

Série A, N° 1070

N° D'ORDRE 1093

CERN LIBRARIES, GENEVA

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

PIERRE RIVET

1^{re} THÈSE : Etude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt
dans l'hydrogène du type $K^0 \bar{K}^0$ et $K \bar{K} \pi$.
Etude du K^0 dans ces annihilations.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 11 Avril 1964 devant la Commission d'examen

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081111

MM. PERRIN

Président

LEHMANN

} *Examineurs*

ASTIER

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	CHOUARD	T Physiologie végétale.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés.	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).
PREVOST	T Chimie organique.	BRELOT	T Calcul différentiel et intégral.
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	NORMANT	T Synthèse organique.
TEISSIER	T Zoologie.	BÉNARD	T Chimie minérale.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	BUVAT	T Botanique (E.N.S.).
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.
MONNIER	T Physiologie générale.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
PIVETEAU	T Paléontologie.	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	KIRRMANN	T Théories chimiques.
LAFFITTE	T Chimie générale.	CHADEFAUD	T Botanique.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
COULOMB	T Physique du Globe.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
DRACH	T Zoologie.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie
EPHRUSSI	T Génétique.	GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).
RIVIÈRE	T Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	ROCH	T Géologie.
LUCAS R.	T Recherches physiques.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	TERMIER	T Géologie générale
ARNULF	T Optique appliquée.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
MORAND	T Physique enseignement.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	RIZET	T Génétique (Orsay).
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
PETIT	T Biologie maritime.	M ^{me} TONNELAT	T Physique théorique.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
GALLIEN	T Embryologie.	SOUCHAY	T Chimie générale.
EICHHORN	T Botanique.	AIGRAIN	T Electrotechnique générale.
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	BRUSSET	T Chimie systématique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie physique.	M. LÉVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
THELLIER	T Physique du Globe.		
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
PONCIN	T Mécanique générale.	PIAUX	T Chimie (M.P.C.).
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	BRUN	T Mécanique théorique des Fluides.
QUELET	T Chimie organique.	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay).
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
JUNG	T Géologie	COTTE	T Physique électricité.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	DUBOIS J.-E.	T Chimie organique.
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	OLMER	T Energétique générale.
DESTOUCHES	T Théories physiques.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
AMIEL	T Chimie générale.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
J.-P. MATHIEU	T Physique optique.	BROSSEL	T Physique atomique.
COUTEAUX	T Cytologie.	BUSER	T Physiologie comparée.
MAY	T Zoologie (Orsay).	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	CASTAING	T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	CURIEN	T Minéralogie et Cristallographie.
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).
JOST	T Physiologie comparée.	NOIROT	T Evolution des êtres organisés.
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathématique	PANNETIER	T Chimie générale.

POSSOMPES	T Zoologie.	CORABŒUF	T Physiologie animale (Orsay).
PÜLLMANN	T Chimie quantique.	DELLOUE	Physique de l'exosphère.
TEILLAC	T Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).	GORENFLOT	Botanique II (Orsay).
TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay).	HOUILLO	Biologie animale (P.C.B.)
VILLE	T Econométrie.	JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).	MALGRANGE	T Technique mathématique de la Physique (Orsay).
DODE	T Chimie (Orsay).	OLIVIER	Antropologie.
FREYMAN	T Recherches physiques.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
GUINOCHET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).	BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).
ROLLET	T Chimie minérale.	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
Mlle JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.)	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.	SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. féminine).
ARNOULT	T Electronique (Orsay).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
CHAPELLE	T Physique (Orsay).	KHIRY	T Mécanique céleste.
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).	ABELES	Physique (S.P.C.N.)
DENY	T Mathématiques générales (Orsay).	AMAT	T Physique (P.C.B.)
GERMAIN	T Mécanique théorie des Fluides.	AUBOIN	T Géologie.
LUCAS G.	T Géologie.	Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radio-activité (Orsay).
ALLARD	T Chimie Physique.	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BERTHELOT	T Physique des particules fondam. (Orsay)	BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.)
BRICARD	T Météorologie physique de l'atmosphère.	BRUNN	T Géologie historique (Orsay).
Mme ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie.	CHABBAL	T Physique (M.G.P.) (Orsay).
FRIEDEL	T Physique des Solides (Orsay).	DEHEUVELS	T Mathématique-Propédeutique
M. JULIA	T Etudes des Moléculaires naturelles complexes	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay).
LENDER	T Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	FURON	T Géologie (S.P.C.N.)
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	Mme GANS	T Génétique.
Mlle QUINTIN	T Electrochimie.	GENEVES	Biologie végétale (P.C.B.)
MONOD	T Chimie du métabolisme.	GUILBERT	Physique (CSU Orléans).
BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).	HUPE	Pétrographie.
DE POSSEL	T Analyse numérique.	HOLLANDE	T Biologie générale.
CHARLOT	T Chimie analytique.	LIONS	T Analyse numérique.
LEMEE	T Ecologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).	MAITTE	Chimie (P.C.B.)
GUERIN	T Chimie (M.P.C.) (Orsay).	MEYER	Physique-Propédeutique.
CHATELET	T Chimie (P.C.B.)	NICOLAS	Géologie appliquée.
JEAN	T Physique nucléaire (Orsay).	PANIGEL	Biologie générale.
MATTLER	T Physique (S.P.C.N.)	RAVIER	T Pétrographie.
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides.
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	ROUBINE	Electronique.
BOUSSIERES	T Radio-chimie	SILBER	T Chimie (P.C.B.)
Mme COUTURE	T Thermodynamique et Mécanique physique.	UEBERSFELD	T Electronique.
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du Globe.	YVON	T Théories physiques.
FRANC	T Biologie animale (P.C.B.)	HERVÉ	T Mathématiques.
SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).	NERON	T Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.	Mme PECKER-WIMEL	T Astrophysique
ACHER	T Chimie biologique (Orsay).	BALKANSKY	Physique (M.P.C.)
BAUDOIN	Biologie animale (P.C.B.)	LE CORRE	T Electricité
BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
BLAMONT	T Géophysique ionosphère.	GOURDIN	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
BOURREAU	T Botanique.	LEHMANN	T Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
CURIE D.	Physique (M.G.P.)	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
DURAND-DELGA	T Géologie.	ECHALIER	Biologie animale (P.C.B.)
FREON	T Chimie organique (Orsay).	BARRAUD	Physiologie cellulaire
HELLER	T Physiologie végétale.	LIORÉ	Physiologie végétale (Orsay).
TORTRAT	T Calcul des Probabilités.	DARS	Géologie struc. et Géologie appliquée
CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.	BLAQUIÈRE	Electronique (Orsay)
Mlle FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)	ARNOUS	T Physique théorique (Orsay)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T Mécanique analytique et Mécanique céleste	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
Mlle VEIL	T Physiologie générale.	MALLIAVIN	T Mathématiques Propédeutique (Orsay)
LWOFF	T Microbiologie.	GAUDEMAR	Chimie Propédeutique
SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.	PEREZ Y JORBA	Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
LACOMBE	T Métallurgie des Métaux nucléaires (Orsay).	DAVID	T Chimie (agrégation) (Orsay)
BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).	BROUSSE	T Mécanique théorique
CABANNES	T Mécanique générale.	ROSCH	T Astronomie
LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay).		
MAZET	T Mécanique générale (Orsay).		
CAIRE	Géographie physique et Géologie dynamique.		
COMOLET	T Mécanique des fluides.		

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN

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

Cette étude a pour objet l'analyse d'une partie des annihilations à l'arrêt d'antiprotons dans l'hydrogène liquide obtenues dans la chambre à bulles de 80 cm de Saclay, auprès du synchrotron à protons du CERN au cours des mois de Mai et Juin 1961. 150.000 photographies ont été prises et réparties entre différents laboratoires de la manière suivante :

- 27.000 photographies d'antiprotons d'énergie assez basse pour s'arrêter dans la chambre ont été confiées aux groupes de Padoue et d'Oxford pour l'étude des annihilations en mésons π ,
- 93.000 photographies du même type ont été partagées entre le CERN et le laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France, travaillant en collaboration à l'analyse des annihilations à l'arrêt comportant des mésons K.
- Le reste des photographies relatives à des antiprotons d'énergie plus élevée, entre 80 et 250 Mev d'énergie cinétique, ont été étudiées par des groupes des Universités de Trieste et de Rome.

L'une des caractéristiques des annihilations comportant des mésons K est la présence abondante du " K^{*0} ". Nous nous sommes limité à l'étude de cette résonance dans les événements à 3 corps $K\bar{K}\pi$, où l'un des K apparaît sous la forme d'un K_1^0 , seul type d'évènement à 3 corps que l'on peut détecter avec une bonne efficacité. La complexité de l'annihilation croît assez vite avec le nombre de particules produites, et il a paru nécessaire d'accroître notre statistique pour étudier l'ensemble des annihilations à 4 ou 5 corps. Une nouvelle expérience a donc été réalisée, dont l'analyse est en cours.

Après avoir rappelé brièvement les caractéristiques du dispositif expérimental, nous donnons au chapitre I un aperçu des résultats expérimentaux concernant le K^* obtenus au cours des dernières années. Les deux chapitres suivants sont consacrés à l'étude de certains problèmes concernant les mesures et les programmes de calcul que nous avons utilisés. Nous examinons en particulier le problème de la détermination des paramètres de l'appareillage expérimental, et nous recensons certaines des propriétés des programmes de reconstruction géométrique. Le chapitre IV décrit les différentes phases de l'analyse de nos événements, du dépouillement à la mesure ; nous donnons ensuite la répartition statistique des événements à V_1^0 ($K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ observé) suivant le nombre de particules K et π produites. Le chapitre V expose les principaux résultats obtenus notamment sur l'état de moment angulaire de l'annihilation à l'arrêt, où se manifeste une prépondérance de l'état S, et sur le spin de K^* , pour lequel notre expérience exclut la valeur 0, et se trouve bien compatible avec la valeur 1.

RAPPEL DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Faisceau.

Le faisceau a été décrit en détail dans la réf. (0, a).

Le but poursuivi était d'obtenir en moyenne 2 à 3 antiprotons, s'arrêtant un peu avant le milieu de la chambre à hydrogène ; cela fixait la quantité de mouvement à l'entrée à 396 Mev/c. La production d'antiprotons dans le synchrotron du CERN à cette énergie étant trop faible, il a fallu les prendre à une énergie plus grande, et placer un absorbeur à l'entrée de la chambre, ce qui a pour effet d'accroître la dispersion longitudinale et transversale des points d'arrêt dans la chambre. Un bon compromis a été réalisé en calculant le faisceau pour 600 Mev/c, et en utilisant un absorbeur de 21,4 g/cm de cuivre. Dans ces conditions, en maintenant la définition en impulsion du faisceau à $\pm 0,85\%$, on obtient une dispersion longitudinale de ± 6 cm, et une dispersion transversale du même ordre de grandeur.

La séparation en masses était effectuée au moyen de deux séparateurs électrostatiques conduisant à un affaiblissement des mésons π de $\frac{1}{8 \cdot 10^5}$, compte tenu de la perte naturelle par désintégration le long du faisceau ($\frac{1}{40}$). La contamination résiduelle, faite surtout de μ^+ , est négligeable.

Chambre à bulles à hydrogène de Saclay (CBH 81)

Cette chambre est décrite dans les références (O, b) et (O, c). Elle a la forme d'un parallélépipède, dont les dimensions sont à peu près 50 x 30 x 30 cm, fermé par deux demi-cylindres d'axe horizontal de 15 cm de rayon. L'entrée du faisceau se fait par une fenêtre ménagée dans la paroi de l'un des demi-cylindres. La chambre est placée dans un champ magnétique de 20.600 gauss avec des variations d'un point à un autre atteignant au maximum + 4% et - 5% dans le volume de la chambre. Une carte du champ a été relevée au moyen d'une sonde Hall, et la valeur absolue précise du champ en un point de référence mesurée par un appareil à résonance magnétique. La valeur du champ en un point quelconque du volume utile de la chambre est ainsi connue à 3/1000 près. Les fluctuations d'intensité au cours de l'expérience n'ont pas dépassé cette incertitude.

CHAPITRE I

RESULTATS CONCERNANT LE K^*

L'existence d'une particule de masse voisine de 880 Mev/c² se désintégrant en $K + \pi$ a été signalée pour la première fois par M. Good au congrès de Rochester 1960, au cours de la discussion qui suivit sa présentation de la résonance Y_1^* dans les événements $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^-$. Il signale en effet dans la même expérience (K^- de 1.15 Gev/c) une bosse incompatible avec l'espace de phase dans la distribution des masses effectives (K^0, π^-) des événements $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + p + \pi^-$ (Réf. 1, a).

Le phénomène était confirmé par le même groupe de physiciens quelque temps après (1, b).

L'étude du groupe de Berkeley est clairement en faveur de la valeur 1/2 pour le spin isotopique de la résonance K^* ; en effet dans la comparaison des voies

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

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

Le rapport de branchement $R = \frac{K^* \rightarrow K^- \pi^0}{K^* \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-}$ est tel que

$$R = 1/2 \text{ si le spin isotopique est } 1/2$$

$$R = 2 \quad \quad \quad 3/2$$

La valeur expérimentale est $R = 0,75 \pm 0,35$, excluant la deuxième hypothèse. L'analyse de la distribution angulaire du K produit dans la désintégration du K^* , par rapport à la direction du K^- incident, donne des indications sur le spin. L'étude est faite dans l'hypothèse où le K^* est produit dans l'état S; on se trouve en effet assez près du seuil de la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^{*-} + p$. Alors les

règles de sélection limitent assez étroitement les possibilités dans l'état final. En effet si S est le spin du K^* , le moment angulaire total ne peut être que $J = S - 1/2$ ou $S + 1/2$, et sa projection sur l'axe de quantification choisi est nécessairement $\pm 1/2$. Par conséquent la décomposition en moments cinétiques propres du K^* et du proton (moment relatif nul par hypothèse) conduit aux fonctions d'ondes :

$$\begin{aligned} |S - 1/2, + 1/2\rangle &= a_- |0, + 1/2\rangle + b_- |+ 1, - 1/2\rangle \\ |S + 1/2, + 1/2\rangle &= a_+ |0, + 1/2\rangle + b_+ |+ 1, - 1/2\rangle \end{aligned}$$

où a_- , b_- , a_+ et b_+ sont les coefficients de Clebsch-Gordan appropriés. La fonction d'onde de l'ensemble est une superposition d'ondes $S - 1/2$, $S + 1/2$ avec des coefficients A et B inconnus, la fonction d'onde du K^* est donc une superposition d'ondes Y_S^0 , Y_S^1 avec des coefficients α , β liés aux précédents. On en déduit la distribution angulaire cherchée

$$I(\theta) = |\alpha Y_S^0|^2 + |\beta Y_S^1|^2 \text{ avec } |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

Il y a lieu de noter que par la conservation de la parité, le moment angulaire total $J = S - 1/2$ correspond pour l'état initial à un moment angulaire orbital $L = S - 1$, tandis que $J = S + 1/2$ correspond à $L = S + 1$.

Si $S = 0$, la distribution $I(\theta)$ est isotrope.

Si $S = 1$, $I(\theta) = \alpha^2 \cos^2\theta + \beta^2 \frac{\sin^2\theta}{2}$, mais on se rapproche de l'isotropie si l'onde $s_{1/2}$ est prédominante dans l'état initial, vis-à-vis de l'onde $d_{3/2}$.

Si $S > 1$, on peut étudier la valeur moyenne de $\cos^2\theta$

$$\langle \cos^2\theta \rangle = \frac{2 S^2 + 2 S - 3 + 2 |\alpha|^2}{4 S^2 + 4 S - 3}$$

La valeur expérimentale est $\langle \cos^2\theta \rangle = 0,27 \pm 0,05$

La formule ci-dessus montre que dès que $S > 2$, $\langle \cos^2\theta \rangle > 0,43$, ce qui écarte de telles valeurs pour le spin du K^* .

De plus la distribution expérimentale est très voisine de l'isotropie, ce qui incite à penser que le spin est plutôt 0, mais ne permet pas d'exclure

la valeur 1 d'après la remarque précédente.

Signalons que, à la même époque un théoricien, Tiomno, tentait d'expliquer l'émission des Λ^0 vers l'arrière dans le système du centre de masse de l'interaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ par l'échange d'une particule K^1 de masse voisine de la somme des masses K et π ; le calcul était en faveur d'une particule scalaire (1, c).

Le K^* est également observé dans une expérience d'annihilation d'antiprotons de 1,61 et 1,99 GeV/c en $K\bar{K}$, $n\bar{n}$ dans la chambre à hydrogène de 72" de Berkeley (Réf. 1, d).

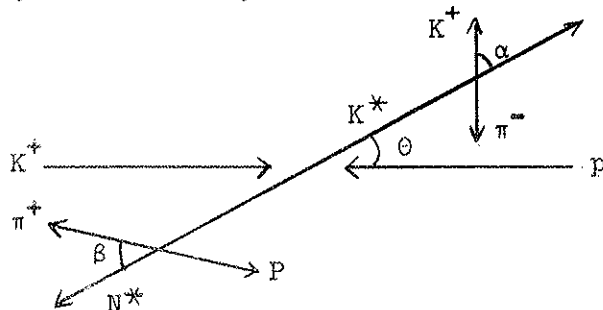
La statistique est trop pauvre (286 événements) pour que soit affirmé la présence du K^* ; cependant venant après l'expérience précédente, la déviation de la distribution des masses effectives ($K\pi$) par rapport à l'espace des phases s'interprète bien par la production de K^* .

Au cours de l'année 1962, diverses expériences, ont confirmé l'existence du K^* et précisé ses caractéristiques.

Nous donnons la liste de ces expériences dans le tableau (I, 1) avec les principaux résultats auxquels elles sont parvenues.

A la Conférence Internationale de Physique des Hautes Energies de Juillet 1962, le groupe de Berkeley confirmait son résultat antérieur sur le spin (Réf. I, i) (spin inférieur à 2) et nous apportons une information nouvelle en excluant le spin zéro à plus de 2 écarts. Le spin ne pouvait donc être que 1. Ce résultat a été confirmé peu de temps après par un deuxième groupe de Berkeley dans la réaction $K^+P \rightarrow K^+P\pi^+\pi^-$ obtenu dans une chambre à hydrogène liquide placée dans un faisceau de K^+ de 1,96 GeV/c auprès de l'A.G.S. de Brookhaven (Réf. I, m).

En effet, un grand nombre des événements étudiés par ce groupe s'interprètent comme une double résonance $K^+ + p \rightarrow K^{*0} + N_{33}^{*++}$, et pour beaucoup d'entre eux la direction du K^{*0} est voisine de celle du K^+ incident ; dans un tiers des cas $0,8 < \cos^2\theta < 1$, θ étant l'angle indiqué sur la figure.



Référence	Réaction	Masse (Mev/c)	Γ (Mev)	Spin
I, b	$K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$ (1,15 GeV/c)			< 2
I, d	$p p \rightarrow K \bar{K} n \pi$			
I, e	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi K$ (1,89 GeV/c)	~ 870		
I, f	$\pi p \rightarrow \Lambda \pi K$ (2 GeV/c)	880	60	
I, g	$K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$ (1,45 GeV/c)	~ 900	~ 60	
I, h	$K^+ p \rightarrow K^* + N_{33}^*$			
I, i	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$ (1,22 GeV/c)	890,4	47	< 2
I, j	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$ (1,47 GeV/c)	~ 885	~ 60	
I, k	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0 \pi^0$ (2 GeV/c)	897 ± 10	30 ± 10	
I, l	$\bar{P} P \rightarrow K \bar{K} n \pi$ (à l'arrêt)	~ 885	~ 55	$\neq 0$
I, m	$K^+ p \rightarrow K^* + N_{33}^*$			$\neq 0$

Tableau (I, 1)

Cette circonstance permet d'utiliser la méthode d'Adair pour étudier le spin du K^* . La distribution dans le centre de masse du K^* de l'angle α du K^+ de désintégration avec la ligne de vol du K^* est très éloignée de l'isotropie, et bien représentée par une loi en $\cos^2\alpha$. Ce résultat confirme le nôtre en excluant le spin 0. De plus la valeur 1 paraît favorisée lorsque on étudie la distribution de l'angle β du π^+ provenant du N^* conjointement avec celle de l'angle α . En effet si le spin du K^* est 1, sa projection sur l'axe de référence est +1, 0 ou -1, valeurs auxquelles sont associées nécessairement des projections -1/2, 1/2, et 3/2 du spin du N^* . L'expérience montre que la distribution en $\cos^2\alpha$ de la désintégration du K^* s'accompagne d'une distribution de β en $1 + 3 \cos^2\beta$ qui est précisément celle qu'on attend pour la désintégration du N_{33}^* , dans le cas où l'analyse d'Adair est valide, si le spin du K^* est 1. Autrement dit l'expérience est compatible avec un complet alignement du spin du N_{33}^* : $C_{3/2} = 0$.

En résumé l'étude du spin isotopique dans les réactions de production du K^* et de sa désintégration forte en $K\pi$ a montré assez rapidement l'existence de deux doublets K^* , $\bar{K}^*$ analogue au doublets K , $\bar{K}$. Il a été plus difficile de préciser son spin, l'accord est fait maintenant sur la valeur 1. Enfin, comme pour toutes les résonances larges, les évaluations de sa masse et de sa largeur dépendent beaucoup des conditions de la réaction de production (espace des phases disponible, moment angulaire, interférences éventuelles avec d'autres voies). C'est ce qui explique la dispersion des résultats figurant au tableau (I, 1).

CHAPITRE II

GENERALITES SUR LES MESURES

En dehors de la connaissance spécifique du faisceau, toute l'information dont on dispose dans une expérience de chambre à bulles classique se résume en une information de type géométrique concernant des points ou des traces associée à la connaissance du champ magnétique dans lequel est plongée la chambre, et à une information complémentaire donnée par la mesure de l'ionisation des traces qui est liée à leur vitesse et à leur masse. Dans ce chapitre nous insistons surtout sur les mesures géométriques et les facteurs qui influent sur leur précision.

Il serait certes utile de faire une analyse complète des limites que l'ensemble du dispositif expérimental, au sens large du terme, c'est-à-dire la chambre à bulles, le système optique et le traitement ultérieur du film, apporte à la précision et à la qualité des mesures. Nous nous contentons ici de préciser le rôle des seuls paramètres caractérisant l'optique, qui interviennent directement dans les calculs de reconstruction géométrique. En général, l'influence de ces diverses sources d'erreurs sur les mesures a un caractère systématique, et il importe de comparer ces erreurs systématiques aux erreurs statistiques dues à l'instrument de mesure des clichés ("IEP"). Il faut aussi examiner, le cas échéant, s'il est possible d'améliorer la connaissance de ces paramètres pour exploiter au mieux la capacité de mesure du IEP, ce qui amène à s'intéresser au problème de leur mesure.

Instrument de mesure des clichés.

L'appareil que nous avons utilisé était un appareil classique du type Enetra 110 construit par la Société SOM (Réf. II, a). Il comporte un dispositif de pointage manuel prévu pour fournir une précision locale de 2μ ; le pointage est facilité par un système de "grossissement" électronique. Les déplacements de

la platine portant le film sont enregistrés sur un codeur par l'intermédiaire d'un ruban métallique solidaire de la platine et s'enroulant sur un tambour relié au codeur par des engrenages de démultiplication. Nous ne discuterons pas ici les avantages et les inconvénients de cette solution technique. La précision réelle en cours de fonctionnement, compte tenu d'un faible jeu des organes mécaniques, a été évaluée à 3μ pour le point courant d'une trace, et 5μ pour un point physique caractéristique. Ces précisions sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans d'autres laboratoires avec des appareils analogues ; elles constituent donc une bonne base de référence pour l'évaluation des autres erreurs.

I - DESCRIPTION DU DISPOSITIF OPTIQUE

La présence des enceintes successives qui entourent la chambre à bulles proprement dite rend le dispositif optique assez complexe.

En ce qui concerne la CBH 80 (Réf. 0, b) on rencontre successivement en cheminant vers la chambre à partir d'un appareil de prise de vue, un hublot d'étanchéité constituant une lame à faces parallèles, un hublot thermique, la glace avant de la chambre, enfin l'hydrogène liquide. Tenir compte de la position et des caractéristiques exactes de chacun de ces éléments alourdirait considérablement les programmes de calcul ; il faudrait aussi être capable de faire des mesures très fines de leurs positions respectives et de leur déplacements par exemple pendant la mise en froid ; or les seuls accès dont on dispose sont les "regards" constitués par les séries de hublots, ce qui rend de telles mesures très délicates.

Devant ces difficultés on est pratiquement contraint d'adopter le point de vue suivant : on évalue par des calculs approximatifs l'influence de chaque paramètre sur la mesure élémentaire des coordonnées d'un point de la chambre. Pour un grand nombre d'entre eux il est possible de rendre leur contributions à l'erreur inférieure à un certain seuil, lui-même fixé suffisamment bas vis-à-vis de l'erreur provenant du "IEP". Il s'agit la plupart du temps d'éléments dont les caractéristiques varient peu, par exemple la position des hublots ou le parallélisme et la planéité des faces des glaces de la chambre. Mais on s'efforce d'inclure dans cet ensemble tous les éléments dont on contrôle difficilement les variations pendant l'expérience, ceci en

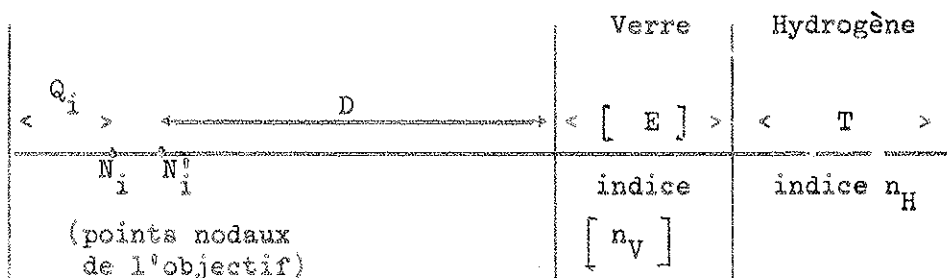
soignant leur construction : plan d'appui des films, position de la chambre par rapport au support des appareils de prise de vue, etc.

Tous les paramètres dont on a ainsi limité la contribution à l'erreur sont alors "gelés" dans leur valeur théorique, ce qui simplifie beaucoup la description du système. On aboutit ainsi à un "schéma optique idéal" défini par un nombre restreint de paramètres, qu'on s'efforce de déterminer au mieux par un ensemble de mesures et on oublie les autres. Tant que les résultats obtenus à partir de ces valeurs sont cohérents, il n'y a pas lieu de remettre en cause le schéma idéal.

Le schéma optique idéal adopté ici possède les propriétés suivantes :

- 1) les plans des surfaces de séparation entre deux milieux d'indices différents sont parallèles entre eux et au plan d'appui du film au moment de la prise de vue (l'axe perpendiculaire à ces plans est pris comme direction de référence OZ).
- 2) les épaisseurs de verre traversées le long des trajets parallèles à OZ à partir de chaque caméra sont égales.

Ces propriétés sont très avantageuses ; en effet dans ces conditions le trajet dans la chambre d'un rayon partant du centre optique (ou du point nodal objet) d'un objectif n'est pas affecté par une translation d'une lame de verre parallèle à OZ. Le système se réduit donc au schéma suivant en ce qui concerne la suite des milieux traversés.



La distance des points nodaux N_i N'_i ne joue aucun rôle pourvu qu'on affecte une distance image Q_i distincte à chaque caméra. D'autre part les fluctuations de la distance D d'une caméra à l'autre sont négligeables. Les éléments encadrés sur la figure, épaisseur du verre E et son indice n_V font partie des paramètres bien déterminés à valeur fixée dans le schéma idéal.

Il s'agit maintenant de recenser l'ensemble des paramètres nécessaires pour décrire le système idéal, ensemble qui dépend beaucoup des méthodes de mesure et des programmes de calcul employés. Le mieux est de former la liste des paramètres les plus couramment utilisés, sachant qu'ils ne sont pas tous simultanément nécessaires pour la description du système. Nous incluons dans cette liste un ensemble de marques de références, en supposant qu'elles sont situées sur les faces des glaces avant et arrière de la chambre en contact avec l'hydrogène, comme c'est le cas pour la CBH 81.

Caractéristiques géométriques

Nous admettrons qu'on rapporte toutes les coordonnées à un repère lié aux croix de référence de la glace avant. Les axes XOY sont dans le plan de ces croix, et l'axe OZ est l'axe de référence défini plus haut.

On a besoin de déterminer :

1) en projection sur le plan XOY

- les coordonnées des croix avant (AV)
- les coordonnées des croix arrière (AR) dans leur système propre, ces coordonnées peuvent être mesurées avec une très bonne précision
- la position de la figure des croix AR par rapport à XOY : déplacement défini par 3 paramètres
- les coordonnées des centres optiques C_1, C_2, C_3 , soit, pour les 3 caméras de la CBH 80, 6 coordonnées, ou encore 3 distances entre centres optiques + 3 paramètres situant le triangle des centres dans le plan XOY ;

2) en projection sur OZ

- les distances centre optique - plan image pour chaque caméra : Q_1, Q_2, Q_3
- les distances moyennes des centres optiques à la face externe du verre : D ,
- la profondeur de la chambre : T .

Caractéristiques purement optiques

- Indice de l'hydrogène : n_H

Il faudrait également prévoir ici des paramètres caractérisant les distorsions d'image produites par les objectifs, qui travaillent parfois à grand angle. En fait on ne peut rien dire de général sur la meilleure manière

de les prendre en compte ; d'autre part ces distorsions peuvent être étudiées séparément ; il suffit donc de ne pas oublier leur existence.

Dans les calculs qui suivent, nous rangeons globalement sous le symbole $\Sigma \alpha_j$ l'ensemble des paramètres qui n'ont pas été pris en compte dans le schéma optique idéal.

II - RECONSTRUCTION D'UN POINT DONT ON A MESURE DEUX IMAGES - (POINT ISOLE)

Nous calculons dans ce paragraphe les répercussions des erreurs de pointé au IEP sur la détermination des coordonnées d'un point de l'espace, en supposant bien entendu les paramètres du système optique parfaitement connus. Ces erreurs statistiques nous serviront ensuite de bases de comparaison pour les erreurs systématiques engendrées par les incertitudes sur les paramètres.

Les méthodes utilisées pour reconstruire un point de l'espace à partir de la mesure de ses images sont toujours très voisines de la suivante.

- 1) Sur chaque vue on mesure au IEP les coordonnées de l'image du point et des images d'au moins 2 croix de référence AV permettant de replacer le film dans la position qu'il occupait lors de la prise de vue.
- 2) On reconstruit les rayons optiques émanant du point à partir de ces images sur les différentes vues, et on détermine ce qu'on estime être leur meilleur point d'intersection. Dans d'assez larges limites le choix de l'estimateur de l'intersection influe peu sur la précision de la restitution. Nous ne le discuterons pas ici.

De même le rôle joué par le nombre des vues d'une part et le nombre des croix mesurées d'autre part est à peu près purement statistique. Nous nous limiterons au cas de 2 vues et de 2 croix.

Equations générales

Mathématiquement la méthode de reconstruction se traduit par les équations suivantes relatives à chaque caméra.

[M est l'une des croix de référence dont on a mesuré les images m_1 et m_2 au IEP (on connaît d'autre part la position théorique de ces images dans le plan image) ; P (X, Y, Z) est le point dont on a mesuré les images p_1 et p_2 au IEP.

$$G_1 \quad (\overrightarrow{OC_1}, Q_1, D, n_H, Z, \overrightarrow{MP}, \overrightarrow{om_1}, \overrightarrow{op_1}, \Sigma \alpha_j) = 0 \quad (G_1)$$

$$G_2 \quad (\overrightarrow{OC_2}, Q_2, D, n_H, Z, \overrightarrow{MP}, \overrightarrow{om_2}, \overrightarrow{op_2}, \Sigma \alpha_j) = 0 \quad (G_2)$$

En éliminant $\overrightarrow{MP}$, on obtient une équation en Z seul :

$$F_{12} \quad (Z, \dots) = 0 \quad (F_{12})$$

Equations réduites

Les effets de réfraction autres que le rapprochement apparent constituant l'approximation de Gauss sont suffisamment faibles pour qu'on puisse poursuivre le calcul d'erreurs dans le cadre de cette approximation.

On est alors ramené au schéma représenté par la figure 2, familière aux physiciens qui ont travaillé avec une chambre de Wilson, et les équations prennent la forme simple suivante (en supposant $Q_1 = Q_2 = Q$)

$$G_{(1 \text{ ou } 2)} \rightarrow \overrightarrow{MP} = \frac{D_0 + Z/n_H}{Q} \overrightarrow{mp_1(\text{ou } 2)} = g_z \overrightarrow{mp_1(\text{ou } 2)}$$

$$F_{12} \rightarrow \frac{D_0 + Z/n_H}{D_0 + Z/n_H - Q} = \frac{p_1 p_2}{c_1 c_2} = \frac{p_1 p_2}{B}$$

où l'on a posé

$$D_0 = D + \frac{E}{n_v}.$$

Erreurs statistiques

De la deuxième équation on tire, en différentiant ;

$$\frac{-d(Z/n_H)}{D_0 + Z/n_H - Q} = \frac{g_z - 1}{B} d(p_1 p_2)$$

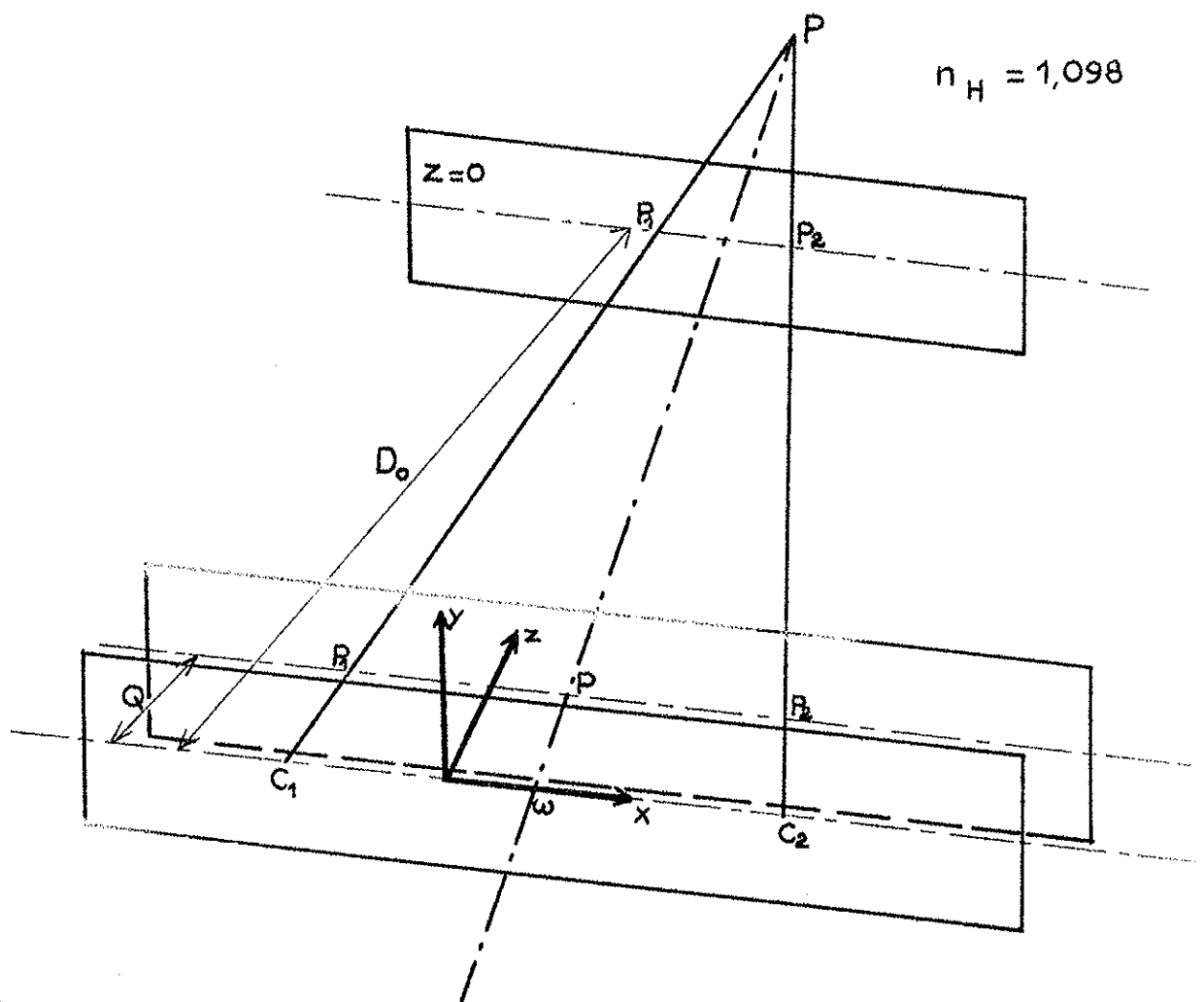
$$d(Z/n_H) = -(g_z - 1) K d(p_1 p_2) \text{ avec } K = \frac{D_0 + Z/n_H - Q}{B}$$

soit, en prenant l'axe $\vec{OX}$ parallèle à $C_1 C_2$ $d(Z/n_H) = -(g_z - 1) K d(x_1 - x_2)$

(K est lié à la convergence des rayons, tandis que g_z représente le grandissement dans le plan de cote Z)

Finalement, si ϵ est l'erreur de pointé IEP, l'erreur sur Z s'écrit

$$\sigma(Z/n_H) = (g_z - 1) K \epsilon \sqrt{2}$$



$$n_H = 1,098$$

Fig(II,2)

Reconstruction géométrique d'un
point à partir de ses 2 images dans
l'approximation de Gauss

$$\begin{aligned} D_0 &= 940 \text{ mm} \\ \text{CBH81} \quad Q &= 110 \text{ mm} \\ C_1 C_2 &\simeq 300 \text{ mm} \end{aligned}$$

Pour une erreur de pointé de 5μ , et avec les valeurs numériques relatives à la CBH 80 indiquées sur la figure 2, on obtient pour un point situé au milieu de la chambre ($Z = 160$ mm) :

$$g_z \approx 10 \qquad K = 3,6 \qquad \delta(Z) = 0,23 \text{ mm.}$$

Pour évaluer les erreurs en X et Y, il est commode d'écrire les relations G sous la forme équivalente :

$\vec{\omega P} = g_z \vec{\omega p}$, où ω est le milieu de $C_1 C_2$, et p le milieu de $p_1 p_2$. On obtient à un déplacement près :

$$X = g_z \frac{(x_1 + x_2)}{2}$$

$$Y = g_z \frac{(y_1 + y_2)}{2}$$

$$\text{d'où} \quad dX = g_z \frac{d(x_1 + x_2)}{2} + \frac{x_1 + x_2}{2} dg_z = g_z \frac{d(x_1 + x_2)}{2} + \frac{X}{g_z Q} d(Z/n_h)$$

L'erreur sur g_z , comme l'erreur sur Z, ne dépend que de $x_1 - x_2$. Par ailleurs on peut admettre que les erreurs sur x_1 et x_2 sont gaussiennes, centrées sur 0, et de même écart standard ; il en est alors de même pour les erreurs sur $(x_1 - x_2)$ et $(x_1 + x_2)$.

Donc les erreurs sur g_z et $x_1 + x_2$ sont indépendantes, et on peut écrire :

$$\sigma(X) \approx g_z \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} + \frac{X}{Q} K \epsilon \sqrt{2};$$

de même

$$\sigma(Y) \approx g_z \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} + \frac{Y}{Q} K \epsilon \sqrt{2}.$$

Pour un point moyen défini par X ou $Y \sim 150$ mm,

$$\delta(X) = \delta(Y) \approx 0,07 \text{ mm.}$$

On remarque que le 2ème terme, qui dépend de la position du point par rapport à la base, a une contribution non négligeable.

Erreurs systématiques dues au pointé des croix

Jusqu'ici nous n'avons pas tenu compte des erreurs de pointé des croix de référence. Ces erreurs vont entraîner pour tous les points mesurés sur le même cliché des déviations systématiques que nous nous proposons d'évaluer maintenant.

Plaçons-nous toujours dans le cas où l'on mesure 2 croix de référence seulement, et où la correspondance coordonnées "IEP" $\leftrightarrow$ coordonnées du plan image se fait au moyen d'un déplacement et d'un grandissement (donc d'une similitude). Remarquons que la présence d'un grandissement signifie que l'on admet implicitement que les mesures des croix de référence sur chaque cliché sont suffisamment précises pour mettre en évidence une éventuelle contraction du film ce qui ne semble pas justifié. Cependant, cette méthode de calcul a l'avantage de la simplicité mathématique. Les erreurs de pointé sur ces croix ont pour conséquence un petit déplacement parasite et une aberration de grandissement lors du passage du repère "IEP" au repère image. L'ensemble formant une similitude dont le centre est quelque part dans le plan, les déviations qui affectent les points mesurés sont directement proportionnelles à leur distance au centre de similitude mais la position de ce centre est évidemment entièrement aléatoire. Tout ce qu'on peut dire, c'est que les images des points voisins des croix sont affectés de déplacements parasites du même ordre que ceux des images des croix. Si donc on a pris la précaution évidente de mesurer des croix suffisamment distantes, ces déplacements ne sont jamais beaucoup plus grands.

Il est important de noter que les déviations étudiées ici ont un caractère continu. Ainsi deux rayons voisins sont affectés au premier ordre du même déplacement, mais cette cohérence se perd peu à peu lorsqu'ils s'éloignent l'un de l'autre.

Il suffit de se référer aux calculs ci-dessus pour voir que les erreurs de pointé sur les mesures des croix vont se traduire par des erreurs sur les coordonnées dans l'espace du même ordre de grandeur que les erreurs purement statistiques. Cependant là aussi la cohérence entre 2 points voisins sera conservée pourvu que l'estimateur d'intersection des rayons ne la détruise pas ; il semble en être ainsi avec les estimateurs utilisés habituellement.

On peut songer à réduire ces erreurs systématiques, soit en faisant plusieurs pointés de la même croix - mais on atteint rapidement le seuil de précision du IEP -, soit en mesurant un plus grand nombre de croix - on ne peut pas non plus aller très loin dans cette voie.

Conclusion

En résumé, l'erreur de pointé au IEP se traduit lors de la reconstruction d'un point dans l'espace par deux sortes d'erreurs : la première, sans corrélation d'un point à l'autre, est faite de deux termes, l'un presque constant, l'autre dépendant de la position du point par rapport à la base stéréoscopique choisie; la deuxième, du même ordre de grandeur, prend l'allure d'une erreur systématique à l'intérieur d'un événement donné ; deux points voisins sont affectés de deux erreurs presque identiques, et la différence s'accroît au fur et à mesure qu'ils s'éloignent l'un de l'autre.

III - MESURE DES PARAMETRES

Les résultats précédents fournissent une base de comparaison pour la précision qu'on doit rechercher dans la détermination des paramètres : rendre leurs contributions à l'erreur systématique voisines de celles de l'erreur de pointé est un objectif raisonnable. Nous verrons qu'il est difficile de faire mieux.

Nous nous contenterons de rechercher le seuil de précision ainsi défini pour le jeu de paramètres que fait explicitement intervenir notre propre programme de calcul, à savoir la position des centres optiques, la distance D , l'indice de l'hydrogène n_H . Nous les nommons dans la suite paramètres principaux.

En fait, ce choix est le plus courant, à quelques variantes près, et il semble naturel de faire intervenir explicitement dans les calculs des paramètres concrets dont le rôle dans la construction de l'image optique est clairement défini. Néanmoins on pourrait théoriquement opérer autrement, par exemple en rapportant toutes les mesures aux plans des croix de référence. Mais on voit bien dans ce cas qu'il faut bâtir des formules d'interpolation, et celles-ci réintroduisent au moins implicitement les paramètres principaux énumérés plus haut.

Les résultats que nous allons obtenir ont donc une portée assez générale ; nous verrons que dans la mesure des paramètres principaux on est amené de toutes façons à tenir compte de l'information provenant des autres paramètres.

1/ ESTIMATION DES PRECISIONS SOUHAITABLES.

Position en XOY des centres optiques

Revenons à la figure 2. Nous supposons maintenant que la mesure au IEP a été parfaite, c'est-à-dire que la mise en place sur la glace avant des croix, et des points P_1 , P_2 , traces des rayons issus de p_1 et p_2 , est rigoureusement exacte (bien que les positions de C_1 et C_2 soient affectées d'erreurs, notre procédé de reconstruction contraint les croix de la glace avant à retrouver leur vraie position dans l'espace).

A l'équation F_{12} se substitue une relation équivalente qui nous donne la contribution de l'incertitude sur C_1 et C_2 à l'erreur sur Z

$$(F'_{12}) \quad \frac{D_o + Z/n_H}{Z/n_H} = \frac{C_1 C_2}{P_1 P_2}$$

$$\frac{d(Z/n_H)}{Z/n_H} = \frac{-d(C_1 C_2)}{C_1 C_2} \times \frac{D_o + Z/n_H}{D_o}$$

Si donc nous voulons une erreur systématique due à la mesure de la position des centres optiques inférieure aux erreurs statistiques du point courant pour lequel l'erreur de pointé est de 3μ , il faut une précision :

$$\frac{d(C_1 C_2)}{C_1 C_2} \lesssim \frac{0,13}{160} \times 0,86 = 7 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{soit} \quad d(C_1 C_2) \lesssim 0,2 \text{ mm.}$$

Dans le calcul ci-dessus nous avons supposé implicitement que l'estimation d'intersection des rayons accordait un poids égal aux deux vues.

Dans les mêmes conditions on peut évaluer la contribution à l'erreur sur X et Y de déviations systématiques dC_1 et dC_2 perpendiculaires à $C_1 C_2$.

La figure 2 fait ressortir que

$$dY \sim \frac{dC_1 + dC_2}{2} \times \frac{Z/n_H}{D_o}$$

$$dY_{ci} = \sqrt{2} \times 6,4 \times 0,04 \text{ mm} = 0,35 \text{ mm.}$$

Il apparaît qu'on doit être un peu plus exigeant pour la mesure des distances entre centres optiques que pour leur position absolue (c'est-à-dire par rapport au repère de la glace avant). Globalement on peut dire qu'il faut mesurer les coordonnées des centres optiques avec une précision de 0,14 mm.

Distance D et indice n_H

Les erreurs sur D et n_H ont essentiellement des répercussions sur la détermination de Z

$$\text{L'équation } F'_{12} \text{ conduit à : } \frac{d D_0}{D_0} = \frac{d Z/n_H}{Z/n_H} = \frac{dZ}{Z} \quad (\text{erreur sur } D_0)$$

$$\text{et } \frac{dZ}{Z} = \frac{d n_H}{n_H} \quad (\text{erreur sur } n_H)$$

Dans le cas de la CBH 80, les précisions de mesure à obtenir sont :

$$\delta D_0 = 8 \cdot 10^{-4} \times 940 = 0,8 \text{ mm}$$

$$\frac{\delta n_H}{n_H} \approx 8 \cdot 10^{-4}$$

2/ METHODES DE MESURE DIRECTE.

Examinons maintenant rapidement quelques méthodes de mesure possibles pour ces paramètres.

Mesure directe des coordonnées (X, Y) des centres optiques

La plupart des procédés de mesure employés ne fournissent que la figure des centres optiques, c'est-à-dire leur position relative, sans atteindre leur position par rapport au repère de la glace avant. Il reste donc 3 paramètres à déterminer d'une autre manière. Il en est ainsi de la méthode que nous avons utilisée (Réf. 0, b). Et pourtant elle exige un nombre important d'opérations minutieuses, pointés successifs avec une lunette autocollimatrice, déplacements fins de miroirs etc... La précision obtenue sur les distances entre centre optiques est d'environ 0,05 mm.

Il semble qu'une bonne méthode pour mesurer la position absolue des centres optiques consiste à photographier sur un même support, le plus rigide

possible, les croix de référence à travers les différents objectifs. Elle est d'autant plus difficile à mettre en oeuvre que les appareils de prise de vue sont plus éloignés les uns des autres, et il est nécessaire de construire spécialement le support des caméras, de manière à la rendre possible. Nous n'avons pas pu l'employer pour la CBH 80.

Information sur D.

C'est un paramètre assez mal connu, parce qu'il n'est pas facile de mesurer directement la distance support des caméras-chambre, et qu'on ne peut pas écarter la possibilité de petites variations de cette distance pendant la mise en froid. La marge d'incertitude atteint probablement plusieurs millimètres.

Information sur n_H .

L'indice est relié à la densité ρ de l'hydrogène, qui peut elle-même être atteinte par deux voies différentes : d'une part la mesure de la température et de la pression qui est peu précise, d'autre part la mesure du parcours des mésons μ provenant de la désintégration à l'arrêt des mésons π^+ produits dans l'annihilation des antiprotons (0, b).

Par ce dernier procédé, l'erreur relative sur $(n - 1)$ est de l'ordre de :

$$\frac{(n - 1)}{n - 1} = \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta \ell}{\ell} \sim 3 \cdot 10^{-3}$$

ce qui conduit, dans le cas de l'hydrogène liquide, à

$$\frac{\Delta n}{n} \sim \frac{1}{10} \frac{\Delta (n - 1)}{n - 1} \sim 0,3 \cdot 10^{-3},$$

précision qui dépasse assez largement le seuil voulu.

3/ METHODES DE MESURE INDIRECTE.

Mesures concernant D et n_H

Nous allons examiner maintenant quels compléments d'information fournissent les mesures des paramètres auxiliaires. Il s'agit essentiellement de mesurer sur le film la position des images des différentes croix avant (M, N, etc.) et arrière (M', N', etc.) séparément sur chacune des vues. On retombe donc sur les équations données plus haut, c'est-à-dire, pour chaque vue, une équation donnant le grandissement dans le plan de la glace avant :

$$G_i (\vec{oc}_i, D, Q_i, \vec{om}_i, \vec{on}_i, \vec{MN}, \Sigma\alpha_j) = 0 \rightarrow (\text{forme réduite}) \frac{D_o}{Q_i} = \frac{M_i N_i}{m_i n_i} = g_i$$

- une équation (ou éventuellement deux si on a fait des mesures sans H_2)
donnant le grandissement dans le plan de la glace arrière :

$$G_i^1 (\vec{oc}_i, D, Q_i, T, n_H, \vec{om}_i, \vec{on}_i, \vec{M^1N^1}, \Sigma\alpha_j) = 0$$

$$(\text{forme réduite}) \frac{D_o + T/n_H}{Q_i} = g_i^1 = \frac{M_i^1 N_i^1}{m_i^1 n_i^1}$$

Ajoutons que ces équations font intervenir au second ordre des termes de distorsion optique et qu'elles peuvent servir à les évaluer si elles sont en nombre suffisant.

Les équations G_i ne faisant pas intervenir T et n_H , peuvent servir à préciser l'évaluation de D . En effet on peut mesurer les distances images Q_i avec une précision de 0,1 mm. environ, soit une précision relative de 10^{-3} . D'autre part l'erreur sur la distance MN des croix dans leur plan est négligeable. Donc

$$\left| \frac{\delta g_i}{g_i} \right| = \left| \frac{\delta(m_i n_i)}{m_i n_i} \right| \sim 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ pour des croix distantes de 10 cm.}$$

Alors

$$\frac{\delta D}{D} = \sqrt{\left(\frac{\delta g_i}{g_i} \right)^2 + \left(\frac{\delta Q_i}{Q_i} \right)^2} \sim 1,1 \cdot 10^{-3} \quad \delta D \sim 1 \text{ mm.}$$

Les équations G_i^1 fournissent de bonnes vérifications. En effet, la profondeur de la chambre T est relativement bien connue, si l'on tient compte de la contraction à la mise en froid, et nous avons vu que l'indice n_H pouvait être mesuré avec précision.

Mesures concernant les centres optiques

Les coordonnées des centres optiques ne figurent pas dans les formes réduites des équations G_i et G_i^1 . Leurs contributions sont donc du deuxième ordre, et inversement, les équations ne peuvent servir à les déterminer avec précision.

Il existe une autre famille d'équations qui les font intervenir, ce sont celles qui relient les positions relatives des images des croix avant

et arrière. Leurs expressions réduites s'obtiennent aisément à partir des équations réduites G_i et G_i^0 . En effet, celles-ci peuvent s'écrire :

$$c_i \cdot \vec{m}_i = \frac{1}{g_i} C_i \vec{M} \quad c_i \cdot \vec{m}_i^0 = \frac{1}{g_i^0} C_i \vec{M}^0$$

d'où

$$(H_i) \quad \vec{m}_i \cdot \vec{m}_i^0 = \frac{1}{g_i^0} \vec{M} \cdot \vec{M}^0 - \left(\frac{1}{g_i} - \frac{1}{g_i^0} \right) C_i \vec{M}$$

Comme toujours l'évaluation de l'erreur peut se faire sur la forme réduite. Les erreurs sur g_i et g_i^0 ont une contribution négligeable après qu'on ait précisé leurs valeurs au moyen des relations G_i et G_i^0 .

Donc

$$d(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_i^0) = \frac{1}{g_i^0} d\vec{M}^0 + \left(\frac{1}{g_i} - \frac{1}{g_i^0} \right) dC_i \vec{M}$$

$$\text{or } \frac{1}{g_i^0} \sim 10^{-1} \quad \frac{1}{g_i} - \frac{1}{g_i^0} = \frac{Q_i T/n_H}{D_o (D_o + T/n_H)} \sim 3 \cdot 10^{-2}$$

Ceci conduit à

$$\delta \vec{C} = 3 (\delta \vec{M}^0 + 10 \delta \vec{m}^0)$$

En projetant sur l'un ou l'autre des axes OX et OY, sachant que la contribution du 2ème terme (l'erreur de pointé au IEP) est

$$\delta(\text{mm}^0)_{x \text{ ou } y} = 3 \sqrt{2} \mu = 4,2 \mu,$$

on arrive à la conclusion que, pour atteindre le seuil de précision sur $\vec{C}$, il faut connaître $\vec{M}$ à quelques $\frac{1}{100}$ mm. près. L'idéal serait de faire cette mesure de la position relative croix arrière/croix avant à chaud en supprimant les écrans entre le support des caméras et la chambre ; malheureusement on est assailli par trop de problèmes techniques dans la préparation d'une expérience pour trouver le temps et le calme nécessaire pour faire une telle mesure. Il serait donc souhaitable de prévoir un montage qui le facilite lorsque la chambre est en ordre de marche.

Nous venons de voir (équation H) que la position des images des croix AR sur les films dépend à la fois des coordonnées des centres optiques et de celles des croix AR dans l'espace. Mais nous disposons de plusieurs vues ; sur chacune d'elles seule la position du centre optique correspondant

va agir tandis qu'un déplacement des croix AR affecte toutes les vues de la même façon. Par comparaison des différentes vues on peut donc séparer dans une certaine mesure les deux contributions. On peut par exemple procéder par approximations successives en agissant alternativement sur l'un et l'autre paramètre jusqu'à obtenir une bonne cohérence de l'ensemble des croix. On en déduit ensuite une estimation de l'erreur sur les coordonnées des centres optiques.

Nous avons utilisé cette méthode pour notre expérience, et nos résultats se sont trouvés compatibles avec ceux de la mesure directe, chacune des coordonnées des croix étant affectée d'une erreur de 0,1 mm.

Nous donnons ci-dessous une description schématique d'une suite possible des opérations de mesure des paramètres résumant l'analyse précédente. Les notations sont légèrement différentes :

- les indices i, j, k etc caractérisent les croix de référence
- les indices α, β, γ caractérisent les caméras
- les lettres M_i et M'_i représentent respectivement les croix des glaces avant et arrière dans leur position réelle
- les lettres m_i et m'_i leur images théoriques sur le film calculées pour données des paramètres
- les lettres p_i et p'_i leurs images mesurées sur le film au IEP
- $(XOY)'$ symbolise les 3 paramètres caractérisant la position de la glace AR par rapport à la glace AV.

I - MESURES DIRECTES $\rightarrow n_H, Q^\alpha$

Première estimation de $D, T, \vec{C}^\alpha, (XOY)'$

II - MESURE DES IMAGES DES CROIX SUR LE FILM

(effectuées avec soin sur plusieurs échantillons de manière à mettre en évidence d'éventuelles fluctuations dues au traitement du film).

- 1) distance relative des croix AV mesurées sur le film de la vue α comparée à la distance des images calculées pour $\vec{C}^\alpha$ donné.

$$\text{minimiser } \sum_{ij} |m_i^{\alpha} - m_j^{\alpha}|^2 - \sum_i |p_i^{\alpha} - p_j^{\alpha}|^2$$

$\rightarrow$ précise D et éventuellement Q^α

2) même opération pour les croix AR pour $\vec{C}^\alpha$ donné

$$\text{minimiser } \sum_{ij} |\vec{m}_i^\alpha - \vec{m}_j^\alpha|^2 - \sum_i |\vec{p}_i^\alpha - \vec{p}_j^\alpha|^2$$

+ précise T-information complémentaire sur D, Q^α , n_H .

3) pour chaque caméra α : ajuster les images des croix AV calculées $\vec{m}_i^\alpha$ par rapport aux images mesurées $\vec{p}_i^\alpha$ (paramètres correspondants à un déplacement des axes arbitraires du IEP aux axes liés à la caméra).

Restituer dans l'espace les traces sur la glace AR des rayons optiques correspondant aux $\vec{p}_i^\alpha$ pour $\vec{C}^\alpha$ et (XOY)' donnés.

$$\text{Soit } \Sigma(P) = \sum_{\alpha i} |\vec{P}_i^\alpha - \vec{P}_i^\beta|^2 \text{ et}$$

$$\Sigma(\alpha) = \sum_i |\vec{P}_i^\alpha - \vec{M}_i^\alpha|^2$$

(de même $\Sigma(\beta)$, $\Sigma(\gamma)$)

- Si $\Sigma(P) < \frac{1}{3} (\Sigma(\alpha) + \Sigma(\beta) + \Sigma(\gamma))$, les $\vec{C}^\alpha$ sont probablement mieux mesurés que (XOY)'

$$\text{minimiser } \frac{1}{3} (\Sigma(\alpha) + \Sigma(\beta) + \Sigma(\gamma)) \text{ en faisant varier (XOY)'}$$

+ nouvelle estimation de (XOY)'

puis minimiser séparément $\Sigma(\alpha)$, en faisant varier $\vec{C}^\alpha$, etc.

+ nouvelle estimation des $\vec{C}^\alpha$

répéter l'opération jusqu'à cohérence statistique de l'ensemble

- Si l'un des $\Sigma(\alpha) > \Sigma(P)$ changer l'ordre des opérations.

Ce schéma est bien entendu, théorique et peut subir toutes les modifications et les correctifs rendus nécessaires par les cas pratiques particuliers; il ne prétend que fournir une approche rationnelle du problème.

CHAPITRE III

PROGRAMMES DE CALCUL

Pour étudier nos événements après leur mesure au "IEP" nous avons employé les programmes de calcul qui font maintenant partie des outils classiques des physiciens expérimentateurs. Un événement étant constitué par un ensemble de trajectoires de particules chargées, reliées à un ou plusieurs points d'interaction que l'on désigne dans la suite par points caractéristiques, le but de ces programmes est de déterminer avec la plus grande précision possible la ou les meilleures interprétations physiques de ces événements, ainsi que certaines grandeurs relatives aux particules en jeu, généralement leur vecteur quantité de mouvement en un point caractéristique.

Jusqu'à présent on a l'habitude de scinder ces programmes de calcul en deux parties. Un premier programme, dit de reconstruction géométrique, fournit une première estimation de la quantité de mouvement des particules, considérées isolément, à partir de données purement géométriques ou presque. Un autre programme souvent appelé, un peu improprement, cinématique, utilise les données précédentes, en leur adjoignant les relations imposées par les lois physiques de l'interaction, pour traiter les différentes interprétations possibles, et fournit des estimations plus élaborées des grandeurs physiques étudiées. Cette séparation n'est pas nécessaire ; on pourrait imaginer des programmes très complexes qui, après une étude dynamique de l'interaction faisant apparaître éventuellement certaines incompatibilités, reviendrait sur le calcul individuel des traces pour tenter de les réduire. Cependant, l'étendue des programmes actuels est déjà très grande et à la limite des capacités des machines dont on dispose ; la coupure s'impose donc dans les faits, et elle ne présente pas d'inconvénients graves.

Les avis diffèrent sur le tracé de la frontière entre les deux programmes ; en particulier certains physiciens refusent de faire entre une hypothèse de masse dans la première partie ; pourtant la structure géométrique de la trajectoire dépend de la masse de la particule d'autant plus que la particule est plus lente, il semble donc logique d'en tenir compte pour évaluer plus exactement ses caractéristiques.

PROGRAMMES DE RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

Avant de décrire les programmes que nous avons utilisés, nous nous proposons d'examiner quelques-uns des problèmes généraux qui se posent dans le choix d'un programme de reconstruction géométrique, notamment ceux qui sont liés aux mesures étudiées dans le chapitre précédent. Nous laisserons de côté d'importantes questions relatives à l'organisation logique des programmes, la forme des entrées et des sorties, l'articulation en unités plus restreintes (sous-programmes), le contrôle des données et des calculs, etc.

A la lumière de ce qui a été dit ci-dessus, l'objet du programme géométrie peut se formuler de la manière suivante :

Etant donnée l'information fournie par les mesures au "IEP" des coordonnées des images des points caractéristiques et d'un certain nombre de points sur les traces des particules chargées, et compte tenu d'informations auxiliaires telles que hypothèses de masse, lois physique du mouvement des particules, paramètres de la chambre et du "IEP", déterminer la meilleure estimation du vecteur quantité de mouvement de chaque particule chargée aux points caractéristiques auxquels elle se rattache, et la meilleure estimation des erreurs sur cette grandeur ; éventuellement évaluer d'autres grandeurs intéressantes telles que parcours d'une particule chargée, parcours et direction d'une particule neutre entre deux points caractéristiques, etc...

Cette formulation du problème est relativement simple, mais elle ne doit pas faire illusion ; la réalité est beaucoup plus complexe. D'une part on ne possède pas de critère universel pour attribuer une valeur aux méthodes d'estimation et les classer, d'autre part dans notre cas le passage des variables aléatoires élémentaires, coordonnées des points mesurés sur le film, aux grandeurs à évaluer se fait d'une manière compliquée : on ne dispose pas de formule analytiques explicites reliant les unes aux autres ; on fait souvent intervenir des variables intermédiaires telles que positions des points dans l'espace, rayons optiques, etc, ce qui revient à employer une chaîne d'estimations successives. Dans ces conditions il n'est pas possible de déterminer le meilleur estimateur, tout ce qu'on peut faire c'est sélectionner un ensemble d'estimateurs satisfaisants, à partir de considérations sur les propriétés qu'il est souhaitable qu'ils possèdent.

L'estimation résultant d'une méthode donnée (estimateur) étant considérée comme une variable aléatoire dans ce qui suit nous allons examiner successivement sa valeur moyenne et sa variance.

Valeur moyenne de l'estimation.

Une première propriété concerne la valeur moyenne de l'estimation fournie ; il est logique de demander qu'elle soit égale à la valeur vraie de la grandeur à estimer (estimateur non "biaisé"). Nos estimateurs sont trop complexes pour qu'on puisse démontrer qu'ils possèdent cette propriété : la plupart de ceux qu'on emploie sont au contraire très probablement "biaisés", mais il est souvent possible de donner a priori des limites aux écarts systématiques qu'ils introduisent. Puisque nous sommes sûrs que d'autres erreurs systématiques s'introduisent inévitablement dans nos mesures, un compromis raisonnable consiste à chercher des estimateurs tels que leur propre contribution à l'erreur globale soit d'un ordre de grandeur négligeable. Cela permet de se contenter de courbes d'interpolation simple : parabole adaptée à la projection d'une trajectoire etc...

Loi de probabilité et variance de l'estimation

Au-delà de la valeur moyenne de l'estimation de la grandeur concernée, on s'intéresse à sa loi de probabilité. Il est clair qu'on doit écarter des estimateurs qui conduiraient à des distributions très dissymétriques, et qu'on recherche ceux qui fournissent des lois bien centrées, assimilables en première approximation à des lois de Gauss, qui sont d'un maniement commode. Bien entendu on ne peut redresser par le choix d'un estimateur le mauvais comportement statistique de certaines grandeurs lorsque celui-ci est lié à la nature même de nos mesures. Par exemple on ne peut éviter que la quantité de mouvement évaluée à partir de la courbure ne soit compatible avec l'infini dans le cas de trajectoires très tendues. Dans ce cas on peut tourner la difficulté en substituant à la grandeur visée une variable qui lui est liée et qui ne présente pas l'inconvénient signalé ($\frac{1}{P}$ dans l'exemple ci-dessus).

Si on admet qu'on a pu trouver un ensemble de variables, représentant les grandeurs cherchées telles que pour une certaine famille d'estimateurs les estimations aient les propriétés aléatoires requises, alors

on peut définir une nouvelle propriété de l'estimateur liée à la variance de la variable estimée. L'estimateur à rechercher est celui qui donne une variance aussi petite que possible à l'estimation dans la limite où cela est compatible avec les autres propriétés qu'on exige de lui.

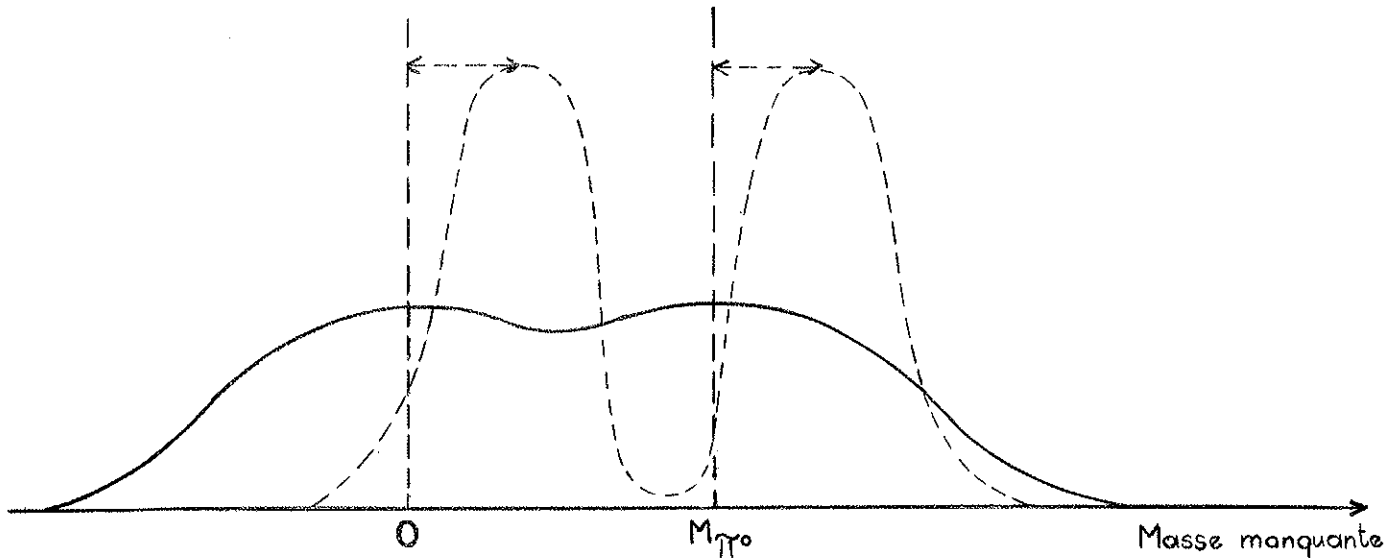
Erreurs statistiques et erreurs systématiques.

Il faut aussi préciser quel champ d'erreurs nous considérons ; a priori il semble qu'on doive inclure à la fois les erreurs statistiques qui sont celles dont on explore effectivement à peu près tout le domaine au cours de la mesure, et les erreurs systématiques dont on n'explore qu'une faible partie du champ. Ces deux sortes d'erreurs n'apparaissent donc pas de la même façon dans les statistiques de mesure, mais elles ne sont pas de nature différente, et on pourrait imaginer d'une manière idéale des dispositifs permettant d'explorer le champ d'erreurs global ; par exemple, dans notre cas, on pourrait faire varier de manière aléatoire certains paramètres de la chambre ou du système optique, ce qui ferait apparaître explicitement leurs contributions à l'erreur.

Ceci montre bien que, dans le cas de la mesure d'une grandeur déterminée, on doit s'efforcer de réduire l'erreur totale, et choisir un estimateur en conséquence. Les choses ne sont pas aussi claires lorsque les variables que l'on calcule ne servent que d'intermédiaires dans l'estimation d'autres grandeurs, par exemple la mesure des quantités de mouvement dans le programme géométrie peut ne jouer qu'un rôle secondaire, le but étant la compatibilité de l'évènement mesuré avec un type donné. Dans ce cas on peut avoir intérêt à ne considérer que les erreurs statistiques.

Supposons que nous cherchions à séparer des annihilations d'antiprotons dans lesquelles il manque un π^0 d'autres annihilations dans lesquelles il manque un γ . La seule information dont on dispose est la masse manquante que l'on calcule dans nos programmes. On souhaite que sur l'histogramme correspondant à cette grandeur les événements se groupent autour des masses 0 et m_{π^0} mais l'expérience montre, et le raisonnement le confirme, que la répartition est très étalée et que les deux groupes chevauchent sans limite nette entre eux. Dans ce cas il serait préférable d'avoir un programme de calcul qui fournissent des valeurs peu dispersées même si elles sont affectées de grosses déviations systématiques ; une répartition agréable serait par exemple celle qui est

figurée en pointillé sur la figure ci-dessous. Au contraire un programme réduisant trop la précision au profit de la justesse ne se montre pas très efficace (courbe en traits pleins). Il n'en serait pas de même, bien entendu, si notre but était de mesurer la masse du π^0 .



L'exemple ci-dessus est purement fictif. En fait dans le cas de la reconstruction géométrique les calculs sont suffisamment complexes et les cas de figure assez variés pour que l'influence des erreurs systématiques ne soit pas aussi clairement ou aussi favorablement organisée. On peut être sûr qu'en dehors de leur action éventuelle sur la valeur moyenne des grandeurs mesurées, elles contribuent à disperser les résultats. Par conséquent on doit autant que possible rechercher un estimateur peu sensible aux causes d'erreurs systématiques. Pratiquement on ne voit pas très bien comment faire intervenir explicitement les paramètres sources d'erreurs systématiques comme variables actives dans l'expression analytique de l'estimateur. On se trouve donc placé devant un double problème : choisir au mieux les variables aléatoires jouant un rôle actif dans les processus d'estimation et donner à celui-ci une structure telle que les erreurs statistiques d'une part, les erreurs systématiques d'autre part, soient aussi réduites que possibles.

Choix des variables aléatoires intermédiaires.

Pour résoudre le premier problème il faut connaître aussi bien que possible le comportement statistique des variables que l'on choisit. Nous avons vu que pour simplifier l'expression mathématique de l'estimateur on passe souvent par des variables intermédiaires liées plus ou moins directement aux variables de mesure proprement dites qui sont les coordonnées des points mesurés au "IEP". Il faut donc d'une part préciser les lois statistiques de ces variables, d'autre part en tenir compte dans la constitution de l'estimateur. Il y a donc là un compromis à faire entre simplicité mathématique et simplicité statistique des variables, qui constitue un aspect pratique important du choix de l'estimateur. Lorsqu'on a résolu ce problème, on peut s'appuyer sur la théorie des probabilités pour montrer que l'estimateur qui fournit l'estimation dont la variance est la plus faible est celui qui est obtenu à partir du principe de maximum de vraisemblance (III, a), et cela conduit la plupart du temps à des méthodes d'estimation par moindres carrés en supposant que nos variables ne soient pas trop éloignées de variables gaussiennes.

Prise en compte des erreurs systématiques.

En ce qui concerne les erreurs systématiques on ne peut rien dire de précis ; d'une manière générale, comme nous disposons d'une quantité importante d'informations, il est inévitable que l'estimateur opère une sélection et en néglige une partie. Il convient alors de définir correctement le domaine d'information utile pour chaque grandeur, en tenant compte de l'influence des erreurs systématiques.

Enfin à ces quelques idées directrices viennent se superposer un certain nombre de servitudes pratiques. Il faut penser à la diversité des données possibles dans l'ensemble des événements qu'on analyse ; les trajectoires ont des orientations variées par rapport aux objectifs, des courbures allant de valeurs presque nulles à quelques cm^{-1} , etc.... On doit donc trouver un estimateur suffisamment souple pour s'adapter à toutes ces configurations, ou prévoir des éléments correcteurs, ou un jeu de plusieurs estimateurs répondant à l'un ou l'autre cas.

Nous allons maintenant appliquer l'analyse précédente à l'estimation du vecteur quantité de mouvement en signalant quelques-unes des solutions adoptées par différents groupes de physiciens.

ESTIMATION DU VECTEUR QUANTITE DE MOUVEMENT

1/ Choix des variables représentant les grandeurs à estimer.

Le choix des variables n'est pas si libre qu'il ne paraît. On sait que la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique est, lorsqu'on néglige la diffusion de la perte d'énergie dans le milieu, une hélice dont le rayon de courbure ρ est lié au module de la quantité de mouvement, la séparation en module et direction s'impose donc assez naturellement. Ensuite, comme on l'a vu ci-dessus pour des traces énergiques et relativement courtes, le domaine de variation statistique du rayon de courbure passe par l'infini, c'est donc une mauvaise variable statistique et on doit lui substituer dans tous les calculs une autre variable telle que la courbure de la trajectoire. Un choix commode, et souvent fait, consiste en :

- la courbure en projection sur le plan XOY (inverse du rayon R du cylindre portant l'hélice),
- l'angle ϕ avec OX en projection XOY,
- l'angle λ avec le plan XOY (complément de l'angle de l'hélice avec l'axe du cylindre).

2/ Domaine d'information utile.

Pour toutes les traces qui ne sont pas très inclinées sur l'axe OZ, et dont les projections XOY ne sont pas trop éloignées des centres optiques, le calcul montre que leur courbure en projection orthogonale XOY C est reliée à leur courbure moyenne en projection conique C_1, C_2, C_3 (dans le cas de 3 caméras) par des expressions du type :

$$C = \alpha_1 C_1 = \alpha_2 C_2 = \alpha_3 C_3$$

où les coefficients α ne sont pas très différents de 1, et varient peu lorsqu'on fait varier les points mesurés dans leurs limites d'erreurs, autrement dit ils dépendent peu de la position moyenne de la trajectoire dans l'espace.

Par conséquent dans la différentielle $dC = \alpha_1 dC_1 + C_1 d\alpha_1$, le terme $C_1 d\alpha_1$ est souvent petit devant $\alpha_1 dC_1$.

Dans ces conditions on a intérêt à utiliser un estimateur qui conserve l'information "courbure C_i sur la vue i " ; en effet l'erreur sur C , dC est de l'ordre de dC_i , et dC_i ne fait intervenir que les

erreurs relatives à la vue C_i , erreurs de pointé et d'autre nature, et non les erreurs systématiques résultant de la combinaison de plusieurs vues. Celles-ci risquent de jouer un rôle lorsqu'on n'a pas pris la précaution de sauvegarder l'information indiquée.

Pour l'angle de projection ϕ , les résultats sont assez semblables ; on est souvent amené à calculer l'angle entre 2 traces (désintégration d'une particule neutre en 2 particules chargées) : dans ce cas, on a intérêt à évaluer chacun des angles ϕ sur la même vue.

Au contraire l'information sur l'angle en profondeur λ fournie par une seule vue est très pauvre ; il faut nécessairement faire intervenir plusieurs vues à poids sensiblement égal, et on ne peut pas éviter les erreurs systématiques qui en résultent.

3/ Structure mathématique des estimateurs et choix des variables élémentaires.

Nous ne discuterons pas ici du point de vue des théories statistiques la valeur des estimations par moindres carrés (cf. III, a). Nous avons vu que dans le cas où les variables sont quasi-gaussiennes, cet estimateur coïncide à peu près avec la méthode du maximum de vraisemblance dont on a admis qu'il constitue une base satisfaisante pour nous.

Un autre problème est de choisir pour les grandeurs que l'on veut déterminer, ici $\vec{P}$, ou leurs variables équivalentes, ici (C, ϕ, λ) , les variables élémentaires qui interviendront explicitement dans l'expression mathématique de l'estimateur. Les variables élémentaires dont on connaît le mieux le comportement statistique sont certainement les coordonnées sur les films des points des traces mesurées au IEP. Une bonne méthode consisterait donc à partir de la trajectoire idéale de l'espace, hélice dans le cas où diffusion coulombienne et perte d'énergie sont négligeable à la projeter sur les différentes vues et à ajuster les paramètres qui caractérisent cette courbe idéale en rendant minimum la somme $\sum_1^N d_1^2$, où d_1 représente la distance d'un point mesuré au IEP à la projection de la trajectoire ; cette somme serait étendue, suivant les cas, à tous les points mesurés sur toutes les vues, ou aux points mesurés sur une vue seulement. La difficulté réside dans la complexité de l'expression analytique de la courbe projetée ; on est pratiquement contraint de la tracer point par point ce qui conduit certainement à des calculs très longs. Une méthode de ce genre a été décrite par M. Schiff (III, b) mais on ne connaît pas de programme qui l'utilise. Elle aurait l'avantage de s'appliquer à des cas très variés, par exemple particules lentes perdant de l'énergie, ou champ magnétique inhomogène.

QUELQUES ESTIMATEURS UTILISES DANS DES PROGRAMMES EN SERVICE.

Nous nous proposons de décrire brièvement quelques estimateurs utilisés effectivement.

1) Cercle ou parabole dans le plan XOY.

Les estimateurs de ce genre sont fondés sur le procédé suivant : à partir de deux vues, une vue principale et une vue secondaire, on reconstruit dans l'espace par une méthode de points correspondants, les points dont les images ont été mesurées sur la vue principale ; on adapte ensuite par moindres carrés un cercle (ou une parabole) sur les projections de ces points dans le plan XOY, on obtient ainsi C (ou R) et ϕ ; λ est obtenu séparément.

Cet estimateur a l'avantage d'être très simple. La méthode des points correspondants préserve l'information "courbure moyenne sur la projection principale". Mais il est critiquable sous plusieurs aspects :

- a) On est conduit à interpoler la trace sur la vue secondaire par une courbe simple (parabole par exemple), et parfois à l'extrapoler si le segment de mesure sur la vue principale est plus grand que celui de la vue secondaire ; ces opérations ne sont pas toujours précises et peuvent conduire à des gros écarts si on a mesuré peu de points.
- b) On donne en général le même poids statistique aux coordonnées dans l'espace de tous les points, et nous savons que cela est incorrect (cf. chap. II).
- c) Il existe une autre servitude de la méthode des points correspondants : le choix des vues principale et secondaire dépend de l'orientation des traces par rapport aux segments joignant les centres optiques ; cela rend certaines projections inutilisables, même si elles apportent une information importante sur la trace.

2) Adaptation directe d'une hélice sur les rayons issus des différents centres optiques (réf. III, c)

On minimise la somme des carrés des "distances" des rayons à l'hélice pour l'ensemble des vues.

Cette méthode évite les inconvénients a) et c), mais elle reste toujours incertaine du point de vue statistique, dans la mesure où l'on ignore le comportement statistique des "distance" employées. D'autre part on ne sait pas comment les rayons correspondant aux différentes

vues participent à l'estimation de la courbure.

Une méthode plus satisfaisante a été imaginée par F. Solmitz (III, d) ; elle consiste à revenir aux distances sur le film en passant par l'intermédiaire des tangentes à l'hélice. Cette méthode est à la base d'un nouveau programme géométrie réalisé au Rutherford Laboratory (III, e).

DESCRIPTION DU PROGRAMME "GEOMETRIE" UTILISE DANS NOTRE EXPERIENCE

Nous avons utilisé un programme Bull 2 (réf. III f) s'inspirant d'un programme établi à Brookhaven. Il emploie une méthode d'estimation de la quantité de mouvement du premier type décrit ci-dessus.

Les traces sont traitées indépendamment les unes des autres, les points caractéristiques sont mesurés et reconstruits séparément sans tenir compte du fait qu'ils sont des intersections de traces. Les variables calculées directement et servant d'intermédiaire pour l'évaluation de la quantité de mouvement sont :

- le rayon de courbure moyen R de la trajectoire en projection XOY,
- l'angle ϕ de la trace en projection XOY avec l'axe $O\vec{X}$ au premier point mesuré sur la vue principale,
- l'angle λ de la trajectoire avec le plan XOY au premier point mesuré, (donc le premier point mesuré ne doit pas être trop éloigné du point caractéristique auquel est reliée la trajectoire).

La correspondance du plan IEP au plan image est obtenue par la mesure de deux croix de référence dont on connaît la position dans le plan image (voir chap. II).

Les étapes du calcul sont les suivantes :

1) Reconstruction par point de la trajectoire dans l'espace.

On part d'un point mesuré sur la vue principale, image d'un certain point de la trajectoire dans l'espace. On recherche au moyen d'approximations successives son correspondant sur la vue secondaire - image du même point de l'espace sur la vue 2 - en interpolant la trace secondaire par une parabole d'axe donnée passant par les 3 points mesurés les plus proches du point correspondant. L'intersection des rayons principal et secondaire donne le point de l'espace.

2) Calcul de la courbure.

On adapte sur les projection (X, Y) des points reconstruits une parabole par moindres carrés des distances. Le calcul fournit directement la courbure C en un point voisin du sommet de la parabole. On en déduit par une correction du premier ordre, le rayon de courbure moyen R de la trajectoire assimilé au rayon du cercle passant par le sommet et les 2 points extrêmes de mesure.

$$R = \frac{1}{C} \left(1 + \frac{1}{16} C^2 \ell^2 \right)$$

ℓ longueur de la corde joignant les points extrêmes

3) Angle ϕ .

On part de l'angle de la corde $M_1 M_n$ avec OX et on passe à la tangente au cercle.

$$\phi = \text{Arc tg } \frac{Y_n - Y_1}{X_n - X_1} + n \text{ Arc sin. } \frac{\ell}{2R} \quad (n = \pm 1 \text{ suivant le signe de la trace})$$

4) Angle λ .

Il est également évalué à partir des 2 points extrêmes

$$\lambda = \text{Arc tg } \frac{Z_n - Z_1}{L}$$

L longueur de l'arc de cercle $M_1 M_n$

EVALUATION DES ERREURS

Erreurs sur les coordonnées des points caractéristiques.

Nous avons calculé au chapitre II les erreurs statistiques sur les coordonnées des points de l'espace résultant des erreurs de pointé. Nous avons montré qu'elles dépendaient de la position du point par rapport au couple de caméras choisies, et qu'on devait s'attendre pour une photo donnée à une erreur systématique du même ordre de grandeur résultant de la mesure des croix de référence.

Des mesures répétées des points caractéristiques, faites en formant les 3 combinaisons de vues possibles, ont confirmé ces prévisions en faisant apparaître une dispersion moyenne de 45μ en X et Y et de 280μ en Z.

Pour entrer dans le programme cinématique nous avons tenu compte des autres causes d'erreurs systématiques en prenant globalement

$$\sigma_X = \sigma_Y = 70\mu$$

$$\sigma_Z = 500\mu$$

Erreurs sur la quantité de mouvement (C, ϕ, λ).

Nous n'avons pas décelé d'erreurs systématiques suffisamment grandes pour être traitées isolément et donner lieu à des corrections. Les études de distorsion des traces, dues soit à des mouvements locaux de l'hydrogène liquide, soit à des déformations du film au cours de son déplacement, ont été menées par le procédé classique consistant à mesurer des traces énergiques en l'absence de champ magnétique. On n'a pas mis en évidence de courbure parasite supérieure à 10^{-3} m^{-1} . Des mesures répétées de distance entre croix de référence font apercevoir de légères fluctuations des valeurs moyennes d'un film à l'autre, fluctuations de l'ordre de 2 à 3 μ .

Les erreurs systématiques qui en résultent sont d'un ordre de grandeur inférieur, ou comparable, à celles que nous avons analysées au chapitre II, et qu'on ne peut pas corriger (incertitude sur les paramètres optiques, etc.). Nous les avons donc prises globalement en compte en majorant les erreurs statistiques de pointé. Nous avons considéré que ces dernières avaient des répercussions uniformes sur les coordonnées X, Y, Z d'un point de la chambre quelle que soit sa position, ce qui est une approximation assez grossière, mais cohérente avec le principe adopté dans le calcul de la courbure, où l'on donne à tous les points mesurés des poids égaux.

Nous avons été conduit aux estimations suivantes :

$$\epsilon = \sigma_X = \sigma_Y = 50\mu$$

$$\epsilon_Z = \sigma_Z = 300\mu$$

A partir de ces valeurs on calcule les erreurs sur C, ϕ, λ au moyen des formules classiques établies dans le cas de 3 points de mesure. Un facteur de réduction intervient lorsque le nombre de points est supérieur à 3 ; ce facteur est à peu près constant au delà de 5 points, et il est égal à 1,2. Sur la formule donnant ϕ le deuxième terme introduit une forte corrélation entre les estimations de C et ϕ , au contraire les mesures de λ , étant seules à faire intervenir les coordonnées Z des deux points extrêmes, sont relativement indépendantes des deux autres, car l'erreur sur λ due au Z est prépondérante.

Nous avons obtenu la matrice d'erreurs de pointé ci-après :

	C	ϕ	λ
C	$\frac{64\epsilon^2}{\ell^4}$	$\eta \frac{24\epsilon^2}{\ell^3}$	0
ϕ	$\eta \frac{24\epsilon^2}{\ell^3}$	$\frac{18\epsilon^2}{\ell^2}$	0
λ	0	0	$\frac{\cos^4 \lambda}{\ell^2} (2\epsilon_z^2 + 2\epsilon^2 \operatorname{tg}^2 \lambda)$

$\eta = \pm 1$ suivant le signe de la trace

Ces valeurs sont très voisines de celles calculées par Willis par un procédé différent dans le cas où la parabole de lissage fournit directement C et ϕ .

Fluctuations statistiques dues à la diffusion coulombienne.

La base du calcul est la formule donnant l'angle moyen de diffusion par unité de longueur (III, h)

$$\langle \theta_s^2 \rangle = \frac{E_o^2}{(p\beta)^2} \frac{1}{(\operatorname{Mev}/c)^2 X_o}$$

E_o est une constante égale à 21 Mev.

X_o , longueur de radiation dans l'hydrogène, a été prise égale à 1300 cm dans notre expérience.

On en déduit les écarts moyens par rapport à la trajectoire idéale, après un parcours de x cm, dans 2 directions perpendiculaires y_1 et y_2 , les écarts étant supposés indépendants.

$$\langle y_1^2 \rangle = \langle y_2^2 \rangle = \frac{\langle \theta_s^2 \rangle x^3}{6}$$

A partir de là on obtient, en faisant certaines approximations d'autant plus légitimes que la trace est peu inclinée sur l'axe OZ, la matrice d'erreur suivante :

	C	ϕ	λ
C	$\frac{2}{3l} \frac{\langle \theta^2 \rangle}{\cos^3 \lambda}$	$-\frac{\langle \theta^2 \rangle}{8,4 \cos^3 \lambda}$	0
ϕ	$-\frac{\langle \theta^2 \rangle}{8,4 \cos^3 \lambda}$	$\frac{l \langle \theta^2 \rangle}{6 \cos^3 \lambda}$	0
λ	0	0	$\frac{1}{6} \frac{l \langle \theta^2 \rangle}{\cos \lambda}$

Là aussi on peut utiliser le procédé de Willis (III, g), ou faire un calcul approché plus direct ; les résultats sont comparables.

Les deux sources d'erreurs, pointé et diffusion, étant indépendantes, la matrice d'erreurs totale est la somme des matrices composantes (III, j).

$$\text{Erreur sur } p = \frac{0,3 B}{C \cos \lambda}$$

Lorsqu'on passe de C à p, le champ magnétique B intervient. La carte du champ a été relevée au moyen d'une sonde Hall, et l'erreur relative sur son étalonnage ne dépasse pas $3 \cdot 10^{-3}$. Au cours de l'expérience des fluctuations du même ordre ont été enregistrées. La contribution de l'erreur sur le champ magnétique est donc de $4,2 \cdot 10^{-3}$ en valeur relative.

Le tableau (III, 1) donne les ordres de grandeur des erreurs pour un méson π dont la trajectoire est située dans un plan de front ($\lambda = 0^\circ$) et mesurée sur 10 cm.

Contrôle des évaluations de nos erreurs.

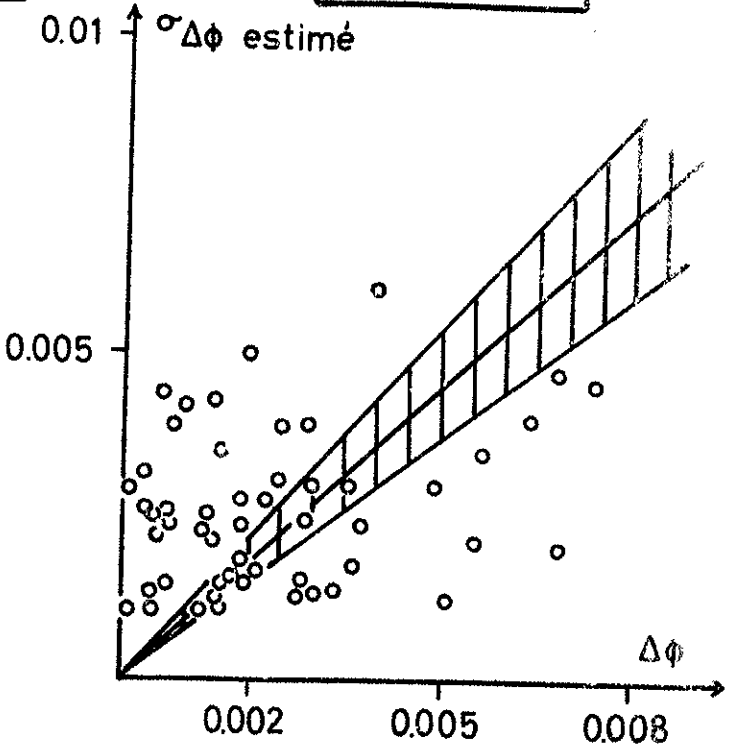
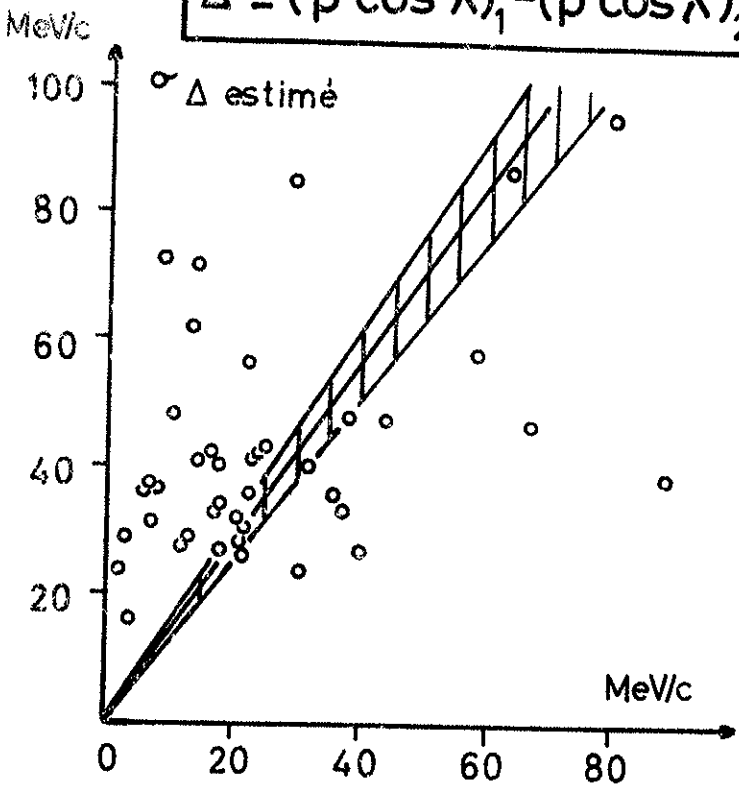
- Nous avons employé plusieurs méthodes pour contrôler nos estimations.
- 1) Nous avons mesuré quinze fois consécutives un certain nombre de traces en faisant varier, quand c'était possible, les couples de caméras choisis. Ceci nous a renseigné sur les erreurs réelles de pointé, et en partie sur les erreurs systématiques.
 - 2) Nous avons mesuré des annihilations en 2 branches chargées. Ces branches sont naturellement colinéaires $\phi_1 = \phi_2$; $\text{tg} \lambda_1 = \text{tg} \lambda_2$, et de quantité de

	p	200 Mev/c	500 Mev/c	1 Gev/c
m = 139,6 Mev L = 10 cm λ = 0°	$\langle dC^2 \rangle$ (en $\frac{1}{cm^2}$) $\left\{ \begin{array}{l} \text{pointé} \\ \text{diffusion} \end{array} \right.$ $\frac{dp}{p}$	$5 \cdot 10^{-8}$ 10^{-6} 3,5 %	$5 \cdot 10^{-8}$ $1,1 \cdot 10^{-7}$ 3,3 %	$5 \cdot 10^{-8}$ $2,5 \cdot 10^{-9}$ 3,8 %
	$\langle d\phi^2 \rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{pointé} \\ \text{diffusion} \end{array} \right.$ $d\phi$ rad.	$4,5 \cdot 10^{-6}$ $2 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-3}$	id. $2,6 \cdot 10^{-6}$ $2,7 \cdot 10^{-3}$	id. $0,7 \cdot 10^{-7}$ $2,3 \cdot 10^{-3}$
	$\langle dtg\lambda^2 \rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{pointé} \\ \text{diffusion} \end{array} \right.$ $dtg\lambda$	10^{-5} $2 \cdot 10^{-5}$ $5,5 \cdot 10^{-3}$	id. $3 \cdot 10^{-6}$ $3,6 \cdot 10^{-3}$	id. $2,8 \cdot 10^{-7}$ $3,1 \cdot 10^{-3}$

Tableau (III, 1)

$$\Delta = (p \cos \lambda)_1 - (p \cos \lambda)_2$$

$$\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2$$



$$\Delta \text{tg } \lambda = \text{tg } \lambda_1 - \text{tg } \lambda_2$$

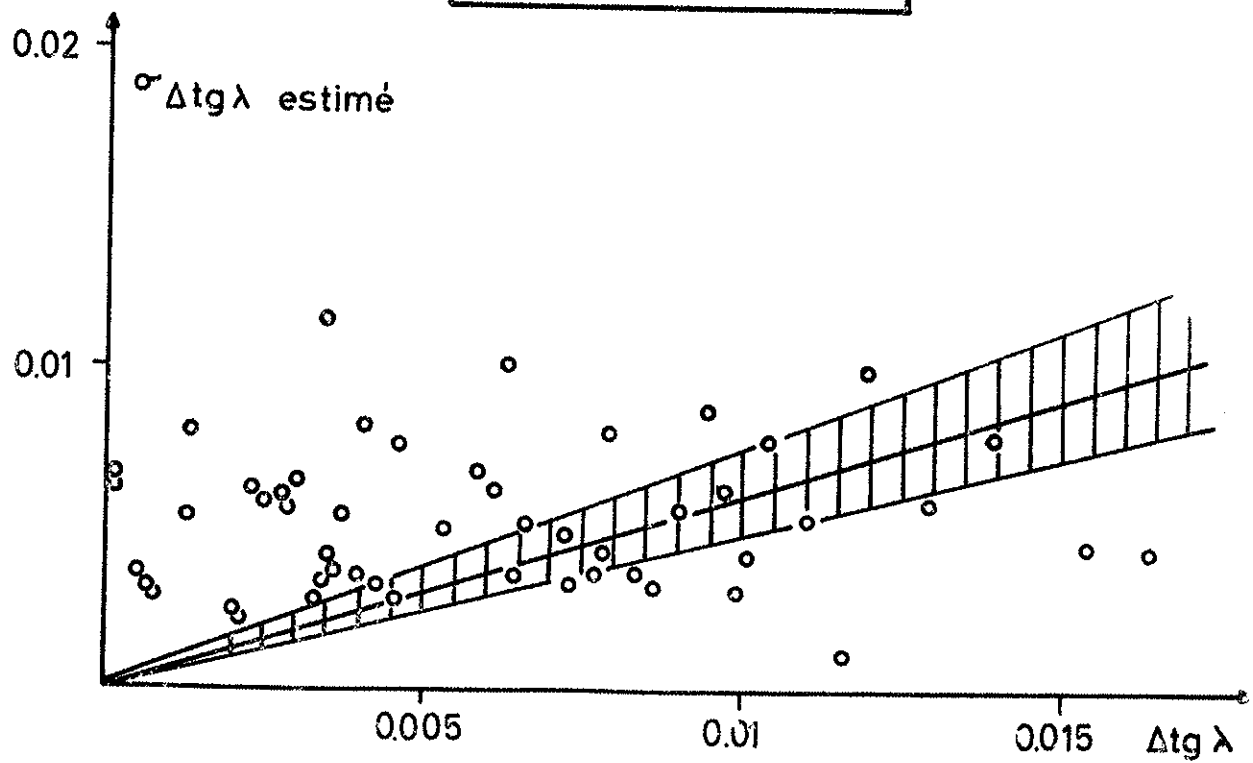
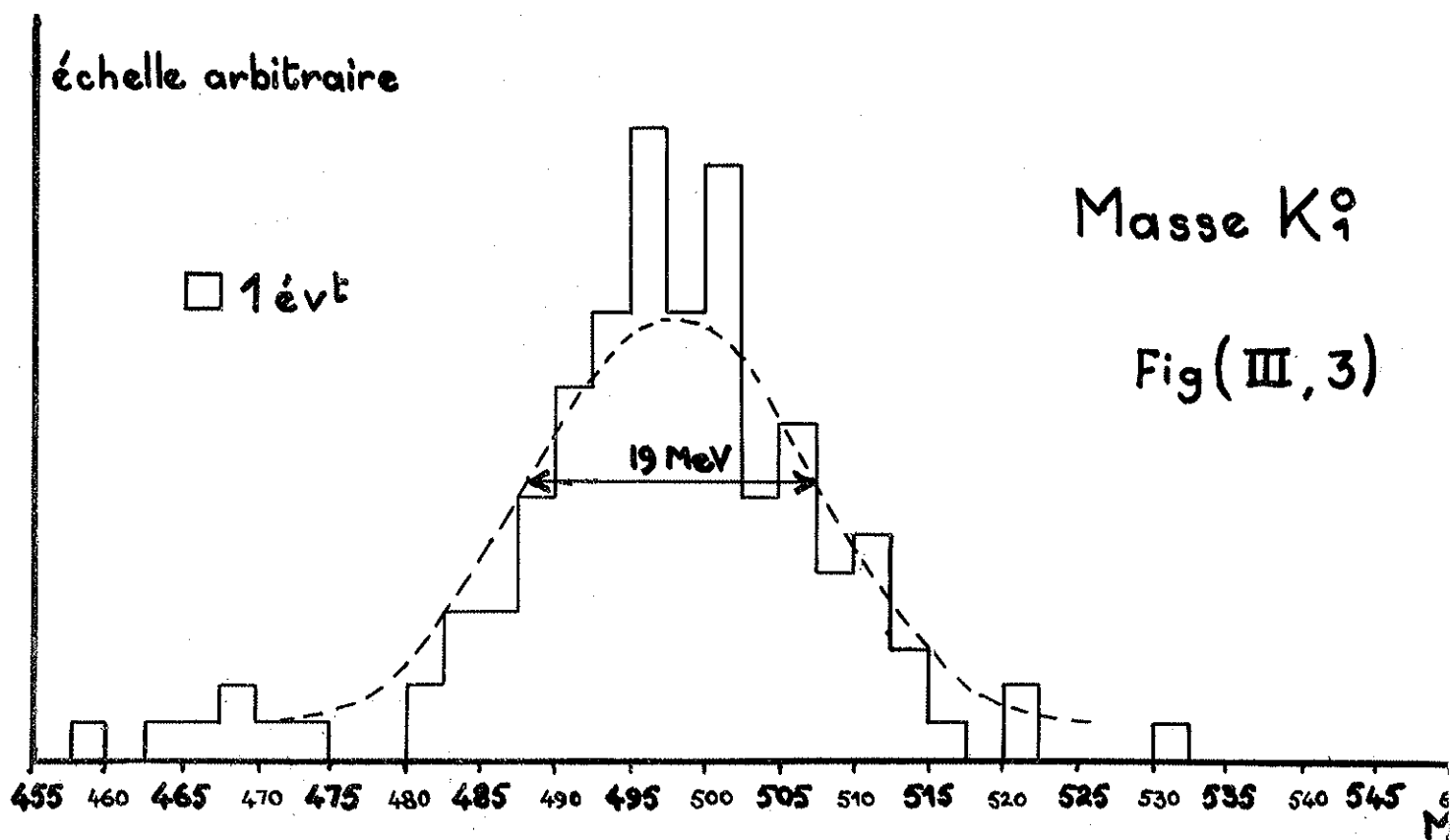


Fig. (III, 2)



pages 46 + 47

are missing.

mouvement déterminée : 795 Mev/c pour K^+K^-
930 Mev/c pour $\pi^+\pi^-$

Nous avons comparé les différences $(p \cos \lambda)_1 - (p \cos \lambda)_2$, $\phi_1 - \phi_2$, $\text{tg} \lambda_1 - \text{tg} \lambda_2$, aux estimations des erreurs sur ces grandeurs. Les erreurs dues à la diffusion coulombienne viennent s'ajouter ici aux erreurs de pointé, mais nous sommes dans une zone d'énergie où les premières sont nettement inférieures aux secondes.

Les résultats s'expriment par les figures (III, 2) où nous avons porté en abscisse la différence mesurée ; en ordonnée, l'écart estimé. On en déduit une évaluation du rapport $\frac{\sigma \text{ estimé}}{\sigma \text{ réel}}$ représentée par la pente de la droite séparant les événements dans le rapport théorique 68 à 32 ; le secteur hachuré délimite un intervalle correspondant à des fluctuations poissonniennes sur les nombres de points de part et d'autre. Quoique les statistiques soient trop pauvres pour fournir un résultat précis, il apparaît clairement sur ce diagramme que :

- les erreurs sur $p \cos \lambda$ (ou sur C) sont surestimées dans un rapport voisin de 1,4,
- les erreurs sur ϕ sont correctement évaluées,
- les erreurs sur $\text{tg} \lambda$ sont sousestimées dans un rapport voisin de 0,6.

Ces défauts d'estimation ne sont pas surprenants, lorsqu'on songe aux approximations que nous avons faites. Comme nous l'avons vu, les erreurs systématiques que nous avons prises en compte ont des répercussions moindres sur la grandeur C que sur les angles, ce qui explique le premier fait ; quant à la sousestimation de l'erreur sur $\text{tg} \lambda$, elle est probablement due à une évaluation optimiste de l'erreur sur la coordonnée Z. Lorsque nous avons analysé des grandeurs physiques, dont l'expression analytique en fonction de p , ϕ , λ faisait jouer un rôle prépondérant à la variable p , nous avons obtenu des dispersions expérimentales inférieures à celles que nous avons calculées a priori. La figure (III, 3) donne la distribution des masses des V^0 dans un lot d'annihilations comportant des K_1^0 ; l'histogramme fait apparaître une dispersion globale de 9,5 Mev, alors qu'on prévoyait environ 13 Mev.

La valeur moyenne est correctement centrée sur la valeur de 497,5 Mev.

Nous verrons dans le paragraphe suivant les conséquences d'une évaluation défectueuse des erreurs dans le programme d'optimisation.

INTERPRETATION DES EVENEMENTS ET OPTIMISATION DES GRANDEURS MESUREES

PROGRAMME CINEMATIQUE -

Comme on l'a vu, le but du programme cinématique est de chiffrer la compatibilité d'un événement avec un phénomène physique donné, et, dans l'hypothèse où cette compatibilité est acquise, de corriger les estimations de certaines grandeurs fournies par le programme "géométrie" en tirant partie des relations de conservation du quadrivecteur quantité de mouvement - énergie.

Les méthodes de calcul employées sont à peu près les mêmes dans les différents laboratoires. Nous avons utilisé le programme GAP construit au CERN (Réf. III, k).

Nous allons rappeler très brièvement le principe du calcul et ses propriétés, pour justifier les classements et les statistiques que nous avons effectués dans la suite. On peut trouver des descriptions complètes dans les références (III, e).

Nous avons un certain nombre de variables mesurées $X_1^m, \dots, X_n^m$ que l'on peut représenter par un vecteur $\vec{X}^m$ dans un espace à n dimensions ; nous désignerons par $X_1^v, \dots, X_n^v$ leur valeurs vraies formant le vecteur $\vec{X}^v$

Le vecteur d'erreur $\vec{x} = \vec{X}^m - \vec{X}^v$ est un ensemble de variables aléatoires (x_1, x_n) dont nous avons supposé que leurs lois de probabilité étaient assez proches de lois gaussiennes avec éventuellement corrélation entre certaines des variables.

Enfin le vecteur $\vec{X}^v$ satisfait aux L liaisons provenant des équations de conservation.

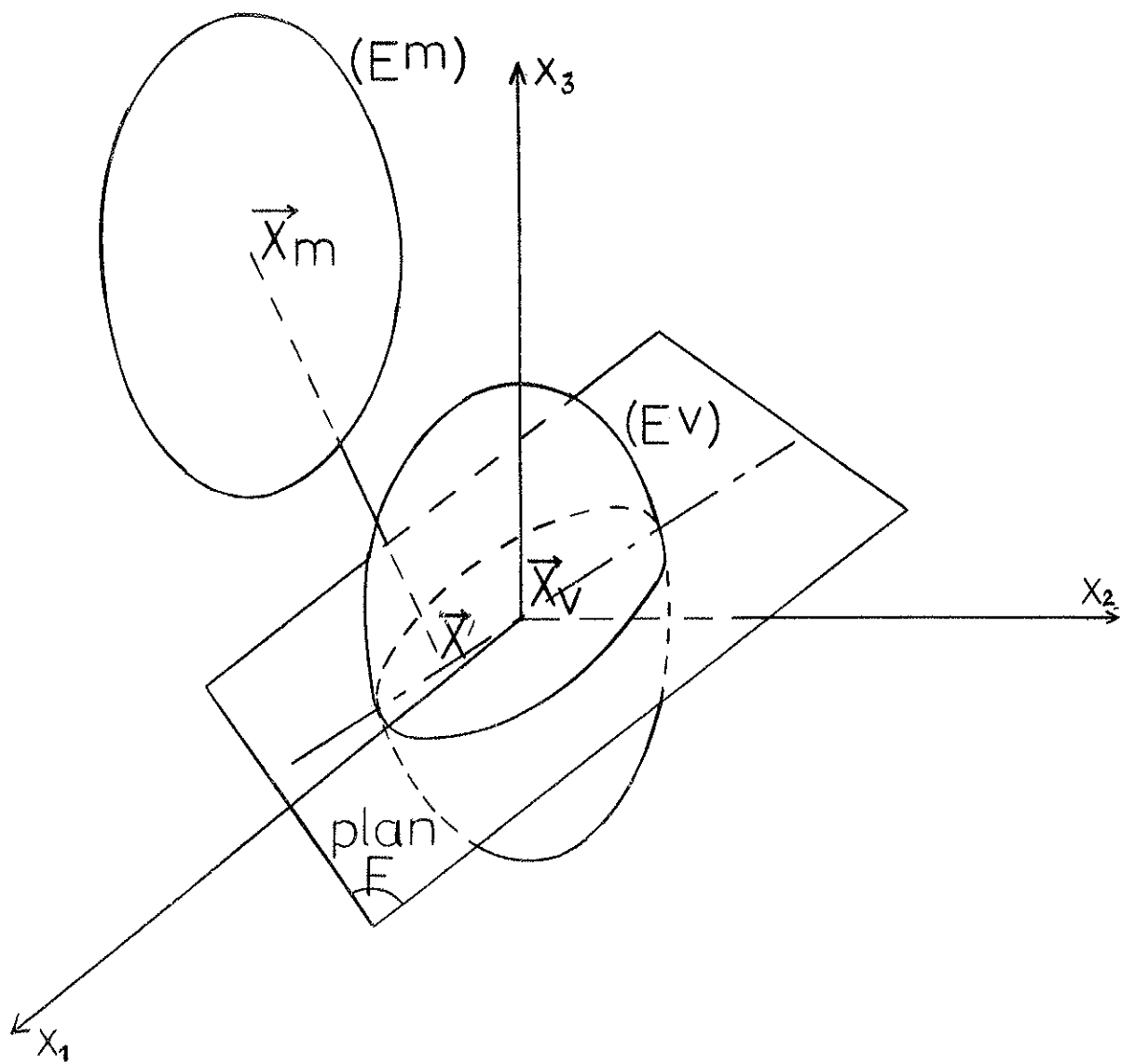
$$F_1 \text{ à } L (\vec{X}^v) = F_1 \text{ à } L (\vec{X}^m + \vec{x}) = 0$$

Nous avons traité séparément chaque interaction d'un même événement. Les cas rencontrés dans nos problèmes se réduisent à peu près à trois types.

$L = 4$: c'est le cas où toutes les particules de l'interaction ont été vues et mesurées.

$L = 3$: c'est par exemple le cas de la désintégration d'une particule neutre dont on connaît l'origine et dont on se donne la masse.

$L = 1$: c'est par exemple le cas d'une annihilation dans laquelle on fait l'hypothèse qu'une particule neutre, et une seule, a échappé à l'observation.



Fig(III 4)

Evaluer la compatibilité de $\vec{X}^m$ avec l'hypothèse donnée conduit à estimer la valeur de $\vec{X}$ et à la comparer avec les prévisions des lois de probabilité. On montre qu'un estimateur correct est celui qui consiste à minimiser compte tenu des équations de liaisons (F_1 à L), la quantité $\chi^2 = \sum_{ij} (S^{-1})_{ij} x_i x_j$ où S est la matrice d'erreur de $\vec{X}$.

Dans le cas où les lois sont gaussiennes, cet estimateur coïncide avec la méthode du maximum de vraisemblance, c'est-à-dire qu'il fournit pour $\vec{X}$ la valeur $\vec{X}'$ satisfaisant aux liaisons et telle que la probabilité de mesurer $\vec{X}^m$, si la valeur vraie est $\vec{X}^m + \vec{X}'$, soit maximum.

Dans le cas où les liaisons sont linéaires, le calcul est assez simple, et conduit à des résultats qu'on peut interpréter sans trop de difficultés. Dans le cas contraire on emploie une technique d'approximations successives prenant pour point de départ la "linéarisation" des liaisons au voisinage de $\vec{X}^m$ ("plan" tangent substitué à la "surface" des liaisons) ; dans ce cas les conditions de convergence ne sont pas faciles à analyser. En ce qui nous concerne nous n'avons pas affaire à des liaisons linéaires. Cependant on peut dire que, si les erreurs ne sont pas trop grands, le plan tangent en $\vec{X}^m$ n'est pas très éloigné du plan tangent en $\vec{X}^V$, et la convergence est assurée dans le cas où l'on a choisi la bonne hypothèse ; lorsqu'on est sur une hypothèse fausse, le calcul peut converger ou diverger, mais une divergence fait conclure presque certainement au rejet de l'hypothèse. On doit être plus circonspect lorsque les erreurs sont importantes.

Interprétation géométrique du calcul d'optimisation.

Lorsque les liaisons sont linéaires, on peut interpréter géométriquement le calcul. Nous raisonnerons dans le cas d'un espace à 3 variables mesurées, liées par une seule contrainte $F(\vec{X}) = 0$, représentée par le plan F sur la figure (III, 4).

L'ellipsoïde des erreurs E^V est défini par l'équation $\chi^2 = \sum_{ij} S^{-1}_{ij} x_i x_j = 1$, dans le système de coordonnées ayant pour centre $\vec{X}^V$. Soit alors E^m l'ellipsoïde, égal à E^V , centré en $\vec{X}^m$. Rechercher le χ^2 minimum consiste à construire l'ellipsoïde homothétique à E^m tangent au plan F . Le point de contact X' est alors l'extrémité du diamètre conjugué Δ de la direction du plan F .

Dans ces conditions il est clair que tous les points $\vec{X}^m$ situés à l'intérieur de l'ellipsoïde E^V (c'est-à-dire ce qu'on peut appeler "à moins d'un écart quadratique" un sens large) donnent des vecteurs corrigés $\vec{X}'$ situés à l'intérieur de l'ellipse intersection du plan F et de E^V , donc en moyenne situés

à une distance de X^V inférieure à la distance $\bar{X}^m - \bar{X}^v$. Les erreurs sur chacune des variables x_1, x_2, x_3 sont donc réduites par l'optimisation, mais dans une proportion qui dépend essentiellement de l'orientation du plan par rapport aux axes de coordonnées. Une variable x_1 est d'autant mieux corrigée que le plan F est plus perpendiculaire à l'axe ox_1 ; dans ce cas l'erreur résiduelle dépend très peu de l'erreur initiale. Inversement, si le plan F est parallèle à ox_1 , la variable x_1 conserve sa valeur et son erreur, ce qui est évident puisqu'elle n'est pas concernée par l'équation de liaison.

Enfin, lorsque les mesures des différentes variables sont homogènes, et que l'équation de contrainte agit sur elles de manière égale, on ne doit pas s'attendre que les erreurs soient très réduites par l'optimisation, d'autant moins que le nombre de liaisons L est plus faible devant le nombre de variables N, le facteur de réduction étant en gros $\sqrt{1 - \frac{L}{N}}$.

Dans notre cas les 4 équations de liaison sont :

$$\sum P_i \cos \lambda_i \sin \phi_i = 0$$

$$\sum P_i \cos \lambda_i \cos \phi_i = 0$$

$$\sum P_i \sin \lambda_i = 0$$

$$\sum \sqrt{P_i^2 + m_i^2} = E_0$$

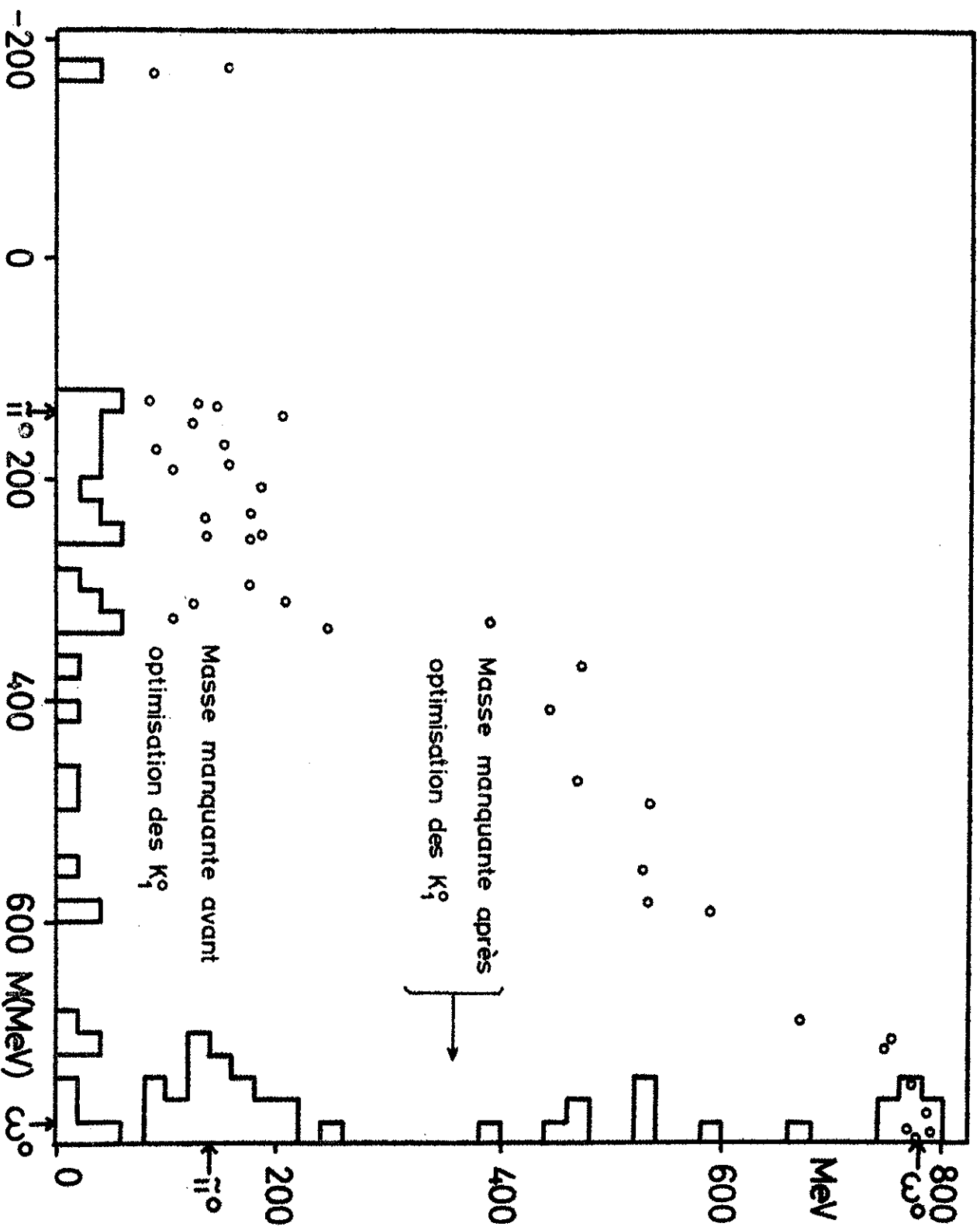
La quantité de mouvement P intervient dans les 4 relations, et elle intervient seule dans la dernière ; elle doit être fortement contrainte par l'optimisation. Comme c'est en général la variable la moins bien mesurée, c'est une circonstance favorable.

En résumé, le programme d'optimisation agit comme le physicien : il cherche à préciser les variables mal mesurées au moyen des équations de liaison, et ne peut pas améliorer beaucoup les variables bien mesurées. L'avantage est qu'il agit de manière systématique en tenant compte simultanément de toutes les liaisons. Partant d'un lot d'événements inhomogènes dans leurs mesures, on observe un regroupement spectaculaire des grandeurs calculées qui apparaît bien sur la figure (III, 5), où l'on a représenté les masses manquantes d'événements du type $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 + K_1^0 + \text{neutres}$ avant et après optimisation et où l'on voit un groupement s'effectuer autour des masses du π^0 et de l' ω^0 .

Un dernier problème consiste à examiner quel est le rôle joué par les évaluations des erreurs que l'on introduit dans le calcul d'optimisation. Si l'on revient à l'interprétation géométrique de la figure (III, 4) on voit que dans un cas moyen le fait de modifier ces évaluations dans un facteur 2 ou 3

EVENEMENTS 0 br. $2K_1$

Masse manquante extérieure aux $2K_1$



ne conduit pas à déformer beaucoup les résultats, puisque cela n'agit que par le changement de direction du diamètre conjugué du plan F. D'autre part on peut se demander s'il faut inclure les erreurs systématiques. Si nous les incluons, sous réserve de savoir les évaluer à peu près correctement, les valeurs χ^2 obtenues seront relativement faibles, et notre critère de compatibilité sera correct avec une tendance à inclure trop d'évènements ; il faudra ensuite épurer le lot d'évènements correspondant à une hypothèse physique donnée en examinant le cas des évènements compatibles avec plusieurs hypothèses. Si nous nous limitons aux erreurs purement statistiques, nos estimations corrigées subiront un léger déplacement d'ensemble dû à la forme différente de l'ellipsoïde ; d'autre part, les valeurs de χ^2 seront fortes, et nous aurons tendance à éliminer des évènements appartenant à l'hypothèse faite ; on aura alors un lot assez pur qu'il faudra compléter par des évènements voisins. Que l'on emploie l'une ou l'autre technique, on ne peut éluder le problème d'évaluer aussi soigneusement que possible les erreurs systématiques.

Remarquons enfin que, contrairement à ce que laisse entrevoir un examen trop rapide, le calcul d'optimisation ne conduit pas à mettre clairement en évidence d'éventuelles erreurs systématiques ; la meilleure information sur ces erreurs est tout entière contenue dans les équations de liaison et la manière dont les évènements les vérifient.

Le programme d'optimisation n'apporte aucun supplément d'information dans ce domaine ; au contraire il risque d'en retrancher en mêlant des effets dus aux erreurs systématiques et des effets dus à la mauvaise estimation des erreurs statistiques. Revenons, en effet, à la figure (III, 4) qui représente le cas d'une unique liaison linéaire. S'il y a une bonne disposition statistique des vecteurs mesurés $\vec{X}^m$ autour du plan F, cela signifie que les erreurs systématiques, même si elles existent, ont une influence négligeable sur la liaison $F(\vec{X}^v) = 0$. Mais il est clair, d'après l'interprétation géométrique de l'optimisation, que la distribution des χ^2 ne fera apparaître aucune distorsion, elle non plus. Par contre, la distribution des $F(\vec{X}^m)$ peut être dissymétrique sans que celle des χ^2 fasse apparaître clairement ce défaut.

CHAPITRE IV

ANALYSE DES EVENEMENTS STATISTIQUE GENERALE

Notre recherche a porté essentiellement sur les événements comportant un K_1^0 se désintégrant en mode chargé, les seuls que l'on puisse sélectionner avec une erreur systématique de détection très faible. Cependant un lot d'événements où des K chargés ont été identifiés par leur désintégration ou leur interaction a permis des études complémentaires exposées dans la thèse de C. Ghesquière (IV, a). Nous n'en parlerons pas ici.

Dans la suite nous appelons V_1^0 le phénomène $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

I - SELECTION DES EVENEMENTS COMPORTANT UN V_1^0 .

Dépouillement des photos

Le dépouillement a porté sur 35.000 photos, l'observation se faisant sur 3 vues. Nous avons utilisé les critères suivants :

- 1/ Nous avons considéré comme phénomène (V^0) tous les ensembles de 2 traces chargées se présentant sous la forme d'un V sur une photo comportant au moins un arrêt d'antiproton.
- 2/ Les limites du volume utile de la chambre, au-delà desquelles un événement risquait d'échapper à l'observation, et surtout risquait d'être difficilement identifiable par suite de mauvaises conditions de mesure, ont été fixées à :

$$\begin{aligned} X &> -14 \text{ cm} \\ -10 \text{ cm} &< Y < 10 \text{ cm} \\ 3 \text{ cm} &< Z < 29 \text{ cm} \end{aligned}$$

Au dépouillement un gabarit délimitant un volume légèrement plus grand permettait d'opérer une première sélection.

- 3/ Dans le but d'obtenir un lot le plus homogène possible, nous avons écarté les antiprotons à trace "pâle" arrivés trop tard dans la chambre pour que les bulles formées aient le temps de grossir suffisamment. De chaque événement retenu d'après les critères ci-dessous on prenait 3 photos sur papier, correspondant aux 3 vues. Ces 3 clichés ont été utilisés d'une part, pour la phase suivante de l'analyse (contrôle), d'autre part, pour la préparation des mesures au IEP.

Contrôle sur clichés

Les critères de sélection utilisés au dépouillement étaient volontairement très larges afin qu'aucun événement possible n'échappe. Pour éviter cependant de charger les appareils de mesure et d'allonger inutilement la durée des calculs nous avons introduit entre dépouillement et mesure une phase intermédiaire dont l'objectif était le suivant :

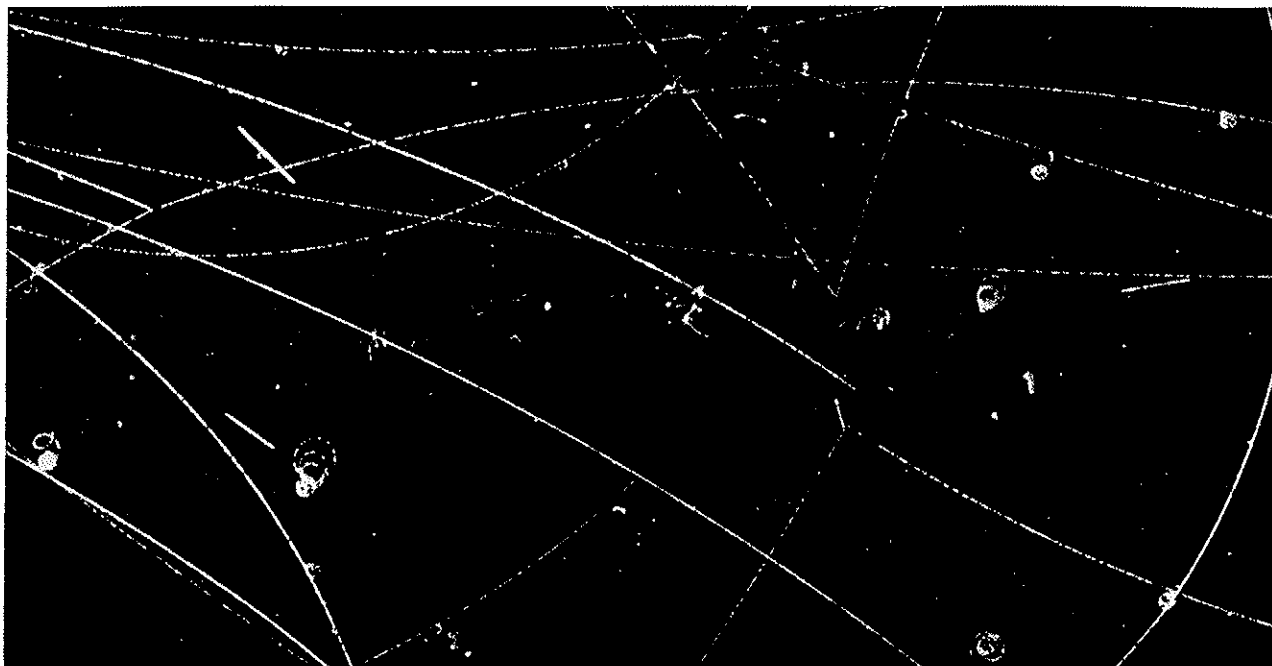
- 1/ Eliminer au moyen de mesures grossières effectuées sur les clichés eux-mêmes les V^0 qui n'étaient manifestement pas des V_1^0 (désintégrations $\pi\mu$, ou μe , Λ^0 etc)
- 2/ Préciser si possible l'origine des V_1^0 .

Après ce contrôle un lot de 1337 événements compatibles à ce stade avec l'hypothèse V_1^0 ont été retenus sur un ensemble de 78.630 annihilations observées.

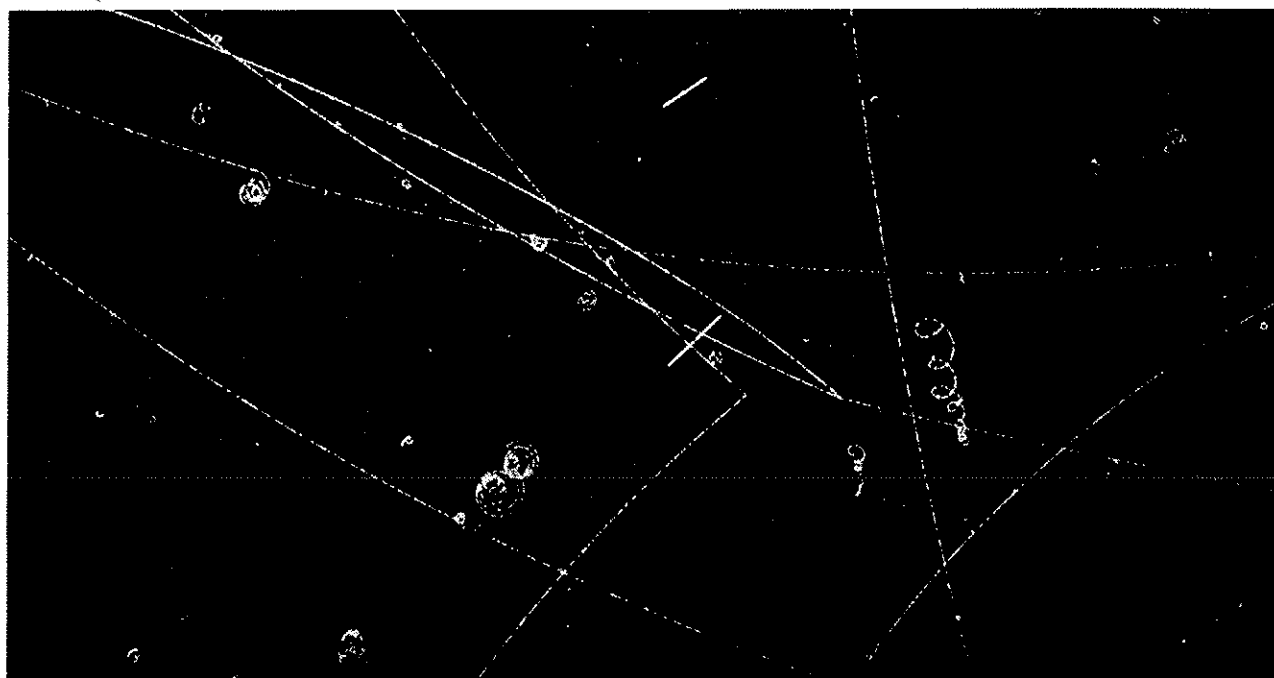
Choissant pour les V^0 l'origine la plus probable nous avons classé provisoirement ces événements en catégories phénoménologiques, suivant le nombre de V^0 (au maximum deux) et de branches chargées rattachées à cette origine. On a formé ainsi 5 classes : 0 branche V^0 , 0 br 2 V^0 , 2 br 1 V^0 , 2 br 2 V^0 , 4 br 1 V^0 , la répartition est donnée par la première colonne du tableau (IV, 1) où le total d'événements diffère légèrement du précédent par suite d'accidents survenus à certains films.

Les clichés (IV, 10) (IV, 11) (IV, 12) (IV, 13) montrent l'allure des événements des quatre derniers types cités.

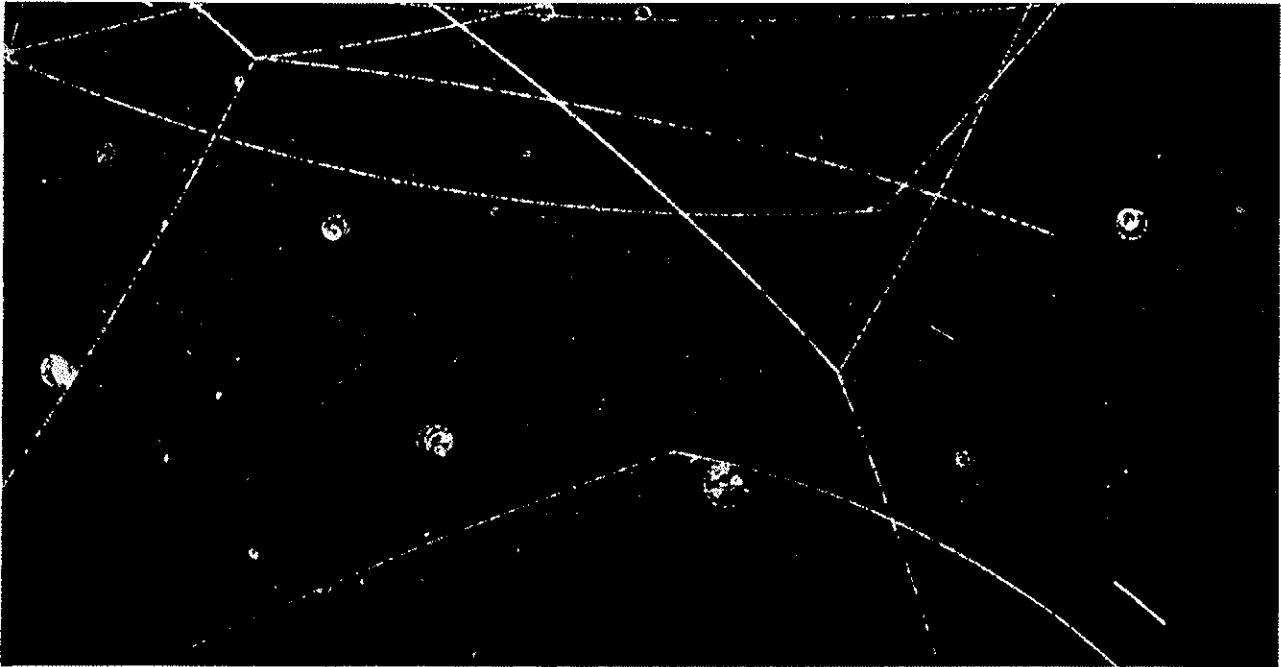
Pour étudier l'efficacité du dépouillement, nous avons fait un deuxième dépouillement partiel dans des conditions aussi voisines que possible du premier. 11 nouveaux V_1^0 ont été détectés venant s'ajouter aux 239 précédemment observés ; 9 événements repérés au premier dépouillement ont échappé



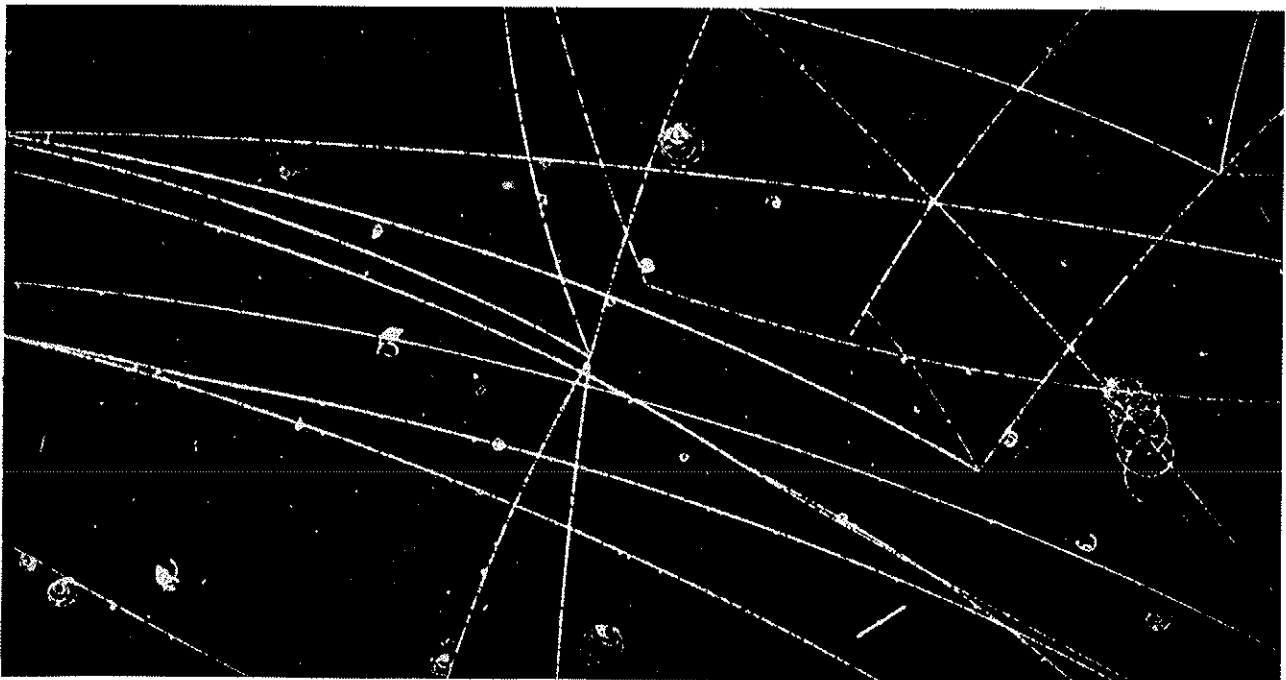
$\bar{P} + P \Rightarrow K^0_1 + K^0_1 + \text{neutres}$
 figure (IV, 10)



$\bar{P} + P \Rightarrow K^0_1 + 2 \text{ branches chargées}$
 figure (IV, 11)



$\bar{P} + P \Rightarrow K^0_1 + K^0_1 + 2 \text{ branches chargées}$
figure (IV, 12)



$\bar{P} + P \Rightarrow K^0_1 + 4 \text{ branches chargées}$
figure (IV, 13)

au deuxième. Ces deux nombres sont bien compatibles. Nous pouvons considérer qu'en moyenne 10 évènements ont été observés dans l'un des dépouillements et perdus dans l'autre. Si p est la probabilité de perte commune aux deux dépouillements et N le nombre total d'évènements on a alors :

$$\begin{aligned} N (1 - p^2) &= 250 \\ Np (1 - p) &= 10 \\ \text{d'où } \frac{p}{1 + p} &= \frac{10}{250} \quad p \approx 0,04 \end{aligned}$$

Notre efficacité de détection a donc été de 96 %.

Les 20 évènements qui ont échappé à l'observation dans l'un ou l'autre dépouillement comportaient tous 1 seul V^0 ; il est raisonnable de penser qu'il en est de même pour la plupart des évènements qui ont échappé à l'observation ; la présence de 2 V^0 rendant la détection beaucoup plus sûre. Nous n'avons donc corrigé que le nombre d'évènements appartenant aux catégories à 1 V^0 .

Type	Mesurés	Non V_1^0 (K_2^0 probables)	Evènements effectivement étudiés	Lot corrigé
0 br 1 V^0	186	10	172	196
0 br 2 V^0	55	4	47	58
2 br 1 V^0	876	31	829	928
2 br 2 V^0	138	12	134	143
4 br 1 V^0	78	4	46	52

Tableau (IV, 1)

Etude cinématique

Elle a permis d'achever l'étude du caractère " V_1^0 ". Comme on l'a vu au chapitre III, l'erreur systématique sur la direction du V^0 est prépondérante lorsque la désintégration a lieu à faible distance de l'origine ; le test de compatibilité avec l'origine qui ne prend que partiellement en charge ces erreurs systématiques est alors faussé. Pour cette raison nous avons utilisé deux

ensembles de critères. L'un, applicable à tous les V^0 , ne portait que sur la masse effective des 2 branches chargées : nous avons exigé qu'elle soit compatible à 2 écarts quadratiques avec la masse du K_1^0 . L'autre, réservée aux V^0 dont le sommet était distant de plus de 1 cm de l'annihilation, concernait la compatibilité globale avec le phénomène " K_1^0 " ayant l'origine assignée : l'estimateur utilisé étant le χ^2 du calcul d'optimisation, nous avons pris comme critère $\chi^2 < 15$. Le critère modéré appliqué aux V^0 se désintégrant près d'une annihilation risque de laisser passer quelques faux événements, mais l'étude cinématique de l'annihilation permet de réduire le nombre de ceux-ci à une valeur négligeable.

La plupart des V^0 exclus, dont la liste est donnée par la deuxième colonne du tableau (IV, 1), sont probablement des K_2^0 comme l'a montré une étude partielle.

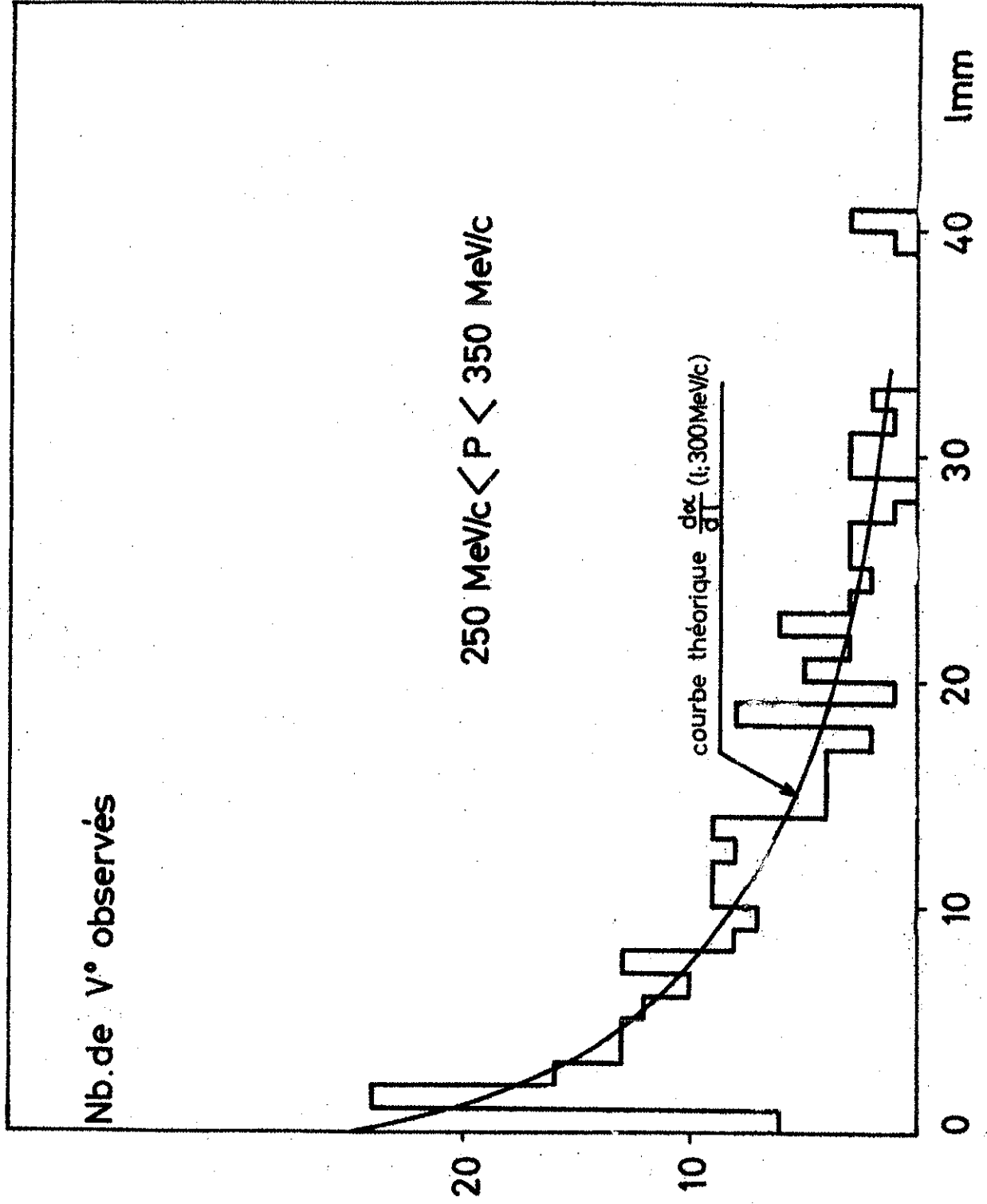
L'étude cinématique a eu également pour conséquence de rectifier certaines attributions d'origine des V_1^0 (13 événements ont ainsi changé de catégorie) et d'éliminer un certain nombre d'événements, dont la plupart étaient hors du volume utile défini ci-dessus.

II - ETUDE DES CORRECTIONS A APPORTER POUR LES V_1^0 ECHAPPANT A L'OBSERVATION.

Un certain nombre de V_1^0 n'ont pas pu être observés parce qu'il se sont désintégrés très près de l'origine. D'autres au contraire se sont désintégrés en dehors du volume utile ; ils ont été éliminés, ou ils ont échappé eux aussi à l'observation.

Dans cette expérience sur les annihilations d'antiprotons à l'arrêt aucune direction n'est privilégiée, on peut donc admettre que la répartition des K_1^0 autour de l'origine est isotrope. Comme nous avons un grand nombre de V_1^0 , cela permet une estimation a priori des pertes de V_1^0 , qui peut dans une certaine mesure être contrôlée expérimentalement. Cette évaluation d'ensemble est plus précise surtout pour les faibles ensembles statistiques qu'un calcul empirique fondé sur les parcours potentiels. D'autre part, dans cette optique il n'est pas nécessaire de se fixer une limite rigide pour la perte au voisinage de l'origine, et de rejeter les V^0 se désintégrant à l'intérieur ; il suffit d'évaluer correctement cette perte et de pondérer les résultats en conséquence.

HISTOGRAMME DES DISTANCES DES ν^0 A LEUR ORIGINE EN PROJECTION XOY



Perte de V_1^0 au voisinage de l'origine

L'observation de la chambre à partir des 3 caméras se faisant sous des angles relativement faibles par rapport à l'axe de la chambre, un paramètre significatif pour caractériser ce défaut d'observation d'un V_1^0 est la projection ℓ de son parcours L sur le plan XOY : $\ell = L \cos \lambda$.

En supposant la distribution isotrope, nous avons évalué, pour $\ell = \ell_0$ donné, la proportion $\alpha(\ell_0, p)$ de V_1^0 dont le parcours projeté ℓ est supérieur à ℓ_0 .

$$\alpha(\ell_0, p) = \int_1^0 e^{-\frac{\ell_0}{Lp \cos \lambda}} d(\sin \lambda)$$

où Lp = libre parcours moyen d'un K^0 de quantité de mouvement p ($Lp = \frac{pc\tau}{m}$; nous avons pris $\tau = 10^{-10}$ sec.),

D'autre part nous avons fait l'histogramme des valeurs ℓ observées pour les V_1^0 ayant leur quantité de mouvement dans des bandes de 100 Mev/c autour des valeurs 100, 200, 300 Mev/c etc... Nous avons admis que nous n'avons pas perdu d'événements par confusion de l'origine du V^0 et de l'annihilation au-delà de $\ell_0 = 2$ mm ; nous avons alors normalisé au nombre d'événements dans l'intervalle $2 \text{ mm} < \ell < 16 \text{ mm}$ en tenant compte d'une légère perte de V^0 dans cet intervalle par sortie de la chambre vers l'avant ou vers l'arrière, avant désintégration. La figure (IV, 2) montre l'histogramme relatif à la bande 250-350 Mev/c. La courbe en pointillé représente approximativement la courbe théorique $\frac{d\alpha(\ell, p)}{d\ell}$ normalisée au nombre d'événements dans l'intervalle de 2 à 16 mm. Nous n'avons pas calculé cette dérivée avec précision puisque seul intervient dans notre estimation la fonction $\alpha(\ell, p)$. Remarquons que notre estimation est relativement peu sensible à la vie moyenne τ choisie pour le K_L^0 ; lorsque τ passe de $1,0 \cdot 10^{-10}$ sec. à $0,9 \cdot 10^{-10}$ sec. le pourcentage théorique de V^0 perdus passe de 5,6 à 6 % dans la bande de quantité de mouvement 250-350 Mev/c ce qui est faible devant la fluctuation statistique. Inversement nous ne pouvons pas espérer déterminer avec précision la vie moyenne par notre méthode.

L'ensemble des résultats confirme que la perte est surtout importante dans le premier millimètre, et qu'il est légitime par conséquent de placer le seuil d'observation quasi-sûre à 2 mm. Le pourcentage de perte dans les 2 premiers millimètres est de 0,35 pour l'ensemble des bandes de quantité de mouvement. On en déduit le terme correctif à appliquer pour chaque valeur de quantité de mouvement

$$\eta_0(p) = 0,35 \alpha(2\text{mm}, p)$$

La courbe $\eta_0(p)$ est représentée sur la figure (IV, 3) elle croît assez vite pour les faibles valeurs de p . La courbe $\ell(2 \text{ mm}, p)$ qui représenterait la perte de V_1^0 dans le cas où l'on n'aurait rien observé en deçà de 2 mm est tracée en pointillé. Au-dessus de 50 Mev/c notre calcul moyen n'est plus très valable ; il faudrait faire une évaluation a priori parce qu'il y a très peu de K_1^0 observés. Comme la plupart de nos spectres de quantité de mouvement des K décroissent rapidement vers les basses énergies, la zone 0-50 Mev/c est sans importance dans la plupart des cas.

Perte de V_1^0 au-delà des limites de visibilité de la chambre.

Nous l'avons estimée d'une manière analogue, c'est-à-dire en supposant une distribution isotrope et en calculant le pourcentage de désintégration en dehors du volume utile. Nous avons tenu compte de la répartition des arrêts dans la chambre en Y et en Z en groupant les calculs relatifs à un ensemble de points affectés des poids convenables. La courbe $\eta_L(p)$ de la figure (IV, 3) résume les résultats. La perte est inférieure à 1% pour 200 Mev/c, elle croît ensuite pour atteindre 3,1% à 500 Mev/c, et 10% à 800 Mev/c, valeur limite de la quantité de mouvement du K_1^0 dans notre expérience.

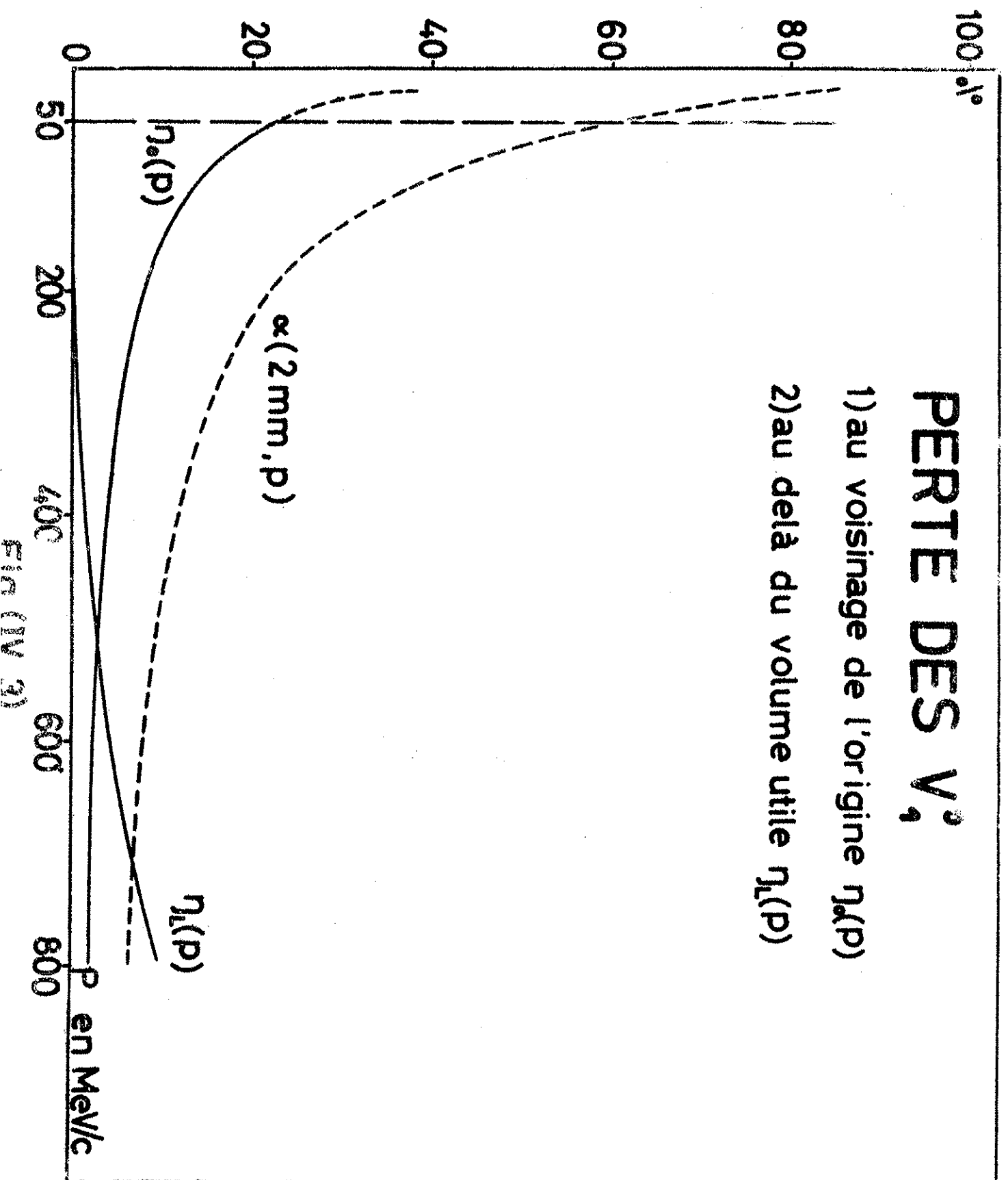
Les deux termes correctifs $\eta_0(p)$ et $\eta_L(p)$ ont été employés dans la suite de l'étude.

Il faut remarquer que les effets des deux types de perte, à l'origine et au-delà des limites de la chambre, ne sont pas nécessairement les mêmes ; par exemple, les événements du type (n branches, 2 V_1^0 dont l'un se désintègre près de l'origine) n'ont pas été perdus au dépouillement, car ils sont retrouvés dans la catégorie (n + 2 branches, 1 V_1^0).

Ceci permet de contrôler l'estimation a priori des pertes à l'origine. Nous avons en effet trouvé dans les événements 4 br 1 V_1^0 , 16 événements dont l'interprétation était clairement 2 br 2 V_1^0 , le deuxième V_1^0 ayant son sommet trop près de l'origine pour avoir été observé en tant que tel. Le nombre total de 2 br 2 V_1^0 étant de 134 événements, la proportion observée de 12% est en bon accord avec la valeur calculée (13%) à partir de $\eta_0(p)$ en tenant compte du spectre de la quantité de mouvement du K_1^0 dans les événements 2 br, 2 V_1^0 . Il nous fallait de même nous attendre à une contamination de 5 événements du type 0 br, 2 V_1^0 dans la catégorie 2 br, 1 V_1^0 ; en fait cette catégorie étant la plus nombreuse (plus de 800 événements), la présence de ces 5 événements n'a pu être mise nettement en évidence.

PERTE DES V_i

- 1) au voisinage de l'origine $\eta_0(p)$
- 2) au delà du volume utile $\eta_L(p)$



Remarquons enfin que pour les événements à 1 seul V_1^0 , pour lesquels les 2 types de pertes ont le même effet, la somme $\eta_0(p) + \eta_L(p)$ varie peu dans l'intervalle 200 Mev/c - 700 Mev/c ; le terme correctif global dépend donc assez peu du spectre de quantité de mouvement du K_1^0 , sauf s'il s'étend aux basses valeurs de p.

Les colonnes 3 et 4 du tableau (IV, 1) donnent respectivement le nombre d'événements effectivement étudiés après les dernières modifications faites à l'issue du calcul cinématique et le nombre corrigé qui constitue la meilleure estimation du nombre d'événements des diverses catégories dans les annihilations étudiées.

III - REPARTITION DES EVENEMENTS A V_1^0 SUIVANT LE NOMBRE DE PARTICULES K et π .

Une fois la sélection des événements à V_1^0 terminée se pose le problème de constituer un lot aussi pur que possible d'annihilations à l'arrêt en écartant les antiprotons interagissant en vol, puis de déterminer, quand on le peut, le nombre et la nature, π ou K, des particules à vie suffisamment longue pour se manifester individuellement à la mesure. Bien entendu un événement ne peut être complètement analysé que si une particule neutre au plus a échappé à l'observation. On n'obtient donc qu'une statistique partielle des différents états possibles ; la tâche d'en déduire une statistique générale en se fondant sur des considérations de symétrie de charge est rendue difficile par l'action des règles de sélection qui jouent un rôle important dans les transitions vers les états $K_1^0 K_1^0$ (ou $K_2^0 K_2^0$) + $n\pi$ et $K_1^0 K_2^0$ + $n\pi$. D'autre part la présence abondante dans nos annihilations de particules à vie très brève telles que K^* , ω^0 et peut-être η^0 , réduit l'intérêt d'une statistique portant uniquement sur la production des seules particules directement saisissables K et π . Nous nous sommes donc contenté dans la troisième partie de ce chapitre de donner pour chacune des catégories phénoménologiques la répartition observée à partir du nombre des événements effectivement étudiés.

Annihilations en vol.

a) Estimation a priori du nombre d'annihilations en vol.

La section efficace d'annihilation est mal connue aux basses énergies. Les mesures les plus récentes (Réf. IV, b) vont jusqu'à une énergie de 30 Mev environ, mais les précisions obtenues ne sont pas

très grandes. Dans la bande 30 - 200 Mev les résultats sont bien représentés par une courbe empirique en $\frac{1}{\beta}$: $\sigma = \frac{\sigma_0}{\beta}$ avec $\sigma_0 = 50$ mb. Si on l'extrapole jusqu'à une énergie voisine de zéro, on peut évaluer la contamination moyenne d'annihilations en vol dans le lot d'événements que nous avons retenus. Théoriquement il faudrait prendre comme limite inférieure l'énergie moyenne à laquelle l'antiproton est capté par un proton pour former un protonium mais le calcul montre qu'on ne fait pas une grosse erreur en prenant la limite zéro parce que l'antiproton perd très rapidement son énergie cinétique par collision dans les derniers millimètres de son parcours.

Dans le domaine d'énergie considéré la relation impulsion - parcours est bien représentée par

$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{3,6}$$

où R_0 est le parcours correspondant à l'impulsion p_0 choisie arbitrairement. Le volume utile étant limité à $x > -14$ cm, le parcours moyen d'un antiproton à l'intérieur de ce volume est de 21 cm. En prenant comme variable la quantité de mouvement p variant de 0 pour $x = +7$ cm à $p_0 = 337$ Mev/c pour $x = -14$ cm, on obtient, en désignant par n_s le nombre d'antiprotons qui sont effectivement allés jusqu'à l'arrêt

$$(1) \quad \frac{n(p)}{n_s} = \frac{3,6}{2,6} \sigma_0 N m_P \frac{R(p)}{p} ; N \text{ nombre de proton par cm}^3$$

R(p) parcours d'un antiproton
de quantité de mouvement p

soit, pour $p_0 = 337$ Mev/c, $\frac{n(p_0)}{n_s} = 1,16$

d'où le pourcentage d'antiprotons en vol par rapport au nombre total d'annihilations

$$1 - \frac{n_s}{n(p_0)} = 14\%$$

b) Détection des antiprotons en vol.

Nous avons un moyen de reconnaître une annihilation en vol : la mesure de la quantité de mouvement au point d'annihilation. Nous mesurons sa courbure moyenne sur une longueur 2ℓ à partir de ce point ce qui nous donne sa quantité de mouvement au centre du segment de mesure ; nous en déduisons la quantité de mouvement au point d'annihilation en utilisant la relation impulsion - parcours. Il est clair

que cette mesure est par nature affectée d'une erreur systématique provenant de la variation de courbure le long de la trajectoire dont on ne tient pas compte, et d'une grosse erreur statistique. En effet on se déplace vers l'arrêt dans une zone où la moindre erreur sur le parcours est fortement amplifiée lorsqu'on passe à la quantité de mouvement au point d'arrivée. Si on désigne par :

P_m la quantité de mouvement mesurée au milieu de l'arc mesure
 R_m le parcours correspondant sur la table impulsion - parcours
 ℓ la demi-longueur de l'arc
 P_A la quantité de mouvement calculée par le procédé décrit ci-dessus au point A qu'on supposera être effectivement un point d'arrêt.

La relation impulsion - parcours permet d'évaluer P_A

$$P_A = P_m \times \left(\frac{R_m - \ell}{R_m} \right)^{0,28}$$

$$\frac{dR_m}{R_m} = 3,6 \frac{dP_m}{P_m}$$

Si on néglige l'erreur sur ℓ , $R_m - \ell$ représente l'écart de R_m par rapport à sa valeur physique ℓ , l'écart type de la distribution statistique de cette variable est donc δR_m lié à δP_m par la relation ci-dessus.

L'expression de P_A n'a pas de dérivée en $R_m - \ell$ pour la valeur 0 ; on ne peut donc pas obtenir l'écart type de cette grandeur par simple différentiation mais, connaissant l'erreur sur P_m qu'on suppose être gaussienne, on a directement la loi de distribution de la variable P_A : en l'exprimant en fonction de la variable aléatoire $dP_m = P_m \times \left(3,6 \frac{dP_m}{P_m} \right)^{0,28}$

La distribution de P_A n'est pas gaussienne, mais 65% des valeurs qu'elle prend se trouvent compris dans l'intervalle

$$\pm P_m \left(3,6 \frac{\delta P_m}{P_m} \right)^{0,28}$$

Cette quantité représente correctement l'erreur faite dans l'estimation de P_A . Dans ce sens là nous écrirons :

$$\delta P_A = P_m \left(3,6 \frac{\delta P_m}{P_m} \right)^{0,28}$$

Notre but étant d'éliminer les antiprotons dont on est presque sûr qu'ils interagissent en vol nous ne pouvons nous contenter d'une incompatibilité à 1'écart avec l'hypothèse d'arrêt, nous rejetterions trop d'évènements réellement à l'arrêt (35%). Nous avons donc éliminé les évènements incompatibles à 2 écarts.

Un calcul analogue au précédent à partir d'une erreur relative $\frac{\delta P}{P}^m$ de 4% et d'une longueur de mesure de $2 \lambda = 15$ cm montre que 95% des P^m valeurs (2 écarts pour une courbe Gauss, s'étalent dans l'intervalle $(-200, + 200)$ Mev/c. Nous avons pris la valeur de $+ 200$ Mev/c comme seuil d'élimination. La formule (1) ci-dessus indique alors qu'on peut détecter 10% de l'ensemble des antiprotons en vol par ce procédé ; on doit donc s'attendre à une contamination résiduelle de 4%. En revanche on a perdu par fluctuation statistique 2,5% des évènements effectivement à l'arrêt.

En réalité notre programme de calcul ne fournit pas la valeur des impulsions P_A mais d'une variable qui lui est directement reliée, à savoir la masse M' de la particule fictive qui, possédant la même quantité de mouvement au centre de la trajectoire (p_m) que l'antiproton, s'arrêterait au point d'annihilation. L'erreur systématique fait que la valeur moyenne obtenue se situe à 885 Mev/c² au lieu de 938 Mev/c². L'erreur statistique sur M' peut être évaluée de manière analogue à celle commise sur P_A ; la dispersion observée autour de la valeur moyenne est en bon accord avec l'erreur estimée $\delta M'$ comme le montre la figure (IV, 4) où l'on a porté la masse M' en ordonnées et $\delta M'$ en abscisses pour les évènements du type 0 br, 1 V_1^0 . Les 2 droites issues du point (0,885 Mev/c²) délimitent la zone à 2 écarts quadratiques ; les évènements situés au-dessus de la branche supérieure ont été éliminés.

ETUDE DES EVENEMENTS 0 br, 1 V_1^0 .

Evènements en vol.

Sur les 172 évènements qui composent ce lot, le critère de sélection des annihilations en vol permet d'en écarter 18, nous devons attendre une contamination résiduelle de 7 évènements. D'autre part 2,5% des évènements à l'arrêt, soit environ 4 évènements, ont été rejetés par notre critère. La meilleure estimation du nombre d'annihilations à l'arrêt du type 0 br, 1 V_1^0 est donc de 151.

DETECTION DES $\bar{p}$ EN VOL

Evénements 0br. 1V₁

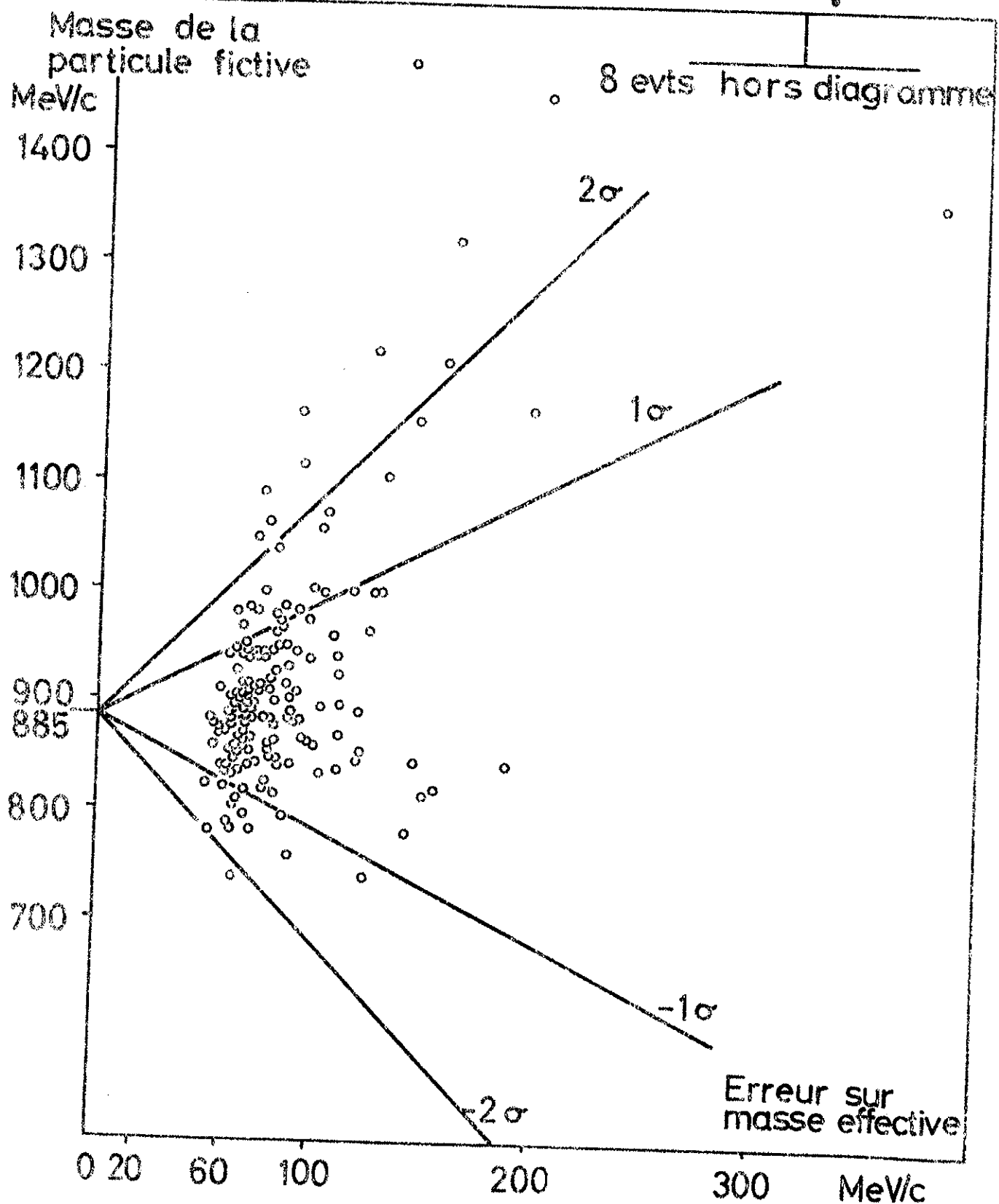


Fig.(IV, 4)

QUANTITE DE MOUVEMENT DES K_1^0 dans les evts. $0br.1V_1^0$ dans la bande 650-900 MeV/c

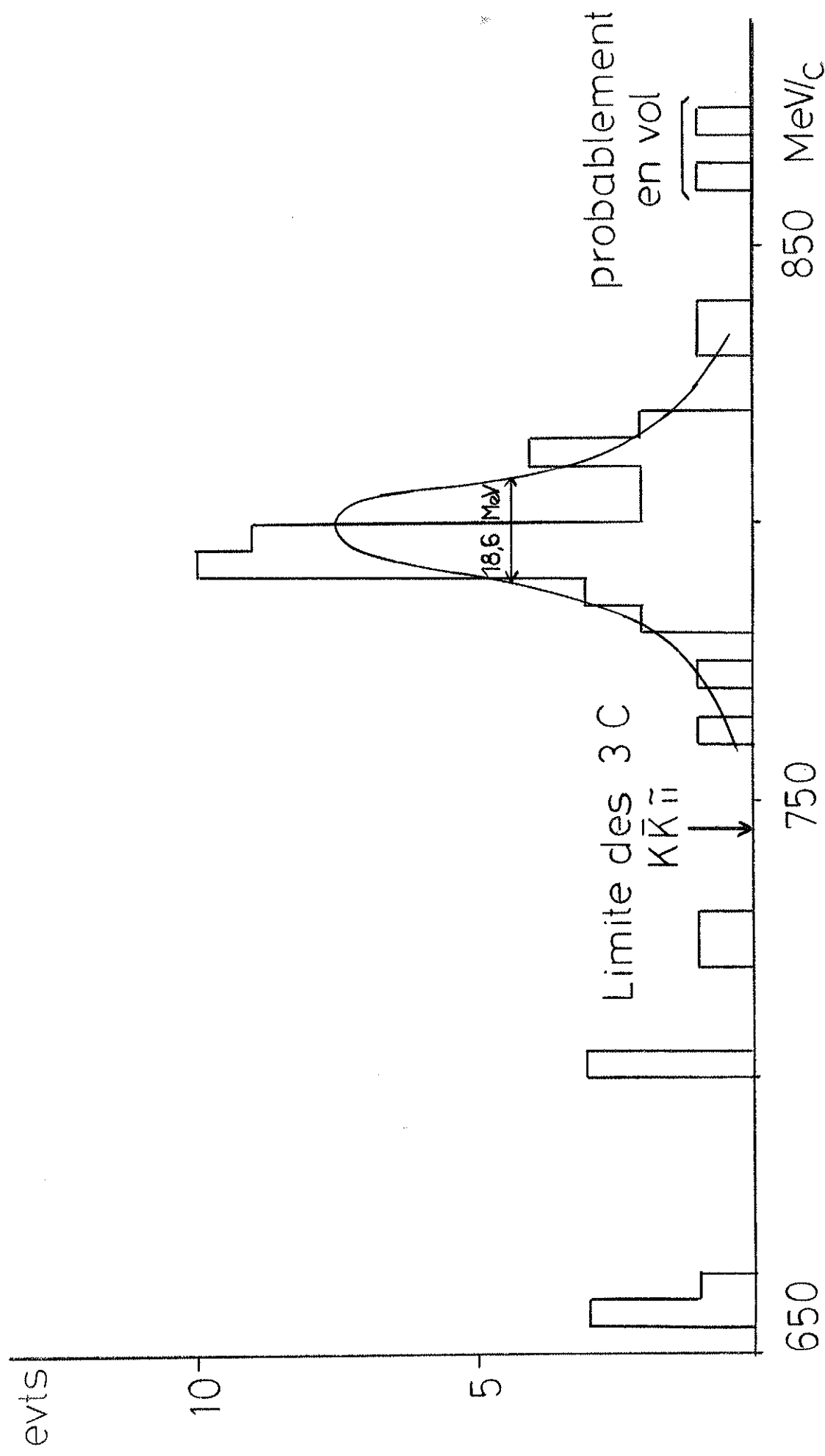


Fig. (IV. 5)

pages 74, 75
are missing

Analyse en nombre de K et π .

Nous ne pouvons séparer que les événements à 2 corps K_1^0 (K^0). La quantité de mouvement du K_1^0 observé est caractéristique de l'événement à 2 corps (795 Mev/c) et comme il s'agit d'événements à une particule manquante, l'information fournie par cette mesure et son erreur est équivalente à celle du χ^2 . La mesure du K_1^0 a déjà subi une optimisation à 3 liaisons, ce qui rend plus homogène l'ensemble du lot. La figure (IV, 5) donne la distribution expérimentale des quantités de mouvement mesurées. Les 2 événements au-delà de 850 Mev/c peuvent être interprétés comme des annihilations en vol résiduelles. La limite supérieure de la quantité de mouvement du K^0 dans une annihilation en 3 corps ($K, \bar{K}, \pi$) est de 745 Mev/c. Etant donné le faible peuplement de l'intervalle 700 - 750 Mev/c, la présence d'événements 3 corps au-delà de 750 Mev/c est peu probable. La contamination éventuelle du lot des 2 corps par un événement de ce type doit être une limite supérieure, on peut en tenir compte dans les limites données à l'estimation.

Finalement la meilleure estimation du nombre des 2 corps est de 38^{+6}_{-7} .

La répartition expérimentale est correctement représentée par une courbe de Gauss dont la dispersion est environ 9,3 Mev/c ; la valeur moyenne calculée sur les événements situés dans l'intervalle 750 - 850 Mev/c est de 798 Mev/c. Ce chiffre à près de 2 écarts de la valeur attendue, $p_K^* = 795,2$ Mev/c, peut être dû en partie à une fluctuation statistique défavorable - la distribution elle-même fait apparaître une structure dissymétrique - cependant la valeur moyenne reste trop grande 795,8 Mev/c) lorsqu'on retranche les 2 événements de quantité de mouvement supérieure à 830 Mev/c. Une mesure de la masse du K^0 est actuellement en cours au laboratoire, les premiers résultats vont dans le sens d'une valeur inférieure à la valeur admise généralement 497,8 Mev/c. Il se trouve que notre valeur moyenne de quantité de mouvement est très sensible à la valeur de la masse du K^0 pour deux raisons : non seulement la quantité de mouvement réelle p_K est supérieure à p_K^* calculée pour la masse 497,8 Mev/c²

$$(p_K - p_K^*)_{\text{Mev/c}} = \delta p_K^* = - \frac{m_K}{p_K} \delta(m_K) = - 0,6 \delta(m_K)_{\text{Mev/c}^2}$$

Mais en outre on a imposé dans le calcul d'optimisation la masse 497,8 Mev/c² et contraint les grandeurs mesurées (quantité de mouvement des π et angle entre les deux π) à vérifier les équations de liaison dans cette hypo-

thèse de masse. On comprend intuitivement que le processus d'optimisation tend à surestimer encore davantage les quantité de mouvement du K^0 . Un calcul dans des conditions moyennes montre que

$$\delta p_{K \text{ Mev/c}} = p_K'' - p_K = 2,5 \delta m_K (\text{Mev/c})$$

(p_K'' valeur après optimisation)

Les deux effets se cumulent donc pour donner un écart total

$$(p_K'' - p_K')_{\text{Mev/c}} = 3,1 \delta m_K (\text{Mev/c}^2)$$

Une différence de masse de $0,5 \text{ Mev/c}^2$ suffirait dans ces conditions à déplacer la valeur moyenne de la quantité de mouvement de $1,5 \text{ Mev/c}$. Ceci n'est pour l'instant qu'une conjecture et notre lot d'événements est malgré tout trop disparate pour apporter une preuve suffisante, mais une telle explication mérite d'être mentionnée.

EVENEMENTS 0 br, 2 V_1^0 .

Sur 47 événements de ce type, 3 ont été exclus par le critère d'annihilation en vol ; on s'attend à la présence de 2 événements en vol dans le lot restant.

Le traitement cinématique donne les résultats suivants : aucun des événements n'est compatible avec une annihilation en 2 corps. Ceci apparaît dans l'histogramme des quantités de mouvement des K_1^0 [figure (IV,6)] que l'on peut comparer à celui des événements 0 br, 1 V_1^0 placé au-dessous. Mais il faut souligner que cet histogramme n'exprime qu'une des conditions sur les 4 requises pour que l'événement soit un 2 corps.

Pour 24 événements, le calcul fournit un résultat dans l'hypothèse 3 corps $K_1^0 K_1^0 \pi^0$; les autres ont été considérés comme incompatibles avec cette hypothèse, et comportent donc plus de 3 corps.

La distribution des χ^2 des 24 événements candidats 3 corps, montre que 4 événements ont des $\chi^2 > 4$, lorsque le calcul théorique en prévoit 1 seul. Or nous n'attendons qu'un événement en vol dans ce lot de 24. Par ailleurs on ne peut affirmer que nos estimations d'erreurs soient suffisamment précises pour rejeter 3 de ces événements dans cette région. Nous avons admis que la meilleure estimation du nombre de 3 corps était de 23^{+5}_{-7} .

QUANTITE DE MOUVEMENT DES K_1^0

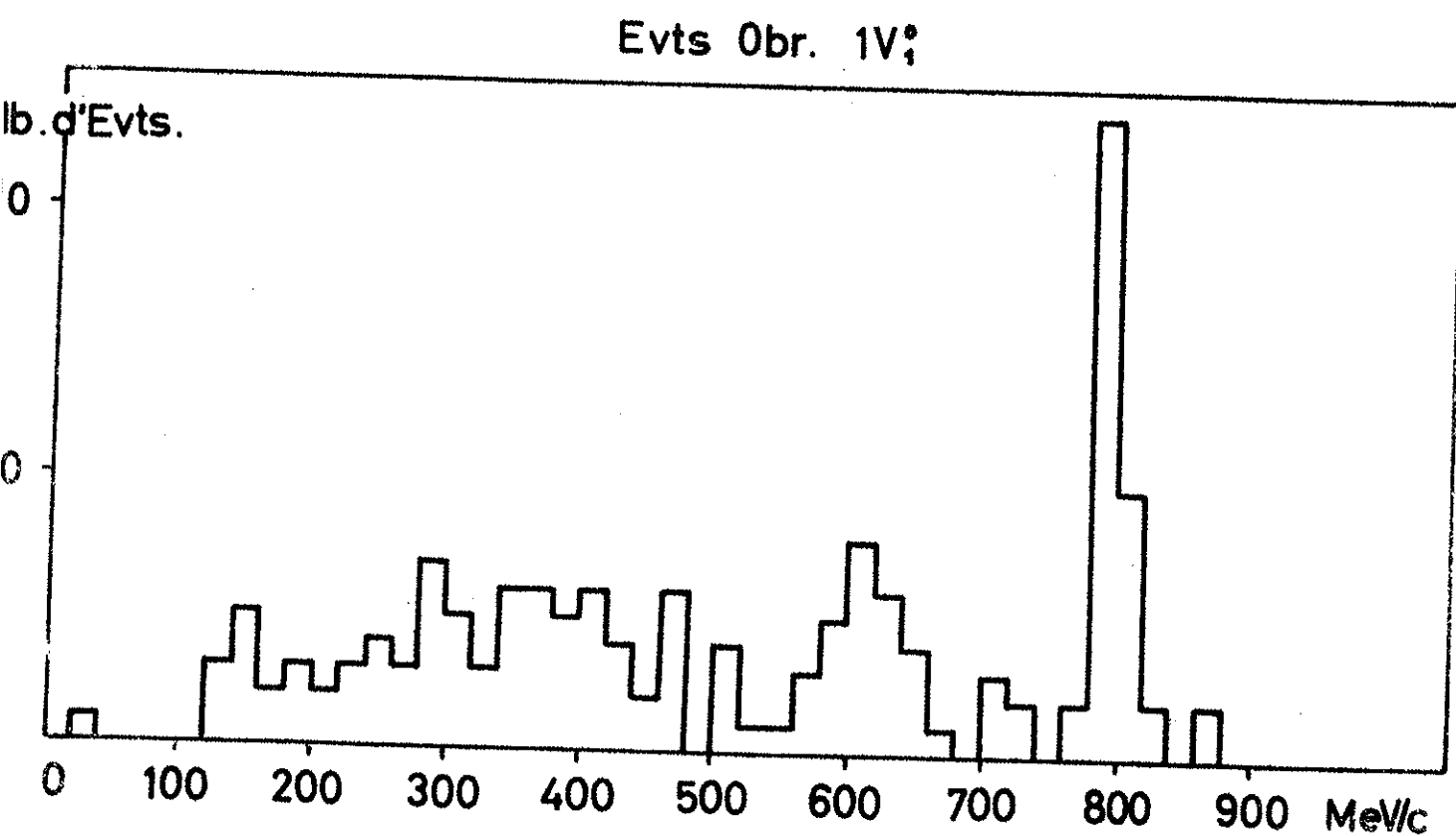
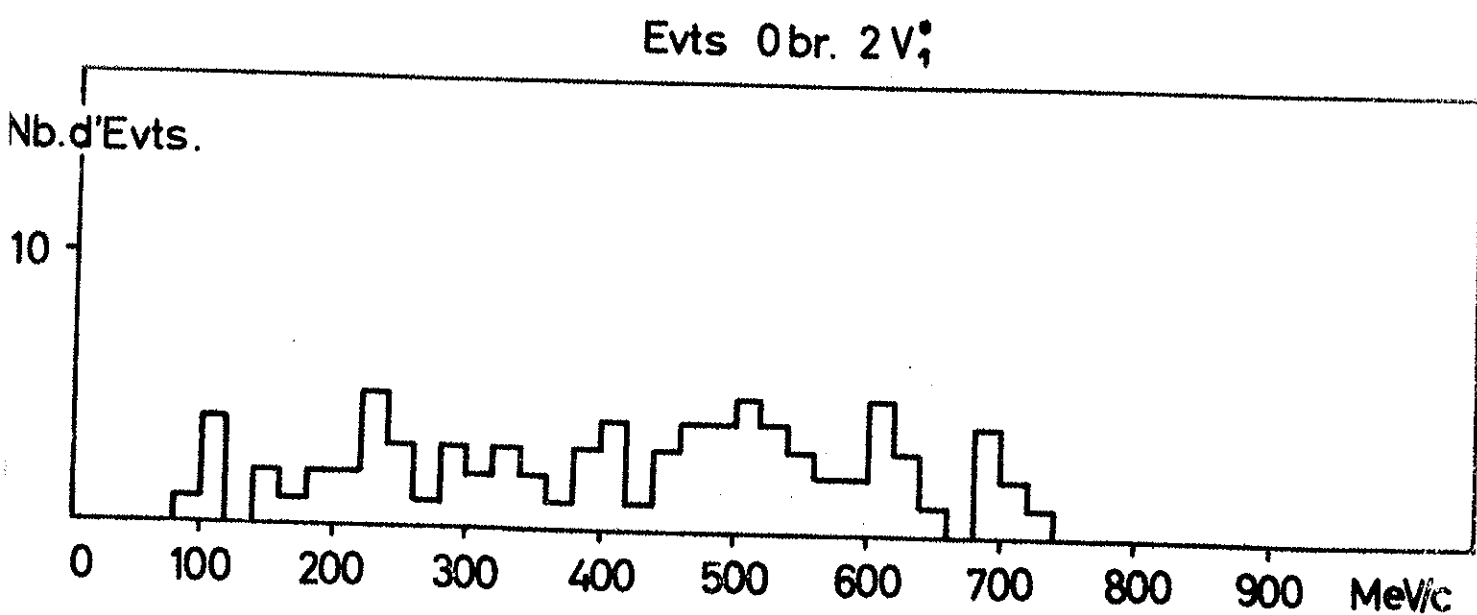
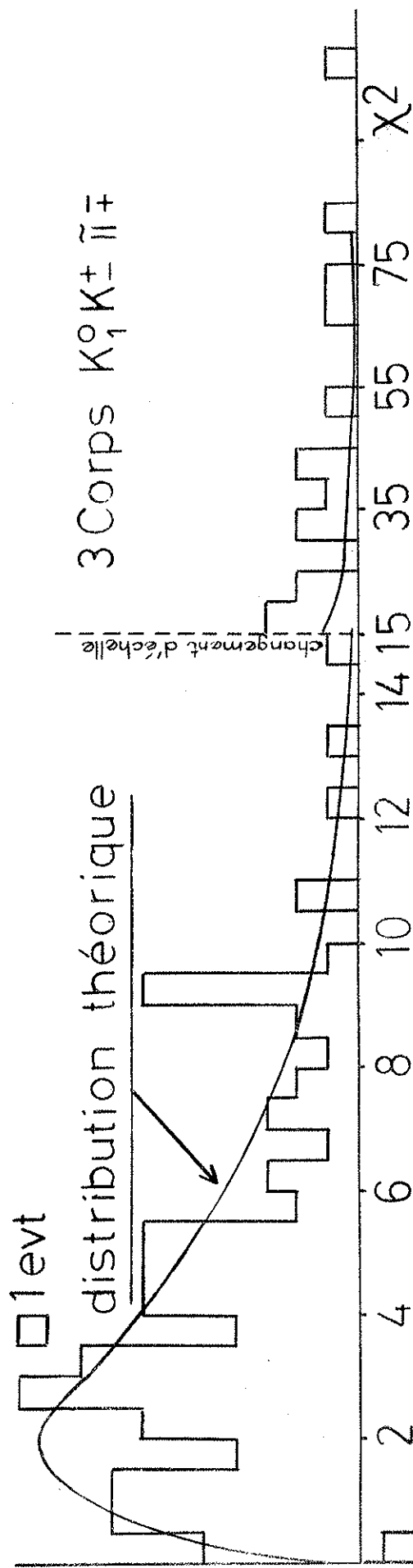
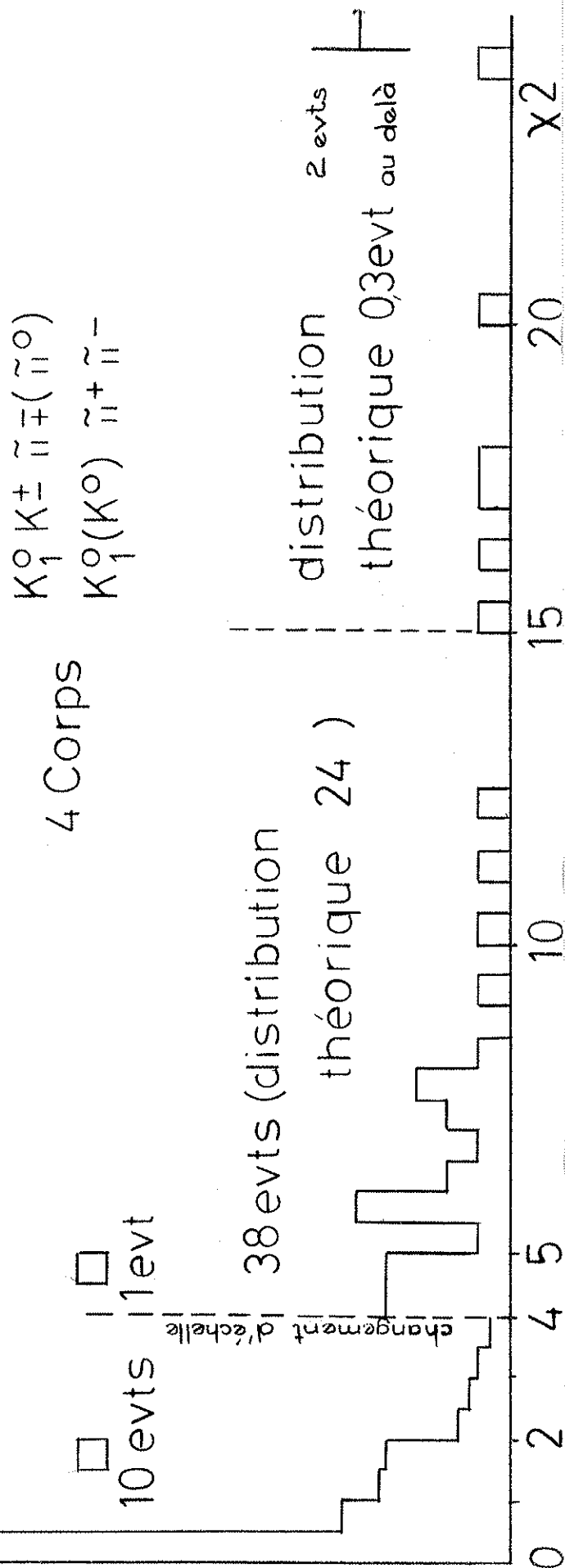


Fig.(IV,6)



Fig(IV 7)

EVENEMENTS V_1^0 2 br. - DISTRIBUTION DES χ^2



pages 80, 81

are missing

On peut signaler enfin que, dans les événements à plus de 3 corps, l'étude de la masse manquante extérieure aux 2 K_1^0 montre que 7 événements donnent un résultat compatible avec la masse de $1'\omega^0$ et peuvent donc s'interpréter comme une production de $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ avec une désintégration neutre de $1'\omega^0$.

EVENEMENTS DU TYPE 2 br, 1 V_1^0 .

ANNIHILATIONS EN 3 CORPS $K_1^0 K_1^+ \pi^-$

Parmi les 829 événements du type 2 br, 1 V_1^0 analysés, 150 sont compatibles uniquement avec l'hypothèse 3 corps.

Evénements en vol -

Le critère de sélection des annihilations en vol conduit à écarter 17 événements. Il faut noter que presque tous ont été rejetés par la cinématique comme incompatibles avec l'hypothèse annihilation 3 corps à l'arrêt, et également incompatible avec toute autre hypothèse de l'annihilation à l'arrêt ; un calcul à la main montre que l'hypothèse de l'annihilation en vol en 3 corps est la plus satisfaisante. La distribution des χ^2 des événements restants [fig. (IV, 7)] fait apparaître qu'ils se répartissent en un premier ensemble s'adaptant bien à la courbe théorique normalisée au nombre total, et une queue de spectre au-delà de $\chi^2 = 12$ plus nombreuse que ne le prévoit la courbe. Il y a certainement parmi ces derniers événements des annihilations en vol (on en attend 6 en moyenne) ; on peut penser qu'ils se trouvent dans les fortes valeurs de χ^2 , puisque les événements en vol éliminés par le critère général ne conduisaient à aucune solution dans le calcul cinématique. Nous avons considéré que le lot limité à $\chi^2 < 18$ ne contient pratiquement aucun événement en vol. Les 120 événements ainsi retenus se divisent en 68 $K_1^0 K_1^+ \pi^-$ et 52 $K_1^0 K_1^- \pi^+$.

Comme nous l'avons vu les 13 événements écartés contiennent probablement 6 événements 3 corps en vol et 7 à l'arrêt, ce qui conduit à fixer la meilleure estimation du nombre de 3 corps à l'arrêt à 127^{+11}_{-11} .

NON 3 CORPS.

Il reste 679 événements après avoir exclu les 3 corps.

Le critère de sélection des annihilations en vol en écarte 66.

4 corps.

Les autres doivent se répartir en événements à 4 corps et à plus de 4 corps. La cinématique nous donne des estimations par χ^2 de la compatibilité avec l'hypothèse 4 corps, mais nous ne disposons que du calcul de la masse manquante à l'annihilation pour juger de la compatibilité avec une annihilation en 5 corps. Pour ce dernier test, la valeur de la masse manquante doit être comparée au spectre des masses effectives ($2\pi^0$) dans le cas de l'interprétation $K_L^0 K_{\perp}^+ \pi^-$ (π^0, π^0) et (K^0, π^0) dans celui de l'interprétation $K_L^0 \pi^+ \pi^-$ (K^0, π^0).

La plupart des événements compatibles avec l'hypothèse 4 corps, au sens large, c'est-à-dire incluant les événements à $\chi^2 < 30$, ont des masses manquantes incompatibles à 2 écarts avec le seuil des spectres (π^0, π^0) ou (K^0, π^0) c'est-à-dire 270 Mev/c² et 633 Mev/c² respectivement. Pour les autres (une trentaine d'événements), nous avons adopté une procédure de test simplifiée nous bornant à comparer leur masse manquante à la valeur médiane des spectres de masse théoriques (espace des phases). 16 événements compatibles avec 5 corps suivant ce test ont été ainsi exclus du lot 4 corps.

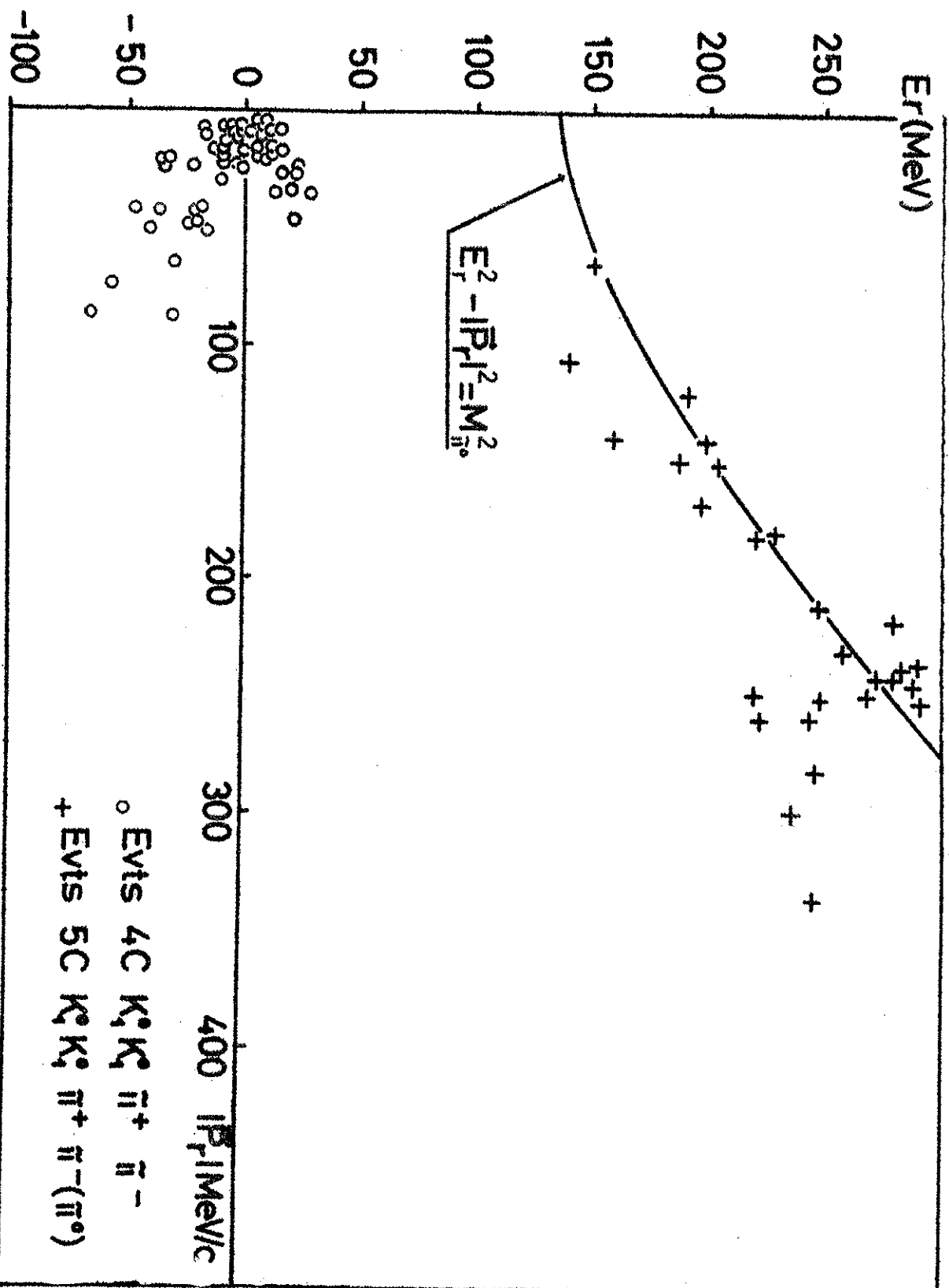
Finalement 513 événements ont été retenus comme 4 corps. La figure (IV, 7) donne la distribution de leurs χ^2 , celle-ci, est en accord avec la distribution théorique, sauf pour les grandes valeurs ; de manière plus précise 38 événements ont des $\chi^2 > 3,8$ alors qu'on prévoit 24. La présence d'une contamination résiduelle d'événements en vol doit expliquer au moins en partie cette anomalie.

La mesure d'ionisation jointe au résultat du calcul cinématique permet de fixer la nature des particules pour tous les événements à l'exception de 29 qui restent ambigus. Les 484 événements complètement identifiés se répartissent en

138	$K_L^0 K_{\perp}^- \pi^+$	(π^0)
121	$K_L^0 K_{\perp}^+ \pi^-$	(π^0)
225	K_L^0	(K^0) $\pi^+ \pi^-$

EVENEMENTS 2ν ; 2br. (LOT PARTIEL)

Bilan $E\bar{P}$ à l'annihilation



Autres évènements.

69 évènements incompatibles avec l'hypothèse 4 corps (la plupart ont été rejetés par le calcul) ont des masses manquantes supérieures au seuil des spectres de masse (π^0, π^0) ou (K^0, π^0). Ce sont donc des annihilations à plus de 4 corps. Comme nous n'avons pas trouvé d'évènements $1 V_1^0, 4 \text{ br}$, et $2 V_1^0, 2 \text{ br}$ nous n'avons décelé qu'une annihilation en 6 corps, nous ne faisons pas une grosse erreur en considérant ces 69 évènements comme des annihilations en 5 corps qui peuvent être $K_1^0 K^+ \pi^- (\pi^0, \pi^0)$, $K_1^0 K^- \pi^+ (\pi^0, \pi^0)$ ou $K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^- (\pi^0)$.

Les 16 évènements cités au paragraphe précédent, compatibles avec les hypothèses 4 et 5 corps restent ambigus. Il est logique de les répartir entre les 2 classes suivant la proportion de leurs évènements respectifs, ce qui conduit à 13 évènements 4 corps et 3 évènements 5 corps.

Enfin 15 évènements sont restés sans explication ; beaucoup comportaient des contradictions irréductibles entre les résultats du calcul cinématique et de l'ionisation. On peut affirmer que ce ne sont pas des 3 corps ; il n'y a pas de raisons de mettre en doute leur caractère d'annihilation en $K^0, 2 \text{ br}$. Le meilleur parti est de les répartir entre les classes 4 corps et 5 corps comme les évènements précédents.

Finalement les meilleures estimations des nombres de 4 corps et 5 corps à l'arrêt dans le lot étudié sont, si l'on tient compte à la fois du résidu de contamination en vol et de la présence d'une certaine proportion (2,5%) d'annihilations à l'arrêt dans les évènements ayant satisfait au critère de l'antiproton interagissant en vol :

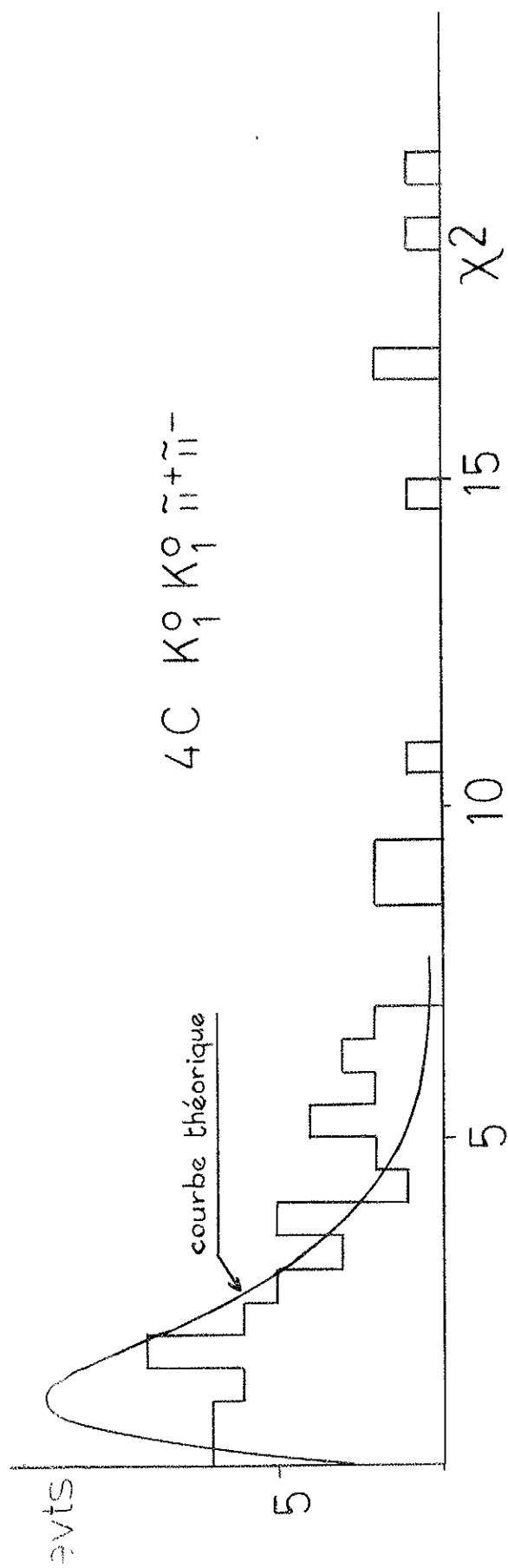
528 ± 24 annihilations en 4 corps

74 ± 3 annihilations en 5 corps

EVENEMENTS DU TYPE $2 \text{ br}, 2 V_1^0$.

Le critère de sélection des évènements en vol permet d'écarter 13 évènements sur les 134 composant le lot.

Les annihilations en 4 corps se séparent aisément du reste. Ceci apparaît clairement sur la figure (IV, 8) où l'on a porté le module de la quantité de mouvement résiduelle dans l'annihilation $|P_r| = |\Sigma P_i|$ en abscisse, et l'énergie résiduelle $E_{r(\text{Mev})} = 1876 - \Sigma E_i$ en ordonnée. Les évènements compatibles avec l'hypothèse 4 corps se groupent au voisinage de l'origine, et seuls quelques évènements 5 corps (marqués par les croix) apparaissent dans les



DISTRIBUTION DE χ^2 Evt.s. $2V^0 2br.$

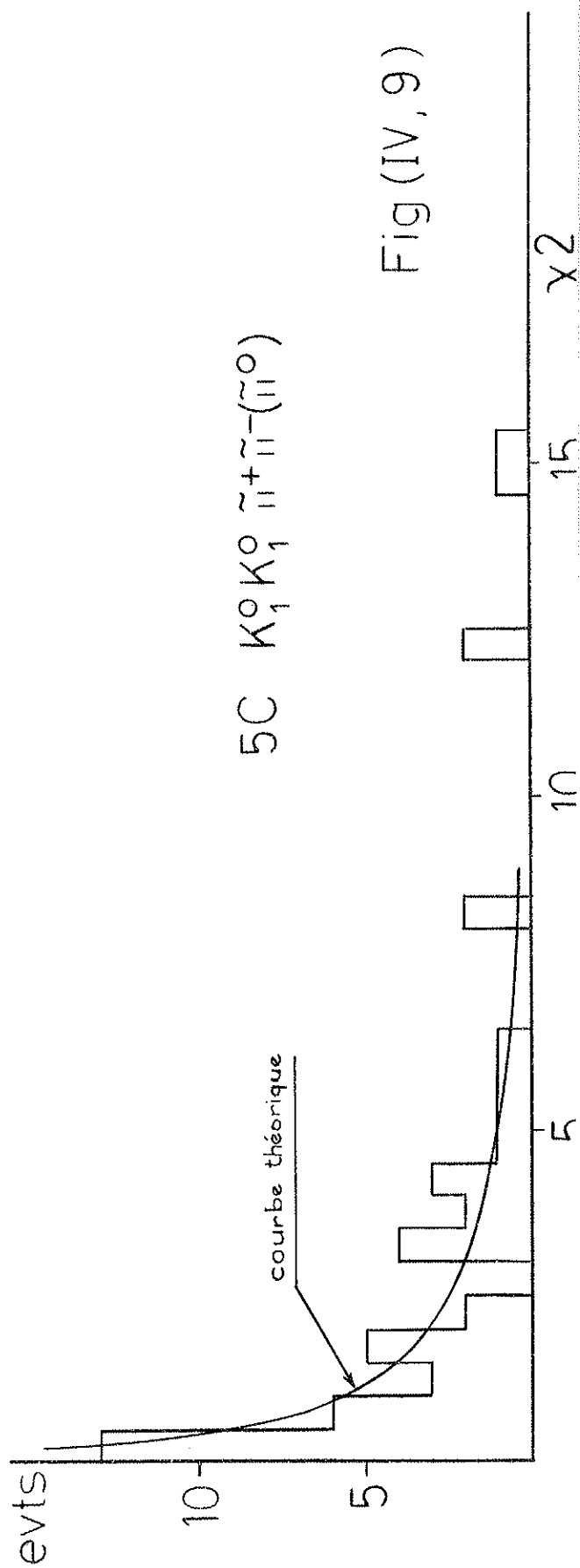


Fig (IV, 9)

limites du diagramme.

82 événements sont compatibles avec l'hypothèse 4 corps. La figure (IV,9) donne la distribution de leurs χ^2 et fait ressortir les difficultés usuelles causées par la présence d'un prolongement trop important vers les grandes valeurs. La contamination en annihilations en vol doit être faible, et ne peut pas tout expliquer. Comme précédemment nous avons fait une coupure à $\chi^2 = 20$ pour conserver un lot aussi homogène que possible en annihilations à 4 corps à l'arrêt dans nos histogrammes. Cependant il est très probable que la plupart des événements de $\chi^2 > 20$, en dehors de quelques annihilations en vol, sont des annihilations à 4 corps à l'arrêt. La meilleure estimation du nombre de 4 corps est alors 81^{+9}_{-12} .

Les autres événements sont compatibles avec l'hypothèse 5 corps [répartition en χ^2 sur la figure (IV, 9)], sauf 1 événement, de masse manquante supérieure au seuil correspondant à $2\pi^0$, qui a été considéré comme une annihilation en 6 corps. Si l'on tient compte des annihilations en vol résiduelles, le nombre de 5 corps dans le lot étudié est 37 ± 7 .

EVENEMENTS DU TYPE 4 br, 1 V_1^0 .

Sur les 46 événements de ce lot nous avons détecté 4 événements en vol. Les autres s'interprètent bien comme des annihilations en 5 corps se répartissant en

$$\begin{array}{l} 23 \bar{K}^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \\ 19 K^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \end{array}$$

Nous attendons 2 événements en vol résiduels, ce qui porte à 40 ± 6 le nombre probable des annihilations en 5 corps à l'arrêt de ce type.

CHAPITRE V

PARTIE I

ETUDE DE L'ETAT DE MOMENT ANGULAIRE DANS LEQUEL A LIEU L'ANNIHILATION DE L'ANTIPROTON

Les résultats expérimentaux concernant la section efficace anti-proton-proton aux basses énergies sont compatibles avec une loi en $\frac{K}{v}$ (v vitesse de l'antiproton), loi que fait prévoir la théorie générale des collisions dans le cas où l'élément de matrice et l'espace des phases disponible varient peu avec la vitesse (Réf. V, a).

Dans ces conditions nous avons vu que la plupart de nos antiprotons "s'arrêtent" dans la chambre avant de s'annihiler, c'est-à-dire perdent peu à peu leur énergie cinétique par collisions électromagnétique et finissent par être capturés électromagnétiquement par un proton après avoir franchi l'écran électrique constitué par l'orbite de l'électron qui gravite autour de lui. La capture se fait donc sur une orbite dont le rayon est voisin du rayon de Bohr de l'électron, et par conséquent le protonium formé se trouve dans un état d'énergie correspondant à des nombres quantiques principaux n assez grands, de l'ordre de 30. Par transitions radiatives, l'antiproton descend peu à peu sur les orbites inférieures, et la probabilité d'annihilation croît au fur et à mesure. Il est intéressant de préciser ce phénomène et d'étudier notamment l'état de moment angulaire dans lequel a lieu l'annihilation.

ANALYSE THEORIQUE.

Cette étude a été faite par Bipin R. Desai (Réf. V, b) qui s'est inspiré d'une étude analogue effectuée par Day, Snow et Sucher (Réf. V, c) dans le cas de l'atome mésique (K^- , p) produit lorsqu'on arrête des K^- . Dans l'hydrogène liquide l'expérience indiquait que lors de ce dernier processus

l'interaction $K^{\pi}p$ se faisait surtout dans l'état S ; les auteurs cités ont montré que, pour interpréter ce fait il fallait faire intervenir l'effet Stark subi par l'atome mésique, globalement neutre lorsqu'il passe à proximité d'un proton. En effet, en l'absence d'effet Stark, la probabilité d'interaction nucléaire croissant très vite lorsque le nombre quantique principal n décroît, dépasserait la probabilité de transition radiative, et l'interaction $K^{\pi}p$ aurait lieu, avant que l'on atteigne les couches les plus basses, donc dans des états de moment angulaire variés.

B.R. Desai a mis en évidence un phénomène analogue pour le protonium. Partant d'un protonium dans un état (n, ℓ) il évalue le taux d'annihilation moyen dans les états S et P, en utilisant le modèle d'interaction nucléaire $\bar{p}p$ de Ball and Chew (Réf. V, d)

$$(1) \quad \begin{aligned} \gamma_c(n, S) &= 5,3 \cdot 10^{18} / n^3 \text{ sec}^{-1} \\ \gamma_c(n, P) &= 4,3 \cdot 10^{14} / n^3 \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Il est donc clair qu'on peut se contenter de comparer les annihilations dans ces deux états angulaires, les taux relatifs aux moments angulaires plus élevés étant beaucoup plus faibles. Au moment de la capture, comme nous l'avons vu, n est en général assez grand, de l'ordre de 30, le taux de transition radiative est plus fort que le taux d'annihilation, et l'antiproton descend lentement vers les couches les plus basses. Par ailleurs le protonium est animé d'une vitesse moyenne de 10^5 cm/sec correspondant à l'agitation thermique au sein de l'hydrogène liquide ; dès que son "diamètre" est suffisamment petit par rapport au rayon de Bohr, c'est-à-dire dès que n atteint des valeurs de l'ordre de 20, par exemple, il peut se glisser au coeur des atomes d'hydrogène voisins, puisqu'il est globalement neutre, et passer très près du proton, en subissant le champ électrique de celui-ci ; il y a alors interaction par effet Stark. Desai a calculé les conséquences de cette interaction en supposant

- 1°) que les énergies en jeu n'étaient pas suffisantes pour faire sauter l'antiproton d'une couche à une autre - le nombre quantique n reste donc constant -
- 2°) que la direction du champ électrique variait assez lentement lors du transit du protonium à travers l'atome pour que le nombre quantique magnétique m soit un invariant adiabatique. La seule action de l'effet Stark est alors de faire varier le moment angulaire ℓ dans toute la gamme possible entre 0 et $n - 1$.

et Desai montre que le taux de transition d'un état ℓ à un état voisin $\ell \pm 1$ varie comme n^2 , qu'il dépend assez peu de ℓ , et qu'il est sensiblement égal au taux d'annihilation $\gamma_c(n, S)$ pour $n = 10$

$$(2) \quad \gamma_\Delta(n, \ell) \sim 5 \cdot 10^{13} n^2 \text{ sec}^{-1}$$

Examinons alors ce qui se passe pour des n compris entre 10 et 20.

Le temps moyen τ que met un protonium à traverser l'atome est d'environ $\frac{2 a_0}{v} \sim 10^{-13}$ sec (a_0 , rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène) et les temps caractéristiques des phénomènes en compétition se placent dans l'ordre :

$$(3) \quad \frac{1}{\gamma_\Delta} \quad \frac{1}{\gamma_c} (S) \ll \tau < \frac{1}{\gamma_c} (P)$$

Considérons N protoniums de même nombre quantique n pénétrant dans des atomes ; lors de leur traversée, ils subissent un grand nombre de transitions Stark qui ont pour effet de brasser les moments angulaires en maintenant m constant. Seuls peuvent passer par l'état S les $\frac{N}{m}$ protoniums dont le m initial vaut zéro. Ceux-ci passent en moyenne un temps égal dans les n moments angulaires possibles, en particulier ils demeureraient pendant un temps $\frac{\tau}{n}$ dans l'état S au cours de leur traversée si l'annihilation n'intervenait pas ; autrement dit, ce temps est le temps moyen dont disposent ces protoniums pour s'annihiler ; comme $\frac{\tau}{n}$ est encore $\gg 1/\gamma_c$, et que d'autre part $\frac{\tau}{n} < \frac{1}{\gamma_c} (P)$ ils s'annihilent tous dans l'état S .

Pour $n < 10$, la situation est un peu différente, puisque le taux d'effet Stark devient inférieur au taux d'annihilation ; mais tant qu'il demeure grand devant $1/\tau$ les conclusions restent à peu près valables : jusqu'au voisinage de $n = 5$.

Considérons maintenant les protoniums à $m \neq 0$. Tant que $n > 10$, pendant la traversée d'un atome d'hydrogène il ne se produit pratiquement pas de capture dans l'état P , comme le prouve la relation (3). Au sortir d'un atome seuls $\frac{2}{n^2} \times N$ protoniums appartenant aux catégories $m = \pm 1$ se trouvent dans l'état P , et sont soumis à la force d'annihilation dans l'état P pendant toute la durée T de l'intervalle entre 2 collisions avec les atomes d'hydrogène, durée que Desai évalue à 10^{-11} sec environ (la probabilité de transition radiative reste relativement faible dans cet intervalle de temps). Pour $n > 10$, $\frac{1}{\gamma_c} (P) > 10^{-11}$ sec, donc le pourcentage d'annihilation dans l'état P est faible. Pour $5 < n < 10$, $\frac{1}{\gamma_c} (P) < 10^{-11}$ sec, et par conséquent $\frac{2}{n^2} N$

antiprotons s'annihilent dans l'état P.

Considérons enfin les antiprotons restants, ils sont de nouveau statistiquement redistribués suivant les valeurs de m lorsqu'ils sont soumis au champ électrique du proton suivant, puisque le nouvel axe de quantification est complètement distinct du précédent. Le même processus se répète donc.

Finalement dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire si l'on atteint des valeurs de n comprises entre 5 et 10, le rapport des taux effectifs d'annihilations dans les états P et S est

$$\frac{\gamma_C(P)}{\gamma_C(S)} = \frac{2}{n}$$

Mais il n'est pas du tout prouvé que n atteigne la valeur 10, et pour $n > 10$

$$\frac{\gamma_C(P)}{\gamma_C(S)} < \frac{2}{n} \quad (\text{il est de } 0,07 \text{ pour } n = 15, \text{ de } 0,02 \text{ pour } n = 20)$$

En résumé l'allure du phénomène dépend de la valeur critique de plusieurs paramètres tels que la valeur de n pour laquelle l'effet Stark prend naissance, la durée réelle du transit du protonium à travers l'atome, etc. L'analyse délicate faite par Desai montre bien que l'annihilation dans l'état S est privilégiée, mais il est difficile de préciser jusqu'à quel degré.

INDICATIONS FOURNIES PAR LES ANNIHILATIONS EN DEUX CORPS $K^0 \bar{K}^0$.

Notre expérience a permis de vérifier dans une certaine mesure la prépondérance des annihilations dans l'état S. On peut montrer en effet (Réf. V, e) que la répartition des annihilations en 2 corps $K^0 \bar{K}^0$ entre les états $K_1^0 K_1^0$ (ou $K_2^0 K_2^0$) et $K_1^0 K_2^0$ est liée au moment angulaire orbital du couple $\bar{p}p$. Soient L ce moment angulaire orbital et S le spin total.

L'état initial ($\bar{p}p$) est un état propre de la conjugaison de charge C , de valeur propre $(-1)^{L+S}$, et un état propre de la parité P , de valeur propre $(-1)^{L+1}$. Dans l'état final, le couple $K_1^0 K_1^0$ ($K_2^0 K_2^0$) est un état propre de C , de valeur propre $+1$, le couple $K_1^0 K_2^0$ est un état propre de C de valeur propre -1 .

	ETAT INITIAL	E T A T F I N A L	
	$\overline{pp}$ (JPC)	$K_1^0 K_1^0$ (ou $K_2^0 K_2^0$) (JPC)	$K_1^0 K_2^0$ (JPC)
$1S_0$	0^{-+}	0^{++}	0^{+-}
$3S_1$	1^{--}	1^{+-}	1^{--}
$1P_1$	1^{+-}	1^{++}	1^{+-}
$3P_0$	0^{++}	0^{++}	0^{+-}
$3P_1$	1^{++}	1^{++}	1^{+-}
$3P_2$	2^{++}	2^{++}	2^{+-}

Tableau (V,1)

Règles de sélection concernant les annihilations en $K^0 \overline{K}^0$

S moment angulaire total

P état de parité

C état de conjugaison de charge.

/ interdit par la conservation de C

// interdit par la conservation de P

tous les deux sont les états propres de P de valeur propre $(-1)^{\ell}$ où ℓ est le moment angulaire relatif des deux K.

Le tableau (V,1) résume les règles de sélection qui en résultent dans le cas où l'annihilation se fait dans les états S ou P. D'après ce que nous avons dit ci-dessus, il est inutile d'envisager les moments angulaires d'ordre plus élevé, parce qu'ils sont très peu probables. Seul l'état 3S_1 peut conduire à l'état final $K_1^0 K_2^0$; et seuls les états $^3P_0, ^3P_2$ peuvent conduire à l'état $K_1^0 K_1^0$ (ou $K_2^0 K_2^0$).

Nous avons vu que dans le lot des photos étudiées au Collège de France nous n'avons trouvé aucun événement du type V_1^0, V_1^0 et que nous estimons à 38 le nombre d'événements $V_1^0 (K^0)$.

Sur un lot d'événements étudiés de manière analogue le groupe du CERN obtient les chiffres 0 et 35. Le résultat brut est donc en faveur d'une forte proportion d'états S. Cependant une étude plus précise montre que les limites de confiance des estimations du rapport P/S que l'on peut en déduire sont assez larges.

Partant d'une proportion α d'états P, et négligeant les moments angulaires d'ordre supérieur, nous supposons tout d'abord, faute d'information plus précise que les poids statistiques des états considérés sont proportionnels à la multiplicité de leur moment angulaire total. L'état 3S_1 représente alors les $3/4$ de la voie S, l'ensemble des états $^3P_0, ^3P_2$ représente la moitié de la voie P, comme l'indique la deuxième colonne du tableau (V, 2). Nous admettrons d'autre part que le rapport de branchement $\frac{pp \rightarrow K\bar{K}}{\text{ensemble des autres annihilations}}$ dans un état de moment angulaire donné, ne dépend pas du moment angulaire considéré.

Les $K^0 \bar{K}^0$ produits dans l'état P se répartissent également entre $K_1^0 K_1^0$ et $K_2^0 K_2^0$.

Nous ne pouvons évidemment détecter que les $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$; il faut donc prendre en compte le rapport de branchement $\frac{K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{K_1^0 \rightarrow (\text{ensemble des modes})} = 2/3$ (colonne 4 du tableau V,2). Enfin, pour passer au nombre de V_1^0 vus, nous devons tenir compte du coefficient de perte des V_1^0 au voisinage de 800 Mev/c (cf. chapitre IV), $\eta = 12,5\%$, qui est dû essentiellement aux K_1^0 qui se sont désintégrés hors de la chambre. La cinquième colonne du tableau donne finalement la proportion des événements apparaissant dans la chambre sous la forme de 2 V_1^0 vus, de 1 V_1^0 vu, et de ceux qui échappent à la détection, en fonction

(1)		(2)	(3)		
Pourcentage à la capture	Etats	Poids Statistique des états	Répartition des $K^0\bar{K}^0$ compte tenu des règles de sélection.		
			$K^0\bar{K}^0_{11}$	$K^0\bar{K}^0_{22}$	$K^0\bar{K}^0_{12}$
(1- α)	S	$\left\{ \begin{array}{l} 1S_0 \\ 3S_1 \end{array} \right.$	1/4	-	-
		3/4	-	-	3/4 (1- α)
α	P	$\left\{ \begin{array}{l} 1P_1 \\ 3P_0 \\ 3P_1 \\ 3P_2 \end{array} \right.$	3/12	-	-
		1/12 $\rightarrow$	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha/4 \\ - \\ - \end{array} \right.$	-	-
		3/12 $\rightarrow$			
		5/12 $\rightarrow$			
		$\rightarrow 1/2$		$\alpha/4$	-

Tableau
Nombre d'événements $K^0\bar{K}^0$

(4)			(5)		
Nombre de V_1^0 produits ($V_1^0 = K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$)			Nombre de V_1^0 observés		
$2 V_1^0$	$1 V_1^0$	$0 V_1^0$	$2 V_1^0$	$1 V_1^0$	$0 V_1^0$
-	$\left\{ \begin{array}{l} 2/3 \\ 1/3 \end{array} \right.$	$\xrightarrow{\quad}$		$2/3 (1-n)$	$2/3 n$
$\xrightarrow{\quad}$		$1/3$	$\xrightarrow{\quad}$	$1/3$	
$\left\{ \begin{array}{l} 4/9 \\ 1/9 \end{array} \right.$	$4/9$	$\xrightarrow{\quad}$	$4/9 (1-n)^2$	$4/9 2n (1-n)$	$4/9 n^2$
		$\xrightarrow{\quad}$		$4/9 (1-n)$	$4/9 n$
-	-	-	$\xrightarrow{\quad}$	$1/9$	
$\xrightarrow{\quad}$		1			1
			$f_2(\alpha) =$	$f_1(\alpha) =$	$f_0(\alpha) =$
			$\frac{\alpha}{4} \frac{4}{9} (1-n)^2$	$\frac{3}{4} (1-\alpha) \frac{2}{3} (1-n)$	$\frac{3}{4} (1-\alpha) \frac{2}{3} n$
				$+ \frac{\alpha}{4} 2 n (1-n)$	$+ \text{etc...}$
				$+ \frac{\alpha}{4} \frac{4}{9} (1-n)$	
			$0,086 \alpha$	$0,44 - 0,33 \alpha$	

(1,2)

duisant à $2 V_1^0, 1 V_1^0, 0 V_1^0$.

du pourcentage d'annihilation α dans l'état P ; les 3 nombres $f_2(\alpha)$, $f_1(\alpha)$, $f_0(\alpha)$ caractérisent cette répartition.

Expérimentalement, si N est le nombre total d'annihilations en $K^0\bar{K}^0$, nous avons des estimations de $N f_2(\alpha)$ et $N f_1(\alpha)$, qui sont respectivement $N_2 = N f_2(\alpha) = 0$; $N_1 = N f_1(\alpha) = 73$, mais nous n'avons bien entendu aucun renseignement sur $N_0 = N f_0(\alpha)$. Les nombres N_0 , N_1 , N_2 sont des variables statistiques obéissant à une loi polynomiale. Cependant f_2 paraît suffisamment petit pour que la loi relative à N_2 soit assimilée à une loi de Poisson. Connaissant N_1 , considéré comme un nombre certain, nous pouvons alors calculer la valeur moyenne attendue pour N_2 , α étant donné : $\langle N_2 \rangle = N_1 \times \frac{f_2(\alpha)}{f_1(\alpha)}$, et en déduire la probabilité que nous avons dans ces conditions de n'observer aucun événement à $2 V_1^0$.

Le tableau (V,3) fournit les résultats correspondants. Les fluctuations statistiques de N_1 n'ont pas une grosse influence sur le résultat ; c'est pourquoi nous les avons négligées. Le calcul nous donne des limites de confiance statistique pour le nombre α . Pour la valeur $\alpha = 0,185$ il n'y a que 5% de chances d'observer simultanément 0 événement en $2 V_1^0$ et 73 événements en $1 V_1^0$ parmi les annihilations en $2 K^0$. Au-delà de cette valeur la probabilité diminue encore bien entendu. Nous choisirons cette valeur comme définissant le seuil de compatibilité avec nos résultats expérimentaux qui se traduisent donc par

$$0 < \alpha < 0,185$$

Le résultat brut de notre expérience est évidemment $\alpha = 0$, mais la loi de probabilité en fonction de α , dérivée de la loi représentée par la colonne 4 du tableau (V,3), ne présente pas un maximum très net pour zéro, ce qui rend ce résultat peu significatif. L'interprétation la plus correcte de notre expérience est bien exprimée par les limites assignées ci-dessus à la valeur de α .

$\alpha = \frac{P}{P + S}$	$\frac{f_2(\alpha)}{f_1(\alpha)} = \frac{0,86 \alpha}{0,44 - 0,33\alpha}$	$\langle N_2 \rangle$	Probabilité d'observer $N_2 = 0$
0,05	0,01	0,73	0,48
0,10	0,021	1,51	0,22
0,15	0,033	2,4	0,09
0,20	0,045	3,3	0,036

Tableau (V,3)

Compatibilité de nos résultats expérimentaux
avec des valeurs de α données.

PARTIE II

ETUDE DU K^* DANS LES ANNIHILATIONS EN 3 CORPS $K\bar{K}\pi$. COMPORTANT UN K_1^0 - SPIN DU K^*

Comme précédemment nous avons joint à nos événements ceux que le groupe de physiciens du CERN a étudiés avec les mêmes critères à partir d'un lot d'annihilations plus nombreux que le nôtre.

Les événements 3 corps que nous pouvons analyser (en tout ou en partie) appartiennent à 3 types :

- a) $V_1^0 K_1^+ \pi^+$ - Nous avons vu au chapitre IV que nos critères de sélection nous ont fait retenir 120 événements de ce type au Collège de France, la contribution du CERN se monte à 214 événements.
- b) $V_1^0 V_1^0 (\pi^0)$ - Nous avons extrait 20 tels événements d'un lot de 44 événements $0^{br} 2V_1^0$ au Collège de France ; l'équipe du CERN en a retenu 29 sur 59 $0^{br} 2V_1^0$.
- c) $V_1^0 (K^0, \pi^0)$ - Une partie de ces événements sont contenus dans notre lot phénoménologique $0^{br} 1V_1^0$; nous ne pouvons pas tous les identifier, mais la présence d'un (K^*) ramenant l'annihilation à un phénomène à 2 corps permet de reconnaître une partie de ceux qui ont passé par la voie $p + \bar{p} \rightarrow K^0 + K^{*0}$. Ce fait est à la base de l'étude du spin du K^* .

PREMIERE ANALYSE DES EVENEMENTS $K_1^0 K_1^+ \pi^+$.

Nous avons montré dans la 1ère partie de ce chapitre que les annihilations se produisaient en grande majorité dans l'état S. Nous allons nous placer maintenant dans cette hypothèse, quitte à examiner par la suite quels correctifs nous devons apporter à nos conclusions lorsqu'on tient compte d'une certaine proportion d'états P.

Si elles ont lieu dans l'état S, nos annihilations sont des mélanges statistiques d'états 1S_0 et 3S_1 , dont les nombres quantiques J, P, C sont respectivement 0^{++} et 1^{--} . Il serait surprenant qu'elles fussent de véritables superpositions de ces deux états, car cela ne pourrait être dû qu'à une polarisation, des antiprotons ; or, même si une telle polarisation existe à la production, on voit mal quelle part pourrait subsister après traversée de l'absorbeur et de l'hydrogène.

Par conséquent on doit trouver une symétrie complète entre les deux conjugués de charge $\bar{K}^0 K^+ \pi^-$ et $K^0 K^- \pi^+$. La répartition numérique entre ces deux catégories est en effet compatible avec le partage égal :

$$162 \bar{K}^0 K^+ \pi^- \qquad 172 K^0 K^- \pi^+$$

Dans ces annihilations en 3 corps, en l'absence de direction privilégiée dans l'espace, toute l'information est résumée dans le diagramme de Dalitz (fig. V, 4), où nous avons porté en abscisses l'énergie cinétique $T_{K^\pm}^+$ des K chargés, et en ordonnées celle des K_1^0 (K^0 ou $\bar{K}^0$). Le premier fait remarquable est la concentration des points dans deux bandes d'énergie d'une largeur de 50 Mev plus ou moins bien centrées sur 295 Mev, qui correspond à la présence du K^* de masse voisine de 890 Mev formé par le couple (K, π) opposé. Ce diagramme révèle en même temps un déséquilibre entre les deux parties situées de part et d'autre de la première bissectrice. Ce déséquilibre est très visible dans les bandes du K^* où l'on recense, entre 270 et 320 Mev,

$$\begin{array}{ccc} 122 \text{ évènements compatibles avec } (K^*)^0 & K^0 \pi^+ \text{ ou } \bar{K}^0 \pi^- \\ 82 & = & (K^*)^+ K^0 \pi^- \end{array}$$

La différence est de (40 ± 14) évènements, à près de 3 écarts quadratiques de zéro.

Cette dissymétrie ne peut s'interpréter que par interférence des états de spin isotopique $I = 0$ et $I = 1$. Calculons en effet les probabilités de transition vers les états finals $K^0 \bar{K}^0 \pi^0$ et $K^+ K^- \pi^0$ en fonction des amplitudes relatives aux états propres de spin isotopique,

$$\langle \bar{K} K^* | S | p \bar{p} \rangle_{I=0} = A_0 \quad \text{et} \quad \langle \bar{K} K^* | S | p \bar{p} \rangle_{I=1} = A_1$$

1° Diagramme de Dalitz
 $V_1^0 K^\pm \pi^\mp$

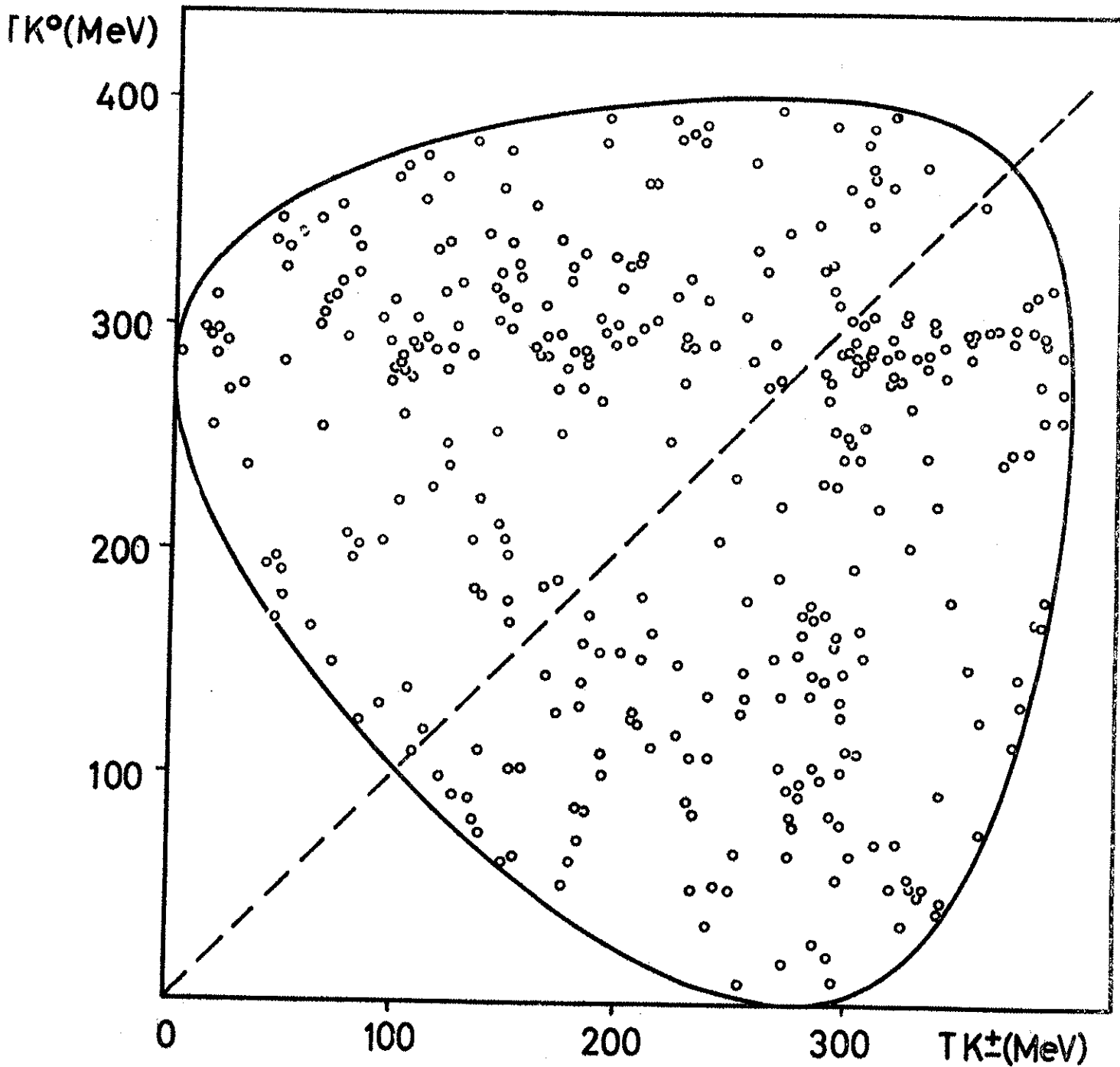
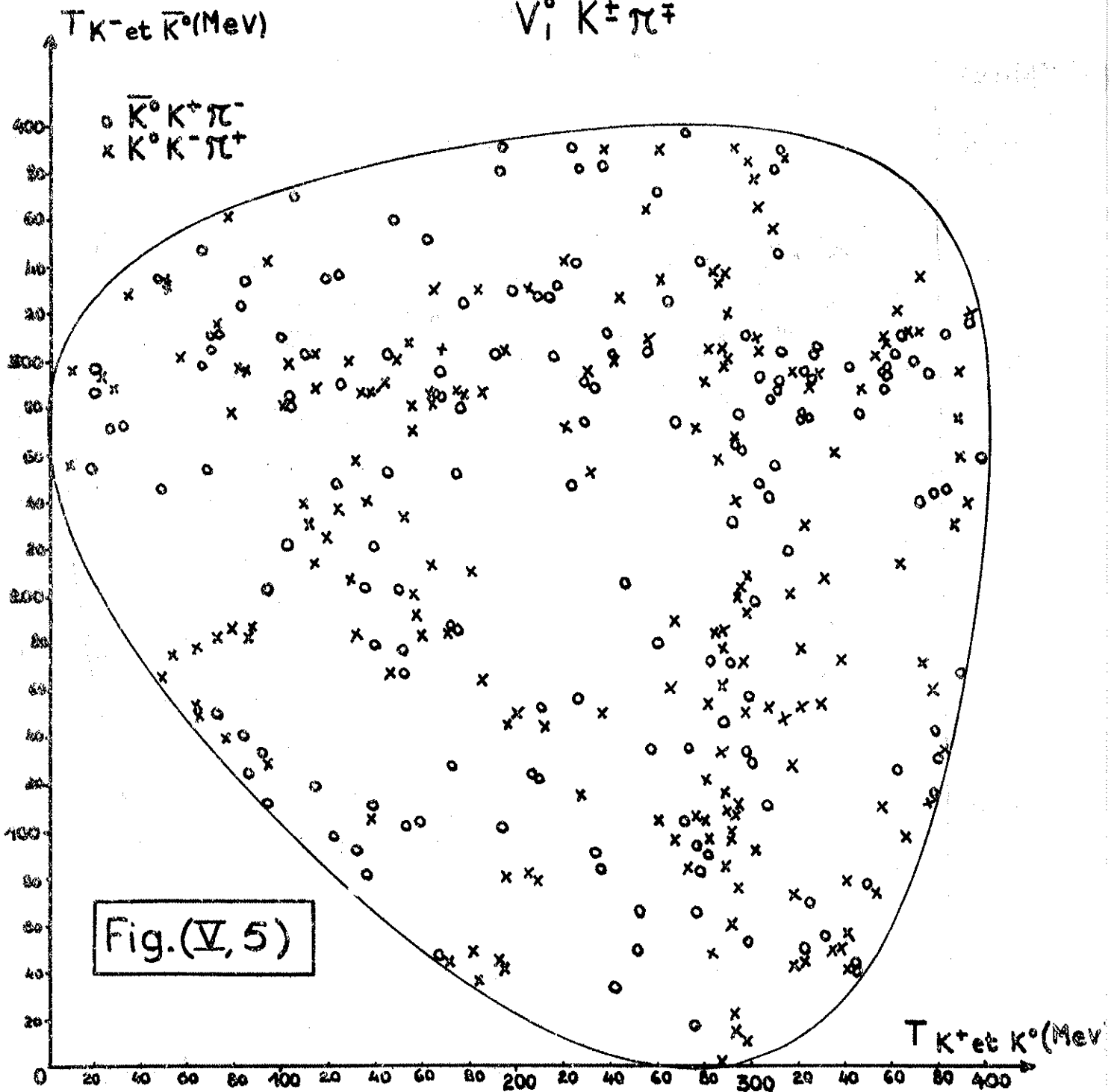


Fig (V, 4)

2^e Diagramme de Dalitz $V_1^0 K^\pm \pi^\mp$



pages 107, 108

are missing

Les états finals envisagés ne sont pas des états propres de C mais puisque nous avons affaire à un état initial qui est un mélange d'états propres $C = +1$ (1S_0) et $C = -1$ (3S_1) les probabilités de transition vers les états finals conjugués de charge $\bar{K}^0 K^{*0}$ et $K^- K^{*-}$ seront les mêmes que les probabilités de transition vers $K^0 \bar{K}^{*0}$ et $K^+ K^{*-}$ respectivement. On a :

$$\begin{aligned} \langle K^- K^{*0} | S | \bar{p} p \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - A_0) \\ \langle K^+ K^{*-} | S | \bar{p} p \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + A_0) \end{aligned}$$

d'où, en négligeant les différences de masse,

$$\frac{\Gamma(\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0})}{\Gamma(\bar{p} p \rightarrow K^+ K^{*-})} = \frac{\Gamma(\bar{p} p \rightarrow \bar{K}^0 K^{*0})}{\Gamma(\bar{p} p \rightarrow K^- K^{*-})} = \left| \frac{A_1 - A_0}{A_1 + A_0} \right|^2$$

Ce rapport peut prendre des valeurs très différentes suivant les modules et les phases respectives de A_1 et A_0 .

Si l'on veut rétablir la symétrie dans le diagramme de Dalitz, il faut associer K^0 et K^+ d'une part, $\bar{K}^0$ et K^- d'autre part. C'est ce que nous avons fait dans la figure (V, 5), où nous avons porté en abscisse l'énergie cinétique du K^+ ou du K^0 , en ordonnée celle du $\bar{K}^0$ ou du K^- . On peut alors estimer quantitativement jusqu'à quel point le diagramme expérimental possède cette propriété de symétrie en le découpant en zones symétriques deux à deux, et en comparant le nombre d'événements qu'elles contiennent. Un test de χ^2 s'appuyant sur cette méthode conduit à une compatibilité de 20% avec l'hypothèse de symétrie. Sans être très satisfaisante, cette compatibilité est suffisante pour qu'on puisse utiliser cette propriété dans la suite.

Après avoir rendu plus symétrique le diagramme de Dalitz, on remarque que la structure reste relativement complexe. En dehors des deux bandes du K^* , on observe un certain renforcement de la densité sur le pourtour sauf à l'extrémité de l'axe de symétrie dans la région des grandes valeurs de l'énergie des K et un dépeuplement assez marqué au centre. Comme les événements $K_1^0 K_1^+ \pi^-$ sont des mélanges d'états 1S_0 et 3S_1 et que nous possédons des types d'événements qui sont des états purs 1S_0 ou 3S_1 , à savoir les événements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, il est logique de les étudier avec l'espoir d'y trouver des structures plus simples.

EVÈNEMENTS $K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$ et $K_1^0 (K_2^0 \pi^0)$ - SPIN DU K^* .

Par le jeu des règles de sélection, un grand nombre de configurations sont interdites dans l'état final, et les configurations permises sont différentes pour les états $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, états propres de la conjugaison de charge C, de valeurs propres +1 et -1 respectivement.

Dans le tableau (V, 7) ci-dessous, nous avons résumé les voies permises à partir de 1S_0 et 3S_1 , en nous donnant a priori l'état de moment angulaire ℓ entre l'un des K^0 et le π^0 ; L représente le moment angulaire entre le centre de masse de ces deux particules et le deuxième K^0 . Nous n'avons envisagé que les valeurs de $\ell < 3$. Au-delà, comme L croît avec ℓ , des effets de barrière centrifuge doivent limiter assez vite les probabilités de transition.

ETAT INITIAL $\bar{p} p$	ETAT FINAL					
	$\begin{array}{c} L \\ \hline K_1^0 K_1^0 \pi^0 \\ \ell \end{array}$			$\begin{array}{c} L \\ \hline K_1^0 K_2^0 \pi^0 \\ \ell \end{array}$		
1S_0 0^{-+}	L $\ell=0$ 0 0^{-+} (0,0)	L $\ell=1$ 1 0^{-+} (1,1)	L $\ell=2$ 2 0^{-+} (2,2)	L $\ell=0$ 0 0^{-+}	L $\ell=1$ 1 0^{-+}	L $\ell=2$ 2 0^{-+}
3S_1 1^{--}	1 1^{--}	0 1^{--} 1 1^{--} 2 1^{--}	1 1^{--} 2 1^{--} 3 1^{--}	1 1^{--}	0 1^{--} 1 1^{--} (1,1)	1 1^{--} 2 1^{--} (2,2)

Tableau V, 7

/ interdit par la conservation de C

// interdit par la conservation de P

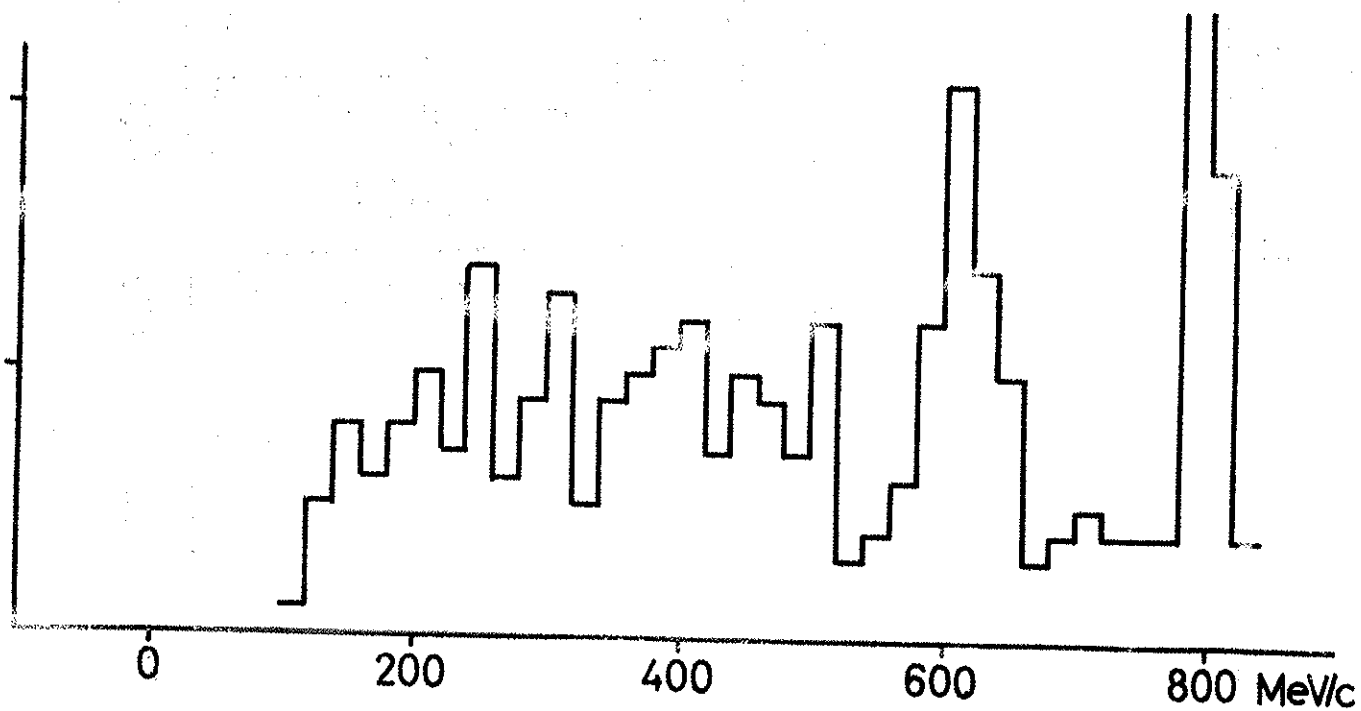
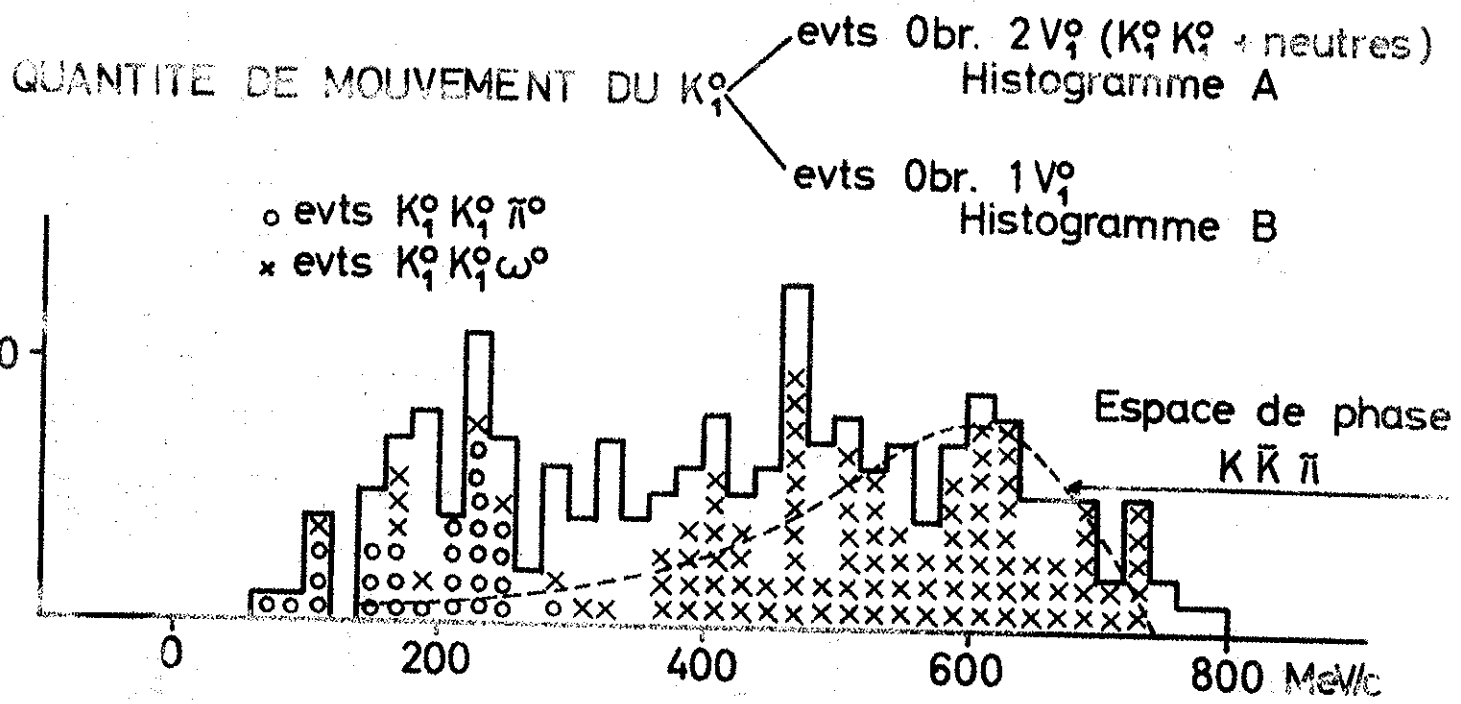
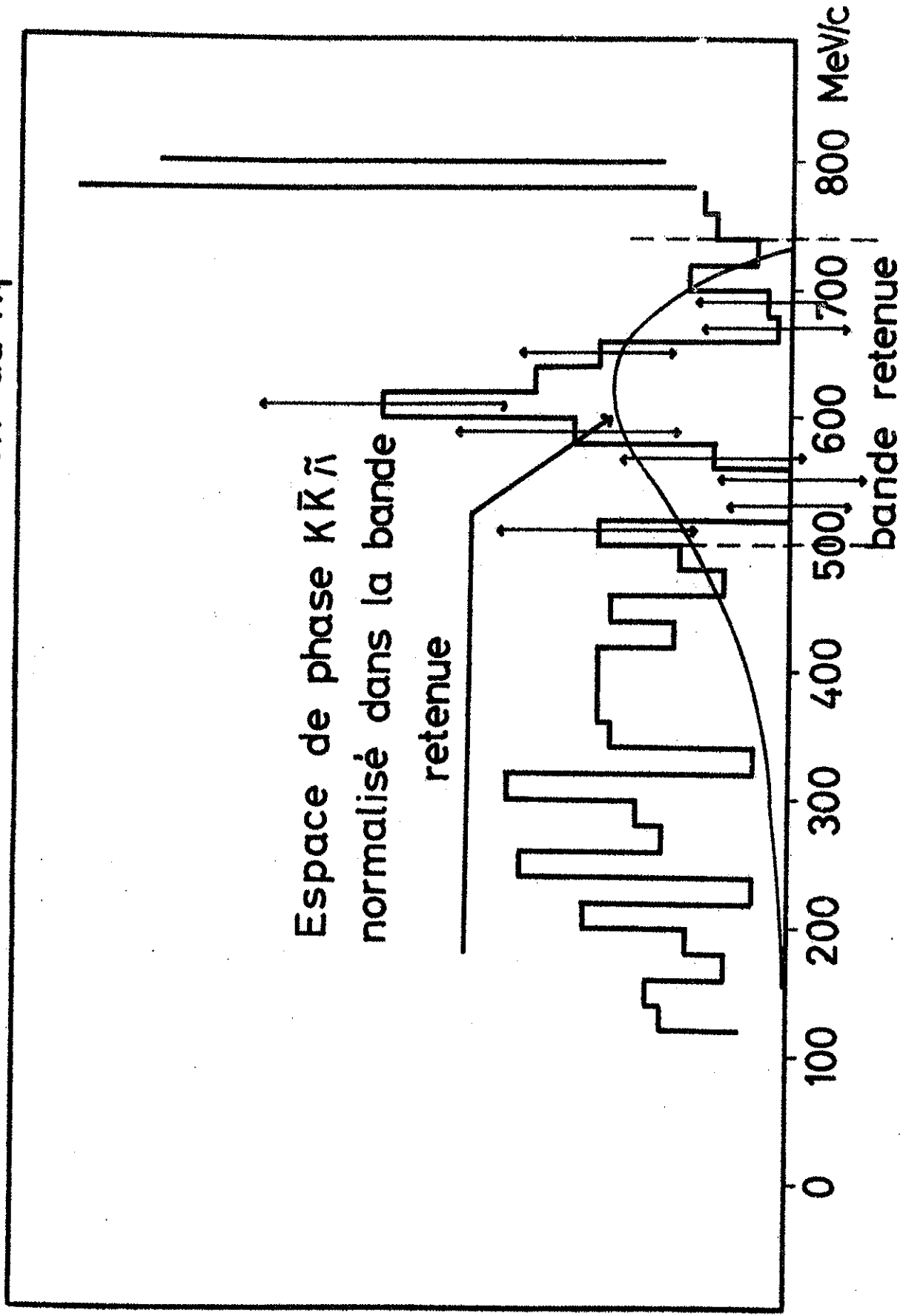


Fig (V, 8)

HISTOGRAMME C ($K_1^0 K_2^0$ + neutres) = $B - A/2$

Quantité de mouvement du K_1^0



pages 113, 114

are missing

La conservation de C a pour conséquence que seul l'état 1S_0 peut conduire à $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et 3S_1 à $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, mais de plus la parité intervient pour interdire $\ell = 0$ dans l'état $K_1^0 K_2^0 \pi^0$. Finalement seuls les états $\ell = L = 1$, $\ell = L = 2$ sont possibles pour $K_1^0 K_2^0 \pi^0$.

La désintégration du K^* étant une interaction forte, les résultats précédents s'étendent à la voie $p + \bar{p} \rightarrow K^0 + (K^*)^0$, ℓ représente alors le spin du K^* . S'il a spin 0, on ne peut pas aboutir à $K_1^0 K_2^0 \pi^0$; s'il a spin 1, on peut aboutir soit à $K_1^0 K_1^0 \pi^0$, soit à $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ (Réf. V, d).

Nous avons représenté sur la figure (V, 8) les histogrammes des quantités de mouvement du K_1^0 pour les événements du type $O^{br} 1V_1^0$ et $O^{br} 2V_1^0$. La valeur caractéristique de PK_1^0 correspondant à une annihilation en $K K^*$ est de 610 Mev/c, pour une masse du K^* de 888 Mev. Les pertes de V_1^0 étant très faibles, comme on l'a vu au chapitre IV, elles joueront un rôle négligeable dans les comparaisons de nombre d'événements que nous allons faire.

Sur l'histogramme $O^{br} 2V_1^0$ (histogramme A), les 49 événements que nous avons identifiés comme des annihilations en 3 corps $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ sont représentés en grisé; la courbe en tirets représente l'espace des phases $K\bar{K}\pi$ normalisé aux 49 événements. La présence du K^* n'est nullement évidente sur cet histogramme. Au contraire l'histogramme B relatif aux $O^{br} 1V_1^0$ présente un pic au voisinage de la valeur prévue. Mais les événements de ce type ne proviennent pas tous de configurations $K_1^0 K_2^0$ (+ neutres). On a vu que, par le jeu du rapport de branchement :

$$\frac{K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{(K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-) + (K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0)} = \frac{2}{3}$$

4/9 des événements	$K_1^0 K_1^0$ + neutres	apparaissent sous la forme $O^{br} 2V_1^0$
4/9	- - - - -	$O^{br} 1V_1^0$

Ces événements se répartissent donc également entre les 2 histogrammes A et B avec, évidemment, 2 points représentatifs par événement dans l'histogramme A. Notre statistique est suffisamment abondante, compte tenu de l'intervalle choisi, pour que nous puissions retrancher intervalle à intervalle l'histogramme $\frac{A}{2}$ de l'histogramme B; on obtient ainsi l'histogramme C, figure (V, 9), qui donne la meilleure représentation du lot pur d'événements $K_1^0 K_2^0$ + neutres. Les

fluctuations statistiques indiquées sur la figure dans la bande (500 - 700) Mev/c ne sont pas encore trop grandes, et le pic du K^* reste significatif. Ceci nous conduit à adopter le plan d'études suivant :

- 1) Examiner la compatibilité de l'histogramme C avec l'hypothèse de l'absence de K^* dans les événements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, pour voir jusqu'à quel point on peut exclure le spin 0 pour cette particule.
- 2) Evaluer autant que possible la production du K^* dans les deux voies $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ en affectant au spin du K^* une valeur différente de zéro.

RECHERCHE DU K^* DANS LES EVENEMENTS $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ (HISTOGRAMME C)

D'après l'analyse que nous avons faite au chapitre IV, les événements présents dans l'histogramme C, en dehors des annihilations en $K\bar{K}$ qui se séparent d'elles-mêmes sont essentiellement des événements à 3, 4 ou 5 corps : $K_1^0 K_2^0$ avec 1, 2 ou 3 π^0 . L'espace des phases pour les événements à 5 corps a pour limite 300 Mev/c, la contribution de ces événements est donc nulle dans la zone qui nous intéresse particulièrement, autour de 600 Mev/c.

Si l'on revient à l'histogramme A, où nous avons indiqué par des ronds les événements identifiés comme $K_1^0 K_1^0 \omega_0$ avec $\omega_0 \rightarrow$ mode neutres, on voit qu'il y a relativement peu d'événements 4 corps. Ceci invite à penser que les événements 3 corps sont majoritaires au-delà de 400 à 500 Mev/c. Cependant on ne peut étendre immédiatement cette conclusion aux événements $K_1^0 K_2^0 +$ neutres à cause des règles de sélection. En effet la production $K_1^0 K_2^0 2\pi^0$ n'est possible qu'à partir de l'état 3S_1 , et celle de $K_1^0 K_1^0 2\pi^0$ à partir de 1S_0 seulement, et l'on s'attend à une prépondérance statistique du premier état, qui a d'ailleurs été mis en évidence expérimentalement dans les annihilations en $n\pi$ (Réf. V, e).

Il nous faut donc chercher une autre base de comparaison. On peut la trouver dans les événements du type $V_1^0 \pi^+ \pi^-$ (K^0), où le K^0 qui a échappé à la sélection est la plupart du temps un K_2^0 . L'histogramme de la quantité de mouvement du K_1^0 dans ces événements montre que le pourcentage de K_1^0 ayant une impulsion supérieure à 500 Mev/c est de 9,5%. D'autre part le maximum de l'espace des phases se situe à 670 Mev/c. Si on admet alors que les 88 K_1^0

situés entre 200 et 500 Mev/c sur l'histogramme C sont tous des 4 corps, on obtient une limite supérieure de la contamination au-delà de 500 Mev/c de 8 évènements.

Par ailleurs, dans la partie supérieure de la bande (500 - 740) Mev/c que nous sommes conduits à retenir comme intervalle d'épreuve, il faut envisager la possibilité d'une contamination de 2 évènements 2 corps par fluctuation statistique de mesure.

Par conséquent en dehors de ces faibles contaminations d'évènements 4 C et 2 C à ses deux extrémités, la bande choisie ne contient que des évènements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, avec les fluctuations statistiques indiquées.

Nous devons comparer cette distribution réelle à la distribution théorique attendue. Nous avons déjà tracé l'espace des phases $K\bar{K}\pi$ sur l'histogramme A ; mais le tableau (V, 7) montre que les moments angulaires relatifs (ℓ , L) définis précédemment sont au minimum égaux à (1, 1). Il faut donc faire intervenir un élément de matrice non constant. Le calcul montre que la correction à apporter à l'espace des phases est très faible, inférieure à 10% dans la zone autour de 600 Mev/c, et, comme nous ne pouvons normaliser la courbe théorique que dans la bande 500 - 740 Mev/c, la correction relative à l'intérieur de cette bande est négligeable.

En prenant des intervalles de 40 Mev/c, nous avons calculé le χ^2 résultant de l'écart des deux distributions, théorique en l'absence du K^* (espace des phases), et expérimentale. Elles ne sont compatibles qu'avec une probabilité inférieure à 0,02. Ce chiffre nous donne l'assurance que le K^* est présent dans les évènements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, ce qui entraîne, dans les mêmes limites de confiance statistique, que son spin est différent de zéro.

REMARQUE 1.

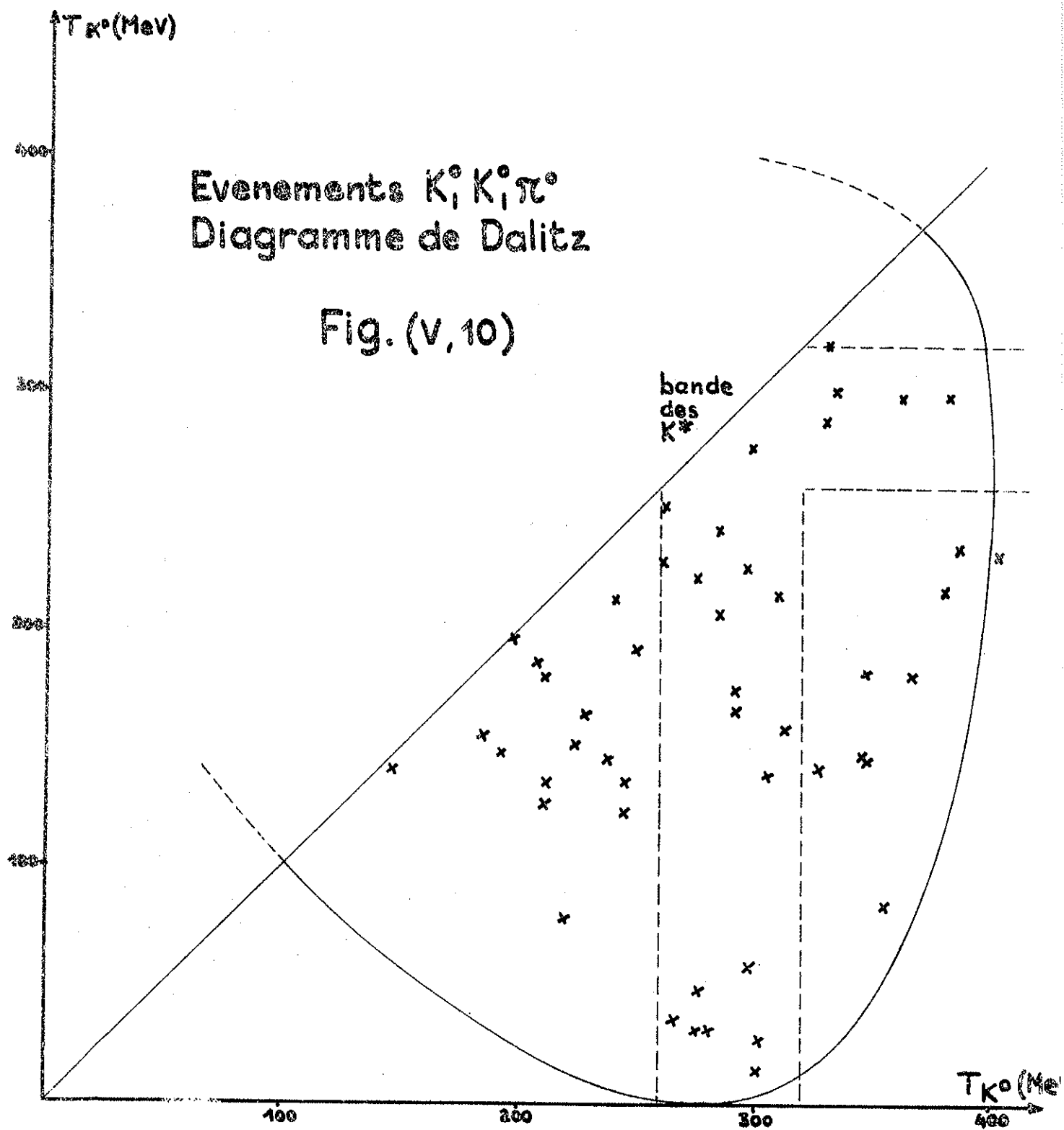
Notre expérience exclut le spin 0 pour le K^* ; elle ne permet pas de le déterminer plus précisément. Cependant on peut avancer des arguments qualitatifs en faveur du spin 1. En effet, le tableau (V, 7) montre que les possibilités offertes à l'annihilation en 3 corps, en se bornant aux moments angulaires les plus bas, sont les suivantes :

ETAT INITIAL	ETAT FINAL								
	$\begin{array}{c} L \\ \hline K_1^0 K_1^0 \pi^0 \end{array}$				$\begin{array}{c} L \\ \hline K_1^0 K_2^0 \pi^0 \end{array}$				
	L	$\ell=0$	L	$\ell=1$		L	$\ell=0$	L	$\ell=1$
1P_1 1^{+-}	1	0^{++}	0	1^{++}		1	1^{+-}	0	1^{+-}
3P_0 0^{++}	0	0^{++}	1	0^{++}				1	1^{+-}
3P_1 1^{++}	1	1^{++}	0	1^{++}					
			1	1^{++}					
3P_2 2^{++}	2	2^{++}	1	2^{++}					
			2	2^{++}					
			3	2^{++}					

/ interdit par la conservation de C

// interdit par la conservation de P

Si le spin du K^* est 0, on peut sans doute produire $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ avec $L = 1$ à partir de $1P_1$, mais on ne voit pas comment il ne serait pas produit abondamment à partir de $1S_0$ en $K_1^0 K_1^0 \pi^0$, qui est doublement favorisé, par la proportion d'états S d'une part, par l'état angulaire $L = 0$ entre K et K^* d'autre part. La présence d'un certain pourcentage d'annihilations dans l'état P, même atteignant 20% ne peut donc pas modifier nos conclusions relatives au spin du K^* .



pages 121, 122
are missing

ANALYSE DES EVENEMENTS $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ DANS L'HYPOTHESE D'UN SPIN DU K^* DIFFERENT DE ZERO.

Nous avons vu que la présence de K^* n'est pas évidente sur l'histogramme A, mais nous disposons pour l'étude de ces événements d'un outil plus fin, qui est le diagramme de Dalitz, fig. (V, 10). Notre statistique est malheureusement trop pauvre.

Cependant si nous admettons que les événements sans K^* sont produits en majorité à partir de l'état 1S_0 dans l'état de moment angulaire $(L, \ell) = (0, 0)$, ils sont uniformément répartis dans le diagramme ; nous observons bien en effet que la distribution des événements en dehors de la bande du K^* est compatible avec l'uniformité. D'autre part sur les 49 événements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$, 24 se trouvent dans la bande du K^* dont la surface représente 38% de la surface totale. Notre meilleure estimation du nombre d'événements à K^* est donc

$$N(K^*) = 24 - \frac{0,38}{0,62} \times 25 = 9$$

Un calcul de fluctuations statistiques montre que ce chiffre est presque compatible à l'écart avec l'absence du K^* .

$$N(K^*) = 9^{+9,5}_{-7} \quad (\text{proportion de } K^*) = 0,2^{+0,18}_{-0,15}$$

Les 49 $V_1^0 V_1^0 \pi^0$ observés correspondent à $49 \times \frac{9}{4} \times 2 = 220$ événements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_2^0 K_2^0 \pi^0$ produits qui se répartissent de la façon suivante

Production dans la voie $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ ou $K_2^0 K_2^0 \pi^0$ (1S_0)	=	41^{+43}_{-32} Evénements à K^* 179^{+42}_{-40} Evénements sans K^*
--	---	---

Les limites statistiques données ne tiennent pas compte de la fluctuation de $^{+31}_{-31}$ sur le nombre total d'événements qu'il convient de leur superposer.

Quant aux événements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$, il est évident qu'on ne peut fournir de limite précise de la proportion de K^* parmi eux. Si l'on admet la présence de K^* , on doit envisager les deux possibilités $(K^0, K^{*0}) \rightarrow (K_1^0, K_2^0 \pi^0)$ et $(K^0, K^{*0}) \rightarrow (K_2^0, K_1^0 \pi^0)$.

Dans le premier cas, la quantité de mouvement du K_1^0 a une distribution centrée autour de 610 Mev/c correspondant à une loi de Breit-Wigner en $M(K\pi)$; dans le deuxième cas elle est distribuée suivant une loi que nous ne connaissons pas. Nous pouvons avoir une idée de celle-ci en examinant la distribution expérimentale de la quantité de mouvement des K^+ et des K^- dans les événements $K^0, K^{*0} \rightarrow V_1^0, K^\pm \pi^\mp$ (fig. V, 11), mais il ne faut pas oublier qu'on se trouve là en présence d'états finals provenant d'états initiaux 1S_0 et 3S_1 , dont les premiers, s'ils ne contribuent pas abondamment au K , comme on l'a vu ci-dessus dans l'étude du $V^0 V^0 \pi^0$ forment tout de même un fond qui n'est pas négligeable.

Finalement pour interpréter l'histogramme C nous avons superposé une distribution correspondant à une Breit-Wigner en $M(K\pi)$ et une distribution de surface égale semblable à celle des $P_{K^\pm}^+$ de la figure (V, 11), l'ensemble représentant les événements à K^{*0} ; puis nous avons ajouté une certaine proportion d'événements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ sans K^* répartis à peu près selon l'espace des phases.

Les procédés que nous avons été contraints d'adopter et la pauvreté de notre statistique nous interdisent de tirer un résultat précis.

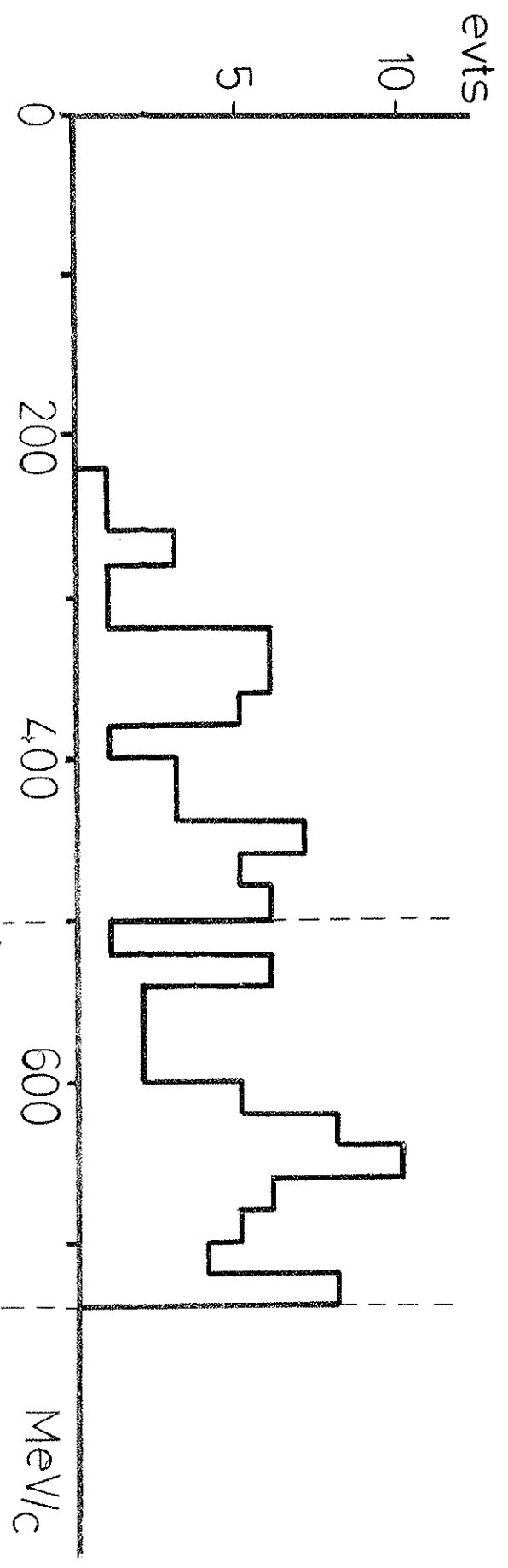
L'hypothèse la plus favorisée est celle de la production exclusive de K^* quoiqu'elle ne soit compatible qu'à 50% de chances seulement mais notre distribution expérimentale est encore compatible à 10% de chance, avec une proportion de 50% de K^* . Ce sont ces deux limites que nous considérons dans le calcul qui suit.

Nous nous proposons d'évaluer le nombre d'annihilations en 3 corps $K_1^0 K_2^0 \pi^0$. La figure (V, 11) montre qu'à l'événement en $K^{*0} \rightarrow K_2^0 \pi^0$ (K_1^0 dans la bande 500 - 740 Mev/c) correspond 1 événement à $k^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0$ dont 0,48 K_1^0 se trouve dans la bande et 0,52 K_1^0 à l'extérieur, c'est-à-dire qu'à l'événement à K_1^0 dans la bande 500 à 750 Mev/c correspond 0,35 événements à K^* à l'extérieur.

Pour les événements sans K^* , à 1 K_1^0 dans la bande correspond 0,6 événement à l'extérieur.

EVENEMENTS $K^0 K^{*0}$ — $K^\pm \tilde{\pi}^\pm$ ($865 \text{ MeV} < M(K^\pm \tilde{\pi}^\pm) < 910 \text{ MeV}$)

DISTRIBUTION DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT DU $K^\pm$



Compte tenu d'une contamination moyenne de 5 évènements, il y a 55 ± 12 annihilations en 3 corps $V_1^0 K_2^0 \pi^0$ dans la bande 500 - 740 Mev/c.

S'il y a 100% d'évènements à K^* , ceci conduit à une présence de 74 ± 16 $V_1^0 K_2^0 \pi^0$ dans tout le spectre de quantité de mouvement et à une production de 111 ± 24 $K^0 K^{*0} \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$. S'il n'y a que 50% d'évènements à K^* , 51 ± 16 $K^0 K^{*0} \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ ont été produits contre 66 ± 19 3 corps $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ sans K^* .

Production dans
la voie $K_1^0 K_2^0 \pi^0$
(3S_1)

de 111 ± 24 à 51 ± 16 évènements à K^*
de 0 à 66 ± 19 évènements sans K^*

RETOUR A L'ETUDE DES EVENEMENTS $K_1^0 K_2^0 \pi^0$.

Nous devons maintenant tenter d'interpréter la configuration du diagramme de Dalitz des évènements $K^0 K_1^+ \pi^-$ (fig. V, 4 et 5). Si l'on se réfère à l'étude précédente des deux états 1S_0 et 3S_1 on peut espérer faire ressortir dans ce diagramme, d'une part, un ensemble d'évènements à K^* (35 à 45% du nombre total) avec probablement une prédominance d'état 3S_1 , d'autre part un fond d'évènements sans K^* provenant en grosse majorité de l'état 1S_0 et distribués avec une densité uniforme dans le diagramme.

C. Bouchiat et G. Flamand ont calculé les éléments de matrice de transition à partir des états 1S_0 et 3S_1 en adaptant la théorie de l'interaction dans l'état final de Watson à la diffusion V_1 dans l'état P où ils incluent une résonance à 890 Mev (Réf. V, f). Malheureusement, si à l'intérieur des bandes des K^* la distribution angulaire est compatible avec la distribution

calculée en supposant un mélange d'états 1S_0 et 3S_1 à poids comparables (distribution à peu près uniforme), on doit renoncer à expliquer la structure d'ensemble par un tel modèle. D'autre part le fait que les événements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ en dehors du K^* aient une distribution compatible avec l'uniformité nous incite à penser, quoique la statistique correspondante soit faible, que le fond d'événements à $C = -1$ (principalement 3S_1) joue un rôle dans la structure observée. Ceci signifierait que dans l'évaluation de la répartition des événements $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ nous sommes plus près de la limite inférieure du nombre d'événements à K^* ($\sim 50\%$) que de la limite supérieure (100%). Dans l'état actuel de notre statistique, il ne nous est guère possible d'aller plus loin dans l'interprétation du diagramme expérimental. Cependant il nous reste à vérifier qu'une certaine cohérence existe dans la production du K^* dans les différentes voies que nous avons étudiées.

Nous avons montré précédemment que les probabilités de transitions vers $K^0 K^{*0}$ et $K^+ K^{*-}$ étaient respectivement proportionnelles à $|A_1 - A_0|^2$ et $|A_1 + A_0|^2$ où A_0 et A_1 sont les amplitudes relatives aux états purs de spin isotopique $I = 0$ et $I = 1$. Tenant compte du rapport de branchement du K^{*0} en $K^+ \pi^-$ et $K^0 \pi^0$ (2/3, 1/3) et du K^{*-} en $K^0 \pi^-$ et $K^- \pi^0$ (2/3, 1/3) on en déduit, en ajoutant la contribution des états conjugués de charge, les probabilités de transition vers les états finals $K^0 K^+ \pi^+$, $K^0 K^0 \pi^0$, $K^+ K^- \pi^0$

Le tableau ci-dessous résume ces calculs.

Probabilité de production	Particules produites	ETAT APRES DESINTEGRATION		
		$K^0 K^+ \pi^+$	$K^0 K^0 \pi^0$	$K^+ K^- \pi^0$
$\lambda A_1 - A_0 ^2$	$K^0 K^{*0}$	2/3 $ A_1 - A_0 ^2$	1/3 $ A_1 - A_0 ^2$	
$\lambda A_1 + A_0 ^2$	$K^+ K^{*-}$	2/3 $ A_1 + A_0 ^2$		1/3 $ A_1 + A_0 ^2$
Probabilité de transition	λx	2/3 $ A_1 - A_0 ^2$	1/3 $ A_1 - A_0 ^2$	
		+2/3 $ A_1 + A_0 ^2$		1/3 $ A_1 + A_0 ^2$

(à multiplier par 2 pour tenir compte des états conjugués de charge.)

Nous n'avons malheureusement aucune donnée expérimentale sur les événements $K^+K^-\pi^0$ difficiles à détecter au dépouillement mais nous pouvons essayer d'extraire le nombre de K^* produits dans les événements $K_1^0K^+\pi^-$ en prolongeant de manière empirique dans les bandes du K^* le fond d'événements situés en dehors. On obtient ainsi, en supposant une répartition uniforme le chiffre de 94 événements de contamination d'où l'on déduit une proportion de 86 événements à K^* contre 248 événements sans K^* . Ces chiffres doivent être multipliés par 3 pour tenir compte des voies $K_1^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et K_2^0 . On en déduit que :

270 K^* ont été produits dans la voie $K^0K^+\pi^-$

Si l'on compare ce chiffre à la centaine d'événements produits dans la voie $K^0\bar{K}^0\pi^0$ (somme des événements $K_1^0K_1^0\pi^0$ et $K_1^0K_2^0\pi^0$) on voit que le rapport

$$\frac{\text{nombre de } K^* \text{ dans } K^0K^+\pi^-}{\text{nombre de } K^* \text{ dans } K^0\bar{K}^0\pi^0}$$

est voisin de 2,7 ; ce qui semble indiquer un rapport assez faible $\sim 0,35$.

$$\frac{|A_1 + A_0|^2}{|A_1 - A_0|^2}$$

Cela confirmerait la réalité du déséquilibre observé entre la production K^+K^{*-} et $K^0\bar{K}^{*0}$. Nos diverses estimations sont malheureusement trop imprécises pour en extraire une information nette.

MASSE ET LARGEUR DU K^*

L'incapacité où nous sommes d'expliquer complètement la structure que nous observons nous imposent une certaine prudence dans le choix des méthodes pour estimer la mesure et la largeur du K^* . Etant données les interférences visibles entre les deux résonances, l'idéal eût été ici d'adapter à la distribution expérimentale du diagramme de Dalitz une expression de la densité par unité de surface comportant un élément de matrice tel que celui qui a été calculé par Bouchiat et Flamand, en incluant une proportion convenable d'événements sans K^* répartis uniformément.

Nous avons vu que l'on ne peut employer cette méthode. Nous avons donc utilisé des procédés plus élémentaires en basant notre estimation sur la distribution des masses effectives $K\pi$ des événements $K^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ ce qui revient à projeter les points du diagramme de Dalitz sur les deux axes et à superposer les deux projections qui correspondent à des états conjugués de charge. La figure (V, 12) en haut à gauche, montre que ces deux projections sont relativement semblables.

Plutôt que d'adopter directement une courbe de Breit et Wigner en tenant compte d'un fond sur notre distribution expérimentale pour déterminer simultanément les deux paramètres, masse et largeur, nous avons préféré évaluer séparément la masse en tirant parti de la symétrie de la courbe. Nous pouvons négliger l'influence du facteur d'espace des phases parce que nous sommes au voisinage de son maximum, comme le montre le diagramme de Dalitz.

Après avoir soustrait un fond en extrapolant empiriquement la courbe moyenne du fond hors de la zone du K^* , nous avons fait glisser le long de l'axe des abscisses une bande de 60 Mev, largeur suffisamment faible pour qu'une éventuelle assymétrie du fond qui nous aurait échappé ait peu d'influence, jusqu'à obtenir l'égalité de la répartition entre les deux demi-bandes de 30 Mev.

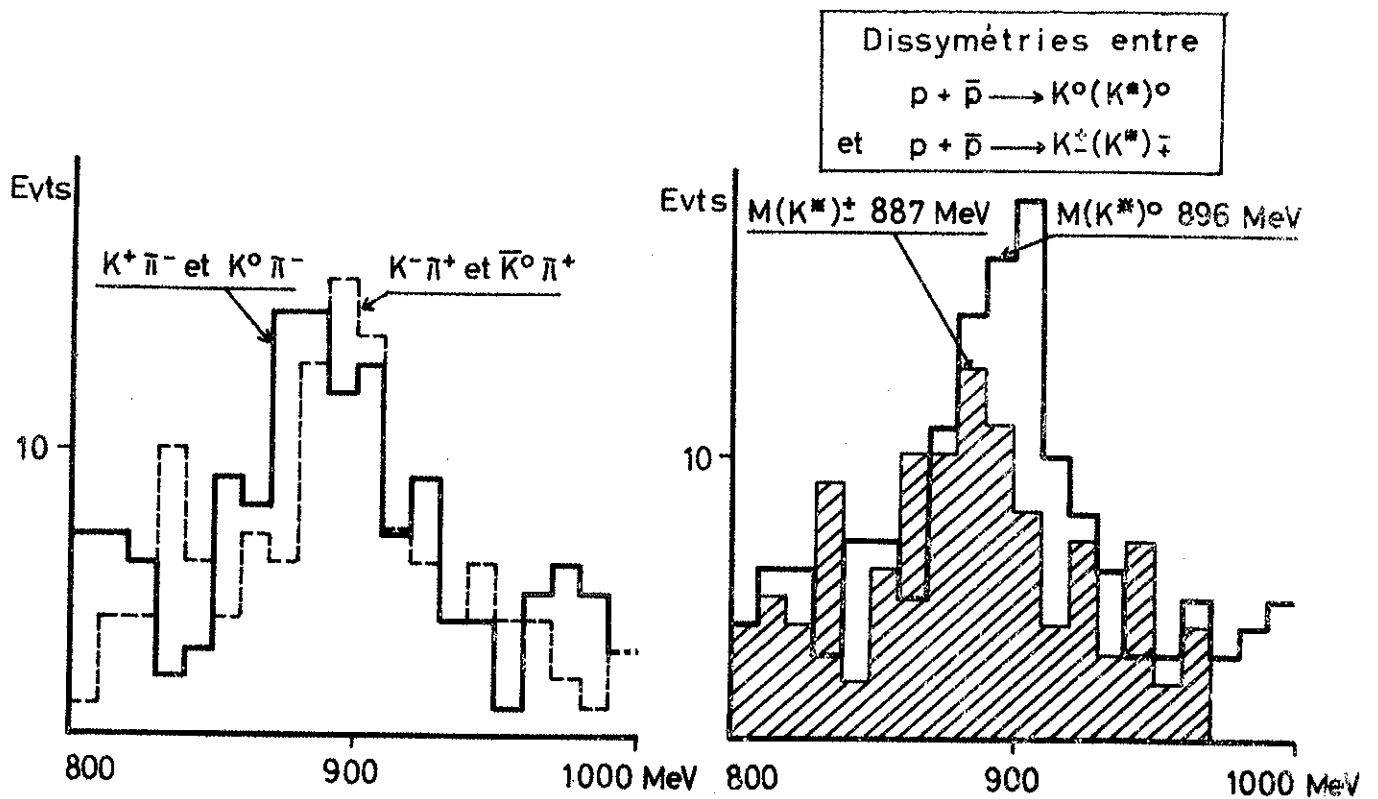
Nous trouvons ainsi une valeur de 892 Mev.

L'erreur moyenne sur la masse ($K\pi$) est de 10 Mev, nous devons combiner cette erreur avec la largeur naturelle du K^* pour calculer l'erreur statistique commise sur l'estimation de la masse du K^* . Nous aboutissons à une fluctuation de $\pm 4,5$ Mev.

Ainsi dans les conditions de notre expérience

$$M(K^*) = 892 \pm 4,5 \text{ Mev}$$

Remarquons pour terminer que la dissymétrie que nous avons observée sur le premier diagramme de Dalitz (fig. V, 4) se retrouve dans la comparaison entre les masses ($K^{\pm} \pi^{\mp}$) et les masses ($K^0 \pi^{\pm}$). Elle se traduit non seulement par une abondance différente, mais aussi par un déplacement des valeurs moyennes : celle des masses (K^*)⁰ se situe à 896 Mev, et celle des masses (K^*)[±] à 887 Mev comme cela apparaît sur la figure (V, 6) en haut à droite. Cette différence se conserve lorsqu'on élimine les événements



$K^0 K^\pm \pi^\mp$
 MASSE (K, π) (2 valeurs par evt.)

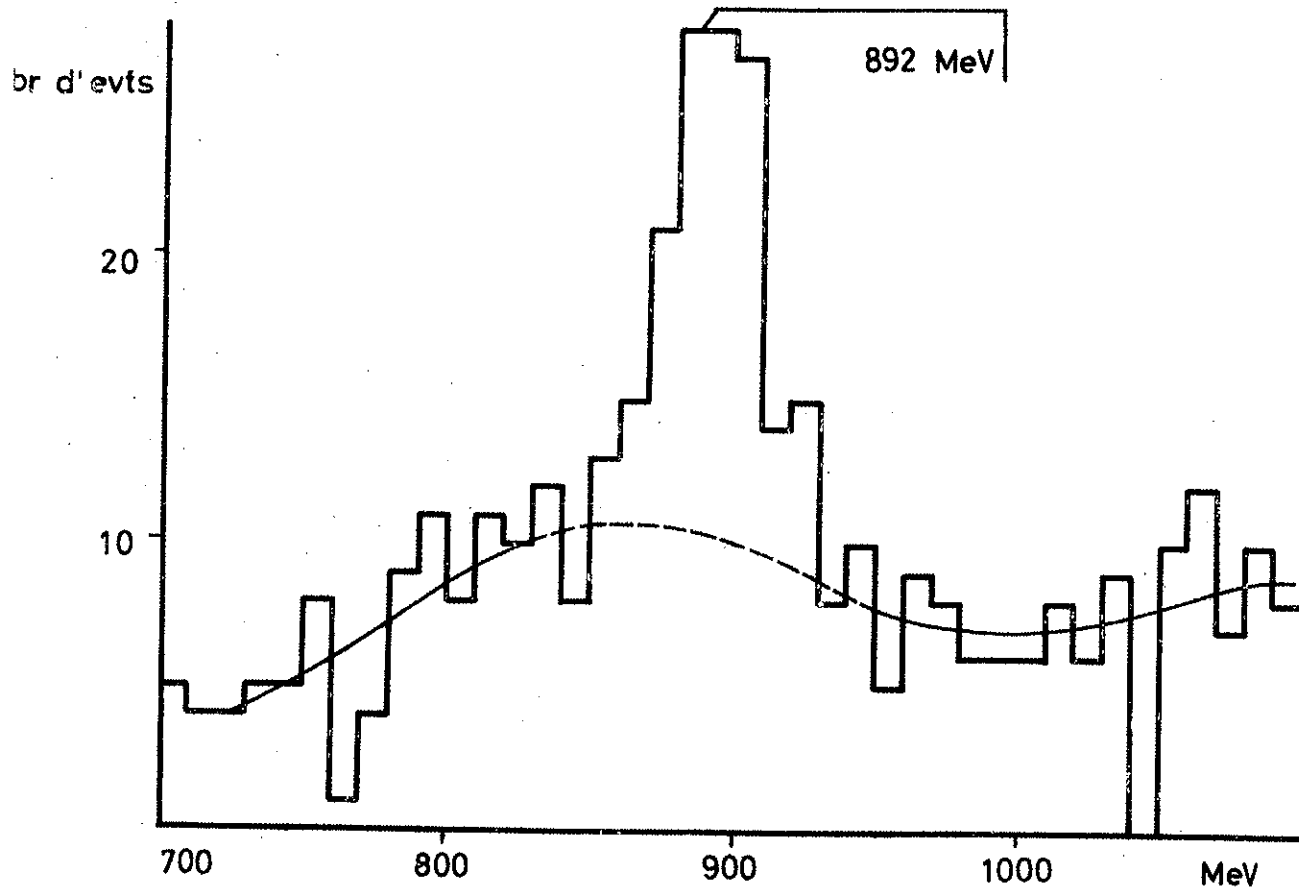


Fig (V, 12)

contenus dans la zone d'interférence ; mais notre ignorance de la contribution du fond dans les bandes du K^* ne nous permet pas d'affirmer qu'elle est significative.

Largeur du K^*

Dans l'évaluation de la largeur, l'influence du fond est plus sensible que dans la détermination de la masse ; nous avons donc donné une certaine plasticité au fond estimé tout en conservant sa structure, de manière à ce qu'il varie légèrement en fonction du paramètre "largeur de la résonance" caractérisant la courbe de Breit Wigner que nous lui superposons. Dans ces conditions nous trouvons une largeur comprise entre 36 et 50 Mev, la meilleure valeur étant 42 Mev.

CONCLUSION

La présente étude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans la chambre à bulles à hydrogène de 80 cm de Saclay placée auprès du synchrotron à proton de 25 GeV du CERN nous a permis d'obtenir les résultats suivants dans les annihilations du type $K\bar{K}$ et $K\bar{K}\pi$:

- 1/ L'étude des annihilations en $K^0\bar{K}^0$ permet de montrer que l'annihilation du protonium a lieu en majorité dans l'état S. En effet, si on se borne à considérer les états S et P en négligeant les moments angulaires plus élevés, on remarque qu'on ne peut aboutir à $K_1^0\bar{K}_2^0$ qu'à partir de l'état S (3S_1) et à $K_1^0\bar{K}_1^0$ qu'à partir de l'état P (3P_0 et 3P_1). Nous n'avons observé aucun événement en $2V_1^0$ ($K_1^0\bar{K}_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $\pi^+ + \pi^-$) et nous avons détecté 73 annihilations en 2 corps avec $1V_1^0$ ($K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, K_1^0 ou 2). Ce résultat conduit à fixer 0,18 comme limite à la proportion d'annihilations dans l'état P. Nous vérifions ainsi un calcul théorique de Desai fondé sur l'analyse des interactions électromagnétiques subies par le protonium dans l'hydrogène liquide.
- 2/ En s'appuyant sur le résultat précédent nous avons pu préciser le spin du K^* auquel des expérimentateurs de Berkeley avaient assigné la valeur 0 ou 1. En effet un argument de Schwartz fait valoir que si elle a lieu dans l'état S une annihilation en $K^0\bar{K}^{*0}$ ne peut conduire à $K_1^0\bar{K}_2^0\pi^0$ si le spin du K^* est 0. Or notre expérience met clairement en évidence la présence du K^{*0} dans les événements de ce type (distribution de la quantité de mouvement du K_1^0 compatible à 2% de chances seulement avec l'absence de K^*). Ce résultat exclut le spin 0 pour le K^* . La présence d'une certaine proportion d'annihilations dans l'état P ne peut modifier cette conclusion.
- 3/ Nous avons cherché à estimer la proportion des événements à K^* dans les différentes voies $K_1^0\bar{K}_1^0\pi^0$ (état initial 1S_0) $K_1^0\bar{K}_2^0\pi^0$ (état initial 3S_1)

et $K_1^0 K_1^+ \pi^-$ (mélange de 1S_0 et 3S_1) ; nous trouvons :

dans la voie $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ (1S_0) 41^{+43}_{-32} évènements à K^* contre 179^{+42}_{-40} évènements sans K^*

dans la voie $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ (3S_1) de 110 à 50 évènements à K^* contre 0 à 66 évènements sans K^*

dans la voie $K_1^0 K_1^+ \pi^-$ ($^1S_0 + ^3S_1$) environ 270 évènements à K^*

Si l'état initial $\bar{p}p$ était un mélange des états de spin isotopique 1 et 0 on devrait trouver la valeur 4 pour le rapport :

$$\frac{\text{nombre de } K^* \text{ produits dans } K_1^0 K_1^+ \pi^-}{\text{nombre de } K^* \text{ produits dans les voies } K_1^0 K_1^0 \pi^0 + K_1^0 K_2^0 \pi^0}$$

notre valeur expérimentale inférieure à 4 semble indiquer qu'on a plutôt affaire à une superposition des deux états mais l'incertitude sur nos estimations ne permet pas de conclure.

4/ Enfin nous avons évalué la masse et la largeur du K^* dans le lot d'évènements $K_1^0 K_1^+ \pi^-$. Nos résultats sont :

$$\text{Masse du } K^* = 892 \pm 4.5 \text{ Mev}$$

$$36 \text{ Mev} < \Gamma < 50 \text{ Mev.}$$

D'autre part nous observons une différence de 7 Mev entre la masse du K^* chargé et celle du K^* neutre ; il faut noter que ces résultats sont hypothéqués par la présence d'un fond d'évènements sans K^* dont on connaît mal la structure.

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION -

- (O, a) - Claude GHESQUIERE - Thèse de Doctorat es Sciences
Université de Paris (1963)
- (O, b) - Etude de la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm en vue de
l'exploitation physique
Paul BAILLON - D.E.S. Université de Paris (1962)
- (O, c) - Chambres à bulles françaises au Cern
L'ONDE ELECTRIQUE - XL I, n° 147 Décembre 1961

CHAPITRE I -

- (I, a) - K^- interactions at 1,15 GeV/c in the 15 inch hydrogen bubble
chamber
M. ALSTON, L.W. ALVAREZ, P. EBERHARD, M.L. GOOD, W. GRAZIANO,
H.K. TICHON and S. WOJCICKI
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics
Rochester 1960 - p.445
- (I, b) - Resonance in the $K\pi$ system
M. ALSTON, L.W. ALVAREZ, P. EBERHARD, M.L. GOOD, W. GRAZIANO,
H.K. TICHON and S.G. WOJCICKI
Phys. Rev. Letters - 6 p.300 (1961)
- (I, c) - Possible existence of a new K^0 meson
J. TIOMNO, A.L.L. VIDEIRA and N. ZAGURY
Phys. Rev. Letters - 6 p.120 (1961)
- (I, d) - A study of K Mesons in antiproton - proton annihilation
H.G.R. KALBFLEISCH (thèse)
Lawrence Radiation Laboratory - Report UCRL 9597 - Mars 1961
- (I, e) - Preliminary results on Y^{*} and K^{*} production in πp collision
A.R. ERWIN, R.H. MARCH and W.A. WALKER
Nuovo Cimento - 24 p.237 (1962)
- (I, f) - Production of strange particle resonant states by 2,1 BeV/c
 π^- mesons
G. ALEXANDER, G.R. KALBFLEISCH, D.H. MILLER and G.A. SMITH
Phys. Rev. Letters - 8 p.447 (1962)

- (I, g) - A study of the reaction $K^+ + p \rightarrow K^0 + \pi^+ + p$
G.B. CHADWICK, D.J. CRENNEL, W.T. DAVIES, M. DERRICK,
P.B. JONES, J.H. MULVEY, D. RAKOJICIC, C.A. WILKINSON,
M. CRESTI, S. LIMENTANI, L. PERRUZZO, R. SANTANGELO
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.378
- (I, h) - The reaction $K^+ + p \rightarrow K^* + N_{33}^*$
W. CHINOWSKY, G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE and
T. O'HALLORAN
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.380
- (I, i) - K^* production and decay
M.H. ALSTON, C.R. KALBFLEISCH, H.K. TICHON, and S.G. WOJCICKI
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.291
- (I, j) - Interactions of 1.47 GeV/c negative K^- Mesons in hydrogen
W.A. COOPER, H. COURANT, E.J. MALAMUD, A. MINGUZZI-RANZI,
H. SCHNEIDER, A.M. SEGAR, G.A. SNOW and W. WILLIS,
E.S. GELSEMA, J.C. KLUYVER, A.G. TENNER, K. BROWNING,
J.S. HUGHES, R. TURNBULL
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.298
- (I, k) - Resonances in strange particles production
D. COLLEY, N. GELFAND, U. NAUENBERG, J. STEINBERGER,
S. WOLF, H.R. BRUGGER, P.R. KRAMER, R.J. PLANO
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.315
- (I,) - Study of K^* resonance in $\bar{p}p$ annihilation at rest.
R. ARMENTEROS, L. MONTANET, D.R.O. MORRISON, S. NILSSON,
A. SHAPIRA and J. VANDERMEULEN,
Ch. d'ANDLAU, A. ASTIER, C. GHESQUIERE, B.P. GREGORY,
D. RAHM, P. RIVET and F. SOLMITZ
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics CERN 1962
p.295
- (I, m) - On the spin of the K^* resonance
W. CHINOWSKY, G. GOLDBABER, S. GOLDBABER, W. LEE, and
T. O'HALLORAN
Phys. Rev. Letters - 9 p.330 (1962)

CHAPITRE II -

- (II, a) - Enetra 110 - Notice technique d'utilisation - SOM - Paris

CHAPITRE III -

- (III, a) - B. EQUER - Thèse (communication privée)
- (III, b) - M. SCHIFF - (communication privée)
- (III, c) - A programm for the geometrical reconstruction of curved tracks
in a bubble chamber
W.G. MOORHEAD
CERN note 60-33
- (III, d) - Note interne du laboratoire de physique de l'Ecole Polytechnique
F. SOLMITZ
(27 Décembre 1960)
- (III, e) - The geometrical reconstruction of bubble chamber tracks
J.W. BURREN, J. SPARROW
NIRL/R/14 - Rutherford High Energy Laboratory
- (III, f) - Programme de dépouillement des résultats d'expériences de
chambre à bulles
L. BOSSET
Rapport Compagnie des machines Bull CNCE
- (III, g) - WILLIS - Note interne du laboratoire National de Brookhaven
- (III, h) - High Energy Particles
B. ROSSI
- (III, j) - Statistique mathématique (p.69)
DELTHEIL, HURON, Armand COLIN
- (III, k) - Kinematical analysis of bubble chamber events
R. BÖCK
CERN note 61-29
- (III, l) - Note UCRL 9097
BERGE, SOLMITZ et TAFT
Physics Memo 187 et 190
F.T. SOLMITZ

CHAPITRE IV -

- (IV, a) - C. GHESQUIERE - Etude de l' ω^0 produit en association avec des mesons K dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt
Thèse - Faculté des Sciences de Paris
- (IV, b) - Some Low Energy proton antiproton cross-sections
J.B. LOKEN and M. DERRICK
Phys. Let. - 3 p.334 (1963)

CHAPITRE V -

- (V, a) - voir référence (IV, b)
- (V, b) - Proton-antiproton annihilation in protonium
BIPIN R. DESAI
Physical Review - 4 - Vol.119 p.1385 (1960)
- (V, c) - Suppression of P state capture in ($K^{\bar{0}}$, p) atoms
T.B. DAY, G.A. SNOW and J. SUCHER
Phys. Rev. Letters - 3 p.61 (1959)
- (V, d) - Nucleon-antinucleon interaction at intermediate energies
J.S. BALL and G.F. CHEW
Phys. Rev. 109 p.1385 (1958)
- (V, e) - A proposed experimental test of the DAY, SNOW and SUCHER argument based on antiproton annihilation into kaons
B. D'ESPAGNAT
Nuovo Cimento 20 p. 1217 (1961)
- (V, f) - Proposed method of measuring the spin of the K^0 meson
M. SCHWARTZ
Phys. Rev. Letters - 6 p.556 (1961)
- (V, g) - Study of the annihilation of stopped antiprotons in hydrogen :
the reaction $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
G.B. CHADWICK, W.T. DAVIES, M. DERRICK, C.J.B. HAWKINS,
J.H. MULVEY, D. RADOJICIC and C.A. WILKINSON
M. CRESIT, S. LIMENTANI and R. SANTANGELO
Phys. Rev. Letters - vol. 10 p.62 (1963)
- (V, h) - Final state interaction in proton antiproton annihilation at r
C. BOUCHIAT and G. FLAMAND
Nuovo Cimento - 23 p.13 (1962)

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION : Rappel des conditions experimentales	1
CHAPITRE I : Résultats concernant le K^*	5
CHAPITRE II : Généralités sur les mesures	
- Description du dispositif optique	11
- Reconstruction d'un point dont on connaît deux images (évaluation des erreurs)	14
- Mesure des paramètres	20
CHAPITRE III : Programmes de calcul	
- Programmes de reconstruction géométrique	29
- Evaluation des erreurs	39
- Interprétation des événements et optimisation des grandeurs mesurées (programme cinématique)	49
CHAPITRE IV : Analyse des événements - Statistique générale	
- Sélection des événements comportant un V_1^0 ($K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$)	58
- Etude des corrections à apporter pour les V_1^0 échappant à l'observation	61
- Répartition des événements à V_1^0 suivant le nombre de particules K et π produites	68
CHAPITRE V :	
PARTIE I - Etude de l'état de moment angulaire dans lequel a lieu l'annihilation de l'antiproton	
- Analyse théorique	91
- Indications fournies par les annihilations en 2 corps $K^0 \bar{K}^0$	94
PARTIE II - Etude du K^* dans les annihilations en 3 corps $K \bar{K} \pi$ comportant un K_1^0	
- Première analyse des événements $K_1^0 K_1^+ \pi^-$	103
- Evénements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^0$ - Spin du K^*	110

- Analyse des événements $K^0 K^0 \pi^0$ et dans l'hypothèse d'un spin du K^* différent de zéro	123
- Retour à l'étude des événements $K^0 K^\pm \pi^\mp$	127
- Masse et largeur du K^*	129
CONCLUSION	134
BIBLIOGRAPHIE	136

Remerciements,

Je dois une profonde reconnaissance à Monsieur LEPRINCE-RINGUET pour m'avoir accueilli dans son laboratoire après plusieurs années employées à des travaux de recherche éloignés de la physique nucléaire. Je le remercie également de m'avoir fait confiance en m'introduisant dans l'équipe d'enseignants qu'il dirige à l'Ecole Polytechnique avec M. B. GREGORY.

M. B. GREGORY m'a fait comprendre le soin et l'attention qui sont nécessaires à la réalisation d'expériences fécondes et l'esprit méthodique et critique qu'il faut apporter à leur analyse. Je le remercie vivement de la patience et la compréhension dont il a fait preuve à mon égard dès mes débuts en physique expérimentale à l'époque où l'on cherchait encore les particules énergiques dans le rayonnement cosmique à l'observatoire du Pic du midi.

M. A. ASTIER m'a prodigué son enseignement et ses conseils avec un dévouement inlassable et ce zèle de professeur, ce souci de communiquer aux autres sa propre science, que connaissent bien ceux qui l'approchent. Il m'a guidé dans l'acquisition des premiers éléments de mécanique quantique et de physique nucléaire nécessaires aux expérimentateurs, dans un climat de généreuse camaraderie et de confiance mutuelle dont je lui suis infiniment reconnaissant.

Ce travail est l'un des aboutissements d'une entreprise expérimentale dont les différentes phases ont nécessité la collaboration de nombreux physiciens, ingénieurs et techniciens que je remercie tous sincèrement pour l'aide qu'ils m'ont apportée. M. R. ARMENTEROS a pris une très grande part dans la préparation, la réalisation et l'analyse de cette expérience dont le succès lui est redevable pour beaucoup. M. F. SOLMITZ nous a été très précieux par ses conseils dans la mise au point de nos programmes et dans la première phase de l'exploitation des clichés. Nous gardons tous un excellent souvenir de sa collaboration nourrie de bon sens et d'amicale franchise.

MM. C. d'ANDLAU, P. BAILLON, C. DEFOIX, J. GANOUNA, C. GHESQUIERE, Mme J. SIAUD ont participé à l'analyse de l'expérience au Collège de France. J'ai le sentiment que notre travail en commun s'est déroulé dans un climat de bonne entente malgré la densité des tâches matérielles à assurer, et je leur en suis très reconnaissant. Notre collaboration avec les physiciens du CERN MM. R. BUDDE, L. MONTANET, D.R.O. MORRISON, S. NILSON, A. SHAPIRA et J. VANDERMEULEN a été très fructueuse et très amicale.

Un groupe de physiciens dirigés par le Professeur FIDECARO a eu la responsabilité de la construction et de la mise en oeuvre du faisceau. Les ingénieurs et techniciens de Saclay sous la direction de MM. B. GREGORY et R. FLORENT, et avec l'assistance de MM. D. RAHM et C. PENET ont mis au point la C.B.H. 80 et assuré son fonctionnement avec l'aide de MM. BADIER et BAILLON du laboratoire de physique de l'Ecole Polytechnique. Mme EQUER M. C. PELLETIER, MM. A. BARDIN et J. CORNIC ont été chargés de la maintenance du système de prises de vues et du développement du film.

Mme J.C. VERGES, Mesdemoiselle M.M. de COURREGES et B. GARNIER, MM. B. EQUER et U. NGUYEN-KHAC ont eu la tâche difficile d'écrire et mettre au point nos programmes de calcul. Je leur dois une reconnaissance particulière pour la patience et le dévouement dont ils ont fait preuve.

Les appareils de dépouillement que nous avons utilisés sont dus à l'ingéniosité technique de MM. C. GREGORY et J. CAILLET. Ils ont été dessinés par M. D. MARCHAND et réalisés par les ateliers de mécanique de l'Ecole Polytechnique et du Collège de France sous la direction de MM. E. BOULANGER et J. MORINAUD. Je les remercie tous pour leur importante contribution à notre travail.

Les opérations de dépouillement et de mesure ont été effectuées par une équipe d'aide-physiciens comprenant Mesdame J. AMGIBAUD, N. COUTANT et H. MONET, Mesdemoiselles D. BARBIER, C. BIENAIME, D. JACK, MM. J.P. FORT, C. KRIEF, L. LEBERT, C. MARTIN, C. MATHON, R. MONTCHARMONT et J. WALCZACK. Nous avons tous apprécié leur bonne volonté, leur efficacité, le sérieux et l'attention qu'ils ont apportés à un labeur parfois monotone.

Mademoiselle Catherine FRITSCH nous a très directement aidé dans la tâche délicate de classer les événements et de dresser les statistiques. Elle l'a fait avec une clairvoyance et une intelligence qui prouvent ses qualités de physicienne, une bonne humeur et un soin qui en font une excellente collaboratrice et camarade.

Je remercie enfin les personnes qui ont participé à l'élaboration matérielle de cette thèse : Mademoiselle Josiane LO-BUE qui a tapé le texte et assuré la mise en page avec dévouement et compétence, M. NADEAU qui l'a polycoïné ; M. C. JADOT qui aidé de M. R. HOURMANT a apporté un soin méticuleux au dessin des figures et des histogrammes. M. JOLICLERCQ qui a fait preuve de son talent habituel dans le tirage des photographies et la réalisation des diapositifs.

Pour terminer je ne dois pas oublier Mademoiselle Monique BLANCO qui m'a secondé ou supplé dans la série de tâches administratives qui défendent les approches de la thèse.

Je remercie la Direction de l'Enseignement Supérieure pour le poste d'ingénieur contractuel qu'il m'a réservé, poste qui m'a permis de mener à bien ce travail.

-146-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

EFFET DRELL. PHOTOPRODUCTION DE PARTICULES NUCLÉAIRES.

Vu et Approuvé :

PARIS, le 29 mai 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN ROCHE.

