

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Michel DELLA NEGRA

1^{re} THESE. - Etude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt en trois corps
du type : $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$.

2^e THESE. - PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTE.

L'aplatissement du soleil et la relativité générale.

Soutenues le 23 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN

LEHMANN

LEPRINCE - RINGUET

ASTIER

*Président.**Examineurs.*

Nat. var. Q 6777

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Michel DELLA NEGRA



1^{re} THESE. - Etude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt en trois corps
du type : $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$.

2^e THESE. - PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTE.

L'aplatissement du soleil et la relativité générale.

Soutenues le 23 juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN

LEHMANN

LEPRINCE - RINGUET

ASTIER

Président.

Examineurs.

Nat. var. Q 6777

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T Analyse supérieure.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
PRENANT	T Anatomie et histologie comparée.	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée.
GRASSE	T Evolution des êtres organisés.	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
PREVOST	T Chimie organique.	KIRRMANN	T Théorie chimique.
WYART	T Minéralogie et cristallographie.	CHADEFAUD	T Botanique.
TEISSIER	T Zoologie.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
AUGER	T Physique quantique et relativité.	DEVILLERS	T Anatomie et histologie comparée.
MONNIER	T Physiologie générale.	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
PIVETEAU	T Paléontologie.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).
LAFFITTE	T Chimie générale.	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
N	T Géométrie supérieure.	ROCH	T Géologie.
COULOMB	T Physique du globe.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	TERMIER	T Géologie générale
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
BOCQUET	T Zoologie.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	RIZET	T Génétique (Orsay).
EPHROSSI	T Génétique.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
RIVIÈRE	T Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)	M ^{me} TONNELAT	T Physique théorique.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
LUCAS R.	T Recherches physiques.	SOUCHAY	T Chimie générale.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	AIGRAIN	T Electrotechnique générale.
ARNULF	T Optique appliquée.	BRUSSET	T Chimie systématique.
MORAND	T Physique enseignement.	LÉVY	T Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
DRACH	T Zoologie.	PANNETIER	T Chimie générale.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	BRUN	T Mécanique théorique des fluides.
GALLIEN	T Embryologie.	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay).
EICHORN	T Botanique.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie physique.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
THELLIER	T Physique du globe.	COTTE	T Physique électricité.
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	DUBOIS J.-E.	T Chimie organique.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
PONCIN	T Mécanique générale.	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	OLMER	T Energétique générale.
QUELET	T Chimie organique.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BROSSEL	T Physique atomique.
JUNG	T Géologie	BUSER	T Physiologie comparée.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	CASTAING	T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste (Orsay)	CURIEN	T Minéralogie et cristallographie.
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).
DESTOUCHES	T Théorie physique.	M ^{me} Charniaux-Cotton	T Evolution des êtres organisés.
AMIEL	T Chimie générale.	POSSOMPES	T Zoologie.
HOCART	T Minéralogie et cristallographie.	PULLMANN	T Chimie quantique.
MATHIEU J.-P.	T Physique optique.	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
COUTEAUX	T Cytologie.	TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay).
MAY	T Zoologie (Orsay).	VILLE	T Econométrie.
CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie.	WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	DODE	T Chimie (Orsay).
GUINIER	T Physique des solides (Orsay).	FREYMANN	T Recherches physiques.
JOST	T Physiologie comparée.	GUINOCHET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
FORTET	T Calcul des probabilités et phys. mathématique	ROLLET	T Chimie minérale.
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.	M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.).
CHOUARD	T Physiologie végétale.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).	ARNOULT	T Electronique (Orsay).
NORMANT	T Synthèse organique.	CHAPELLE	T Physique 1 (Orsay).
BÉNARD	T Chimie minérale.	DELANGE	T Mathématiques 1 (Orsay).
BUVAT	T Botanique (E.N.S.).	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.	GERMAIN	T Mécanique théorie des fluides.
LUCAS G.	T Géologie.	GUILBERT	Physique (CSU Orléans).
ALLARD	T Chimie Physique.	HUPE	T Pétrographie.
BERTHELOT	T Physique des particules fondament. (Orsay)	HOLLANDE	T Biologie générale.
BRICARD	T Météorologie physique de l'atmosphère.	LIONS	T Analyse numérique.
M ^{me} ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie.	MAITTE	T Chimie (P.C.B.).

FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay).	ROUBINE	Electronique.
JULIA M.	T Etudes des moléculaires naturelles complexes	SILBER	T Chimie (P.C.B.)
LENDER	T Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	UEBERSFELD	T Electronique.
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	YVON	T Théorie physique.
Mlle QUINTIN	T Electrochimie.	HERVÉ	T Mathématiques.
MONOD	T Chimie du métabolisme.	NERON	T Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).	Mme NECKER-WIMEL	T Astrophysique
DE POSSEL	T Analyse numérique.	BALKANSKY	Physique (M.P.C.)
CHARLOT	T Chimie analytique.	LE CORRE	T Electricité
LEMEÉ	T Ecologie végétale (Orsay).	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
GUERIN	T Chimie (M.P.C.) (Orsay).	GOURDIN	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
CHATELET	T Chimie (P.C.B.)	LEHMANN	T Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
JEAN	T Physique nucléaire (Orsay).	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
MATTTLER	T Physique (S.P.C.N.)	ECHALIER	Biologie animale (P.C.B.)
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	BARRAUD	Physiologie cellulaire
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	LIOTET	T Physiologie végétale (Orsay).
BOUSSIERES	T Radio-chimie	DARS	Géologie struc. et Géologie appliquée
Mme COUTURE	T Thermodynamique et mécanique physique.	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du globe.	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
FRANC	T Biologie animale (P.C.B.)	BLAQUIÈRE	Electronique (Orsay)
SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).	ARNOUS	T Physique théorique (Orsay)
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
ACHER	T Chimie biologique (Orsay).	MALLIAVIN	T Mathématiques Propédeutique (Orsay)
BAUDOIN	T Biologie animale (P.C.B.)	GAUDEMAR	Chimie Propédeutique
BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)	PEREZ Y JORBA	Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
BLAMONT	Géophysique ionosphère.	DAVID	T Chimie (agrégation) (Orsay)
BOURREAU	T Botanique.	BROUSSE	T Mécanique théorique
CURIE D.	Physique (M.G.P.)	ROSCH	T Astronomie
DURAND-DELGA	T Géologie.	GUY	T Physique expérimentale.
FREON	T Chimie organique (Orsay).	LAZARD	Mathématiques (M.P.C.).
HELLER	T Physiologie végétale.	MOREL P.	Physique (M.P.C.).
TORTRAT	T Calcul des probabilités.	ARSAC	Programmation.
CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)	LEFEBVRE	Chimie (M.P.C.).
MAGNAN	Physique Electricité.	CHAPEVILLE	Biochimie.
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.	BENOIT	Physique (C.P.E.M.).
Mlle FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)	RIO	Chimie (C.P.E.M.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	Mécanique analytique et Mécanique céleste	JAUZEIN	Géologie (E.N.S.).
Mlle VEIL	T Physiologie générale.	PRÉVOST G.	Biologie végétale (C.P.E.M.).
LWOFF	T Microbiologie.	FAVARD	Biologie animale (C.P.E.M.).
SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.	VILKAS	Chimie (C.P.E.M.).
LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).	Mlle FICINI	Chimie (C.P.E.M.).
BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).	LEQUEUX	Astronomie.
CABANNES	T Mécanique générale.	COHEN TANNODJI	Physique (M.P.C.).
LESIEUR	T Mathématiques 1 (Orsay).	TAVERNIER	Physique (C.P.E.M.).
MAZET	T Mécanique générale (Orsay).	Mme ROIZEN	Physique (C.P.E.M.).
CAIRE	Géographie physique et Géologie dynamique.	DURAND M.	Biologie animale (S.P.C.N.).
COMOLET	Mécanique des fluides.	PASCAUD	Physiologie.
CORABŒUF	T Physiologie animale (Orsay).	Mme PETIT	Biologie animale (C.P.E.M.).
DELLOUE	T Physique de l'exosphère.	BROUSSE	Géologie (Orsay).
GORENFLOT	Botanique II (Orsay).	CAGNAC	Physique agrégation (Orsay).
HOULLON	Biologie animale (P.C.B.)	LEBERRE	Zoologie (Orsay).
JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).	SCHAEFFER	Microbiologie (Orsay).
MALGRANGE	T Technique math. de la Physique (Orsay).	DE GENNES	Physique des solides (Orsay).
OLIVIER	Antropologie.	RIOU	Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
NOZERAN	T Botanique II (Orsay).	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).	CHEVALLIER	Physiologie animale (Orsay).
CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay).
KAHANE	T Mathématiques (Orsay).	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay).
SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. féminine).	FETIZON	Chimie propédeutique (Orsay).
KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).	CERF	Mathématique (Orsay).
THIRY	T Mécanique céleste.	LURCAT	Physique
ABELES	Physique (S.P.C.N.)	RIGAUDY	Chimie (S.P.C.N.)
AMAT	T Physique (P.C.B.)	SIGWALT	Chimie (S.P.C.N.)
AUBOIN	T Géologie.	FOURNET	Electricité générale.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).	COLLONGUES	Chimie (C.P.E.M.).
BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).	DUBERT	Biochimie.
BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.)	LAVOREL	Biologie physico chimique.
BRUNN	T Géologie historique (Orsay).	MOREL F.	Physiologie comparée.
CHABBAL	T Physique (M.G.P.) (Orsay).	TALBOT	Génétique chimique.
DEHEUVELS	T Mathématique-Propédeutique	Mme NOUGADERE	Botanique.
D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay).	FRANÇOIS	Zoologie.
FURON	T Géologie (S.P.C.N.)	IVANOFF	Océanographie physique.
Mme GANS	T Génétique.	CADIOT	Chimie organique.
GENEVES	Biologie végétale (P.C.B.)	BARUCH	Physique propédeutique.
MEYER	Physique-Propédeutique.	NOZIERES	Physique générale.
NICOLAS	Géologie appliquée.	BOK	Physique propédeutique.
PANIGEL	Biologie générale.	SLONIMSKI	Génétique.
RAVIER	Pétrographie.		
ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides.		

I N T R O D U C T I O N

— : — : — : —

Le présent travail a pour objet l'étude des réactions à trois corps,

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad (2)$$

dans lesquelles l'antiproton interagit à l'arrêt.

Ces réactions apparaissent privilégiées pour l'étude des interactions $K \bar{K}$ et $K \pi$ pour trois raisons au moins :

- L'état initial a des nombres quantiques bien déterminés (les annihilations à l'arrêt se font quasi-totalement dans l'état S).
- L'état final est libéré de tout effet dû à la présence d'un baryon.

Le nombre limité de particules permet une décomposition selon une base complète d'états propres d'isospin et de moment angulaire de l'élément de matrice total de transition.

De plus, la chambre à bulles à hydrogène liquide apparaît comme le détecteur le mieux adapté à l'étude de la réaction (1). En effet, toutes les

particules produites sont visibles dans la chambre à bulles ; ceci permet une analyse cinématique précise (quadruple contrainte de la conservation de l'impulsion-énergie).

Parmi les particules intervenant dans la réaction (2), seul le π^0 n'est pas détecté dans la chambre à bulles ; mais l'analyse cinématique permet de reconstituer le π^0 manquant (adaptation à une contrainte).

Les réactions (1) et (2) ont donc été extraites d'un lot d'annihilations d'antiprotons dans l'hydrogène liquide, photographiées dans la chambre à bulles de 81 cm de Saclay.

Un premier lot de 200.000 annihilations a été obtenu en mai 1961, un deuxième de 550.000 en décembre 1962, un troisième de 800.000 en avril 1965.

Le premier et le deuxième lots ont été analysés en collaboration par des physiciens du CERN et du Collège de France. Pour l'analyse du troisième lot, se sont joints à eux des physiciens de l'Institut du Radium et de Liverpool.

Une première analyse de la résonance $K^*(890)$ dans les réactions (1) et (2), portant sur le premier lot a déjà été présentée en avril 1964 (réf. 0-1).

Une analyse des réactions du type $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} n \pi$ portant sur le premier et le deuxième lots a été présentée en juin 1965 (réf. 0-2).

Une structure particulière apparaissant dans le système $(K \bar{K})$ dans la réaction (1), avec notamment une apparente dissymétrie entre les systèmes $\bar{K}^0 K^+$ et $K^0 K^-$, indiquant une violation possible de la conjugaison de charge, justifiait, entre autres raisons, la nouvelle prise de photographies en avril 1965.

Pour des raisons d'homogénéité de programmes, l'étude présentée ici portera sur le deuxième et le troisième lots uniquement, soit 1.350.000 annihilations.

Dans le chapitre I nous exposerons brièvement les conditions expérimentales et la méthode, aujourd'hui classique, utilisée pour l'identification des événements. Nous développerons ensuite le modèle théorique employé pour décrire les annihilations en 3 corps $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$, permettant des interférences entre les diverses interactions dans l'état final (chapitre II). Nous appliquerons ensuite le modèle développé, pour la discussion des résultats expérimentaux de la réaction (1) (chapitre III) ; ceci nous conduira à étudier successivement :

- Les représentations possibles du fond avec la mise en évidence d'un nouveau phénomène $K \bar{K}$ au seuil, d'isospin 1 (chapitre IV).

- Les résonances se manifestant dans l'état final : la structure en $K \bar{K}$ à 1280 MeV, la production de K^* (chapitre V).

Enfin dans le chapitre VI, nous comparons les résultats obtenus pour la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$ avec ceux de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$.

CHAPITRE I

== 3 == 3 ==

METHODE EXPERIMENTALE

== 6 ==

CONDITIONS EXPERIMENTALES

1.350.000 antiprotons ont été arrêtés et photographiés dans la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm de Saclay exposée auprès du synchrotron à protons du CERN. Les antiprotons ont été obtenus à l'aide des faisceaux k3 (décembre 1962) et k4 (avril 1965) décrits respectivement en références (I-1) et (I-2). Les faisceaux ont été réglés pour obtenir des antiprotons de quantité de mouvement 700 MeV/c, les antiprotons sont ensuite ralentis par un absorbeur en cuivre de façon à avoir une quantité de mouvement de 400 MeV/c à l'entrée de la chambre. Cette valeur de 400 MeV/c a été choisie pour que les antiprotons s'arrêtent vers le milieu de la chambre. La chambre à bulles a été décrite dans les références (I-3) et (I-4). Le champ magnétique était d'environ 20.000 Gauss. Le nombre moyen d'antiprotons ainsi obtenus par photographie est respectivement de 5.4 et 4.3 pour les deux expériences.

ANALYSE DES EVENEMENTS

La méthode expérimentale employée pour l'identification des événements dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt avec production d'au moins un K_1^0 visible a été longuement décrite en références (I-5) et (I-6). Nous nous contenterons de la rappeler brièvement.

1 - Elimination des antiprotons en vol.

Les annihilations retenues au dépicullement étaient à l'intérieur d'un volume utile pour lequel la contamination d'événements en vol peut être estimée à $12 \pm 2 \%$. Une mesure précise de l'antiproton incident (7 à 10 points de mesure pour chacune des 3 vues sur une longueur au moins égale à 15 cm) nous a permis d'éliminer une grande partie de ces annihilations en vol. Le test employé consiste à comparer la trajectoire réelle de l'antiproton avec la trajectoire idéale d'un antiproton qui s'arrêterait dans la chambre au même endroit (sans tenir compte des phénomènes de diffusion multiple). Si les paramètres des deux trajectoires sont compatibles à la diffusion multiple près, l'antiproton est déclaré à l'arrêt. Ce test a été systématiquement effectué pour tous les antiprotons avant toute analyse cinématique des événements. Nous estimons la contamination d'événements en vol après ce traitement à $4 \pm 2 \%$. Pour les événements donnant lieu à une adaptation cinématique à 4 contraintes, cette contamination devient négligeable après l'analyse cinématique.

Remarque - Il est important d'avoir un lot relativement pur d'antiprotons à l'arrêt, car pour la suite de l'exposé nous supposerons toujours que l'annihilation se fait dans l'état S_0 , ainsi que cela a été prévu théoriquement (réf. I-7) et vérifié expérimentalement (réf. I-8). Dans ce cas l'annihilation se fait dans deux états de moment angulaire distincts $1S_0$ ($J^P = 0^-$) et $3S_1$ ($J^P = 1^-$) (J : moment angulaire total, P : Parité).

2 - Perte des V^0 .

Reprenant l'étude de la référence (I-9) pour estimer la perte des V^0 situés trop près de l'origine (c'est de loin la perte la plus importante) nous avons utilisé la distribution expérimentale des longueurs de désintégration des V^0 observés. Nous avons tracé cette distribution pour différents intervalles de quantité de mouvement des V^0 . On sait que la distribution théorique attendue est une exponentielle décroissante caractéristique de la vie moyenne du K_1^0 . Connaissant cette vie moyenne nous avons pu estimer la perte des V^0 par proximité de l'annihilation en fonction de la quantité de mouvement du K_1^0 . Sur la figure (1-1), nous présentons le poids affecté à chaque événement en fonction de la quantité de mouvement du K_1^0 (dont on a pris la moyenne sur toutes les directions) dû aux pertes par proximité de l'origine (courbe a). La courbe de poids (b) est due aux pertes par éloignement de l'origine, pertes imposées par les limitations géométriques finies de la chambre. Ces dernières sont beaucoup moins importantes (pour notre expérience le parcours moyen d'un K_1^0 est de 3 cm).

La comparaison des densités expérimentales des diagrammes de Dalitz pondérés et non pondérés a montré que la perte des V^0 n'introduisait aucune distorsion décelable. En conséquence, pour la suite de l'exposé nous présenterons une étude relative aux diagrammes de Dalitz non pondérés. Toutefois pour calculer les taux d'annihilation nous tiendrons compte d'un poids moyen, par V^0 de 1.09, déduit de la courbe précédente.

3 - Identification des événements

Les événements retenus au dépouillement furent tous mesurés sur IEP (Précision du pointé : 2μ sur le film). Les événements étaient ensuite reconstitués dans l'espace à l'aide des programmes de géométrie CLAIRON (réf. I-10) pour le lot 1962, THRESH (réf. I-11) pour le lot 1965. Le programme de cinématique GRIND a été employé pour toute l'expérience (réf. I-12).

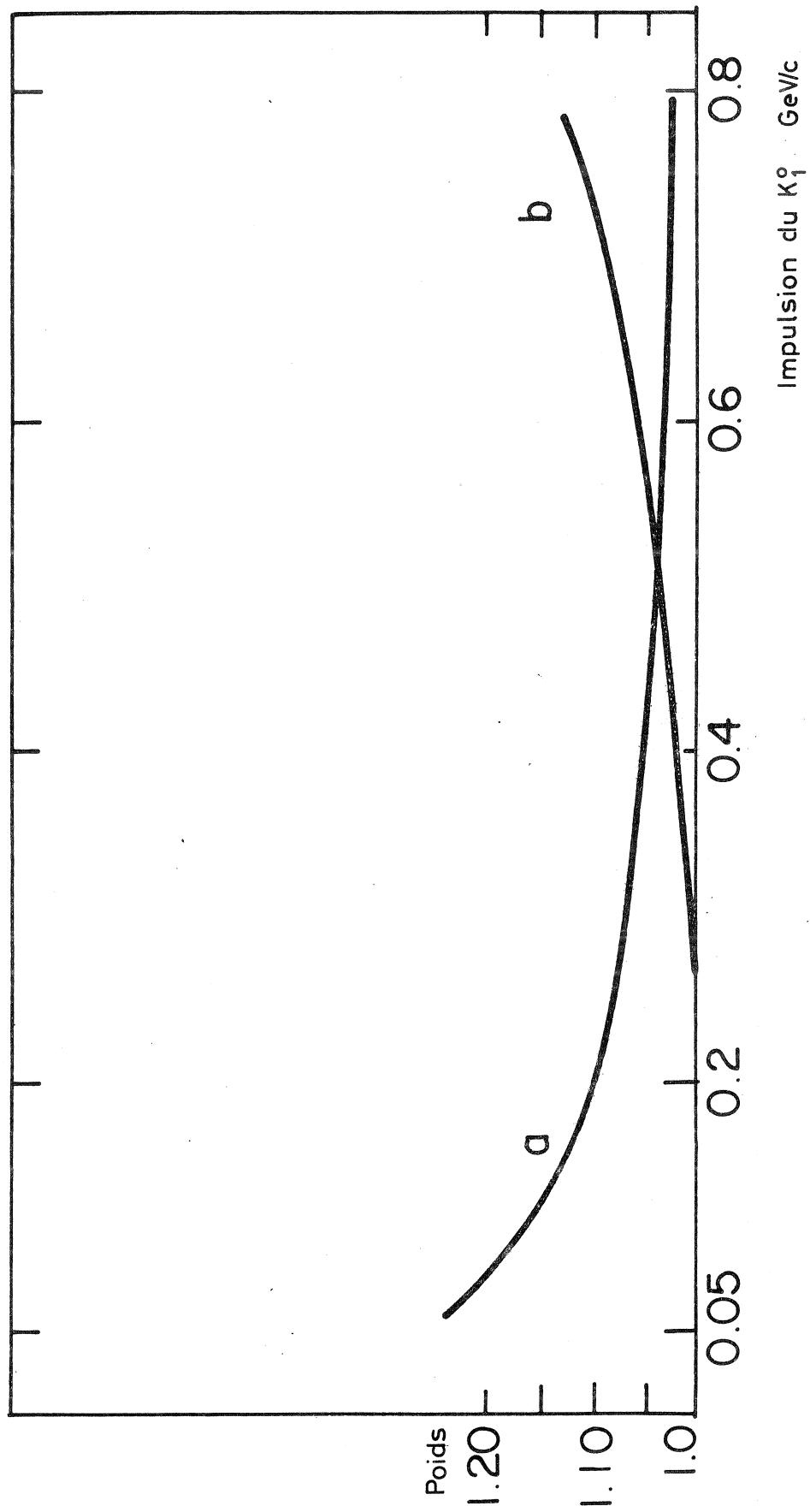
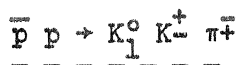
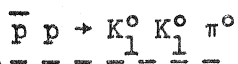


Fig. I-1



Ces annihilations sont à extraire du lot d'événements relevés au dépouillement comme étant du type phénoménologique : 2 branches chargées, 1 V^0 . 15.000 événements de ce type ont été retenus au dépouillement, desquels 2.000 ont été identifiés comme annihilations $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$. On voit que le nombre d'annihilations en 3 corps est faible comparé au nombre total d'événements du même type phénoménologique, la plupart d'entre eux étant des annihilations en 4 corps. $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$ et $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$. Toutefois nous estimons la contamination de notre échantillon d'événements à 3 corps en événements à 4 corps inférieure à 1 % après l'analyse cinématique et la mesure de l'ionisation relative des traces secondaires chargées de l'annihilation. En effet le nombre d'événements ambigus, c'est-à-dire d'événements qui sont à la fois solutions des équations de conservation de l'impulsion-énergie pour une hypothèse à 3 corps (adaptation à 4 contraintes) et pour une hypothèse à 4 corps (adaptation à 1 contrainte) est très faible (15 événements).

Parmi les événements qui satisfont seulement à l'hypothèse 3 corps, très peu (~ 1 %) sont restés ambigus, après la mesure d'ionisation, entre les deux solutions $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ et $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+$. Ce petit nombre d'ambigus s'explique par le fait qu'il suffit d'identifier une seule trace K ou π pour lever l'indétermination entre les deux solutions K^+ ou K^- .



Ces annihilations sont à extraire du lot d'événements relevés au dépouillement comme étant du type phénoménologique 0 branche 2 V^0 . 800 événements de ce type ont été retenus au dépouillement, desquels 364 ont été identifiés comme annihilations en 3 corps : $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$. Contrairement à ce qui se présente pour les annihilations en 3 corps avec un K chargé, les annihilations en 3 corps neutres $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ représentent une part importante des événements appartenant au même type phénoménologique. En

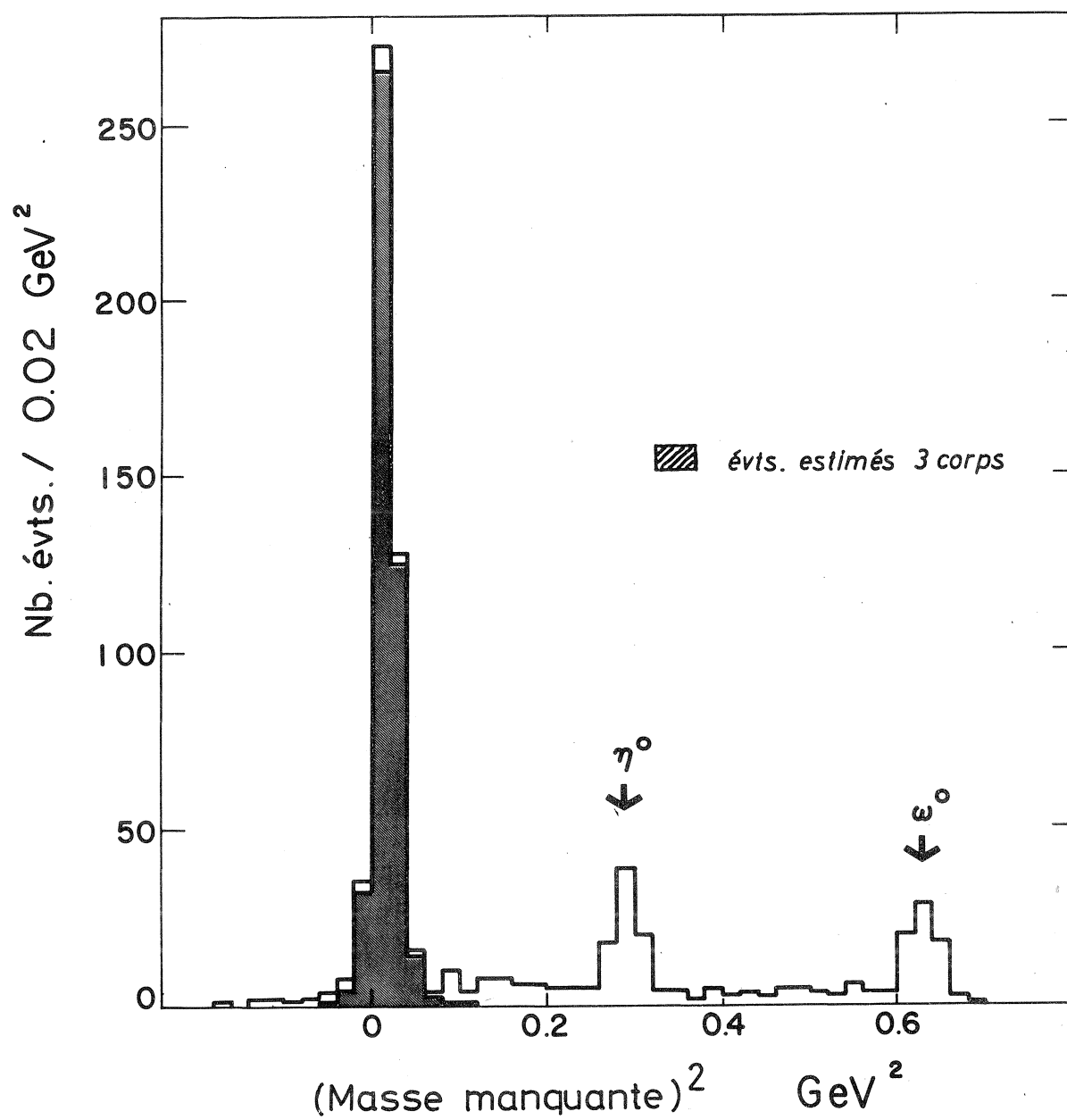


Fig. I-2

fait, nous allons voir que la contamination possible en annihilations du type $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 n \pi^0$ ($n \neq 1$) est faible.

Il a été montré que les nombres quantiques de l'état initial interdisent la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0$ (réf. I-13) et rendent très peu probable la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$ (barrière centrifuge d'ordre 5, réf. I-14). La contamination pourrait donc alors provenir des annihilations en 5 corps

$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$, ceci est cinématiquement très improbable. La figure (1-2) montre le spectre du carré de la masse manquante aux deux K_1^0 pour tous les événements du type $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 M$ (où M signifie un système d'une ou plusieurs particules neutres). Ce spectre confirme les arguments ci-dessus et indique que : outre la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ la plupart des événements 0 branche 2 V^0 sont dus aux voies $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 n^0$ et $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega^0$.

4 - Taux de production

Nombre d'antiprotons total : 1.350.000

Nombre d'antiprotons à l'arrêt : 1.190.000

Voie	Evénements vus	Evénements produits	Taux de production
$K_1^0 K_1^+ \pi^-$	2.000 ± 45	3.360 ± 75	$(28,2 \pm 0,7) \times 10^{-4}$
$K_1^0 K_1^0 \pi^0$	364 ± 19	910 ± 50	$(7,6 \pm 0,4) \times 10^{-4}$

Pour passer des événements vus aux événements produits, nous avons utilisé les facteurs correctifs suivants :

Voie	$K_1^0 K_1^+ \pi^-$	$K_1^0 K_1^0 \pi^0$
Visibilité du K_1^0	3/2	9/4
Efficacité de dépouillement	96 %	100 %
Perte des V^0	8 %	14 %
Coefficient de correction global	1.68	2.56

Le facteur de visibilité du K_1^0 est déduit du rapport de branchement

$$\frac{K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0} = 2$$

L'efficacité de dépouillement a été déduite d'un double dépouillement pour les 2 branches 1 V^0 ; nous estimons n'avoir perdu pratiquement aucun événement 0 branche 2 V^0 , car ces événements sont très facilement repérables ; de plus si un des V^0 est trop près de l'origine pour être repéré, l'événement n'est pas perdu : on le retrouve dans la catégorie 2 branches 1 V^0 .

Enfin la perte des V^0 par proximité et éloignement a été évaluée en moyenne à 8 % pour les événements à 1 V^0 (poids moyen de 1.09, voir figure 1-1), à 14 % pour les événements à 2 V^0 (et non à 16 % car la perte par proximité est plus réduite que pour les événements à 1 V^0).

CHAPITRE II

— 0 —

METHODE THEORIQUE GENERALE D'ANALYSE DES REACTIONS

$$\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi \text{ A L'ARRÊT}$$

— 3 — 3 — 3 —

Dans ce chapitre, nous nous proposons de construire les éléments de matrice de transition pour toutes les annihilations à l'arrêt du type $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$. On peut considérer le système $\bar{p} p$ à l'arrêt, appelé protonium, comme une "particule" instable : un méson non étrange, de masse égale à deux masses de nucléons. Aussi les éléments de matrice de transition que nous voulons construire, seront-ils analogues aux éléments de matrice de désintégration d'un méson en trois mésons pseudoscalaires.

En réalité le protonium $\bar{p} p$ n'est pas dans un état propre d'isospin total I , ni de moment angulaire total J , mais une superposition d'états de $I = 0$ et $I = 1$ et de $J = 0$ (singulet 1S_0) et $J = 1$ (triplet 3S_1). A priori les quatre états initiaux, singulet ($I = 0$ et $I = 1$) et triplet ($I = 0$ et $I = 1$) interfèrent ; nous allons voir que les effets d'interférences entre les différents états d'isospin sont observables expérimentalement sur la densité du diagramme de Dalitz ; les effets d'interférence entre les états de moment angulaire singulet et triplet n'apparaissent que lorsque les antiprotons sont polarisés (les protons de l'hydrogène liquide de la chambre à bulles sont supposés non polarisés).

Ces effets se traduisent par une distribution angulaire de la normale au plan de désintégration $K \bar{K} \pi$ non isotrope et surtout non symétrique ; lorsqu'on intègre cette normale sur toutes les directions de l'espace, l'effet d'interférence s'annule et pour la densité du diagramme de Dalitz, tout se passe comme si les états initiaux 1S_0 et 3S_1 n'interfèrent pas.

En effet soit $(\vec{ox}, \vec{oy}, \vec{oz})$ un repère lié à la chambre et soit $\rho = \begin{pmatrix} \alpha^+ & 0 \\ 0 & \alpha^- \end{pmatrix}$ la matrice densité, décrivant les états de spin des antiprotons incidents ($\vec{oz}$ étant choisi comme axe de quantification), avec $\alpha^+ + \alpha^- = 1$.

Nous représentons les deux états de spin de l'antiproton (respectivement du proton) par une flèche noire (respectivement blanche) dirigée vers le bas ou vers le haut.

Le système $\bar{p} p$ est alors un mélange d'états de spin se répartissant comme suit :

<u>Probabilité</u>	<u>Etat</u>
α^+	$\begin{vmatrix} \uparrow \\ \uparrow \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \uparrow \\ \uparrow \end{vmatrix} >$
α^+	$\begin{vmatrix} \uparrow \\ \uparrow \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \downarrow \\ \downarrow \end{vmatrix} >$
α^-	$\begin{vmatrix} \downarrow \\ \downarrow \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \uparrow \\ \uparrow \end{vmatrix} >$
α^-	$\begin{vmatrix} \downarrow \\ \downarrow \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \downarrow \\ \downarrow \end{vmatrix} >$

Nous pouvons réécrire les états de spin du système $\bar{p} p$ dans la base $|JM\rangle$ (J spin total, M valeur propre de J_z)

<u>Probabilité</u>	<u>Etat</u>
α^+	$ 1 \quad 1\rangle$
α^+	$\frac{1}{\sqrt{2}} 10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} 00\rangle$
α^-	$-\frac{1}{\sqrt{2}} 10\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} 00\rangle$
α^-	$ 1 \quad -1\rangle$

Définissons les éléments de matrice de transition dans l'état triplet

$$J = 1$$

$$T^+ = \langle 1 \ 1 \mid K \bar{K} \pi \rangle$$

$$T^0 = \langle 1 \ 0 \mid K \bar{K} \pi \rangle$$

$$T^- = \langle 1 \ -1 \mid K \bar{K} \pi \rangle$$

et dans l'état singulet $J = 0$

$$S = \langle 0 \ 0 \mid K \bar{K} \pi \rangle$$

Ces éléments de matrice sont des fonctions des 5 variables définissant la configuration en impulsion de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$ dans le centre de masse $\bar{p} p$. Ce sont :

- Les 3 angles d'Euler θ, ϕ, ψ fixant la position dans l'espace du solide $K \bar{K} \pi$.
- 2 variables dynamiques indépendantes s_1 et s_2 (par exemple les carrés des masses invariantes des systèmes $K \pi$ et $\bar{K} \pi$) fixant la forme et la grandeur du triangle $K \bar{K} \pi$ ($\vec{p}_K + \vec{p}_{\bar{K}} + \vec{p}_\pi = 0$) que l'on choisit comme coordonnées du diagramme de Dalitz.

Connaissant la densité des états de spin de l'état initial, le carré de l'élément de matrice total de transition s'écrit :

$$f(s_1, s_2, \theta, \phi, \psi) = \alpha^+ |T^+|^2 + \alpha^- |T^-|^2 + \frac{\alpha^+}{2} |T^0 + S|^2 + \frac{\alpha^-}{2} |T^0 - S|^2$$

Il est commode d'introduire les composantes cartésiennes de l'élément de matrice vectoriel $\vec{T}$, en fonction desquelles on peut exprimer T^+, T^0 et T^- .

$$T^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (T_x - i T_y)$$

$$T^0 = T_z$$

$$T^- = \frac{-1}{\sqrt{2}} (T_x + i T_y)$$

On sait en effet que l'élément de matrice vectoriel de transition vers trois mésons pseudo-scalaires d'un état de spin 1 est de la forme (réf. II-1)

$$\vec{T} = T(s_1, s_2) \vec{n}$$

où $\vec{n}$ est la normale unitaire au plan de désintégration $K \bar{K} \pi$: $\vec{n} = \frac{\vec{p}_K \times \vec{p}_{\bar{K}}}{|\vec{p}_K \times \vec{p}_{\bar{K}}|}$

L'élément de matrice de transition scalaire dans l'état singulet est de la forme

$$S = S(s_1, s_2)$$

On obtient alors :

$$f(s_1, s_2, \theta, \phi, \psi) = \frac{1}{2} |\vec{T}|^2 + \frac{1}{2} |S|^2 + (\alpha^+ - \alpha^-) \text{Re}(T S^*) n_z$$

On voit que si $\alpha^+ \neq \alpha^-$, comme c'est le cas si les antiprotons sont polarisés, l'état triplet interfère avec l'état singulet.

Lorsqu'on intègre sur toutes les rotations possibles du solide $K \bar{K} \pi$, on obtient la densité du diagramme de Dalitz :

$$F(s_1, s_2) = \int f(s_1, s_2, \theta, \phi, \psi) \sin\theta d\theta d\phi d\psi$$

comme $\int n_z \sin\theta d\theta d\phi d\psi = 0$ il vient : $F(s_1, s_2) = \frac{1}{2} |\vec{T}|^2 + \frac{1}{2} |S|^2$

On voit que le terme d'interférence s'annule. Par la suite, nous nous limiterons à l'étude de la densité du diagramme de Dalitz et nous supposons toujours que les états initiaux 1S_0 et 3S_1 n'interfèrent pas. Les 4 états quantiques possibles du protonium initial sont résumés dans le tableau ci-dessous

	I	C	G	J	P
1S_0	0 1	+ +	+ -	0 0	- -
3S_1	0 1	- -	- +	1 1	- -

I : Isospin

C : Conjugaison de charge

G : G = parité

J : moment angulaire total

P : Parité

Pour analyser la densité du diagramme de Dalitz, nous serons tout d'abord amenés à développer les états finals $K \bar{K} \pi$ selon l'une des bases complètes

$$|I, I_{jk}, I_i\rangle$$

Les indices i, j, k se rapportent aux trois particules $K \bar{K} \pi$

I : isospin total
 I_{jk} : isospin du sous-système jk
 I_i : isospin de la particule i

Afin d'obtenir des amplitudes de transition conservant simultanément l'isospin et la conjugaison de charge, nous envisagerons deux sortes de couplage

- Le couplage $K \bar{K}$ que l'on peut symboliser, si ϵ est la valeur propre de la conjugaison de charge ($\epsilon = \pm 1$), par $(K \bar{K})\pi + \epsilon(\bar{K} K)\pi$

- Le couplage $K \pi$

$$K(\bar{K}\pi) + \epsilon \bar{K}(K\pi)$$

Les symétries des fonctions d'onde d'isospin dans le couplage $K \bar{K}$ nous amèneront, par le postulat de symétrisation, à en déduire des symétries équivalentes pour les fonctions d'onde d'espace et par suite pour les amplitudes de transition correspondantes. Nous procéderons ensuite à une décomposition de chaque amplitude d'isospin en ondes partielles, afin de séparer la dépendance en énergie, de la dépendance angulaire qui est déterminée d'après la conservation des moments angulaires. A ce stade, nous décrirons les diverses approximations utilisées pour exprimer l'amplitude en fonction de l'énergie.

A la fin de cette étude théorique, nous serons donc en mesure de préciser les paramètres dont dépend l'annihilation $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$; ces paramètres pourront par la suite être estimés expérimentalement d'après l'étude des diagrammes de Dalitz expérimentaux.

Examinons tout d'abord la dépendance en isospin :

1 - DECOMPOSITION EN ISOSPIN

Les réactions $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$ peuvent se manifester sous 4 états de charge différents

$$\bar{p} p \rightarrow K^0 K^- \pi^+ \quad (a)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^+ \bar{K}^0 \pi^- \quad (b)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^0 \quad (c)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \quad (d)$$

Si la conjugaison de charge n'est pas violée, les deux premières réactions (a), et (b) correspondent à la même annihilation. Comme dans la chambre à bulles nous n'observons les K^0 ($\bar{K}^0$) que par leur désintégration $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, nous nous intéresserons plutôt aux réactions :

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ \quad (1)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad (2)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \quad (3)$$

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

Nous cherchons à déterminer les amplitudes réduites de transition conservant l'isospin et la conjugaison de charge. Pour ceci, il suffit de projeter l'état final $K \bar{K} \pi$ sur les 4 états possibles de l'état initial $\bar{p} p$

$$\text{Conjugaison de charge} \quad \epsilon = \pm 1$$

$$\text{Isospin} \quad I = 0, 1$$

a/ Décomposition selon le couplage $K \bar{K}$

Il est possible de définir une base complète d'états propres de l'isospin total I , de l'isospin du système $K \bar{K}$, $I_{K \bar{K}}$ et de la conjugaison de charge totale ϵ : $\Phi_I^\epsilon I_{K \bar{K}}$. On peut donc décomposer l'état final $K \bar{K} \pi$

selon cette base, introduisant la restriction de la matrice S du système $\bar{p} p$ aux états finals $K \bar{K} \pi$, il vient

$$S |\bar{p} p + \epsilon p \bar{p}\rangle = \sum_{I, I_{K\bar{K}}} A_{II_{K\bar{K}}}^{\epsilon} \phi_{II_{K\bar{K}}}^{\epsilon} \quad (1)$$

$A_{II_{K\bar{K}}}^{\epsilon}$ représente l'élément de matrice de transition.

$$A_{II_{K\bar{K}}}^{\epsilon} = \langle I I_{K\bar{K}} \epsilon | S | \bar{p} p + \epsilon p \bar{p} \rangle$$

Soit explicitement

$$S |\bar{p} p + \epsilon p \bar{p}\rangle = A_{01}^{\epsilon} \phi_{01}^{\epsilon} + A_{10}^{\epsilon} \phi_{10}^{\epsilon} + A_{11}^{\epsilon} \phi_{11}^{\epsilon} \quad (2)$$

avec

$$\begin{aligned} \phi_{01}^{\epsilon} &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left[(K\bar{K})^+ \pi^- - (K\bar{K})^0 \pi^0 + (K\bar{K})^- \pi^+ \right] + \epsilon \frac{1}{\sqrt{6}} \left[(\bar{K}K)^- \pi^+ - (\bar{K}K)^0 \pi^0 + (\bar{K}K)^+ \pi^- \right] \\ \phi_{10}^{\epsilon} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(K\bar{K})^0 \pi^0 + \epsilon (\bar{K}K)^0 \pi^0 \right] \\ \phi_{11}^{\epsilon} &= \frac{1}{2} \left[(K\bar{K})^+ \pi^- - (K\bar{K})^- \pi^+ \right] + \epsilon \frac{1}{2} \left[(\bar{K}K)^- \pi^+ - (\bar{K}K)^+ \pi^- \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Soit en explicitant le système $K \bar{K}$ d'isospin 0 ou 1 :

$$\begin{aligned} \phi_{0,1}^{\epsilon} &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \left[K^+ \bar{K}^0 \pi^- + K^0 \bar{K}^- \pi^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} (K^+ \bar{K}^- + K^0 \bar{K}^0) \pi^0 \right] + \epsilon \left[K^- \bar{K}^0 \pi^+ + \bar{K}^0 K^+ \pi^- - \frac{1}{\sqrt{2}} (K^- \bar{K}^+ + \bar{K}^0 K^0) \pi^0 \right] \right\} \\ \phi_{1,0}^{\epsilon} &= \frac{1}{2} \left[(K^+ \bar{K}^- - K^0 \bar{K}^0) \pi^0 + \epsilon (K^- \bar{K}^+ - \bar{K}^0 K^0) \pi^0 \right] \\ \phi_{1,1}^{\epsilon} &= \frac{1}{2} \left[(K^+ \bar{K}^0 \pi^- - K^0 \bar{K}^- \pi^+) + \epsilon (K^- \bar{K}^0 \pi^+ - \bar{K}^0 K^+ \pi^-) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

b/ Décomposition selon le couplage $K\pi$

On peut faire une décomposition analogue selon le couplage $K \pi$

$$S |\bar{p} p + \epsilon p \bar{p}\rangle = \sum_{I, I_{K\pi}} B_{II_{K\pi}}^{\epsilon} \psi_{II_{K\pi}}^{\epsilon} \quad (5)$$

$$S |\bar{p} p + \epsilon p \bar{p}\rangle = B_0^\epsilon \psi_{0 \ 1/2}^\epsilon + B_1^\epsilon \psi_{1 \ 1/2}^\epsilon + B_{-1}^\epsilon \psi_{1 \ 3/2}^\epsilon \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \psi_{0 \ 1/2}^\epsilon &= \frac{1}{2} \left[K^+ (\bar{K} \pi)^- - K^0 (\bar{K} \pi)^0 \right] + \epsilon \frac{1}{2} \left[K^- (K \pi)^+ - \bar{K}^0 (K \pi)^0 \right] \\ \psi_{1 \ 1/2}^\epsilon &= \frac{1}{2} \left[K^+ (\bar{K} \pi)^- + K^0 (\bar{K} \pi)^0 \right] + \epsilon \frac{1}{2} \left[K^- (K \pi)^+ + \bar{K}^0 (K \pi)^0 \right] \\ \psi_{1 \ 3/2}^\epsilon &= \frac{1}{2} \left| K^+ (\bar{K} \pi)^- - K^0 (\bar{K} \pi)^0 \right| + \epsilon \frac{1}{2} \left| K^- (K \pi)^+ - \bar{K}^0 (K \pi)^0 \right| \end{aligned} \quad (7)$$

soit en explicitant le système $K\pi$ d'isospin $1/2$ ou $3/2$

$$\begin{aligned} \psi_{0 \ 1/2}^\epsilon &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (K^+ K^- \pi^0 + K^0 \bar{K}^0 \pi^0) - K^+ \bar{K}^0 \pi^- - K^0 K^- \pi^+ \right] + \epsilon \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (K^- K^+ \pi^0 + \bar{K}^0 K^0 \pi^0) - K^- K^0 \pi^+ - \bar{K}^0 K^+ \pi^- \right] \right\} \\ (8) \quad \psi_{1 \ 1/2}^\epsilon &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (K^+ K^- \pi^0 - K^0 \bar{K}^0 \pi^0) - K^+ \bar{K}^0 \pi^- + K^0 K^- \pi^+ \right] + \epsilon \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (K^- K^+ \pi^0 - \bar{K}^0 K^0 \pi^0) - K^- K^0 \pi^+ + \bar{K}^0 K^+ \pi^- \right] \right\} \\ \psi_{1 \ 3/2}^\epsilon &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \left[K^+ K^- \pi^0 - K^0 \bar{K}^0 \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} (K^+ \bar{K}^0 \pi^- - K^0 K^- \pi^+) \right] + \epsilon \left[K^- K^+ \pi^0 - \bar{K}^0 K^0 \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} (K^- K^0 \pi^+ - \bar{K}^0 K^+ \pi^-) \right] \right\} \end{aligned}$$

c/ Relations entre les deux décompositions, symétries des fonctions d'onde

Les deux décompositions précédentes ne sont pas indépendantes, on peut vérifier directement les relations

$$\begin{aligned} \phi_{01}^\epsilon &= - \psi_{0 \ 1/2}^\epsilon \\ \phi_{10}^\epsilon &= \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{1 \ 1/2}^\epsilon + \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1 \ 3/2}^\epsilon \\ \phi_{11}^\epsilon &= -\sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1 \ 1/2}^\epsilon + \frac{1}{\sqrt{3}} \psi_{1 \ 3/2}^\epsilon \end{aligned} \quad (9)$$

Et les relations inverses

$$\psi_{0 \ 1/2}^{\epsilon} = - \phi_{01}^{\epsilon}$$

$$\psi_{1 \ 1/2}^{\epsilon} = \frac{1}{\sqrt{3}} \phi_{10}^{\epsilon} - \sqrt{\frac{2}{3}} \phi_{11}^{\epsilon} \quad (10)$$

$$\psi_{1 \ 3/2}^{\epsilon} = \sqrt{\frac{2}{3}} \phi_{10}^{\epsilon} + \frac{1}{\sqrt{3}} \phi_{11}^{\epsilon}$$

Les relations (9) et (10) peuvent être obtenues directement à l'aide des coefficients de recouplage de Raccah.

On peut remarquer que les fonctions d'onde d'isospin de la décomposition (3) selon le couplage $K \bar{K}$, possèdent des propriétés de symétrie dans l'échange des variables internes des particules K et $\bar{K}$, résumées dans le tableau suivant

Etat	ϕ_{01}^{+}	ϕ_{01}^{-}	ϕ_{10}^{+}	ϕ_{10}^{-}	ϕ_{11}^{+}	ϕ_{11}^{-}
symétrie dans l'échange des K	paire	impaire	paire	impaire	impaire	paire

Par contre les fonctions d'onde (8) de la décomposition selon le couplage $K \pi$ ne possèdent pas cette symétrie.

Les relations (10) réalisent la séparation pour les fonctions d'onde $\psi_{I \ I_{K\pi}}^{\epsilon}$ en parties symétriques et antisymétriques dans l'échange des K .

Une conséquence directe de ces propriétés de symétrie dans les variables internes est que le postulat de symétrisation entraîne les mêmes symétries dans les variables d'espace pour les amplitudes $A_{I \ I_{K \bar{K}}}^{\epsilon}$

On peut retrouver ce résultat directement par la conservation de la G - parité ($G = C e^{i\pi I_y}$) :

En effet, les amplitudes que nous considérons conservent C et $\vec{I}$, elles doivent donc conserver G ; or pour un système $K \bar{K}$ ayant un isospin bien déterminé $I_{K\bar{K}}$, $G_{K\bar{K}}$ est lié au moment angulaire orbital $\ell_{K\bar{K}}$ relatif entre les 2 K par la relation :

$$G_{K\bar{K}} = (-1)^{I_{K\bar{K}} + \ell_{K\bar{K}}}$$

La G - parité du système $\bar{p} p$ est donnée par

$$G_{\bar{p} p} = \epsilon(-1)^I = G_{K\bar{K}} \cdot G_{\pi} \quad (\text{avec } G_{\pi} = -1)$$

d'où le tableau

Amplitudes	$G_{\bar{p} p}$	$G_{K\bar{K}}$	$\ell_{K\bar{K}}$
A_{01}^+	+	-	pair
A_{01}^-	-	+	impair
A_{10}^+	-	+	pair
A_{10}^-	+	-	impair
A_{11}^+	-	+	impair
A_{11}^-	+	-	pair

d/ Expression des carrés des éléments de matrice de transition pour les réactions

(1), (2), (3) et (4) en fonction des amplitudes A_I^ϵ I_{KK} et B_I^ϵ $I_{K\pi}$

Il est possible à partir des décompositions précédentes d'extraire les carrés des éléments de matrice de transition pour les réactions que nous étudions, et que nous définissons de la manière suivante :

$$R_1 = |\langle \bar{p} p | S | K_1^0 K_1^+ \pi^- \rangle|^2$$

$$R_2 = |\langle \bar{p} p | S | K_1^0 K_1^0 \pi^0 \rangle|^2$$

$$R_3 = |\langle \bar{p} p | S | K_1^0 K_2^0 \pi^0 \rangle|^2$$

$$R_4 = |\langle \bar{p} p | S | K^+ K^- \pi^0 \rangle|^2$$

Pour cela nous utiliserons, les relations de définition des K_1^0 et K_2^0

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0)$$

conduisant à

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 \bar{K}^0 + \bar{K}^0 K^0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 K_1^0 - K_2^0 K_2^0)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 \bar{K}^0 - \bar{K}^0 K^0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_2^0 K_1^0 - K_1^0 K_2^0)$$

- Nous tiendrons compte, d'autre part, du fait que nous n'observons que le mode de désintégration chargé du K_1^0 , $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, ce qui introduira un facteur $\frac{\sqrt{2}}{3}$ (dédit du rapport de branchement $\Gamma(\pi^0 \pi^0) / \Gamma(\pi^+ \pi^-) = 1/2$).

- Enfin nous admettrons, ainsi que cela a été démontré, que les états $\epsilon = +1$ et $\epsilon = -1$ n'interfèrent pas.

Nous obtenons les expressions suivantes pour le couplage $K \bar{K}$:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{1}{9} \left| \sqrt{2} A_{01}^+ + \sqrt{3} A_{11}^+ \right|^2 + \frac{1}{9} \left| \sqrt{2} A_{01}^- + \sqrt{3} A_{11}^- \right|^2 \\
 R_2 &= \frac{1}{27} \left| A_{01}^+ + \sqrt{3} A_{10}^+ \right|^2 \\
 R_3 &= \frac{1}{9} \left| A_{01}^- + \sqrt{3} A_{10}^- \right|^2 \\
 R_4 &= \frac{1}{6} \left| A_{01}^+ - \sqrt{3} A_{10}^+ \right|^2 + \frac{1}{6} \left| A_{01}^- - \sqrt{3} A_{10}^- \right|^2
 \end{aligned} \tag{11}$$

Et pour le couplage $K \pi$:

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{1}{9} \left| -\sqrt{2} B_{0 \ 1/2}^+ - \sqrt{2} B_{1 \ 1/2}^{+\text{antisym}} + B_{1 \ 3/2}^{+\text{antisym}} \right|^2 + \frac{1}{9} \left| -\sqrt{2} B_{0 \ 1/2}^- - 2 B_{1 \ 1/2}^{-\text{sym}} + B_{1 \ 3/2}^{-\text{sym}} \right|^2 \\
 R_2 &= \frac{1}{27} \left| -B_{0 \ 1/2}^+ + B_{1 \ 1/2}^{+\text{sym}} + \sqrt{2} B_{1 \ 3/2}^{+\text{sym}} \right|^2 \\
 R_3 &= \frac{1}{9} \left| -B_{0 \ 1/2}^- + B_{1 \ 1/2}^{-\text{antisym}} + \sqrt{2} B_{1 \ 3/2}^{-\text{antisym}} \right|^2 \\
 R_4 &= \frac{1}{6} \left| B_{0 \ 1/2}^+ + B_{1 \ 1/2}^{+\text{sym}} + \sqrt{2} B_{1 \ 3/2}^{+\text{sym}} \right|^2 + \frac{1}{6} \left| B_{0 \ 1/2}^- + B_{1 \ 1/2}^{-\text{antisym}} + \sqrt{2} B_{1 \ 3/2}^{-\text{antisym}} \right|^2
 \end{aligned} \tag{12}$$

On remarque que les réactions (1) et (4) sont un mélange d'états 1S_0 ($\epsilon = +1$) et 3S_1 ($\epsilon = -1$). La réaction (2) provient seulement de l'état 1S_0 ($\epsilon = +1$), tandis que la réaction (3) provient de l'état 3S_1 ($\epsilon = -1$).

Dans la réaction (1), le système $K \bar{K}$ est dans un état propre d'isospin $I_K \bar{K} = 1$; enfin, c'est seulement dans la réaction (1) qu'il y a possibilité d'interférences entre des amplitudes symétriques et antisymétriques, ceci doit se traduire par une dissymétrie de la densité du diagramme de Dalitz dans l'échange des K.

Dans les relations (12) n'apparaissent que les parties symétriques et antisymétriques des amplitudes $B_I^{\epsilon} I_{K\pi}$, ceci provient du fait que les états finals des réactions (1), (2), (3) et (4) n'appartiennent qu'aux parties symétriques ou antisymétriques des états $\psi_I^{\epsilon} I_{K\pi}$.

Ayant extrait la dépendance en isospin des éléments de matrice, chaque amplitude est maintenant fonction de deux variables dynamiques indépendantes, fixant la forme et la grandeur du triangle $K \bar{K} \pi$. Il est possible de choisir pour chaque couplage, une variable angulaire et une variable d'énergie ; nous allons voir que l'application de la conservation du moment angulaire entraîne la séparation des variables angulaires et des variables d'énergie, lorsqu'on fait une décomposition en ondes partielles de chaque amplitude d'isospin. Nous expliciterons cette décomposition en ondes partielles pour les amplitudes $A_I^{\epsilon} I_{KK}$, qui permettent de mieux tenir compte des propriétés de symétrie ; rappelons que pour $I = 1$, ces amplitudes sont des superpositions d'états $I_{K\pi} = 1/2$ et $I_{K\pi} = 3/2$.

2 - DECOMPOSITION EN ONDES PARTIELLES

Nous ferons pour simplifier l'exposé, une description non relativiste ; nous verrons, au chapitre suivant, que l'on peut rendre les éléments de matrice, relativistes, sans essentiellement compliquer le formalisme.

a) Définitions des variables utilisées

Sur la figure (II, 1), nous représentons les variables dynamiques fixant la forme et la grandeur du triangle $K \bar{K} \pi$.

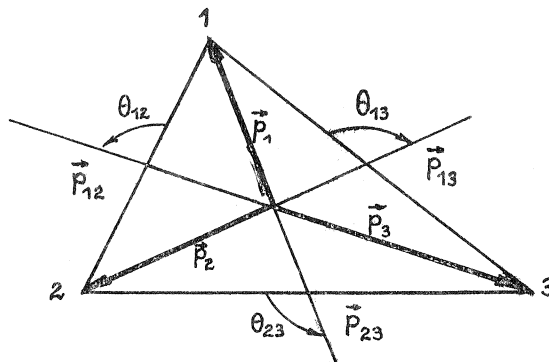


Figure II-1

$i = 1, 2, 3$ représente les particules $K, \bar{K}, \pi$ respectivement.

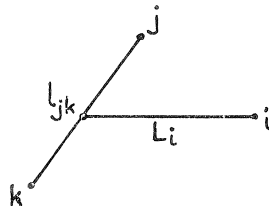
$\vec{p}_i, m_i$ impulsion, masse de la particule i

$$\vec{p}_{jk} = \frac{m_j \vec{p}_k - m_k \vec{p}_j}{m_j + m_k} \quad \text{impulsion relative des particules } j \text{ et } k$$

$\hat{p}$: vecteur unitaire porté par le vecteur $\vec{p}$

$$\cos \theta_{jk} = \hat{p}_{jk} \cdot \hat{p}_i$$

Il est naturel d'adopter, pour une décomposition en isospin selon le couplage (jk) , la décomposition en moment angulaire suivante :



J moment angulaire total

l_{jk} moment angulaire orbital relatif des particules j et k

L_i moment angulaire orbital relatif de la particule i , par rapport au sous-système (jk) .

On sait, en effet (réf. II, 2) qu'on peut construire avec trois particules sans spin, une base complète de vecteurs états propres de $J^2, J_z, l_{jk}^2, L_i^2$.

On peut donc développer chaque amplitude d'isospin $A_I^\epsilon I_{K\bar{K}}$ selon cette base.

Comme $\epsilon = +1$ correspond à l'état initial $^1S_0 : J = 0$

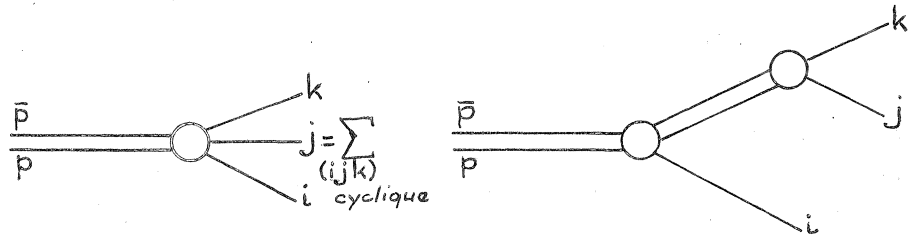
$\epsilon = -1$ correspond à l'état initial $^3S_1 : J = 1$

on peut redéfinir les amplitudes $A_I^\epsilon I_{K\bar{K}} : A_I^J I_{K\bar{K}}$

Avant d'effectuer cette décomposition en ondes partielles conduisant à la séparation des variables angulaires, nous préférons pour la commodité de la présentation, introduire dès maintenant une approximation dans l'expression des amplitudes en fonction de l'énergie.

b) Modèle d'interactions multiples dans l'état final

Nous faisons l'hypothèse que l'on peut rendre compte des annihilations en 3 corps en ne retenant que les termes du développement suivant :



De plus, pour chacun des termes, nous supposons que la phase de l'amplitude de la diffusion j, k pour l'onde ℓ_{jk} et l'isospin I_{jk} , notée δ_{jk} , donne la dépendance en énergie de la phase totale de l'amplitude d'annihilation. Ceci peut se justifier théoriquement, si l'interaction dans l'état final est suffisamment forte devant le terme de simple production (réf. II, 3). Nous choisirons, pour le couplage (jk) les variables dynamiques indépendantes, suivantes :

s_{jk} : masse carrée invariante du système (jk)

θ_{jk} : défini précédemment

On obtient ainsi le développement :

$$\begin{aligned}
 A_{I_{12}}^J = & \sum_{L_3} \sum_{\ell_{12}} a_{L_3}^J \ell_{12} (s_{12}, \theta_{12}) \frac{e^{i\delta_{12}} \sin \delta_{12}}{p_{12}} \\
 & + \sum_{L_2} \sum_{\ell_{13}} b_{L_2}^J \ell_{13} (s_{13}, \theta_{13}) \frac{e^{i\delta_{13}} \sin \delta_{23}}{p_{13}} \\
 & + \sum_{L_1} \sum_{\ell_{23}} c_{L_1}^J \ell_{23} (s_{23}, \theta_{23}) \frac{e^{i\delta_{23}} \sin \delta_{23}}{p_{23}}
 \end{aligned} \quad (13)$$

c) Règles de sélection

La parité négative de l'état initial impose $l_{jk} = L_i$, tandis que la G - parité impose que chaque amplitude $A_{I \ I_{12}}^J$ est paire ou impaire dans l'échange des K ; on doit donc avoir :

$$A_{I \ I_{KK}}^J = \sum_{\substack{l \text{ pair} \\ \text{impair}}} a_{ll}^J (s_{12}, \theta_{12}) \frac{e^{i\delta_{KK}} \sin \delta_{KK}}{p_{KK}} + \sum_{l, I_{K\pi}} \left[b_{ll}^J (s_{13}, \theta_{13}) \frac{e^{i\delta_{K\pi}} \sin \delta_{K\pi}}{p_{K\pi}} + b_{ll}^J (s_{23}, \theta_{23}) \frac{e^{i\delta_{K\pi}} \sin \delta_{K\pi}}{p_{K\pi}} \right] \quad (14)$$

d) Séparation des variables angulaires

Les amplitudes scalaires $a_{ll}^J (s_{jk}, \theta_{jk})$ et $b_{ll}^J (s_{jk}, \theta_{jk})$ doivent être d'une part invariantes dans les rotations d'ensemble du système ($\bar{p}p, ijk$) d'autre part se transformer comme une représentation

- de spin J dans les rotations du système $\bar{p}p, (ijk)$ fixé
- de spin J dans les rotations du système $(ijk), \bar{p}p$ fixé
- de spin l dans les rotations relatives $(j, k), \bar{p}p, i$ fixés
- de spin l dans les rotations relatives $i, (jk), \bar{p}p, (jk)$ fixés

Il existe plusieurs moyens en mécanique quantique de représenter le moment angulaire :

- La méthode classique des harmoniques sphériques, et ses diverses extensions relativistes, parmi lesquelles le formalisme de l'hélicité.
- La théorie de la représentation des moments angulaires par des tenseurs cartésiens (réf. II, 4) ; cette représentation peut également être rendue relativiste.

Nous utiliserons cette dernière méthode qui présente l'avantage d'éviter le calcul fastidieux des coefficients de Clebsh-Gordan.

Exposons brièvement cette théorie et son application à notre cas particulier des annihilations à l'arrêt $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$:

Propriété I : Les $2j + 1$ composantes du tenseur cartésien, symétrique et sans trace : $T^{i_1 \dots i_j}(\hat{p})$ ($i_1, \dots, i_j = 1, 2, 3$), construit sur le vecteur unitaire $\hat{p}$, forment une base de la représentation irréductible "j" du groupe des rotations de l'espace à 3 dimensions.

Propriété II : Addition des représentations :

Il est possible de contracter deux tenseurs $T^{i_1 \dots i_{j_1}}(\hat{p})$ et $T^{i_1 \dots i_{j_2}}(\hat{q})$ avec les tenseurs δ^{ij} et ϵ^{ijk} de manière à obtenir un tenseur $T^j = T^{j_1} : T^{j_2}$ symétrique et sans trace, d'ordre j, $|j_1 - j_2| < j < j_1 + j_2$, représentant le spin j dans les rotations de l'espace à 3 dimensions. δ^{ij} est le tenseur de Kronecker, ϵ^{ijk} , le tenseur complètement antisymétrique à 3 indices ($\epsilon^{123} = +1$).

Ainsi, pour représenter le spin l dans les rotations relatives jk nous utiliserons le tenseur $T^{i_1 \dots i_l}(\hat{p}_{jk})$ $i_1, \dots, i_l = 1, 2, 3$. Pour représenter le spin l dans les rotations relatives (i, jk), nous utiliserons le tenseur $T^{i_1 \dots i_l}(\hat{p}_i)$ $i_1, \dots, i_l = 1, 2, 3$; nous contracterons ensuite ces deux tenseurs, de manière à avoir une représentation de spin J pour l'ensemble ijk.

$$T^J(\hat{p}_{jk}, \hat{p}_i) = T^l(\hat{p}_{jk}) : T^l(\hat{p}_i)$$

Enfin ce tenseur devra être contracté, avec le tenseur S^J représentant le spin J de l'état initial, de manière à obtenir un scalaire

$$a_{ll}^J(s_{jk}, \theta_{jk}) \sim S^J : T^J(\hat{p}_{jk}, \hat{p}_i)$$

Le spin initial étant 0 ou 1 nous aurons ainsi explicitement :

Etat initial $^1S_0, J = 0$

Nous devons contracter les deux tenseurs de manière à obtenir un scalaire

(J = 0). Il suffit de saturer tous les indices.

$$a_{\ell\ell}^0(s_{jk}, \theta_{jk}) = \rho^\ell(s_{jk}) T^{i_1 \dots i_\ell}(\hat{p}_{jk}) T^{i_1 \dots i_\ell}(\hat{p}_i) \quad (\alpha)$$

Etat initial $^3S_1, J = 1$

Nous devons contracter les deux tenseurs avec le tenseur complètement antisymétrique à 3 indices ϵ^{ijk} ($\epsilon^{123} = 1$) de manière à obtenir un vecteur (J = 1).

$$V^m = \epsilon^{mii'} T^{i_1 i_2 \dots i_{j-1}}(\hat{p}_{jk}) T^{i' i_1 \dots i_{j-1}}(\hat{p}_i)$$

On doit ensuite contracter ce vecteur $\vec{V}$ avec le vecteur $\vec{S}$ représentant le spin 1 de l'état initial, de façon à obtenir un scalaire.

$$a_{\ell\ell}^1(s_{jk}, \theta_{jk}) = \rho^\ell(s_{jk}) \vec{S} \cdot \vec{V} \quad (\beta)$$

Pour obtenir le carré de l'élément de matrice de transition, on doit ensuite prendre la moyenne du spin initial sur toutes les directions ; ceci revient, ainsi que nous l'avons vu au début du chapitre, à prendre le carré du module de l'amplitude vectorielle $|\vec{T}|^2$ d'annihilation dans l'état 3S_1 .

Dans les relations (α) et (β), la partie tensorielle que l'on peut symboliser, $T^\ell(\hat{p}_{jk}) : T^\ell(\hat{p}_i)$, ne dépend que de l'angle θ_{jk} entre les vecteurs $\hat{p}_{jk}$ et $\hat{p}_i$; elle représente la dépendance angulaire de l'amplitude due à la conservation du moment angulaire. La dépendance en énergie est incluse dans le facteur scalaire $\rho^\ell(s_{jk})$ indépendant de θ_{jk} . Les amplitudes $a_{\ell\ell}^J(b_{\ell\ell}^J)$ sont alors de la forme :

$$a_{\ell\ell}^J = \rho^\ell(s_{jk}) f(\theta_{jk}) \text{ avec } f(\theta_{jk}) = T^\ell(\hat{p}_{jk}) : T^\ell(\hat{p}_i)$$

La séparation de la variable angulaire est réalisée.

3 - APPROXIMATIONS UTILISEES POUR L'EXPRESSION DE L'AMPLITUDE EN FONCTION DE L'ENERGIE

Chaque terme du développement (14) est alors de la forme :

$$\rho^l(s_{jk}) \frac{e^{i\delta_{jk}} \sin \delta_{jk}}{p_{jk}} f(\theta_{jk})$$

avec $f(\theta_{jk}) = T^l(\hat{p}_{jk}) : T^l(\hat{p}_i)$

Pour exprimer le facteur scalaire $\rho^l \frac{e^{i\delta_{jk}} \sin \delta_{jk}}{p_{jk}}$ en fonction de l'énergie, nous utilisons les conditions au seuil (facteurs de barrière centrifuge) suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Quand } p_{jk} \rightarrow 0 \quad \rho^l \frac{e^{i\delta_{jk}} \sin \delta_{jk}}{p_{jk}} &\sim \text{cte } p_{jk}^l \\ \text{Quand } p_i \rightarrow 0 \quad \rho^l \frac{e^{i\delta_{jk}} \sin \delta_{jk}}{p_{jk}} &\sim \text{cte } p_i^l \end{aligned}$$

Pour rendre compte des phénomènes expérimentaux, nous nous limiterons, dans la suite, aux amplitudes dominées par des interactions :

- du type "résonance", pour lesquelles nous employons la formule de Breit et Wigner complexe, qui revient, comme on sait, à faire un développement limité de l'amplitude de diffusion, en fonction de l'énergie au voisinage de $\delta = 90^\circ$. Par exemple, pour la résonance $K^*(890)$, produite sur une onde P, l'expression de l'amplitude en fonction de l'énergie sera :

$$\rho^1(s_{K\pi}) \frac{e^{i\delta_{K\pi}} \sin \delta_{K\pi}}{p_{K\pi}} = \frac{\text{cte } p_{K\pi} \cdot p_{\bar{K}}}{s_{K\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma^*}$$

s_{K^*} : masse carrée du K^*

Γ^* : largeur du K^*

- du type "interaction au seuil", pour lesquelles nous employons la formule de portée effective, dans l'approximation zéro, ceci revient à faire un développement limité de l'amplitude de diffusion, au voisinage de $\delta = 0^\circ$, en fonction de l'énergie. Par exemple, pour une interaction au seuil $K\pi$, se produisant dans l'onde S, pour l'isospin $I_{K\pi} = 1/2$, nous aurons :

$$\rho^0(S_{K\pi}) \frac{e^{i\delta_{K\pi}} \sin \delta_{K\pi}}{p_{K\pi}} = \frac{C_{te}}{1 - ia_{1/2} p_{K\pi}}$$

L'amplitude ne dépend plus alors que d'une constante complexe, indépendante de l'énergie et qui intervient comme un paramètre (complexe), que l'on peut chercher à estimer par une méthode de moindres carrés, sur la densité expérimentale du diagramme de Dalitz. Cette méthode sera exposée à la fin du prochain chapitre.

Enfin nous avons déjà remarqué que le formalisme de la représentation des moments angulaires par des tenseurs cartésiens se prête facilement à une extension relativiste (réf. II, 4) ; dans le chapitre suivant, nous donnerons explicitement les expressions relativistes des éléments de matrice utilisés.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA REACTION (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ (2.000 EVENEMENTS)

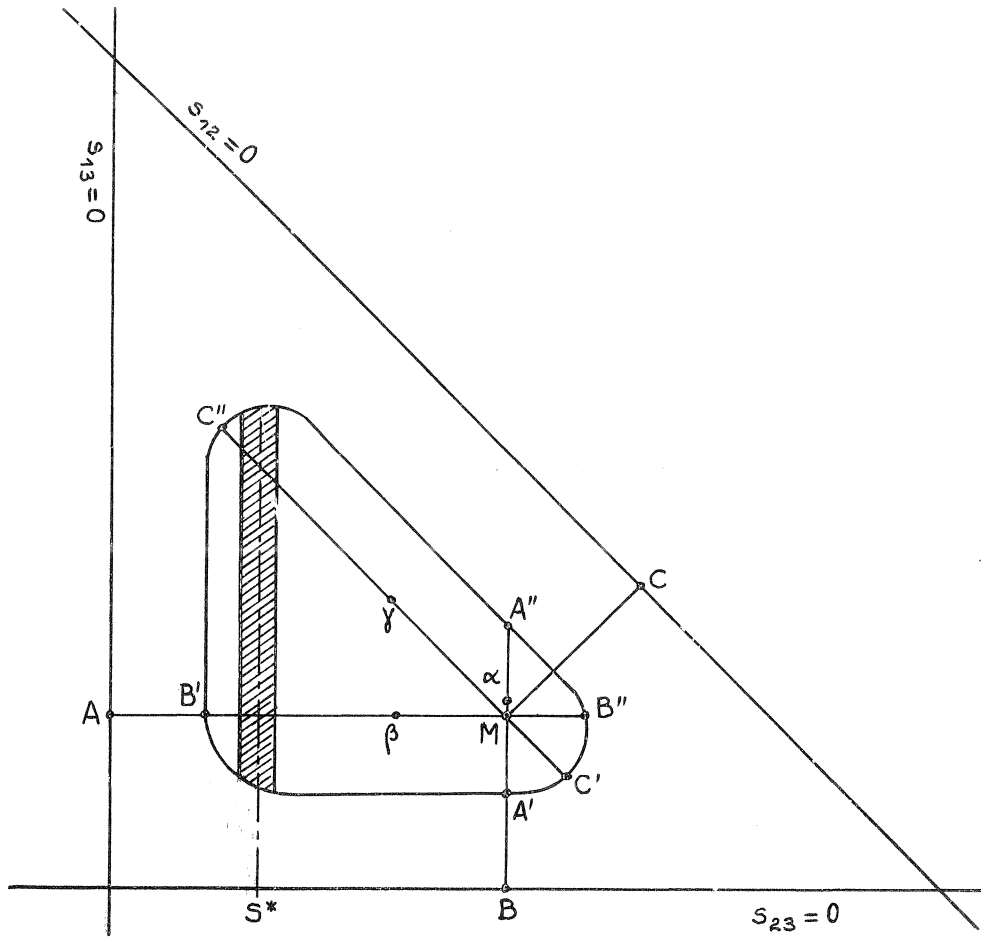
ANALYSE DU DIAGRAMME DE DALITZ

- 0 -

L'objet de ce chapitre est l'application de la méthode, développée dans le chapitre II, à l'étude de la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$. Tout d'abord, nous présenterons qualitativement les principaux phénomènes expérimentaux caractérisant cette réaction. Puis, nous décrirons explicitement les éléments de matrice relativistes utilisés correspondant à une solution possible pour rendre compte de l'ensemble des phénomènes expérimentaux (solution III ; table III - 2 (c)). Enfin, nous décrirons la méthode de moindres carrés, utilisée pour estimer les paramètres caractérisant la production des diverses interactions dans l'état final considérées.

1 - DESCRIPTION DES PHENOMENES EXPERIMENTAUX

La dynamique d'une réaction à trois corps ne dépendant que de deux variables dynamiques indépendantes, il est classique de représenter chaque événement par un point sur un diagramme à deux dimensions, appelé diagramme de Dalitz.



s_{ij}	$\cos\theta_{ij}$
$AM = M^2 (K_1^0 \pi^+)$	$\alpha M = \cos\theta_{K_1^0 \pi^+}$
$BM = M^2 (K_1^+ \pi^-)$	$\beta M = \cos\theta_{K_1^+ \pi^-}$
$CM = M^2 (K_1^0 K^+)$	$\gamma M = \cos\theta_{K_1^0 K^+}$

α, β, γ : milieux de $A' A''$, $B' B''$, $C' C''$

$\cos\theta_{ij} = -1$ quand M est en A' , B' , C'

$\cos\theta_{ij} = +1$ quand M est en A'' , B'' , C''

Figure III - 1

La symétrie des amplitudes de transition dans l'échange des K jouant un rôle important (chapitre II, § 1-c), nous avons choisi comme coordonnées du diagramme de Dalitz, des variables dynamiques se correspondant dans cette symétrie : le carré des masses invariantes des systèmes (KW) chargés et neutres :

Abscisse : $M^2 (K_1^0 \pi^-)$

Ordonnée : $M^2 (K^\pm \pi^\mp)$

L'intérêt d'un tel diagramme est que la densité des points expérimentaux obtenus est proportionnelle au carré du module de l'élément de matrice total de transition.

Sur la figure (III - 1), nous avons indiqué comment relier la position d'un point sur le diagramme, aux quantités dynamiques s_{ij} et $\cos\theta_{ij}$ définies au chapitre précédent (chapitre II, § 2 - a) (ij représente les systèmes $K_1^0 K^\pm$, $K_1^0 \pi^\pm$, $K^\pm \pi^\mp$). Par la suite, pour représenter le carré de la masse invariante du système ij, nous emploierons la notation $M^2 (ij)$ dans le texte, et s_{ij} dans les formules. Lorsqu'une résonance R_{ij} , de masse $\sqrt{S^*}$, se manifeste dans le système (ij), à $M^2 (ij) = S^*$, la distribution expérimentale de la quantité $\cos\theta_{ij}$, pour $S^* - \Delta S^* \leq M^2 (ij) \leq S^* + \Delta S^*$ (ΔS^* est choisi en fonction de la largeur de la résonance), sera nommée : "distribution angulaire de désintégration de la résonance R_{ij} ". On voit, sur la figure III - 1, qu'on peut obtenir cette distribution en projetant sur l'axe $M^2 (ij) = S^*$ la densité des points du diagramme situés dans la bande : $S^* - \Delta S^* \leq M^2 (ij) \leq S^* + \Delta S^*$.

Le diagramme de Dalitz de la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ (fig. III - 2) présente les caractéristiques suivantes :

- 1) Une très nette asymétrie de la répartition des points expérimentaux, par rapport à la première bissectrice : ceci est une indication de la présence d'effets d'interférence entre des amplitudes d'isospin total $I = 0$ et $I = 1$: nous avons vu au chapitre II que le carré du module de l'élément de matrice total de transition pour la réaction (1), c'est-à-dire, la densité du diagramme de Dalitz, R_1 , s'exprime en fonction des quatre amplitudes A_{01}^+ , A_{11}^+ , A_{01}^- et A_{11}^- .

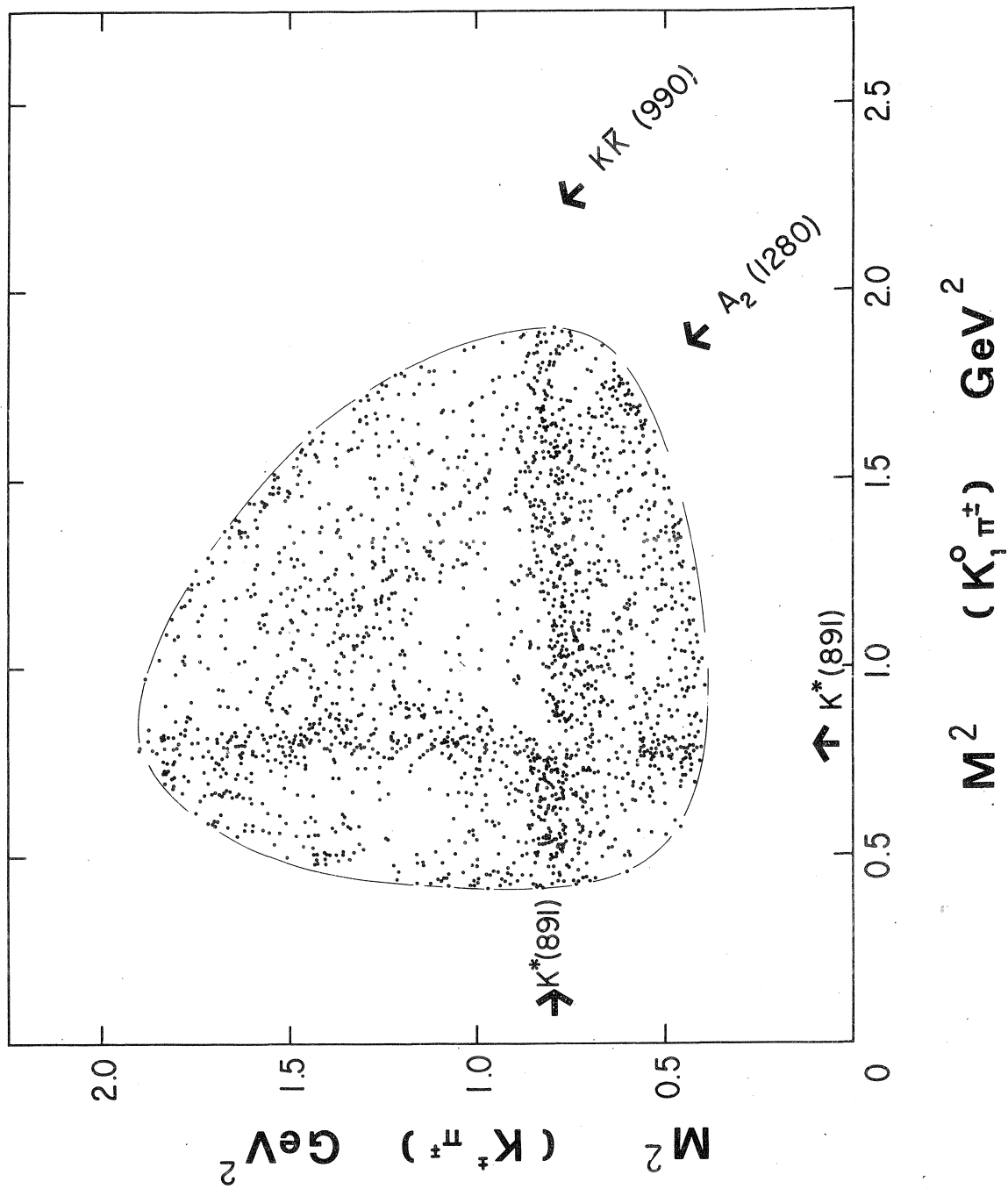


Fig. III - 2

Soient I et II, deux points symétriques par rapport à la première bissectrice, les propriétés de symétrie des amplitudes (chap. II, § 1 - c) de transition considérées permettent d'écrire les relations suivantes :

$$A_{01}^+ (II) = A_{01}^+ (I)$$

$$A_{11}^+ (II) = - A_{11}^+ (I)$$

$$A_{01}^- (II) = - A_{01}^- (I)$$

$$A_{11}^- (II) = A_{11}^- (I)$$

Par suite, les densités du diagramme de Dalitz en I et II, sont données par (ch. II, relation (11)).

$$R_1 (I) = \frac{1}{9} \left| \sqrt{2} A_{01}^+ (I) + \sqrt{3} A_{11}^+ (I) \right|^2 + \frac{1}{9} \left| \sqrt{2} A_{01}^- (I) + \sqrt{3} A_{11}^- (I) \right|^2$$

$$R_1 (II) = \frac{1}{9} \left| \sqrt{2} A_{01}^+ (I) - \sqrt{3} A_{11}^+ (I) \right|^2 + \frac{1}{9} \left| -\sqrt{2} A_{01}^- (I) + \sqrt{3} A_{11}^- (I) \right|^2$$

on voit que $R_1 (I) \neq R_1 (II)$, la différence $R_1 (I) - R_1 (II)$, étant proportionnelle aux termes d'interférence entre $A_{01}^{\pm} (I = 0)$ et $A_{11}^{\pm} (I = 1)$.

On peut supprimer ces effets d'interférence en repliant le diagramme de Dalitz autour de la première bissectrice, (fig. III - 3), la densité est alors donnée par la somme des contributions des quatre amplitudes A_{01}^+ , A_{11}^+ , A_{01}^- et A_{11}^- .

$$R_1 (I + II) = R_1 (I) + R_1 (II) = \frac{4}{9} \left| A_{01}^+ \right|^2 + \frac{2}{3} \left| A_{11}^+ \right|^2 + \frac{4}{9} \left| A_{01}^- \right|^2 + \frac{2}{3} \left| A_{11}^- \right|^2$$

- 2) Une accumulation d'événements dans la région où les systèmes $K \pi$ neutres et chargés, ont une masse voisine de 890 MeV, se traduisant par deux "bandes de résonance" parallèles aux axes, symétriques par rapport à la première bissectrice et centrées à $M^2 (K_1^0 \pi^{\pm}) = M^2 (K^{\pm} \pi^{\mp}) \approx 0.8 \text{ GeV}^2$.

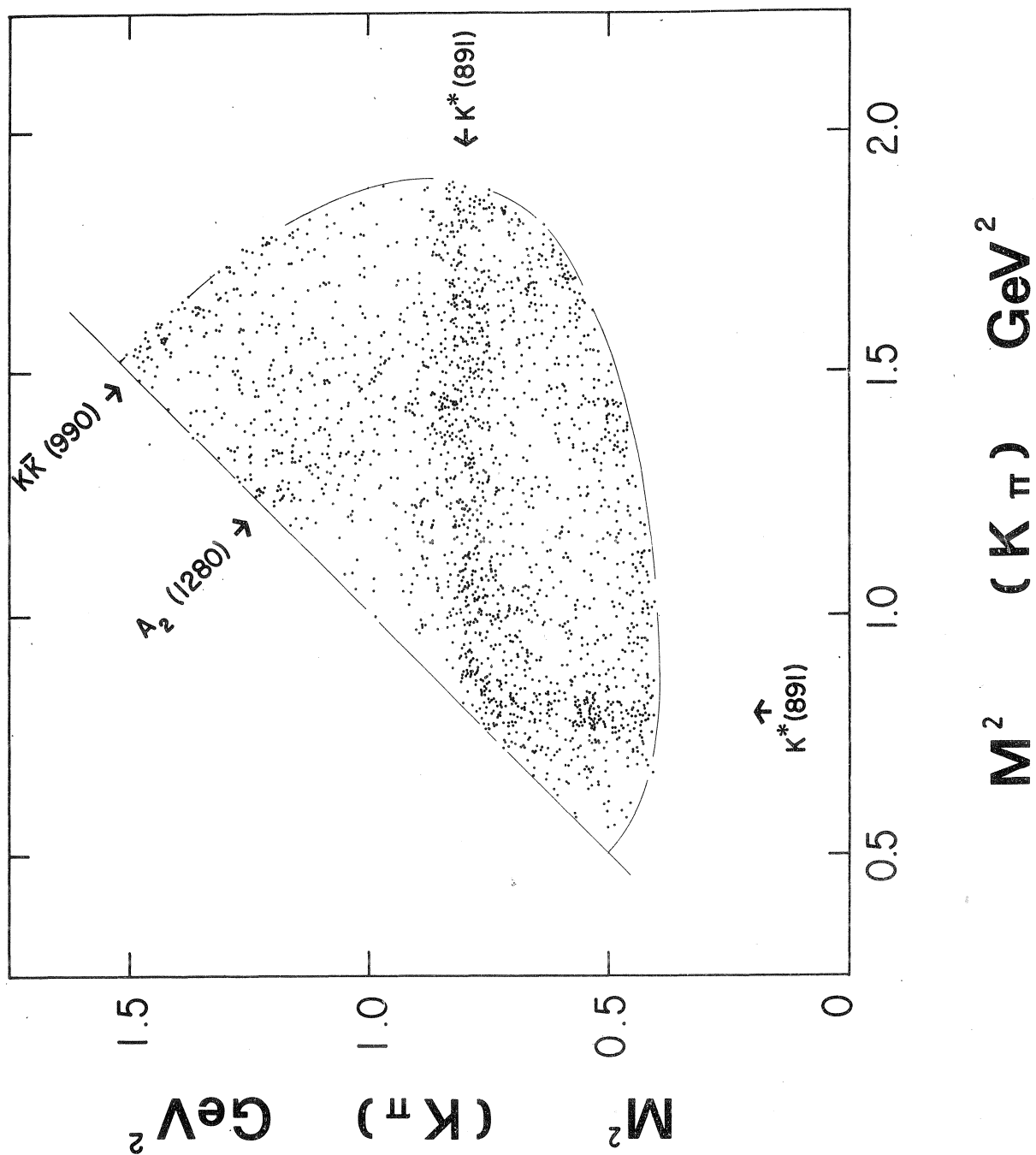


Fig. III-3

Ces "bandes de résonance" sont attribuables à la présence de la résonance K^* (890). L'accumulation d'événements observée sur le diagramme de Dalitz, se traduit par deux pics, sur les "projections en $M^2 (K_1^0 \pi^+)$ et $M^2 (K_-^+ \pi^+)$ " de la densité de ce diagramme (figure V-4, V-5) (*). On remarque que le K_-^{*+} est moins abondant que le K^{*0} .

Les distributions angulaires de désintégration des K^* , (fig. V-6, V-7), ne correspondent pas à des distributions purement en $\cos^2\theta$ ou $\sin^2\theta$, comme ce serait le cas, si la production de K^* venait uniquement de l'état initial 1S_0 ou 3S_1 .

- 3) Une concentration d'événements au voisinage du seuil $K \bar{K}$ ($M(K \bar{K}) = 1.000 \text{ MeV}$), visible sur le diagramme et se manifestant par une "bosse" au seuil sur la "projection en $M^2 (K_1^0 K_-^+)$ " (figure IV - 1). Sur la figure IV - 2, nous présentons la restriction de cette projection aux événements tels que

$$M^2 (K_1^0 \pi^+) \geq 0.9 \text{ GeV}^2 \quad \text{et} \quad M^2 (K_-^+ \pi^+) \geq 0.9 \text{ GeV}^2$$

On constate que la "bosse" au seuil n'est pas affectée par cette coupure, dont le but est d'éliminer toute contribution d'événements situés dans les bandes de K^* .

La figure IV - 3 montre la distribution angulaire de désintégration du système $K \bar{K}$ au seuil ($M^2 (K \bar{K}) \leq 1.08 \text{ GeV}^2$) ; elle est compatible avec l'isotropie.

- 4) Une accumulation d'événements dans la région de masse 1280 MeV pour le système $K \bar{K}$. La distribution angulaire de désintégration du système $K \bar{K}$ pour cette même région de masse ($1.44 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (K \bar{K}) \leq 1.84 \text{ GeV}^2$) est fortement anisotrope (figure V - 3).

(*) Nous nous référons dans ce chapitre à des figures des chapitres suivants, correspondant à diverses projections du diagramme de Dalitz : distribution des carrés des masses invariantes, distributions angulaires dans les bandes de résonance.

- 5) En dehors des accumulations d'événements dans les zones du diagramme de Dalitz correspondant aux paires K^* (K^{*0} et K^{*+}) et aux systèmes $K \bar{K}$ à 1.000 MeV et à 1.280 MeV, nous observons une densité non uniforme d'événements, nulle au centre du diagramme, légèrement croissante lorsqu'on se déplace vers les bords du diagramme de Dalitz correspondant aux systèmes $K \pi$ au seuil. Nous verrons qu'il est possible de reproduire ce fond (ch. IV) en introduisant des interactions $K \pi$ au seuil, en onde S, caractérisées par des petites longueurs de diffusion.

Tenant compte de ces faits qualitatifs, nous avons tenté de représenter la densité expérimentale du diagramme de Dalitz par la densité théorique R_1 (chap. II (11)) dans laquelle les amplitudes $A_{II, K \bar{K}}^e$ sont remplacées par leur développement en ondes partielles (chap. II (14)). Pour ceci, nous adoptons une méthode phénoménologique : nous ne retenons que les termes du développement en ondes partielles, pouvant décrire des interactions dans l'état final, observées expérimentalement, du type "résonance" ou "interaction au seuil".

2 - DESCRIPTION DES ELEMENTS DE MATRICE UTILISES

Nous allons donner l'expression relativiste des éléments de matrice utilisés pour représenter chacun des termes retenus, dans l'hypothèse suivante :

La réaction (1) est entièrement décrite par les interactions dans l'état final suivantes :

K^* (890)	$I_{K\pi} = 1/2$	$l_{K\pi} = 1$
$K \bar{K}$ (1000)	$I_{K\bar{K}} = 1$	$l_{K\bar{K}} = 0$
$K \bar{K}$ (1280)	$I_{K\bar{K}} = 1$	$l_{K\bar{K}} = 2$
$K \pi$ au seuil	$I_{K\pi} = 1/2$	$l_{K\pi} = 0$
$K \pi$ au seuil	$I_{K\pi} = 3/2$	$l_{K\pi} = 0$

Ces interactions n'interviennent évidemment pas toutes dans le développement des quatre amplitudes A_{01}^+ , A_{11}^+ , A_{01}^- , et A_{11}^- , la conservation des moments angulaires et de l'isospin interdisant certaines d'entre elles. Sur la table III - 1, l'astérisque (*) indique la possibilité de contribution à l'amplitude considérée.

TABLE III - 1

	$K^* (890)$	$K\bar{K} (1000)$	$K\bar{K} (1280)$	$(K\pi)_{1/2}$	$(K\pi)_{3/2}$
A_{01}^+	*	*	*	*	
A_{11}^+	*			*	*
A_{01}^-	*				
A_{11}^-	*		*		

On voit que, pour l'hypothèse considérée, le développement de A_{01}^+ se réduit à 4 termes
celui de A_{11}^+ " à 3 termes
celui de A_{01}^- " à 1 terme
celui de A_{11}^- " à 2 termes,

En conséquence, 10 éléments de matrice sont nécessaires pour décrire les 5 interactions envisagées.

Afin de construire des éléments de matrice relativistes, nous utilisons la méthode de Ch. Zemach (réf. II - 4), qui consiste à généraliser les tenseurs cartésiens $T^{i_1 \dots i_l}(\vec{p}_{jk})$ en tenseurs de l'espace à 4 dimensions $T^{\mu_1 \dots \mu_l}$ $\mu_1, \dots, \mu_l = 0, 1, 2, 3$ construits sur le quadrivecteur p_{jk}^μ défini de la manière suivante :

- sa composante de temps est nulle dans le système de Lorentz O_{jk} où le système (jk) est au repos.
- sa composante d'espace est égale à $\vec{p}_{jk}$ dans O_{jk} .

Le tenseur $T^{\mu_1 \dots \mu_l}$ a alors les propriétés suivantes, caractérisant le spin l du système (jk) :

- ses composantes de temps sont nulles dans O_{jk} ,
- ses composantes d'espace se réduisent à celles du tenseur $T^{i_1 \dots i_l}(\vec{p}_{jk})$ représentant le spin l , dans les rotations d'espace laissant le système (jk) au repos.

Les tenseurs δ^{ij} et ϵ^{ijk} se généralisent de la même manière, ainsi qu'on le verra dans les exemples qui vont suivre.

Afin de généraliser les tenseurs $T^{i_1 \dots i_l}(\vec{p}_{jk})$ et $T^{i_1 \dots i_l}(\vec{p}_i)$, nous définissons, donc, les invariants et les quadrivecteurs suivants : (la métrique employée est définie par le tenseur $g^{\mu\nu}$: $g^{00} = -g^{11} = -g^{22} = -g^{33} = 1$ $g^{\mu\nu} = 0$ pour $\mu \neq \nu$).

$p_{K_1}^\mu, p_{K_2}^\mu, p_\pi^\mu$: quadrivecteurs impulsion-énergie des particules $K_1^0, K_1^+, K_1^-, \pi^+$

$E^\mu = p_{K_1}^\mu + p_{K_2}^\mu + p_\pi^\mu$: quadrivecteur impulsion-énergie total

$s_{K_1\pi} = (p_{K_1} + p_\pi)^2$ carré de la masse invariante du système ($K_1^0 \pi^+$)

$s_{K_2\pi} = (p_{K_2} + p_\pi)^2$ carré de la masse invariante du système ($K_1^+ \pi^+$)

$s_{K_1K_2} = (p_{K_1} + p_{K_2})^2$ carré de la masse invariante du système ($K_1^0 K_1^+$)

O_T : référentiel de Lorentz du centre de masse total ($\vec{E} = 0$)

$O_{K_1\pi}$, $O_{K_2\pi}$, $O_{K_1K_2}$: référentiels de Lorentz où les systèmes $(K_1 \pi)$, $(K_2 \pi)$, $(K_1 K_2)$ sont au repos ($\vec{p}_{K_1} + \vec{p}_\pi = 0$, $\vec{p}_{K_2} + \vec{p}_\pi = 0$, $\vec{p}_{K_1} + \vec{p}_{K_2} = 0$).

$$\bar{p}_{K_1}^\mu = p_{K_1}^\mu - \frac{(E \cdot p_{K_1})}{E^2} E^\mu, \text{ dans } O_T : \bar{p}_{K_1} = (0, \vec{p}_{K_1})$$

$$\bar{p}_{K_2}^\mu = p_{K_2}^\mu - \frac{(E \cdot p_{K_2})}{E^2} E^\mu, \text{ dans } O_T : \bar{p}_{K_2} = (0, \vec{p}_{K_2})$$

$$\bar{p}_\pi^\mu = p_\pi^\mu - \frac{(E \cdot p_\pi)}{E^2} E^\mu, \text{ dans } O_T : \bar{p}_\pi = (0, \vec{p}_\pi)$$

$$p_{K_1\pi}^\mu = (p_\pi - p_{K_1})^\mu - \frac{m_\pi^2 - m_{K_1}^2}{s_{K_1\pi}} (p_\pi + p_{K_1})^\mu, \text{ dans } O_{K_1\pi} : p_{K_1\pi} = (0, \vec{p}_\pi - \vec{p}_{K_1})$$

$$p_{K_2\pi}^\mu = (p_\pi - p_{K_2})^\mu - \frac{m_\pi^2 - m_{K_2}^2}{s_{K_2\pi}} (p_\pi + p_{K_2})^\mu, \text{ dans } O_{K_2\pi} : p_{K_2\pi} = (0, \vec{p}_\pi - \vec{p}_{K_2})$$

$$p_{K_1K_2}^\mu = (p_{K_2} - p_{K_1})^\mu - \frac{m_{K_2}^2 - m_{K_1}^2}{s_{K_1K_2}} (p_{K_1} + p_{K_2})^\mu, \text{ dans } O_{K_1K_2} : p_{K_1K_2} = (0, \vec{p}_{K_2} - \vec{p}_{K_1})$$

Ces quadrivecteurs sont la généralisation relativiste des vecteurs considérés au chapitre II : $\vec{p}_K$ et $\vec{p}_{ij}$.

Nous allons donner, maintenant explicitement la liste des éléments de matrice relativistes E_k , intervenant dans le développement de chacune des amplitudes A_{01}^+ , A_{11}^+ , A_{01}^- et A_{11}^- . Notons que chacun des termes du développement doit posséder les propriétés de symétrie de ces amplitudes dans l'échange des K .

Amplitude A_{01}^+ (Etat initial 1S_0 , $I = 0$; symétrique dans l'échange des K)

1) K^* (890) ($\ell_{K\pi} = 1$, $I_{K\pi} = 1/2$)

$$E_1 = \frac{p_{K_1\pi}^\mu \bar{p}_{K_2\mu}}{s_{K_1\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} + \frac{p_{K_2\pi}^\mu \bar{p}_{K_1\mu}}{s_{K_2\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}}$$

$\sqrt{s_{K^*}}$, Γ_{K^*} : masse, largeur du K^*

2) $K \bar{K}$ (1280) ($\ell_{K \bar{K}} = 2$, $I_{K \bar{K}} = 1$)

$$E_2 = \frac{T^{\mu\nu}(p_{K_1 K_2}) T_{\mu\nu}(\bar{p}_\pi)}{s_{K_1 K_2} - s_{A_2} + i \sqrt{s_{A_2}} \Gamma_{A_2}}$$

$\sqrt{s_{A_2}}$, Γ_{A_2} : masse, largeur du $K \bar{K}$ (1280)

$$\text{avec } T^{\mu\nu}(p_{K_1 K_2}) = p_{K_1 K_2}^\mu p_{K_1 K_2}^\nu - \frac{1}{3} \left(g^{\mu\nu} - \frac{(p_{K_1} + p_{K_2})^\mu (p_{K_1} + p_{K_2})^\nu}{s_{K_1 K_2}} \right) p_{K_1 K_2}^2$$

$$\text{et } T^{\mu\nu}(\bar{p}_\pi) = \bar{p}_\pi^\mu \bar{p}_\pi^\nu - \frac{1}{3} \left(g^{\mu\nu} - \frac{E^\mu E^\nu}{E^2} \right) \bar{p}_\pi^2$$

Ici, nous avons utilisé la généralisation relativiste du tenseur δ^{ij} : $g^{\mu\nu} = \frac{X^\mu X^\nu}{X^2}$, se réduisant au tenseur $(0, \delta_{ij})$ dans le référentiel de Lorentz O_X où $\vec{X} = 0$.

$T^{\mu\nu}(p_{K_1 K_2})$ représente le spin 2 du système $K_1 K_2$; en effet dans $O_{K_1 K_2}$, ses composantes de temps sont nulles, ses composantes d'espace se rédui-

sent à celles du tenseur

$$T^{ij}(\vec{p}_{K_1 K_2}) = p_{K_1 K_2}^i p_{K_1 K_2}^j - \frac{1}{3} \delta^{ij} p_{K_1 K_2}^2 \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

où $\vec{p}_{K_1 K_2} = 2 \vec{k} = \vec{p}_{K_2} - \vec{p}_{K_1}$ ($\vec{p}_{K_2} = -\vec{p}_{K_1} = \vec{k}$) représente l'impulsion relative des deux K, dans le système du centre de masse (K $\bar{K}$).

De même dans le système du centre de masse total O_π , les composantes de temps de $T^{\mu\nu}(\vec{p}_\pi)$ sont nulles, ses composantes d'espace se réduisent à celles du tenseur $T^{ij}(\vec{p}_\pi) = p_\pi^i p_\pi^j - \frac{1}{3} \delta^{ij} p_\pi^2$ $i, j = 1, 2, 3$ qui représente le moment angulaire orbital 2 du système K $\bar{K}$ par rapport au π .

$$3) K \bar{K} (1000) \quad (\ell_{K \bar{K}} = 0, I_{K \bar{K}} = 1)$$

$$E_3 = \frac{1}{1 - i a_0 \sqrt{-p_{K_1 K_2}^2/4}}$$

a_0 : longueur de diffusion K $\bar{K}$ ($\ell_{K \bar{K}} = 0, I_{K \bar{K}} = 1$)

Evaluant l'invariant $\sqrt{-p_{K_1 K_2}^2/4}$ dans $O_{K_1 K_2}$, on trouve que

$$\sqrt{-p_{K_1 K_2}^2/4} = |\vec{k}| \quad (\vec{p}_{K_2} = -\vec{p}_{K_1} = \vec{k})$$

$$4) K \pi \text{ au seuil } (\ell_{K\pi} = 0, I_{K\pi} = 1/2)$$

$$E_4 = \frac{1}{1 - i a_{1/2} \sqrt{-p_{K_1 \pi}^2/4}} + \frac{1}{1 - i a_{1/2} \sqrt{-p_{K_2 \pi}^2/4}}$$

$a_{1/2}$: longueur de diffusion K π ($\ell_{K\pi} = 0, I_{K\pi} = 1/2$).

Amplitude A_{11}^+ (Etat initial 1S_0 , $I = 1$; antisymétrique dans l'échange des K)

1) K^* (890) ($\ell_{K\pi} = 1$, $I_{K\pi} = 1/2$)

$$E_1 = \frac{p_{K_1\pi}^\mu \bar{p}_{K_2\pi}^\mu}{s_{K_1\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} - \frac{p_{K_2\pi}^\mu \bar{p}_{K_1\pi}^\mu}{s_{K_2\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}}$$

2) $K\pi$ au seuil ($\ell_{K\pi} = 0$, $I_{K\pi} = 1/2$)

$$E_2 = \frac{1}{1 - i a_{1/2} \sqrt{-p_{K_1\pi}^2/4}} - \frac{1}{1 - i a_{1/2} \sqrt{-p_{K_2\pi}^2/4}}$$

3) $K\pi$ au seuil ($\ell_{K\pi} = 0$, $I_{K\pi} = 3/2$)

$$E_3 = \frac{1}{1 - i a_{3/2} \sqrt{-p_{K_1\pi}^2/4}} - \frac{1}{1 - i a_{3/2} \sqrt{-p_{K_2\pi}^2/4}}$$

$a_{3/2}$: longueur de diffusion $K\pi$ ($\ell_{K\pi} = 0$, $I_{K\pi} = 3/2$)

Amplitude A_{01}^- (Etat initial 3S_1 , $I = 0$; antisymétrique dans l'échange des K)

1) $K^* (890)$ ($\ell_{K\pi} = 1$, $I_{K\pi} = 1/2$)

$$E_{1\mu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{K_1}^\nu p_{K_2}^\rho p_\pi^\sigma \left[\frac{1}{s_{K_1\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} + \frac{1}{s_{K_2\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} \right]$$

Amplitude A_{11}^- (Etat initial 3S_1 , $I = 1$; symétrique dans l'échange des K)

1) $K^* (890)$ ($\ell_{K\pi} = 1$, $I_{K\pi} = 1/2$)

$$E_{1\mu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{K_1}^\nu p_{K_2}^\rho p_\pi^\sigma \left[\frac{1}{s_{K_1\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} - \frac{1}{s_{K_2\pi} - s_{K^*} + i \sqrt{s_{K^*}} \Gamma_{K^*}} \right]$$

2) $K \bar{K} (1280)$ ($\ell_{K\bar{K}} = 2$, $I_{K\bar{K}} = 1$)

$$E_{2\mu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{K_1}^\nu p_{K_2}^\rho p_\pi^\sigma (p_{K_1 K_2}^\tau \bar{p}_{\pi\tau}) \frac{1}{s_{K_1 K_2} - s_{A_2} + i \sqrt{s_{A_2}} \Gamma_{A_2}}$$

On voit que tout élément de matrice correspondant à l'état initial 3S_1 , est un élément de matrice quadrivectoriel de la forme :

$$T_\mu = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{K_1}^\nu p_{K_2}^\rho p_\pi^\sigma \lambda (s_{K_1\pi}, s_{K_2\pi})$$

$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ est le tenseur complètement antisymétrique à 4 indices ($\epsilon_{0123} = +1$) ; il est facile de vérifier que T_μ est bien la généralisation relativiste de l'élément de matrice vectoriel $\vec{T} = \vec{n} \lambda (s_1, s_2)$, considéré au début du chapitre

II. En effet, dans le système du centre de masse total O_T ($\vec{p}_{K_1} + \vec{p}_{K_2} + \vec{p}_\pi = 0$) : sa composante de temps est nulle car les 3 vecteurs $\vec{p}_{K_1}$, $\vec{p}_{K_2}$, $\vec{p}_\pi$ sont coplanaires :

$$T_0 = \epsilon_{oijk} p_{K_1}^i p_{K_2}^j p_\pi^k \lambda (s_{K_1\pi}, s_{K_2\pi}) = 0 \quad (i, j, k = 1, 2, 3)$$

Sa partie d'espace est un vecteur parallèle à une direction N normale au plan $K \bar{K} \pi$.

$$\vec{N} = \vec{p}_{K_1} \times \vec{p}_{K_2} = \vec{p}_{K_2} \times \vec{p}_\pi = \vec{p}_\pi \times \vec{p}_{K_1}$$

En effet :

$$T_i = \left[\epsilon_{ijk o} p_{K_1}^j p_{K_2}^k p_\pi^o + \epsilon_{iojk} p_{K_1}^o p_{K_2}^j p_\pi^k + \epsilon_{ijok} p_{K_1}^j p_{K_2}^o p_\pi^k \right] \times \lambda (s_{K_1\pi}, s_{K_2\pi})$$

Le carré du module de l'élément de matrice de transition 3S_1 est alors égal à l'invariant : $T^\mu T_\mu^*$; si on l'évalue dans le système de centre de masse total O_T , on trouve

$$-T^\mu T_\mu^* = T^i T_i^* = |\vec{T}|^2$$

(puisque dans ce système, la composante de temps est nulle : $T^0 = 0$). On retrouve le carré du module de l'amplitude vectorielle considérée au début du chapitre II.

Nous n'avons décrit ici que les éléments de matrice, correspondant à l'une des hypothèses rendant bien compte des phénomènes expérimentaux, à savoir :

l'interaction au seuil $K \bar{K}$ se produit dans l'ordre S et peut être représentée par une longueur de diffusion réelle : a_0 ; les interactions $K \pi$ au seuil en onde S sont présentes dans les deux voies d'isospin $I_{K\pi} = 1/2$ et $I_{K\pi} = 3/2$; enfin l'interaction $K \bar{K}$ à 1280 MeV, correspond à une résonance de spin-parité $J^P = 2^+$.

Lorsque, dans les chapitres suivants, nous discuterons en détail chacun des phénomènes, nous serons amenés à envisager d'autres hypothèses : les éléments de matrice correspondants ont été construits de la même manière, nous ne donnerons pas leur forme explicite.

Nous allons maintenant expliquer, dans le cadre de cette hypothèse particulière, comment nous avons pu estimer quantitativement les contributions de ces dix éléments de matrice à l'élément de matrice total de transition, par une méthode de moindres carrés sur la densité expérimentale du diagramme de Dalitz.

3 - METHODE DE MOINDRES CARRÉS ; SOLUTIONS OBTENUES

Les éléments de matrice que nous venons de décrire sont, dans le cadre du modèle développé au chapitre II, une expression approchée, à un facteur complexe constant près, $\rho_k e^{i\phi_k}$, de chacun des termes du développement des amplitudes A_{01}^+ , A_{11}^+ , A_{01}^- et A_{11}^- en ondes partielles. Nous allons chercher à estimer les paramètres complexes inconnus $\rho_k e^{i\phi_k}$, en adaptant, par moindres carrés, la densité théorique

$$R_1 = \frac{1}{9} |\sqrt{2} A_{01}^+ + \sqrt{3} A_{11}^+|^2 + \frac{1}{9} |\sqrt{2} A_{01}^- + \sqrt{3} A_{11}^-|^2$$

à la densité expérimentale du diagramme de Dalitz. R_1 est, en effet, une fonction de ρ_k et ϕ_k , lorsqu'on remplace les amplitudes $A_{II\overline{KK}}^E$ par leurs expressions en fonction des éléments de matrice E_k décrits au paragraphe précédent :

$$A_{II\overline{KK}}^E = \sum_k \rho_k e^{i\phi_k} E_k$$

Incluant les coefficients de Clebsh-Gordan dans les paramètres inconnus $\rho_k e^{i\phi_k}$, la densité théorique du diagramme de Dalitz est de la forme :

$$R_1(s_1, s_2; \rho_k, \phi_k) = |A_{01}^+ + A_{11}^+|^2 + |A_{01}^- + A_{11}^-|^2$$

où s_1 et s_2 représentent les coordonnées du diagramme de Dalitz ($s_{K_1\pi}$ et $s_{K_2\pi}$) ;

il est entendu que la notation $|A_{01}^- + A_{11}^-|^2$ pour la partie quadrivectorielle de l'élément de matrice total de transition, correspondant à l'état initial 3S_1 , signifie en réalité

$$|A_{01}^- + A_{11}^-|^2 = \sum_{\mu} (A_{01}^- + A_{11}^-)^{\mu} (A_{01}^- + A_{11}^-)^{*}_{\mu}$$

Nous avons divisé le diagramme expérimental en 192 cellules C_i ($i = 1, 192$) de dimension $0.1 \text{ GeV}^2 \times 0.1 \text{ GeV}^2$ et obtenu ainsi une population expérimentale dans chaque cellule N_i^{exp} .

De la même manière on peut calculer une population théorique, dépendant des paramètres inconnus ρ_k et ϕ_k , normalisée au nombre total d'événements $N = \sum_i N_i^{\text{exp}}$

$$N_i^{\text{th}}(\rho_k, \phi_k) = \frac{N \int_{C_i} R_1(s_1, s_2, \rho_k, \phi_k) ds_1 ds_2}{\sum_i \int_{C_i} R_1(s_1, s_2, \rho_k, \phi_k) ds_1 ds_2}$$

Nous avons choisi, pour estimer ρ_k et ϕ_k , les valeurs ρ_k^0 et ϕ_k^0 , qui rendent minimum la quantité :

$$\chi^2(\rho_k, \phi_k) = \sum_i \frac{(N_i^{\text{th}}(\rho_k, \phi_k) - N_i^{\text{exp}})^2}{N_i^{\text{th}}(\rho_k, \phi_k)}$$

Dans cette adaptation, le nombre de paramètres réels P_k (ρ_k ou ϕ_k) à estimer est $2 \times 10 - 3 = 17$ paramètres : un paramètre d'amplitude ρ_k est pris égal à l'unité : sinon à cause de l'intégrale de normalisation, la quantité $N_i^{\text{th}}(\rho_k, \phi_k)$ serait une expression homogène des paramètres ρ_k ; deux paramètres de phase sont pris égaux à zéro, la phase totale des amplitudes 1S_0 et 3S_1 n'étant pas déterminée.

Il s'agit de trouver les solutions P_k^0 , du système de 17 équations à 17 inconnues $\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k}(P_k^0) = 0$, qui correspondent à un minimum de la fonction $\chi^2(P_k)$. Pour résoudre ce problème de calcul numérique, nous avons utilisé le programme MINROS (réf. III - 1) adapté sur la calculatrice CDC 3600. La méthode utilisée consiste à explorer la surface $\chi^2(P_k)$ par itérations successives, en suivant approximativement la direction opposée au gradient : $-\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k}$; lorsqu'on arrive en un point P_i^1 voisin d'un minimum possible, on résout par approximations successives le système,

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k}(P_i^1) = 0$$

en donnant aux paramètres P_i^1 des accroissements dP_i tels que $\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k}(P_i^1 + dP_i) = 0$ soit au premier ordre, à résoudre le système linéaire :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial P_k}(P_i^1) + \sum_l \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P_k \partial P_l}(P_i^1) dP_l = 0.$$

Le comportement de la fonction $\chi^2(P_k)$ au voisinage du point P_i^0 est donné par la matrice des dérivées secondes

$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P_k \partial P_l}(P_i^0); \text{ on peut donc tester si}$$

le point stationnaire P_i^0 correspond à un minimum. On peut montrer que dans cette estimation, la matrice des variances est reliée à l'inverse de la matrice des dérivées secondes de la fonction χ^2 par (réf. III - 2) :

$$\sigma_{ij} = 2 \frac{\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P_i \partial P_j}}{\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial P_i \partial P_i}}^{-1}$$

L'erreur sur les paramètres est alors donnée par $\Delta P_k = \sqrt{\sigma_{kk}}$.

Nous avons été ainsi conduits à plusieurs solutions, différant dans la représentation des interactions en onde S (voir chap. IV). Nous présentons dans la table III - 2 (a), (b), (c) trois solutions caractéristiques particulières. L'hypothèse que nous avons décrite en détail dans ce chapitre correspond à la solution III (table III - 2 (c)).

TABLE II - 2 (a)

SOLUTION I

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	n^b d'événements
K^*		0.53 ± 0.05	0^*	152 ± 30
$K\pi$ ($\ell = 0, I=1/2$)	A_{01}^+	1.19 ± 0.09	0.78 ± 0.20	780 ± 150
$K \bar{K}$ (1280)		0.68 ± 0.05	0.86 ± 0.20	250 ± 40
$K \bar{K}$ (1000)		0.81 ± 0.06	-0.61 ± 0.20	362 ± 60
K^*		0.21 ± 0.06	-0.88 ± 0.25	23 ± 10
$K\pi$ ($\ell = 0, I=1/2$)	A_{11}^+	0.72 ± 0.12	1.77 ± 0.25	283 ± 90
$K\pi$ ($\ell = 0, I=3/2$)		0.76 ± 0.11	3.19 ± 0.25	315 ± 90
K^*	A_{11}^-	1^*	0^*	546 ± 50
$K \bar{K}$ (1280)		0.27 ± 0.07	3.09 ± 0.25	39 ± 20
K^*	A_{01}^-	0.25 ± 0.10	1.11 ± 0.17	34 ± 30

$\chi^2 = 260$, nombre de degrés de liberté $n = 175$

K^{*0}	$M = 890 \text{ MeV}$	$\Gamma = 45 \text{ MeV}$	$J^P = 1^-$
K^{*+}	$M = 895 \text{ MeV}$	$\Gamma = 45 \text{ MeV}$	$J^P = 1^-$
$K \bar{K}$ (1280)	$M = 1280 \text{ MeV}$	$\Gamma = 100 \text{ MeV}$	$J^P = 2^+$
$K \bar{K}$ (1000)	$M = 1000 \text{ MeV}$	$\Gamma = 70 \text{ MeV}$	$J^P = 0^+$

$$a_{1/2}(K\pi) = 0.3 \text{ f} \quad \ell_{K\pi} = 0$$

$$a_{3/2}(K\pi) = -0.3 \text{ f} \quad \ell_{K\pi} = 0$$

TABLE - 2 (b)

SOLUTION II

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	N ^b d'événements
K [*] K π ($\ell=0$, I= 1/2) K $\bar{K}$ (1280) K $\bar{K}$ (1000)	A ₀₁ ⁺	0.62 $\pm$ 0.05 1.16 $\pm$ 0.08 0.70 $\pm$ 0.04 0.48 $\pm$ 0.05	0 [*] 1.71 $\pm$ 0.18 1.06 $\pm$ 0.18 3.19 $\pm$ 0.18	199 $\pm$ 40 700 $\pm$ 100 254 $\pm$ 30 118 $\pm$ 20
K [*] K π ($\ell = 0$)	A ₁₁ ⁺	0.29 $\pm$ 0.06 0.64 $\pm$ 0.06	5.39 $\pm$ 0.21 5.92 $\pm$ 0.20	43 $\pm$ 18 215 $\pm$ 40
K [*] K $\bar{K}$ (1280)	A ₁₁ ⁻	1 [*] 0.32 $\pm$ 0.06	0 [*] 3.09 $\pm$ 0.23	523 $\pm$ 50 52 $\pm$ 20
K [*]	A ₀₁ ⁻	0.19 $\pm$ 0.10	1.10 $\pm$ 0.24	19 $\pm$ 19

$\chi^2 = 258$, nombre de degrés de liberté : n = 177

K ^{*0}	M = 887 MeV	$\Gamma = 40$ MeV	J ^P = 1 ⁻
K ^{*+}	M = 897 MeV	$\Gamma = 40$ MeV	J ^P = 1 ⁻
K $\bar{K}$ (1280)	M = 1280 MeV	$\Gamma = 90$ MeV	J ^P = 2 ⁺
K $\bar{K}$ (1000)	M = 990 MeV	$\Gamma = 85$ MeV	J ^P = 0 ⁺

$$a_{1/2}(K\pi) = -0.4 f \quad l_{K\pi} = 0$$

TABLE 1 - 2 (c)

SOLUTION III

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	N ^b d'événements
K*	A ₀₁ ⁺	0.63 ± 0.06	0*	210 ± 40
Kπ (ℓ=0, I= 1/2)		1.40 ± 0.15	0.36 ± 0.14	1033 ± 200
K K̄ (1280)		0.71 ± 0.05	1.27 ± 0.14	264 ± 40
K K̄ (1000)		0.95 ± 0.11	2.01 ± 0.18	475 ± 90
K*	A ₁₁ ⁺	0.23 ± 0.04	- 0.04 ± 0.33	28 ± 10
Kπ/(ℓ=0, I= 1/2)		0.64 ± 0.11	1.26 ± 0.27	218 ± 70
Kπ/(ℓ=0, I= 3/2)		0.38 ± 0.14	- 1.78 ± 0.34	75 ± 50
K*	A ₁₁ ⁻	1*	0*	530 ± 50
K K̄ (1280)		0.31 ± 0.06	3.08 ± 0.24	52 ± 20
K*	A ₀₁ ⁻	0.37 ± 0.12	1.28 ± 0.10	72 ± 50

$\chi^2 = 262$, nombre de degrés de liberté n = 175

K* ₀	M = 890 MeV	Γ = 45 MeV	J ^P = 1 ⁻
K* ₁ ⁺	M = 895 MeV	Γ = 45 MeV	J ^P = 1 ⁻
K K̄ (1280)	M = 1280 MeV	Γ = 100 MeV	J ^P = 2 ⁺
K K̄ (1000)	a ₀ (K K̄) = 2 f	ℓ _{K K̄} = 0	
	a _{1/2} (K π) = 0.3 f	ℓ _{Kπ} = 0	
	a _{3/2} (K π) = - 0.3 f	ℓ _{Kπ} = 0	

La table III - 2 donne, pour chaque solution, les valeurs obtenues pour les paramètres ρ_k et ϕ_k , ainsi que leurs erreurs ; à chaque élément de matrice E_k on peut faire correspondre une contribution en nombre d'événements ; ce nombre est obtenu par intégration, sur la surface du diagramme, du carré du module de l'élément de matrice correspondant ; chaque élément de matrice ayant été normalisé à l'unité, le nombre d'événements correspondant à l'élément de matrice k est proportionnel à ρ_k^2 .

Dans cette méthode de minimisation du χ^2 , les masses, largeurs et longueurs de diffusion sont gardées constantes. Dans une deuxième étape, la meilleure estimation de ces quantités est obtenue en faisant varier une par une chaque quantité physique, de manière à minimiser le χ^2 .

On peut remarquer que le nombre total d'événements obtenu en additionnant toutes les contributions, n'est pas égal au nombre total d'événements sur le diagramme de Dalitz ; ceci est dû à certains des termes d'interférence, pour lesquels l'intégrale totale sur le diagramme de Dalitz n'est pas nulle :

$$\int_D E_i E_j^* ds_1 ds_2 \neq 0$$

Remarque sur les valeurs de χ^2 obtenues :

On sait que la quantité χ^2 , suit une loi de probabilité $P_n(\chi^2)$ dépendant d'un paramètre n , appelé, nombre de degrés de liberté : $n = n_c - n_p$

n_c = nombre de cellules

n_p = nombre de paramètres.

(solution I : $n = 175$; solution II : $n = 177$; solution III : $n = 175$).

Lorsque $n \geq 30$, la loi $P_n(\chi^2)$ est en première approximation équivalente à une loi normale, pour la variable normale réduite $\sqrt{2}\chi^2 - \sqrt{2n - 1}$. Dans le cas de la solution III ($\chi^2 = 262$, $n = 175$), on trouve $\sqrt{2}\chi^2 - \sqrt{2n - 1} = 4,2$ écarts quadratiques moyens ; on trouve des écarts analogues pour les autres

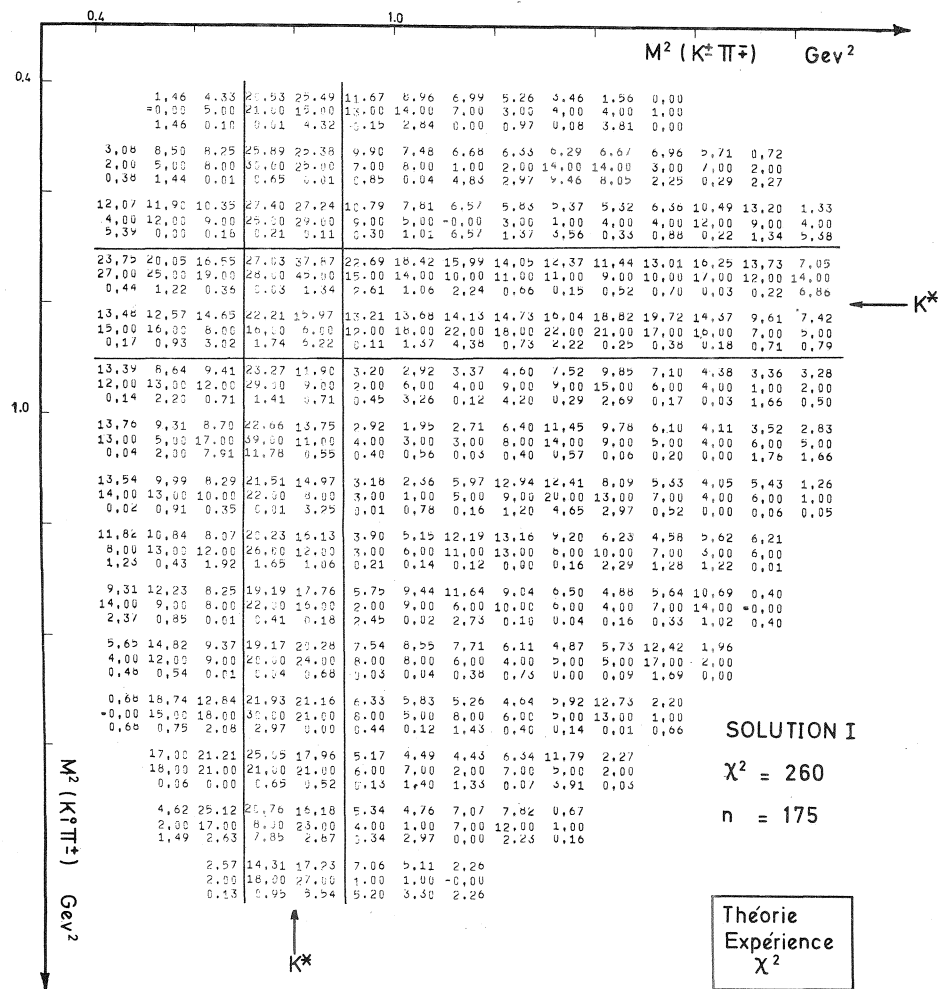


TABLE III - 3

a

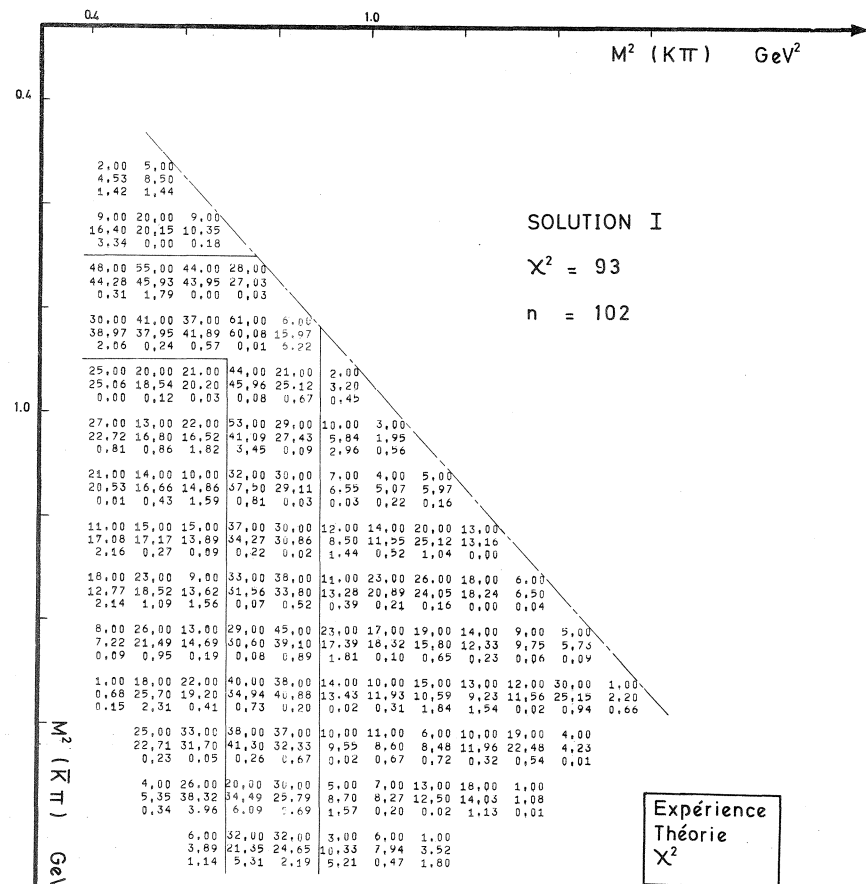


TABLE III - 4

a

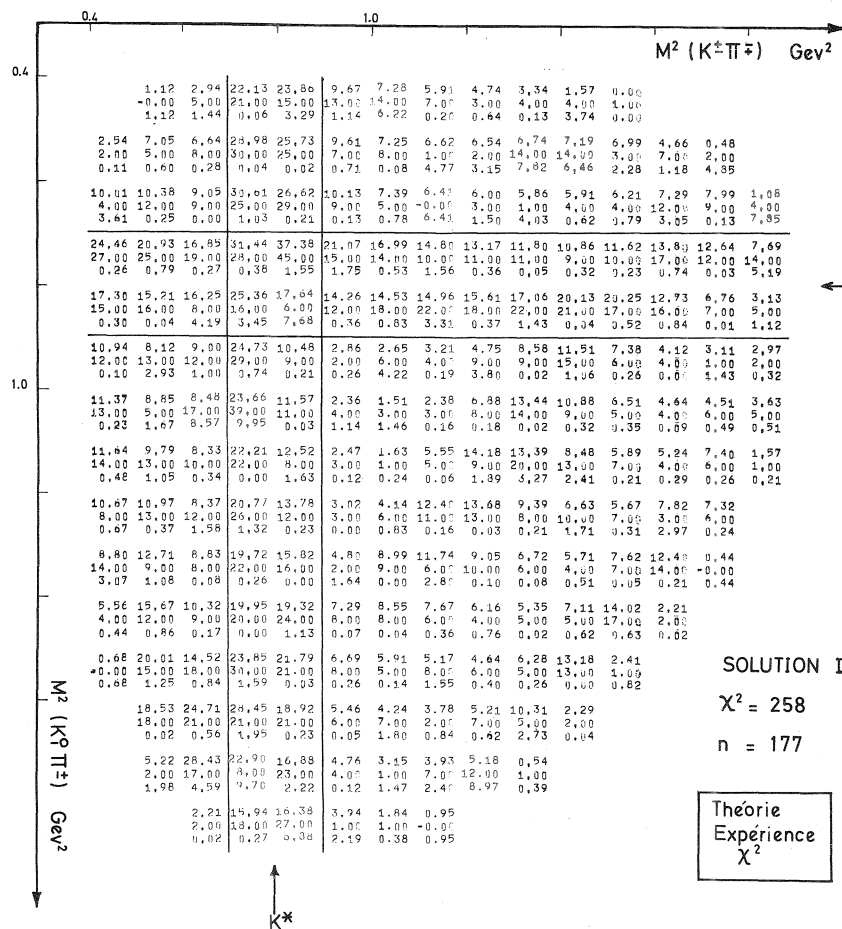


TABLE III - 3 b

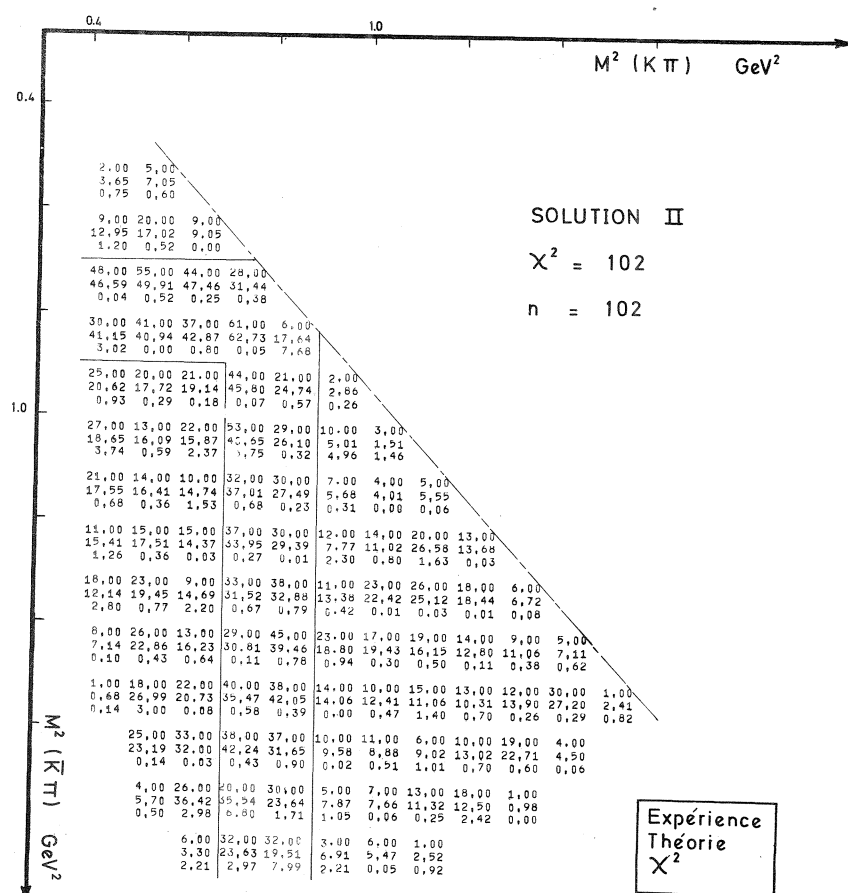


TABLE III - 4 b

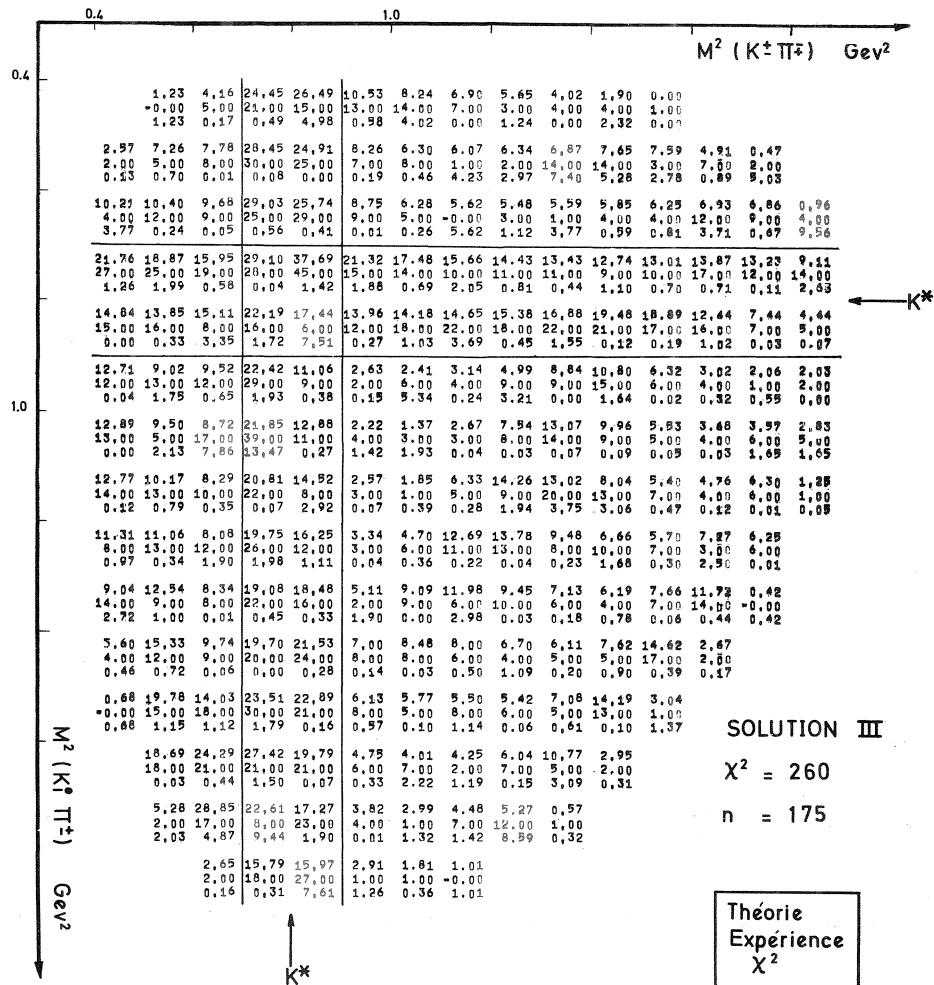


TABLE III - 3

c

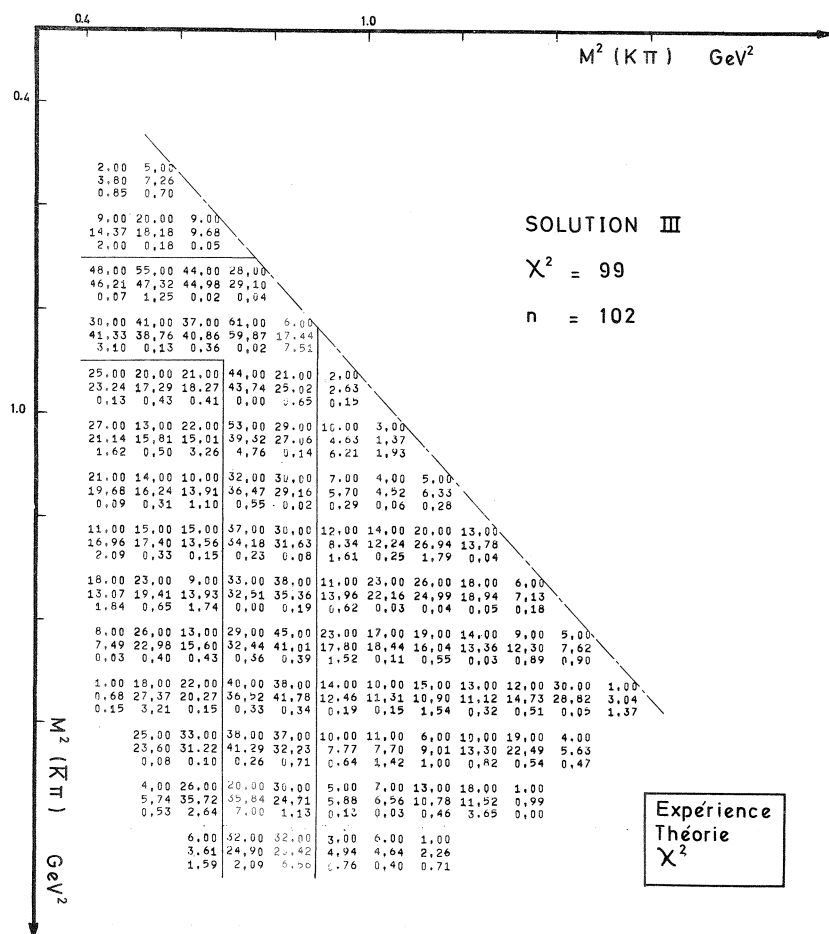


TABLE III - 4

c

solutions. Malgré les grandes valeurs de χ^2 obtenues par rapport à des χ^2 attendus de : $\langle \chi^2 \rangle = 175$, les 3 solutions obtenues correspondent à des densités théoriques reproduisant assez bien la densité expérimentale : sur la table III - 3 nous avons comparé, la population théorique adaptée à la population expérimentale (respectivement pour les 3 solutions). On constate que les grosses contributions au χ^2 proviennent de quelques cellules isolées (8 environ), pour lesquelles le χ^2 partiel est supérieur à 6 (~ 2.5 écarts) (les chiffres sont portés en rouge lorsque $\chi^2 \geq 6$). Ces quelques cellules sont situées dans des zones d'interférence de résonances difficiles à reproduire théoriquement ($K^* - \bar{K}^0$ ou $K^* - K \bar{K}$ (1280)) ou encore correspondent à de brusques variations de la densité expérimentale (pouvant être dues à des fluctuations statistiques ?). En dehors de ces quelques cellules (toujours situées au même endroit quelle que soit la solution), l'adaptation est satisfaisante : $\chi^2 = 260 - 60 = 200$ pour $n = 175 - 8 = 167$ (~ 1.8 écarts). De plus, les distributions théoriques, obtenues en projetant la densité théorique du diagramme de Dalitz, s'adaptent correctement aux distributions expérimentales correspondantes, ainsi que nous le verrons dans les chapitres suivants.

Enfin pour confirmer les arguments précédents, nous avons comparé la population théorique obtenue en repliant le diagramme de Dalitz autour de la première bissectrice, à la population expérimentale obtenue de la même façon (fig. III - 3) (respectivement pour les 3 solutions : table III - 4 (a) (b) et (c)). Les χ^2 obtenus pour les 3 solutions sont respectivement 93, 99 et 102 pour un nombre de cellules égal à 102. L'adaptation est bien meilleure que sur le diagramme non replié. On peut comprendre que dans cette opération les fluctuations statistiques s'atténuent et que la suppression des effets d'interférences d'isospin rendent les phénomènes d'interférences plus simples à reproduire.

CHAPITRE IV

LES REPRESENTATIONS POSSIBLES DU FOND ; MISE EN EVIDENCE D'UNE INTERACTION $K \bar{K}$ AU SEUIL ($I_{K \bar{K}} = 1$)

- 9 -

En dehors des bandes de résonance, dues aux K^* et à la bosse $K \bar{K}$ (1280), que nous pourrions interpréter pratiquement sans ambiguïté dans le chapitre V, nous avons vu que nous observons un fond non uniforme, nul au centre, relativement abondant vers les bords du diagramme de Dalitz, correspondant aux systèmes $K \pi$ au seuil, très concentré au seuil $K \bar{K}$. Nous excluons l'hypothèse que ce fond puisse venir de l'état initial 3S_1 , car, dans ce cas, le densité devrait être maximum au centre du diagramme.

D'autre part, comme l'ensemble des événements contribuant à ce fond correspondent soit à des systèmes $K \pi$ au seuil, soit à des systèmes $K \bar{K}$ au seuil favorisant les faibles moments orbitaux angulaires relatifs $l_{K \pi}$, $l_{K \bar{K}}$, nous avons fait l'hypothèse, que le fond était dû aux annihilations $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ venant de l'état initial 1S_0 et se produisant en onde S ($l_{K \pi} = l_{\bar{K} \pi} = l_{K \bar{K}} = 0$).

Nous allons voir que, pour représenter la forte concentration d'événements au seuil $K \bar{K}$, il est nécessaire d'introduire une nouvelle interaction dans le système $K \bar{K}$ se produisant au seuil et ayant l'isospin $I_{K \bar{K}} = 1$.

1 - L'INTERACTION $K \bar{K}$ AU SEUIL

L'accumulation d'événements observée dans le système $(K_1^0 K_1^+)$ aux environs de 1000 MeV (fig. IV - 1, IV - 2 ; ces figures ont été décrites au chapitre III) ne correspond pas à un phénomène bien identifié jusqu'à présent. Toutefois, la même observation a déjà été faite dans les annihilations d'anti-protons du type :

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \quad \text{à l'arrêt} \quad (\text{réf. IV - 1})$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^0 \quad \text{à 1,2 GeV/c} \quad (\text{réf. IV - 2})$$

Annihilations $\bar{p} p$ en 4, 5, 6 corps à 3,7 GeV/c (réf. IV - 3). Dans l'annihilation en 3 corps $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+$, que nous étudions, l'effet est suffisamment important, pour permettre une étude détaillée :

Tout d'abord, nous nous sommes assurés que cette accumulation sur le bord du diagramme de Dalitz, n'était pas due à des événements mal mesurés ou mal identifiés ; on peut penser, en effet, que ces événements, forcés par les contraintes dynamiques, peuvent simuler une annihilation en 3 corps avec un système $K \bar{K}$ au seuil. Pour ceci, nous avons vérifié que l'effet $K \bar{K}$ au seuil persistait sur le diagramme de Dalitz, lorsqu'on utilise les quantités mesurées, au lieu des quantités adaptées dans l'analyse dynamique.

Dans une première étape, nous avons alors essayé d'interpréter ce phénomène, par des effets d'interférences entre les diverses interactions dans l'état final correspondant à des phénomènes connus.

Il semble clair que cette accumulation ne peut être due à une interférence des K^* , soit avec le $K \bar{K}$ (1280), soit avec le fond : l'amplitude de K^* est négligeable dans la région $M(K \bar{K}) \approx 1000$ MeV, car le facteur de Breit et Wigner du $K^* \gamma$ est quasiment nul. En fait, lorsqu'on sélectionne les événements tels que $M^2(K_1^0 \pi^+) \geq 0,9 \text{ GeV}^2$ et $M^2(K_1^+ \pi^-) \geq 0,9 \text{ GeV}^2$ (ce qui a pour effet de supprimer toute contribution de K^* ; $M^2(K^*) \approx 0,8 \text{ GeV}^2$), nous remarquons que la concentration au seuil reste pratiquement inchangée (fig. IV - 2).

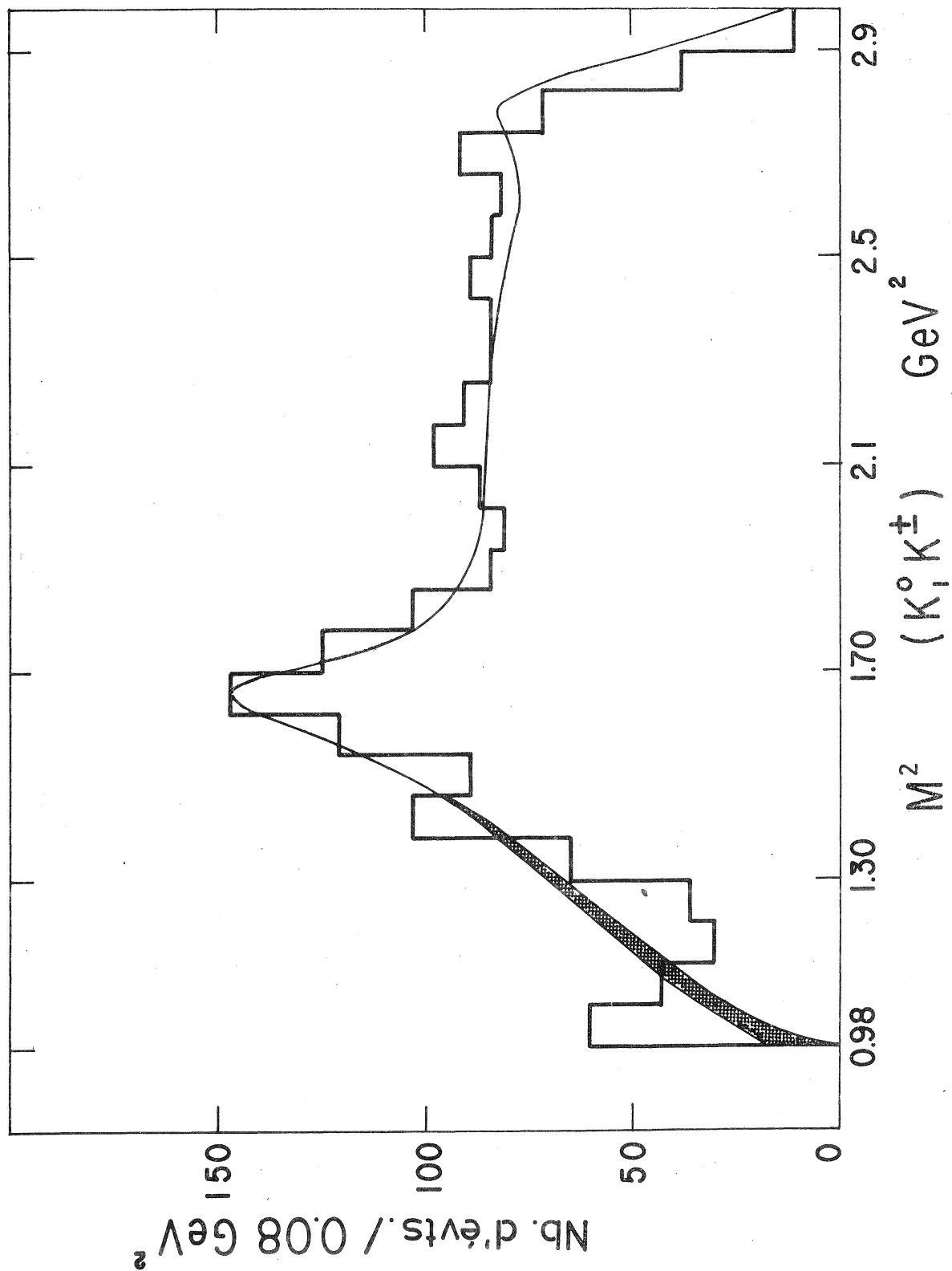


Fig. IV-1

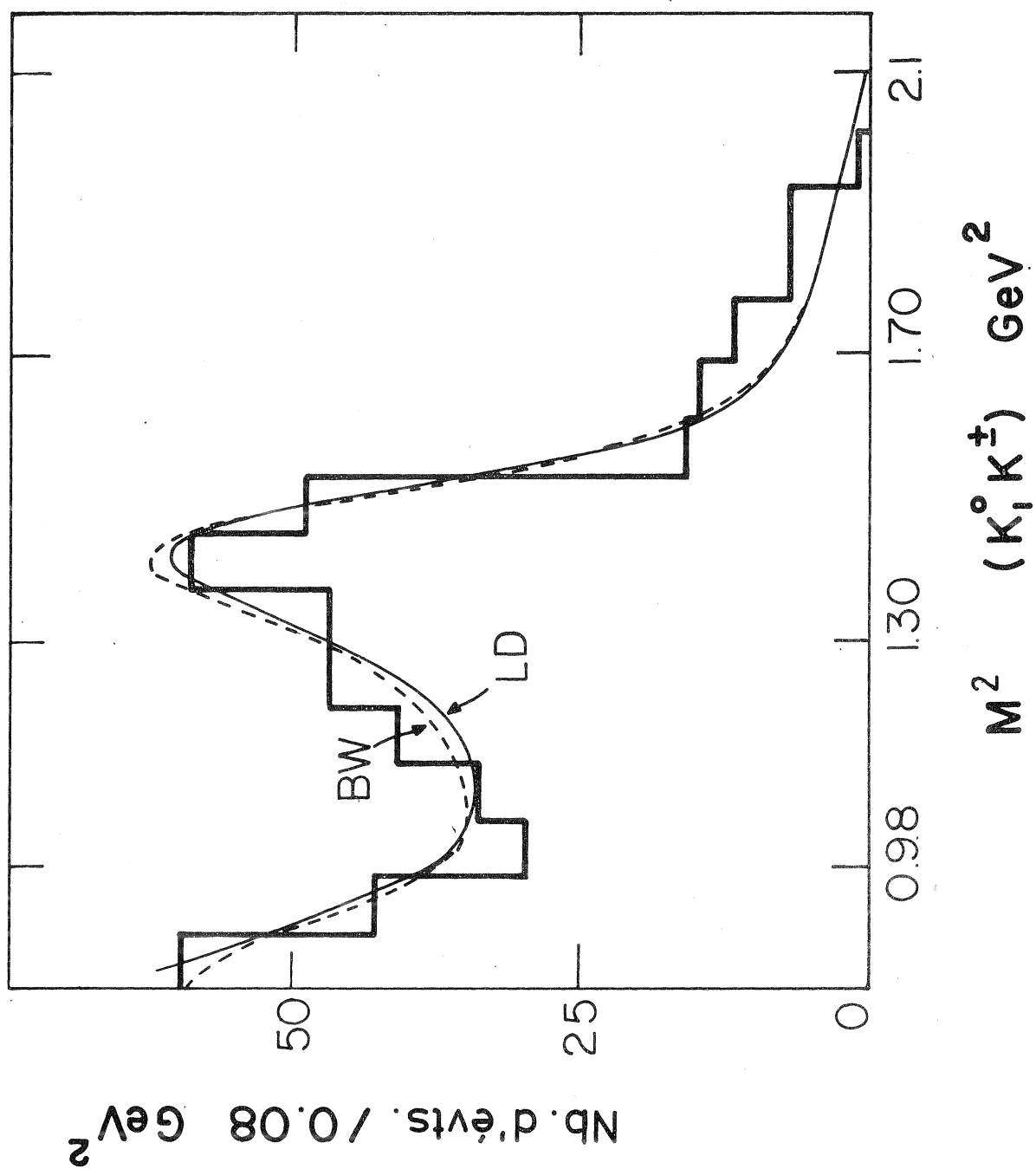


Fig. IV-2

Il reste alors à prouver que le phénomène n'est pas dû à de fortes interférences entre les amplitudes $K \pi$ en onde S, d'isospin $I_{K \pi} = 1/2$ et $I_{K \pi} = 3/2$. Nous allons voir au paragraphe suivant que ces amplitudes $K \pi$ sont bien représentées par des petites longueurs de diffusion réelles $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$. Nous avons donc essayé de rendre compte de l'ensemble des phénomènes expérimentaux à l'aide de la méthode de moindres carrés, exposée au chapitre précédent. Pour représenter le K^* et le $K \bar{K}$ (1280), nous avons utilisé les éléments de matrice décrits au chapitre III (§ 2) et nous avons fait l'hypothèse que le fond en onde S était entièrement décrit par des interactions $K \pi$ au seuil dans les deux voies d'isospin $I_{K \pi} = 1/2$ et $I_{K \pi} = 3/2$. Lorsque les longueurs de diffusion $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$ ont des valeurs comparables, les amplitudes $K \pi$, $I_{K \pi} = 1/2$ et $I_{K \pi} = 3/2$ venant de l'état initial 1S_0 , $I = 1$ ont la même dépendance en énergie et sont par conséquent indiscernables (voir § 2 suivant).

Nous présentons donc dans la table IV - 1, les χ^2 obtenus sur le diagramme de Dalitz, notés χ_D^2 , ainsi que les χ^2 obtenus sur la projection en $M^2 (K_1^0 K^+)$ (fig. IV - 1), notés $\chi_{K \bar{K}}^2$, pour des longueurs de diffusion $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$ suffisamment différentes, comprises entre $-0,4$ fermi et $+0,4$ fermi.

TABLE IV - 1

$a_{1/2}$	$a_{3/2}$	χ_D^2	$\chi_{K \bar{K}}^2$	$a_{1/2}$	$a_{3/2}$	χ_D^2	$\chi_{K \bar{K}}^2$
0,0	-0,4	525	138				
0,0	-0,2	469	149	0,4	0,0	477	170
0,0	0,2	444	123	-0,2	0,0	395	128
0,0	0,4	426	111	-0,2	0,2	459	128
0,2	-0,4	478	145	-0,2	0,4	418	130
0,2	-0,2	476	144	-0,4	0,0	477	151
0,2	0,0	434	135	-0,4	0,2	420	148
0,4	-0,4	428	162	-0,4	0,4	429	147
0,4	-0,2	453	157				

χ_D^2 : χ^2 sur le diagramme de Dalitz ; $n = 177$

$\chi_{K \bar{K}}^2$: χ^2 sur la projection $M^2 (K \bar{K})$ (fig. IV - 1) ; $n = 25$.

Nous n'avons obtenu aucune solution satisfaisante ; les χ^2 obtenus sur le diagramme de Dalitz sont tous supérieurs à 400 (~ 10 écarts). Comme on peut s'y attendre, les grandes contributions au χ^2 proviennent de l'excès d'événements dans la région $K \bar{K}$ au seuil ; ceci se traduit par le fait que les distributions théoriques déduites de l'adaptation sur le diagramme de Dalitz, reproduisent mal la distribution expérimentale en $M^2 (K \bar{K})$, dans la région de masse $M (K \bar{K}) = 1000$ MeV (fig. IV - 1). Les χ^2 calculés pour l'ensemble de ces courbes sont tous supérieurs à 100 pour un nombre de cases de l'histogramme expérimental égal à 25. Nous concluons qu'aucun effet d'interférence ne peut rendre compte de l'accumulation observée au seuil $K \bar{K}$. Il est donc nécessaire d'introduire une nouvelle amplitude tenant compte de cet effet.

Nous avons choisi deux représentations possibles pour cette amplitude :
une représentation dépendant d'un paramètre réel, la longueur de diffusion a_0 ,
une représentation dépendant de deux paramètres réels s_0 , Γ_0 , l'amplitude de Breit et Wigner complexe.

Pour cette étude, nous avons fixé les longueurs de diffusion $K \pi$ à $a_{1/2} = 0,3$ fermi, $a_{3/2} = -0,3$ fermi, bien que les paramètres, a_0 , s_0 , Γ_0 caractérisant le phénomène $K \bar{K}$ au seuil, se soient révélés relativement corrélés aux valeurs effectivement choisies pour $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$.

1) Introduction d'une longueur de diffusion réelle a_0 :

L'amplitude $K \bar{K}$ au seuil, dans l'approximation de portée effective nulle peut être représentée par (Appendice, (9))

$$\frac{1}{1 - i a_0 \sqrt{v}}$$

nous posons $v = \vec{k}^2 = - \frac{p_{K \bar{K}}^2}{4}$.

Nous présentons dans la table IV - 2, les χ^2 obtenus sur le diagramme de Dalitz, notés χ_D^2 , sur la projection complète en $M^2 (K \bar{K})$ (fig. IV - 1), notés $\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$ et sur la restriction de cette projection aux événements hors K^* (fig. IV - 2), notés $\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$, pour différentes valeurs de la longueur de diffusion a_0 .

TABLE IV - 2

a_0 fermi	χ_D^2	$\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$	$\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$	a_0 fermi	χ_D^2	$\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$	$\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$
0,0	389	134	125				
0,4	286	39,6	44	- 0,4	323	65,8	47,6
1,0	266	26,5	24,8	- 1,0	287	27	34
2,0	262	21	17	- 2,0	266	27	15
3,0	264	19,9	15,9	- 3,0	266	24,6	13,5
4,0	266	19,4	15,7	- 4,0	267	23,6	13,5
6,0	274	22	16,7	- 6,0	268	23,0	13,7
10,0	274	21	17,3	-10,0	270	22,8	14,0
20,0	278	23	18,9				

χ_D^2 : χ^2 sur le diagramme de Dalitz ; $n = 175$

$\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$: χ^2 sur la projection $M^2 (K \bar{K})$ (fig. IV - 1) ; $n = 25$

$\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$: χ^2 sur la projection $M^2 (K \bar{K})$, événements hors K^* (fig. IV - 2) ;
 $n = 16$.

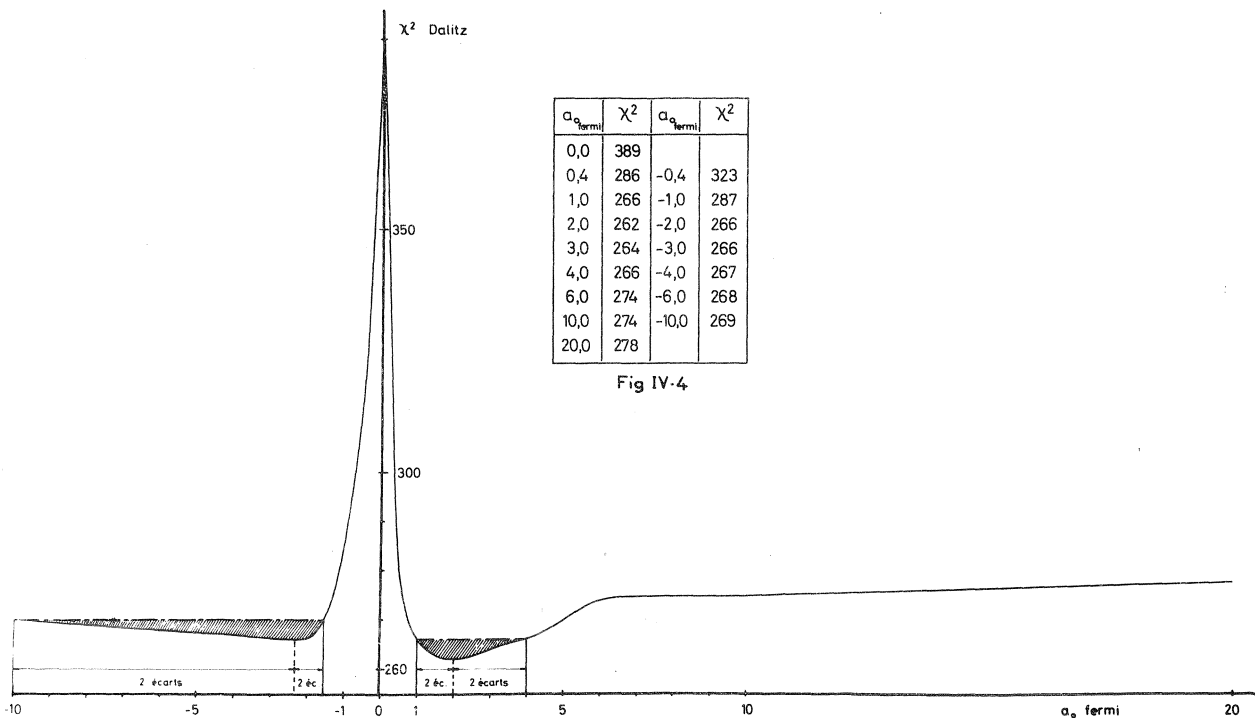


Fig IV-4

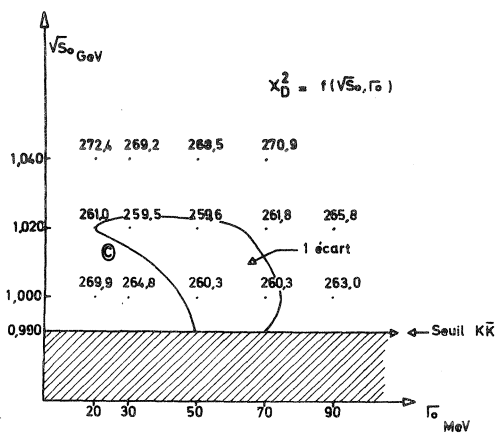


Fig. IV. 5 Breit et Wigner à largeur constante χ^2 sur le diagramme de Dalitz

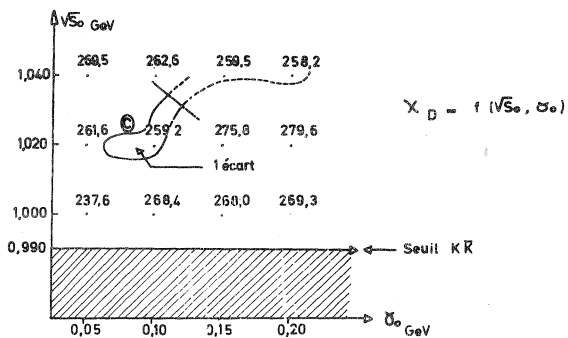


Fig. IV. 6 Breit et Wigner à largeur variable χ^2 sur le diagramme de Dalitz

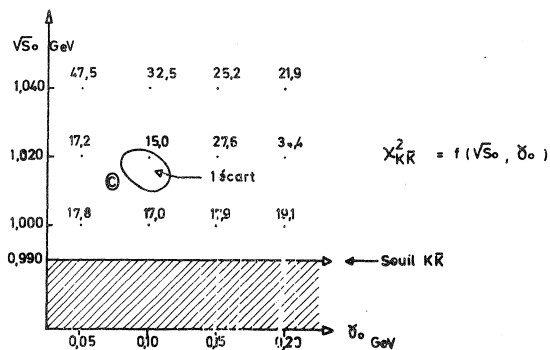


Fig. IV. 7 Breit et Wigner à largeur variable χ^2 sur la projection $K\bar{K}$ (événements hors K^0)

Sur la figure IV - 4, nous avons porté les variations du χ^2 en fonction du paramètre a_0 déduites de la table précédente. Nous prendrons pour estimation de a_0 la valeur a_0^i qui rend le χ^2 minimum. La courbe $\chi^2 = f(a_0)$ présente un minimum pour $a_0 > 0$ à $a_0^i = 2$ f ($\chi^2 = 262$) et un minimum pour $a_0 < 0$ à $a_0^i = -2,3$ f ($\chi^2 = 266$). Notre étude ne permet donc pas de déterminer le signe de a_0 .

On peut estimer l'erreur sur la détermination de $|a_0|$ en représentant la courbe $f(a_0)$ par une parabole au voisinage du minimum a_0^i : $\chi^2 - \chi_0^2 = \frac{(a_0 - a_0^i)^2}{\sigma^2}$; l'erreur sur a_0 est prise égale à l'écart quadratique moyen σ .

Comme la courbe n'est pas symétrique par rapport au minimum, on trouve des erreurs dissymétriques :

$$a_0 > 0 \quad a_0^i = 2,0 \begin{matrix} +1,0 \\ -0,5 \end{matrix} \quad \text{fermi}$$

$$a_0 < 0 \quad a_0^i = -2,3 \begin{matrix} +0,3 \\ -4,0 \end{matrix} \quad \text{fermi}$$

Toutefois, la valeur du χ^2 obtenu pour $a_0 = 0$ f ($\chi^2 = 389$) montre que cette valeur est incompatible avec le phénomène observé, beaucoup plus que ne l'indiquent les erreurs. De même pour $a_0 > 0$, la valeur 10 fermi ($\chi^2 = 274$) ne peut être déclarée incompatible avec nos données ; en conséquence, nous prendrons pour estimation de $|a_0|$:

$$|a_0| = 2,0 \begin{matrix} +4,0 \\ -0,3 \end{matrix} \quad \text{fermi}$$

la forte indétermination sur la valeur de $|a_0|$ est liée aux phénomènes d'interférences importants pouvant se produire entre l'amplitude $K \bar{K}$ et l'amplitude $K \pi$ en onde S d'isospin total $I = 0$. Sur la figure IV - 2, la courbe "LD" représente la distribution attendue pour $a_0 = 2$ f.

2) Introduction d'une amplitude complexe de Breit et Wigner

Pour représenter l'amplitude $K \bar{K}$ au seuil, à l'aide de deux paramètres réels S_0 , Γ_0 , nous avons introduit, dans une première étape, l'amplitude complexe de Breit et Wigner à "largeur constante" (Appendice, (11)).

$$\frac{1}{s_{K \bar{K}} - s_0 + i \sqrt{s_0} \Gamma_0}$$

La figure IV - 5 montre dans le plan $\sqrt{s_0}$, Γ_0 les valeurs de χ^2 obtenues sur le diagramme de Dalitz, pour

$$20 \text{ MeV} \leq \Gamma_0 \leq 90 \text{ MeV}$$

$$990 \text{ MeV (seuil } K \bar{K}) \leq \sqrt{s_0} \leq 1040 \text{ MeV}$$

La courbe (c) représente la courbe de niveau $\chi^2 = 261$ et délimite un domaine d'estimation pour $\sqrt{s_0}$ et Γ_0 correspondant à 1 écart quadratique moyen de déviation, par rapport aux valeurs rendant le χ^2 minimum ($\chi^2 = 260$) :

$$\sqrt{s_0} = 1010^{+10}_{-20} \text{ MeV}$$

$$\Gamma_0 = 50^{+1}_{-20} \text{ MeV}$$

La courbe "BW" sur la figure IV - 2 représente l'une des distributions théoriques reproduisant bien le phénomène $K \bar{K}$ au seuil.

Cependant, les propriétés analytiques de l'amplitude de diffusion $K \bar{K}$, $A_0(v)$ au voisinage du seuil ($v = 0$) dans le plan complexe de la variable $v = \vec{k}^2 = -p_K^2/4$ (cf. appendice) montrent que l'expression précédente n'est valable pour représenter l'amplitude que si $\sqrt{s_0}$ est suffisamment loin du seuil ($\sqrt{s_0} > 990 \text{ MeV}$).

Dans une deuxième étape, nous avons donc pris pour représenter l'amplitude $K \bar{K}$ au voisinage du seuil, l'expression à "largeur variable" (Appendice, (13)).

$$\frac{1}{s_{K \bar{K}} - s_0 + 2i \gamma_0 \sqrt{v}} \quad \text{où} \quad v = k^2 = -p_{K \bar{K}}^2/4$$

Nous présentons sur la figure IV - 6, les valeurs de χ^2 obtenues sur le diagramme de Dalitz pour

$$990 \text{ MeV (seuil } K \bar{K}) < \sqrt{s_0} < 1040 \text{ MeV}$$

$$50 \text{ MeV} < \gamma_0 < 200 \text{ MeV}$$

γ_0 exprimé en MeV est relié à la largeur moyenne Γ_0 par

$$\Gamma_0 = \frac{2 \sqrt{v_0} \gamma_0}{\sqrt{s_0}} \quad (\text{Appendice, (12)})$$

La courbe (c) représente une courbe de niveau, ($\chi^2 = 261$) délimitant un domaine contenant le minimum de la surface $\chi^2 = f(\sqrt{s_0}, \gamma_0)$.

Toutefois des valeurs telles que $\sqrt{s_0} = 1040 \text{ MeV}$, $\gamma_0 = 200 \text{ MeV}$ qui correspondent à une bonne adaptation sur le diagramme de Dalitz ($\chi^2 = 257,2$) sont à rejeter, car elles reproduisent mal la bosse au seuil sur la projection $K \bar{K}$ (événements "hors K^{*0} " fig. IV - 2) : $\chi_{K \bar{K}}^2 = 22$. Sur la figure IV - 7 nous avons représenté les variations du χ^2 sur cette projection : $\chi_{K \bar{K}}^2 = f(\sqrt{s_0}, \gamma_0)$ dans le plan $\sqrt{s_0}, \gamma_0$. La courbe (c) délimite un domaine d'estimation pour $\sqrt{s_0}$ et γ_0 correspondant à 1 écart quadratique moyen de déviation par rapport aux valeurs rendant le χ^2 minimum ($\chi_{K \bar{K}}^2 \approx 15$) :

$$\sqrt{s_0} = 1016 \pm 6 \text{ MeV}$$

$$\gamma_0 = 100 \pm 20 \text{ MeV} \quad (\Gamma_0 \approx 25 \text{ MeV})$$

Nous voyons donc que l'on peut aussi bien représenter le phénomène par une Breit et Wigner, que par une longueur de diffusion $|a_0| \approx 2$ f. Les deux solutions conduisent à un taux de production pour la bosse au seuil de l'ordre de 10^{-4} . Mais, comme nous l'avons vu, de fortes interférences avec les systèmes $K \pi$ en onde S peuvent se produire, conduisant à de grandes erreurs sur le taux de production. Les 3 solutions présentées dans la table III - 2 correspondent respectivement à une production de 362, 118 et 475 événements pour le phénomène $K \bar{K}$ au seuil.

Bien que la nature du système $K \bar{K}$ au seuil ne soit pas claire, il peut être intéressant de faire les deux hypothèses suivantes :

- 1°) Existence d'une résonance juste au-dessus du seuil $K \bar{K}$, de masse 1016 MeV et de largeur 30 MeV environ :

Comme elle est observée dans le système $K_1^0 K^\pm$ au seuil, il est raisonnable de supposer que $I^G J^P = 1^- 0^+$.

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU $K \bar{K}$ (1000)

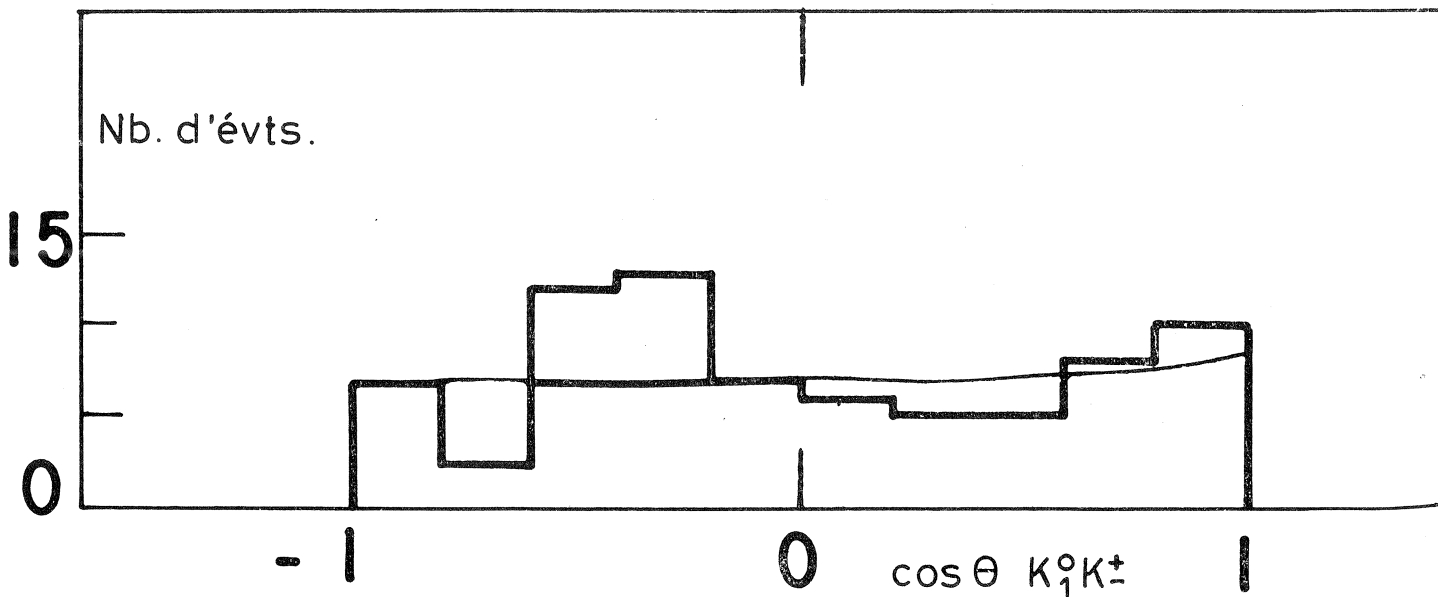


Fig. IV - 3

La figure IV - 3 montre la distribution angulaire de désintégration du système $K \bar{K}$ pour $M^2 (K \bar{K}) \leq 1,08 \text{ GeV}^2$: elle est compatible avec l'isotropie ($J^P = 0^+$). La courbe théorique tracée sur la figure IV - 3 est la distribution attendue pour la solution I de la table III - 2.

Avec cette masse, cette largeur et ces nombres quantiques, cette résonance ne peut être identifiée avec le méson H^0 (1000) (système $\rho \pi$ de $I = 0$, réf. IV - 4), ni avec le méson δ^+ (960) (les masses sont incompatibles, réf. IV - 5). Un mode possible de désintégration pour cette résonance serait $\eta \pi$ (2 π , 3 π , 4 π interdits) ; aucune bosse dans le système $\eta \pi$ au voisinage de 1000 MeV n'a été observée jusqu'à présent.

2°) Existence d'un état lié résonnant au-dessous du seuil $K \bar{K}$

Nous avons vu que la bosse au seuil pouvait être reproduite à l'aide d'une longueur de diffusion négative $a_0 = -2,3^{+0,3}_{-4,0}$ fermi. En appendice, il est montré que, dans le cas de la diffusion élastique $K \bar{K}$, une longueur de diffusion négative peut être la conséquence de l'existence d'un état lié au-dessous du seuil (de largeur nulle) ; c'est-à-dire un pôle correspondant à un k imaginaire pur positif, tel que $|k| = \frac{1}{a}$; $a = -2,0$ fermi correspondant à un état lié, d'énergie au repos, $M = 972 \text{ MeV} - \text{Or}$, l'existence bien établie d'un méson d'isospin 1, très étroit, de masse 964 MeV, le δ^+ (réf. IV - 5) suggère une telle interprétation ; les nombres quantiques de la voie $K_1^0 K^+$ ($I^G J^P = 1^- 0^+$) entraîneraient alors pour le δ^+ une désintégration selon le mode $\eta^0 \pi^+$ ou $(5 \pi)^+$. Les modes de désintégration du δ^+ (960), mis en évidence dans les réactions $\pi^- p \rightarrow p + (M M)^-$ et $p p \rightarrow d + (M M)^+$ à l'aide d'un spectromètre à masse manquante, ne sont actuellement pas connus.

En toute rigueur, la possibilité d'une voie $K \bar{K} \rightarrow \eta \pi$, entraîne que le système $K \bar{K}$ au seuil doit être décrit par une longueur de diffusion complexe $a_0 + ib_0$ (réf. IV - 6) ($b_0 \geq 0$).

Nous avons essayé d'estimer une limite supérieure de b_0 , pour $a_0 = -2 f_0$, en représentant l'amplitude $K \bar{K}$ au seuil par

$$\frac{1}{1 - i (a_0 + i b_0) \sqrt{v}}$$

dans l'adaptation par moindres carrés sur le diagramme de Dalitz. Nous présentons dans la table IV - 3, les χ^2 obtenus sur le diagramme de Dalitz, χ_D^2 , sur la projection complète en $M^2 (K \bar{K})$, $\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$ et sur la restriction de cette projection aux événements "hors K^{*+} ", $\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$, pour différentes valeurs de b_0 .

TABLE IV - 3

b_0 fermi	χ_D^2	$\chi_{K \bar{K}}^2 (1)$	$\chi_{K \bar{K}}^2 (2)$
0,0	266	27	14,7
0,1	266,5	27	15,0
0,2	267	27	15,3
0,5	268	27	16,2
1,0	270	27	17,3
2,0	272,5	27	19,5

$$\chi_D^2 : n = 175$$

$$\chi_{K \bar{K}}^2 (1) : n = 25$$

$$\chi_{K \bar{K}}^2 (2) : n = 16$$

On constate, que l'introduction d'un nouveau paramètre b_0 , tenant compte des effets d'absorption, n'améliore pas l'adaptation ni sur le diagramme de Dalitz, ni sur la projection en $K \bar{K}$. Des résultats de la table IV - 3 on peut tirer une estimation de b_0 :

$$\text{pour } a_0 = -2 \text{ fermi} \quad b_0 = 0,0^{+0,5}_{-0,0} \text{ fermi}$$

Cette petite valeur de b_0 , confirme la possibilité d'existence d'un état lié résonnant au-dessous du seuil $K \bar{K}$ ($M \approx 970 \text{ MeV}$), très étroit, de nombres quantiques $I^G J^P = 1^- 0^+$.

Aussi longtemps qu'une bosse dans le système $\eta^0 \pi^+$ ou $(5 \pi)^+$ n'aura pas été observée, au voisinage de 1000 MeV , il sera difficile, voire impossible de décider de la nature de cette bosse $K \bar{K}$ au seuil.

2 - LES AMPLITUDES $K \pi$ EN ONDE S

En dehors de la forte concentration d'événements au seuil $K \bar{K}$, nous avons vu que le fond se caractérisait par une densité, nulle au centre, croissante vers les bords du diagramme de Dalitz correspondant aux systèmes $K \pi$ au seuil ; une bonne interprétation de cet effet, est donnée par l'introduction de petites longueurs de diffusion dans les systèmes $K \pi$ en onde S. L'état initial 3S_1 ne pouvant donner lieu à aucune interaction en onde S, nous n'avons à considérer que les deux états initiaux 1S_0 $I = 0$ et 1S_0 $I = 1$.

L'état initial 1S_0 $I = 0$ ne peut conduire qu'à des interactions $K \pi$ et $\bar{K} \pi$ dans l'isospin $1/2$ (amplitude symétrique dans l'échange des K). L'état initial 1S_0 $I = 1$ peut conduire à des interactions $K \pi$ et $\bar{K} \pi$ dans les isospins $1/2$ et $3/2$ (amplitudes antisymétriques dans l'échange des K)

Les 3 amplitudes correspondantes ont été décrites au chapitre III (§ 2).

Si $a_{1/2} = a_{3/2}$, les deux amplitudes correspondant à l'état initial 1S_0 , $I = 1$ pour $I_{K\pi} = 1/2$ et $I_{K\pi} = 3/2$ sont représentées par la même fonction ; comme les longueurs de diffusion $K\pi$ en onde S ne sont pas bien connues jusqu'à présent, nous avons considéré deux possibilités :

- 1°) $a_{1/2} = a_{3/2}$ - Les deux amplitudes sont représentées par la même fonction ; nous n'avons introduit qu'un seul terme pour représenter les deux amplitudes, dans la méthode de moindres carrés, avec une longueur de diffusion phénoménologique a . Les résultats obtenus ne sont pas très sensibles à la valeur choisie pour a . La meilleure adaptation est obtenue pour $a = -0,4 f$. Elle correspond à la solution II de la table III - 2.
- 2°) $a_{1/2} \neq a_{3/2}$ - Les deux amplitudes sont maintenant représentées par deux fonctions différentes. Les résultats obtenus ne sont pas, dans ce cas, très sensibles aux valeurs choisies pour $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$; une bonne adaptation est obtenue pour $a_{1/2} = 0,3 f$, $a_{3/2} = -0,3 f$, elle correspond à la solution I de la table III - 2.

Ainsi nous avons été conduits à trois systèmes de solutions, pour représenter le fond en onde S, que nous avons résumés dans la table IV - 4.

Quelles que soient les longueurs de diffusion $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$ introduites dans les systèmes $K\pi$, il est nécessaire d'introduire une amplitude particulière pour représenter le phénomène $K\bar{K}$ au seuil.

Nous avons vu que la bosse au seuil $K\bar{K}$ peut être reproduite aussi bien avec une longueur de diffusion réelle qu'avec une formule de Breit et Wigner.

TABLE IV - 4

Etat initial	Interaction	Solution I	Solution II	Solution III
$1S_0$ $I = 0$	$K \bar{K}$ au seuil	représenté par une Breit et Wigner $M = 1000 \text{ MeV}$ $= 70 \text{ MeV}$	représenté par une Breit et Wigner $= 990 \text{ MeV}$ $= 85 \text{ MeV}$	représenté par une longueur de diffu- sion $a_0 = 2 \text{ f}$
	n^b d'événements	362 ± 60	118 ± 20	475 ± 90
	$K \pi, \bar{K} \pi$ onde S $I_{K \pi} = 1/2$	représentées par une longueur de diffusion Amplitude symétrique dans l'échange des K $a_{1/2} = 0,3 \text{ f}$ $a_{1/2} = -0,4 \text{ f}$ $a_{1/2} = 0,3 \text{ f}$		
	n^b d'événements	780 ± 150	700 ± 100	1033 ± 200
$1S_0$ $I = 1$	$K \pi, \bar{K} \pi$ onde S $I_{K \pi} = 1/2$	Ampl. antisymétrique dans l'échange des K $a_{1/2} = 0,3 \text{ f}$	$a_{1/2} = a_{3/2} = a$ Les deux interactions sont représentées par la même amplitude antisymétrique dans l'échange des K	Ampl. antisymétrique dans l'échange des K $a_{1/2} = 0,3 \text{ f}$
	n^b d'événements	283 ± 90		218 ± 70
	$K \pi, \bar{K} \pi$ onde S $I_{K \pi} = 3/2$	Ampl. antisymétrique dans l'échange des K $a_{3/2} = -0,3 \text{ f}$	$a = -0,4 \text{ f}$	Ampl. antisymétrique dans l'échange des K $a_{3/2} = -0,3 \text{ f}$
	n^b d'événements	315 ± 90	215 ± 40	75 ± 50
nombre total d'événements pour le fond en onde S		878	889	879

La totalité du fond en onde S étant représentée par 4 amplitudes, certaines ayant des dépendances en énergie très semblables (les interactions $K \pi$), d'autres interférant très fortement entre elles (amplitude $K \bar{K}$ au seuil et amplitude $K \pi$ d'isospin total $I = 0$; amplitudes $K \pi \pi$ entre elles), on peut s'attendre à ce qu'il existe une grosse incertitude, tant sur les contributions relatives de chacun des effets, que sur leur représentations. Nous ne prétendons pas avec les 3 solutions présentées en table IV - 3, avoir épuisé toutes les combinaisons des paramètres S_0 , γ_0 ou S_0 , Γ_0 ou a_0 , $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$ qui peuvent donner une solution.

Toutefois, nous pouvons faire les remarques suivantes :

- 1°) Si l'on considère le fond en onde S comme représenté par une seule amplitude A_{fond} , le carré de cette amplitude, intégré sur la surface du diagramme de Dalitz, correspond à un nombre d'événements pour les 3 solutions respectivement de 878, 889, 879 événements^(*) (table IV - 3) qui apparaît comme relativement constant (bien que les contributions relatives des 4 effets soient très variables).
- 2°) Le terme d'interférence entre cette amplitude de fond A_{fond} et l'amplitude A_{res} représentant l'ensemble des effets résonnants en dehors du fond ($K \bar{K}$ (1280), K^* (890)) donne une contribution nulle quand on l'intègre sur le diagramme de Dalitz.

$$\int_D A_{\text{fond}} A_{\text{res}}^* ds_1 ds_2 = 0$$

- 3°) Les solutions I, II et III de la table III - 2, correspondant aux trois représentations du fond considérées, conduisent aux mêmes résultats, quant aux paramètres représentant les résonances K^* et $K \bar{K}$ (1280).

(*) Il est bien évident, qu'à cause des termes d'interférence non nuls, ce nombre total d'événements, n'est pas égal à la somme des contributions de chacun des 4 effets.

Il est donc possible, dans le cadre de notre modèle d'interactions multiples dans l'état final, de préciser pratiquement sans ambiguïté, la production des résonances $K^*(890)$ et $K\bar{K}(1280)$, que nous examinons dans le chapitre suivant.

CHAPITRE V

LES RESONANCES ; DETERMINATION DES NOMBRES QUANTIQUES DE LA BOSSE $K \bar{K}$ à 1 280 MeV ; LA PRODUCTION DE K^*

-:-

Après avoir interprété la population sur les bords du diagramme de Dalitz par des interactions au seuil $K \bar{K}$, $K \pi$ et $\bar{K} \pi$ en onde S, il est possible d'analyser les structures en $K \bar{K}$ à 1280 MeV et en $K \pi$ à 890 MeV. Nous allons voir que la bosse $K \bar{K}$ (1280) peut s'interpréter comme une résonance de spin-parité $J^P = 2^+$, c'est pourquoi nous l'identifierons au méson A_2 , bien que la masse de 1280 MeV soit inférieure à la valeur centrale moyenne de 1300 MeV admise pour le A_2 . D'autre part, les populations dans les bandes $K_1^0 \pi^+$ et $K^+ \pi^-$ à 890 MeV, attribuables à la présence de K^* , montreront que la production de K^* vient surtout de l'état initial 3S_1 $I = 1$.

1 - LA STRUCTURE EN $K \bar{K}$ A 1280 MEV

L'accumulation d'événements dans la région $M(K \bar{K}) = 1280$ MeV, remarquée sur le diagramme de Dalitz, se manifeste sur la projection en $M^2(K \bar{K})$ par une bosse centrée à $1,64 \text{ GeV}^2$ (correspondant à une masse de 1280 MeV) (fig. V - 1). Sur la restriction de cette projection aux événements

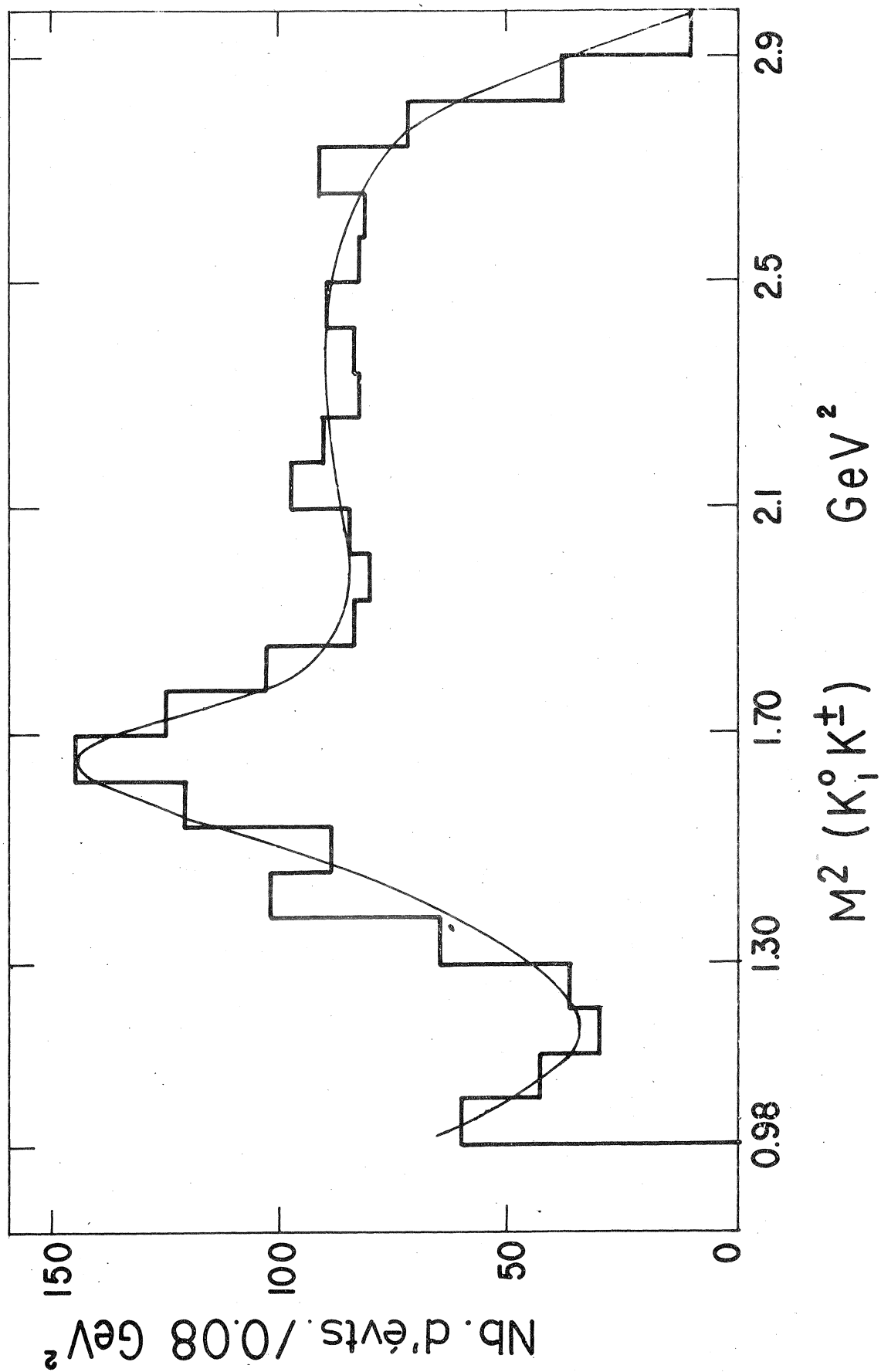


Fig. V-1

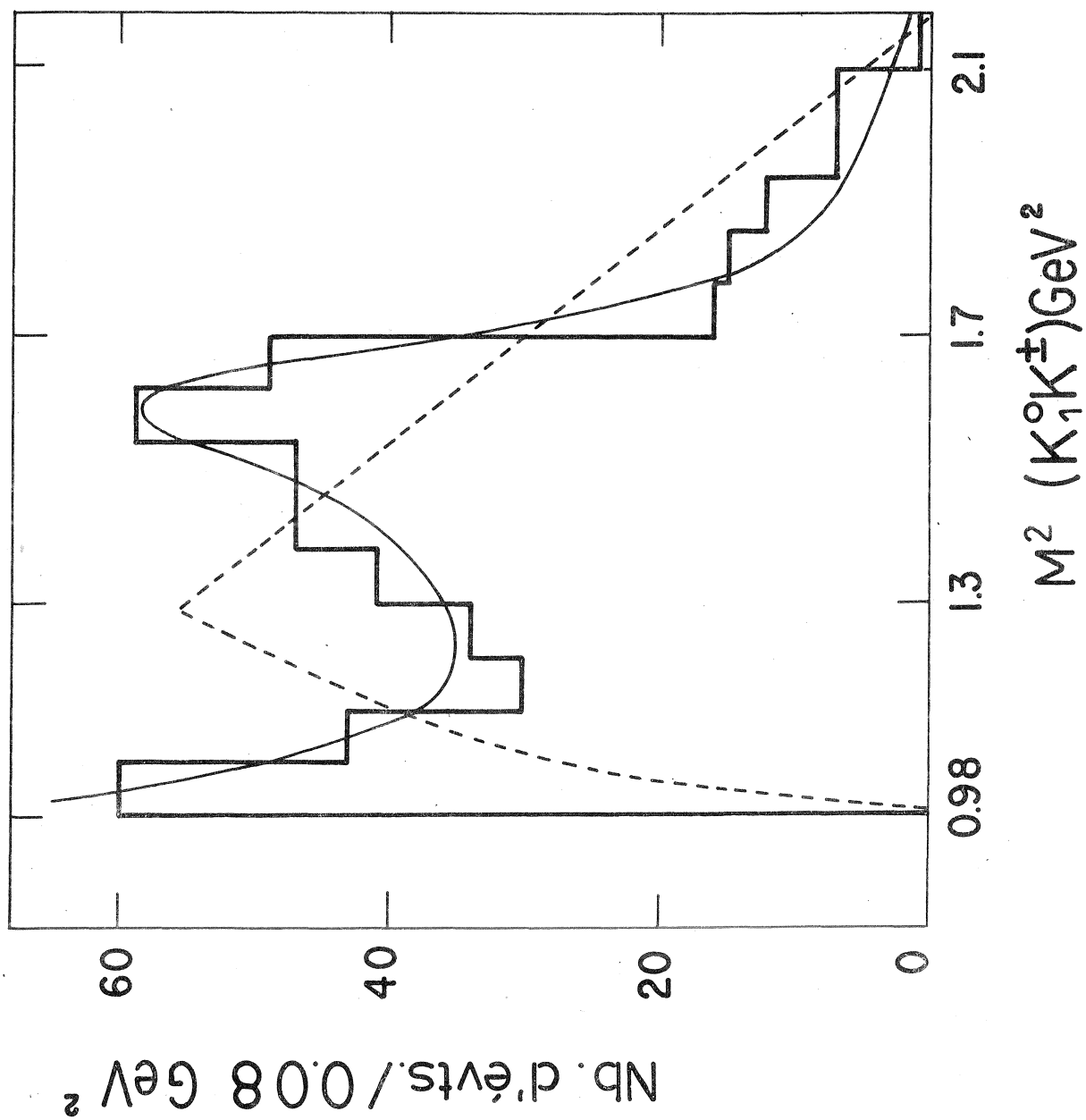


Fig. V-2

"hors K^* " ($M^2(K_1^0 \pi^+) > 0,9 \text{ GeV}^2$ et $M^2(K_1^+ \pi^-) > 0,9 \text{ GeV}^2$), la bosse paraît plutôt centrée à $1,54 \text{ GeV}^2$ (correspondant à une masse de 1250 MeV) (fig. V - 2). Cet effet de déplacement de la valeur centrale de la masse, n'est pas dû entièrement à la forme de l'espace de phase correspondant à la coupure, $M^2(K_1^0 \pi^+) > 0,9 \text{ GeV}^2$ et $M^2(K_1^+ \pi^-) > 0,9 \text{ GeV}^2$ (courbe en tirets, fig. V - 2) et semble indiquer de forts effets d'interférence du $K \bar{K}$ (1280) avec notamment, le K^* . La figure V - 3 montre la distribution angulaire de désintégration du système $K \bar{K}$ aux environs de 1280 MeV ($1,44 \text{ GeV}^2 < M^2(K \bar{K}) < 1,84 \text{ GeV}^2$) ; la forte anisotropie n'indique pas nécessairement que le spin est différent de zéro ; en effet, les maximums observés à $\cos\theta = \pm 0,6$ correspondent aux régions d'interférence entre les K^* et le $K \bar{K}$ (1280).

Nous avons envisagé les trois hypothèses de spin-parité, suivantes, pour le $K \bar{K}$ (1280) interprété comme une résonance :

$$J^P = 0^+, 1^-, 2^+$$

En raison des effets multiples d'interférence, l'étude de la seule distribution angulaire de désintégration, apparaît insuffisante pour déterminer la meilleure de ces trois hypothèses.

Nous avons donc cherché celle des trois hypothèses de spin parité qui donnait la meilleure adaptation par moindres carrés sur la densité expérimentale du diagramme de Dalitz.

Les éléments de matrice de production du $K \bar{K}$ (1280) correspondants à l'hypothèse $J^P = 2^+$ ont été décrits au chapitre III ; dans l'hypothèse $J^P = 0^+$, il n'y a qu'une amplitude de production possible, correspondant à l'état initial 1S_0 $I = 0$; dans l'hypothèse $J^P = 1^-$ le $K \bar{K}$ (1280) peut venir des deux états initiaux 1S_0 $I = 1$ et 3S_1 $I = 0$. Mis à part les effets d'interférence, les distributions angulaires de désintégration attendues pour ces trois hypothèses sont :

Etat initial \ J^P	0^+	1^-	2^+
$1S_0$	1	$\cos^2\theta$	$(1 - 3\cos^2\theta)^2$
$3S_1$		$\sin^2\theta$	$\sin^2\theta \cos^2\theta$

La table V - 1 donne les χ^2 obtenus sur le diagramme de Dalitz, χ_D^2 et sur la distribution angulaire de désintégration, χ_A^2 , pour $J^P = 0^+, 1^-$ et 2^+ . Les 3 courbes tracées sur la figure V - 3 représentent les distributions angulaires de désintégration attendues pour ces mêmes hypothèses ; ces courbes ont été obtenues d'après l'adaptation sur le diagramme de Dalitz et incluent par conséquent les phénomènes d'interférence.

TABLE V - 1

$J^P (K \bar{K})$	χ_D^2	χ_A^2
0^+	355	33
1^-	340	26
2^+	260	19

χ_D^2 : χ^2 sur le diagramme de Dalitz.

nombre de degrés de liberté pour les 3 hypothèses, $n = 177, 175, 175$.

χ_A^2 : χ^2 sur la distribution angulaire du $K \bar{K}$ (1280)

nombre de cases : 10.

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU $K\bar{K}(1280)$

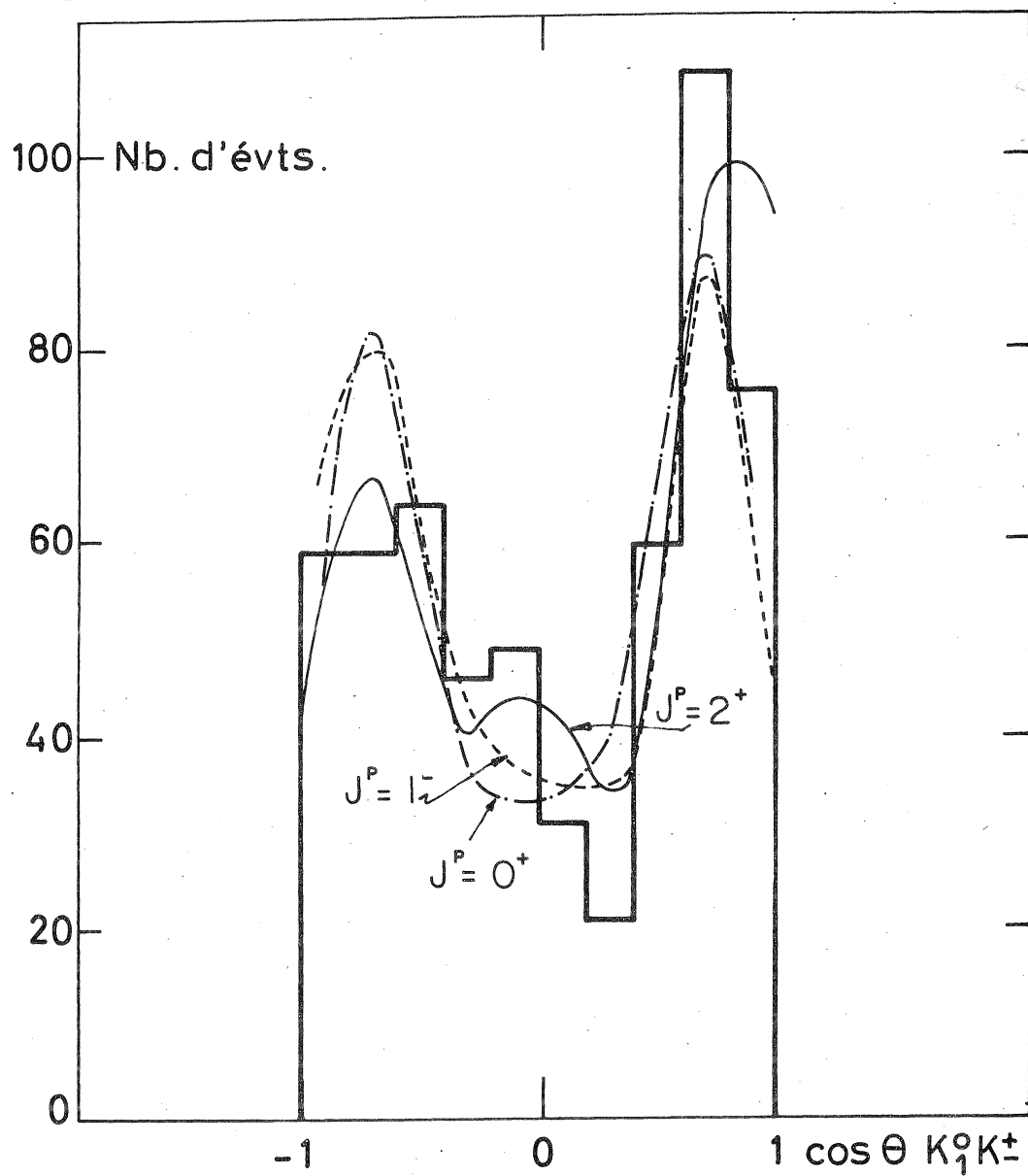


Fig. V - 3

L'hypothèse $J^P = 2^+$ donne le meilleur χ^2 aussi bien sur le diagramme de Dalitz que sur la distribution angulaire. La valeur centrale de la masse a été déterminée selon la méthode indiquée au chapitre III, avec le résultat suivant :

$$M = 1280 \pm 12 \text{ MeV}$$

La meilleure valeur trouvée pour la largeur a été $\Gamma = 90 \text{ MeV}$. Les courbes théoriques tracées sur les figures V - 1 et V - 2 représentent les distributions attendues pour $M = 1280 \text{ MeV}$, $\Gamma = 90 \text{ MeV}$, $J^P = 2^+$, les χ^2 correspondants sont 23 et 11 pour un nombre de cases des histogrammes expérimentaux respectivement de 25 et 16. On voit qu'on reproduit bien le déplacement de la masse sur la figure V - 2.

Les meilleures valeurs obtenues pour la masse, la largeur et le spin de cette résonance $K \bar{K}$, nous permettent de l'identifier au méson A_2 (1300), dont le spin est très probablement $J^P = 2^+$ (Réf. V - 1).

Taux de production du A_2

Les deux états initiaux 3S_1 et 1S_0 contribuent à la production du A_2 ; prenant des valeurs moyennes entre les trois solutions de la table III - 2, on trouve que 256 ± 40 événements viennent de l'état initial 1S_0 , 48 ± 20 événements viennent de l'état initial 3S_1 .

Les fonctions d'onde d'isospin correspondant à la production de A_2 dans les deux états initiaux possibles sont : (nous reprenons la notation $\phi_{II KK}^\epsilon$ du chapitre II).

$$\begin{aligned}\phi_{01}^+ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[A_2^+ \pi^- - A_2^0 \pi^0 + A_2^- \pi^+ \right] \\ \phi_{11}^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[A_2^+ \pi^- - A_2^- \pi^+ \right]\end{aligned}$$

Nous noterons les taux de production correspondants $f_{A_2 \pi}^{\epsilon \pm}$, soit explicitement, $f_{A_2 \pi}^{+0}$ et $f_{A_2 \pi}^{-1}$.

Dans la table V - 2, nous présentons les taux de production du méson A_2 dans les deux voies d'annihilation $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$. Dans la troisième colonne, les événements produits sont déduits des événements observés, lorsqu'on tient compte de la visibilité du K_1^0 , des coefficients de Clebsh-Gordan de la décomposition en isospin (relation (11) ch. II) et que l'on affecte à chaque événement un poids moyen de 1,14, dû à la perte des V^0 et à l'efficacité de dépouillement.

TABLE V - 2

Etat initial	Evénements observés	Evénements produits	Taux de production
$^1S_0 \quad I = 0$	256 ± 40	1280 ± 200	$f_{A_2\pi}^{+0} = (10,7 \pm 1,8) \times 10^{-4}$
$^3S_1 \quad I = 1$	48 ± 20	164 ± 68	$f_{A_2\pi}^{-1} = (1,4 \pm 0,6) \times 10^{-4}$

2 - LA PRODUCTION DE K^* (890)

Le diagramme de Dalitz (Fig. III - 2) montre une abondante production de K^* (890). Les 4 états initiaux 1S_0 ($I = 0$ et $I = 1$) et 3S_1 ($I = 0$ et $I = 1$) peuvent contribuer à cette production. Nous avons donné au chapitre III (§ 2) les expressions explicites des 4 éléments de matrice de transition correspondants. Nous avons déjà remarqué que les propriétés de symétrie des amplitudes dans l'échange des K, fixaient l'interférence entre les deux K^* possibles dans l'état final de la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_{\pm}^{\pm} \pi^{\mp}$: le K^* chargé se désintégrant en $K_1^0 \pi^{\pm}$ et le K^* neutre se désintégrant en $K_{\pm}^{\pm} \pi^{\mp}$. Sur les expressions explicites des éléments de matrice, on constate que l'interférence entre les deux K^* est reliée à l'état initial de la manière suivante :

Etat initial	Interférence entre K^{*0} et $K^{*\pm}$
1S_0 $I = 0$	constructive
1S_0 $I = 1$	destructive
3S_1 $I = 0$	constructive
3S_1 $I = 1$	destructive

Expérimentalement, l'interférence entre le K^{*0} et $K^{*\pm}$ apparaît fortement destructive (dépeuplement sur la première bissectrice dans la zone de recouvrement des deux bandes de K^* fig. III - 2).

Cela indique que l'état initial $I = 1$ est a priori prépondérant.

Dans la description des phénomènes expérimentaux pour la réaction (1) (chapitre III), nous avons déjà remarqué également sur les projections en $M^2(K\pi)$ (distribution en $M^2(K_1^0 \pi^-)$: figure V - 4, distribution en $M^2(K_1^+ \pi^-)$: figure V - 5) que le "pic" correspondant au K_1^{*+} (maximum $\approx 150 \text{ ev}^2$) est moins important que le pic correspondant au K^{*0} (maximum $\approx 200 \text{ ev}^2$). Ceci est une preuve que l'état initial $I = 0$ n'est pas complètement absent dans la production de K^* ; seules, en effet, des interférences entre les amplitudes de production de K^* dans l'état $I = 0$, A_0 et dans l'état $I = 1$, A_1 , peuvent créer une dissymétrie entre la production de K^{*0} et de K_1^{*+} :

Quel que soit l'état initial (1S_0 ou 3S_1), on peut écrire, de manière symbolique :

$$A_0 = K^{*0} + K_1^{*+} \quad (\text{interférence constructive})$$

$$A_1 = K^{*0} - K_1^{*+} \quad (\text{interférence destructive})$$

où K^{*0} et K_1^{*+} représentent les amplitudes de production de K^{*0} et K_1^{*+} . Soient ρ_0 , ϕ_0 et ρ_1 , ϕ_1 , le module et la phase des paramètres complexes, déterminés par la méthode de moindres carrés, fixant la contribution des amplitudes A_0 et A_1 ; les nombres N_1^{*+} et N^0 de K_1^{*+} et K^{*0} produits sont donnés par

$$N_1^{*+} = (\rho_0^2 + \rho_1^2 - 2 \rho_0 \rho_1 \cos \Delta\phi) \int |K_1^{*+}|^2 ds_1 ds_2$$

$$N^0 = (\rho_0^2 + \rho_1^2 + 2 \rho_0 \rho_1 \cos \Delta\phi) \int |K^{*0}|^2 ds_1 ds_2$$

$$\text{où} \quad \Delta\phi = \phi_0 - \phi_1$$

On voit que si $\rho_0 \neq 0$ (i.e. présence de l'état initial $I = 0$), on attend que $N_1^{*+} < N^0$ si $|\Delta\phi| < \frac{\pi}{2}$.

Enfin, on peut noter qu'en dehors des effets d'interférences des K^* entre eux ($\cos\theta \approx 0,5$) et avec le A_2 ($\cos\theta \approx -0,6$), les distributions angulaires de désintégration du K_1^{*+} (figure V - 6) et du K^{*0} (figure V - 7) apparaissent

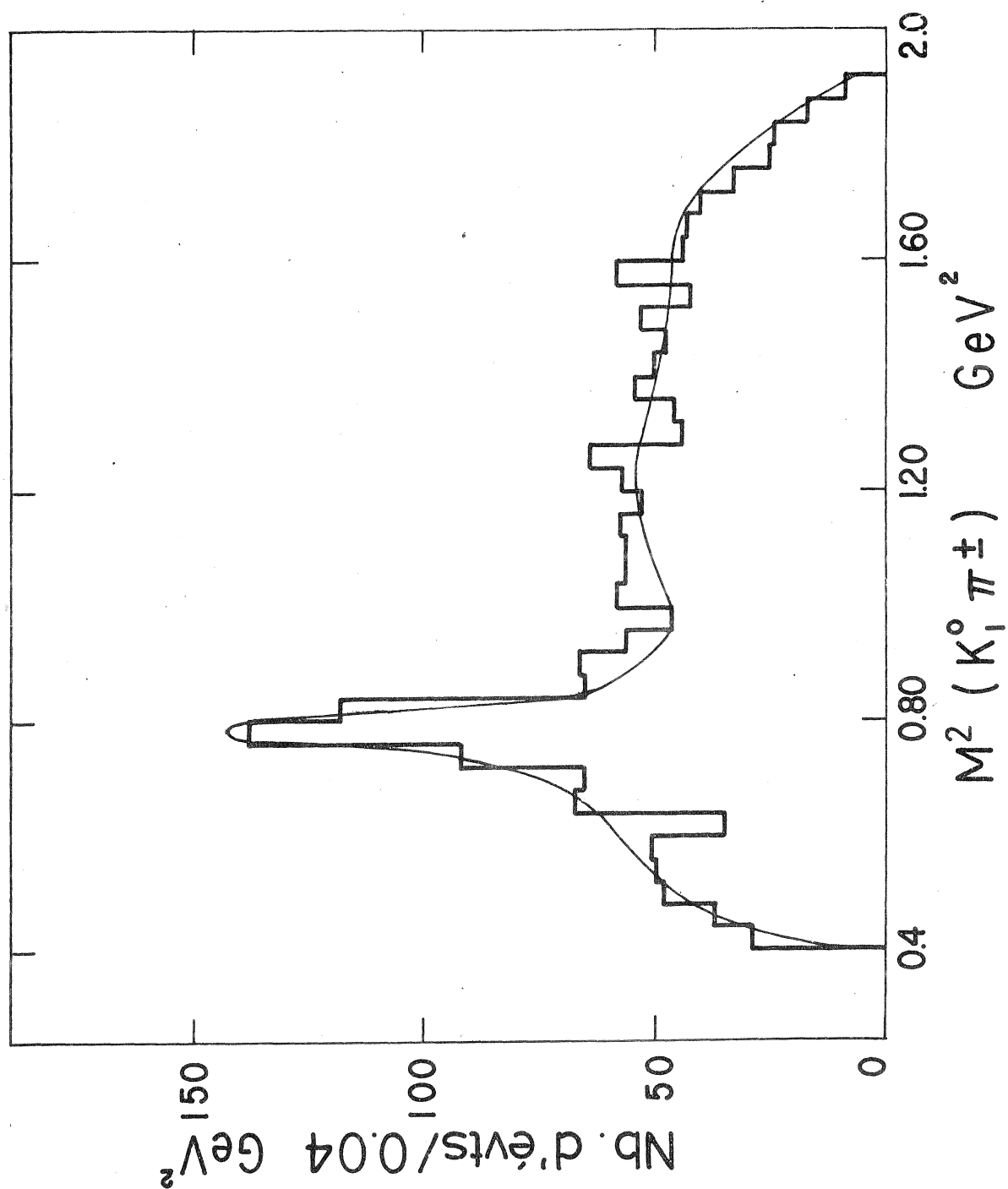


Fig. V-4

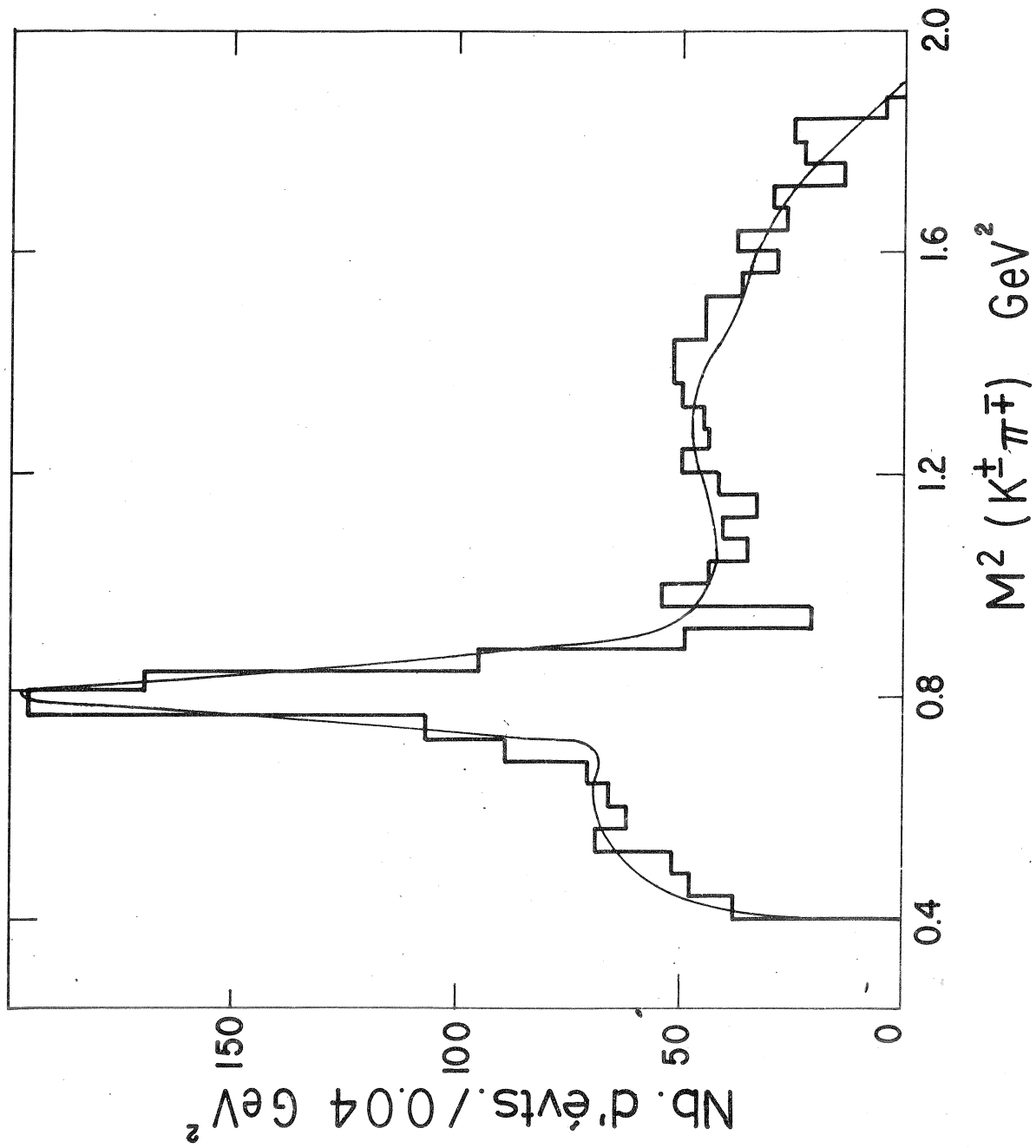


Fig. V-5

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU K^{*+}

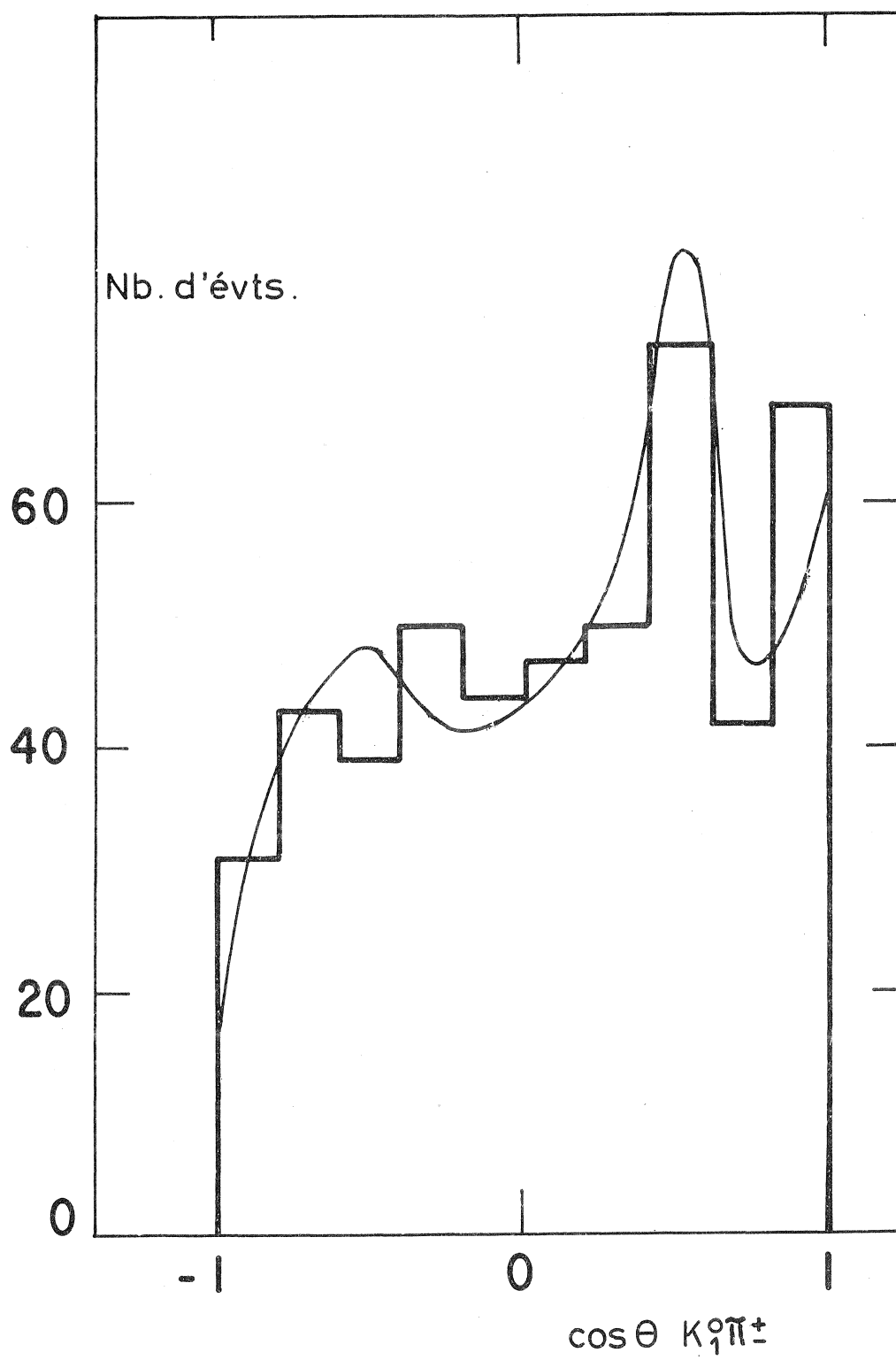


Fig. V-6

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU $K^{\pm 0}$

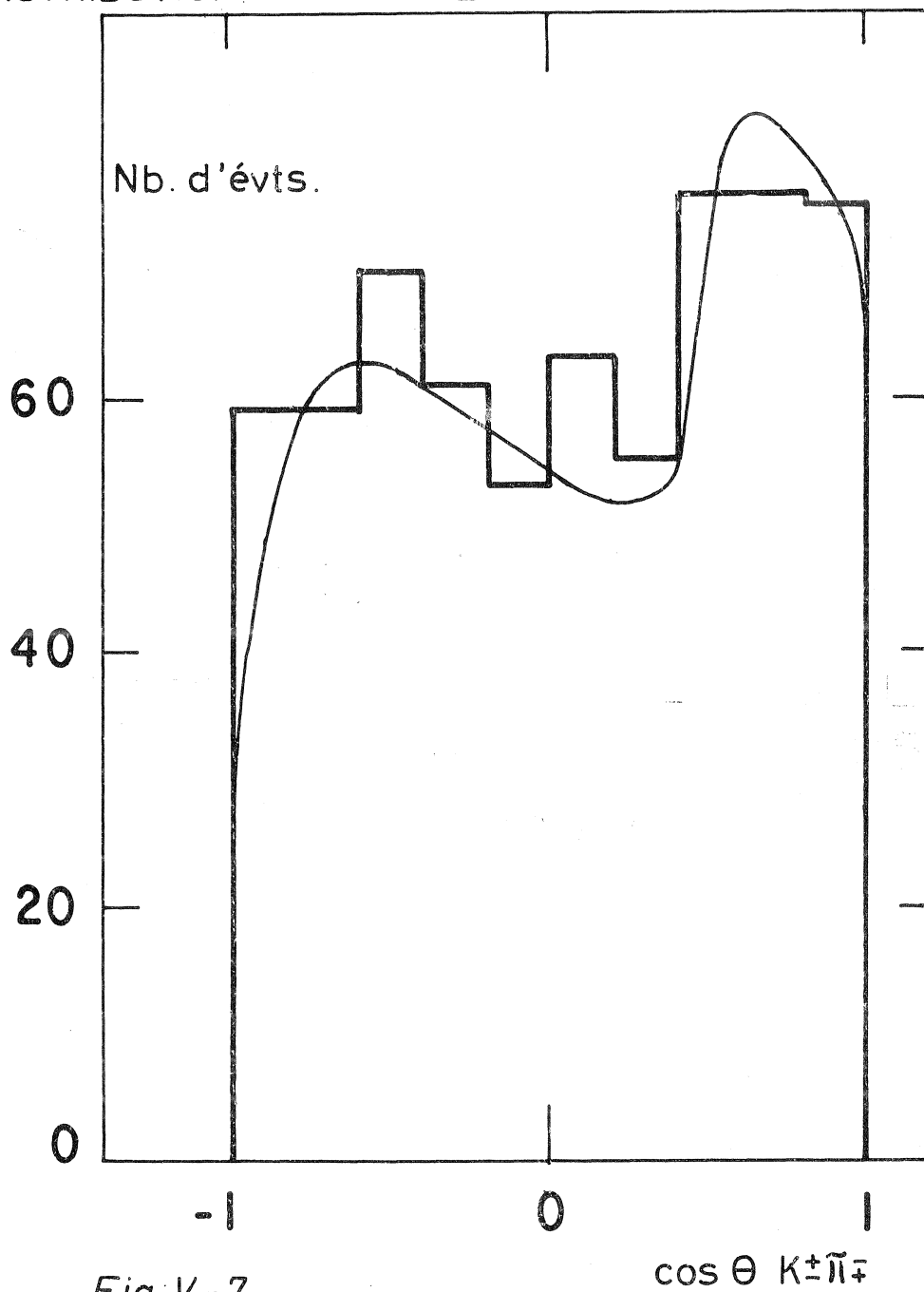


Fig. V-7

uniformes. (Ces distributions angulaires sont obtenues pour des $M^2 (K \pi)$ comprises dans la bande $0,7 \text{ GeV}^2 < M^2 (K \pi) < 0,9 \text{ GeV}^2$). Cette uniformité indique que les deux états initiaux 1S_0 (distribution en $\cos^2\theta$) et 3S_1 (distribution en $\sin^2\theta$) contribuent à la production de K^* : supposons que le rapport des taux de production $\frac{\bar{p} p \rightarrow K^* K (^3S_1)}{\bar{p} p \rightarrow K^* K (^1S_0)} = \alpha$, la distribution angulaire attendue pour les deux K^* , en dehors des effets d'interférence, est, dans ce cas,

$$W(\cos\theta) = \frac{\alpha}{2} \sin^2\theta + \cos^2\theta \quad (*)$$

On voit que l'on prévoit $\alpha \approx 2$.

Nous présentons, dans la deuxième colonne de la table V - 3, les contributions en nombre d'événements des 4 états initiaux à la production de K^* dans la réaction (1) ; pour obtenir ces nombres, nous avons pris la moyenne des résultats correspondant aux trois solutions de la table III - 2.

TABLE V - 3

Etat initial	Evénements observés	Evénements produits	Taux d'annihilation
$^1S_0 \quad I = 0$	190 ± 40	950 ± 200	$f_{K^*K}^{+0} = (8,0 \pm 1,7) \times 10^{-4}$
$^1S_0 \quad I = 1$	30 ± 10	150 ± 50	$f_{K^*K}^{+1 \text{ antisym}} = (1,2 \pm 0,4) \times 10^{-4}$
$^3S_1 \quad I = 0$	40 ± 30	200 ± 150	$f_{K^*K}^{=0} = (1,7 \pm 1,2) \times 10^{-4}$
$^3S_1 \quad I = 1$	530 ± 50	2650 ± 250	$f_{K^*K}^{=1 \text{ sym}} = (22,3 \pm 2,1) \times 10^{-4}$

(*) Il a été tenu compte des normalisations :

$$\int_{-1}^{+1} \sin^2\theta \, d(\cos\theta) = 2 \int_{-1}^{+1} \cos^2\theta \, d(\cos\theta)$$

On voit que l'état initial 3S_1 $I = 1$ est prépondérant pour la production de K^* . Toutefois la contribution de l'état initial 1S_0 $I = 0$ n'est pas négligeable. On peut noter que le rapport
$$\frac{\bar{p} p \rightarrow K^* K (^3S_1)}{\bar{p} p \rightarrow K^* K (^1S_0)}$$
 est évalué expérimentalement à $2,6 \pm 0,8$, prévoyant des distributions angulaires de désintégration uniformes : sur les figures V - 6 et V - 7, nous avons porté les distributions angulaires attendues, correspondant à la solution I de la table III - 2 ; elles sont en bon accord avec les distributions expérimentales ; les χ^2 correspondants sont respectivement de 8 et 6, pour un nombre de cases des histogrammes expérimentaux égal à 10.

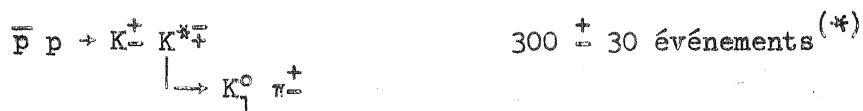
Masse et largeur du K^*

Faisant une moyenne entre les meilleures valeurs de masse et de largeur trouvées, dans les 3 solutions de la table III - 2, pour le K^* (nous avons imposé que le K^{*0} et le K^{*+} aient la même largeur), nous obtenons :

$$\begin{aligned} M(K^{*0}) &= 889 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma(K^{*0}) &\approx 43 \text{ MeV} \\ M(K^{*+}) &= 896 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma(K^{*+}) &\approx 43 \text{ MeV} \end{aligned}$$

La complexité des annihilations en 3 corps $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_-^+ \pi^+$ avec la présence d'au moins 10 amplitudes, certaines d'entre elles donnant lieu à d'importants effets d'interférence, rend l'interprétation de la petite différence de masse trouvée entre le K^{*0} et le K^{*+} , très difficile. Nous préférons ne pas attacher d'importance à cette différence.

Enfin, il est possible d'extraire de nos résultats, en utilisant les phases relatives des amplitudes de production de K^* dans l'état $I = 0$ et $I = 1$, les nombres d'événements correspondants aux annihilations en K^{*0} et K^{*+} :



Ainsi avec des effets d'interférence d'amplitudes d'isospins différents, nous sommes capables de reproduire la dissymétrie de production des deux K^* . Les courbes tracées sur les figures V - 4 et V - 5 représentent les distributions attendues correspondant à la solution I de la table III - 2. Les χ^2 sont respectivement de 38 et 62 pour un nombre de cases des histogrammes expérimentaux égal à 38.

Nous allons montrer, pour terminer, comment il est possible d'évaluer les taux d'annihilations en $\bar{K}^* K$ ($K^* \bar{K}$) dans les antiprotons à l'arrêt.

Le problème de l'annihilation $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$)

Les fonctions d'onde d'isospin correspondant aux 4 voies possibles d'annihilation $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$), conservant la conjugaison de charge totale ϵ , sont :

$$\psi_0^{\epsilon} \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \left[(K^+ K^{*-} - K^0 \bar{K}^{*0}) + \epsilon (K^- K^{*+} - \bar{K}^0 K^{*0}) \right]$$

$$\psi_1^{\epsilon} \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \left[(K^+ K^{*-} + K^0 \bar{K}^{*0}) + \epsilon (K^- K^{*+} + \bar{K}^0 K^{*0}) \right]$$

Nous cherchons à évaluer les taux d'annihilation $f_{K^*K}^{\epsilon I}$ correspondant aux 4 fonctions d'ondes précédentes.

(*) Pour évaluer les erreurs, nous avons tenu compte du fait que les erreurs sur les paramètres ρ_0 , ρ_1 , ϕ_0 et ϕ_1 sont fortement corrélées entre elles.

Evaluons tout d'abord les taux d'annihilation en K^* dans l'état $I = 0$: $f_{K^*K}^{+0}$ et $f_{K^*K}^{-0}$.

$\psi_{0\ 1/2}^+$ et $\psi_{0\ 1/2}^-$ correspondent à des états purs de $I_K \bar{K} = 1$;

Dans la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$, $I_K \bar{K} = 1$, il est donc possible d'évaluer $f_{K^*K}^{+0}$ et $f_{K^*K}^{-0}$ à l'aide du nombre d'événements de la réaction (1) correspondants aux annihilations en K^* dans les états 1S_0 $I = 0$ et 3S_1 $I = 1$.

Les taux d'annihilations en K^* dans l'état $I = 1$: $f_{K^*K}^{+1}$ et $f_{K^*K}^{-1}$, ne sont pas, par contre, entièrement déterminés par la seule observation de la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$.

En effet $\psi_{1\ 1/2}^+$ et $\psi_{1\ 1/2}^-$ sont des superpositions d'états de $I_K \bar{K} = 1$ et de $I_K \bar{K} = 0$, ainsi que l'exprime la relation :

$$\psi_{1\ 1/2}^\epsilon = \frac{1}{\sqrt{3}} \phi_{10}^\epsilon - \sqrt{\frac{2}{3}} \phi_{11}^\epsilon \quad (\text{chap. II } \S 1 - c \text{ (10)})$$

Dans la réaction (1), nous ne pouvons atteindre que les parties d'isospin $I_K \bar{K} = 1$ de ces états, à savoir ϕ_{11}^+ , i - e la partie antisymétrique de $\psi_{1\ 1/2}^+$ dans l'échange des K (cf. chap. II § 1 - c).

et ϕ_{11}^- , i - e la partie symétrique de $\psi_{1\ 1/2}^-$ dans l'échange des K

Nous noterons $f_{K^*K}^{+1 \text{ antisym}}$ et $f_{K^*K}^{-1 \text{ sym}}$ les taux d'annihilation correspondants.

La seule observation de la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ permet donc de mesurer

$$f_{K^*K}^{+0}, \quad f_{K^*K}^{+1 \text{ antisym}}, \quad f_{K^*K}^{-0} \quad \text{et} \quad f_{K^*K}^{-1 \text{ sym}}$$

La troisième colonne de la table V - 3 donne le nombre d'événements produits dans les différentes voies d'annihilation permises dans la réaction (1). Ce nombre est déduit du nombre d'événements observés, lorsqu'on tient compte de la visibilité du K_1^0 , des coefficients Clebsh-Gordan de la décomposition en isospin (relation (12) chap. II) et que l'on affecte à chaque événement un poids moyen de 1,14 dû à la perte des V^0 et à l'efficacité de dépouillement. Dans la quatrième colonne sont donnés les taux d'annihilation $f_{K^*K}^{+0}$, $f_{K^*K}^{+1 \text{ antisym}}$, $f_{K^*K}^{-0}$ et $f_{K^*K}^{-1 \text{ sym}}$ correspondants à $1,19 \times 10^6 \bar{p}$ à l'arrêt.

Pour achever de déterminer les taux d'annihilation en K^* dans l'état $I = 1$, il est donc nécessaire d'observer d'autres voies $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$, dans lesquelles le système $K \bar{K}$ peut être d'isospin nul : $I_K \bar{K} = 0$. Ce sont les voies :

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad (2)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \quad (3)$$

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

La partie $I_K \bar{K} = 0$ de l'état $\psi_1^{+} 1/2 : \phi_{10}^{+}$ symétrique dans l'échange des K , peut être atteinte dans les réactions (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et (4) $\bar{p} p \rightarrow K^+ K^- \pi^0$. Il lui correspond le taux d'annihilation, $f_{K^*K}^{+1 \text{ sym}}$

La partie $I_K \bar{K} = 0$ de l'état $\psi_1^{-} 1/2 : \phi_{10}^{-}$ antisymétrique dans l'échange des K , peut être atteinte dans les réactions (3) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ et (4) $\bar{p} p \rightarrow K^+ K^- \pi^0$. Il lui correspond le taux d'annihilation, $f_{K^*K}^{-1 \text{ antisym}}$.

Comme l'intégrale sur le diagramme de Dalitz du terme d'interférence entre une amplitude symétrique et une amplitude antisymétrique dans l'échange des K est nulle, les taux d'annihilations en K^* dans l'isospin 1 sont égaux à la somme des contributions des taux symétriques et antisymétriques :

$$f_{K^*K}^{\epsilon 1} = f_{K^*K}^{\epsilon 1 \text{ sym}} + f_{K^*K}^{\epsilon 1 \text{ antisym}}$$

L'étude de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$, que nous abordons au chapitre suivant, nous permettra de déterminer complètement le taux d'annihilation, $f_{K^*K}^{+1}$. Pour achever de déterminer le taux d'annihilation, $f_{K^*K}^{-1}$, il serait nécessaire d'étudier soit la réaction (3) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$, soit la réaction (4) $\bar{p} p \rightarrow K^+ K^- \pi^0$. La réaction (3) ne peut être étudiée dans la chambre à bulles car le K_2^0 n'y est pas détecté ; la réaction (4) est à extraire du lot d'événements du type phénoménologique : 2 branches 0 V^0 , ces événements sont très nombreux et correspondent principalement à des annihilations en plusieurs π .

La mise au point d'un appareil de mesure automatique des photographies de chambre à bulles, le H.P.D. (réf. V - 2) par une équipe de physiciens du Collège de France, nous a permis d'entreprendre la mesure de ces événements. L'analyse est actuellement en cours d'achèvement.

Nous terminons donc par l'étude de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$.

CHAPITRE VI

ETUDE DE LA REACTION (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ (364 événements)

-:-

Dans ce chapitre, notre but est de vérifier que les résultats expérimentaux de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$, sont compatibles avec notre interprétation de la réaction (1), donnée dans les chapitres précédents.

Plus précisément, les taux de transition R_1 et R_2 pour les réactions (1) et (2) s'expriment en fonction d'une amplitude commune : A_{01}^+ (état initial 1S_0 , $I = 0$; $I_K \bar{K} = 1$) (relation (11) chap. II). En d'autres termes, la partie de l'amplitude, déterminée sur le diagramme de Dalitz de la réaction (1), qui correspond à l'état initial 1S_0 , $I = 0$ et $I_K \bar{K} = 1$, doit se retrouver, dans l'amplitude totale de transition de la réaction (2), à un facteur près, tenant compte de la visibilité des K_1^0 et des coefficients de Clebsh-Gordan de la décomposition en spin isotopique.

(Pour l'étude de la compatibilité des deux réactions, nous n'avons pas tenu compte de la correction de perte des V^0 et de perte au dépouillement, les poids moyens étant semblables pour les événements des deux réactions : 1,14 pour 1,16). L'étude précédente a montré que 4 interactions différentes contribuaient à l'amplitude A_{01}^+ : le $K^*(890)$, l'interaction au seuil $K \pi$, en onde S,

d'isospin $1/2$, la résonance $K \bar{K}$ (1280), l'interaction au seuil $K \bar{K}$ d'isospin 1. Nous devons d'abord vérifier, si ces effets sont présents expérimentalement dans la réaction (2).

1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme pour la réaction (1), nous représentons chaque événement par un point sur le diagramme de Dalitz. Nous choisissons comme coordonnées, les carrés des masses invariantes ($K_1^0 \pi^0$) : $M^2 (K_1^0 \pi^0)$; comme les deux K_1^0 sont indiscernables, le diagramme est symétrique dans l'échange des deux K_1^0 ; nous présentons un diagramme replié autour de la première bissectrice, en choisissant comme abscisse la plus grande des deux coordonnées $M^2 (K_1^0 \pi^0)$ (figure VI - 1). Sur ce diagramme de Dalitz, et ses diverses projections, nous observons :

- Une accumulation d'événements dans la région du K^* , moins visible sur le diagramme de Dalitz que sur la projection en $M^2 (K_1^0 \pi^0)$ (figure VI - 2), où la présence de K^* se traduit par un pic statistiquement significatif, centré à $0,8 \text{ GeV}^2$.

Le K^* produit dans la réaction (2) provient uniquement de l'état initial 1S_0 ; comme il a un spin 1, on attend que sa distribution angulaire de désintégration soit en $\cos^2\theta$. La distribution angulaire de désintégration expérimentale obtenue pour $0,7 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (K_1^0 \pi^0) \leq 0,9 \text{ GeV}^2$ (figure VI - 3) semble compatible, en dehors des contributions dues au fond, avec $\cos^2\theta$.

- Une bosse en $K \bar{K}$ dans la région de masse 1280 MeV, visible sur la projection en $M^2 (K_1^0 K_1^0)$ (fig. VI - 4). Cette bosse n'est pas due à une réflexion des K^* , ainsi qu'on peut s'en assurer lorsqu'on se restreint aux événements "hors K^* " tels que $M^2 (K_1^0 \pi^0) > 0,9 \text{ GeV}^2$ pour les deux combinaisons ($K_1^0 \pi^0$) : la distribution en $M^2 (K_1^0 K_1^0)$ obtenue dans ce cas, montre encore une bosse centrée à 1280 MeV (figure VI - 5). La distribution angulaire de désintégration correspondante, obtenue pour $1,44 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (K \bar{K}) \leq 1,84 \text{ GeV}^2$ semble indiquer $J \neq 0$ (figure VI - 6).

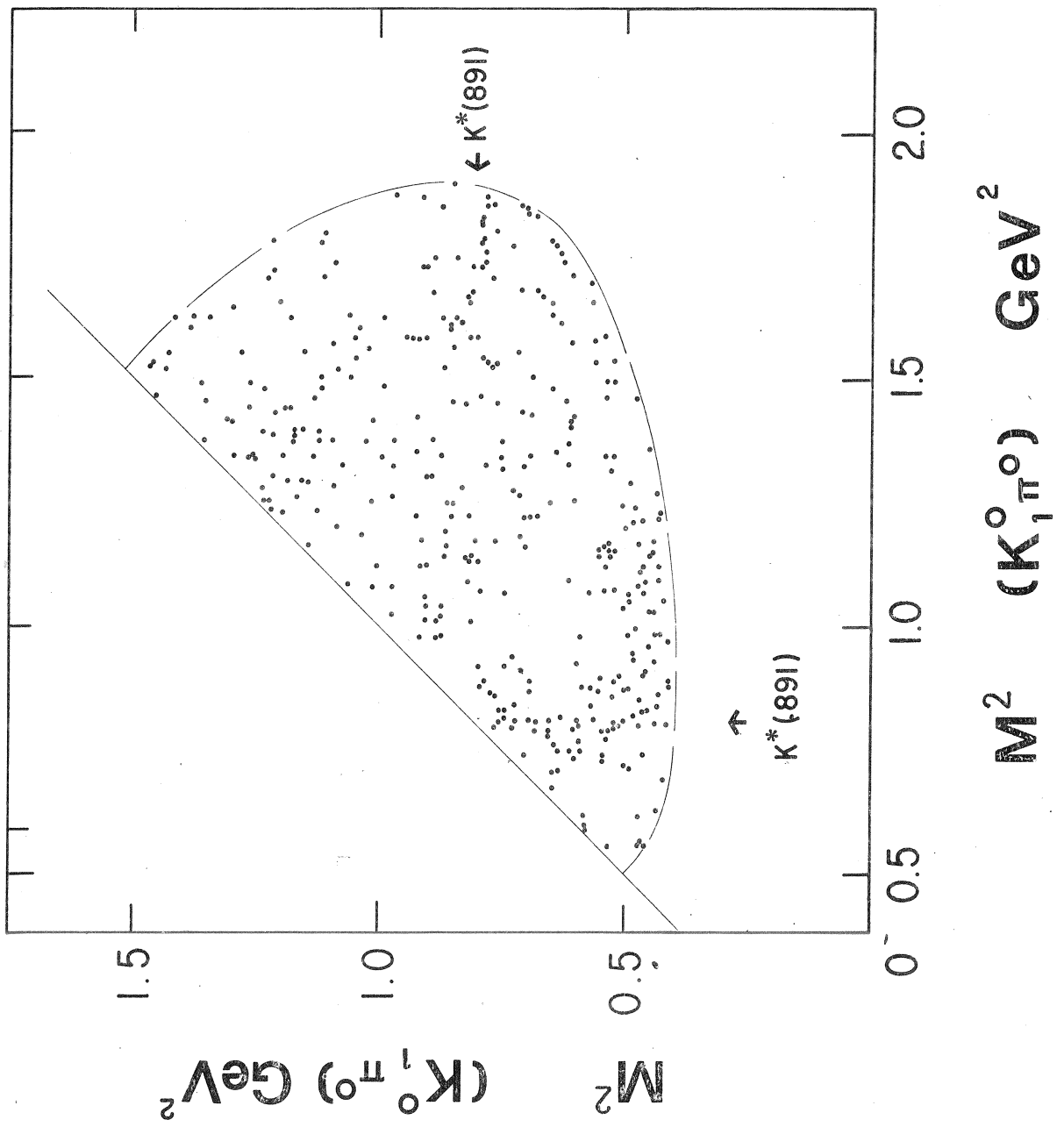


Fig. VI-1

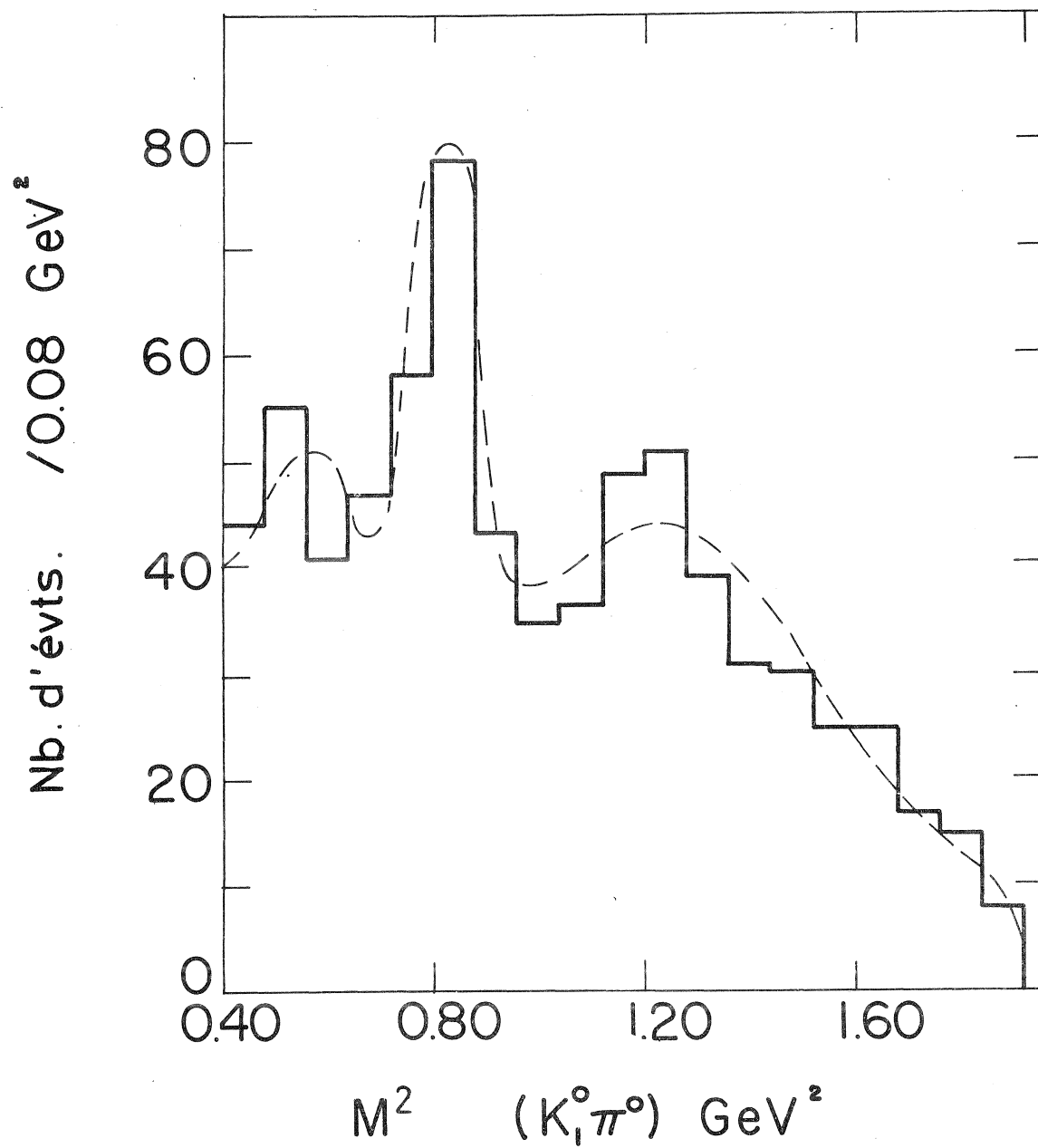


Fig. VI-2

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU K^{*0}

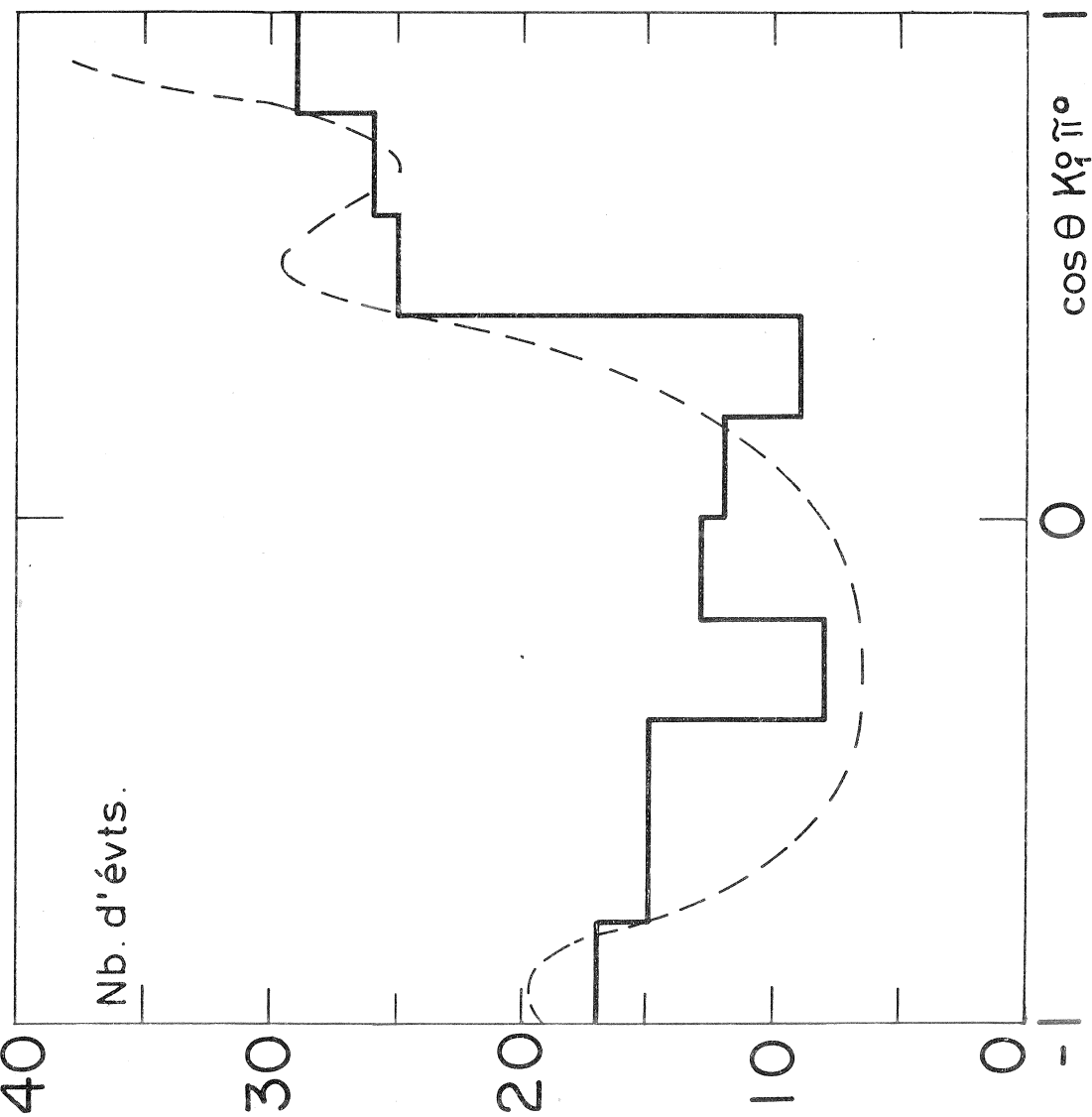


Fig. VI - 3

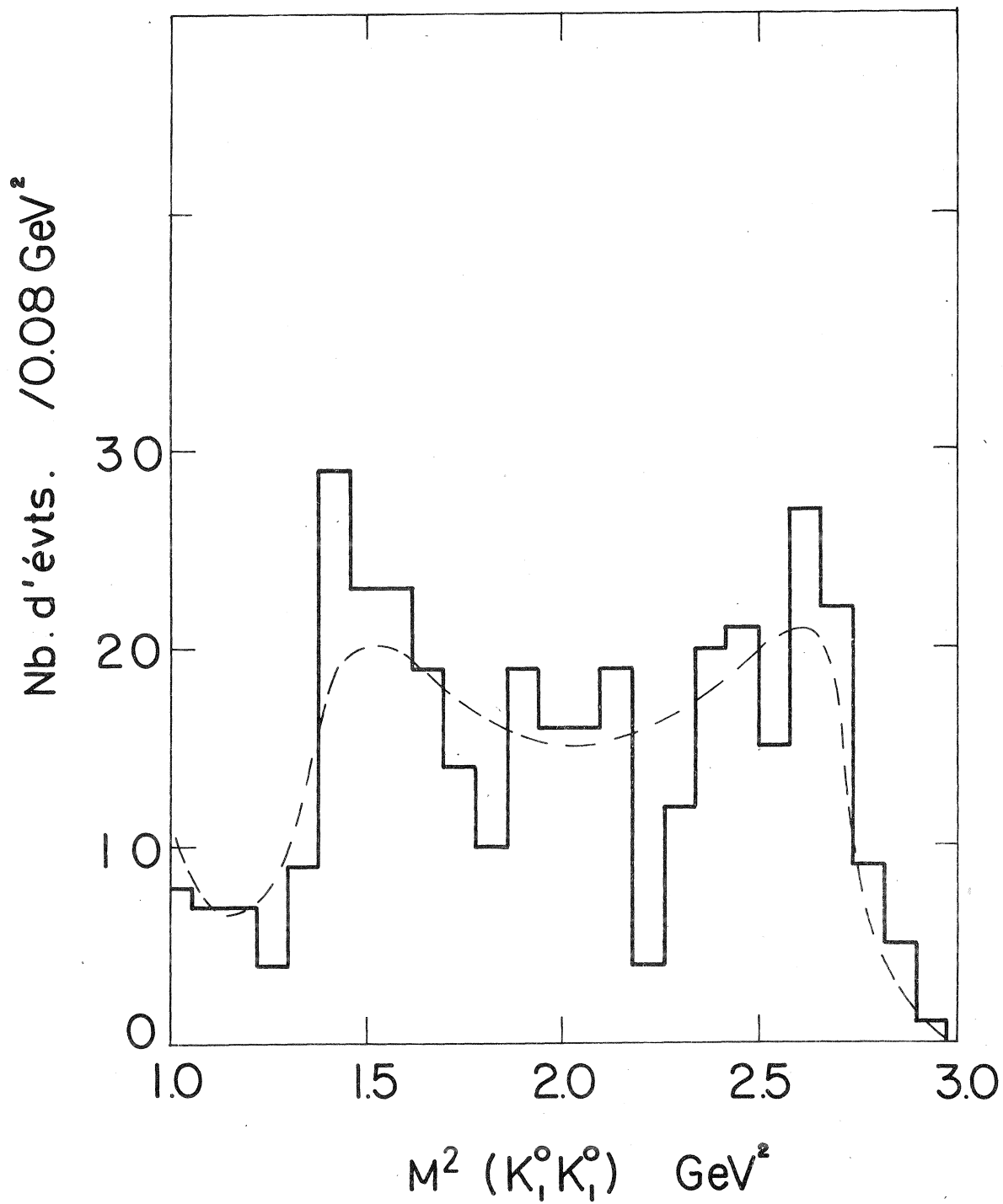


Fig. VI-4

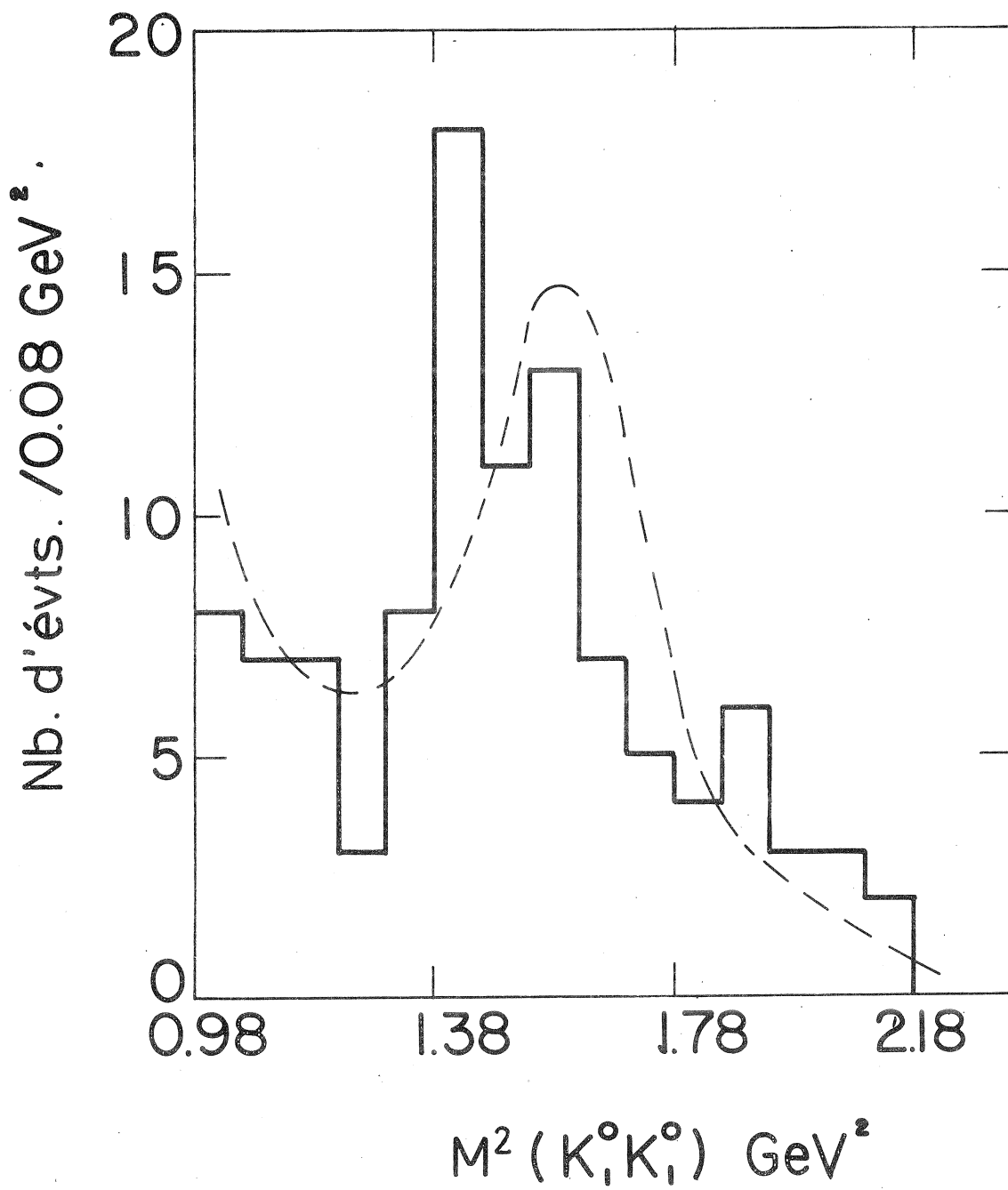


Fig. VI-5

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DU $K_1^0 K_1^0$

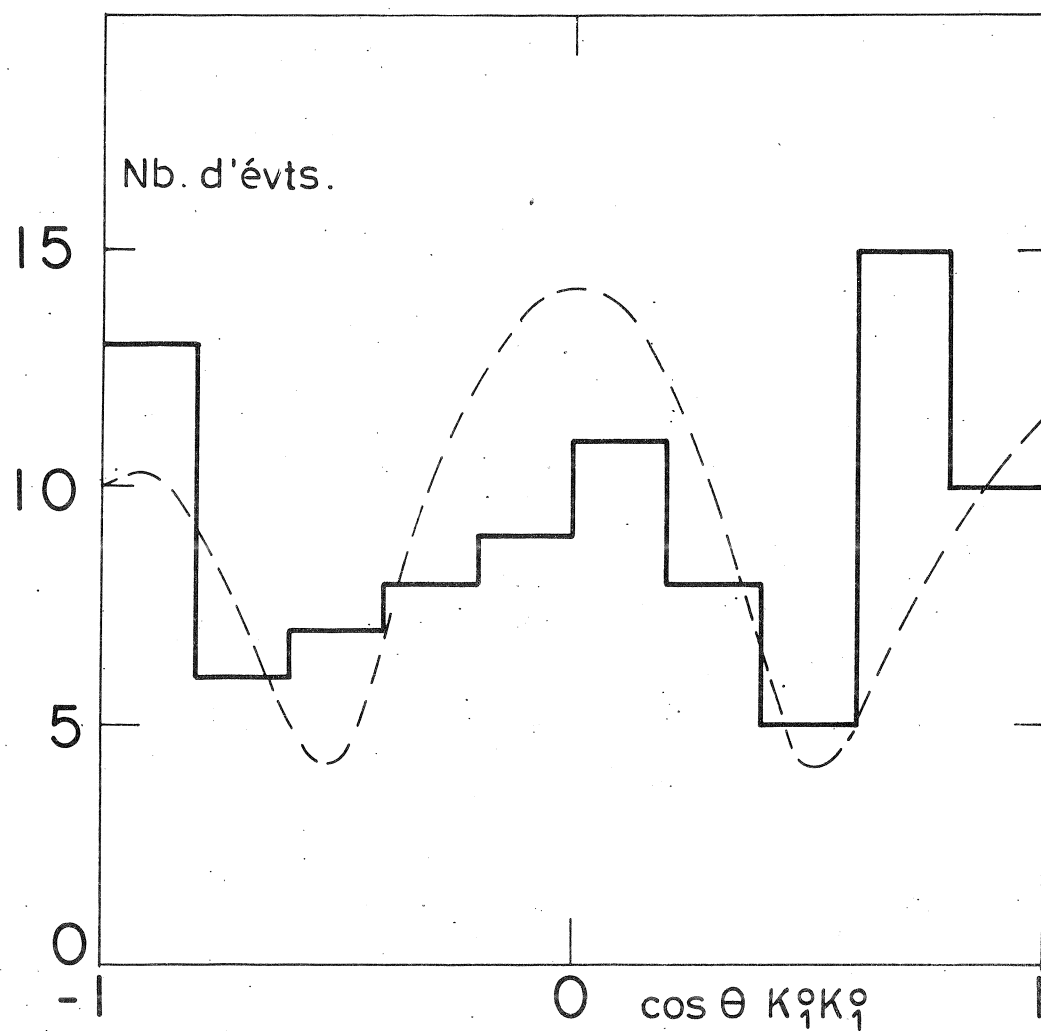


Fig. VI-6

- Une faible indication pour une concentration d'événements au seuil dans le système $K_1^0 K_1^0$, visible sur les figures VI - 4 et VI - 5.

- Un fond non uniforme, se manifestant par une population d'événements plus importante sur les bords du diagramme de Dalitz (correspondant aux faibles $M^2 (K_1^0 \pi^0)$), qu'au centre.

La compatibilité des deux réactions est donc a priori possible, nous allons voir de quelle manière, nous avons testé cette compatibilité.

2 - TEST DE LA COMPATIBILITE DES DEUX REACTIONS

La densité du diagramme de Dalitz de la réaction (2) est donnée par l'expression $R_2 = \frac{1}{27} |A_{01}^+ + \sqrt{3} A_{10}^+|^2$, extraite des relations (11) du chapitre II. On voit qu'elle dépend de deux amplitudes, A_{01}^+ (état initial 1S_0 , $I = 0$) ; $I_K \bar{K} = 1$) et A_{10}^+ (état initial 1S_0 , $I = 1$; $I_K \bar{K} = 0$), toutes les deux symétriques dans l'échange des K et interférant entre elles. L'amplitude A_{01}^+ est complètement déterminée, d'après l'étude de la réaction (1). Les deux réactions seront déclarées compatibles, si l'on peut rendre compte de l'ensemble des résultats expérimentaux de la réaction (2) à l'aide de la probabilité de transition R_2 , dans laquelle la dépendance en énergie de A_{01}^+ est fixée d'après les résultats obtenus précédemment pour la réaction (1).

Il y a trop peu d'événements pour que l'on puisse appliquer la méthode précédente d'adaptation par moindres carrés sur la densité du diagramme de Dalitz. Nous nous sommes limités à une adaptation par moindres carrés sur les deux projections du diagramme de Dalitz en $M^2 (K_1^0 K_1^0)$ (figure VI - 4) et $M^2 (K_1^0 \pi^0)$ (figure VI - 2).

Nous avons d'abord envisagé l'hypothèse où l'amplitude $A_{10}^+ = 0$; c'est-à-dire que la seule amplitude A_{01}^+ (1S_0 , $I = 0$) rendrait compte de l'ensemble des résultats expérimentaux de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ (pas de contribution de l'état initial 1S_0 , $I = 1$). Les χ^2 obtenus pour l'ensemble des deux projections, correspondant aux trois solutions de la table III - 2 (chap. III) pour la réaction (1), étaient tous de l'ordre de 1.000 ! pour un nombre total de cases des histogrammes expérimentaux égal à 45.

Il est donc nécessaire d'introduire d'autres contributions, intervenant dans l'autre amplitude possible pour la réaction (2) A_{10}^+ . Ces nouvelles contributions peuvent être : ou bien des interactions $K \bar{K}$ d'isospin $I_{K \bar{K}} = 0$, ou bien des interactions $K \pi$ d'isospin $1/2$ ou $3/2$.

Notons que les interactions $K \pi$ ($I_{K \pi} = 1/2$) contribuant à l'amplitude A_{10}^+ sont décrites par les mêmes éléments de matrice que les interactions $K \pi$ ($I_{K \pi} = 1/2$) contribuant à l'amplitude A_{01}^+ . Si bien que, si A_{01}^+ , n'était pas déterminé par ailleurs, il serait impossible de distinguer entre elles les deux contributions. A la limite, une absence de K^* dans la réaction (2) aurait pu s'interpréter comme une destruction (par interférence) du K^* provenant de l'état initial 1S_0 , $I = 0$ par le K^* provenant de l'état initial 1S_0 , $I = 1$.

Nous avons introduit pour l'amplitude A_{10}^+ les effets suivants :

- Le K^* (890), représenté par le même élément de matrice que celui, décrit au chap. III pour représenter la contribution du K^* à l'amplitude A_{01}^+ (interférence constructive entre les deux K^{*0}).

- Deux interactions $K \pi$ au seuil $I_{K \pi} = 1/2$ et $I_{K \pi} = 3/2$ décrites par les longueurs de diffusion $a_{1/2}$ et $a_{3/2}$ déterminées dans la réaction (1) (chap. IV).

L'introduction d'effets $K \bar{K}$ d'isospin $I_{K \bar{K}} = 0$ pose des problèmes : en effet, deux interactions possibles pour le système $K_1^0 K_1^0$ dans l'isospin $I_{K \bar{K}} = 0$ sont la résonance f^0 (1250) ($I^G J^P = 0^+ 2^+$), l'effet $K_1^0 K_1^0$ (1068) ($I^G J^P = 0^+ 0^+$) (réf. VI - 1) ; mais ces effets se produisent dans la même région

de masse que les effets $K \bar{K}$ d'isospin 1 mis en évidence dans la réaction (1) : le $K \bar{K}$ (1000) ($I^G J^P = 1^- 0^+$) et le $K \bar{K}$ (1280) ($I^G J^P = 1^- 2^+$) et peuvent par conséquent interférer avec eux. La mise en évidence du $K_1^0 K_1^0$ (1068) et du f^0 (1250) dans l'état final de la réaction (2) est donc a priori très délicate. Comme d'autre part, le petit nombre d'événements empêche une étude détaillée du diagramme de Dalitz, nous n'avons envisagé que l'hypothèse suivante :

Les bosses observées expérimentalement dans le système neutre $K_1^0 K_1^0$ sont la contrepartie neutre des effets d'isospin 1, observés dans le système chargé $K_1^+ K_1^-$; c'est-à-dire, nous n'avons introduit aucun effet $K \bar{K}$ d'isospin zéro dans l'amplitude A_{10}^+ .

Cette hypothèse est justifiée, lorsqu'on fait une estimation grossière du nombre d'événements attendus dans la bosse en $K_1^0 K_1^0$ à 1280 MeV, déduit des coefficients de Clebsh-Gordan de spin isotopique (compte-tenu de la visibilité des K_1^0). Il suffit de comparer les coefficients numériques multipliant A_{01}^+ dans les expressions de R_1 et R_2 (relations (11), chap. II). On trouve, pour une résonance R d'isospin 1, produite à partir de l'état initial 1S_0 $I = 0$.

$$\frac{\begin{array}{c} \bar{p} p \rightarrow R_1^+ \pi^- \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad K_1^0 K_1^+ \end{array}}{\begin{array}{c} \bar{p} p \rightarrow R_1^0 \pi^0 \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad K_1^0 K_1^0 \end{array}} = \frac{N_1^+}{N_1^0} = \frac{2/9}{1/27} = 6$$

Nous avons trouvé $N_1^+ \approx 240$ événements (chap. V), nous attendons $N_1^0 \approx 40$ événements ; ce nombre semble compatible avec celui observé expérimentalement dans la bosse à 1280 MeV du spectre en M^2 ($K_1^0 K_1^0$) (fig. VI - 4).

Les résultats de l'adaptation sont présentés dans la table VI - 1 (a) (b) (c). Tous les paramètres complexes correspondant aux effets qui contribuent à l'amplitude A_{01}^+ sont pris dans la table III - 2 (a) (b) (c) et gardés constants au cours de l'adaptation. Nous avons considéré successivement les trois solutions de la table III - 2.

Aux trois solutions que nous avons retenues pour la réaction (1), correspondent respectivement pour la réaction (2) des χ^2 de 60, 87 et 55 pour un nombre de degrés de liberté de 39, 41 et 39 ; ces valeurs correspondent à des déviations du χ^2 par rapport à la valeur attendue de 2,3, 3,8 et 1,7 écarts quadratiques moyens, respectivement. Nous concluons que les résultats expérimentaux de la réaction (2) sont compatibles avec notre interprétation de la réaction (1). Sur les figures VI - 2 à VI - 6 sont portées les distributions théoriques attendues correspondant à la meilleure adaptation (solution III table VI - 1 (c)).

Taux d'annihilation en $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$)

L'étude de la production de K^* dans la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$, nous permet de déterminer le taux d'annihilation en $K^* K$: $f_{K^*K}^{+1 \text{ sym}}$, ainsi que nous l'avons remarqué au chapitre précédent. La production de K^* dans la réaction (2), déduite de la table VI - 1, est présentée dans la table VI - 2.

TABLE VI - 2

Etat initial	Evénements observés	Evénements produits	Taux d'annihilation
1S_0 I = 0	32 ± 6 *	950 ± 200 *	$f_{K^*K}^{+0} = (8,0 \pm 1,7) \times 10^{-4}$
1S_0 I = 1	20 ± 10	600 ± 300	$f_{K^*K}^{+1 \text{ sym}} =$ $= (5,0 \pm 2,5) \times 10^{-4}$

(*) déterminé d'après les résultats de la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$

En utilisant les résultats de la table V - 3, concernant la production de K^* dans la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$, on peut déterminer complètement le taux d'annihilation en $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$) du système $\bar{p} p \rightarrow$ dans l'état 1S_0 I = 1 :

$$f_{K^*K}^{+1} = f_{K^*K}^{+1 \text{ antisym}} + f_{K^*K}^{+1 \text{ sym}} = (6,2 \pm 2,9) \times 10^{-4}$$

Enfin, nos résultats sont compatibles avec l'absence de f^0 (1250) et de $K_1^0 K_1^0$ (1068) dans l'état final de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$.

TABLE VI - 1 (a)

Solution I

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	N ^b d'événements
K [*]		0,53*	0,00*	25*
K π ($\ell = 0$, I = 1/2)	A ₀₁ ⁺	1,19*	0,78*	130*
K $\bar{K}$ (1280)		0,68*	0,86*	42*
K $\bar{K}$ (1000)		0,81*	- 0,61*	60*
K [*]				
K π ($\ell = 0$, I = 1/2)	A ₁₀ ⁺	0,48	- 0,85	21 $\pm$ 10
K π ($\ell = 0$, I = 3/2)		1,52	- 2,00	210 $\pm$ 40
K π ($\ell = 0$, I = 3/2)		2,30	2,09	450 $\pm$ 100

$\chi^2 = 60$, nombre de degrés de liberté : 39

K^{*0} M = 895 MeV $\Gamma = 45$ MeV
 K $\bar{K}$ (1280) M = 1280 MeV $\Gamma = 100$ MeV
 K $\bar{K}$ (1000) M = 1000 MeV $\Gamma = 70$ MeV

$a_{1/2}$ (K π) = 0,3 f

$a_{3/2}$ (K π) = -0,3 f.

TABLE VI - 1 (b)

Solution II

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	N ^b d'événements
K^*		0,62 *	0,00 *	33 *
$K\pi$ ($\ell = 0, I = 1/2$)		1,16 *	1,71 *	117 *
$K \bar{K} (1280)$	A_{01}^+	0,70 *	1,06 *	42 *
$K \bar{K} (1000)$		0,48 *	3,19 *	20 *
K^*		0,22	- 0,69	4 $\pm$ 4
$K\pi$ ($\ell = 0, I = 1/2$)	A_{10}^+	0,82	2,36	58 $\pm$ 12

$\chi^2 = 87$, nombre de degrés de liberté : 41

K^*	$M = 895 \text{ MeV}$	$\Gamma = 45 \text{ MeV}$
$K \bar{K} (1280)$	$M = 1280 \text{ MeV}$	$\Gamma = 90 \text{ MeV}$
$K \bar{K} (1000)$	$M = 990 \text{ MeV}$	$\Gamma = 85 \text{ MeV}$

$a_{1/2} (K \pi) = - 0,4 \text{ f}$

TABLE VI - 1 (c)

Solution III

Interaction	Amplitude	ρ	ϕ	N ^b d'événements
K^*		0,63*	0,00*	35*
$K\pi$ ($\ell = 0, I = 1/2$)	A_{01}^+	1,40*	0,36*	172*
$K \bar{K}$ (1280)		0,71*	1,27*	44*
$K \bar{K}$ (1000)		0,95*	2,01*	79*
K^*		0,66	5,19	37 $\pm$ 16
$K\pi$ ($\ell = 0, I = 1/2$)	A_{10}^+	2,08	2,90	350 $\pm$ 70
$K\pi$ ($\ell = 0, I = 1/2$)		0,69	1,04	40 $\pm$ 20

$\chi^2 = 55$, nombre de degrés de liberté : 39

K^{*0} $M = 895 \text{ MeV}$ $\Gamma = 45 \text{ MeV}$
 $K \bar{K}$ (1280) $M = 1280 \text{ MeV}$ $\Gamma = 100 \text{ MeV}$
 $K \bar{K}$ (1000) $a_0 (K \bar{K}) = 2 \text{ f}$
 $a_{1/2} (K \pi) = 0,3 \text{ f}$
 $a_{3/2} (K \pi) = -0,3 \text{ f}$

CONCLUSION

-:-

Nous pensons que cette étude montre l'importance des phénomènes d'interférences entre les amplitudes de transition, reliées aux diverses interactions possibles dans l'état final des réactions $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$. Ces interférences sont de trois sortes ; toutes les trois sont nécessaires pour expliquer la densité du diagramme de Dalitz.

- Interférences entre les amplitudes de production de résonances non dues à la statistique de Bose ; cet effet est localisé, dans la zone de recouvrement des bandes de résonance, sur le diagramme de Dalitz - (Interférences du type $K \bar{K} (1280) - K^*$)

- Interférences entre les amplitudes de transition dues à la statistique de Bose. (Interférences du type $K \pi - \bar{K} \pi$, $K^{*+} - \bar{K}^{*+}$).

- Interférences entre les amplitudes de transition d'isospin total $I = 0$ et $I = 1$, créant une assymétrie de la densité du diagramme de Dalitz dans l'échange des K (dans le cas de la réaction (1)). C'est l'observation expérimentale de ces effets d'interférence, qui nous a conduit à développer le modèle exposé au chapitre II.

Nous avons, d'autre part, démontré, qu'il était impossible de rendre compte de la "bosse" au seuil observée dans le système $K_1^0 K_1^+$, par quelques effets d'interférences que ce soit.

Ce phénomène $K \bar{K}$ au seuil peut être représenté par une longueur de diffusion réelle, dont nous n'avons pu déterminer le signe : $|a_0(K \bar{K})| = 2_{-0,3}^{+4}$ fermi.

La production de K^* dans les diverses voies possibles a été presque complètement déterminée : l'état initial 3S_1 $I = 1$ contribue de manière prépondérante à la production de K^* , nous ne pouvons toutefois donner qu'une limite inférieure de cette contribution :

$$\begin{aligned} f_{K^*K}^{+0} &= (8,0 \pm 1,7) \times 10^{-4} \\ f_{K^*K}^{+1} &= (6,2 \pm 2,9) \times 10^{-4} \\ f_{K^*K}^{-0} &= (1,7 \pm 1,2) \times 10^{-4} \\ f_{K^*K}^{-1} &\geq (22,3 \pm 2,1) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

En plus du K^* , nous observons la production d'une résonance $K \bar{K}$, de masse $M = 1280 \pm 12$ MeV et de largeur $\Gamma = 90$ MeV ; ses nombres quantiques les plus probables sont $I^G J^P = 1^- 2^+$.

Nous pensons devoir identifier cette résonance avec le méson A_2 (1300).

Comme pour le K^* , nous pouvons donner les taux d'annihilation en $A_2 \pi$ du système $\bar{p} p$; seuls les états initiaux 1S_0 $I = 0$ et 3S_1 $I = 1$ peuvent contribuer :

$$\begin{aligned} f_{A_2\pi}^{+0} &= (10,7 \pm 1,8) \times 10^{-4} \\ f_{A_2\pi}^{-1} &= (1,4 \pm 0,6) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

Enfin, un fond important en onde S (taux d'annihilation de l'ordre de 40×10^{-4}) peut être représenté, en dehors de l'interaction $K \bar{K}$ au seuil, par de faibles interactions au seuil dans les systèmes $K \pi$ $|a_{K \pi}| < 1$ fermi. Les résultats concernant le K^* et le $K \bar{K}$ (1280) sont indépendants des représentations choisies pour ce fond en onde S.

A P P E N D I C E

L'AMPLITUDE DE DIFFUSION $K \bar{K}$ AU VOISINAGE DU SEUIL

--:-

1 - PROPRIETES ANALYTIQUES DES AMPLITUDES D'ONDES PARTIELLES DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

Nous nous référons au cours des Houches (1965) (réf. A - 1). Nous considérons le cas de la diffusion $K \bar{K}$, pour laquelle nous supposons que la différence de masse du K^0 et du $K^\pm$ est négligeable : $m_{K^0} \approx m_{K^\pm} = \mu$.

L'impulsion relative des deux K est reliée au carré de la masse invariante $K \bar{K}$, $s_{K \bar{K}}$ par :

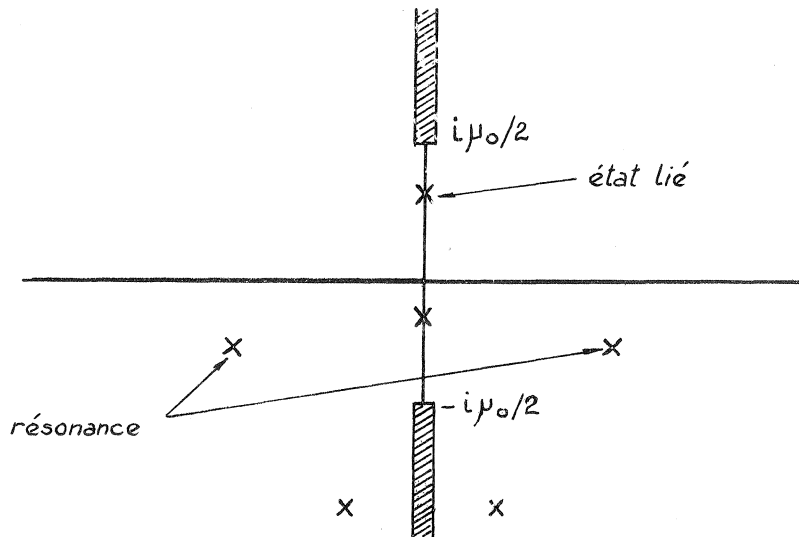
$$s_{K \bar{K}} = 4 (k^2 + \mu^2) \quad (1)$$

On démontre (réf. A- 1) que l'amplitude d'onde partielle $A_l(k)$ est une fonction méromorphe (i - e analytique, excepté des pôles possibles) dans le plan de la variable complexe k , coupé de $+\frac{i\mu_0}{2}$ à $+i\infty$ et de $-\frac{i\mu_0}{2}$ à $-i\infty$ (*) (fig. A - 1). On montre alors que dans le demi-plan supérieur ($\text{Im } k > 0$), les

(*) La constante μ_0 intervient, lorsqu'on suppose que le potentiel est du type

$$\text{Yukawa : } V(r) = \int_0^{+\infty} \sigma(\mu) \frac{e^{-\mu r}}{r} d\mu$$

pôles ne peuvent être qu'imaginaires purs et correspondent dans ce cas à des états liés en-dessous du seuil ($k^2 < 0$) ; comportement de la fonction d'onde $u_l(r)$ en $e^{-|k|r}$.



Analyticité de l'amplitude d'onde partielle

Fig. A - 1

Dans le demi-plan inférieur ($\text{Im } k < 0$), les pôles sont ou bien imaginaires purs (états virtuels), ou bien symétriques par rapport à l'axe imaginaire ; les pôles voisins de l'axe réel peuvent s'interpréter comme des résonances (états liés ayant une énergie complexe, $i - e$, se désintégrant avec le temps).

On peut transposer les propriétés analytiques de $A_l(k)$ dans le plan complexe de la variable $v = k^2$. Ce changement de variable introduit une ambiguïté sur le choix de la racine carrée de k^2 . On prend la convention de choisir pour "physique" la racine carrée telle que $\text{Im } k > 0$. Si $\text{Im } k = 0$, on choisit $\Re k > 0$. L'autre racine est appelée "non physique". Corrélativement, au plan k , correspondent deux feuilletts de Riemann, dans le plan $v = k^2$, se coupant le long de l'axe réel (le feuillet physique et le feuillet non physique)(fig. A-2).

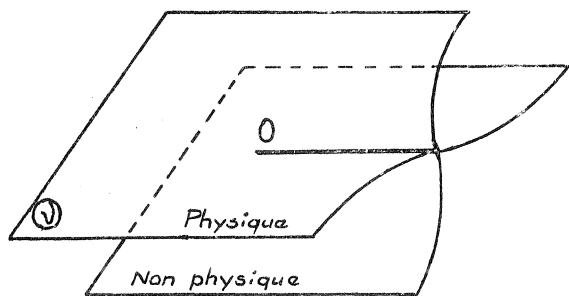


Figure A - 2

Les deux feuillets de Riemann

Les propriétés analytiques de la figure A - 1 se transposent immédiatement (fig. A - 3).



Feuille physique

Feuille non physique

Fig. A - 3

En dehors des coupures de gauche (left hand cuts "lhc") et de la coupure de droite (right hand cut "rhc"), $A_{\nu}(\nu)$ peut avoir des pôles, correspondant à des états liés sur le feuillet physique, à des états virtuels ou des résonances sur le feuillet non physique.

2 - REPRESENTATIONS DE L'AMPLITUDE $K \bar{K}$ AU VOISINAGE DU SEUIL (Réf. A - 2)

Nous ne considérerons que le cas d'une onde S ($l_K \bar{K} = 0$) ; le domaine d'analyticité de $A_0(v) = \sqrt{\frac{v + \mu^2}{v}} e^{i\delta} \sin \delta$ (1) au voisinage du seuil ($v = 0$) est représenté sur la figure A - 4.

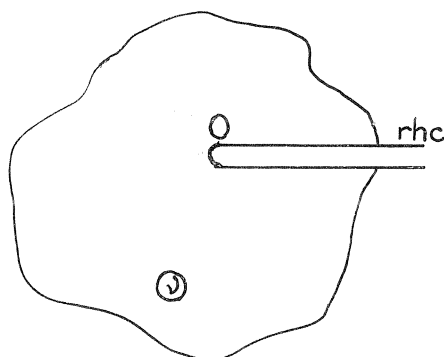


figure A - 4

La discontinuité sur la coupure "rhc" est donnée par l'unitarité

$$A_0(v + i\epsilon) - A_0(v - i\epsilon) = 2i \operatorname{Im} A_0(v) = 2i \rho(v) |A_0(v)|^2 \quad (2)$$

nous avons posé $\rho(v) = \sqrt{\frac{v}{v + \mu^2}}$ (3)

Nous cherchons une expression pour représenter $A_0(v)$, qui possède la propriété analytique (2) de $A_0(v)$. Pour ceci, il est commode d'introduire la fonction auxiliaire,

$$R_0(v) = \frac{A_0(v)}{1 + i \rho(v) A_0(v)} = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\rho(v)} \quad (3)$$

En effet, cette fonction est analytique dans un petit domaine, entourant l'origine (pas de coupure).

$$R_0(v + i\epsilon) - R_0(v - i\epsilon) = 0 \quad (5) \quad (v \text{ réel})$$

Pour démontrer (5), il suffit d'utiliser (2) et de tenir compte de la discontinuité de $\rho(v)$ sur la coupure "rhc"

$$\rho(v + i\epsilon) = -\rho(v - i\epsilon) \quad (v \text{ réel})$$

Inversant la relation (3), on peut exprimer $A_0(v)$ en fonction de $R_0(v)$

$$A_0(v) = \frac{R_0(v)}{1 - i \rho(v) R_0(v)} \quad (6)$$

On est alors conduit à chercher les expressions analytiques simples pour représenter $R_0(v) = \frac{\operatorname{tg} \delta}{\rho(v)}$

1°) $R_0(v) = \text{cte} = a$

Soit $\rho \cotg \delta = \frac{1}{a}$, a est à identifier à la longueur de diffusion dans l'approximation de portée effective nulle ; on trouve :

$$A_0(v) = \frac{a}{1 - i \rho(v) a} = \frac{\text{cte}}{1 - i a_0 \sqrt{v}} \quad (9)$$

Car lorsque $v \rightarrow 0$ $\rho(v) \sim \frac{\sqrt{v}}{\mu}$, nous avons posé $a_0 = a/\mu$. On voit que dans ce cas $A_0(v)$ admet dans le plan $k = \sqrt{v}$ (fig. A - 1) un pôle purement imaginaire $\frac{-i}{a_0}$; d'où l'interprétation simple du signe de a_0 :

$a_0 > 0$	Etat lié au-dessous du seuil impossible
$a_0 < 0$	Etat lié au-dessous du seuil possible

2°) $R_0(v) = \frac{\gamma/2}{v_0 - v} \quad (10) \quad (\text{pôle à } v = v_0)$

On trouve
$$A_0(v) = \frac{+ \gamma/2}{v_0 - v - i \rho(v) \gamma/2}$$

soit
$$A_0(v) = \frac{\text{cte}}{s_{K\bar{K}} - s_C + 2 i \sqrt{v} \gamma_0}$$

Nous avons posé $\gamma_0 = \gamma/\mu$, $s_0 = 4(v_0 + \mu^2)$ et utilisé la relation $s_{KK} - s_0 = 4(v - v_0)$. Si v_0 est suffisamment différent de zéro et positif et si γ est suffisamment petit devant s_0 , on retrouve alors la formule usuelle de Breit et Wigner à "largeur constante" Γ_0 .

$$\frac{1}{s_{KK} - s_0 + i\sqrt{s_0}\Gamma_0} \quad (11) \quad \text{avec} \quad \Gamma_0 = \frac{2\sqrt{v_0}\gamma_0}{\sqrt{s_0}} \quad (12)$$

Dans le cas d'un pôle voisin du seuil, il est nécessaire d'utiliser la représentation à "largeur variable".

$$\frac{1}{s_{KK} - s_0 + 2i\sqrt{v}\gamma_0} \quad (13)$$

Notons que cette expression est formellement équivalente à l'expression de l'amplitude dans l'approximation de portée effective non nulle.

$$\rho \cotg \delta = \frac{1}{a} + \frac{1}{2} r v \quad (14)$$

$$\text{soit} \quad R_0(v) = \frac{-2/r}{-2/ar - v} \quad (15)$$

En identifiant (10) et (15), il vient

$$\gamma/2 = -2/r \quad v_0 = -2/ar$$

B I B L I O G R A P H I E

- 0 -

INTRODUCTION.

- (0, 1) - Pierre Rivet
Thèse de doctorat d'Université - Paris (avril 1964)
- (0, 2) - Paul Baillon
Thèse de doctorat ès-sciences Université de Paris (Juin 1965)

CHAPITRE I.

- (I, 1) - B. Aubert
Thèse de doctorat ès-sciences - Université de Paris (1963)
- (I, 2) - J. Duboc, A. Minten, S. Wojcicki, CERN Report 65-2
- (I, 3) - P. Baillon - D.E.S. Université de Paris (1962)
Etude de la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm en vue
de l'exploitation physique.
- (I, 4) - L'Onde Electrique - XLI, n° 147 - décembre 1961
Chambres à bulles françaises au CERN.
- (I, 5) - Référence (0, 1) p. 58
- (I, 6) - Référence (0, 2) p. 29

- (I, 7) - Bippin, R. Desai
- Proton antiproton annihilation in protonium
Phys. Rev. 119, p. 1385 (1960)
B. d'Espagnat
A proposed experimental test of the Day, Snow and Sucher
argument based antiproton annihilation into kaons.
Nuovo Cimento 20, p. 1217 (1961)
- (I, 8) - R. Armenteros et al.
Proceedings of the Geneva International Conference on
High Energy Physics, p. 90 (1962)
- Référence (O, 1) p. 94
- Référence (O, 2) p. 48
- (I, 9) - Référence (O, 1) p. 61
- (I, 10) - Référence (C, 2) p. 17
- (I, 11) - Moorhead "THRESH" - CERN report 60-33
- (I, 12) - R. Böck "GRIND" - CERN report 60-30, 61-29, 62-10
- (I, 13) - Référence (O, 2) p. 48
- (I, 14) - Référence (O, 2) p. 49

CHAPITRE II.

- (II, 1) - G.C. Wick
High Energy Physics, Les Houches 1965 (C. de Witt, M. Jacob,
ed.) Gordon and Breach, New-York (1965) p. 13
- (II, 2) - A.J. Macfarlane
Journal Math. Phys. 4, p. 490 (1963)

- (II, 3) - J. Gillespie
Final state interactions. p. 94
Holden Day, Inc. San Francisco (1964)

- (II, 4) - Ch. Zemach
Phys. Rev. 133, p. B 1201 (1964)

CHAPITRE III.-

- (III, 1) - Minros
Program Library - CERN D 504
- (III, 2) - L. Jauneau et D. Morellet
Notions de statistique et applications
CERN report 64-13 p. 66

CHAPITRE IV.-

- (IV, 1) - P. Baillon et al.
Further study of the E meson in antiproton-proton annihilations at rest.
(à paraître au Nuovo Cimento (1966))
- (IV, 2) - J. Barlow et al.
Experimental results on $\bar{p} p$ annihilations at 1,2 GeV/c with production of at least one K_1^0 meson.
(à paraître au Nuovo Cimento (1966))
- (IV, 3) - C. Baltay et al.
Phys. Rev. 142, p. 932 (1966)
- (IV, 4) - G. Goldhaber
Rapporteur's talk, Proceedings of the XIIIth Intern. Conf. on High Energy Physics (Berkeley 1966) p. 128

- (IV, 5) - Référence (IV, 4) p. 104
- (IV, 6) - R.H. Dalitz
Strange particles and strong interactions
Oxford University Press, London, 1962 - p. 60

CHAPITRE V.-

- (V, 1) - Référence (IV, 4) p. 110
- (V, 2) - P.V.C. Hough and B.W. Powell
A method for faster analysis of bubble chamber photographs
Nuovo Cimento, Série X, vol. 18, p. 1184-1191 (August 1960)
M. Bloch, M. Schiff
Programming for HPD and other flying spot devices
CERN report 63-34 p. 57

CHAPITRE VI.-

- (VI, 1) - Référence (IV, 4) p. 123

APPENDICE.-

- (A, 1) - M. Froissart
High Energy Physics, les Houches 1965
(C. de Witt, M. Jacob Ed.) Gordon and Breach, New-York 1965
p. 89
- (A, 2) - M. Jacob
Séminaire à l'Ecole des Houches (1965)

Remerciements,

Je prie Monsieur L. Leprince-Ringuet de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude. Je lui suis reconnaissant de m'avoir accueilli dans son laboratoire, où il a su faire régner un esprit dynamique et une atmosphère de collaboration amicale entre les physiciens.

A Monsieur A. Astier, je tiens à exprimer ma plus vive reconnaissance pour m'avoir permis de mener à bien ce travail dans le groupe de physiciens qu'il dirige au Collège de France. Je le remercie pour ses conseils, son enthousiasme, sa confiance.

C'est en compagnie de Monsieur L. Dobrzynski que j'ai été initié au travail de recherche ; son amitié durant ces quatre années passées au laboratoire m'a été un précieux soutien.

Je n'oublie pas que c'est Monsieur P. Baillon qui nous a enseigné les délicates techniques d'analyse utilisées en physique expérimentale des hautes énergies. Au cours de cet apprentissage, j'ai pu apprécier sa franche camaraderie, sa compréhension intuitive des phénomènes et ses qualités particulières de pédagogue.

Cette expérience est l'aboutissement d'un long et patient travail d'analyse auquel ont participé de nombreux physiciens et aide-physiciens, appartenant à des laboratoires différents ; que tous ceux qui ont participé à ce travail soient ici remerciés.

MM. L. Montanet et J. Iuboc qui dirigent les groupes du CERN et de l'Institut du Radium ont su faire régner avec M. A. Astier un excellent esprit de collaboration entre les physiciens ; je leur en exprime ma reconnaissance.

L'analyse de cette expérience a été réalisée par MM. C. d'Andlau, P. Baillon, A. Chemama, C. Defoix, L. Dobrzynski, J. Cohen-Ganouna, Mme J. Siaud du Collège de France, MM. J. Barlow, B. Maréchal, M. Tomas, Madame B. Conforto du CERN, MM. Baubillier, F. James, M. Goldberg, Mmes H. Briand, F. Lévy de l'Institut du Radium ; je tiens à leur exprimer ma reconnaissance pour le climat de bonne entente qu'ils ont su créer tout au long de ce travail.

MM. M. Baubillier, B. Maréchal, M. Tomas se sont plus particulièrement intéressés à la partie de l'expérience qui fait l'objet de cette thèse, je leur suis reconnaissant de leur contribution efficace et j'ai le sentiment que notre travail en commun a permis de développer les liens d'une amitié solide.

La chaîne de programmes de calcul que nous avons utilisée, a été mise au point par Madame J.C. Vergés, MM. P. Rivet et S. Wojcicki, secondés pour les tâches matérielles par Mademoiselle A. Le Guen, MM. Terranova et Billot. Je suis heureux de pouvoir les remercier pour le dévouement avec lequel ils se sont acquittés de cette tâche difficile.

Les opérations de dépouillement et de classement ont été effectuées au Collège de France par une équipe d'aide-physiciens comprenant : Mesdames C. Bastianelli, M. Taron, M.J. Renavand, Mesdemoiselles M.R. Quillien, D. Neubauer et Monsieur R. Delgado, assistés de Madame Leborgne, Mesdemoiselles C.J. Boursin, M. Durand, F. Moreau, M.L. Plancquel, A. Sauce, A. Teurtroy, Messieurs G. Bridet, J.F. Combes, A. Diouf, A. Florès, M. Gyori, A. Jaquemet, Le Tan, Maïga, J. Orillon, A. Paraiso, M. Soumana, Nguyen-Van, et A. Zemiri, je les remercie pour la gentillesse, l'attention et le dévouement dont ils ont fait preuve.

Je remercie, enfin, ceux qui ont participé à la réalisation matérielle de cette thèse ; la frappe et la mise en page de ce texte ont été assurées avec patience et compétence par Madame J. Térrié ; Monsieur C. Jadot en a effectué la polycopie et a réalisé les figures avec sa maîtrise habituelle.

Pour terminer, je veux remercier mon camarade J. Cohen-Ganouna, pour m'avoir constamment encouragé au cours de l'élaboration de cette thèse. Son

amitié et son efficacité pour résoudre les problèmes administratifs m'ont été d'un précieux secours.

J'exprime ma gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation sans laquelle ce travail n'aurait pu être accompli.

TABLE DES MATIERES

—•—

INTRODUCTION.-		1
CHAPITRE I.-	METHODE EXPERIMENTALE	5
	Conditions expérimentales	5
	Analyse des événements	6
	1 - Elimination des antiprotons en vol	6
	2 - Perte des V^0	7
	3 - Identification des événements	7
	4 - Taux de production	11
CHAPITRE II.-	METHODE THEORIQUE GENERALE D'ANALYSE DES REACTIONS $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi$ A L'ARRET	13
	1 - Décomposition en isospin	18
	2 - Décomposition en ondes partielles	25
	3 - Approximations utilisées pour l'expression de l'amplitude en fonction de l'énergie	31
CHAPITRE III.-	ETUDE DE LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ ANALYSE DU DIAGRAMME DE DALITZ	33
	1 - Description des phénomènes expérimentaux	33
	2 - Description des éléments de matrice utilisés	40
	3 - Méthode de moindres carrés. Solutions obtenues	49
CHAPITRE IV.-	LES REPRESENTATIONS POSSIBLES DU FOND. MISE EN EVIDENCE D'UNE INTERACTION $K \bar{K}$ AU SEUIL ($I_{KK} = 1$)	61
	1 - L'interaction $K \bar{K}$ au seuil	62
	2 - Les amplitudes $K \pi$ en onde S	75
CHAPITRE V.-	LES RESONANCES. DETERMINATION DES NOMBRES QUANTIQUES DE LA BOSSE $K \bar{K}$ A 1280 MeV. LA PRODUCTION DE K^*	81
	1 - La structure en $K \bar{K}$ à 1280 MeV	81
	2 - La production de K^*	89

CHAPITRE VI.-	ETUDE DE LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$	101
	1 - Résultats expérimentaux	102
	2 - Test de la compatibilité des deux réactions	109
CONCLUSION.-		117
APPENDICE.-	L'AMPLITUDE DE DIFFUSION $K \bar{K}$ AU VOISINAGE DU SEUIL	121
	1 - Propriétés analytiques des amplitudes d'ondes partielles de la diffusion élastique	121
	2 - Représentation de l'amplitude $K \bar{K}$ au voisinage du seuil.	124
BIBLIOGRAPHIE.-		127
REMERCIEMENTS.-		