se trouvent dans la table 5.

Cette paramétrisation n'a pas de contenu physique particulier au-delà de la dépendance exponentielle en transfert de ces données diffractives. Nous verrons au chapitre 9 qu'un modèle d'échange de pôles de Regge explique la dépendance en t des amplitudes dominantes.

TABLE 5
Ajustement des sections efficaces différentielles

données	t_{\min} (GeV/c) ²	t_{\max}	α	1 ^{er} point	A \pm δ A $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$	B \pm δ B (GeV/c) ⁻²	χ^2	ndf
A ₂ 10 -	0.07	0.62	1	oui	385 10	7.91 0.91	10.6	9
A ₂ 30 +	0.05	0.80	1	oui	181.5 12.8	7.58 0.21	11.1	9
A ₂ 50 +	0.05	1.25	1	oui	150.5 4.9	7.38 0.10	11.4	15
A ₂ 50 -	0.10	1.25	1	non	148.5 5.6	7.55 0.10	33.4	15
g 30 +	0.05	0.85	1	oui	81.7 11.5	7.24 0.43	17.9	7
g 50 +	0.10	1.25	1	non	48.5 2.8	6.62 0.17	26.7	10
g 50 -	0.10	1.25	1	non	47.1 2.5	6.79 0.17	26.8	10
g 30 +	0.05	0.85	0	oui	7.27 0.81	3.78 0.26	9.5	7
g 50 +	0.10	1.25	0	non	5.64 0.27	3.95 0.10	28.6	10
g 50 -	0.10	1.25	0	non	5.43 0.27	4.12 0.10	39.9	10
A ₂ [*] 30 +	0.05	0.90	1	oui	93.1 20.8	8.00 0.60	7.2	3
A ₂ [*] 50 +	0.10	1.25	1	non	29.5 2.6	6.30 0.21	2.9	2
A ₂ [*] 50 -	0.10	1.25	1	non	30.7 2.7	6.62 0.23	26.3	3
A ₂ ^{**} 50 +	0.05	0.85	1	oui	7.7 2.2	6.30 0.30	8.1	5

CHAPITRE VII
ANALYSE EN ONDES PARTIELLES ET CORRECTIONS ANGULAIRES

Dans ce chapitre, nous décrivons le formalisme choisi pour l'analyse angulaire de la réaction, et les différentes méthodes de correction des distributions angulaires utilisées.

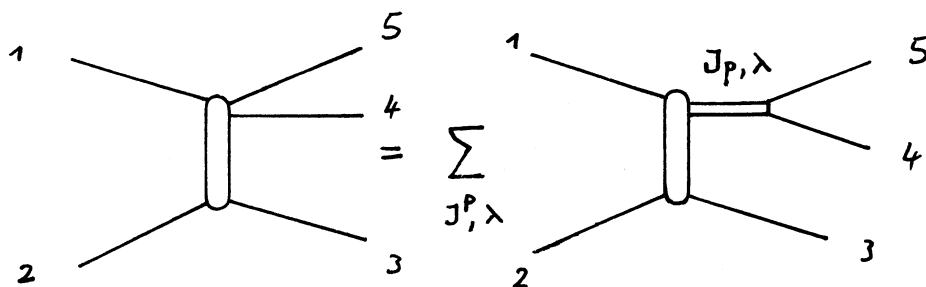
7.1 FORMALISME DE L'ANALYSE ANGULAIRE

7.1.1 Amplitudes de la réaction

La réaction $\pi^{\pm} p \longrightarrow K_S^0 K^{\pm} p$ nécessite sept variables indépendantes pour sa description complète (figure 15):

- 3 variables de production:
 - s: le carré de l'énergie totale dans le centre de masse, constant à impulsion incidente fixe;
 - t: le carré du quadri-transfert d'impulsion entre le proton cible et le proton de recul;
 - m: la masse effective du système $\bar{K}^0 K^+$ ou $K^0 K^-$;
- 2 variables de désintégration:
 - θ et φ : angles polaires de la direction du K chargé dans le référentiel d'hélicité de la voie t attaché au centre de masse du système $K\bar{K}$, ou référentiel de Gottfried-Jackson (dessiné sur la figure 16);
- 2 variables de spin:
 - h_2 et h_3 : hélicités du proton cible et du proton de recul dans le référentiel d'hélicité de la voie t.

La dynamique de la réaction est contenue dans l'amplitude $T^{h_2 h_3}(s, t, m, \theta, \varphi)$ dont on peut effectuer un développement en ondes partielles de l'état final à trois particules:



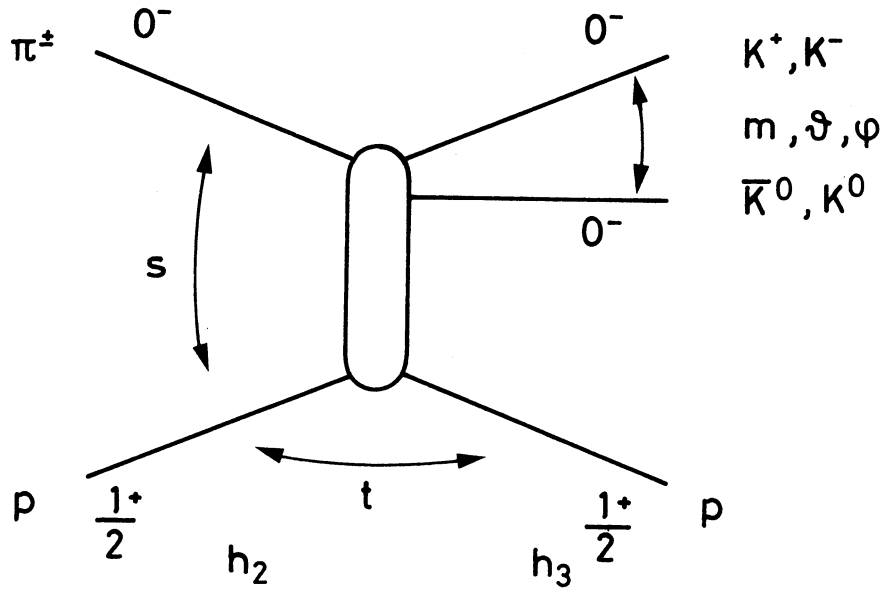


Fig. 15 Variables de la réaction $\pi^\pm p \rightarrow K^0, K^\pm p$

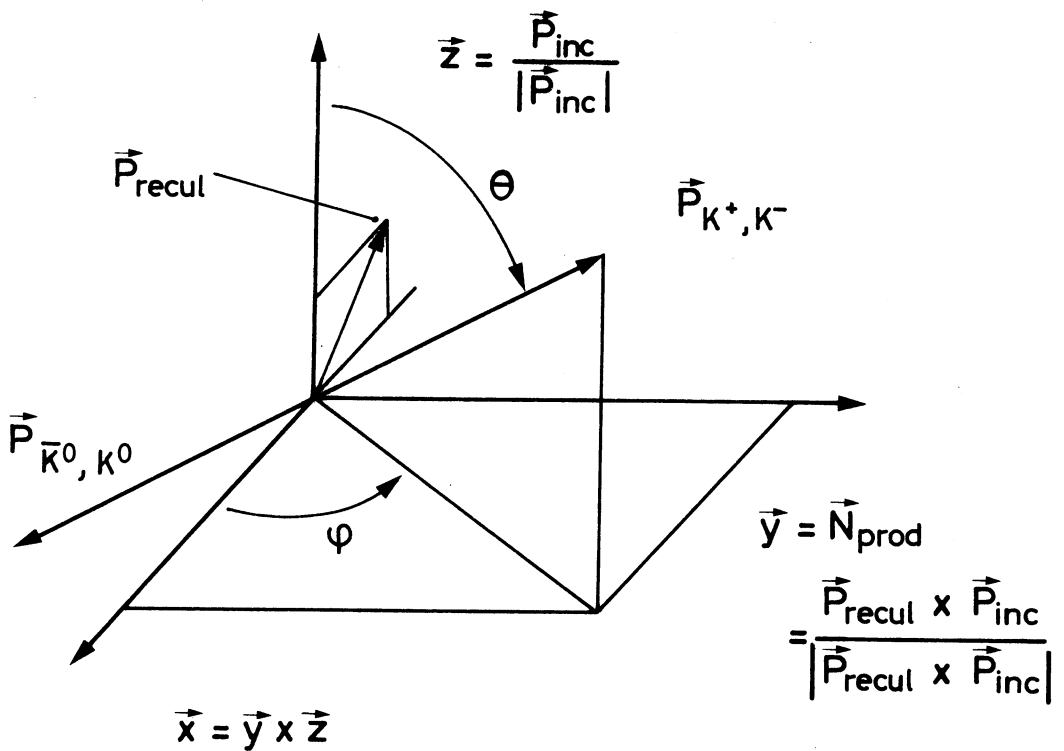


Fig. 16 Référentiel de Gottfried-Jackson

$$T^{h_2 h_3}(s, t, m, \theta, \varphi) = \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{\lambda=-L}^{+L} H_L^{h_3 \lambda, h_2}(s, t, m) Y_L^\lambda(\theta, \varphi) \quad (1)$$

Chaque onde partielle est factorisée en un terme $H_L^{h_3 \lambda, h_2}(s, t, m)$ décrivant la production d'un état de masse m (amplitude d'onde partielle), et un terme $Y_L^\lambda(\theta, \varphi)$ décrivant sa désintégration en $K\bar{K}$.

A s, t, m fixes, et sans mesure de polarisation des protons, la distribution angulaire est donnée par

$$\begin{aligned} I(\theta, \varphi) &= \sum_{h_2 h_3} |T^{h_2 h_3}(s, t, m, \theta, \varphi)|^2 \\ &= \sum_{h_2 h_3} \sum_{L \lambda} \sum_{L' \lambda'} H_L^{h_3 \lambda, h_2} * H_{L'}^{h_3 \lambda', h_2} Y_L^\lambda * Y_{L'}^{\lambda'} \end{aligned} \quad (2)$$

En réduisant les sommes de produits d'harmoniques sphériques, on obtient:

$$I(\theta, \varphi) = \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{M=-J}^{+J} t_J^M Y_J^M(\theta, \varphi) \quad (3)$$

avec J entier variant de $L-L'$ à $L+L'$; $M = \lambda - \lambda'$ varie de $-J$ à $+J$.

7.1.2 Moments de la distribution angulaire

L'équation (3) fait apparaître les termes t_J^M ou $\langle Y_J^M \rangle$, définis comme moments de la distribution angulaire. Ce sont des fonctions de s, t et m qui, après la réduction pour passer de (2) à (3) s'expriment par

$$\begin{aligned} t_J^M &= \sum_{L \lambda} \sum_{L' \lambda'} \left\{ \sum_{h_2 h_3} H_L^{h_3 \lambda, h_2} * H_{L'}^{h_3 \lambda', h_2} \right\} (-1)^\lambda \sqrt{\frac{(2L+1)(2L'+1)}{4\pi(2J+1)}} \\ &\quad \times \langle L, L'; -\lambda, \lambda' | J, M \rangle \langle L, L'; 0, 0 | J, 0 \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

d'où nous déduisons les propriétés suivantes pour les moments:

- la relation triangulaire due aux coefficients de Clebsch-Gordan entre L, L' et J implique que l'ordre maximal des moments décrivant une superposition d'ondes partielles est égal au double du spin de l'onde la plus élevée: $J_{\max} = 2 L_{\max}$;

- les moments J pairs sont dus aux termes avec $L+L'$ pair; c'est à dire soit $L=L'$ (spin pur), soit $L \neq L'$, interférences entre ondes partielles dont les spins diffèrent d'un nombre pair d'unités;
- les moments J impairs sont toujours dus à des termes d'interférences (entre spins différant d'un nombre impair d'unités);
- le moment t_0^0 est à un coefficient près l'intégrale de la distribution angulaire; c'est la somme des carrés des amplitudes, sans termes d'interférences:

$$\sqrt{4\pi} t_0^0 = \int I(\theta, \varphi) d\Omega = \sum_{L\lambda} \left\{ \sum_{h_2 h_3} \left| H_L^{h_3 \lambda, h_2} \right|^2 \right\} \quad (5)$$

dans la suite de ce travail, les figures montrent toujours $\sqrt{4\pi} t_J^M$; de cette façon, le moment $J=0, M=0$ est le spectre d'événements intégré sur la distribution angulaire.

Les moments se calculent en inversant l'équation (3):

$$t_J^M = \int I(\theta, \varphi) Y_J^{M*}(\theta, \varphi) d\Omega \quad (6)$$

Dans le référentiel de Gottfried-Jackson, la conservation de la parité à la production s'écrit (pour une désintégration en particules de spin 0, réf. [8])

$$I(\theta, \varphi) = I(\theta, -\varphi) \quad (7)$$

d'où l'on déduit, de (6):

$$t_J^M = (-1)^M t_J^{-M} \quad (8)$$

il suffit donc de déterminer les moments avec $M \geq 0$.

Enfin, la réalité de la distribution angulaire et la relation (8) impliquent que les moments sont purement réels:

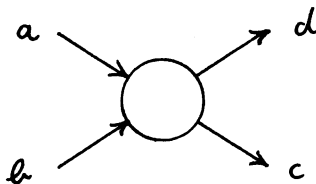
$$I(\theta, \varphi) = \sum_{J, M \geq 0} \varepsilon^M t_J^M \operatorname{Re} \{ Y_J^M(\theta, \varphi) \} \quad (9)$$

$$\varepsilon^M = 1 \text{ si } M=0, \quad \varepsilon^M = 2 \text{ si } M \neq 0$$

$$t_J^M = \int I(\theta, \varphi) \operatorname{Re} \{ Y_J^M(\theta, \varphi) \} d\Omega \quad (10)$$

7.1.3 Relations moments = amplitudes de naturalité définie

L'équation (4) donne l'expression des moments en fonction des amplitudes d'ondes partielles $H_L^{h_3 \lambda h_2}$. La conservation de la parité dans la réaction



donne la relation suivante pour les amplitudes d'hélicité dans le canal t (voir l'appendice A et la réf. [9])

$$H_{S_c S_{\bar{c}}, S_a S_{\bar{a}}}^{-\lambda_c - \lambda_{\bar{c}} - \lambda_a - \lambda_{\bar{a}}} = \eta_a \eta_{\bar{a}} \eta_c \eta_{\bar{c}} (-1)^{S_a + S_{\bar{a}} + S_c + S_{\bar{c}}} \times (-1)^{\lambda_a + \lambda_{\bar{a}} - \lambda_c - \lambda_{\bar{c}}} H_{S_c S_{\bar{c}}, S_a S_{\bar{a}}}^{\lambda_c \lambda_{\bar{c}}, \lambda_a \lambda_{\bar{a}}} \quad (11)$$

où s_i , λ_i , représentent respectivement le spin et l'hélicité de la particule i . Appliquée à notre réaction, en notant que la désintégration ultérieure de la particule d en $K\bar{K}$ implique $\eta_d = (-1)^L$ si $S_d = L$, on obtient une relation due à la conservation de la parité à la production:

$$H_{h_3 \lambda h_2}^{-h_3 - \lambda - h_2} = (-1)^{h_2 - h_3 - \lambda} H_{h_3 \lambda h_2} \quad (12)$$

Cette équation réduit les quatre possibilités d'hélicités des protons à deux amplitudes indépendantes, avec ou sans changement d'hélicité au vertex des nucléons ('spin flip', 'spin non flip'). Ces amplitudes ne peuvent pas être séparées dans notre expérience sans mesure de polarisation; nous noterons tous les produits d'ondes partielles avec sommation implicite sur les hélicités h_2 et h_3 :

$$H_L^{\lambda*} H_{L'}^{\lambda'} = \sum_{h_2 h_3} H_L^{h_3 \lambda h_2*} H_{L'}^{h_3 \lambda' h_2} \quad (13)$$

Les termes d'interférence peuvent être écrits sous la forme

$$\text{Re} \left\{ H_L^{\lambda*} H_{L'}^{\lambda'} \right\} = |H_L^{\lambda}| \cdot |H_{L'}^{\lambda'}| \cdot \xi_{LL'}^{\lambda\lambda'} \cos \varphi_{LL'}^{\lambda\lambda'} \quad (14)$$

où $\varphi_{LL'}^{\lambda\lambda'}$ est la phase relative entre les amplitudes H_L^{λ} et $H_{L'}^{\lambda'}$,
 $\xi_{LL'}^{\lambda\lambda'}$ est la cohérence des spins des nucléons,

un nombre compris entre 0 et 1 fonction de l'écart de phase entre les amplitudes avec et sans changement d'hélicité des nucléons.

On est amené à cette paramétrisation par le fait que l'interférence entre les amplitudes 'flip' et 'non flip' ne contribue pas à la distribution angulaire, sans mesures de polarisation.

La phase relative entre deux ondes peut être décomposée en une partie θ correspondant à la production dans un modèle d'échange et une partie δ décrivant la désintégration (phases de Breit-wigner):

$$\varphi_{LL'}^{\lambda\lambda'} = \theta_{LL'}^{\lambda\lambda'} + \delta_L - \delta_{L'} \quad (15)$$

L'analyse en amplitudes à partir des moments ne permet de déterminer que le produit $\xi \cos \varphi$.

A la place des amplitudes H_L^λ , on utilise des combinaisons linéaires de celles-ci correspondant à l'échange de trajectoires de parité définie dans la voie t. La conservation de la parité au vertex mésonique avec échange d'une particule de spin J_E et de parité intrinsèque η_E donne la relation

$$H_L^\lambda \simeq -\varepsilon (-1)^\lambda H_L^{-\lambda} \quad \text{exacte pour } s \longrightarrow \infty \quad (16)$$

(cette relation est discutée dans l'appendice A et dans la réf. [10])

où $\varepsilon = \eta_E (-1)^{J_E}$ est la naturalité de la trajectoire échangée
 $\varepsilon = +1$ échange de parité naturelle (NPE)
 $\varepsilon = -1$ échange de parité non naturelle (UPE).

On définit ainsi des amplitudes d'échange de naturalité définie:

$$H_{L\pm}^\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} (H_L^\lambda \mp (-1)^\lambda H_L^{-\lambda}) = \frac{1 \pm \varepsilon}{\sqrt{2}} H_L^\lambda \quad (17)$$

H_{L+}^λ est produite par échange de parité naturelle;

H_{L-}^λ est produite par échange de parité non naturelle.

Il suffit de déterminer $H_{L\pm}^\lambda$ pour $\lambda \geq 0$ car $H_{L\pm}^{-\lambda} = \mp (-1)^\lambda H_{L\pm}^\lambda$

Ces nouvelles amplitudes possèdent les propriétés suivantes:

- le système $K^0 K^\pm$ d'hélicité $\lambda = 0$ ne peut être produit que par échange de parité non naturelle car

$$H_{L+}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (H_L^0 - H_{L-}^0) \equiv 0$$

- deux amplitudes de naturalité différente n'interfèrent pas (cela se montre à partir de la conservation de la parité à la production, équation (12))

$$\text{Re} (H_{L+}^{\lambda*} H_{L'-}^{\lambda'}) = 0 \quad \forall L, L' \text{ et } \lambda, \lambda'$$

Les moments expérimentaux montrent que la production du système $K^0 K^\pm$ à l'énergie relativement élevée de cette expérience, se fait essentiellement par échange de parité naturelle dans l'état de plus basse hélicité permis ($\lambda = 1$) avec une petite contribution des états d'hélicité $\lambda = 2$. Les amplitudes produites par échange de parité non naturelle (hélicités 0 et 1) sont petites et mal déterminées par les données.

Nous utiliserons la notation spectroscopique $H = S, P, D, F, G, \dots$ pour l'amplitude H_L avec $L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ et l'abréviation

$$\begin{aligned} H_+ , H_{2+} & \text{ pour les amplitudes NPE, } \lambda = 1 , \lambda = 2 \text{ respectivement} \\ H_0 , H_- & \text{ pour les amplitudes UPE, } \lambda = 0 , \lambda = 1 \end{aligned}$$

A partir de l'équation (4), on calcule explicitement les relations moments - amplitudes de naturalité définie. Lorsqu'une onde résonnante de spin L domine, on peut faire l'approximation suivante, en négligeant les ondes de spins supérieurs:

$$t_{2L}^0 \simeq C_1 |L_0|^2 - C_2 (|L_-|^2 + |L_+|^2) \quad (18)$$

$$t_{2L}^2 \simeq C_3 (|L_-|^2 - |L_+|^2)$$

où C_1, C_2 et C_3 sont des coefficients positifs.

Les signes des moments (18) permettent alors de connaître la naturalité des échanges. En particulier, la production dominante par

échange de parité naturelle se traduit par les signes simultanément négatifs de ces deux moments.

Une table des relations moments - amplitudes peut être consultée à l'appendice B.

A partir de ces relations, on peut déterminer la contribution des amplitudes et de leurs phases relatives à la distribution angulaire, pour autant qu'il y ait au moins autant de moments significatifs que d'amplitudes et de phases à calculer. Si le nombre de moments excède le nombre d'inconnues, on inverse le système quadratique tabulé à l'appendice B par un ajustement de moindres carrés. La nature non linéaire du problème donne lieu à plusieurs ensembles de solutions ambiguës. En pratique, on observe que les ambiguïtés entre les ondes dominantes dégènèrent; parmi les différentes solutions pour les amplitudes plus petites, on parvient généralement à sélectionner une solution compatible avec une interprétation physique simple (par exemple, en fonction de la masse, un comportement résonnant de toutes les amplitudes et de leurs phases relatives).

Nous discutons des implications de ce problème au cas particulier de nos amplitudes d'hélicité dans l'appendice C.

7.1.4 Nombres quantiques $K\bar{K}$ et restriction des échanges

Les spins-parités possibles pour un système de deux mésons 0^- sont ceux de la 'série naturelle': $J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 2^{++}, \dots$ avec $C = P = (-1)^J$.

La parité G du système $K\bar{K}$ est $G = (-1)^{J+1}$. Dans notre cas, le système $K\bar{K}$ est chargé et a donc un isospin égal à 1 et $G = -(-1)^J = -P$.

On peut s'attendre à ce que les résonances possédant les bons nombres quantiques soient couplées au système $K\bar{K}$:

$I^G (J^{PC})$	Résonances	
$1^- (0^{++})$	$\delta (970)$	} en dessous du seuil $K^0 K^\pm$ à 991 MeV récurrence radiale du ρ
$1^+ (1^{--})$	$\rho (770)$	
$1^+ (1^{--})$	$\rho' (1600)$	
$1^- (2^{++})$	$A_2 (1320)$	
$1^+ (3^{--})$	$g (1700)$	
$1^- (4^{++})$	$A_2 (2040)$	
.....		

Le méson $A_2 (1320)$ est la résonance la plus légère et domine très largement les spectres de masse.

La trajectoire échangée doit être un méson neutre, non étrange, d'isospin 0 ou 1. Comme le π incident a une parité G définie égale à -1 , la conservation de la parité G au vertex mésonique contraint celle de la particule échangée:

$$G_E = +1 \quad \text{pour } J \text{ pair} \quad A_2, \dots$$

$$G_E = -1 \quad \text{pour } J \text{ impair} \quad \rho', g, \dots$$

On peut classer les échanges permis par naturalité $\varepsilon = \eta_\varepsilon (-1)^{J_\varepsilon}$ et par isospin (avec la notation $I^G(J^{PC})$):

spin $K\bar{K}$	naturalité	échange $I=0$	échange $I=1$
spin pair ($G_E = +1$)	NPE	$\rho 0^+(?^{++}), \omega 0^+(2^{++})$	$\rho 1^+(1^{--})$
	UPE	$\eta 0^+(0^{-+})$	$B 1^+(1^{+-})$
spin impair ($G_E = -1$)	NPE	$\omega 0^-(1^{--})$	$A_2 1^-(2^{++})$
	UPE	?	$\pi 1^-(0^{-+})$

L'expérience montre, en particulier dans les réactions reliées par $SU(3)$ $K^{\pm} P \longrightarrow K^0_{\frac{1}{2}} \pi^{\pm} P$, que les échanges dominants sont

- NPE isoscalaire $I = 0$: P, f, ω, \dots
- UPE isovectorielle $I = 1$: π, B, \dots

Avec la règle de sélection due à la parité G , le système $K\bar{K}$ chargé est particulièrement favorable pour isoler les mécanismes de production résultant de l'échange d'une ou d'un petit nombre de trajectoires de Regge.

Une conséquence immédiate de cette situation est la production dominante des résonances de notre canal de spins pairs, lorsque l'énergie totale dans le centre de masse croît: l'échange de la trajectoire du Poméron devient prépondérant.

7.2 CORRECTIONS D'ACCEPTANCE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

Le formalisme que nous avons développé jusqu'ici concerne une distribution angulaire théorique telle qu'on l'obtiendrait à l'aide d'un appareillage idéal mesurant avec une efficacité parfaite tous les événements produits.

La distribution angulaire observée, que nous noterons $\tilde{I}(\theta, \varphi)$, détectée par notre appareillage, est reliée à la distribution physiquement produite $I(\theta, \varphi)$ par la fonction d'acceptance $A(\theta, \varphi)$ que nous avons définie au paragraphe 5.2:

$$\tilde{I}(\theta, \varphi) = A(\theta, \varphi) I(\theta, \varphi) \qquad 0 \leq A(\theta, \varphi) \leq 1 \qquad (1)$$

Il existe plusieurs méthodes pour obtenir les moments de la distribution angulaire produite, t_J^M . Nous décrivons les deux méthodes que nous avons utilisées: la méthode linéaire, et la méthode de correction par poids.

7.2.1 La méthode linéaire

Elle est décrite en détail dans la référence [11]. Développons la distribution angulaire mesurée en série d'harmoniques sphériques:

$$\tilde{I}(\theta, \varphi) = \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{M=0}^J \varepsilon^M \tilde{t}_J^M Y_J^M(\theta, \varphi) \qquad (2)$$

$$\tilde{t}_J^M = \int I(\theta, \varphi) Y_J^M(\theta, \varphi) d\Omega \quad \text{moments observés} \quad (3)$$

On peut remplacer $\tilde{I}(\theta, \varphi)$ dans l'expression (3) des moments observés par le produit de $A(\theta, \varphi)$ et du développement de $I(\theta, \varphi)$ en moments produits (équation 3 du § 7.1.1)

$$\begin{aligned} \tilde{t}_J^M &= \int A(\theta, \varphi) I(\theta, \varphi) Y_J^M(\theta, \varphi) d\Omega \\ &= \sum_{J', M' \geq 0} \varepsilon^{M'} t_{J'}^{M'} \int Y_{J'}^{M'}(\theta, \varphi) A(\theta, \varphi) Y_J^M(\theta, \varphi) d\Omega \end{aligned} \quad (4)$$

Cette dernière équation est un système linéaire:

$$\tilde{t}_J^M = \sum_{J'=0}^{J_{\max}} \sum_{M'=0}^{J'} C_{JJ'}^{MM'} \varepsilon^{M'} t_{J'}^{M'} \quad (5)$$

qu'il faut inverser pour obtenir les moments produits $t_{J'}^{M'}$ à partir des moments observés \tilde{t}_J^M . Si l'on calcule plus de moments observés que l'on ne veut déterminer de moments produits, on obtient un système linéaire surdéterminé que l'on résout par l'application d'un ajustement de moindres carrés réduisant les erreurs sur les $t_{J'}^{M'}$. Les coefficients $C_{JJ'}^{MM'}$ sont des intégrales de corrélation d'acceptance:

$$C_{JJ'}^{MM'} = \int Y_{J'}^{M'}(\theta, \varphi) A(\theta, \varphi) Y_J^M(\theta, \varphi) d\Omega \quad (6)$$

Si l'on développe également l'acceptance en moments:

$$A(\theta, \varphi) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{m=-j}^{+j} a_j^m Y_j^m(\theta, \varphi) \quad (7)$$

$$a_j^m = \int A(\theta, \varphi) Y_j^{m*}(\theta, \varphi) d\Omega \quad (8)$$

(la réalité de $A(\Omega)$ implique qu'on peut se limiter à un développement avec des moments de l'acceptance réels, avec la condition $a_j^{-m} = (-1)^m a_j^m$); on obtient alors pour les $C_{JJ'}^{MM'}$, après réduction du produit de trois harmoniques sphériques:

$$\begin{aligned} C_{JJ'}^{MM'} &= \int \text{Re}\{Y_{J'}^{M'}(\Omega)\} A(\Omega) \text{Re}\{Y_J^M(\Omega)\} d\Omega \\ &= \sum_{jm} a_j^m \sqrt{\frac{(2j+1)(2J'+1)}{4\pi(2J+1)}} \langle j, J'; m, M' | J, M \rangle \langle j, J'; 0, 0 | J, 0 \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

L'ordre maximal de j est choisi suivant les propriétés physiques de l'acceptance; on constate qu'un développement jusqu'à $j_{\max} = 2$ représente déjà très bien l'acceptance de notre spectromètre qui a une forme particulièrement simple.

Le système linéaire (6) montre que l'acceptance introduit des corrélations entre moments observés et moments produits ($C_{J',J}^{M',M}$ n'est pas diagonale). Avec $j_{\max} = 2$, la formule (9) indique qu'il est nécessaire de calculer les moments observés \tilde{t}_J^M jusqu'à une valeur de J supérieure d'au moins deux unités à la valeur maximale de J' attendue dans les moments produits $t_{J'}^{M'}$.

Calcul pratique des moments

Les moments observés sont obtenus à l'aide des N_{obs} événements acceptés par:

$$\tilde{t}_J^M = \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \text{Re} \left\{ Y_J^M(\theta_i, \varphi_i) \right\} \quad (10)$$

où θ_i et φ_i sont les angles polaires du méson K chargé du i ème événement expérimental dans le référentiel de Gottfried-Jackson.

On calcule la matrice de corrélation d'acceptance à l'aide d'événements pseudo-expérimentaux:

$$C_{J',J}^{M',M} = \frac{1}{N_{\text{gen}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{acc}}} \text{Re} \left\{ Y_{J'}^{M'}(\theta_i, \varphi_i) \right\} \text{Re} \left\{ Y_J^M(\theta_i, \varphi_i) \right\} \quad (11)$$

où N_{acc} est la fraction acceptée des N_{gen} événements engendrés dans un intervalle $\Delta M_{K\bar{K}}$ ou Δt , de distribution angulaire uniforme.

L'ajustement se fait par calcul de

$$\chi^2 = \sum_{\substack{J,M \geq 0 \\ J',M' \geq 0}} D_{J'}^{M'} (E^{-1})_{J',J}^{M',M} D_J^M \quad (12)$$

avec

$$D_{J'}^{M'} = \sum_{J,M \geq 0} (C_{J',J}^{M',M} \xi^M t_J^M) - \tilde{t}_J^M \quad (13)$$

et

$$\tilde{E}_{J'J}^{M'M} = \sum_{i=1}^{N_{obs}} \operatorname{Re}\{Y_{J'}^{M'}(\theta_i, \varphi_i)\} \operatorname{Re}\{Y_J^M(\theta_i, \varphi_i)\} \quad (14)$$

matrice d'erreur des moments observés.

La matrice d'erreur des moments produits ajustés est obtenue par

$$E = C^T \tilde{E} C^{-1} \quad (15)$$

(C est la notation matricielle des coefficients d'acceptance)

Cette méthode donne de bons résultats dans les régions où la statistique est grande. Lorsque le nombre d'événements par intervalle de masse ou de transfert devient petit ($\sim 50 - 100$), l'inversion du système linéaire n'est pas toujours possible et il est nécessaire de procéder autrement.

7.2.2 La méthode de correction par poids

Une alternative à la méthode linéaire est la détermination des moments produits en corrigeant individuellement les événements observés par un poids inversément proportionnel à l'acceptance calculée par Monte-Carlo. Son utilisation a été rendue nécessaire pour vérifier la similitude des résultats avec ceux de la méthode précédente, et dans les cas où l'inversion du système linéaire échouait en raison de la statistique insuffisante.

Les moments s'obtiennent alors par

$$t_J^M = \sum_{i=1}^{N_{obs}} W(\theta_i, \varphi_i) \operatorname{Re}\{Y_J^M(\theta_i, \varphi_i)\} \quad (16)$$

Les poids $W(\theta_i, \varphi_i)$ peuvent être obtenus par interpolation dans une table d'acceptance construite en intervalles de $\Delta \cos \theta$, $\Delta \varphi$ et Δm ou Δt (la table représente l'acceptance intégrée sur l'autre variable cinématique, qu'on génère avec une distribution aussi proche que possible de la distribution physique; se référer au paragraphe 5.2).

Si l'on a déjà calculé des intégrales de corrélation d'acceptance pour des intervalles adéquats de la variable cinématique étudiée, on peut aussi calculer l'acceptance par son développement en harmoniques sphériques (8). En effet:

$$c_{\circ j}^{\circ m} = \int \frac{1}{\sqrt{4\pi}} A(\Omega) \operatorname{Re}\{Y_j^m(\Omega)\} d\Omega = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} a_j^m \quad (17)$$

$$\frac{1}{W(\theta_i, \varphi_i)} = A(\theta_i, \varphi_i) = \sum_{j, m \geq 0} \varepsilon^m \sqrt{4\pi} c_{\circ j}^{\circ m} \operatorname{Re}\{Y_j^m(\theta_i, \varphi_i)\} \quad (18)$$

Cette dernière procédure présente l'avantage de ne pas diviser l'angle solide en cellules de dimensions arbitraires.

CHAPITRE VIII
RESULTATS DE L'ANALYSE ANGULAIRE

8.1 INTRODUCTION

Nous présentons dans ce chapitre les moments de la distribution angulaire corrigés par l'acceptance, et les amplitudes qu'ils ont permis de déterminer, en fonction de la masse $K\bar{K}$ et du transfert d'impulsion.

L'analyse a été séparée en trois intervalles de masse effective $K\bar{K}$:

1. La région de masse dominée par le $A_2(1320)$, entre le seuil (991 MeV) et 1600 MeV.
2. La région des 'hautes masses', de 1.4 à 3 GeV (à $50 \pm$ GeV/c). A 30 GeV/c, la statistique quatre fois plus petite a arrêté notre analyse à 2.3 GeV/c².
3. Une zone intermédiaire, dans la région de masse du méson $\rho(1700)$, entre 1500 et 1900 MeV.

Les moments sont calculés dans le référentiel de Gottfried-Jackson attaché au centre de masse du système $K\bar{K}$, pour les angles polaires du méson K chargé.

8.2 MOMENTS DANS LA REGION DE MASSE DU $A_2(1320)$

L'acceptance de notre spectromètre est excellente dans cette région, aussi bien en masse qu'en transfert; elle est de l'ordre de 50 %. Un développement jusqu'à $j_{max} = 2$ est suffisant (équation (7) du § 7.2.1) pour reproduire la forme de l'acceptance. Nous avons généré un nombre d'événements Monte-Carlo supérieur d'un facteur 10 au nombre d'événements expérimentaux.

L'ordre maximal des moments produits dans cette région est 4. Nous avons utilisé la méthode linéaire pour calculer les corrections, en inversant le système de 28 équations correspondant aux moments observés $0 \leq J \leq 6$ et $0 \leq M \leq 6$.

En masse et en transfert, les moments corrigés montrent la dominance du A_2 de spin 2 produit par échange de parité naturelle avec hélicité 1 (t_4^0 et t_4^2 sont tous deux grands et négatifs). Les moments t_2^1 , t_4^1 et t_4^3 indiquent la production plus faible de l'onde D_{2+} d'hélicité 2 qui se manifeste par le terme d'interférence $D_+ D_{2+}$.

Les moments corrigés avec $J, M > 4$ sont compatibles avec 0 en dessous de 1500 MeV.

8.2.1 Moments en fonction de la masse $K\bar{K}$

Les figures 17 et 18 montrent les moments produits en fonction de la masse $K\bar{K}$ entre le seuil (991 MeV) et 1600 MeV pour les données à 50 GeV, polarité positive (12399 événements dans cette région) et polarité négative (14049 événements). Les moments sont calculés par intervalles de 20 MeV et sont normalisés en $\mu\text{barn}/\text{GeV}/c^2$. Les incertitudes sont statistiques sur ces figures; c'est le cas également pour tous les autres ensembles de moments que nous présentons.

Nous avons 2999 événements entre le seuil et 1620 MeV à 30 GeV/c; les moments sont calculés par intervalles de 40 MeV dans cette région de masse (fig. 22).

Un ajustement d'une Breit-Wigner aux deux moments

$$t_4^0 = -0.571 |D_+|^2 \quad (\text{appendice B})$$

$$t_4^2 = -0.452 |D_+|^2$$

donne des paramètres compatibles avec ceux obtenus du fit des spectres de masse.

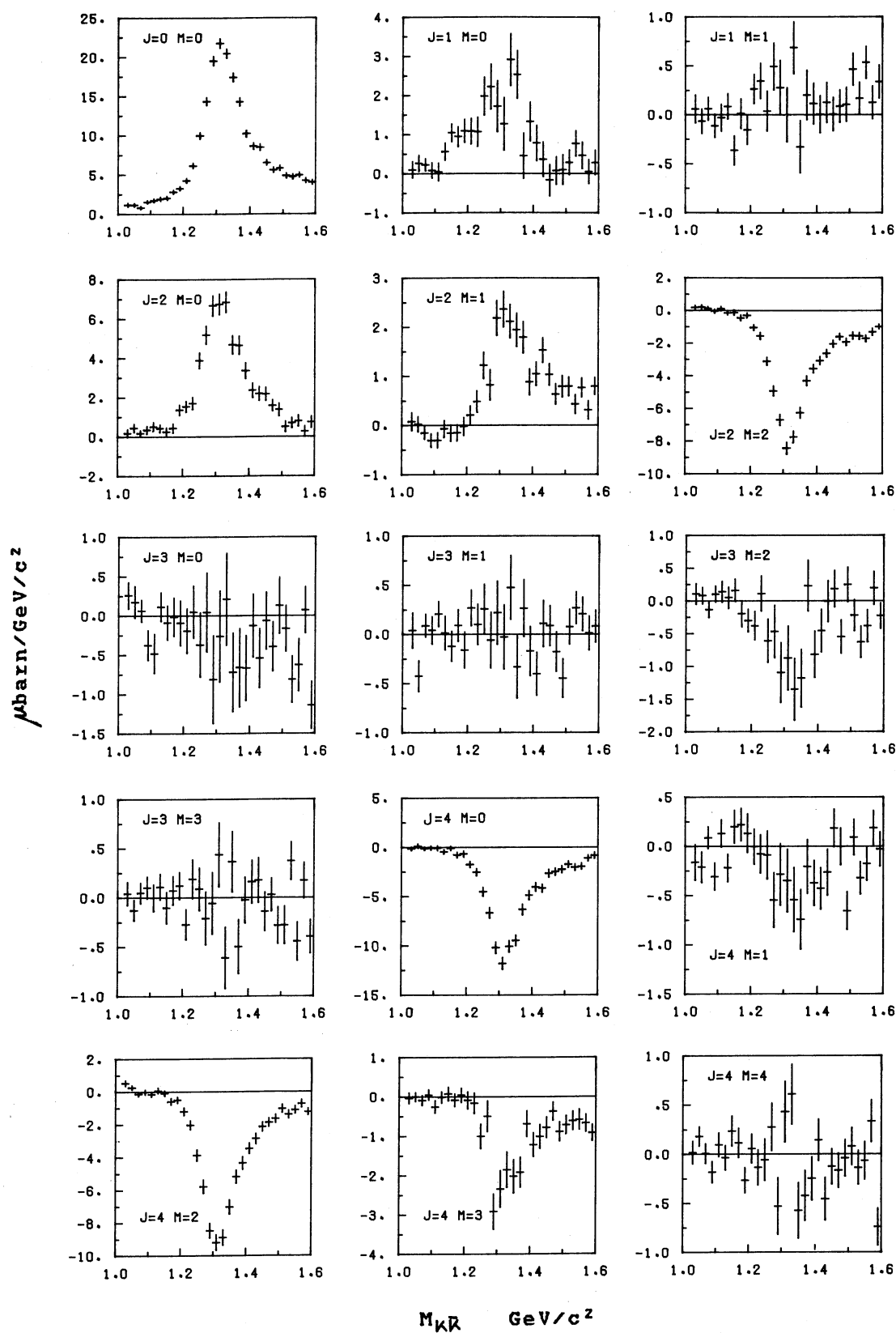


Fig. 17 Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre le seuil et $1.6 \text{ GeV}/c^2$, à $50 \text{ GeV}/c$

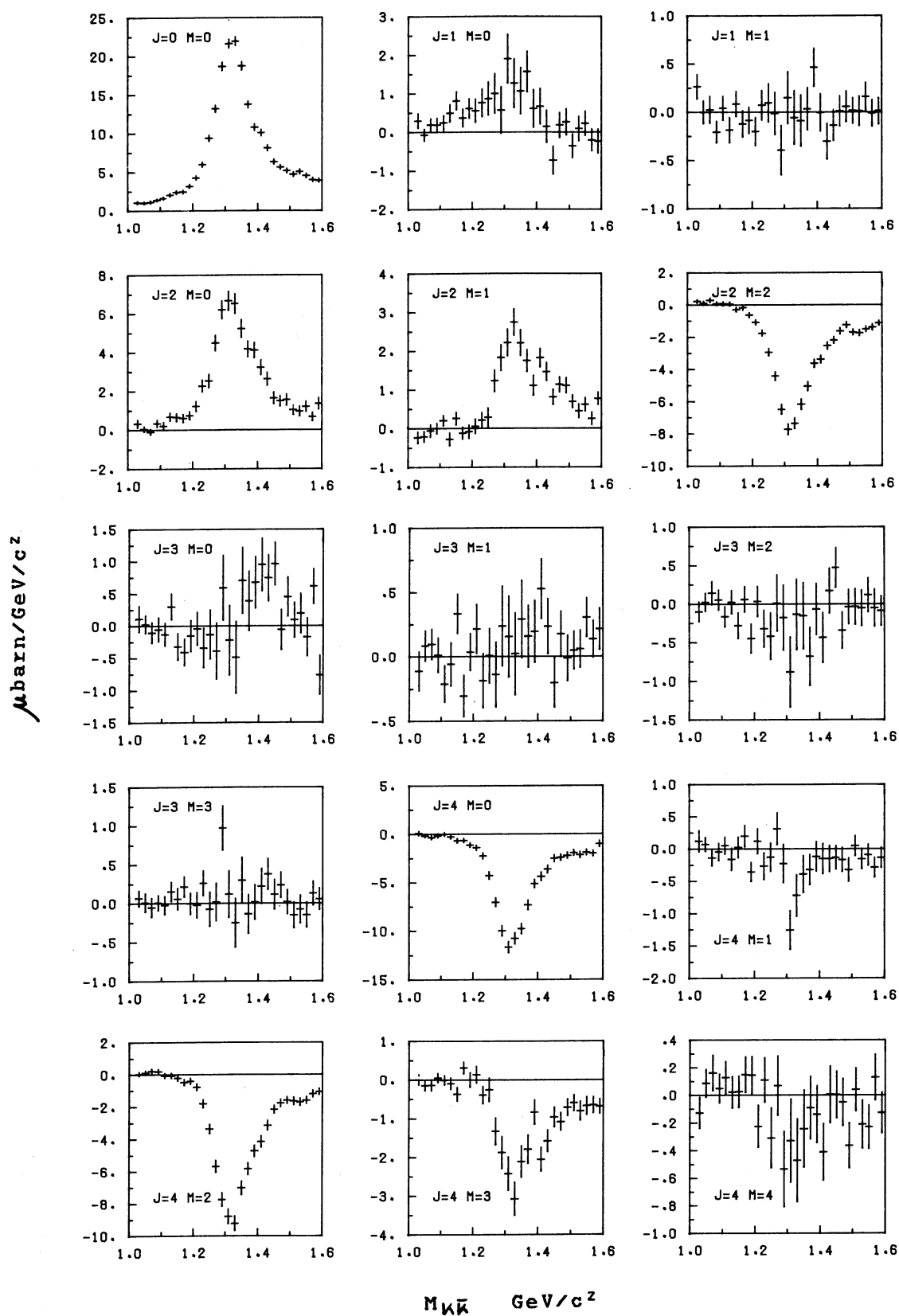


Fig. 18 Moments en fonction de la masse effective K^0K^- entre le seuil et 1.6 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

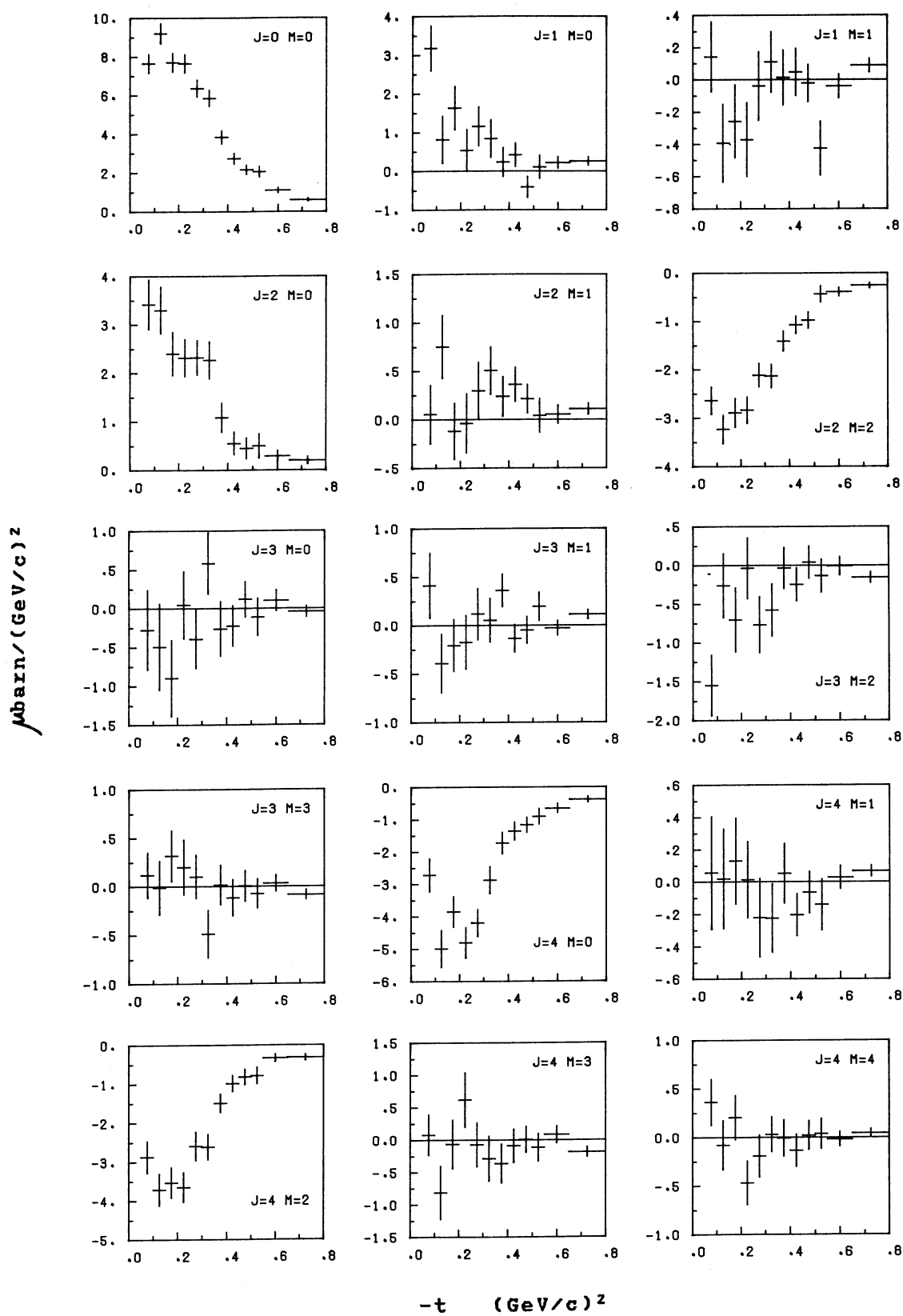


Fig. 19 Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(1320)$ à $30 \text{ GeV}/c$

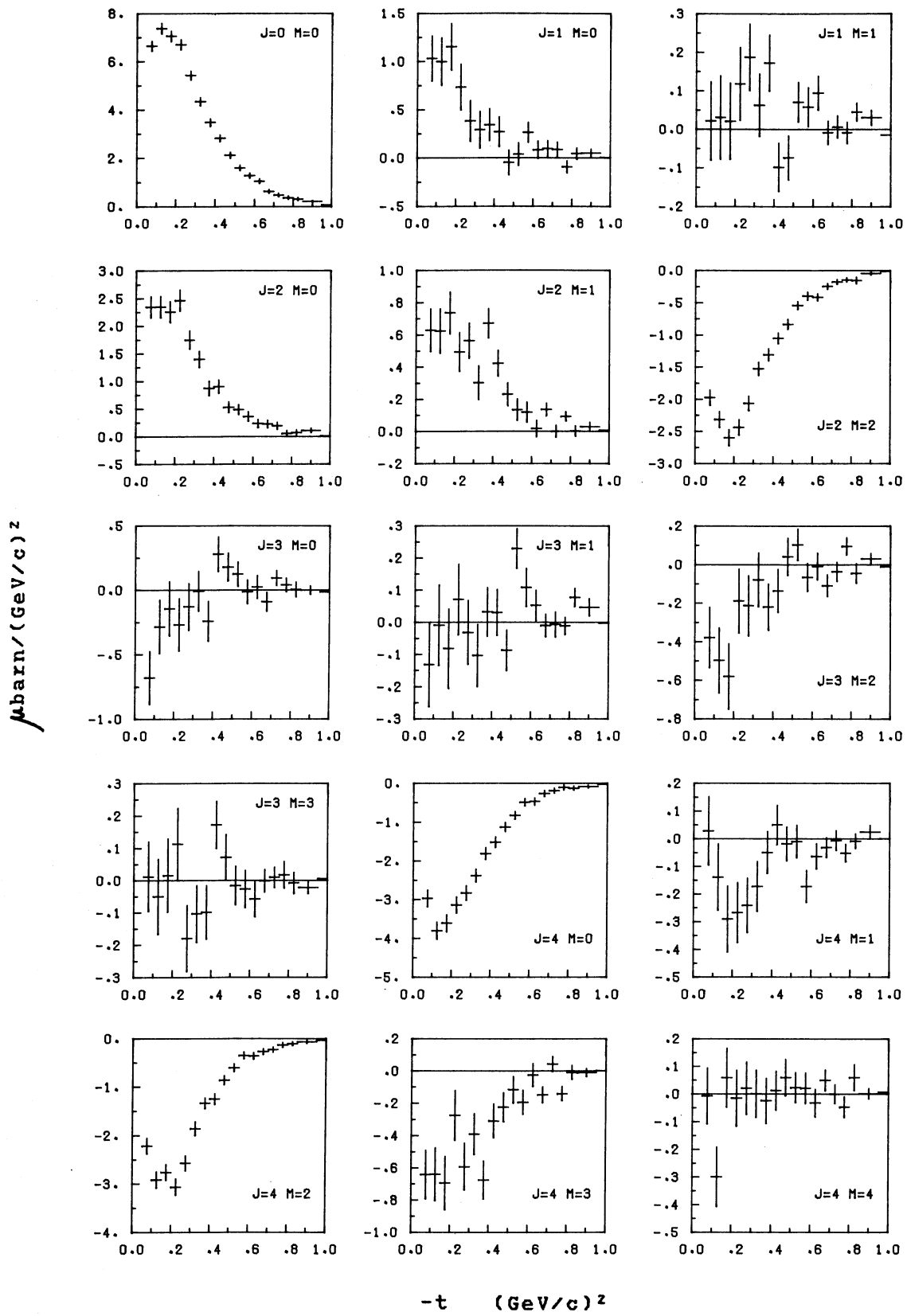


Fig. 20 Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(1320)$ à 50 GeV/c, polarité positive

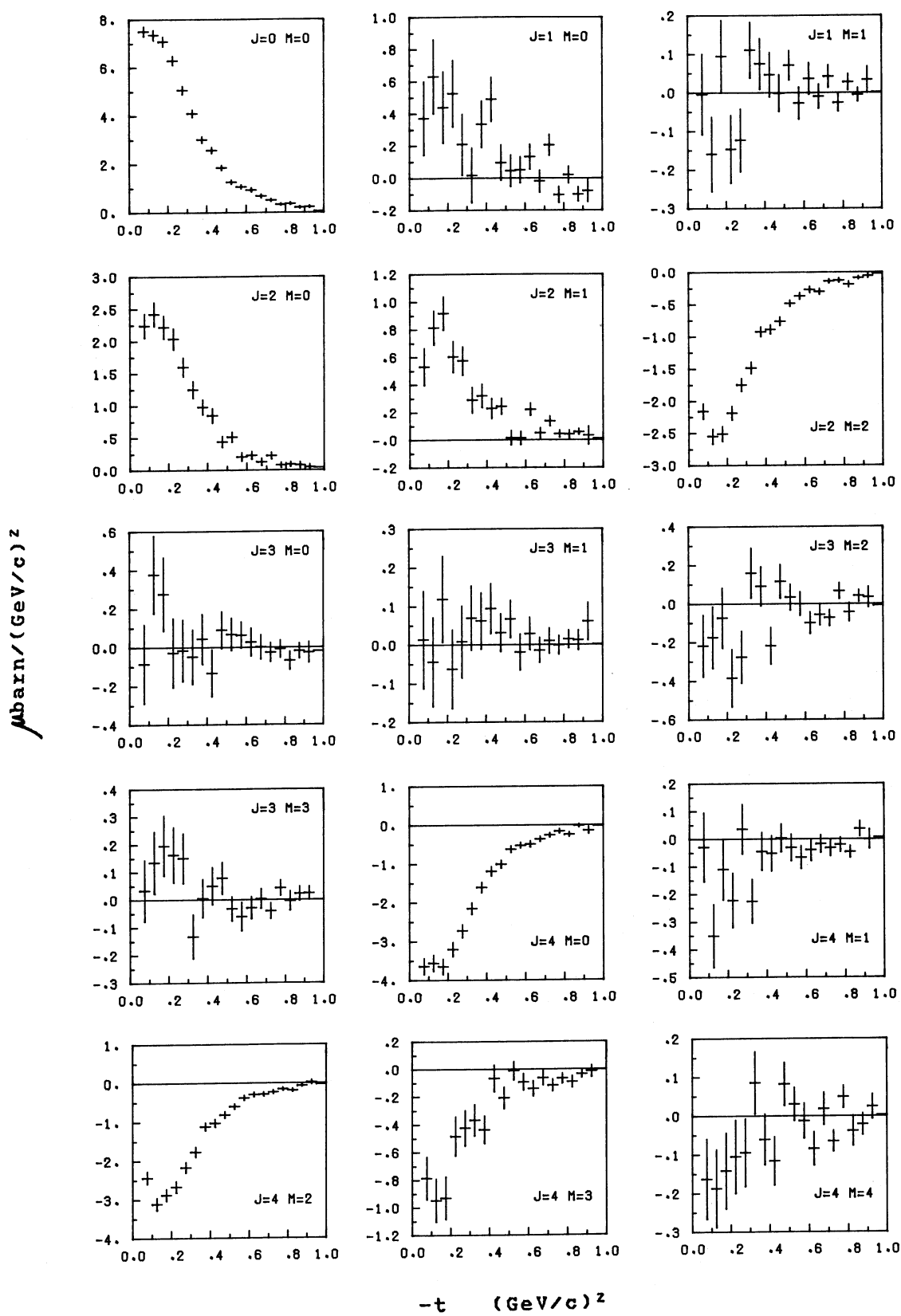


Fig. 21 Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(1320)$ à 50 GeV/c, polarité négative

8.2.2 Moments en fonction du transfert d'impulsion

Les figures 19 à 21 montrent les moments produits en fonction du transfert d'impulsion entre 0.05 et 1.25 (GeV/c)² pour les données:

- à 30 GeV/c dans l'intervalle de masse $K\bar{K}$ 1.22 - 1.42 GeV/c² (2035 événements);
- à 50 GeV/c + dans l'intervalle 1.21 - 1.41 GeV/c² (8431 événements);
- à 50 GeV/c - dans le même intervalle de masse (9609 événements).

Les moments sont normalisés en $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$ et sont calculés par intervalles de 0.05 (GeV/c)², sauf aux plus grands transferts où certains intervalles sont groupés.

8.3 MOMENTS DANS LA REGION DES HAUTES MASSES

Au-dessus de la région du A_2 , l'acceptance en masse décroît régulièrement; de 50 % elle atteint environ 35 % à 3 GeV/c², à 50 GeV/c, alors que cette valeur est déjà obtenue à 2.3 GeV/c² à l'impulsion incidente de 30 GeV/c. On peut remarquer sur la figure 8, au chapitre V, que l'acceptance angulaire change notablement à mesure que la masse $K\bar{K}$ croît: elle est caractérisée surtout par la perte des K^0 de faible impulsion, dont les traces de désintégration à grands angles sortent latéralement du spectromètre avant. Nous avons dû générer environ 70 fois plus d'événements pseudo-expérimentaux que d'événements mesurés pour calculer les tables de correction d'acceptance.

8.3.1 Moments en fonction de la masse $K\bar{K}$

Les moments produits ont été obtenus par la méthode linéaire et par la méthode des poids:

- entre le seuil et 2.3 GeV/c², jusqu'à J=10 et M=2 à 30 GeV/c;
- entre 1.4 et 3 GeV/c², jusqu'à J=14 et M=2 à 50 ± GeV/c².

Pour les derniers intervalles de masse à 50 GeV/c, la méthode linéaire ne s'applique plus: la statistique est insuffisante, et la

matrice d'erreur ne peut plus être inversée (équation (12) du paragraphe 7.2.1). A plus basse masse, les résultats des deux méthodes sont compatibles (les écarts sont plus petits que les erreurs statistiques).

Nous présentons les moments à 30 GeV/c calculés par la méthode linéaire, normalisés en $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c^2)$ sur la figure 22 (3889 événements); la largeur des intervalles est de 40 MeV jusqu'à 1820 MeV et de 80 MeV au delà.

Les figures 23 et 24 montrent les moments normalisés des deux polarités à 50 GeV/c obtenus par la méthode des poids, par intervalles de 100 MeV. (8966 événements $\bar{K}^0 K^+$ et 9747 $K^0 K^-$).

La résonance de spin 4

Les moments $L > 8$ à 30 GeV/c, et $L > 12$ à 50 GeV/c sont compatibles avec zéro.

Les moments t_8^0 et t_8^2 des trois ensembles de données indiquent la présence de la récurrence de spin 4 du A_2 à 2000 MeV; le signe simultanément négatif des deux moments montre que la résonance est produite par échange de parité naturelle et le changement de signe des moments t_6^0 et t_6^2 vers 1900 MeV est dû à l'interférence entre les ondes de spin 2 et 4. Une Breit-Wigner (paragraphe 6.1.1) ajustée sur les moments

$$t_8^0 = -0.665 |G_+|^2$$

$$t_8^2 = -0.421 |G_+|^2$$

(calculés par la méthode linéaire, par intervalle de 40 MeV entre 1780 et 2220 MeV pour la somme des données à 50 GeV/c) détermine les

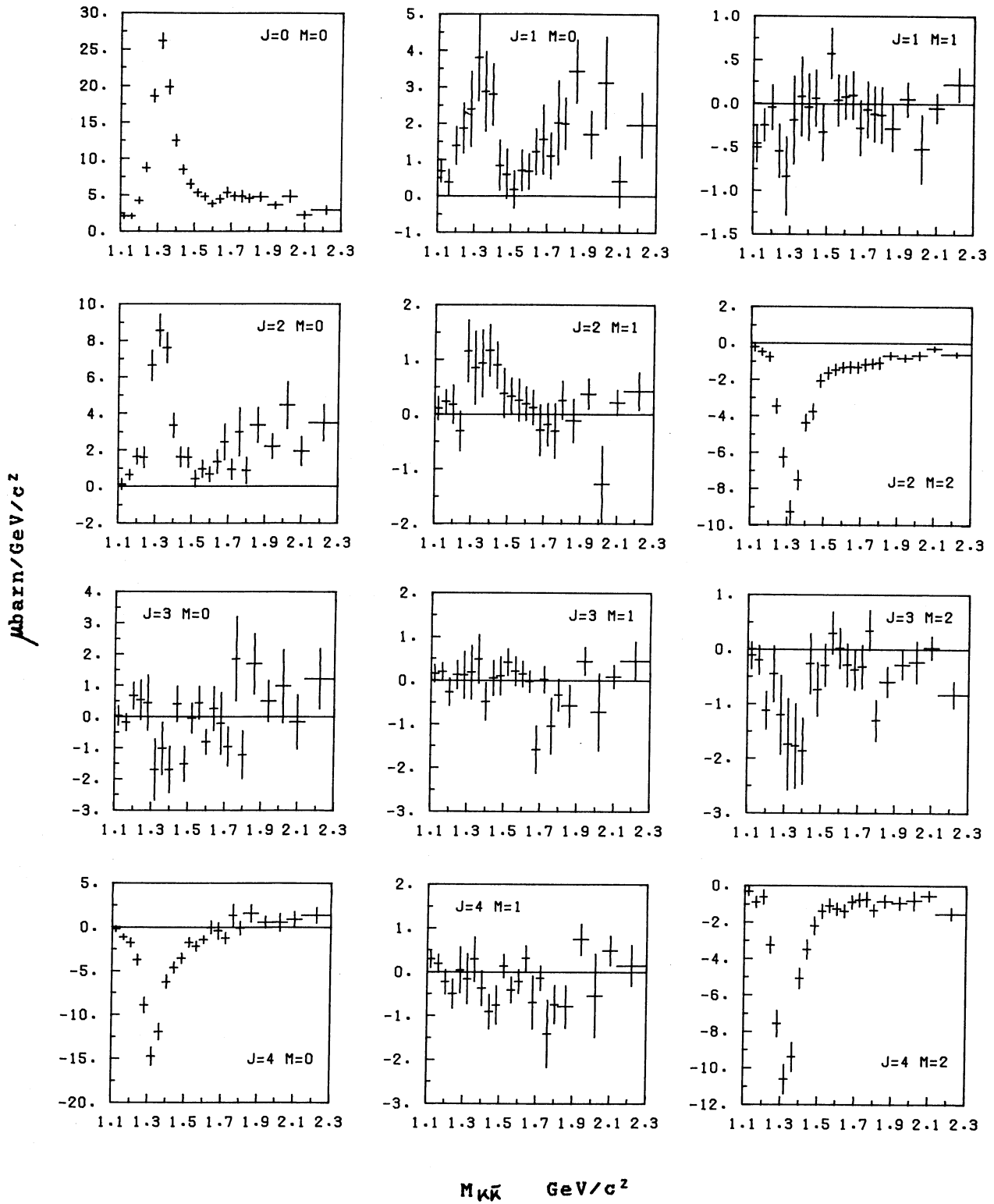


Fig. 22 a) Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre 1.1 et 2.3 GeV/c^2 , à 30 GeV/c

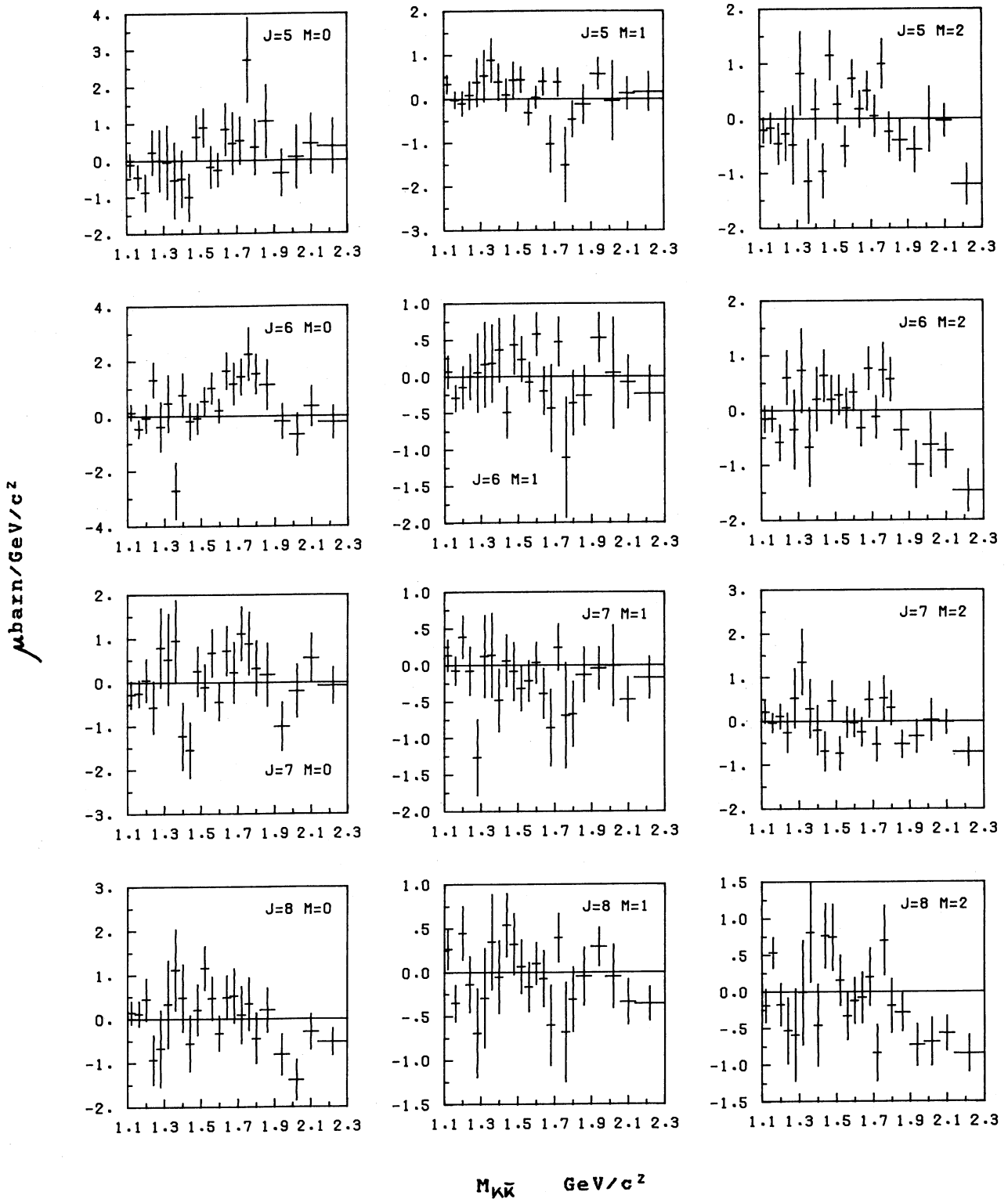


Fig. 22 b) Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre 1.1 et 2.3 GeV/c^2 , à 30 GeV/c

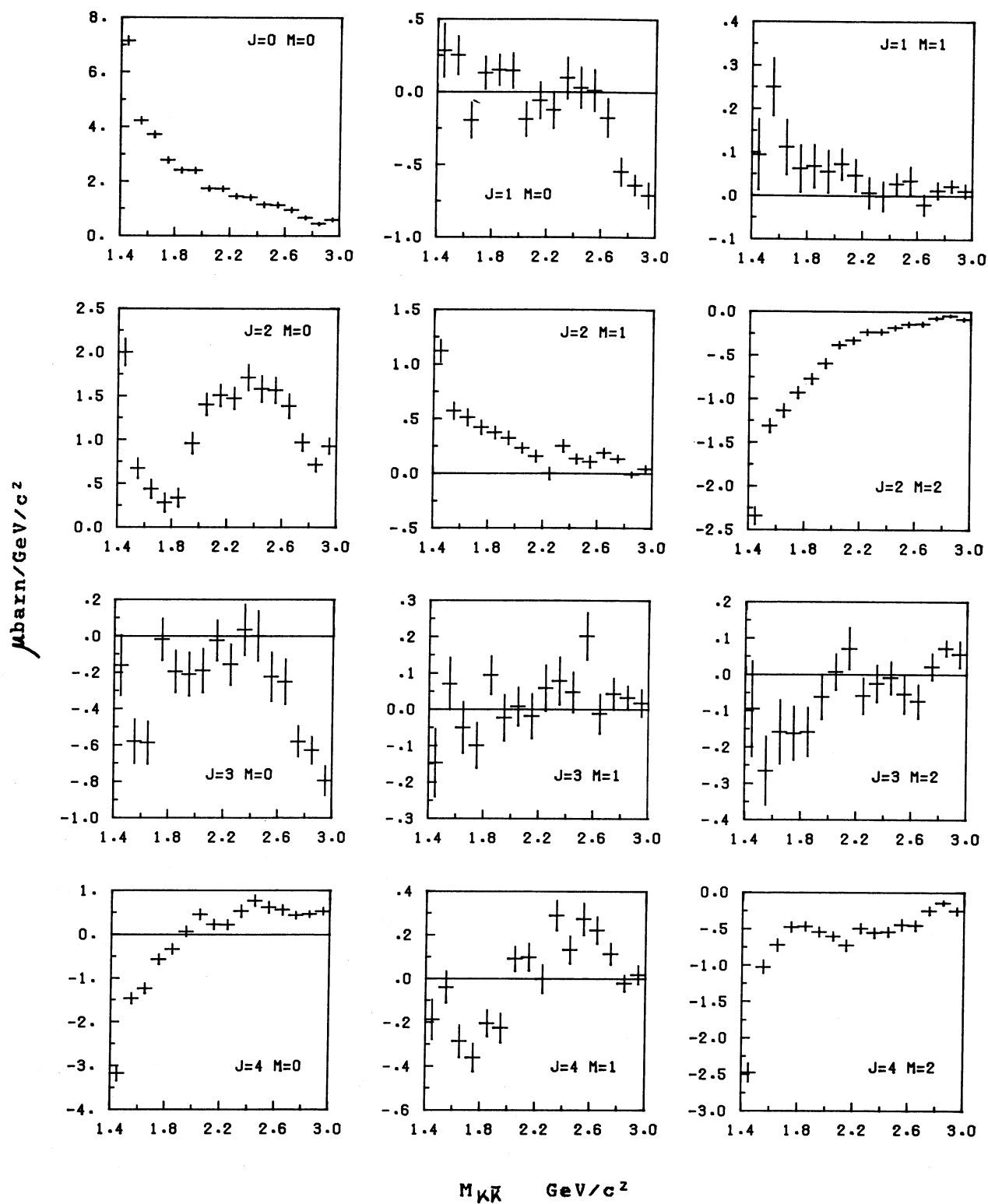


Fig. 23 a) Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

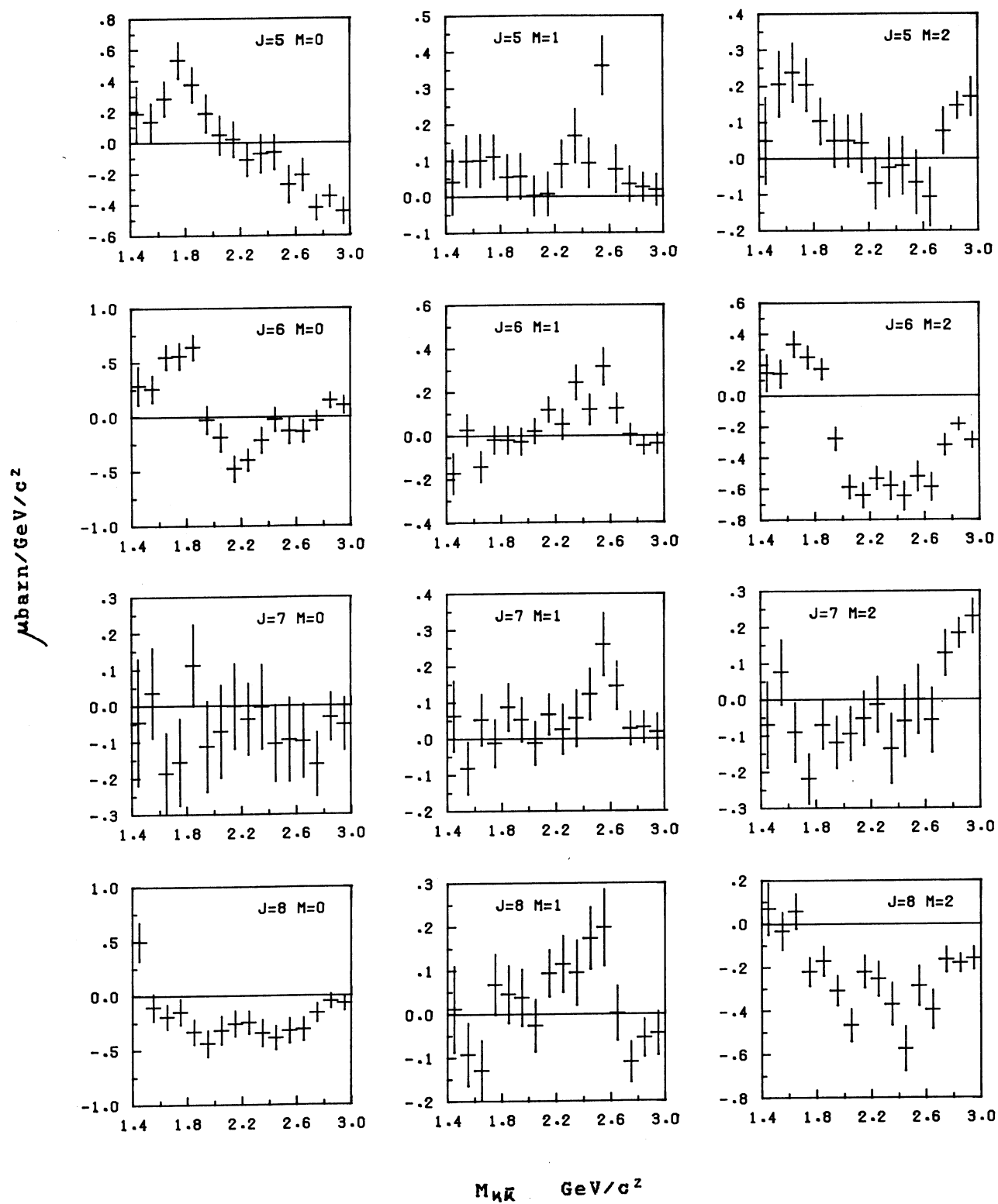


Fig. 23 b) Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

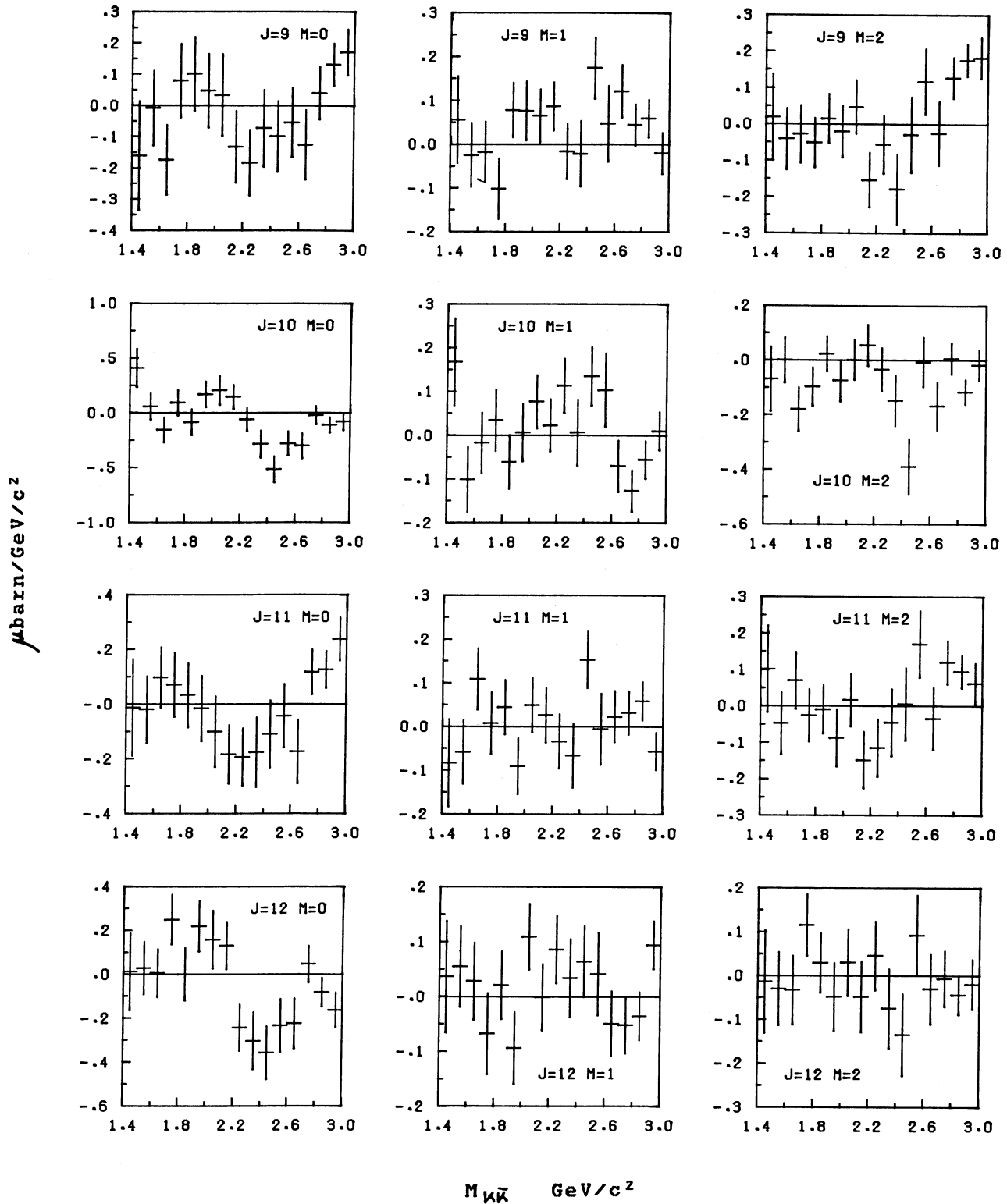


Fig. 23 c) Moments en fonction de la masse effective $\bar{K}^0 K^+$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

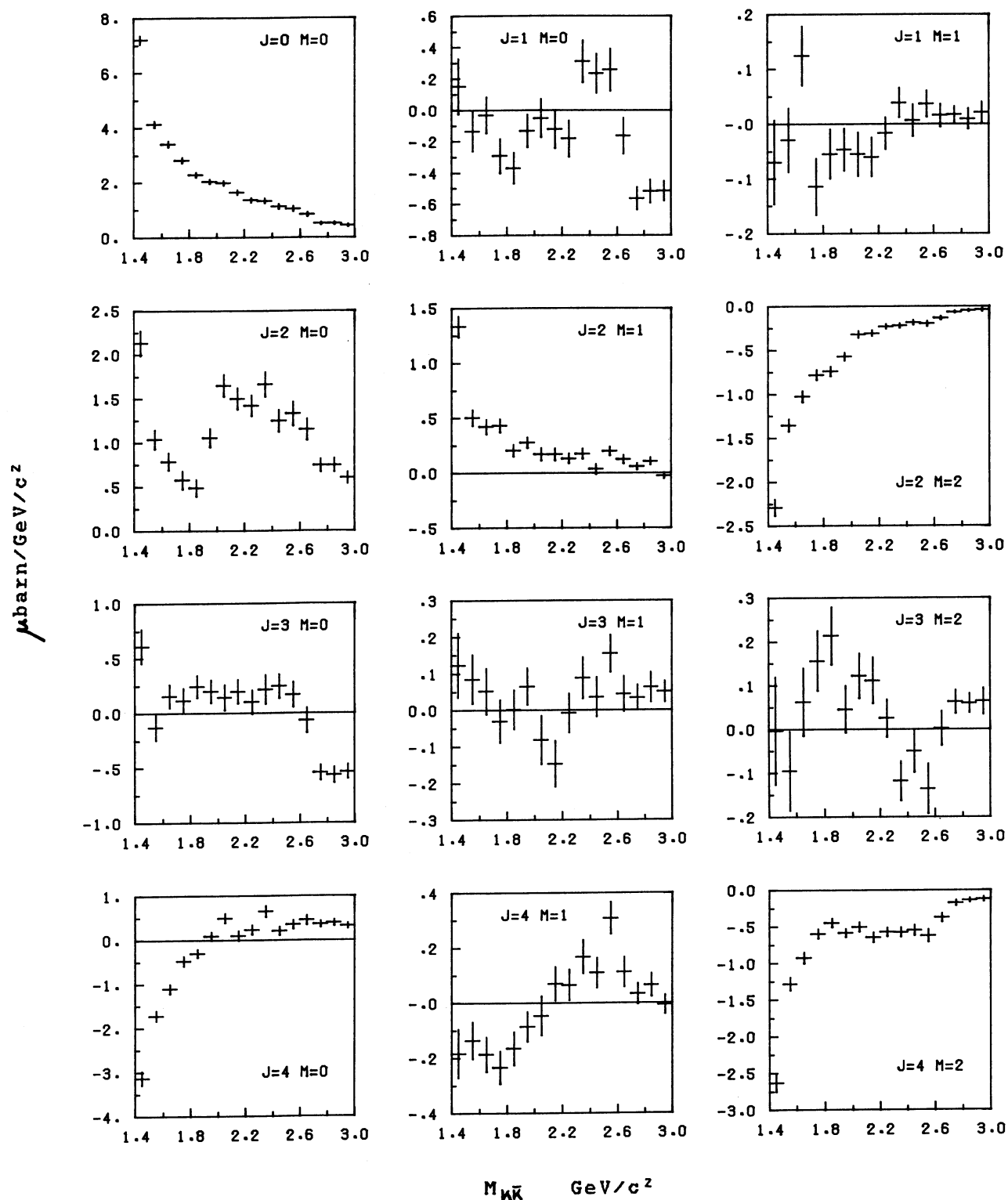


Fig. 24 a) Moments en fonction de la masse effective $K^0 K^-$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

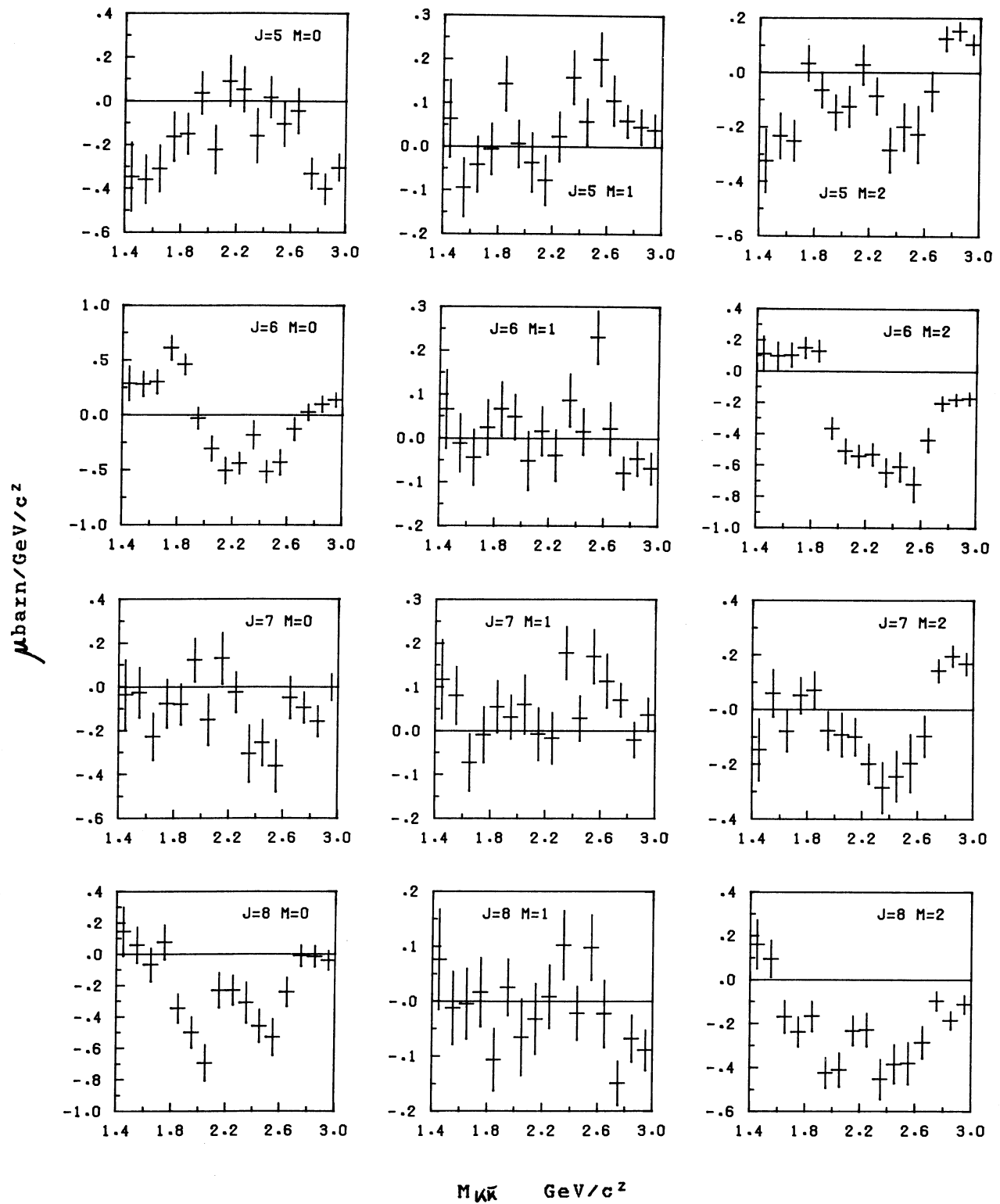


Fig. 24 b) Moments en fonction de la masse effective $K^0 K^-$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

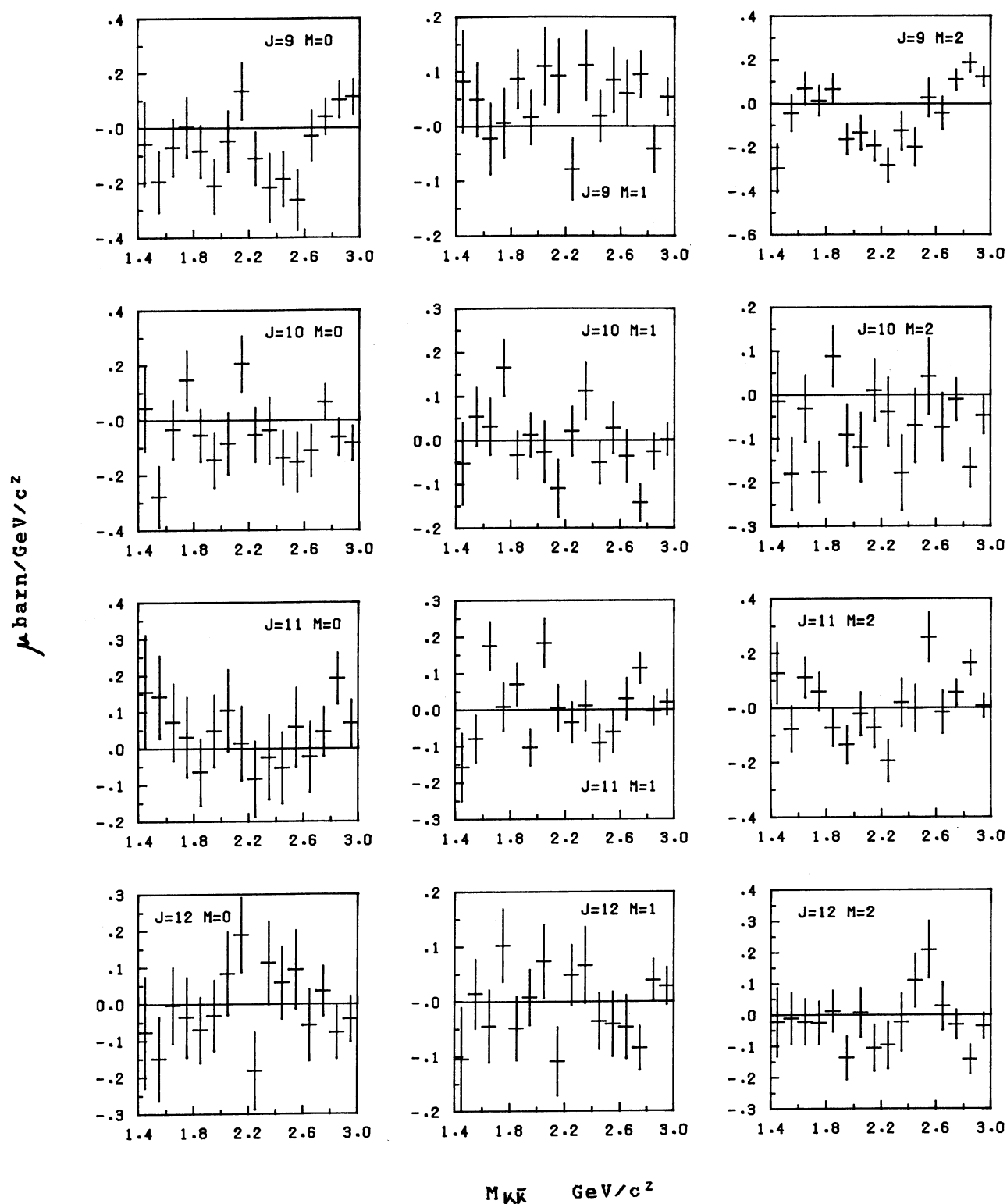


Fig. 24 c) Moments en fonction de la masse effective K^0K^- entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c

paramètres de la résonance :

$$M = 2041 \pm 45 \text{ MeV} \quad \Gamma = 391 \pm 165 \text{ MeV} \quad \text{prob}(\chi^2) = 15 \% \quad \text{à } 50 \pm \text{ GeV}/c$$

$$M = 2023 \pm 42 \text{ MeV} \quad \text{à } 30 \text{ GeV}/c$$

Les données à 30 GeV/c ne permettent pas de déterminer la largeur.

La présence de l'interférence entre les spins 2 et 4 dominants masque le méson $g(1700)$ de spin 3, qui devrait se voir dans les moments t_6^0 et t_6^2 ; nous le mettrons en évidence par l'analyse en amplitudes. Remarquons néanmoins que l'interférence D_+F_+ est visible dans les moments t_5^0 et t_5^2 : ces moments changent de signe avec la polarité du faisceau, ce qui est dû aux mécanismes de production différents de ces deux ondes (échange de $P+f$ et de ω respectivement).

La résonance de spin 6

Le résultat le plus intéressant apparaît vers 2500 MeV dans les données positives à 50 GeV/c : le moment t_{12}^0 , significativement négatif (3.5σ), indique la présence d'une nouvelle résonance de spin 6 produite par échange de parité naturelle. La contribution au moment t_{12}^2 de l'onde $|I_+|^2$ est de 59 % par rapport à la contribution à t_{12}^0 : le signal de t_{12}^2 n'est pas significatif (1.9σ).

Nous avons passé assez longtemps à comprendre pourquoi cette résonance ne se montre pas dans les données négatives... Voici une explication qualitative :

il s'agit d'un problème d'acceptance pour les traces à grand angle dans le spectromètre avant, pendant la quatrième période d'acquisition de données.

Cet effet est le mieux visible sur les histogrammes de l'angle des mésons K chargés par rapport au faisceau, dans le laboratoire, présentés sur la figure 25 ; les histogrammes dessinés par une ligne continue représentent les données négatives. En-dessous d'une masse effective de 2.3 GeV/c², les angles sont toujours inférieurs à 100 milliradians et les distributions (normalisées l'une à l'autre) sont compatibles. Pour les deux histogrammes au-dessus de 2.3 GeV/c², nous

avons normalisé les distributions sur le pic à petit angle: les données sont compatibles jusqu'à environ 100 mrad, au delà, on perd des traces négatives à grand angle.

Nous avons simulé cet effet sur les moments (non corrigés) des données positives, recalculés en rejetant toutes les traces au-delà de 120 mrad: il en résulte

- une atténuation de l'ordre de 20 % des moments $J > 8$ au-dessus de 2 GeV (pas d'effet en-dessous);
- une coupure nette du moment t_{12}^0 au-dessus de 2.3 GeV qui s'annule à partir de 2.4 GeV.

Si l'on ne rejette que les traces des K chargés à plus de 120 mrad, on obtient une atténuation des moments $J \geq 8$ du même ordre de grandeur, et une coupure nette de t_{12}^0 au-dessus de 2.5 GeV; aucun moment n'est affecté en-dessous de cette limite.

Nous expliquons ainsi pourquoi les interférences D_+I_+ et G_+I_+ ne sont pas supprimées: elles donnent lieu à la seconde bosse négative vers 2400 MeV, très bien visible dans les moments t_8^0 et t_8^2 des deux polarités. L'analyse en amplitudes dans cette région de masse confirmera cette interprétation (paragraphe 8.6.1).

La cinématique des événements à haute masse effective est assez particulière: pour la région comprise entre 2.3 et 2.7 GeV, les mésons K produits en arrière dans le centre de masse donnent lieu à un pic à une impulsion de 5 GeV/c dans le laboratoire, et à des traces à grand angle; ceux produits en avant s'accumulent à une impulsion de l'ordre de 42 GeV et donnent lieu à des traces à petits angles. La cinématique est symétrique entre les K^\pm et les K^0 (masses presque égales), mais les traces à grand angle des π de désintégration des K^0 lents sont déjà perdues à plus basse masse effective; il ne reste presque plus que des K^0 en avant dans cet échantillon, et les traces des K chargés lents conditionnent la distribution angulaire à grand angle.

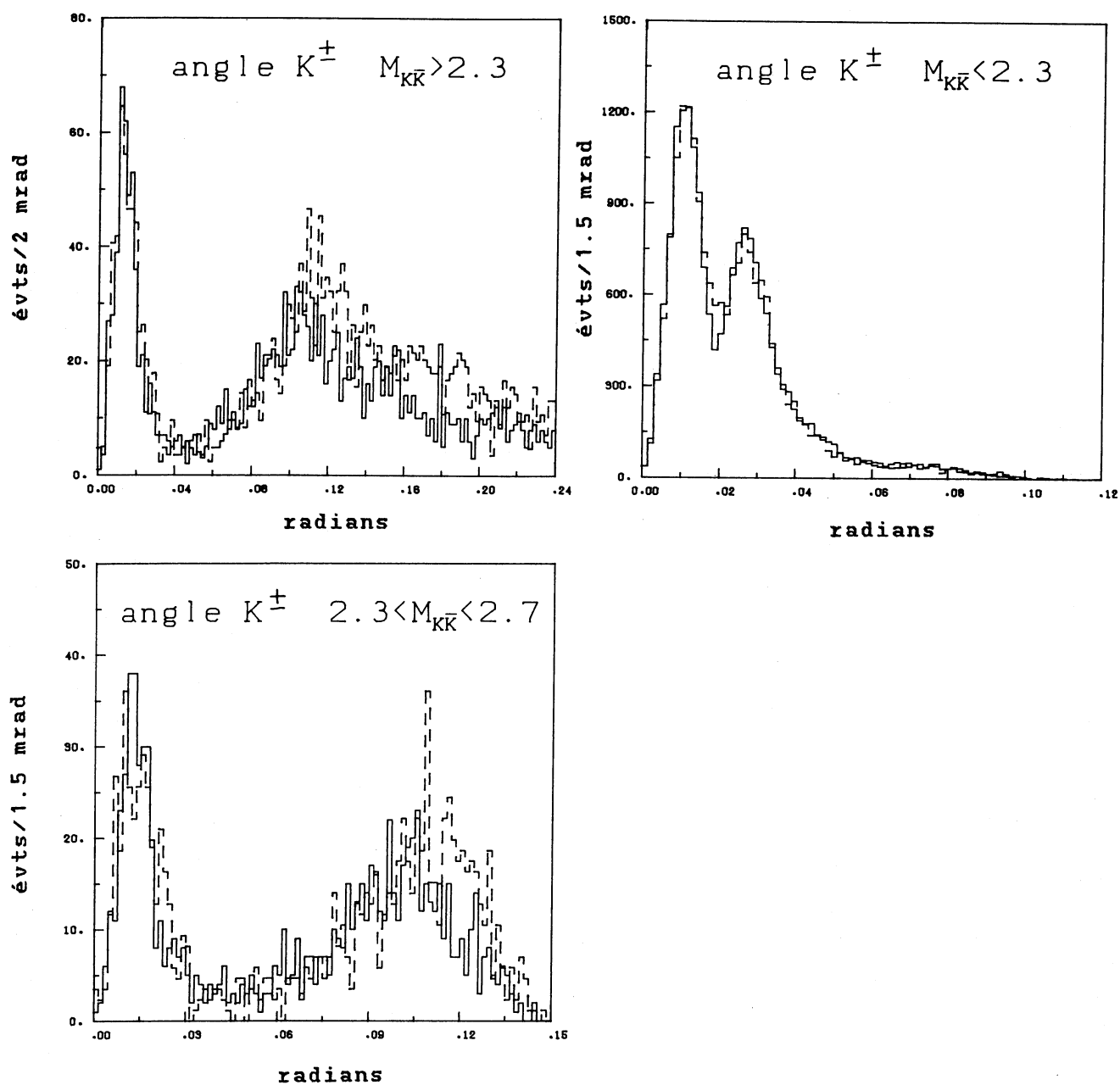


Fig. 25 Distribution de l'angle des mésons K chargés avec la direction du faisceau dans le laboratoire

histogramme continu : 50 GeV/c polarité négative
 histogramme interrompu : 50 GeV/c polarité positive

Une notable proportion de ces K^{\pm} se désintègre dans le système. Pour une impulsion de 5 GeV, on en perd 12 % après 5 m, 23 % après 10 m. La diffusion multiple est aussi plus importante le long de leurs trajectoires. Ces effets convergent pour aboutir à des traces à grand angle avec moins de fils touchés dans les chambres que pour les traces traversant tout le spectromètre; ces fils sont moins bien alignés à cause de la diffusion multiple plus grande, et les traces sont certainement plus difficiles à reconstruire.

Nous avons trouvé deux différences techniques entre les conditions d'acquisition de données à 50 GeV/c polarité positive (périodes 1, 2 et 3) et négatives (4^{ème} période):

- l'efficacité des chambres proportionnelles était un peu moins bonne, en moyenne, à la période 4 qu'à la période 3, effet probablement dû à l'intensité supérieure du faisceau pendant la période 4;

- avant la quatrième période d'acquisition de données, des essais d'optimisation de l'algorithme de reconstruction en ligne ont été effectués. La reconstruction était complétée 'off-line' par des 'sauvetages' qui amélioraient un peu l'efficacité globale du programme. L'algorithme a été gelé à la fin de la période 3, et les sauvetages abandonnés... avec probablement les traces à grand angle qui nous intéressent.

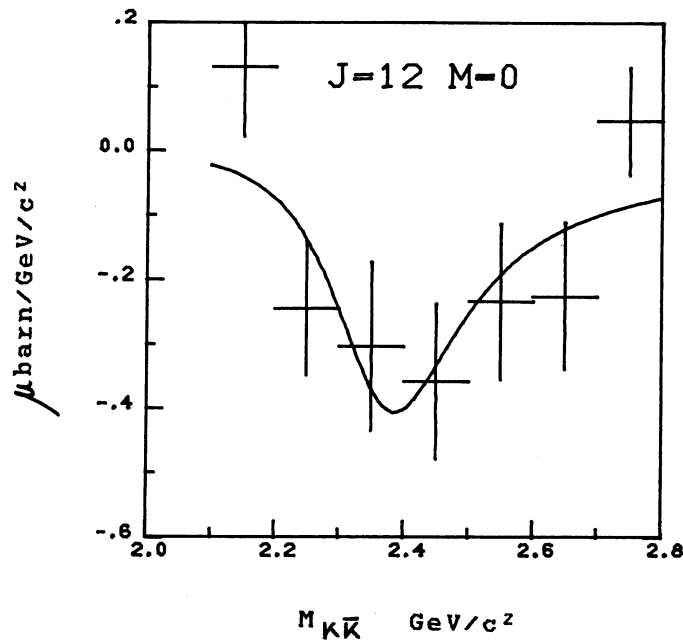
Nous avons tenté de 'sauver' les données négatives en incluant dans le Monte-Carlo une meilleure paramétrisation des efficacités des chambres à grand angle, la désintégration des K chargés et une simulation (partielle) de l'algorithme de reconstruction. On obtient une diminution de l'acceptance à grand angle, mais insuffisante pour corriger le petit nombre d'événements qui ont été enregistrés au-delà de 120 mrad dans les données négatives.

En conclusion, nous sommes convaincu que cette différence entre les données positives et négatives n'est pas physique, mais technique. Nous devons reconnaître que nous n'avons pas réussi à expliquer quantitativement cette difficulté.

Reprenons la description des données positives, qui elles, montrent un signal clair !

Un ajustement d'une Breit-Wigner relativiste de spin 6 au moment t_{12}^0 nous donne les paramètres

$$M = 2431 \pm 125 \text{ MeV} \quad \Gamma = 360 \pm 280 \text{ MeV} \quad \text{prob}(\chi^2) = 12 \%$$



Pour estimer la signification statistique de cette nouvelle résonance, nous comparons la distribution corrigée du $\cos \theta$ du K^+ dans le référentiel de Gottfried-Jackson pour un intervalle de masse de 2.3 à 2.5 GeV/c^2 , à la paramétrisation de la distribution angulaire par son développement en moments

$$\begin{aligned} N_{J_{\max}}(\cos \theta) d\cos \theta &= \frac{d\cos \theta}{4\pi} \sum_{\substack{J \leq J_{\max} \\ M \leq 2}} t_J^M \int Y_J^M(\theta, \varphi) d\varphi \\ &= \frac{d\cos \theta}{2} \sum_{J \leq J_{\max}} t_J^0 \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} P_J(\cos \theta) \end{aligned}$$

La figure 26 présente les résultats pour les cas $J_{\max}=10$ (courbe interrompue) et $J_{\max}=12$ (courbe continue). La probabilité du χ^2

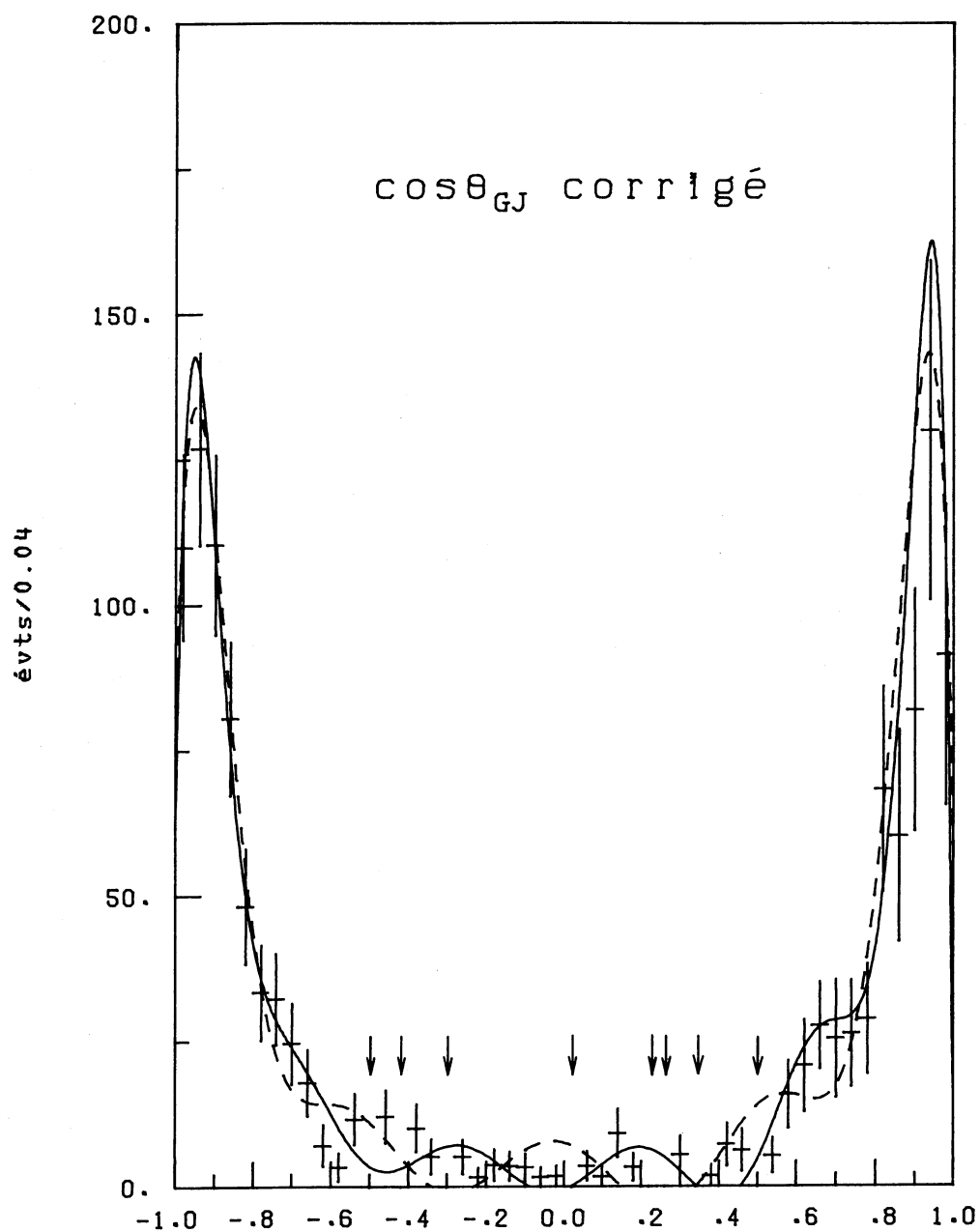


Fig. 26 $\cos \theta$ de la direction du K^+ pour les événements avec $2.3 < M_{K\bar{K}} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$ pour les données à 50 GeV/c

les courbes correspondent à la distribution calculée à partir des moments avec deux valeurs de J_{max}

les flèches indiquent des intervalles vides

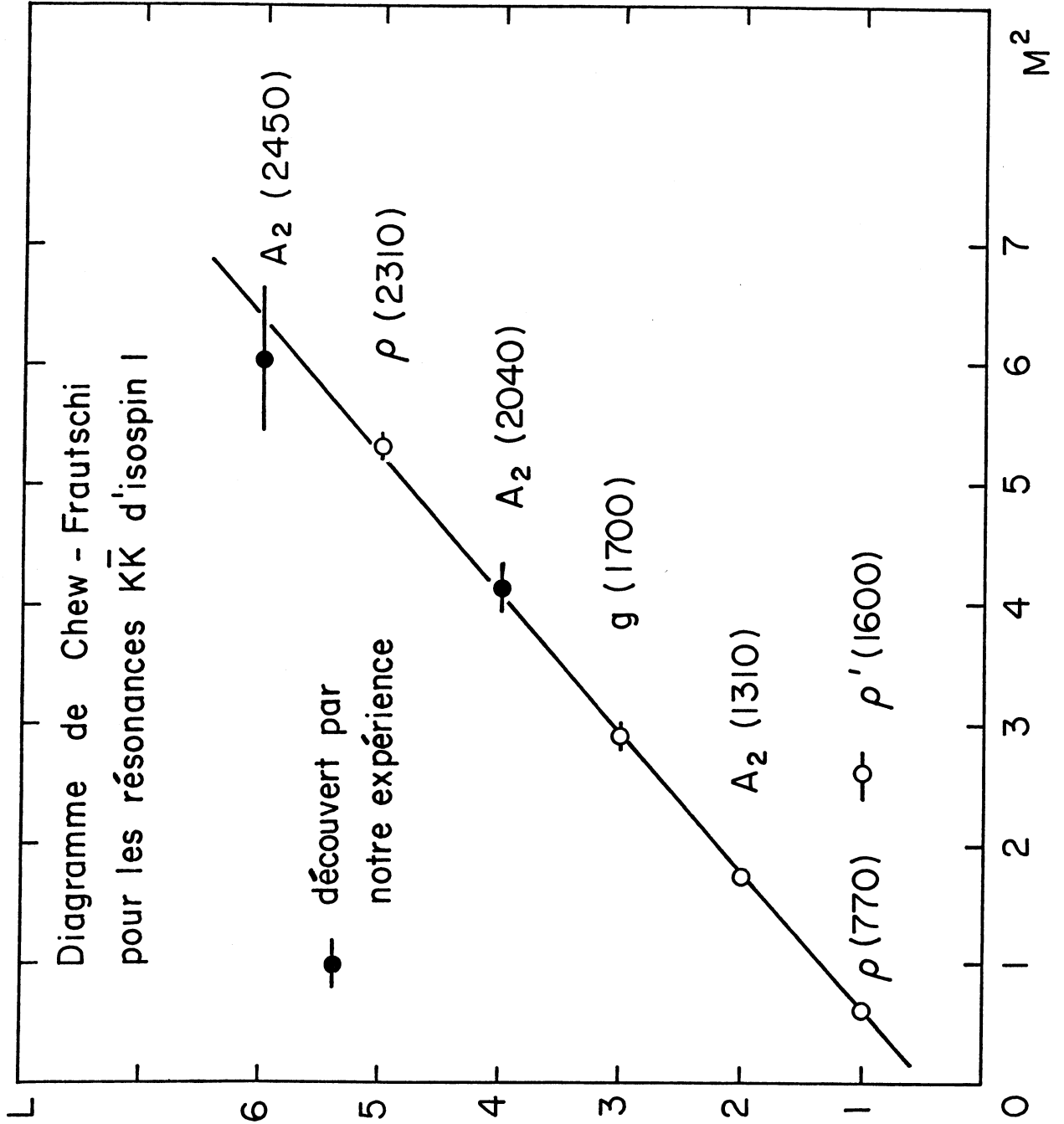


Fig. 27 Diagramme de Chew-Frautschi

obtenue est de 4×10^{-6} pour $J_{max}=10$ et de 7 % pour $J_{max}=12$. Bien que les moments supérieurs à 12 soient compatibles avec 0, par leurs erreurs, la probabilité passe à 98 % pour $J_{max}=14$.

Nous avons dessiné, sur la figure 27, le diagramme de Chew-Frautschi pour les résonances d'isospin 1 de la série naturelle. Les états sont parfaitement alignés sur les trajectoires dégénérées du f et du A_2 jusqu'à celui de spin 5. Notre résonance de spin 6 semble être légèrement trop bas en masse. L'extrapolation de la trajectoire linéaire conduit à une valeur de 2500 MeV. Il est possible que le problème d'acceptance mis en évidence à la période 4 se manifeste aussi, mais de façon moins aiguë, pour les données positives. La perte de traces à grand angle et à hautes masses pourrait conduire au décalage observé.

8.3.2 Moments en fonction du transfert d'impulsion

Les moments en fonction du transfert ont été calculés par la méthode linéaire dans la région de la résonance de spin 4, à partir du système de 30 équations avec $0 \leq J \leq 10$, $0 \leq M \leq 2$.

Entre 1.8 et 2.2 GeV/c², nous avons 495 événements à 30 GeV/c, 2223 événements à 50 GeV/c de polarité positive, et 2381 événements à 50 GeV/c polarité négative.

Les figures 28 à 30 présentent ces moments normalisés en $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$, par intervalles de 0.10 (GeV/c)². Les moments supérieurs à 8 sont très faibles, pratiquement compatibles avec zéro dans cette région de masse.

Remarquons que la signification statistique du signal des moments t_8^0 et t_8^2 est de 3 écarts standard à 30 GeV/c, de 8σ à 50 GeV/c polarité positive, et de 10σ à 50 GeV/c polarité négative.

Enfin, la méthode des poids a permis d'obtenir les moments de la distribution angulaire des 856 événements à 50 GeV/c + dans la région de masse de la nouvelle résonance, entre 2.3 et 2.7 GeV/c², jusqu'à $J=12$ et $M=2$. Ces moments calculés par intervalles de 0.10 (GeV/c)² sont montrés par la figure 31. Comme en fonction de la masse, on observe un signal significatif (3.5σ) dans le moment t_{12}^0 et non significatif dans le moment t_{12}^2 (1.1σ).

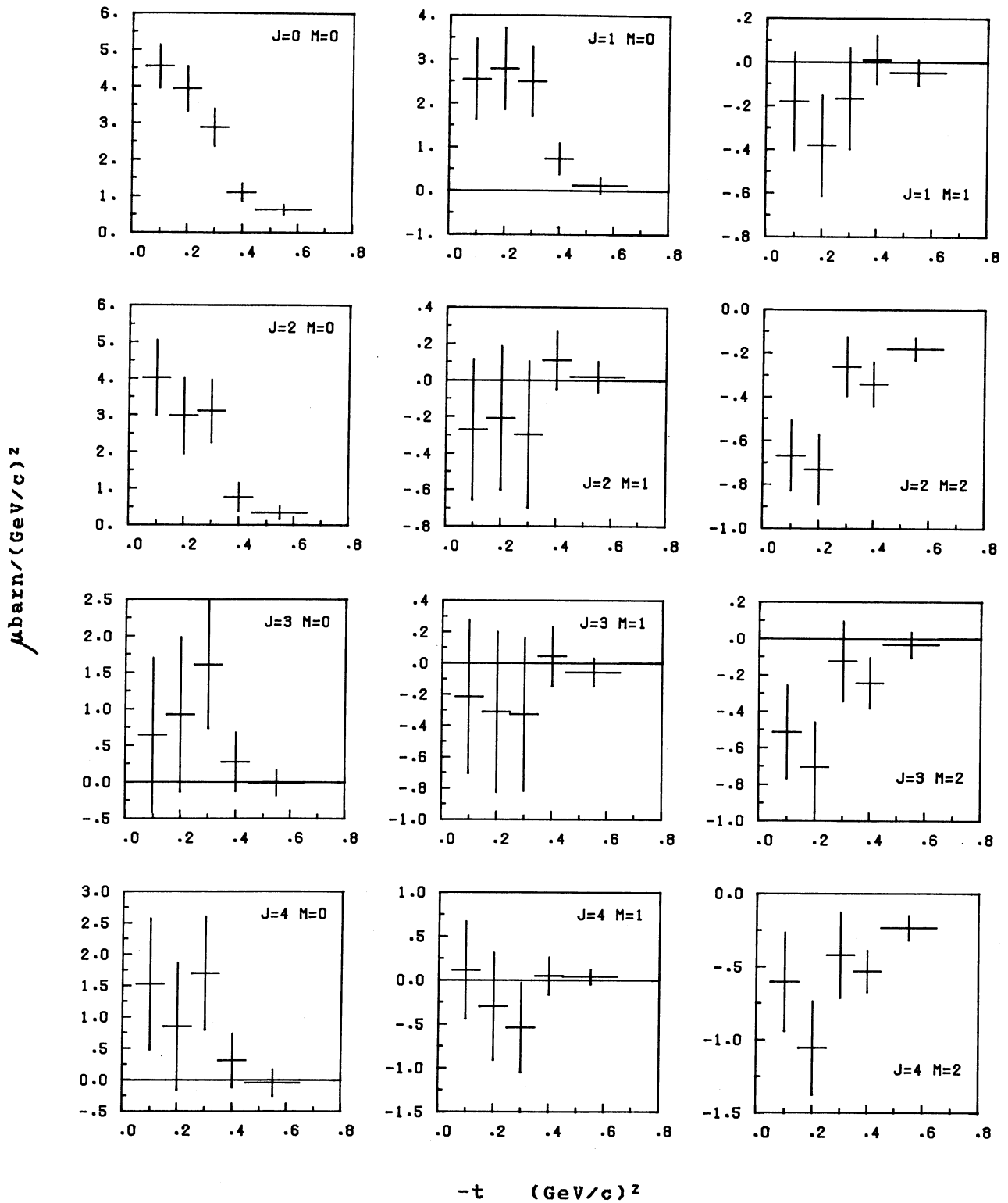


Fig. 28 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $\Lambda_2(2040)$ pour les données à 30 GeV/c

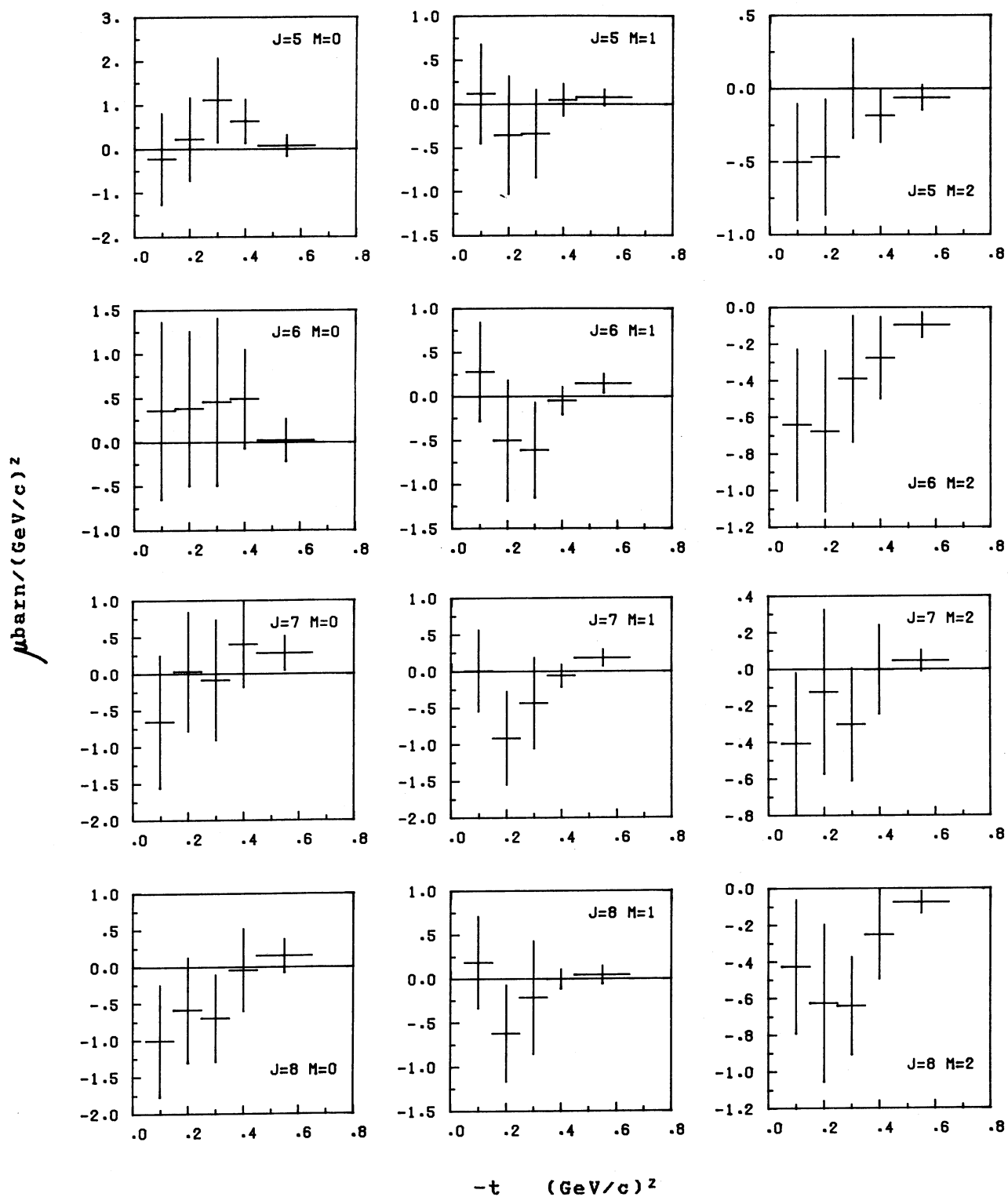


Fig. 28 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ pour les données à 30 GeV/c

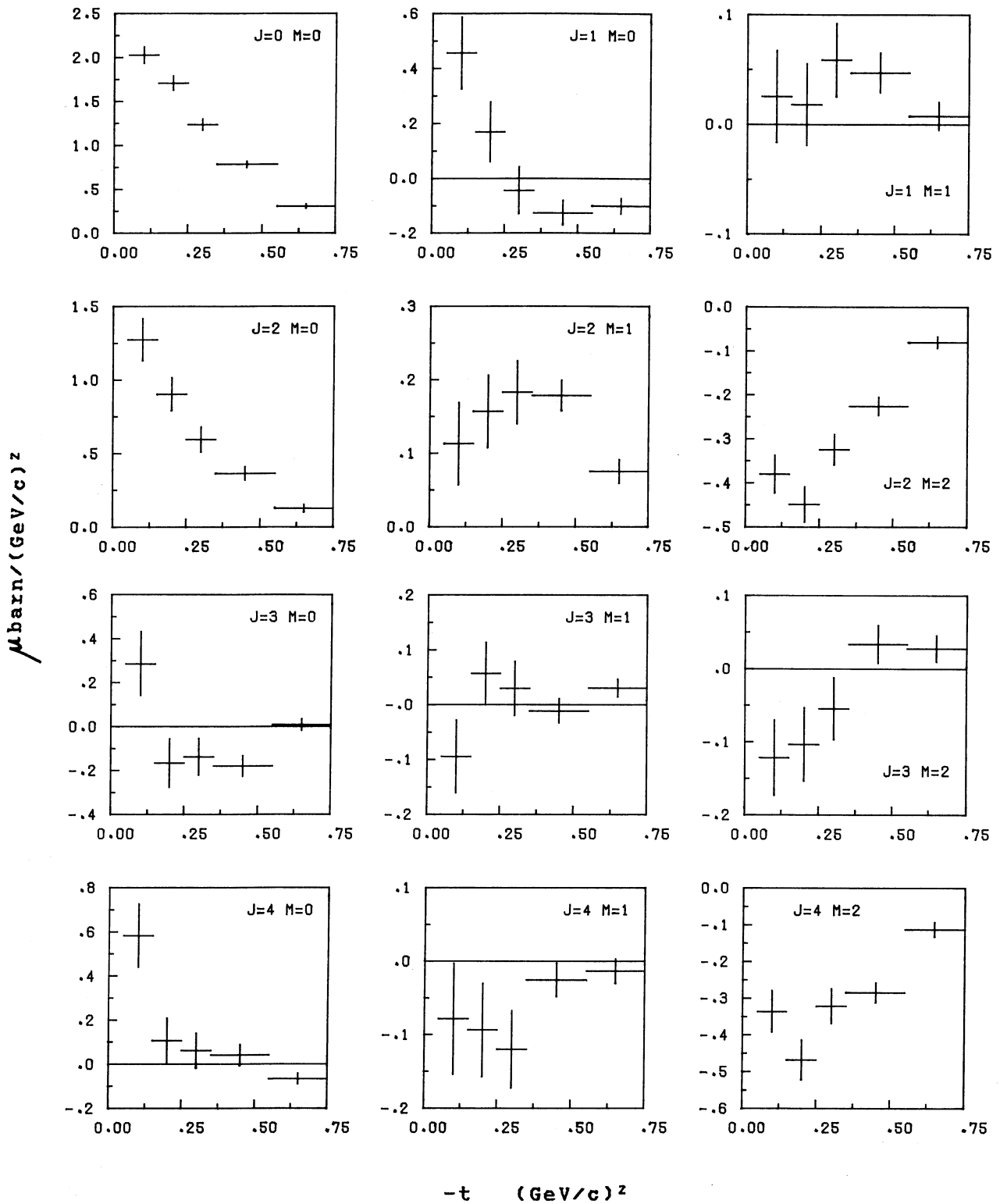


Fig. 29 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à 50 GeV/c polarité positive

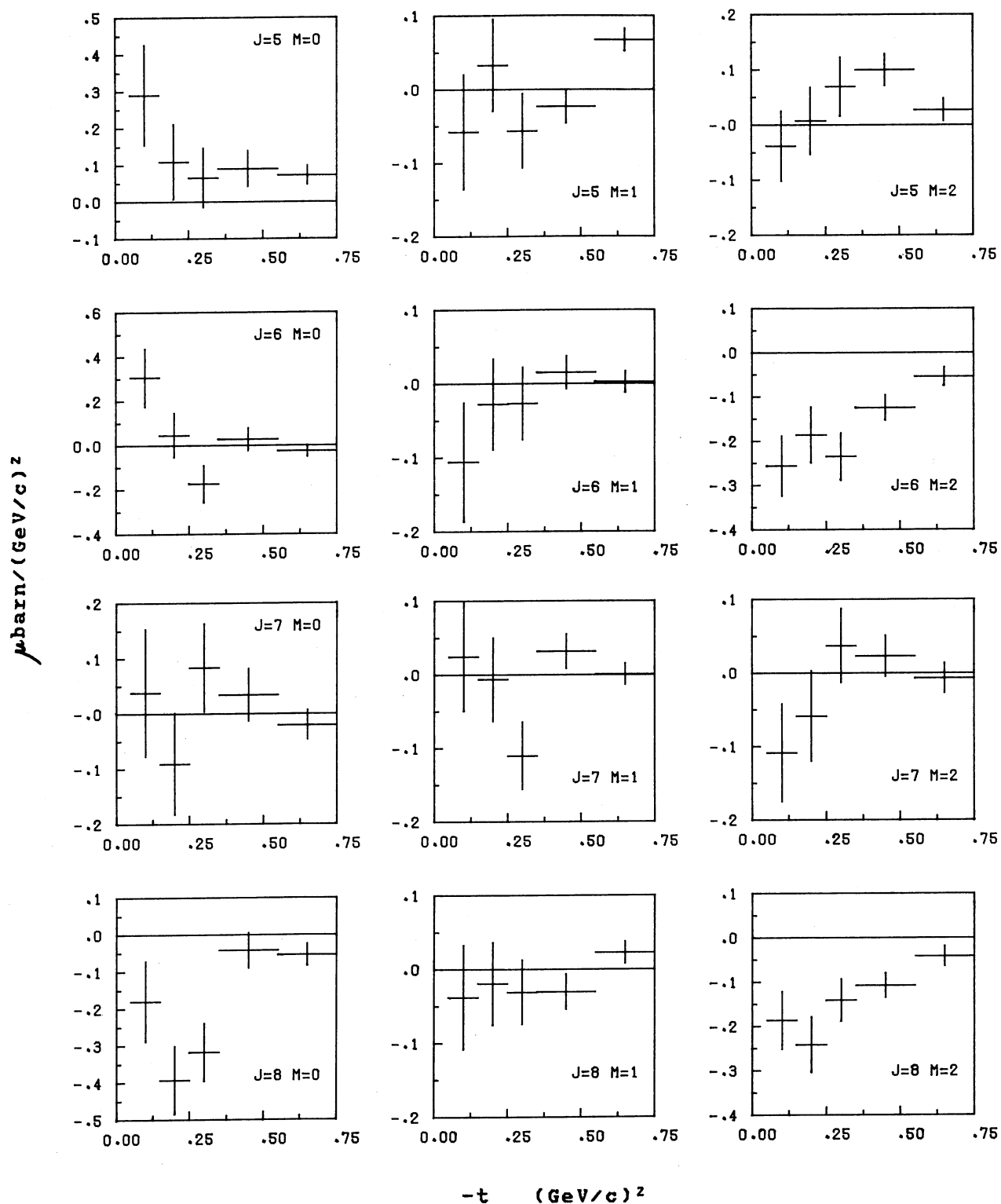


Fig. 29 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à 50 GeV/c polarité positive

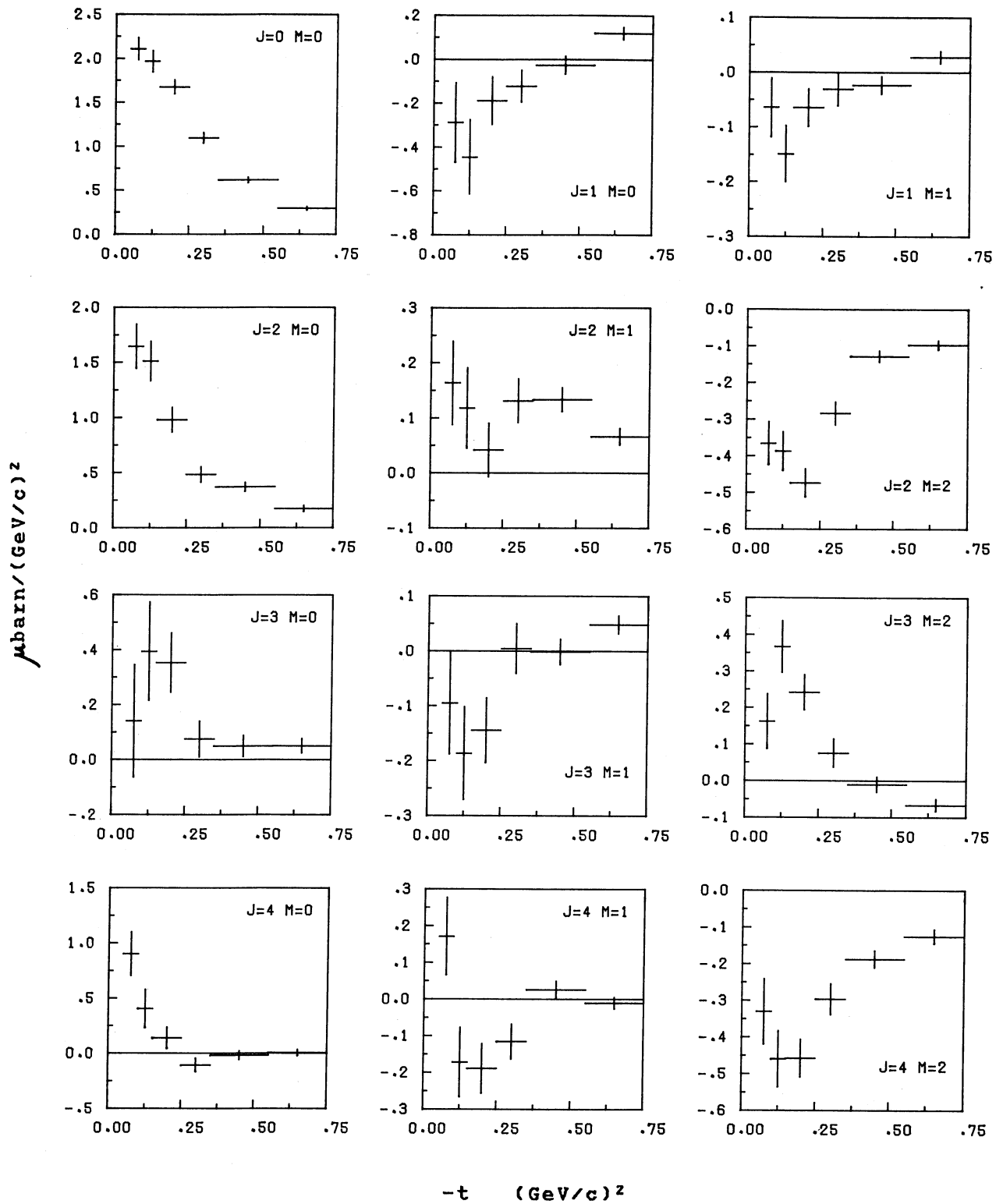


Fig. 30 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à 50 GeV/c polarité négative

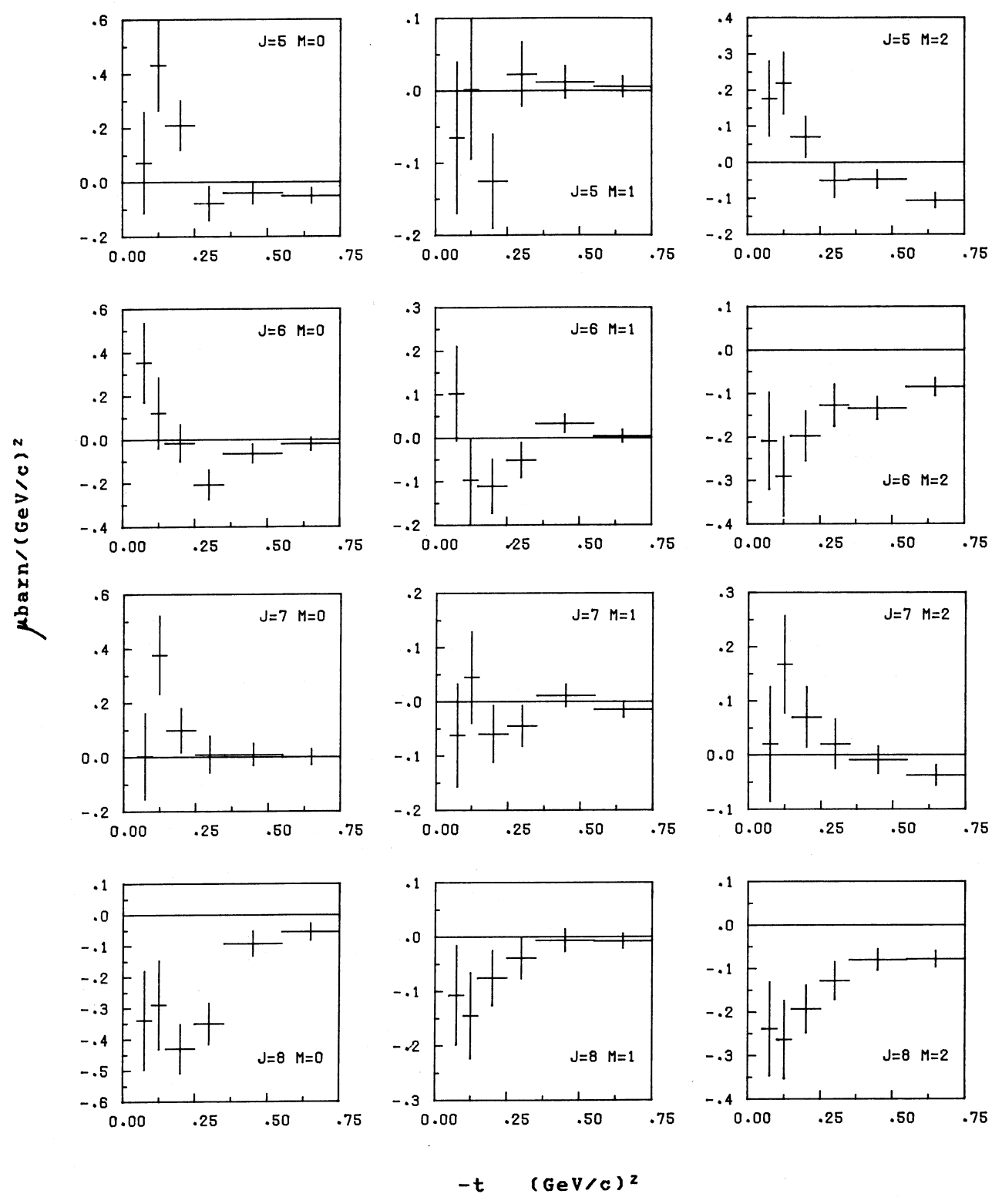


Fig. 30 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à 50 GeV/c polarité négative

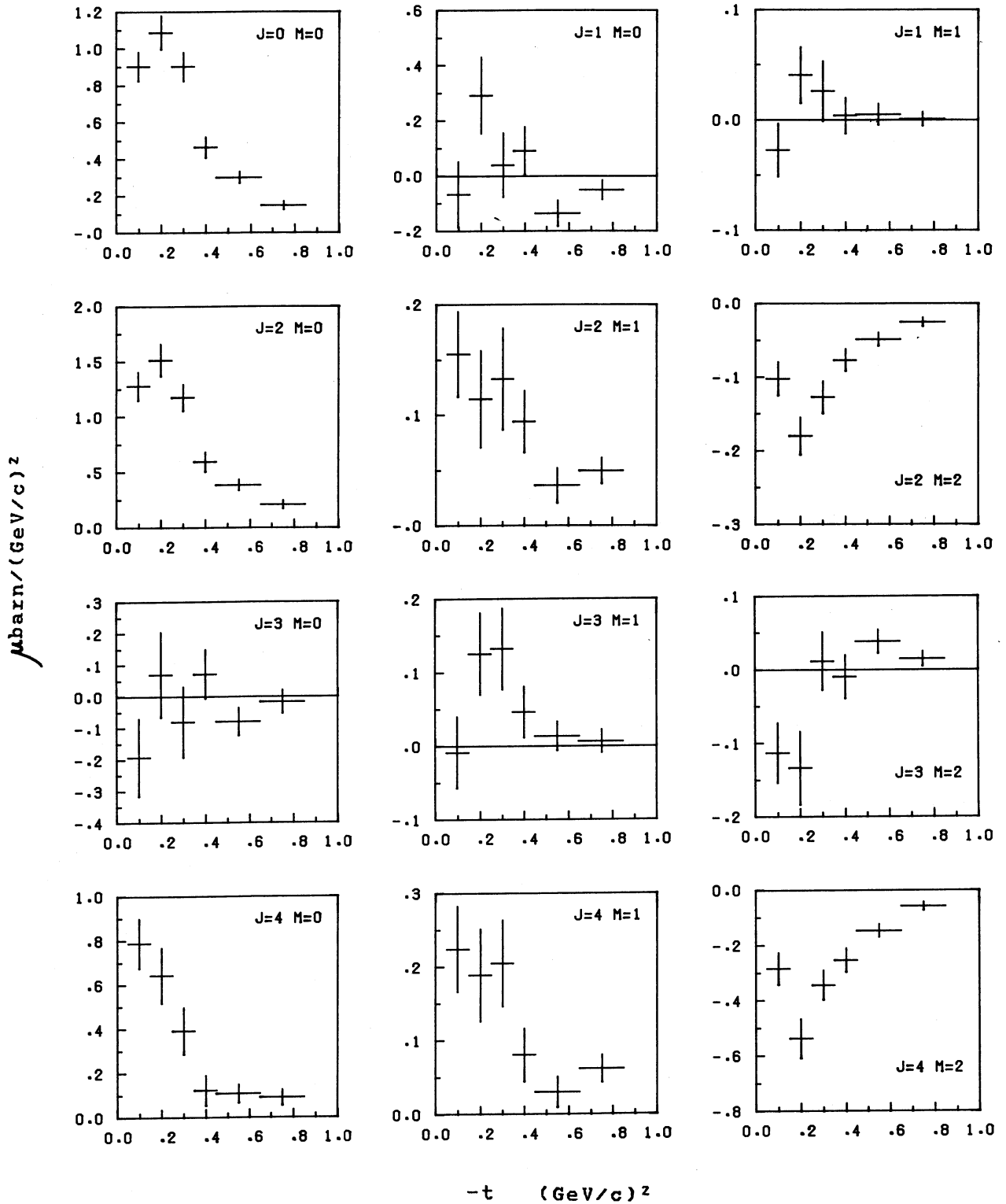


Fig. 31 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2450)$ à 50 GeV/c polarité positive

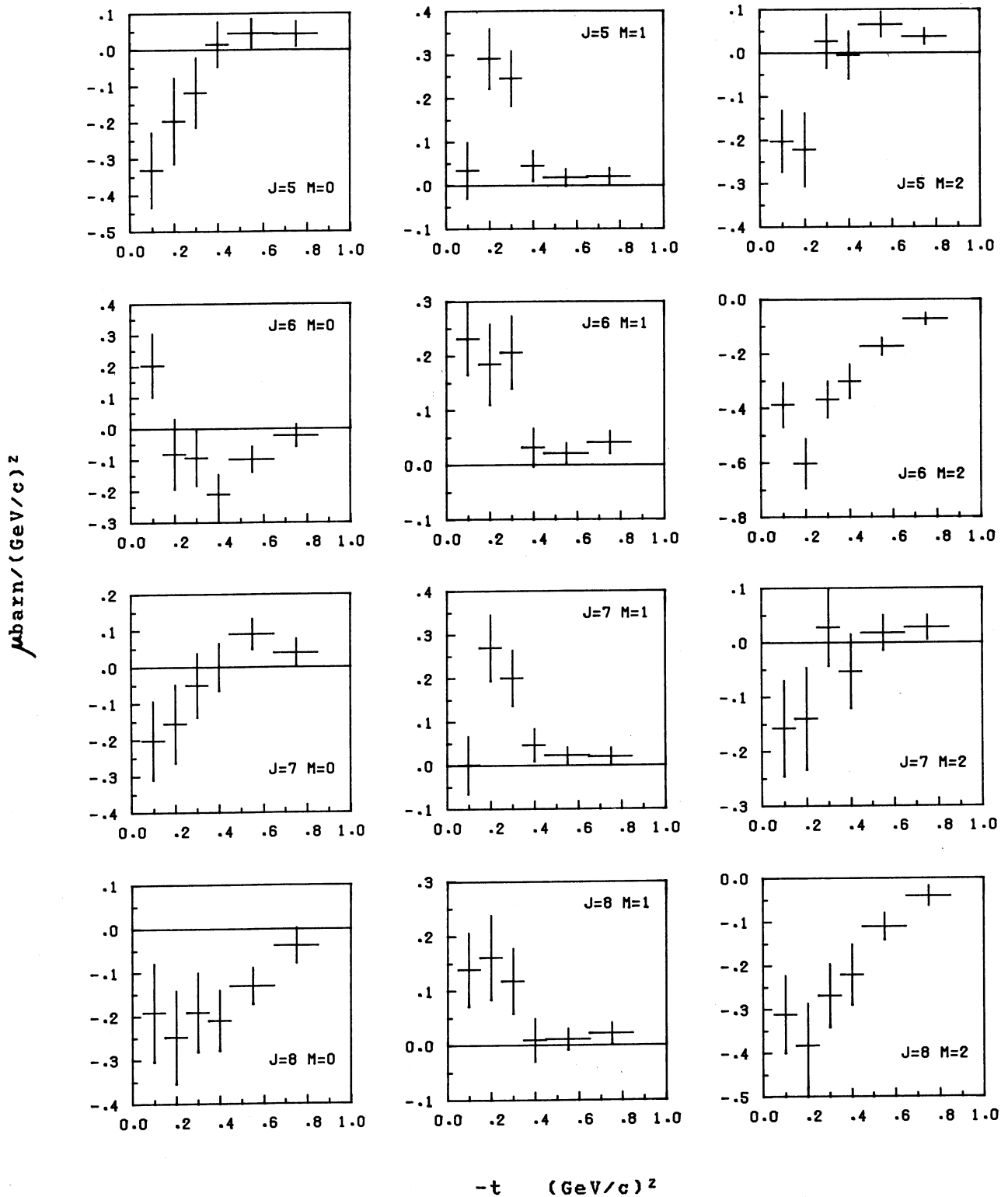


Fig. 31 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2450)$ à 50 GeV/c polarité positive

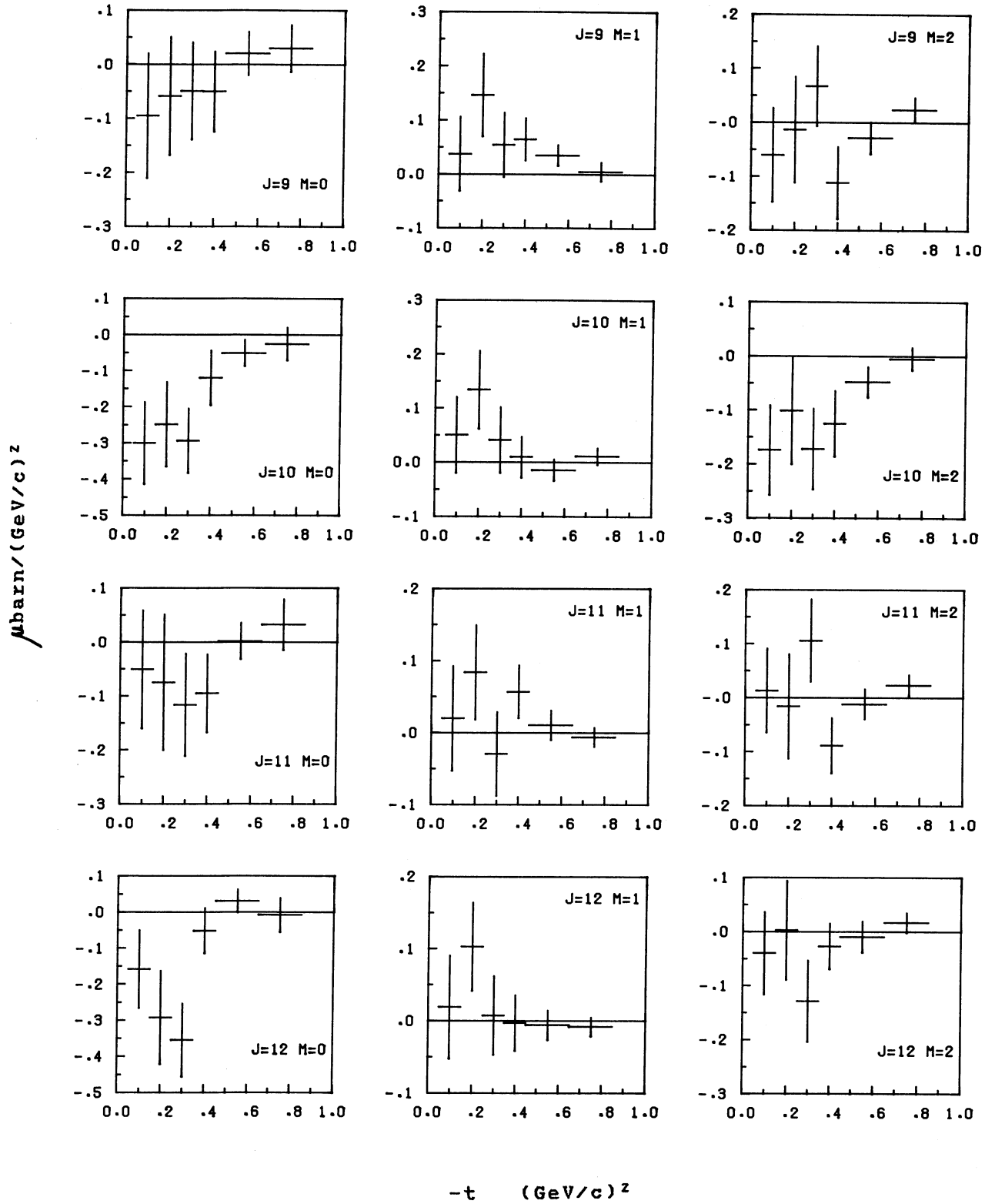


Fig. 31 c) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2450)$ à 50 GeV/c polarité positive

8.4 MOMENTS DANS LA REGION DE MASSE DU $\rho(1700)$

Les moments ont été corrigés par la méthode linéaire dans cette région de masse, à partir des 35 équations avec $0 \leq J \leq 8$, $0 \leq M \leq 4$. A 50 GeV/c, nous avons calculé des moments en fonction de la masse par intervalles de 20 MeV, entre 1.44 et 1.90 GeV/c² (5780 événements $\bar{K}^0 K^+$ et 6384 $K^0 K^-$).

En fonction du transfert, nous avons 817 événements à 30 GeV/c, dans l'intervalle 1.50 à 1.90 GeV/c². Pour les données à 50 GeV/c, entre 1.50 et 1.86 GeV/c², la statistique est de 3510 événements $\bar{K}^0 K^+$ et 3778 $K^0 K^-$.

Les moments $M > 2$ sont compatibles avec 0, sauf t_4^3 et t_4^4 qui indiquent encore une contribution de l'amplitude d'hélicité 2 du A_2 , D_{2+} . A l'exception de t_8^0 et t_8^2 qui commencent à croître à la fin du domaine de masse sélectionné, les moments avec $J > 6$ sont compatibles avec 0.

L'analyse en amplitudes n'est pas terminée dans cette région. Les résultats préliminaires confirment la présence du $\rho'(1600)$. L'étude des mécanismes de production par échange de ω des ondes P_+ et F_+ , à partir des moments en transfert, sera incluse dans la publication finale concernant l'analyse de notre réaction.

Pour ne pas trop alourdir ce mémoire, nous ne présentons que les moments normalisés en fonction du transfert, calculés par intervalles de 0.05 (GeV/c)², sur les figures 32 à 34 (les moments en fonction de la masse, calculés par intervalles de 100 MeV, recouvrent la région du ρ). Le changement de signe des moments J impair, $M=0$ et 2, avec la polarité du faisceau, se remarque particulièrement bien. Il est dû à la parité C négative du ω : les interférences $P_+ D_+$ et $D_+ F_+$ changent de signe entre les données induites par des π^+ et des π^- .

8.5 AMPLITUDES D'ONDES PARTIELLES DANS LA REGION DU $A_2(1320)$

L'inspection des moments montre que cette région de masse est fortement dominée par la production du A_2 par échange de parité naturelle dans l'état d'hélicité 1 (onde D_+). Les données à 30+ et 50+ sont très similaires et ont pu être analysées avec les mêmes ensembles d'amplitudes.

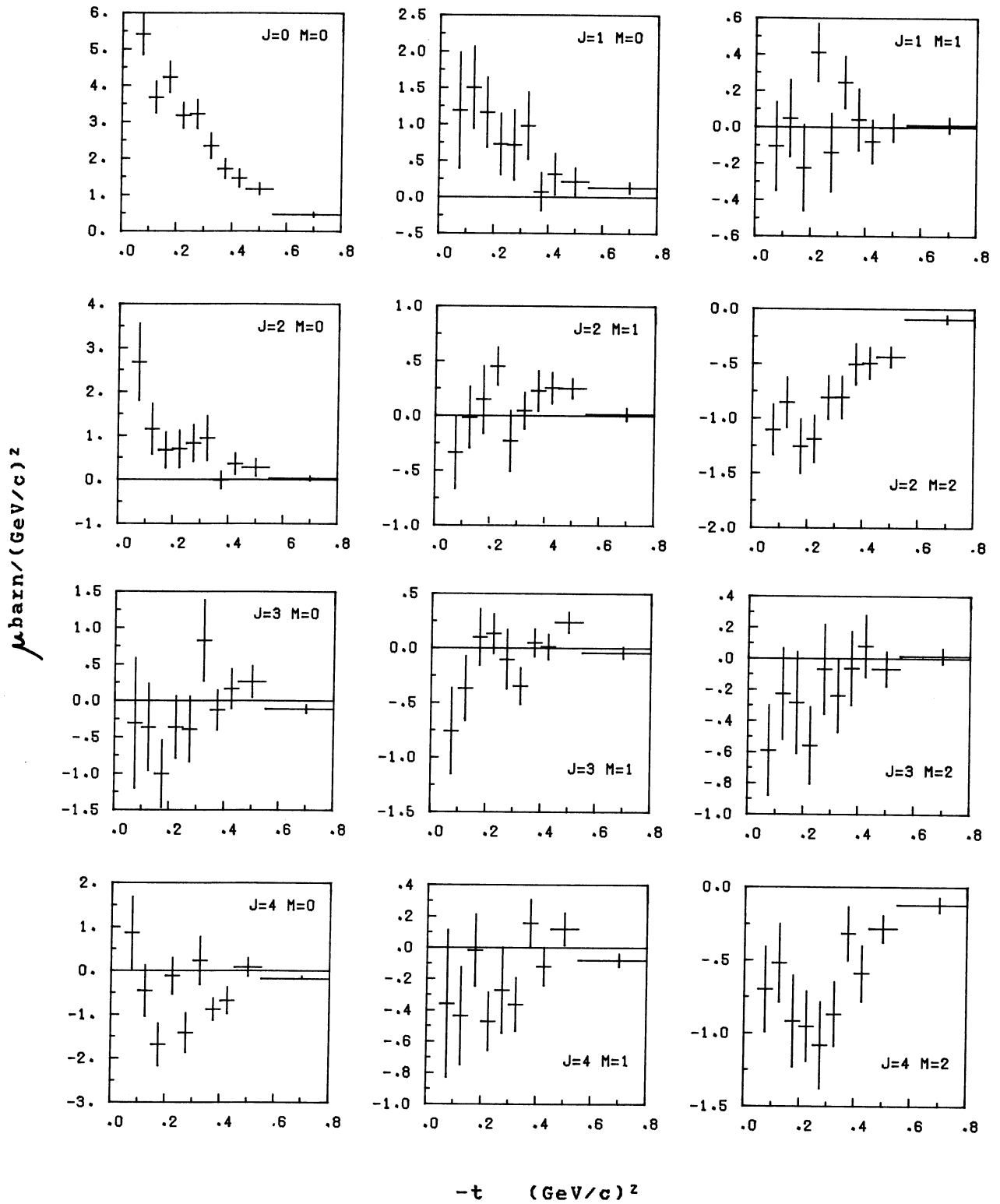


Fig. 32 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ pour les données à 30 GeV/c

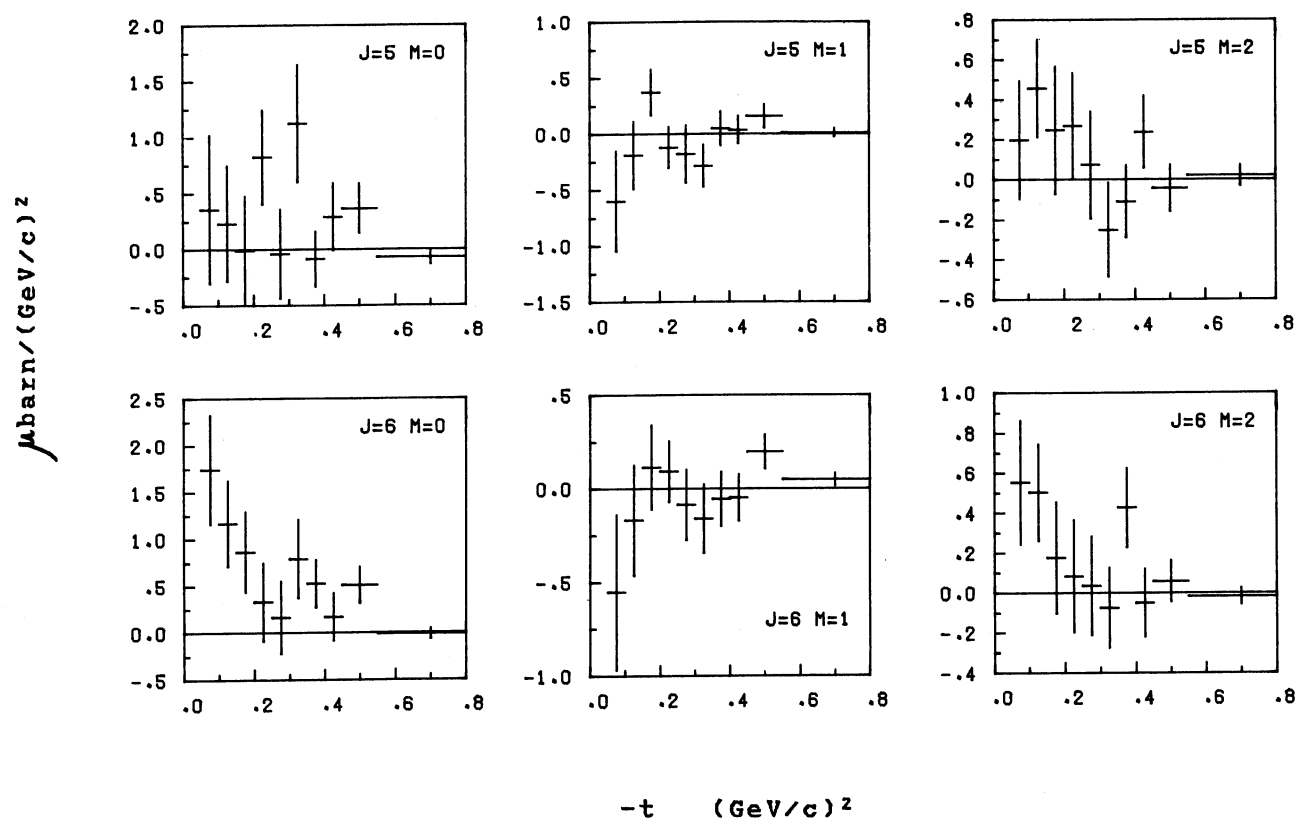


Fig. 32 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ pour les données à 30 GeV/c

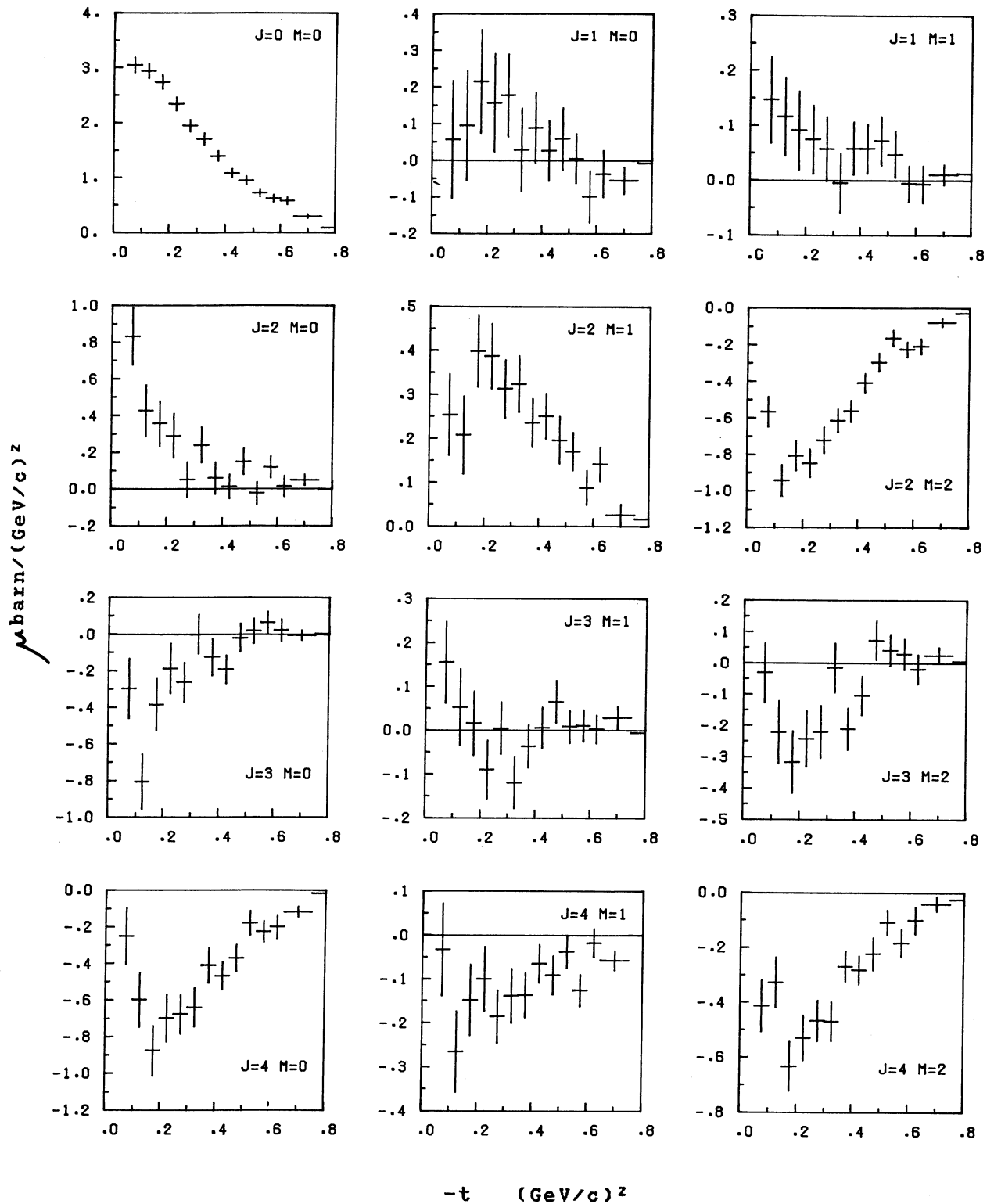


Fig. 33 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ à 50 GeV/c polarité positive

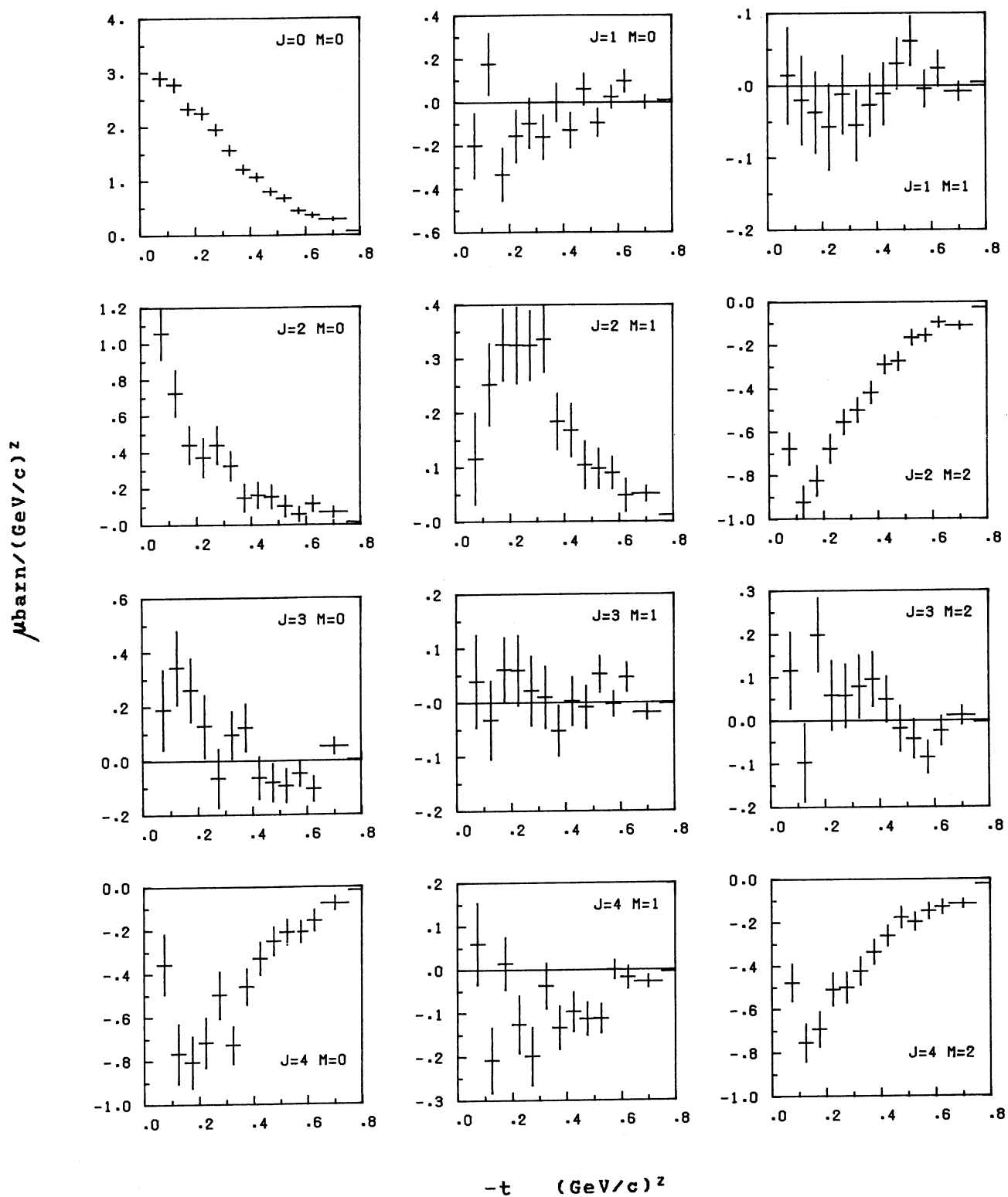


Fig. 34 a) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ à $50 \text{ GeV}/c$ polarité négative

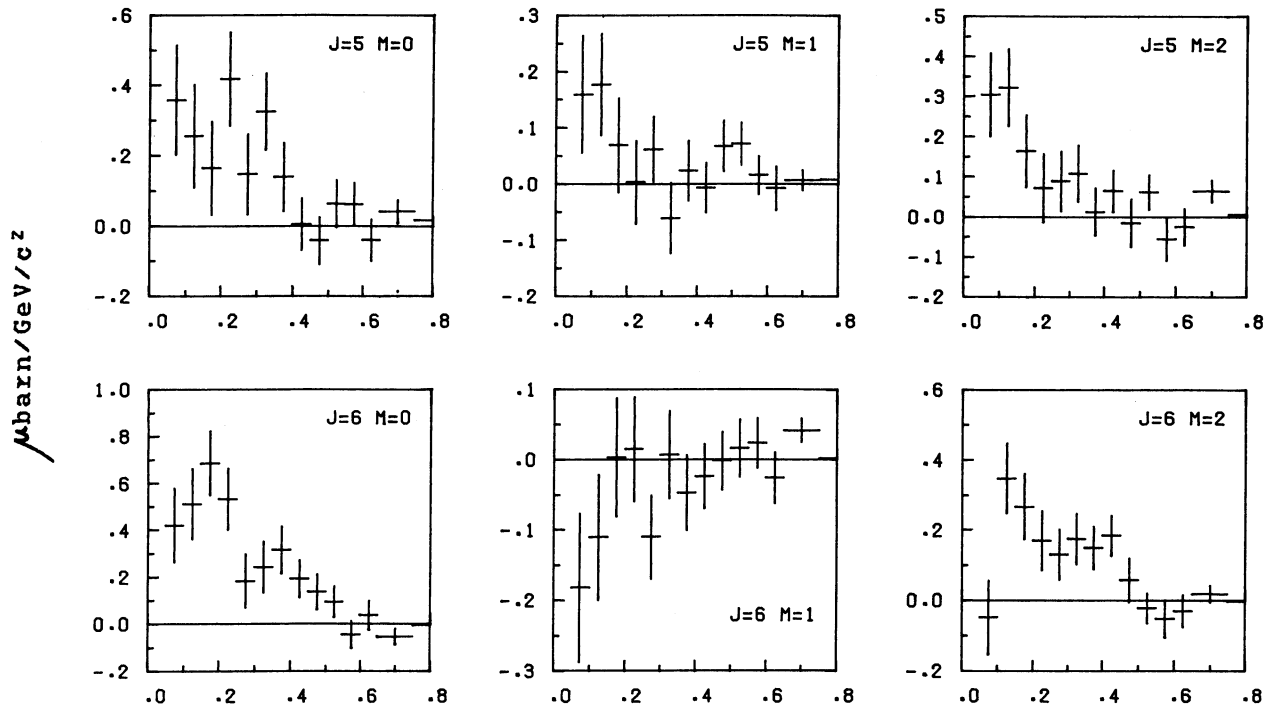


Fig. 33 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ à $50 \text{ GeV}/c$ polarité positive

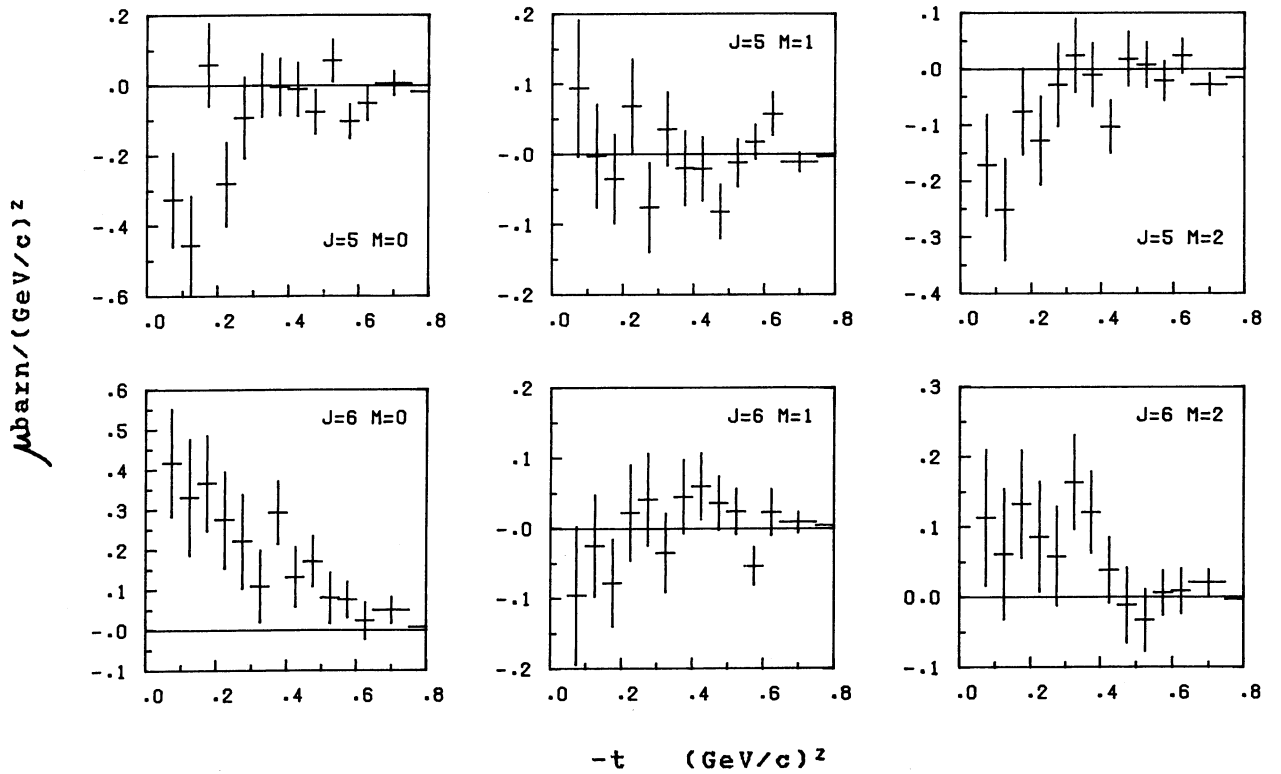


Fig. 34 b) Moments en fonction du transfert dans la région de masse du $g(1700)$ à $50 \text{ GeV}/c$ polarité négative

8.5.1 Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$

Dans une première analyse, nous avons tenté de déterminer les amplitudes

$$\begin{array}{ll} \text{UPE:} & S_0, P_0, D_0 \quad \text{et les phases} \quad \mathcal{P}_{S_0 P_0}, \mathcal{P}_{S_0 D_0} \\ \text{NPE:} & P_+, D_+, D_{2+} \quad \mathcal{P}_{P_+ D_+}, \mathcal{P}_{D_+ D_{2+}} \end{array}$$

à partir des 15 moments $0 \leq J \leq 4$, $0 \leq M \leq 4$. (les amplitudes H_- sont toujours nettement plus petites que les amplitudes H_0).

La distribution angulaire n'est pas très bien paramétrisée par cet ensemble d'amplitudes: les χ^2 de l'ajustement intervalle par intervalle sont mauvais pour la moitié des intervalles de masse (probabilités $< 1\%$). Seules les ondes D_+ et D_{2+} sont bien déterminées, ainsi que la phase $\mathcal{P}_{D_+ D_{2+}}$ dont le cosinus est de l'ordre de +1. L'amplitude P_+ est d'abord compatible avec 0, puis commence à croître dans la région du $f'(1600)$, mais reste petite et mal déterminée. Les amplitudes UPE sont petites et ne contribuent que pour environ 10 % de la section efficace totale. Dans cette situation, il est très délicat d'étudier l'ambiguïté qui existe entre les ondes S_0 et P_0 , en présence de D_0 (il y a deux solutions possibles). De plus, le bruit de fond est particulièrement important dans le secteur UPE (voir la discussion concernant ce point plus loin, dans le même paragraphe). Nous avons donc renoncé à déterminer les amplitudes de spin 1, P_0 et P_+ , qui sont les plus mal définies dans cette région de masse.

Dans une deuxième étape, les amplitudes

$$\begin{array}{ll} \text{UPE:} & S_0, D_0 \quad \text{et la phase} \quad \mathcal{P}_{S_0 D_0} \\ \text{NPE:} & D_+, D_{2+} \quad \mathcal{P}_{D_+ D_{2+}} \end{array}$$

ont été extraites des 9 moments J pair compris entre 0 et 4 et avec $0 \leq M \leq 4$.

Les ondes S_0 , D_0 , et D_+ , D_{2+} , sont observées en phase. Les χ^2 de l'ajustement sont maintenant excellents dans presque tous les intervalles de masse, et les probabilités correspondantes sont encore améliorées en refaisant l'ajustement avec le cosinus des deux phases fixé à +1. La probabilité moyenne par intervalle est de 40 %.

On s'attend à ce que la phase de production des amplitudes D_+ et D_{2+} par un même échange soit égale à $+1$ ou -1 . En effet, les amplitudes de même spin, mais d'hélicités différentes, n'ont pas le même comportement par transformation de parité (équation 16 du § 7.1.3). Nous avons déterminé $(\xi \cos \varphi)_{D_+D_{2+}}$ à partir des moments t_J^M ; on trouverait le signe contraire avec les moments t_J^{-M} , ce qui correspond à l'arbitraire dans le choix de la direction de l'axe x dans le référentiel de Gottfried-Jackson (nous travaillons avec un système où l'axe x a la direction opposée à celle du proton de recul). Comme la phase Breit-Wigner ne dépend pas de l'hélicité, une phase trouvée à ± 1 permet de conclure que les ondes D_+ et D_{2+} ont le même mécanisme de production.

Par contre, le cosinus de la phase $\varphi_{S_0D_0}$ trouvé égal à $+1$ dans cette deuxième analyse est suspect. Nous avons étudié la distribution angulaire du bruit de fond à partir d'un ensemble d'événements (379 à $50 \pm \text{GeV}/c$) sans coupure sur le χ^2 de l'ajustement cinématique, et avec une masse reconstruite du K^0 située hors de l'intervalle sélectionné pour les 'bons' événements.

Le bruit de fond est estimé à 60% pour cet échantillon dans la région du A_2 (les estimations à partir des spectres de masse K^0 , et $K\bar{K}$ sous le A_2 , sont cohérentes). La distribution angulaire de ces événements contribue principalement ($\sim 85\%$) aux amplitudes S_0 et D_0 , à parts égales et en phase. La contribution du secteur UPE à la section efficace totale étant du même ordre de grandeur que le bruit de fond (estimé $< 10\%$), la contamination des ondes S_0 et D_0 est grande, sans pouvoir être mesurée exactement.

Les figures 35 et 36 montrent les amplitudes déterminées à $10-$, $30+$ et $50 \pm \text{GeV}/c^2$, normalisées en $(\mu\text{barn}/\text{GeV}/c^2)^{1/2}$.

Nous avons effectué un ajustement d'une Breit-Wigner aux amplitudes D_+ , en utilisant la même forme que pour les spectres de masse

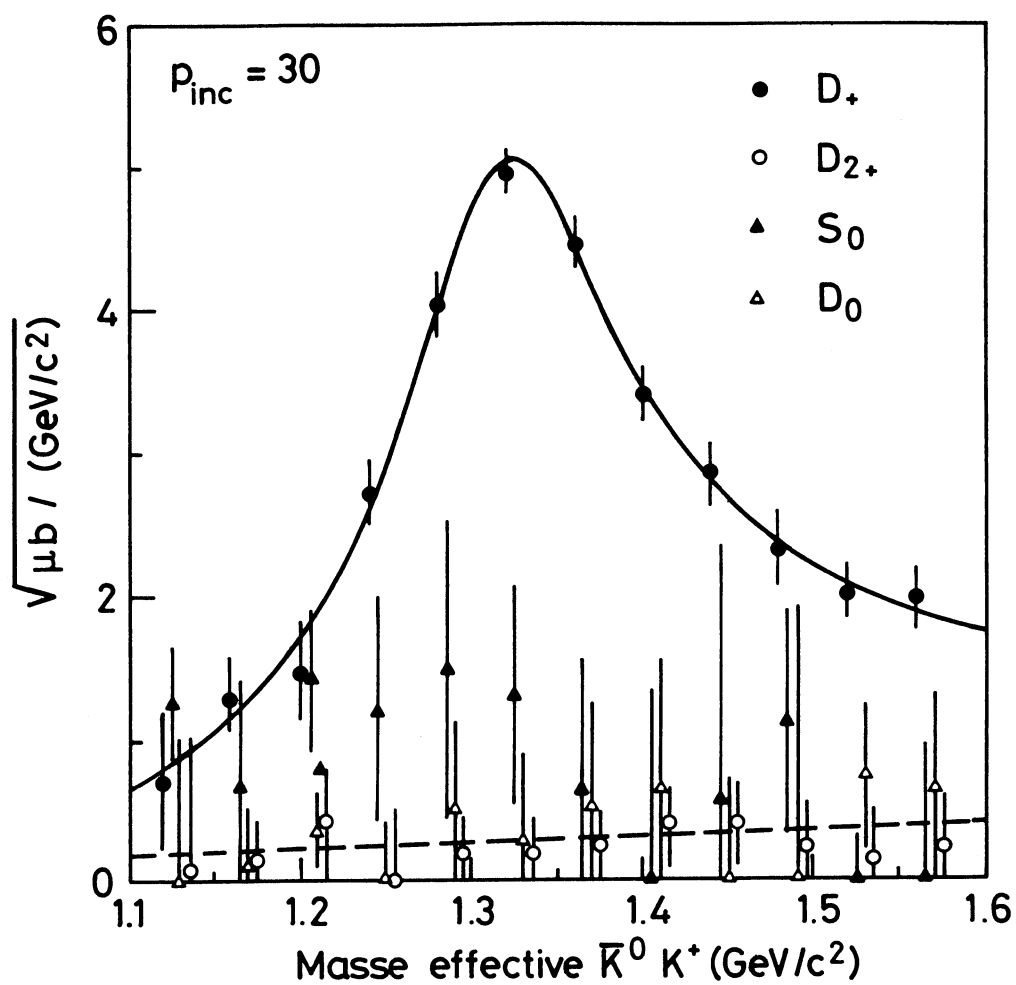


Fig. 35 Amplitudes en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ dans la région de masse du $A_2(1320)$ à 30 GeV/c

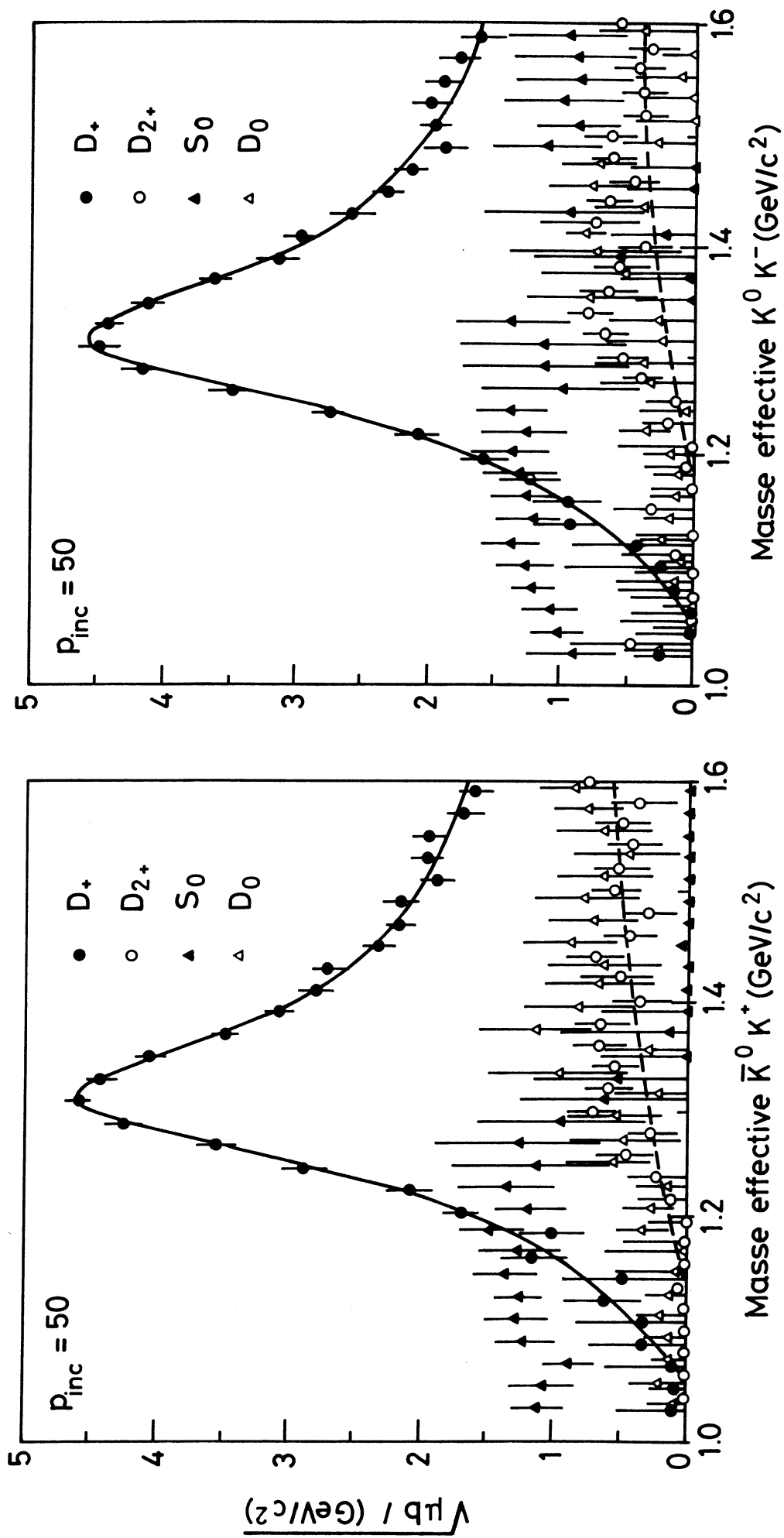


Fig. 36 Amplitudes en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ dans la région de masse du $A_1(1320)$ à $50 \text{ GeV}/c$

TABLE 6
Paramètres du A_2 ajustés sur les amplitudes

	30 GeV/c +	50 GeV/c +	50 GeV/c -
Breit-wigner de spin 2 ajustée sur D_+ :			
masse MeV	1330 ± 11	1319 ± 5	1324 ± 6
largeur MeV	121 ± 51	112 ± 20	120 ± 25
poids $W (\mu\text{e}/\text{GeV}^2)^{\frac{1}{2}}$	4.84 ± 0.75	4.37 ± 0.30	4.41 ± 0.39
A	0.20 ± 1.30	-4.75 ± 0.54	-4.75 ± 0.75
B	-0.31 ± 0.20	6.23 ± 0.08	6.19 ± 0.09
C	0.28 ± 0.53	-1.82 ± 0.24	-1.84 ± 0.30
χ^2 / ndf	1.7 / 6	9.3 / 22	8.6 / 22
Breit-Wigner de spin 0 ajustée sur S_0 :			
masse MeV	1280 ± 190	1190 ± 50	1170 ± 50
largeur MeV	100 ± 480	120 ± 100	250 ± 200
poids $W (\mu\text{e}/\text{GeV}^2)^{\frac{1}{2}}$	1.4 ± 2.7	1.3 ± 0.5	1.3 ± 0.3
A	0.3 ± 6	2.3 ± 1.4	0.3 ± 0.6
B	0.7 ± 0.8	-0.3 ± 0.6	0 ± 0.5
C	-1.7 ± 4.8	-1 ± 0.8	-0.1 ± 0.4
χ^2 / ndf	1 / 1	8.2 / 12	10.4 / 12

et avec un bruit de fond polynômial $A + B M + C M^2$ (interférant constructivement) nécessaire pour obtenir des paramètres compatibles avec les fits précédents. Le bruit de fond, très petit, est montré par la ligne discontinue sur les figures. Les résultats sont présentés dans la table 6.

L'analyse à 10 GeV/c (expérience au PS) a été faite par P. Siegrist (réf. [12]), A.D. Martin et E. Ozmutlu (réf. [13], [14]). A cette énergie, le secteur UPE et les ondes de spin impair sont plus importants qu'à 30 et 50 GeV/c, et ces auteurs ont pu déterminer également P_0 et D_- qui sont néanmoins petites. Le bruit de fond moins important a permis de mettre en évidence l'état résonnant d'isospin 1 et de spin 0 (dans l'onde S_0 et par l'interférence $S_0 D_0$) controversé dans d'autres expériences (réf. [15]), le $\delta'(1300)$.

Nous avons également ajusté une forme de Breit-Wigner de spin 0 à l'onde S_0 ; les paramètres obtenus dépendent de la manière de paramétriser le bruit de fond. Le bruit de fond dû aux 3π est le plus important; nous donnons à titre indicatif, dans la table 6, les paramètres obtenus sans interférence. (forme $|\text{Breit-Wigner}|^2 + (\text{Bruit})^2$) Ils sont compatibles avec les résultats trouvés à 10 GeV:

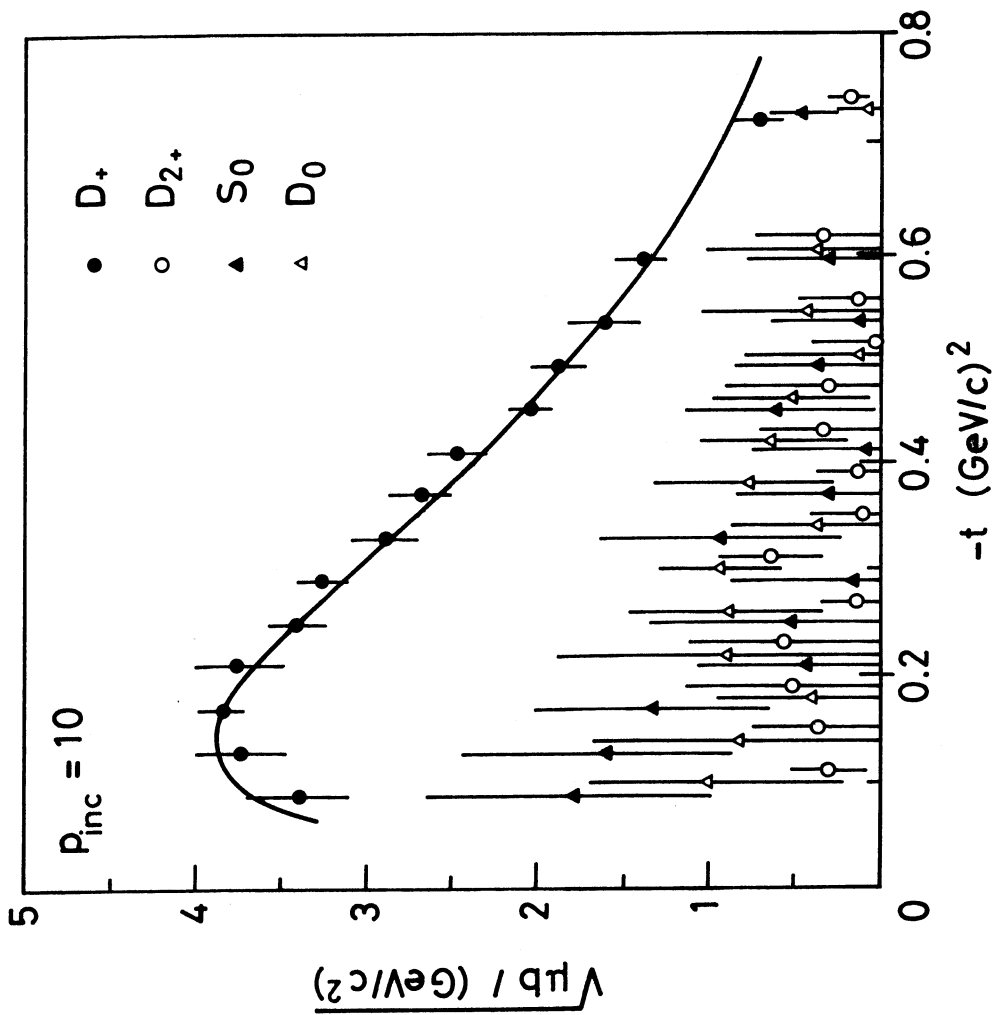
$$M = 1300 \pm 25 \text{ GeV} \qquad \Gamma = 220 \pm 45 \text{ GeV}$$

mais les grandes erreurs et le bruit de fond important en réduisent malheureusement l'intérêt.

8.5.2 Amplitudes en fonction du transfert d'impulsion

A partir des 9 moments J pair calculés en fonction du transfert dans la région de masse du A_2 , nous avons déterminé les amplitudes S_0 , D_0 , D_+ , D_{2+} avec le cosinus des phases relatives fixé à +1. L'ajustement est excellent dans tous les intervalles de transfert; la probabilité moyenne est de l'ordre de 50 %. Ces amplitudes sont montrées par les figures 37 et 38 (P_+ et D_- sont également incluses dans l'analyse à 10 GeV; ces ondes sont petites et ne sont pas dessinées; on peut les trouver, avec les phases, dans la réf. [13]).

$A_2^-(1320)$



$A_2^+(1320)$

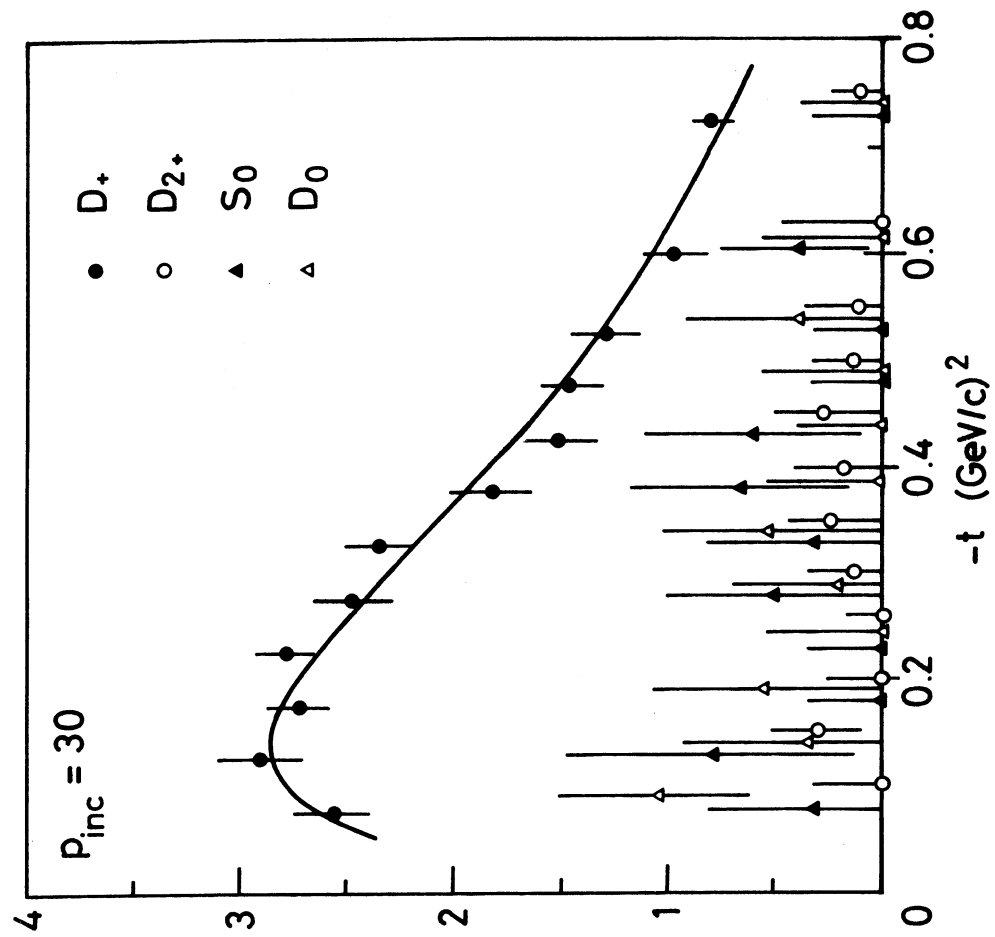


Fig. 37 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(1320)$ à 10 et 30 GeV/c

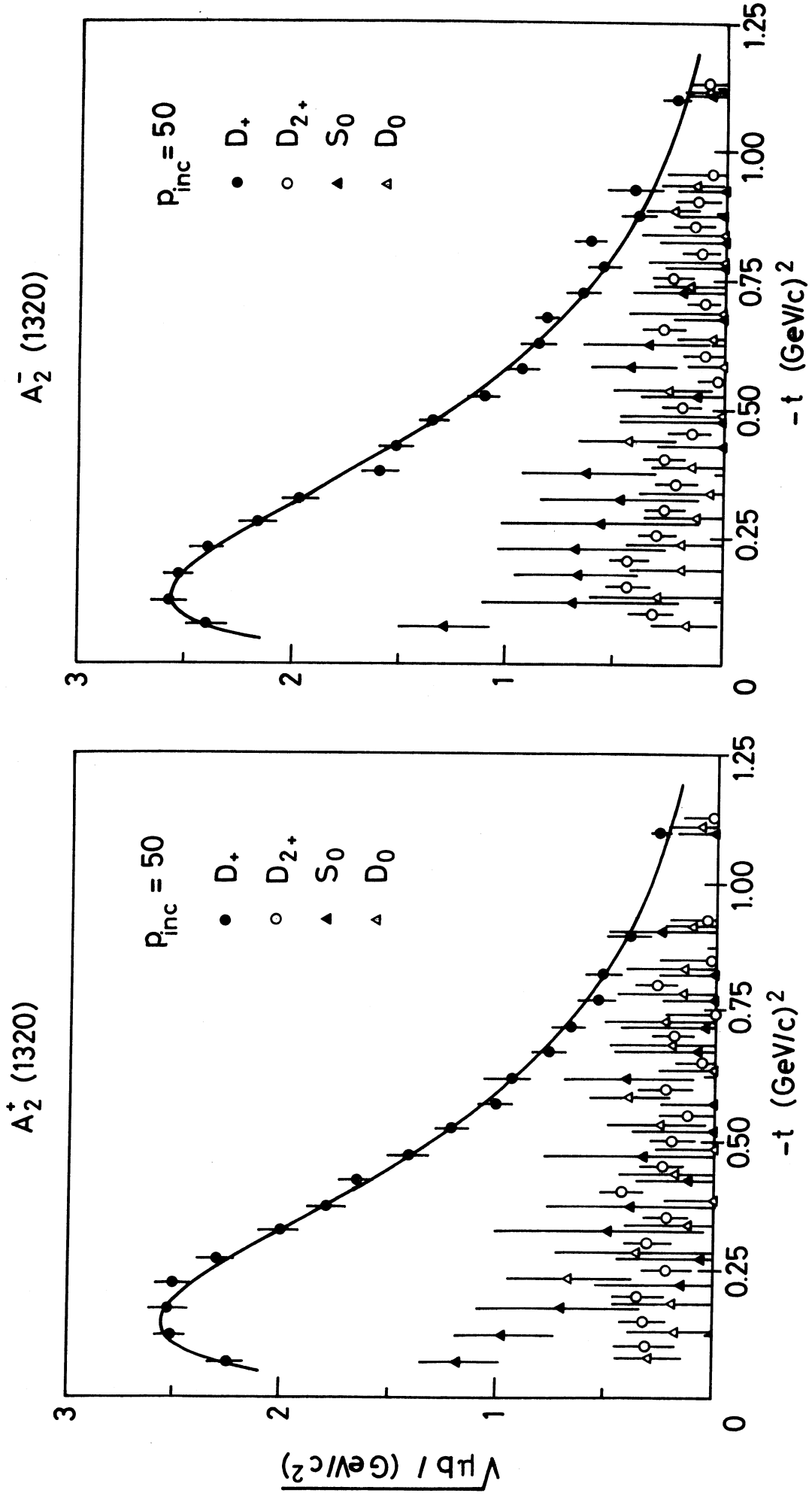


Fig. 38 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(1320)$ à 50 GeV/c

TABLE 7

Pentes de la distribution en transfert des amplitudes

Données	M_{\min} M_{\max} GeV/c ²	t_{\min} t_{\max} (GeV/c) ²	α	$W \pm \delta W$ ($\mu\text{L}/(\text{GeV}/c)^2$) ^{1/2}	$B \pm \delta B$ (GeV/c) ⁻²	χ^2	ndf
D ₊ 10 -	1.20 1.40	0.05 0.81	1	18.5 0.9	8.05 0.33	10.7	11
D ₊ 30 +	1.22 1.42	0.05 0.80	1	13.0 0.8	7.47 0.42	6.2	9
D ₊ 50 +	1.21 1.41	0.05 1.25	1	11.5 0.3	7.24 0.18	6.2	9
D ₊ 50 -	1.21 1.41	0.05 1.25	1	11.7 0.4	7.53 0.18	14.1	16
G ₊ 30 +	1.8 2.2	0.05 0.70	1	4.4 2.5	7.7 1.9	0.1	3
G ₊ 50 +	1.8 2.2	0.05 1.25	1	3.4 1.6	7.0 0.9	0.1	3
G ₊ 50 -	1.8 2.2	0.05 1.25	1	3.4 1.2	6.9 0.6	1.2	4
I ₊ 50 +	2.3 2.7	0.05 0.85	1	2.4 1.7	8.4 1.5	1.6	3
S ₀ 10	1.20 1.40	0.05 0.81	0	1.6 1.4	4.2 4	2.2	11
S ₀ 50 +	1.21 1.41	0.05 1.25	0	1.5 0.6	7.5 7	3.2	15
S ₀ 50 -	1.21 1.41	0.05 1.25	0	1.4 0.5	5.5 2.7	2.5	16

On peut trouver dans la table 7 les résultats de l'ajustement aux amplitudes S_0 et D_+ d'une forme $W|t|^{\alpha/2} \exp(-\frac{B}{2}|t|)$. Les valeurs obtenues pour D_+ sont proches de celles des sections efficaces différentielles, dans les régions de masse correspondantes.

8.6 AMPLITUDES D'ONDES PARTIELLES DANS LA REGION A HAUTE MASSE

Au-dessus du A_2 , nous avons exploré la structure en amplitudes suggérée par l'examen des moments, d'abord en fonction de la masse. Nous avons ensuite effectué l'analyse en transfert dans la région des résonances de spin 4 et 6, avec les mêmes ensembles d'amplitudes déterminés dans les intervalles de masse correspondants.

Nous avons vu que l'on peut interpréter simplement les moments $J=0,4,8$ et 12: ils sont dus à la production dominante des ondes partielles NPE de spins 2,4 et 6. Les amplitudes correspondantes, D_+ , G_+ et I_+ sont les plus importantes.

Les ondes partielles NPE de spin impair devraient apparaître dans les moments $J=2,4,6$ et 10; ces amplitudes, découplées du Poméron, sont produites moins copieusement, et sont masquées par les termes d'interférence entre les spins pairs. La présence des amplitudes P_+ , F_+ , et H_+ , de spins 1, 3, et 5, est suggérée par leurs interférences avec les ondes dominantes dans les moments J impairs.

Les amplitudes du secteur UPE, également découplées du Poméron, doivent être petites dans nos données à haute énergie. La trajectoire dominante dans le canal croisé est celle du π ; elle ne contribue qu'aux amplitudes UPE de spin impair, à cause de la contrainte due à la parité G . La dépendance en transfert de ces dernières amplitudes est fortement piquée vers l'avant, réduisant le signal observé dans nos données intégrées sur l'intervalle des $|t|$ supérieurs à 0.05 $(\text{GeV}/c)^2$. La trajectoire isovectorielle la plus basse contribuant aux amplitudes UPE de spin pair est celle du B ; nous avons vu que la seule contribution visible de cet échange est la production du A_2 dans l'onde D_0 , qu'on ne peut pas séparer du bruit de fond, important dans les amplitudes S_0 et D_0 .

Enfin, les ondes UPE d'hélicité 1 sont encore plus petites. Leur contribution la plus grande à la distribution angulaire est due aux

interférences avec les amplitudes d'hélicité 0 dans les moments $M=1$. Les interférences entre les amplitudes NPE d'hélicité 1 et 2 contribuent aux mêmes moments, et les données ne permettent pas de déterminer simultanément toutes ces ondes.

Ces considérations nous ont limité à la détermination des amplitudes dominantes produites par les échanges de chaque catégorie:

- NPE spin pair D_+, G_+, I_+ échange de P et de f
- NPE spin impair P_+, F_+, H_+ échange de ω
- UPE spin impair P_0, F_0, H_0 échange de π
- UPE spin pair S_0, D_0 échange de B

8.6.1 Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$ à 50 GeV/c

A 50 GeV/c, nous avons déterminé les 11 amplitudes du paragraphe précédent et les 9 phases relatives, pour les données des deux polarités, à partir de 24 moments normalisés (corrigés par la méthode des poids) avec $0 \leq J \leq 12$, $M=0$ et 2. Les résultats sont présentés sur les figures 39 et 40. A l'extérieur des intervalles de masse où les ondes partielles sont dessinées, ces ondes sont ou très petites (compatibles avec 0) ou très mal déterminées par la distribution angulaire: dans ces conditions, elles ne sont pas incluses dans l'ajustement final, ni les moments auxquels elles contribuent seules. Le nombre maximal d'inconnues simultanément déterminées est de 14, dans l'intervalle de 1.6 à 2 GeV/c², à partir des 16 moments $J \leq 8$, $M=0$ et 2. Les χ^2 de l'ajustement sont excellents, sauf au-dessus de 2.7 GeV/c²; ils conduisent à des probabilités moyennes (par intervalle de 100 MeV) de 63 % à 50 GeV/c polarité positive et de 47 % pour les données négatives. Nous avons utilisé les ondes D_+ et F_0 comme référence pour les phases relatives des secteurs NPE et UPE.

Amplitudes NPE de spin pair

La moitié gauche des figures 39 (a) et 40 (a) montre les amplitudes NPE dominantes de spin pair et leurs phases relatives.

L'onde D_+ est due à la queue à haute masse du A_2 . La courbe continue est le résultat de l'ajustement d'un bruit de fond polynômial de degré 2 additionné à la Breit-Wigner dont les paramètres ont été fixés par l'amplitude D_+ dans la région du A_2 ; la courbe interrompue montre le bruit de fond.

Nous avons ajusté à chacune des autres ondes partielles, et simultanément à leur phase relativement à D_+ , une Breit-Wigner de spin correspondant (forme décrite au paragraphe 6.1.1). La phase ajustée est égale à la différence entre la phase de la Breit-Wigner et la phase du A_2 , additionnée d'une phase de production constante. Les résultats sont montrés par les courbes continues sur les figures 39 et 40, et sont regroupés dans la table 8.

L'onde G_+ , et sa phase relative à D_+ , sont très bien déterminées. Les paramètres de la Breit-Wigner ajustée sont compatibles avec ceux tirés du fit des moments t_8^0 et t_8^2 .

L'amplitude de la nouvelle particule de spin 6, I_+ , et sa phase relative à D_+ , sont également très bien déterminées par les données positives (fig. 39 a). La variation de phase confirme l'interprétation résonnante de ce nouvel état. La masse ajustée est compatible avec celle tirée directement du moment t_{42}^0 ; la largeur est plus grande, 510 MeV (comparée à 355 MeV) mais mal déterminée (écart standard sur la largeur de 270 MeV).

Dans les données négatives, l'amplitude I_+ est coupée au-dessus de 2.3 GeV/c² par la perte des traces à grand angle. L'ajustement attribue la contribution des interférences D_+I_+ et G_+I_+ dans les moments t_8^0 et t_8^2 (qui ne sont que légèrement atténués par le problème d'acceptance) à l'onde G_+ , qui est trop importante entre 2.3 et 2.7 GeV/c². Pour vérifier cette hypothèse, nous avons refait l'ajustement des amplitudes en contraignant l'onde I_+ et sa phase aux valeurs des données de polarité positive: on obtient les points repérés par les cercles noirs presque parfaitement alignés sur la courbe de la Breit-Wigner; la phase D_+G_+ ne change pas.

TABLE 8
Paramètres des ondes résonnantes à hautes masses

Onde	état	Masse MeV/c ²	Largeur MeV/c ²	Poids ($\mu\theta / \text{GeV}/c^2$) ^{1/2}	Phase prod. radians	χ^2 ndf	
G ₊ 30+	A ₂ [*]	2023 ± 145	313 ± 433	1.13 ± 0.5	0.4 ± 0.9	2.3 10	
G ₊ 50+		2054 ± 89	435 ± 270	1.0 ± 0.3	0.4 ± 0.4	9.5 22	
G ₊ 50-		2066 ± 91	423 ± 250	1.0 ± 0.2	0.5 ± 0.4	17 24	
I ₊ 50+	A ₂ ^{**}	2440 ± 210	510 ± 270	0.5 ± 0.4	0.5 ± 0.7	4.4 14	
P ₊ 30+	f'	1553 ± 61	190 ± 240	0.9 ± 0.7	-0.3 ± 0.7	0.6 10	
P ₊ 50+		NPE	1565 ± 80	330 ± 190	0.7 ± 0.2	0.0 ± 0.7	11 5
P ₊ 50-		1666 ± 140	265 ± 330	0.5 ± 0.2	-3.1 ± 1	4.4 6	
P ₀ 30+	f'	1626 ± 280	280 ± 410	0.5 ± 1.1	-3.9 ± 2.2	1.9 10	
P ₀ 50+		UPE	1595 ± 91	250 -	0.5 ± 0.2	-3.0 ± 0.8	6.8 7
P ₀ 50-		1604 ± 79	190 ± 360	0.7 ± 0.7	-2.0 ± 1.3	1.6 6	
F ₊ 30+	g	1736 ± 300	260 ± 800	0.5 ± 1.0	-0.3 ± 2.0	0.4 6	
F ₊ 50+		NPE	1727 ± 95	150 ± 220	0.4 ± 0.3	-0.9 ± 1.1	4.0 6
F ₊ 50-		1717 ± 100	185 ± 210	0.4 ± 0.2	-3.4 ± 0.8	2.5 6	
F ₀ 30+	g	1708 ± 350	140 ± 370	1.0 ± 5.2		0.5 3	
F ₀ 50-		UPE	1700 -	200 -	0.3 ± 1.2		0.9 10
H ₊ 50+	f ₂₃₄₀	2300 -	250 -	0.2 ± 0.3	0.3 ± 0.4	8.6 10	
H ₊ 50-		NPE	2300 -	250 -	0.3 ± 0.2	-3.6 ± 0.9	3.4 10
H ₀ 50+	f ₂₃₄₀	2300 -	250 -	0.4 ± 0.2	0.6 ± 1.3	1.4 14	
H ₀ 50-		UPE	2300 -	250 -	0.5 ± 0.2	0.4 ± 0.9	2.2 16

Une barre, à la place d'une erreur, indique un paramètre non ajusté.

Remarquons que la phase relative D_+I_+ , bien que mal déterminée, est compatible avec la différence de phases de Breit-Wigner (la courbe interrompue représente la Breit-Wigner et sa phase ajustée sur les données positives).

Les phases relatives de production entre D_+ , G_+ et I_+ sont compatibles avec zéro, ce qui confirme que ces trois ondes partielles sont dues aux mêmes échanges.

Amplitudes NPE de spin impair

La moitié droite des figures 39 (a) et 40 (a) présente les amplitudes produites par échange de parité naturelle de spin impair et leurs phases relatives à D_+ .

L'onde P_+ montre la production du méson ρ' , vers 1600 MeV, avec une largeur d'environ 260 MeV. Cette résonance a été observée dans le système 4π (principalement dans des expériences de photoproduction), et dans le système $\pi\pi$ (dans des analyses en déphasages). Notre observation est à notre connaissance, la première mise en évidence de la désintégration en $K\bar{K}$.

Le méson g est produit un peu au-dessus de 1700 MeV; l'onde F_+ indique une largeur de l'ordre de 200 MeV.

Les paramètres peuvent être trouvés dans la table 8; ils sont compatibles avec les valeurs de la table des particules. Les incertitudes sont malheureusement très grandes.

On observe un faible signal dans l'amplitude H_+ , dans la région du méson de spin 5 et d'isospin 1 découvert dans le canal $\pi^- p \rightarrow K^- K^+ N$ à 62 GeV/c par l'expérience 'ACCMOR' (Réf. [16]); la courbe interrompue représente l'ajustement du poids et de la phase de production avec masse et largeur de la Breit-Wigner fixées à 2300 et 250 MeV respectivement.

Le résultat le plus intéressant concerne les phases de production: elles sont de l'ordre de -0.4 radian pour les données positives, et proches de -3.4 pour les données négatives. L'écart de phase entre les deux polarités est compatible avec π . Cette valeur est due au changement de signe des moments J impairs qui déterminent les in-

terférences entre amplitudes NPE de spin pair et de spin impair. Cela confirme la production des amplitudes de spin impair par échange de ω , de parité C négative.

Dans le dernier chapitre, nous vérifierons que ces phases de production sont compatibles avec les valeurs prédites par le modèle d'échange de trajectoires de Regge que nous avons utilisé (paragraphe 9.3.4).

Amplitudes produites par échange de parité non naturelle

Les figures 39 (b) et 40 (b) sont divisées en deux parties. La moitié gauche montre les amplitudes UPE de spin 1, 3, et 5; la moitié droite les amplitudes de spin 0 et 2. Toutes ces ondes partielles sont nettement moins bien déterminées que les amplitudes produites par échange de parité naturelle.

Nous avons ajusté un fond polynômial additionné d'une Breit-Wigner (masse et largeur fixées) à l'onde F_0 . Une faible contribution du méson γ ressort des données négatives; on ne peut pas la mettre en évidence dans les données positives.

L'amplitude la plus importante de ce secteur, P_0 , est due à la production du méson f' par échange de π ; la phase $P_0 F_0$ est mal déterminée, probablement due à la faible intensité de F_0 . La masse ajustée est similaire à celle déterminée par P_+ .

Une petite contribution UPE de l'onde partielle de spin 5, H_0 , est nécessaire pour obtenir un bon ajustement de la distribution angulaire. La phase $F_0 H_0$ est compatible avec la courbe calculée avec les paramètres trouvés par la collaboration 'ACCMOR' (ligne interrompue, avec poids et phase de production ajustés sur nos données).

On ne peut pas mettre en évidence une contribution physique dans les ondes S_0 et D_0 , qui contiennent principalement du bruit de fond.

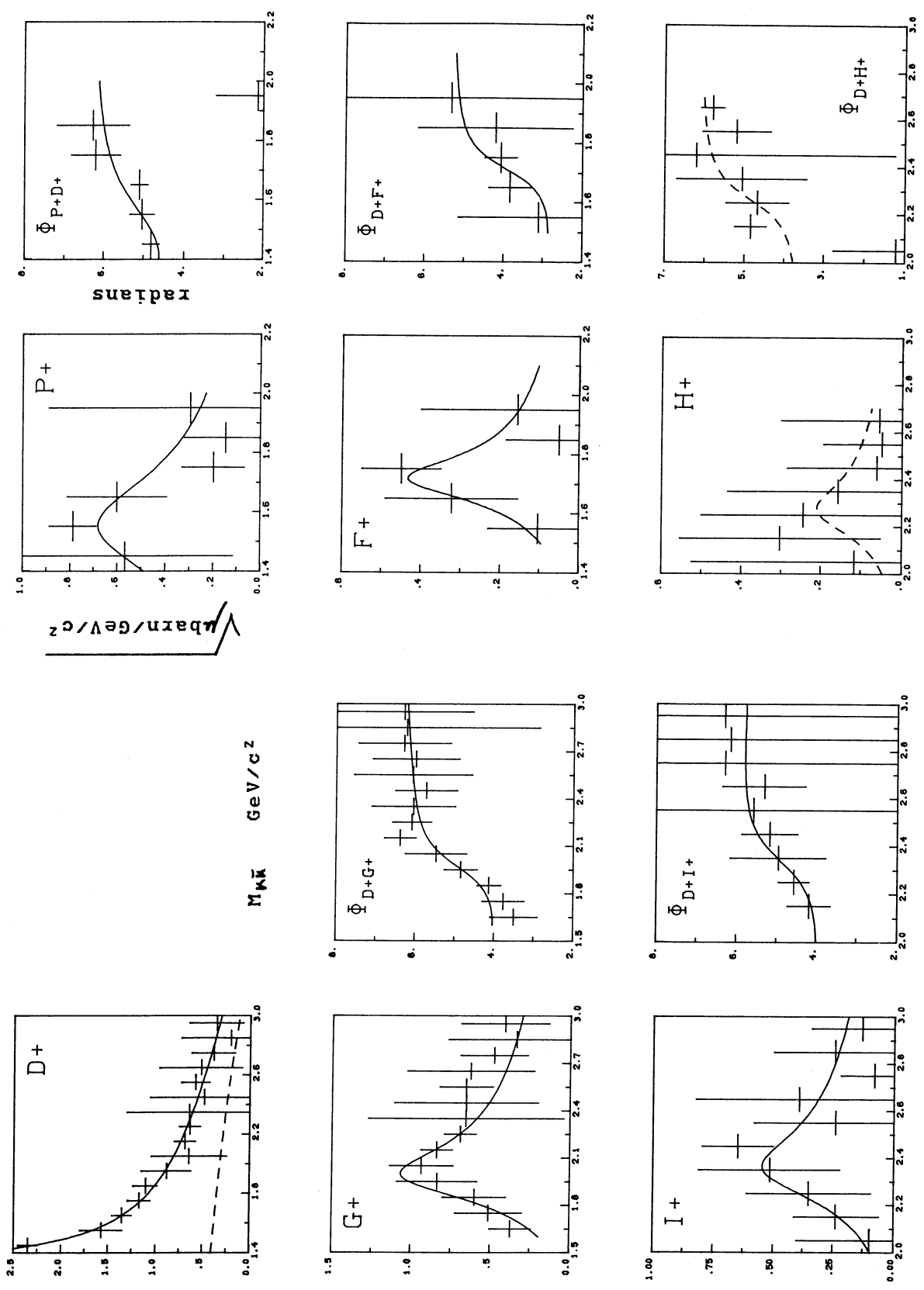


Fig. 39 a) Amplitudes NPE en fonction de la masse effective KK entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c polarité positive

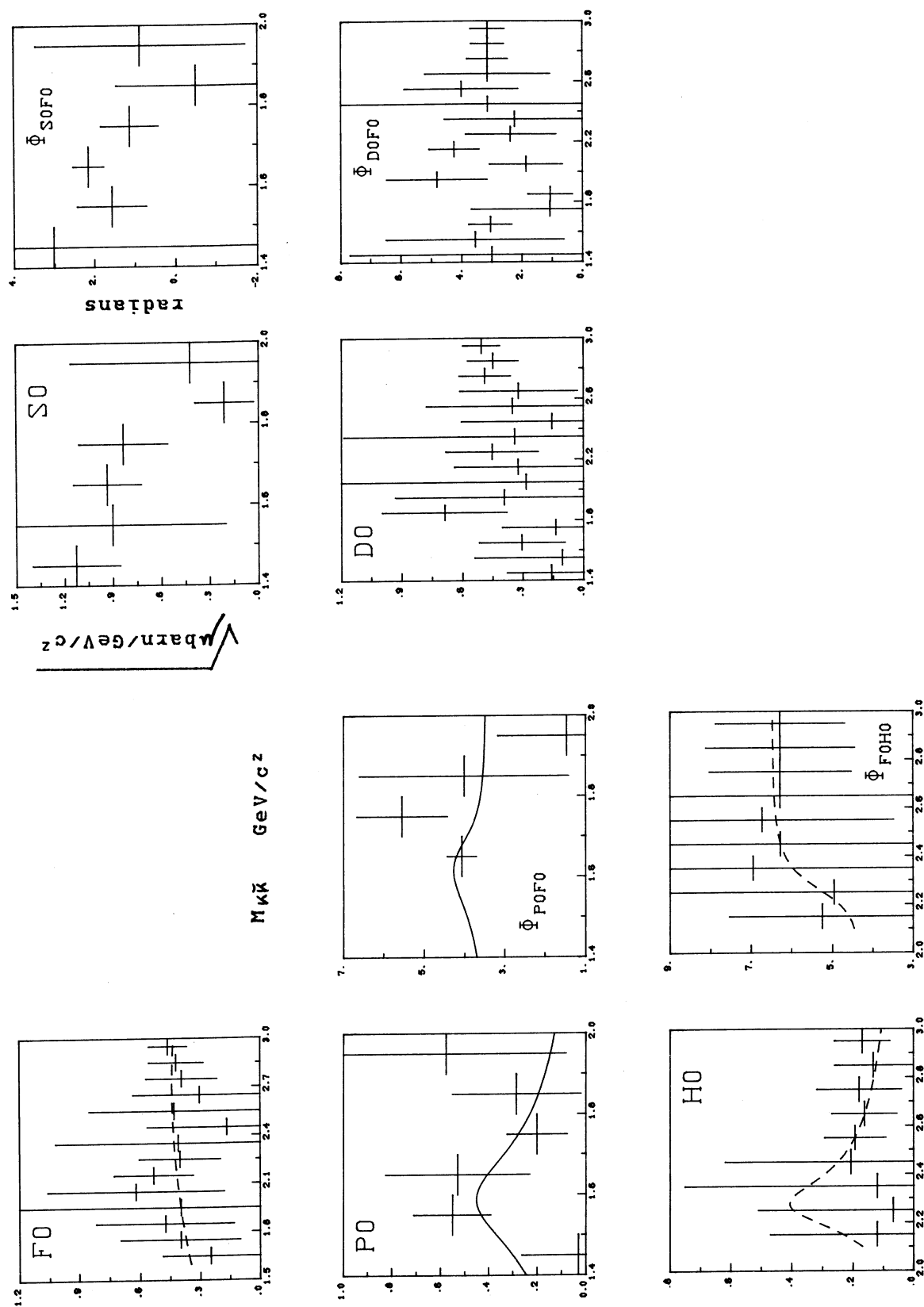


Fig. 39 b) Amplitudes UPE en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ entre 1.4 et 3 GeV/c², à 50 GeV/c polarité positive

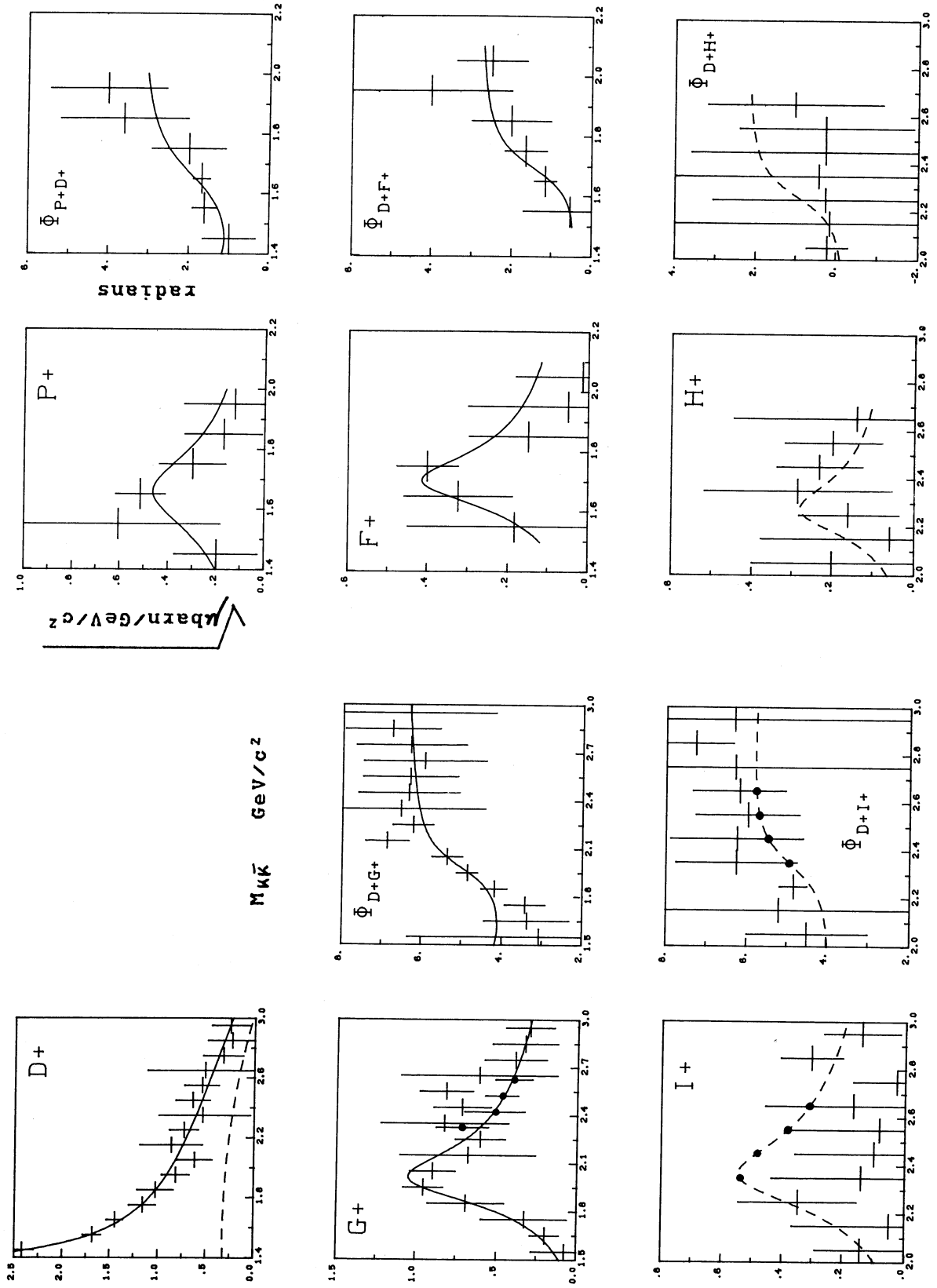


Fig. 40 a) Amplitudes NPE en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c polarité négative

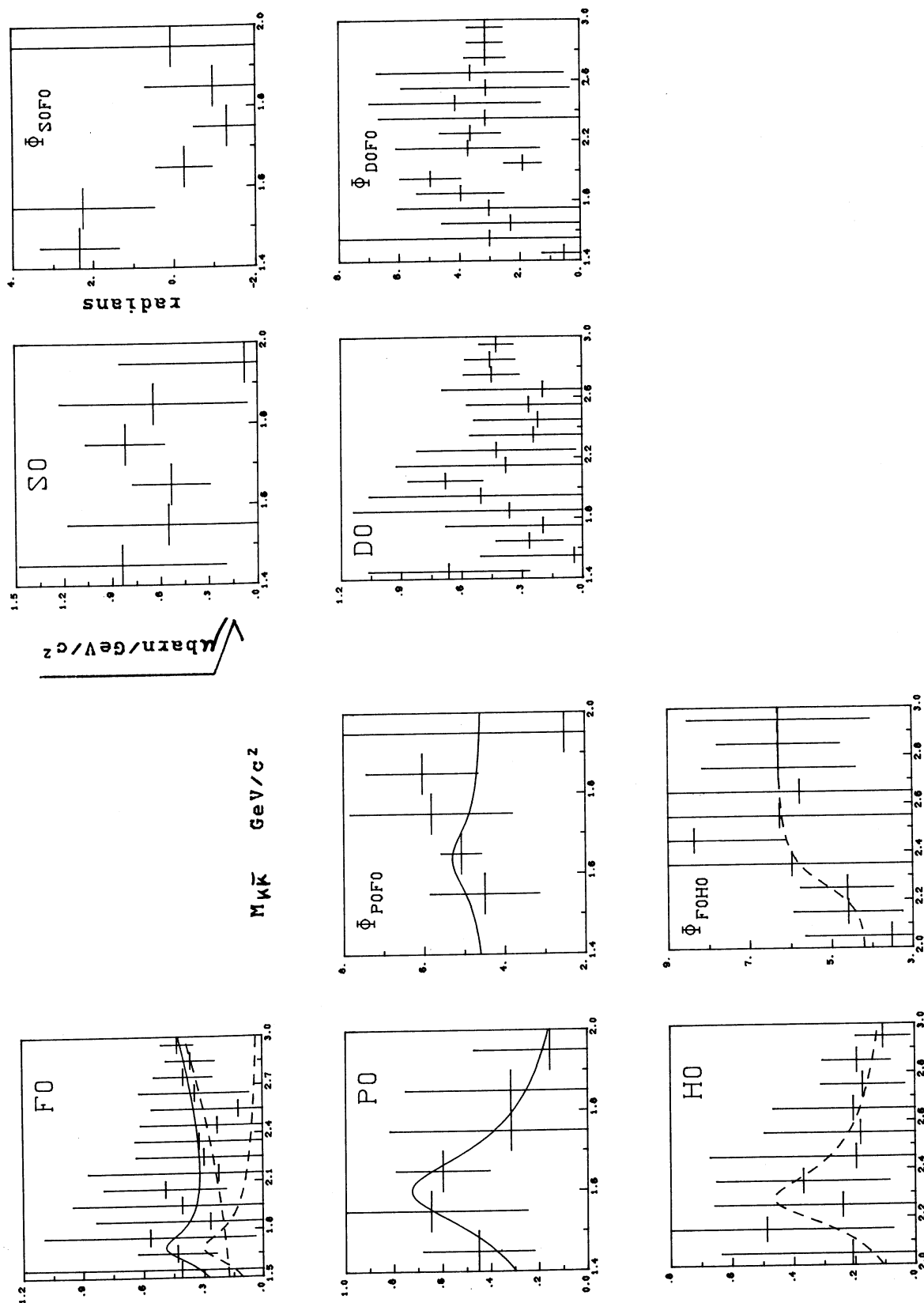


Fig. 40 b) Amplitudes UPE en fonction de la masse effective KK entre 1.4 et 3 GeV/c^2 , à 50 GeV/c polarité négative

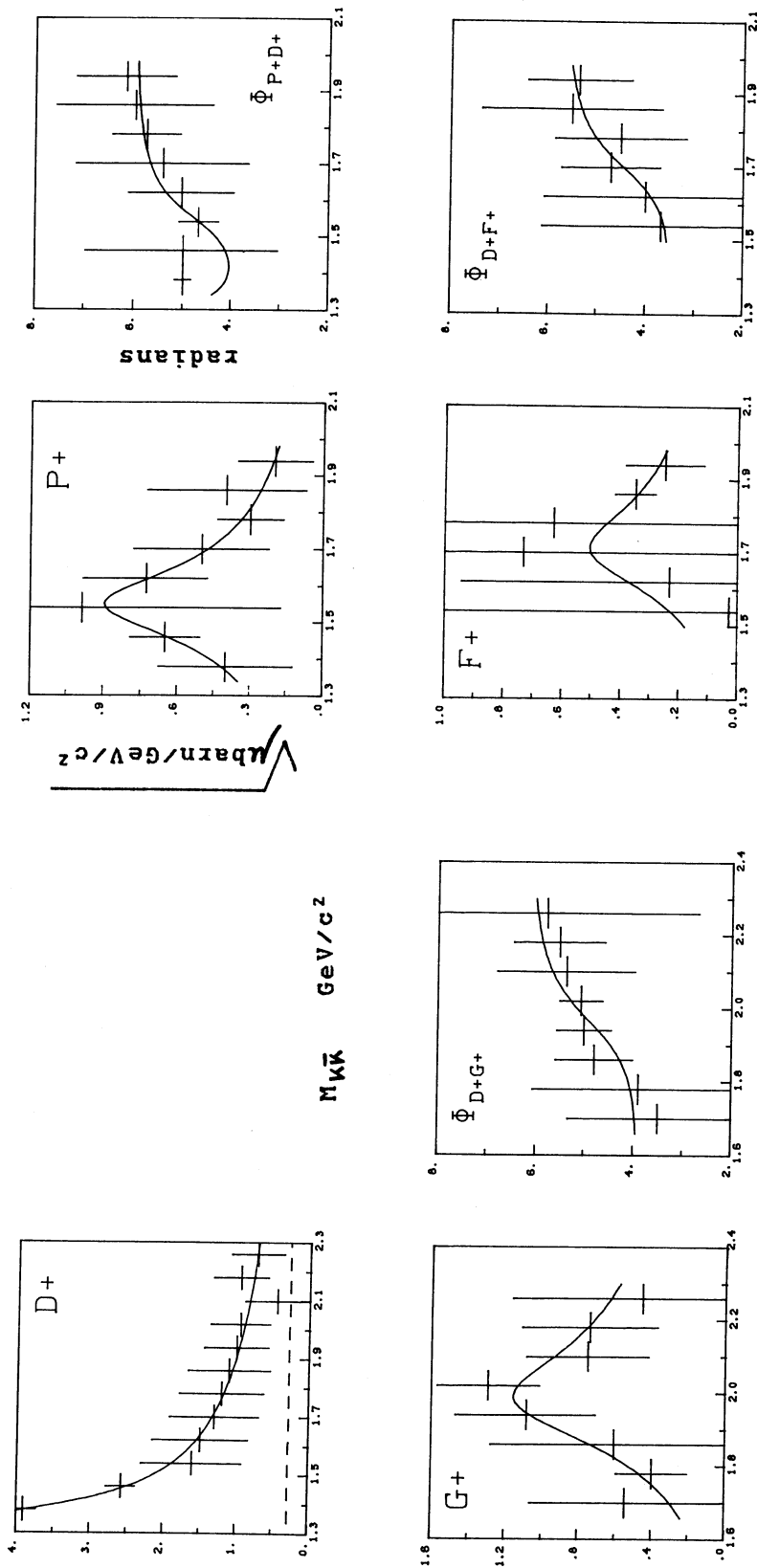


Fig. 41 a) Amplitudes NPE en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ entre 1.3 et 2.3 GeV/c^2 , à 30 GeV/c

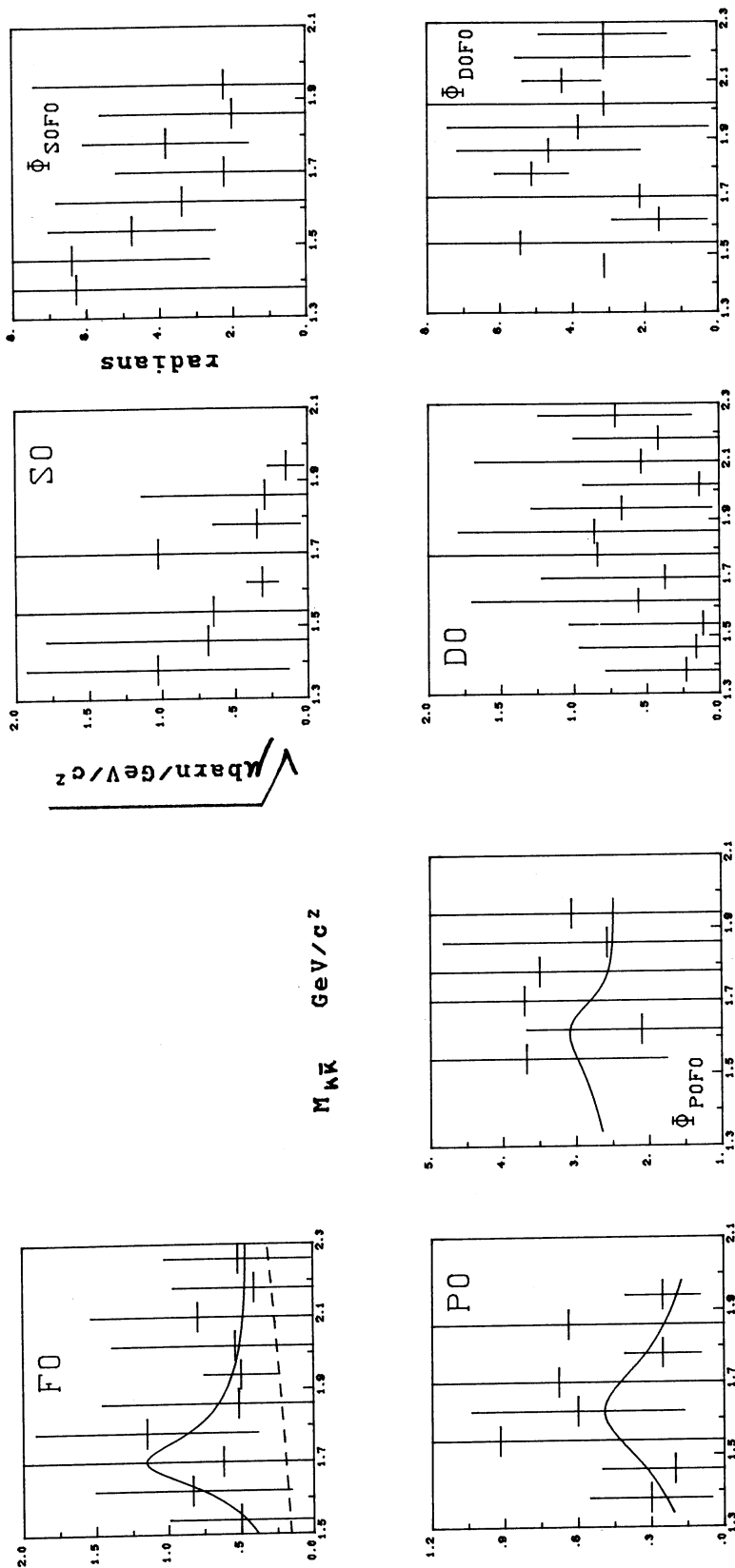


Fig. 41 b) Amplitudes UPE en fonction de la masse effective $K\bar{K}$ entre 1.3 et 2.3 GeV/c², à 30 GeV/c

Ambiguïtés

L'appendice C discute théoriquement des ambiguïtés dans la détermination des amplitudes, qui résultent de la dépendance bilinéaire des moments en fonction de ces dernières. Quelles en sont les conséquences pour les résultats de l'ajustement discutés dans les paragraphes précédents ?

Remarquons, pour commencer, que l'amplitude de spin le plus élevé de chaque secteur (NPE ou UPE), calculée dans un certain intervalle de masse, est déterminée univoquement par les moments J les plus élevés, auxquels elle est seule à contribuer. En particulier, il n'y a qu'une solution pour l'amplitude I_+ , et c'est le cas également pour l'amplitude G_+ en-dessous de $2 \text{ GeV}/c^2$.

Les amplitudes dominantes, D_+ , G_+ et I_+ , sont déterminées par les moments J pairs; la solution que nous avons trouvée pour ces ondes est insensible à l'introduction des amplitudes P_+ , F_+ et H_+ , et elle est stable par rapport à la variation des valeurs de départ des paramètres de l'ajustement.

Nous avons vérifié que la solution trouvée pour D_+ , G_+ et I_+ au-dessus de 2 GeV est bien unique, en calculant toutes les solutions ambiguës par la méthode des zéros de Barrelet. La situation est simple dans ce cas: le polynôme en $z = \cos \theta$ est bicarré (équation (4) de l'appendice C), ce qui conduit à 4 solutions, conjuguées complexes deux à deux. Les deux solutions physiquement différentes sont dégénérées dans tous les intervalles de masse: elles diffèrent d'une quantité inférieure aux erreurs sur les amplitudes correspondantes.

Par contre, la détermination des amplitudes P_+ , F_+ et H_+ d'une part, et des amplitudes UPE d'autre part, souffre d'ambiguïtés. La solution que nous montrons a été sélectionnée pour sa dépendance en masse compatible avec un comportement résonnant des ondes et des phases relatives de spin 1, 3 et 5. Nous l'avons obtenue en variant les valeurs de départ des paramètres de l'ajustement par intervalles de masse.

8.6.2 Amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$ à 30 GeV/c

A cette impulsion incidente, les amplitudes d'ondes partielles jusqu'à un spin de 4, et leurs phases relatives, ont été obtenues à partir des 16 moments avec $0 \leq J \leq 8$, $M=0$ et 2, corrigés par la méthode des poids, entre 1.3 et 2.3 GeV/c² (intervalles de 80 MeV). La figure 41 présente les résultats.

Les conclusions des paragraphes précédents concernant les ondes jusqu'à G_+ s'appliquent également ici, sans changement.

Les paramètres des Breit-Wigner ajustés sur les amplitudes et leurs phases relatives se trouvent dans la table 8.

8.6.3 Amplitudes en fonction du transfert dans la région à haute masse

L'analyse en amplitude a été effectuée à partir des moments décrits dans le paragraphe 8.3.2.

Région de masse du $A_2(2040)$: 1.8 - 2.2 GeV/c²

Les 6 amplitudes D_+ , F_+ , G_+ et S_0 , D_0 , F_0 , ainsi que leurs 4 phases relatives $\mathcal{P}_{D_+F_+}$, $\mathcal{P}_{D_+G_+}$ et $\mathcal{P}_{S_0F_0}$, $\mathcal{P}_{D_0F_0}$ ont été déterminées avec les 16 moments $0 \leq J \leq 8$ et $M=0, 2$. Les χ^2 de l'ajustement sont excellents. Ils conduisent à des probabilités par intervalle de transfert situées entre 2 % et 99 %, avec une valeur moyenne de 76 % à 30 GeV/c, de 48 % à 50 GeV/c polarité positive et de 43 % à 50 GeV/c polarité négative.

Les figures 42 à 44 présentent ces amplitudes, normalisées en $(\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2)^{1/2}$.

Les ondes partielles D_+ et G_+ sont du même ordre de grandeur. Elles montrent une dépendance en t similaire, due à des mécanismes de production communs. On observe une valeur constante de la phase relative D_+G_+ (5 radians), égale à la différence de phase entre les deux ondes, en fonction de la masse, à la valeur médiane de l'intervalle considéré (2 GeV/c²). Ce résultat est cohérent avec la phase relative de production compatible avec zéro que nous avons trouvée dans l'analyse en fonction de la masse, pour ces deux

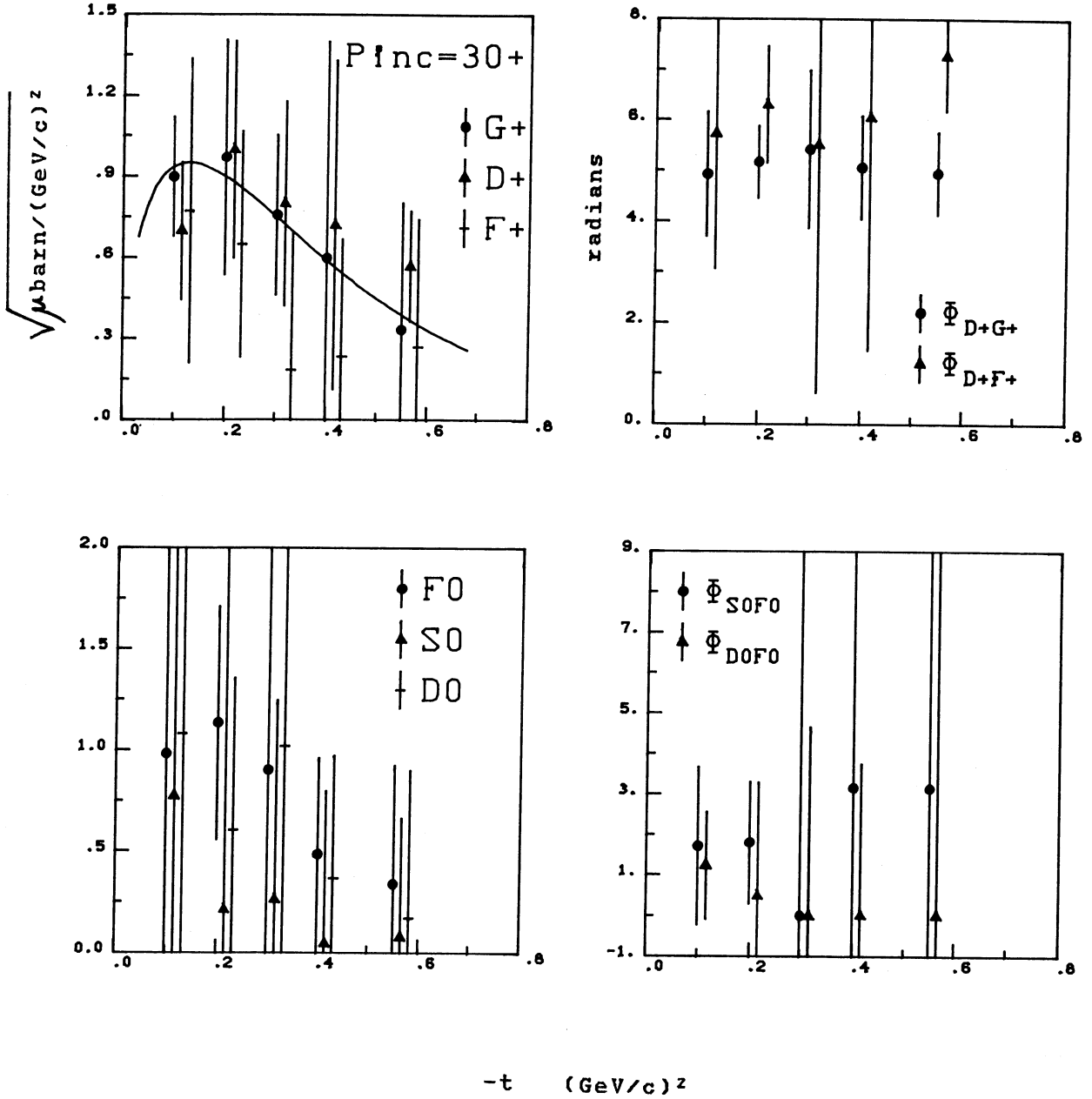


Fig. 42 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ pour les données à 30 GeV/c

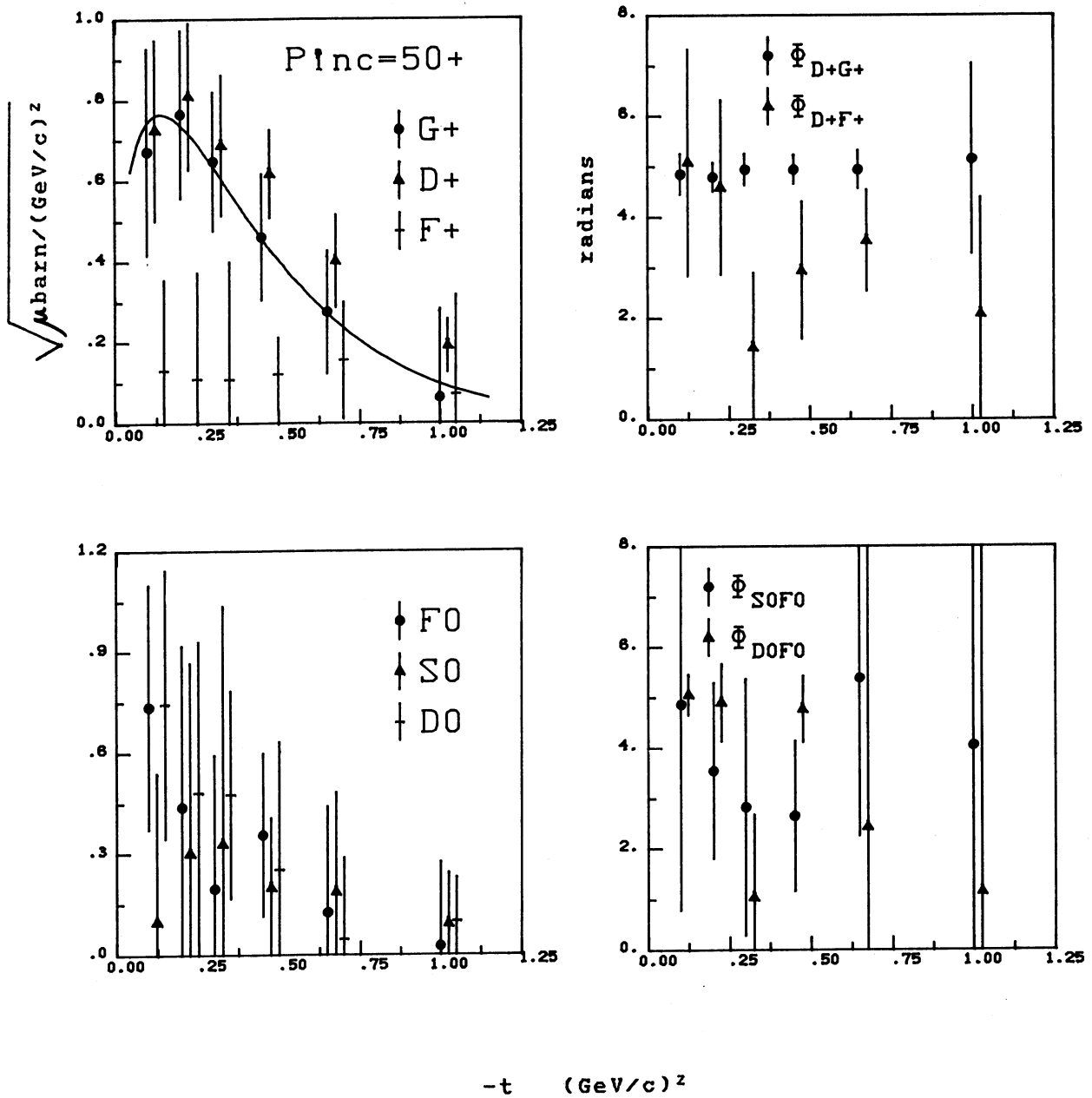


Fig. 43 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à $50 \text{ GeV}/c$ polarité positive

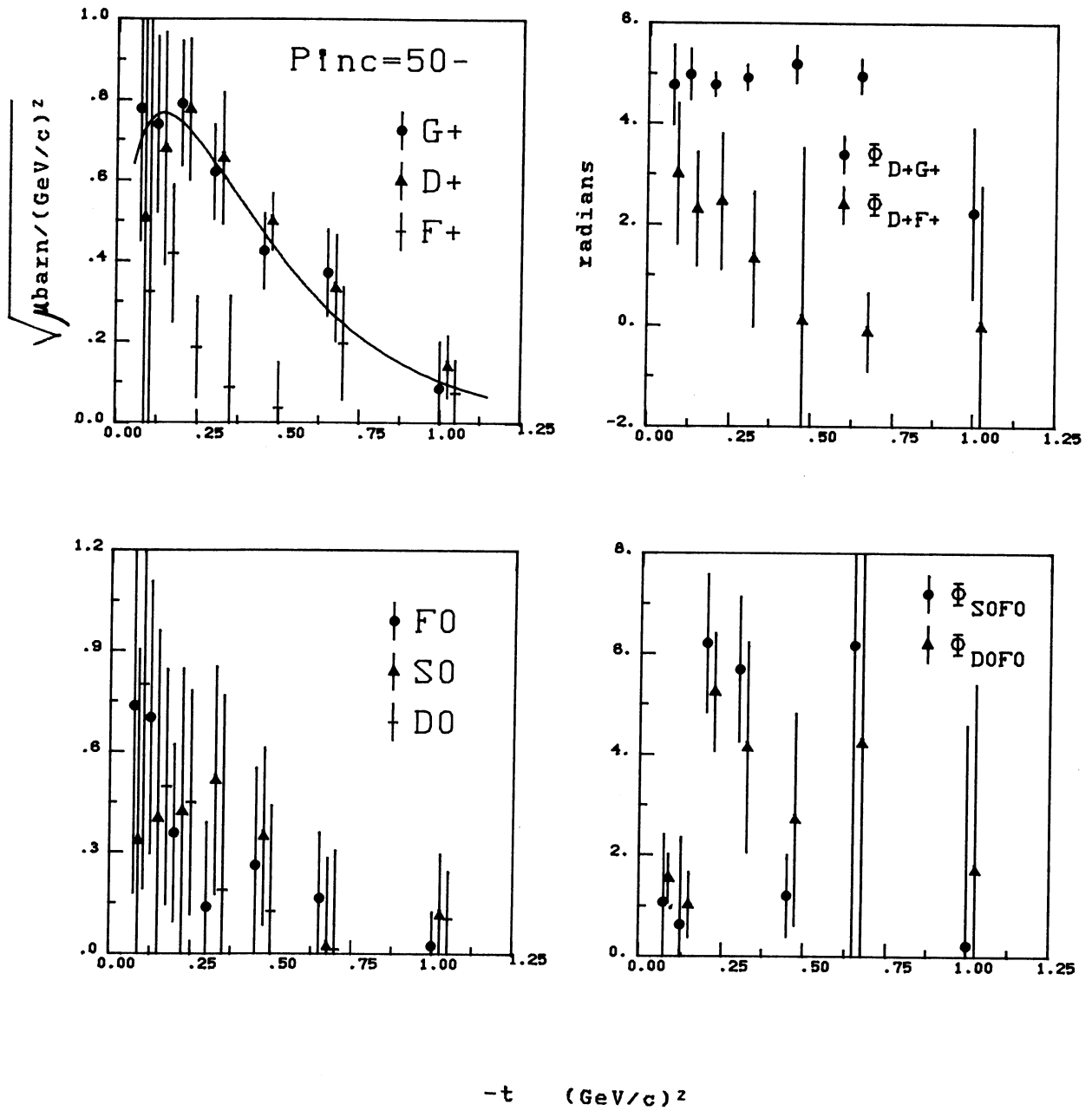


Fig. 44 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2040)$ à 50 GeV/c polarité négative

amplitudes. Les résultats de l'ajustement à G_+ d'une forme $W|t|^{1/2} \exp(-\frac{B}{2}|t|)$ peuvent être trouvés dans la table 7 (page 134); nous y reviendrons lors de la discussion des mécanismes de production dans le chapitre suivant.

On s'attendrait à trouver le 'dip' caractéristique de l'échange de ω dans l'amplitude F_+ , vers $|t|=0.4$ (GeV/c)²; on a une vague indication de cet effet dans les données à 30+ et à 50- GeV/c . Mais la région de masse comprise entre 1.8 et 2.2 GeV/c^2 ne contient que 24 % de la section efficace du méson $g(1700)$, et F_+ n'est pas bien déterminée. La dépendance en transfert de la phase D_+F_+ n'est pas simple, mis à part le terme constant dû aux différences de phase des Breit-Wigner du A_2 et du g : elle dépend des mécanismes de production différents des deux amplitudes.

L'amplitude F_0 est compatible avec la décroissance exponentielle en transfert due à l'échange de π .

Région de masse du $A_2(2450)$: 2.3 - 2.7 GeV/c^2

Nous avons déterminé les 7 amplitudes D_+ , G_+ , H_+ , I_+ et D_0 , F_0 , H_0 , ainsi que leurs 5 phases relatives $\varphi_{D_+G_+}$, $\varphi_{D_+H_+}$, $\varphi_{D_+I_+}$ et $\varphi_{D_0F_0}$, $\varphi_{F_0H_0}$, à partir des 24 moments $0 \leq J \leq 12$ et $M=0, 2$. Ici encore, les χ^2 de l'ajustement sont bons; les probabilités par intervalle de t , comprises entre 1 et 93 %, sont en moyenne de 51 %.

La figure 45 montre ces amplitudes. G_+ et D_+ sont encore importantes; l'onde partielle de spin 6, I_+ , est un peu plus petite. Avec les incertitudes, sa dépendance en t , et la forme $W|t|^{1/2} \exp(-\frac{B}{2}|t|)$ caractéristique des autres amplitudes NPE de spin pair, sont compatibles (paramètres ajustés dans la table 7).

D_+ et G_+ , toutes deux loin au-dessus de la masse des résonances respectives, sont en phase. La phase relative D_+I_+ est à peu près constante. Sa valeur est compatible avec celle de la phase en fonction de la masse (5.5 radians) au milieu de l'intervalle utilisé pour cette analyse en transfert (2.5 GeV/c^2). Comme pour la résonance de spin 4, ce résultat confirme la phase de production nulle entre les ondes de spin 2 et 6, dues aux mêmes échanges.

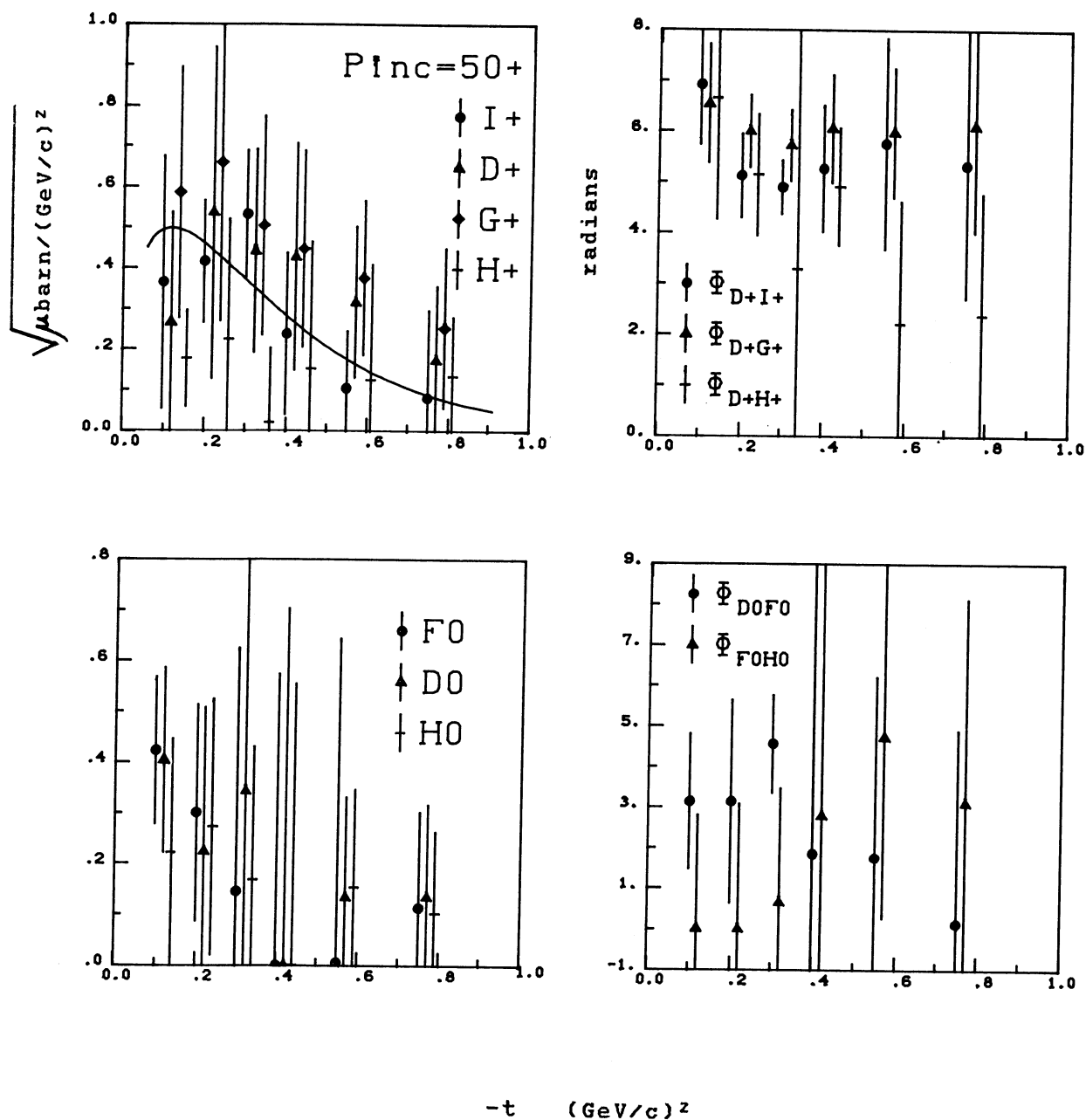


Fig. 45 Amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse du $A_2(2450)$ à 50 GeV/c polarité positive

Les amplitudes UPE sont nécessaires pour obtenir un bon ajustement. Elles sont petites et mal déterminées, sauf à petit transfert.

8.7 SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION

Nous avons utilisé les résultats de l'analyse en amplitudes en fonction de la masse effective pour calculer les sections efficaces des différentes résonances dont nous observons la désintégration en $K\bar{K}$. Les carrés des contributions de chaque onde partielle sont additionnés, pour les intervalles de masse où ces ondes sont bien déterminées. La quantité ainsi obtenue est ensuite extrapolée à tout le domaine de masse possible en utilisant la forme de Breit-Wigner décrite au paragraphe 6.1.1, et les paramètres de chaque résonance. Pour ce faire, on divise par le facteur

$$\epsilon_1 = \frac{\int_{m_1}^{m_2} |BWR(m)|^2 dm}{\int_{\varphi_S} |BWR(m)|^2 dm}$$

Nous donnons également la valeur du numérateur, déterminée avec le poids ajusté de l'amplitude (l'incertitude sur cette quantité est grande). Les résultats sont présentés dans la table 9. La section efficace du A_2 a été déterminée à partir du nombre d'événements entre 1.21 et 1.41 GeV/c² (paragraphe 6.2). Nous ne pouvons pas calculer la section efficace du $g(1700)$ due à la composante UPE, trop mal déterminée.

On s'attend que la dépendance en transfert de l'onde P_0 , produite par échange de π , soit paramétrisée par une forme $\exp(Bt)$. L'analyse n'est pas terminée dans la région du $\rho'(1600)$; nous avons utilisé la valeur de la pente de la section efficace différentielle de la réaction $\pi^\pm p \rightarrow g^\pm p$, $g^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ mesurée à 50 GeV/c par notre expérience [2], pour corriger l'estimation préliminaire de la section efficace UPE du ρ' . A cause des corrélations masse-pente, nous prenons la valeur de la pente dans la région de masse du g ($B \sim 8$), et pas dans celle du ρ ($B \simeq 9.5$ à $|t| < 0.4$). Avec $B=8$, nous observons 67 % de la section efficace au-dessus de $|t|=0.05$ (GeV/c)².

TABLE 9
 Sections efficaces de production des résonances

Onde	Résonance	Intervalle de masse	Section eff. partielle	Integr. Br.-Wg.	ϵ_1	σ $K\bar{K}$
		GeV/c ²	(μ barn)			(μ barn)
D ₊ 10-	A ₂ (1320)	1.20 1.40	5.0 ± 0.4	-	0.705	7.1 ± 0.6
D ₊ 30+		1.21 1.41	2.75 ± 0.30	-	0.712	3.9 ± 0.4
D ₊ 50+		1.21 1.41	2.49 ± 0.26	-	0.710	3.5 ± 0.4
D ₊ 50-		1.21 1.41	2.46 ± 0.24	-	0.710	3.5 ± 0.3
G ₊ 30+	A ₂ (2040)	1.74 2.30	376 ± 170	460	0.650	578 ± 270
G ₊ 50+		1.7 2.3	336 ± 80	370	0.655	513 ± 120
G ₊ 50-		1.7 2.3	312 ± 90	370	0.655	476 ± 140
I ₊ 50+	A ₂ (2450)	2.1 2.7	107 ± 60	85	0.613	175 ± 100
P ₊ 30+	β' (1600)	1.34 1.90	208 ± 100	254	0.797	261 ± 130
P ₊ 50+	NPE	1.4 1.9	137 ± 70	140	0.752	182 ± 90
P ₊ 50-		1.4 1.9	78 ± 45	64	0.752	104 ± 60
P ₀ 30+	β' (1600)	1.34 1.90	182 ± 220	77	0.797	323 ± 390
P ₀ 50+	UPE	1.4 1.9	71 ± 40	61	0.752	133 ± 80
P ₀ 50-		1.4 1.9	117 ± 80	157	0.752	221 ± 160
F ₊ 30+	g(1700)	1.5 1.9	89 ± 160	54	0.738	120 ± 210
F ₊ 50+	NPE	1.5 1.9	32 ± 18	40	0.737	43 ± 20
F ₊ 50-		1.5 1.9	32 ± 21	36	0.737	43 ± 30
H ₊ 50+	β (2310)	2.1 2.5	18 ± 20	11	0.623	28 ± 30
H ₊ 50-	NPE	2.1 2.5	17 ± 20	18	0.623	27 ± 30

La fraction correspondante pour les amplitudes NPE (95 %, due à la dépendance $|t| \exp(7t)$) est incluse dans la normalisation. Le facteur de correction par lequel il faut diviser $|P_0|$ pour obtenir une estimation correcte de la section efficace UPE est donc $\xi_2 = 0.67/0.95 = 0.71$.

Les données des deux polarités à 50 GeV/c ont été regroupées pour calculer des sections efficaces pondérées. En utilisant encore la valeur mesurée à 10 GeV/c pour le A_2 , on paramétrise la dépendance en énergie de ces sections efficaces par la forme

$$\sigma \simeq A P_{inc}^{-n}$$

Nous obtenons les résultats suivants:

Résonance	10 -	30 +	50 ±	ln A	n
$A_2(1320)$ 1.2, 1.4	5.0 ± 0.4	(μbarn) 2.75 ± 0.30	2.47 ± 0.18	2.63	0.46 ± 0.07
$A_2^*(2040)$	1.32 ± 0.15	0.58 ± 0.27	0.50 ± 0.09	1.71	0.63 ± 0.14
$\rho'(1600)$	-	0.59 ± 0.40	0.29 ± 0.09	4.25	1.4 ± 1.5
$g(1700)$ (NPE)	-	0.12 ± 0.22	0.043 ± 0.02	4.71	2 ± 3

Les valeurs de n pour le A_2 et le A_2^* sont caractéristiques des résonances produites diffractivement. Nous verrons dans le prochain chapitre, que la composante de la section efficace de ces états due à l'échange du Poméron est importante (la figure 49, au chapitre IX, présente les différentes mesures de la section efficace de production du A_2 entre 4 et 94 GeV/c). Par contre, la décroissance plus rapide des sections efficaces du ρ' et du g en fonction de l'énergie est due à l'échange de trajectoires mésoniques.

CHAPITRE IX
MECANISMES DE PRODUCTION

9.1 INTRODUCTION

Dans la dernière partie de ce travail, nous allons étudier les mécanismes de production des résonances dominantes de notre réaction, le méson A_2 et ses récurrences à 2040 et 2450 MeV, que nous appellerons A_2^* et A_2^{**} dans ce qui suit.

L'analyse en amplitudes en fonction de la masse $K\bar{K}$ a établi la nature résonnante des deux états de spin 4 et 6. Nous montrerons que la dépendance en énergie et la structure en transfert des amplitudes sont très bien reproduites par un modèle d'échange de trajectoires de Regge. Les amplitudes dominantes sont produites par échange de parité naturelle dans l'état d'hélicité 1; nous étudierons les sections efficaces différentielles normalisées correspondantes, aux impulsions incidentes et polarités suivantes:

- $|D_+|^2$ pour le A_2 (1320), à 10-, 30+, 50- et 50+ GeV/c
- $|G_+|^2$ pour le A_2^* (2040), à 30+, 50- et 50+ GeV/c
- $|I_+|^2$ pour le A_2^{**} (2450), à 50+ GeV/c

Nous utiliserons des sections efficaces corrigées pour tenir compte des effets suivants:

- les domaines de masse dans lesquels l'analyse en transfert a été faite n'incluent qu'une fraction de la section efficace due à la forme de Breit-Wigner de chaque résonance; ces fractions ont été calculées avec des masses de 2040 et 2450 MeV pour les résonances de spin 4 et 6, et avec des largeurs de 400 MeV.

- pour pouvoir comparer la production de A_2 (1320) et de K^* (1430), la section efficace totale de production du A_2 a été calculée en incluant le rapport de branchement de 4.8 % de cette résonance en

$K\bar{K}$; de façon à pouvoir comparer la production relative des différentes résonances sur les figures que nous présentons, nous avons également inclus ce facteur de 4.8 % dans la correction des sections efficaces des A_1^* et A_2^{**} ; nous reviendrons sur le problème des rapports de branchement de ces deux résonances dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

Avant d'entrer dans la description détaillée du modèle que nous avons utilisé, nous pouvons déjà nous faire une idée des échanges présents en paramétrisant la section efficace différentielle en termes de pôles de Regge.

Chaque pôle de Regge de trajectoire $\alpha(t)$ échangé dans le canal croisé de la réaction $1+2 \rightarrow 3+4$ contribue à l'amplitude d'hélicité de la voie directe par (réf. [17]):

$$T_{h_1 h_2 h_3 h_4}(s, t) = g_{h_1 h_3}(t) g_{h_2 h_4}(t) \frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin(\pi\alpha(t))} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \quad (1)$$

où les h_i sont les hélicités des particules, τ est la signature de la trajectoire, $g_{h_1 h_3}(t)$ et $g_{h_2 h_4}(t)$ sont les fonctions décrivant les couplages du reggeon aux particules externes, et s_0 est une constante dimensionnelle (fixée arbitrairement à 1 GeV^2).

En regroupant les termes dépendant du transfert dans une seule fonction $f(t)$, on obtient, pour la dépendance en énergie de la section efficace différentielle:

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) s^{2\alpha(t)-2} \quad (2)$$

Pour les résonances que nous considérons, où plusieurs échanges entrent en jeu (P, f, ...), nous pouvons essayer d'extraire une trajectoire effective en paramétrisant la section efficace différentielle par la relation (2). A partir des données à deux impulsions incidentes, on obtient:

$$\alpha_{\text{eff}}(t) = 1 + \frac{1}{2} \frac{\ln \frac{d\sigma}{dt}(s_1) - \ln \frac{d\sigma}{dt}(s_2)}{\ln s_1 - \ln s_2} \quad (3)$$

La figure 46 montre les trajectoires effectives du A_2^- (calculée entre 10 et 50 GeV/c), du A_2^+ (calculée entre 30 et 50 GeV/c) et du

A_2^{*+} (entre 30 et 50 GeV/c également). Nous avons renoncé à représenter les barres d'erreur des points de cette dernière trajectoire, qui sont toutes comprises entre 1 et 3.

Nos résonances de spin pair doivent être produites par des échanges de parité G positive; les trajectoires principales satisfaisant cette condition, dans la série naturelle, sont celles du Poméron, du f et du ρ . On observe que les sections efficaces des deux polarités sont égales (là où elles sont disponibles, à 50 GeV/c), ce qui indique que l'échange de ρ doit être très petit. En effet, les interférences entre la trajectoire du ρ , de parité C négative, et les trajectoires du P et du f, de parité C positive, conduiraient à des différences entre les données $\bar{K}^0 K^+$ et $K^0 K^-$.

La faible dépendance en transfert des trajectoires effectives que nous obtenons, et la valeur à $t=0$ de l'ordre de 0.8, plus proche de celle de la trajectoire du Poméron ($\sim 1.$) que de celle du f (~ 0.4), suggère que l'échange de P est prépondérant.

9.2 DESCRIPTION DU MODELE

9.2.1 Motivation

Le modèle que nous avons utilisé pour cette étude est décrit dans la référence [18]. Il est basé sur une forme particulière des couplages de la trajectoire du Poméron résultant de considérations dynamiques: l'amplitude diffractive est générée par la somme de tous les processus inélastiques intermédiaires. A partir de considérations basées sur la dualité, on aboutit à une structure analytique de la singularité du Poméron indépendante des modèles particuliers décrivant les états intermédiaires. Cette structure est caractérisée par le couplage du Poméron aux particules d'une réaction par l'intermédiaire des trajectoires de Regge ordinaires ayant les nombres quantiques du vide, essentiellement celles du f et du f', d'où le nom de 'f-dominat-ed Pomeron' (réf [19]).

Trajectoires effectives prédites et mesurées

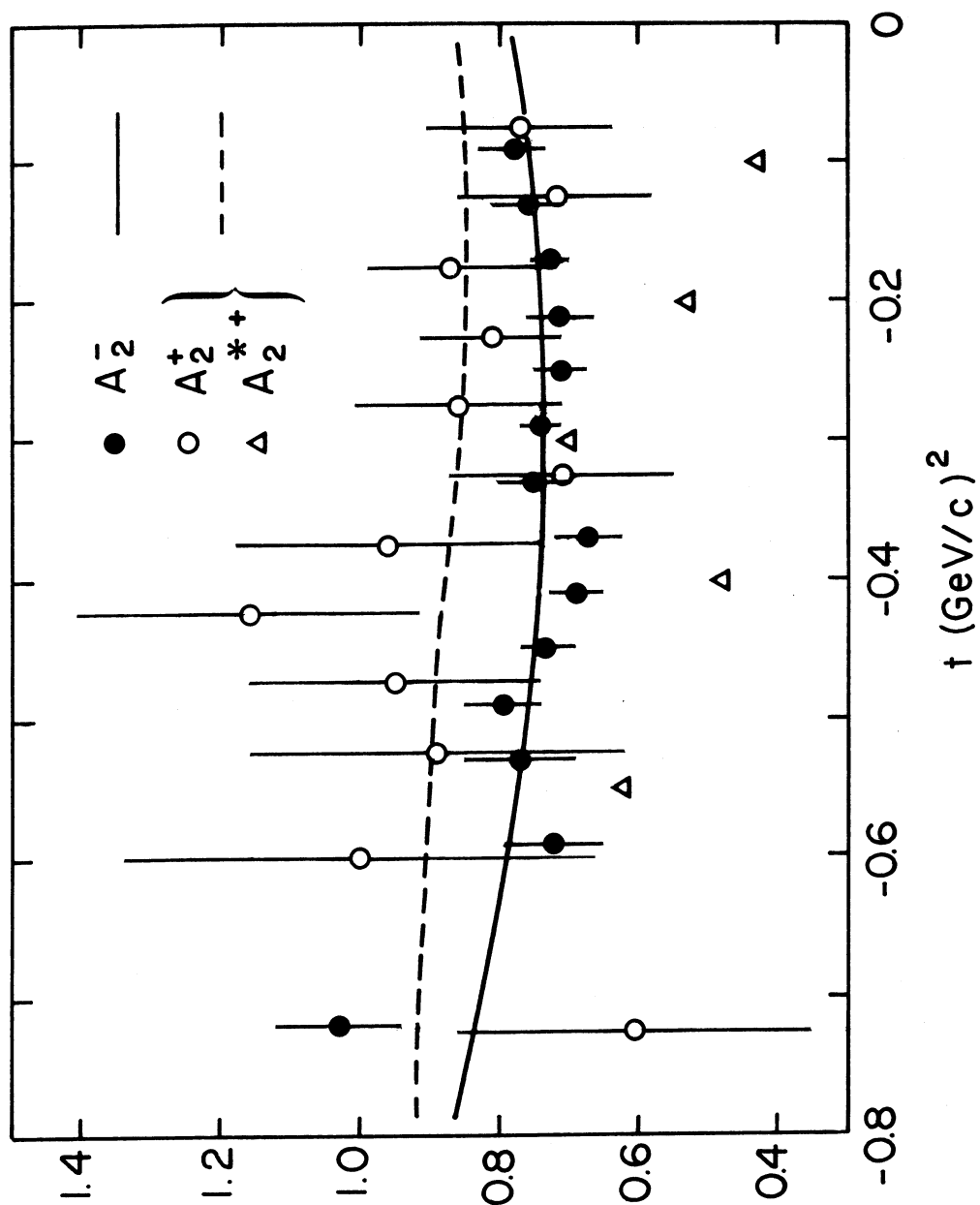


Fig. 46 Trajectoires effectives

Dans ce cadre, toutes les diffusions, élastiques ou inélastiques, ont un caractère diffractif dès que le couplage du f ou du f' est possible aux deux vertex.

Les effets dus à la violation de la symétrie $SU(3)$ sont pris en compte par le décalage des trajectoires du f et du f' en masse; les couplages des trajectoires individuelles restent symétriques, alors que le mélange $f-f'$ introduit une violation effective de la symétrie $SU(3)$ du couplage du Poméron, lorsque les deux trajectoires sont simultanément échangées.

Le modèle original permet de décrire un large ensemble de phénomènes. Il explique les relations observées entre les sections efficaces totales des réactions reliées par $SU(3)$: πP , KP , PP et ΥP . Des relations similaires pour les sections efficaces élastiques hypérons-proton sont en accord approximatif avec les données: ΛP , ΣP et ΞP . La dépendance en énergie et les grandes lignes de la structure à petit transfert ($|t| < 1 \text{ (GeV/c)}^2$) des réactions diffractives (connues) sans changement d'hélicité aux vertex, sont bien paramétrisées par ce modèle; entrent dans ce cadre les diffusions élastiques πP , KP et PP , ainsi que la production de résonances N^* . La photoproduction de ρ^0 est également compatible avec le modèle.

Par contre, le modèle doit être modifié pour expliquer la production diffractive de résonances dans le cas où un changement d'hélicité se produit à l'un des deux vertex. Le paramètre X_p , décrivant l'intensité relative des couplages du Poméron et du f , est de l'ordre de 0.8 pour les réactions du paragraphe précédent; une valeur plus proche de 0.25 est trouvée en paramétrisant la production de A_2 , de $K^*(890)$, et de $K^*(1430)$, caractérisée par des amplitudes dominantes avec changement d'hélicité.

Cette différence n'est pas comprise théoriquement. Le problème pourrait progresser en étudiant des exemples de diffusion élastique avec une contribution importante des amplitudes avec changement d'hélicité. Malheureusement, on n'en connaît aucun. Il y a plus d'espoir du côté de la production de résonances mésoniques sans changement d'hélicité. C'est le cas pour les mésons A_1 et ρ , mais leur étude est compliquée par une contribution non négligeable de l'effet Deck (le

statut résonnant du A_1 n'a été établi sans équivoque que tout récemment [20]).

En dépit de cette difficulté, le modèle du "Poméron dominé par le f " fournit une paramétrisation très économique de toutes ces réactions (réf [19], [21]).

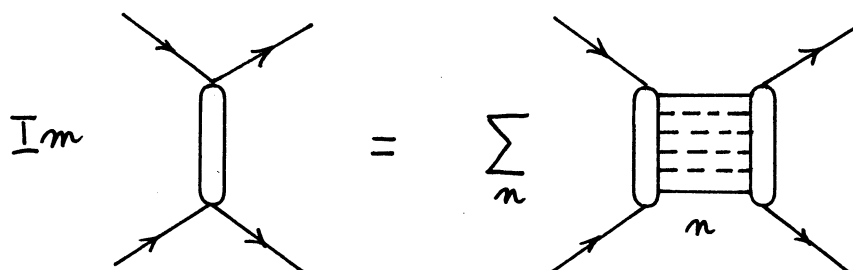
La production de K^* dans les réactions $K^\pm P \longrightarrow K^0_\pm \pi^\pm P$ a été mesurée par notre expérience. L'analyse de cette réaction a fait l'objet de la thèse de doctorat de P.A. Dorsaz, à l'université de Genève (réf [22]). Le modèle discuté a permis de paramétriser simultanément la production de $K^*(890)$, $K^*(1430)$, et de $A_2(1320)$. Nous montrerons, pour notre part, que ce modèle s'applique également très bien lorsqu'on considère ensemble la production de $A_2(1320)$, de $A_2(2040)$ et de $A_2(2450)$. L'application du modèle à toutes les données disponibles des canaux $K^0 K^\pm$ et $K^0 \pi^\pm$ enregistrées par notre expérience, incluant encore la production de $\rho'(1600)$, de $g(1700)$, et de $K^*(2040)$, fera l'objet d'une publication ultérieure.

9.2.2 Formalisme

Dans ce paragraphe, nous décrivons la paramétrisation des amplitudes du P et du f qui résulte du modèle, et les couplages particuliers aux particules de notre réaction. Le schéma des couplages aux K^* , et les conséquences dues à la violation de SU(3) peuvent être trouvés dans les références [21], [22].

Voici les grandes lignes du raisonnement qui conduit à la structure analytique particulière de la trajectoire du Poméron, le point central du modèle.

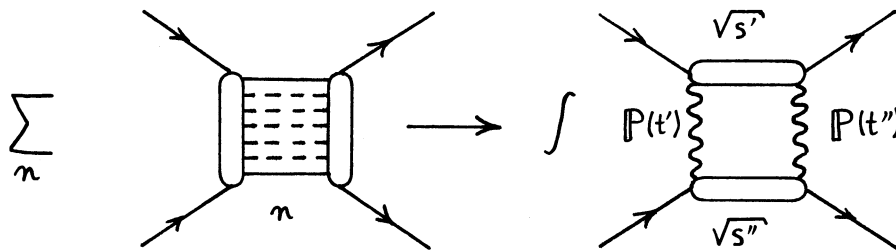
La partie imaginaire de l'amplitude du Poméron peut s'exprimer comme une somme sur les états intermédiaires à n particules:



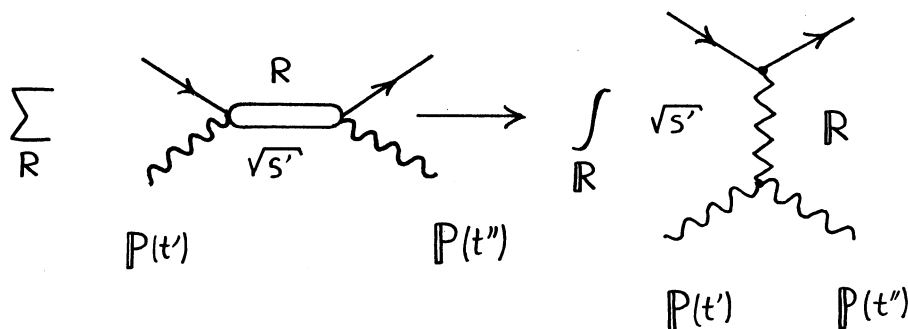
La première hypothèse du modèle est qu'on peut regrouper les particules des états intermédiaires en plusieurs 'clusters'. La sommation effectuée sur les particules de chaque 'cluster' (résonances) peut être remplacée par une intégrale sur les pôles de Regge du canal croisé: c'est la deuxième hypothèse du modèle, basée sur le concept de dualité [18].

Le calcul détaillé de la somme a été effectué dans le cadre de plusieurs modèles ('two-cluster model' [23], modèle multipériphérique [24], modèle basé sur des graphes d'échange de quarks ou 'dual resonance model' [25]) mais le résultat fondamental est qu'on parvient à la même structure analytique dans tous les cas.

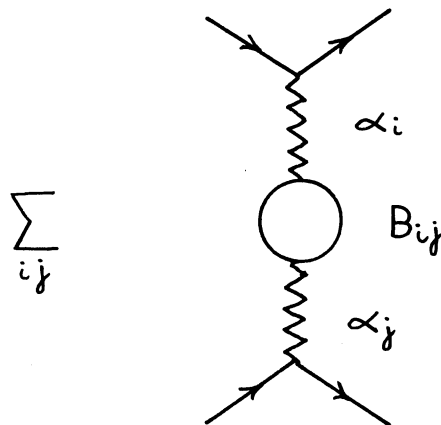
Très schématiquement, dans le cadre du modèle des deux 'clusters', la somme sur les états intermédiaires à n particules est remplacée par une intégrale sur l'espace de phase (transferts t' et t'') et sur les masses ($\sqrt{s'}$ et $\sqrt{s''}$) des deux agrégats de particules; à haute énergie, on peut supposer que les 'clusters' eux-mêmes sont produits par échange de Poméron:



En supposant que les agrégats de masses continues $\sqrt{s'}$ et $\sqrt{s''}$ peuvent être traités comme un ensemble de résonances, l'hypothèse de dualité permet de remplacer les diffusions P-particules par des intégrales sur des pôles de Regge:



On arrive ainsi à la forme générale caractéristique



ce qui peut s'écrire

$$\text{Im } T(t) = \sum_{ij} \frac{\beta_i(t)}{\alpha_P - \alpha_i} B_{ij}(t) \frac{\beta_j(t)}{\alpha_P - \alpha_j} \quad (4)$$

La somme s'étend sur les trajectoires NPE d'isospin 0 et de parité G positive. On ne considère que les trajectoires dominantes du f et du f'. La fonction $B_{ij}(t)$ dépend du modèle particulier utilisé, mais ne dépend plus des particules extérieures.

Nous admettrons la structure suivante pour les mésons f et f' (mélange idéal de l'octuplet et du singulet de SU(3)):

$$f = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d})$$

$$f' = s\bar{s}$$

ce qui découple le f' du vertex des nucléons et des vertex πA_2 , πA_2^* et πA_2^{**} . Les amplitudes du Poméron pour les trois résonances qui nous intéressent auront la même forme:

$$A_P(\pi P \rightarrow A_2 P) = \frac{\beta_f^{pp}}{\alpha_P - \alpha_f} B_{ff} \frac{\beta_f^{\pi A_2}}{\alpha_P - \alpha_f} \quad (5)$$

avec des couplages différents $\beta_f^{\pi A_2^*}$ et $\beta_f^{\pi A_2^{**}}$.

Il nous reste maintenant à introduire une forme explicite pour le Poméron. Suivant la référence [19], nous le paramétrisons comme un pôle de Regge de trajectoire

$$\alpha_p(t) = 1.04 + 0.2 t \quad (6)$$

qui n'a pas de pôle pour $t > 0$. L'amplitude due à l'échange du Poméron peut alors être écrite sous une forme simple:

$$P(t) = - \frac{\sqrt{-t}}{2 m_p} \beta_f^{pp} \beta_f^{\pi A_2} (0.71 x_p) e^{At} e^{-i\pi\alpha_p(t)/2} s^{\alpha_p(t)} \quad (7)$$

Le facteur x_p définit le couplage relatif P-f et le coefficient 0.71 est ajouté pour que

$$\left. \frac{\text{Im } P}{\text{Im } f} \right|_{t=0} = x_p s^{\alpha_p(0) - \alpha_f(0)} \quad (8)$$

L'amplitude du réggeon f peut s'écrire sous une forme équivalente à la relation (1) en absorbant les pôles dans la fonction Γ :

$$f(t) = - \frac{\sqrt{-t}}{2 m_p} \beta_f^{pp} \beta_f^{\pi A_2} \frac{1}{2} (1 + e^{-i\pi\alpha_f(t)}) \Gamma(1 - \alpha_f(t)) s^{\alpha_f(t)} \quad (9)$$

La contribution des trajectoires P et f aux réactions élastiques est prépondérante. La partie imaginaire des amplitudes correspondantes est reliée par le théorème optique aux sections efficaces totales. Le signe -, dans les équations (7) et (9), assure que la partie imaginaire de l'amplitude P+f en avant est positive.

Le facteur $\sqrt{-t}$ apparaît en raison de la conservation du moment angulaire qui impose que les amplitudes correspondant à un changement d'hélicité n s'annulent au voisinage de $t=0$ comme $(-t)^{n/2}$. Le fait que nos sections efficaces différentielles s'annulent à l'origine comme $|t|$ et pas comme $|t|^2$ indique que l'amplitude 'non-flip', sans échange d'hélicité des nucléons, est dominante (pas de facteur $\sqrt{-t}$ additionnel dû au vertex des protons).

La trajectoire du f est paramétrisée par

$$\alpha_f(t) = 0.4 + 1. t \quad (10)$$

et les amplitudes de production des trois résonances sont finalement données par

$$T(A_2) = P + f \quad (11)$$

avec comme seule différence les constantes de couplage $\beta_f^{\pi A_2}$, $\beta_f^{\pi A_2^*}$ et $\beta_f^{\pi A_2^{**}}$.

Les amplitudes sont normalisées de telle façon que

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi p_{inc}^2 m_p^2} |T|^2 \quad (12)$$

Remarquons encore, que l'amplitude d'échange du ω , responsable de la production NPE des résonances de spin impair de notre réaction, s'écrit sous une forme analogue à celle du f:

$$\omega(t) = \frac{\sqrt{-t}}{2m_p} \beta_\omega^{pp} \beta_\omega^{\pi x} \frac{1}{2} (1 - e^{-i\pi\alpha_\omega(t)}) \Gamma(1 - \alpha_\omega(t)) s^{\alpha_\omega(t)} \quad (13)$$

avec une trajectoire dégénérée $\alpha_\omega(t) = \alpha_f(t)$ et $x = \rho', g, \dots$

9.3 DISCUSSION DES RESULTATS

Les paramètres libres du modèle sont les trois constantes de couplage de la trajectoire du f aux trois résonances et les paramètres A et X_p de l'amplitude du Poméron (7). Ces deux derniers paramètres sont déterminés par la dépendance en transfert et en énergie de toutes les données, alors que les constantes de couplage ne dépendent que des données disponibles pour chacune des résonances.

Nous avons déterminé ces paramètres par un ajustement de moindres carrés aux sections efficaces différentielles, pour l'ensemble des données, pour le A_2 séparément, et également pour les seules données du A_2^* . Les résultats sont rassemblés dans la table 10.

Commençons par discuter les résultats de l'ajustement général. Le χ^2 , égal à 62 pour 74 degrés de liberté, conduit à un niveau de confiance de 83 %. Il est intéressant de remarquer que la pente A de l'exponentielle apparaissant dans l'amplitude du Poméron prend la même valeur (2.5) que dans le cas des réactions sans changement d'hélicité, en particulier dans les réactions élastiques.

TABLE 10
Paramètres du modèle de Regge

	ajustement général	ajustement du $A_2(1320)$	ajustement du $A_2^*(2040)$
χ^2 / ndf probabilité du χ^2	62.4 / 74 83 %	59.1 / 60 51 %	1.6 / 12 100 %
Paramètres de la trajectoire du P:			
$A \quad (\text{GeV}/c)^{-2}$	2.50 ± 0.10	2.49 ± 0.08	2.3 ± 1.2
x_P	0.24 ± 0.03	0.24 ± 0.02	0.17 ± 0.36
Constantes de couplage ($K\bar{K}$):			
$\beta_f^{PP} \beta_f^{\pi A_2}$	26.7 ± 2.4	26.8 ± 1.8	-
$\beta_f^{PP} \beta_f^{\pi A_2^*}$	9.4 ± 2.0	-	12 ± 16
$\beta_f^{PP} \beta_f^{\pi A_2^{**}}$	5.0 ± 2.8	-	-
avec rapport de branchement $A_2 \rightarrow K\bar{K}$			
$\beta_f^{PP} \beta_f^{\pi A_2} _{\text{prod}}$	-	122.4 ± 8.1	-

Nous avons relevé dans le paragraphe 9.2, que le couplage P-f semble plus petit dans le cas de la production de résonances avec changement d'hélicité; nous trouvons une valeur compatible avec celle que nos prédécesseurs avaient déterminée en ajustant le modèle sur un plus petit intervalle d'énergies: $X_p = 0.24 \pm 0.03$ (cette valeur du paramètre X_p correspond à celle trouvée dans le cas de la production du $K^*(1430)$, et le rapport du couplage du f au vertex πA_2 , à celui du f au vertex $KK^*(1430)$, est égal à 2.15 ± 0.05 , proche de la valeur de 2 prédite par SU(3) (thèse P.A Dorsaz [22])).

L'ajustement effectué sur les données du A_2 donne les mêmes valeurs des paramètres A , X_p et $\beta_{A_2}^2$ que l'ajustement général; la probabilité du χ^2 est de 51 %. On obtient des valeurs compatibles des paramètres A et X_p à partir du fit des données du A_2^* . Dans ce dernier cas, les incertitudes sur les amplitudes sont trop grandes (probabilité de 100 % !). Ce problème provient de l'impossibilité d'obtenir des erreurs réalistes dans l'ajustement des amplitudes obtenues à partir d'une statistique faible (les incertitudes des différents ajustements que nous avons effectués proviennent du sous-programme MIGRAD, inclus dans le programme MINUIT de la librairie du CERN).

9.3.1 Sections efficaces différentielles

Les trois ajustements reproduisent très bien les données. On peut le vérifier sur la figure 47 pour l'ajustement général. Chaque colonne montre la section efficace différentielle d'une résonance aux différentes impulsions incidentes disponibles; la normalisation absolue ne dépend que de la constante de couplage correspondante. Le modèle prédit que la dépendance en transfert des sections efficaces change peu lorsqu'on passe de 10 à 50 GeV/c. Les données le confirment.

Sur la figure 48, nous avons regroupé les résultats concernant le A_2 d'une part, le A_2^* et la deuxième récurrence d'autre part. On vérifie immédiatement que les sections efficaces différentielles des deux polarités (à 50 GeV/c) sont égales et très bien paramétrisées par le modèle, aussi bien pour le A_2 que pour la résonance de spin 4.

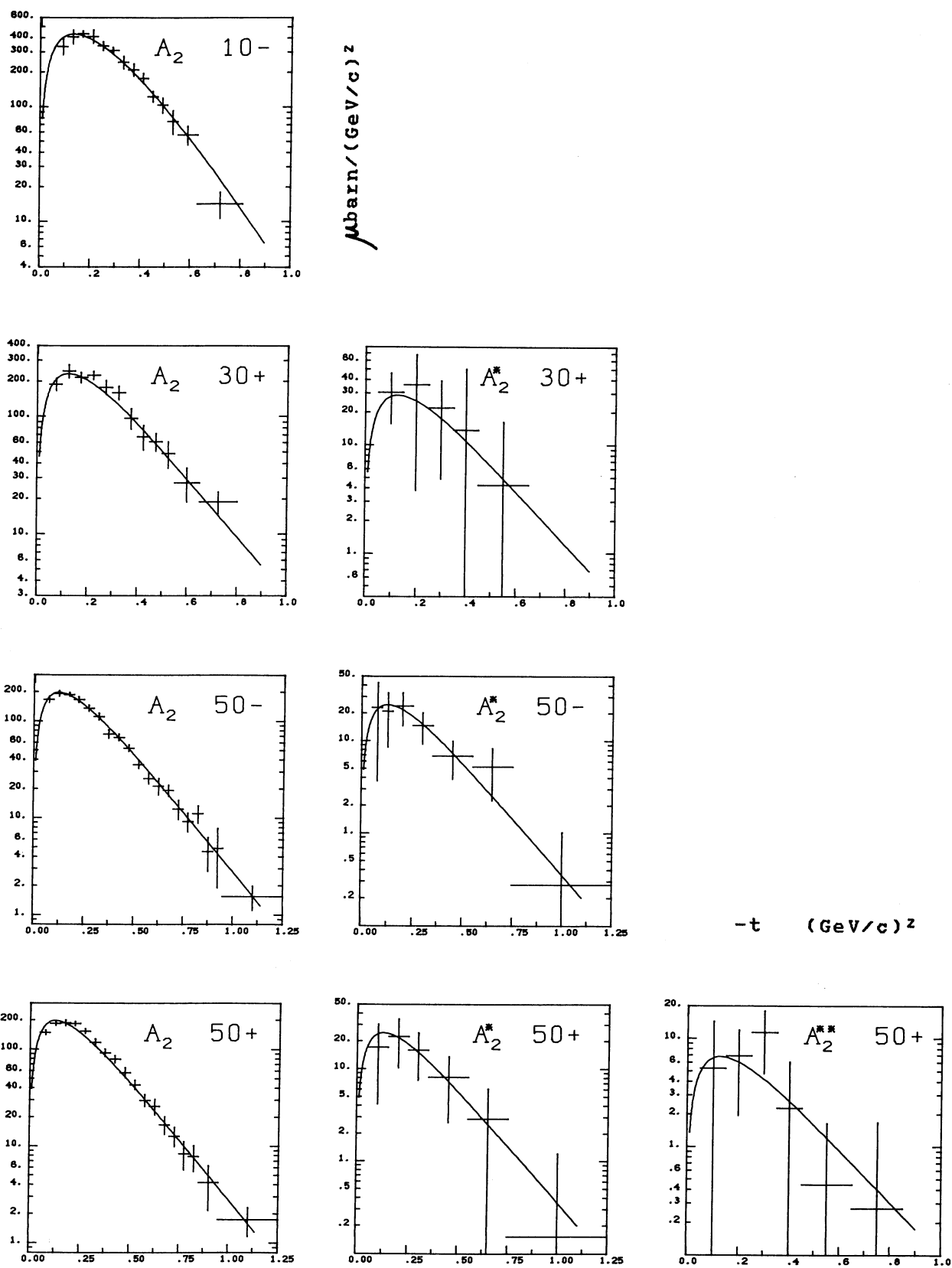


Fig. 47 Comparaison des sections efficaces différentielles prédites et mesurées

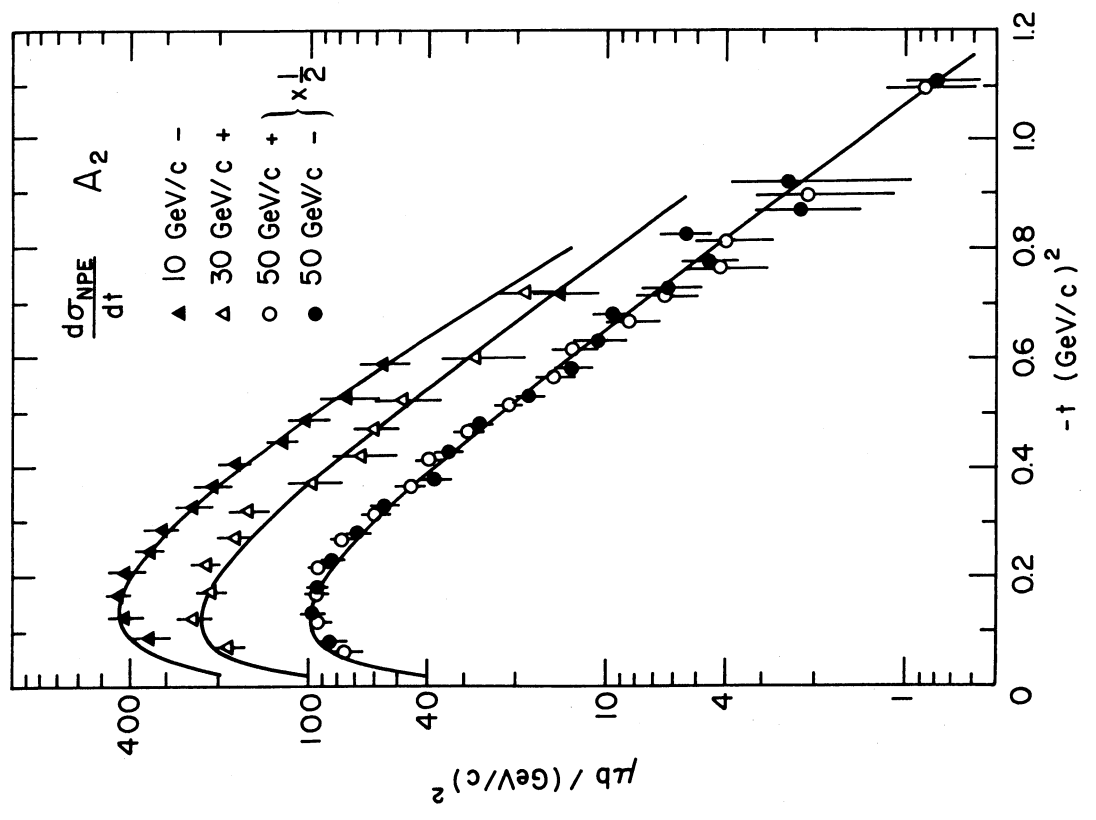
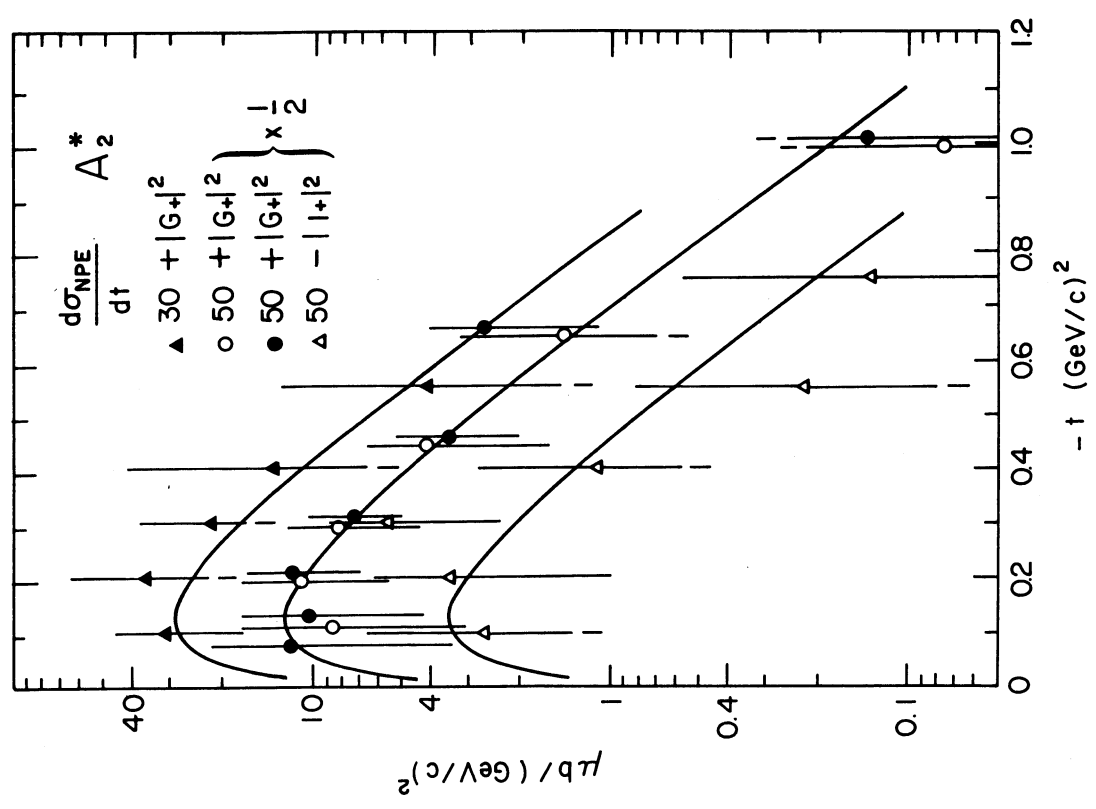


Fig. 48 Comparaison des sections efficaces différentielles prédites et mesurées

La dépendance en fonction du transfert peut être considérée sous l'angle des trajectoires effectives. Les courbes de la figure 46 représentent les trajectoires effectives calculées à partir du modèle, entre 10 et 50 GeV/c pour les données négatives, et entre 30 et 50 GeV/c pour les données positives. La dépendance est la même pour le A_2^+ et le A_2^{*+} (courbe interrompue); les incertitudes de la trajectoire effective du A_2^* sont plus grandes ou de l'ordre de 1 (elles ne sont pas représentées). On peut se rendre compte que deux échanges caractérisés par des trajectoires linéaires donnent finalement des trajectoires effectives qui ne sont pas des droites.

9.3.2 Sections efficaces de production

En intégrant les sections efficaces différentielles calculées avec le modèle sur tout l'intervalle de transfert, on peut déterminer la section efficace de production du A_2 et du A_2^* pour chaque valeur de l'impulsion incidente. La figure 49 compare les prédictions du modèle aux valeurs de la section efficace de production mesurée entre 4 et 94 GeV/c pour le A_2 [30], et aux valeurs de la section efficace en $K\bar{K}$ entre 30 et 50 GeV/c pour le méson de spin 4.

Le modèle reproduit parfaitement la dépendance en énergie de nos sections efficaces, repérées par des flèches sur la figure. Les mesures à basse énergie sont très dispersées. On constate que la dépendance en énergie qui ressort de l'ensemble des valeurs mesurées n'est pas simplement donnée par $P_{inc}^{-\pi}$ (une droite, avec les échelles logarithmiques de la figure 49). La forme de cette dépendance est bien reproduite par le modèle.

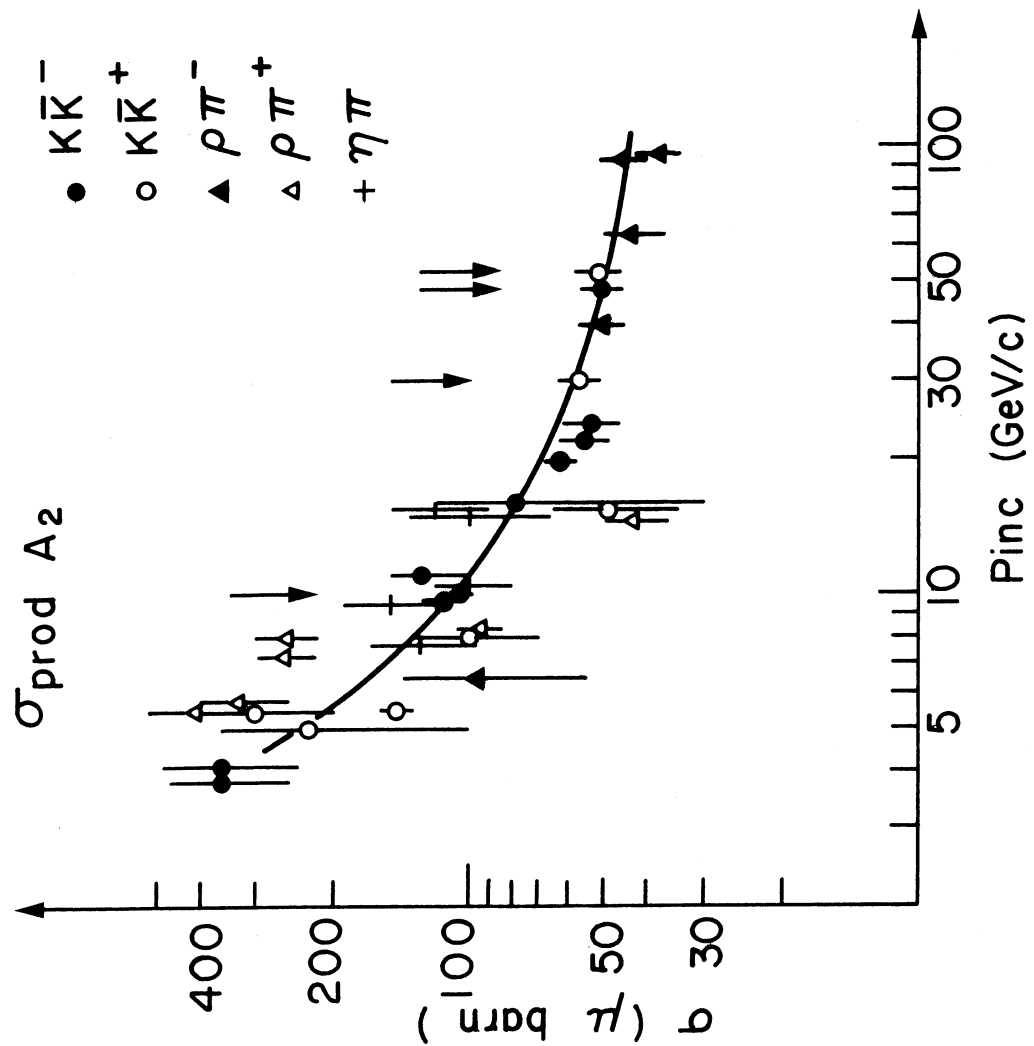
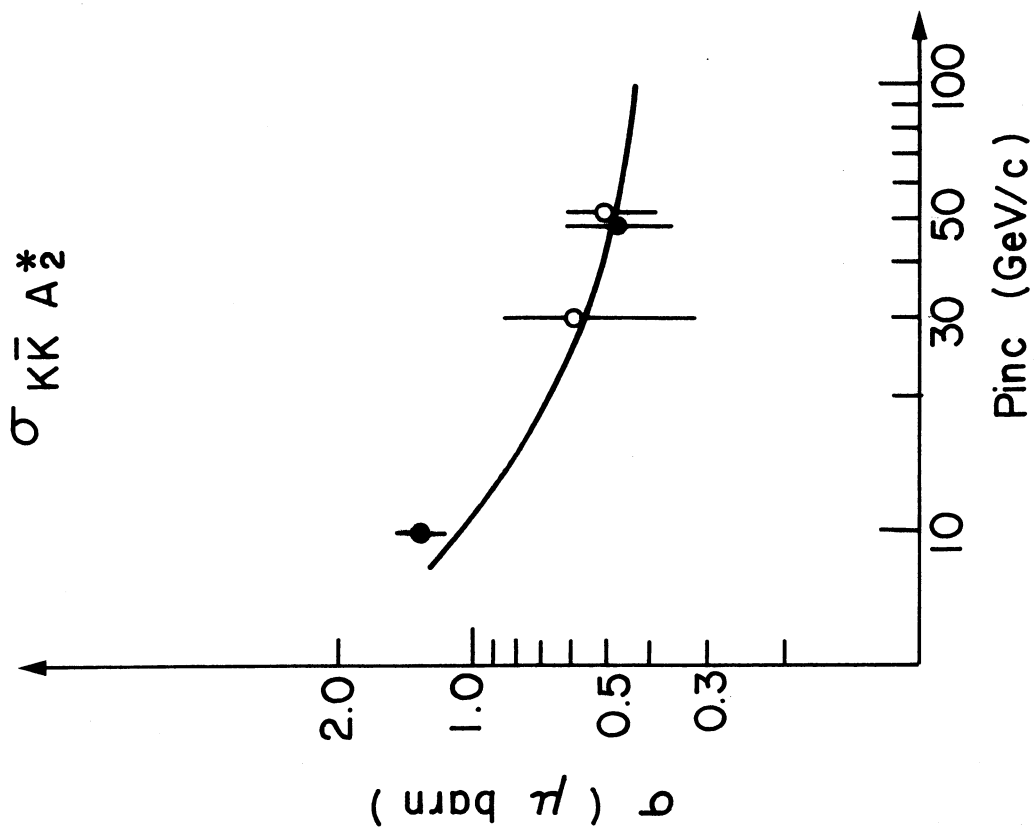


Fig. 49 Sections efficaces de production

9.3.3 Contributions individuelles du P et du f

Nous avons calculé les contributions relatives dues à l'échange du Poméron, du f, et la contribution de l'interférence entre les deux trajectoires aux sections efficaces différentielles, intégrées entre 0.05 et 0.50 (GeV/c)²:

impulsion incidente	$ P ^2$	$ f ^2$	$2 \operatorname{Re}(P^*f)$
10 GeV/c	41 %	39 %	20 %
30 GeV/c	72 %	12 %	16 %
50 GeV/c	81 %	6 %	13 %

On remarque, que malgré la valeur relativement petite de X_P (0.24), la plus grande partie de la section efficace à 50 GeV/c est due à l'échange du Poméron.

9.3.4 Phases de production

L'analyse en amplitudes en fonction de la masse nous a permis de déterminer les phases de production entre l'onde partielle du A_2 , et celles du f' , du g, et du $f(2310)$. L'amplitude NPE du A_2 , D_+ , est produite par échange de Poméron et de f. Les ondes partielles de spin impair produites par échange de parité naturelle sont dues à l'échange de ω .

La figure 50 montre les trajectoires des amplitudes du modèle dans le plan complexe, en fonction du transfert, calculées à 50 GeV/c. La phase de P+f est à peu près constante; elle vaut approximativement 1.8 radian. La phase de l'amplitude d'échange du ω augmente de 0.97 (à $t \simeq 0$) à $\frac{\pi}{2}$, à $|t|=0.4$, où l'amplitude s'annule.

Nous avons déterminé des phases de production $\theta_{\text{prod}} = \theta^{(\omega)} - \theta^{(P+f)}$ qui sont des valeurs 'moyennes' pour le domaine de transfert de nos données. Ces valeurs ont été ajustées à partir des phases relatives

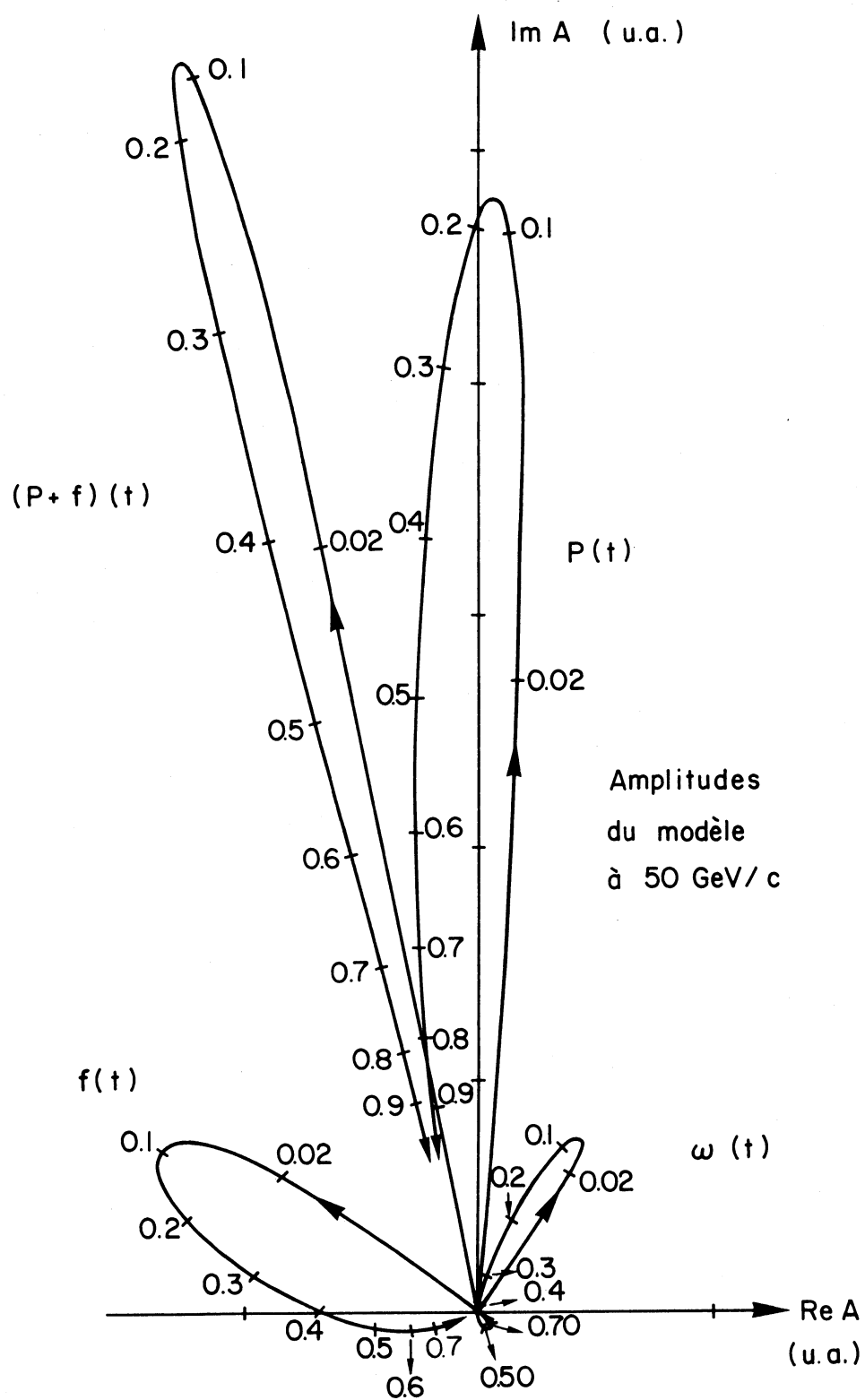


Fig. 50 Amplitudes du modèle dans le plan complexe calculées à 50 GeV/c

(unités arbitraires)

entre les amplitudes, en tenant compte de la variation due aux phases de désintégrations (Breit-Wigner):

$$\mathcal{G} = \theta^{(\omega)} - \theta^{(P+f)} + \delta_{F_+}^{(g)} - \delta_{D_+}^{(A_2)} \quad (\text{dans le cas du } g(1700))$$

Les ondes NPE impaires induites par des π^+ incidents devraient avoir la structure en transfert de la trajectoire d'échange du ω , prise avec le signe + (ce choix de signe est cohérent avec la contribution des échanges observés dans les réactions reliées par SU(3), en particulier la production de K^*). Dans ce cas, la phase de production prédite par le modèle varie de -0.8 à -0.2 radian entre $|t|=0$ et 0.4 (GeV/c)². Les phases observées fluctuent d'une résonance à l'autre, mais ont des valeurs de cet ordre de grandeur (-0.5 , en moyenne; consulter la table 8).

Pour les données négatives, la structure en transfert devrait être celle de l'amplitude $-\omega(t)$. Le modèle prédit une valeur entre 2.3 et 2.8 radian à petit transfert. Nous avons soustrait 2π de nos phases relatives pour obtenir des valeurs équivalentes entre 0 et 2π . Il faut donc comparer les valeurs du modèle $2.3-2\pi \simeq -4$ et $2.8-2\pi \simeq -3.5$ aux valeurs observées (-3.4 radian, en moyenne).

Les incertitudes de ces phases de production expérimentales sont grandes. Nous espérons que l'analyse en amplitudes en fonction du transfert dans la région de masse des mésons ρ' et g améliorera cette situation. On constate déjà que le schéma des différentes trajectoires échangées est cohérent.

9.3.5 Conclusions

Les paragraphes précédents montrent que le modèle conduit à une paramétrisation excellente du A_2 et de ses récurrences. Cette situation particulièrement favorable résulte de la limitation des échanges permis, due à la contrainte de parité G.

L'échange de la trajectoire du ω simultanément à celle du P et du f provoque quelques difficultés dans l'ajustement des sections efficaces différentielles des K^* (position du 'cross-over', dégénérescence d'échange forte dans le cas du $K^*(1430)$ et pas pour le $K^*(890)$). Malgré ces difficultés, on peut conclure en insistant sur

le fait que le modèle reproduit les caractéristiques essentielles de la production des résonances A_2 et des K^* .

9.4 QUELQUES RESULTATS PHENOMENOLOGIQUES...

Dans ce paragraphe, nous examinons certaines conséquences de la phénoménologie de Regge qui sont indépendantes du modèle du Poméron que nous avons utilisé. Elles sont basées sur l'observation du fait que nos trajectoires effectives sont en première approximation constantes en fonction du transfert (fig. 46)

$$\alpha_{eff}(t) = \alpha_{eff}(0) + \alpha'_{eff} t \simeq 0.8 + 0. t \quad (14)$$

1) Pente de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie

Pourquoi n'observe-t-on pas le 'shrinkage' habituel des réactions dominées par des échanges de pôles de Regge, dans nos données ?

Au début de ce chapitre, nous avons paramétrisé la section efficace différentielle sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) s^{2\alpha_{eff}(t)-2} \quad (\text{relation (2)})$$

Ecrivons, par commodité, la fonction f sous la même forme que la paramétrisation de la section efficace différentielle à une énergie donnée: $f(t) = a|t|e^{bt}$; nous obtenons

$$\frac{d\sigma}{dt} = A|t|e^{Bt} = a|t|e^{bt} e^{(2\alpha_{eff}(0)-2)\ln s} e^{(2\alpha'_{eff} \ln s) t}$$

La variation de la pente en fonction de l'énergie est donnée par :

$$B(s) = b + 2\alpha'_{eff} \ln s \quad (15)$$

Dans notre cas, $\alpha'_{eff} \simeq 0$ et la pente est à peu près constante, ce qui peut se vérifier dans la table 7.

La collaboration 'ACCMOR' [20] a mesuré la production diffractive du système 3π à 63 et 94 GeV/c. La pente du A_2 a toujours sensible-

ment la même valeur à ces énergies, respectivement 7.6 ± 0.2 et 7.3 ± 0.1 .

2) Corrélations entre trajectoires échangées et masse du système produit

En suivant les références [17] et [26] (qui appliquent des arguments de dualité à des 'finite-mass sum rules'), on peut obtenir une relation qui exprime les corrélations entre la trajectoire échangée et la masse du système produit. Dans la région de masse de production d'une résonance, cette relation, appliquée à notre cas, prend la forme:

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq (m^2) \alpha_f(0) - 2\alpha_{eff}(t) \quad (16)$$

Cette formule donne lieu à trois conséquences simples:

a) La contribution relative des échanges de parité naturelle (NPE) et non naturelle (UPE) se modifie avec la masse, pour les résonances qui sont produites par les deux échanges simultanément; c'est le cas des états de spin impair de notre réaction:

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{UPE} / \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{NPE} \simeq (m^2)^{2(\alpha_\omega - \alpha_\pi)} \simeq m^2 \quad (17)$$

La contribution relative UPE/NPE devrait augmenter avec la masse. On ne peut pas conclure grand chose de l'onde partielle F_0 dans nos analyses en amplitudes. Par contre, cet effet est qualitativement observé entre les amplitudes des spins 1 et 5 (voir les valeurs respectives des poids des Breit-Wigner dans la table 8).

b) On peut s'attendre à une diminution de la pente de l'exponentielle qui paramétrise la section efficace différentielle lorsque la masse croît; avec une démonstration analogue à celle du point 1) de ce paragraphe, on peut écrire, à partir de l'équation (16)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= g(t) (m^2) \alpha_f(0) - 2\alpha_{eff}(t) \\ &= A|t|e^{Bt} = \tilde{a}|t|e^{\tilde{b}t} e^{(\alpha_f(0) - 2\alpha_{eff}(0)) \ln(m^2)} e^{-2\alpha'_{eff} \ln(m^2)t} \end{aligned}$$

On en tire la variation de la pente en fonction de la masse:

$$B(m^2) = \tilde{b} - 2 \alpha'_{eff} \ln(m^2) \quad (18)$$

Comme dans le cas de la dépendance en énergie, $\alpha'_{eff} \approx 0$ et la pente devrait être à peu près constante (à énergie donnée). L'examen des pentes de la table 7 montre qu'il n'y a pas de changements très marqués entre le A_2 et le A_2^* (d'où le succès du modèle du paragraphe précédent qui ne peut pas prédire de variation de ces pentes).

Nous avons vu qu'à 50 GeV/c, la contribution relative du P à la section efficace est de l'ordre de 80 % (paragraphe 9.3.3). Le Poméron domine nettement. Calculons la variation de pente à laquelle on peut s'attendre à l'aide de la formule (18) et de la trajectoire du P. Avec $\alpha' = 0.2$ on obtient $\Delta B = -0.35$ entre le A_2 et le A_2^* , et $\Delta B = -0.50$ entre le A_2 et le A_2^{**} . La variation $A_2 - A_2^*$ prédite est compatible avec les valeurs observées de -0.24 pour les données positives et -0.63 pour les données négatives ! (Table 7; remarquons que les erreurs sur ces valeurs sont de l'ordre de ± 1 ..)

On observe un effet opposé avec le A_2^{**} ($\Delta B = +1$) mais ici, l'incertitude est encore plus grande (± 1.7).

c) La formule (16) permet d'estimer la production relative des résonances de masse différentes d'un même canal:

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{m_2} / \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{m_1} \simeq \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} \right)^{\alpha_f(0) - 2\alpha_{eff}(t)} \quad (19)$$

dans notre cas $\alpha_{eff}(t) \simeq \alpha_{eff}(0) = 0.8$ et
 $\alpha = \alpha_f(0) - 2\alpha_{eff}(t) \simeq -1.2 (\pm 0.2)$.

La relation (19) permet d'estimer les rapports de branchement de nos résonances A_2^* et A_2^{**} en $K\bar{K}$, à partir de celui du A_2 (4.8 ± 0.5 %). En effet

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{m_i} = \frac{1}{RB_i} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{m_i}^{K\bar{K}} = \frac{1}{RB_i} (\beta_{K\bar{K},i}^2)^2 |A|^2$$

avec la même amplitude $A = P + f$ pour les trois résonances; on en tire

$$\frac{RB_2}{RB_1} = \left(\frac{\beta_2^2}{\beta_1^2} \right)^2 \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} \right)^{-\alpha} \quad (20)$$

Nous avons effectué l'ajustement général du paragraphe précédent une nouvelle fois, en fixant les valeurs des paramètres A et X_p à 2.5 et 0.24 respectivement (ce qui est légitime, puisque ces valeurs obtenues par le premier ajustement sont 'universelles', pour la production de résonances avec changement d'hélicité). Cela permet d'obtenir des erreurs plus petites pour les constantes de couplage qui deviennent:

$$\beta_{A_2}^2 = 26.3 \pm 0.3 \quad \beta_{A_2^*}^2 = 9.4 \pm 1.4 \quad \beta_{A_2^{**}}^2 = 4.9 \pm 2.4$$

Avec ces nouvelles valeurs, nous calculons les rapports de branchement à l'aide de la formule (20) en tenant compte des quatre sources d'erreurs (incertitudes sur les β^2 et les m^2 , sur α , et sur le rapport de branchement du A_2). Nous obtenons:

$$\text{BR}(A_2^* (2040) \longrightarrow K\bar{K}) = 1.7 \pm 0.6 \%$$

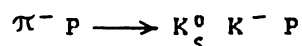
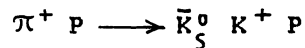
$$\text{BR}(A_2^{**} (2450) \longrightarrow K\bar{K}) = 0.7 \pm 0.7 \%$$

Ce résultat est compatible avec le fait que, à masse $K\bar{K}$ croissante, le rapport de branchement doit diminuer, à mesure que de nouveaux canaux inélastiques s'ouvrent.

Remarquons que le rapport de branchement du $g(1700)$ en $K\bar{K}$ a été calculé par cette méthode, à partir de celui du $f(770)$ en $\pi\pi$ et de la trajectoire du ω (réf. [13]). La valeur obtenue, 1.5 %, correspond à celle qui est acceptée actuellement.

CHAPITRE X
CONCLUSIONS

Au cours de deux expériences aux impulsions incidentes de 10, 30 et 50 GeV/c, notre groupe a enregistré des événements des réactions



L'acceptance excellente des deux spectromètres alliée à un système d'acquisition de données très performant et à la reconstruction en ligne des événements, nous a permis d'accumuler des statistiques importantes des deux polarités: notre sensibilité globale à 50 GeV/c est de 11700 événements par μbarn .

Nous avons effectué une analyse détaillée de la distribution angulaire de ces données. Les amplitudes d'ondes partielles du système $K\bar{K}$ ont été déterminées en fonction de la masse et en fonction du transfert d'impulsion. Les nombres quantiques des résonances qui peuvent être produites dans notre réaction, sans échange de charge, sont complètement déterminés: isospin 1, et spin-parité dans la série naturelle. La parité G définie du système $K\bar{K}$ sépare les échanges possibles de parité naturelle (NPE), et de parité non naturelle (UPE), en quatre ensembles disjoints, d'après la parité intrinsèque des états produits.

Les résonances de spin pair sont largement les plus importantes. Elles sont produites diffractivement par échange de parité naturelle (trajectoires du P et du f), dans l'état d'hélicité 1.

- Le méson $A_2(1320)$ domine le spectre de masse, avec une section efficace en $K\bar{K}$ de $2.47 \pm 0.20 \mu\text{barn}$ à 50 GeV/c. Nous avons pu mettre en évidence une petite contribution de l'onde partielle d'hélicité 2, D_{2+} .

- Le $A_2(2040)$, de spin 4, découvert à 10 GeV/c, est confirmé sans équivoque à plus haute énergie (des signaux de 9 écarts standard

dans les données de chaque polarité conduisent à une section efficace de $0.50 \pm 0.09 \mu\text{barn}$ à 50 GeV/c). Les paramètres de la résonance sont

$$M = 2040 \pm 30 \text{ MeV} \quad \Gamma = 390 \pm 150 \text{ MeV}$$

- Notre résultat le plus important est la mise en évidence d'une nouvelle résonance à 50 GeV/c, le $A_2(2450)$ de spin 6. Les nombres quantiques et les paramètres de la deuxième récurrence du A_2 sont

$$I^G (J^{PC}) = 1^- (6^{++})$$

$$M = 2450 \pm 130 \text{ MeV} \quad \Gamma = 400 \pm 250 \text{ MeV}$$

Cet état est produit en $K\bar{K}$ avec une section efficace de 180 ± 100 nbarn.

Le comportement résonnant des ondes partielles G_+ et I_+ , correspondant aux spins 4 et 6 respectivement, ressort très clairement de leurs phases relatives avec l'amplitude D_+ (la queue du A_2).

Nous n'observons qu'un petit signal, limité à la région du $A_2(1320)$, pour le secteur des ondes partielles de spin pair produites par échange de parité non naturelle (trajectoire du B).

Les résonances de spin impair sont surtout produites par échange de parité naturelle (échange de ω). On observe un signal moins important dû à l'échange de la trajectoire du π ; la réduction relative de ces amplitudes UPE est due à leur structure en transfert, fortement piquée à l'origine: les événements à trop petit transfert ne sont pas acceptés par notre spectromètre.

- Nous mettons en évidence, pour la première fois, la production du méson $\rho'(1600)$, de spin 1, en $K\bar{K}$. A 30 et à 50 GeV/c, les sections efficaces totales (composantes NPE et UPE) sont respectivement de 590 ± 400 et de 290 ± 90 nbarn. Les paramètres observés sont

$$M = 1582 \pm 36 \text{ MeV} \quad \Gamma = 265 \pm 120 \text{ MeV}$$

- Nous observons également le $g(1700)$, de spin 3, produit par échange de parité naturelle. La section efficace (composante NPE) est de 43 ± 18 nbarn à 50 GeV/c et les paramètres sont

$$M = 1723 \pm 67 \text{ MeV} \quad \Gamma = 166 \pm 140 \text{ MeV}$$

- Les données à 50 GeV/c montrent un petit signal dans les ondes partielles de spin 5, compatible avec le méson $\rho(2310)$ découvert récemment par la collaboration 'ACCMOR'.

Nous arrivons à la conclusion que les amplitudes dominantes sont celles d'hélicité 1 (NPE) et 0 (UPE). Les observations montrent que les ondes partielles NPE ne sont produites que par des échanges de trajectoires d'isospin 0, alors que les ondes partielles UPE sont essentiellement produites par des échanges d'isospin 1. La structure en transfert des amplitudes indique que la contribution des amplitudes sans changement d'hélicité au vertex des protons est prépondérante (amplitude 'non-flip').

Finalement, l'étude du mécanisme de production des trois mésons A_2 nous a permis de séparer les contributions des trajectoires du Poméron et du f . Le modèle utilisé, qui décrit bien les réactions élastiques πP , KP et PP , s'applique également avec succès à la production de résonances mésoniques par échange de parité naturelle:

- le modèle décrit parfaitement la structure en transfert de nos amplitudes, aux trois impulsions incidentes;
- il prédit une dépendance en énergie correcte des sections efficaces totales.

Les corrélations entre les trajectoires échangées et la masse des résonances produites sont expliquées par des modèles basés sur des arguments de dualité appliqués à des FMSR ('finite-mass sum rules').

La forme de la dépendance obtenue nous a permis de calculer une première estimation des rapports de branchement des états de spin 4 et 6 en $K\bar{K}$:

$$RB(A_2(2040) \longrightarrow K\bar{K}) = 1.7 \pm 0.6 \%$$

$$RB(A_2(2450) \longrightarrow K\bar{K}) = 0.7 \pm 0.7 \%$$

Depuis quelques années, la 'mode', en physique hadronique, est à la chromodynamique quantique... Il est remarquable de constater que la 'vieille' physique, du type de celle que notre expérience nous a permis de faire, continue à apporter de nombreux résultats intéressants. Le travail de notre groupe a contribué à montrer que les phénomènes observés dans les réactions exclusives à petit transfert se clarifient avec l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous espérons que dans les prochaines années, une explication théorique convaincante établira le lien entre la phénoménologie de Regge et la dynamique des constituants des hadrons !

REFERENCES

1. Observations d'états $\pi^\pm\pi^0$, $\pi^\pm\eta$, $K^\pm\pi^0$ à l'aide d'un détecteur de gammas à argon liquide et de π^\pm et K^\pm incidents de 50 GeV/c.
A. Delfosse, thèse université de Genève (1980)
2. Production de f^\pm , g^\pm , A_2^\pm , $K_{890}^{*\pm}$, and $K_{1420}^{*\pm}$, at 50 GeV/c.
A. Delfosse et al., submitted to Nuclear Physics B (1980)
3. Mesure et analyse en ondes partielles de la production du système $(K^0\pi)$ dans la réaction $K^\pm p \rightarrow (K^0\pi^\pm)p$ à 10 GeV/c.
A. Mermoud, thèse université de Genève (1978)
4. Performance of a large liquid argon gamma detector in the energy range from 5 to 80 GeV.
A. Delfosse et al., Nuclear Instruments and Methods 156, 425 (1978)
5. H. Zeidler, thèse université de Lausanne, à paraître (1981)
6. Centrifugal-barrier effects in resonance partial decay widths, shapes, and production amplitudes.
F. von Hippel and C. Quigg, Phys. Rev. D 5, 624 (1972)
7. Review of particle properties.
Particle data group (1980)
8. On the connection between production mechanism and decay of resonances at high energies.
K. Gottfried and J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33, 309 (1964)
9. On the general theory of collisions for particles with spin.
M. Jacob and G.C. Wick, Annals of Physics 7, 404 (1959)
10. A simple formulation of high-energy exchange models in terms of direct-channel amplitudes.
G. Cohen-Tanoudji et al., Nuovo Cimento 55 A, 412 (1968)
11. High statistics study of the reaction $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^+ N$: apparatus, method of analysis, and general features of results at 17 GeV/c.
G. Grayer et al., Nucl. Phys. B 75, 189 (1974)

12. Production de résonances mésoniques dans la réaction $\pi^- P \longrightarrow K_5^0 K^- P$ à 10 GeV/c.
P. Siegrist, thèse université de Genève (1979)
13. A study of A_2 and g resonance production in $\pi^- P \longrightarrow K_5^0 K^- P$.
A.D. Martin et al., Nucl. Phys. B 140, 158 (1978)
14. Analysis of meson-meson production.
E.N. Ozmutlu, thesis university of Durham (1978)
15. $K\bar{K}$ amplitude analyses (review).
D. Cohen, Argonne National Laboratory, ANL-HEP-CP-77-37 (1977)
16. Evidence for a spin-5 boson resonance at 2300 MeV.
B. Alper et al. (ACCMOR collaboration), CERN-EP/80-64 (1980)
17. Regge phenomenology.
A.C. Irving and R.P Worden, Physics Reports 34 C, 117 (1977)
18. Dynamically based coupling scheme for the pomeranchukon.
R. Carlitz et al. Phys. Rev. D 4, 3439 (1971)
19. Diffractive resonance production and f-dominance of the pomeron.
A.C. Irving, Nucl. Phys. B 121, 176 (1977)
20. Diffractive production of 3π states at 63 and 94 GeV.
C. Daum et al. (ACCMOR collaboration), CERN-EP/80-219 (1980)
21. Pomeron and f exchange in elastic and inelastic scattering.
A.C. Irving et al., Nucl. Phys. B 149, 101 (1979)
22. Analyse en ondes partielles et mécanismes de production du système $(K^0\pi)$ dans la réaction $K^\pm P \longrightarrow (K_5^0\pi^\pm) P$ entre 10 et 50 GeV/c.
P.A. Dorsaz, thèse université de Genève (1981)
23. Bootstrap model for diffractive processes: complementary of the Yang and the Regge model.
R.C Hwa, Phys. Rev. D 1, 1790 (1970)
24. Multiperipheral model for pomeranchukon couplings.
R. Carlitz et al., Phys. Rev. D 4, 3501 (1971)

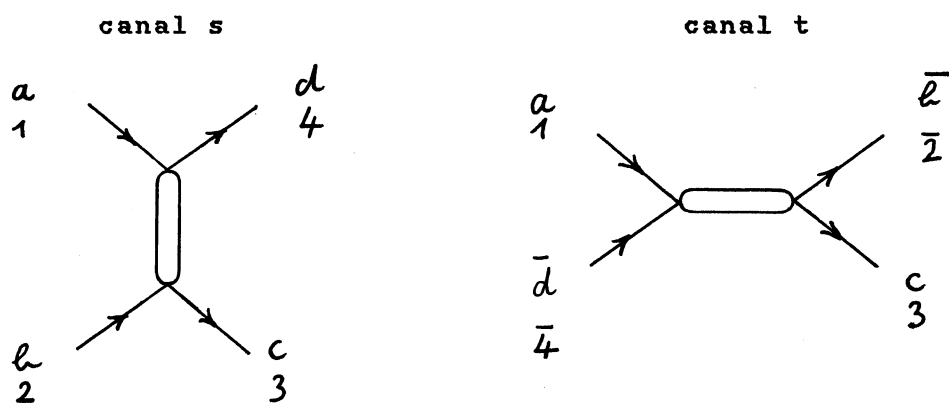
25. Duality, unitarity and the pomeron singularity.
P.G.O. Freund and R.J. Rivers, Phys. Lett. 29 B, 510 (1969)
26. New relations for two-body reaction from inclusive finite-mass sum rules.
P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B 56, 173 (1973)
27. High energy hadron physics.
Martin L. Perl, John Wiley/ New-York (1974)
28. A new point of view in the analysis of two-body reactions.
E. Barrelet, Nuovo Cimento 8 A, 331 (1972)
29. Ambiguities of complex phase-shift analysis.
A. Gersten, Nucl. Phys. B 12, 537 (1969)
30. Compilation of cross-sections I - π^- and π^+ induced reactions.
High-energy reactions analysis group, CERN-HERA 79-01 (1979)

Appendice A

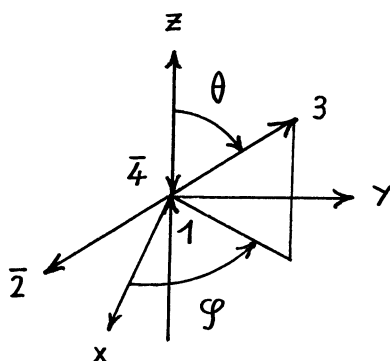
AMPLITUDES D'HELICITE ET CONSERVATION DE LA PARITE

Dans cet appendice, nous rappelons brièvement l'effet de la conservation de la parité et de l'échange d'une trajectoire avec des nombres quantiques déterminés, sur les amplitudes d'hélicité dans le canal t.

Nous nous intéressons à la réaction à (quasi) deux corps
 $a + b \longrightarrow c + d$



Considérons le référentiel du centre de masse de la trajectoire produite dans le canal t; choisissons la direction de la particule 1 comme axe polaire z; la direction des deux autres axes reste pour l'instant arbitraire:



La particule 3 est repérée par les angles polaires θ et φ . Les états initiaux et finals sont des états d'hélicité 'onde plane' à deux particules:

$$|i\rangle = | |\vec{p}_i|, 0, 0, \lambda_1, \lambda_{\bar{4}} \rangle$$

$$\langle f | = \langle | \vec{p}_f |, \theta, \varphi, \lambda_3, \lambda_2 |$$

Partons de l'élément de matrice de transition dans le canal t (réf [27], chapitre 10)

$$T_{fi} = \frac{(2\pi)^2 4\sqrt{S}}{(|\vec{p}_i| |\vec{p}_f|)^{1/2}} \langle \theta, \varphi, \lambda_3, \lambda_2 | T | 0, 0, \lambda_1, \lambda_4 \rangle \quad (1)$$

Pour évaluer l'effet de la production d'un état de moment cinétique défini dans le canal t , il faut développer les états d'hélicité 'onde plane' en états d'hélicité états propres du moment angulaire:

$$| \theta, \varphi, \lambda_3, \lambda_2 \rangle = \sum_{JM} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{M\mu_f}^J(\varphi, \theta, -\varphi) | J, M, \lambda_3, \lambda_2 \rangle \quad (2)$$

$$\mu_f = \lambda_3 - \lambda_2; \quad \mu_i = \lambda_1 - \lambda_4$$

avec les matrices

$$D_{m'm}^j(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha m' - i\gamma m} d_{m'm}^j(\beta) \quad (3)$$

réalisant une représentation du groupe des rotations. Remplaçons les états initiaux et finals dans l'équation (1); après avoir tenu compte de la conservation du moment angulaire total, (1) se réduit à

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \frac{4\pi\sqrt{S}}{(|\vec{p}_i| |\vec{p}_f|)^{1/2}} \sum_J (2J+1) e^{-i\varphi(\mu_i - \mu_f)} d_{\mu_i \mu_f}^J(\theta) \\ &\quad \langle J; \lambda_3, \lambda_2 | T | J; \lambda_1, \lambda_4 \rangle \\ &= \frac{4\pi\sqrt{S}}{(|\vec{p}_i| |\vec{p}_f|)^{1/2}} \sum_J H_{J S_3 S_2, S_1 S_4}^{\lambda_3 \lambda_2, \lambda_1 \lambda_4} \end{aligned} \quad (4)$$

L'élément de matrice de transition est décomposé en somme des contributions dues chacune à un moment angulaire J :

$$H_{J S_3 S_2, S_1 S_4}^{\lambda_3 \lambda_2, \lambda_1 \lambda_4} = (2J+1) e^{-i\varphi(\mu_i - \mu_f)} d_{\mu_i \mu_f}^J(\theta) \langle J; \lambda_3, \lambda_2 | T | J; \lambda_1, \lambda_4 \rangle \quad (5)$$

s_i et λ_i dénotent respectivement le spin et l'hélicité de la particule i . La parité agit de la façon suivante sur les états d'hélicité états propres du moment angulaire:

$$P | J, M; \mu_1, \mu_2 \rangle = \eta_1 \eta_2 (-1)^{S_1 + S_2 - J} | J, M; -\mu_1, -\mu_2 \rangle \quad (6)$$

les η_i dénotent les parités intrinsèques des particules. On peut maintenant appliquer la conservation de la parité

$$T = P^{-1} T P \quad (7)$$

à l'amplitude (5):

$$\langle J; \lambda_3, \lambda_{\bar{2}} | T | J; \lambda_1, \lambda_{\bar{4}} \rangle = \eta_1 \eta_{\bar{2}} \eta_3 \eta_{\bar{4}} (-1)^{S_1 + S_{\bar{2}} + S_3 + S_{\bar{4}}} \quad (8)$$

$$\langle J; -\lambda_3, -\lambda_{\bar{2}} | T | J; -\lambda_1, -\lambda_{\bar{4}} \rangle$$

$$H_{J S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}}}^{t-\lambda_3-\lambda_{\bar{2}}, -\lambda_1-\lambda_{\bar{4}}} = \eta_1 \eta_{\bar{2}} \eta_3 \eta_{\bar{4}} (-1)^{S_1 + S_{\bar{2}} + S_3 + S_{\bar{4}}} (-1)^{\mu_i - \mu_f} \quad (9)$$

$$e^{-i\mathcal{G}(\mu_i - \mu_f)} H_{J S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}}}^{t \lambda_3 \lambda_{\bar{2}}, \lambda_1 \lambda_{\bar{4}}}$$

$$(\text{car } d_{-\mu_i - \mu_f}^J(\theta) = (-1)^{\mu_i - \mu_f} d_{\mu_i \mu_f}^J(\theta))$$

Cette relation se simplifie et prend une forme très élégante dans le référentiel de Gottfried-Jackson, où l'arbitraire dans le choix des axes est levé en choisissant l'axe x dans la direction de la particule 3, $\mathcal{G} = 0$:

$$H_{J S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}}}^{t-\lambda_3-\lambda_{\bar{2}}, -\lambda_1-\lambda_{\bar{4}}} = \eta_1 \eta_{\bar{2}} \eta_3 \eta_{\bar{4}} (-1)^{S_1 + S_{\bar{2}} + S_3 + S_{\bar{4}}} \quad (10)$$

$$(-1)^{\lambda_1 - \lambda_{\bar{4}} + \lambda_{\bar{2}} - \lambda_3} H_{J S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}}}^{t \lambda_3 \lambda_{\bar{2}}, \lambda_1 \lambda_{\bar{4}}}$$

C'est l'équation (11) du paragraphe 7.1.3.

Supposons que l'on échange une trajectoire de Regge de spin J_E et de parité η_E dans le canal t ; on peut alors appliquer la conservation de la parité séparément aux deux vertex. Choisissons 1-4 comme vertex mésonique. Dans le référentiel associé à la particule échangée (le centre de masse du canal t) on a

$$P | J_E, \lambda_E \rangle = \eta_E | J_E, \lambda_E \rangle \quad (11)$$

il découle alors de cette dernière équation et de (6):

$$\langle J_E; \lambda_3, \lambda_{\bar{2}} | T | J_E; \lambda_1, \lambda_{\bar{4}} \rangle = \eta_E \eta_1 \eta_{\bar{4}} (-1)^{S_1 + S_{\bar{4}} - J_E} \quad (12)$$

$$\langle J_E; \lambda_3, \lambda_{\bar{2}} | T | J_E; -\lambda_1, -\lambda_{\bar{4}} \rangle$$

Dans le cas de notre réaction à quasi-deux corps, la résonance (particule 4) se désintègre ultérieurement en $K\bar{K}$. Nous travaillerons dans le référentiel de repos de 4, avec le choix des axes de Gottfried-Jackson. La relation (12) reste valable, parce que le nouveau référentiel est obtenu en appliquant un 'boost' au référentiel du centre de masse de la voie t dans la direction des particules 1 et 4, ce qui ne change pas les états d'hélicité de ces particules.

Pour l'amplitude (5), il faut tenir compte de la fonction $d_{\mu_i \mu_f}^J(\theta)$. La formule approximative suivante est valable pour $\cos \theta$ grand:

$$d_{-\lambda \mu}^J(\cos \theta_t) \simeq (-1)^\lambda d_{\lambda \mu}^J(\cos \theta_t) \quad (13)$$

Cette approximation est valable pour $s \rightarrow \infty$, comme on peut s'en persuader en considérant le cas cinématiquement simple où les quatre masses sont égales:

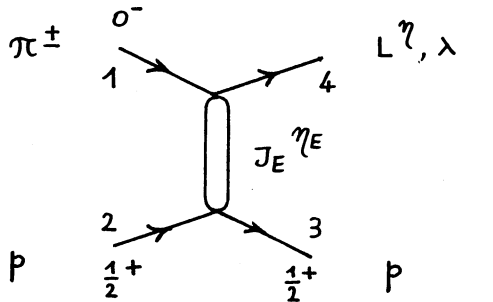
$$\cos \theta_t = 1 + \frac{2s}{t - 4m^2} \quad (14)$$

(pour un intervalle de transfert compris entre -1.2 et -0.05 GeV/c^2 à 50 GeV/c $\cos \theta_t$ est de l'ordre de $-50.$, et l'approximation est excellente [voir plus bas])

On obtient finalement la formule asymptotique

$$\begin{aligned} H \begin{matrix} t \lambda_3 \lambda_{\bar{2}}, -\lambda_1 - \lambda_{\bar{4}} \\ J_E S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}} \end{matrix} &\simeq \eta_E (-1)^{J_E} \eta_1 \eta_{\bar{4}} (-1)^{\lambda_1 - \lambda_{\bar{4}}} \\ &\times (-1)^{S_1 + S_{\bar{4}}} H \begin{matrix} t \lambda_3 \lambda_{\bar{2}}, \lambda_1 \lambda_{\bar{4}} \\ J_E S_3 S_{\bar{2}}, S_1 S_{\bar{4}} \end{matrix} \quad (15) \end{aligned}$$

Cette relation peut s'appliquer au cas de notre réaction:



$\pi^\pm p \longrightarrow (K\bar{K})^\pm p$
pour le système $K\bar{K}$

$$\begin{aligned} s_{\bar{K}} &= L \\ s_2 = s_3 &= \frac{1}{2} \\ s_1 &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_{\bar{K}} &= (-1) \times (-1) \times (-1)^L \\ \eta_2 = \eta_3 &= +1 \\ \eta_1 &= -1 \end{aligned}$$

Avec la naturalité $\xi = \eta_E (-1)^{J_E}$, on obtient

$$H_{J_E \frac{1}{2} \frac{1}{2}, 0 L}^{\pm h_3 h_{\bar{2}}, 0 - \lambda} \simeq - \xi (-1)^\lambda H_{J_E \frac{1}{2} \frac{1}{2}, 0 L}^{\pm h_3 h_{\bar{2}}, 0 \lambda} \quad (16)$$

Après sommation sur les hélicités des nucléons, on retrouve la formule (16) du paragraphe 7.1.3:

$$H_L^{-\lambda} \simeq - \xi (-1)^\lambda H_L^\lambda \quad \text{pour } s \longrightarrow \infty \quad (17)$$

La formule (13) se démontre en considérant le développement explicite

$$\begin{aligned} d_{m',m}^j(\beta) &= \left\{ (j+m)! (j-m)! (j+m')! (j-m')! \right\}^{1/2} \\ &\times \sum_n \frac{(-1)^n}{n!} \frac{(\cos \frac{\beta}{2})^{2j+m-m'-2n} (-\sin \frac{\beta}{2})^{m'-m+2n}}{(j-m'-n)! (j+m-n)! (n+m'-m)!} \end{aligned} \quad (18)$$

Ecrivant $z = \cos \beta$ et $k = m' - m + 2n$ on a

$$\begin{aligned} d_{m',m}^j(z) &= \left\{ \dots \right\}^{1/2} (-1)^{m'-m} \\ &\times \sum_n \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{1+z}{2} \right)^{\frac{1}{2}(2j-k)} \left(\frac{1-z}{2} \right)^{\frac{k}{2}} \frac{1}{(j-m'-n)! (j+m-n)! (n+m'-m)!} \end{aligned} \quad (19)$$

pour z grand, $1 \pm z \simeq \pm z$, $d_{m',m}^j(z)$ se met sous la forme

$$d_{m',m}^j(z) \simeq \left(\frac{z}{2} \right)^j \left\{ \dots \right\}^{1/2} (-1)^{\frac{3}{2}(m'-m)} \sum_n \frac{(-1)^n}{n! (j-m'-n)! (j+m-n)! (n+m'-m)!} \quad (20)$$

il en découle

$$d_{m',m}^j(z) \simeq (-1)^j d_{m',m}^j(-z) \quad \text{pour } z \text{ grand} \quad (21)$$

De la relation exacte

$$d_{-m'm}^j(\pi+\beta) = (-1)^{j-m'} d_{m'm}^j(\beta) \quad (22)$$

et de $\cos(\pi+\beta) = -z$ il vient

$$d_{-m'm}^j(-z) = (-1)^{j-m'} d_{m'm}^j(z) \simeq (-1)^{j-m'} (-1)^j d_{m'm}^j(-z) \quad (23)$$

On en tire la relation (13) $d_{-m'm}^j(z) \simeq (-1)^{m'} d_{m'm}^j(z)$.

Considérons pour terminer l'effet de l'invariance sous la conjugaison de charge $T = C T C$ au vertex mésonique. Dans notre réaction sans échange de charge, la trajectoire neutre est la seule à avoir une parité C définie, C_E ; C transforme les mésons incident et émergeant en leurs antiparticules correspondantes:

$$H \begin{Bmatrix} \lambda_3 & \lambda_{\bar{2}} & \lambda_4 & \lambda_{\bar{4}} \\ J_E S_3 & S_2, S_4 & S_{\bar{4}} \end{Bmatrix} = C_E H \begin{Bmatrix} \lambda_3 & \lambda_{\bar{2}} & \lambda_{\bar{1}} & \lambda_4 \\ J_E S_3 & S_{\bar{2}}, S_{\bar{1}} & S_4 \end{Bmatrix} \quad (24)$$

Cette dernière relation relie les amplitudes lorsque la polarité du faisceau change. Pour illustrer cet effet, considérons les amplitudes NPE des mésons A_2 et g ; D_+ est produite par échange de P et de f ($C_E = +1$), alors que F_+ est produite par échange de ω ($C_E = -1$). En conséquence, les termes d'interférences $D_+ F_+$ changent de signe avec la charge du π incident; $D_+ F_+$ contribue aux moments J impair, M pair (voir appendice B). Le changement de signe est visible dans la région de masse du $g(1700)$ sur les figures 33 et 34, particulièrement bien pour les moments t_5^0 et t_5^2 . L'onde P_+ du f' , également présent dans cette région de masse, est aussi produite par échange de ω et renforce l'effet discuté.

Appendice B

RELATIONS MOMENTS - AMPLITUDES DE NATURALITE DEFINIE

Nous présentons dans cet appendice les relations explicites entre moments de la distribution angulaire, et amplitudes de naturalités définies.

Voici la signification des symboles utilisés dans les tables qui suivent:

- T_J^M est le moment corrigé t_J^M .
- H_0^{**2} , H_+^{**2} , H_-^{**2} représentent le carré du module des amplitudes d'hélicité correspondantes: H_0 , H_+ , et H_- .
- D_{2+} et D_{2-} sont les amplitudes de spin 2, d'hélicité 2, NPE et UPE respectivement.
- une expression telle que $D+F+$ signifie

$$\text{Re}(D_+^* F_+) = |D_+| \cdot |F_+| \cdot \left(\sum \cos \varphi \right)_{D_+ F_+}$$

La page suivante montre les relations utilisées pour l'analyse en amplitudes dans la région du A_2 . Les relations qui ont permis l'analyse à plus haute masse sont présentées ensuite.

Relations entre moments $J \leq 4$, $M \leq 4$ et amplitudes $L \leq 2$, $\lambda \leq 2$

$$T_{00}^0 = +1.000 * S0^{**2} + 1.000 * P0^{**2} + 1.000 * P+^{**2} + 1.000 * P-^{**2} + 1.000 * D0^{**2} + 1.000 * D+^{**2} + 1.000 * D-^{**2} \\ + 1.000 * D2+^{**2} + 1.000 * D2-^{**2}$$

$$T_{11}^0 = +1.549 * (P+D+ + P-D-) \\ + 2.000 * SOP0 + 1.769 * P0D0$$

$$T_{11}^1 = +1.095 * (P+D2+ + P-D2-) \\ + 1.414 * SOP- - .632 * P-D0 + 1.095 * POD-$$

$$T_{22}^0 = - .447 * (P+^{**2} + P-^{**2}) + .519 * (D+^{**2} + D-^{**2}) - .639 * (D2+^{**2} + D2-^{**2}) \\ + .894 * P0^{**2} + .639 * D0^{**2} + 2.000 * S0D0$$

$$T_{22}^1 = + .782 * (D+D2+ + D-D2-) \\ + 1.095 * POP- + .452 * D0D- + 1.414 * S0D-$$

$$T_{22}^2 = + .548 * (P-^{**2} - P+^{**2}) + .391 * (D-^{**2} - D+^{**2}) \\ - .904 * D0D2- + 1.414 * S0D2-$$

$$T_{33}^0 = -1.014 * (P+D+ + P-D-) \\ + 1.757 * P0D0$$

$$T_{33}^1 = - .293 * (P+D2+ + P-D2-) \\ + 1.014 * P-D0 + 1.171 * POD-$$

$$T_{33}^2 = + .926 * (P-D- - P+D+) \\ + .926 * P0D2-$$

$$T_{33}^3 = +1.134 * (P-D2- - P+D2+)$$

$$T_{44}^0 = - .571 * (D+^{**2} + D-^{**2}) + .143 * (D2+^{**2} + D2-^{**2}) \\ + .857 * D0^{**2}$$

$$T_{44}^1 = - .319 * (D+D2+ + D-D2-) \\ + 1.107 * D0D-$$

$$T_{44}^2 = + .452 * (D-^{**2} - D+^{**2}) \\ + .762 * D0D2-$$

$$T_{44}^3 = + .645 * (D-D2- - D+D2+)$$

$$T_{44}^4 = + .598 * (D2-^{**2} - D2+^{**2})$$

Relations entre moments $J \leq 12$, $M \leq 2$ et amplitudes $L \leq 6$, $\lambda \leq 1$

$$\begin{aligned}
 T_0^0 &= +1.000 * S0^{**2} + 1.000 * P0^{**2} + 1.000 * P+^{**2} + 1.000 * P-^{**2} + 1.000 * D0^{**2} + 1.000 * D+^{**2} + 1.000 * D-^{**2} \\
 &+ 1.000 * F0^{**2} + 1.000 * F+^{**2} + 1.000 * F-^{**2} + 1.000 * G0^{**2} + 1.000 * G+^{**2} + 1.000 * G-^{**2} + 1.000 * H0^{**2} \\
 &+ 1.000 * H+^{**2} + 1.000 * H-^{**2} + 1.000 * I0^{**2} + 1.000 * I+^{**2} + 1.000 * I-^{**2} \\
 T_1^0 &= +1.549 * (P+D+ + P-D-) + 1.656 * (D+F+ + D-F-) + 1.690 * (F+G+ + F-G-) + 1.706 * (G+H+ + G-H-) \\
 &+ 1.714 * (H+I+ + H-I-) \\
 &+ 2.000 * S0P0 + 1.789 * P0D0 + 1.757 * D0F0 + 1.746 * F0G0 + 1.741 * G0H0 + 1.738 * H0I0 \\
 T_1^1 &= +1.414 * S0P- - .632 * P-D0 + 1.095 * P0D- - .717 * D-F0 + 1.014 * D0F- - .756 * F-G0 + .976 * F0G- \\
 &- .778 * G-H0 + .953 * G0H- - .793 * H-I0 + .939 * H0I- \\
 T_2^0 &= - .447 * (P+^{**2} + P-^{**2}) + .319 * (D+^{**2} + D-^{**2}) + .447 * (F+^{**2} + F-^{**2}) + .494 * (G+^{**2} + G-^{**2}) \\
 &+ .516 * (H+^{**2} + H-^{**2}) + .529 * (I+^{**2} + I-^{**2}) + 1.434 * (P+F+ + P-F-) + 1.565 * (D+G+ + D-G-) \\
 &+ 1.612 * (F+H+ + F-H-) + 1.634 * (G+I+ + G-I-) \\
 &+ .594 * P0^{**2} + .639 * D0^{**2} + .596 * F0^{**2} + .581 * G0^{**2} + .573 * H0^{**2} + .569 * I0^{**2} + 2.000 * S0D0 \\
 &+ 1.757 * P0F0 + 1.714 * D0G0 + 1.699 * F0H0 + 1.691 * G0I0 \\
 T_2^1 &= +1.095 * P0P- + .452 * D0D- + .298 * F0F- + .225 * G0G- + .181 * H0H- + .152 * I0I- + 1.414 * S0D- \\
 &- .717 * P-F0 + 1.171 * P0F- - .808 * D-G0 + 1.107 * D0G- - .849 * F-H0 + 1.074 * F0H- - .873 * G-I0 \\
 &+ 1.055 * G0I- \\
 T_2^2 &= + .546 * (P-^{**2} - P+^{**2}) + .391 * (D-^{**2} - D+^{**2}) + .365 * (F-^{**2} - F+^{**2}) + .356 * (G-^{**2} - G+^{**2}) \\
 &+ .351 * (H-^{**2} - H+^{**2}) + .349 * (I-^{**2} - I+^{**2}) + .293 * (P+F+ - P-F-) + .319 * (D+G+ - D-G-) \\
 &+ .329 * (F+H+ - F-H-) + .334 * (G+I+ - G-I-) \\
 T_3^0 &= -1.014 * (P+D+ + P-D-) + .422 * (D+F+ + D-F-) + 1.380 * (P+G+ + P-G-) + .704 * (F+G+ + F-G-) \\
 &+ 1.519 * (D+H+ + D-H-) + .816 * (G+H+ + G-H-) + 1.572 * (F+I+ + F-I-) + .873 * (H+I+ + H-I-) \\
 &+ 1.757 * P0D0 + 2.000 * S0F0 + 1.193 * D0F0 + 1.746 * P0G0 + 1.091 * F0G0 + 1.699 * D0H0 + 1.052 * G0H0 \\
 &+ 1.681 * F0I0 + 1.032 * H0I0 \\
 T_3^1 &= +1.014 * P-D0 + 1.171 * P0D- + 1.414 * S0F- + .298 * D-F0 + .632 * D0F- - .756 * P-G0 + 1.195 * P0G- \\
 &+ .129 * F-G0 + .496 * F0G- - .649 * D-H0 + 1.140 * D0H- + .048 * G-H0 + .431 * G0H- - .891 * F-I0 \\
 &+ 1.112 * F0I- + .390 * H0I- \\
 T_3^2 &= + .926 * (P-D- - P+D+) + .577 * (D-F- - D+F+) + .378 * (P+G+ - P-G-) + .514 * (F-G- - F+G+) \\
 &+ .416 * (D+H+ - D-H-) + .490 * (G-H- - G+H+) + .431 * (F+I+ - F-I-) + .478 * (H-I- - H+I+) \\
 T_4^0 &= - .571 * (D+^{**2} + D-^{**2}) + .091 * (F+^{**2} + F-^{**2}) + .243 * (G+^{**2} + G-^{**2}) + .308 * (H+^{**2} + H-^{**2}) \\
 &+ .342 * (I+^{**2} + I-^{**2}) - 1.069 * (P+F+ + P-F-) + .318 * (D+G+ + D-G-) + 1.348 * (P+H+ + P-H-) \\
 &+ .610 * (F+H+ + F-H-) + 1.492 * (D+I+ + D-I-) + .731 * (G+I+ + G-I-) \\
 &+ .657 * D0^{**2} + .545 * F0^{**2} + .486 * G0^{**2} + .462 * H0^{**2} + .449 * I0^{**2} + 1.746 * P0F0 + 2.000 * S0G0 \\
 &+ 1.162 * D0G0 + 1.741 * P0H0 + 1.052 * F0H0 + 1.691 * D0I0 + 1.009 * G0I0 \\
 T_4^1 &= +1.107 * D0D- + .498 * F0F- + .343 * G0G- + .266 * H0H- + .219 * I0I- + .976 * P-F0 + 1.195 * P0F- \\
 &+ 1.414 * S0G- + .225 * D-G0 + .698 * D0G- - .778 * P-H0 + 1.206 * P0H- + .048 * F-H0 + .577 * F0H- \\
 &- .873 * D-I0 + 1.155 * D0I- - .036 * G-I0 + .517 * G0I- \\
 T_4^2 &= + .452 * (D-^{**2} - D+^{**2}) + .287 * (F-^{**2} - F+^{**2}) + .256 * (G-^{**2} - G+^{**2}) + .243 * (H-^{**2} - H+^{**2}) \\
 &+ .237 * (I-^{**2} - I+^{**2}) + .845 * (P-F- - P+F+) + .453 * (D-G- - D+G+) + .426 * (P+H+ - P-H-) \\
 &+ .377 * (F-H- - F+H+) + .472 * (D+I+ - D-I-) + .347 * (G-I- - G+I+) \\
 T_5^0 &= -1.201 * (D+F+ + D-F-) - 1.101 * (P+G+ + P-G-) + .068 * (F+G+ + F-G-) + .256 * (D+H+ + D-H-) \\
 &+ .377 * (G+H+ + G-H-) + 1.327 * (P+I+ + P-I-) + .552 * (F+I+ + F-I-) + .515 * (H+I+ + H-I-) \\
 &+ 1.699 * D0F0 + 1.741 * P0G0 + 1.052 * F0G0 + 2.000 * S0H0 + 1.147 * D0H0 + .923 * G0H0 + 1.738 * P0I0 \\
 &+ 1.032 * F0I0 + .870 * H0I0 \\
 T_5^1 &= +1.074 * D-F0 + 1.140 * D0F- + .953 * P-G0 + 1.206 * P0G- + .431 * F-G0 + .577 * F0G- + 1.414 * S0H- \\
 &+ .181 * D-H0 + .730 * D0H- + .266 * G-H0 + .435 * G0H- - .793 * P-I0 + 1.212 * P0I- + .617 * F0I- \\
 &+ .185 * H-I0 + .364 * H0I- \\
 T_5^2 &= + .870 * (D-F- - D+F+) + .798 * (P-G- - P+G+) + .525 * (F-G- - F+G+) + .372 * (D-H- - D+H+) \\
 &+ .455 * (G-H- - G+H+) + .456 * (P+I+ - P-I-) + .286 * (F-I- - F+I+) + .426 * (H-I- - H+I+)
 \end{aligned}$$

$$T_6^0 = -.630 * (F+^{**2} + F-^{**2}) - .025 * (G+^{**2} + G-^{**2}) + .131 * (H+^{**2} + H-^{**2}) + .203 * (I+^{**2} + I-^{**2}) \\ -1.235 * (D+G+ + D-G-) -1.122 * (P+H+ + P-H-) + .215 * (D+I+ + D-I-) + .310 * (G+I+ + G-I-) \\ + .840 * F0^{**2} + .504 * G0^{**2} + .435 * H0^{**2} + .406 * I0^{**2} + 1.691 * DOG0 + 1.738 * POH0 + 1.032 * FOH0 \\ +2.000 * SOI0 + 1.138 * DOI0 + .898 * GOI0$$

$$T_6^1 = +1.112 * F0F- + .517 * G0G- + .364 * H0H- + .287 * I0I- + 1.055 * D-G0 + 1.155 * DOG- + .939 * P-H0 \\ +1.212 * POH- + .390 * F-H0 + .617 * FOH- + 1.414 * SOI- + .152 * D-I0 + .747 * DOI- + .219 * G-I0 \\ + .484 * GOI-$$

$$T_6^2 = +.431 * (F-^{**2} - F+^{**2}) + .258 * (G-^{**2} - G+^{**2}) + .223 * (H-^{**2} - H+^{**2}) + .208 * (I-^{**2} - I+^{**2}) \\ + .844 * (D-G- - D+G+) + .766 * (P-H- - P+H+) + .478 * (F-H- - F+H+) + .315 * (D-I- - D+I+) \\ + .401 * (G-I- - G+I+)$$

$$T_7^0 = -1.295 * (F+G+ + F-G-) -1.258 * (D+H+ + D-H-) - .121 * (G+H+ + G-H-) -1.137 * (P+I+ + P-I-) \\ - .045 * (F+I+ + F-I-) + .190 * (H+I+ + H-I-) \\ +1.672 * F0G0 + 1.687 * D0H0 + .986 * G0H0 + 1.736 * P0I0 + 1.021 * F0I0 + .842 * H0I0$$

$$T_7^1 = +1.095 * F-G0 + 1.130 * F0G- + 1.041 * D-H0 + 1.164 * D0H- + .479 * G-H0 + .562 * G0H- + .928 * P-I0 \\ +1.215 * P0I- + .362 * F-I0 + .640 * F0I- + .320 * H-I0 + .418 * H0I-$$

$$T_7^2 = +.848 * (F-G- - F+G+) + .823 * (D-H- - D+H+) + .494 * (G-H- - G+H+) + .744 * (P-I- - P+I+) \\ + .439 * (F-I- - F+I+) + .419 * (H-I- - H+I+)$$

$$T_8^0 = -.665 * (G+^{**2} + G-^{**2}) - .096 * (H+^{**2} + H-^{**2}) + .058 * (I+^{**2} + I-^{**2}) -1.318 * (F+H+ + F-H-) \\ -1.273 * (D+I+ + D-I-) - .168 * (G+I+ + G-I-) \\ + .831 * G0^{**2} + .481 * H0^{**2} + .406 * I0^{**2} + 1.667 * FOH0 + 1.685 * DOI0 + .973 * GOI0$$

$$T_8^1 = +1.115 * G0G- + .527 * H0H- + .376 * I0I- + 1.083 * F-H0 + 1.141 * FOH- + 1.032 * D-I0 + 1.170 * DOI- \\ + .453 * G-I0 + .588 * GOI-$$

$$T_8^2 = +.421 * (G-^{**2} - G+^{**2}) + .244 * (H-^{**2} - H+^{**2}) + .206 * (I-^{**2} - I+^{**2}) + .835 * (F-H- - F+H+) \\ + .807 * (D-I- - D+I+) + .471 * (G-I- - G+I+)$$

$$T_9^0 = -1.352 * (G+H+ + G-H-) -1.334 * (F+I+ + F-I-) - .240 * (H+I+ + H-I-) \\ +1.656 * G0H0 + 1.664 * F0I0 + .948 * H0I0$$

$$T_9^1 = +1.104 * G-H0 + 1.127 * G0H- + 1.074 * F-I0 + 1.148 * F0I- + .503 * H-I0 + .556 * H0I-$$

$$T_9^2 = +.836 * (G-H- - G+H+) + .824 * (F-I- - F+I+) + .475 * (H-I- - H+I+)$$

$$T_{10}^0 = -.688 * (H+^{**2} + H-^{**2}) - .144 * (I+^{**2} + I-^{**2}) -1.369 * (G+I+ + G-I-) \\ + .825 * H0^{**2} + .466 * I0^{**2} + 1.653 * GOI0$$

$$T_{10}^1 = +1.117 * H0H- + .534 * I0I- + 1.096 * G-I0 + 1.135 * GOI-$$

$$T_{10}^2 = +.416 * (H-^{**2} - H+^{**2}) + .235 * (I-^{**2} - I+^{**2}) + .829 * (G-I- - G+I+)$$

$$T_{11}^0 = -1.391 * (H+I+ + H-I-) \\ +1.646 * H0I0$$

$$T_{11}^1 = +1.110 * H-I0 + 1.126 * H0I-$$

$$T_{11}^2 = +.828 * (H-I- - H+I+)$$

$$T_{12}^0 = -.704 * (I+^{**2} + I-^{**2}) \\ + .821 * I0^{**2}$$

$$T_{12}^1 = +1.119 * I0I-$$

$$T_{12}^2 = +.413 * (I-^{**2} - I+^{**2})$$

Appendice C

AMBIGUITES DANS LA DETERMINATION DES AMPLITUDES

L'analyse en amplitudes a pour but de déterminer les ondes partielles individuelles à partir de la distribution angulaire produite. La dépendance de ces amplitudes en fonction des variables cinématiques (masse, transfert,...) permet de formuler une interprétation physique de la réaction. Il est malheureusement bien connu que des ensembles différents d'ondes partielles peuvent conduire à la même distribution angulaire. Cela provient du fait que l'expérience ne peut mesurer que le carré du module de la somme des amplitudes complexes.

Examinons de quelle manière se traduit ce problème pour nos amplitudes d'hélicité, en nous limitant aux contributions dominantes $\lambda=1$ (NPE) et $\lambda=0$ (UPE).

Les amplitudes de naturalité différentes n'interférant pas, la distribution angulaire peut s'exprimer par

$$I = |T_{NPE}|^2 + |T_{UPE}|^2 \quad (1)$$

et on peut étudier les ambiguïtés dans chaque secteur séparément. A partir de la définition (17) des amplitudes de naturalité définie, au paragraphe 7.1.3, on calcule la décomposition de T_{NPE} et T_{UPE} en amplitudes d'hélicité 1 et 0 respectivement:

$$T_{NPE} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{L=1}^{L_{max}^{NPE}} L_+ 2i \operatorname{Im}\{Y_L^1(\theta, \varphi)\} \quad (2)$$

$$T_{UPE} = \sum_{L=0}^{L_{max}^{UPE}} L_0 Y_L^0(\theta, \varphi) \quad (3)$$

En termes de polynômes de Legendre, ces deux équations deviennent

$$T_{NPE} = -i\sqrt{2} \sum_{L=1}^{L_{max}^{NPE}} L_+ \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi L(L+1)}} \sin\varphi \sin\theta \frac{d}{d\cos\theta} P_L(\cos\theta) \quad (4)$$

$$T_{UPE} = \sum_{L=0}^{L_{max}^{UPE}} L_0 \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} P_L(\cos\theta) \quad (5)$$

T_{NPE} est proportionnelle à un polynôme de degré $L_{max}^{NPE} - 1$ en $\cos \theta$;

T_{UPE} est proportionnelle à un polynôme de degré L_{max}^{UPE} en $\cos \theta$.

Ces polynômes admettent respectivement $L_{max}^{NPE} - 1$ et L_{max}^{UPE} racines dans le plan complexe de la variable $z = \cos \theta$ (les 'zéros de Barrelet'). On peut récrire T_{NPE} et T_{UPE} en fonction de ces racines z_i, z'_i :

$$T_{NPE}(\theta, \varphi, M, t) = T_{NPE}(0, 0, M, t) \sin \varphi \sin \theta \prod_{i=1}^{L_{max}^{NPE} - 1} \frac{\cos \theta - z_i}{1 - z_i} \quad (6)$$

$$T_{UPE}(\theta, M, t) = T_{UPE}(0, M, t) \prod_{i=1}^{L_{max}^{UPE}} \frac{\cos \theta - z'_i}{1 - z'_i} \quad (7)$$

La distribution angulaire est insensible au signe de la partie imaginaire des racines. Il y a donc $2^{L_{max}^{NPE} - 1}$ solutions dans le secteur NPE, et $2^{L_{max}^{UPE}}$ solutions dans le secteur UPE. Ces deux nombres se réduisent d'un facteur deux chacun lorsqu'on considère des amplitudes physiques : chaque ensemble de solutions est indistinguable de l'ensemble des solutions conjuguées complexes (cela correspond à changer simultanément le signe de toutes les phases relatives entre les amplitudes).

Les équations (6) et (7) suggèrent une méthode pour générer toutes les solutions (réf. [28], [29]) :

- on calcule un premier ensemble d'amplitudes à partir de la distribution angulaire ;
- cela permet de calculer les coefficients des polynômes intervenant dans les équations (4) et (5) en fonction de ces amplitudes ;
- on calcule les zéros de Barrelet ;
- les signes des parties imaginaires des zéros sont changés de toutes les façons possibles ;
- les coefficients des polynômes changent ; on les recalcule à partir des équations (6) et (7) ;
- tous les nouveaux ensembles de solutions se déduisent en inversant la dépendance des coefficients en fonction des amplitudes, pour chaque ensemble particulier de signes des parties imaginaires des zéros.

Pour choisir une solution physiquement acceptable pour chaque intervalle de masse (ou de transfert) on utilise :

- la continuité de la partie imaginaire des zéros d'un intervalle à l'autre;
- un comportement des amplitudes compatible avec les résonances dominantes;

_ à mesure que la masse $K\bar{K}$ croît, de nouvelles ondes partielles de spins de plus en plus élevés entrent en jeu; chaque nouvelle amplitude introduit un nouveau zéro qui vient de l'infini (dans le plan complexe z) et se rapproche de la région physique $[-1,+1]$; cela aide à construire des trajectoires continues pour les zéros des différents ensembles de solutions.

Remarquons, pour terminer, que l'amplitude d'onde partielle de spin le plus élevé de chaque secteur ne change pas d'un ensemble de solutions à l'autre (cette amplitude est la seule, NPE ou UPE, à contribuer aux moments les plus élevés qui la déterminent univoquement; elle factorise le terme de degré le plus élevé du polynôme dans les équations (4) et (5)). En particulier, la détermination de l'amplitude d'onde partielle de notre nouvelle résonance de spin 6, I_+ , n'est pas ambiguë.