

THESE DOCTORAT DES
ES-SCIENCES PHYSIQUESprésentée à
l'Université Pierre et Marie Curie Paris VI
par**Bernard LEFIEVRE**

pour obtenir le grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

Mesures des sections efficaces différentielles
 $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ dans l'intervalle d'impulsion
4-14 GeV/c et dans l'intervalle de transfert
0,1 - 2 GeV²

Soutenue le 24 Avril 1978 devant le jury composé de

MM. Président: M. FROISSART

Examineurs: M. BAUBILLIER

M. CROZON

B. DI

S. JULLIAN

R. NATA

THESE DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCES PHYSIQUES

présentée à
l'Université Pierre et Marie Curie Paris VI
par

Bernard LEFIEVRE

pour obtenir le grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

Mesures des sections efficaces différentielles
 $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ dans l'intervalle d'impulsion
4 -14 GeV/c et dans l'intervalle de transfert
0,1 - 2 GeV²

Soutenue le 24 Avril 1978 devant le jury composé de

MM. Président: M. FROISSART

Examineurs: M. BAUBILLIER

M. CROZON

B. DIU

S. JULLIAN

R. NATAF

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. IMPLANTATION DE L'APPAREILLAGE

1. Configuration $K_{Lp}^0 \rightarrow K_{Sp}^0$
2. Choix du monitoring du faisceau
3. Implantation du dispositif expérimental
4. Estimation du bruit de fond
5. Processus de mesure

B. LE FAISCEAU ET LA CIBLE A HYDROGENE

C. LE DISPOSITIF DE SELECTIONS DES EVENEMENTS

1. Signature V_0
2. Signature muon
3. Signature proton
4. Centre de la logique

D. LA MESURE DES EVENEMENTS - LES CHAMBRES A ETINCELLES ET L'AIMANT D'ANALYSE

1. Principe du fonctionnement des chambres
2. Réalisation
3. Caractéristiques de l'aimant d'analyse

E. ACQUISITION ET TRAITEMENT EN LIGNE DES DONNEES

1. Acquisition des données de l'électronique rapide - CAMAC
2. Acquisition des données d'étincelles - SPADAC
3. Centre de décision du traitement en ligne et enregistrement
4. Contrôle en ligne de l'expérience

CHAPITRE II - ANALYSE DES DONNEES ET CALCULS DE MONTE CARLO

A. STRUCTURE DU PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

B. CALCULS DE MONTE CARLO - ACCEPTANCE

1. Simulation $K_{\mu 3}$
2. Simulation $K_L K_S$

CHAPITRE III - DETERMINATION DU SPECTRE DU FAISCEAU

A. INTRODUCTION

B. CINEMATIQUE

C. METHODE STATISTIQUE DE RECONSTRUCTION DU SPECTRE

1. Description et conditions d'application
2. Généralisation de la méthode

D. METHODES DE LISSAGE

1. Méthode des cubiques splines
2. Méthode de lissage en continuité

E. TEST DE COMPARAISON SIMULATION-EXPERIENCE

1. Principe
2. Mise en oeuvre
3. Conclusion

F. COMPARAISON DU SPECTRE OBTENU AVEC LE MODELE THERMODYNAMIQUE DE GRUTE-RANFT-HAGEDORN

CHAPITRE IV - SECTIONS EFFICACES ET TEST DE MODELES

A. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

B. ANALYSE PHENOMENOLOGIQUE

1. Sections efficaces à énergie constante
2. Sections efficaces à transfert constant

C. TEST DE MODELES

1. Modèle à deux trajectoires de Regge
2. Modèle de coupure forte
3. Modèle dual absorptif
4. Modèle Reggeométrique
5. Discussion

CONCLUSION

INTRODUCTION

Nous présentons dans ce travail les caractéristiques essentielles et les résultats de l'expérience effectuée par une collaboration Institut de Physique Nucléaire de Padoue-Collège de France auprès du Synchrotron à Protons du CERN, dans le but de mesurer les sections efficaces différentielles de la régénération incohérente $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$; le domaine d'impulsion et de transfert correspondant est défini par $4 \leq P_L \leq 14$ GeV/C, $0,1 \leq -t \leq 2$ GeV². La conception de cette expérience remonte aux années 71-72 et les périodes de prise de données se sont succédées entre février 74 et décembre 75 inclus.

Il est bien connu que les seules trajectoires susceptibles de contribuer aux amplitudes $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ correspondent aux mesons ω , ρ , ϕ échangés dans la voie t avec $C = -1$ et une parité de spin naturelle ; on constate expérimentalement que l'échange du ϕ est faible relativement aux deux autres mesons (Gilmann⁽¹⁾, Diu⁽²⁾), le couplage ϕNN étant faible.

La réaction d'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ a été étudiée lors de nombreuses expériences, permettant de déterminer les caractéristiques de la trajectoire du ρ ; on a constaté la prédominance de l'amplitude flip dans cette réaction ainsi que la présence d'un dip pour $-t = 0,6$ GeV².

Lorsque notre expérience a été projetée les seuls résultats expérimentaux disponibles en régénération incohérente étaient des résultats partiels de l'expérience effectuée au SLAC par Brody⁽³⁾, soit 571 événements dont la plupart sont dans une zone d'impulsion inférieure à 4 GeV/C. Notre expérience se proposait d'obtenir une statistique élevée (de l'ordre de 10⁴ événements) pour des impulsions supérieures à 4 GeV/C et de préciser ainsi les points suivants :

- Détermination de la trajectoire effective et comparaison de celle-ci avec celle du ρ obtenue dans $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, ceci nous permettant de tester l'hypothèse de dégénérescence d'échange.

- Recherche éventuelle de structures (dip ou rupture de pente) dans les sections efficaces en transfert.

- Contribution relative des amplitudes flip et non flip aux sections efficaces.

Cette expérience a été réalisée sur un faisceau secondaire du PS obtenu à partir de protons éjectés à 24 GeV/c.

La désintégration des K^0 ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu$) a été déterminée à l'aide d'un spectromètre monté autour de l'aimant VENUS utilisé dans l'expérience effectuée à Saclay en 71 (pion-pion au seuil)⁽⁴⁾.

Les trajectoires ont été déterminées par des chambres à étincelles magnétostrictives dont une partie avait déjà été testée sur l'expérience de Saclay.

---oo0oo---

Ce travail comporte quatre parties :

- une description de l'appareillage qui comporte la structure du faisceau, la cible à hydrogène, la logique électronique et l'ensemble expérimental de mesure des traces ; nous terminons par l'acquisition et le contrôle en ligne de l'expérience.
- ensuite, nous définissons les différentes étapes du programme de reconstruction, les coupures à partir desquelles nous sélectionnons les événements ; nous indiquons ensuite les caractéristiques des programmes de simulation et donnons les courbes d'acceptance de l'appareillage.
- une troisième partie est consacrée aux méthodes employées pour reconstruire le spectre et aux tests de stabilité de ce dernier.

- Dans la quatrième partie, nous donnons le mode de calcul des sections efficaces des résultats précédemment obtenus. Nous explicitons ensuite les caractéristiques des sections efficaces à énergie constante puis à transfert constant et nous terminons cette partie par le test de quelques modèles.

Un résumé des résultats obtenus est donné en conclusion.

CHAPITRE I

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - IMPLANTATION DE L'APPAREILLAGE

L'appareillage est conçu pour mesurer les sections efficaces de la réaction $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$

La mesure de cette section pour un intervalle d'impulsion et de transfert déterminé s'obtient à partir de la formule

$$N(p, t) = \frac{d\sigma}{dt}(p, t) \cdot \rho \cdot n_a \cdot \phi(p)$$

$N(p, t)$ est le nombre d'événements $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ d'impulsion comprise entre p et $p + dp$, et de transfert compris entre t et $t + dt$, produit par diffusion incohérente des K_L^0 du faisceau sur la cible pendant le temps où l'appareillage est prêt à enregistrer.

$\phi(p)$ est le nombre de K_L^0 d'impulsion comprise entre p et $p + dp$ susceptibles d'interagir avec la cible durant le même temps, ρ , n_a sont respectivement la longueur de la cible, sa densité, le nombre d'Avogadro.

Afin d'obtenir une statistique suffisante, nous avons adopté un dispositif fondé sur l'utilisation classique de compteurs et de chambres à étincelles. Comme nous travaillons en faisceau neutre, la particule entrante K_L^0 n'intervient pas dans la signature d'un événement $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$; nous devons donc reconstruire ces événements à partir des produits de désintégration du K_S^0 , et du proton de recul. De même, c'est à partir de la mesure des produits de désintégration du K_L^0 que nous pouvons déterminer le spectre du faisceau et sa normalisation. Nous avons donc à choisir les configurations particulières que l'appareillage doit détecter, avec une acceptance aussi grande que possible.

1. CONFIGURATION $K_L^0 P \rightarrow K_S^0 P$

Le K_S^0 se désintègre en deux pions de charges opposées, avec

le rapport de branchement R_S :

$$R_S = \frac{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_S^0 \rightarrow \text{total}} = 0,688$$

Ce mode de désintégration est adapté à la détermination des paramètres relatifs au K_S^0 , en effet :

- a/ Il est possible de déterminer au moyen d'un aimant d'analyse les impulsions des deux pions,
- b/ la détermination du K_S^0 à partir de ses produits de désintégration s'effectue par un calcul cinématique simple (désintégration en 2 corps)
- c/ le rapport de branchement est élevé et permet de maintenir une statistique convenable.

La configuration correspondante est représentée sur le schéma I.

a/ Dans un premier temps l'appareillage mesure les impulsions des deux particules (V^0) issues du vertex de désintégration ; pour obtenir la tri-impulsion du K_S^0 nous aurons à effectuer un ajustement à une contrainte puisque nous avons les quatre équations de conservation pour déterminer ces trois paramètres ; l'analyse cinématique aura pour but de séparer les V^0 correspondant à la désintégration d'un K_S^0 de deux produits par d'autres particules neutres (π et K_L^0 essentiellement), au moyen de coupures sur la masse de la particule entrante.

b/ La situation au vertex de production se présente alors de la façon suivante :

- . Nous connaissons maintenant la tri-impulsion du K_S^0 (3 paramètres)
- . Nous avons choisi de ne pas mesurer l'impulsion du proton de recul car l'adjonction d'un aimant d'analyse avait réduit l'acceptance de façon trop importante ; nous mesurons donc uniquement sa direction (2 paramètres).
- . Nous connaissons la direction du K_L^0 incident (2 paramètres)

. La tri-impulsion du proton cible étant nulle, il reste à déterminer deux paramètres, l'impulsion du K_L^0 et l'impulsion du proton, à l'aide des quatre équations de conservation.

Nous avons à effectuer un ajustement à deux contraintes au vertex de production, ce qui nous donne un mode raisonnable d'identification des configurations qui correspondent à une diffusion $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ parmi toutes celles qui présentent la même structure géométrique.

2. CHOIX DU MONITORAGE DU FAISCEAU

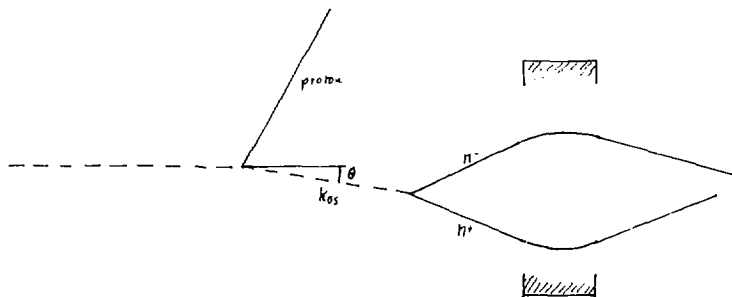
Les principaux modes de désintégration du K_L^0 sont indiqués en table I. Le mode $K\pi 2$ qui viole la conservation de CP est le mieux signé mais le rapport de branchement est de l'ordre du millième et les événements correspondant à la régénération cohérente du K_L^0 sur la matière constituent un bruit de fond difficile à éliminer ; le mode $K\pi 3$ n'a pas été retenu, les π^0 étant difficiles à détecter.

Les désintégrations semi leptoniques présentent l'avantage, sur lequel nous allons revenir par la suite, de présenter des configurations géométriques analogues à celle de la diffusion $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$; nous avons retenu le mode $K\mu 3$ car les propriétés de parcours des muons dans la matière sont bien connues et de ce fait il est simple de les identifier. La connaissance des tri-impulsions du π et du μ ne permettant pas une détermination univoque du K_L^0 , nous décrivons au chapitre III la solution que nous avons adoptée pour résoudre ce problème.

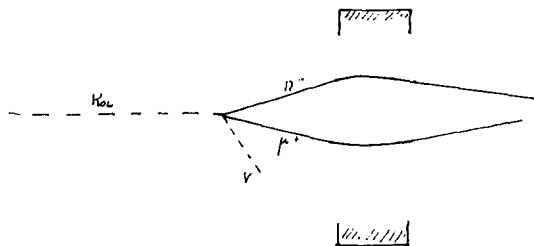
TABLE I - MODES DE DESINTEGRATION du K_L^0

$K\pi 3$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(21,3 \pm 0,6) \%$
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(11,9 \pm 0,4) \%$
$K\pi 3$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(39 \pm 0,6) \%$
$K\mu 3$	$\pi^+ \mu^- \nu$	$(27,5 \pm 0,5) \%$
$K\pi 2$	$\pi^+ \pi^-$	$(0,177 \pm 0,018) \%$

SCHEMA I - DIFFUSION $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$



SCHEMA II - DESINTEGRATION DU K_L^0 (faisceau)



3. IMPLANTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

a/ Principe

La difficulté de mesure introduite par le caractère neutre du faisceau nous a donc conduit au choix suivant :

Nous mesurons avec le même appareillage la diffusion

$$K_{LP}^0 \rightarrow K_{SP}^0 \text{ et le faisceau de } K_L^0$$

Ceci est rendu possible par le fait que les configurations I et II sont voisines ; elles présentent toutes les deux un V^0 ; l'angle θ de la direction du K_S^0 avec l'axe du faisceau n'est que de quelques degrés pour la zone de transfert ($0,1 - 2 \text{ GeV}^2$) que nous étudions ; le domaine d'impulsion des couples ($\pi^+ \pi^-$) et ($\pi^+ \mu^-$) est voisin et les temps de vie du K_L^0 et du K_S^0 permettent l'utilisation d'une zone commune de désintégration.

Les avantages qui découlent d'un tel choix sont essentiellement les suivants : les erreurs systématiques de mesure du V^0 se compensent partiellement, le V^0 de la configuration I intervenant dans le calcul de $N(p,t)$ qui intervient au numérateur de la formule donnant les sections efficaces, et le V^0 de la configuration II intervenant au dénominateur de la même formule.

- . une variation du flux incident au cours du temps est sans effet sur $\sigma(p,t)$
- . enfin les erreurs dues à l'efficacité du programme de reconstruction se compensent dans la partie commune, qui est la reconstruction du V^0 (chapitre II). Ceci est dans notre expérience important car le bruit de fond dû aux interactions des neutrons du faisceau nécessite un filtrage fin des événements. Nous avons l'assurance qu'il est le même en ce qui concerne le V^0 et ceci intervient de façon déterminante dans le calcul des sections efficaces.

b/ Description

L'appareillage conçu pour mesurer dans les mêmes conditions les événements $K_L^0 \rightarrow K_L^0 p$ et le faisceau de K_L , et pour atténuer au maximum la contribution des configurations parasites que nous allons examiner au paragraphe suivant est représenté en figure II, il comprend essentiellement :

- a. le canal de transport du faisceau et la cible à hydrogène liquide.
 - b. un spectromètre chargé de la détection des V^0 produits vers l'avant lors de la désintégration d'un K_S^0 ou d'un K_L^0 ; ce spectromètre est structuré comme suit :
 - une zone de désintégration commune aux K_L^0 et au K_S^0 qui doit donc permettre de s'assurer que les particules entrant dans la zone sont neutres,
 - un télescope avec aimant d'analyse dont la fonction est de mesurer les impulsions et les trajectoires des particules issues de la désintégration des deux K^0 ,
 - un système d'identification des muons constitué d'un mur de fer, d'un mur de béton et de deux hodoscopes ; ainsi on sépare les V^0 relatifs aux K_L^0 de ceux relatifs aux K_S^0 .
 - c. Un bras proton mesure la trace du proton de recul quand celui-ci a une impulsion suffisante pour sortir de la cible à hydrogène et être accepté par le système d'hodoscope. Cette condition limite inférieurement le transfert à $0,1 \text{ GeV}^2$.
- La disposition d'ensemble de l'appareillage a été déduite d'un calcul de Monte Carlo utilisant une formule approchée pour la diffusion $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$.

4. ESTIMATION DU BRUIT DE FOND

Le bruit de fond est dû essentiellement aux interactions de neutrons et aux K_L^0 eux-mêmes. Nous avons estimé les contributions des réactions suivantes, qui donnent toutes des topologies du type I.

a/ Les interactions neutroniques doubles : dans un premier temps le proton incident produit une particule chargée dans le bras proton ($np \rightarrow np, np \rightarrow np\pi^0$) ; dans un deuxième temps le neutron sortant produit une résonance dans la zone de désintégration.

b/ Les coïncidences accidentelles entre $np \rightarrow np$ et un N^* produit par un autre neutron ou un K_L^0 qui se désintègre.

c/ Les réactions np à trois ou quatre corps du type $np \rightarrow K^0 \Lambda^0 p$ avec $K^0 \rightarrow K^0 \pi$ et $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$

d/ Les réactions $K_L^0 p \rightarrow K^0 p \pi^0$ et $K_L^0 p \rightarrow K^0 p \pi^0$

e/ La diffusion élastique $K_L^0 p \rightarrow K_L^0 p$ avec $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ ou $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ présente la même configuration que $K_L^0 p \rightarrow K^0 p$. La sélection est faite en utilisant le mur de fer, ces événements étant l'objet d'un trigger spécial; l'analyse cinématique permet d'éliminer les K^0 .

Les contributions de ces réactions ont été évaluées par Monte Carlo.

5. PROCESSUS DE MESURE

Lors de chaque cycle machine, l'ordre de grandeur du nombre des particules susceptibles de produire des interactions est de 10^6 ; La durée d'un tel cycle est de 350 ms et le temps moyen qui sépare deux particules est de l'ordre de la microseconde ; les détecteurs utilisés pour sélectionner les configurations candidates doivent avoir un temps de réponse très inférieur. On utilise classiquement comme détecteurs des compteurs à scintillation, dont la résolution en temps est de dix à vingt nanosecondes selon les dimensions utilisées, pour déclencher les chambres à étincelles. Ainsi le processus de mesure des configurations candidates s'effectue-t-il selon trois phases distinctes :

- a/ Sélection rapide en temps des configurations par un ensemble de compteurs (scintillateur associé à un photomultiplicateur) relié entre eux par une logique adaptée à la sélection que l'on veut faire ; la résolution spatiale de ce dispositif, appelé couramment trigger, est de quelques centimètres.
- b/ Les compteurs déclenchent des chambres à étincelles magnétostrictives qui mesurent avec une précision de l'ordre du mm les trajectoires relatives à la configuration sélectionnée.
- c/ Les informations recueillies lors des deux étapes précédentes sont enregistrées sur bande magnétique et fournissent la base du système d'exploitation.

Après avoir décrit le faisceau et la cible à Hydrogène, nous examinerons chacune de ces trois phases et nous terminerons par l'examen du contrôle en ligne qui a pour but de vérifier la bonne marche des différents appareils et d'effectuer un traitement partiel des données.

B - LE FAISCEAU ET LA CIBLE A HYDROGENE

Le faisceau de K_L^0 est obtenu par diffusion de protons de 24 GeV provenant d'une éjection du P.S. du CERN sur une cible en Tungstène de 6,4 mm de diamètre sur 78 mm de long. L'implantation du dispositif de production du faisceau est indiqué en figure 12, et résulte d'un calcul à partir du modèle de Ranft-Hagedorn qui donne un bon ordre de grandeur de la production de K_L^0 lors de la diffusion proton-noyau. Les choix suivants ont été faits.

1. La distance de 40 m entre la cible primaire et la cible à Hydrogène permet une collimation satisfaisante du faisceau tout en éliminant les particules neutres à temps de vie court par rapport au K_L^0 , essentiellement les K_S^0 ; trois collimateurs C_1 , C_2 , C_3 délimitent le canal du faisceau ; le collimateur C_2 variable a été réglé de façon à obtenir un angle solide de 6.10^{-7} Sr. Au niveau de la cible à Hydrogène le faisceau est de section carrée de 3cm x 3cm, comme le montrent les résultats du scanning opéré avant la prise de donnée (Fig. 13 et 14).
2. L'angle de production des K_L^0 a été fixé à 52 mrd. En utilisant les résultats fournis par le modèle thermodynamique d'Hagedorn de diffusion proton sur noyaux lourds (Fig. 15, 16) nous avons choisi cet angle de manière à obtenir un rapport K_L^0 /Neutron aussi grand que possible tout en conservant une bonne proportion de K_L^0 à grande impulsion ; le rapport K_L^0/N est de l'ordre de 5 %, l'ordre de grandeur attendu de l'intensité du faisceau de K_L^0 étant de 6×10^4 par cycle machine (350 ms).
3. Un bloc de plomb (ABS) de 5 cm suivant l'axe du faisceau et placé à 5 mètres de la cible primaire a pour fonction d'éliminer les M^0 ; les γ issus de leur désintégration y produisent des électrons qui sont déviés de l'axe du canal avec les autres particules chargées par les aimants de balayage BM1 et BM2.

La cible est constituée d'hydrogène liquide contenu dans une enceinte cylindrique en mylar de 40 cm de long sur 6 cm de diamètre. Ainsi toutes les particules du faisceau passent à travers la cible centrée sur son axe, la longueur choisie tend à favoriser la proportion de K_S^O de grande impulsion ($p > 3 \text{ GeV/C}$), la plupart de ceux d'impulsion plus faible se désintègrent dans la cible et ne sont pas vus par le télescope V_0 .

La cible est placée dans une enceinte à vide dotée de fenêtre en mylar de 100μ sur les côtés et vers l'avant où les particules sont mesurées. Cette épaisseur très mince permet de limiter vers l'avant la régénération cohérente, et sur le côté gauche de limiter la diffusion multiple et le ralentissement du proton de recul. La limite inférieure obtenue pour l'impulsion du proton de recul est de 320 MeV/C correspondant à un transfert de $0,1 \text{ GeV}^2$.

L'estimation de la proportion de K_L^O donnant lieu à régénération cohérente est inférieure à 1 % et ceci permet de mesurer le faisceau sans avoir à vider la cible.

C - LE DISPOSITIF DE SELECTION DES EVENEMENTS (TRIGGER)

Comme nous l'avons vu précédemment, la logique électronique a pour rôle de sélectionner rapidement en temps les configurations candidates. Elle est construite à partir de circuits logiques "Et" et "OU" ; de plus la sélection des V^0 produits vers l'avant nécessite de déterminer les cas où deux particules et deux seulement traversent simultanément le même hodoscope ; à cet effet, nous avons utilisé des circuits de majorité à 32 entrées et 4 sorties. Le signal provenant des sorties 1, 2, 3 et 4 indique la présence simultanée d'au moins un, deux, trois ou quatre signaux à l'entrée, le principe utilisé étant celui de la discrimination en amplitude. Si pour un hodoscope donné nous notons le signal de sortie ($H \geq n$) la sélection d'un V^0 se verra obtenue par la condition ($H \geq 2$) ($H \geq 3$), la barre indiquant que le signal ($H \geq 3$) est placé en anticoincidence. Nous allons maintenant examiner, successivement, les signatures V^0 , muon, proton.

1. Signature V^0

a/ Le trigger a pour fonction de sélectionner les V^0 produits vers l'avant, associés quand il existe à un chargé émis dans la direction du bras proton ; il doit donc éliminer toute association avec un chargé émis dans une autre direction ou avec un π^+ , l'événement correspondant appartenant nécessairement au bruit de fond. A cet effet cinq compteurs sont disposés autour de la cible, une fenêtre étant ménagée pour le bras proton. Chaque compteur est composé de cinq scintillateurs séparés par quatre lames de plomb de 5 mm d'épaisseur donnant une épaisseur correspondant à 3,6 longueur de radiation.

De plus, la fenêtre de l'aimant est entourée de 4 compteurs formés par une épaisseur de 15 mm de plomb suivi d'un scintillateur, afin d'atténuer le bruit de fond dû aux événements où le V^0 est associé à une particule produite vers l'avant (K^+ , π^+ par exemple).

Les signaux issus de ces compteurs entrent dans un "OU" logique dont la sortie notée ORANTI est placée en anticoincidence dans le signal V^0 .

b/ Définition logique de la zone de désintégration.

La zone de désintégration est délimitée par deux compteurs A_0 et H_0 . A_0 placé contre la cible est monté en anticoïncidence et a pour fonction d'éliminer les chargés entrant dans la zone ; H_0 placé à 90 cm dans l'axe du faisceau détecte les chargés qui en sortent. La condition logique $\overline{A_0} \cdot H_0$ permet de vérifier qu'une éventuelle particule neutre s'est désintégrée en chargés à l'intérieur de la zone.

c/ Pour définir le V^0 associé à la désintégration du K_L^0 ou du K_S^0 trois hodoscopes sont disposés en série.

1. L'hodoscope $H1$ placé dans le bras avant à 149 cm du centre de la cible constitue la partie essentielle du dispositif de sélection des V^0 . Il est formé de deux plans de scintillateurs les uns verticaux, les autres horizontaux, qui réalisent un quadrillage de 3 cm x 3 cm sur une surface de 100 cm x 33 cm. Le quadrillage est ajusté aux dimensions du faisceau et la partie du scintillateur se trouvant sur son passage a été amincie (1 mm au lieu de 2 mm) de façon à limiter la diffusion neutron-matière qui introduit des traces parasites dans la suite du dispositif.

Deux plaques d'acier doux de part et d'autre de l'hodoscope protègent les photomultiplicateurs du champ de fuite de l'aimant situé à proximité.

L'efficacité de chaque compteur a été testée par insertion dans une coïncidence triple placée dans l'axe du faisceau ; l'efficacité pour chaque compteur est supérieure à 99 %.

La condition logique assure que l'hodoscope $H1$ a vu deux particules et deux seulement : - on demande qu'il n'y ait pas plus de deux particules dans l'un ou l'autre des deux plans

et - on demande que le plan de scintillateurs verticaux $H1V$ soit frappé par au moins deux particules et le plan de scintillateurs horizontaux par au moins une particule ou $H1V$ par au moins une particule et $H1H$ par au moins deux particules.

En résumé : $(H1 = 2) \equiv (H1 \geq 2) \cdot (\overline{H1V \geq 2}) \cdot (\overline{H1H \geq 3})$
 avec $(H1 \geq 2) \equiv [(H1V \geq 2) \cdot (H1H \geq 1)]$ ou $[(H1V \geq 1) \cdot (H1H \geq 2)]$

La réalisation électronique de cette condition est donnée en figure 17.

L'hodoscope $H1$ disposé contre la face arrière de l'aimant est utilisé toujours dans le même but d'éliminer des coïncidences fortuites avec des diffusions neutroniques. La seule condition $(H1 \geq 3)$ a été définie ; dix pour cent environ des bons événements ont des traces convergentes sur le même scintillateur à la sortie de l'aimant et la condition $(H1 = 2)$ aurait eu pour effet de les éliminer.

L'hodoscope $H2$ formé de 18 scintillateurs complète dans le bras arrière le dispositif de sélection des V^0 . Un trou est ménagé dans le scintillateur central pour éviter la pollution due aux neutrons.

La condition logique imposée est :

$$(H2 = 2) \equiv (H2 \geq 2) \cdot (\overline{H2 \geq 3})$$

Nous avons vu au § A que le K_L^0 se désintègre en $\pi^+\pi^-\pi^0$ avec un rapport de branchement de 0,11. Le système d'anticoïncidence que nous avons décrit doit être complété par un dispositif qui atténue la contribution de ces événements au bruit de fond. Nous avons disposé derrière l'hodoscope $H2$ un mur de plomb de 1,5 cm d'épaisseur suivi d'un hodoscope $H3$ de même structure que $H2$. Les deux chargés π^+, π^- saturont la condition $(H3 = 2)$ cependant que les γ sont matérialisés dans le plomb ; les électrons issus de ce processus donnent en général un troisième signal dans $H3$ et les événements $K\pi 3$ sont éliminés par la condition $(\overline{H3 \geq 3})$.

En résumé la condition logique qui permet de signer le V^0 s'écrit :

$$V^0 \equiv (\overline{A_0} \cdot H_0) \cdot (H1 = 2) \cdot (\overline{H1 \geq 3}) \cdot (H2 = 2) \cdot (H3 = 2) \cdot \overline{ORANT1}$$

Un taux de comptage typique est de 100 V^0 /cycle machine.

Le schéma de réalisation du V^0 est présenté en figure 18.

2. Signature muon

Le muon étant insensible aux interactions fortes, son parcours moyen dans la matière est beaucoup plus grand que celui des hadrons. Pour sélectionner les V^0 formés d'un π^+ et d'un μ^- nous avons disposé derrière l'hodoscope H3 un mur de fer de 80 cm suivi d'un hodoscope H4 formé de 9 scintillateurs verticaux ; un mur de béton de 20 cm est intercalé entre H4 et H5, ce dernier formé de 6 scintillateurs horizontaux disposés face à face par groupe de 3. Tenant compte de ce que nous travaillons au voisinage du minimum d'ionisation l'impulsion minimale d'acceptance en impulsion pour le muon est de l'ordre de 1,1 GeV/c. Durant la dernière période de prise de données l'épaisseur du mur de fer a été portée à 1,20 m afin de diminuer le pourcentage de pions qui traversent la matière.

La logique assure qu'un muon passe dans les deux hodoscopes. La signature correspondante s'écrit :

$$(\mu \geq 1) \equiv (H_4 \geq 1) \cdot (H_5 \geq 1)$$

3. Signature proton

L'axe de symétrie du télescope proton détermine avec l'axe du faisceau un plan horizontal, l'angle des deux axes étant de 59°. Le dispositif de sélection comprend deux niveaux :

- a. Pour permettre la détection des protons de recul de faible impulsion et atténuer les effets de la diffusion multiple, deux scintillateurs minces (2 mm d'épaisseur) P01 et P02 sont disposés côte à côte dans la fenêtre ménagée à cet effet par les compteurs montés en anticoincidence autour de la cible.

On demande qu'une particule et une seule traverse l'un ou l'autre des scintillateurs et la condition logique correspondante réalisant un "OU" exclusif s'écrit :

$$(P01 \oplus P02) = (P01 \text{ ou } P02) \cdot (\overline{P01 \cdot P02})$$

- b. A l'extrémité du bras proton est disposé l'hodoscope H_p réalisé à l'aide de 10 scintillateurs verticaux se faisant face deux à deux. La distance entre l'intersection des deux axes et le plan de l'hodoscope est de 1 mètre.

La signature proton est réalisée par la condition logique :

$$P = (P01 \oplus P02) \cdot (HP = 1)$$

4. Centre de la logique

A partir des signatures V^0 , muons, proton que nous venons de décrire on construit deux triggers distincts qui commandent l'envoi de la haute tension sur les chambres (figure 19) :

- a. La mise en coïncidence du signal V^0 et du signal proton sélectionne deux types d'événements :

α) Le trigger $K_L K_S$ qui définit les configurations du type
 $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ est déterminé par la condition
 $V^0 \cdot P \cdot (\mu \geq 1)$

β) Le trigger $K_L K_L$ qui définit les configurations du type
 $K_L^0 p \rightarrow K_L^0 p$ est déterminé par la condition
 $V^0 \cdot P \cdot (\mu \geq 1)$

Les deux types de trigger sont différenciés a posteriori lors de l'analyse des données par l'examen de la présence d'un muon

- b. La coïncidence $V^0 \cdot \bar{P} \cdot (\mu \geq 1)$ sélectionne les événements du type $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ (trigger $K \mu 3$)

Les comptages de cette coïncidence sont typiquement de 10 par cycle machine et servent de base à la normalisation globale du faisceau. Pour la reconstruction du spectre on sélectionne une configuration $K \mu 3$ tous les cinq cycles et à intervalles réguliers, des périodes sont réservées uniquement à l'enregistrement de ce type de données.

c. Nous avons également construit un trigger $K\pi^2$ sélectionnant les configurations relatives à la diffusion $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ quand le proton de recul n'est pas décelé ; je n'examinerai pas dans ce travail ce type de trigger.

Nous avons disposé en table IV 1 les caractéristiques des différents hodoscopes.

D - LA MESURE DES EVENEMENTS - LES CHAMBRES A ETINCELLES ET L'AIMANT
D'ANALYSE

1. Principe de fonctionnement des chambres

- a. Chaque plan de détection est constitué de deux nappes de fils parallèles placés dans une enceinte remplie d'un gaz facilement ionisable. Si l'on applique une haute tension entre les deux plans lors du passage d'une particule les électrons libres sont accélérés et produisent par effet de cascade un canal de plasma entre les deux plans. Si la tension est suffisante il y a formation d'une étincelle dans ce canal où la résistance devient très faible.
- b. La mesure de la position de l'étincelle utilise le phénomène de magnétostriction. Un fil ferromagnétique est disposé de façon à croiser tous les fils conducteurs d'une même nappe (Fig. I.10.a) ; lors de la montée en courant dans un des fils, le champ magnétique associé produit dans le fil ferromagnétique une compression et une dilatation, le phénomène inverse se produisant au moment de la chute du courant. Cet ébranlement se propage dans le fil à la vitesse du son voisine de 5 000 m/s soit $1 \text{ cm}/2\mu\text{S}$. Le signal correspondant est recueilli par une petite bobine située à l'une des extrémités du fil ferromagnétique et amplifié par la suite.

L'application de la haute tension détermine simultanément le passage du courant dans deux conducteurs de même caractéristique que les fils de la chambre, qui croisent le fil ferromagnétique en des points dont les coordonnées ont été repérées (marques fiducielles). Tenant compte de ce que la vitesse de propagation des signaux dans le fil ferromagnétique est constante, on mesure la position de l'étincelle suivant la direction perpendiculaire à celle des fils du plan considéré.

2. Réalisation

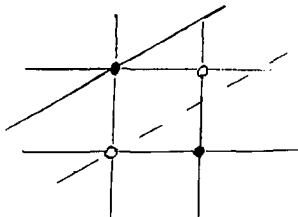
- a. Caractéristiques des chambres utilisées. Les fils conducteurs sont espacés de 1 mm ; ceci donne une borne inférieure de la précision que l'on peut obtenir soit 0,3 mm. La distance entre deux nappes de fils est de 10 mm. La haute tension (5 Kv par plan de

détection) est distribuée en douze points de façon à obtenir une répartition uniforme, à partir d'une batterie de condensateurs de 5 000 pF chacun ; la mise sous tension des chambres est commandée par thyatron (KN 22) auquel arrive le signal issu de l'un des triggers V_p^0 , $K\mu 3$, KHz ; le temps de réponse est de l'ordre de quelques nanosecondes.

- b. Pouvoir séparateur. Le signal de magnétostriction, figuré en I.10.b se divise en trois parties correspondant aux trois phases - compression, dilatation, compression, décrites ci-dessus ; la largeur du signal est de l'ordre de $1,5 \mu S$. Nous ne pouvons donc séparer deux étincelles que si la distance correspondante est supérieure à 7 mm. Cette distance intervient de façon déterminante dans la reconstruction des V_0 car ceux correspondant à des K_L^0 ou à des K_S^0 de grande énergie ont une ouverture réduite.
- c. Précision de la mesure des coordonnées d'étincelles. Elle est caractérisée par la coupure effectuée sur le front de montée du signal de magnétostriction ; on constate qu'elle est de l'ordre du millimètre.
- d. Le temps de mémoire des chambres est le temps pendant lequel les ions produits par le passage d'une particule permettent de déterminer sa trace ; ils se recombinent ensuite avec les électrons. Le temps doit être assez long pour que le signal correspondant à l'une des configurations recherchées déclenche la mesure des traces correspondantes par les chambres. Ce temps est assez court pour réduire la mesure de traces parasites due aux ions résiduels qu'elles ont produit ; l'importance du flux de neutron est à l'origine de nombreuses traces et ceci constitue une part importante de l'inefficacité de reconstruction

Pour rendre cet effet moins important une tension continue de 100 V à 150 V selon les chambres est appliquée en permanence et a pour effet d'éliminer les ions résiduels (champ de balayage) ; on a tenu compte dans le programme de reconstruction du décalage des traces d'autant plus sensible que leur angle avec la direction du champ est plus grand. Une porte de 21 ms mise en anticoïncidence bloque le trigger pendant ce temps de récupération des chambres (voir Fig I 8).

Le dispositif de mesure comprend 8 chambres dans le bras avant, 10 chambres dans le bras arrière et cinq dans le bras proton. Les coordonnées mesurées dans chaque bras ainsi que les dimensions utiles des chambres sont indiquées en table I². Les coordonnées X Y S T référant respectivement à l'horizontale, verticale et oblique de part et d'autre de la verticale, l'angle choisi étant de 60° avec celle-ci ; l'utilisation des obliques dans le télescope V_0 permet de lever l'ambiguïté provenant du repérage de deux étincelles à l'aide de deux axes de direction de fils perpendiculaires.



3. Caractéristiques de l'aimant d'analyse

Les dimensions de l'entrefer de VENUS sont respectivement de 1 m le long de l'axe du faisceau, de 1,65 m en largeur et de 0,6 m en hauteur. Le champ maximum au centre de l'aimant est de 1,1 Tesla . Sa valeur le long de l'axe du faisceau est représentée en figure I⁹ . Le champ de fuite est atténué par un blindage de fer de 3 cm d'épaisseur.

E - ACQUISITION ET TRAITEMENT EN LIGNE DES DONNEES

Le système de traitement des informations en temps réel a essentiellement trois fonctions :

- L'acquisition des données expérimentales : ce sont, d'une part, les informations fournies par l'électronique rapide et, d'autre part, les mesures des coordonnées d'étincelles relatives aux configurations sélectionnées.
- L'enregistrement de ces données sur bandes magnétiques.
- Le traitement partiel de ces données pour assurer le contrôle en ligne de l'expérience.

1. Acquisition des données de l'électronique rapide - CAMAC

Etant donné que toutes les configurations du type $K\mu 3$ ne sont pas mesurées nous avons vu que seul un échantillonnage est prélevé pour permettre la reconstitution du spectre du faisceau, il est nécessaire de compter le nombre de ces configurations pour obtenir une estimation de la normalisation des sections efficaces.

Nous avons vu que la coïncidence V^0_p déclenche systématiquement les chambres. Il est donc nécessaire d'enregistrer pour la configuration correspondante le signal des hodoscopes à muons $\mu 22$.

Plus généralement il est prudent de s'assurer au moment de la reconstitution d'un événement à partir des traces mesurées par les chambres que l' "image" donnée par les scintillateurs correspond bien à cet événement correspondance qui par ailleurs sert à éliminer les traces parasites.

A cet effet, une porte de 50 ns est ouverte lors du déclenchement des chambres ; les signaux P.U. correspondant aux scintillateurs touchés, qui ont été stockés dans des lignes à retard pendant le temps de fonctionnement de la logique sont alors enregistrés par des modules CAMAC "Pattern Unit" à 16 entrées. Lorsqu'un signal est présent à l'une des entrées le bit correspondant est positionné à 1. De plus, le type de trigger est enregistré de la même manière ; la fermeture de la porte provoque la remise à zéro du registre mémoire, ainsi est enregistrée l' "image" d'une configuration et son type.

2. Acquisition des coordonnées d'étincelles - SPADAC

A chaque détection est associé un module comprenant 4 échelles, l'ensemble de ces modules constituant le SPADAC. Le schéma de fonctionnement d'un module est figure en I.11. Les modules associés aux détections protons chargées de reconnaître une trace utilisent trois échelles, ceux associés aux détecteurs V_0 chargés de reconnaître deux traces en utilisent quatre.

Lors de la mesure d'événement l'arrivée de la première fiducielle MF1 déclenche une horloge interne (fréquence 20 MHz) ; l'arrivée successive des signaux correspondant à quatre étincelles au maximum a pour effet d'arrêter le comptage des échelles 1,2,3,4. Dans la plupart des cas le nombre d'étincelles réelles est strictement inférieur à quatre et la prise en compte de la deuxième fiducielle permet la correction permanente de la vitesse de magnétostriction.

Remarque. La vitesse de magnétostriction étant de l'ordre de $5\text{mm}/\mu\text{S}$ un top d'horloge correspond à une distance de 0,25 mm et la précision des chambres n'est donc pas diminuée de ce fait.

3. Centre de décision du traitement en ligne et enregistrement.

Il est assuré par un ordinateur HP 2100 de 32 K mots mémoire de 16 bits auquel est adjoint un deuxième ordinateur HP 2116 de 8 K de mémoire qui sert essentiellement de mémoire tampon. Tous les quatre événements les données sont transférées sur bandes magnétiques. La structure des données étant la suivante :

L'identification de l'événement (4 mots) soit le numéro de la bande magnétique, le numéro de run, le courant dans VENUS, l'impulsion des protons arrivant sur la cible primaire.

Ensuite une zone de 184 mots contient les informations enregistrées par le SPADAC.

Une zone de huit mots contient les informations enregistrées par le CAMAC.

4. Contrôle en ligne de l'expérience

L'interface entre le système d'acquisition et les utilisateurs est effectué par l'intermédiaire d'un langage interactif BAMBI, développé sur le HP 2100 ; il effectue en ligne la reconstruction des différents types d'événements qui peuvent être visualisés sur écran cathodique. En outre, les histogrammes des fils de chambres et des scintillateurs touchés constitués à intervalle régulier permettent de s'assurer du fonctionnement correct de l'appareillage et d'indiquer les interventions nécessaires.

Le langage BAMBI qui a été testé pour la première fois sur notre expérience a été adopté par le CERN comme programme général.

TABLE I I - HODOSCOPES

N° d'hodoscope	Nb. de compteurs x (dimensions horizontales x verticales (cm) (dimensions de l'hodoscope (cm))	Fonction de l'hodoscope
H _O	1 x (100 x 33) (100 x 33)	Fin de la zone de désintégration
H ₁ V	33 x (3 x 33) (99 x 33)	
H ₁ H	11 x (100 x 3) (100 x 33)	2 traces et 2 traces seulement avant l'aimant
H _A	20 x (8 x 66) (160 x 66)	2 particules au plus après l'aimant
H ₂	12 x (12,5 x 100) + 6 (25 x 100) (300 x 100)	2 particules et deux seulement après l'aimant
H ₃	id ^e H ₂	Les deux particules chargées ne sont accompagnées d'aucun
H ₄	7 x (50 x 120) + 1 x (25 x 120) (375 x 120)	Présence ou absence de muons
H ₅	6 x (200 x 40) (400 x 120)	Présence ou absence de muons
P _O	2 x (27 x 50) (54 x 50)	1 particule et 1 seulement
P	10 x (25 x 80) (125 x 160)	1 particule et 1 seulement

TABLE I 2 - CHAMBRES

Bras	Situation	Nb. de plans de détection	Dimensions des plans (cm x cm)	Coordonnées
1	Avant aimant	8	8 planes : 150 x 120 8 planes : 150 x 100	8X, 4 Y, 4 S
2	Après aimant	10	16 planes : 250 x 100 4 planes : 300 x 120	8X, 4S, 4T, 4Y
3	Côté proton	5	6 planes : 78 x 78 4 planes : 120 x 150	5X, 5Y

Légende des figures - Chapitre I

- I.1. Implantation du dispositif expérimental.
- I.2. Implantation du faisceau.
- I.3. Faisceau. Balayage horizontal
- I.4. Faisceau. Balayage vertical.
- I.5. Modèle d'Hagedorn : spectre du faisceau à la cible primaire et à 50 mètres de celle-ci pour des angles de production de 60 mrd et de 100 mrd.
- I.6. Rapport K_L^0/N en fonction de l'angle de production.
- I.7. Schéma de réalisation des conditions logiques relatives à l'hodoscope H1.
- I.8. Centre de la logique et réalisation des triggers $K_L K_S$, $K_L K_L$, $K_{\mu 3}$.
Logique de déclenchement des chambres.
- I.9. Champ de l'aimant suivant l'axe du faisceau.
- I.10. Schémas relatifs à la détection par magnétostriktion.
- I.11. Schéma de fonctionnement du SPADAC.

FIG I-1

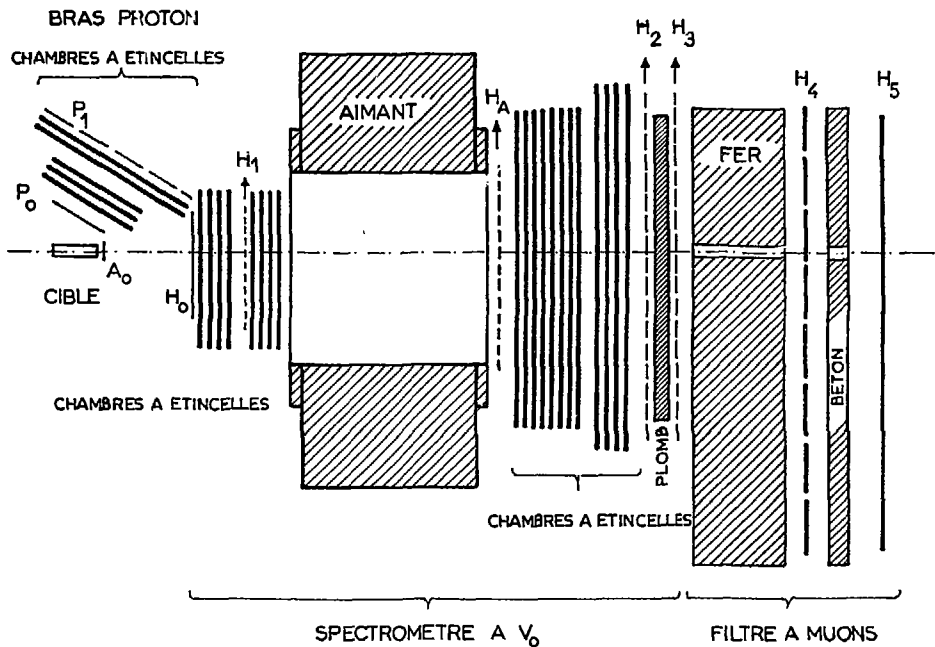


FIG. 2

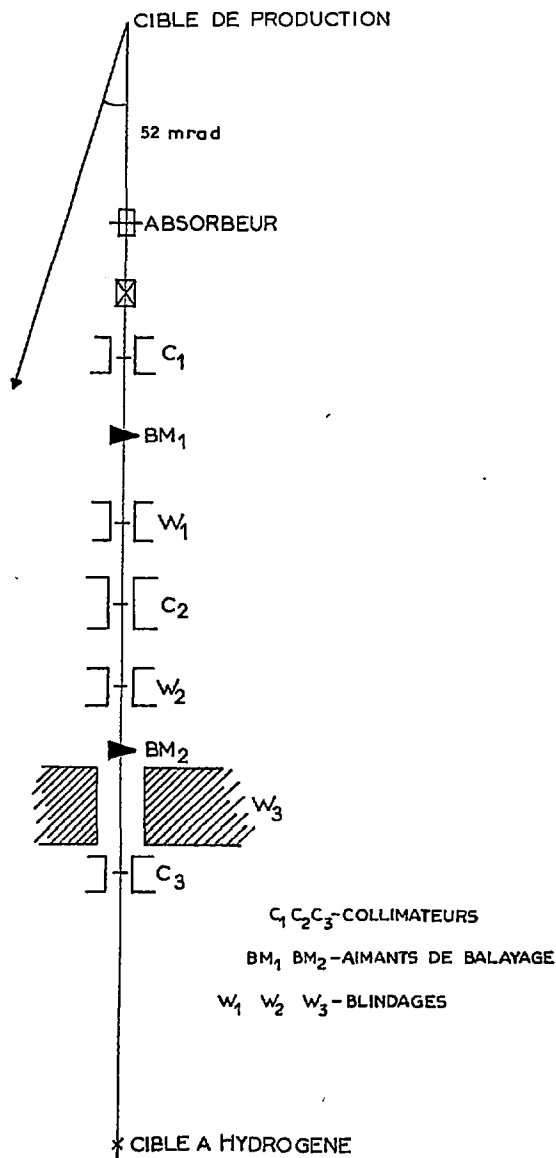


FIG I.3

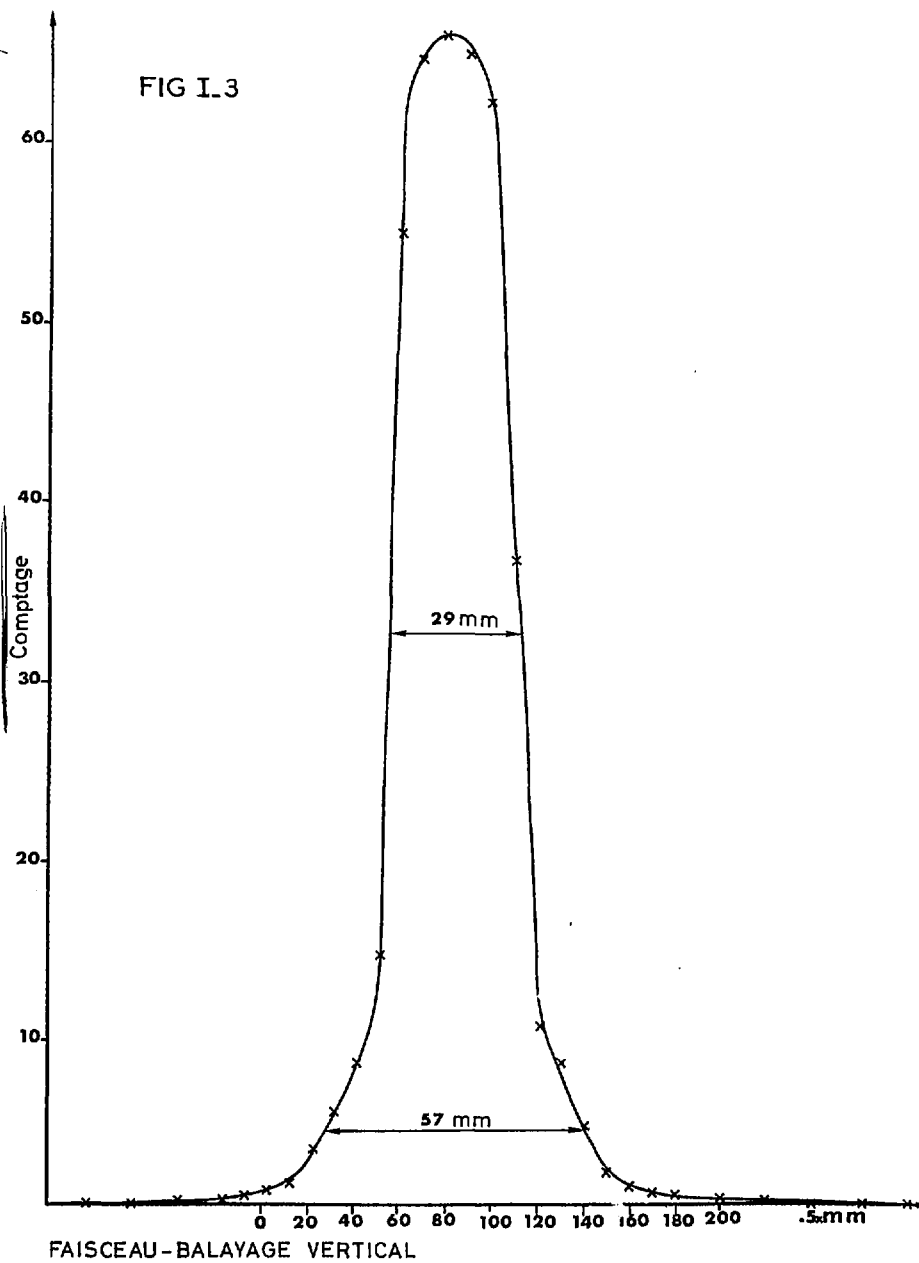
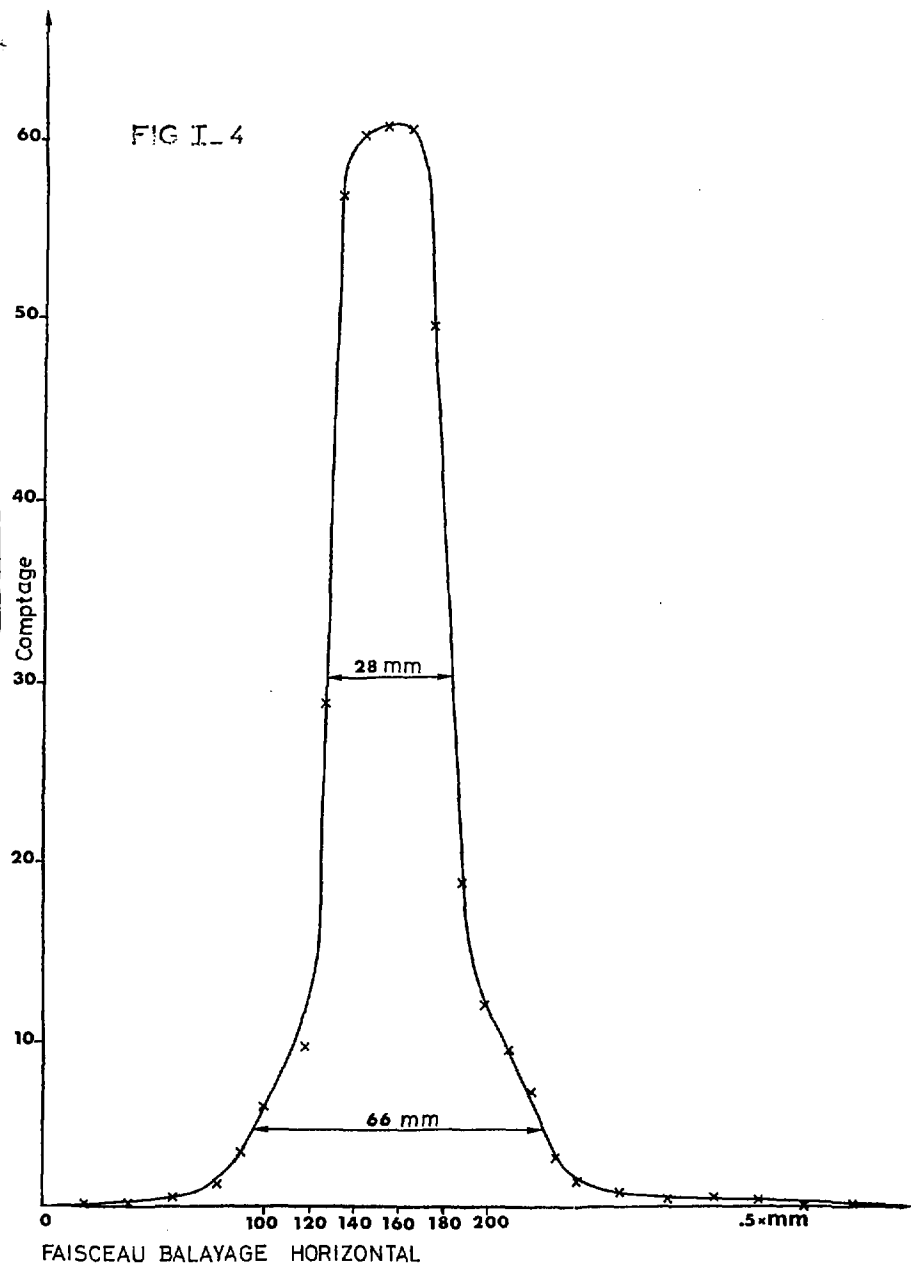


FIG I-4



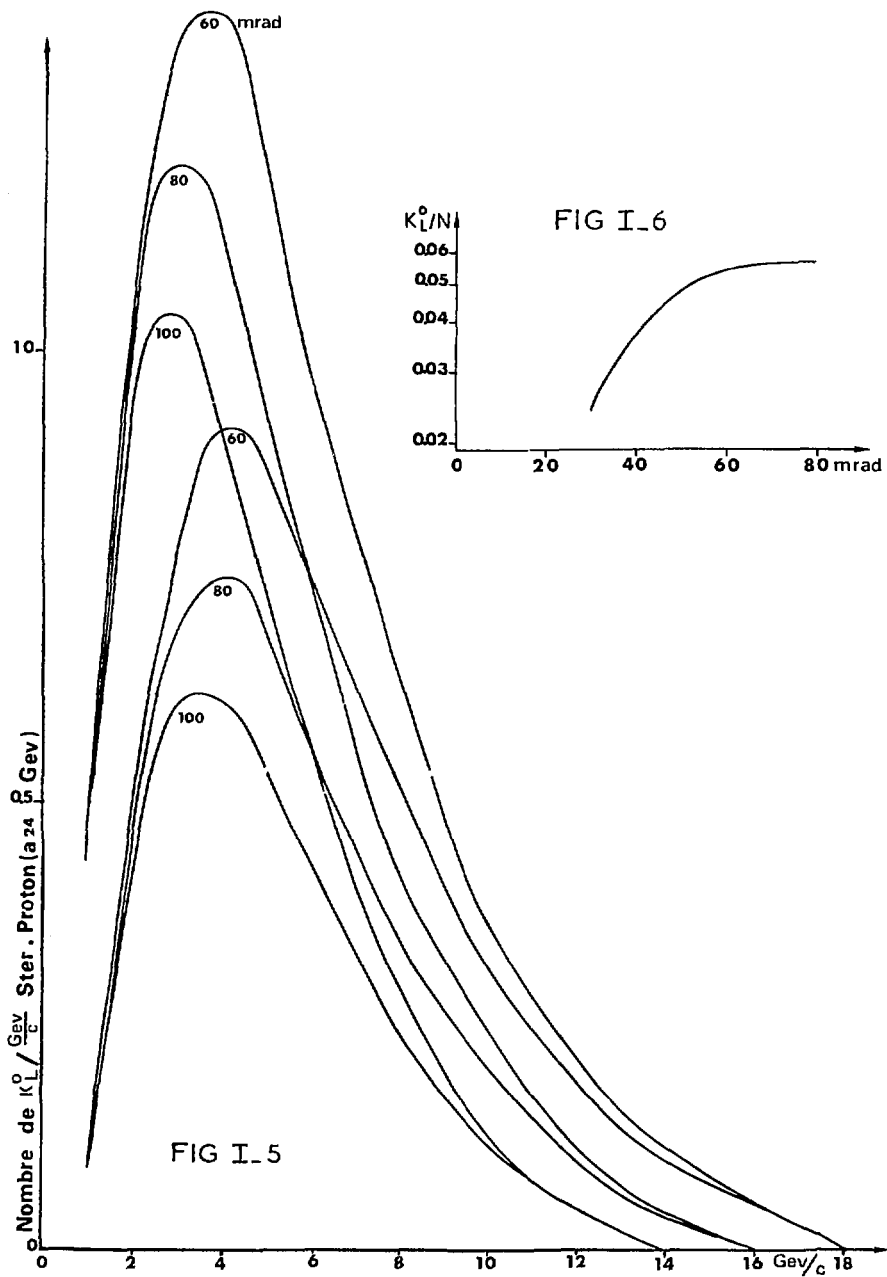


FIG I-7

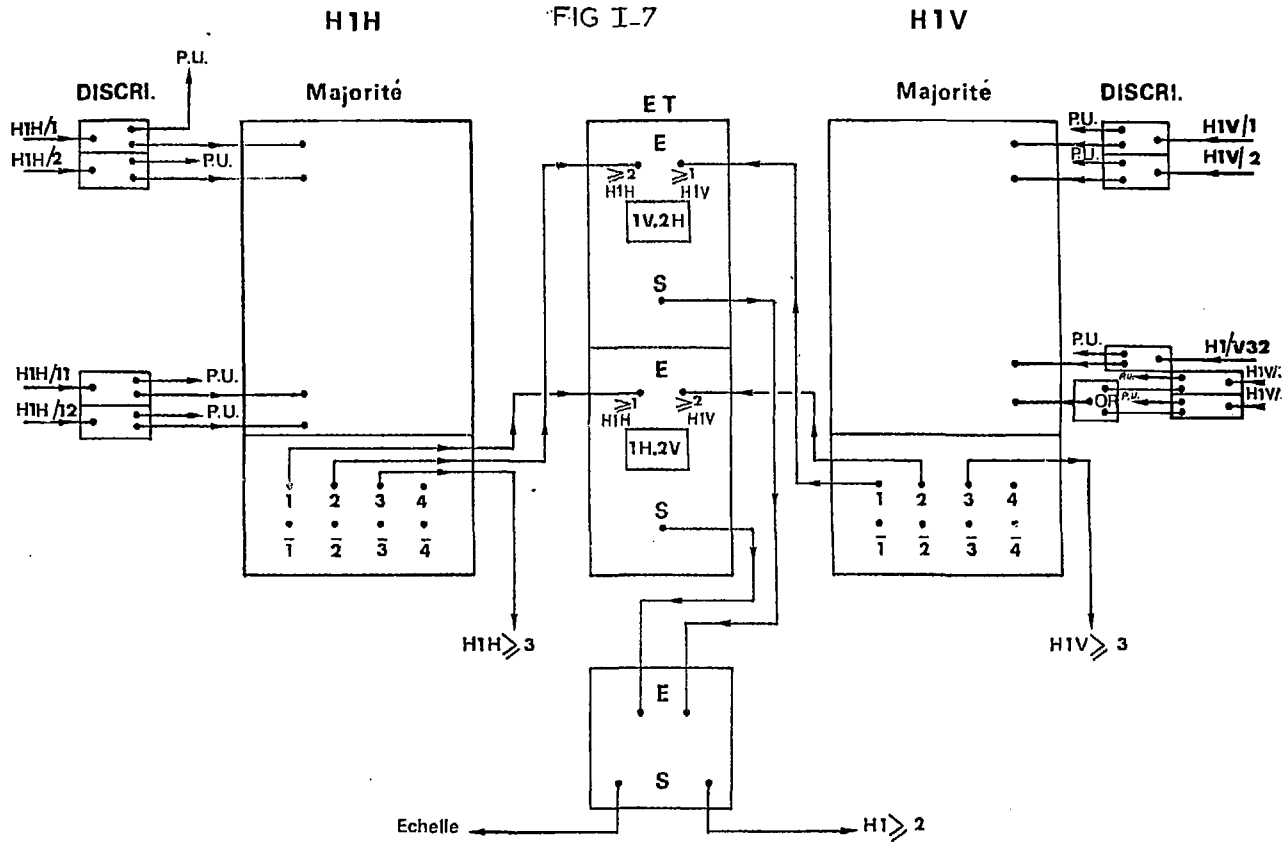


FIG I-8

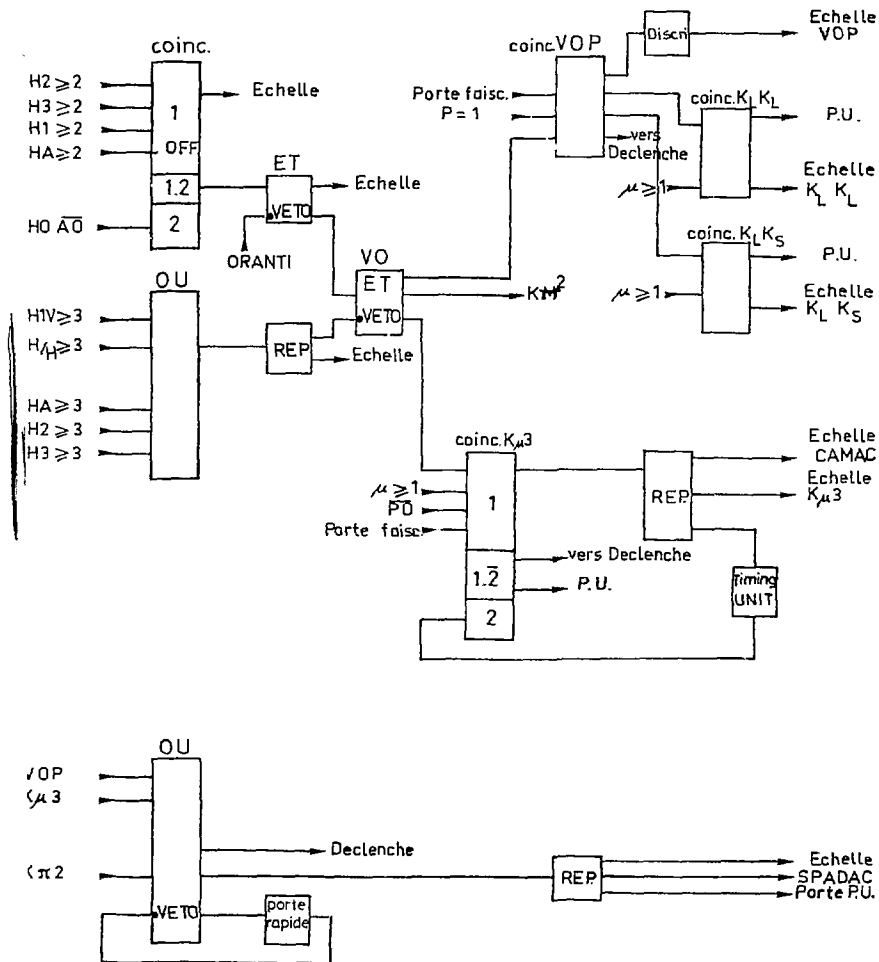


FIG I-9

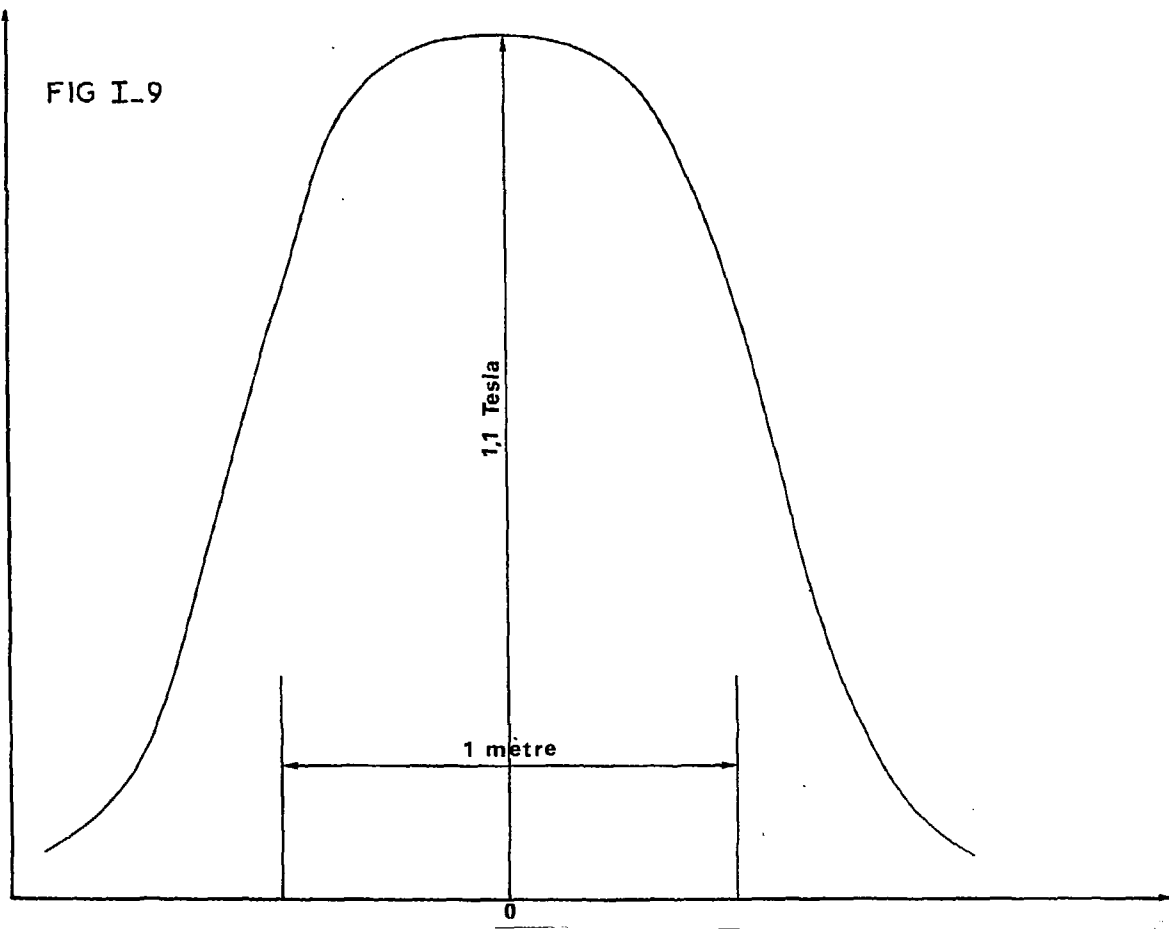
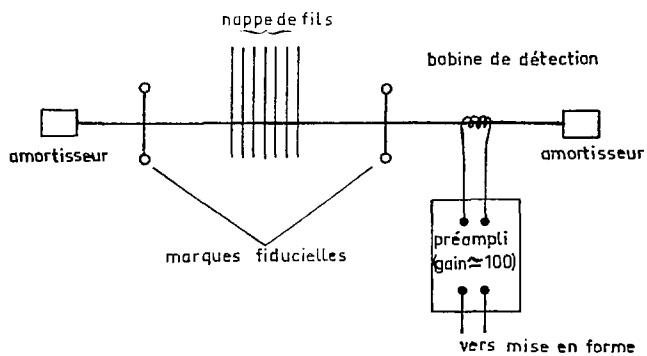
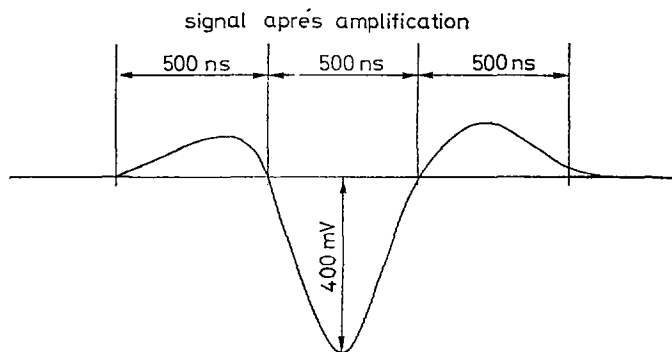


FIG I-10

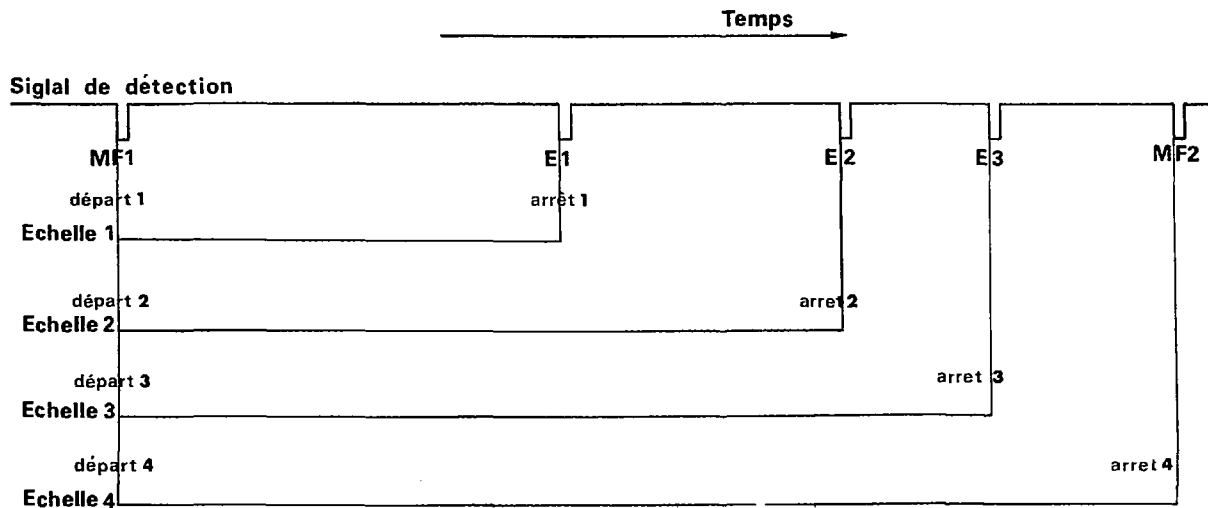


SCHEMA I



SCHEMA II

FIG I _11



 Horloge spadac(20MHz)

Principe de fonctionnement du SPADAC

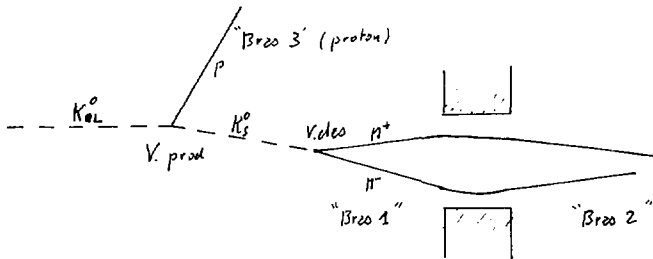
CHAPITRE II

ANALYSE DES DONNEES ET CALCULS DE MONTE CARLO

A - STRUCTURE DU PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

Nous avons vu l'intérêt au chapitre précédent d'utiliser le même appareillage dans les mêmes conditions pour mesurer le faisceau neutre de K_L^0 et les événements $K_L^0 \rightarrow K_S^0 p$. Le programme de reconstruction fondé sur le même principe ; c'est-à-dire qu'il traite de façon aussi semblable que possible les deux types d'événements.

Rappelons la configuration d'un événement $K_L K_S$:



Le programme de reconstruction procède à rebours du processus temporel de production d'un événement : à partir des extrémités de l'arbre figuré ci-dessus, il remonte au processus de diffusion initial ; il calcule à partir des données SPADAC définissant la position des différentes traces les impulsions des deux particules constituant le V_0 , les paramètres relatifs au vertex de désintégration (K_L^0 et K_S^0) puis ceux relatifs au vertex de production ($K_L K_S$). Nous allons analyser étape par étape la structure de ce programme utilisé sur la CDC 7 600 du CERN.

1. La première étape consiste à éliminer les événements qui sont a priori impossibles à analyser. S'il s'agit d'un événement $K_L K_S$ le programme ne tient pas compte des comptages CAMAC relatifs au faisceau entre cet événement et l'événement précédent afin de conserver une normalisation correcte des sections efficaces, c'est-à-dire que l'appareillage est considéré comme "aveugle" pendant le temps correspondant. Cette élimination préliminaire peut être due à une ou plusieurs des causes suivantes :
 - a/ Un positionnement à 1 de tous les bits des pattern unit a été observé sur 3,6 % des triggers enregistrés ; l'origine de ce phénomène étant l'existence d'une radio fréquence parasite.
 - b/ Dans 8 % des cas il est impossible d'attribuer un événement à un trigger défini l'information donnée par la Pattern unit logique qui signe le trigger étant contradictoire avec la configuration définie par les impacts sur les différents hodoscopes.
 - c/ En particulier dans 1,8 % des cas aucun compteur à μ n'est touché alors que le trigger est du type $K\mu 3$.
 - d/ Enfin le nombre d'étincelles enregistrées sur le SPADAC est inférieur au minimum demandé pour la reconstruction des traces ; le minimum est de trois étincelles dans deux projections pour chaque trace, avec en plus pour les traces correspondant au V_0 une étincelle dans une des projections obliques ; le taux de rejet correspondant est de 1,6 % pour les triggers $K\mu 3$ et, pour les triggers $K_L K_S$, de 6 % pour le télescope V_0 et 8 % pour le bras proton. Le taux de rejet est donc nettement plus élevé pour les V_0 avec signature $K_L K_S$ que pour les V_0 de type $K\mu 3$ et par ailleurs l'inefficacité du bras proton est relativement grande. Les traces des V_0 de type $K_L K_S$ étant en moyenne les mieux séparées à cause du temps de vie plus court du K_S^0 , l'explication nous semble consister essentiellement dans l'existence du bruit de fond lié au flux important de neutrons ($10^6/\text{cycle}$), les $K\mu 3$ étant mieux protégés de ce bruit de fond par la signature muon.

Le bruit de fond est également une cause partielle du nombre insuffisant d'étincelles dans le bras proton : en effet, on a pu constater sur l'écran cathodique qu'un certain nombre d'événements ayant une configuration acceptée par l'électronique sont produits par interaction dans le compteur A_0 placé derrière la cible et la particule de recul correspondante ne frappe dans ces conditions qu'une partie des chambres du bras proton ; des événements de ce type apparaissent dans l'histogramme de la coordonnée du vertex de production suivant l'axe du faisceau. Fig. II 4C.

2. La reconstruction des traces relatives au V^0 a été effectuée par un ensemble de sous programmes, adaptés de la séquence ORDER (V. Chabaud, CERN DD) ; la structure de base en est la suivante :

- Le sous programme PTRACK 1 recherche les traces en projection (P-traces) en associant les étincelles se trouvant à l'intérieur d'un canal déterminé par deux étincelles de base, la tolérance choisie étant de 5 mm. Cette paire de base est choisie parmi les étincelles qui n'ont pas été encore utilisées de manière à ce que la distance qui les sépare soit la plus grande possible ; les différentes séquences sont réordonnées en fonction décroissante du nombre d'étincelles qu'elles comprennent ; un ajustement linéaire est alors effectué. Chaque étincelle n'est utilisée qu'une seule fois.

Si les P traces obtenues dans le bras 1 se coupent à l'intérieur de celui-ci, une séquence CONFUS PTRACK 2 cherche à associer les étincelles de manière à ce que les P traces correspondantes se coupent avant la première chambre.

- On cherche alors à associer les traces en projection pour constituer des traces dans l'espace. Partant des 2 projections où les P traces sont les plus nombreuses, les P traces dans les autres projections sont calculées et comparées à celles déjà mesurées quand elles existent (Procédure TTT) ; l'association est considérée comme valable si le point calculé au milieu du bras et la pente calculée sont compatibles avec

les tolérances admises pour les quantités mesurées correspondantes ; l'erreur de base sur la position d'une étincelle est de 1,5 mm^{*}, un maximum de trois déviations standard étant permis.

- Si une paire de trace dans l'espace n'a pu être reconstruite par cette procédure alors le programme recherche une association trace-trace-étincelle moins contraignante que la précédente.

Finalement on effectue un ajustement pour déterminer un point et la direction des différentes traces ainsi reconstituées.

Les principales modifications apportées à cette séquence concernent le bras 1.

La reconstitution des traces en projection dans ce bras est guidée par celles reconstituées dans le bras 2. Précisément l'intersection de la ligne droite joignant deux étincelles de base du bras 1 et l'intersection correspondante d'une trace du bras 2 doivent être à une distance inférieure à une tolérance donnée. En projection verticale l'intersection de la trace du bras 2 est corrigée du déplacement produit par l'aimant ; cette correction est faite par une interpolation polynomiale qui tient compte de la position de la trace par rapport à l'aimant et de la déviation dans le plan horizontal ; (la reconstruction des traces dans le bras 1 a été faite dans le plan horizontal avant d'être faite dans le plan vertical et la déviation introduite par l'aimant est connue de ce fait).

* le chiffre quelque peu surestimé tient compte des imprécisions géométriques : alignement des chambres, variations de température, etc ...

Trois recherches d'associations correspondant respectivement à des tolérances de 2 cm, 4 cm, 8 cm dans le plan médian de l'aimant ont été effectuées successivement ; en effet, choisir une grande tolérance au départ aurait conduit à des associations fausses pour les V^0 de grande impulsion (angle d'ouverture et déviation faible), alors qu'en utiliser une seule, petite, aurait conduit à ne pas voir certaines associations correspondant aux V^0 de basse impulsion.

Deux modifications supplémentaires ont été apportées en ce qui concerne l'association spatiale des traces dans le bras 1 :

- . Deux traces en projections suffisent à constituer dans ce bras une trace dans l'espace à condition que l'une et l'autre puissent être associées à une même trace dans l'espace dans le bras 2.
- . Dans le programme original le nombre de P traces demandé dans deux projections est au moins égal au nombre total de traces dans l'espace recherchées ; ce nombre est dans notre cas de 2 puisque nous recherchons un V^0 .

Dans la version modifiée, si un seul ou deux compteurs contigus de l'hodoscope HIV ont été touchés, alors l'association spatiale est effectuée sous la condition moins contraignante qu'au moins deux traces existent en projection verticale (Y) et une projection en horizontale (X) et oblique (S)?

Finalement, si on n'a pu reconstruire deux traces dans l'espace par les procédures décrites ci-dessus dans le bras 1, on essaie d'associer les P traces horizontales dans ce bras, s'il en reste, avec les P traces verticales obtenues par extrapolation de celles du bras 2 associées dans le plan horizontal avec les premières.

La plupart de ces changements ont été rendus nécessaires car le nombre de plans Y, S, T est dans notre appareillage plus petit que le nombre de plans X, à la différence de l'appareillage pour lequel le programme original a été conçu. Les changements ont permis d'obtenir un gain global de 30 %. On a pu vérifier sur un lot de 1 000 événements que l'on a représentés graphiquement qu'il n'y a pas de façon appréciable perte ou identification erronée de traces en dehors de celles dues à l'inefficacité des chambres, cette dernière restant faible.

Pendant la période de décembre 75 où le bruit de fond des $K\mu 3$ a été diminué par l'augmentation de l'épaisseur du mur de fer, l'efficacité de reconstruction des traces de ces événements se chiffre à 89,4 % contre 83,3 % pour les périodes précédentes. Pour les $K_L K_S$, l'efficacité globale correspondante est de 60,4 %, 33 % des événements donnant un nombre insuffisant de traces dans les bras 1 et 2, le reste correspondant au bras proton ; la différence d'efficacité du télescope V_0 entre les $K\mu 3$ et les $K_L K_S$ étant due comme nous l'avons vu au paragraphe précédent à l'existence d'un bruit de fond plus important en ce qui concerne les $K_L K_S$.

3. L'association trace avant trace arrière ayant été réalisée comme nous venons de le voir, le calcul de l'impulsion a été effectué de la manière suivante :

Par Monte Carlo on génère 2 000 traces entre 0,5 et 16,5 GeV/c, les positions et directions étant déterminées par les événements dont nous avons à mesurer l'impulsion ; chaque trace est définie par son impulsion, ses coordonnées X et Y dans deux plans fixes du bras 1, la coordonnée X dans deux plans fixes du bras arrière. La méthode de Runge-Kutta est employée pour la détermination de la trajectoire dans l'aimant. Une analyse en composantes principales est alors effectuée sur les traces de l'échantillon afin de déterminer les combinaisons linéaires les plus significatives des coordonnées. Enfin p_0 étant l'approximation en champ uniforme

$\frac{p}{p_0}$ est ajusté par un polynôme des nouvelles variables.

Un total de 39 termes a été nécessaire pour donner la précision nécessaire dans la reconstruction des impulsions (la précision des reconstructions est supérieure à 1 % pour tous les types de configurations). On a utilisé les programmes LINTRA⁽⁶⁾, et MUNDIFI⁽⁷⁾ du CERN pour réaliser ce travail.

Environ 3 % des événements $K\mu 3$ et 3,7 % des événements $K_L K_S$ sont rejetés à ce niveau, essentiellement parce que l'impulsion reconstruite tombe en dehors de l'intervalle acceptable.

4. A cette étape le traitement entre les événements $K_L K_S$ et les événements $K\mu 3$ devient différent ; en effet, nous devons tester si l'une au moins des traces frappe les compteurs à muons pour ces derniers. Ce test prend en compte les erreurs de mesure et la diffusion coulombienne du muon dans le mur de fer. La tolérance adoptée est de trois déviations standard, l'intervalle maximum étant de 10 cm pour l'hodoscope H4 et de 24 cm pour l'hodoscope H5. Si avec cette tolérance aucun compteur n'est frappé dans le prolongement d'au moins une des traces, l'événement est rejeté. Le taux de rejet est de 6,6 % pour la période de décembre et de 12,3 % pour les autres périodes.
5. L'étape suivante consiste à vérifier que la charge totale est nulle pour au moins une paire de trajectoires, c'est-à-dire qu'il y a présence d'un V_0 . Le taux de rejet est de 6,8 % pour les $K_L K_S$, de 1,4 % pour les $K\mu 3$ en décembre et de 1,9 % pour les autres périodes.
6. Si pour toute paire la trace négative et la trace positive se rejoignent sur les compteurs à muons, l'événement $K\mu 3$ est rejeté car il n'est pas possible de savoir lequel est le muon. 4,3 % des événements sont ainsi rejetés en décembre et 5,4 % dans les autres périodes.
7. Il peut arriver, et le cas est rare, qu'il reste plus d'une paire de traces à ce niveau ; nous nous référerons dans la suite à une paire unique, étant entendu que la procédure qui suit est itérée s'il en reste plusieurs.

La masse effective est calculée ; pour les événements $K_L K_S$ l'écart avec la masse du K_S^0 (498 MeV) ne doit pas excéder 40 MeV. Seule la limite supérieure intervient pour les événements $K\mu 3$, la masse $m_{\mu\mu}$ variant entre $m_n + m_\mu$ et $m_{K_L^0}$. Toutefois, avant le rejet éventuel d'un événement dû à ces contraintes, la distance entre les deux traces est calculée ; si elle est supérieure à 5 mm, l'événement est classé comme n'ayant pas de vertex de désintégration ; dans le cas contraire, le point médian est considéré comme vertex et l'on teste s'il se trouve dans la zone de désintégration ; s'il ne s'y trouve pas, l'événement est classé "avec vertex en dehors de la zone", les événements rejetés restants étant considérés comme "masse inacceptable".

Un fit alors effectué avec les événements de masse raisonnable ; la procédure est fondée sur l'utilisation de la sous-routine CERN FITYX.⁽⁸⁾ Les contraintes sont purement géométriques pour les événements $K\mu 3$ (Les traces devant passer par 1 point), géométriques et cinématiques pour les $K_L K_S$ (la masse du K_S^0 est imposée). Le fit est considéré comme bon si :

- a) la convergence a lieu en moins de 10 itérations (les valeurs typiques étant 2 et 3)
- b) le χ^2 du fit additionné au χ^2 des traces relatif aux étincelles est inférieur à deux fois le nombre des étincelles.

Si les conditions a) et b) ne sont pas remplies, l'événement est rejeté et classé avec ceux de masse inacceptable. Si le fit est bon, l'événement est conservé sauf si le vertex se trouve en dehors de la zone. Les figures III et II2 donnent les masses K_S mesurées et la position fittée du vertex le long de l'axe du faisceau pour les événements correspondant à la période de décembre.

En résumé, les taux d'événements rejetés pour les deux types de triggers sont les suivants :

	$K_L K_S$	$K\mu 3$
a/ pas de vertex	18 %	6 %
b/ vertex hors de la zone	9 %	9 %
c/ masse en dehors des limites	14 %	2 %

Cette classification comporte un certain arbitraire en ce sens que par exemple une tolérance plus grande aurait diminué le pourcentage de a/ et augmenté ceux de b/et c/.

8. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, la connaissance des impulsions du π^+ et du μ^+ et de leur direction relative à celle du K_L^0 ne permet pas la détermination univoque de l'impulsion de ce dernier. Le calcul amène à résoudre une équation du 2ème degré dont les deux solutions sont acceptables ; le discriminant de cette équation est proportionnel au carré de la composante longitudinale du moment du neutrino dans le système au repos du K_L^0 . Les erreurs de mesures sont susceptibles de rendre le discriminant mesuré négatif. Or, on constate

que la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ dans laquelle le π traversant le mur de fer est pris pour un μ (les formules précises seront données dans la deuxième partie de ce chapitre) simule un événement $K\mu 3$ pour lequel le discriminant mesuré est la plupart du temps négatif.

La dernière étape de sélection des événements $K\mu 3$ a consisté dans l'élimination des événements pour lesquels le discriminant est trop négatif, la coupure étant fixée pour le carré de la composante longitudinale du neutrino à -0.012 (GeV/C)^2 . L'effet de cette coupure est de rejeter 4,4 % des événements en décembre et 5,6 % pour les autres périodes.

La figure II.3 donne la distribution de la composante longitudinale dans le centre de masse de l'impulsion du neutrino pour les événements acceptés. Le pourcentage des triggers $K\mu 3$ acceptés, NFIT ($K\mu 3$) au nombre total de trigger $K\mu 3$ est de 41 % (56 % pour décembre, 37 % pour les autres périodes). Nous considérons ce rapport bien déterminé comme le produit de deux facteurs difficiles à estimer :

- d'une part le rapport du signal à la somme signal + bruit de fond $S/(S + B)$,
- d'autre part, l'efficacité de reconstruction qui tient compte à la fois de l'efficacité de l'appareillage et de celle du programme.

Si l'on considère que l'efficacité est donnée par l'efficacité de reconstruction des traces, alors on peut estimer la valeur du rapport $S/(S + B)$ à 63 % en décembre et 44 % pour les autres périodes. Le flux de K_L^0 correspondant étant de $3.10^4/\text{cycle}$.

9. Après la détermination du vertex de désintégration, l'analyse du vertex de production constitue la dernière étape de la réduction des événements $K_L K_S$, 1,1 % des triggers sont rejetés, la distance entre la direction du proton et la ligne de vol du K_S^0 déterminée par fit étant supérieure à 3 cm et 1 % supplémentaire, le point médian se trouvant en dehors de la cible. En particulier, le bruit de fond dû au compteur A_0 (Fig. II.4c) est éliminé à ce stade. Les figures II.4a.b.c. présentent les distributions des trois coordonnées du vertex.

Le produit mixte d'un vecteur unitaire suivant les trois directions faisceau , K_S^0 et proton est ensuite calculé (paramètre de coplanarité). Un total de 1,9 % des triggers $K_L K_S$ est rejeté, le terme de coupure étant fixe à 0,025.

Si l'angle du proton mesuré avec l'axe du faisceau diffère de plus de 25° de celui calculé par cinématique, la direction et l'impulsion du K_S^0 étant connue à ce niveau, l'événement est rejeté ; le taux correspondant est de 3,2 %.

Les figures II5 et II6 donnent la distribution des paramètres de coplanarité et de corrélation angulaire , avant coupure.

Pour les événements restant après ces coupures larges, un fit géométrique et cinématique est effectué au vertex de production suivant des critères analogues à ceux définis au vertex de désintégration ; le taux de rejet est de 0,5 %.

Les figures II7, II8 II9 représentent les distributions des paramètres de masse, de coplanarité et de corrélation angulaire pour les événements que nous considérons comme correspondant effectivement à des diffusion $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$, le pourcentage de ces derniers par rapport au nombre total de triggers $K_L K_S$ étant de 2,4 % ; 8 350 événements sont acceptés sur un total de 347 776 triggers enregistrés pour toutes périodes.

B - CALCULS DE MONTE CARLO-ACCEPTANCE.

Après avoir déterminé au moyen du programme de reconstruction les lots d'événements $K_L K_S$ et $K \mu 3$, nous devons estimer les nombres $N(p, t)$ et $\phi(p)$ qui permettent de calculer la section efficace $\sigma(p, t)$; nous allons décrire les deux simulations $K \mu 3$, $K_L K_S$ qui permettent de calculer les coefficients d'acceptance correspondants.

1. Simulation $K \mu 3$.

a/ Les événements sont tirés à la cible primaire (cible en tungstène) suivant le modèle d'Hagedorn (5) ; Connaissant l'impulsion du K_L^0 et son temps de vie propre, le spectre est calculé au niveau de la cible à hydrogène. Nous nous référons à ce spectre dans la suite sous le nom "spectre d'Hagedorn" (fig. II.10). Ensuite sont sélectionnés les événements dont le vertex de désintégration est situé dans la zone. A ce niveau on choisit les paramètres de la désintégration du K_L^0 dans le centre de masse, les distributions en impulsion p_π et p_μ étant calculées à partir d'un plot de Dalitz fourni par l'expérience et on effectue une transformation spéciale de Lorentz suivant l'axe du faisceau ; les paramètres du pion et du muon, impulsion et trajectoire, sont alors connus dans le système du laboratoire et on simule leur passage dans le spectromètre avant.

Nous avons pris en compte essentiellement :

- la carte de champ mesurée ; ce choix cerne au plus près les conditions expérimentales mais le temps de calcul correspondant est long et coûteux,
- la diffusion coulombienne et la perte d'énergie du muon dans le mur de fer ; l'impulsion minimale requise pour traverser le mur de fer étant de 1,5 GeV/c en décembre, l'épaisseur de celui-ci étant 120 cm et de 1,1 GeV/c pour les autres périodes pour une épaisseur de 80 cm,

- la probabilité pour un pion de traverser le mur de fer. Les formules suivantes ont été utilisées : ⁽⁹⁾

$$\begin{aligned} P_2 &= .00161 P_{\pi} + .00415 && \text{en décembre} \\ P_2 &= .00686 P_{\pi} + .00837 && \text{pour les autres périodes.} \end{aligned}$$

Ainsi, un pion de 3 GeV/c a une probabilité de 2,5 % d'être pris pour un muon pendant la première période de prise de données. Les événements correspondants donnent des triggers $K_{\mu 3}$ avec deux muons, et ne sont pas pris en compte par le programme de reconstruction,

- la probabilité de désintégration en vol du pion.

En outre l'efficacité du compteur H2 11 dont le fonctionnement a été défectueux a été fixée à 60 % pour l'ensemble des périodes.

b/ Pour pouvoir comparer les distributions obtenues par Monte Carlo aux distributions expérimentales et vérifier ainsi que la simulation reproduit pour l'essentiel les conditions de fonctionnement de l'appareillage, il est nécessaire d'introduire à ce niveau une estimation des erreurs géométriques de mesures (position des chambres). On choisit deux plans distants de 50 cm dans le bras avant et dans le bras arrière; l'intersection d'une trace telle qu'elle a été calculée en a/ est affectée d'une erreur gaussienne de 1 mm d'écart type ; les traces sont alors associées dans l'aimant par le même sous programme utilisé pour les événements expérimentaux. Les impulsions correspondantes sont alors recalculées et l'analyse du vertex de désintégration est effectuée avec le même programme et les mêmes termes de coupure que dans le cas des événements réels.

c/ Les résultats obtenus avec cette simulation en ce qui concerne un certain nombre des paramètres significatifs (Impulsion du π , impulsion du μ , etc ...) sont indiqués en table III colonne G.H.R. Quand on les compare avec les distributions expérimentales représentées sur la même table en colonne DATA, on constate des différences significatives - par exemple la différence entre les moyennes des distributions P_{μ} , P_{π} pour les deux types de populations est respectivement de 226 MeV et de 364 MeV en faveur des populations simulées. Or

les erreurs introduites dans la simulation laissent invariante la moyenne de ces deux distributions le $\frac{dp}{p}$ étant de 3 % à mi-hauteur.

En conséquence, un écart aussi important ne peut être dû qu'au fait que le spectre d'Hagedorn ne constitue qu'une approximation du spectre du faisceau de K_L^0 arrivant sur la cible à hydrogène. Nous avons donc itéré la simulation avec un nouveau spectre dont je décris ici brièvement le principe d'obtention avant d'y revenir au chapitre suivant.

Nous avons découpé l'intervalle d'impulsion du K_L^0 en 11 intervalles entre 2 GeV/c et 20 GeV/c, et fait de même pour la particule fictive μ . La simulation que nous avons à notre disposition définit une matrice des probabilités conditionnelle définie comme suit :

Indiquons par i les intervalles d'impulsions du K_L^0 et par k ceux du μ ; à partir de n_i événements tirés dans la case i la simulation définit un ensemble de nombres n_{ki} d'événements pour lesquels l'impulsion du μ appartient à la case k ; le rapport $\frac{n_{ki}}{n_i}$ donne une estimation de la probabilité conditionnelle pour qu'un événement $P_{K^0}^i$ ait une impulsion P_{μ}^k . Soit $A = \|A_{ik}\|$ la matrice ainsi obtenue.

Appliquons maintenant la matrice A^{-1} sur la distribution P_{μ} obtenue expérimentalement en appliquant une contrainte de lissage (méthode de spline sur laquelle nous reviendrons par la suite) exprimant la propriété du spectre de ne pas présenter d'oscillation ; nous obtenons le spectre représenté en figure 1140 qui sert de modèle pour la 1ère itération de la simulation. L'accord entre les distributions obtenues, Table I colonne spline et les distributions expérimentales est bon et il n'a pas été nécessaire de procéder à une autre itération.

Les comparaisons entre distributions simulées et distributions expérimentales ont été représentées en figure II.11 pour la distribution en masse $m_{\mu L}$ et en figure II.12 pour la distribution en moment longitudinal du μ^+ , p_{μ}^L . L'acceptance $K_{\mu 3}$ est représentée en figure II.22).

2. Simulation $K_L K_S$

a/ Les coefficients d'acceptance $W_{KS}(p, t)$ ont été calculés pour un intervalle d'impulsion donné comme fonction du transfert en utilisant les résultats de Brandenburg (10) à la première itération et ensuite les résultats obtenus pour les sections efficaces lors de l'itération suivante.

b/ Les deux simulations $K_{\mu 3}$ et $K_L K_S$ sont semblables dans leurs grandes lignes, toutefois il convient de souligner les points suivants propres à la simulation $K_L K_S$:

- Afin d'économiser le temps de calcul, le parcours du proton de recul est examiné avant le V^0 ; son impulsion étant faible, il convient de tenir compte dans la simulation de son parcours dans l'hydrogène, dans le mylar qui entoure la cible, dans la bakélite constituant l'enceinte à vide et dans les scintillateurs P01 et P02. Les événements éliminés à ce stade sont nombreux, ce qui justifie l'examen postérieur du spectromètre V^0 .
- Les paramètres relatifs aux deux pions issus de la désintégration du K_S^0 se calculent par la cinématique (désintégration en deux corps) et l'on ne prend en compte que la probabilité de désintégration en vol du pion et sa probabilité de passage à travers le mur de fer.
- Après l'introduction dans le programme d'erreurs sur les traces effectuées comme nous l'avons vu dans la simulation $K_{\mu 3}$, les contraintes sur la position du vertex de production et celles de coplanarité et de corrélation angulaire sont appliquées avec les mêmes tolérances que celles utilisées dans le programme de réduction des données.

c/ La comparaison des résultats obtenus expérimentalement avec ceux obtenus par simulation est représentée pour les distributions suivantes :

- position du vertex de désintégration et du vertex de production (fig. II 13 a, b)
- impulsions P_{H^+} , P_{H^-} , P_p (fig. II 14, 15, 16)
- impulsion du K_L^0 incident (fig. II 17)
- paramètre de coplanarité (fig. II.18)
- paramètre de corrélation angulaire (fig. II.19).
- masse effective (fig. II 20). On observe un décalage systématique de 4 MeV vers le bas pour la distribution Monte Carlo ; ceci est dû à une erreur de géométrie et l'on constate qu'en décembre où celle-ci était parfaitement connue, ce décalage n'existe pas.

d/ Les coefficients W_{KS} (p t) relatifs aux impulsions 2,5 - 3,5 - 4,5 - 6,5 - 7,5 - 9 - 11- 13 GeV/C, l'intervalle de transfert étant de 25 MeV² sont disposés en table II 2.

Les courbes d'acceptance correspondantes figurent en II 21

L'influence du bras proton se traduit par une décroissance rapide des courbes pour des transferts tels que $|t| < .15 \text{ GeV}^2$, l'acceptance ne peut que difficilement être estimée en-dessous de .1 GeV², l'impulsion du proton étant insuffisante.

Pour les transferts tels que $|t| > .15 \text{ GeV}^2$, on peut observer que la décroissance des courbes en fonction de $|t|$ s'accroît quand l'impulsion du K_L^0 diminue ; ceci traduit le fait que corrélativement les V^0 sont plus ouverts et sont donc coupés par l'aimant en proportion plus grande.

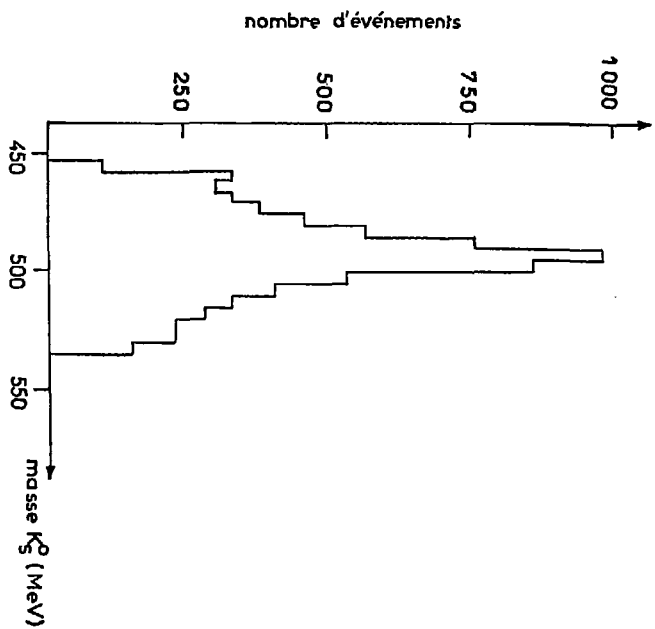
TABLE II I - COMPARISON MONTE CARLO EXPERIENCE (événements $K\mu 3$)

	Périodes autres que décembre					
	DATA		SPLINE		GHR	
	Valeur moyenne	Ecart	Valeur moyenne	Ecart	Valeur moyenne	Ecart
IMPULSION MU	2.411	1.113	2.381	1.108	2.636	1.247
IMPULSION PI	2.302	1.406	2.303	1.401	2.666	1.567
IMPULSION PI-MU	4.729	1.918	4.695	1.919	5.323	2.074
Longitudinale	4.728	1.919	4.694	1.920	5.322	2.074
Transversale	0.094	0.042	0.089	0.040	0.090	0.040
MASSE PI-MU	0.364	0.053	0.364	0.051	0.363	0.050
2 SOLUTIONS	6.329	2.909	6.256	2.901	7.056	3.103
Période décembre						
IMPULSION MU	2.635	0.972	2.713	1.096	2.925	1.214
IMPULSION PI	2.346	1.409	2.358	1.445	2.697	1.586
IMPULSION PI-MU	4.989	1.792	5.087	1.957	5.645	2.060
Longitudinale	4.988	1.792	5.086	1.957	5.644	2.060
Transversale	0.090	0.040	0.087	0.039	0.089	0.039
MASSE PI-MU	0.365	0.051	0.368	0.051	0.367	0.050
2 SOLUTIONS	6.687	2.829	6.709	2.970	7.444	3.085

Légende des figures - Chapitre II

- II.1. Distribution de la masse du K_S^0 après ajustement au vertex de désintégration.
- II.2. Distribution du vertex de désintégration K_S^0 suivant l'axe du faisceau au même niveau.
- II.3. Distribution de l'impulsion longitudinale du neutrino dans le repère du K_L^0 au repos après ajustement au vertex de désintégration.
- II.4.a/b/c/ Distribution des trois coordonnées du vertex de production avant ajustement.
- II.5. Distribution du paramètre de coplanarité avant coupures.
- II.6. Distribution du paramètre θ de corrélation angulaire avant coupures.
- II.7. Distribution de la masse K_S^0 pour les événements $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ définitivement acceptés.
- II.8. Distribution correspondante en coplanarité.
- II.9. Distribution correspondante en corrélation angulaire.
- II.10. Comparaison entre le spectre théorique d'Hagedorn et le spectre utilisé à la première itération de la simulation.
- II.11. Événements $K\mu 3$ - Comparaison des distributions expérimentales avec les résultats de la simulation en $m_{\mu\mu}$.
- II.12. Comparaison dans les mêmes conditions en p_{μ}^L .
- II.13.a/b/ Événements $K_L K_S$ - Comparaisons des distributions expérimentales avec les résultats de la simulation pour la coordonnée Z du vertex de désintégration et la coordonnée Z du vertex de production.
- II.14. Comparaison dans les mêmes conditions en P_{η^+} .
- II.15. Comparaison dans les mêmes conditions en P_{η^-} .
- II.16. Comparaison dans les mêmes conditions en impulsion du proton de recul p_p .
- II.17. Comparaison dans les mêmes conditions en impulsion du K_L^0 entrant dans la diffusion.
- II.18. Comparaison en coplanarité dans les mêmes conditions.
- II.19. Comparaison en corrélation angulaire dans les mêmes conditions.
- II.20. Comparaison en masse K_S^0 dans les mêmes conditions.
- II.21. Courbes d'acceptance $K_L K_S$.
- II.22. Courbe d'acceptance $K\mu 3$ relative aux K_L^0 désintégrés dans la zone.

FIG. II 1



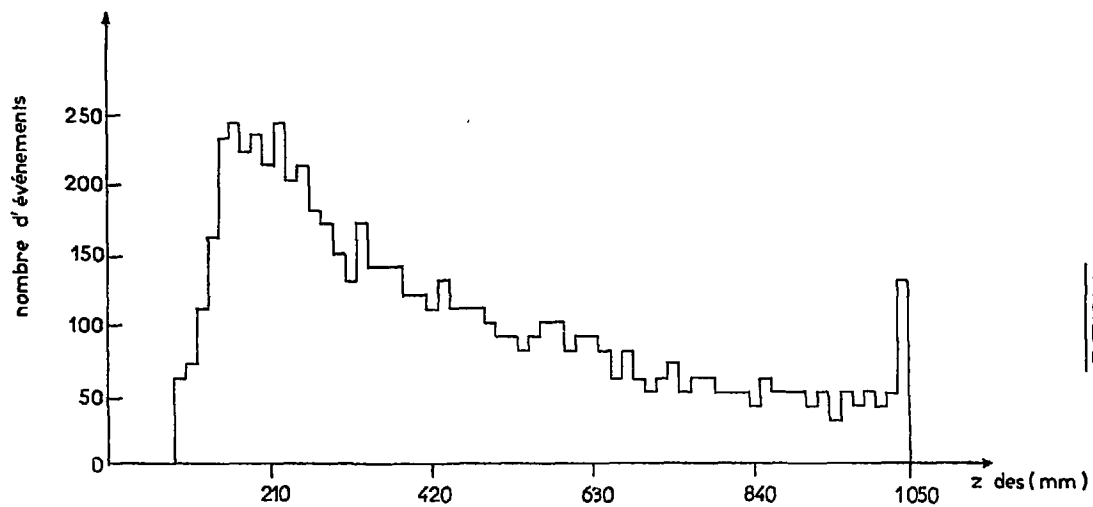
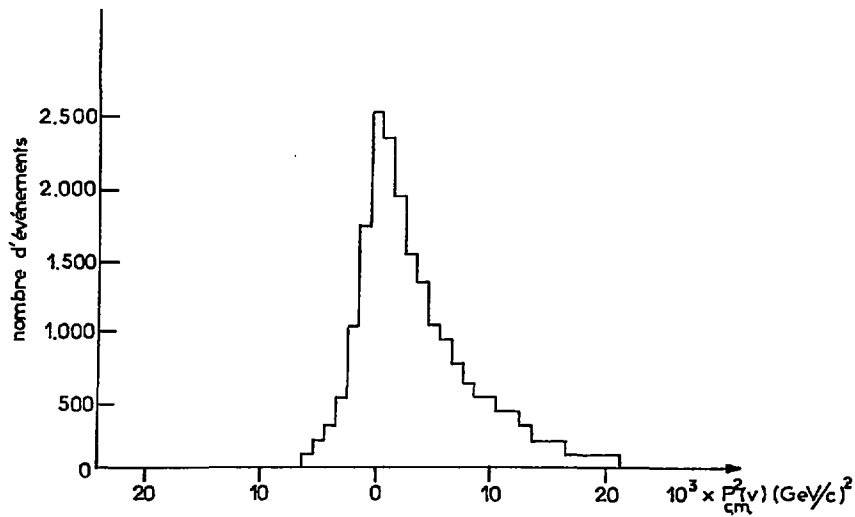


FIG. II 2

FIG. II 3



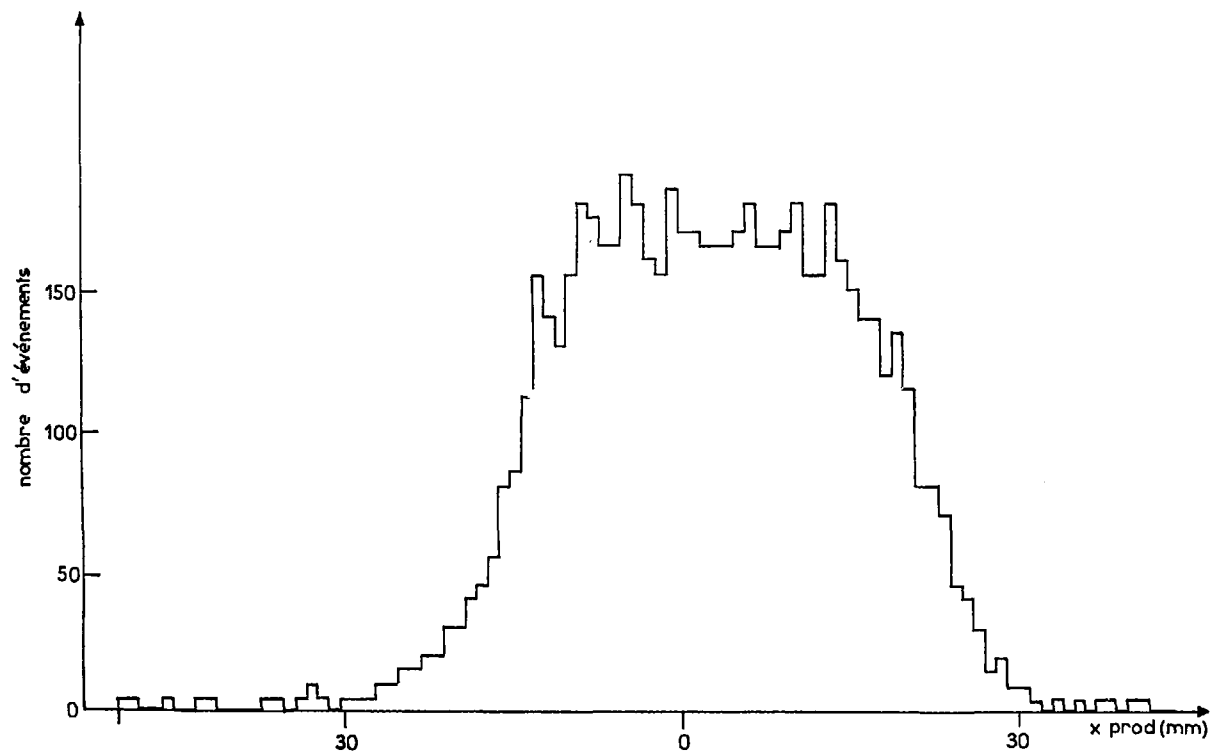
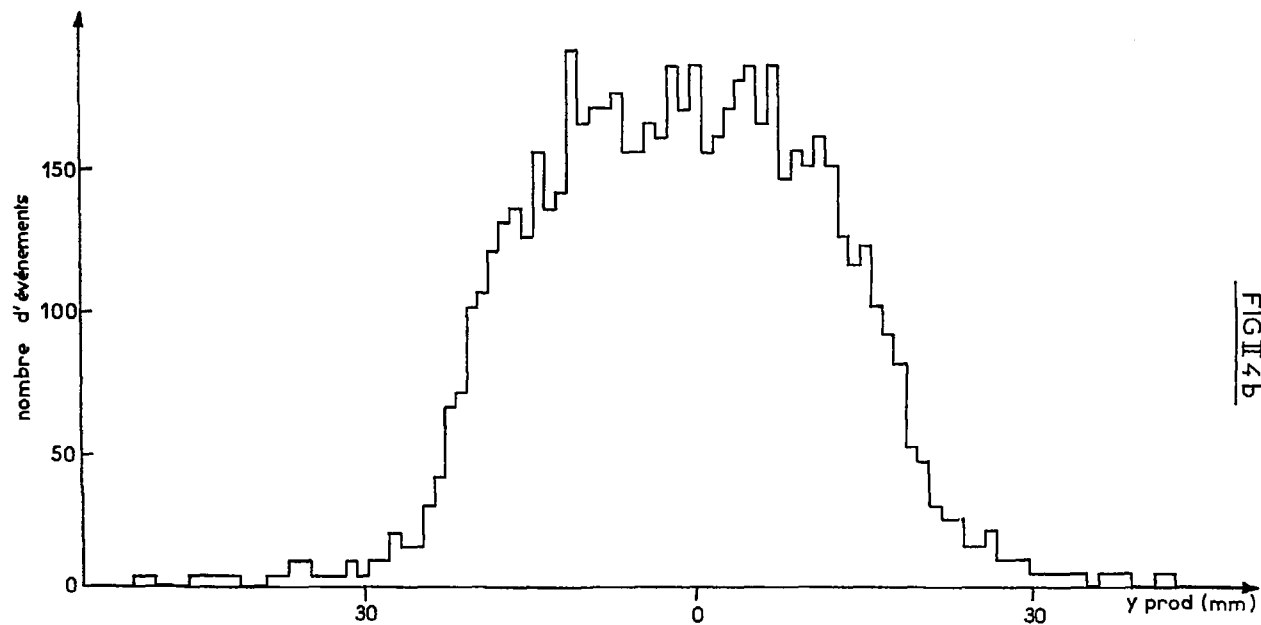


FIG II 4a



FIGI4b

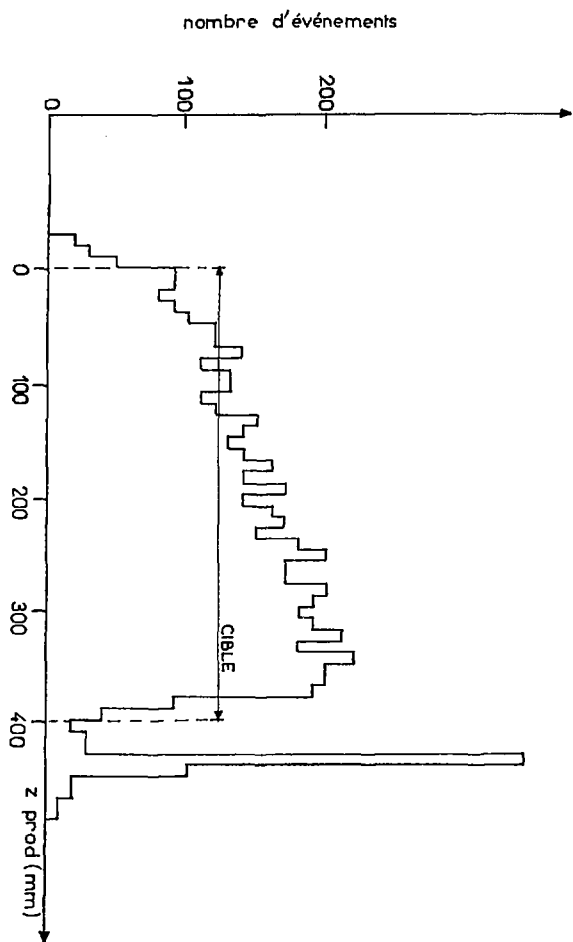


FIG II 4c

FIG. II 5

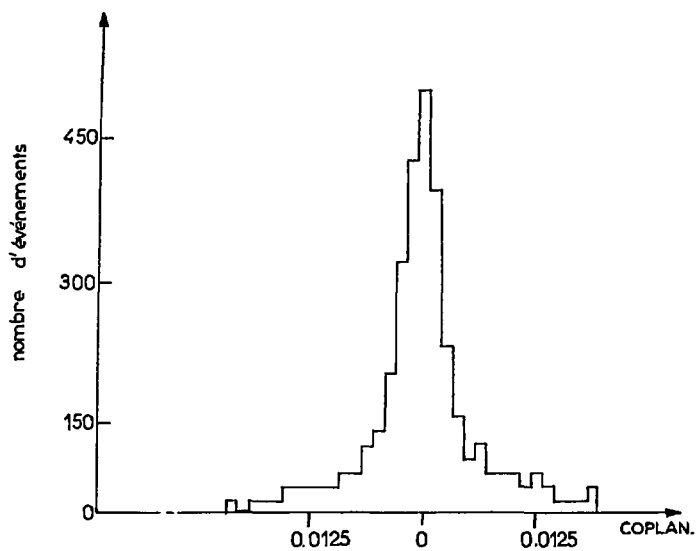


FIG. II 6

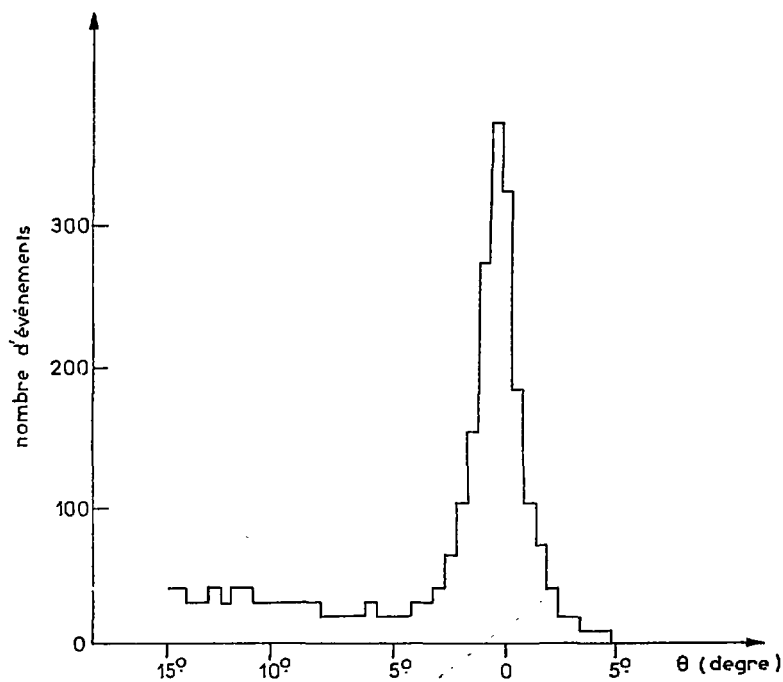


FIG. I7

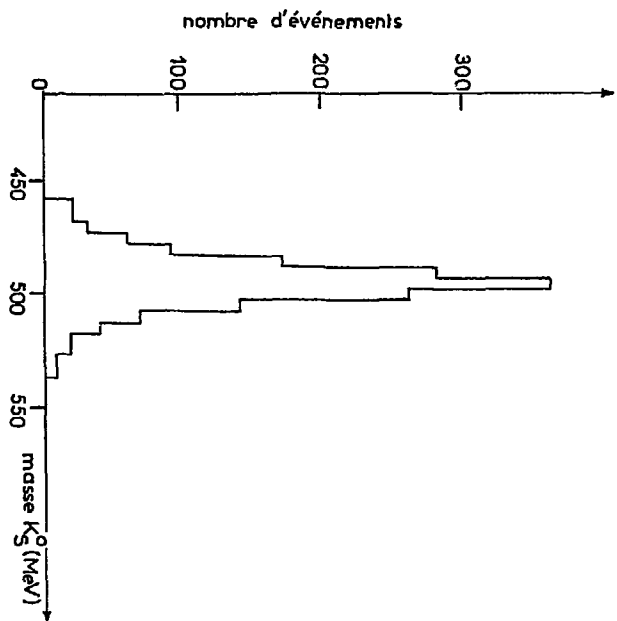


FIG. I18

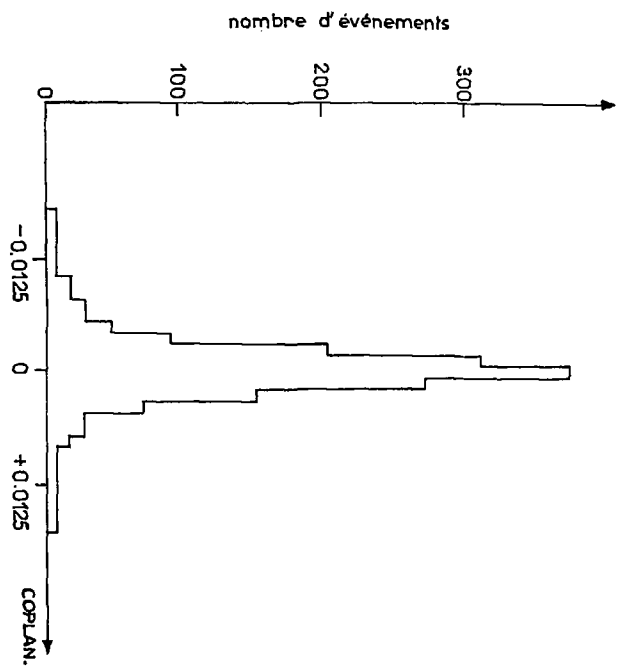


FIG. 19

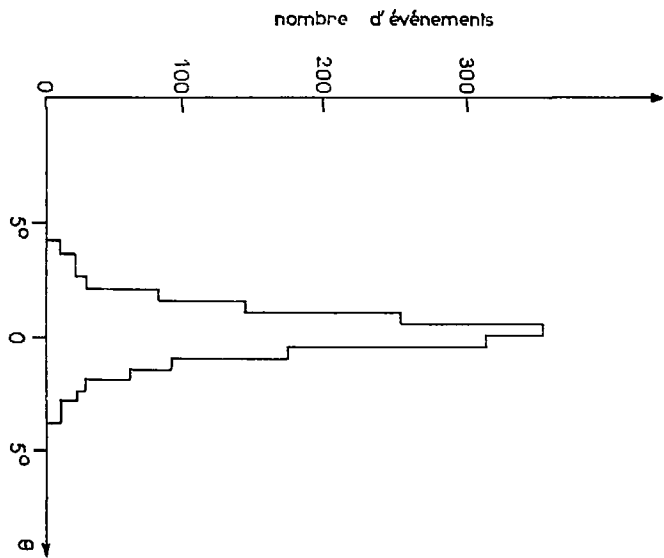


FIG. I10

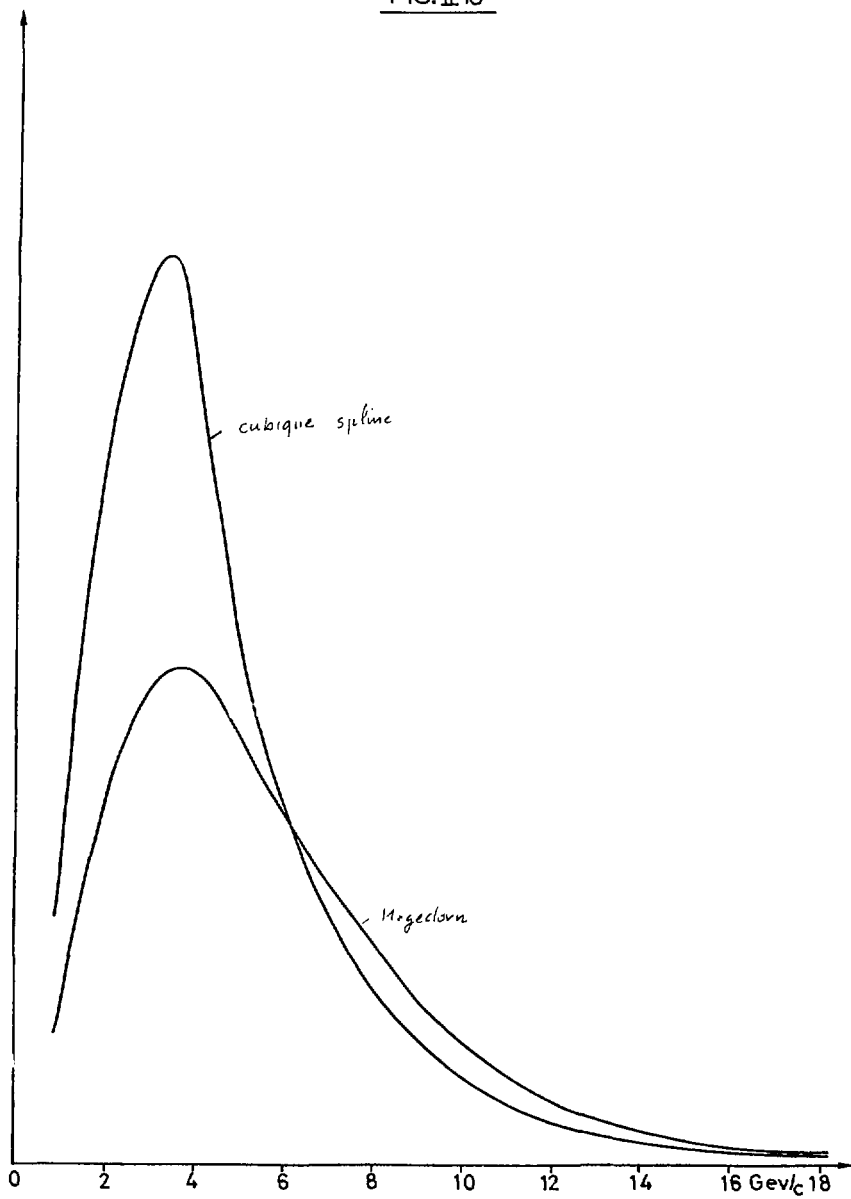


FIG. II 11

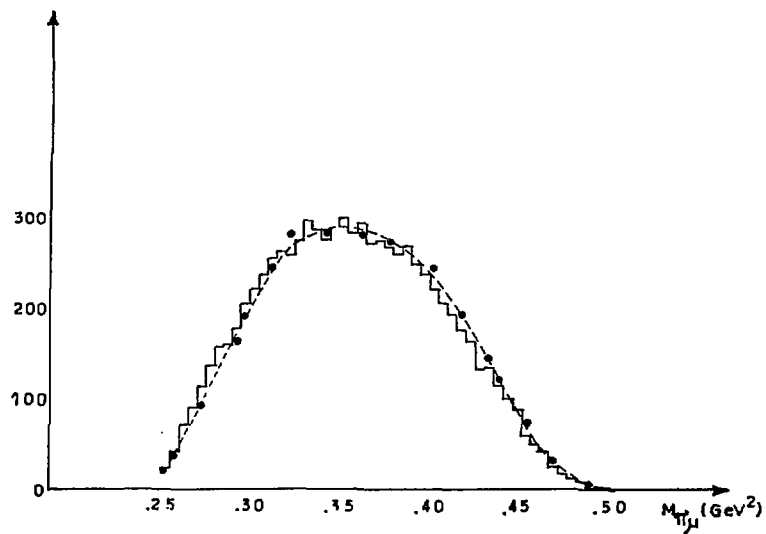
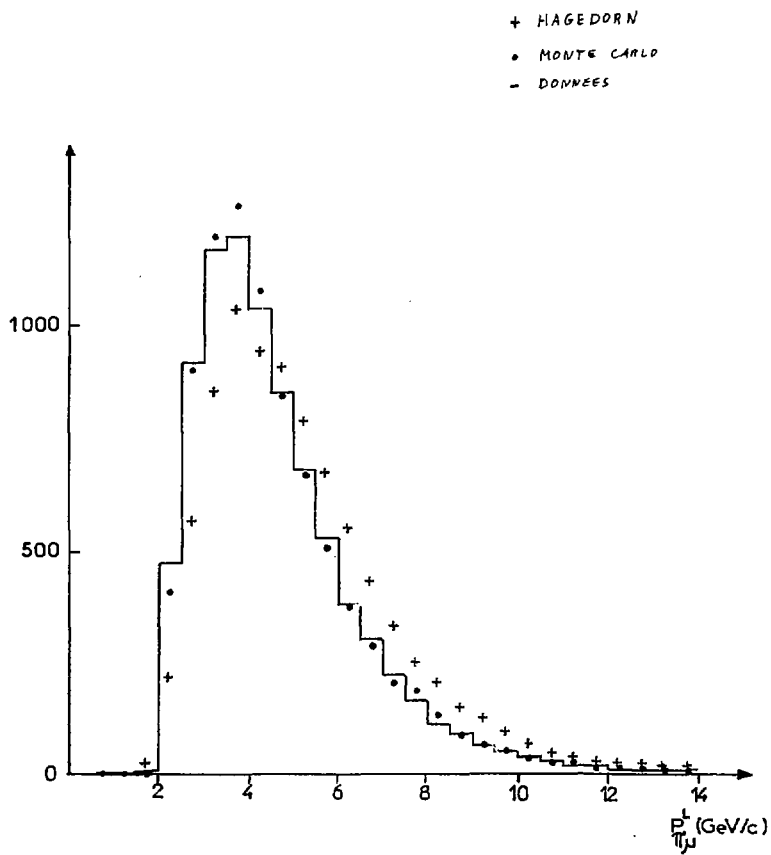


FIG. II 12



a

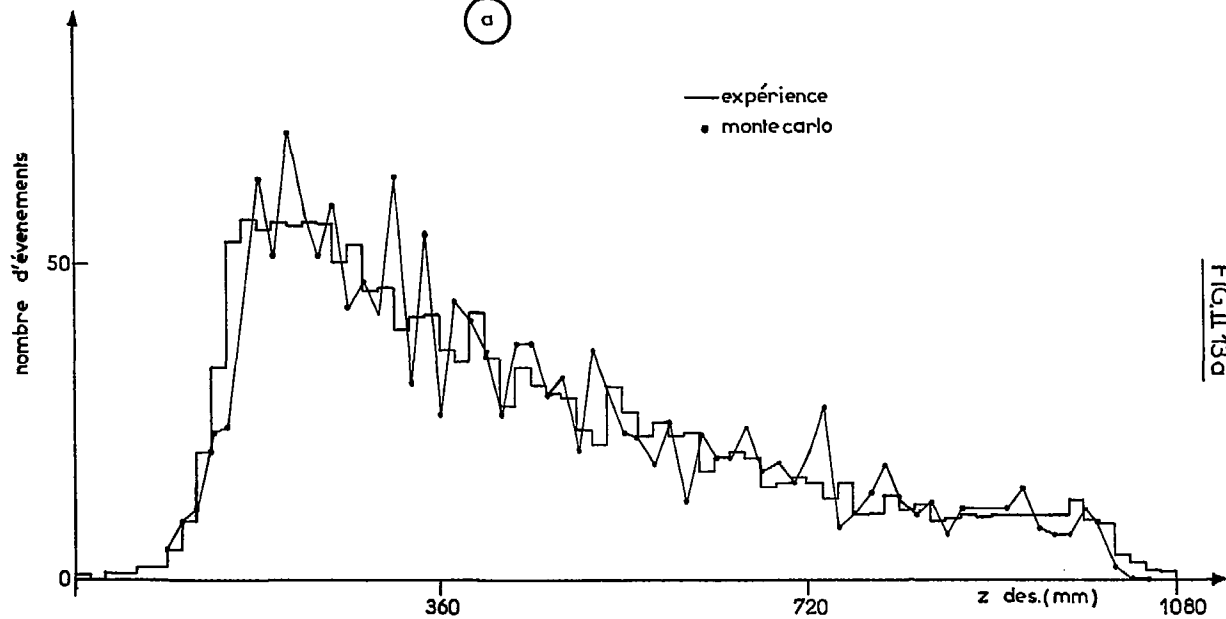
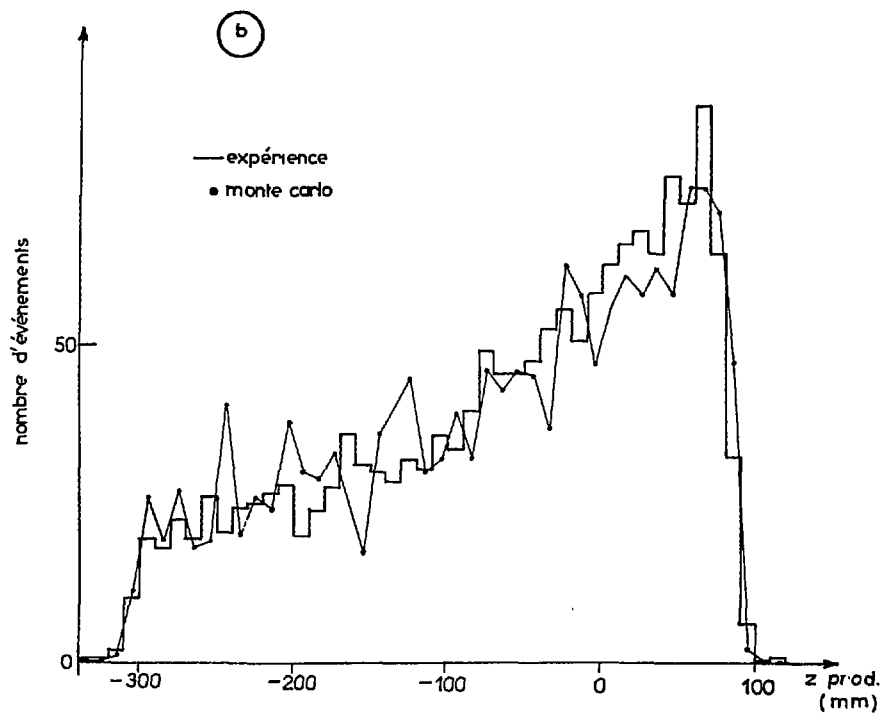


FIG.13a

FIG. II 13b



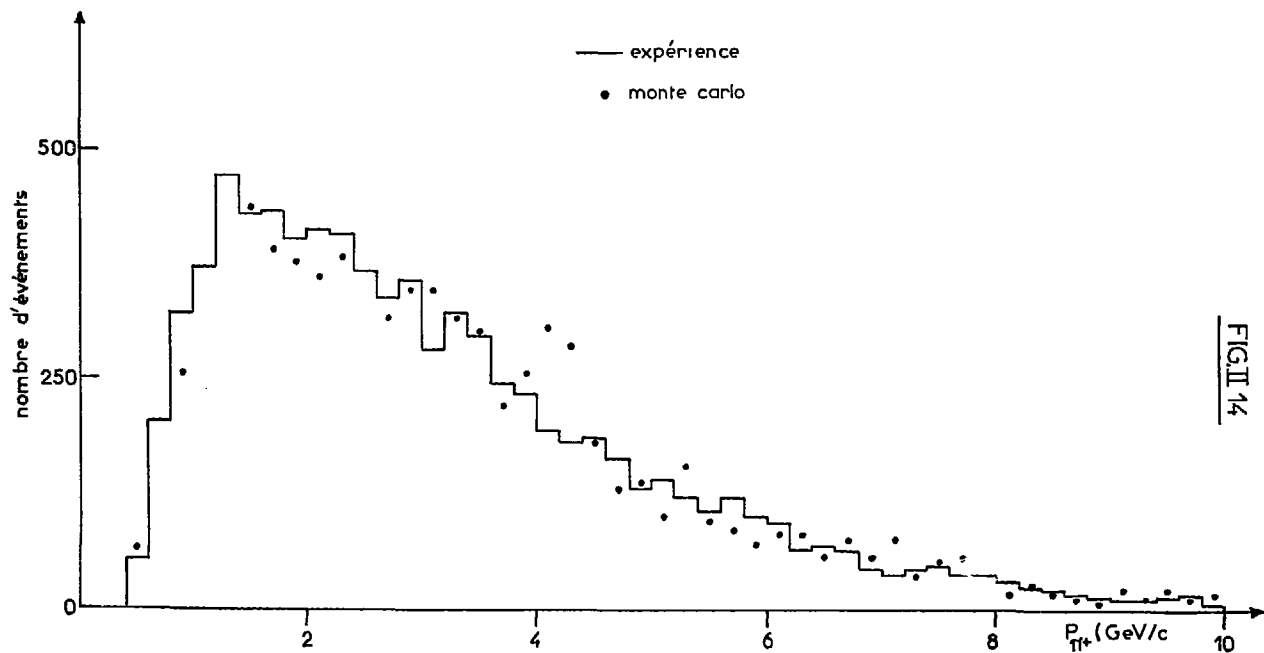


FIG. 14

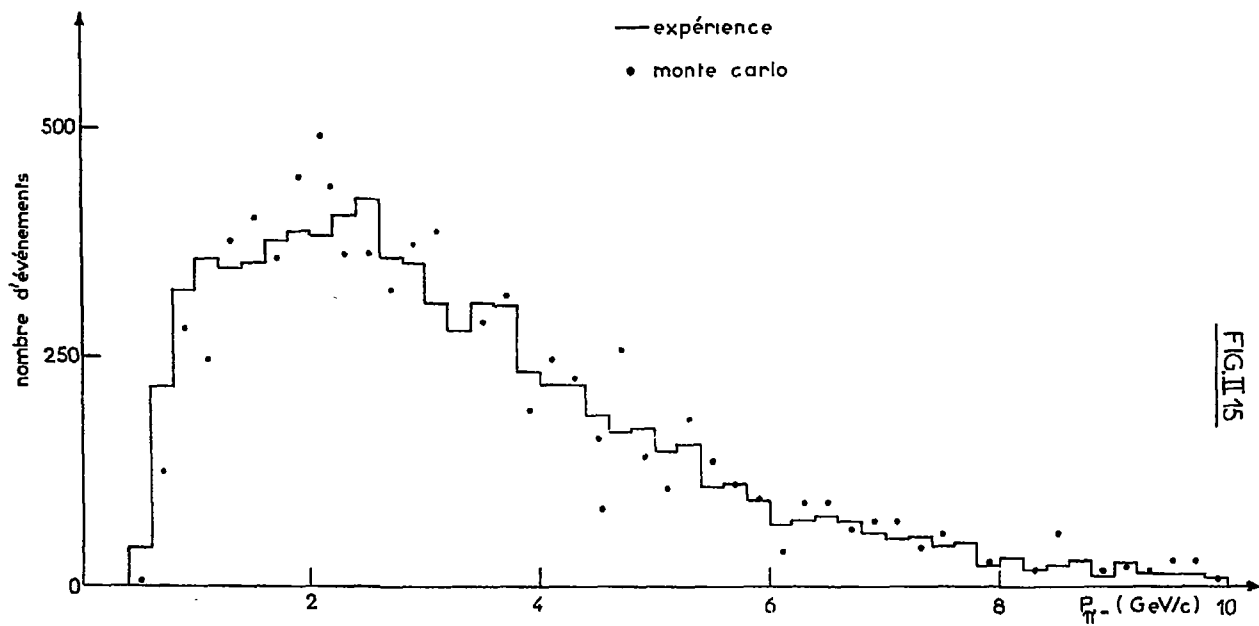


FIG. II 15

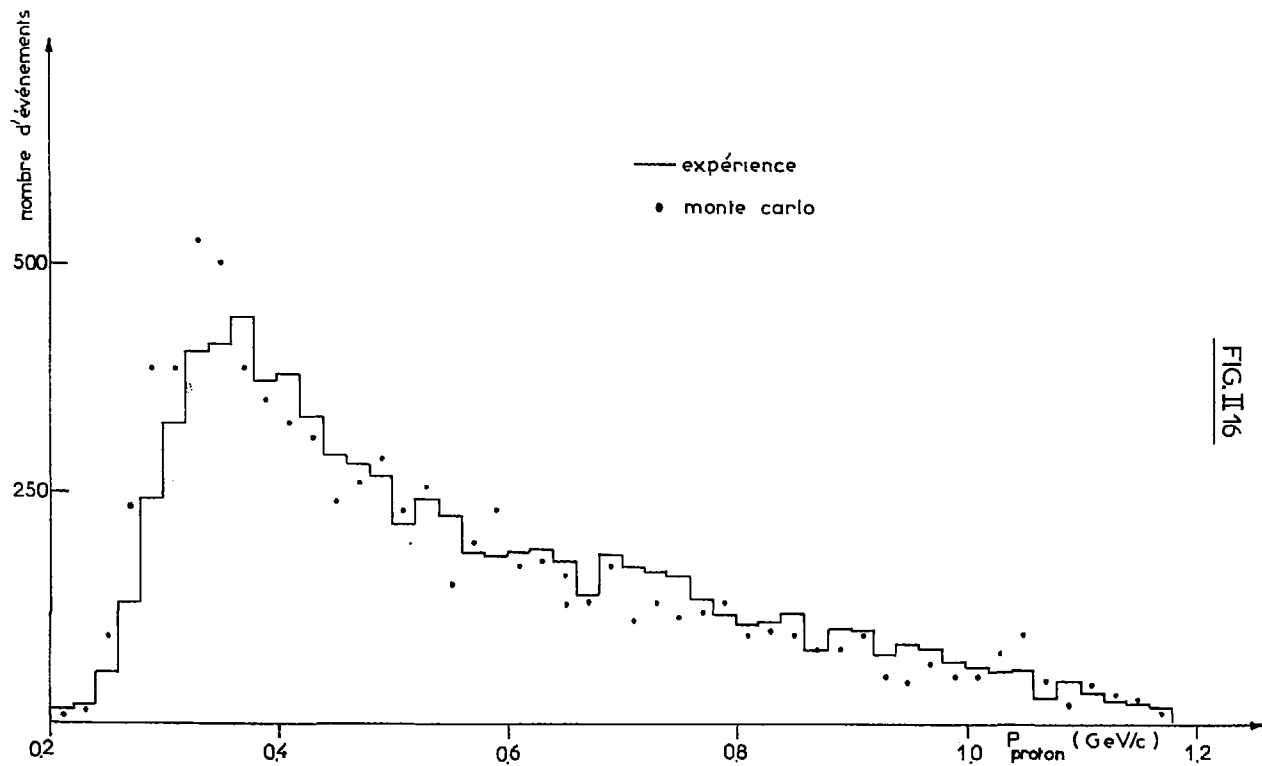


FIG. II 16

FIG. II 17

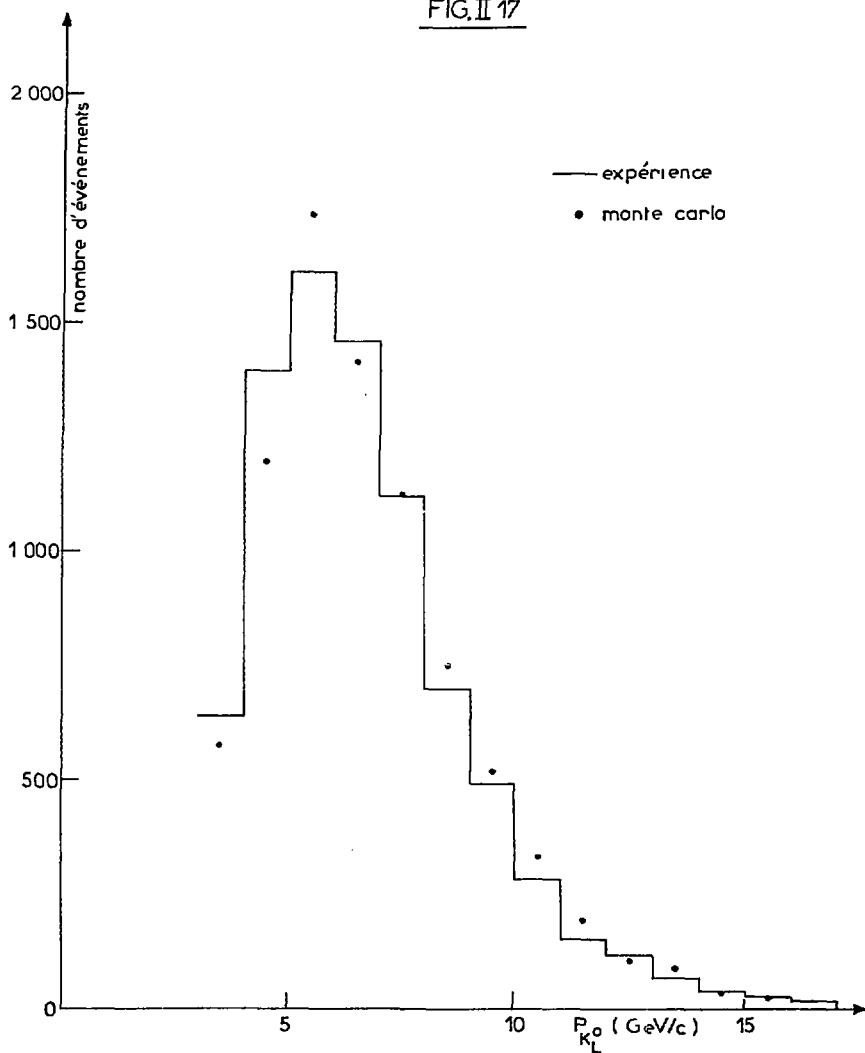


FIG. II 18

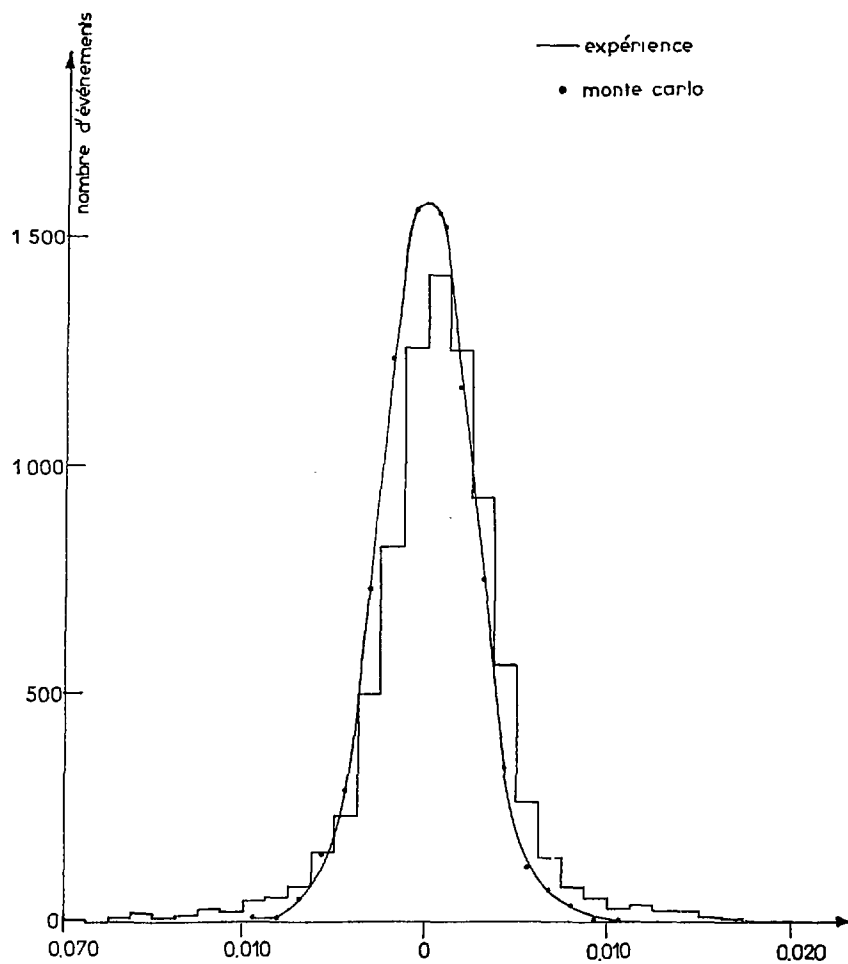


FIG. II 19

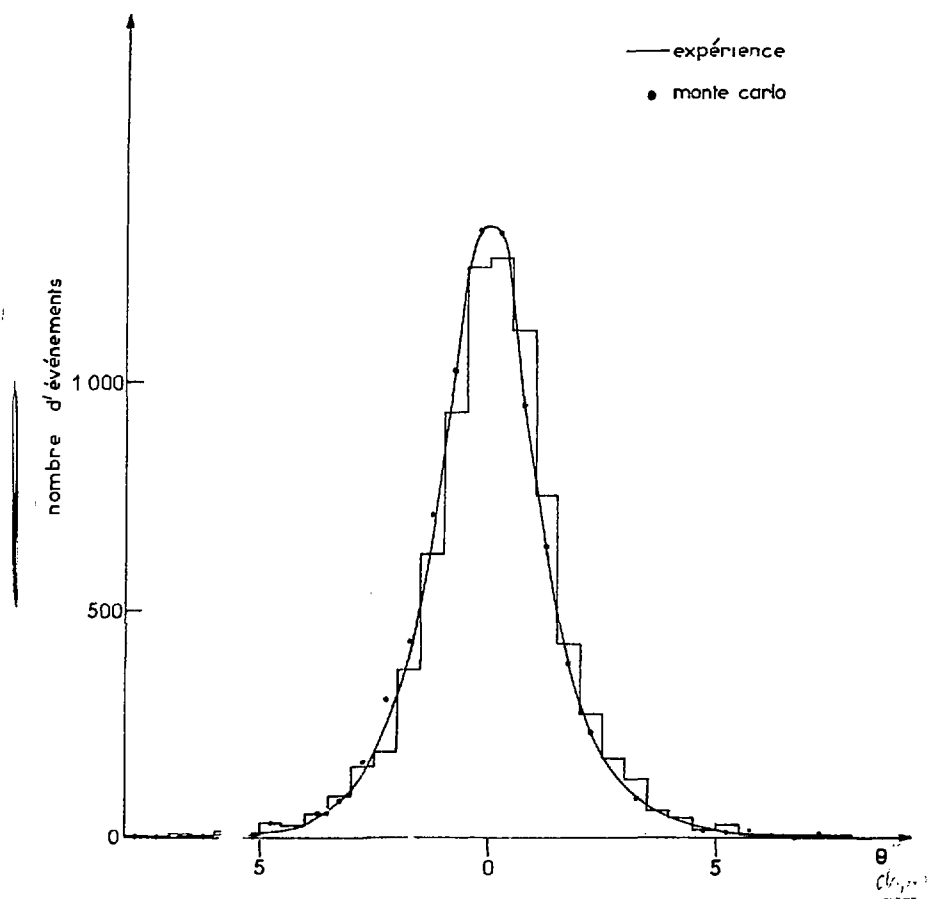


FIG. I 20

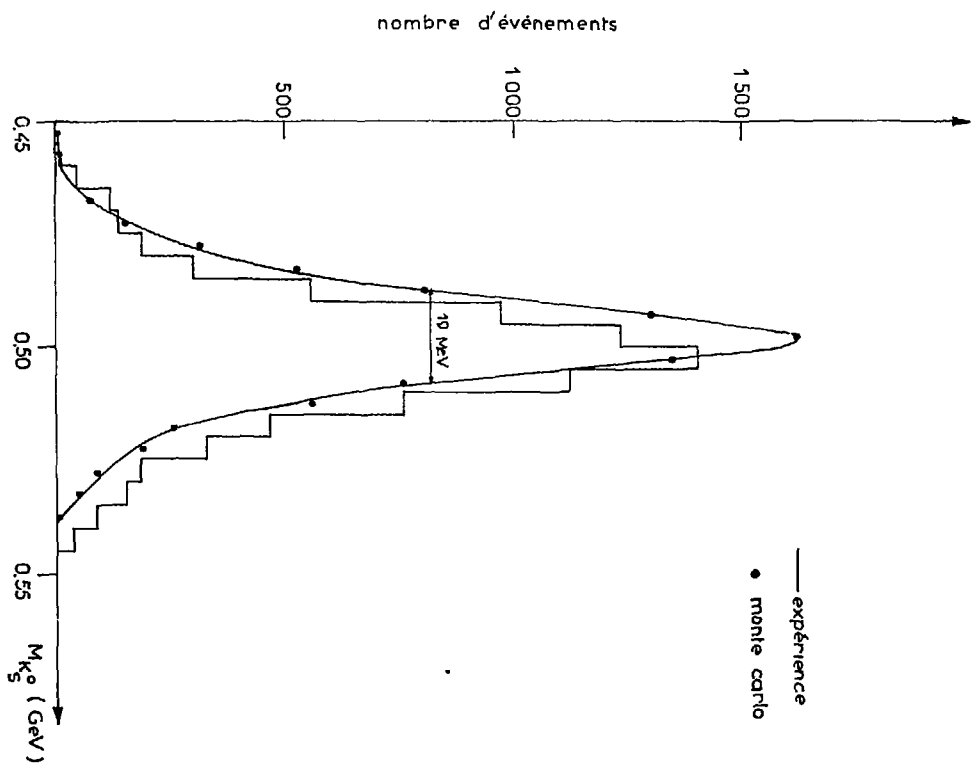


FIG II 21

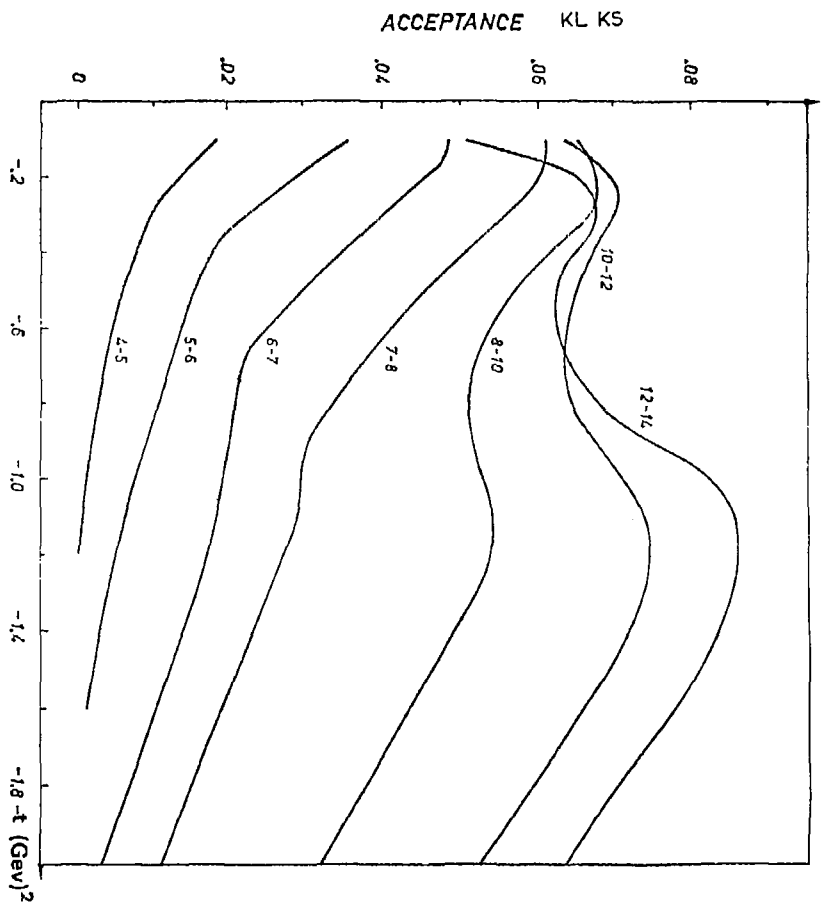
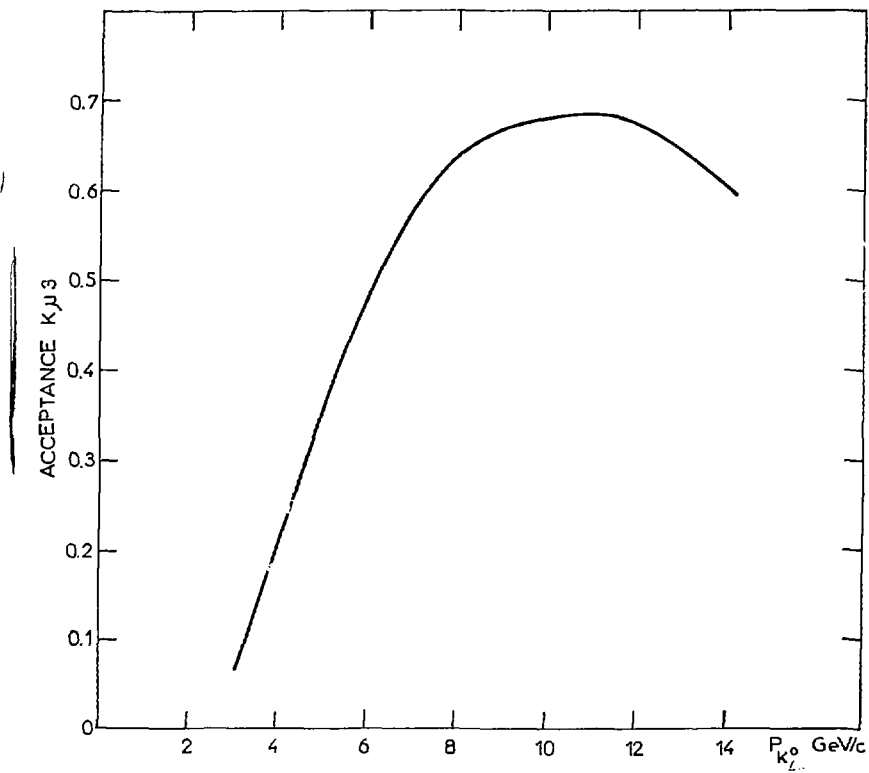


FIG. II 22



CHAPITRE III

DETERMINATION DU SPECTRE DU FAISCEAU

A - INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous examinons les méthodes de reconstruction du spectre en impulsion du faisceau de K_L^0 à partir des distributions expérimentales $\vec{P}_\eta$ et $\vec{P}_\mu$ obtenue en IIA. Nous utiliserons les résultats de la simulation $K\mu 3$ obtenus en IIB. Précisons tout de suite que nous nous sommes servi des résultats ayant trait à la période de prise de données de décembre où, comme nous l'avons dit précédemment le bruit de fond dû à la traversée du mur de fer par des pions a été atténué en portant l'épaisseur de celui-ci de 80 cm à 120 cm. Les résultats relatifs aux prises de données antérieures ont été utilisés pour vérifier la stabilité du spectre obtenu à partir des données de Décembre, la population expérimentale dont nous disposons est de 21 858 événements, le nombre d'événements simulés et acceptés par l'appareillage étant de 10 312 ; ce dernier nombre est faible, la cause en étant l'utilisation de l'aimant réel dans la simulation. Il convient de noter à ce sujet qu'une simulation effectuée pour $P_{K^*} > 7$ GeV/c et comportant deux fois plus d'événements que la population expérimentale relative au même intervalle P_{K^*} a confirmé les résultats que nous présentons.

Après avoir décrit la cinématique de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ nous détaillerons la méthode matricielle qui a été utilisée ci-dessus (II B1) pour définir le spectre entrant dans la simulation $K\mu 3$. Nous verrons que cette méthode employée telle quelle est insuffisante, les spectres reconstitués pouvant présenter des oscillations incompatibles avec les résultats antérieurs, aussi bien théoriques⁽⁵⁾ qu'expérimentaux⁽¹¹⁾ relatifs à la production de K_L^0 dans les conditions précisées au chapitre I. Nous avons utilisé en justifiant leur emploi deux méthodes différentes de lissage dont les résultats concordants définissent la forme du spectre utilisé dans le calcul des sections efficaces. Toutefois, afin d'éprouver

la fiabilité de nos résultats, nous avons effectué un test précis de comparaison entre population simulée et population expérimentale, la qualité de la reconstruction reposant sur la qualité de la simulation. Nous terminerons ce chapitre en exposant brièvement les raisons qui nous semblent expliquer la différence significative entre le spectre que nous avons obtenu et celui prédit par le modèle thermodynamique d'Hagedorn.

B - CINEMATIQUE

Nous avons indiqué (IA2) que la détermination de l'impulsion du $\vec{p}_n^L$ ne peut se faire de façon univoque à partir des impulsions mesurées $\vec{p}_n$ et $\vec{p}_\mu$, les paramètres relatifs au neutrino restant inconnus.

Considérons la particule fictive $n\mu$ notée également X, associée au quadvecteur $(E_n + E_\mu, \vec{p}_n + \vec{p}_\mu)$. Sa masse invariante est définie par la relation habituelle :

$$m_{n\mu} = [E_{n\mu}^2 - P_{n\mu}^2]^{\frac{1}{2}}$$

et satisfait à la double inégalité :

$$m_n + m_\mu \leq m_{n\mu} \leq m_{K^0}$$

soit P_X^L la projection de P_X sur l'axe du faisceau. $P_X \equiv P_{n\mu}$

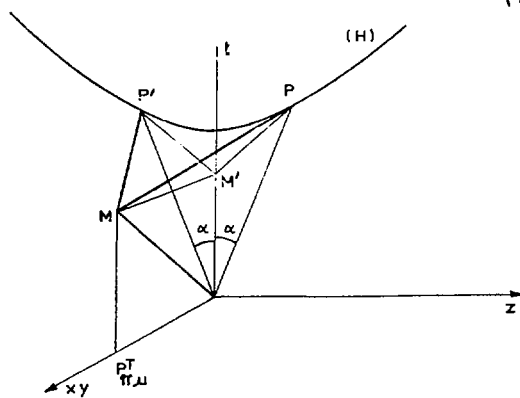
1. Repère défini par $P_X^L = 0$

Effectuons à partir du repère du laboratoire (repère B) une transformation spéciale de Lorentz suivant l'axe du faisceau Oz, telle que

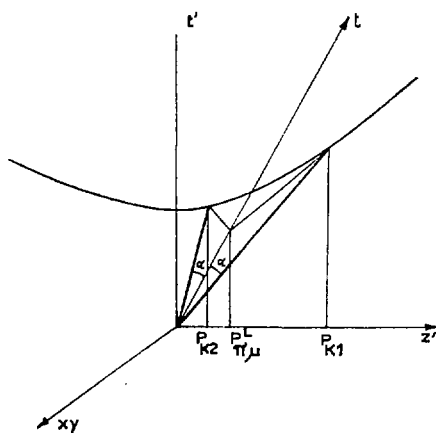
$P_X^L = 0$; P_X^T l'impulsion transverse est invariante dans cette transformation. Ainsi le repère A est défini par $P_X^{L(A)} = 0$, et nous avons $P_X^{T(A)} = P_X^{T(B)}$.

Considérons maintenant le schéma A ; l'extrémité du quadvecteur $(E_X, \vec{p}_X)^{(A)}$ est situé sur l'hyperbole H, intersection de l'hyperboloïde de masse avec le plan (η, c) car l'impulsion transverse du K_L^0 reste

(A)



(B)



nulle dans la transformation précédente, soit $p_{K^0}^{T(A)} = p_{K^0}^{T(B)} = 0$

Le cône de lumière issu de M coupe l'hyperbole H en deux points P et P' symétriques par rapport au plan xyt, les deux quadrivecteurs OP et OP' représentent dans ce repère les deux solutions relatives au K^0 du système d'équations

$$E_{K^0}^2 - \vec{P}_{K^0}^2 = m_{K^0}^2, \quad E_{K^0}^2 = \vec{P}_{K^0}^2, \quad P_{K^0}^T = 0$$

$$(\vec{P}_{K^0}, \vec{P}_{K^0}) = (E_X, \vec{P}_X) + (E_V, \vec{P}_V)$$

E_X et $\vec{P}_X$ étant déterminés par les mesures.

M' étant la projection de M sur le plan (Z, t) nous écrirons :

$$OM'^2 = E_X^2 - \vec{P}_X^2 = m_X^2 \quad \text{et} \quad OM'^2 = E_X^2$$

L'énergie du K_L^0 est obtenue dans ce repère à partir de l'équation :

$$(P_{K^0} - P_X)^2 = P_V^2 = 0$$

soit $m_{K^0}^2 + m_X^2 - 2 E_X E_{K^0} + 2 \vec{P}_{K^0} \cdot \vec{P}_X = 0$

Tenu compte de $P_X^L = 0$ et $P_{K^0}^T = 0$

soit $\vec{P}_{K^0} \cdot \vec{P}_X = 0$

alors $E_{K^0} = (m_X^2 + m_{K^0}^2) / 2 E_X$

$$P_{K^0 i} = (-1)^i (E_{K^0} - m_{K^0})^{1/2} \quad i = 1, 2$$

Les rapidités correspondantes α_i du K_L^0 sont définies par :

$$P_{K^0 i} = m_{K^0} \operatorname{sh} \alpha_i$$

$$E_{K^0} = m_{K^0} \operatorname{ch} \alpha_i$$

La relation $\alpha_1 = -\alpha_2$ étant vérifiée par définition même.

2. Repère du laboratoire

Le retour au repère du laboratoire s'opère en effectuant la transformation inverse (schéma B). Pour alléger les notations, nous noterons $y \equiv \gamma_{\eta\mu}^0$ la rapidité longitudinale de la "particule" $\eta\mu$ dans ce repère et poserons

$$P_{\eta\mu}^L \equiv p_2, \quad E_{\eta\mu}^0 \equiv e, \quad |\vec{P}_{K^*}| = Q_{K^*}.$$

y est alors défini par les relations :

$$p_2 = m_K \operatorname{sh} y, \quad e = m_K \operatorname{ch} y \quad (1)$$

Une transformation de Lorentz se traduisant simplement par l'addition des rapidités "relatives" et d' "entraînement", les paramètres définissant la cinématique du K_L^0 dans le repère du laboratoire sont obtenus à partir des relations définissant les deux rapidités possibles du K_L^0 .

$$\gamma_{K^*}^1 = y - \alpha, \quad \gamma_{K^*}^2 = y + \alpha$$

Les impulsions et énergies correspondantes étant données par :

$$\begin{aligned} P_{K^*}^1 &= m_{K^*} \operatorname{sh}(y - \alpha) & P_{K^*}^2 &= m_{K^*} \operatorname{sh}(y + \alpha) \\ E_{K^*}^1 &= m_{K^*} \operatorname{ch}(y - \alpha) & E_{K^*}^2 &= m_{K^*} \operatorname{ch}(y + \alpha) \end{aligned}$$

En développant les relations ci-dessus, on obtient :

$$P_{K^*}^1 = m_{K^*} (\operatorname{sh} y \operatorname{ch} \alpha + (-1)^i \operatorname{ch} y \operatorname{sh} \alpha)$$

$$P_{K^*}^2 = \frac{1}{E_K} (p_2 E_{K^*} + (-1)^i e Q_{K^*})$$

$P_{K^*}^1$ et $P_{K^*}^2$ peuvent s'obtenir comme racines d'une équation du 2ème degré, la somme et le produit des racines s'écrivant respectivement

$$S = P_{K^*}^1 + P_{K^*}^2 = \frac{2}{E_K} (p_2 E_{K^*})$$

le produit

$$P = P_{K^*}^1 \cdot P_{K^*}^2 = \frac{1}{E_K^2} [p_2^2 E_{K^*}^2 - e^2 Q_{K^*}^2]$$

Nous utiliserons par la suite la quantité Δ proportionnelle au discriminant de l'équation du second degré : $X^2 - S_X + P = 0$

$$\Delta = E_X^2 e^2 Q_K^2$$

Cette quantité s'exprime également en fonction de la composante longitudinale du neutrino dans le repère au repos du K_L^0 suivant :

$$\Delta = m_K^2 e^2 P_{\text{cm}}^L{}^2$$

Remarque.

Comparaison entre les distributions P_K et P_{π}^L .

La distribution P_{π}^L obtenue expérimentalement présente une forme régulière (figure II 12) dont il convient d'analyser la structure.

Considérons un faisceau monocinétique de K_L^0 de rapidité Y_K et cherchons quelle est la valeur maximale de α correspondante ; cette valeur maximale (figure A) est obtenue pour une impulsion du neutrino maximale et parallèle au plan (t,) ; $P_{\pi}^{T(A)} = 0$.

$$m_{\pi\pi} = m_\pi + m_\pi = 0,245 \text{ GeV}$$

Des relations $m_K^2 = E_K^2 - P_K^2$ et $E_K = m_\pi + m_\pi + P_K$ on tire $(m_\pi + m_\pi)^2 + 2(m_\pi + m_\pi) P_K = m_K^2$
soit $P_K \approx 3/8$ $E_K \approx 5/4$

Les équations donnent alors comme valeur de α

$$\alpha \approx 0,7$$

L'écart maximal en rapidité est de $2\alpha = 1,4$ alors que le domaine de rapidité y correspondant à des impulsions comprises entre 2,3 et 14 GeV/c est de 1,7.

A une distribution étroite en Y_K correspond donc une distribution étalée en Y_{π}^L sur la presque totalité de son intervalle de variation.

La distribution expérimentale P_{π}^L liée à Y_{π}^L par la relation est également la superposition des distributions étalées correspondant à chaque intervalle d'impulsion P_K et nous devons nous attendre lors de la reconstruction du spectre à des difficultés en relation avec ce phénomène.

C - METHODE STATISTIQUE DE RECONSTRUCTION DU SPECTRE

1. Description et conditions d'application

Reprenons comme point de départ la méthode indiquée au paragraphe IIB. Nous avons choisi un ensemble de cases, indicé par i correspondant à des intervalles définis de l'impulsion P_{κ^0} et un ensemble semblable, indicé par k pour l'impulsion P_{η^L} . La méthode consiste à tirer n_i événements dans la case i en accord avec la forme du spectre qui sert de point de départ à la simulation et à compter le nombre n_{ik} d'événements appartenant à la case k ; ces derniers sont donc acceptés par l'appareillage tel qu'il est simulé et l'impulsion P_{η^L} recalculée à partir de P_{η} et P_{μ} , appartient à l'intervalle défini par l'indice k .

Si le nombre d'événements n_i est suffisamment grand alors le rapport n_{ki}/n_i estime la probabilité conditionnelle pour qu'un événement appartenant à la case i soit mesuré par l'appareillage dans la case k . Nous poserons $P(k/i) \equiv n_{ki}/n_i$ et nous noterons A la matrice de probabilité correspondante :

$$A = \left\| P(k/i) \right\| \quad i = 1, \dots, p \quad k = 1, \dots, q$$

Le nombre moyen d'événements mesurés par l'appareillage dans la case k est donné par la relation

$$n_k = \sum_{i=1}^p P(k/i) n_i \quad (1)$$

Nous disposons ainsi, d'une part, de la matrice A calculée par simulation, et, d'autre part, de la distribution expérimentale constituée par l'ensemble des événements reconnus par le programme de reconstruction comme provenant de la désintégration $K_L^0 \rightarrow 17\mu\nu$, chacun d'entre eux étant affecté à une case selon la valeur du P_{η^L} correspondant.

Soit $\{n_{ik}^{exp}/k=1, \dots, q\}$ cette distribution et soit $\{n_i^{sp}/i=1, \dots, p\}$ la distribution représentant le spectre que nous recherchons.

Alors si $q \geq p$ la solution si elle existe du système de q équations à p inconnues

$$n_k^{mes} = \sum_{i=1}^p P(k/i) n_i^{sp} \quad (1')$$

permet de reconstruire le spectre.

Si $q > p$ il n'existe en général pas de solution exacte au système¹, ceci étant dû :

- aux erreurs statistiques portant sur la détermination de n_k^{mes} et $P(k/i)$, (ces dernières étant importantes dans notre cas car le Monte Carlo est peu fourni).
- à l'erreur systématique provenant de ce que la simulation ne reproduit que de façon imparfaite les conditions réelles de l'expérience.

Pratiquement, les nombres n_i^{sp} sont obtenus par ajustement, les formes quadratiques minimisées étant généralement soit la variance

$$V = \sum_{k=1}^q \left[n_k^{mes} - \sum_{i=1}^p P(k/i) n_i^{sp} \right]^2$$

Soit le χ^2

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^q \left(\left[n_k^{mes} - \sum_{i=1}^p P(k/i) n_i \right]^2 / n_k^{mes} \right)$$

Dans notre cas, cette méthode conduit à une forme de spectre présentant des oscillations. Nous avons vu au paragraphe A que la distribution en p_{np}^L correspondant à un faisceau étroit en impulsion p_{k0} est étalée ; réciproquement, le faisceau (non physique) correspondant à une distribution étroite en p_{np}^L se représente par une suite de nombres n_i alternativement positifs et négatifs comme le montre la solution du système d'équations 1 pour des n_k tous nuls à l'exception de l'un d'entre eux ; le spectre reconstitué est donc la superposition des spectres oscillants correspondant aux différentes valeurs de k et si l'adéquation de la simulation qui définit les coefficients $P(k/i)$ à l'expérience qui détermine la distribution n_k^{mes} n'est pas réalisée, les oscillations des différents spectres ci-dessus ne se compensent pas. Nous avons à cet égard effectué le test suivant :

- techniquement nous avons utilisé le même découpage que celui utilisé dans la simulation $K_{\mu 3}$ (Table III 1) en prenant comme spectre celui calculé à la première itération (Fig.). Dans ces conditions les distributions $D_e = \{n_i / i \cdot 4, 7, p\}$, $D_j = \{n_k / k \cdot 1, 9\}$ et les coefficients $P(k/i)$ sont connus, D_e et D_j étant reliées par le système 1.

Si l'on remplace D_S par une distribution $D'_S = \{n'_k\}$ vérifiant la condition $|n'_k - n_k| < \sqrt{n_k}$ alors la solution en spectre D'_e obtenue par minimisation du χ^2 reste à l'intérieur d'un écart type, c'est-à-dire que le spectre reste sensiblement le même. Par contre, une distribution D''_S vérifiant une condition moins restrictive (par exemple $|n''_k - n_k| < 2\sqrt{n_k}$) donne une distribution D''_e présentant les oscillations dont nous venons de parler. Nous sommes conduits à admettre qu'il suffit d'une faible erreur systématique dans la simulation pour obtenir une solution en spectre qui n'est pas acceptable telle quelle.

2. Généralisation de la méthode

Afin de surmonter la difficulté que nous venons de rencontrer, nous sommes amenés à généraliser cette méthode en utilisant le caractère linéaire du système d'équations (1') entre les distributions $\{n_k^{mes}\}$ liées aux quantités mesurées par l'expérience aux distributions $\{n_i^{tr}\}$ qui définissent la forme du faisceau ; la propriété simple qui est à l'origine de ce caractère linéaire est la suivante :

Les particules du faisceau sont suffisamment séparées en temps pour que les distributions relatives aux quantités mesurées par l'appareillage ($\vec{p}_n, \vec{p}_\mu, \vec{p}_{\mu\mu}$) puissent s'additionner. Le caractère additif conduit à considérer un faisceau quelconque comme combinaison linéaire de sous-ensembles de ses éléments, c'est-à-dire des particules qui le composent. Nous écrivons dans le cas général le spectre du faisceau que nous cherchons à reconstituer sous la forme

$$S(p_{k*}) = \sum_{i=1}^p \alpha_i C_i(p_{k*}) \quad (3)$$

La donnée des fonctions $C_i(p_{k*})$ définissant a priori un ensemble de faisceaux de forme déterminée ; par ajustement des paramètres α_i aux données expérimentales, nous obtiendrons le faisceau de cet ensemble le plus proche du faisceau réel.

Cet ensemble de faisceaux défini par (3) peut être considéré comme un espace vectoriel réel de dimension p , dont les vecteurs de base sont définis par :

$$\vec{e}_i \equiv \mathcal{C}_i(p_{K^*})$$

le faisceau que nous recherchons étant un vecteur de cet espace.

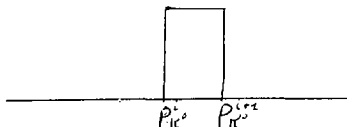
Dans l'exemple ci-dessus les fonctions $\mathcal{C}_i(p_{K^*})$ sont les fonctions en créneau $I_i(p_{K^*})$ définies par :

$$I_i(p_{K^*}) = 1 \text{ si}$$

$$p_{K^*} \in [p_i, p_{i+1}]$$

$$I_i(p_{K^*}) = 0 \text{ si}$$

$$p_{K^*} \notin [p_i, p_{i+1}]$$



$$I_i(p_{K^*})$$

Le faisceau étant ainsi représenté par des fonctions en escalier.

Nous avons choisi pour décrire l'espace de mesure de diviser l'intervalle de variation de $p_{K^*}^L$ en q intervalles égaux. Cet espace peut être considéré comme un espace vectoriel de dimensions q dont les vecteurs de base sont définis par :

$$\vec{f}_K \equiv I_K(p_{K^*}^L)$$

Alors la distribution expérimentale $P_{K^*}^L$ est représentée par un vecteur de cet espace soit :

$$\vec{V}_{exp} = \sum_{k=1}^q n_K^{mu} \vec{f}_K$$

A chaque faisceau défini par $\mathcal{C}_i(p_{K^*})$ la simulation fait correspondre une distribution en $p_{K^*}^L$ caractérisée par les nombres n_{ik} , c'est-à-dire que l'on peut définir une application linéaire, notée g , de l'espace faisceau E dans l'espace de mesure F qui à chaque vecteur $\vec{e}_i$ fait correspondre un vecteur $\vec{v}_i$ tel que

$$\vec{v}_i = g(\vec{e}_i) = \sum_{k=1}^q a_{ik} \vec{f}_k$$

Soit $\vec{S}$ un vecteur de E , $\vec{S} = \sum_{i=1}^p n_i \vec{e}_i$

Soit $g(\vec{S})$ son image $g(\vec{S}) = \sum_{k=1}^q n_k \vec{f}_k$

$$\text{Alors } g(\vec{S}) = g\left(\sum_{i=1}^p n_i \vec{e}_i\right) = \sum_{i=1}^p n_i \vec{v}_i = \sum_{i=1}^p n_i \sum_{k=1}^q a_{ik} \vec{f}_k$$

$$\text{Soit } n_k = \sum_{i=1}^p a_{ik} n_i \quad (4) \quad \forall k \in (1, \dots, q)$$

Dans le cas particulier où $\vec{e}_i = \vec{I}_i / \sqrt{2}$, le système d'équations (4) ci-dessus s'identifie au système (1), Le système (1) s'écrivant sous forme vectorielle :

$$\vec{v}_{exp} = g(\vec{S}) \text{ avec } \vec{S} = \sum_{i=1}^p n_i \vec{e}_i$$

Le fait que (1) n'ait pas de solution exacte se traduit ici par la relation :

$$\vec{v}_{exp} \notin g(E)$$

Dans ce cadre, minimiser la variance revient à projeter $\vec{v}_{exp}$ orthogonalement sur $g(E)$ et à appliquer $\vec{g}^{-1}$ sur le vecteur projection. On obtient :

$$\vec{S} = (A^t A)^{-1} A^t \cdot \vec{v}_{exp}$$

A étant la matrice de g dans la base définie par $(\vec{e}_i, \vec{f}_k)$.

La relation entre les tenseurs des variances-covariances dans les espaces E et F est définie par

$$\text{VAR}^E = (A^t \text{VAR}^F A)^{-1} \quad (5)$$

La distribution $\{n_{ir}^{me}\}$ correspondant à $\vec{v}_{exp}$ obéissant à la loi de Poisson, l'écart type est en $\sqrt{n_{ir}^{me}}$; dans la base choisie VAR^F s'écrit :

$$\text{VAR}^F = \left\| \begin{matrix} n_1^{me} \\ \vdots \\ n_q^{me} \end{matrix} \right\|$$

L'erreur calculée sur la distribution $\{ \alpha_i^{\prime\prime} \}$ s'obtient en prenant la somme carrée des termes diagonaux de la matrice VAR^E obtenue par la relation (5).

Cette approche géométrique n'a pas seulement un intérêt de mise en forme des résultats déjà obtenus au paragraphe précédent, puisqu'elle permet de sélectionner a priori un ensemble de faisceaux dont les formes sont déterminées par les fonctions $C_i(p_k)$. Nous allons par leur intermédiaire introduire dans la méthode de reconstruction l'hypothèse physique que le faisceau obtenu ne doit pas présenter d'oscillations.

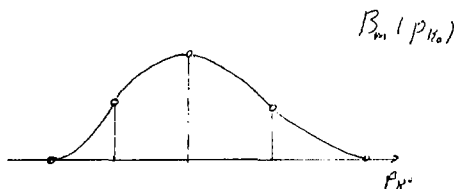
Le fondement de la méthode de lissage exposé dans la première partie du paragraphe suivant consiste à représenter le faisceau recherché comme combinaison linéaire d'un petit nombre de cubiques splines "élémentaires".

METHODES DE LISSAGE

1. Méthode des cubiques splines

a/ La méthode des cubiques spline est une méthode classique d'interpolation entre N points d'une fonction a priori inconnue. Choisissons dans le domaine d'impulsion $\mathcal{D}(p_k)$ N points d'abscisses $p_{k_1}, \dots, p_{k_N}$ et présentons le spectre du faisceau $S(p_k)$ par $N + 1$ arcs de cubiques raccordant aux N points d'abscisse ci-dessus sans discontinuité de la dérivée seconde ; chaque cubique dépend de quatre paramètres, et l'ensemble des $4(N + 1)$ paramètres est lié par $3N$ relations exprimant les conditions de raccordement ; l'ensemble des fonctions $S(p_k)$ forme un espace vectoriel E à $4(N + 1) - 3N = N + 4$ dimensions.

On peut choisir comme base particulière de cet espace des cubiques "élémentaires" $B_m(p_k)$ définies sur 4 intervalles et satisfaisant aux bornes de leur domaine de définition, aux mêmes conditions de raccordement avec la droite réelle. Les fonctions $B_m(p_k)$ représentées ci-dessous ne dépendent alors que de $4 \times 4 - 5 \times 3 = 1$ paramètre libre.

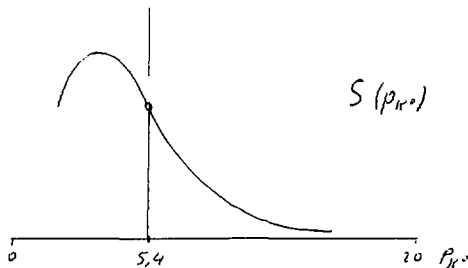


et le spectre du faisceau s'écrit alors

$$S(p_{K^0}) = \sum_{m=1}^{4N+1} a_m B_m(p_{K^0})$$

b/ Pratiquement nous n'avons utilisé qu'un seul point de discontinuité de la dérivée troisième pour $p_{K^0} = 5,4 \text{ GeV}/c$; le choix de cette valeur correspondant à une estimation de la moyenne de la distribution en impulsion.

Le spectre du faisceau est donc approché par une combinaison linéaire de cinq cubiques spline élémentaires puisque $N = 1$ au lieu d'être comme au paragraphe précédent par les fonctions en créneaux 1.



c/ L'espace de mesure F est défini par un découpage en P_{μ}^k analogue à celui utilisé au paragraphe précédent, le nombre d'intervalles passant de 11 à 22, ce qui approche de plus près la distribution expérimentale.

d/ Pour ajuster les cinq paramètres a_m définissant $S(\rho_m)$ nous devons calculer les coefficients $P_B(k/m)$ analogues aux $P(k/i)$ calculés pour les fonctions en escalier. La limitation du temps machine ne nous ayant pas permis une estimation directe des $P(k/m)$ en entrant les fonctions $B_m(\rho_m)$ dans le Monte Carlo, nous les avons calculés de manière approchée de la façon suivante :

Considérons un découpage en P_{μ}^k indicé par i et soit p le nombre des intervalles, on peut estimer la probabilité pour un événement appartenant à une cubique spline élémentaire définie par B_m d'avoir une impulsion P_{μ}^k appartenant à l'intervalle i par la quantité :

$$P(i/m) = \Delta m_i / \sum_{i=1}^5 \Delta m_i$$

avec

$$\Delta m_i = \int_{\rho^i}^{\rho^{i+1}} B_m(\rho) d\rho$$

On déduit par application du théorème des probabilités composées :

$$P_B(k/m) = \sum_{i=1}^p P(k/i) P(i/m)$$

les coefficients $P(k/i)$ étant calculés directement à partir de la simulation comme nous l'avons vu en III C.

e/ Nous sommes maintenant dans les conditions d'application de la méthode développée en III C. L'ajustement des 5 paramètres a_1 à la distribution expérimentale est effectué par minimisation du χ^2 ; le nombre de

degré de liberté N_{cl} étant égal à $22 - 5 = 17$, nous avons trouvé une valeur de 30 pour le χ^2 . Le spectre correspondant est représenté en figure III.1. La comparaison des distributions correspondantes en $P_{\eta\mu}^L$ et $\Delta/4 E_{\eta\mu}^2$ avec les données expérimentales est figurée en IV.2, IV.3.

La valeur du χ^2 / N_{cl} égale à 1,77 est relativement élevée; les causes principales nous semblent provenir éventuellement :

- de la statistique trop faible du Monte Carlo,
- de la méthode de lissage utilisée ; alors nous en proposons une deuxième très différente dans la section suivante,
- une erreur systématique trop grande provenant de l'inadéquation de la simulation à l'expérience ; l'examen de cette erreur fera l'objet du dernier paragraphe.

2. Méthode de lissage en continuité.

a/ Différents essais effectués en utilisant une approximation du faisceau par des fonctions en escalier (par. III C) nous ont montré que des spectres de formes très différentes sont, par ajustement aux données expérimentales, déterminés avec des valeurs de la variance (ou du χ^2) très voisines. Nous avons alors pensé à choisir a "posteriori" parmi l'ensemble des faisceaux relatifs à des valeurs comprises dans un petit intervalle de χ^2 , ceux dont la décroissance entre 4 et 14 GeV/C est régulière. Une façon d'opérer est de minimiser non pas la variance elle-même mais une forme quadratique Q définie par :

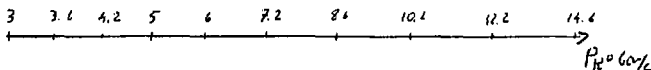
$$Q = V + \lambda T$$

V est la variance

T définit la contrainte de lissage

λ est le facteur fixant l'importance relative de T et de V

Les variables de définition de l'espace faisceau et de l'espace de mesure sont les rapidités Y_K^0 et $Y_{\eta\mu}^L$; le découpage en 9 intervalles égaux de largeur .177 correspond à la division en P_K^0 ci-dessous



b/ Définition de T.

L'ensemble des nombres n_i définissant le faisceau, nous avons posé :

$$T = \sum_{i=1}^{p-2} \left[\frac{n_i + n_{i+1}}{2} - n_{i+1} \right]^2$$

T est une estimation de la variation des dérivées secondes quand on passe de l'intervalle i à l'intervalle $i + 1$; T décroît quand les oscillations diminuent, la nullité de T correspondant à une distribution linéaire.

c/ Choix de λ .

Le spectre du faisceau obtenu dépend de λ , la courbe représentative étant d'autant plus raide que ce dernier est plus grand ; bien qu'il relève d'un certain arbitraire, nous l'avons fixé de la façon suivante :

La variation de T en fonction de X^2 est représentée en figure III.4 ; T décroît très rapidement pour une faible augmentation du X^2 dans l'intervalle $9,5 \leq X^2 \leq 12,5$, puis décroît très lentement ensuite. C'est-à-dire que l'on obtient un lissage du spectre sans s'écarter beaucoup de la distribution expérimentale en définissant Q par le choix du correspondant. Si l'on voulait obtenir un meilleur lissage ce serait au prix d'un X^2 beaucoup plus élevé. Le spectre obtenu par cette méthode est représenté en figure III.1.

d/ Bien que cette méthode de lissage soit quelque peu "brutale", l'accord avec le faisceau obtenu par la méthode de spline est bon entre 4 et 12 GeV/c. Le désaccord pour les impulsions très grandes ou très petites peut être dû au principe même de cette méthode de lissage ; nous avons constaté en l'appliquant sur le faisceau qui définit la simulation, une variation de 10 % à 50 % pour des impulsions n'appartenant pas à l'intervalle ci-dessus, l'écart étant limité à 6 % dans l'intervalle en question. Le X^2 correspondant est de 10 et mesure dans ce cas l'erreur due à la méthode elle-même. La comparaison avec la valeur précédente de 12,5 permet de conclure à la stabilité des résultats obtenus entre 4 et 12 GeV/c.

E - TEST DE COMPARAISON SIMULATION EXPERIENCE

Les figures II 11 , II 12 , qui représentent les distributions en P_n , P_μ , $P_{n\mu}$ des événements simulés et des événements expérimentaux montrent qu'il existe un accord raisonnable entre les unes et les autres. Toutefois, l'emploi de techniques de lissage et la valeur assez élevée du χ^2 / Ndl calculée en III D1 nous a amené à effectuer un test de comparaison plus précis.

Les deux échantillons, simulés et expérimentaux sont ceux définis en tête de chapitre, relatifs à la période de décembre.

Les deux paramètres de comparaison sont $P_{n\mu}^L$ et Δ , le premier lié à la somme des deux solutions en impulsion P_K^1 et P_K^2 , le second lié à leur différence.

1. Principe du test.

On considère ℓ populations distribuées dans r cases ; le test consiste à déterminer la probabilité pour que les différentes populations soient réparties dans les cases suivant la même loi $\mathcal{L}$. La meilleure estimation que l'on puisse faire de cette loi $\mathcal{L}$ est obtenue en considérant la distribution relative à l'union des ℓ populations.

Soit m_{ij} le nombre d'éléments de la population i dans la case j . Posons :

$$N_K = \sum_{i=1}^{\ell} m_{i,K} \quad \text{et} \quad N = \sum_{K=1}^r N_K$$

la répartition dans chaque case est alors estimée par $P_j = N_j / N$

Posons

$$M_i = \sum_{j=1}^r m_{ij}$$

Si les deux populations sont réparties suivant $\mathcal{L}$, alors on s'attend à ce que la case j contienne $P_j M_1$ éléments avec la probabilité $P_j M_1/N$.

La valeur du χ^2 est alors obtenue par la relation :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (n_{ij} - P_j M_i)^2 / n_{ij}$$

le nombre de degrés de liberté étant défini par

$$N_{dl} = (N_c - 1) / (N_r - 1)$$

2. Mise en oeuvre.

Dans le plan des deux variables $P_{\pi\mu}$ et Δ on constitue le quadrillage 11 x 9 intervalles égaux.

Les deux échantillons sont constitués par les populations simulées et expérimentales. Ils sont répartis dans les cases définies par ce quadrillage ; le nombre de degrés de liberté correspondant est donc de 98.

Nous avons trouvé une valeur du χ^2 égale à 277.

La comparaison des écarts case par case montre que ce sont les cases du pourtour pour lesquelles ceux-ci sont les plus importants.

Nous avons effectué alors les coupures suivantes :

- nous avons éliminé les événements pour lesquels $P_{\pi\mu}^L \leq 3 \text{ GeV}/c$, ceci correspondant aux domaines pour lesquels un pourcentage relativement important des muons sont arrêtés par le mur de fer. La loi suivant laquelle les muons traversent le mur n'étant qu'approchée, une erreur systématique a des effets importants dans cet intervalle.
- nous avons coupé les événements pour lesquels $\Delta \leq -0,1$. Dans ce domaine, la contamination par les événements $K\ell 3$ est supposée être importante, ainsi que les événements pour lesquels $\Delta \geq 3$.

Cette dernière coupure élimine des événements pour lesquels l'énergie du V^0 est grande dans le repère du laboratoire, et les angles entre les directions du π et du μ et l'axe du faisceau petits dans le système au repos du K_L^0 (rappelons que $\Delta = m_{K^*}^2 - e^2 - p_{cm}^2$). Dans ce cas le désaccord constaté est corrélé à la difficulté de reproduire par Monte Carlo le mode de reconstruction des événements du programme d'analyse.

Après avoir effectué ces coupures, la valeur calculée du χ^2 est de 64,6 pour 45 degrés de liberté, correspondant à une probabilité de 4,5 %

3. Conclusion

Ce test ne rejette donc pas l'hypothèse que nous avons faite d'un accord entre la simulation et les conditions expérimentales, la probabilité que l'on obtient étant raisonnable et les coupures affectant essentiellement la zone de basses impulsions et de discriminant négatif. Nous estimons donc avoir utilisé les méthodes de lissage dans des conditions satisfaisantes.

Les valeurs numériques en pourcentage définissant le spectre obtenu par la méthode des cubiques spline après coupures sont indiquées dans le tableau ci-dessous ; ce spectre qui définit les sections efficaces calculées au chapitre suivant et représenté en figure III.5 est comparé au spectre d'Hagedorn.

p_{K^0} GeV/C	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-10	10-12	12-14
N_1/N	.237	.176	.132	.097	.069	.048	.053	.024	.013

F - COMPARAISON DU SPECTRE OBTENU AVEC LE MODELE THERMODYNAMIQUE DE GROTE RANFT HAGEDORN

Les conditions de validité du modèle thermodynamique sont analysées par l'une des auteurs (RANFT) dans "Particle Spectra CERN 70".

Le modèle a été construit pour interpréter la production de particules dans les collisions proton-proton pour une gamme d'impulsion du proton incident compris entre 19 GeV/c et 70 GeV/c. Le phénomène qui est supposé modifier les résultats quand on s'intéresse à la diffusion proton noyau est celui des cascades intranucléaires. Une particule créée lors de la première interaction proton-proton diffuse de nouveau sur les éléments du même noyau, perd de l'énergie dans ces collisions et produit de nouvelles particules. Ainsi dans notre cas la partie haute impulsion du spectre est diminuée.

Soit : $\left(\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right)_{p-p}$ et $\left(\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right)_{p-Noyau}$ les sections efficaces

de production d'une particule déterminée et $\sigma_{abs, p-p}$, $\sigma_{abs, p-Noyau}$ les sections efficaces d'absorption; Diddens a pu établir pour des impulsions secondaires relativement grandes que le rapport

$$R(p, \theta) = \frac{(d^2\sigma/dp d\Omega)_{p-Noyau}}{(d^2\sigma/dp d\Omega)_{p-p}}$$

varie comme $A^{2/3}$, A étant la masse atomique du noyau, mais est inférieur à

$\frac{\sigma_{abs, p-Noyau}}{\sigma_{abs, p-p}}$ ce qui va dans le sens d'une atténuation de la partie haute impulsion du spectre.

L'application du modèle thermodynamique donne dans ces conditions des résultats compatibles avec les mesures pour des impulsions secondaires telles que $P_0/4 < p < P_c$ où P_c est la limite cinématique et P_0 l'impulsion primaire.

Dans notre cas, P_c est de l'ordre de 21 GeV et $P_0/4 = 6$ GeV.

Pour des impulsions primaires inférieures à 6 GeV, le modèle n'est pas applicable, on s'attend à ce que l'effet des cascades intranucléaires augmente les sections efficaces.

La comparaison entre le faisceau théorique d'Hagedorn et le spectre que nous avons obtenu (Fig. III.5) montre dans cette partie du spectre un accord qualitatif ; il apparaît que la partie basse du spectre a une contribution beaucoup plus élevée que celle prévue par le modèle thermodynamique comme signalé par Ranft ; mais il semble toutefois que la partie haute du spectre est moins importante que celle prévue et que les corrections introduites au modèle $p - p$ pour tenir compte de l'atténuation de cette partie ne soit pas suffisantes.

En conclusion, les résultats que nous avons obtenus ne sont pas tout à fait compatibles avec les prédictions du modèle thermodynamique et vont dans le sens des réserves apportées par Ranft à l'utilisation de ce modèle dans les conditions expérimentales qui sont les nôtres.

Légende des figures - Chapitre III

- III.1. Comparaison des formes de spectre du faisceau obtenus par les deux méthodes de lissage.
- III.2. Comparaison en $P_{n_f}^L$ des données expérimentales et du faisceau reconstitué.
- III.3. Comparaison en variable $\Delta/4L_{\text{eff}}^2$ dans les mêmes conditions.
- III.4. La valeur de la forme quadratique T est représentée en fonction de χ^2 .
- III.5. Spectre du faisceau obtenu et spectre théorique d'Hagedorn.

FIG III -1

- Spectre "cubique spline"
- Spectre "lissage en continuité"

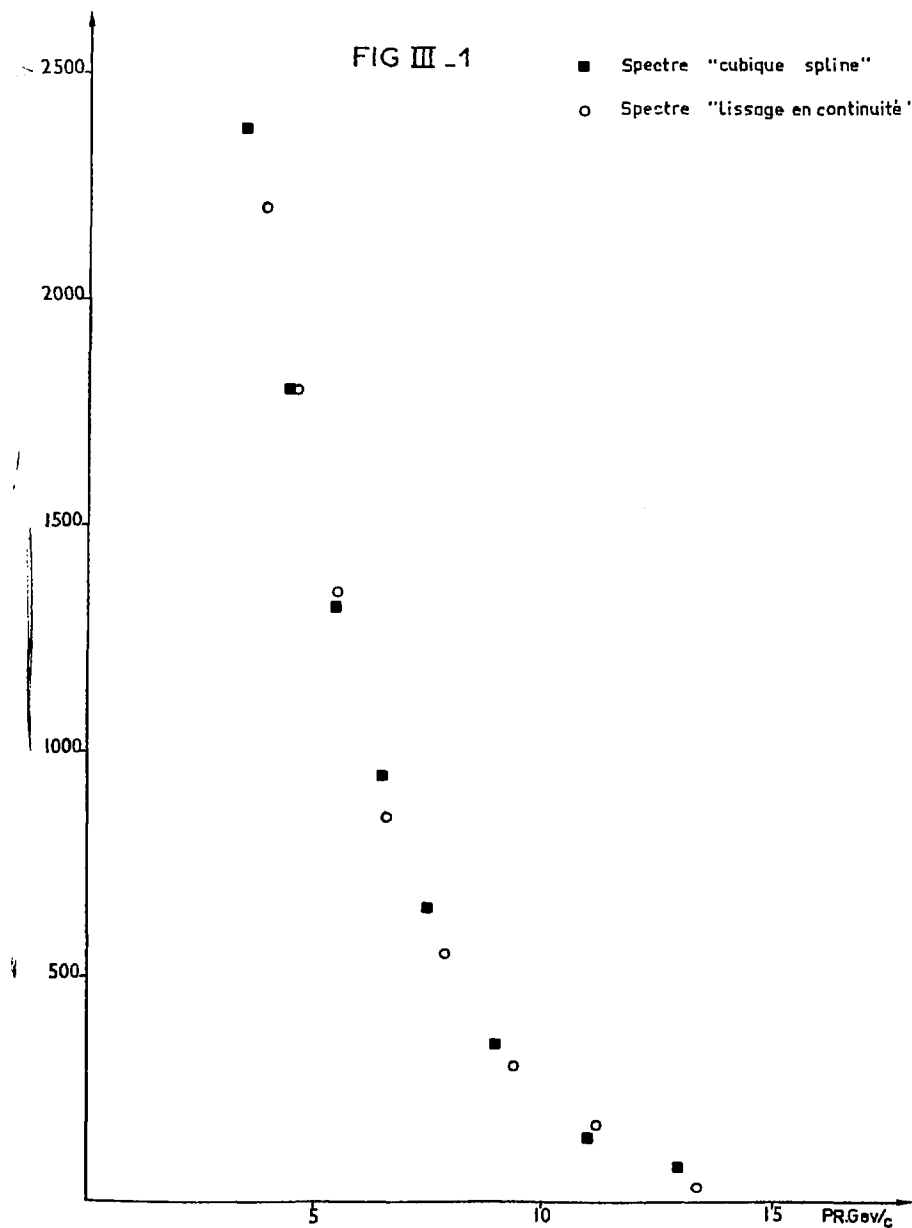


Fig. 2

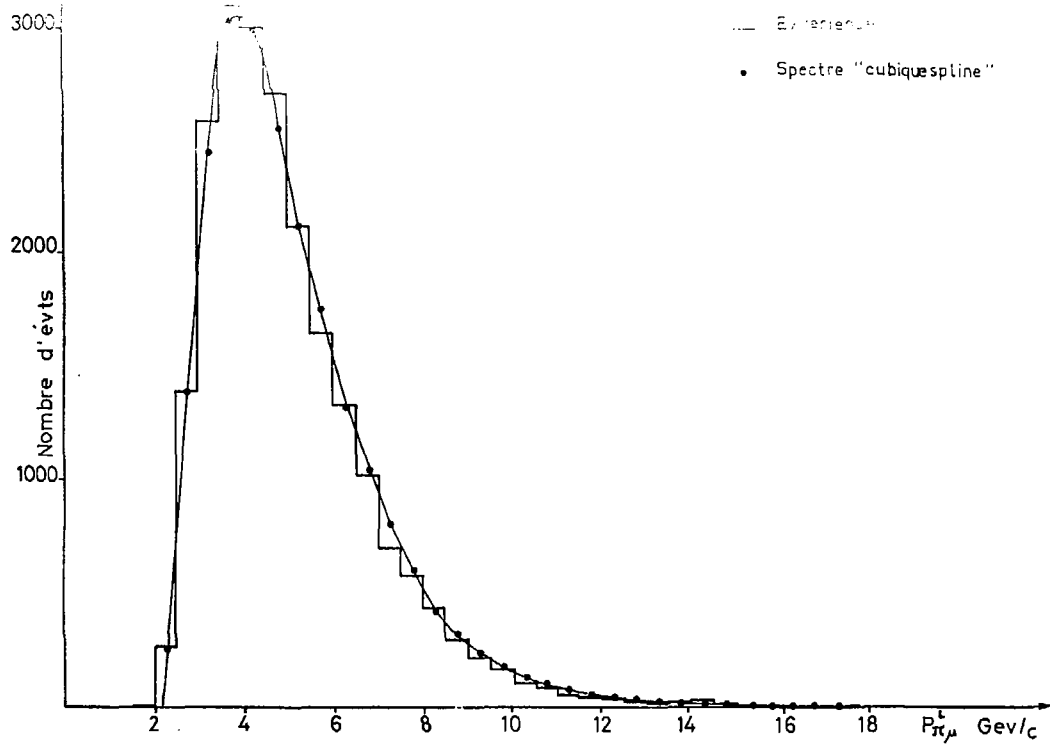


FIG III 3

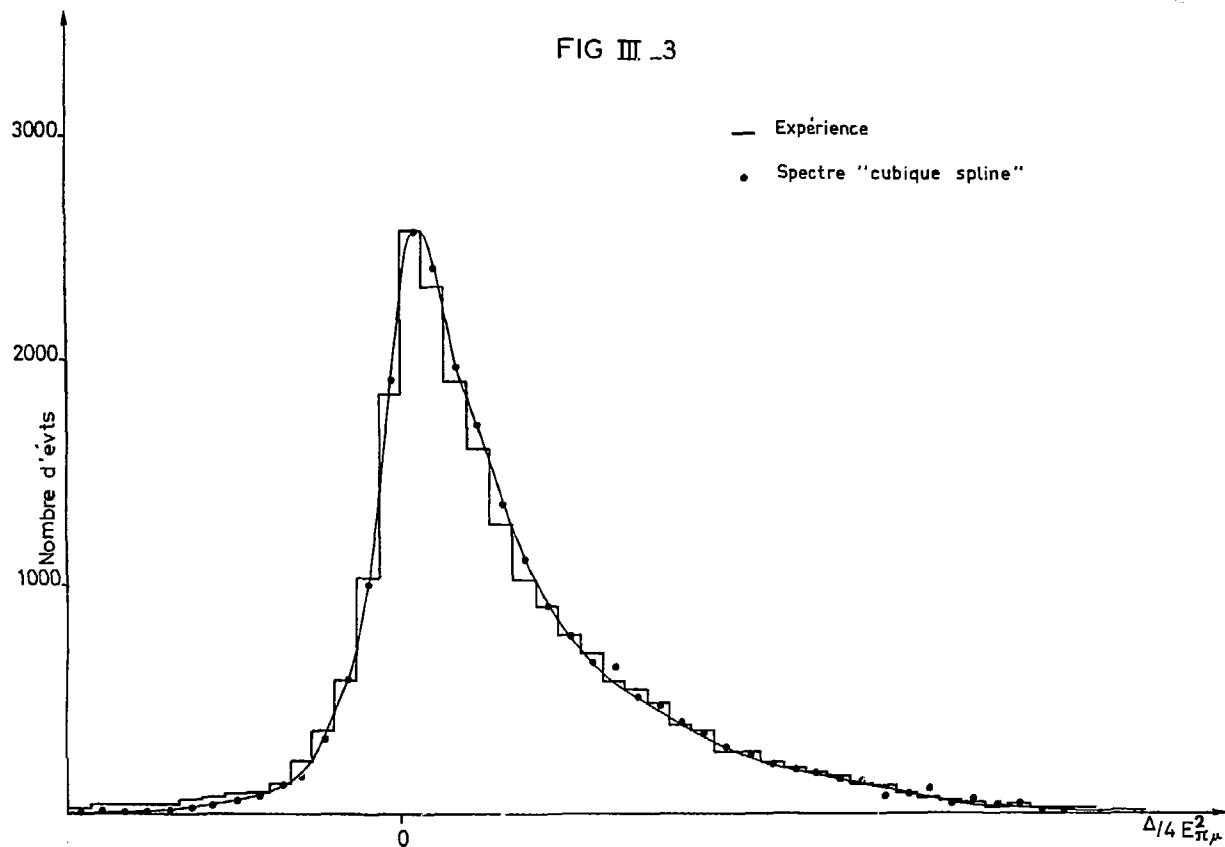


FIG III_4

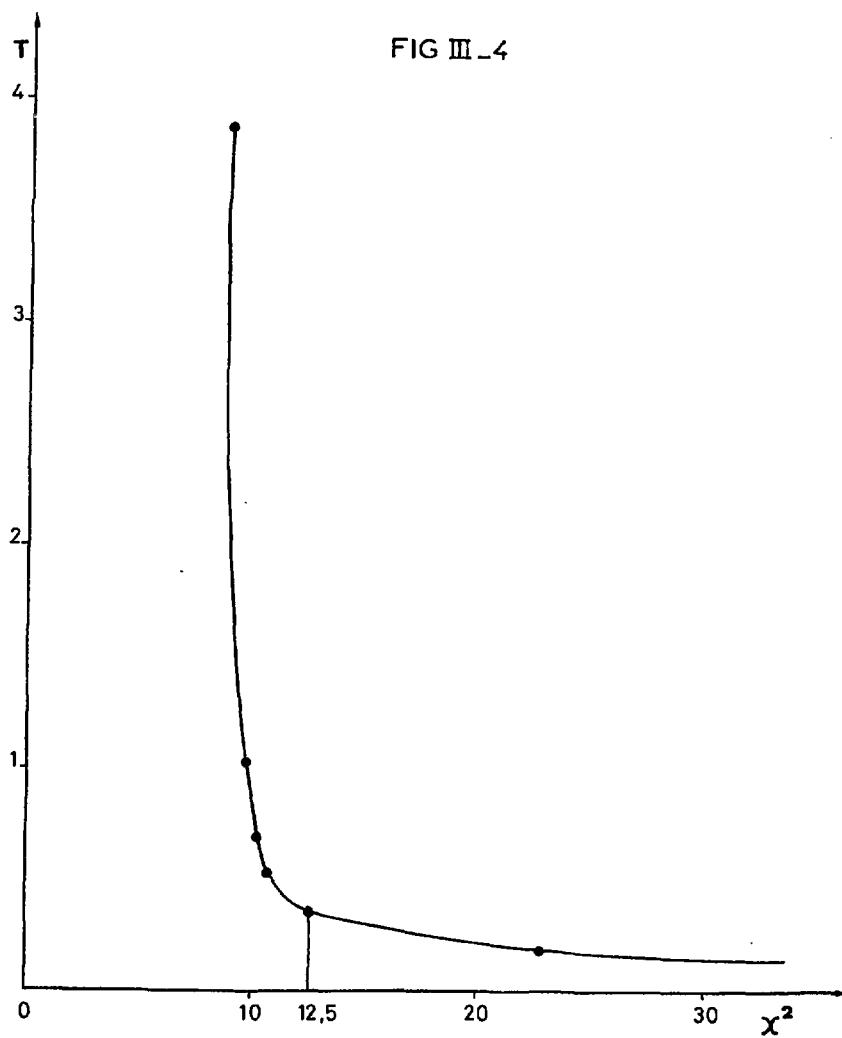
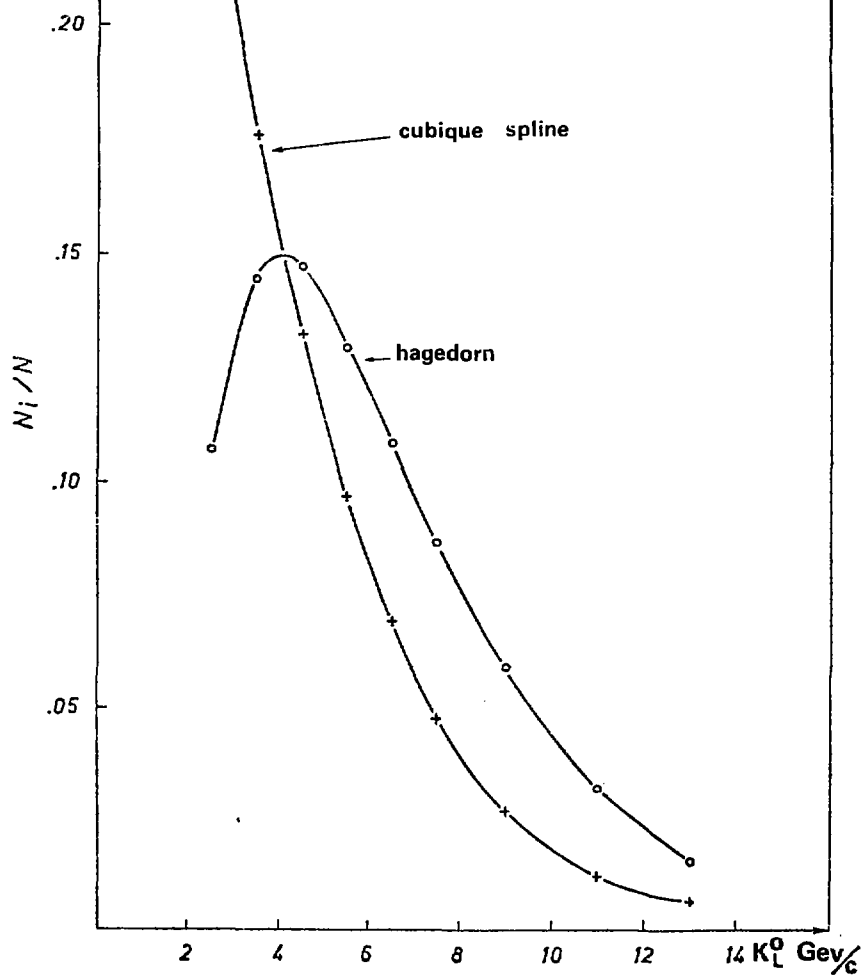


FIG III-5



CHAPITRE IV

SECTIONS EFFICACES ET TESTS DE MODÈLES

A - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

Les facteurs qui rentrent dans le calcul des sections efficaces différentielles $K_{Lp}^0 \rightarrow K_{Sp}^0$ sont soit des résultats de mesures brutes effectuées par l'appareillage ou estimées par simulation, soit l'expression des résultats fournis par le programme d'analyse des données.

1. Nous noterons NCM le nombre d'événements candidats dont les configurations ont été vues par le dispositif de sélection (Trigger $K\mu 3$) et enregistrées par le système CAMAC. Le nombre a été corrigé à partir des données brutes en utilisant le fait qu'une proportion constante de ceux-ci a été prélevée pour calculer le faisceau. Nous noterons NTRIG 3 le nombre d'événements de cet échantillon et NFIT 3 le nombre de ceux qui ont été reconnus par le programme de reconstruction comme étant effectivement des événements correspondant à la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$. La valeur de NCM est de 18.79×10^6 pour toutes les périodes.

2. Nous noterons NEXP (p,t) le nombre d'événements considérés par le programme d'analyse comme étant des événements $K_{Lp}^0 \rightarrow K_{Sp}^0$ d'impulsion comprise entre p et p + dp, de transfert compris entre t et t + dt.

3. Les facteurs calculés par le programme de simulation sont :

- l'acceptance différentielle ACCKS (p,t) qui est représentée par les courbes de la figure II.21.
- l'acceptance globale de l'appareillage pour le faisceau AGKL qui permet d'estimer le nombre total de K_L^0 qui ont traversé la cible pendant le temps d'enregistrement de l'appareillage. Sa valeur moyenne sur toutes les périodes de prise de données est de $1.62 \cdot 10^{-3}$.

4. Les facteurs d'efficacité du programme de reconstruction ; leur estimation est délicate car on ne peut que difficilement évaluer la part du bruit de fond et celle de l'efficacité proprement dite. Nous allons y revenir. Nous noterons $E\epsilon K_S$ l'efficacité du programme de reconstruction des événements $K_L K_S$ et $E\epsilon B F$ le rapport (nb événements $K_L^0 \rightarrow \eta \mu \nu$ / nb événements $K_L^0 \rightarrow \eta \mu \nu$ + bruit de fond).

Rappelons la formule donnant les sections efficaces.

$$N(p, t) = \frac{dJ}{dt}(p, t) \int dp n_k \phi(p) \quad (1)$$

avec $N(p, t)$ = nombre d'événement $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ pendant la période d'enregistrement, d'impulsion $(p, p + dp)$ de transfert $(t, t + dt)$.

$\phi(p)$ = le nombre de K_L^0 d'impulsion $(p, p + dp)$ arrivant sur la cible durant cette même période.

Nous noterons $\int \phi(p) dp$ le nombre total de K_L^0 correspondant.

Nous faisons l'hypothèse à laquelle nous a conduit l'étude du programme, à savoir qu'il ne subsiste plus de bruit de fond dans les événements reconstruits par le programme.

Cette hypothèse nous conduit à une première relation entre

$N(p, t)$ et $NEXP(p, t)$

$$NEXP(p, t) = N(p, t) \times AGKLS(p, t) \times R_S \times E\epsilon KLS$$

ou de façon équivalente

$$N(p, t) = NEXP(p, t) / [AGKLS(p, t) \times R_S \times E\epsilon KLS]$$

Elle nous conduit à une deuxième relation entre NCM et $\int \phi(p) dp$

$$NCM = \int \phi(p) dp \times AGKL \times R_L / E\epsilon B F$$

ou de façon équivalente

$$\int \phi(p) dp = NCM \times E\epsilon B F / [AGKL \times R_L]$$

Nous pouvons alors réécrire (1) sous la forme,

$$\frac{1}{\epsilon_{IP}}(p, t) = \frac{1}{\rho_p \rho_n} \frac{NEXP(p, t)}{SKL \times NCM} \frac{R_L}{R_S} \frac{AGKL}{ALCKS(p, t)} \frac{1}{EFFICKS \cdot ESBF}$$

avec $SKL = \frac{Q(p, t)}{\int Q(p, t) dt}$ quantité déterminée par le spectre du faisceau obtenu au chapitre précédent.

Il reste à évaluer le terme : $\frac{1}{EFFICKS \times ESBF}$

Nous faisons les hypothèses suivantes :

1. L'efficacité de reconstruction d'un événement $K_L^0 \rightarrow K_S^0 p$ est le produit de l'efficacité de reconstruction du V_0 , multipliée par l'efficacité de reconstruction de l'événement sachant que le V_0 correspond bien à l'événement ; nous poserons cette dernière égale à l'efficacité du bras proton, soit : $EFFICKS = EFFIL(V_0(KS)) \cdot EFFIL(p)$ (2)

2. L'efficacité de reconstruction d'un V_0 issu de la désintégration du K_S^0 est la même que celle d'un V_0 issu de la désintégration du K_L^0 . Cette hypothèse est raisonnable car l'appareillage, nous l'avons vu au chapitre I a été conçu pour cela : $EFFIL(V_0(KS)) = EFFIL(V_0(KL))$.

Ainsi de la relation $NFIT3 / NTRIG3 = ESBF \cdot EFFIL(V_0(KL))$ qui exprime que le programme de reconstruction a, d'une part, éliminé le bruit de fond et, d'autre part, perdu un certain nombre d'événements $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et de (2), nous pouvons déduire :

$$\frac{1}{EFFICKS \cdot ESBF} = \frac{NTRIG3}{NFIT3} \cdot \frac{EFFIL(V_0(KL))}{EFFIL(V_0(KS)) \cdot EFFIL(p)}$$

et suivant (3) :

$$= \frac{NTRIG3}{NFIT3} \cdot \frac{1}{EFFIL(p)}$$

Ces deux dernières quantités se calculant à partir des résultats du programme de reconstruction.

Enfin, nous avons multiplié les sections efficaces obtenues par $\frac{1}{1-H}$ H étant la probabilité globale d'interaction d'un pion dans les compteurs ou les chambres du spectromètre avant ; H est estimé à 1 %.

Les résultats numériques sont disposés en table IV.1, les erreurs sont purement statistiques ; les courbes à impulsion constante sont représentées en figure IV.1.

B - ANALYSE PHENOMENOLOGIQUE

1. Sections efficaces à énergie constante

Les courbes disposées en figure IV.1 font apparaître une rupture de pente pour $t = -0,3 \text{ GeV}^2$ à toute énergie entre 4 et 12 GeV/C ; cette rupture est particulièrement marquée entre 4 et 7 GeV/C et s'atténue pour les énergies supérieures. Nous notons un accord sur ce point l'expérience du SLAC ⁽¹⁰⁾ (Fig. IV.8.a) qui parvient au même résultat dans la gamme d'énergie inférieure (1 - 10 GeV/C). Aucune structure n'apparaît pour des valeurs de $|t|$ plus élevées.

Parametrons les amplitudes flip et non flip sous la forme générale de Regge

$$f_{\Delta 1} = \beta_{\Delta 1}(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}$$

La contribution du facteur de signature dans l'hypothèse d'une trajectoire de Regge simple implique :

$$\beta_{\Delta 1}(t) \propto 1 - e^{-i\pi\alpha(t)}$$

Anticipant sur la section suivante nous remarquons que (fig. IV 2) le premier zéro en transfert du résidu s'obtient pour $t = -0,6$ ($\alpha(t) = 0$) ; en conséquence nous devrions obtenir un dip dans nos sections efficaces pour cette valeur du transfert et ce n'est pas le cas. Par contre, un tel dip est effectivement observé dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n$ avec échange de la trajectoire du ρ .

Il nous semble plus intéressant d'adopter une paramétrisation provenant de considérations géométriques et nous en donnons ici à titre indicatif une application simple.

Il est bien connu et nous le reverrons plus en détail lors de la description des modèles géométriques que dans le cadre d'une diffusion périphérique on peut choisir la paramétrisation.

$$\beta_1 \propto J_0(R\sqrt{1-t})$$

$$\beta_2 \propto J_2(R\sqrt{1-t})$$

où R est le rayon du proton.

La section efficace à énergie constante s'écrit de façon élémentaire :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \alpha^2 J_0^2(R\sqrt{1-t}) + \beta^2 J_2^2(R\sqrt{1-t})$$

Le premier zéro de $J_0(z)$ s'obtient pour $z = 2,4$ correspondant à $t = -0,25$, le premier zéro de $J_2(z)$ s'obtient pour $z = 3,83$ correspondant à $t = -0,6$.

En normalisant les coefficients α et β sur nos résultats pour $P_{\text{LAB}} = 6,5 \text{ GeV}/c$ nous avons obtenu par un ajustement rapide à la main : $\alpha^2 = 500$, $\beta^2 = 400$; la courbe correspondante figure en IV 2 et rend compte du phénomène de rupture de pente.

Les coefficients α et β ayant des valeurs numériques voisines, dans cette formulation simplifiée nous obtenons une contribution égale des amplitudes flip et non flip aux sections efficaces; l'annulation de $J_2(R\sqrt{1-t})$ pour $t = -0,6$ n'entraîne pas l'existence de structures particulières dans cette zone de transfert, sa variation en fonction de $-t$ étant trop lente.

Par contre, dans la diffusion $p \rightarrow n^0 n$, la contribution de l'amplitude non flip est petite, comme l'indique la diminution des sections efficaces pour des valeurs de t qui tendent vers zéro ($\alpha^2 \ll \beta^2$), et le zéro de $J_2(R\sqrt{1-t})$ permet d'interpréter le dip constaté expérimentalement dans la zone de transfert $t = -0,6$.

Enfin, l'absence de données pour $|t| \leq 0,1 \text{ GeV}^2$ ne nous permet pas de mesurer la phase de l'amplitude pour $t = 0$, l'extrapolation étant trop hasardeuse. Il faut noter que lors de la conception de l'expérience (1971) les prévisions de la valeur critique de t étaient très imprécises et nous avons en priorité cherché à couvrir une zone de transfert raisonnable en mettant au second plan la zone concernant le pic avant $[0, 0,1 \text{ GeV}^2]$.

2. Sections efficaces à transfert constant

a/ Résultats expérimentaux

Les sections efficaces sont paramétrées suivant la relation classique

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

qui s'écrit également

$$\text{Log } \frac{d\sigma}{dt} = [2\alpha(t) - 2] \text{Log } s + K(t)$$

Nous avons choisi douze valeurs de t dans l'intervalle (0,1, 1,5 GeV) et déterminé les douze valeurs correspondantes de $\alpha(t)$ par ajustement linéaire suivant la relation précédente. Les résultats obtenus figurent en IV.3.a.b.c.

L'examen que nous nous proposons de faire de la trajectoire effective est fondé sur les trois types de résultats suivants :

- ceux obtenus ci-dessus,
- la masse du ω et son moment angulaire, $m_\omega = 783 M_e, J_\omega = 1$
- les résultats à transfert nul, concernant l'intercept $\alpha(0)$ provenant des sources suivantes :

α) Les mesures de l'expérience du SLAC (Fig. IV.8.b) $K_{L^p}^{(10)} \rightarrow K_{S^p}^{(0)}$ conduisent à une valeur de l'intercept déduite de la dépendance en énergie

$$\alpha(0) = 0,3 \pm 0,03^*$$

Les auteurs notent le désaccord entre cette valeur et celle déduite de leur mesure de phase :

$$\alpha(0) = 0,49 \pm 0,05$$

et l'attribuent sans justification exprimée à une brisure de la relation phase énergie dans l'approximation à un pôle de Regge ; une telle conclusion est infirmée par les résultats suivants.

β) Les ajustements effectués par Bouquet et Diu⁽²⁾ sur les différences de sections efficaces totales K^-d , K^+d et $\bar{p}d$, pd qui permettent de calculer l'intercept du ω ; l'isospin du deutérium étant nul, le p ne peut contribuer. Les

* Les barres d'erreurs incluent les erreurs systématiques sur la forme du spectre dans cette expérience.

valeurs des intercepts relatifs à ces deux réactions sont :

$$\alpha_{\omega}(0) = 0,47 \pm 0,02$$

$$\alpha_{\omega'}(0) = 0,43 \pm 0,02$$

l'ajustement global conduit alors pour l'intercept du ω à

$$\alpha_{\omega}(0) = 0,44 \pm 0,01$$

g) Les mesures effectuées par Birulev et al.⁽¹²⁾ en régénération cohérente entre 14 et 50 GeV/C déterminent le module et la phase de l'amplitude à transfert nul, les valeurs correspondantes de l'intercept étant :

$$\alpha(0) = 0,48 \pm 0,14$$

$$\alpha'(0) = 0,47 \pm 0,05$$

Roehrig et al.⁽¹³⁾ ont mesuré la phase et le module de l'amplitude de régénération cohérente sur carbone entre 30 et 150 GeV/C. Les résultats de ces mesures conduisent à une valeur de l'intercept :

$$\alpha'(0) = 0,39 \pm 0,014$$

plus basse que celles obtenues précédemment. Ceci est dû au fait que la régénération sur noyau fait intervenir un couplage avec le pomeron ce qui a pour effet de faire baisser l'intercept.

b/ Examen de la trajectoire effective

a) Avec une paramétrisation linéaire de la trajectoire effective :

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

l'ajustement effectué sur les 12 valeurs de $\alpha(t)$ que nous avons calculées dans la section précédente conduit au résultat suivant :
(Fig. IV.4)

$$\alpha(0) = 0,51 \pm 0,07$$

$$\alpha' = 0,88 \pm 0,09$$

La valeur du χ^2 est de 2,07 et la probabilité correspondante est supérieure à 0,99. La trajectoire et l'enveloppe des erreurs est représentée en figure IV.4.

La masse du ω étant fixée la valeur du spin obtenue par extrapolation dans la zone de transfert positif est :

$$J = 1,04 \pm 0,1$$

Nous avons représenté notre trajectoire effective en figure IV.5 et comparé celle-ci aux valeurs de $\alpha_{\rho}(t)$ ⁽¹⁴⁾ déterminées dans la réaction d'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ dominée par l'échange du ρ . Il ressort de cette comparaison que la dégénérescence d'échange est vérifiée à une bonne approximation.

Si l'on permet à la forme de la trajectoire une plus grande souplesse en la paramétrant par un polynôme du 3ème degré, l'ajustement opéré en la contraignant à passer par le ω conduit également à une probabilité supérieure à 0,99, l'erreur calculée sur l'intercept étant un peu plus grande (Fig. IV.6.).

(3) La comparaison de la valeur de notre intercept avec celui de Brandenburg $\omega(0) = 0,3 \pm 0,03$ met en évidence un désaccord significatif. Une hypothèse que nous pouvons faire sur l'origine de ce désaccord est que les effets des résonances Σ produites en voie s ne sont pas négligeables dans le domaine d'impulsion $1 \leq P_{\text{LAB}} \leq 4$ GeV/c où est l'essentiel de la statistique obtenue par ces auteurs. Il n'est pas alors évident qu'une paramétrisation à la Regge soit adaptée à la description de la dépendance en énergie des sections efficaces.

(4) La valeur de l'intercept que nous avons obtenue est légèrement supérieure à celle de l'intercept du ω obtenue par Diu ; la détermination de Birulev se trouvant à mi-chemin.

Nous avons alors cherché dans quelle mesure ces résultats à transfert nul sont compatibles avec nos résultats obtenus dans un intervalle de transfert assez large ; nous avons repris notre paramétrisation de la trajectoire effective par un polynôme du troisième degré, en contraignant

celle-ci à passer par le ω . L'ajustement effectué donne une valeur du χ^2 de 2 ; la probabilité correspondante étant supérieure à 0,99. Nous avons représenté en figure IV.7 les résultats de cet ajustement. L'hypothèse d'une trajectoire effective confondue avec celle du ω est donc compatible avec nos résultats.

C - TEST DE MODELES

Les divers ingrédients composant les modèles qui suivent sont classés, pôles et coupures de Regge, dualité et périphérisme ; nous avons dans ce paragraphe tenté de les confronter avec les résultats expérimentaux que nous avons obtenus plutôt que de nous prononcer définitivement pour tel ou tel modèle. D'autre part, nous avons la possibilité de comparer par leur intermédiaire nos résultats avec ceux d'expériences antérieures (SLAC⁽¹⁰⁾).

La première catégorie de modèle (modèles 1 et 2) fait intervenir une paramétrisation des amplitudes au moyen de termes provenant uniquement de la théorie de Regge (pôles et coupures), tandis que la deuxième catégorie (modèles 3 et 4) fait intervenir l'hypothèse de dualité et des considérations géométriques de voie 5.

Nous avons ajusté les différents modèles sur trois ensembles de données :

- l'ensemble 1 est constitué de nos données seules,
- l'ensemble 2 est constitué de nos données et de celles de Galbraith⁽¹⁵⁾ concernant la différence des sections efficaces totales K^-n et K^+n , entre 6 et 18 GeV/c. Les données permettent via SU2 et le théorème optique de calculer la partie imaginaire de l'amplitude vers l'avant.

$$\Delta \sigma_{K^+n}^{\text{TOT}} = \sigma_{K^+n}^{\text{TOT}} - \sigma_{K^-n}^{\text{TOT}} = \frac{3\pi}{9} \text{Im } A_{K^+p \rightarrow K^+p}$$

La partie réelle de l'amplitude étant déterminée par le modèle considéré,

- l'ensemble 3 est constitué des données de l'ensemble 2 auquel nous avons ajouté celles de Brandenburg.

Le programme de minimisation utilisé est le programme MINUIT du CERN dans la version utilisant l'algorithme du simplex ; cet algorithme présente l'avantage d'une convergence rapide et adaptée à nos conditions d'utilisation.

1. Modèle à deux trajectoires de Regge

Le modèle proposé par Ahmadzadeh et Kaufmann⁽¹⁶⁾ pour rendre compte des réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^0n$, $K^+p \rightarrow K^0n$, $\pi^+p \rightarrow \eta n$ prend en compte l'existence de deux trajectoires de Regge de mêmes nombres quantiques. Dans la version proposée par Johnson pour expliquer les résultats expérimentaux de Brandenburg, les deux trajectoires sont celles du ω et du ω' (1200). La trajectoire de ce dernier est confondue avec celle du π ce qui donne comme intercept $\alpha(0) = -0,02$ quoique les mesures du ω' effectuées à Saclay donnent une masse plus élevée et donc un intercept plus bas que ce dernier. De plus, comme dans l'article d'origine, on suppose que cette trajectoire conspire avec celle du A'_2 ce que donne la forme particulière des résidus explicitée ci-dessous. Bien que cette hypothèse soit aujourd'hui considérée comme caduque, nous avons conservé le modèle sous cette forme qui permet une comparaison directe avec les résultats de la collaboration du SLAC.

Les amplitudes de voie t sont données par les formules :

$$A' = \left(\frac{\beta^q}{\Gamma(\alpha_1)} \right) \zeta (as)^{\alpha_1} + \left[t \frac{\beta'^q}{\Gamma(\alpha_1)} \right] \zeta' (as)^{\alpha_1}$$

$$B = \frac{\beta^f}{\Gamma(\alpha_1)} \zeta (as)^{\alpha_1-1} + \left[t \frac{\beta'^f}{\alpha_1 \Gamma(\alpha_1)} \right] \zeta' (as)^{\alpha_1-1}$$

- n et f se réfèrent respectivement aux amplitudes non flip et flip,
- β et β' sont les constantes de couplage,
- Γ indique la fonction d'Euler,
- ζ et ζ' sont les facteurs de signatures donnés par :

$$\zeta = (1 - e^{i\pi\alpha}) / \sin \pi\alpha$$

- le facteur d'échelle $S_0 = 1/a$ est déterminé par la pente a de la trajectoire de Regge,
- α_1 et α_1' correspondent respectivement aux deux trajectoires du ω et du ω' .

Rappelons qu'en fonction de ces deux amplitudes la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s q^2} \left\{ (4m_p^2 - t) |A'|^2 + \frac{t}{4m_p^2 - t} \left[4m_p^2 m_p^2 - \right. \right. \\ \left. \left. ts - (s - m_p^2 - m_n^2)^2 \right] |B'|^2 \right\}$$

Les résultats obtenus sont disposés ci-dessous :

Don- nées	Nb Pts	χ^2	$\alpha_1(0)$	a	β^n	β'^n	β^t	β'^t
1	83	159	0.56	1.03	2.74	7.5	155	- 267
2	90	197	0.47	0.94	- 14.2	- 28.4	- 121	187
3	155	259	0.23	0.85	- 71	- 38	11.67	- 123

Quand nous avons procédé à l'ajustement de ce modèle, nous avons considéré au départ l'intercept de la deuxième trajectoire $\alpha_2(0)$ comme paramètre libre ; sa valeur s'établit alors aux alentours de 0,5 et ce résultat va à l'encontre de l'interprétation physique du modèle, $\alpha_2^2(0)$ devant prendre une valeur proche de 0 dans cette interprétation.

Nous avons alors fixé $\alpha_2(0)$ à - 0,02 et nous avons obtenu les résultats chiffrés en table IV 2 ci-dessus. Les valeurs de χ^2/Nb sont de l'ordre de 2 et l'ajustement est donc médiocre. De plus, l'amplitude flip est dominante avec les valeurs des constantes de couplage obtenues, ce qui a pour conséquence une chute des sections efficaces à petit transfert dans l'ajustement aux données 1 ; ce résultat est contradictoire avec l'existence du pic avant dans les résultats à petit transfert de l'expérience du SLAC

2. Modèle de coupure forte

Le modèle proposé par Henyey et Al.⁽¹⁷⁾ décrit les amplitudes comme somme de deux termes ; le premier exprime la contribution du pôle de Regge, le second est un terme de coupure forte qui rend compte des effets d'absorption ou de façon équivalente de double diffusion, il est calculé par couplage avec les voies élastiques. Les auteurs l'ont appliqué au pic avant des réactions $\gamma p \rightarrow n^+ n^-$, $n n \rightarrow p n$, $n p \rightarrow p n$ ainsi qu'à l'échange de charge $n^+ p \rightarrow n^0 n^+$. La trajectoire considérée est ici celle du $\omega + \rho$ et le Reggeon est couplé avec le Pomeron échangé dans les voies élastiques $K_L^0 p \rightarrow K_L^0 p$, $K_S^0 p \rightarrow K_S^0 p$ pour donner le terme de coupure. La rupture de pente observée dans les sections efficaces $K_L^0 p \rightarrow K_S^0 p$ et le dip observé dans $n^+ p \rightarrow n^0 n^+$ provient de ce que le terme de pôle et le terme de coupure sont de signes opposés.

Les résultats obtenus sont disposés ci-dessous :

Don- nées	Nbre points	χ^2	α_c	δ_c	$\delta_\perp$	$1/b$	$1/L$
1	83	102.2	0.32	- 10.5	- 437	14.8	19.5
1	83	98.2	0.44	- 328	15.9	10.7	45.2
2	90	102.2	0.44	- 291	243	19.8	22.7
3	155	222	0.263	- 294,4	- . 56	8.12	880

Les valeurs de $2/Nb$ obtenues dans cet ajustement sont de l'ordre de 1,2. Elles ont été obtenues en fixant à 1 la valeur de α_c , ce paramètre laissé libre donnant une valeur ajustée de l'ordre de 2.

Les valeurs obtenues ne sont pas stables : par exemple, l'ajustement aux données 1 conduit à une solution où le terme polaire est essentiellement flip ($\delta^0 \ll \delta^\perp$) alors que les termes de coupure flip et non flip sont égaux ($1/b \approx 1/L$) ; par contre, on obtient une deuxième solution où le terme polaire est essentiellement non flip et le terme de coupure dominé par la contribution flip. Nous avons également trouvé plusieurs solutions dans l'ajustement aux données 2, et dans ces conditions il nous est difficile de conclure.

3. Modèle Dual absorptif

Les considérations précédentes nous amènent à chercher un modèle utilisant à la fois la description de l'amplitude de diffusion en termes de voie t (Regge) et en termes de voie s (géométrie). La dualité postule et utilise précisément l'équivalence des descriptions en termes de voie t et de voie s , et nous allons tester nos résultats sur le modèle dual absorptif proposé par Harari. ⁽¹⁸⁾

a/ Le point de départ de ce modèle est la constatation expérimentale d'un certain nombre de structures à transfert fixé, indépendantes de l'énergie (telle la rupture de pente pour $t \simeq 0,3 \text{ GeV}^2$ que nous observons dans nos sections efficaces).

Ecrivons les amplitudes flip et non flip sous la forme classique (Chu et Hendry ⁽¹⁹⁾) :

$$f_{++}(E, \theta) = q^{-1} \sum_j (j + \frac{1}{2}) f_{++}^j(E) d_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^j(\theta)$$

$$f_{+-}(E, \theta) = q^{-1} \sum_j (j + \frac{1}{2}) f_{+-}^j(E) d_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^j(\theta)$$

Les fonctions $d_{\mu\mu}^j$ généralisant les polynômes de Legendre pour les moments angulaires demi entiers.

Pour des valeurs de l'énergie E grande et des valeurs de l'angle de diffusion θ petites, valeurs qui correspondent aux conditions de notre expérience, les fonctions $d_{\mu\mu}^j$ prennent la forme

$$d_{\mu\mu}^j(\theta) \sim J_{|1-\mu|} \left[(2j+1) \sin \frac{\theta}{2} \right]$$

où $J_{|1-\mu|}$ est la fonction de Bessel.

En utilisant la relation entre le transfert et l'angle de diffusion :

$$t = -2q^2(1 - \cos \theta) = -4q^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

On peut écrire :

$$c \frac{d}{d\mu}(\theta) \sim \frac{J_{n+\mu}}{2g} \left(\frac{2g+1}{2g} \sqrt{-t} \right)$$

Il suffit alors d'imposer la condition :

$$J + \frac{1}{2} = b g.$$

pour obtenir l'indépendance en énergie recherchée, b étant le paramètre d'impact. Une telle relation décrit une diffusion périphérique par un anneau de rayon b , la valeur de b étant typiquement égale au rayon de fermi du proton.

En résumé, il suffit d'imposer une diffusion périphérique pour obtenir des structures fixes en transfert, ces structures étant décrites par la fonction $J_0(R\sqrt{-t})$ pour l'amplitude non flip et $J_1(R\sqrt{-t})$ pour l'amplitude flip.

b/ Harari impose ensuite la dualité sous sa forme locale aux parties imaginaires des amplitudes ; on admet que les parties imaginaires de ces amplitudes sont données par les résonances périphériques alors que la partie réelle peut être gouvernée par les contributions de singularités lointaines. Autrement dit, si la description en terme de pôle de Regge préserve la dominance des ondes partielles périphériques, on la conserve telle quelle, si ce n'est pas le cas, il faut corriger le terme polaire par un terme de coupure dont l'effet est d'annuler la contribution des résonances non périphériques. La situation pour l'amplitude flip et l'amplitude non flip est alors la suivante.

α / Amplitude de spin non flip

Dans la paramétrisation de Regge, la trajectoire du ω conduit à un zéro de l'amplitude totale (partie réelle et partie imaginaire) pour $t \approx -0,5 \text{ GeV}^2$. Par contre, l'hypothèse des résonances périphériques conduit à un zéro de J_0 pour $t \approx 0,25 \text{ GeV}^2$. Il faut donc supposer que le terme de coupure de Regge correspondant

est important ; il n'est pas nécessaire de le calculer explicitement, l'hypothèse faite de dualité nous permet directement d'écrire le résidu sous la forme :

$$g_0 J_0(R\sqrt{s}) e^{2t}$$

Le terme e^{2t} permettant d'ajuster la largeur de l'anneau de diffusion, g_0 étant la constante de couplage.

La paramétrisation adoptée est la suivante :

$$\text{Im } f_c = g_0 J_0(R\sqrt{s}) e^{2t} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t) + \Delta\alpha}$$

$\Delta\alpha$ étant un facteur correctif sur lequel nous reviendrons par la suite.

La paramétrisation "ad hoc" adoptée pour la partie réelle assure simplement que pour $t = 0$, l'amplitude a une phase déterminée par l'intercept $\alpha(0)$ de la trajectoire.

$$\text{Re } f_0 = g_0 (1 + a_1 t + a_2 t^2) e^{(2+b)t} \left[\frac{\pi \alpha(0)}{2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t) + \Delta\alpha} \right]$$

β / Amplitude de Spin flip

Il n'y a pas cette fois contradiction entre les prévisions de Regge et celles de la géométrie, les zéros du résidu prévus par l'une et l'autre approche se situant pour $|t| \approx 0,5$. Dans ces conditions l'amplitude est définie par le seul pôle de Regge

$$f_1 = g_1 J_1(R\sqrt{s}) e^{2t} \left[\frac{\pi \alpha(t)}{2} + i \right] \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t) + \Delta\alpha}$$

Nous avons choisi $\alpha(0) = 0,5$ tel qu'il est déterminé en moyenne par les mesures de phase ; l'introduction de la constante $\Delta\alpha$ par Loos et Matthews⁽²⁰⁾ permet de paramétrer la dépendance en énergie des sections efficaces indépendamment de la phase. Le facteur d'échelle a été fixé à 1 GeV^2 .

Les résultats sont disposés ci-dessous :

Don- nées	Nb Pts	χ^2	$\Delta\alpha$	$ g_0 $	$ g_1 $	a	a_1	a_2	b	α'
R=5GeV ⁻¹	1	83/867	0.085	14.6	0.	8.72	2.43	9.18	-7.78	1.102
			$\pm .02$	$\pm .6$	$\pm .9$	$\pm .3$	$\pm .6$	$\pm .2$	$\pm .06$	$\pm .03$
	2	90/93.2	0.09	14.9	0.	11	2.59	9.4	-10.	1.1
			$\pm .03$	$\pm 1.$	$\pm .9$	$\pm .2$	$\pm .06$	$\pm .2$	$\pm .04$	$\pm .015$
	3	155/167	-0.005	19	0.	8.78	2.67	9.7	-7.50	0.63
			$\pm .03$	± 1.8	$\pm .9$	$\pm .15$	$\pm .06$	$\pm .3$	$\pm .15$	$\pm .06$

Les ajustements effectués présentent les caractéristiques suivantes :

- Les valeurs de χ^2/Nb sont de l'ordre de 1 pour les trois groupes de données 1,2,3. Il convient de noter que le modèle dual absorptif est le seul des modèles que nous ayons examiné qui s'ajuste à l'ensemble constitué par nos données et celles du SLAC, c'est-à-dire l'ensemble des données expérimentales $K_L^0 \rightarrow K_S^0 p$.
- Les valeurs trouvées pour les paramètres sont stables ; nous n'avons pas trouvé un autre ensemble de paramètres pour lequel la valeur de χ^2/Nb est comparable.
- Le modèle prédit une contribution essentiellement non flip ($|g_0| \gg |g_1|$) pour les trois groupes de données, mais l'erreur sur g_1 est de l'ordre de grandeur de g_0 .
- L'intercept voisin de 0,58 se trouve être à la limite supérieure de ce que l'on peut attendre étant donné les résultats de la section B2.
- Le rayon du proton a été fixé à 1 Fermi (5 GeV⁻¹), l'absence de point vers l'avant dans nos données ne permettant pas une détermination précise par ajustement de ce paramètre.

Les courbes correspondant aux données 1 sont représentées en figure IV.9. et la comparaison avec les résultats de Galbraith est figurée en IV.10.

4. Modèle Reggeométrique

L'idée de base du modèle proposé par Ader et Al.⁽²¹⁾ est de rechercher une description "universelle" des amplitudes relatives à une voie de réaction, en ce sens qu'une fonction unique représente la géométrie de l'interaction, c'est-à-dire la distribution de matière dans les particules interagissantes ; la forme de cette fonction est indépendante de l'hélicité.

La représentation en paramètre d'impact des amplitudes est bien adaptée à une telle description, en effet :

$$f_n(s, t) = 2q^2 \int_{t_{mn}}^{\infty} b db J_n(b\sqrt{-t}) \tilde{f}_n(s, b) \quad (1)$$

et réciproquement :

$$\tilde{f}_n(s, b) = \frac{1}{2q^2} \int_{t_{mn}}^{\infty} \sqrt{-t} d\sqrt{-t} J_n(b\sqrt{-t}) f_n(s, t) \quad (2)$$

avec $n = |1 - \mu|$

L'équation (1) n'est rien d'autre que l'expansion habituelle en ondes partielles dans la limite de l'approximation semi classique, b étant le paramètre d'impact. Les fonctions $f_n(s, t)$ et $\tilde{f}_n(s, b)$ sont les transformées de Fourier l'une de l'autre.

Dans ce cadre les auteurs ont posé :

$$\tilde{f}_n(s, b) = g_n(s) b^k f(s, b) \quad (3)$$

où $g_n(s)$ est une fonction de normalisation indépendante de b .

b^n un facteur cinématique analogue au terme $(\sqrt{-t} - \xi)^n$ qui apparaît en facteur dans les amplitudes $f_n(s, t)$

$f(s, b)$ la fonction de profil qui détermine la géométrie de l'interaction.

A partir des relations (1) et (3) et en utilisant les formules de dérivation des fonctions de Bessel on obtient :

$$f_{n'}(s,t) = A_{nn'}(s) (\sqrt{-t})^{n'} \left[\frac{d}{\sqrt{-t} d\sqrt{-t}} \right]^{n'-n} \left(\frac{f^n(s,t)}{(\sqrt{-t})^n} \right) \quad (4)$$

Les amplitudes d'hélicité se déduisent donc les unes des autres suivant la relation (4). Il suffit donc d'en connaître une pour déterminer les autres à la fonction $A_{nn}(s)$ près.

Le point de départ pour le choix de la fonction de profil $f(s,b)$ est le même que celui que nous avons noté dans la description du modèle dual absorptif. Le zéro de signature qui apparaît dans le modèle à un pôle de Regge est compatible avec celui de la fonction de Bessel $J_1(R\sqrt{-t})$ qui décrit une géométrie périphérique pour l'amplitude flip $f_1(s,t)$. On est donc amené à postuler que la description du modèle de Regge est valable dans ce cas. Les auteurs ont adopté pour f_1 la paramétrisation suivante :

$$f_1(s,t) = A_1 \sqrt{-t} \left(1 - e^{-i\pi \alpha(t)} \right) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} \quad (5)$$

où le zéro en t de la trajectoire de Regge donne directement le zéro de l'amplitude.

La fonction de profil $f(s,b)$ est obtenue à partir de (5) en utilisant (2) et (3) et l'amplitude non flip $f_0(s,t)$ est obtenue en utilisant 4 avec $n' = 0$, on obtient :

$$f_0(s,t) = A_0 \left[\log \frac{s}{s_1} - \frac{i\pi}{2} \right] \left[\frac{1}{\log \frac{s}{s_0}} - \frac{e^{-i\pi \alpha(t)}}{\log \left(\frac{s}{s_0} - i\pi \right)} \right]$$

A_0 et A_1 sont des constantes de couplage
 s_0 et s_1 sont les facteurs d'échelles

Les auteurs obtiennent des résultats satisfaisants pour les échanges périphériques du ρ et du N_ω et conjecturent que le modèle est adapté aux autres trajectoires vectorielles K^* et ω .

Les résultats des ajustements que nous avons effectués sont disposés ci-dessous :

Don- nées	Nbre. points	χ^2	λ_0	λ_1	$\log s_0$	$\log y_0$	χ_0	χ'
1	83	158	98.77	50.41	- 2.48	1.2	0.28	0.67
2	90	323	- 14.24	- 28.39	- 2.35	2.29	0.29	0.67
3	155	452	122.2	53.2	- 2.76	1.72	0.27	0.63

Les valeurs de χ^2/Nb sont élevées (≈ 2.5) ; la valeur de l'intercept χ_0 est très basse (≈ 0.28). Dans cette version, le modèle ne rend pas compte de nos résultats mais une paramétrisation plus fine de l'amplitude flip que celle déterminée par (5) permettrait sans doute de réduire le désaccord constaté et nous ne concluerons pas au rejet de l'hypothèse d'universalité sur laquelle est fondé ce modèle.

5. Discussion.

Dans le cadre d'une interprétation de nos résultats en terme de pôle et coupure de Regge nous avons constaté que le modèle à deux trajectoires ω_P, ω_P' ne convient pas pour les raisons que nous avons explicité en section C1, et que l'adjonction au terme polaire d'un terme de coupure forte rendant compte des effets d'absorption rend l'ajustement possible.

D'autre part, en utilisant la dualité, et en rendant compte des effets d'absorption par l'hypothèse simple du périphérisme, nous pouvons rendre compte de la rupture de pente à $0,3 \text{ GeV}^2$ par la présence du terme $\int_0 (K\sqrt{s})$ qui s'annule pour cette valeur de $-t$. Si la paramétrisation du modèle Reggeométrique donne des résultats médiocres sous la forme que nous avons utilisée, par contre, le modèle dual absorptif rend très bien compte de nos données (Fig. IV.9.). De plus, l'extrapolation à transfert

nul est compatible avec les mesures de Galbraith, et la prise en compte des données de Brandenburg donne un χ^2/Nb très acceptable ; toutefois, nous ne pouvons pas conclure que l'amplitude flip soit négligeable comme le suggèrent les ajustements effectués, essentiellement parce que le paramètre g_1 est mal déterminé par l'ajustement ; nous avons besoin des données à petits transferts pour obtenir des précisions sur le rapport des contributions flip et non flip.

Nous concluerons simplement que l'amplitude non flip est égale ou supérieure à l'amplitude flip, (les résultats du SLAC les donnent sensiblement égales) et que si l'on admet, comme il est courant dans la littérature (Gilmann) que le ω contribue plutôt à l'amplitude non flip et que le ρ contribue à l'amplitude flip, alors l'échange du ω domine celui du ρ ; les résultats du paragraphe B nous ont montré que cette hypothèse est compatible avec nos données.

TABLE IV-1 - SECTIONS EFFICACES $K_{LP}^0 \rightarrow K_{SP}^0$

P_{LAB} (GeV/c) 4. - 5.

$t_{min. GeV}$	$t_{max. GeV}$	$\frac{d\sigma}{dt} \mu B_{GeV}$	erreur
.10	.15	102.54	5.81
.15	.20	76.53	5.44
.20	.25	60.05	5.34
.25	.30	61.72	6.20
.30	.40	60.11	4.73
.40	.50	58.71	5.26
.50	.60	49.48	5.48
.60	.70	42.60	5.61
.70	.80	45.13	6.46
.80	.90	27.37	5.71
.90	1.10	18.06	4.26

P_{LAB} (GeV/c) 5. - 6.

.10	.15	77.49	4.24
.15	.20	58.07	3.89
.20	.25	46.26	3.68
.25	.30	40.82	3.66
.30	.40	30.35	2.42
.40	.50	33.03	2.73
.50	.60	28.38	2.75
.60	.70	27.90	2.90
.70	.80	22.98	2.81
.80	.90	19.65	2.78
.90	1.10	9.45	1.55
1.10	1.50	6.23	1.25

P_{LAB} (GeV/C) 6. - 7.

$ t _{\min.} \text{ GeV}^2$	$ t _{\max.} \text{ GeV}^2$	$\frac{d\sigma}{dt} \mu\text{B} / \text{GeV}^2$	erreur
.10	.15	59.67	3.75
.15	.20	50.60	3.51
.20	.25	32.12	2.88
.25	.30	27.84	2.76
.30	.40	23.34	1.88
.40	.50	24.78	2.08
.50	.60	21.79	2.08
.60	.70	16.42	1.93
.70	.80	15.20	1.95
.80	.90	11.56	1.77
.90	1.10	6.61	0.98
1.10	1.50	2.14	0.42
1.50	2.00	0.71	0.32

P_{LAB} (GeV/C) 7. - 8.

.10	.15	53.83	3.86
.15	.20	37.03	3.21
.20	.25	29.02	2.89
.25	.30	21.60	2.53
.30	.40	17.45	1.66
.40	.50	14.64	1.58
.50	.60	12.29	1.51
.60	.70	14.05	1.70
.70	.80	8.97	1.43
.80	.90	9.78	1.56
.90	1.10	4.21	0.76
1.10	1.50	1.68	0.36
1.50	2.00	0.11	0.11

P_{LAB} (GeV/C) 8. - 10.

$ \eta _{min.} \text{ } \theta_{\theta}^{\circ}$	$ \eta _{max.} \text{ } \theta_{\theta}^{\circ}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	$\frac{\mu B}{\theta_{\theta}^{\circ}}$	erreur
.10	.15	46.27		3.30
.15	.20	33.21		2.77
.20	.25	19.78		2.14
.25	.30	20.72		2.21
.30	.40	16.70		1.44
.40	.50	14.57		1.38
.50	.60	13.33		1.35
.60	.70	8.74		1.11
.70	.80	7.68		1.04
.80	.90	4.48		0.80
.90	1.10	2.81		0.45
1.10	1.50	1.13		0.20
1.50	2.00	0.39		0.12

P_{LAB} (Gev/C) 10. - 12

.10	.15	36.19	4.50
.15	.20	23.88	3.52
.20	.25	20.39	3.22
.25	.30	18.23	3.05
.30	.40	12.94	1.86
.40	.50	10.80	1.71
.50	.60	7.16	1.39
.60	.70	6.14	1.28
.70	.80	5.88	1.25
.80	.90	3.78	0.99
.90	1.10	1.29	0.39
1.10	1.50	0.40	0.15
1.50	2.00	0.17	0.10

P_{LAB} (GeV/C) 12. - 14.

$ t _{min}$ GeV^2	$ t _{max}$ GeV^2	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\mu B/GeV^2$	erreur
.10	.15	31.11	6.56
.15	.20	22.66	5.15
.20	.25	14.37	3.87
.25	.30	12.52	3.57
.30	.40	11.22	2.51
.40	.50	4.64	1.54
.50	.60	3.76	1.38
.60	.70	5.10	1.62
.70	.80	2.65	1.12
.80	.90	2.09	0.96
.90	1.10	1.63	0.57
1.10	1.50	0.36	0.18
1.50	2.00	0.25	0.15

Légende des figures - Chapitre IV

- IV.1. Sections efficaces en fonction du transfert.
- IV.2. Ajustement effectué en paramétrant les résidus sous la forme

$$S \propto J_0(kl\overline{c}) \quad \text{et} \quad J_1(kl\overline{c})$$
- IV.3. ω, h, c Ajustements linéaires déterminant les valeurs de $\chi(t)$.
- IV.4. Comparaison de l'extrapolation linéaire de la trajectoire effective avec le ω .
- IV.5. Comparaison avec les points expérimentaux de la trajectoire $h^2 p \rightarrow h^2 \ell$.
- IV.6. Ajustement effectué par un polynôme du troisième degré : la trajectoire est contrainte à passer par le ω .
- IV.7. Cet ajustement effectué comme précédemment prend en compte le point déterminé par Bouquet et Diu.
- IV.8.a/b/ Données expérimentales de Brandenburg, l'ajustement correspondant au modèle dual absorptif.
- IV.9. Ajustement sur nos données du modèle dual absorptif.
- IV.10. Comparaison avec les résultats de Golbraith en utilisant le même modèle.

FIG. IV 1a
SECTIONS EFFICACES

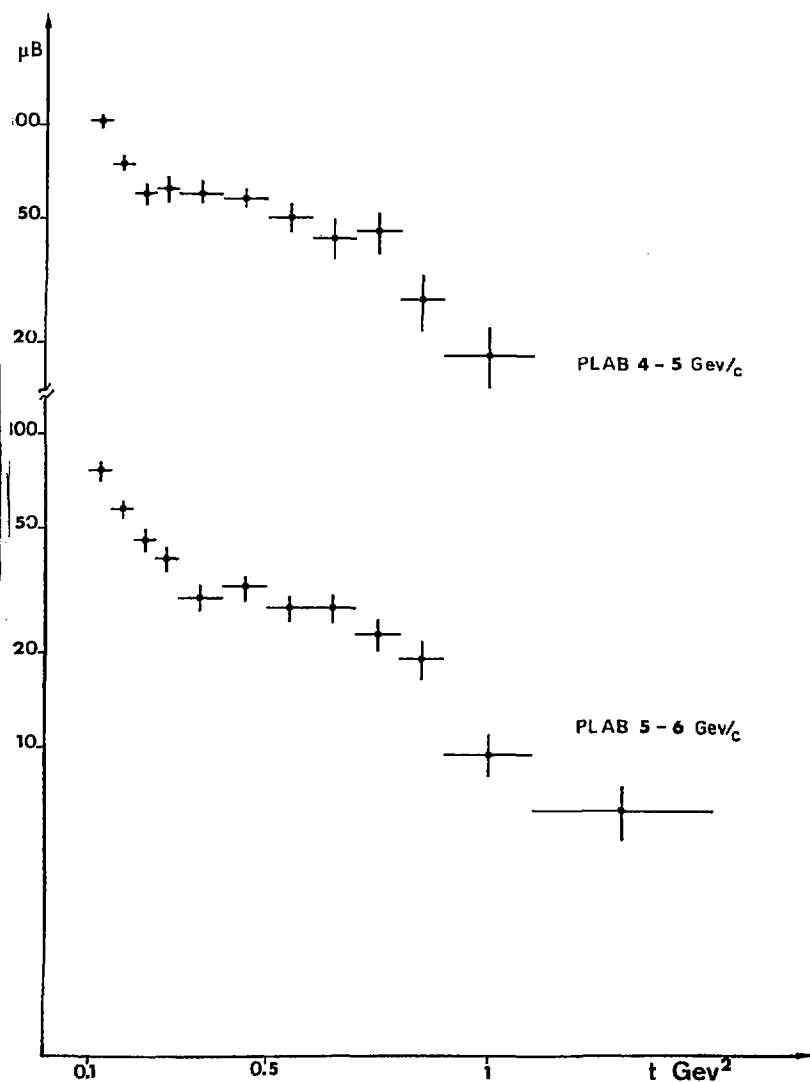


FIG. IV 1b

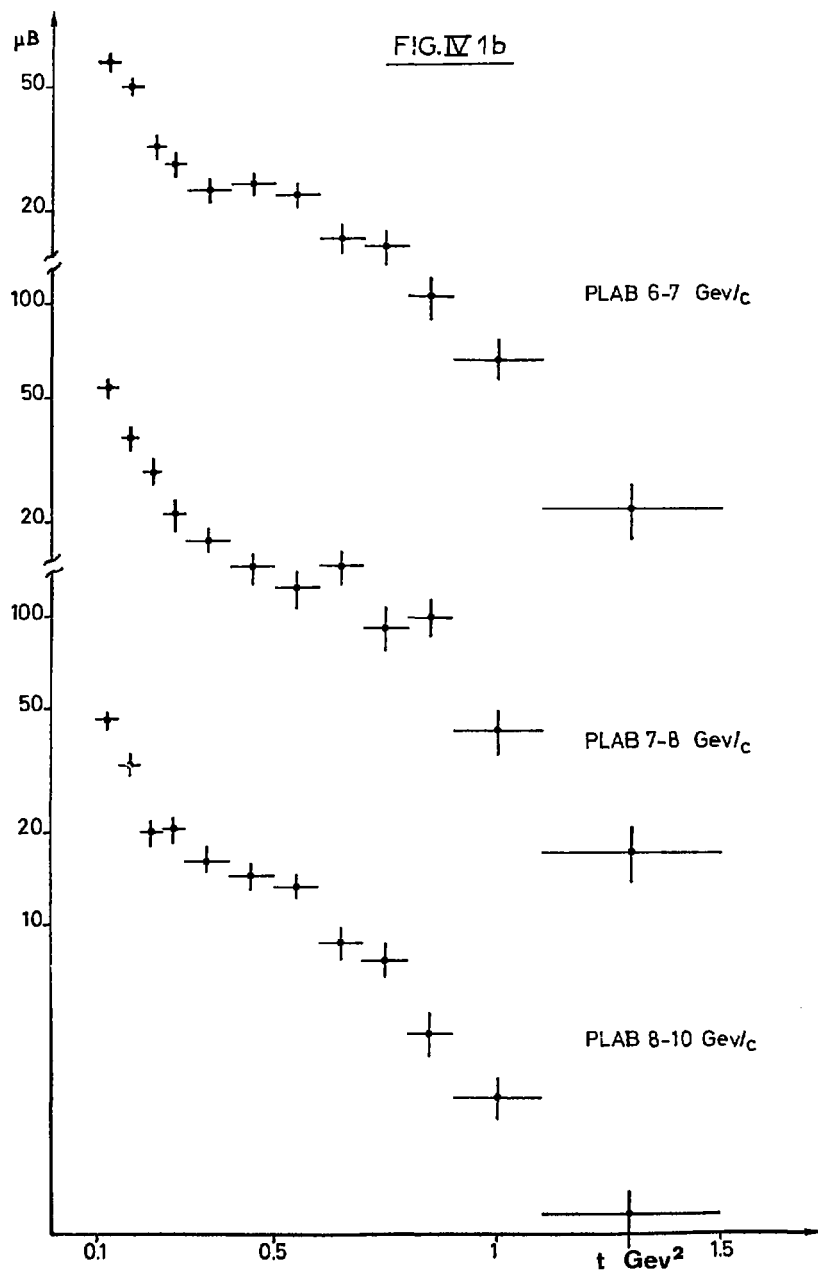


FIG. IV 1c

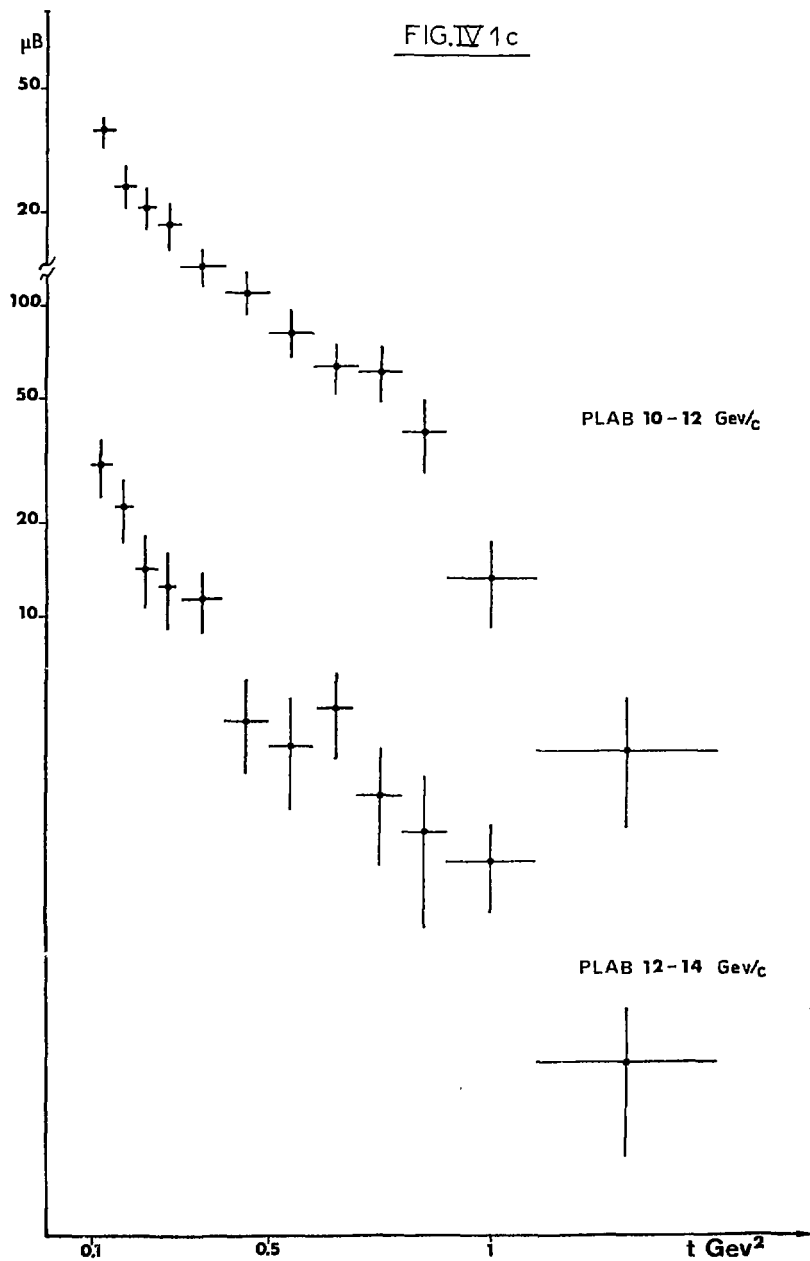


FIG. IV 2

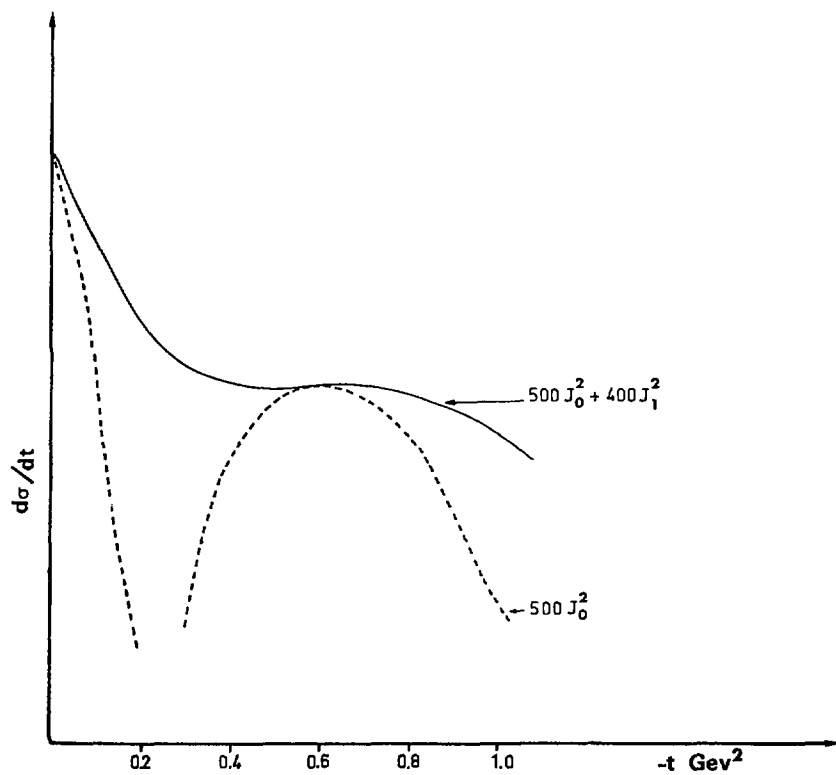


FIG IV3a

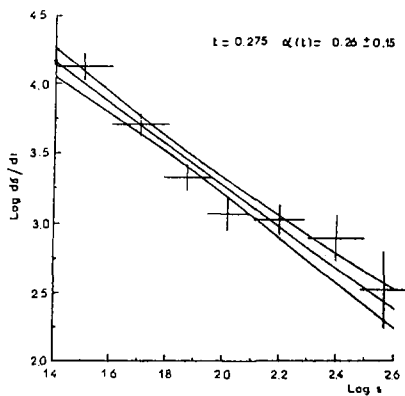
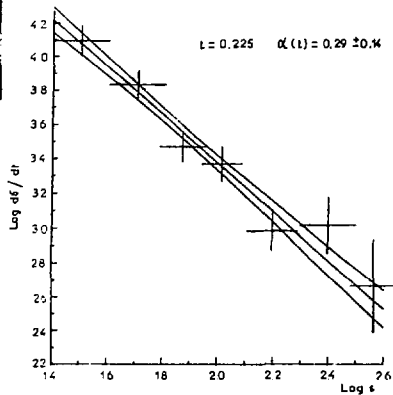
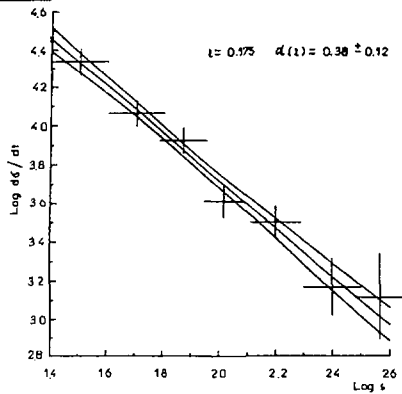
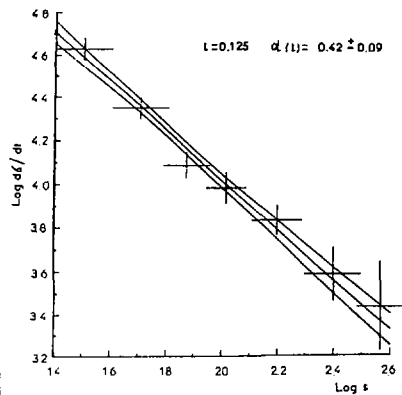


FIG. IV 3b

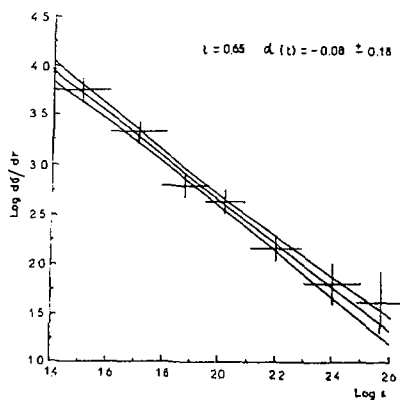
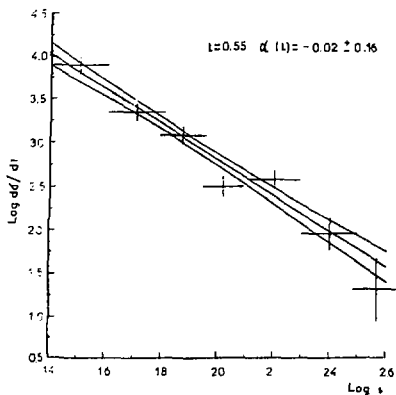
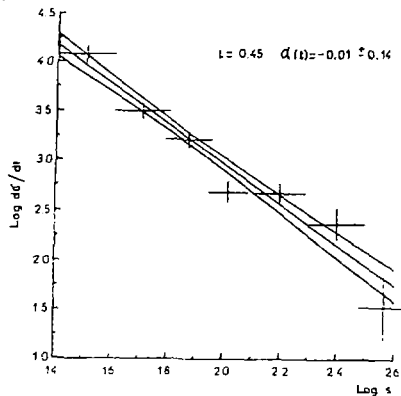
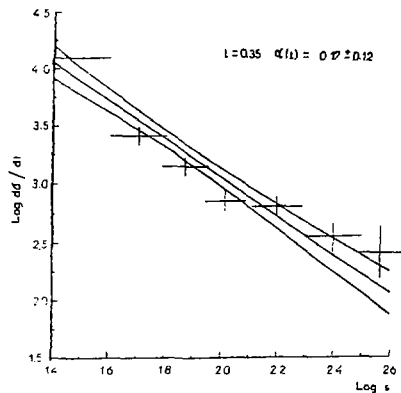


FIG IV 3c

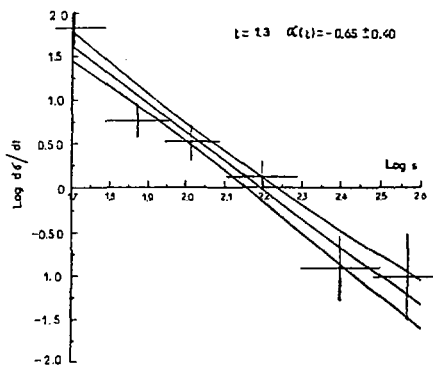
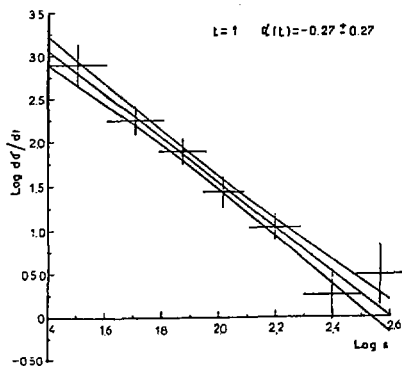
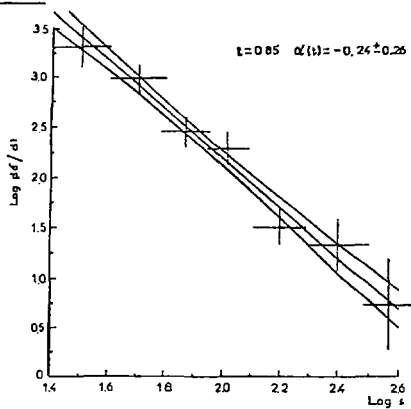
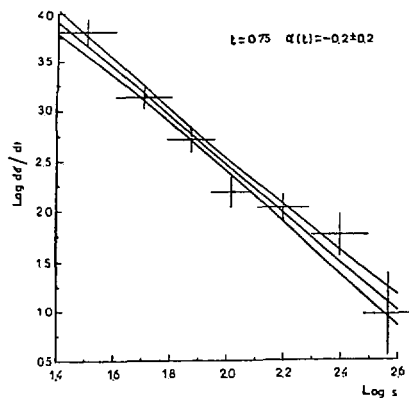


FIG IV. 4

TRAJECTOIRE EFFECTIVE

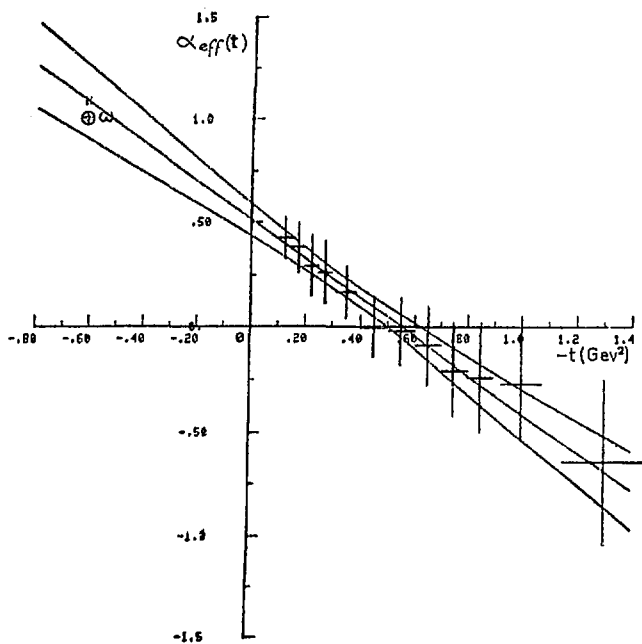


FIG. IV 5

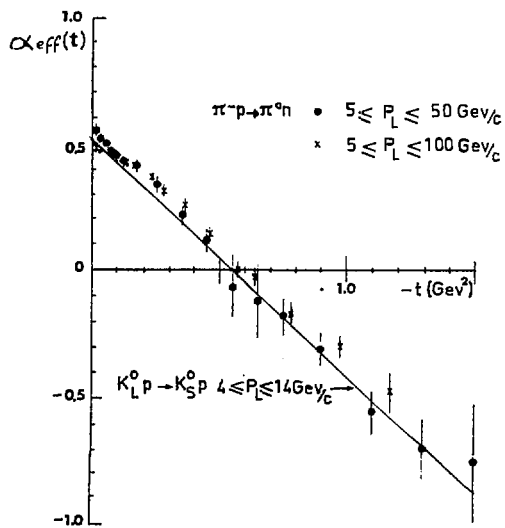


FIG. IV 6

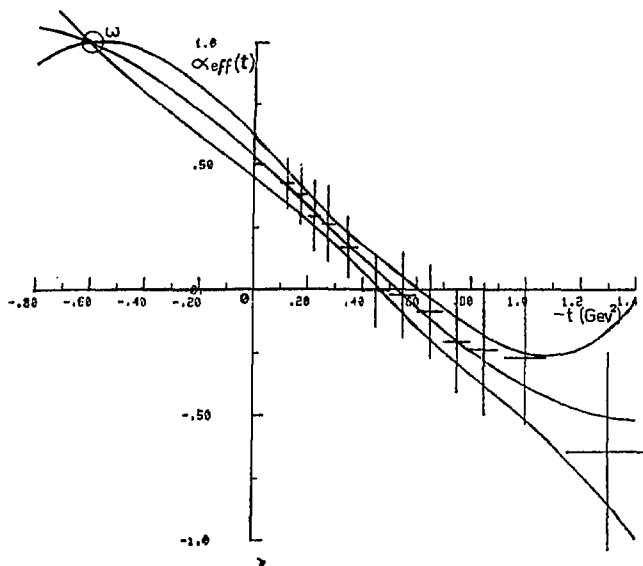


FIG. IV 7

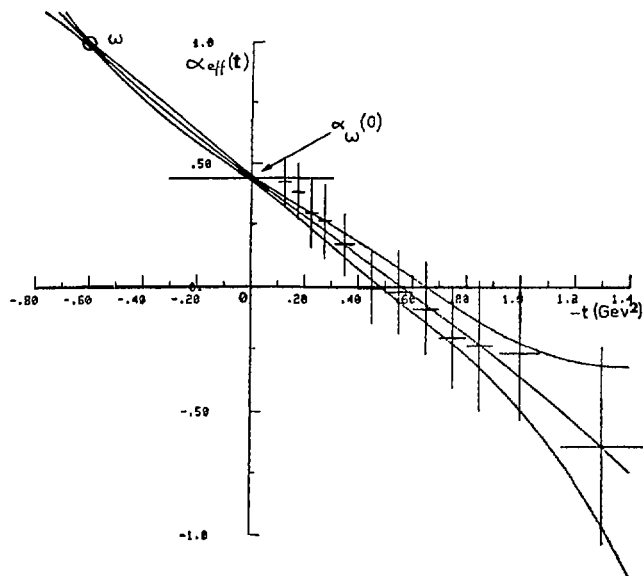


FIG IV 8a
SECTIONS EFFICACES

SLAC 74

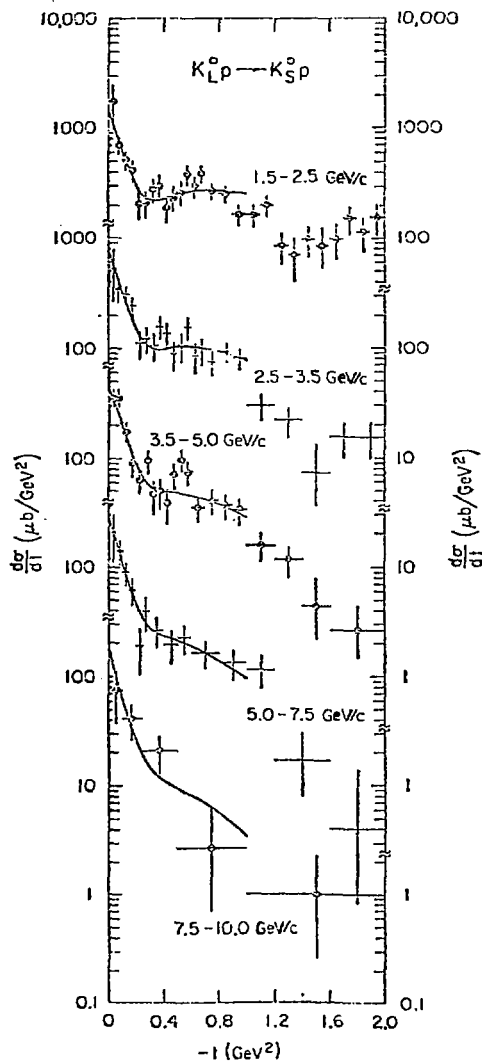


FIG. IV 8b
TRAJECTOIRE EFFECTIVE

SLAC 74

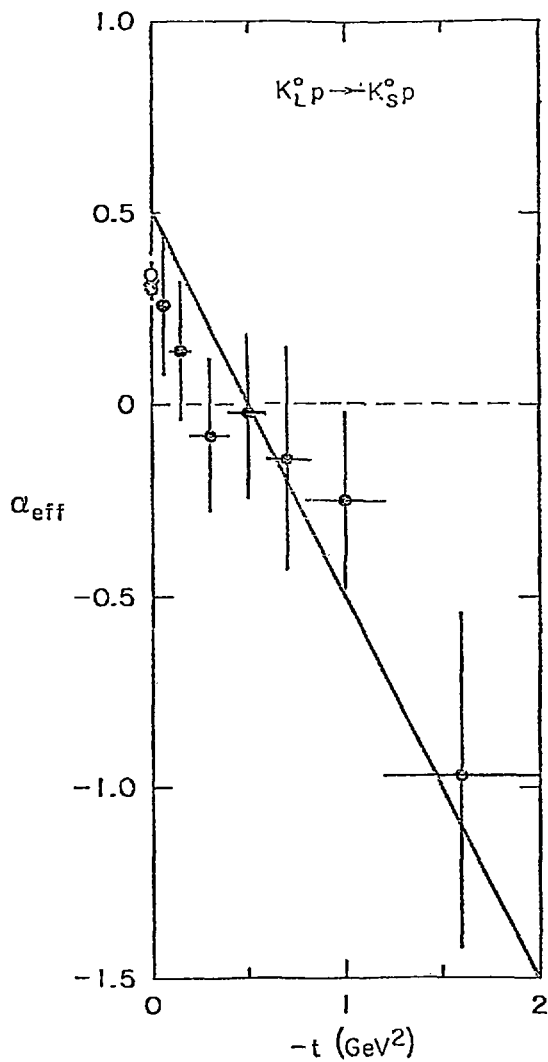


FIG. IV 9

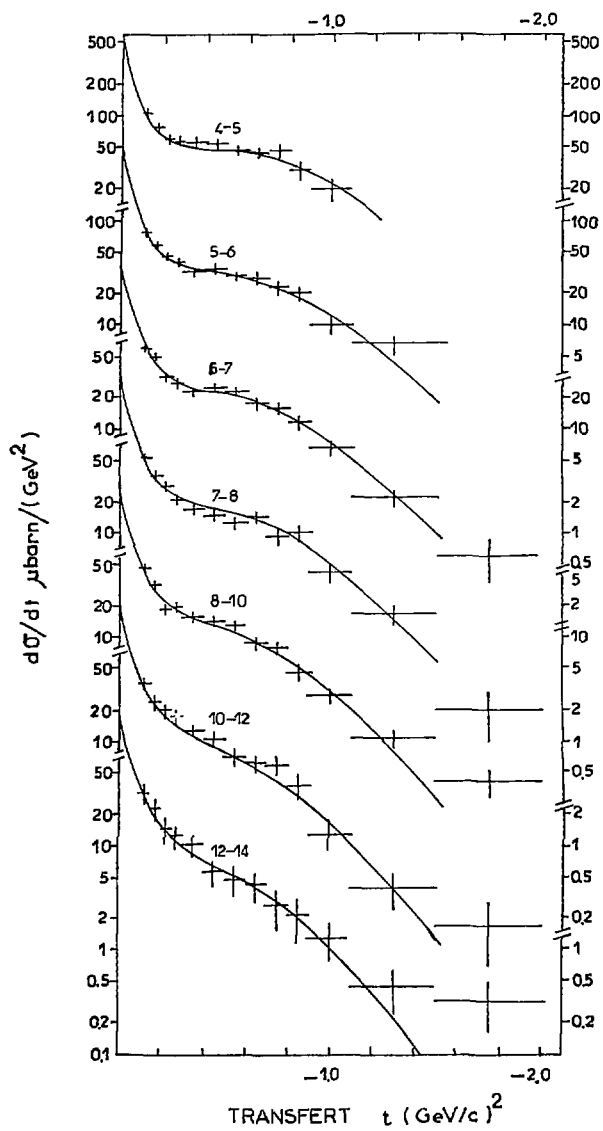
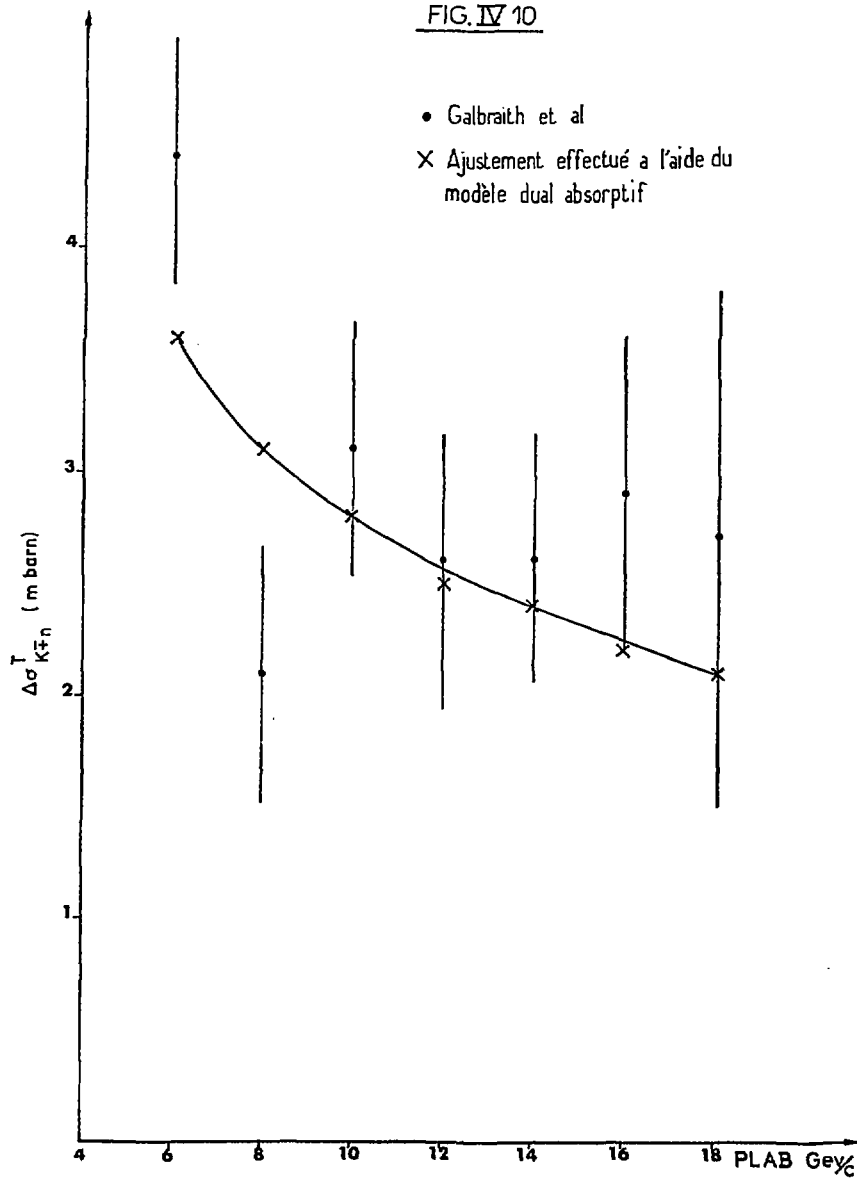


FIG. IV 10



CONCLUSION

Nous concluons ce travail en mettant en évidence les points suivants :

1. Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles de la réaction $K_L^0 \rightarrow K_S^0 p$ entre 4 et 14 GeV/C en impulsion et entre 0,1 et 1,5 GeV² en transfert. L'appareillage utilisé comporte essentiellement :
 - a. Un spectromètre à V⁰ destiné à mesurer les produits de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$ pour la détermination du faisceau incident et aussi ceux de la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.
 - b. Un filtre à muons destiné à identifier les désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$.
 - c. Un télescope pour les protons de recul ; ainsi la mesure simultanée des événements $K_L^0 \rightarrow K_S^0 p$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$ permet d'éliminer en partie les erreurs systématiques.
2. Nous avons obtenu dans le domaine d'impulsion ci-dessus environ 8 000 événements ; la seule expérience réalisée antérieurement (Brandenburg et al.) n'en avait fourni que 400 dans le même domaine.
3. Le spectre du faisceau que nous avons obtenu diffère significativement de celui correspondant aux prévisions du modèle thermodynamique d'Hagedorn habituellement utilisé pour la conception des faisceaux. Par rapport à ce dernier, notre spectre est décalé vers les basses impulsions. Ceci va dans le sens des remarques faites par Ranft sur les conditions d'utilisation du modèle thermodynamique.
4. A énergie donnée, les sections efficaces en fonction du transfert sont caractérisées par une rupture de pente pour $t \simeq 0,3 \text{ GeV}^2$; cette rupture semble moins nette aux plus hautes impulsions. Ce résultat est confirmé par ceux de l'expérience du SLAC et nous sommes donc en présence d'un phénomène bien établi dans un domaine d'impulsion compris entre 1 et 12 GeV/C.
5. L'approximation linéaire de la trajectoire effective que nous avons obtenue est définie par :

$$\begin{aligned} \chi(0) &= 0,51 \pm 0,07 \\ &= 0,88 \pm 0,09 \end{aligned}$$

L'extrapolation dans la zone des t positifs passe par le ω à 5 % près ($j = 1,04 \pm 0,1$). Nous obtenons ici un net désaccord avec les résultats obtenus au SLAC ($\chi(0) = 0,3$) entre 1 et 10 GeV/C. Ce désaccord peut provenir de la contribution de résonances dans la voie s aux énergies les plus basses.

6. Nos résultats confirment l'hypothèse de dégénérescence d'échange des trajectoires du ω et du ρ , au moins pour des transferts tels que $-t > 0,1 \text{ GeV}^2$ où la trajectoire effective que nous avons déterminée se confond avec celle de la réaction $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.
7. Si l'on admet que la trajectoire effectuée n'est linéaire qu'en première approximation, alors nous trouvons un bon accord avec les résultats obtenus pour l'intercept par les mesures de régénération cohérente et de sections efficaces totales $\bar{p}d$, pd et K^+d ; les ajustements effectués par un polynôme du troisième degré et prenant en compte ces derniers résultats conduisent à des probabilités élevées la forme de la trajectoire restant assez proche d'une droite.
8. L'examen des différents modèles nous conduit à penser que nos résultats s'interprètent simplement dans le cadre du périphérisme; alors la contribution de l'amplitude non flip est dominante, bien qu'une contribution de l'amplitude flip ne soit pas à exclure entre 0.1 et 0.3 GeV^2 .

Nous terminerons par quelques remarques concernant la poursuite possible de telles expériences :

- Nous avons rencontré les limites de l'utilisation du PS du CERN en ce qui concerne le flux de K_L^0 et la contamination par les neutrons. Pour compléter les résultats obtenus on pourrait envisager les conditions suivantes :
 1. Utiliser un faisceau à grand angle (60 à 100 mrd) du SPS au CERN : le rapport K_L^0 / N serait alors beaucoup plus favorable.
 2. Adjoindre un deuxième moniteur faisceau ; par exemple utiliser la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ ou effectuer à intervalles réguliers des mesures de régénération cohérente.
- La mesure de la diffusion à petit transfert pourrait être faite en déclenchant une chambre à bulle à cyclage rapide par électronique ; la cohérence avec les données expérimentales à transfert nul serait alors vérifiable et la trajectoire effective déterminée avec plus de précision.

REFERENCES

1. F.J. Gilman, Phys. Rev. 171 (1968) 1453.
2. A. Bouquet and B. Diu, Nuovo Cimento 29A (1975) 373.
3. A.D. Brody et al. SLAC PUB 888. 1971.
4. J.P. Mendiburu - Thèse. Paris 1978.
5. H. Grote, R. Hagedorn and J. Ranft, Particle spectra (CERN, Geneva, 1970).
6. M. Hansroul, Physics algorithms and programs, Entry S 5101, CERN 1974.
7. R. Brun et al., CERN DD 75/23.
8. V. Chabaud, CERN Report 64-13 (1964) 81.
9. A. Grant, Nuclear Instrum. Methods 131 (1975) 167.
10. G.W. Brandenburg et al., Phys. Rev. D 9 (1974) 1939.
11. G.W. Brandenburg et al., Phys. Rev. 7 D (1973) 708.
12. V.K. Birulev et al., Nucléar Phys. B115 (1976) 249.
13. J. Roehrig et al., ERDA (11-1) 881 VW 587.
14. P.D.B. Collins, An introduction to Regge theory and high energy physics, (Cambridge Univ. Press, 1977).
15. W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138B (1965) 913.
16. A. Ahmazadeh and W. Kaufmann, Phys. Rev. 188 (1969) 2438.
17. F. Henyey et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1579.
18. H. Harari, Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1400.
19. Chu et Hendry. PRL 25. 1970 313.
20. J.S. Loos and J.A. Matthews, Phys. Rev. D 6 (1972) 2463.
21. J.P. Ader et al., Nuovo Cimento 27A (1975) 385.

Remerciements,

Je remercie Monsieur le Professeur Marcel FROISSART, dans le laboratoire duquel cette thèse a été effectuée, d'avoir bien voulu la superviser et d'y avoir apporté une aide concrète.

Je remercie Monsieur Michel CROZON de m'avoir accueilli dans cette expérience et de m'avoir prodigué de nombreux conseils pour la réalisation de ce travail.

Je remercie Monsieur Serge JULLIAN d'avoir suivi de près les différentes étapes de la rédaction.

Cette thèse se rapporte à une expérience qui a nécessité le travail de nombreuses équipes pendant plusieurs années ; que tous les membres des équipes de physiciens, de mécaniciens, d'électroniciens et d'informaticiens, ainsi que le secrétariat du laboratoire, grâce auxquels cette expérience a pu être réalisée, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie tout particulièrement mes camarades Claude AUBRET, Jacques TOCQUEVILLE, Albert DIACZEK, Tudor BONACIU, qui ont joué un rôle essentiel dans la mise en place et la conduite de cette expérience, ainsi que Jacques CHAUVEAU et Jeanne MAS qui, en outre, m'ont apporté une aide précieuse au cours de mon séjour à Genève.

Je tiens à remercier également tous les membres de l'Institut de Physique Nucléaire de Padoue, et en particulier Madame le Professeur Silvia LIMENTANI et Monsieur Cesare VOCI qui ont effectué la majeure partie de l'analyse des données.

Mademoiselle Moya LAVERGNE et Madame Esther CHIGNER ont réalisé les figures et Madame Yolande RUELLÉ s'est acquittée avec succès de la frappe d'un manuscrit difficile à déchiffrer, qu'elles en soient ici remerciées.

Enfin, je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur Philippe LERUSTE de l'aide constante qu'il m'a fournie tout au long de ce travail, à travers les nombreuses discussions et critiques qui ont permis sa réalisation.