



24 Avril 1966

IPNO-T-66.01

THESE
présentée pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

Patrick BERTHET

**ETUDE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS π^+ ET π^- A
GRAND TRANSFERT DANS LES COLLISIONS PROTON-DEUTON**

UNIVERSITÉ DE PARIS SUD

91190 BRUYÈRES LE CHÂTEAU

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée
Pour obtenir

Le Grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

M. Patrick BERTHET

SUJET : ETUDE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS π ET η A GRAND
TRANSFERT DANS LES COLLISIONS PROTON-DEUTON

soutenu le 24 Avril 1986 devant la Commission d'examen

MME N. MARTY Président

R. FRASCARIA

L. GOLDZAHN

R. GUILLAUMONT

J.M. LAGET

REMERCIEMENTS

Le travail présenté ici a été accompli sous la direction de Monsieur R. Frascaia, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude. Ses encouragements amicaux ont été un élément déterminant pour la rédaction de cette thèse.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Madame le Professeur N. Marty qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse et à Monsieur le Professeur R. Guillaumont qui a bien voulu en être membre.

Je tiens vivement à remercier Monsieur L. Goldzahl qui, par ses conseils avisés, m'a fait profiter de sa grande expérience tant en physique expérimentale qu'en de nombreux autres domaines.

Je suis également très reconnaissant à Monsieur J.M. Laget pour les discussions concernant l'interprétation des expériences et pour m'avoir communiqué les résultats de ses calculs.

La partie expérimentale est le fruit d'un travail d'équipe, je tiens à remercier tous ceux y ont participé et en particulier Messieurs J. Banalgs, J. Berger, M. Boivin et F. Plouin.

Je remercie Monsieur X. Tarrago, Madame H. Langevin et Monsieur M. Vergnes qui m'ont accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. La dernière partie de ce travail a été effectuée après mon entrée au Laboratoire de Chimie Appliquée d'Orsay, je souhaite exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. Revcolevschi qui a tenu à ce que ce travail puisse être conduit à son terme.

Je tiens enfin à remercier Madame D. Denoux qui a assuré avec entrain la frappe, puis la mise en page de ce mémoire.

Abstract :

The production of π^+ and η mesons in the reactions $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+$ and $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ has been studied at very backward angles for proton kinetic energies ranging from 0.92 to 2.6 GeV. The ${}^3\text{He}$ produced in these experiments were detected with the SPES 4 spectrometer at the Laboratoire National Saturne.

The η production cross-sections are close to those of π^+ production and are even larger at high energy. The excitation functions for $\theta_{\pi, \eta} = 180^\circ$ (cm) display broad structures.

Our results have been compared to several theoretical models. None of them gives a satisfying description of the experimental data. It is qualitatively shown that the observed structures might be related to baryonic excitations (N^*) which could be due to an η meson exchange in the intermediate state.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	p. 1
CHAPITRE I : METHODE EXPERIMENTALE	p. 5
1 - Considérations cinématiques	p. 5
2 - La ligne SPES 4 et l'ensemble de détection	p. 9
3 - Electronique associée à la détection	p. 13
CHAPITRE II : TRAITEMENT DES DONNEES	
SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES	p. 19
1 - Caractéristiques des données brutes	p. 19
2 - Traitement des données sur bande	p. 21
3 - Sections efficaces - Incertitudes	p. 24
CHAPITRE III : ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION A $\theta_{cm} = 180^\circ$	p. 29
1 - Principales caractéristiques de ces fonctions	p. 29
2 - Echange d'un ou deux nucléons (approximation de Born)	p. 31
3 - Approximation d'impulsion	p. 37
4 - Le modèle OPE (One Pion Exchange)	p. 48
5 - Structures et excitation de résonances baryoniques	p. 54
CONCLUSION	p. 69
APPENDICE	p. 71
BIBLIOGRAPHIE	p. 75

INTRODUCTION

L'étude de réactions mettant en jeu des transferts d'impulsion importants et un faible nombre de nucléons a été entreprise. Les réactions de diffusion élastique à 180° proton-deuton et proton-hélium 3 ont constitué l'objet principal de la première partie de ce travail décrite dans un précédent mémoire [BER 82a]. Les fonctions d'excitation de ces réactions ont été mesurées pour des énergies cinétiques des protons s'étendant de 0,6 à 2,7 GeV pour la première [BER 82 b] et de 0,7 à 1,7 GeV pour la seconde [BER 81]. La réaction $pd \rightarrow \pi^+ \alpha$ à $\theta_{\pi} = 180^\circ$ a également été étudiée entre 0,6 et 1,5 GeV, le tritium émis ayant une impulsion très proche de celle du deuton de la diffusion élastique.

De nouvelles structures ont été mises en évidence dans ces fonctions d'excitation autour de $T_p = 1,2$ GeV pour les réactions $pd \rightarrow \pi^+ \alpha$ et $pr \rightarrow \pi^+ \alpha$ (r désignant l'hélium 3), au delà de $T_p = 2,4$ GeV pour la réaction $pd \rightarrow dp$. Cette dernière structure semble avoir la même origine que celle existant dans la réaction $pp \rightarrow \pi^+ \alpha$ attribuée à l'excitation de la résonance $\Delta(1950)$ [OCC 63]. Les deux réactions apparaissent alors liées par un mécanisme d'échange d'un pion et un nucléon. Le calcul correspondant ne rend cependant compte que partiellement des sections efficaces de la diffusion élastique proton-deuton et la participation d'un autre mécanisme paraît nécessaire. Celui d'échange d'un neutron (pick-up) lié à la distribution de moment dans le deuton semble le plus probable.

Un mécanisme d'échange d'un pion et un deuton [BAR 73] conduit à considérer la réaction $pd \rightarrow \pi^+ \alpha$ comme interaction élémentaire de la diffusion élastique proton-hélium 3. Ceci permet de comprendre la forte similitude de leurs fonctions d'excitation et l'apparition d'une structure à la même énergie dans les deux réactions sans toutefois déterminer son origine.

L'ensemble de ces réactions constitue un moyen d'investigation des mécanismes réactionnels. La mise en évidence de la sensibilité de ceux-ci aux composantes de moment élevé des fonctions d'onde nucléaire ainsi qu'à des degrés de liberté caractéristiques des énergies intermédiaires tels que l'excitation de résonances baryoniques est le principal objectif de cette étude.

Les composantes de moment élevé sont sensibles aux effets à courte portée des forces nucléaires. L'existence de formes exotiques de ces composantes a été envisagée dans le deutérium : présence de résonance baryonique [KER 69] ou état à six quarks. Les réactions que nous avons étudiées constituent de nouvelles contraintes pour de telles composantes dans les fonctions d'onde du deutérium et de l'hélium 3.

L'excitation de la résonance $\Delta(1232)$ est discernable dans de nombreuses réactions nucléaires, celles des autres résonances baryoniques sont par contre essentiellement connues à travers les expériences de diffusion pion-nucléon. La manifestation de ces autres résonances est probable dans les réactions citées plus haut.

L'étude d'une réaction de production du méson η nous a paru un moyen de mieux cerner ce type de manifestation. Ce méson est en effet le plus léger méson non étrange après le pion, il appartient de plus au même octet ($J^P = 0^-$) dans le modèle des quarks. Sa production dans les réactions pion-nucléon est essentiellement résonante mais son isospin étant nul il ne peut être couplé qu'aux résonances N^* , l'expérience montrant qu'un nombre limité de celles-ci dominent les sections efficaces. Une réaction de ce type peut donc présenter une meilleure sélectivité que celle de production de pions.

L'étude de la réaction $np \rightarrow d\eta$ étant difficilement réalisable avec le dispositif expérimental utilisé, c'est celle de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He } \eta$ qui a été entreprise. Dans le même temps nous avons complété nos données antérieures relatives à la réaction $pd \rightarrow \pi^+ n$ en mesurant les sections efficaces de la réaction équivalente $pd \rightarrow {}^3\text{He } \pi^+$. La faisabilité de cette étude avait été démontrée par les expériences de Banaigs et al. [BAN 73, VHL 76] et de Brody et al. [BRO 70/74].

Nous allons donc présenter ici les mesures des sections efficaces des réactions $pd \rightarrow \pi\pi^+$ et $pd \rightarrow \pi\eta$ et l'analyse de leurs fonctions d'excitation à $\theta_{\pi,\eta} = 180^\circ$ entre leurs seuils et 2,3 GeV. Les deux premiers chapitres sont relatifs à l'aspect expérimental de cette étude. Les expériences de production de mésons ayant été réalisées à l'aide du même spectromètre que les réactions étudiées précédemment, ces chapitres portent principalement sur les modifications du dispositif expérimental et leurs conséquences sur le traitement des données. Dans le troisième chapitre les fonctions d'excitation mesurées sont d'abord comparées à différents modèles traduisant des mécanismes d'échange (nucléons, pion virtuel). Ces modèles ne permettant pas une description satisfaisante de l'expérience, nous avons ensuite cherché à mettre en évidence le rôle des résonances baryoniques susceptibles d'être excitées dans les deux réactions étudiées.

CHAPITRE I

METHODE EXPERIMENTALE

1 - CONSIDERATIONS CINEMATIQUES

Les deux réactions étudiées $pd \rightarrow \pi\eta$ et $pd \rightarrow \pi\pi^0$ ont la particularité de ne comporter qu'une seule particule chargée, l'hélium 3 (τ), dans l'état final. Les deux mésons neutres produits ont des durées de vie très brèves (inférieures à 10^{-12} s) et ne peuvent être détectés que par l'identification et la caractérisation (énergie, angle) des photons γ issus de leurs désintégrations.

La détection des héliums 3 au moyen d'un spectromètre magnétique permet l'identification du méson par la méthode de la masse manquante. La réalisation effective de cette détection est conditionnée par les conditions cinématiques de la réaction elle-même (angle d'émission, rigidité magnétique de la particule à détecter), par celles des réactions pouvant produire des particules de caractéristiques voisines et par des contraintes telles que la qualité du faisceau incident ou les pertes d'énergie dans la cible.

Les réactions considérées peuvent être étudiées soit avec un faisceau de protons et une cible de deutérium, soit avec un faisceau de deutons et une cible d'hydrogène. Le choix du proton comme projectile est imposé par le domaine énergétique devant être couvert dans l'expérience (objectif initial : entre 1 et 2 GeV d'énergie cinétique des protons, domaine effectivement étudié 0,92 à 2,6 GeV). Le synchrotron du Laboratoire National Saturne peut en effet accélérer des protons jusqu'à une énergie pouvant atteindre 2,92 GeV et des deutons jusqu'à une énergie maximum de 2,36 GeV. Cette dernière valeur correspond à une énergie totale dans le système du centre de masse égale à celle obtenue avec des protons de 1,18 GeV, l'utilisation d'un faisceau de deutons aurait donc fortement restreint l'étendue d'énergie explorable.

Le choix de ce projectile aurait cependant présenté un certain nombre d'avantages [VHL 76] liés au fait que la vitesse du centre de masse par rapport au laboratoire est plus grande que celle obtenue avec des protons d'énergie

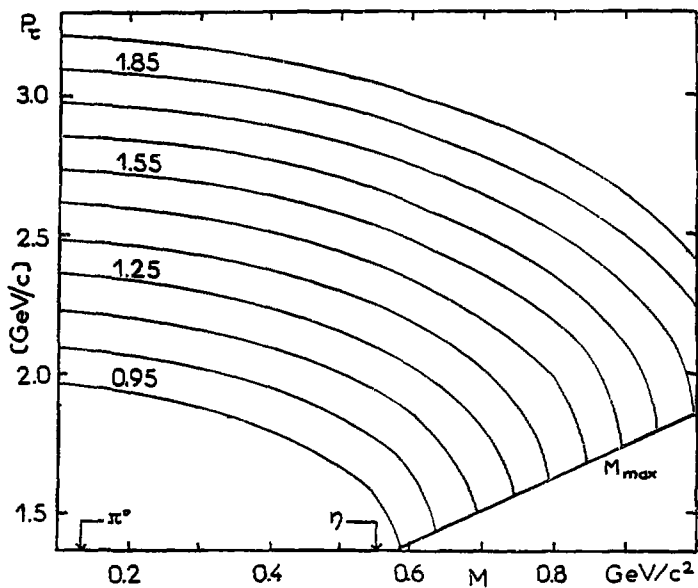


FIG. 1.1 - Impulsion dans le laboratoire des hélions-3 (T) produits à $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ dans les réactions $pd \rightarrow T^0n$ en fonction de la masse manquante (M) pour différentes énergies cinétiques des protons incidents (0.95 à 1.95 GeV)

équivalente. Au voisinage du seuil de production du méson η par exemple l'impulsion des héliums 3 émis est plus élevée à tout angle avec des deutons comme projectiles. Ceci conduit à une sensible diminution de la perte d'énergie dans la cible améliorant la résolution. Ces avantages ne nous ont cependant pas paru suffisants pour assumer les contraintes liées à un changement de particules en cours d'expérience, d'autant plus que l'amélioration de la résolution en énergie est contrebalancée par une diminution de la résolution angulaire.

La différence d'impulsion entre les héliums 3 produits à 0° (c. m.) en même temps qu'un pion et ceux émis en même temps qu'un méson η diminue quand l'énergie cinétique du faisceau augmente (Fig. 1. 1), elle est d'environ 20 % à 0,95 GeV et 6 % à 1,95 GeV. Les variations de réglages du spectromètre et de l'électronique de détection seront en conséquence minimes pour passer d'un méson à l'autre.

Le pion étant la particule la plus légère pouvant être produite par interaction forte, les héliums 3 ayant l'impulsion maximum et provenant de la cible de deutérium sont ceux émis à 0° (c. m.) dans la réaction $pd \rightarrow \pi^+ p$. Le fond observable à cette impulsion ne peut provenir en principe que des parois de la cible ou d'une rejection incomplète des protons et deutons de même rigidité magnétique. Pour la production du méson η on doit s'attendre au contraire à observer un fond d'héliums 3 associé à la production de deux ou trois pions.

Les héliums 3 ont été détectés à 0° , 1° et 2° pour la production de pions, entre 0° et 6° pour la production de mésons η . Pour une énergie incidente donnée l'impulsion de l'hélium 3 varie peu sur les domaines angulaires considérés (Fig. 1. 2).

Pour le réglage du spectromètre on doit en pratique tenir compte des pertes d'énergie dans la cible. Celles-ci ont pour effet de diminuer l'impulsion moyenne des particules à détecter et d'élargir leur distribution en moment. Les pertes d'énergie théoriques ont donc été calculées en prenant en compte la cible elle-même (38 mm de deutérium liquide) et les différents écrans traversés par le faisceau incident et les particules détectées (environ 250 μm de havar et d'aluminium). La perte moyenne d'impulsion δ_1 et l'écart d'impulsion δ_2 entre les particules correspondant à des interactions s'étant produites en début ou fin de cible ont été portées dans le tableau I. A.

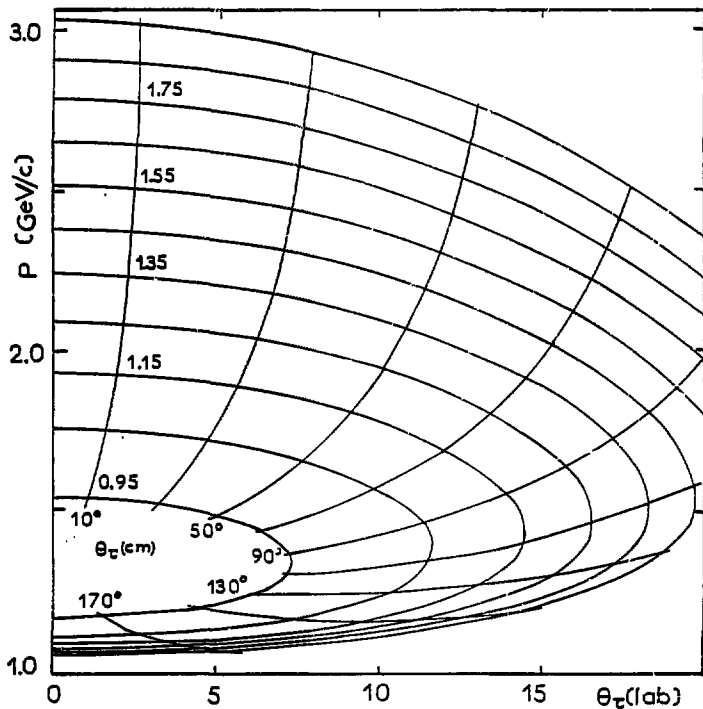


FIG. 1.2 - Impulsion de l'hélium 3 (τ) émis dans la réaction $pd \rightarrow \tau n$ en fonction de l'angle de détection pour différentes énergies cinétiques des protons incidents (0.95 à 1.95 GeV). La correspondance entre les angles des référentiels du laboratoire et du centre de masse est également indiquée.

T_p (GeV)	0,95	1,05	1,15	1,25	1,35	1,65	1,95
δ_1 (%)	- 1,4	- 1,0	- 0,7	- 0,6	- 0,5	- 0,3	- 0,2
δ_2 (%)	2,2	1,4	1,1	0,9	0,7	0,5	0,4

TABLEAU I.A

Caractéristiques calculées pour les pertes d'énergie de la réaction $pd \rightarrow \pi^+ n$ à $\theta_\pi = 0^\circ$ (c.m.)

2 - LA LIGNE SPES 4 ET L'ENSEMBLE DE DETECTION

Les expériences de production cohérente de pions et de mésons η ont été réalisées sur la ligne SPES 4 du Laboratoire National Saturne (Fig. 1.3), les caractéristiques détaillées de celle-ci ont été publiées [GRO 87]. Les expériences de diffusion élastique arrière proton-deuton et proton-hélium 3 décrites par ailleurs [BER 82a] avaient été effectuées sur ce même dispositif dans des conditions voisines.

La ligne SPES 4 a été conçue pour permettre la détection de particules diffusées à petit angle avec des rigidités magnétiques pouvant atteindre 4,1 GeV/c. Les changements d'angle sont obtenus par déplacement de la ligne incidente car le spectromètre long d'environ 32 mètres est fixe. Celui-ci permet l'obtention de deux images au plan intermédiaire et au plan final distants de 16 mètres l'un de l'autre.

L'utilisation du dipôle D_3 "Hermaphrodite" situé entre la cible et le collimateur d'entrée du spectromètre permet de séparer le faisceau incident des particules diffusées inélastiquement à 0° . La différence de rigidité magnétique entre les hélium 3 produits à cet angle dans les réactions étudiées et le faisceau incident est en théorie suffisante pour assurer une séparation efficace au niveau du collimateur. En pratique les mesures à 0° se révèlent délicates car un flux important de particules provenant de réactions piquées à l'avant pénètre dans le spectromètre et parvient à l'image intermédiaire. Ces mesures sont cependant réalisables au prix d'une diminution de l'intensité du faisceau incident à environ 10^{11} protons par déversement au lieu de $5 \cdot 10^{11}$ protons utilisables pour des angles supérieurs à 2° (durée d'un déversement : 400 ms, période de répétition : 1 s à 1 GeV et 2 s à 2 GeV).

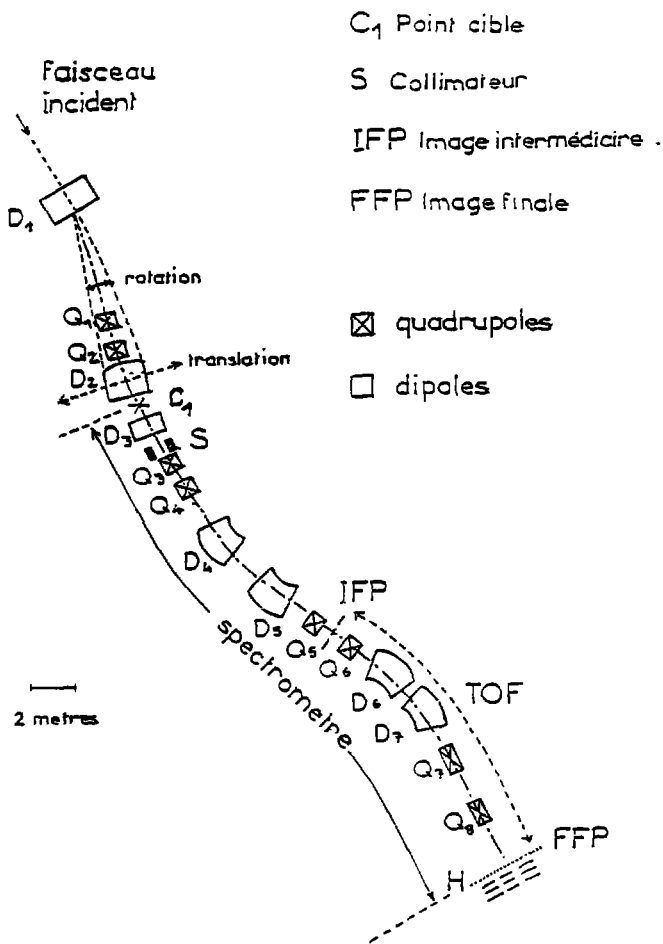


FIG. 1.3 - Implantation des différents éléments de la ligne SPES 4.

La cible liquide utilisée fait partie de l'ensemble cryogénique réalisé pour le SPES 4 par le Service Basses Températures de l'IPN. Son épaisseur est de 38 mm au voisinage du point d'impact du faisceau, ce qui se traduit par une densité de 608 mg.cm⁻² pour le deutérium.

L'utilisation de différents collimateurs (Tableau I. B) illustre la recherche d'un compromis entre une ouverture maximum, une réjection efficace des particules indésirables lors des mesures à 0° et une résolution angulaire correcte à cet angle. Aux deux énergies (1,65 et 1,85 GeV) où le collimateur le plus large (n°2) a été utilisé nous n'avons pas tenté de mesures à 0°.

N° collimateur	1	2	3
Dimension lch (mm) face d'entrée face de sortie	15 x 120 15 x 138	30 x 60 30 x 64	15 x 60 25 x 64
Angle solide défini par la face de sortie (msr)	0,214	0,198	0,099
épaisseur (mm)	406	206	206
énergie du faisceau incident (GeV)	0,92 à 1,75 sauf 1,65	1,65 et 1,85	1,35 et 2,0 à 2,6

TABLEAU I. B

Caractéristiques des collimateurs en plomb utilisés. Le face de sortie est située à 3,107 m du centre de la cible. L'angle solide défini par la face d'entrée est légèrement supérieure à celui défini par la face de sortie. Un collimateur d'ouverture supérieure et de 200 mm d'épaisseur était placé devant les collimateurs 2 et 3.

A 1,35 GeV les mesures effectuées à 0° et 4° avec le collimateur le plus haut (n°1) ont donné des résultats en bon accord avec celles effectuées aux autres angles avec le collimateur le plus petit (n°3). Les différents choix ont donc conduit ici à des résultats équivalents. Ceci est dû principalement au fait que les sections efficaces mesurées ne varient que lentement avec l'angle et que le signal a toujours une largeur en moment nettement inférieure à l'acceptance du spectromètre.

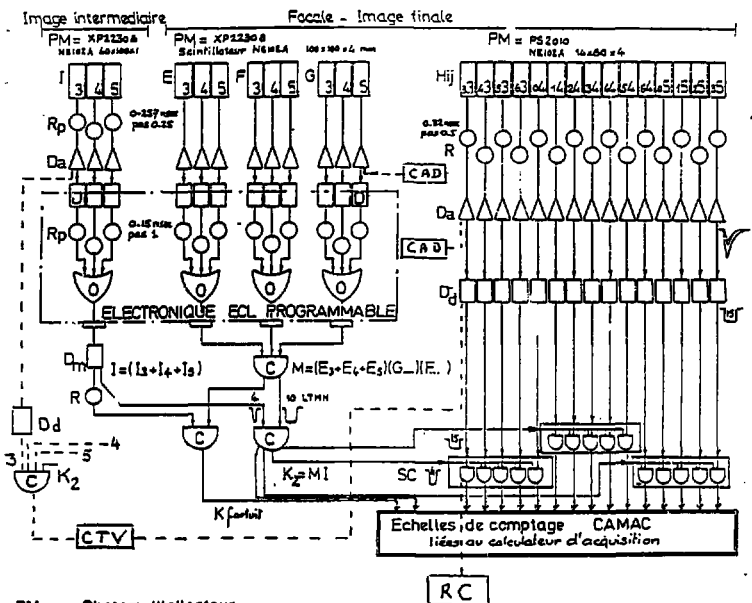
La ligne SPES 4 était réglée dans une configuration permettant une acceptance importante en moment ($\pm 4,7\%$) associée à une faible divergence horizontale du faisceau sur cible ($\pm 2,5$ mrd) et une divergence verticale de ± 10 mrd.

Le monitoring du faisceau a été assuré par trois télescopes comportant chacun trois plastiques scintillants. Deux de ces moniteurs (SD et SG) détectent les particules diffusées sur une feuille mince de polyéthylène ($140\ \mu\text{m}$) située en amont de la cible (entre les éléments D_1 et Q_1), le troisième vise la cible. Les moniteurs présentent une stabilité relative compatible avec les incertitudes statistiques sur leurs comptages à condition de veiller au bon alignement du faisceau dans la ligne incidente. La calibration des moniteurs à chaque énergie a été effectuée par activation de pastilles de carbone (réactions $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ et $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + e^+ + \nu$). La détection utilisée couvre une bande en moment de $8,8\%$, elle a été obtenue en complétant celle utilisée pour l'étude des réactions de diffusion élastique proton-deuton et proton-hélium 3 qui ne couvrait qu'une bande en moment réduite ($3,8\%$).

A l'image intermédiaire (Fig. 1.4) une rangée de sept plastiques scintillants de $1\ \text{mm}$ d'épaisseur (I_1) couvrant chacun une bande en moment de $1,4\%$ permet de disposer d'un signal de départ pour la prise de temps de vol. A l'image finale se trouve un hodoscope constitué de quarante quatre plastiques scintillants (H_{ij}) donnant une résolution en moment de $0,2\%$. Il est suivi de trois plans de sept compteurs (E_i, F_i, G_i) couvrant la même bande en moment qu'à l'image intermédiaire ($9,8\%$). Les plastiques scintillants (E_i, F_i, G_i, H_{ij}) situés à l'image finale ont tous une épaisseur de $4\ \text{mm}$ ce qui permet d'identifier les particules détectées par leur perte d'énergie.

3 - ELECTRONIQUE ASSOCIEE A LA DETECTION

Le cablage de l'électronique associée à la détection suit le même principe que celui utilisé pour nos expériences antérieures ($pd \rightarrow dp$ et $pt \rightarrow \tau p$). Il est cependant nettement plus complexe en raison de l'augmentation du nombre de compteurs de la détection (72 au lieu de 31) et surtout de l'existence des voies de codage (temps de vol, amplitudes des signaux) permettant l'acquisition événement par événement au moyen du calculateur.



- PM - Photomultiplicateur
HT programmable
- R - Retard variable
Rp - Programmable
- DA - Distributeur analogique
- D - Discriminateur
Dd - Double seuil
Dm - Mise en forme

- T - Translateur ECL NIM
- O - Circuit OU logique
C - Coïncidence
SC - "Strobe Coïncidence"
CAD - Codeur analogique digital (12 voies)
CTV - Codeur temps de vol (8 voies)
RC - Registre de configuration

FIG. 1.5 - Cablage de l'électronique du groupe central pour l'acquisition des spectres bruts. Les lignes en tirets sont des exemples du cablage associé au codage d'un événement pour l'acquisition sur bande magnétique.

D'un point de vue géométrique à chaque groupe (EFGI)_i est associé un ensemble de sept compteurs H_{ji} recouvrant le même intervalle de bande en moment (1,4 % - Fig. 1.4). Pour tenir compte des trajectoires réelles dans le spectromètre, on doit en pratique mettre les H_{ji} en coïncidence avec les groupes (EFGI)_{i-1}, (EFGI)_i et (EFGI)_{i+1}. Cette condition est vérifiée en répartissant les compteurs H_{ji} en trois groupes :

H₂₁ à H₂₃ (code 3 à 17) associés aux (EFGI) d'indice 1, 2 et 3

H₃₃ à H₃₅ (code 18 à 32) associés aux (EFGI) d'indice 3, 4 et 5

H₄₅ à H₃₇ (code 33 à 46) associés aux (EFGI) d'indice 5, 6 et 7.

La figure 1.5 illustre pour le groupe central la partie du cablage permettant l'acquisition des spectres bruts (événements sélectionnés par l'électronique seule).

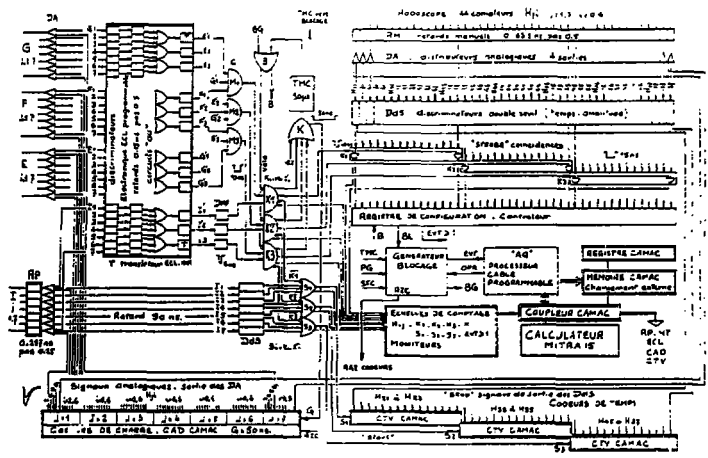
Pour l'ensemble des compteurs (EFGI et H) une des sorties des distributeurs analogiques est utilisée pour le codage de charge (mesure des pertes d'énergie dans les scintillateurs) sur 1024 canaux couvrant une gamme de 0 à 256 pC. La mesure correspond à une intégration du signal sur une durée de 50 ns, elle est codée sous forme d'un mot de 10 bits.

Pour les compteurs I seulement une autre sortie des distributeurs est utilisée pour générer, via un discriminateur double seuil, le "start" des temps de vol qui doit être validé par une coïncidence des détecteurs du plan I avec ceux des plans EFG. Le "stop" de ces temps de vol provient d'une sortie des discriminateurs double seuil des compteurs H_{ji}. Le temps de vol est codé sur 10²⁴ canaux par pas de 100 ps et est écrit sous forme d'un mot de 10 bits.

Une sortie des boîtes de coïncidences (SC) validant les H_{ji} est utilisée pour coder le numéro du compteur ayant détecté une particule.

L'acquisition des événements est effectuée par un ordinateur via une branche CAMAC associée à un processeur rapide câblé programmable.

Le processus d'acquisition d'un événement est déclenché par l'arrivée d'un signal K traduisant l'existence d'une coïncidence entre le plan I et les plans EFG dans un des trois groupes cités plus haut. Le système identifie alors le compteur H_{ji} traversé puis il lit les codeurs de charge des seuls compteurs I EFG associés à ce H_{ji} et son codeur de temps de vol. Selon le compteur H_{ji} identifié on lit ainsi sept ou onze mots caractérisant l'événement détecté qui sont transférés dans une mémoire tampon.



- Mj 100 compteurs à image microscopique du spectromètre. 1000000
- E1, F, G1 207 compteurs à image finale 1000000
- Mj1 Les 44 compteurs de l'horoscope final. Sonda 05240/30
- DA distributeur analogique. 4 voies. Opam # 2
- RP retards programmables. 0,257 ns pas 0,25 ns. pour commander les déformations de l'anneau avant des parois des tubes I, II, K, G. et donner les portées et leur modulation D/A
- C circuits de commande - M1: E1, F, G1 ou = E1, F, A, G, K, J, B1, B2, B3, B4, B5, B6, B7, B8, B9, B10, B11, B12, B13, B14, B15, B16, B17, B18, B19, B20, B21, B22, B23, B24, B25, B26, B27, B28, B29, B30, B31, B32, B33, B34, B35, B36, B37, B38, B39, B40, B41, B42, B43, B44, B45, B46, B47, B48, B49, B50, B51, B52, B53, B54, B55, B56, B57, B58, B59, B60, B61, B62, B63, B64, B65, B66, B67, B68, B69, B70, B71, B72, B73, B74, B75, B76, B77, B78, B79, B80, B81, B82, B83, B84, B85, B86, B87, B88, B89, B90, B91, B92, B93, B94, B95, B96, B97, B98, B99, B100

- 'STROBE' condensés échantillonnés K, M1
- DaS discriminateur double seuil - seuil temps 35 ns / 30 ns = seuil amplitude 30 A / seuil 30 A
- DMF discriminateur de remise en forme
- K circuit "OR" K1, K2, K3
- G porte à intégration 30 ns pour les compteurs CAD, opam #
- THC générateur de temps mort 30 ns. temps de récupération CAD et CIV
- CAD canal analogique signal de charge 0,256 ns 0,103 A
- CIV canal digital de remise 0,100 ns 0,103 A
- STY signal hors cycle à 75 remise à zéro de la registre

FIG. 1,6 - Schéma complet de l'électronique et du système d'acquisition.

Les événements caractérisés par sept mots (code compteur, temps de vol, cinq mesures de charge) sont ceux provenant des compteurs H_{2i} , H_{3i} et H_{4i} pour lesquels les seuls codeurs de charge lus dans les plans EFGI sont ceux des compteurs de même indice i . Les événements à onze mots (quatre mesures de charge de plus que les précédents) sont ceux provenant des compteurs H_{0i} , H_{1i} , H_{3i} , H_{4i} pour lesquels sont lus et mis en mémoire les codeurs de charge des groupes IEFG d'indice i et $(i-1)$ ou i et $(i+1)$. La logique sélectionnant les événements acquis sur bande est donc plus restrictive que celle relative à ceux acquis sur les échelles après sélection par l'électronique.

Le contenu de la mémoire tampon et celui des échelles de comptage sont transférés sur bande à la fin de chaque déversement du faisceau. L'ensemble de l'électronique est bloquée pendant la durée nécessaire à l'acquisition d'un événement (inférieure à $100 \mu s$). Le temps mort total qui en découle peut être évalué à travers les échelles de comptage des moniteurs qui sont dédoublées : une voie effectuant un comptage indépendant du fonctionnement du calculateur, l'autre ne fonctionnant qu'en dehors des périodes de blocage de l'électronique.

La figure 1.6 donne un schéma complet du câblage de l'électronique et met en évidence le contrôle de celle-ci par le calculateur.

CHAPITRE II

TRAITEMENTS DES DONNEES - SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES

1 - CARACTERISTIQUES DES DONNEES BRUTES

Les spectres obtenus à partir des événements sélectionnés par le système d'acquisition diffèrent assez nettement en fonction de l'énergie incidente (Fig. II. 1). Une cause évidente de cette évolution réside dans la dépendance en énergie des sections efficaces des réactions étudiées. La largeur du pic observé sur la focale est due essentiellement aux pertes d'énergie des particules lors de la traversée de la cible, elle est en bon accord avec celle calculée lors de la préparation de l'expérience. Le fond provient de la contribution de la cible vide, des protons et des deutons dont la réjection n'est pas totale et pour l'essentiel dans le cas de la production du méson η des héliums 3 formés dans des réactions à plus de deux corps dans l'état final (production de deux ou trois pions).

Pour cette dernière contribution on peut noter que le domaine de masse manquante correspondant à l'acceptance en moment du spectromètre augmente rapidement avec l'énergie des protons incidents (moins de 50 MeV à $T_p = 0,82$ GeV et plus de 400 MeV à $T_p = 2$ GeV). Les spectres obtenus aux énergies les plus basses correspondent donc à un faible domaine de l'espace de phase des réactions de production de plusieurs pions, la seule structure qu'ils présentent étant celle due à la production du η . Le faible nombre d'événements observés sur les compteurs situés en bord de focale est dû à une diminution de la transmission du spectromètre pour les impulsions correspondantes. La partie de la détection atteinte avec une transmission proche de 100 % couvre une bande en moment de 7 %.

L'extraction de la section efficace à partir d'un spectre brut est possible jusqu'à $T_p = 2$ GeV pour la production de η et $T_p = 1,85$ GeV pour celle de pions. En pratique l'ensemble des spectres acquis à partir de $T_p = 1,85$ GeV ont été dépouillés en affinant la sélection des événements à l'aide d'un programme de traitement des données enregistrées sur bandes magnétiques. Un test effectué sur une mesure à $T_p = 1,35$ GeV a par contre montré qu'à cette énergie

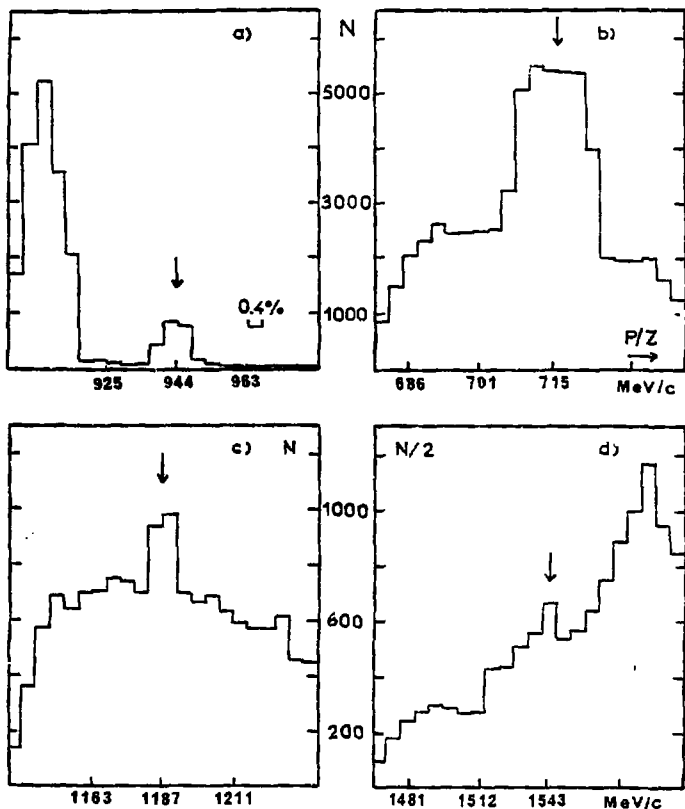


FIG. II.1 - Spectres bruts des hélium-3 détectés à l'Phosorcope (N étant la somme des événements enregistrés par deux compteurs contigus). Production de pions (a) $T_p = 0.92$ GeV, $\theta_p = 0^\circ$, $P/Z = 944$ MeV/c, les événements détectés aux impulsions les plus basses correspondent à la production de deux protons (effet ABC : [AGA 63, BAN 73b]). Production de η , (b) 0.92 GeV, θ_p , 715 MeV/c. (c) 1.45 GeV, θ_p , 1187 MeV/c et (d) 2.0 GeV, θ_p , 1543 MeV/c.

l'utilisation du programme de traitement des données n'apportait qu'une réduction négligeable du fond.

2 - TRAITEMENT DES DONNEES SUR BANDE

a) PARAMETRES GENERAUX

A chaque déversement les valeurs des quatre paramètres suivants sont enregistrées : comptage du moniteur SD, rapport des comptages des moniteurs SD et SG et fréquences des sondes RMN se trouvant dans les dipôles D3 (Hermaphrodite) et D5 (Anémone 2). La stabilité des deux premiers paramètres signe le maintien de la qualité du faisceau incident, celle des deux derniers celui du réglage des dipôles du spectromètre (D4 à D7 étant alimentés en série).

En imposant des limites aux fluctuations de ces paramètres on peut éliminer les événements enregistrés dans des conditions anormales. En pratique moins de 5 % des déversements sont éliminés en raison d'un défaut du faisceau incident. Une seule mesure a présenté une brusque variation d'une fréquence de RMN, après analyse il s'est avéré que l'indication de la sonde était devenue erronée, le champ magnétique du dipôle étant lui resté stable.

b) SELECTION DES EVENEMENTS

Chaque événement enregistré sur bande est caractérisé par son temps de vol entre les images intermédiaire et finale et cinq amplitudes mesurant les pertes d'énergie dans les différents scintillateurs traversés. Le programme de traitement des données permet de connaître les spectres de temps de vol et d'amplitude des quarante quatre compteurs de l'hodoscope (H_{ij}) et les spectres d'amplitude des vingt huit compteurs I_j , E_j , F_j , G_j . On dispose également d'un spectre de corrélations entre les compteurs H_{ij} de l'hodoscope et I_j de l'image intermédiaire. L'allure de ces spectres permet de détecter la présence éventuelle de particules ayant des trajectoires anormales et ne provenant donc pas de la cible.

La sélection des événements s'effectue en plaçant des fenêtres sur les six paramètres les caractérisant. Les fenêtres étant placées, on impose les conditions devant être vérifiées par les bons événements. Dans la plupart des cas les conditions exigées étaient un temps de vol et quatre amplitudes sur cinq à

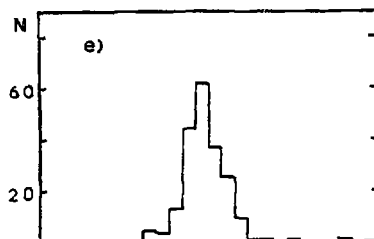
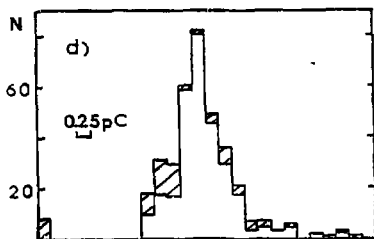
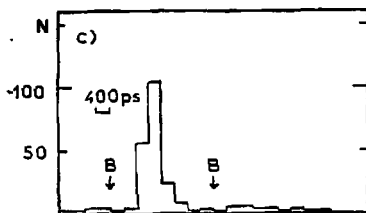
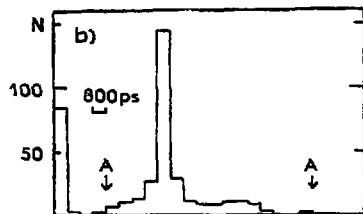
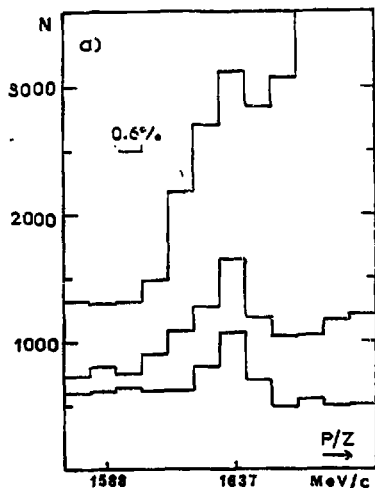


FIG. 1.2 -

a) Spectres des événements enregistrés sur l'odoscope, on distingue de haut en bas : le spectre des événements retenus par la logique d'acquisition, celui conditionné par des fenêtres de temps de vol de 12 ns et le spectre obtenu après analyse complète. b) Spectre de temps de vol d'un compteur H avant analyse. c) Le même après sélection des amplitudes. Les flèches indiquent les limites des deux fenêtres utilisées (12 ns et 3,2 ns). d) spectre d'amplitude du même compteur avant analyse : les surfaces hachurées correspondent aux événements rejetés par la première sélection en temps de vol (fenêtre 12 ns). e) spectre d'amplitude final.

l'intérieur des fenêtres choisies. Des conditions plus restrictives ont parfois été exigées à 0° et 1° telles que temps de vol et amplitude sur les compteurs 1 et trois amplitudes sur quatre à l'image finale. Le fait d'accepter qu'une amplitude soit hors de la fenêtre définie permet de ne pas rejeter des particules passées au bord d'un compteur avec une perte d'énergie faible.

La plupart des mesures ont fait l'objet de trois relectures successives de la bande conduisant à l'obtention du spectre définitif. Le premier passage est effectué sans aucune condition, il permet donc de connaître l'ensemble des informations enregistrées. Au deuxième passage des fenêtres sont placées sur les paramètres généraux (sélection des déversements) et sur les temps de vol. La largeur de ces fenêtres est toujours de 12 ns, on ne peut pas les placer directement sur l'ensemble des compteurs sans tenir compte des décalages de l'un par rapport à l'autre. Le troisième passage est effectué en imposant en plus la condition sur les amplitudes (au moins quatre bonnes sur cinq). Les fenêtres sur les amplitudes ont pour limites les canaux 150 et 900 en général, le codage initial ayant été effectué sur 1024 canaux.

Pour certaines mesures une quatrième analyse a été jugée utile, les fenêtres de temps de vol ont alors été placées individuellement sur chaque compteur (3 ns de largeur) et une bonne amplitude à l'image intermédiaire a été exigée. Le choix de cette dernière condition est lié au fait que le flux de particules parvenant à cette image est beaucoup plus élevé qu'à l'image finale.

Cette méthode peut être illustrée en suivant le traitement de la mesure suivante : $pd \rightarrow \pi\eta$ à $T_p = 2,15$ GeV, $\theta_T = 1^\circ$, P/Z (spectromètre) = 1637 MeV/c.

A la première lecture de la bande, on observe un total de 37846 événements acquis par les échelles des H_{ij} pour 4609 déversements. La logique d'acquisition n'a retenu que 31557 événements. La différence provient des événements à trajectoire anormale acceptés par l'électronique et rejetés par la logique. On observe un nombre d'événements anormalement élevé vers les hautes impulsions des spectres. Un nombre important d'événements n'ayant perdu que peu d'énergie est observé sur les spectres d'amplitude (Fig. II.2).

A la deuxième lecture (sélection sur les paramètres généraux et les temps de vol avec une fenêtre de 12 ns), 14 déversements (3°/→) sont éliminés et le nombre d'événements retenus n'est plus que 13733. Le fond devient pratiquement plat ce qui correspond au comportement attendu pour l'espace de

phase des productions de deux et trois pions. Les spectres d'amplitude des compteurs H ont une allure satisfaisante, ceux des EFGI peuvent être améliorés.

A la troisième analyse (Introduction des fenêtres sur les amplitudes) le nombre d'événements retenus n'est plus que de 11708. Une quatrième analyse effectuée en abaissant la fenêtre des temps de vol à 3,2 ns permet de réduire ce nombre à 8250. Le niveau du fond a été abaissé d'un facteur 4 environ essentiellement par la sélection en temps de vol.

Le traitement des données effectué conduit donc à une identification sans ambiguïté des hélium 3 ; les spectres obtenus correspondent alors à des événements dont l'origine est bien déterminée.

3 - SECTIONS EFFICACES - INCERTITUDES

Le nombre d'événements N_V correspondant à la réaction étudiée est obtenu par différence entre le nombre total de coups N_T enregistrés dans le pic et celui N_F provenant de l'estimation du fond par les comptages de part et d'autre du pic.

La section efficace dans le laboratoire s'exprime par :

$$(d\sigma/d\Omega)_{lab} = (N_V/P) \times (A/J)_{pe} \Delta\Omega$$

N_V/P nombre d'événements par proton incident

$(A/J)_{pe} \Delta\Omega$: constante caractérisant la cible et l'angle solide défini par le collimateur.

La section efficace dans le référentiel du centre de masse se calcule à partir de la précédente et du jacobien J du changement de référentiel :

$$(d\sigma/d\Omega)_{cm} = J (d\sigma/d\Omega)_{lab}$$

Les incertitudes sur les sections efficaces proviennent pour le terme (N_V/P) du comptage, de l'extraction du fond et de la normalisation. Cette dernière est donnée à $\pm 8\%$ pour un niveau de confiance de 68%. Pour ce même niveau de confiance l'incertitude sur les comptages est : $\Delta N_V = (N_T + N_F)^{1/2}$, elle entraîne une incertitude relative sur les sections efficaces :

$$E_C = \Delta N_V / N_V$$

La hauteur du fond n'est pas toujours identique de part et d'autre du pic, la différence pouvant être plus importante que celle explicable par la statistique. On estime alors l'erreur sur l'extraction du fond par les limites extrêmes entre lesquels celui-ci peut se situer avec une probabilité constante sur l'intervalle ainsi défini (erreur majorée). Il en résulte une incertitude relative E_F sur les sections efficaces.

On peut estimer l'incertitude relative totale résultant des deux précédentes pour un niveau de confiance de 68 % par la somme quadratique

$$E_T = (E_C^2 + (0,68 E_F)^2)^{1/2}$$

Les fluctuations de densité de la cible de deutérium liquide étant négligeables, la dernière cause d'incertitude subsistant est celle sur l'angle solide. Celle-ci nous paraît négligeable devant l'incertitude précédente et celle sur la normalisation puisque les mesures effectuées à 1,35 GeV avec deux collimateurs différents (§1.2) ont donné des résultats concordants.

A 2,8 GeV, il n'apparaît pas de pic dans le spectre de masse manquante correspondant à la région du η , même après sélection des événements. A cette énergie, il aurait dû apparaître sur trois compteurs H au maximum. Un signal correspondant à un nombre de coups supérieur à deux écarts standards par groupe de trois compteurs aurait permis une mesure de la section efficace. La limite supérieure donnée pour celle-ci est donc obtenue en écrivant $N_V = 2 N$ dans la formule permettant de la calculer où N est la somme des événements enregistrés sur un groupe de trois compteurs dans la région centrale de l'hodoscope.

Les tableaux II.1 à II.3 donnent les valeurs des sections efficaces et des incertitudes pour les réactions étudiées. Les résultats présentés dans le tableau II.1 relatifs à la réaction $pd \rightarrow \pi^+$ sont ceux des mesures effectuées en même temps que l'étude des diffusions élastiques proton-deuton et proton-hélium 3 [BER 82a]. Ils ont été rappelés car la réaction $pd \rightarrow \pi^+$ est équivalente à $pd \rightarrow \pi^0$ en raison de l'indépendance de charge vérifiée par l'interaction forte. La section efficace de la première est le double de celle de la deuxième (rapport des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan traduisant les couplages d'isospin $\langle pd | \pi^+ \rangle$ et $\langle pd | \pi^0 \rangle$).

T_p (GeV)	θ_{lab}^C	$d\sigma/d\Omega_{lab}$ (nb/sr)	θ_{cm}^W	$d\sigma/d\Omega_{cm}$ (nb/sr)	Incertitudes		
					E_C	E_P	E_{totale}
0.6	- 0.5	11 500	178	624	1.3 %	1.0 %	1.5 %
0.7	- 0.5	4 180	178	251	6.0 %	1.0 %	6.0 %
0.8	0	1 080	180	69.3	2.3 %	1.0 %	2.5 %
0.9	0	635	180	43.2	3.7 %	1.0 %	4.0 %
1.0	0	690	180	49	3.5 %	1.0 %	4.0 %
1.1	0	850	180	63	3.2 %	1.0 %	4.0 %
1.2	0	920	180	70	2.9 %	1.0 %	4.0 %
1.3	0	656	180	51.2	2.9 %	1.0 %	4.0 %
1.4	0	215	180	25.2	6.3 %	1.0 %	6.5 %
1.5	- 0.5	222	178	18.0	2.8 %	1.0 %	3.0 %

TABLEAU II.1

Sections efficaces de la réaction $pd \rightarrow tr^+$ [BER 82a]. E_C représente l'incertitude sur les comptages pour un niveau de confiance (NC) de 68 %, E_P , celle sur l'extraction du fond (erreur majorée), E_{totale} l'incertitude résultant des 2 précédentes (NC = 68 %). L'incertitude sur la normalisation absolue est de ± 8 %.

T_p (GeV)	θ_{lab}^T	$d\sigma/d\Omega_{lab}$ (nb/sr)	θ_{cm}^T	$d\sigma/d\Omega_{cm}$ (nb/sr)	Incertitudes		
					E_C	E_P	E_{totale}
0.920	0	233	180	16.1	14 %	20 %	19 %
0.920	2	236	172	16.3	3 %	5 %	5 %
1.65	1	35.4	177	2.90	7 %	5 %	8 %
1.85	1	11.4	177	0.90	30 %	35 %	38 %
2.0	1	8.0	177	0.68	36 %	30 %	42 %
2.3	1	7.3	177	0.63	35 %	50 %	49 %

TABLEAU II.2

Sections efficaces de la réaction $pd \rightarrow tr^+$.

T_p (GeV)	θ_{lab}^T	$d\sigma/d\Omega_{lab}$ (nb/sr)	θ_{cm}^T	$d\sigma/d\Omega_{cm}$ (nb/sr)	Incertitudes		
					E_C	E_F	E_{totale}
0.920	0	234	180	14.6	1.3 %	10 %	7 %
	2	290	144	17.1	5.0 %	11 %	9 %
0.950	0	534	180	6.5	3.6 %	10 %	8 %
	2	705	162	8.3	2.3 %	10 %	8 %
	4	1030	142	10.9	7.5 %	10 %	10 %
0.975	0	156	180	3.8	10. %	20 %	17 %
1.000	0	147	180	3.0	8.0 %	30 %	32 %
	2	180	166	3.6	8.4 %	3 %	9 %
	4	291	151	5.6	5.4 %	13 %	17 %
	6	572	135	9.9	3.0 %	10 %	8 %
1.050	0	77	180	2.1	14. %	20 %	20 %
	2	99	168	2.6	8. %	20 %	16 %
	4	120	155	3.1	5. %	8 %	8 %
	6	262	142	6.4	5. %	2.5 %	6 %
1.149	0	56.5	180	2.1	14. %	20 %	20 %
	2	57	170	2.1	9. %	12 %	12 %
	3.86	65	160	2.4	14. %	20 %	20 %
	6	101	148	3.6	6. %	10 %	9 %
1.250	0	130	180	5.9	12. %	17 %	17 %
	1	102	175	4.6	15. %	1 %	15 %
	2	81	170	3.7	13. %	3 %	13 %
	4	53	161	2.4	20. %	25 %	26 %
	6	79	151	3.5	14. %	8 %	15 %

TABLEAU II.3

Sections efficaces de la réaction $pd \rightarrow \pi\pi$ (début)

1.350	0	135	180	7.0	10. %	5 %	11 %
	1	126	175	6.5	8.8 %	4 %	10 %
	2	119	171	6.1	8.3 %	4 %	9 %
	3.86	85	163	4.35	5.0 %	3 %	6 %
	4	83	162	4.3	13.0 %	7 %	14 %
1.450	0	77	180	4.4	10. %	5 %	11 %
	2	58	172	3.3	10. %	5 %	11 %
	4	53	163	3.0	10. %	5 %	11 %
1.550	0	60	180	3.6	13. %	5 %	14 %
	4	47	164	2.8	8. %	10 %	11 %
1.650	0.5	37	178	2.4	12. %	5 %	13 %
	3.86	41	165	2.8	13. %	1 %	13 %
1.750	0	45	180	3.0	20. %	5 %	21 %
	4	42	163	2.8	9. %	1 %	9 %
1.850	1	41	176	2.9	10. %	5 %	11 %
2.000	1	25	176	1.8	9. %	4 %	10 %
	2	28	172	2.0	9. %	4 %	10 %
2.150	1	13.5	176	1.0	19. %	15 %	22 %
	2	14.1	172	1.05	13. %	8 %	14 %
	3.86	13.1	166	0.98	12. %	8 %	13 %
2.300	1	13.2	176	1.0	33. %	10 %	34 %
	3	8.6	169	0.66	23. %	5 %	24 %
2.600	3	< 2.8	169	< 0.22			

TABLEAU N.3

Sections efficaces de la réaction $pd \rightarrow \pi\pi$ (suite)

CHAPITRE III

ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION A $\theta_{cm} = 180^\circ$

1 - PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE CES FONCTIONS

La somme des masses dans l'état final étant supérieure à celle dans l'état initial les deux réactions présentent un seuil en énergie ($T_p = 199$ MeV pour la production de pions neutres et $T_p = 894$ MeV pour celle de mésons η).

En raison de l'ouverture de l'espace de phase, les sections efficaces de ces réactions sont obligatoirement croissantes juste après le seuil de production. Le maximum de section efficace est atteint entre $T_p = 400$ MeV et $T_p = 500$ MeV pour les pions. Dans le cas de la production de mésons η ce maximum se situe moins de 25 MeV après le seuil, ceci indiquant une variation rapide de l'amplitude de réaction avec l'énergie au voisinage de celui-ci.

Les fonctions d'excitation expérimentales ont été représentées sur la figure III. 1. Après une décroissance rapide jusqu'à 900 MeV pour la réaction $pd \rightarrow \pi\pi^+$ et 1100 MeV pour $pd \rightarrow \pi\eta$ on observe des structures marquées centrées sur 1200 et 1350 MeV respectivement. Au-delà de ces structures la décroissance des sections efficaces se poursuit avec de nouvelles irrégularités :

- une structure, moins nette que la première, située autour de $T_p = 1850$ MeV pour la production de η ,
- un net changement de pente à partir de $T_p = 2000$ MeV pour celle de pions.

On note également qu'au-delà de $T_p = 1700$ MeV la section efficace de production de pions devient inférieure à celle de mésons η . Ceci montre que le rapport des sections efficaces n'est certainement pas directement lié à celui des constantes de couplage mésons-nucléons ($[G_{\pi NN}^2/G_{\eta NN}^2] > 10$). On peut au contraire constater que la production d'un méson de masse élevée représente un moyen efficace d'absorption de l'énergie disponible dans la réaction.

Plusieurs modèles ont été proposés pour interpréter les réactions du type $A(p, \pi^+) A + 1$ [RUD 52, BLU 54, MAN 58, YAO 84, LET 86, REI 71/72, ING 71, BAR 73, EIS 73, WIE 73, LOC 74, FEA 74/77, GIB 77, BHA 77, KEI 79, GRE 79,

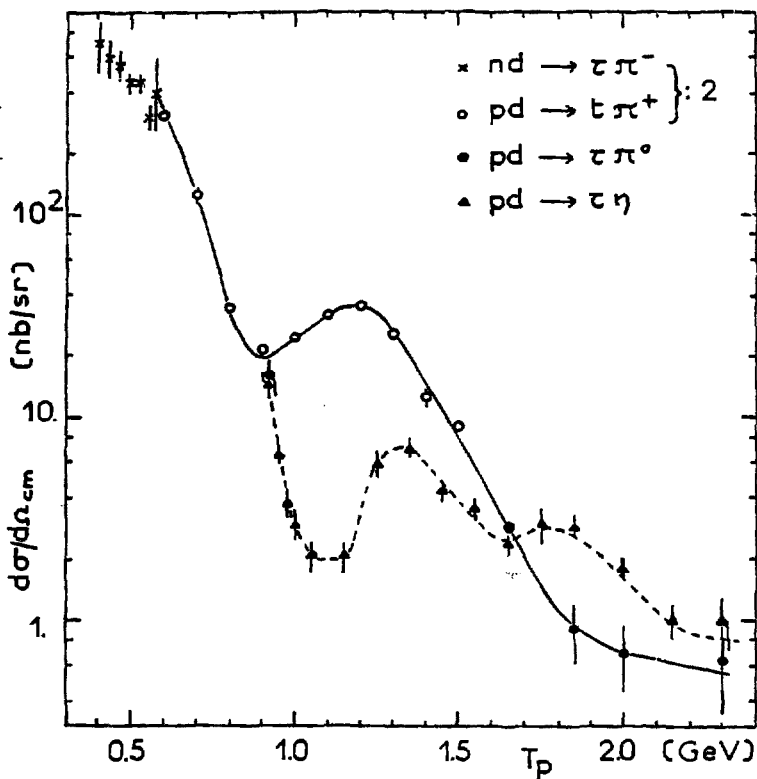


FIG. III. 1 - Fonctions d'excitation des réactions $pd \rightarrow \tau \pi^+$ et $pd \rightarrow \tau \eta$ à $\Theta_{\pi} = \Theta_{\eta} = 180^\circ$. Les réactions $nd \rightarrow \tau \pi^-$ [FRA 80b], $pd \rightarrow \tau \pi^+$ et $pd \rightarrow \tau \pi^0$ sont équivalentes en raison de l'indépendance de charge vérifiée par l'interaction forte. Si on néglige les corrections traduisant les différences de masse $p-n$, τ^+ et π^+ - π^0 , les sections efficaces des deux premières réactions sont égales au double de celle de la dernière (rapport des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan traduisant les couplages d'isospin état final - état initial).

SAI 82, MIL 83, OHT 85, HUB 85, FEL 85]. Les accords théorie-expérience obtenus sont en général limités à des domaines d'énergie restreints, exception faite du cas de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ où les calculs reproduisent assez bien les données expérimentales. Le domaine angulaire correspondant à notre expérience ($\theta_\pi = 180^\circ$) étant celui où les calculs donnent les résultats les moins satisfaisants.

La production de mésons η sur les noyaux n'avait été que peu abordée d'un point de vue théorique jusqu'à présent [BRO 72]. Des calculs récents [FEL 85] donnent une description partielle de nos résultats.

La comparaison de nos mesures à des modèles est donc délicate, néanmoins on peut en attendre quelques indications concernant le rôle des fonctions d'onde des noyaux impliqués dans ces réactions ainsi que celui des résonances baryoniques (Δ ou N^*) susceptibles d'être excitées.

2 - ECHANGE D'UN OU DEUX NUCLEONS (APPROXIMATION DE BORN)

Ces mécanismes sont les plus simples que l'on puisse envisager. Ils doivent se traduire par des relations simples entre les sections efficaces et la fonction d'onde de l'hélium 3. Ils peuvent être représentés par les diagrammes de la figure III.2.

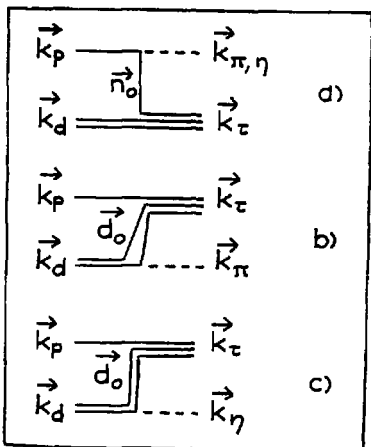


FIG. III.2 -

Diagrammes d'échange

a) échange d'un neutron et production de π^+ ou η

b) échange d'une paire d'isospin $T = 1$ et production de π^+

c) échange d'un deuteron et production de η

Dans ces diagrammes les vertex d'émission du méson se traduisent en première approximation par des constantes de couplage [BRO 72], la dépendance en énergie des sections efficaces provenant soit du terme d'espace de phase soit du moment transféré lors de la formation de l'hélium 3. Ce moment doit être évalué dans le référentiel propre de l'hélium 3.

Pour le mécanisme d'échange d'un nucléon il vaut :

$$\overline{Q}_p = (\overline{k}_d - 2 \overline{n}_0) / 3 = \overline{k}_d \quad (\text{diagramme a})$$

pour celui d'échange de deux nucléons :

$$\overline{Q}_d = (2 \overline{k}_p - \overline{d}_0) / 3 = \overline{k}_p \quad (\text{diagramme b et c})$$

Les modules peuvent s'exprimer sous forme invariante relativiste par :

$$|\vec{Q}_p|^2 = \left[(m_d + m_\pi)^2 - t \right] \left[(m_d - m_\pi)^2 - t \right] / 4 m_\pi^2$$

$$|\vec{Q}_d|^2 = \left[(m_d + m_\pi)^2 - u \right] \left[(m_d - m_\pi)^2 - u \right] / 4 m_\pi^2$$

avec $t = (\underline{k}_p - \underline{k}_x)^2$ $u = (\underline{k}_d - \underline{k}_x)^2$ $X = \pi$ ou η
 [\underline{k}_x représente le quadrivecteur (\underline{k}_x, W_x)]

Les valeurs de Q_p et Q_d ont été représentées sur la figure III. 3 pour les deux réactions étudiées en fonction de l'énergie des protons incidents. On constate qu'à énergie fixée, pour des mésons émis à 180° , Q_d est nettement inférieur à Q_p . Si on admet que la fonction d'onde de l'hélium 3 décroît rapidement en fonction de Q et que les constantes de couplage méson-deuton n'ont pas des valeurs prohibitives, le mécanisme d'échange de deux nucléons semble plus probable que celui d'échange d'un seul. On doit alors noter que pour l'émission d'un pion la paire échangée ne peut être un deuton puisqu'elle est dans un état d'isospin $T = 1$, en conséquence c'est la composante proton-paire (p, n) $T = 1$ de la fonction d'onde de l'hélium 3 qui doit intervenir dans le calcul de la section efficace. Cette transition d'isospin n'existe pas dans le cas de l'émission d'un méson η , c'est alors la composante proton-deuton de la fonction d'onde qu'il faudra considérer.

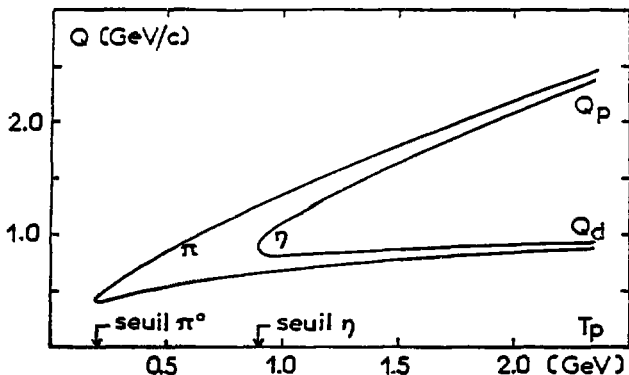


FIG. III.3 - Moment transféré dans les mécanismes d'échange entre le deuteron et l'hélium 3 (Q_p), entre le proton et l'hélium 3 (Q_d) lors de la production de mésons π ou η ($\theta_\pi = \theta_\eta = 180^\circ$)

On peut tester la validité de ces deux mécanismes en traçant en fonction des transferts Q_p ou Q_d les carrés des amplitudes invariantes des deux réactions.

$$T_\pi^2 = 64 \pi^2 s (k_p/k_\pi) (d\sigma/d\Omega)_{cm} (pd \rightarrow \pi\pi)$$

$$T_\eta^2 = 64 \pi^2 s (k_p/k_\eta) (d\sigma/d\Omega)_{cm} (pd \rightarrow \pi\eta)$$

$$s = (k_p + k_d)^2 = W_{cm}^2$$

Les moments k_p , k_π et k_η sont évalués dans le référentiel du centre de masse. Le facteur cinématique apparaissant dans les expressions précédentes étant l'inverse du facteur d'espace de phase, on s'affranchit ainsi des variations dues à celui-ci.

- Echange d'un nucléon (variable Q_p - Fig. III.4)

Pour des valeurs de Q_p comprises entre 1 et 1.6 GeV/c les deux fonctions ont des allures très proches. Cependant si on calcule le rapport $R_{\pi/\eta} = T_\pi^2/T_\eta^2$ on constate qu'il varie fortement autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 12 dans ce domaine. Au-delà de 1.6 GeV/c les courbes diffèrent nettement : le rapport $R_{\pi/\eta}$ décroît rapidement pour devenir voisin de 1 à partir de 2 GeV/c.

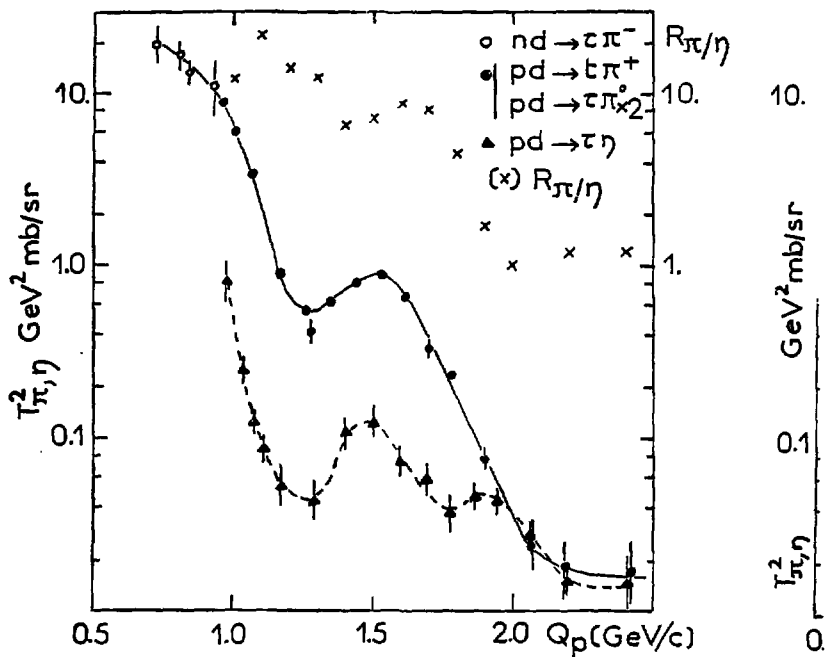


FIG. III.4 - Carrés des amplitudes invariantes de réaction en fonction du transfert Q_p . Rapport (x) de la production de pion à celle de η . Les courbes sont des guides pour l'oeil.

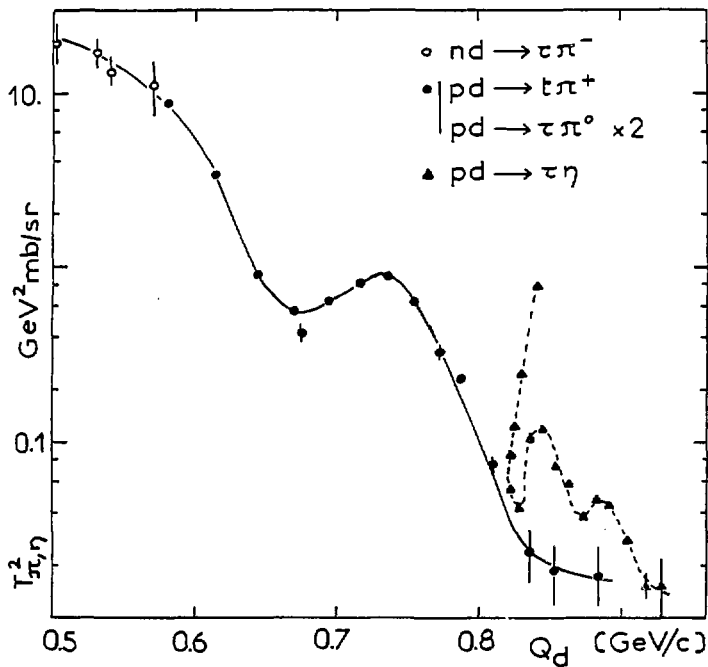


FIG. III. 5 - Carrés des amplitudes invariantes en fonction du transfert Q_D . Les courbes sont des guides pour l'œil.

Le mécanisme d'échange d'un nucléon ne permet donc pas de rendre compte des sections efficaces observées. On ne peut cependant exclure qu'il y contribue surtout entre 0.9 et 1.5 GeV.

- Echange de deux nucléons (variable Q_D - Fig. III.5)

Le graphique obtenu diffère notablement du précédent. Le domaine où les deux fonctions peuvent être comparées est limité (de 820 à 880 MeV/c) mais la différence entre les deux courbes est suffisante pour écarter ce mécanisme comme interprétation commune aux deux réactions. Il est également certain que la production du méson η aux énergies les plus basses ($T_p < 1.35$ GeV) ne peut s'expliquer par ce seul mécanisme : l'écart observé entre les points obtenus à des énergies différentes mais correspondant à un même transfert Q_D est trop important.

- Contribution simultanée des deux mécanismes :

Cette hypothèse est plus difficile à tester, d'une part il n'y a plus de variable de transfert privilégiée, d'autre part les poids respectifs des deux mécanismes dépendent fortement des constantes de couplage.

On peut noter qu'au voisinage du seuil de production du η les variables Q_p et Q_D ont des valeurs proches ce qui peut empêcher la prédominance d'un mécanisme sur l'autre.

Les effets de la distorsion peuvent également réduire fortement les sections efficaces attendues pour ces mécanismes [EIS 73 a]. On conçoit qu'ils puissent entre autre avoir un rôle important au voisinage du seuil de production du η en raison de la faible vitesse de ce dernier par rapport à l'hélium 3.

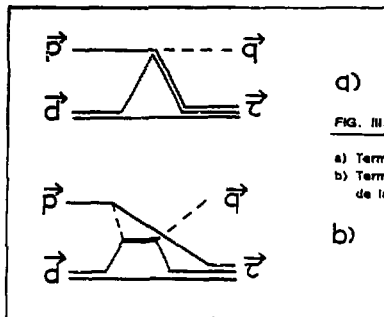
Les valeurs très élevées atteintes par le transfert Q_p constituent en fait la principale objection à une interprétation de ce type. On conçoit que des mécanismes nécessitant des transferts plus faibles pour la formation de l'hélium 3 soient des voies plus accessibles pour les réactions considérées.

3 - APPROXIMATION D'IMPULSION

a) PRESENTATION

L'utilisation de l'approximation d'impulsion pour exprimer la section efficace de la réaction $pd \rightarrow tr$ à partir de celle de la réaction $pp \rightarrow d\pi$ est due initialement à Ruderman [RUD 52].

Le diagramme (a) de la figure III.6 illustre le lien existant entre les deux réactions.



a)

FIG. III.6 - Approximation d'impulsion

a) Terme direct

b) Terme d'échange obtenu après antisymétrisation de la fonction d'onde des deux neutrons du tritium

b)

La même méthode peut s'appliquer aux réactions $pd \rightarrow t\pi$ et $pn \rightarrow d\pi$. Le neutron du deuteron étant considéré comme spectateur dans le référentiel de cet π , le moment transféré évalué dans le référentiel du centre de masse vaut:

$$\vec{Q} = \vec{\tau}/3 - \vec{d}/2 = \vec{p}/2 - \vec{q}/3$$

Les carrés des amplitudes invariantes des deux réactions ont été tracés en fonction de Q (Fig. III. 7). Les deux fonctions d'excitation présentent en commun un minimum vers 0.61 GeV/c et un maximum proche de 0.71 GeV/c, elles diffèrent par contre fortement au-delà de 0.8 GeV/c. Les ressemblances des deux fonctions peuvent traduire un effet du facteur de forme nucléaire dans le domaine considéré, leurs différences peuvent provenir de celles existant entre les réactions élémentaires $pp \rightarrow d\pi$ et $np \rightarrow d\pi$. La première de ces deux réactions a fait l'objet de nombreuses études (Fig. III. 8), la seconde n'a pas été mesurée dans le domaine d'énergie considéré ici.

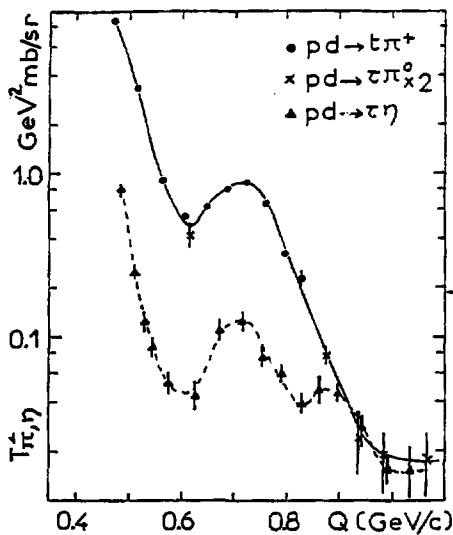


FIG. III.7 -

Carré des amplitudes invariantes des réactions $pd \rightarrow t\pi^+$ et $pd \rightarrow \tau\eta$ en fonction de la variable de transfert de l'approximation d'impulsion.

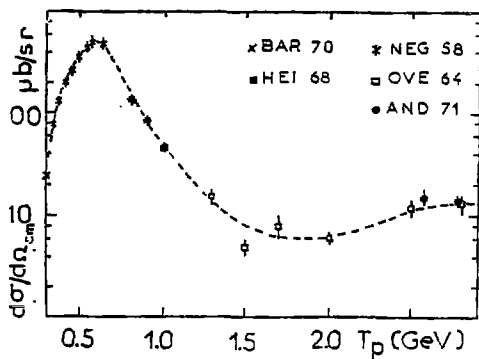


FIG. III.8 -

Sections efficaces de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ ($\cos^2\theta = 1$). La courbe en tirets correspond aux valeurs utilisées pour le calcul en approximation d'impulsion.

b) CALCUL EXPLICITE POUR LA PRODUCTION DE PIONS

Des calculs concernant la réaction $pd \rightarrow t\pi$ ont été publiés par différents auteurs [RUD 52, ING 71, LOC 74]. Nous avons comparé nos mesures et les sections efficaces calculées à partir de la plus récente de ces références. Ce calcul tient compte de la présence de deux nucléons identiques dans le tritium ou l'hélium 3, celles-ci étant traduite par la présence d'un terme d'échange (Fig. III. 6b) dans le facteur de forme nucléaire.

La section efficace de la réaction $pd \rightarrow t\pi$ s'écrit :

$$d\sigma/d\Omega (pd \rightarrow t\pi) = K_{\pi t}/K_{\pi d} |F_D(Q) + \bar{F}_E(Q)|^2 d\sigma/d\Omega (pp \rightarrow d\pi)$$

$$\text{où } K_{\pi t} = q E_{\pi} E_p E_d E_T / (ps)$$

$$K_{\pi d} = q^{ef} E_{\pi}^{ef} E_d^{ef} (E_p^{ef})^2 / (p^{ef} a_{pd})$$

Les grandeurs cinématiques intervenant dans l'expression de $K_{\pi t}$ doivent être évaluées dans le référentiel du centre de masse du système $p-d$, celles intervenant dans $K_{\pi d}$ dans celui du système $p-p$.

Dans l'article de référence le rapport $K_{\pi t}/K_{\pi d}$ a été simplifié en négligeant les énergies cinétiques du deuton et du tritium, ce qui permet de remplacer $E_d \cdot E_T / E_p^{ef}$ par M_T (masse du tritium). Cette simplification entraînant une réduction de la section efficace calculée d'environ 10 % à 1 GeV et 20 % à 2 GeV, nous avons rétabli l'expression exact [GOL 64]. Les facteurs de forme sont explicités dans l'article de référence et dans l'appendice A : ils traduisent différents recouvrements des fonctions d'onde des noyaux. $F_D(Q)$ décrit la transition directe et $\bar{F}_E(Q)$ le terme d'échange. Différentes fonctions d'onde ont été utilisées pour les calculer.

Le deuton est décrit par une fonction d'onde de Hulthen dans l'état S [LOC 74] :

$$\psi_d(r) = N_d (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})/r$$

$$\alpha = 0,232 \text{ fm}^{-1} \quad \beta = 1,36 \text{ fm}^{-1}$$

L'hélium 3 par :

a) une fonction d'onde de type Eckart [LIM 73]

$$\psi_E(x) = N_E e^{-\alpha x} (1 - e^{-\beta x})^4 / x$$

$$\alpha = 0,42 \text{ fm}^{-1} \quad \beta = 1,8 \text{ fm}^{-1} \quad [\text{LES 78}]$$

b) une fonction d'onde à trois pôles [LOC 74]

$$\psi_L(x) = N_L (e^{-Kx} + Ce^{-\gamma x} - (1+C)e^{-\delta x}) / x$$

$$K = 0,45 \text{ fm}^{-1} \quad \gamma = 1,61 \text{ fm}^{-1}$$

$$\delta = 2,65 \text{ fm}^{-1} \quad C = -2,5$$

γ) une fonction d'onde à cinq pôles, dite "exponentielle 1" [SHE 83]

$$\psi_L(x) = N_L e^{-\alpha x} \left(\sum_{i=1}^5 a_i e^{-\beta_i x} \right)$$

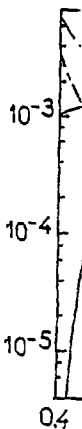
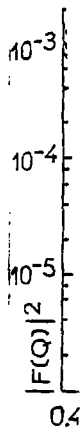
$\alpha_1 = 0,945$	$\alpha_2 = -3,9$	$\alpha_3 = 5,986$	$\alpha_4 = -3,946$	$\alpha_5 = 0,915$
$\beta_1 = 0$	$\beta_2 = 1,62$	$\beta_3 = 3,422$	$\beta_4 = 5,90$	$\beta_5 = 10,042$

$$\alpha = 0,42 \text{ fm}^{-1} \quad (\text{les valeurs des } \beta_i \text{ sont en fm}^{-1})$$

Ces trois fonctions d'onde permettent de reproduire le facteur de forme de charge de l'hélium 3, les deux premières en négligeant les courants d'échange mésonique [HAD 83], la fonction exponentielle-1 en prenant ceux-ci en compte.

D'après les auteurs du calcul, les approximations utilisées sont telles que le poids relatif du terme d'échange par rapport au terme direct peut varier d'un facteur deux. Il est également possible que la réaction soit décrite par une somme incohérente de ces deux termes puisque la phase relative des deux amplitudes n'a pas été calculée. Le facteur $[F_D(Q) - \tilde{F}_E(Q)]^2$ peut en conséquence être modifié en $|F_D(Q) - \alpha \tilde{F}_E(Q)|^2$ ou $[F_D(Q) + \alpha^2 \tilde{F}_E(Q)]^2$ avec $1 \leq \alpha \leq 2$.

Les facteurs de forme résultants de différentes combinaisons limites ont été représentés sur la figure III.9. Les différences entre les courbes obtenues montrent la très grande sensibilité de ce calcul au choix de la fonction d'onde de l'hélium 3 et au poids du terme d'échange.



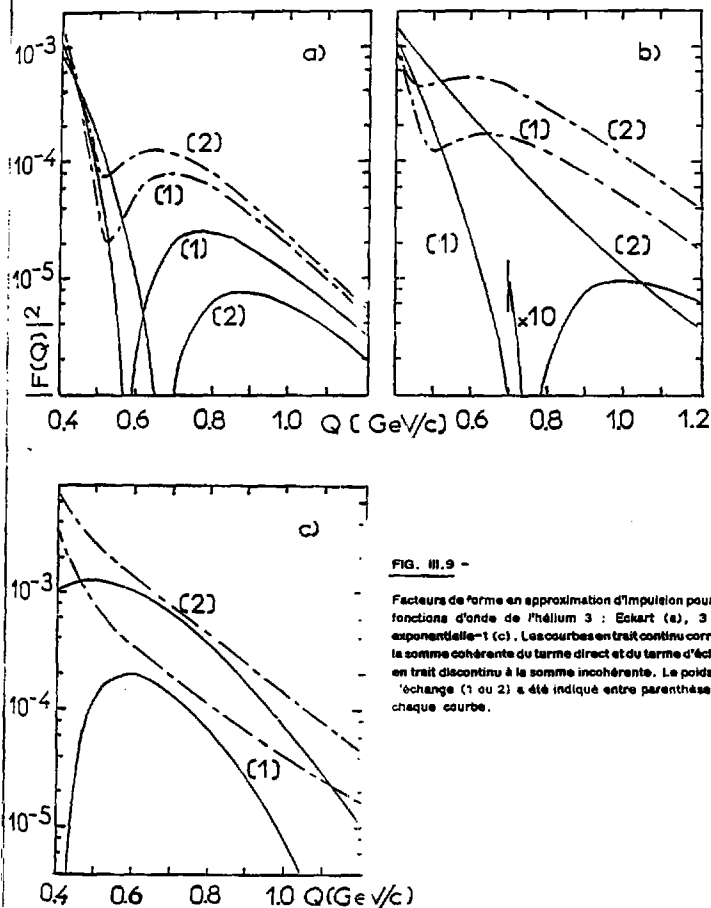


FIG. III.9 -

Facteurs de forme en approximation d'impulsion pour différentes fonctions d'onde de l'hélium 3 : Eckart (a), 3 pôles (b), exponentielle-1 (c). Les courbes en trait continu correspondent à la somme cohérente du terme direct et du terme d'échange celles en trait discontinu à la somme incohérente. Le poids α du terme d'échange (1 ou 2) a été indiqué entre parenthèses auprès de chaque courbe.

L'utilisation de différentes fonctions d'onde pour le deuton aurait probablement un effet similaire. Nous ne l'avons pas tenté car, contrairement à la fonction de Hulthen, les fonctions analytiques les plus courantes [MAC 66, LAC 81] ne peuvent reproduire le facteur de forme de charge du deuton qu'en explicitant l'état D et que cet état ne pouvait être pris en compte dans la formule utilisée.

Les ambiguïtés sur la valeur du facteur de forme ne sont pas les seules de ce modèle, la factorisation utilisée nécessite le choix de la correspondance en énergie des deux réactions. Les cas extrêmes sont les suivants :

a) on néglige le moment de Fermi dans le deuton de la réaction $pd \rightarrow \pi$, les sections efficaces doivent alors être comparées à des énergies cinétiques identiques dans le laboratoire pour les protons incidents. Les variables de Mandelstam des deux systèmes sont alors liées par :

$$s = 2 s_{pd} + m^2.$$

b) on néglige le moment de Fermi dans l'hélium 3 (ou le tritium), ceci revient alors à considérer des énergies cinétiques identiques dans le laboratoire pour les pions dans les réactions inverses $\pi d \rightarrow pp$ et $\pi^3\text{He} \rightarrow pd$. On en déduit les relations suivantes :

$$s = 3 s_{pd}/2 + 3 m^2 - \mu^2/2$$

$$T_p (pd \rightarrow \pi) = 3 T_p(pp \rightarrow d\pi)/4 - \mu^2/8m$$

où μ et m désignent respectivement les masses du pion et du nucléon.

Dans la seconde hypothèse les structures centrées autour de $T'_p = 0,6$ GeV et $T'_p = 2,7$ GeV dans la réaction $pp \rightarrow d\pi$ doivent se retrouver autour de $T_p = 0,45$ GeV et $T_p = 2,0$ GeV dans la fonction d'excitation de $pd \rightarrow \pi$. On notera par ailleurs que cette hypothèse, contrairement à la première, permet de décrire la réaction $pd \rightarrow \pi$ au voisinage du seuil.

Les valeurs des sections efficaces $pp \rightarrow d\pi$ nécessaires pour le calcul proviennent de la compilation et de l'interpolation des mesures représentées sur la figure III. 8.

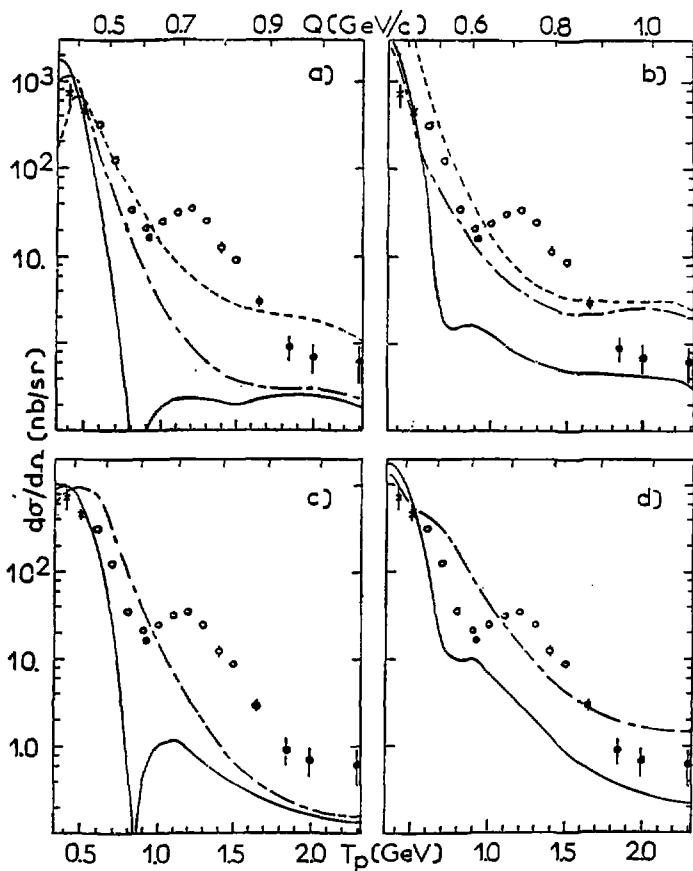


FIG. III. 10 - Comparaison des sections efficaces expérimentales et calculées en négligeant le moment de Fermi dans l'hélium 3 (a, b) ou dans le deuton (c, d). Les figures (a, c) correspondent à la somme cohérente du terme direct et du terme d'échange, les figures (b, d) à la somme incohérente de ces termes. Les courbes en trait continu correspondent à l'utilisation de la fonction de type Eckart (avec $\alpha=1$) celle en tirets longs à celle de la fonction à trois pôles ($\alpha=2$) et celles en tirets courts à la fonction exponentielle ($\alpha=2$).

Les résultats des calculs ont été tracés sur la figure III. 10. Les courbes présentées correspondent au calcul effectué pour la réaction $pd \rightarrow tr$, les points expérimentaux étant ceux de la réaction $pd \rightarrow t\pi$. Cette renormalisation du calcul d'un facteur deux est suggérée par ses auteurs. On constate qu'aucun calcul ne permet de rendre compte correctement de l'ensemble des données expérimentales. Le désaccord est particulièrement important dans le domaine de la structure centrée à 1.2 GeV. Seuls les facteurs de forme calculés avec la fonction de type Eckart suggèrent l'existence d'une telle structure mais la valeur de la section efficace obtenue est alors beaucoup trop faible.

c) LIMITES DE CE CALCUL

Plusieurs courbes (Fig. III. 10 (a) et (c)) reproduisent à peu près les données entre 400 et 800 MeV. Dans ce domaine, d'une part le facteur de forme est moins sensible au choix de la fonction d'onde d'autre part l'interaction élémentaire est dominée par l'excitation de la résonance $\Delta(1232)$. Le passage par une telle excitation est implicitement utilisée dans le calcul du terme d'échange, le choix de la réaction $pp \rightarrow d\pi$, peu sensible aux résonances d'isospin 1/2, est probablement trop restrictif à plus haute énergie.

En toute rigueur les interactions élémentaires qui devraient être utilisées dans le calcul précédent sont $NN \rightarrow NN\pi$ pour le terme direct et $n\bar{d} \rightarrow NN\pi$ pour le terme d'échange. Ces interactions conduisent à des états finals à trois corps parmi lesquels on ne doit conserver que ceux qui sont compatibles avec la formation de l'hélium 3 à partir d'un proton et d'un deuton. Les restrictions cinématiques découlant de cette dernière condition se traduisent d'une part dans l'écriture des facteurs de forme et d'autre part dans l'approximation consistant à réduire ces interactions à la réaction $pp \rightarrow d\pi$.

Cette dernière approximation justifiée dans la région de la résonance $\Delta(1232)$ est probablement peu satisfaisante à plus haute énergie pour le calcul du terme d'échange. En effet on peut remarquer que la plupart des résonances décroissant avec un rapport de branchement important dans la voie pion-nucléon sont des résonances d'isospin $T = 1/2$ (Table III. A). Ces résonances ne contribuent que peu à la section efficace de la réaction $pp \rightarrow d\pi$ [CHA 63], elles peuvent par contre représenter une partie importante du terme d'échange effectif. On conçoit en effet que les combinaisons d'isospin permettant de relier les deux réactions aux amplitudes pion-nucléon soient différentes [ORP. 61]

Δ ($T = 3/2$)	RB (%)	N^* ($T = 1/2$)
1232 ($3/2 +$)	99,4	
	50-70	1440 ($1/2 +$)
	55-65	1650 ($1/2 -$)
	55-65	1680 ($5/2 +$)
	50-60	1520 ($1/2 -$)
	35-50	1535 ($1/2 -$)
1950 ($7/2 +$)	35-45	
	30-40	1675 ($5/2 -$)
1620 ($1/2 -$)	25-35	
1910 ($1/2 +$)	20-25	
	18	2220 ($9/2 +$)
1920 ($3/2 +$)	14-20	
1700 ($3/2 -$)	10-20	
	10-20	1710 ($1/2 +$)
	10-20	1720 ($3/2 +$)
	12	2190 ($7/2 -$)
1905 ($5/2 +$)	3-15	
	8-12	1700 ($3/2 -$)
	10	2250 ($9/2 -$)
1900 ($1/2 -$)	6-12	
1930 ($5/2 -$)	4-14	

TABLE III.A

Valeurs des masses (en MeV), spins et parités des résonances Δ et N^* classées par rapport de branchement (RB) décroissantes dans la voie π -N (RPP 84).

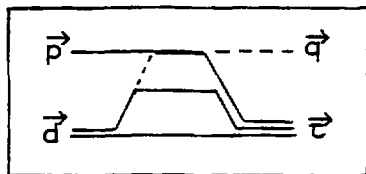
Un calcul différent du terme d'échange a d'ailleurs été proposé par Barry [BAR 73]. L'interaction $\pi d \rightarrow NN\pi$ est alors ramenée à la diffusion élastique pion-deuton. Ce modèle sera discuté plus loin.

Le désaccord entre le calcul et l'expérience peut donc provenir pour une grande part des approximations utilisées (expression du terme d'échange, réduction des interactions à $pp \rightarrow d\pi$). La sensibilité des facteurs de forme aux

grandes composantes de moment des fonctions d'onde a également été mise en évidence : un calcul plus développé devrait prendre en compte les états D du deuton et de l'hélium 3. L'absence de données relatives à la réaction $np \rightarrow d\eta$ empêche de tester ce modèle sur la production de mésons η . Ce test aurait eu l'intérêt de permettre la comparaison de deux réactions où seules des amplitudes d'isospin $T = 1/2$ peuvent intervenir, ce qui doit lever certaines des ambiguïtés existant dans la production de pions.

d) MODELE MICROSCOPIQUE

L'approximation d'impulsion se révélant trop brutale, on peut développer le graphe utilisé en faisant apparaître la boucle qui a été contractée et factorisée. Le graphe obtenu (Fig. III. 11a) traduit un modèle microscopique faisant apparaître l'interaction élémentaire pion-nucléon.



— FIG. III. 11a —

Modèle microscopique (à deux boucles) faisant apparaître l'interaction pion-nucléon.

Dans le calcul de ce graphe (LAG 85) il a été tenu compte de la présence dans l'hélium 3 de paires (p-n) dans des états d'isospin $T = 0$ et $T = 1$. Un terme équivalent au terme d'échange évoqué précédemment (Fig. III. 6 b) est inclus dans le calcul, il résulte de l'antisymétrisation des deux nucléons de la paire active (émission du pion virtuel par le projectile ou par un nucléon de la cible).

La boucle inférieure est traduite par un facteur de forme nucléaire qui est la somme de trois termes (SS, SD, DS) décrivant les transitions entre les états S et D des deux noyaux. La contribution de la transition DD est négligeable et n'a pas été prise en compte contrairement à celles des transitions SD et DS qui peuvent être plus importantes aux énergies considérées ici que celle de la transition SS.

La possibilité d'échange d'un méson ρ a été introduite dans la boucle supérieure où les amplitudes pion-nucléon sont paramétrisées sous forme de déphasages (ondes S, P et D). On peut tester l'effet du moment de Fermi de la paire de nucléons participant à la formation de l'hélium 3 en bloquant le moment relatif de cette paire au vertex nucléon-nucléon de la boucle supérieure.

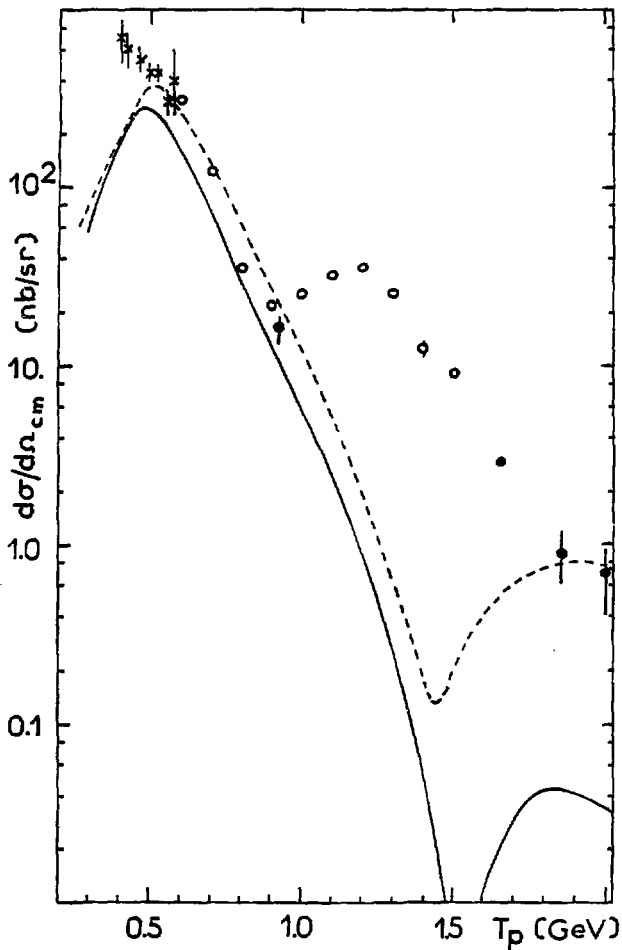


FIG. III. 11b - Comparaison des sections efficaces calculées dans un modèle microscopique [LAG85] et des données expérimentales. La courbe en trait continu est obtenue en négligeant le moment de Fermi dans la paire de nucléons échangée, celle en tirets correspond au calcul complet.

Les calculs correspondants ont été traduits par les courbes de la figure III.11b. Le calcul complet donne un résultat globalement plus satisfaisant que celui négligeant le moment de Fermi, il est en assez bon accord avec les mesures dans la région de la résonance $\Delta(1232)$ et autour de $T_p = 2$ GeV. On observe par contre un écart important dans la région intermédiaire où la structure observée n'est pas du tout prédite par le calcul.

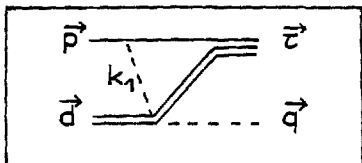
La participation de mécanismes non inclus dans le graphe calculé peut expliquer le désaccord observé. On peut penser à des mécanismes traduisant une interaction à trois nucléons tels qu'une double diffusion du pion virtuel ou la décomposition d'un méson ρ virtuel en deux pions absorbés par deux nucléons différents. Nous verrons plus loin (§ III. 5c) que la comparaison des réactions de production de pions et de mésons η conduit à envisager l'échange d'un méson isoscalaire tel que le η .

4 - LE MODELE OPE (One Pion Exchange)

a) FORMALISME

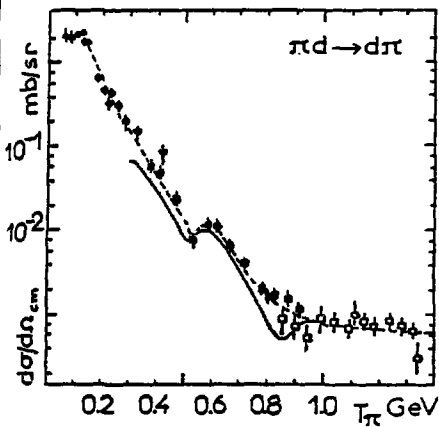
Ce modèle a permis à YAO [YAO 64] de relier la section efficace de la réaction $pp \rightarrow d\pi$ à celles de la diffusion π -N. Il a été appliqué ensuite à d'autres réactions [CRA 69, BAR 72/73] avec des succès inégaux.

Dans le cadre de ce modèle la réaction $pd \rightarrow tr$ est considérée comme dominée par le terme d'échange évoqué précédemment. Le graphe correspondant (Fig. III. 12) est factorisé en fonction de l'amplitude de la réaction de diffusion élastique pion-deuton.



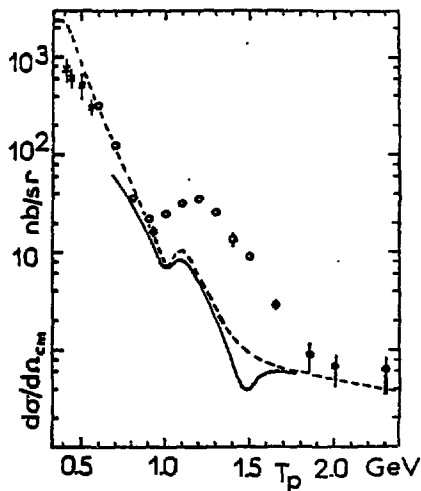
— FIG. III. 12 —

Graphe du terme d'échange faisant apparaître l'interaction pion-deuton.



— FIG. III. 13 —

Sections efficaces de la réaction $\pi d \rightarrow d\pi$ ($\theta_{\pi} = 180^\circ$). Les données provenant des références suivantes (ϕ) HQL 79, (ϕ) FRA 80a, (Ψ) COL 78, (\oplus) SCH 71/KEL 78, (\diamond) ABR 76 et (\odot) ABR 81 ont été traduites par la courbe en tirets. La courbe en trait plein correspond aux données de l'expérience la plus récente [AKE 83].



— FIG. III. 14 —

Comparaison des données $\pi d \rightarrow d\pi$ et des sections efficaces calculées à l'aide du modèle OPE. La courbe en trait discontinu correspond à l'utilisation des données pion-deuton antérieures à 1981 et a été normalisée à 0,9 GeV. La courbe en trait continu a été obtenue à partir des données les plus récentes [AKE 83] avec la même normalisation que la précédente.

La section efficace s'exprime sous la forme suivante :

$$d\sigma/d\Omega_{\theta}(pd \rightarrow \pi\pi) = G_{pt}^2(k_1^2) |t_{\pi}| s_{\pi d} / (2 s_{\pi t} |P_d|) \quad d\sigma/d\Omega_{\theta}(\pi d \rightarrow \pi\pi)$$

Les notations sont celles utilisées dans l'article de référence [BAR 73]. A $\theta = 180^\circ$, il n'y a qu'une possibilité de correspondance angulaire, soit $\theta = \delta$. En négligeant le moment de Fermi dans le tritium on obtient la relation liant $s_{\pi t}$ et $s_{\pi d}$:

$$s_{\pi t} = 3 s_{\pi d}/2 + 3 m^2 - \mu^2/2$$

Le facteur de forme $G_{pt}(k_1^2)$ rend compte d'une part de l'émission et de la propagation du p. en hors couche et d'autre part de la formation du tritium. Les approximations effectuées dans ce calcul font que le facteur de forme ne dépend de la fonction d'onde du tritium que par l'intermédiaire d'un facteur multiplicatif, indépendant de l'énergie, $|\psi_t(r=0)|$ module de la fonction d'onde en $r=0$. Cette valeur étant mal connue elle apparaît en pratique comme une constante de normalisation du calcul.

La valeur de $|\psi_t(0)|$ permettant d'ajuster le calcul à l'expérience entre 600 et 900 MeV est $0.035 \text{ fm}^{-3/2}$. Les fonctions d'onde du type trois pôles ou exponentielle⁻¹ sont singulières à l'origine, à l'opposé la fonction d'Eckart y est nulle. Les fonctions analytiques les plus courantes ayant une valeur finie non nulle en $r=0$ sont des gaussiennes : on peut décrire le tritium par :

$$\psi_t(r) = (\beta^2/\pi)^{3/4} \exp(-\beta^2 r^2/2)$$

avec $\beta = 100 \text{ MeV}$ [BAR 73] on obtient $|\psi_t(0)| = 0,155 \text{ fm}^{-3/2}$ ce qui conduirait à une valeur de la section efficace vingt fois plus grande que celle que nous avons retenue.

b) LE CALCUL FACE A L'EXPERIENCE

La fonction d'émission de la diffusion élastique pion-deuton à 180° a été représentée sur la figure III. 13. Le résultat du calcul et l'ensemble des points expérimentaux ramenés à la réaction $pd \rightarrow \pi\pi$ sont présentés sur la figure III. 14.

Le choix de normaliser le calcul à 900 MeV, en utilisant les données pion-deuteron autres que celle de l'expérience la plus récente [AKE 83], permet de rendre compte des sections efficaces de 0,5 à 0,9 GeV et de 1,8 à 2,3 GeV. On note par contre un désaccord important autour de 1,2 GeV, la structure prédite par le calcul étant nettement moins marquée que celle observée expérimentalement. L'utilisation des autres données conduit à un désaccord encore plus grand surtout autour de 1,5 GeV.

c) DISCUSSION

Le désaccord observé entre le calcul et l'expérience peut avoir plusieurs origines. La première est liée au choix de l'interaction élémentaire et aux restrictions des combinaisons des amplitudes pion-nucléon qui en découlent. La deuxième réside dans les approximations utilisées pour calculer le graphe étudié qui se traduisent par la disparition du facteur de forme nucléaire.

Ces approximations donnent un résultat satisfaisant pour le calcul de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ [YAO 64, BAR 72], elles sont probablement moins justifiées dans le cas de la formation du tritium ou de l'hélium 3. Deux arguments plaident pour cette différence, le premier est l'indiscernabilité des protons dans une collision p-p : les sections efficaces étant identiques à 0° et 180° , on peut s'attendre à ce qu'elles dépendent principalement du transfert d'impulsion à 0° . Ceci-ci est beaucoup faible qu'à 180° et il varie plus lentement en fonction de l'énergie. Le second réside dans la différence entre les facteurs de forme de charge des deux noyaux. Celui du deuton variant beaucoup plus régulièrement que celui de l'hélium 3, on peut s'attendre à ce que des facteurs de forme nucléaire aient des comportements reflétant cette différence.

L'influence du facteur de forme nucléaire apparaît d'ailleurs dans l'application du modèle OPE aux réactions $dd \rightarrow pt$ et $dd \rightarrow n\pi$ [LEC 80]. Les approximations choisies pour ce calcul sont différentes de celles ayant conduit à la formule que nous avons utilisée. En décrivant le tritium ou l'hélium 3 par une fonction d'onde de la forme :

$$\psi_t(\mathbf{r}) = (N_t/\mathbf{r}) \sum_i a_i \exp(-\gamma_i \mathbf{r})$$

la section efficace calculée dépend du carré d'un facteur s'écrivant :

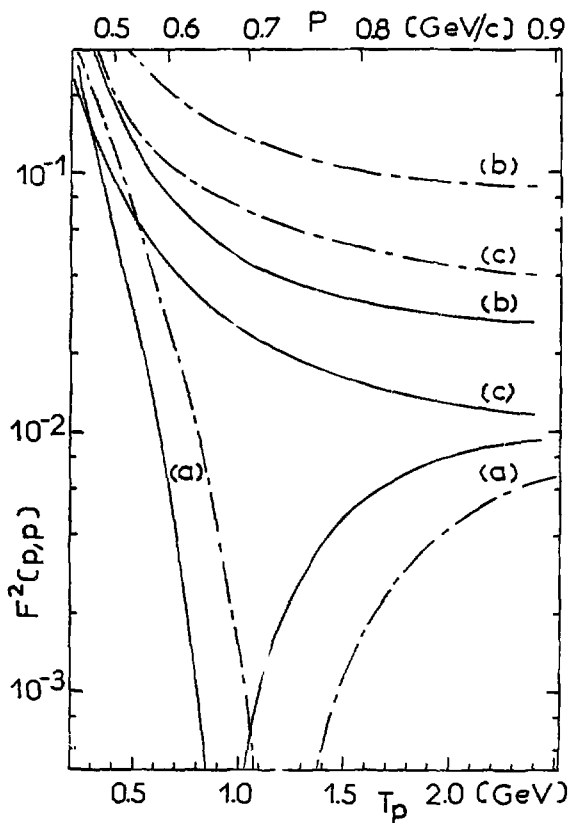


FIG. III. 15 -

Facteur de forme du modèle OPE [LEC-80]. Les courbes en trait continu correspondent à $\Delta\pi\rho = 0,6$ GeV, celles en traits à $\Delta\pi\rho = 1$ GeV. Les fonctions d'onde utilisées sont les suivantes : Eckart (a). Exponentielle-1 (b), F^2 adéq paramétrisée (c).

$$F(p, q) = (N_c q/p) \sum a_i \left\{ \text{Arctg} \frac{\gamma_i + \mu}{p} - \text{Arctg} \frac{\gamma_i + A_{\pi p}}{p} \right\}$$

où p est l'impulsion dans le référentiel de l'hélium 3 (ou du tritium) du deuton ayant absorbé le pion virtuel échangé, q l'impulsion de celui-ci, μ la masse du pion et $A_{\pi p}$ un paramètre permettant de traduire la nature hors couche du pion intermédiaire et la possibilité d'échange d'un méson p .

En admettant que les mêmes approximations soient applicables au graphe étudié, le facteur $F(p, q)$ a été calculé dans l'hypothèse où $q = p$. Le moment p dont dépend ce facteur est alors celui du proton émis dans la réaction $\pi t \rightarrow pd$, mesuré dans le référentiel du tritium. La valeur du paramètre $A_{\pi p}$ utilisée pour le calcul de $dd \rightarrow \pi t$ est 600 MeV, si ce paramètre ne traduit que l'échange du pion on obtient $A_{\pi p} = A_{\pi} = 1000$ MeV [LAG 78]. Les fonctions d'onde utilisées sont la fonction de type Eckart, la fonction exponentielle-1 (cf. § III.3 b) et une paramétrisation d'une fonction résultant d'un calcul de type Faddeev [LAG 85] conduisant aux valeurs :

$$\begin{array}{llll} a_1 = 1,3426 & a_2 = -2,8781 & a_3 = 7,6171 & b_4 = -6,0816 \\ \gamma_1 = 0,39175 & \gamma_2 = 1,51863 & \gamma_3 = 4,11506 & \gamma_4 = 4,73133 \end{array}$$

(a_i en $\text{fm}^{-1/2}$, γ_i en fm^{-1})

Les valeurs obtenues pour $F^2(p, p)$ ont été portées sur la figure III. 15. Le choix de la fonction de type Eckart permettrait de rendre compte de la position du minimum observé expérimentalement vers 0.9 GeV à condition d'inclure l'échange d'un méson p . Cependant la décroissance observée avant ce minimum est trop rapide pour permettre un accord avec l'expérience. L'utilisation de fonctions multipôles ne permet en aucun cas d'attribuer l'existence d'une structure expérimentale au facteur de forme nucléaire.

Les calculs relatifs au modèle OPE ne donnent donc pas de résultats satisfaisants. Les approximations qu'ils nécessitent peuvent en être en partie la cause, il est cependant peu probable que le mécanisme envisagé puisse permettre de rendre compte de la structure observée autour de $T_p = 1,2$ GeV. On ne doit attendre ici aucune information de la production du méson η , la réaction $\pi d \rightarrow d\eta$ étant interdite par interaction forte puisqu'elle viole la conservation de l'isospin.

5 - STRUCTURES ET EXCITATION DE RESONANCES BARYONIQUES

a) INTRODUCTION

Les calculs effectués dans le cadre des modèles précédents suggèrent qu'il est peu probable que les structures présentes dans les fonctions d'excitation aient pour origine un facteur de forme nucléaire. On doit donc plutôt attribuer celles-ci à des effets de l'interaction élémentaire méson nucléon et en particulier à l'excitation de résonances baryoniques (Δ ou N^*). Cette dernière interprétation s'est d'ailleurs avérée satisfaisante pour la description de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ [COC 63, YAO 64].

Parmi les nombreuses résonances connues actuellement, seul un nombre limité semble participer aux réactions $A(p, \pi/\eta)A + 1$. Ceci est dû en premier lieu à des rapports de branchement faibles vers les voies de décroissance compatibles avec ces réactions, en second lieu à des règles de sélection relatives à l'isospin telles celle qui privilégie les résonances Δ par rapport aux N^* dans la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ [CHA 63]. Il semble également que, dans certaines conditions cinématiques tout au moins, d'autres restrictions puissent apparaître.

b) POSITION EN ENERGIE DES RESONANCES

Dans les réactions de diffusion pion-nucléon, seule la résonance $\Delta(1232)$ se traduit clairement par un maximum dans les sections efficaces différentielles. Ceci est dû à la faible inélasticité de cette résonance (moins de 1 %) et à sa nette séparation de la résonance suivante $N^*(1440)$.

Les résonances de masse plus élevée sont plus difficiles à mettre en évidence dans les sections efficaces en raison de leurs inélasticités et des interférences dues à leurs recouvrements en énergie, seule une analyse en phase permet alors de les caractériser.

Les sections efficaces mesurables font intervenir des combinaisons des amplitudes de réaction d'isospin 1/2 et 3/2. On a ainsi [GOL 64] :

$$\langle \pi^+ p | T | \pi^+ p \rangle = T_{3/2}$$

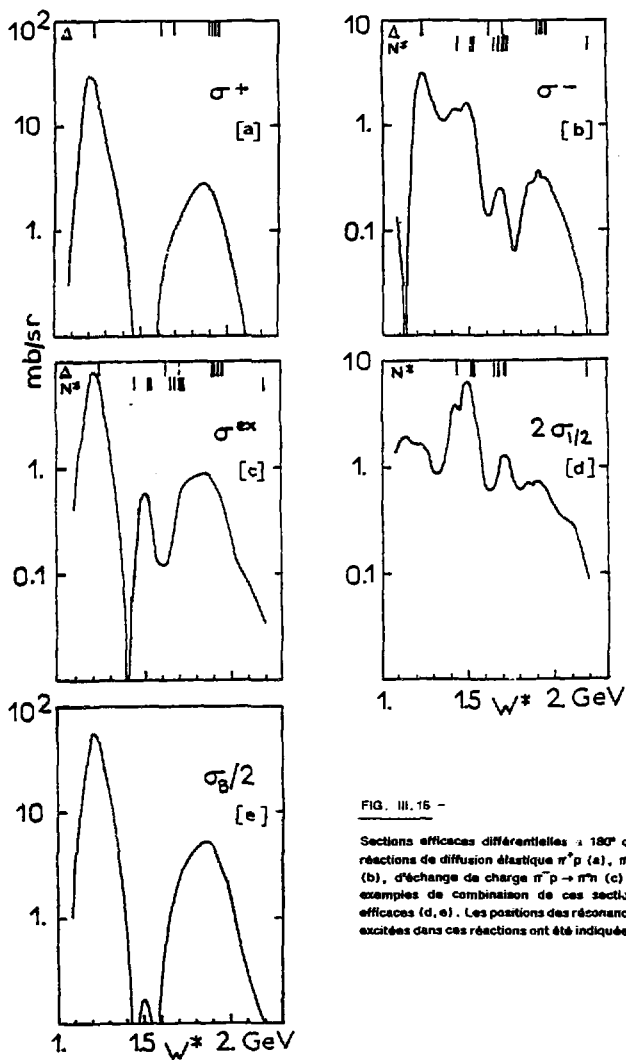


FIG. III.15 -

Sections efficaces différentielles à 180° des réactions de diffusion élastique π^+p (a), π^-p (b), d'échange de charge $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ (c) et exemples de combinaison de ces sections efficaces (d, e). Les positions des résonances excitées dans ces réactions ont été indiquées.

$$\langle \pi^- p | T | \pi^- p \rangle = (T_{3/2} + 2 T_{1/2})/3$$

$$\langle \pi^0 n | T | \pi^- p \rangle = (T_{3/2} - T_{1/2}) \sqrt{2/3}$$

Les sections efficaces de ces réactions seront désignées respectivement par σ^+ , σ^- , σ^{ex} , elles se rapportent soit aux réactions de diffusion élastique de pions chargés sur le proton, soit à la réaction d'échange de charge. Les autres réactions de diffusion pion-nucléon sont décrites par les mêmes amplitudes.

Pour la production de pions sur un noyau, l'interaction élémentaire pion-nucléon à considérer est en général décrite par une combinaison des amplitudes $T_{3/2}$ et $T_{1/2}$ différentes des trois précédentes. On peut envisager par exemple le cas où l'amplitude $T_{1/2}$ est privilégiée, on devra alors comparer la section efficace de cette réaction à la combinaison :

$$\sigma_{1/2} = (3\sigma^- + 3\sigma^{\text{ex}} - \sigma^+)/2$$

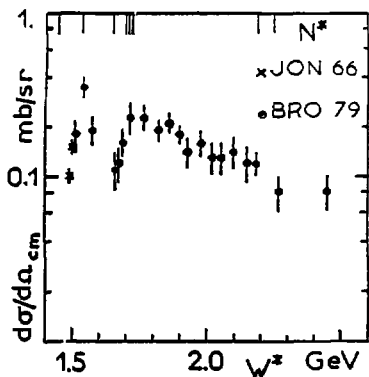
Pour la réaction $p \rightarrow d\pi^+$ et pour le mécanisme d'échange d'un pion et un nucléon dans $pd \rightarrow \pi^+$ on peut se ramener [BAR 73] à la combinaison suivante qui sera désignée par σ_B :

$$\sigma_B = 3\sigma^+ - \sigma^- + 3\sigma^{\text{ex}}$$

Les sections efficaces correspondant à l'ensemble de ces combinaisons ont été représentées sur la figure III. 16 à partir des valeurs tabulées [PNS 79] pour un angle de diffusion de 180° , identique à celui des réactions que nous avons étudiées. Les positions des résonances excitées dans ces réactions ont également été portées sur cette figure. Le fait que la position de la résonance $\Delta(1620)$ corresponde à un creux de la section efficace σ^{ex} illustre les difficultés évoquées précédemment.

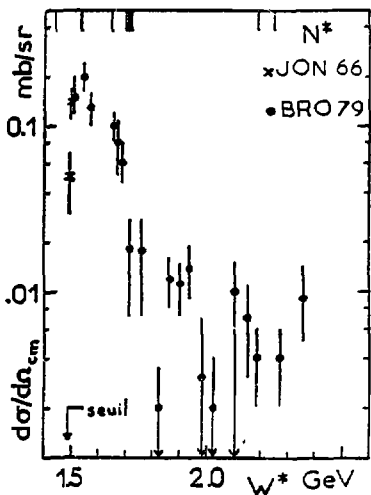
La situation est a priori plus simple pour la production du méson η puisque l'amplitude de la réaction $\pi N \rightarrow N\eta$ correspond forcément à une transition entre états d'isospin $T = 1/2$.

Cette réaction a fait l'objet de plusieurs études [JON 66, RIC 66/67, BUL 69, DEI 69, FEL 75, BRO 79] et on dispose d'un grand nombre de distributions angulaires entre le seuil ($W^* = 1,488$ GeV) et $W^* = 2,5$ GeV. Celles-ci présentent la particularité de ne pratiquement jamais passer par un maximum à



— FIG. III.17 —

Valeur maximum de la section efficace $\pi N \rightarrow N^*$ en fonction de l'énergie disponible dans le système du centre de masse. Les cinq premiers points correspondent à $\theta = 0^\circ$, les autres à $\theta = 50^\circ$.



— FIG. III.18 —

Section efficace de la réaction $\pi N \rightarrow N^*$ à $\theta = 180^\circ$

0°, celui-ci se produisant en général autour de 50°. La valeur de la section efficace à l'angle le plus favorable varie peu en fonction de l'énergie (Fig. III. 17).

A 180° la fonction d'excitation (Fig. III. 18) présente un maximum attribuable à l'excitation de la résonance $N^*(1535, S_{11})$ dont le rapport de branchement dans la voie η -nucléon est de l'ordre de 35 %. Deux autres résonances ont des rapports de branchement importants dans ce canal, $N^*(1440, P_{11})$ à 18 % et $N^*(1710, P_{11})$ 25 %, mais ne sont pas identifiables sur cette fonction d'excitation. Bien que la résonance $N^*(1440)$ ait une masse inférieure à la somme de celles d'un nucléon et d'un méson η , sa largeur (~ 200 MeV) est cependant suffisante pour permettre ce mode de désexcitation. Son absence à tout angle dans les sections efficaces a pour origine la faible ouverture de l'espace de phase au voisinage du seuil.

Aux difficultés d'identification des résonances dans les sections efficaces des réactions méson-nucléon s'ajoutent celles liées à de nouveaux degrés de liberté disponibles pour la production de mésons sur un noyau. La présence de plusieurs nucléons oblige à envisager plusieurs correspondances cinématiques :

- le nucléon excité peut-être considéré comme quasi-libre et les autres comme spectateurs de ce référentiel du noyau formé [PAT 69]
- l'excitation peut résulter d'une participation collective d'une partie ou de la totalité des nucléons du noyau absorbant le méson.

L'énergie à laquelle une résonance de masse donnée peut apparaître dans la fonction d'excitation dépend du mécanisme effectif de la réaction.

Pour une absorption quasi-libre du méson, la position de la résonance s'obtient en écrivant que l'énergie cinétique T du méson doit être la même dans le référentiel du nucléon et dans celui du noyau qui l'absorbe. On peut alors lier les variables de Mandelstam $s_{\mu N}$ et s_{pA} des deux réactions en éliminant T entre les relations :

$$s_{\mu N} = (\mu + m)^2 + 2 m T$$

$$s_{pA} = (\mu + (A+1) m)^2 + 2 (A+1) m T$$

$$\text{soit } s_{pA} = A(A+1) m^2 - A\mu^2 + 2(A+1) s_{\mu N}.$$

où m est la masse d'un nucléon et μ celle du méson.

Une résonance de masse M_0 pourra alors se traduire par une structure dont la position correspondra à $s_{\mu N} = M_0^2$ (hypothèse a).

Une participation de l'ensemble des nucléons à la formation de la résonance peut-être associée à la présence d'un pôle dans la voie s de la réaction $A(p, \mu) A+1$, pôle correspondant à une masse $M_0 + Am$. La section efficace de la réaction doit alors présenter une structure située autour de $s_{pA} = (M_0 + Am)^2$. On notera que dans cette deuxième hypothèse la valeur de s_{pA} associée à la résonance ne dépend pas de la masse du méson considéré (hypothèse b).

L'hypothèse (a) correspondant à une réaction quasilibre dans la voie méson noyau final, on peut également envisager le cas de la production quasilibre du méson dans la voie proton-noyau initial. Dans cette hypothèse les structures doivent apparaître pour une même énergie incidente T_p dans les réactions $N(p, \mu) d$ et $A(p, \mu) A+1$, leurs positions dans la première réaction pouvant être déterminées par les hypothèses (a) ou (b). L'hypothèse (a) a été retenue car elle est satisfaisante pour la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$, elle conduit à la relation :

$$s_{pp} = 2 m^2 - \mu^2 + 2 s_{\mu N}.$$

on a de plus de façon générale :

$$s_{pp} = (2m)^2 + 2 m T_p$$

$$s_{pA} = [(A+1)m]^2 + 2 Am T_p$$

En éliminant T_p et s_{pp} entre les trois relations on obtient :

$$s_{pA} = (A^2+1)m^2 + 2 A s_{\mu N} - 2 A\mu^2.$$

Le maximum associé à une résonance de masse M_0 étant alors donné par $s_{\mu N} = M_0^2$ (hypothèse c).

Le seuil de la réaction $N(p, \mu)d$ étant toujours supérieur à celui de $A(p, \mu)A+1$ cette relation n'a donc pas de sens pour des énergies cinétiques comprises entre ces deux seuils.

La relation entre la masse des résonances qui peuvent apparaître dans les réactions $pd \rightarrow \pi\mu$, et l'énergie cinétique des protons incidents a été traduite sur la figure III.19. On remarque qu'une résonance de masse donnée peut apparaître à des énergies cinétiques très différentes selon l'hypothèse retenue. Ces hypothèses ne sont de plus pas exclusives l'une de l'autre, il est en conséquence possible qu'une même résonance puisse se manifester à deux énergies cinétiques différentes si plusieurs mécanismes sont en compétition.

Les hypothèses précédentes supposent toutes que les résonances soient excitées sur couche de masse, on ne peut cependant exclure la propagation de résonances hors couche de masse dans un état intermédiaire, leur identification n'en étant que plus complexe.

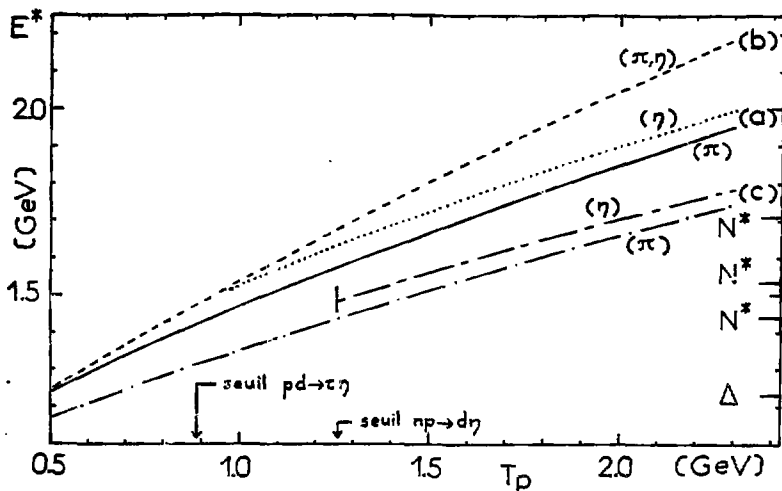


FIG. III.19 - Energie disponible pour l'excitation d'une résonance dans différentes hypothèses cinématiques : excitation quadribre dans l'hélium 3 (a), pôle dans la voie s (b), nucléon spectateur dans le deuton (c).

c) ORIGINE DES STRUCTURES OBSERVEES

La première structure observée dans la réaction $pd \rightarrow \pi^+ n$ ne peut provenir que de la résonance $\Delta(1232)$, la position du maximum ($T_p < 500$ MeV) est compatible avec les deux premières hypothèses (a, b) décrites au paragraphe précédent, la troisième (c) étant par contre exclue, dans ce domaine d'énergie tout au moins. L'origine de la deuxième structure observée dans cette réaction est moins évidente et sera discutée après l'analyse de production du méson η .

Entre le seuil de cette dernière réaction (897 MeV) et celui de la réaction $np \rightarrow d\eta$ (1260 MeV) seules les deux premières hypothèses ont un sens, nous les examinerons donc d'abord. L'énergie disponible pour la formation d'une résonance sera désignée par E_a^n (hypothèse (a) d'excitation quasi-libre) ou E_b^n (hypothèse (b) du pôle dans la voie s).

Au seuil de la réaction $pd \rightarrow \pi\eta$ l'énergie disponible est la même dans les deux hypothèses soit $E_a^n = E_b^n = 1,48$ GeV, la décroissance de la section efficace observée à partir de $T_p = 0,92$ GeV pourrait donc être associée au flanc haute énergie de la résonance $N^*(1440)$. Cette décroissance se poursuit jusqu'à $T_p = 1,1$ GeV soit $E_a^n = 1,57$ GeV et $E_b^n = 1,59$ GeV ce qui exclut l'observation d'une excitation de la résonance $N^*(1535)$, fait pour le moins inattendu. La remontée de la section efficace atteint son maximum à 1,35 GeV ce qui peut correspondre à la $N^*(1710)$, le mécanisme supposant un pôle dans la voie s ($E_b^n = 1,72$ GeV) semblant plus probable que celui de l'excitation quasi-libre ($E_a^n = 1,67$ GeV). Une structure moins marquée existe autour de $T_p = 1,8$ GeV, elle correspond à $E_a^n = 1,82$ GeV et $E_b^n = 1,96$ GeV, la résonance ayant la masse la plus proche de ces valeurs est la $N^*(1990)$ qui est considérée comme mal établie dans les dernières tables [RPP 84], les tables antérieures (RPP 80) lui attribuaient un statut plus élevé (trois étoiles au lieu de deux) et donnaient un rapport de branchement de 3 % dans la voie $N-\eta$.

L'analyse précédente a tendance à légèrement privilégier l'hypothèse (b) du pôle dans la voie s, mais sans apporter de certitude. L'absence d'excitation décelable de la résonance $N^*(1535)$ est le fait le plus remarquable, il se traduit par une différence importante entre les sections efficaces de la réaction étudiée et celle de la réaction $N(\pi, \eta)N$ à 180° (Fig. III. 18). La principale différence entre la $N^*(1535)$ et les trois résonances ($N^*(1440)$, $N^*(1710)$, $N^*(1990)$) qui semblent contribuer à la section efficace est le signe de la parité, négatif pour la

première. Le nucléon, le deuton et l'hélium 3 ont une parité intrinsèque positive, celle du pion et du méson- η étant négative. La conservation du moment angulaire totale J et de la parité se traduit par $\Delta l = 0$ dans la réaction $\pi N \rightarrow N\eta$ et par $\Delta l = \pm 1$ dans la réaction $pd \rightarrow \pi\eta$. Cette différence de règle de sélection pourrait se traduire à 180° par une excitation préférentielle des résonances de parité positive dans la dernière réaction. On peut également envisager qu'elle entraîne une interférence destructive entre les résonances $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ et $N^*(1710)$ se traduisant par un creux dans la section efficace.

La troisième hypothèse se traduit par une énergie disponible E_C^m plus faible que E_a^m et E_b^m pour une énergie cinétique donnée du proton. Le maximum observé à $T_p = 1,35$ GeV correspond à $E_C^m = 1,52$ GeV il est donc compatible avec l'excitation de la résonance $N^*(1535)$, l'épaulement centré à $T_p = 1,8$ GeV ($E_C^m = 1,85$ GeV) est lui compatible avec celle de la $N^*(1710)$, le décalage observé entre E_C^m et la masse de cette résonance pouvant être dû à son recouvrement avec la précédente. La largeur totale à mi-hauteur de la $N^*(1710)$ est 110 MeV (RPP 84), celle-ci peut donc contribuer de façon importante à la section efficace jusqu'à $E_C^m = 1,77$ GeV soit $T_p = 2,2$ GeV. Cette hypothèse permet donc de comprendre l'allure de la fonction d'excitation entre 1,2 GeV et 2,3 GeV. A 2,6 GeV ($E_C^m = 1,87$ GeV) la limite supérieure de la section efficace est cinq fois plus faible que sa valeur à 2,3 GeV, ceci peut s'expliquer par l'absence de résonance N^* dans cette région.

L'hypothèse précédente suppose une réaction quasi-libre du proton incident sur le neutron du deuton, elle nécessite des composantes de moment élevé dans l'hélium 3 mais pas dans le deuton. Sous le seuil de $n(p, \eta)$ la réaction $d(p, \eta)\tau$ n'est possible que grâce au moment de Fermi du deuton : la décroissance de la section efficace jusqu'à 1,1 GeV pourrait alors être due à un effet de la fonction d'onde du deuton, cette décroissance pouvant indiquer que le mécanisme dominant dans ce domaine n'apporte qu'une contribution négligeable à plus haute énergie.

La dernière hypothèse (c) envisagée semblant la plus satisfaisante pour la production du méson η , il est nécessaire d'examiner comment elle se traduit pour la production de pions. On doit d'abord constater qu'elle n'est pas satisfaisante dans la région de la résonance $\Delta(1232)$, la décroissance de la section efficace étant nettement amorcée à $T_p = 0,6$ GeV ($E_C^m = 1,21$ GeV), énergie qui correspond à la section efficace maximum de la réaction $pp \rightarrow \pi\pi^+$. La structure centrée à $T_p = 1,2$ GeV ($E_C^m = 1,42$ GeV) peut par contre être

associée à la $N^*(1440)$: sa largeur nettement supérieure à celle de la structure observée dans la production du η peut avoir pour origine la participation d'autres résonances telles que $N^*(1520)$ et $N^*(1535)$. La section efficace décroît ensuite rapidement jusqu'à $T_p = 1,8$ GeV ($E_C^* = 1,61$ GeV) ce qui semble exclure une contribution de la $\Delta(1232)$. L'épaulement qu'elle présente ensuite jusqu'au dernier point mesuré, $T_p = 2,3$ GeV ($E_C^* = 1,75$ GeV) peut provenir des contributions des cinq N^* ayant une masse comprise entre 1,65 GeV et 1,72 GeV ou de la $\Delta(1700)$.

On peut remarquer ici que les trois résonances ayant un rapport de branchement important dans le canal η -nucléon suffiraient à expliquer l'allure de la fonction d'excitation. Ceci nous amène à la conclusion suivante : l'hypothèse cinématique envisagée traduit probablement un mécanisme d'échange d'un méson η virtuel. La réaction $pd \rightarrow \pi\eta$ doit alors être reliée à l'interaction $\eta N \rightarrow \eta N$ et $pd \rightarrow \pi\pi^+$ à $nN \rightarrow \pi N$ (Fig. III. 20).

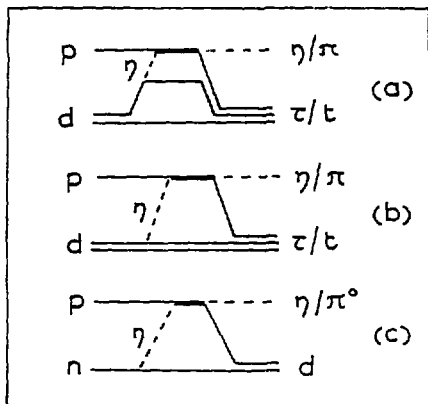


FIG. III. 20 -

Exemples de graphes traduisant l'échange d'un méson η virtuel.

- a) modèle microscopique pour les réactions $pd \rightarrow \pi\eta$ et $pd \rightarrow \pi\pi^+$
- b) graphe obtenu par contraction de la boucle inférieure du précédent
- c) échange d'un η dans les réactions $pn \rightarrow d\eta$ ou $pn \rightarrow d\pi^+$

Examinons quelques conséquences d'un tel mécanisme. L'échange d'un méson η ne permet pas l'excitation d'une résonance Δ , il est donc normal que l'hypothèse utilisée ne donne pas la position de la $\Delta(1232)$. Un deuteron peut émettre un η virtuel et rester lié (pas de transition d'isospin), ce qui peut-être favorable à la formation de l'hélium 3. Les résonances $N^*(1440)$ et $N^*(1535)$

ont des rapports de branchement supérieurs dans la voie pion-nucléon à ceux de la voie η -nucléon mais c'est l'inverse pour la $N^*(1710)$, les sections efficaces des réactions étudiées semblent refléter cet ordre puisque celle de production du η devient supérieure à celle de production de pions dans la région où on attend la manifestation de cette dernière résonance.

Les arguments développés ci-dessus plaident pour le mécanisme envisagé, il reste cependant à considérer ce que les deux premières hypothèses cinématiques (a et b) entraînent pour la réaction $pd \rightarrow \pi^+$. Rappelons que l'une comme l'autre donnent la position correcte pour $\Delta(1232)$, l'origine de la structure suivante diffère par contre selon l'hypothèse retenue.

Pour une excitation quasi-libre (hypothèse a), la structure proviendrait des résonances de masse comprise entre 1,47 GeV et 1,63 GeV c'est-à-dire des $N^*(1520)$ $N^*(1535)$ et $\Delta(1620)$. La masse de cette dernière exclue qu'elle soit seule à l'origine de la structure observée, la contribution de N^* est donc indispensable, on remarque de plus que ces trois résonances ont des spins et des parités identiques, $J^P = (1/2)^-$. Ce dernier point rend inexplicable l'absence apparente de contribution de $N^*(1650)$ qui a même spin et même parité que les précédentes et un rapport de branchement supérieur dans la voie pion-nucléon. L'épaule observée entre 1,65 GeV et 2,3 GeV correspond à une énergie disponible E_{a}^{a} comprise entre 1,8 GeV et 1,95 GeV, il pourrait être lié à l'excitation d'une ou plusieurs résonances Δ , six d'entre elles ayant des masses comprises entre 1,9 et 1,95 GeV. L'excitation de ces résonances contribue de façon importante aux sections efficaces des réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ et $pp \rightarrow d\pi^+$, si on prend pour référence la section efficace dans la région d'excitation de $\Delta(1232)$ leur contribution à la réaction $pd \rightarrow \pi^+$ serait beaucoup plus faible que dans ces trois réactions.

Dans l'hypothèse (b) du pôle dans la voie s, la structure autour de $T_p = 1,2$ GeV (E_{a}^{b} comprise entre 1,54 GeV et 1,75 GeV) peut-être attribuée aux résonances de masses comprises entre ces limites (deux Δ et sept N^*), l'épaule situé à plus haute énergie ($E_{\text{a}}^{\text{b}} > 1,95$ GeV) à $\Delta(1950)$ et à $N^*(2190)$. Comme dans le cas précédent la faiblesse de la section efficace observée dans la région de $\Delta(1950)$ est remarquable. Les deux hypothèses ont de plus en commun l'absence de contribution de $N^*(1440)$; cette résonance étant de parité positive comme les $\Delta(1232)$ et $\Delta(1950)$, il paraît difficile de l'exclure pour une raison de ce type.

La contribution des résonances Δ privilégie les mécanismes comportant l'échange d'un méson virtuel isovecteuriel (π ou ρ). Des calculs prenant en compte ce type de mécanisme ont été discutés dans les paragraphes précédents (§ III. 3 et III. 4), ils permettent dans certains cas de rendre compte de la section efficace dans la région de $\Delta(1232)$ et dans celle de $\Delta(1950)$ mais ne donnent jamais un résultat satisfaisant dans la région intermédiaire. Nous avons ici une raison supplémentaire de croire à la contribution d'un mécanisme d'échange d'un méson virtuel isoscalaire tel que le η .

De nombreux arguments plaident donc en faveur d'une participation de ce dernier mécanisme qui constitue un lien privilégié entre les deux réactions étudiées. Il est cependant évident que seul un calcul traduisant explicitement cette hypothèse pourrait la valider.

d) MODELE DE FUSION PIONIQUE

Ce modèle initialement appliqué aux réactions de production cohérente de pions par deux noyaux $A_2(A_1, \pi)B$ [HUB 81, KLI 81] l'a été plus récemment à la réaction de diffusion pion-deuton [HUB 85] et aux réactions $A(p, \pi)A+1$ et $d(p, \eta)\tau$ [FEL 85].

L'idée directrice de ce modèle est l'existence de modes propres d'excitation du noyau, c'est-à-dire de configurations trou-particule ($\bar{N}\Delta$) ou ($\bar{N}N^*$) de durée de vie voisine de celle de la résonance considérée. L'énergie propre associée à une telle excitation d'un noyau A a pour valeur moyenne $\epsilon = (A-1)m + M_R + \delta$ où m est la masse du nucléon, M_R celle de la résonance considérée et δ un décalage en énergie lié à l'interaction résonance-nucléon pouvant atteindre 50 MeV (le cas $\delta = 0$ correspond à l'hypothèse du pôle dans la voie s du § III. 5. b).

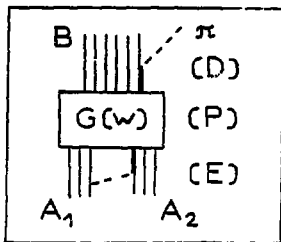


FIG. III.21 -

Mécanisme de fusion pionique ; échange d'un pion et excitation d'une résonance (E), propagation et formation d'un mode propre (P), désexcitation vers un état final (D).

L'excitation de ce mode propre est provoquée par l'échange d'un pion entre les deux noyaux fusionnant (Fig. III.21). Une telle excitation évite une thermalisation de l'énergie disponible incompatible avec l'émission ultérieure d'un méson. Le mode propre se désexcite ensuite dans différents canaux ($B\pi$, $B^*\pi$, $B\eta$, etc ...), un état final donné pouvant lui être peuplé par la décroissance des différents modes propres compatible avec l'état initial. Le calcul se complique donc beaucoup lorsque l'énergie disponible permet l'excitation de plusieurs résonances. Dans la plupart des réactions étudiées dans ce modèle, seul le domaine d'énergie correspondant à l'excitation de la résonance $\Delta(1232)$ a été traité.

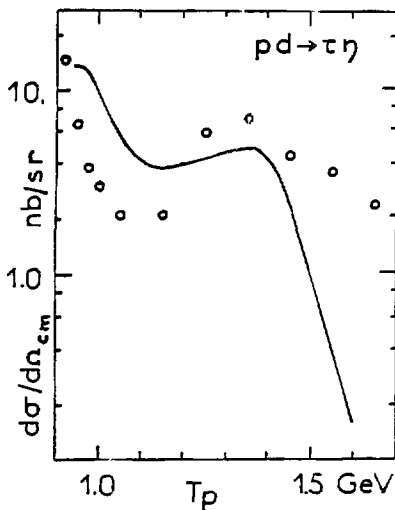


FIG. III.22 - Fonction d'excitation calculée dans le modèle de fusion pionique [FEL 85] comparée aux données expérimentales.

La fonction d'excitation de la réaction $pd \rightarrow \pi^+ \alpha$ à $\theta_\pi = 180^\circ$ n'a été calculée que jusqu'à 600 MeV et est quatre à cinq fois plus grande que les valeurs expérimentales, le domaine de notre expérience n'est pas couvert [FEL 85]. La production de mésons η qui ne nécessite que la prise en compte de trois résonances a été calculée entre 0,9 GeV et 1,6 GeV ce qui permet une comparaison avec une partie de nos résultats expérimentaux (Fig. III. 22). Le calcul ne prend en compte que l'excitation des résonances $N^*(1440)$ et $N^*(1710)$, celle de la $N^*(1535)$ a été écartée car elle entraînait un trop grand désaccord avec l'expérience. L'hélium 3 a été décrit par une fonction d'onde gaussienne traduisant un rayon quadratique moyen de 1,1 fm ce qui est assez éloigné de la valeur expérimentale ($1,87 \pm 0,05$) fm [COL 85] (la valeur retenue est celle qui donne le meilleur accord calcul-expérience pour la réaction $pd \rightarrow \pi^+ \alpha$ autour de $\theta_\pi = 0^\circ$ et $T_p = 500$ MeV). La fonction d'onde du deuton n'intervient par contre pas dans le calcul.

Il semble donc que des approximations assez brutales soient nécessaires pour conduire ce calcul à son terme, elles peuvent expliquer en partie le désaccord observé. Le spectre énergétique des modes propres d'excitation de l'hélium 3 choisi pour le calcul peut également être mis en cause puisqu'il correspond en gros à l'hypothèse du pôle dans la voie s et que nous avons montré qu'une autre hypothèse cinématique pouvait se traduire par des déplacements importants des résonances.

CONCLUSION

L'étude des réactions $pd \rightarrow \pi^+ n$ et $pd \rightarrow \pi^0 n$ à grand transfert d'impulsion a révélé l'existence de structures marquées dans leurs fonctions d'excitation à $\theta_{\pi, \eta} = 180^\circ$ (cm). Le fait que les sections efficaces des deux réactions aient des valeurs comparables est également remarquable puisque la constante de couplage pion-nucléon est nettement supérieure à la constante de couplage η -nucléon.

La comparaison de nos résultats à différents calculs montre que ceux-ci ne permettent pas de déterminer l'origine de ces structures. Il ne paraît pas possible de trouver un accord entre ces modèles et les résultats expérimentaux même en prenant en compte les importantes variations liées à la mauvaise connaissance des grandes composantes de moment de l'hélium 3.

Nous avons donc tenté une interprétation différente mais seulement qualitative de nos résultats. Les structures observées au-delà de 1 GeV dans les deux réactions étudiées ont vraisemblablement pour origine l'excitation de résonances N^* d'isospin $T = 1/2$. Une identification précise de ces résonances est plus délicate en raison des degrés de liberté associés à la présence de plusieurs nucléons. Il semble néanmoins que l'hypothèse de l'échange d'un méson η virtuel dans les deux réactions permette d'associer les structures observées aux seules résonances couplées simultanément et fortement aux voies η -nucléon et pion-nucléon, c'est-à-dire $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ et $N^*(1710)$.

Le mécanisme correspondant ne devient apparemment dominant qu'à partir du seuil de production d'un méson η dans une collision nucléon-nucléon ($T_p = 1,26$ GeV). A plus basse énergie les mécanismes d'échange d'un pion virtuel sont dominants puisqu'eux seuls permettent l'excitation de la résonance $\Delta(1232)$ observée dans la réaction $pd \rightarrow \pi^+ n$.

La dominance du mécanisme d'échange du méson η est due au domaine d'énergie considéré mais également aux grands transferts d'impulsion résultant des conditions cinématiques choisis. En effet ce mécanisme n'est pas nécessaire pour interpréter la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$: les sections efficaces de cette réaction sont identiques à 0° et 180° en raison de la présence de deux particules identiques dans l'état initial. Elles sont en conséquence dominées par les amplitudes de réaction à 0° où les transferts sont nettement plus faibles qu'à 180° .

Cette remarque peut servir de guide dans la recherche d'autres réactions pouvant confirmer l'existence du mécanisme envisagé. Les réactions de production cohérente du méson η dont l'étude peut être envisagée sont $np \rightarrow d\eta$, $dd \rightarrow \alpha\eta$ et $pt \rightarrow \alpha\eta$. Les deux premières ont le même inconvénient que la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ (dominance des amplitudes à 0°) puisqu'au moins pour l'interaction forte les particules de l'état initial sont identiques. A énergie donnée le transfert le plus important du point de vue dynamique est obtenu pour la production du η à 90° dans le centre de masse. La première réaction est difficile à étudier puisqu'un neutron est présent dans l'état initial, la deuxième a été observée récemment [BAN 85] avec une section efficace faible (250 pb/sr dans le système du centre de masse). La troisième réaction peut être étudiée à grand transfert d'impulsion mais elle nécessiterait l'utilisation d'une cible liquide de tritium radioactif. La réaction $pt \rightarrow \alpha\pi^+$ voisine de cette dernière paraît par contre plus facile à étudier.

Des études détaillées de la réaction $pd \rightarrow t\pi^+$ (polarisation, distributions angulaires) sont en cours [BER 84, SET 84] et des études semblables peuvent être envisagées pour la réaction $pd \rightarrow t\eta$.

L'interprétation retenue ici pour les réactions $pd \rightarrow t\pi^+$ et $pd \rightarrow t\eta$ nécessite probablement une révision du modèle liant la première à la diffusion élastique proton-hélium 3. Le modèle d'échange d'un pion que nous avons utilisé [BER 81] devrait être modifié pour tenir compte de l'échange d'un méson η virtuel. On ne peut donc que souhaiter le développement de calculs traduisant l'échange de ce méson.

APPENDICE A

FACTEURS DE FORME POUR LE CALCUL EN APPROXIMATION D'IMPULSION

1 - EXPRESSION DES FACTEURS DE FORME [LOC 74]

Toutes les impulsions doivent être évaluées dans le référentiel du centre de masse. Le terme direct a pour expression :

$$F_D(Q) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \tilde{\phi}_r^* \left(-\vec{k} - \vec{p} + \frac{1}{3} \vec{q} \right) \tilde{\phi}_d \left(-\vec{k} - \frac{1}{3} \vec{p} \right)$$

p est l'impulsion du proton incident, q celle du pion émis et k la variable d'intégration.

Le terme d'échange s'écrit :

$$\tilde{F}_E(Q) = F_E(Q) / \left[(2\pi)^3 \phi_d(r=0) \right]$$

$$\text{avec } F_E(Q) = \int d^3 k \tilde{\phi}_r^* (2(\vec{k} + \vec{Q})) F^d(\vec{k})$$

$$\text{et } F^d(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k' \tilde{\phi}_d^* (\vec{k}' + \vec{k}) \tilde{\phi}_d(\vec{k}')$$

2 - METHODE DE CALCUL

Les facteurs $F_D(Q)$ et $F_E(Q)$ sont exprimés ci-dessus sous la forme d'intégrales triples, on peut dans les deux cas se ramener à une intégrale simple. Les fonctions d'onde utilisées permettent de plus une intégration analytique.

a) TERME DIRECT

En effectuant le changement de variable $\vec{k}' = \vec{k} - \vec{p}/2$ et en introduisant le transfert $\vec{Q} = 1/2 \vec{p} - 1/3 \vec{q}$ on obtient :

$$F_D(Q) = \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} \tilde{\phi}_T^*(-\vec{k}' - \vec{Q}) \tilde{\phi}_d(-\vec{k}')$$

Les fonctions d'onde ne dépendant que du module de l'impulsion, $F_D(Q)$ peut s'exprimer à l'aide d'un produit de convolution :

$$F_D(Q) = [\tilde{\phi}_T^* * \tilde{\phi}_d](\vec{Q}) / (2\pi)^3$$

Ce produit de convolution est la transformée de Fourier du produit des fonctions d'onde dans l'espace ordinaire.

$$F_D(Q) = \int \phi_T^*(\vec{r}) \phi_d(\vec{r}) e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}} d^3 r$$

Celles-ci ne dépendant que du module de r , on se ramène à une intégrale simple

$$F_D(Q) = \frac{4\pi}{Q} \int_0^\infty \phi_T^*(r) \phi_d(r) \sin(Qr) r dr$$

Les fonctions d'onde sont normalisées par :

$$\int |\phi(x)|^2 4\pi x^2 dx = 1$$

et s'expriment sous la forme :

$$\phi_d(x) = N_D (e^{-\alpha x} - e^{-\beta x}) / x$$

$$\phi_T(x) = N_T \sum a_{1j} e^{-\gamma_j x} / x$$

On doit alors calculer une somme d'intégrales de la forme :

$$I_{\alpha}^{\gamma}(Q) = \int_0^{\infty} dx e^{-(\alpha+\gamma)x} \sin(Qx)/x$$

Ces intégrales sont tabulées [GRA 65]

$$I_{\alpha}^{\gamma}(Q) \sim \text{Arctg}(Q/(\alpha+\gamma))$$

b) TERME D'ÉCHANGE

$F^d(\vec{k})$ facteur de forme nucléaire du deuton peut également s'écrire sous forme d'un produit de convolution ou d'une transformée de Fourier

$$F^d(\vec{k}) = \left[\tilde{\phi}_d^* * \tilde{\phi}_d \right] (\vec{k}) / (2\pi)^3$$

$$F^d(\vec{k}) = \int |\phi_d^2(x)| e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3x$$

En posant $F^d(\vec{k}) = F^d(k/2)$, on peut exprimer $F_E(Q)$ à l'aide d'un produit de convolution ou d'une transformée de Fourier.

$$F_E(Q) = \left[\tilde{\phi}_T^* * F^d \right] (2\vec{Q})/2^3$$

$$F_E(Q) = (2\pi)^4/4Q \int \phi_T^* \left(\frac{x}{2} \right) \phi_d^2(x) \sin(Qx) dx$$

Avec des fonctions d'onde semblables à celle utilisée au paragraphe précédent, on doit calculer une somme de termes de la forme :

$$I(Q) = \int e^{-\gamma x/z} (e^{-\alpha x} - e^{-\beta x})^2 \sin(Qx) dx/x^2$$

$$I(Q) = I_{\alpha\beta}^{\gamma}(Q) + I_{\beta\alpha}^{\gamma}(Q) \text{ avec}$$

$$I_{\alpha\beta}^{\gamma}(Q) = \int \left[e^{-(2\alpha+\gamma/z)x} - e^{-(\alpha+\beta+\gamma/z)x} \right] \sin(Qx) dx/x^2$$

Ces intégrales sont également tabulées [GRA 65]

$$\begin{aligned} I_{\alpha\beta}^{\gamma}(\Omega) &= \frac{\Omega}{2} \ln \frac{\Omega^2 + (\alpha + \beta + \gamma/2)}{\Omega^2 + (2\alpha + \gamma/2)} \\ &+ (\alpha + \beta + \gamma/2) \operatorname{Arctg} \left[\frac{\Omega}{\alpha + \beta + \gamma/2} \right] - (2\alpha + \gamma/2) \operatorname{Arctg} \left[\frac{\Omega}{2\alpha + \gamma/2} \right] \end{aligned}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [ABA 63] A. ABASHIAN et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2296
- [ABL 83] V.G. ABLEEV et al., Nucl. Phys. A393 (1983) 491
- [ABR 75] B.M. ABRAMOV et al., Sov. J. Nucl. Phys. 23 (1975) 194
- [ABR 81] B.M. ABRAMOV et al., Nucl. Phys. A372 (1981) 301
- [AKE 83] M. AKEMOTO et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 400
- [AND 71] H.L. ANDERSON et al., Phys. Rev. D3 (1971) 1536
- [BAN 73a] J. BANAIGS et al., Phys. Lett. 45B (1973) 394
- [BAN 73b] J. BANAIGS et al., Nucl. Phys. B67 (1973) 1
- [BAN 85] J. BANAIGS et al., Phys. Rev. C32 (1985) 1446
- [BAR 70] D.F. BARTLETT et al., Phys. Rev. D1 (1970) 1964
- [BAR 72] G.W. BARRY, Annals of Physics 73 (1972) 482
- [BAR 73] G.W. BARRY, Phys. Rev. D7 (1973) 1441
- [BER 81] P. BERTHET et al., Phys. Lett. 106B (1981) 465
- [BER 82a] P. BERTHET, Thèse de 3^{ème} cycle, Université Paris XI - Orsay (1982)
- [BER 82b] P. BERTHET et al., J. Phys. G. Nucl. Phys. (1982) L111
- [BER 84] R. BERTINI et al., Contr. I10, PANIC X Conference (Vol II), Heidelberg - RFA - (1984)
- [BHA 77] V.S. BHASIN, Phys. Lett. 69B (1977) 297
- [BLU 54] S.A. BLUDMAN, Phys. Rev. 91 (1954) 1722
- [BRO 70] H. BRODY et al., Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 948
- [BRO 72] H. BRODY et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1217
- [BRO 74] H. BRODY et al., Phys. Rev. D9 (1974) 1917
- [BRO 79] R.M. BROWN et al., Nucl. Phys. B153 (1979) 89
- [BUL 69] F. BULOS et al., Phys. Rev. 187 (1969) 1827
- [CHA 63] J. CHAHOUC, G. RUSSO and R. SELLERI, Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 506
- [CHA 64] K.R. CHAPMAN et al., Nucl. Phys. 57 (1964) 499
- [COC 63] G. COCCONI et al., Phys. Lett. 7 (1963) 222

- [COL 65] H. COLLARD et al., Phys. Rev. 138 (1965) 57
- [COL 78] R.H. COLE et al., Phys. Rev. C17 (1978) 681
- [CRA 69] N.S. CRAIGIE and C. WILKIN, Nucl. Phys. B14 (1969) 477
- [DEI 69] W. DEINET et al., Nucl. Phys. B11 (1969) 495
- [EIS 73] J.M. EISENBERG et al., a) Phys. Lett. 43B (1973) 20, b) Phys. Lett. 45B (1973) 349
- [FEA 74] H.W. FEARING, Phys. Lett. 52B (1974) 407
- [FEA 75] H.W. FEARING, a) Phys. Rev. C11 (1975) 1210, b) Phys. Rev. C11 (1975) 1493
- [FEA 77] H.W. FEARING, Phys. Rev. C16 (1977) 313
- [FEL 75] J. FELTESSE et al., Nucl. Phys. B93 (1975) 242
- [FEL 85] B. FELDKELLER, Diplom Thesis Universität de Bonn, RFA (1985)
- [FRA 80a] R. FRASCARIA et al., Phys. Lett. 91B (1980) 345
- [FRA 80b] J. FRANTZ et al., Phys. Lett. 93B (1980) 364
- [GIB 77] W.R. GIBBS and A.T. HESS, Phys. Lett. 68B (1977) 205
- [GOL 64] M. GOLDBERGER and K.M. WATSON, Collision Theory (Wiley Ed.) New York (1964)
- [GRA 65] I.S. GRADSHTEYN and I.M. RYZHIK, Table of Integrals, Series and Products Academic Press (1965)
- [GRE 79] A.M. GREEN and E. MAQUEDA, Nucl. Phys. A316 (1979) 215
- [GRO 81] E. GRORUD et al., NIM 188 (1981) 549
- [HAD 83] E. HADJIMICHAEL, B. GOULARD and R. BORNAIS, Phys. Rev. C27 (1983) 831
- [HEI 68] R.M. HEINZ et al., Phys. Rev. 167 (1968) 1232
- [HOL 79] R.J. HOLT et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1229
- [HUB 81] M.G. HUBER and K. KLINGENBECK, AIP Conference, Bloomington, Indiana, Proc. 79 (1981) 389
- [HUB 85] M.G. HUBER, B.C. METSCH and H.G. HOPF, TK 85-09 Institut für Theoretische Kernphysik, Universität de Bonn, RFA (1985)
- [ING 71] C.H.Q. INGRAM et al., Nucl. Phys. B31 (1971) 331
- [JON 66] W.H. JONES et al., Phys. Lett. 23 (1966) 597
- [KEI 79] B.D. KEISTER and L.S. KISSLINGER, Nucl. Phys. A326 (1979) 445
- [KEL 75] R. KELLER et al., Phys. Rev. D11 (1975) 2389
- [KER 69] A.K. KERMAN and L.S. KISSLINGER, Phys. Rev. 180 (1969) 1483

- [KLI 81] K. KLINGENBECK, M. DILLIG and M. G. HUBER, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 1654
- [LAC 81] M. LACOMBE et al., *Phys. Lett.* 101B (1981) 139
- [LAG 78] J.M. LAGET, *Nucl. Phys.* A312 (1978) 265
- [LAG 85] J.M. LAGET, *Communication privée*
- [LEC 80] J.F. LECOLLET, *Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Caen* (1980)
- [LES 78] H. LESNIAK and L. LESNIAK, *Acta Phys. Polonica* 89 (1978) 419
- [LET 66] J. LETOURNEUX and J.M. EISENBERG, *Nucl. Phys.* 87 (1966) 331
- [LIM 73] T.K. LIM, *Phys. Lett.* 43B (1973) 349
- [LOC 74] M.P. LOCHER and H.J. WEBER, *Nucl. Phys.* 876 (1974) 400
- [MAC 66] I.J. MAC GEE, *Phys. Rev.*, 151 (1966) 772
- [MAN 58] S. MANDELSTAM, *Proc. Roy. Soc.* A244 (1958) 491
- [MIL 83] G.A. MILLER and L.S. KISSLINGER, *Phys. Rev.* C27 (1983) 1669
- [NEG 58] B.S. NEGANDY et al., *JETP* 7 (Sov. Phys.) (1958) 528
- [OHT 85] K. OHTA, M. THIES and T.S.H. LEE, *Annals of Phys.* 163 (1985) 420
- [ORP 81] L. ORPHANOS et al., *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 1562
- [OVE 64] O.E. OVERSETH et al., *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 59
- [PAT 69] P.K. PARNAIK and J. MAHARANA, *Lett. Nuovo Cimento* 2 (1969) 106
- [PNS 79] G. HOHLER et al., *Handbook of Pion Nucleon Scattering Physics Data*, H. Behrens and G. Ebel ed. Karlsruhe (1979)
- [REI 71] A. REITAN, *Nucl. Phys.* 629 (1971) 625
- [REI 72] A. REITAN, *Nucl. Phys.* 850 (1972) 166
- [RIC 68] W.B. RICHARDS et al., *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 1221
- [RIC 67] W.B. RICHARDS et al., *Phys. Rev.* 156 (1967) 1455
- [RPP 80] *Review of Particle Properties*, *Rev. Mod. Phys.* 52-2 part. II (1980)
- [RPP 84] *idem.* 56-2 part. II (1984)
- [RUD 52] M. RUOERMAN, *Phys. Rev.* 87 (1952) 383
- [SAI 79] M.E. SAINIO, *Nucl. Phys.* A369 (1982) 573
- [SCH 71] L.S. SCHROEDER et al., *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 1813
- [SET 84] K.K. SETH et al., *Contr. IB, PANIC X, Conf. (Vol II), Heidelberg, RFA* (1984)
- [SHE 83] H.S. SHERIF, *Communication Privée* (1983)

[VHL 76] VU HAI LONG, Thèse de Doctorat d'Etat Université

[WIE 73] B.R. WIENKE, Prog. Th. Phys. 49 (1973) 1220

[YAO 64] T. YAO, Phys. Rev. 134 (1964) 454

Patrick BERTHET

Etude de la production cohérente de mésons π et η à grand transfert dans les collisions proton-deuton.

RESUME :

Les réactions $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^+$ et $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ ont été étudiées pour des angles de production des mésons voisins de 180° (cm) avec des protons d'énergie cinétique comprise entre 0,92 et 2,6 GeV. Ces expériences ont été effectuées en détectant les héliums 3 produits au moyen du spectromètre SPES 4 du Laboratoire National Saturne.

Les sections efficaces de production du méson η ont des valeurs voisines et parfois même supérieures à celles de production du méson π^+ . Les fonctions d'excitation des deux réactions à $\theta_{\pi,\eta} = 180^\circ$ (cm) présentent des structures marquées.

Aucun des modèles théoriques auxquels nos résultats ont été comparés ne donne une description satisfaisante de ceux-ci. Une interprétation qualitative de nos mesures met en évidence le lien entre les structures observées et l'excitation de résonances baryoniques N^* . Cette excitation pourrait avoir pour origine l'échange d'un méson η virtuel dans l'état intermédiaire.

MOTS CLES :

- Energies intermédiaires
- Proton-deuton (collisions)
- Mésons π (production)
- Mésons η (production)
- Héliums 3 (production)
- Résonances baryoniques