



Etude des interactions $\bar{p} \rightarrow \bar{p}d\pi + \pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-$ à 14,6 GeV/c et analyse comparative des multiplicités chargées

Marie-Eve Michalon-Mentzer

► **To cite this version:**

Marie-Eve Michalon-Mentzer. Etude des interactions $\bar{p} \rightarrow \bar{p}d\pi + \pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-$ à 14,6 GeV/c et analyse comparative des multiplicités chargées. Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1975. Français. NNT : . tel-00396412

HAL Id: tel-00396412

<https://theses.hal.science/tel-00396412>

Submitted on 18 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thesis-1975-Michalon-Mentzer

Centre de Recherches nucléaires de Strasbourg

15 FEB. 1977

CELLA
BIBLIOTHEQUE

C.R.N.

CRN/HE 76-17

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Marie-Eve MICHALON-MENTZER

ETUDE DES INTERACTIONS $\bar{p}d - \bar{p}d\pi^+\pi^-$ ET $\bar{p}d - p_s\bar{p}p\pi^-$ A 14,6 GeV/c
ET ANALYSE COMPARATIVE DES MULTIPLICITES CHARGÉES



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

67037 STRASBOURG-CEDEX FRANCE

CM-P00068713



CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA

no 0027953

THESE

presentee

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Marie-Eve MICHALON-MENTZER

ETUDE DES INTERACTIONS $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ ET $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ A 14,6 GeV/c
ET ANALYSE COMPARATIVE DES MULTIPLICITES CHARGEES

Soutenue le 27 Novembre 1975 devant la commission d'examen:

M. P.CHEVALLIER

Président

Mme D.MAGNAC

MM. A.FRIDMAN

D.MORELLET

} *Examineurs*



UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG

Président : Professeur P. KARLI
Vice-Présidents : Professeur A. CHAUMONT
Professeur H. DURANTON
Secrétaire Général : Monsieur G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE DES
U.E.R. RESPONSABLES DES DOCTORATS ES-SCIENCES

Président honoraire : G.OURISSON.
Doyens honoraires : P.LACROUTE – H.J.MARESQUELLE – J.H.VIVIEN – G.MILLOT.
Professeurs honoraires : P.de BEAUCHAMP – L.BOISSELET – J.BYE – H.CARTAN – G.CERF – C.CHABAUTY – A.CHRETIEN – J.DENY – Ch.EHRESMANN – Mie S.GILLET – A.HEE – R.HOCART – G.LEMEE – P.L'HERITIER – A.LICHNEROWICZ – A.MAILLARD – H.J.MARESQUELLE – L.NEEL – J.PARROD – R.ROHMER – L.SACKMANN – Ch.SADRON – H.SAUCIER – H.VILLAT – H.WEISS – Et.WOLFF – J.YVON.
Maître de Conférences honoraire : R.WEIL.

PROFESSEURS

J. ROTHE	Physique du Globe	H. DANAN	Phys.atom.et Phys.du Solide
P. LACROUTE	Astronomie	X. FERNIQUE	Mathématiques
J.H. VIVIEN	Zool.et Embryol.expérimentale	Fr. GAUTIER	Physique
S. GORODETZKY	Phys.gén. et Physique nucléaire	G. SUTTER	Physique électronique
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie	V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
P. JOLY	Biologie générale	Fr. LACROUTE	Biologie végétale
H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire	J.P. EBERHART	Minéralogie
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie	J.M. LEHN	Chimie
R. LECOLAZET	Physique du Globe	Cl. ROBERT	Physique
A. GAGNIEU	Botanique	Fr. BECKER	Physique mathématique
F. STUTINSKY	Physiologie générale	Fr. SCHALLER	Biologie générale
B. WURTZ	Chimie biologique	Fr. GAULT	Chimie organique
J. BRENET	Electrochimie	M. GOUNOT	Botanique
J.P. EBEL	Chimie biologique	J. DEHAND	Chimie minérale
G. OURISSON	Chimie	Cl. GODBILLON	Mathématiques
A. COCHE	Physique nucléaire	J. ROUX	Botanique
R. CERF	Physique générale	R. VOLTZ	Physique theorique
A. DELUZARCHE	Chimie	A. MICHARD	Géologie
R. ARMBRUSTER	Physique	Y. BOULANGER	Chimie biologique
A. ROCHE	Physique du Globe	J.J. RIEHL	Chimie
L. HIRTH	Microbiologie	R. GERARD	Mathématiques
A. FÜCHS	Mécanique rationnelle	M. DAIRE	Chimie phys.ind.et Sc.des matériaux
A. GALLMANN	Physique	G. DUNOYERdeSEGONZAC	Géologie
P. MIALHE	Physiologie animale	J.P. JOUANLOU	Mathématiques
D. MAGNAC	Physique	Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
M. DAUNE	Biophysique	Ch. TANELIAN	Chimie
J.P. ADLOFF	Chimie nucléaire	Ph. RICHARD	Physiologie animale
D. BERNARD	Méthode mathématique de la Physique	M. GROSS	Chimie
E. DANIEL	Physique expérimentale	J.P. RAMIS	Mathématiques générales
P. CHEVALLIER	Physique	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
G. REEB	Topologie	M. GROSMANN	Physique
J. WUCHER	Physique	P. BENVENISTE	Physiologie végétale
M. BRINI	Chimie	J. FARAUT	Mathématiques
H. DURANTON	Botanique	G. SCHIFFMANN (dét.)	Mathématiques
R. WEISS	Chimie	J. LEITE-LOPEZ	Phys.nucléaire et corpusculaire
P. FEDERLIN	Chimie	Cl. BENEZRA	Chimie
J.P. SCHWING	Chimie	L. GRUSON	Mathématiques
M. SIESKIND	Physique	G. SOLLADIE	Chimie organique
G. MONSONEGO	Physique théorique	D. VIAUD	Mathématiques
C. WIPPLER	Physicoch.des Hts Polymères industr.	R. KIRSCH	Zoologie
G. WEILL	Physique	J. SOMMER	Chimie appliquée
A. CLAUSS	Chimie	J. BROSSAS	Chimie macromoléculaire
E. FOLLENIUS	Zoologie	C. PESKINE (dét.)	Mathématiques
J. LUCAS	Géologie	J.J. FRIED	Mécanique des Fluides
J.J. THIEBOLD	Biologie animale	B. MORIN	Mathématiques I
G. GLAESER	Mathématiques	M. LEROY	Chimie
J.H. WEIL	Chimie biologique	M.J. SCHWING	Chimie Physique
D. FOATA	Mathématiques		

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A.BANDERET (E.A.H.P.) – P.BARSHAY (Phys.nucl.théor.) – C.JASCHEK (Astr.) – A.KORANYI (Math.) – J.PALDUS (Chimie) – M.ZANDER (Chimie).

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS

A.BAJER (Biologie) – P.BOUVEROT (Physiol.respiratoire) – P.DEJOURS (Physiol.respiratoire) – J.L.DYE (Chimie) – V.HOENIG (Médecine)
G.PEROLD (Chimie organ.) – P.SMIGELSKI (Physique)

MAITRES de CONFÉRENCES et CHARGÉS d'ENSEIGNEMENT

J.CI.BERNIER (Chimie gén.) – P.L.WENDEL (Phys.) – T.JUTEAU (Minéralogie) – M.MIGNOTTE (Informatique).

MAITRE de CONFÉRENCES ADJOINT

J.SITTLER (Géologie).

MAITRES de CONFÉRENCES ASSOCIÉS

A.ENTEZAMI (Chimie du pétrole) – J.OSBORN (Chimie minérale) – K.RICHARDS (Microbiol.) – M.SION (Math.).

MAITRES de CONFÉRENCES CONVENTIONNÉS

N.KONO (Math.) – J.J.VOGT (Méd.).

DIRECTEURS de RECHERCHE

J.F. BIELLMANN	Chimie	J. MEYER	Botanique
P. BOUVEROT	Physiologie respiratoire	C. MIALHE	Physiologie
P. DEJOURS	Physiologie respiratoire	A. PETROVIC	Physiologie (Médecine)
A. KNIPPER	Physique nucléaire et corpusculaire	A. PORTE	Biologie cellulaire
A. KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	P. REMPP	Physicochimie macromoléculaire
J. MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	A. SKOULIOS	Physicochimie macromoléculaire
P.A. MEYER	Mathématiques	A. VEILLARD	Physicochimie macromol. et macromoléc.
A.J.P. MEYER	Physique	A. ZUKER	Physique théorique

MAITRES de RECHERCHE

J.C. ABBE	Physicochimie atomique et ionique - chim.nucl.	A. MALAN	Physiologie
P. ALBRECHT	Chimie	E. MARCHAL	Physicochimie macromol. et macromoléc.
F. BECK	Physique nucléaire	Th. MULLER	Physique
J.P. BECK	Physiologie	G. MUNSCHY	Physique
M. BONHOMME	Géologie	M. NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
H. BRAUN	Physique corpusculaire	A. NICOLAIEFF	Virologie végétale
Ch. BURGGRAF	Cristallographie et Minéralogie	M. PATY	Physique corpusculaire
M.C. CADEVILLE	Physique des solides	R. PFIRSCH	Botanique
H. CALLOT	Chimie	J. POUYET	Biophysique
S. CANDAU	Physique	R. RECHENMANN	Biophysique des rayons (Méd.)
M. CHAMPAGNE	Biophysique	B. REES	Chimie
M. CHOUDHURY	Physique du Globe	S. RIMBERT	Géographie
J.P. COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	P. REMY	Biochimie
A. CORET	Physique	J. RINGEISEN	Physique
M. CROISSIAUX	Physique nucléaire	J.P. ROTH s/Dir.Inst.de Rech.	Physicochimie macromoléculaire
D. DISDIER	Physique nucléaire	F. SCHEIBLING	Spectrométrie nucléaire
J. DOUBINGER	Géologie	N. SCHULZ	Physique nucléaire
S. EL KOMOSS	Physique	R. SELTZ	Physique nucléaire
J.P. VON ELLER	Géologie	M. SENSENBRENNER	Neurochimie (Médecine)
M. FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	P. SIFFERT	Physique des rayons et Electron.nucl.
E. FRANTA	Physicochimie moléculaire	Cl. SITTLER	Géologie
J.M. FRIEDT	Physicochimie atomique et ionique	Cl. STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
A. FRIDMAN	Physique corpusculaire	M. SUFFERT	Basses Energies
Y. GALLOT	Physicochimie macromoléculaire	Y. TARDY	Géologie
Ph. GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	K. TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J.B. GRUN	Physique	R. VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
K. HAFEN-STENGER	Endocrinologie (Méd.)	J.J. VOGT	Thermophysiol. (Centre d'Et. Bioclim.)
J. HERZ	Physicochimie macromoléculaire	A. WAKSMANN	Neurochimie (Médecine)
J. HOFFMANN	Biologie animale	G. WALTER	Physique des rayons et Electron.nucl.
M. JACOB	Neurochimie (Médecine)	Fr. WEBER	Géologie
G. KAUFMANN	Chimie	J.P. WENIGER	Zoologie
B. KOCH	Physiologie	J. WITZ	Biologie cellulaire
P. LAURENT	Physiol.comparée des régulations	R. WOLFF	Chimie
Cl. LERAY	Physiol.comparée des régulations	R. ZANA	Physicochimie macromoléculaire
J.M. LEITNER	Physiologie	J.P. ZILLINGER	Physique
A. LLORET	Physique corpusculaire		

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

Une étude systématique des interactions antiproton-deutérium et, par conséquent, des interactions antiproton-neutron est effectuée par le Groupe de Chambres à Bulles à Hydrogène de Strasbourg. Dans ce cadre, s'inscrivent les expériences $\bar{p}d$ à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c d'impulsion incidente utilisées dans ce travail. Nous nous proposons d'analyser deux canaux de réactions de l'expérience à 14,6 GeV/c ($\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-$) et d'effectuer, à partir des résultats des trois expériences citées, l'analyse comparative des multiplicités chargées issues de l'interaction $\bar{p}n$. L'étude à 14,6 GeV/c présente un grand intérêt car il n'existe pas jusqu'à présent de données expérimentales dans ce domaine d'impulsion.

Dans le Chapitre I, nous donnerons une description succincte des expériences $\bar{p}d$ à 5,55 et 9,3 GeV/c, puis nous examinerons en détail l'expérience $\bar{p}d$ à 14,6 GeV/c réalisée en collaboration avec les groupes des Universités de Rutgers et de Stevens (New Jersey, USA). Les résultats de cette dernière expérience conduiront à l'analyse des deux canaux de réaction cités (Chapitres II et III) tandis que ceux obtenus à 5,55 et 9,3 GeV/c ainsi qu'à 14,6 GeV/c seront utilisés pour étudier les multiplicités chargées (Chapitre IV).

Dans l'analyse de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à 14,6 GeV/c, nous décrirons l'obtention d'un échantillon correspondant à ce processus, puis nous estimerons la section efficace de ce canal. La production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) et de l'effet d^* sera discutée. Nous étudierons les caractéristiques générales du mécanisme de production, en particulier le phénomène de dissociation diffractive de la particule incidente ($\bar{p} \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$).

Afin d'entreprendre l'étude du canal de réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ il convient de s'assurer que l'interaction a bien lieu sur un neutron. Pour cela, nous déterminerons d'abord un échantillon avec proton spectateur $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-$ et calculerons ensuite la section efficace de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ ainsi que celle du canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$. Nous comparerons ces valeurs avec les résultats de ces mêmes réactions à des impulsions incidentes plus basses. Nous observerons de même dans cette réaction le phénomène de dissociation diffractive de la cible ($n \rightarrow p\pi^-$).

Le Chapitre IV est consacré à l'étude de la multiplicité moyenne des interactions $\bar{p}n$ à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c. A partir des résultats du dépouillement et des mesures d'événements comportant un nombre pair de branches, nous sélectionnerons des interactions $\bar{p}n$ en éliminant les interactions cohérentes. Après avoir corrigé les pertes dues au dépouillement, nous estimerons les sections efficaces topologiques $\bar{p}n \rightarrow m$ particules chargées. Nous calculerons la multiplicité moyenne des particules chargées ainsi que les divers moments statistiques. Nous étudierons la variation de ces différentes quantités en fonction de l'impulsion incidente et comparerons nos données à celles des interactions $\bar{p}p$ et pp . Nous vérifierons la validité d'application de différents modèles théoriques.

C H A P I T R E I

REALISATIONS EXPERIMENTALES

* * *

I.1. LES EXPERIENCES $\bar{p}$ -d A 5,55 ET 9,3 GeV/c

Nous décrivons brièvement les deux expériences antiproton - deutérium à 5,55 et 9,3 GeV/c dont les résultats serviront dans ce travail à l'étude des multiplicités chargées (Chapitre IV). La réalisation de l'expérience à 14,6 GeV/c, réalisée en collaboration avec les Laboratoires de Rutgers - Stevens (USA) et conduisant à l'étude de deux canaux de réactions sera décrite en détail dans le paragraphe I.2.

L'expérience $\bar{p}$ -d à 5,55 GeV/c d'impulsion incidente a été réalisée auprès du Synchrotron à Gradient Nul de 12,5 GeV d'Argonne et comporte 150 000 photographies. Un faisceau secondaire d'antiprotons de 5,55 GeV/c a été envoyé dans la chambre à bulles MURA de 30 pouces, remplie de deutérium et placée dans un champ magnétique de 32 kilogauss.

Pour réaliser la deuxième expérience, nous avons utilisé le Phasosynchrotron à protons de 28 GeV et la chambre à bulles de 2 mètres du CERN. Cette chambre, contenant du deutérium, a été exposée à un faisceau secondaire séparé d'antiprotons de 9,3 GeV/c. Une partie de cette expérience est faite en collaboration avec la "Case Western Reserve University" de Cleveland (Ohio, USA). L'exploitation des 150 000 photographies prises fut effectuée par les deux groupes. Au dépouillement, tous les événements présentant au moins une trace positive s'arrêtant dans la chambre furent relevés. Les événements à quatre branches visibles furent mesurés sur des appareils manuels conventionnels dans le Laboratoire de Cleveland. Pour une partie des événements à nombre pair de traces et de multiplicité ≥ 6 , nous avons uniquement mesuré la trace incidente et la particule de recul. Ces événements seront utilisés pour le calcul de la multiplicité moyenne chargée $\bar{p}n$ pour lequel il est nécessaire d'avoir une bonne identification de la trace qui s'arrête dans la chambre.

I.2. L'EXPERIENCE $\bar{p}$ -d A 14,6 GeV/c

A. L'exposition

Dans cette expérience, la chambre à bulles de 80 pouces du Laboratoire de Brookhaven, remplie de deutérium, a été exposée à un faisceau secondaire d'antiprotons de 15 GeV/c d'impulsion incidente nominale. Ceux-ci sont produits par interactions de protons primaires de 28 GeV/c sur une cible de béryllium. La chambre est placée dans un champ magnétique de 17,6 kilogauss.

Les parois intérieures de la chambre sont recouvertes d'un matériau rétroréfecteur, le scotchlite ; sur ce revêtement, le retour de la lumière produite par les flashes illuminant la chambre se fait selon la direction opposée à celle du faisceau lumineux incident ; le film est ainsi impressionné partout sauf à l'emplacement des traces, lesquelles ne rediffusent pas la lumière. Les photographies ont donc la particularité de présenter des traces blanches sur fond noir. Cet aspect a donné lieu à des difficultés supplémentaires au niveau du dépouillement et de la mesure qui n'apparaissent pas dans les autres expériences analysées par le Groupe, où les films présentent des traces noires sur fond blanc. De plus, un mauvais réglage de l'optique de la vue 3 a entraîné une moins bonne qualité des photographies correspondantes, défaut qui s'ajoute à l'existence de taches blanches visibles sur les trois vues ; ces taches sont dues à des particules de mylar recouvrant le scotchlite qui se sont détachées et qui baignent dans le liquide de la chambre.

B. Le dépouillement et les mesures

L'ensemble des 98 000 photographies a été réparti en deux lots sensiblement égaux qui ont été traités indépendamment mais de façon identique dans chacun des deux laboratoires de la collaboration Rutgers - Stevens et Strasbourg.

Notre laboratoire a assuré le dépouillement et la mesure d'environ 48 000 photographies. Lors de l'examen des clichés, nous avons relevé tous les événements à plus de trois branches visibles, avec la condition, pour ceux à nombre pair de branches, de posséder au moins une trace positive s'arrêtant dans la chambre. Les particularités telles que les V^0 , les paires e^+e^- associées au vertex de l'événement, ainsi que les étoiles neutroniques en aval de ce vertex, ont été signalées. Un volume fiduciaire d'environ 120 cm de longueur a été utili-

sé et à l'entrée de ce dernier, le nombre d'antiprotons incidents a été relevé toutes les 50 photographies, en vue du calcul des sections efficaces. En moyenne, nous avons compté 4,2 antiprotons incidents par photographie.

Les mesures ont été effectuées sur des appareils conventionnels du type IEP en ligne avec un ordinateur IBM 1800. Cette procédure a permis d'augmenter la vitesse de mesure et d'abaisser sensiblement le taux de rejets, ceci par rapport au mode n'utilisant pas l'ordinateur. Les chaînes de traitement THRESH-GRIND du CERN et TVGP-SQUAW de Berkeley ont été utilisées respectivement à Strasbourg et à Rutgers - Stevens pour la reconstruction géométrique et l'ajustement cinématique des événements. Nous montrerons ultérieurement qu'aucune différence significative n'apparaît dans le lot d'événements issus des deux traitements indépendants.

A l'énergie à laquelle se place cette expérience, les traces sortantes de grande impulsion ont toutes sensiblement la même ionisation. Nous avons donc été conduits à retenir plusieurs hypothèses pour certains événements car l'observation de l'ionisation des traces sur table de projection ne nous a pas toujours permis de réduire considérablement le nombre d'hypothèses par événement.

Pour l'étude des deux canaux de réactions, l'adjonction des résultats a eu lieu au niveau de chaque canal après une première sélection des événements faite séparément par les deux groupes.

C. Impulsion du faisceau

L'impulsion du faisceau fut déterminée en examinant la distribution de l'inverse du rayon de courbure de traces incidentes longues (Fig.I.1) pour un lot d'événements bien mesurés à quatre branches visibles et à quatre contraintes. En effet, à l'aide de la relation :

$$P = 0,3 B \rho$$

B étant la valeur du champ magnétique en kilogauss, ρ le rayon de courbure en cm, nous obtenons l'impulsion incidente P en MeV/c. La valeur $P = (14,6 \pm 0,3) \text{ GeV/c}$ ainsi calculée a été utilisée comme valeur de départ des ajustements cinématiques. Notons que la valeur assez élevée de $\Delta P/P \approx 2\%$ pour les traces incidentes est principalement due à la limitation de la précision de la mesure de la courbure de traces sensiblement droites.

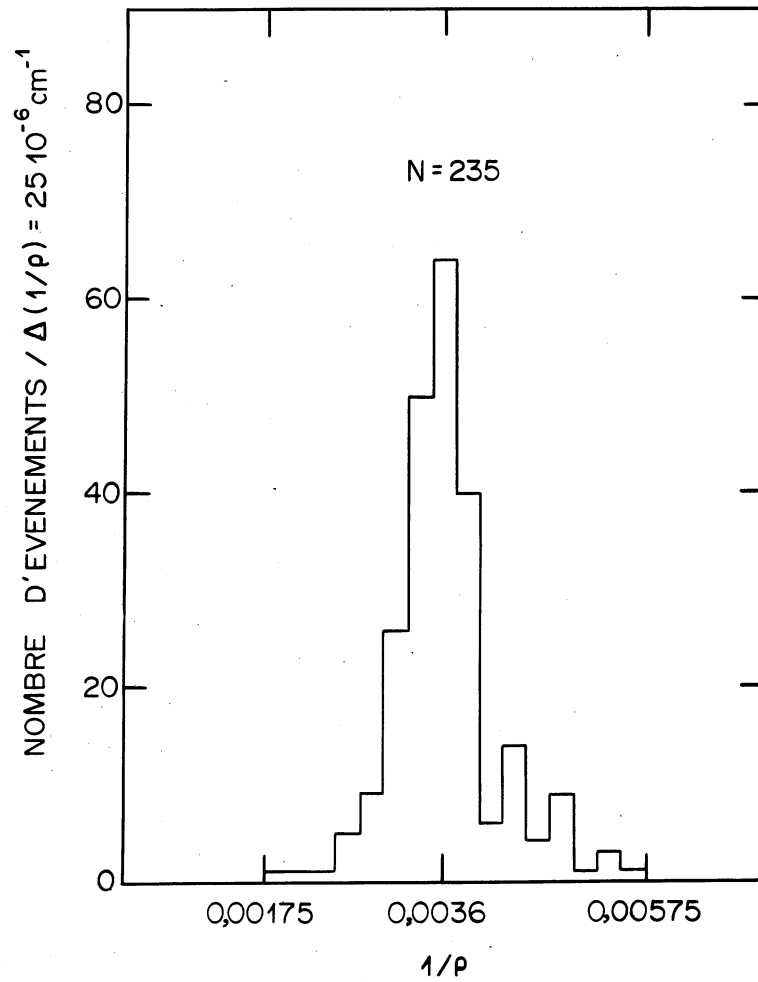


Figure I-1 - Distribution de l'inverse du rayon de courbure du lot de traces servant à déterminer l'impulsion incidente.

D. Résultats du dépouillement et des mesures

Le résultat brut du dépouillement pour un nombre de branches supérieur à trois est donné dans le Tableau I.1. Les événements attribués aux réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow p_g\bar{p}p\pi^-$ (Chapitres II et III) seront extraits parmi les 3 442 événements à quatre branches visibles. Les événements présentant un nombre pair de branches seront utilisés dans le Chapitre IV pour calculer les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ à 14,6 GeV/c d'impulsion incidente.

Nombre de branches	Nombre d'événements	Nombre de branches	Nombre d'événements
3	4991	10	275
4	3442	11	117
5	3996	12	40
6	1983	13	20
7	1875	14	7
8	889	15	1
9	617	16	1

TABLEAU I.1

Les résultats de la mesure à cette impulsion, après reconstruction cinématique et observation de l'ionisation, font partie des données du Tableau IV.1 où figurent les résultats du dépouillement et des mesures des trois expériences $\bar{p}d$ à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c.

C H A P I T R E I I

ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ A 14,6 GeV/c

*
*
*

II.1. SELECTION DES EVENEMENTS

A. Obtention d'un lot d'événements $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à Strasbourg

Parmi les événements à quatre branches visibles possédant au moins une trace positive s'arrêtant dans la chambre et ayant satisfait à un ajustement cinématique, 106 événements sont candidats à la réaction :

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

Ces événements dont aucun n'est déterminé de façon unique, se classent en plusieurs catégories car ils satisfont en même temps aux contraintes cinématiques de une ou de plusieurs hypothèses indiquées dans le Tableau II.1. La trace positive s'arrêtant dans la chambre peut être soit un deuton, auquel cas la réaction est dite cohérente, soit un proton spectateur (noté p_s) dont les propriétés seront décrites dans le Chapitre III.

Réactions (X)	Nombre d'événements ambigus entre les réactions (1) et (X)
$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-\pi^0$	35
$\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^+\pi^-\pi^-$	5
$\bar{p}d \rightarrow p_s\pi^+\bar{p}\pi^-n$	85
$\bar{p}d \rightarrow p_s p\bar{p}\pi^-\pi^0$	36
$\bar{p}d \rightarrow p_s p\pi^-\pi^-\bar{n}$	42
$\bar{p}d \rightarrow p_s\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	54
T O T A L	257

TABLEAU II.1

Du Tableau II.1 il ressort que, pour un même événement, nous avons retenu plus de deux hypothèses. La distribution du nombre d'hypothèses retenues pour les événements candidats à la réaction (1) est représentée sur la Figure II-1. Notons que les événements compatibles avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ ne sont ambigus avec aucune autre hypothèse à quatre contraintes (type 4C), mais uniquement avec des hypothèses ayant une particule neutre dans l'état final (type 1C).

Dans le cas de l'ambiguïté avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s\pi^+\pi^-\pi^0$, en comparant les spectres des masses manquantes des deux hypothèses, nous pouvons éliminer celle conduisant à la réaction d'annihilation car seule la distribution de la masse manquante au carré de l'hypothèse cohérente (4C) présente bien le comportement attendu. Elle est bien centrée au voisinage de zéro, alors que la masse manquante au carré de l'hypothèse d'annihilation (1C) ne présente pas un maximum pour la valeur de la masse au carré du π^0 .

Nous avons supposé que le périphérisme observé dans les interactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{N}N\pi\pi$ à plus basse impulsion incidente se maintenait également dans le cas de notre expérience. Nous avons donc examiné, dans le système du centre de masse de la réaction de chaque hypothèse concurrente, les distributions angulaires, soit du baryon, soit de l'antibaryon.

Dans le cas où la réaction (1) est ambiguë avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}n\pi^-\pi^-$, l'antibaryon de chaque réaction devrait aller vers l'avant dans le système du centre de masse de la production. Pour les événements ambigus, l'antineutron est toujours dirigé vers l'arrière dans le système du centre de masse de la production ($\cos\theta_n^* \leq 0$). Par conséquent, nous éliminons cette hypothèse et attribuons les 42 événements ambigus à la réaction (1).

Considérons l'ambiguïté avec le canal $\bar{p}d \rightarrow p_s\bar{p}p\pi^-\pi^0$. Compte tenu du périphérisme attendu, le proton le plus rapide devrait aller vers l'arrière dans le système du centre de masse de la production. Dans ce cas, le proton va vers l'avant dans ce même système ($\cos\theta_p^* \geq 0$). Ces événements sont alors attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$.

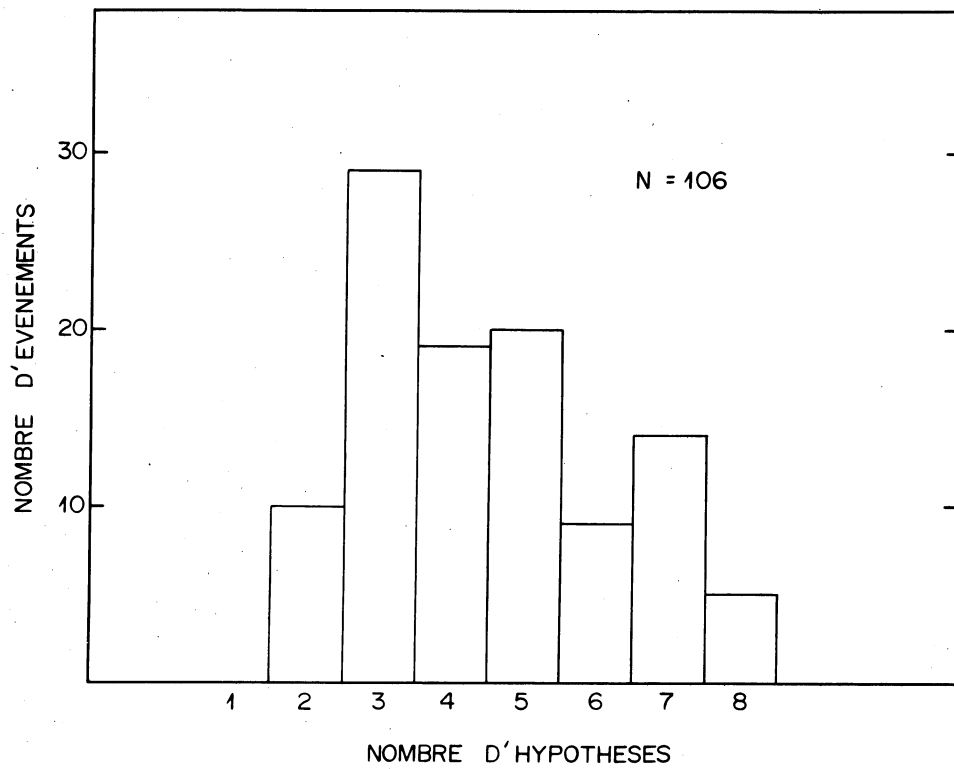


Figure II-1 - Distribution du nombre d'hypothèses pour le lot d'événements dont l'une des hypothèses correspond à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$.

B. Résolution de l'ambiguïté avec le canal $\bar{p}d \rightarrow p\bar{p}n\pi^+\pi^-$

A ce stade, toutes les ambiguïtés avec le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ sont résolues, sauf celle avec la réaction $\bar{p}d \rightarrow p\bar{p}n\pi^+\pi^-$ où le deuton sortant apparaît dissocié en proton et neutron. Les deux lots d'événements dont nous disposons (106 événements "Strasbourg" et 192 événements "Rutgers - Stevens") ne présentent aucune différence significative. En effet, les allures de la distribution de la masse manquante au carré ainsi que celle de la probabilité (Figure II-2) correspondant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ sont semblables pour les deux échantillons. Nous avons donc fusionné les deux lots et obtenu un échantillon de 298 événements se composant de :

- 1). 53 événements uniques attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$
- 2). 245 événements restant ambigus entre les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}(pn)\pi^+\pi^-$.

La séparation des événements cohérents et des événements avec proton spectateur est faite au moyen du test de colinéarité. En effet, par suite des erreurs de mesures et de la faible énergie de liaison du deuton (2,2 MeV), le programme d'ajustement cinématique peut ne pas distinguer un deuton et le système proton - neutron quand ces deux nucléons sont colinéaires, ce qui explique la forte proportion d'ambiguïtés de ce type.

En fait, le test que nous utilisons se décompose en deux critères effectués sur les résultats des quantités calculées à partir de l'hypothèse ajustée $\bar{p}d \rightarrow p\bar{p}n\pi^+\pi^-$:

- a). Si un faux proton et un faux neutron simulent un deuton, ils doivent être colinéaires. Leurs impulsions $\vec{P}_p$ et $\vec{P}_n$ sont parallèles.
- b). Le faux proton a le même parcours que le deuton, tous deux s'arrêtant dans la chambre. On peut en déduire, à partir de l'équation donnant le parcours d'une particule chargée dans un milieu en fonction de son impulsion (Appendice I), une relation entre l'impulsion de ce faux proton et du deuton.

En introduisant la conservation de l'impulsion, il résulte que l'impulsion du faux neutron et du faux proton sont dans le rapport :

$$R = \frac{|\vec{P}_n|}{|\vec{P}_p|} \approx 0,68 \quad (\text{Appendice I})$$

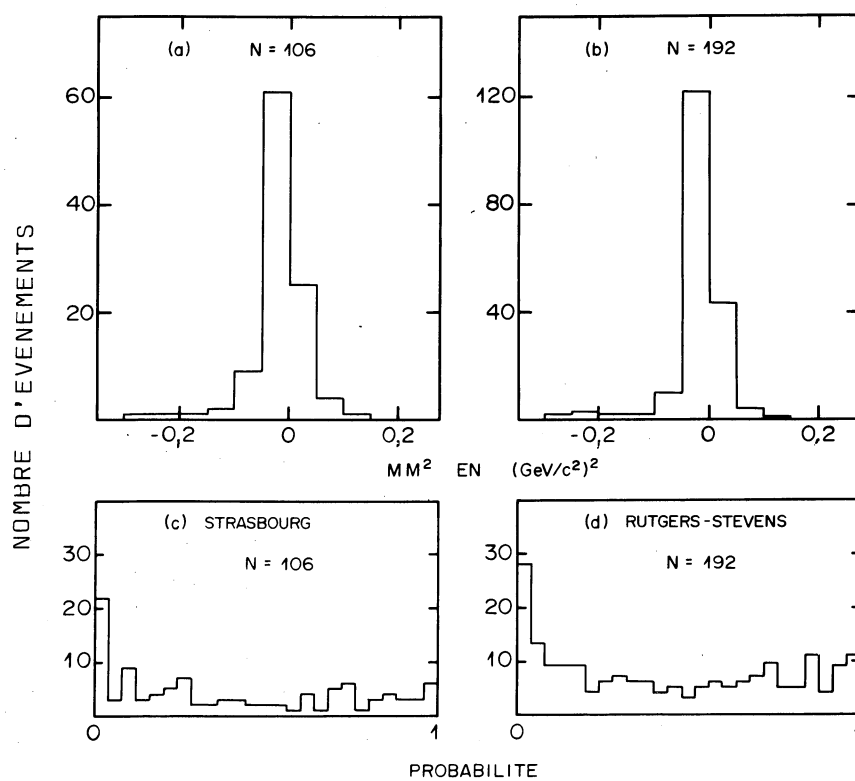


Figure II-2 - Comparaison des distributions du carré de la masse manquante des lots d'événements issus de Strasbourg (a) et de Rutgers-Stevens (b). Même comparaison des distributions de la probabilité [(c) et (d)].

Dans la pratique, la résolution de l'ambiguïté se fait à l'aide du diagramme de $\cos\theta_{pn}$ en fonction de R , θ_{pn} désignant l'angle dans le système du laboratoire entre les impulsions du neutron et du proton spectateur.

Bien que les erreurs dues à la détermination de ces quantités entraînent une dispersion notable des points expérimentaux autour des valeurs théoriques, nous observons une accumulation d'événements dans la région de $\cos\theta_{pn} \approx 1$ et $R \approx 0,68$ (Fig.II-3a). A titre de vérification, nous avons examiné le diagramme de ces mêmes quantités pour les événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}p_n \pi^+ \pi^-$, (Fig.II-3b). Une telle concentration d'événements n'a pas lieu et nous observons une répartition verticale homogène, ce qui correspond à une distribution en $\cos\theta_{pn}$ plate.

Nous avons donc retenu comme événements avec deuton réel ceux appartenant à la région du diagramme définie par :

$$0,4 < \cos\theta_{pn} \leq 1$$

$$0,4 < R \leq 1,4$$

Nous vérifierons plus loin que le choix en $\cos\theta_{pn}$ et R n'a que peu d'influence sur la détermination de la valeur de la section efficace de la réaction étudiée.

Parmi les 245 événements ambigus, 170 furent ainsi attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d \pi^+ \pi^-$.

C. Autres coupures

Nous avons également éliminé les événements dont la masse manquante au carré était trop éloignée de la valeur attendue. La distribution de cette quantité est centrée sur des valeurs légèrement négatives, ceci étant lié aux erreurs sur la mesure des angles. Nous avons donc éliminé les événements dont la masse manquante au carré n'est pas comprise entre $-0,35$ et $0,25(\text{GeV}/c^2)^2$.

De plus, nous avons aussi éliminé parmi les 53 événements uniques ceux qui avaient une probabilité inférieure à 2 %.

Nous obtenons alors un échantillon de 211 événements appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d \pi^+ \pi^-$.

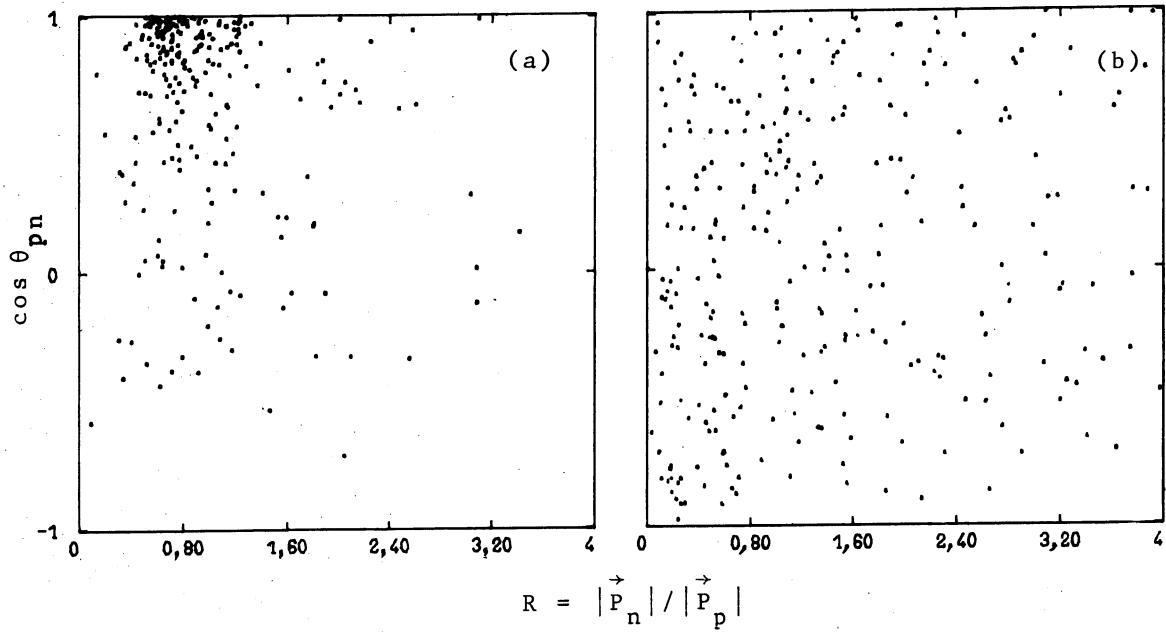


Figure II-3 - Diagramme de la distribution de $\cos \theta_{pn}$ en fonction de la quantité $R = \frac{|\vec{p}_n|}{|\vec{p}_p|}$ pour les événements :

- a). ambigus entre les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}p_s n\pi^+\pi^-$
- b). attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}n\pi^+\pi^-$

θ_{pn} est l'angle dans le système du laboratoire entre le proton spectateur et le neutron.

II.2. DISTRIBUTIONS DES MOMENTS DE TRANSFERT

Nous avons représenté sur la Figure II-4a et b les histogrammes des moments de transfert $t'_d = |t_d - t_{\min}|$ et $|t_d|$. La quantité t_d représente le carré du quadrimoment de transfert entre la cible et le deuton final et $t_{\min}$ est la plus petite valeur possible de t_d pour la valeur de la masse effective du système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ correspondante.

Ces deux distributions expérimentales présentent chacune un caractère fortement exponentiel dans le domaine $t > 0,04(\text{GeV}/c)^2$, t désignant respectivement les quantités t'_d et $|t_d|$. Nous avons donc ajusté chacune d'elles à l'aide d'une fonction de la forme Ae^{-bt} dans cette région, b étant la pente du moment de transfert.

Avant ajustement, nous avons corrigé les pertes d'événements dues au dépouillement dans la région $t > 0,04(\text{GeV}/c)^2$ en utilisant la propriété de symétrie azimutale du deuton sortant autour de la direction de l'antiproton incident. En effet, à t constant, la distribution de l'angle azimutal φ doit être uniforme, φ étant l'angle défini par les normales à la glace avant de la chambre et au plan contenant la trace incidente et le deuton final. Les pertes sont importantes quand le deuton est émis à peu près parallèlement à l'axe d'observation, c'est-à-dire lorsque $\varphi \approx \pi/2$. Le nombre d'événements rajoutés est respectivement de 20 ± 5 pour $t'_d > 0,04(\text{GeV}/c)^2$ et 14 ± 4 pour $|t_d| > 0,04(\text{GeV}/c)^2$.

A l'aide de la courbe ajustée sur la distribution de t'_d nous avons estimé les pertes d'événements non vus au dépouillement dans la région $t'_d < 0,04(\text{GeV}/c)^2$ à 142 ± 82 , ceci en vue du calcul de la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. En extrapolant cette courbe jusqu'à $t'_d = 0$, nous obtenons un échantillon corrigé de 373 ± 81 événements pour cette réaction.

Les résultats de nos ajustements sont contenus dans le Tableau II.2. Notons les fortes valeurs des pentes ainsi trouvées, qui sont sensiblement égales aux valeurs trouvées dans d'autres expériences. Nous avons rassemblé dans ce même tableau les valeurs des pentes des distributions de t'_d et de $|t_d|$ pour la même réaction à des énergies plus basses^(2,3), ainsi que celles obtenues dans l'étude de la réaction $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ à 7 GeV/c⁽⁴⁾ et à 11,6 GeV/c⁽⁵⁾. Une des caractéristiques de toutes ces réactions de production cohérente est la valeur élevée des pentes de moment de transfert due principalement au facteur de forme du deuton.

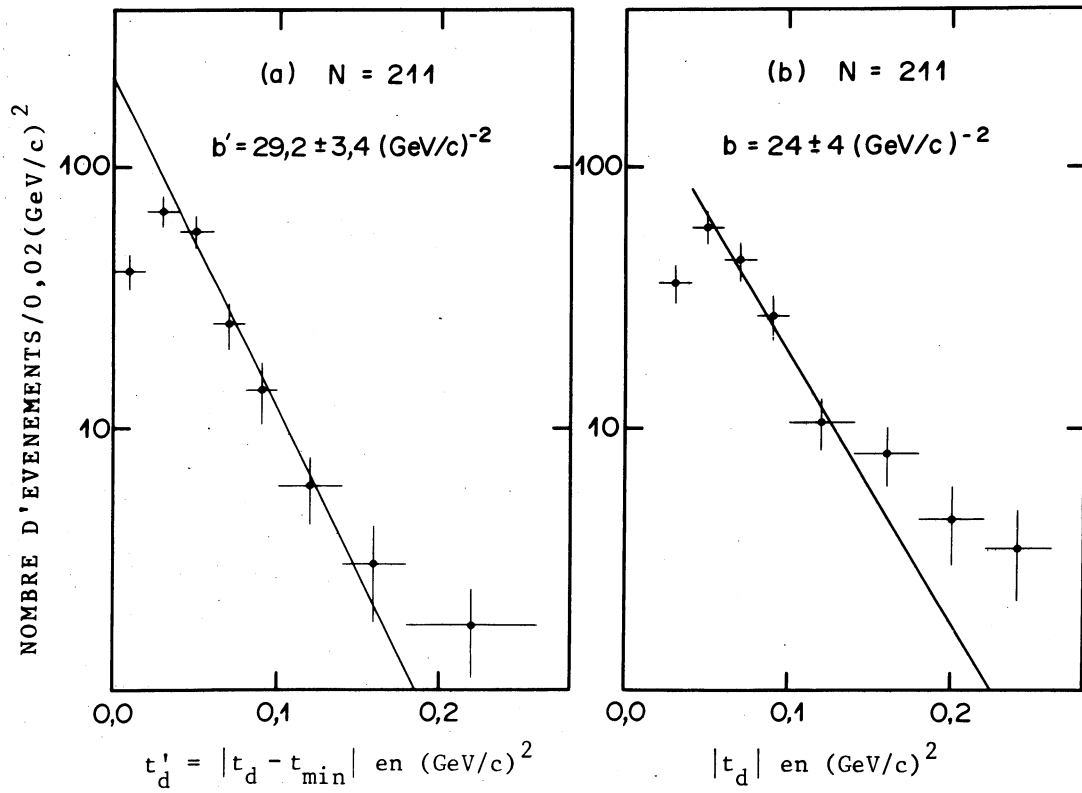


Figure II-4 - Distributions des moments de transfert $t'_d = |t_d - t_{\min}|$ et $|t_d|$. Les pentes b' et b ajustées sur ces distributions ont été calculées dans les intervalles $0,04 < t'_d < 0,18 \text{ (GeV/c)}^2$ et $0,04 < |t_d| < 0,14 \text{ (GeV/c)}^2$.

	$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$		$pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$	
P_{inc} (GeV/c)	5,55	7,0	14,6	7,0
b (GeV/c) ⁻²	16,8 ± 0,9	22 ± 3	24 ± 4	18,9 ± 1,4
intervalle (GeV/c) ²	0,03 < $ t_d $ < 0,21	—	0,04 < $ t_d $ < 0,14	0,03 < $ t_d $ < 0,18
b' (GeV/c) ⁻²	28,7 ± 2,0	26 ± 4	29,2 ± 3,4	30,0 ± 2,1
intervalle (GeV/c) ²	0,015 < t_d' < 0,105	—	0,04 < t_d' < 0,18	0,015 < t_d' < 0,105
				—

TABLEAU II.2

Valeurs des pentes des fonctions exponentielles ajustées sur les distributions de $|t_d|$ et t_d' ainsi que l'intervalle d'ajustement pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ à différentes impulsions incidentes [références (2), (3), cette expérience, (4) (5)].

II.3. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE

Pour calculer la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ nous avons tenu compte de différentes pertes d'événements, à savoir les pertes dues 1) au dépouillement, 2) à la configuration de l'événement par rapport aux caméras et 3) à la trace du deuton trop courte pour être visible dans la chambre.

L'efficacité de dépouillement, calculée à partir de deux dépouillements indépendants sur deux lots identiques de photographies pour la topologie considérée, est estimée à 97 % pour l'ensemble des événements traités par les deux laboratoires.

La correction des deux autres pertes a déjà été faite après examen de la distribution du moment de transfert $t'_d = |t_d - t_{\min}|$ (cf. Chapitre II, § 2).

Après calcul de la section efficace par événement correspondant à la configuration à laquelle appartient cette réaction (Appendice II) et en appliquant les divers facteurs de corrections, la section efficace de la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ est estimée à :

$$\sigma(\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-) = 0,30 \pm 0,07 \text{ mb}$$

Remarquons que la valeur de cette section efficace ne dépend pas fortement du domaine en $[\cos\theta_{pn}, R]$ dans lequel est levée l'ambiguïté avec l'hypothèse $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn\pi^+\pi^-$. Ceci est dû au fait qu'une grande fraction des événements en dehors des bandes $0,4 < \cos\theta_{pn} < 1$ et $0,4 < R < 1,4$ se situe dans la région de l'histogramme $t'_d < 0,04 (\text{GeV}/c)^2$. Ces événements, en fait, ne contribueront pas au calcul de la section efficace car nous avons estimé le nombre d'événements dans cette région en extrapolant jusqu'à l'origine la courbe ajustée sur cette distribution. Un calcul analogue, mais en admettant que tous les événements ambigus sont des événements cohérents, conduit à une section efficace de $0,34 \pm 0,05 \text{ mb}$. Ce résultat est compatible avec la valeur trouvée précédemment.

Nous avons comparé notre résultat avec ceux obtenus pour la même réaction à des énergies plus basses ainsi qu'avec ceux issus de la réaction $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$. Nous donnons sur la Figure II-5 en fonction de l'impulsion incidente les sections efficaces des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à $5,55 \text{ GeV}/c^{(2)}$, $7 \text{ GeV}/c^{(3)}$ et de notre expérience, ainsi que pour les réactions $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ à $7 \text{ GeV}/c^{(4)}$ et

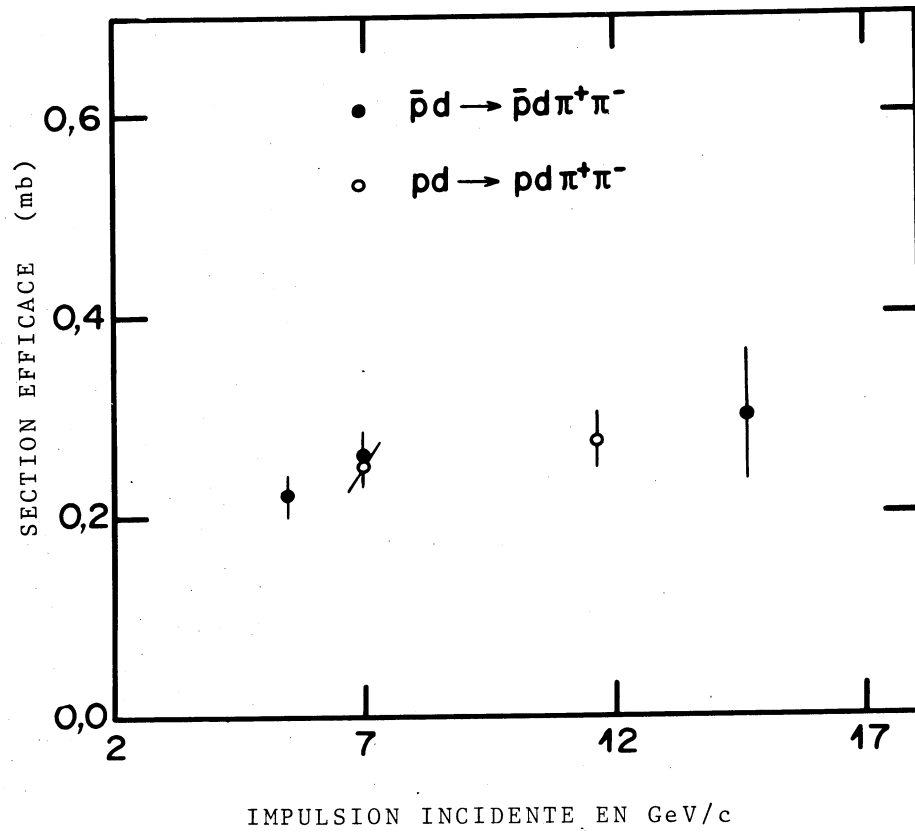


Figure II-5 - Les sections efficaces des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ en fonction de l'impulsion incidente.

et 11,6 GeV/c⁽⁵⁾. Les résultats sont reportés dans le Tableau II.3. Nous voyons que toutes ces valeurs sont sensiblement égales, c'est-à-dire que ces sections efficaces dépendent très peu de l'impulsion et de la nature des particules incidentes.

	$\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$			$pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$	
$p_{inc} \text{ (GeV/c)}$	5,55	7,0	14,6	7,0	11,6
$\sigma (\mu b)$	220 ± 20	260 ± 25	300 ± 70	250 ± 25	274 ± 27

TABLEAU II.3

II.4. DISTRIBUTIONS DES MASSES EFFECTIVES

Sur la Figure II-6, nous avons représenté les histogrammes des masses effectives des systèmes $\bar{p}\pi^-$ ($M_{\bar{p}\pi^-}$) et $d\pi^+$ ($M_{d\pi^+}$). Nous observons sur la distribution de la masse effective $M_{\bar{p}\pi^-}$ une forte production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) ainsi qu'un pic au voisinage de $M_{d\pi^+} \approx 2,2 \text{ GeV}/c^2$ sur l'histogramme de la Figure II-6b.

Nous avons ajusté sur les distributions expérimentales de $M_{\bar{p}\pi^-}$ et $M_{d\pi^+}$ une courbe obtenue à partir d'un mélange incohérent d'espace de phase périphérique et d'une fonction de Breit-Wigner correspondant respectivement à la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) et au pic observé à $2,2 \text{ GeV}/c^2$. Ces courbes sont de la forme :

$$F = A \varphi + B \varphi \cdot BW$$

où φ est un espace de phase périphérique obtenu en générant chaque événement avec un poids $e^{b t_d}$ avec $b = 24 \pm 4 (\text{GeV}/c)^{-2}$ (Tableau II.2). Les quantités A et B sont des paramètres libres tandis que BW, la fonction de Breit-Wigner, est donnée par :

$$BW = \frac{1}{(M_{\text{exp}} - M_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

où M_0 et Γ sont respectivement la valeur centrale et la largeur du pic dans les distributions des masses effectives $M_{\text{exp}} = M_{\bar{p}\pi^-}$ et $M_{d\pi^+}$.

La faible statistique de notre échantillon nous a conduit à normaliser le fond non résonant ($\sim 62\%$) donné par l'espace de phase périphérique pour la distribution de la masse effective $M_{\bar{p}\pi^-}$ par une courbe tracée à la main. Estimant alors le pourcentage de production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236), nous pouvons calculer la section efficace pour le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} \pi^+ d$:

$$\sigma(\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} \pi^+ d) = 0,11 \pm 0,03 \text{ mb}$$

En comparant alors ce résultat avec ceux obtenus à plus basse énergie (Fig.II-7) ainsi qu'avec ceux de la réaction $pd \rightarrow \Delta^{++} \pi^- d$, il apparaît que la production de la résonance Δ^{++} est plus importante à $11,6 \text{ GeV}/c$ qu'à $7 \text{ GeV}/c$ (Tableau II.4). Par contre, pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} \pi^+ d$, la section efficace

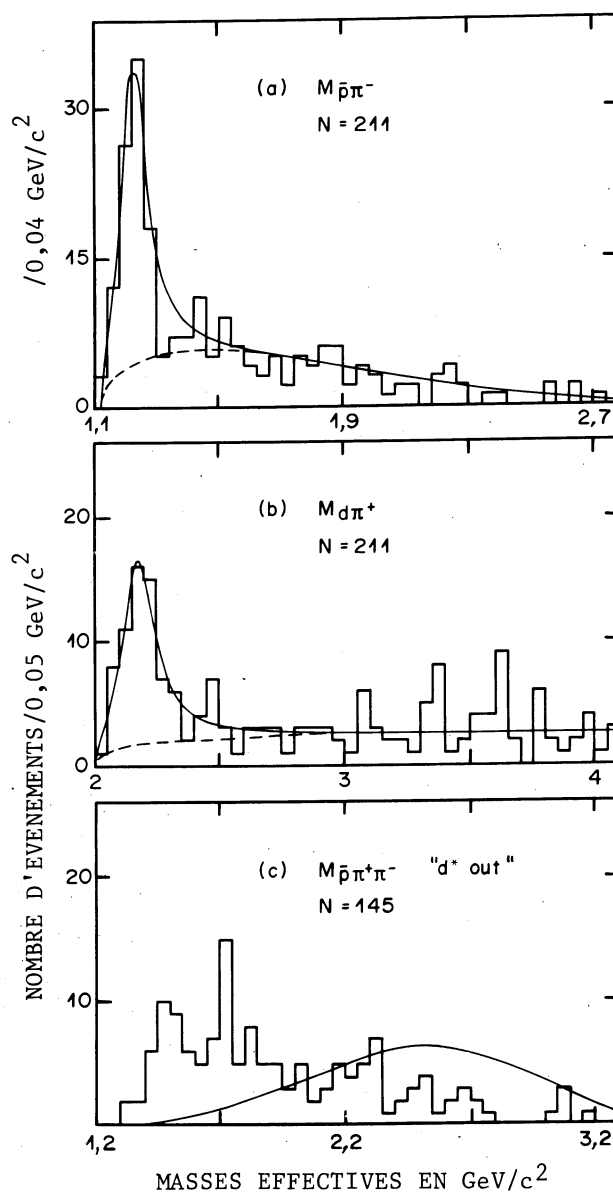


Figure II-6 - Distributions des masses effectives : a) $M_{p\pi^-}$, b) $M_{d\pi^+}$. Les courbes en trait plein sont obtenues à partir du mélange incohérent d'un espace de phase périphérique et d'une fonction de Breit-Wigner correspondant à la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) et au pic d^* respectivement en a) et b). La courbe tracée en traits pointillés représente le fond non résonnant ; c) distribution de la masse effective $M_{p\pi^+\pi^-}$ après élimination des événements tels que $2,0 < M_{d\pi^+} < 2,4$ GeV/c². La courbe en trait plein représente l'espace de phase périphérique normalisé au nombre total d'événements de l'histogramme.

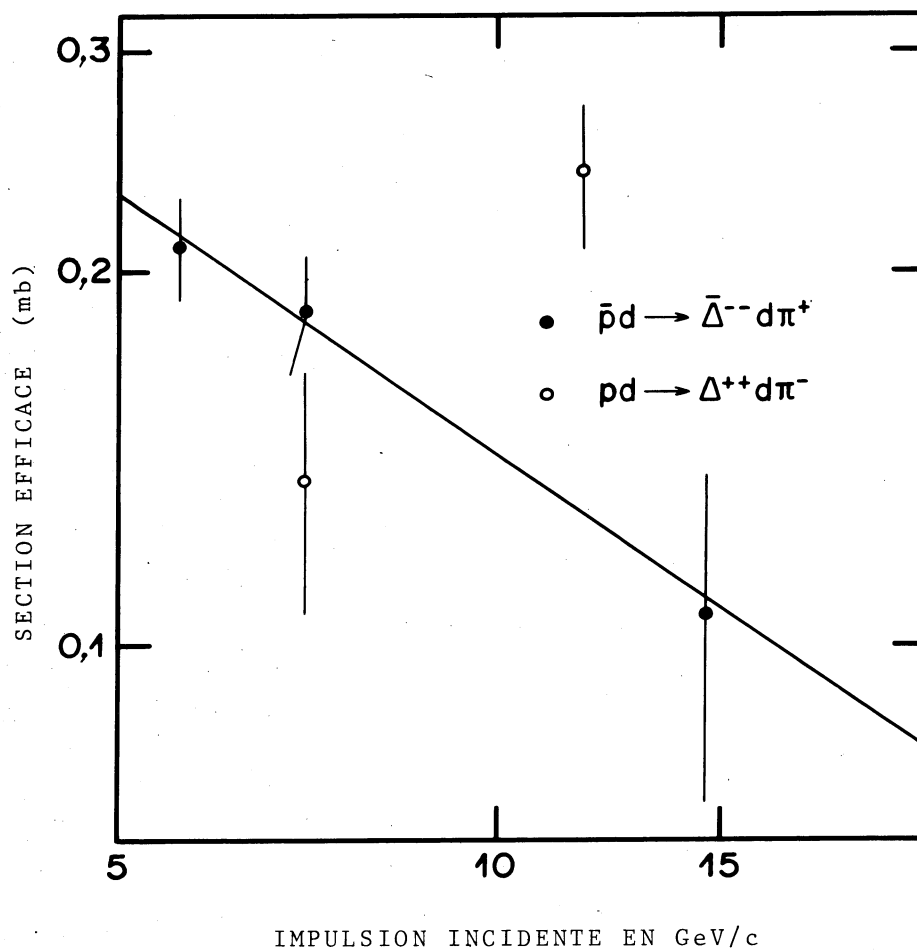


Figure II-7 - Les sections efficaces pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--}d\pi^{+}$ et $pd \rightarrow \Delta^{++}d\pi^{-}$ en fonction de l'impulsion incidente. La courbe reliant les résultats des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--}d\pi^{+}$ correspond à un ajustement de la forme $\sigma \sim P_{lab}^{-n}$ avec $n = 0,7 \pm 0,3$.

décroît et peut être décrite par une fonction de la forme $\sigma \propto p_{\text{lab}}^{-n}$ avec $n = 0,7 \pm 0,3$, p_{lab} étant l'impulsion de la particule incidente.

	$\bar{p}d \rightarrow \bar{\Delta}^{--} d\pi^+$			$pd \rightarrow \Delta^{++} d\pi^-$	
$P_{\text{inc}} \text{ (GeV/c)}$	5,55	7,0	14,6	7,0	11,6
$\sigma_{\mu\text{b}}$	209 ± 20	185 ± 20	110 ± 30	136 ± 36	238 ± 30

TABLEAU II.4

Bien que le pic dans la masse effective $d\pi^+$ ne soit pas une véritable résonance, il peut être reproduit par une fonction de Breit-Wigner⁽⁶⁾. A l'aide de l'ajustement de la distribution expérimentale $M_{d\pi^+}$ décrit précédemment, nous obtenons pour la valeur centrale et la largeur du pic observé :

$$E_0 = 2,17 \pm 0,02 \text{ GeV/c}^2$$

$$\Gamma = 0,16 \pm 0,05 \text{ GeV/c}^2$$

Ces valeurs sont identiques à celles trouvées à 5,55 GeV/c. La proportion de d^* à 14,6 GeV/c est estimée à environ 25 %.

II.5. MATRICE DENSITE ET DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DESINTEGRATION

A. Les éléments de matrice densité

A l'aide des distributions angulaires des produits de désintégration correspondant à la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) nous pouvons calculer les éléments ρ_{33} , $\text{Re}\rho_{3-1}$ et $\text{Re}\rho_{31}$ de la matrice densité relative à la désintégration d'une particule d'isospin $I=3/2$ et de moment angulaire total $J=3/2$. Les produits de désintégration α et β (antiproton et π^-) sont caractérisés par $J_\alpha = 1/2$ et $J_\beta = 0$.

Les éléments de la matrice densité ρ_{mm} , décrivant l'état d'un système résonnant qui est un mélange d'états de spin, s'expriment en fonction des angles de désintégration θ et ϕ d'une des particules de la résonance. Nous avons utilisé le référentiel dit de Gottfried-Jackson⁽²³⁾ formé par :

- $\vec{Oz}$, la direction de la particule incidente dans le centre de masse de la résonance,
- $\vec{Oy}$, la normale au plan de production contenant les impulsions de la particule incidente et de la résonance,
- $\vec{Ox}$, forme avec Oy et Oz un trièdre trirectangle direct.

Nous avons représenté sur la Figure II-8a et b les distributions expérimentales de $\cos\theta_{GJ}$ et ϕ_{GJ} pour le π^- de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) dont les événements appartiennent à la région $1,16 < M_{p\pi^-} < 1,32 \text{ GeV}/c^2$. La distribution de $\cos\theta_{GJ}$, théoriquement symétrique dans le cas d'une résonance, est très légèrement asymétrique, fait déjà signalé dans d'autres expériences, pouvant être dû à une interférence avec le fond non résonnant.

Nous avons évalué les éléments ρ_{33} , $\text{Re}\rho_{3-1}$ et $\text{Re}\rho_{31}$ par la méthode dite des moments⁽⁷⁾ :

$$\langle \cos^2\theta \rangle = \frac{1}{15}(7 - 8\rho_{33})$$

$$\langle \sin^2\theta \cos 2\phi \rangle = -\frac{8}{5\sqrt{3}}(\text{Re}\rho_{3-1})$$

$$\langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle = -\frac{8}{5\sqrt{3}}(\text{Re}\rho_{31})$$

En calculant ces différentes valeurs moyennes, nous obtenons :

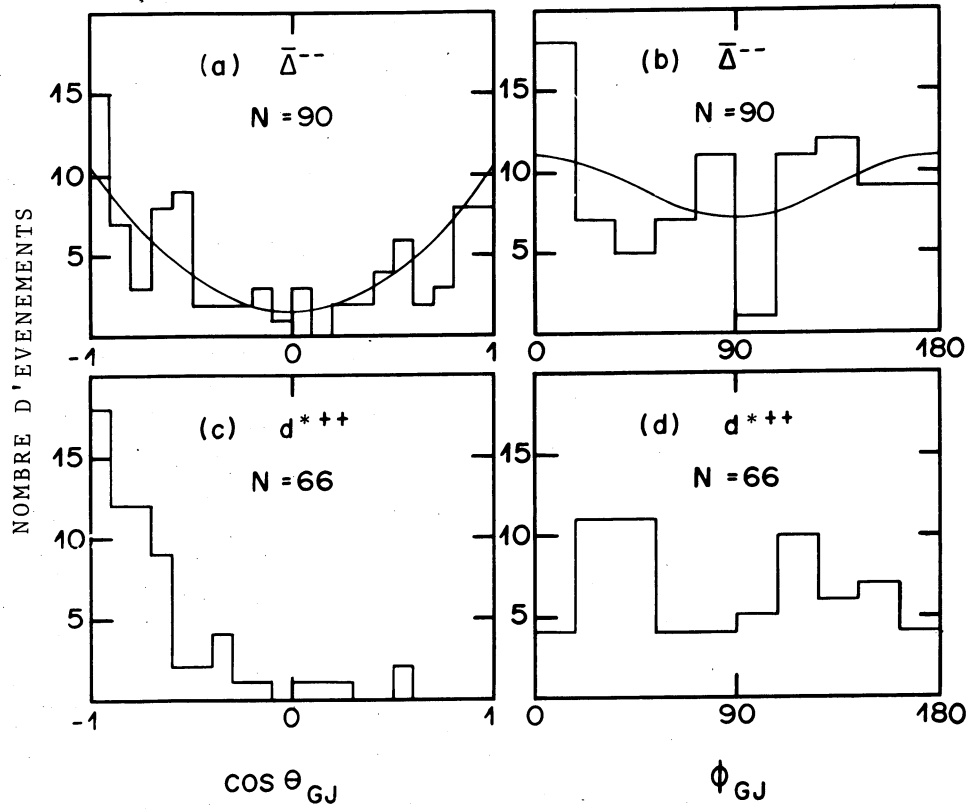


Figure II-8 - Distributions angulaires de désintégration dans le système de Gottfried - Jackson pour le π^- et le deuteron pour les événements situés dans les bandes $\bar{\Delta}^{--}$ et d^* respectivement. Les courbes en trait plein en (a) et (b) sont calculées à partir des valeurs des éléments de matrice ρ_{33} et $\text{Re} \rho_{3-1}$.

$$\begin{aligned}\rho_{33} &= -0,08 \pm 0,06 \\ \operatorname{Re} \rho_{3-1} &= -0,09 \pm 0,05 \\ \operatorname{Re} \rho_{31} &= 0,03 \pm 0,05\end{aligned}$$

Ces valeurs sont compatibles avec celles prévues dans le cas d'un modèle à échange d'un pion (OPE) dans lequel ces éléments de matrice sont nuls⁽⁷⁾.

Sur ces mêmes distributions nous avons tracé les courbes obtenues à l'aide des valeurs des éléments de matrice ρ_{33} et $\operatorname{Re} \rho_{3-1}$ ainsi calculées. Ces courbes décrivent les données expérimentales de façon satisfaisante.

Par contre, une distribution de $\cos\theta_{GJ}$ complètement asymétrique n'est pas en faveur de l'interprétation d'une résonance. Tel est le cas de la distribution angulaire du deuton (Figure II-8c) du système d^* (événements appartenant à la bande $2,0 < M_{d\pi} < 2,4 \text{ GeV}/c^2$). Ceci a été maintes fois observé et nous permet de dire que le pic dans la masse effective $d\pi^+$ ($M_{d\pi}^+$) n'est pas une véritable résonance, mais peut être interprété comme une interaction $d\pi$ dans l'état final qui, traitée comme une diffusion élastique πd , donne un bon ajustement du spectre de masse $d\pi^+$ ⁽⁶⁾.

B. Diagramme d'espace de phase longitudinal

Considérons la distribution de la masse effective du système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ ($M_{\bar{p}\pi^+\pi^-}$) de la Figure II-6c, mais uniquement pour les événements en dehors de la bande du d^* . Nous remarquons que ce sous-échantillon contient sensiblement la même proportion d'événements appartenant à la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ que l'échantillon total. Sur cette figure, nous observons pour les faibles masses un épaulement qui dévie très fortement par rapport à la courbe de prédiction d'espace de phase périphérique. De telles accumulations, observées dans les réactions à haute énergie, sont considérées en général comme une propriété d'un mécanisme de dissociation diffractive^(8,9).

En vue d'étudier plus en détail ces événements, nous avons représenté sur la Figure II-9 le diagramme de Van Hove⁽¹⁰⁾ à deux dimensions pour ces événements. Les axes représentent les coordonnées réduites :

$$X_{\pm} \equiv X(\pi^{\pm}) = 2q(\pi^{\pm}) / \sum_{m=1}^4 |q(m)|$$

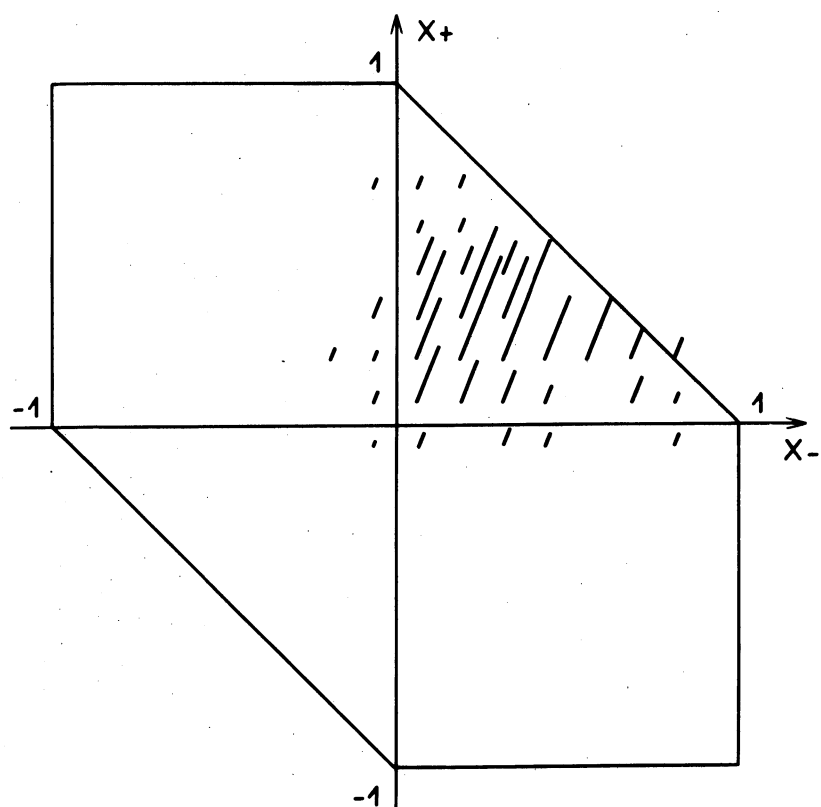


Figure II-9 - Diagramme de Van Hove à deux dimensions du moment réduit du π^+ (X_+) en fonction du moment réduit du π^- (X_-). La barre dans chaque cellule de dimension 0,125 a une longueur proportionnelle au nombre d'événements pondérés contenu dans cette cellule (voir texte).

où $q(\pi^+)$ et $q(\pi^-)$ sont les moments longitudinaux du π^+ et du π^- respectivement dans le système du centre de masse de la réaction, la sommation sur m équivalant à une sommation sur toutes les particules sortantes. Chaque événement est pondéré par la quantité⁽¹¹⁾ :

$$W = \left[\sum_{m=1}^4 X^2(m) / E(m) \right] \left\{ \frac{1}{2} \sum_{m=1}^4 q(m) \right\}^{-1} \sum_{m=1}^4 E(m)$$

qui est l'inverse du facteur invariant de Lorentz de densité où $X(m)$ est la coordonnée réduite de la particule m et $E(m)$ son énergie dans le centre de masse de la réaction. La barre dans chaque cellule a une longueur proportionnelle au nombre d'événements pondérés. Nous remarquons une forte accumulation d'événements dans le premier quadrant de la figure, qui est la région où à la fois X_+ et X_- sont positifs. Donc en plus de l'antiproton, le π^+ et le π^- vont vers l'avant dans le système du centre de masse $\bar{p}d$. Ceci nous suggère d'associer aux événements de cette région un mécanisme de dissociation diffractive dans lequel le $\bar{p}$ incident est dissocié en $\bar{p}$, π^+ et π^- (diagramme ci-dessous)

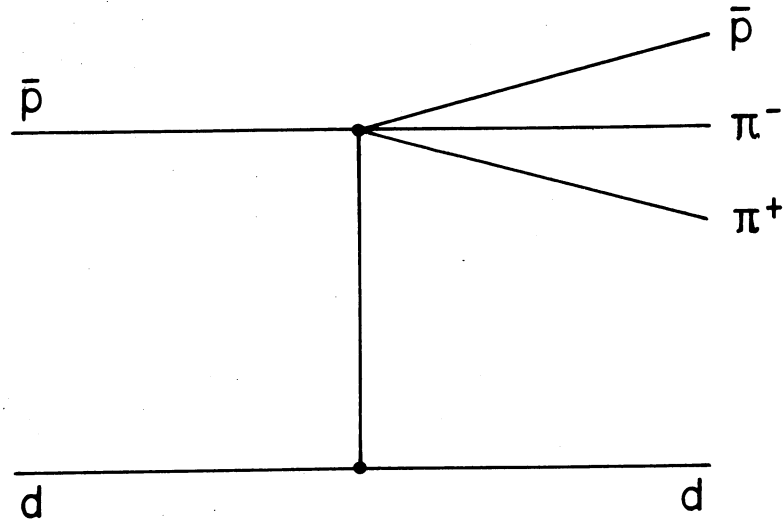


Diagramme II.1

Dans un tel mécanisme, l'échange des nombres quantiques du vide est supposé se faire par l'échange d'un Pomeron.

C. Conservation de l'hélicité dans le canal s ou t

Dans le cas d'un mécanisme de dissociation diffractive, nous pouvons vérifier si nos données sont compatibles avec la conservation de l'hélicité dans le canal s ou t⁽¹²⁾, l'hélicité étant la composante du spin total du système considéré sur sa direction de vol. Ceci implique que les distributions azimutales des particules issues d'un système produit de manière diffractive sont symétriques autour de la direction pour laquelle l'hélicité est conservée. Donc, la distribution ϕ_H (ou ϕ_{GJ}) dans le système de l'hélicité (ou de Gottfried-Jackson) doit être isotrope si l'hélicité est conservée dans le canal s (ou t). Le système de l'hélicité est défini d'une manière analogue à celui du système de Gottfried-Jackson ; dans ce cas c'est un référentiel où le système $\bar{p}\pi^+\pi^-$ est au repos, mais dont l'axe z est la direction opposée à celle du deuton sortant. Comme la production de $\bar{\Delta}^{--}$ reste en proportion la même si l'on ne considère que les événements en dehors de la bande du d^* , nous n'avons étudié que la distribution de l'angle azimutal du π^+ (Figure II-10). En raison de la faible statistique de notre échantillon, les données ne semblent pas compatibles avec l'isotropie et, par conséquent, nous ne pouvons pas conclure quant à la conservation de l'hélicité dans le canal s ou t.

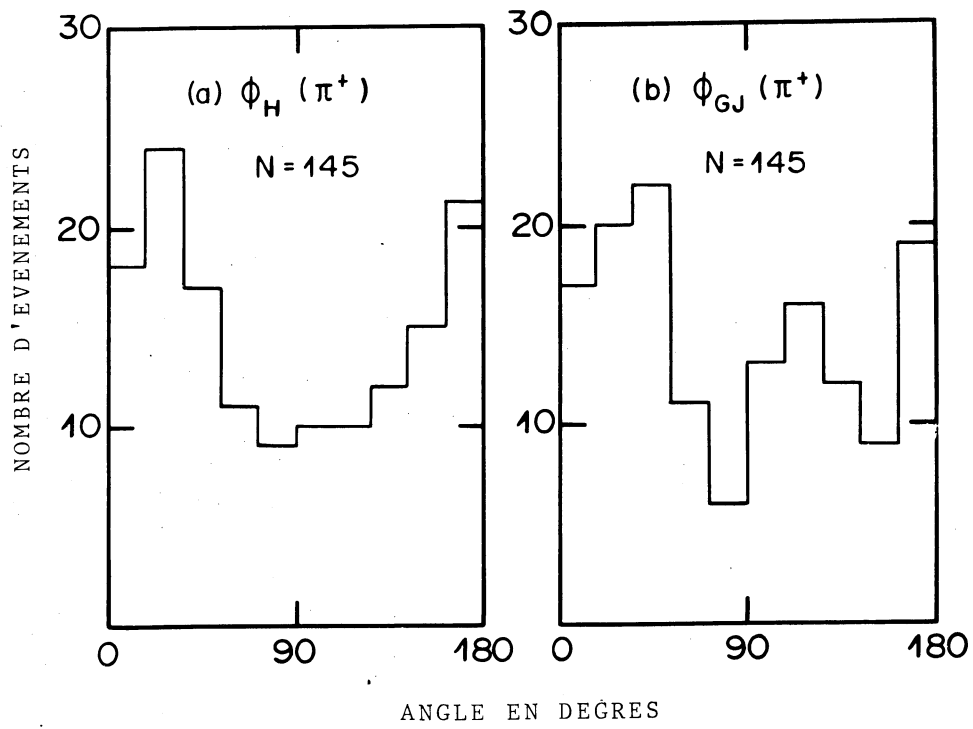


Figure II-10 - Distribution de l'angle azimutal du π^+ dans les systèmes de l'hélicité (a) et de Gottfried-Jackson (b) pour les événements en dehors de la bande du d^* ($M_{d\pi^+} < 2,4 \text{ GeV}/c^2$)

C H A P I T R E I I I

ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ A 14,6 GeV/c

* * *

III.1. DEFINITION DE L'ECHANTILLON DU CANAL $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$

L'échantillon sur lequel nous avons étudié la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ a été obtenu de la même façon que celui de la réaction cohérente $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ (Chapitre II). Les résultats des mesures ont été fusionnés après ajustement cinématique et sélection des événements candidats répondant aux critères de l'hypothèse à quatre contraintes (4C) présentant un proton spectateur (noté p_s) dans l'état final :

$$\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^- \quad (2)$$

Lors de la sélection, dans aucun cas, il n'y avait ambiguïté entre cette réaction et d'autres canaux 4C. Pour les événements satisfaisant à la fois à une hypothèse 4C ainsi qu'à une quelconque hypothèse 1C, seule l'hypothèse 4C fut retenue. A peu près 10% des événements présentèrent une ambiguïté due à la permutation des traces de l'antiproton et du π^- qui n'a pu être résolue. Dans ce cas, fut retenu l'ajustement cinématique correspondant à la plus grande probabilité.

Afin de nous assurer que notre procédure de sélection conduit à une bonne définition de l'échantillon considéré, nous avons examiné les propriétés du proton spectateur et vérifié que ce dernier vérifie bien les critères résultant de l'approximation d'impulsion⁽¹³⁾:

- 1). la distribution d'impulsion du proton spectateur suit la forme prédite par la fonction d'onde de Hulthén qui, dans l'espace des impulsions, s'écrit en fonction du module de l'impulsion p :

$$\phi(p) \sim \frac{1}{p^2 + \alpha^2} - \frac{1}{p^2 + \beta^2}$$

$$\alpha = 46 \text{ MeV/c}$$

$$\beta = 260 \text{ MeV/c}$$

La distribution en impulsion correspondant à cette fonction d'onde est donnée par :

$$\frac{dN}{d|\vec{p}|} \propto p^2 |\phi(p)|^2 = \frac{p^2}{(p^2 + \alpha^2)^2 (p^2 + \beta^2)^2}$$

Dans ce modèle, le maximum de la distribution en impulsion se trouve donc aux environs de 50 MeV/c et la probabilité d'observer un nucléon spectateur ayant une impulsion supérieure à 300 MeV/c est très faible ($< 2\%$).

- 2). La distribution du cosinus de l'angle θ_s d'émission dans le système du laboratoire doit être théoriquement plate. En effet, dans le modèle utilisé, la particule incidente n'interagissant qu'avec un des nucléons de la cible (en l'occurrence ici le neutron), le nucléon dit spectateur est alors émis dans la direction qu'il avait précédemment dans le noyau et de façon isotrope. Cette distribution est légèrement ascendante si l'on tient compte de la correction due au facteur de flux. Cette correction est due au fait que le neutron est lié dans la cible. L'effet observé dépend de la configuration relative des moments de la particule incidente et du neutron cible. Ceci toutefois peut être partiellement compensé par la décroissance monotone de la section efficace dans le domaine de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction résultant du mouvement de Fermi du neutron cible.

Nous avons représenté sur la Figure III-1a la distribution d'impulsion des deux protons de la réaction (2). Nous avons convenu de définir comme proton spectateur celui dont l'impulsion est la plus faible (événements non hachurés) : la distribution d'impulsion du proton le plus lent suit alors bien la distribution théorique (courbe en trait plein). Nous constatons un accord satisfaisant pour les impulsions inférieures à 200 MeV/c tandis qu'un léger épaulement apparaît vers 300 MeV/c.

La distribution angulaire du proton spectateur dans le système du laboratoire est relativement satisfaisante, mis à part un creux vers l'arrière dû à une perte systématique d'événements lors du dépouillement quand le proton spectateur est émis dans le sens contraire de celui du faisceau.

Nous sommes alors en possession d'un échantillon de 218 événements attribués à la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$.

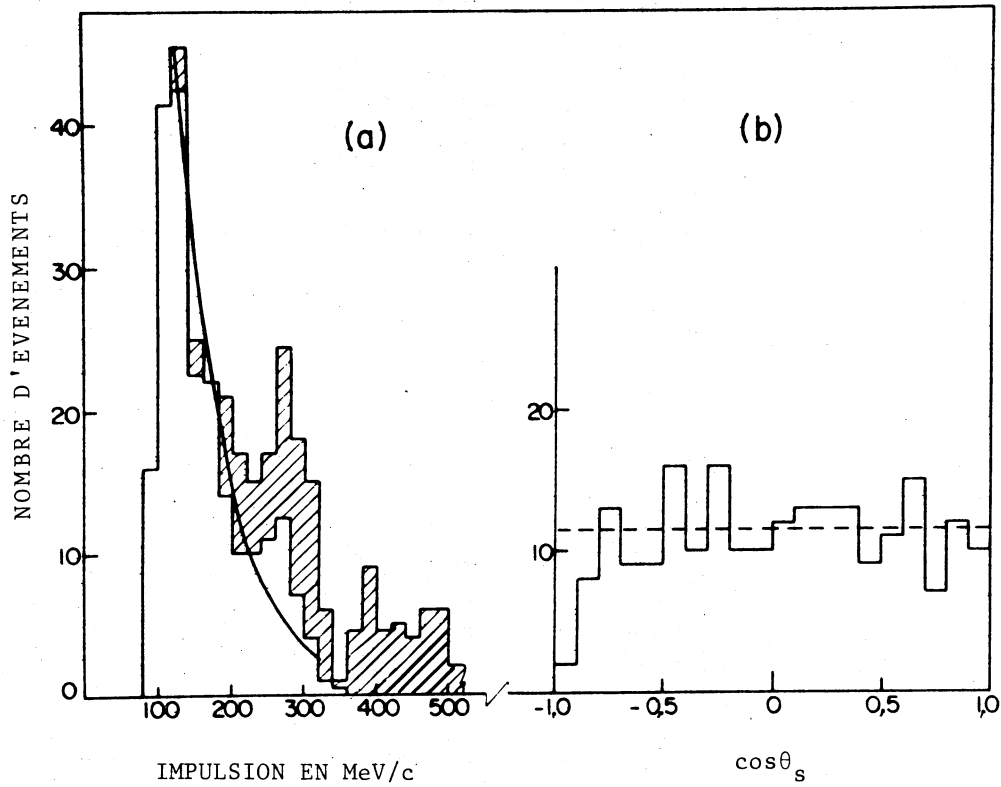


Figure III-1 - a) Distribution de l'impulsion des deux protons dans le système du laboratoire pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p} p \pi^-$. Celle du proton le plus rapide correspond à la partie hachurée de l'histogramme. La courbe en trait plein représente la distribution de l'impulsion calculée à partir de la fonction d'onde de Hulthén et normalisée au nombre d'événements de l'histogramme.

b) Distribution angulaire de $\cos \theta_s$ du proton spectateur, θ_s étant l'angle dans le système du laboratoire entre le proton spectateur et la direction de la particule incidente. Le trait en pointillé correspond à la valeur moyenne des événements par intervalle pour $\cos \theta_s > -0,8$.

III.2. LA SECTION EFFICACE DE LA REACTION $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$

Dans le calcul de la section efficace d'une réaction ayant lieu sur un neutron cible lié dans un noyau de deutérium, il est nécessaire de tenir compte de différentes pertes d'événements au niveau du dépouillement (voir Chapitre IV.1.C). Nous obtenons ainsi pour la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ avec un proton spectateur visible, la section efficace pour une impulsion $p(p_s) > 0,1 \text{ GeV}/c$:

$$\sigma_{\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-} = 0,225 \pm 0,015 \text{ mb}$$

En corrigeant pour les protons spectateurs non visibles à l'aide de la fonction de Hulthén, la section efficace a pour valeur $\sigma = 0,670 \pm 0,045 \text{ mb}$. Finalement, en appliquant une correction pour l'effet d'écran de Glauber⁽¹⁴⁾, la section efficace pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ est égale à :

$$\sigma_{\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-} = 0,73 \pm 0,05 \text{ mb}$$

Nous avons représenté sur la Figure III-2 notre résultat ainsi que les sections efficaces pour cette même réaction aux impulsions de $3,5^{(15)}$, $5,55^{(16)}$ et $7 \text{ GeV}/c^{(17)}$. En ajustant sur ces données une fonction de la forme $\sigma = A P_{\text{lab}}^{-n}$ où P_{lab} est l'impulsion incidente dans le système du laboratoire, nous obtenons la valeur $n = 0,97 \pm 0,07$.

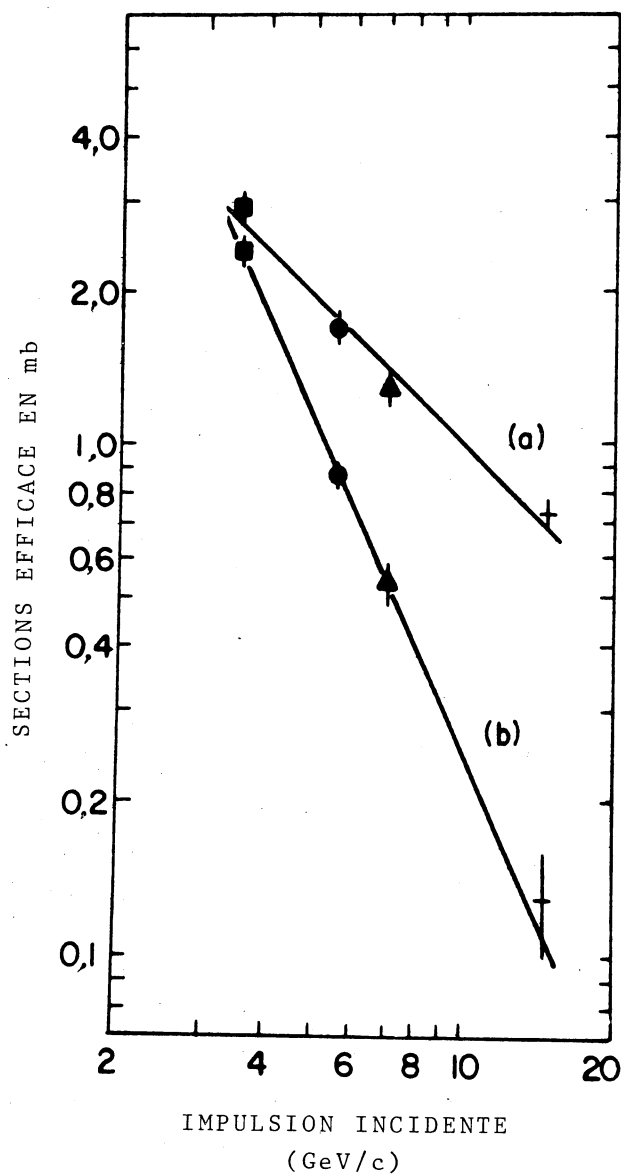


Figure III-2 - Les sections efficaces pour les réactions (a) $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et (b) $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^- p$ calculées aux impulsions incidentes de 3,5⁽¹⁵⁾, 5,55⁽¹⁶⁾, 7,0⁽¹⁷⁾ et 14,6 GeV/c. Les courbes en traits pleins correspondent à des ajustements de la forme $\sigma \sim P_{lab}^{-n}$.

III.3. CARACTERISTIQUES DE LA REACTION $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$

A. Périphérisme de la réaction

Le caractère périphérique de la réaction étudiée est observé sur le diagramme de Van Hove⁽¹¹⁾ à trois corps (Figure III-3). Nous voyons que l'anti-proton va vers l'avant dans le centre de masse de la production et se trouve près des limites cinématiques. Le proton sortant est un proton lent allant vers l'arrière, tandis que le π^- est en général lent et distribué de façon plus isotrope. Ceci nous suggère un diagramme de la forme :

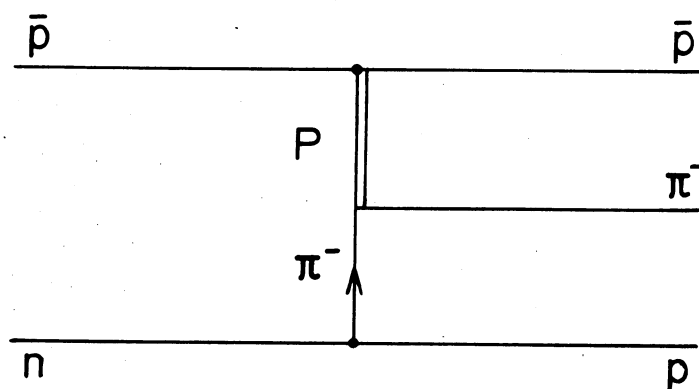


Diagramme III.1

Si on suppose qu'il y a échange d'un méson π^- au vertex du bas et que dans la maille du haut nous échangeons les nombres quantiques du vide, une légère dissymétrie devrait apparaître dans les valeurs des pentes de transfert aux vertex de l'antiproton et du neutron.

Nous avons représenté sur la Figure III-4 les histogrammes des moments de transfert entre l'antiproton initial et final $|t_p^-|$ et entre le neutron initial et le proton final $|t_n|$. L'histogramme de $|t_p^-|$ présente une forte allure exponentielle avec un changement apparent de la pente pour $|t_p^-| \approx 0,2$ (GeV/c)². Nous avons ajusté cette distribution à l'aide de la courbe calculée

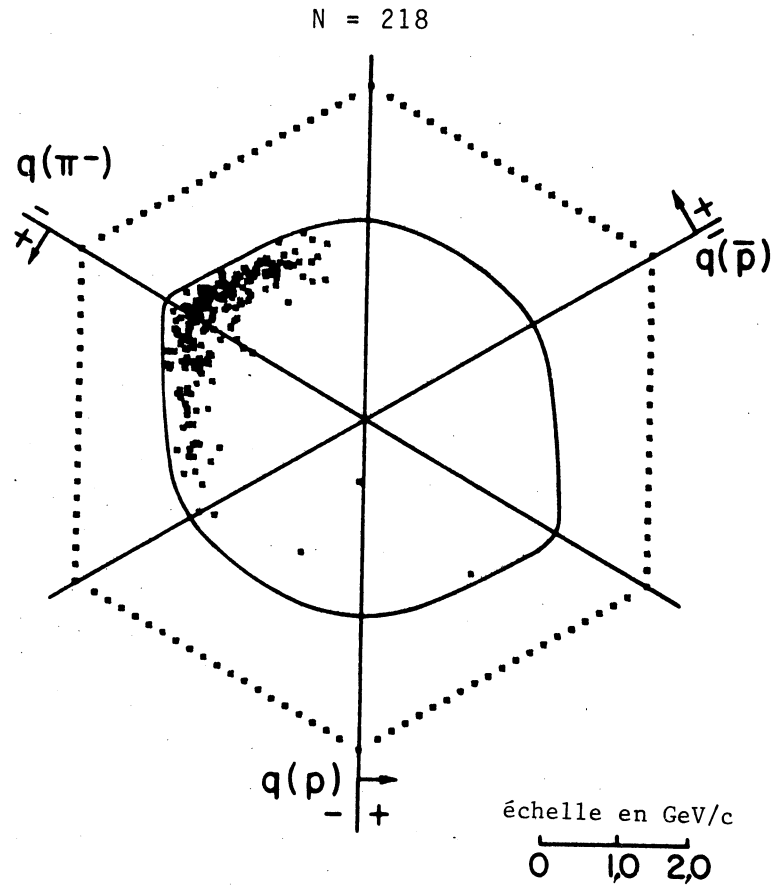


Figure III-3 - Diagramme de Van Hove pour la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$.
 $q(p)$, $q(\bar{p})$ et $q(\pi^-)$ sont les moments longitudinaux du p , $\bar{p}$ et du π^- dans le système du centre de masse $\bar{p}n$. Le contour en traits pleins représente les limites cinématiques calculées en supposant le neutron cible au repos dans le système du laboratoire.

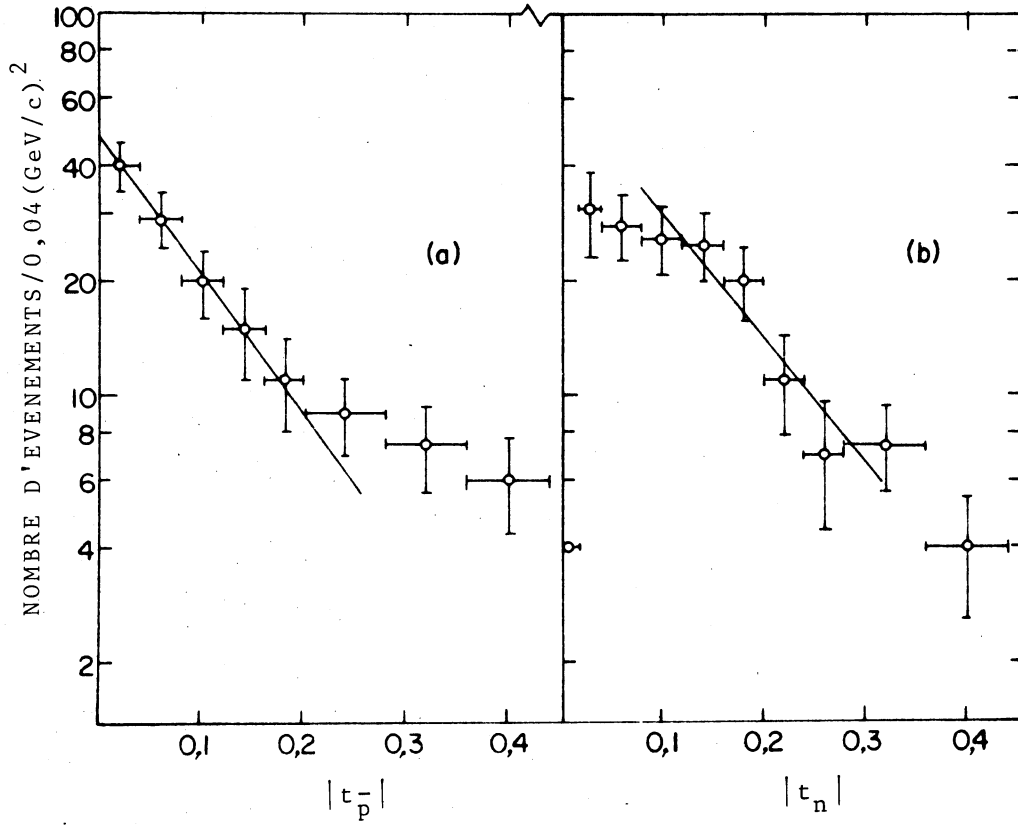


Figure III-4 - Distributions des moments de transfert $|t_p^-|$ et $|t_n|$.
Les droites correspondent à un ajustement décrit dans le texte.

Réaction	t_B		t_n	
	intervalle (GeV/c) ²	pente en (GeV/c) ⁻²	intervalle (GeV/c) ²	pente en (GeV/c) ⁻²
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	$0 \leq t \leq 0,2$	$8,5 \pm 1,5$	$0,1 \leq t \leq 0,3$	$7,5 \pm 2,0$
$pn \rightarrow pp\pi^-$	$0 \leq t \leq 0,4$	$\sim 9,1$	$0,18 \leq t \leq 0,4$	$\sim 9,5$

TABLEAU III.1 - Comparaison des pentes des distributions des moments de transfert des réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ à 14,6 GeV/c et $pn \rightarrow pp\pi^-$ à 11,6 GeV/c (référence 18). t_B est le moment de transfert relatif à la particule incidente, t_n celui correspondant au neutron cible.

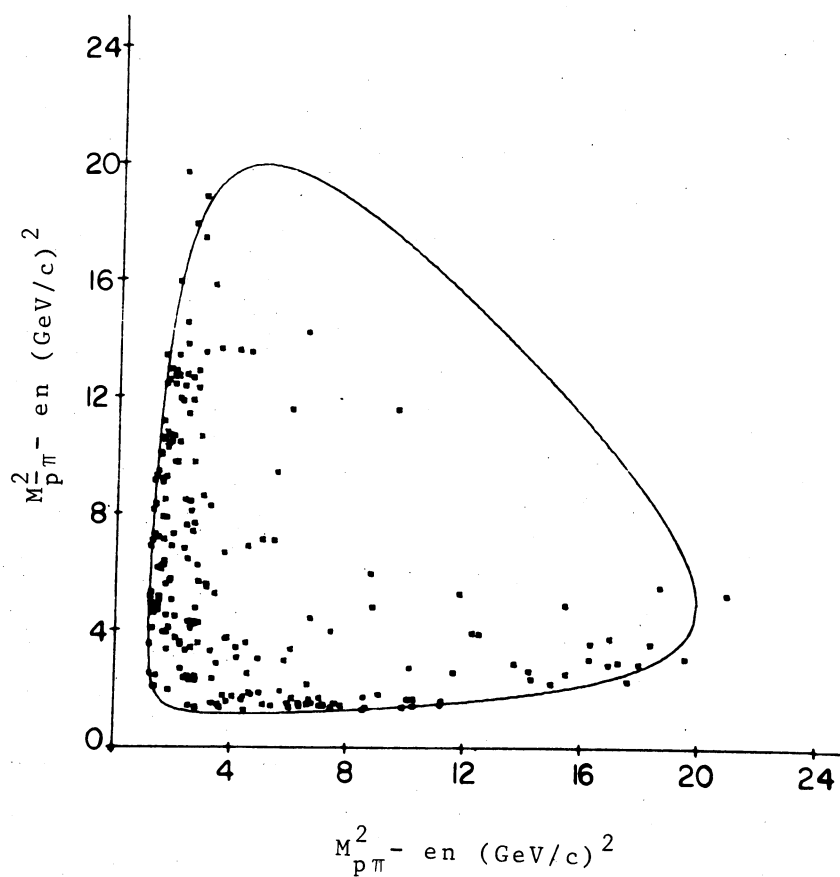


Figure III-5 - Diagramme de Dalitz des masses effectives au carré $M_{p\pi}^2$ - en fonction de $M_{p\pi}^2$ -. La courbe représente les limites cinématiques calculées pour un neutron au repos dans le système du laboratoire.

avec la fonction exponentielle $e^{-b|t_p^-|}$ dans l'intervalle $0 \leq |t_p^-| < 0,2(\text{GeV}/c)^2$ et nous avons obtenu une pente $b = 8,4 \pm 1,5(\text{GeV}/c)^{-2}$ (Figure III-4a). L'histogramme de $|t_n^-|$ présente un comportement différent. L'ajustement par une même exponentielle dans l'intervalle $0,1 < |t_n^-| < 0,3(\text{GeV}/c)^2$ conduit à une pente de $7,5 \pm 2,0(\text{GeV}/c)^{-2}$. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus pour la réaction $p\bar{n} \rightarrow p\pi^-$ à $11,6 \text{ GeV}/c$ ⁽¹⁸⁾. Dans le Tableau III.1 sont reportées les pentes des distributions en moments de transfert de ces deux réactions. Notons que les valeurs trouvées sont égales dans la limite de l'erreur dans les deux cas.

B. Distributions des masses effectives

L'état final à trois corps de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ nous suggère d'examiner le diagramme de Dalitz (Figure III-5) des distributions des masses effectives au carré $M^2(\bar{p}\pi^-)$ en fonction de $M^2(p\pi^-)$. Les limites du diagramme sont calculées pour un antiproton incident interagissant avec un neutron au repos dans le système du laboratoire. Le mouvement de Fermi du neutron autorise un certain nombre d'événements à se trouver en dehors des limites cinématiques. Nous notons en particulier un dépeuplement relatif dans la région où simultanément les deux masses $M(\bar{p}\pi^-)$ et $M(p\pi^-)$ sont faibles.

Afin d'étudier la production de résonances dans la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ nous avons représenté sur la Figure III-6 les distributions de masses effectives des trois combinaisons possibles : $M_{p\pi^-}^-$, $M_{\bar{p}\pi^-}^-$ et M_{pp}^- .

Nous avons représenté sur la Figure III-6a les distributions de la masse effective du système $p\pi^-$ ($M_{p\pi^-}^-$) pour tous les événements et pour ceux dont le π^- est émis vers l'arrière dans le système du centre de masse de la réaction (événements hachurés) correspondant à $\cos\theta_\pi^* < 0$. Nous observons une accumulation dans la région des faibles masses associée au π^- allant vers l'arrière. Cette distribution est assez bien décrite par l'espace de phase généré par la méthode de Monte Carlo déformé pour tenir compte de l'allure des distributions en moment de transfert $|t_p^-|$ et $|t_n^-|$. La courbe en trait plein est normalisée au nombre total d'événements de l'histogramme non hachuré tandis que celle en traits pointillés correspond au sous-échantillon pour lequel le π^- va vers l'arrière. Cette masse effective ne traduit pas une production de résonance Δ^0 . La proportion d'événements ayant la masse $M_{p\pi^-}^- < 1,75 \text{ GeV}/c^2$ dans cette expérience est environ égale à celle observée pour la même réaction à $5,55$ et $7 \text{ GeV}/c$ ($\sim 60\%$). Cette

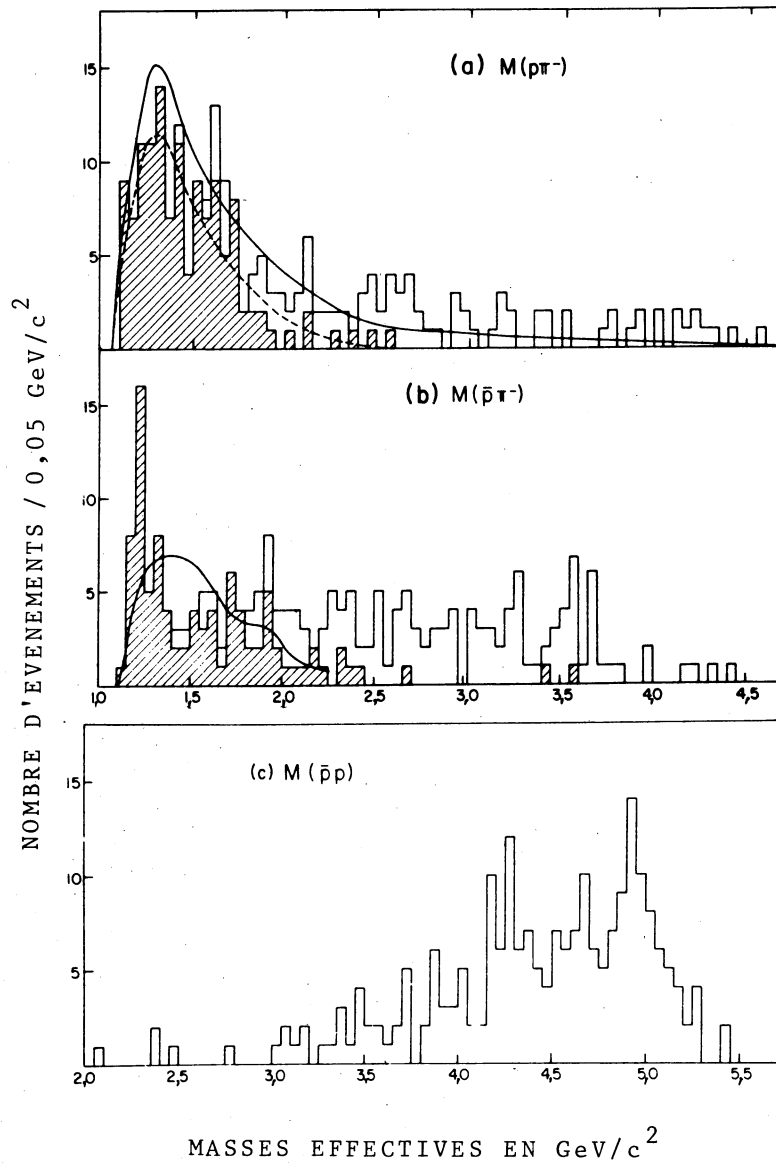


Figure III-6 - Distributions des masses effectives $M_{p\pi^-}$, $M_{\bar{p}\pi^-}$ et $M_{\bar{p}p}$. La signification des parties hachurées et des courbes est expliquée dans le texte.

accumulation dans la région des faibles masses, non liée à la production de résonance, nous suggère d'examiner pour la réaction étudiée le mécanisme de dissociation diffractive du neutron cible (III.§4).

L'histogramme de la masse effective du système $\bar{p}\pi^-$ ($M_{p\pi}^-$) est montré sur la Figure III-6b pour tous les événements et pour ceux dont le π^- va vers l'avant dans le système du centre de masse de la réaction (les événements ayant $\cos\theta_{\pi}^* \geq 0$ correspondent à la partie hachurée). Nous notons une forte accumulation d'événements dans la région de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) associée entièrement avec le π^- allant vers l'avant. Comme nous l'avons déjà signalé lors de l'examen du diagramme de Dalitz de $M_{p\pi}^2$ en fonction de $M_{p\pi}^2$, nous constatons qu'il n'y a pas de recouvrement entre le signal de l' $\bar{\Delta}^{--}$ et des événements avec une faible masse $M_{p\pi}^-$. La courbe tracée sur cet histogramme correspond à un ajustement similaire au précédent mais tenant compte, cette fois-ci, de la sélection des événements dont le π^- va vers l'avant. En attribuant les événements de la région $1,10 < M_{p\pi}^- < 1,35$ GeV/c situés au dessus du fond de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$, nous avons estimé la section efficace de ce canal à :

$$\sigma_{\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p} = 0,13 \pm 0,03 \text{ mb}$$

Nous avons comparé ce résultat avec ceux obtenus pour cette réaction à des impulsions incidentes plus basses. En supposant de même une dépendance en impulsion de la forme $\sigma \propto p_{lab}^{-n}$ nous obtenons $n = 2,13 \pm 0,14$ (Figures III-2b).

Le spectre de la masse effective du système $\bar{p}p$ (M_{pp}^-) semble présenter une certaine structure, mais les pics observés peuvent éventuellement être associés aux réflexions introduites par les accumulations aux faibles masses dans les spectres des systèmes $p\pi^-$ et $\bar{p}\pi^-$.

III.4. LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE DU NEUTRON

Comme il n'y a pas de signal évident d'une résonance dans le spectre de la masse $M_{p\pi^-}$, on peut penser que l'épaule dans la région de faible masse effective du système $p\pi^-$ est une manifestation de la dissociation de la cible ainsi que cela a été observé dans d'autres expériences⁽¹⁹⁾. En excluant la production de résonance $\bar{\Delta}^{--}(1236)$, la section efficace de la région $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ est égale à 520, 910, 740 et 600 μb aux impulsions de 3,5, 5,55, 7 et 14,6 GeV/c, respectivement (différence des deux courbes de la Figure III-2). A 5,55 et 7 GeV/c une faible production d'isobares de masse plus élevée ($\sim 1900 \text{ MeV}/c^2$) a été mise en évidence, mais celle-ci n'apparaît plus à 14,6 GeV/c. Il semble alors qu'il existe une composante de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ de section efficace $\sim 400-500 \mu\text{b}$ qui persiste quelle que soit l'impulsion incidente de 3,5 à 14,6 GeV/c. Ceci est communément admis comme une caractéristique du processus de dissociation diffractive⁽¹⁹⁾.

De plus, des auteurs^(21,22) ont prédit qu'il existait une corrélation entre M^* , la masse du système diffractif produit, et le transfert dans le canal t . Ces modèles prévoient que la valeur de la pente de la distribution en t décroît quand M augmente. Dans le but de vérifier la validité de cette hypothèse dans notre expérience, nous avons examiné la distribution du moment de transfert t'_p où $t'_p = |t_p - t_{\min}|$ pour les deux intervalles de masse :

$$(a) \quad M_{p\pi^-} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$$

$$(b) \quad 1,4 < M_{p\pi^-} < 1,75 \text{ GeV}/c^2$$

Nous avons ajusté les deux distributions (Figures III-7) à l'aide de courbes calculées avec les fonctions exponentielles de la forme $e^{-b't'_p}$ et nous avons trouvé pour b' , respectivement pour les deux intervalles de masse (a) et (b) 15 ± 2 et $6 \pm 2 \text{ (GeV}/c)^{-2}$. Ces valeurs sont reportées dans le Tableau III-2 ainsi que les résultats obtenus dans l'expérience $\pi^- n \rightarrow \pi^- p \pi^-$ à 15 GeV/c⁽²²⁾ (π^-_r et π^-_l étant respectivement le π^- rapide et le π^- lent). Dans cette étude faite par la collaboration Seattle-Berkeley une dépendance analogue en t' est observée pour les mêmes intervalles de masse.

Si les effets observés sont dus effectivement à la dissociation diffractive du neutron cible, ils devraient être indépendants de la nature de la

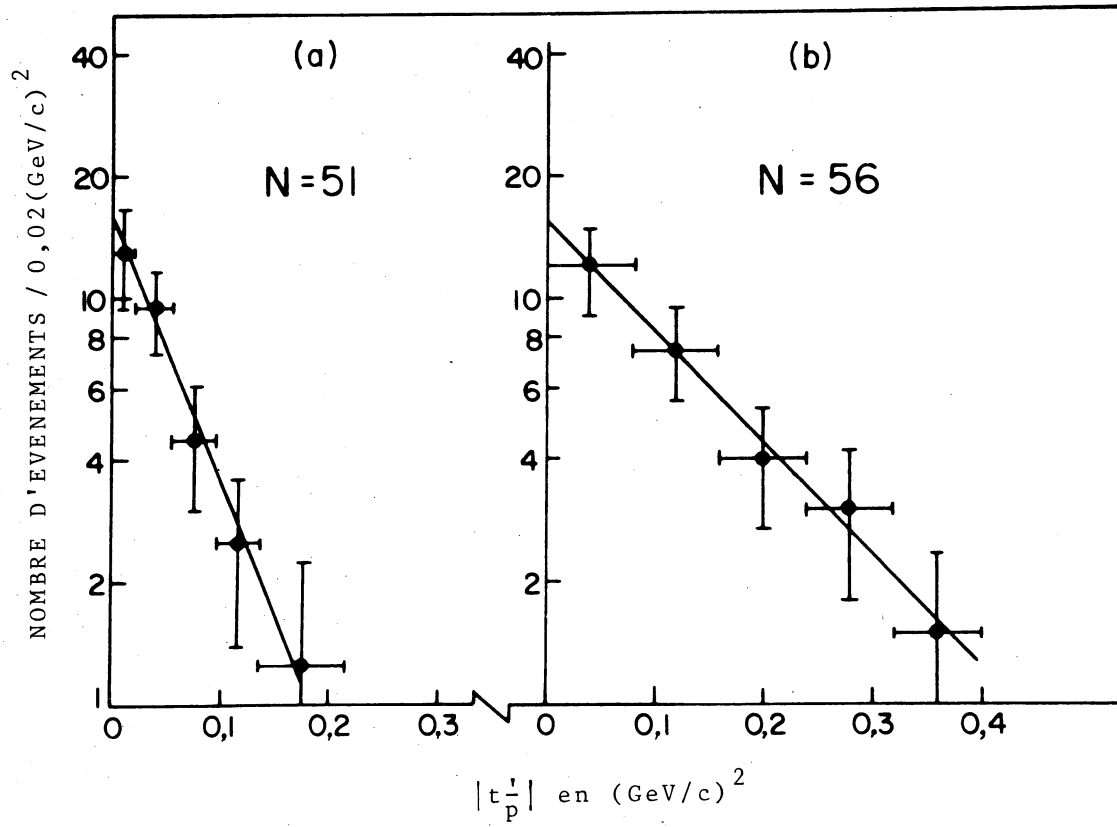


Figure III-7 - Distribution des transferts $|t_p^1|$ pour
 (a) $M_{p\pi} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$ et pour (b) $1,4 \leq M_{p\pi} < 1,75 \text{ GeV}/c^2$. Les droites
 correspondent aux ajustements décrits dans le texte.

Réaction	t'_B	
	Intervalle	Pente en $(\text{GeV}/c)^{-2}$
$\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	$M_{p\pi^-} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$ $0 \leq t' \leq 0,2(\text{GeV}/c)^2$	15 ± 2
	$1,4 \leq M_{p\pi^-} \leq 1,75 \text{ GeV}/c^2$ $0 \leq t' \leq 0,4(\text{GeV}/c)^2$	6 ± 2
$\pi^- n \rightarrow \pi^-_r p \pi^-_\ell$	$M_{p\pi^-_\ell} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$ $0 \leq t' \leq 0,2(\text{GeV}/c)^2$	~ 15
	$1,4 < M_{p\pi^-_\ell} < 2,0 \text{ GeV}/c^2$ $0 \leq t' \leq 0,4(\text{GeV}/c)^2$	$\sim 5,7$

TABLEAU III.2 - Comparaison de la valeur de la pente des distributions du moment de transfert t'_B entre la particule incidente et la particule sortante rapide pour deux intervalles de masses de M^* (défini dans le texte)

particule incidente. Cette hypothèse peut être vérifiée en essayant de mettre en évidence la factorisation d'une trajectoire "effective" avec les nombres quantiques du vide. Nous avons comparé la section efficace $s \frac{d^2\sigma}{dt dM^2}$ pour les réactions $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\pi^-n \rightarrow \pi_r^- \pi_\ell^-$ avec $\frac{d\sigma_{el}}{dt}(\bar{p}n)$ et $\frac{d\sigma_{el}}{dt}(\pi^-n)$ respectivement, s étant l'énergie dans le centre de masse correspondant à chacune des deux réactions.

Bien que l'énergie dans le centre de masse pour la réaction π^-n soit inférieure de 2% à celle de notre expérience, les intervalles de masse sont les mêmes et les pentes des distributions en t' correspondantes sont égales aux erreurs près. De ce fait, nous pouvons comparer le rapport

$$R = \frac{\sigma^*}{\sigma_{el}}$$

pour les deux expériences, σ^* étant la section efficace intégrée sur tout le domaine de variation de t' pour les événements dont la masse effective $M_{p\pi} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$. Comme ni $\sigma_{el}(\bar{p}n)$ ni $\sigma_{el}(\pi^-n)$ n'ont été mesurées aux énergies considérées, nous avons utilisé $\sigma_{el}(\bar{p}p)^{(44)}$ pour $\sigma_{el}(\bar{p}n)$ ainsi que la section efficace élastique de la réaction symétrique de charge π^+p au lieu de $\sigma_{el}(\pi^-n)$. Nous comparons alors les rapports suivants :

$$R_1 = \frac{\sigma^*(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-)}{\sigma_{el}(\bar{p}n)} \approx \frac{\sigma^*(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-)}{\sigma_{el}(\bar{p}p)}$$

et

$$R_2 = \frac{\sigma^*(\pi^-n \rightarrow \pi_r^- p \pi_\ell^-)}{\sigma_{el}(\pi^-n)} \approx \frac{\sigma^*(\pi^+p \rightarrow \pi^+ n \pi^+)}{\sigma_{el}(\pi^+p)}$$

Nous utilisons $\sigma^*(\pi^+p \rightarrow \pi^+ n \pi^+)^{(45)}$ car la section efficace correspondante pour la réaction π^-n n'est pas donnée dans la référence (22). Nous obtenons alors $R_1/R_2 = 1,04 \pm 0,15$ qui, dans le contexte d'un modèle de pôles de Regge est compatible avec l'hypothèse de la factorisation (Tableau III.3).

	Réaction $\bar{p}n$	Réaction $\pi^- n$	R_1/R_2
σ (μb)	730 ± 50	310 ± 3	
σ^* (μb)	200 ± 26	95 ± 6	
σ_{e1} (mb)	$9,0 \pm 0,6$	$4,46 \pm 0,15$	
$R = \sigma^*/\sigma_{e1}$	$2,22 \times 10^{-2}$	$2,13 \times 10^{-2}$	$1,04 \pm 0,15$

TABLEAU III.3 - Comparaison de résultats issus de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- p \pi^-$

Dans le cas du mécanisme de dissociation diffractive étudiée, nous pouvons examiner si nos données sont compatibles avec la conservation de l'hélicité dans le canal s ou t. Ceci peut être examiné sur la distribution azimutale de l'angle ϕ_{GJ} (ou ϕ_H) du π^- qui doit être isotrope dans le système de Gottfried-Jackson (ou de l'hélicité) s'il y a conservation de l'hélicité dans le canal t (ou s). Ces distributions azimutales sont représentées sur la Figure III-8. Nous voyons qu'il n'y a pas de différence entre l'allure de ces distributions pour tous les événements et pour ceux ayant la masse effective $M_{p\pi^-} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$. Pour ces derniers, la distribution azimutale du π^- dans le système de Gottfried-Jackson est sensiblement uniforme et, bien que la statistique soit faible, nous pouvons conclure à la comptabilité de nos données avec la conservation de l'hélicité dans le canal t.

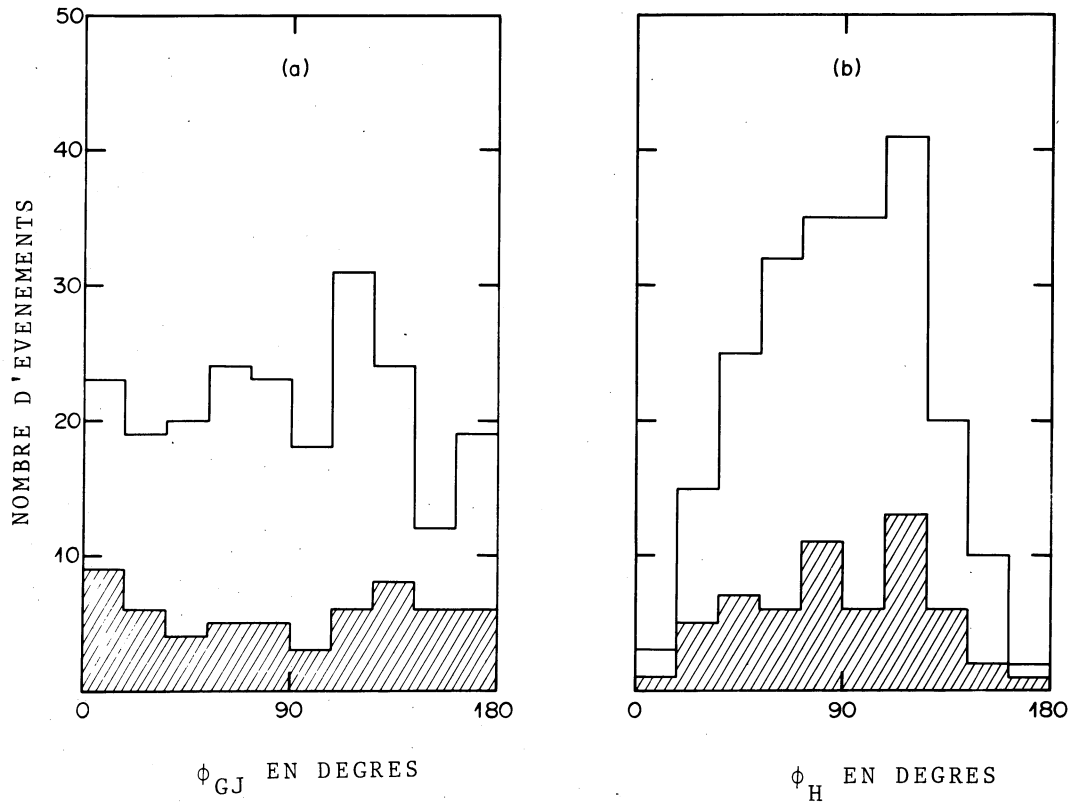


Figure III-8 - Distribution de l'angle azimutal du π^- sortant dans les systèmes de Gottfried-Jackson et de l'hélicité, pour tous les événements et pour ceux (partie hachurée) correspondant à $M_{p\pi^-} < 1,4 \text{ GeV}/c^2$.

CHAPITRE IV

ETUDE DES MULTIPLICITES A 5,55 , 9,3 ET 14,6 GeV/c

* * *

IV.1. OBTENTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. Résultats des mesures pour les trois expériences

Afin d'étudier le comportement des sections efficaces topologiques $\bar{p}n$, celui de la multiplicité chargée moyenne ainsi que des différents moments statistiques en fonction de l'impulsion incidente, nous avons entrepris l'analyse des résultats de trois expériences $\bar{p}d$ réalisées à des impulsions différentes (Chapitre I) :

- à 5,55 GeV/c, réalisée au Laboratoire National d'Argonne dans la chambre à bulles MURA de 30 pouces (150 000 photographies)
- à 9,3 GeV/c, dont la prise de vues fut obtenue dans la chambre à bulles de 2 mètres du CERN (150 000 photographies)
- à 14,6 GeV/c, expérience décrite en détail dans le Chapitre I.2 (48 000 photographies).

Nous avons pour cela relevé et ensuite mesuré un certain nombre d'événements correspondant à la configuration $\bar{p}d \rightarrow p_{\text{stop}} + m$ branches visibles, où $m = 2, 3, \dots$, p_{stop} étant une trace positive qui s'arrête dans la chambre, pouvant être soit un proton soit un deuton. Les résultats issus de la topologie à deux branches visibles, dans notre cas, ne seront pas utilisés pour le calcul de la section efficace $\bar{p}n$ correspondante, car il n'est pas aisé d'extraire cette valeur de nos données expérimentales⁽²⁴⁾.

En ce qui concerne la première de ces expériences, presque tous les canaux de réactions ayant au plus une particule neutre dans l'état final et afférant à la topologie comportant quatre branches visibles, ont fait l'objet d'un échantillonnage et les différentes études ont paru dans diverses publications⁽²⁵⁾. Dans tous les autres cas, nous possédons soit un lot de bons événements reconstitués, soit les résultats du traitement par les programmes de géométrie et de cinématique d'où nous extrayons les lots d'événements bien mesurés. Notons que pour certaines configurations, seules la trace incidente et la particule de recul ont été mesurées.

Le Tableau IV.1 donne le détail de la composition des différents échantillons aux trois impulsions incidentes considérées ; remarquons qu'au niveau du dépouillement aucune assignation de la trace s'arrêtant dans la chambre ne peut encore être faite.

Catégories	m = 3			m = 5			m = 7			m = 9		
	5,55	9,3	14,6	5,55	9,3	14,6	5,55	9,3	14,6	5,55	9,3	14,6
avec ajustement $\left. \begin{matrix} \text{des} \\ \text{résultats} \end{matrix} \right\}$	7809	9657	1029	983	3822	672	293	1482	252	27	259	82
sans ajustement			625	1244			246			13		
remesures	836	3427	549	568	838	461	241	655	215	23	148	66
non mesurables	3759	4361	1088	1372	3368	750	388	1255	390	32	254	124
étranges	1063	767	151	535	312	100	141	98	32	12	5	3
Total dépouillé	13467	18212	3442	4702	8340	1983	1309	3490	889	107	666	275
Echantillon avec p_s	1106	13611	2179	4702	8340	1738	1309	3490	889	107	666	275

TABLEAU IV.1 - Composition des différents échantillons après dépouillement et mesures à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c correspondant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p + m$ branches visibles. La dernière ligne du tableau indique la composition des échantillons avec proton spectateur utilisés pour le calcul des sections efficaces topologiques.

B. Répartition des événements avec deutérium dans l'état final. Echantillons avec proton spectateur

Pour pouvoir calculer les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$, il est nécessaire d'extraire parmi les réactions $\bar{p}d$ celles ayant effectivement lieu sur neutron et non sur deutérium ou proton. Nous avons utilisé à cet effet uniquement les événements présentant une trace positive visible s'arrêtant dans la chambre, car l'extraction des événements participant aux réactions cohérentes se fait plus aisément. Par réactions cohérentes, nous entendons celles ayant un deuteron dans l'état final ou celles dans lesquelles on observe l'effet d^* . Cet effet se caractérise par exemple dans les réactions $\bar{p}d \rightarrow p_{\text{stop}} \bar{N}\pi\pi$ ou $\bar{p}d \rightarrow p_{\text{stop}} \bar{N}N\pi\pi$ par un épaulement dans la distribution de la masse effective $M(p_{\text{stop}}\pi)$ ou $M(p_{\text{stop}}N\pi)$ aux environs de $2,2 \text{ GeV}/c^2$, p_{stop} étant respectivement un deuteron ou un proton spectateur. Le phénomène $d^* \rightarrow d\pi$ ou $NN\pi$ qui peut être interprété comme une interaction $d\pi$ dans l'état final $(2,4)$, contribue de façon importante à la production cohérente $\bar{p}d^{(26)}$.

1). Méthode utilisée

L'élimination des événements cohérents fut effectuée en examinant la distribution de l'angle θ_s d'émission dans le système du laboratoire des traces s'arrêtant dans la chambre. Pour des événements possédant en réalité un proton spectateur, la distribution de $\cos\theta_s$ devrait être isotrope (cf. Chapitre III.1) ou légèrement ascendante si la correction due au facteur de flux est importante. La situation est différente dans le cas des réactions cohérentes dans lesquelles le deuteron est émis vers l'avant avec une faible impulsion dans le système du laboratoire. Ceci nous suggère d'effectuer une coupure en $\cos\theta_s$ sur la distribution expérimentale de chaque topologie quand celle-ci n'est pas uniforme mais présente une accumulation au-delà d'une certaine valeur de $\cos\theta_s$. Le nombre d'événements avec proton spectateur ainsi éliminés est ensuite obtenu en extrapolant chaque distribution angulaire jusqu'à $\cos\theta_s = 1$. La déviation par rapport à l'isotropie correspond alors au nombre d'événements cohérents présents dans l'échantillon examiné.

A titre d'exemple pour illustrer l'influence des réactions cohérentes sur la distribution de $\cos\theta_s$, nous avons représenté ces distributions angulaires pour trois échantillons obtenus à partir d'événements ajustés appartenant à la réaction $\bar{p}d \rightarrow p_{\text{stop}} + 3$ branches visibles à $5,55 \text{ GeV}/c$ d'impulsion incidente (Figure IV-1). Ces trois échantillons sont :

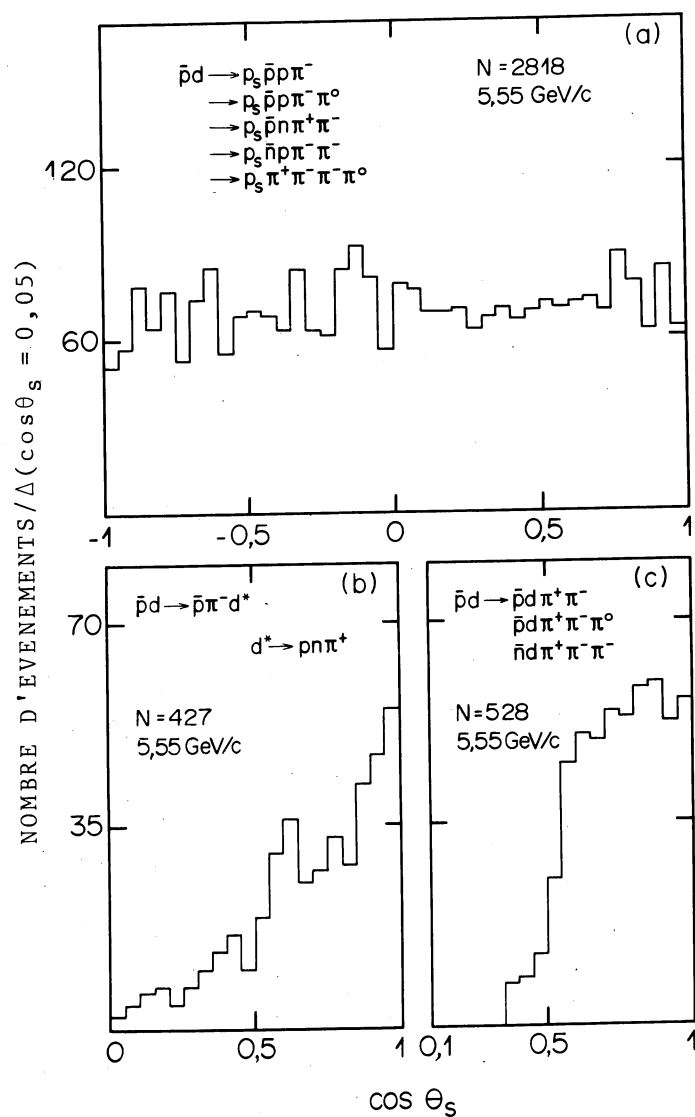


Figure IV-1 - Distributions de $\cos \theta_s$ pour des réactions exclusives à 5,55 GeV/c pour :

- a) des canaux de réactions avec proton spectateur
- b) et c) pour des réactions cohérentes

- un lot d'événements avec proton spectateur identifié. Pour un tel lot, nous observons une distribution de $\cos\theta_s$ sensiblement uniforme (Figure IV-1a)
- un lot d'événements cohérents identifiés. Dans ce cas, la distribution angulaire du deuton sortant dans le système du laboratoire (Figure IV-1c) indique que ce dernier est toujours émis vers l'avant, plus spécialement dans la région $\cos\theta_s > 0,35$.
- un lot d'événements pour lequel apparaît l'effet $d^* \rightarrow p_{\text{stop}} n\pi^+$. Notons que dans ce canal, la trace qui s'arrête est émise dans un intervalle de $\cos\theta_s$ sensiblement plus large (Figure IV-1b).

2). Application aux événements reconstruits

Chaque échantillon appartenant à une topologie donnée se décompose en plusieurs catégories énumérées dans le Tableau IV.1 pour lesquelles il importe de connaître la proportion d'événements pouvant être classés cohérents. Nous allons examiner le cas des événements reconstruits (avec et sans ajustement) pour lesquels nous possédons les quantités utiles tirées de la mesure.

Nous représentons sur les Figures IV-2a,b et c la distribution de $\cos\theta_s$ pour les événements à quatre branches visibles à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c parmi lesquels la production cohérente est importante. Par contre, ce mode n'est plus présent, dans les topologies plus élevées, que pour les événements à six branches visibles à 14,6 GeV/c (Figure IV-3c). Les coupures en $\cos\theta_s$ sont rassemblées dans le Tableau IV.2. Nous obtenons ainsi des lots d'événements attribués à la réaction sur neutron. Pour ces événements, les distributions de l'impulsion du proton spectateur dans le système du laboratoire sont montrées sur les Figures IV-2d,e,f et IV-3d,e,f. La courbe en trait plein (Figure IV-2d,e,f) normalisée dans chaque cas au nombre d'événements de l'histogramme expérimental, représente la distribution prédite par la fonction d'onde de Hulthén. Nous constatons un assez bon accord entre les résultats expérimentaux et la courbe théorique pour des impulsions supérieures à 0,1 GeV/c, nous assurant ainsi que nous sommes bien en présence de réactions $\bar{p}n$.

Le pourcentage d'événements cohérents obtenu en appliquant la méthode proposée est indiqué dans le Tableau IV.3 sous la rubrique "reconstruits". Notons que pour une même topologie, ce pourcentage augmente avec l'impulsion incidente et pour une impulsion donnée, il décroît très fortement quand le nombre

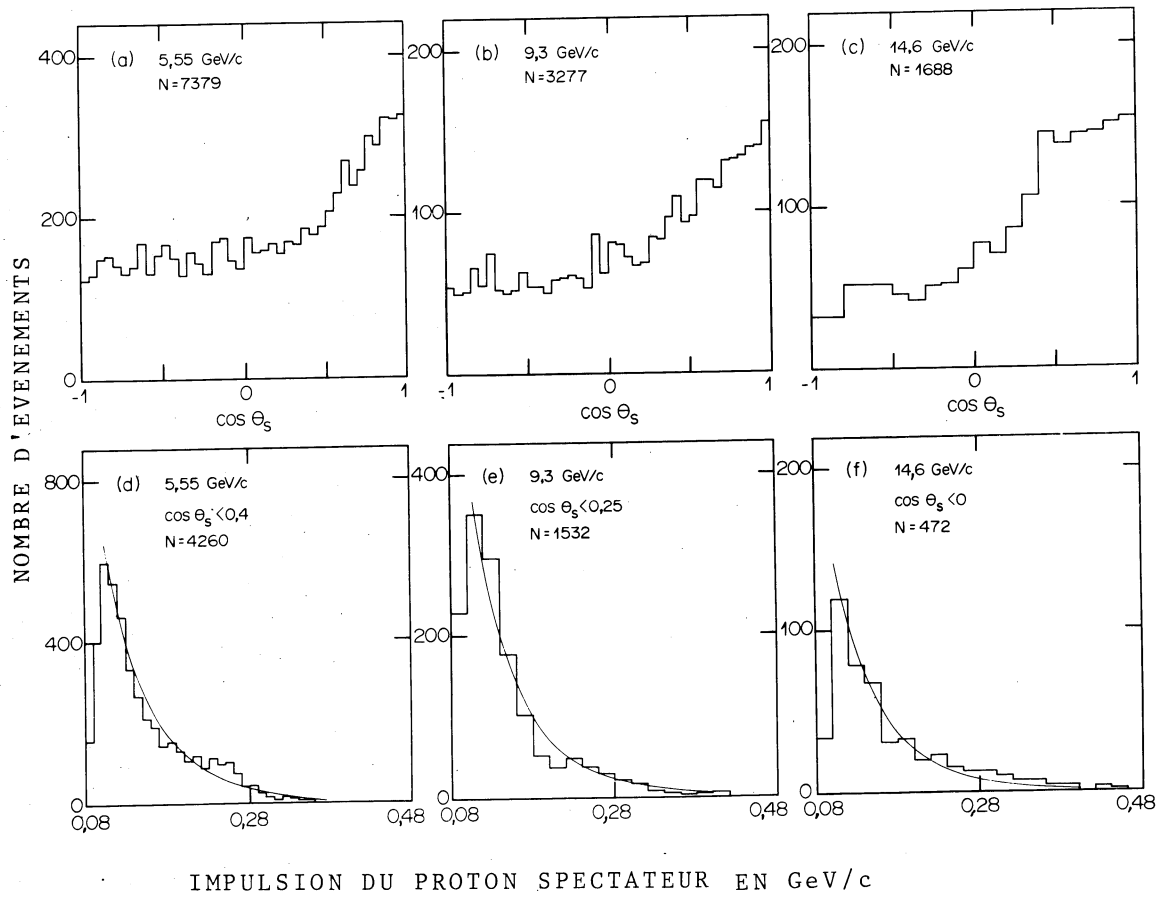


Figure IV-2 - Distributions de $\cos \theta_s$ pour les événements à quatre branches visibles à 5,55 (a), 9,3 (b) et 14,6 (c), θ_s étant l'angle d'émission dans le système du laboratoire de la particule sortante qui s'arrête dans la chambre.

Distributions de l'impulsion de la particule qui s'arrête dans le système du laboratoire (d,e,f) pour une certaine coupure en $\cos \theta_s$. La courbe en trait plein représente la distribution de l'impulsion calculée à partir de la fonction d'onde de Hulthén.

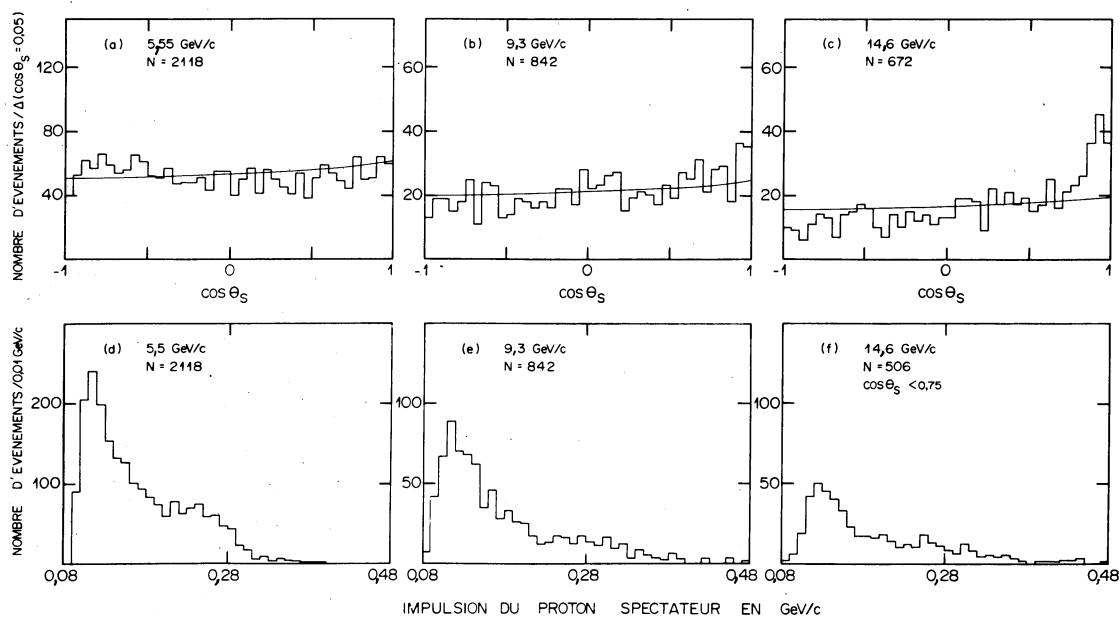


Figure IV-3 - Distribution de $\cos \theta_s$ pour les événements à six branches visibles à 5,55 (a), 9,3 (b) et 14,6 GeV/c (c). La courbe en trait plein représente la distribution angulaire calculée à partir du modèle d'approximation de l'impulsion en introduisant une correction de facteur de flux.

Distribution de l'impulsion du proton spectateur (d,e,f,). La distribution en (f) correspond aux événements à 14,6 GeV/c tels que $\cos \theta_s < 0,75$.

Impulsion GeV/c m	5,55	9,3	14,6
3	0,40	0,25	0,0 * 0,50
5	—	—	0,75

TABLEAU IV.2 - Valeur de $\cos\theta_s$ utilisées pour les coupures.

* Les deux valeurs correspondent respectivement aux événements avec ajustement et sans ajustement.

Catégorie	Impulsion incidente en GeV/c			
	5,55 (4 BR)	9,3 (4 BR)	14,6 (4 BR)	14,6 (6 BR)
Reconstruits	14,7	25	36,4	12
PSIS	24	37	50	19,3

TABLEAU IV.3 - Pourcentage d'événements cohérents pour les événements du type $\bar{p}d \rightarrow 4$ ou 6 branches visibles.

de branches s'accroît : il n'y a déjà plus d'événements cohérents à 5,55 et 9,3 GeV/c quand le nombre de particules sortantes est plus grand que quatre.

3). Autres catégories

Pour les catégories "Remesures" et "Non mesurables" (Tableau IV.1) nous admettons qu'elles se décomposent dans le même rapport que les "Reconstruits" en événements avec proton spectateur et en événements avec deutérium dans l'état final. Soulignons qu'une partie des événements classés "Non mesurables" présente une interaction secondaire induite par la trace qui s'arrête dans la chambre. Ce sous-échantillon appelé "PSIS" est traité séparément car nous sommes là en présence, soit d'interactions pd, soit d'interactions dd à faible énergie cinétique dont les sections efficaces sont très différentes (Appendice III). Notons que le pourcentage d'événements cohérents dans cette catégorie est très différent de celui obtenu dans la catégorie des "Reconstruits" (Tableau IV.3).

D'autre part, nous admettons que les réactions où il y a production de particules étranges ne sont pas des processus cohérents, car les sections efficaces correspondantes disponibles sont très faibles⁽²⁷⁾.

4). Echantillons avec proton spectateur

En définitive, en éliminant dans les différentes catégories les événements avec deuton dans l'état final, nous obtenons les échantillons correspondant à la dernière ligne du Tableau IV.1. Nous avons ainsi estimé un nombre d'événements avec proton spectateur dans chaque cas, ce qui va nous permettre de calculer les sections efficaces topologiques antiproton-neutron après application de facteurs correctifs que nous allons calculer dans le prochain paragraphe.

C. Obtention des lots corrigés d'événements $\bar{p}n$

Lors du dépouillement, interviennent trois causes principales de pertes d'événements :

- la configuration de l'événement : la trace qui s'arrête est souvent mal détectée lorsque son angle d'enfoncement est grand,
- l'efficacité du dépouillement,
- la limite de détection d'une trace dans la chambre à bulles : le seuil de détection d'environ 1 mm correspond à des protons de 80 MeV/c et à des deutons de 130 MeV/c.

Dans chacun de ces cas, nous allons examiner les possibilités d'estimation et de correction de ces pertes.

α). Correction des pertes dues à la direction du proton spectateur

Nous observons les événements en projection stéréoscopique et des pertes importantes existent lorsque la particule s'arrêtant dans la chambre P_{stop} est émise presque parallèlement à l'axe d'observation. Notons que les pertes sont encore plus grandes si la trace observée est courte, donc de faible impulsion.

Soit φ l'angle défini par les normales à la glace avant de la chambre et au plan contenant la trace incidente et le proton spectateur. La distribution de cet angle φ doit être théoriquement plate car le proton, à l'intérieur du noyau de deutérium, n'a aucune direction privilégiée. Nous pouvons donc, en assumant l'isotropie de la distribution de φ , pour chaque topologie et pour chaque impulsion incidente, calculer un facteur correctif tenant compte des pertes que l'on observe dans cette distribution au voisinage de $\varphi = \pi/2$.

Dans le Tableau IV.4 nous présentons les facteurs de correction des pertes dues à la direction du proton spectateur.

β). Corrections des pertes dues à l'efficacité de dépouillement

A partir des résultats de deux dépouillements effectués séparément sur deux lots identiques de photographies pour chaque topologie et pour chaque

Impulsion GeV/c m	5,55	9,3	14,6
3	$1,10 \pm 0,01$	$1,03 \pm 0,01$	$1,07 \pm 0,01$
5	$1,11 \pm 0,01$	$1,16 \pm 0,01$	$1,04 \pm 0,01$

TABLEAU IV.4 - Facteur correctif azimuthal

Impulsion GeV/c m	5,55	9,3	14,6
3	$1,09 \pm 0,01$	$1,22 \pm 0,01$	$1,36 \pm 0,03$
5	$1,31 \pm 0,03$	$1,18 \pm 0,01$	$1,21 \pm 0,02$
7	$1,31 \pm 0,03$	$1,13 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,02$
9	$1,31 \pm 0,03$	$1,13 \pm 0,02$	$1,25 \pm 0,02$

TABLEAU IV.5 - Facteur correctif dû à l'efficacité de dépouillement

impulsion incidente, nous pouvons calculer les efficacités de dépouillement et, par conséquent, obtenir les facteurs correctifs tenant compte de la non détection des événements (voir Tableau IV.5). L'efficacité de dépouillement est donnée par la relation⁽²⁸⁾ :

$$\epsilon_1 = \frac{n_{12}}{n_2}$$

n_{12} = nombre d'événements trouvés à la fois dans les deux dépouillements
 n_2 = nombre d'événements trouvés uniquement au deuxième dépouillement

Cette formule est utilisée dans le cas où les événements issus du premier dépouillement ont seuls été mesurés. Les valeurs trouvées dans les différents cas sont reportées dans le Tableau IV.5.

γ). Corrections relatives aux événements avec proton spectateur non visible

Dans le cadre du modèle d'approximation de l'impulsion utilisé tout au long de ce travail, nous supposons en particulier que le nucléon spectateur ne participe pas à la réaction et que son impulsion est égale à celle qu'il avait dans le noyau de deutérium avant la réaction. Si nous utilisons la version simplifiée du modèle d'approximation de l'impulsion, nous négligerons, entre autres, les effets du facteur de flux, les effets d'ombre et la variation de la section efficace en fonction de l'énergie disponible dans le système du centre de masse antiproton-neutron quand le neutron est animé d'un mouvement de Fermi à l'intérieur du deuton. Ces effets semblent n'avoir que très peu d'influence sur la distribution de l'impulsion du proton spectateur⁽²⁹⁾ et c'est sur l'allure de cette distribution que nous nous basons pour effectuer les corrections dues à la limite de détection d'une trace dans la chambre à bulles.

L'estimation des événements ayant un proton de recul invisible dépend de l'expression choisie pour la fonction d'onde du deutérium. Les fonctions d'onde habituellement utilisées (Tableau IV.6) conduisent cependant à des distributions d'impulsion du proton spectateur qui ont toutes sensiblement la même allure dans la région $p(p_s) > 0,1$ GeV/c (Figure IV-4). Pour ces mêmes fonctions d'onde, nous donnons dans le Tableau IV.7 le pourcentage d'événements ayant une impulsion du proton spectateur inférieure à 0,1 GeV/c. Nous voyons que ces différents résultats diffèrent de quelques pourcents. Pour calculer la section

Hulthen^(a)

$$\Psi(r) = N \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}$$

$$\alpha = 0,0456 \text{ GeV/c}$$

$$\beta = 0,260 \text{ GeV/c}$$

Gartenhaus - Moravcsik II^(b)

$$\Psi(r) = N \left(\frac{e^{-\alpha r} - e^{-\gamma r}}{r} \right) (1 - e^{-\gamma r})$$

$$\alpha = 0,0456 \text{ GeV/c}$$

$$\gamma = 0,313 \text{ GeV/c}$$

Gartenhaus - Moravcsik III^(b)

$$\Psi(r) = N \left(\frac{e^{-\alpha r} - e^{-\delta r}}{r} \right) (1 - e^{-\gamma r}) (1 - e^{-\eta r})$$

$$\alpha = 0,0456 \text{ GeV/c}$$

$$\gamma = 0,313 \text{ GeV/c}$$

$$\delta = 0,374 \text{ GeV/c}$$

$$\eta = 0,42 \text{ GeV/c}$$

McGee^(c)

$$u_0(r) = N \left(e^{-\alpha r} + \sum_{j=1}^n c_j e^{-\epsilon_j r} \right)$$

$$x h_2(ix) = e^{-\alpha} \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right)$$

$$u_2(r) = \rho N \left[\alpha r h_2(i\alpha r) + \sum_{j=1}^n c_j' \epsilon_j' r h_2(i\epsilon_j' r) \right]$$

les différentes constantes
se trouvent dans la réf.(c)

Hamada - Johnston^(d)

$u_0(r)$ and $u_2(r)$ sont donnés sous
forme de tables [référence (d)]

- (a) L. Hulthen and M. Sugawara, Handbuch der Physik, Edited by S. Flügge (Springer Verlag, Berlin 1957) Vol.39 p.1
- (b) M.J. Moravcsik, Nuclear Physics, 7, 113 (1958)
- (c) I.J. McGee, Phys. Rev., 151, 772 (1966)
- (d) T. Hamada and I.D. Johnston, Nuclear Physics, 34, 382 (1962)
J.E. Elias et al., Phys. Rev., 177, 2075 (1969)

TABLEAU IV.6 - Fonctions d'ondes usuelles utilisées pour décrire le deuton. N est un facteur de normalisation.

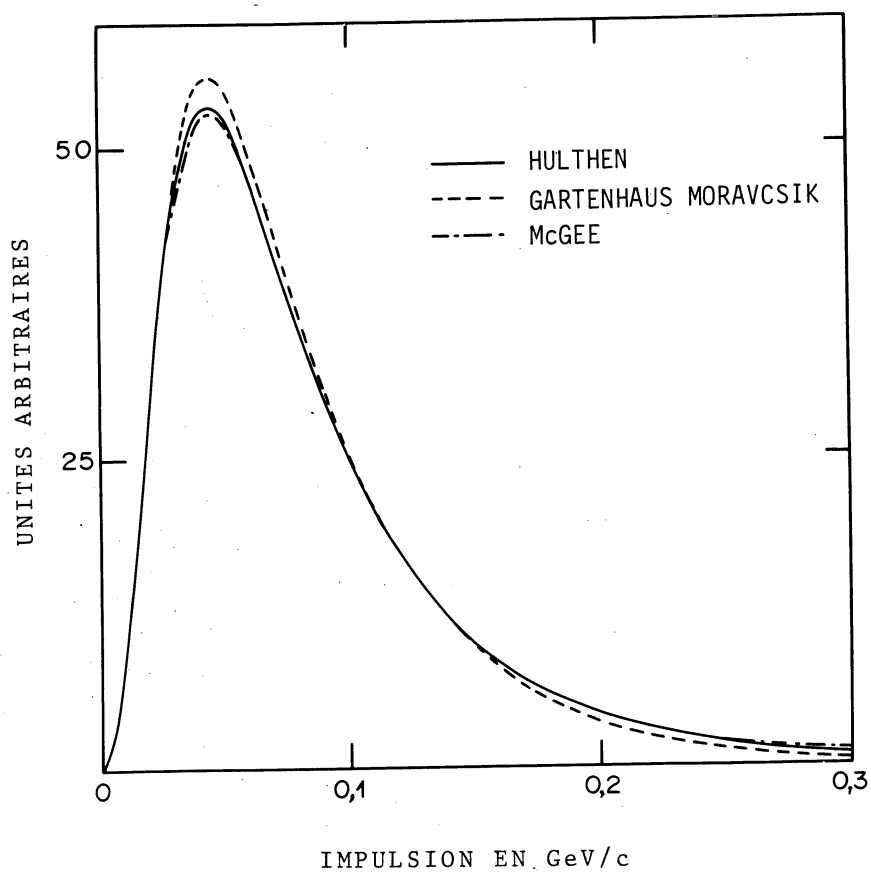


Figure IV-4 - Courbes théoriques de la distribution de l'impulsion des nucléons à l'intérieur du noyau de deutérium obtenues à partir de différentes fonctions d'onde du deuton. La courbe en pointillés obtenue à partir de la fonction d'onde de Gartenhaus - Moravcsik, sur notre échelle ne présente aucune différence pour les solutions II et III (voir Tableaux IV-6 et IV-7).

Fonction d'onde	Pourcentage	$R = \frac{\sigma_H}{\sigma_i}$
Hulthén	80,61	1
Gartenhaus Moravcsik II	83,22	0,87
Gartenhaus Moravcsik III	83,06	0,87
McGee	79,50	1,06

TABLEAU IV.7 - Pourcentage d'événements avec proton spectateur tel que $p(p_s) < 0,1$ GeV/c calculée à partir de différentes fonctions d'onde du deuton (colonne 2). En colonne 3 est donné le rapport R entre les sections efficaces calculées avec la fonction d'onde de Hulthén (σ_H) et une autre fonction d'onde (σ_i).

efficace nous devons normaliser nos données correspondant à $p(p_s) > 0,1 \text{ GeV}/c$ à la distribution théorique déduite de la fonction d'onde du deutérium. Nous pouvons déduire l'écart entre la section efficace calculée avec la fonction de Hulthén (σ_H) et celle utilisant l'une quelconque des autres fonctions (σ_i) en examinant le rapport $R = \sigma_H/\sigma_i$ (dernière colonne du Tableau IV.7). Ces sections efficaces varient alors dans un domaine assez large. Cependant comme seule la fonction d'onde de Hulthén est utilisée dans chacun de nos cas, nos résultats peuvent présenter une déviation systématique sans pour autant restreindre l'étude de la dépendance relative en impulsion des quantités calculées, car toutes nos données sont traitées de façon absolument identique. Comme la plupart des expériences sur deutérium sont analysées en utilisant la fonction d'onde de Hulthén, nous pourrions comparer nos données avec celles issues d'autres expériences $\bar{p}-d$.

Nous déterminons pour chaque cas le facteur de correction dépendant de la coupure en impulsion effectuée sur nos données expérimentales et tenant compte des pertes d'événements avec proton spectateur non visible.

L'obtention de ces divers facteurs de correction va nous permettre de calculer les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$.

D. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$. Comparaison avec les données $\bar{p}p$

Les sections efficaces topologiques σ_m pour $m \geq 3$ sont calculées après estimation des sections efficaces par événement (Appendice II) pour chaque topologie et à chaque impulsion incidente et en appliquant les différents facteurs correctifs à tous nos échantillons avec proton spectateur. Les valeurs ainsi obtenues sont présentées dans le Tableau IV.9.

Dans ce même Tableau figure aussi la valeur de la section efficace inélastique $\bar{p}n \rightarrow 1$ branche que nous n'avons pas calculée directement, car il n'est pas aisé d'extraire un échantillon d'événements avec proton spectateur du lot d'événements $\bar{p}d \rightarrow 2$ branches visibles. Ceci est principalement dû à la présence de la réaction de dissociation $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn$ pour laquelle on ne peut pas utiliser le modèle de l'approximation d'impulsion. La valeur σ_1 est alors obtenue par la relation :

$$\sigma_1 = \sigma_t(\bar{p}n) - \sigma_{el}(\bar{p}n) - \sum_{m=3} \sigma_m$$

Section efficace mb	Impulsion incidente en GeV/c		
	5,55	9,3	14,6
$\sigma_t(\bar{p}d)$	$109,5 \pm 1,5$	$100,6 \pm 1,8$	$94,5 \pm 2,1$
$\sigma_t(\bar{p}n)$	55 ± 3	$52,9 \pm 2,4$	$50,7 \pm 0,9$
$\sigma_{el}(\bar{p}n)$	$16,5 \pm 2,4$	$12,8 \pm 0,6$	$9,7 \pm 0,4$
$\sigma_{in}(\bar{p}n)$	$38,5 \pm 3,8$	$40,1 \pm 2,5$	$41,0 \pm 1,0$

TABLEAU IV.8 - Sections efficaces totales, élastiques et inélastiques en mb utilisées pour le calcul des sections efficaces topologiques.

Topologie	Impulsion incidente en GeV/c		
	5,55	9,3	14,6
1	$13,1 \pm 4,0$	$12,4 \pm 2,8$	$9,1 \pm 1,1$
3	$14,05 \pm 0,77$	$13,69 \pm 0,95$	$13,8 \pm 1,1$
5	$8,93 \pm 0,67$	$8,43 \pm 0,81$	$10,8 \pm 0,9$
7	$2,21 \pm 0,18$	$4,36 \pm 0,53$	$5,3 \pm 0,5$
9	$0,24 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,19$	$1,7 \pm 0,2$
11	$0,018 \pm 0,004$	$0,13 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,03$
13	$\leq 0,002$	$(0,9 \pm 0,2) 10^{-2}$	$0,05 \pm 0,01$

TABLEAU IV.9 - Sections efficaces topologiques en mb à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c. La section efficace pour les événements à une branche ($m=1$) a été calculée par la méthode décrite dans le texte.

où $\sigma_t(\bar{p}n)$ et $\sigma_{el}(\bar{p}n)$ sont respectivement la section efficace totale et élastique des interactions $\bar{p}n$. A 5,55 GeV/c, ces valeurs sont extraites de la référence (24). A 9,3 et 14,6 GeV/c, nous avons utilisé les données $\bar{p}p$ en admettant que $\sigma_t(\bar{p}n) = \sigma_t(\bar{p}p)$ et que $\sigma_{el}(\bar{p}n) = \sigma_{el}(\bar{p}p)$ ⁽³⁰⁾. Ces différentes valeurs figurent dans le Tableau IV.8 ainsi que la section efficace totale $\bar{p}d$ nécessaire pour calculer la section efficace par événement dans chaque cas.

Nous avons examiné la manière dont nos résultats sur les interactions $\bar{p}n$ à trois impulsions incidentes différentes s'insèrent parmi les données sur les interactions $\bar{p}p$ dans le même domaine d'impulsion incidente. En fonction de cette dernière quantité, nous représentons sur la Figure IV-5 les différentes valeurs des sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$. Il apparaît d'une part que pour une impulsion donnée, excepté pour les événements à trois et quatre branches, σ_m décroît quand m augmente. D'autre part, les résultats $\bar{p}n$ et $\bar{p}p$ tendent à être de plus en plus similaires quand p_{inc} augmente. Nous avons représenté sur la Figure IV-6 σ_m en fonction de m et, quand cela était possible, les résultats de deux impulsions incidentes $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ voisines. Ainsi nous remarquons que les sections efficaces topologiques σ_m calculées à partir des interactions $\bar{p}p$ à 5,7 GeV/c⁽³⁰⁾ diffèrent notablement de celles à 5,55 GeV/c et ne se placent pas sur la courbe tracée à la main reliant nos points. Par contre, à 14,75 GeV/c⁽³¹⁾, les valeurs de σ_m issues des interactions $\bar{p}p$ se placent mieux sur la même courbe que celles issues de nos résultats à 14,6 GeV/c.

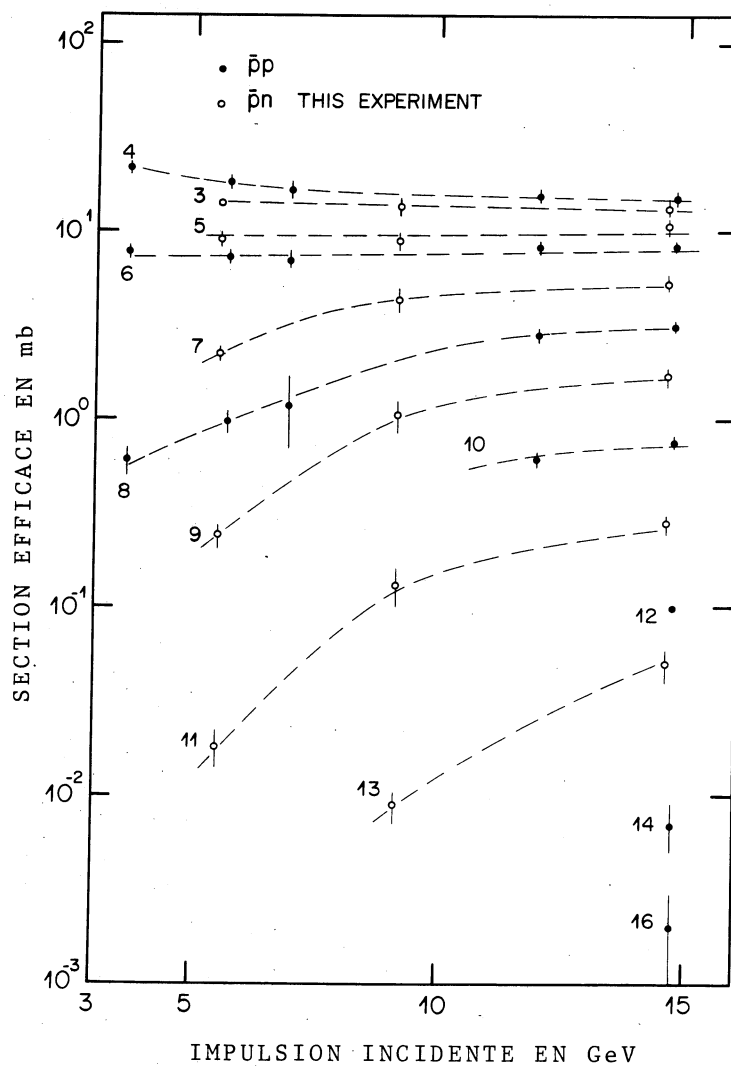


Figure IV-5 - Comparaison entre les sections efficaces topologiques $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ dans le domaine de 3 à 15 GeV/c. Les chiffres placés près des courbes indiquent la topologie.

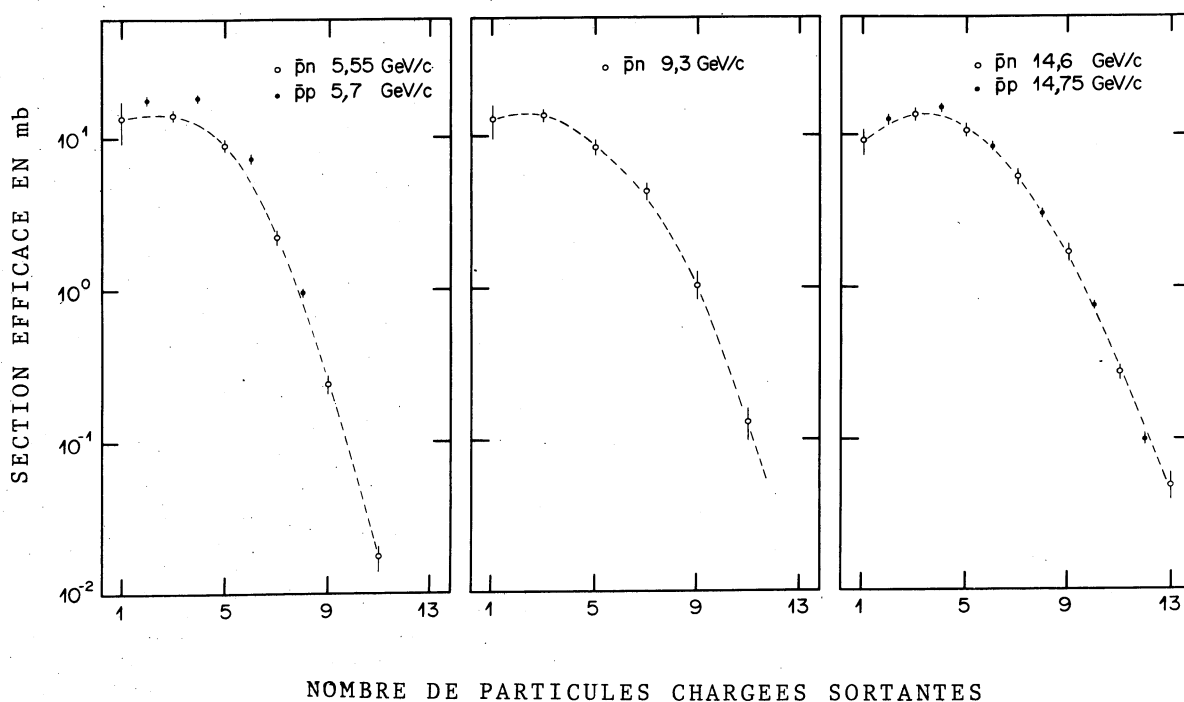


Figure IV-6 - Comparaison entre les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$ en fonction du nombre de particules chargées sortantes et celles issues des données $\bar{p}p$ disponibles. La courbe en traits pointillés relie les points expérimentaux $\bar{p}n$ pour guider l'oeil.

IV.2 - MULTIPLICITE CHARGEE ET MOMENTS STATISTIQUES. COMPARAISON AVEC LES DONNEES DES INTERACTIONS $\bar{p}p$ ET pp

A partir des valeurs trouvées pour σ_m , $m=1,3,\dots$, nous pouvons calculer la valeur moyenne d'une quantité quelconque F à partir de la relation

$$\langle F \rangle = \sum_{m=1} F \frac{\sigma_m}{\sigma_{in}}$$

Les sections efficaces inélastiques étant définies par

$$\sigma_{in} = \sigma_t(\bar{p}n) - \sigma_{el}(\bar{p}n) = \sum_m \sigma_m$$

et leurs valeurs numériques données dans le Tableau IV.8.

En particulier, nous définissons la multiplicité chargée moyenne $\langle n \rangle$ par la relation :

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1} \frac{n\sigma_n}{\sigma_{in}} \quad n=1,3,\dots$$

Les valeurs trouvées pour la multiplicité chargée moyenne $\langle n \rangle$ des réactions $\bar{p}n$ à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c sont reportées dans le Tableau IV.10. De même que pour d'autres réactions à haute énergie, cette multiplicité moyenne croît quand l'impulsion incidente p_{inc} augmente. Ceci est parfaitement visible sur la Figure IV-7 où nous comparons la distribution de $\langle n \rangle$ en fonction de p_{inc} pour les interactions $\bar{p}p$, $\bar{p}n$ et pp . Nous notons que nos valeurs se situent entre celles issues des données $\bar{p}p$ et pp .

Signalons que toutes les quantités $\langle n \rangle$, $\langle n^2 \rangle$, etc... ainsi que leurs erreurs sont calculées par une méthode de Monte Carlo à partir des valeurs des sections efficaces topologiques et de leurs erreurs. Pour ce faire, nous générons les quantités utiles au calcul selon une distribution gaussienne dont la valeur centrale correspond à la valeur de ces quantités et dont l'écart type est égal à l'erreur sur cette quantité. Les données $\bar{p}p$ et pp disponibles furent traitées de façon identique pour calculer les différentes quantités utiles et leurs erreurs permettant de ce fait une meilleure comparaison avec nos résultats.

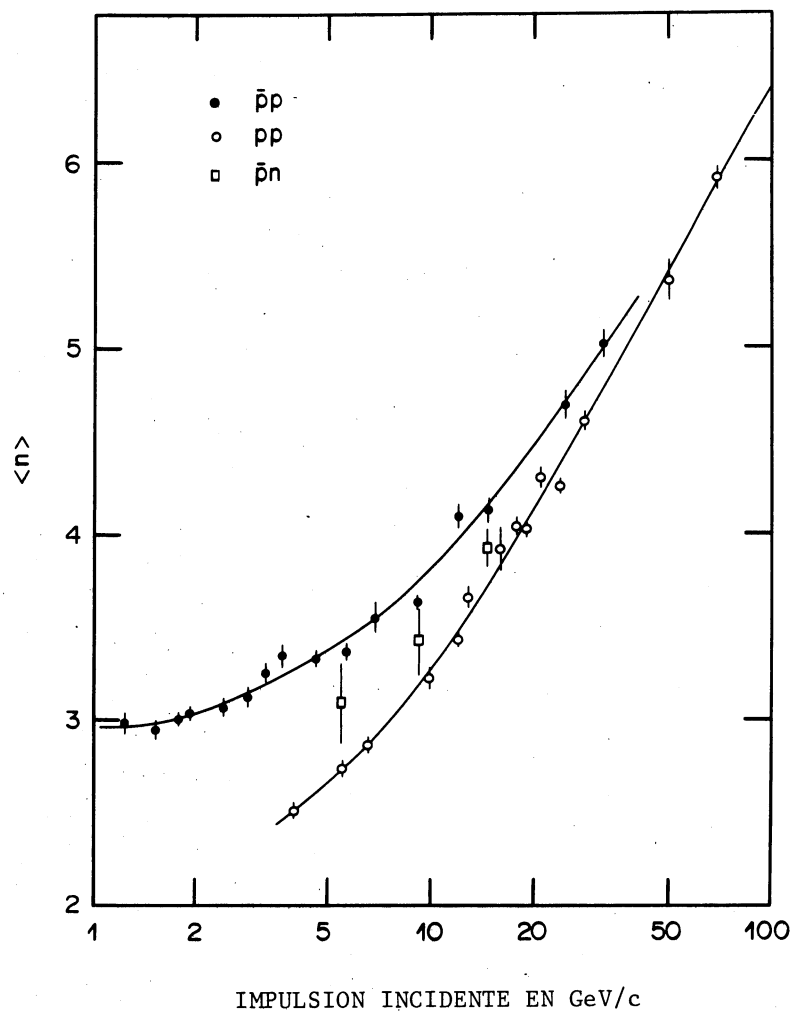


Figure IV-7 - Comparaison entre la multiplicité chargée moyenne $\langle n \rangle$ des interactions pp , $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ en fonction de l'impulsion incidente. Les courbes en trait plein relient les points expérimentaux $\bar{p}p$ et pp .

	5,55 GeV/c	9,3 GeV/c	14,6 GeV/c
$\langle n \rangle$	$3,09 \pm 0,23$	$3,43 \pm 0,19$	$3,92 \pm 0,10$
$c_2 = \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2}$	$1,36 \pm 0,06$	$1,41 \pm 0,05$	$1,34 \pm 0,02$
$c_3 = \frac{\langle n^3 \rangle}{\langle n \rangle^3}$	$2,23 \pm 0,25$	$2,42 \pm 0,21$	$2,14 \pm 0,09$
$c_4 = \frac{\langle n^4 \rangle}{\langle n \rangle^4}$	$4,11 \pm 0,74$	$4,72 \pm 0,66$	$3,88 \pm 0,25$
$D = \left[\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 \right]^{1/2}$	$1,84 \pm 0,05$	$2,18 \pm 0,05$	$2,28 \pm 0,05$
$\frac{\langle n \rangle}{D}$	$1,68 \pm 0,16$	$1,57 \pm 0,10$	$1,72 \pm 0,06$
$f_2 = D^2 - \langle n \rangle$	$0,30 \pm 0,37$	$1,34 \pm 0,32$	$1,30 \pm 0,25$

TABLEAU IV.10 - Valeurs expérimentales de différentes quantités statistiques issues des interactions $\bar{p}n$ à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c

Les quantités statistiques calculées à partir des sections efficaces topologiques σ_m telles que $\langle n \rangle, c_q = \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$ ($q = 2, 3, 4$) les moments réduits d'ordre q , la dispersion D et le facteur de corrélation f_2 sont reportés dans le Tableau IV.10. Toutes ces grandeurs ont été recalculées en affectant une erreur systématique de $\pm 5\%$ aux différentes valeurs de σ_m , ceci pour estimer les effets des erreurs de ce type introduites lors du choix de la fonction d'onde de Hulthén (cf. IV.1.c.γ). Les résultats trouvés (Tableau IV.11) couvrent alors un domaine plus petit que celui des erreurs attribuées à chaque quantité du Tableau précédent.

Nous notons que la dispersion $D = [\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2]^{1/2}$ ainsi que le facteur de corrélation $f_2 = D - \langle n \rangle$ augmentent avec n et par conséquent avec p_{inc} dans le cas des interactions $\bar{p}n$. Nous avons représenté sur la Figure IV-8 la dispersion D en fonction de la multiplicité chargée moyenne $\langle n \rangle$ pour les données $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$. Pour une valeur donnée de $\langle n \rangle$ nous constatons que la dispersion de la multiplicité chargée moyenne $\bar{p}n$ est plus grande que celle obtenue à partir de $\langle n \rangle$ des interactions $\bar{p}p$. En d'autres termes, il apparaît que pour une valeur de p_{inc} la dispersion est plus grande pour $\bar{p}n$ que pour $\bar{p}p$, alors que pour la multiplicité chargée moyenne, nous avons la situation inverse. Une étude plus détaillée serait certainement nécessaire pour voir si les différences observées entre les résultats des interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ pour $\langle n \rangle$ et $\langle D \rangle$ dépendent du mécanisme de production ou peuvent être expliquées par le fait que nous disposons de deutons cibles.

	5,55 GeV/c -5% +5%	9,3 GeV/c -5% +5%	14,6 GeV/c -5% +5%
$\langle n \rangle$	2,98 - 3,19	3,31 - 3,55	3,77 - 4,06
c_2	1,39 - 1,34	1,44 - 1,38	1,38 - 1,31
c_3	2,35 - 2,12	2,57 - 2,30	2,29 - 2,02
c_4	4,49 - 3,79	5,22 - 4,35	4,31 - 3,53
D	1,85 - 1,82	2,19 - 2,17	2,31 - 2,24
$\langle n \rangle / D$	1,61 - 1,75	1,51 - 1,64	1,63 - 1,82
f_2	0,45 - 0,14	1,51 - 1,16	1,57 - 0,95

TABLEAU IV.11 - Domaine de variation des quantités statistiques pour une erreur systématique de $\pm 5\%$ sur les sections efficaces topologiques.

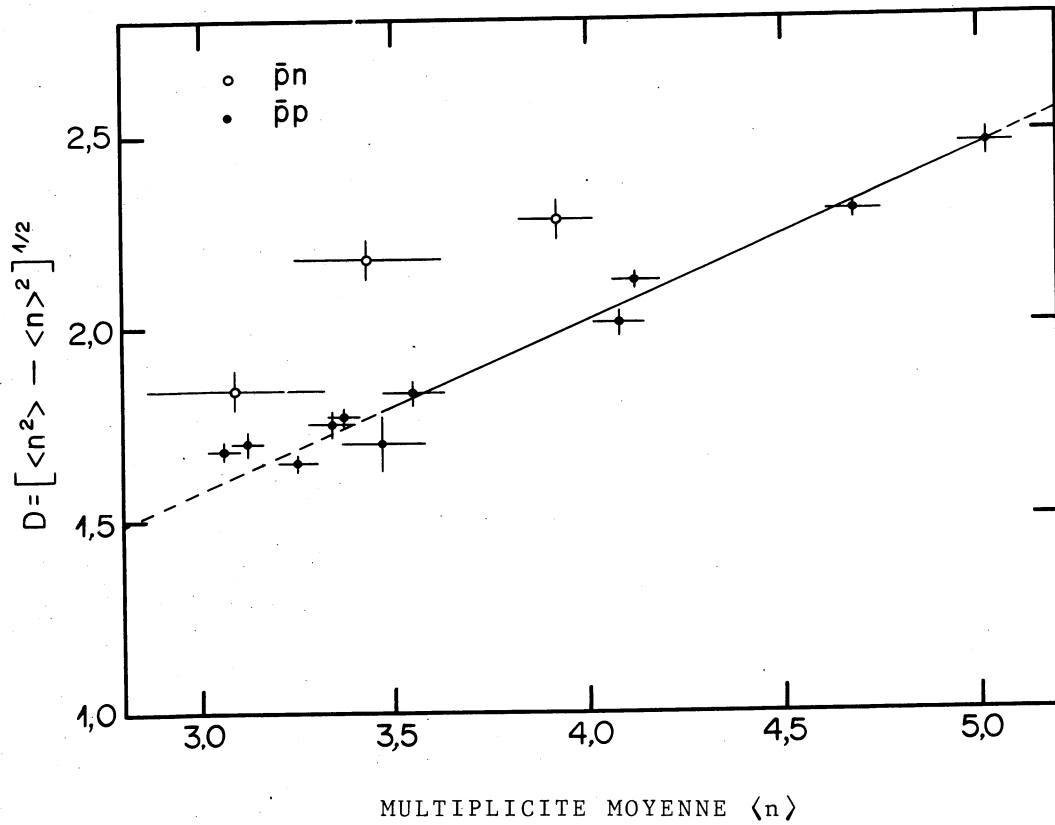


Figure IV-8 - Dispersion D de la multiplicité chargée en fonction de sa valeur moyenne $\langle n \rangle$ pour nos résultats et ceux issus des interactions $\bar{p}p$. Pour l'ajustement par une droite des données $\bar{p}p$ dans la région $\langle n \rangle > 3,5$ nous ne tenons compte que des erreurs sur la quantité D .

IV.3. INVARIANCE D'ECHELLE DE Koba - NIELSEN - OLESEN ET MODELES

A. L'invariance d'échelle de KNO

Du Tableau IV.10 il ressort que les moments réduits $c_q = \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$ ($q = 2, 3, 4$) ainsi que le rapport $\langle n \rangle / D$ sont sensiblement indépendants de l'impulsion incidente. Ceci est équivalent à l'invariance d'échelle (KNO) prédite par Koba, Nielsen et Olesen⁽³²⁾ sur la base de l'invariance d'échelle de Feynman⁽³³⁾. La règle d'invariance de KNO pour $s \rightarrow \infty$ dit que la probabilité p_n s'exprime par :

$$P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} \rightarrow \frac{1}{\langle n \rangle} \Psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right)$$

où Ψ est une fonction ne dépendant que de la variable $n/\langle n \rangle$.

Cette expression s'obtient aisément si l'on exprime les moments c_q sous la forme intégrale suivante :

$$\frac{\langle n^q \rangle}{\langle n \rangle^q} = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \sum_n n^q \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} \rightarrow \int \frac{n^q}{\langle n \rangle^q} \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} d \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right)$$

Pour que l'expression sous le signe $\int$ soit indépendant de l'énergie et donc de $\langle n \rangle$ ($\langle n \rangle \sim \sqrt{s}$) il faut que $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in}$ soit une fonction de $n/\langle n \rangle$ uniquement.

En effet, par définition la distribution de probabilité $P_n = \sigma_n / \sigma_{in}$ en fonction de n est normalisée à 1. Si l'on choisit comme unité sur l'axe des abscisses la quantité $n/\langle n \rangle$ et si l'on porte en ordonnée la quantité $\Psi(n/\langle n \rangle) = \langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in}$ alors :

$$\sum_{n/\langle n \rangle} \langle n \rangle P_n = 1$$

et la fonction $\Psi(z)$, $z = n/\langle n \rangle$, est alors normalisée à 1.

Pour vérifier l'invariance d'échelle de KNO, nous avons porté sur la Figure IV-9 la représentation de $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in}$ en fonction de $n/\langle n \rangle$ pour nos données. Les courbes sur cette figure sont des ajustements des données pp ⁽³⁴⁾ (courbe en trait plein) et des données $\bar{p}p$ ⁽³⁵⁾ (courbe en traits pointillés). Nous voyons que nos points dévient assez fortement par rapport aux deux courbes et que ce désaccord est surtout important pour les hautes multiplicités.

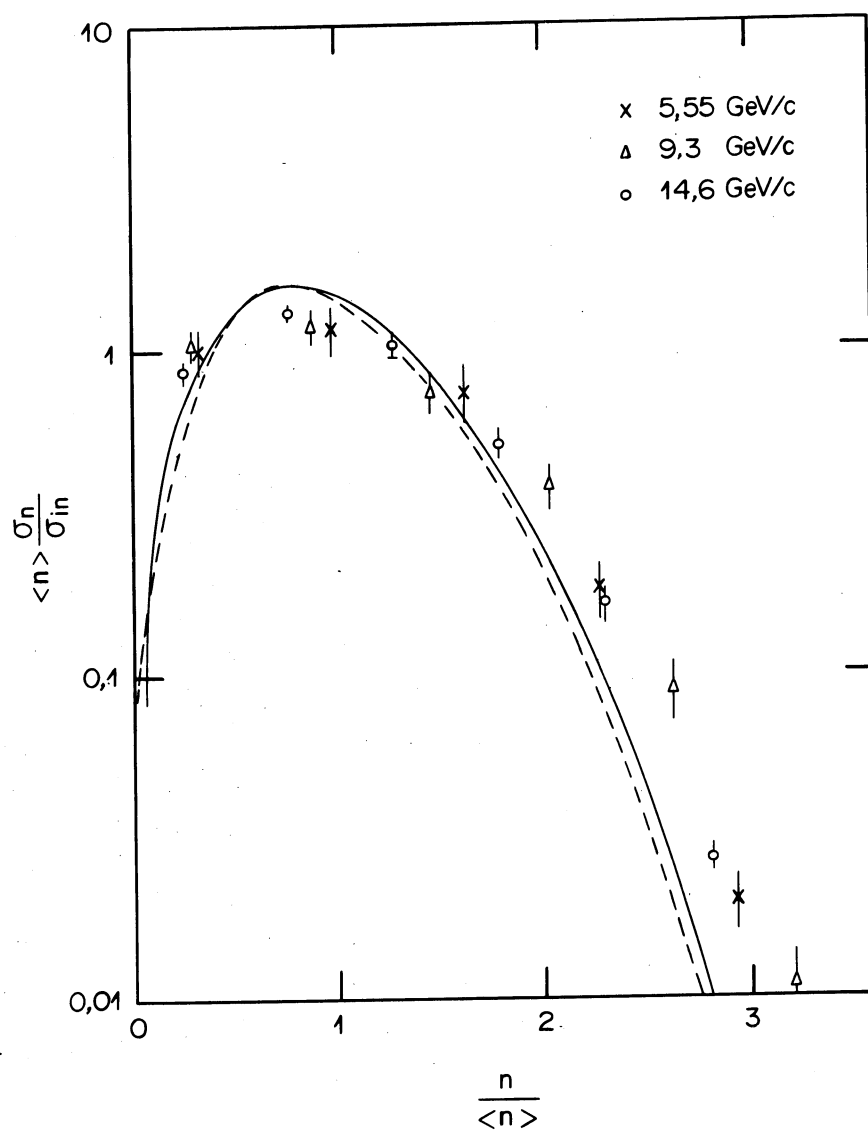


Figure IV-9 - Distribution de $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in}$ en fonction de $n / \langle n \rangle$ pour les interactions $\bar{p}n$ à 5,55 , 9,3 et 14,6 GeV/c. Les courbes en traits pleins et en pointillés sont obtenues par ajustement des données pp et $\bar{p}p$ (voir texte).

En fait, l'invariance d'échelle de KNO ne semble pas atteinte aux énergies utilisées ici car les données, bien qu'elles soient assez bien décrites par une fonction $\Psi(z)$, le sont toutes par des fonctions différentes selon les types de particules incidentes. Il semble que si l'invariance de KNO existe réellement, elle n'est pas vérifiée par les données actuelles car il n'existe pas de fonction $\Psi_\infty(r)$ universelle.

Certains auteurs⁽³⁶⁾ ont suggéré que l'invariance d'échelle de KNO était une conséquence du fait que $\langle n \rangle / D$ soit une constante. Pour les interactions pp les données obéissent à la règle empirique de Wroblewski-Malhotra^(37,38) qui dit que :

$$D = c \langle n \rangle - c'$$

c et c' étant des paramètres qui dans un domaine de 4 à 70 GeV/c d'impulsion incidente ont pour valeur :

$$c = c' = 0,58 \pm 0,01$$

La quantité $\langle n \rangle / D$ est alors décroissante en fonction de l'impulsion incidente. La règle d'invariance d'échelle de KNO serait alors une conséquence de la règle de Wroblewski - Malhotra au premier ordre.

Un ajustement des données $\bar{p}p$ (Figure IV-8) de la forme $D = c \langle n \rangle - c'$ dans le domaine $\langle n \rangle > 3,5$ (correspondant à $P_{inc} > 6,9$ GeV/c) nous donne les valeurs suivantes :

$$c = 0,44 \pm 0,02$$

$$c' = -0,54 \pm 0,24$$

Ces valeurs sont très différentes de celles obtenues dans les interactions pp. Dans le cas $\bar{p}n$, nous ne disposons pas d'assez de points pour procéder à un ajustement significatif. Il semblerait alors que cette différence pour $D/\langle n \rangle$ puisse expliquer l'écart observé entre les données pp, $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ sur la Figure IV-9. Mais ceci peut refléter des effets physiques liés à la particule incidente et dans notre cas au fait que la particule cible soit un neutron faiblement lié.

B. Modèles à composantes multiples

L'étude des distributions inclusives et des réactions exclusives tente de mettre en évidence les contributions de différents processus au mécanisme de production, notamment la dissociation diffractive, la production "centrale" de pions (pionisation) ou l'annihilation. Chacun de ces processus doit contribuer pour une certaine fraction de σ_n , mais en fait nous observerons la somme de tous ces effets.

Une approche de ce mécanisme de production peut être faite par le modèle à deux composantes, à savoir : la dissociation diffractive qui apporte une contribution constante aux canaux de basse multiplicité surtout, et les interactions non diffractives (pionisation) caractérisées par une multiplicité moyenne qui croît en $\log s$ quand l'énergie au carré s dans le centre de masse augmente. Dans ce cas, il a été montré que les données des interactions proton-proton obéissent à la relation⁽³⁹⁾ :

$$\frac{f_2^P}{\langle n_p \rangle^2} \approx \frac{\alpha_d}{\alpha_\pi} - \frac{|A|}{\langle n_p \rangle} \quad (\text{Eq. IV.1}) \quad (\text{cf. Appendice IV})$$

Dans cette expression f_2^P et $\langle n_p \rangle$ sont respectivement le facteur de corrélation et la multiplicité moyenne chargée correspondant au nombre de paires de particules chargées produites ; pour les interactions $\bar{p}n$ nous avons $n_p = \frac{n-1}{2}$ et $n_{\bar{p}} = \frac{n-2}{2}$ pour les interactions pp , n étant le nombre total de particules chargées produites. Les termes α_π et α_d sont les contributions au mécanisme de production de la pionisation et de la dissociation diffractive respectivement, et $|A|$ est un paramètre dépendant de α_π et α_d . Le facteur de corrélation s'exprime en fonction de la dispersion de la quantité n_p dont la valeur moyenne est $\langle n_p \rangle$ par :

$$f_2^P = D^2 - \langle n_p \rangle = \langle n_p^2 \rangle - \langle n_p \rangle^2 - \langle n_p \rangle$$

Pour les interactions $\bar{p}N$, la situation est plus compliquée car, en plus des mécanismes de pionisation et de dissociation diffractive, il faut tenir compte de l'annihilation. Si l'on suppose que les trois mécanismes n'interfèrent pas entre eux, le moment f_2^P peut s'écrire :

$$f_2^P = \alpha_\pi f_\pi + \alpha_d f_d + \alpha_a f_a + \alpha_\pi \alpha_d [\langle n_\pi \rangle - \langle n_d \rangle]^2 + \alpha_\pi \alpha_a [\langle n_\pi \rangle - \langle n_a \rangle]^2 + \alpha_a \alpha_d [\langle n_a \rangle - \langle n_d \rangle]^2$$

où les indices π , d et a représentent les contributions au mécanisme de production de la pionisation, de la dissociation diffractive et de l'annihilation.

Si dans la formule précédente nous supposons que $\langle n_\pi \rangle \sim \langle n_a \rangle$ et que $\langle n_{\pi,a} \rangle \gg \langle n_d \rangle$ nous obtenons :

$$\frac{f_2^P}{\langle n_p \rangle^2} \approx B - \frac{|A|}{\langle n_p \rangle} \quad (\text{Eq. IV.2}) \quad (\text{cf. Appendice IV})$$

A et B étant des paramètres dépendant de α_a , α_π et α_d .

Nous remarquons sur la Figure IV-10 que les données $\bar{p}N$ ne suivent pas une telle loi. Par contre, si l'on représente la quantité $f_2^-/\langle n_- \rangle^2$ en fonction de $1/\langle n_- \rangle$, toutes les variables étant calculées à partir du nombre de particules négatives produites, nous notons que les données $\bar{p}N$ se placent sur une droite (Fig. IV-1b). Un ajustement des points issus des interactions $\bar{p}p$ dans l'intervalle $0,4 < 1/\langle n_- \rangle < 0,7$ peut s'écrire :

$$\frac{f_2^-}{\langle n_- \rangle^2} = (0,17 \pm 0,01) - \frac{0,82 \pm 0,02}{\langle n_- \rangle}$$

Ces résultats sont similaires à ceux trouvés pour les interactions pp en considérant $n_p = n_-$ et s'expliquent aussi par le fait que l'on peut exprimer f_2^- en fonction du moment réduit d'ordre 2 et de $\langle n_- \rangle$, conduisant à une expression linéaire en $1/\langle n_- \rangle$ pour la quantité $f_2^-/\langle n_- \rangle^2$:

$$\frac{f_2^-}{\langle n_- \rangle^2} = c_2 - 1 - \frac{1}{\langle n_- \rangle}$$

Pour les interactions $\bar{p}p$ la valeur de c_2 est de l'ordre de $1,25^{(40)}$ et notre ajustement vérifie bien la relation précédente. Par contre, il n'existe pas une telle structure pour les points issus des interactions $\bar{p}n$, car l'expression de $f_2^-/\langle n_- \rangle^2$ calculée dans ce cas comporte en plus un terme en $1/\langle n_- \rangle^2$ et nous ne disposons que de trois valeurs. Une étude systématique des interactions $\bar{p}n$ en vue de la détermination de la multiplicité chargée moyenne serait nécessaire pour pouvoir en extraire plus d'information.

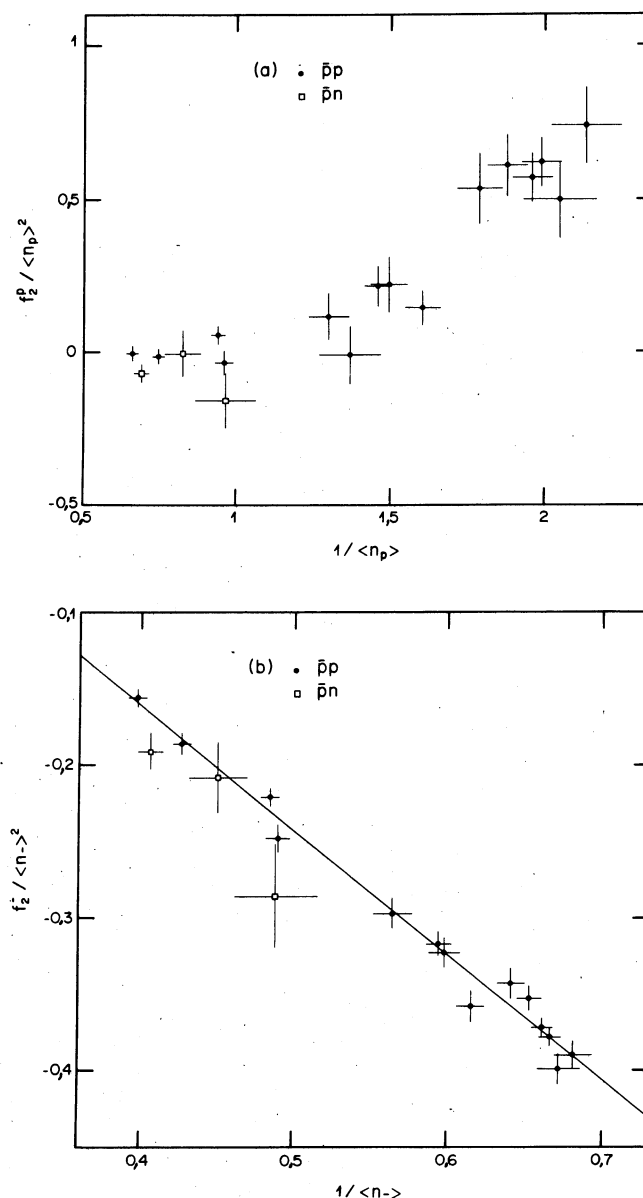


Figure IV-10 - a) Distribution de $f_2^p / \langle n_p \rangle^2$ en fonction de $1 / \langle n_p \rangle$ calculée à partir des données $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$. Cette quantité est calculée à partir du nombre de paires chargées n_p produites dans les interactions $\bar{p}p$ ($n_p = (n-2)/2$) et dans les interactions $\bar{p}n$ ($n_p = (n-1)/2$).

b) La même distribution calculée à partir du nombre de particules sortantes de charge négative.

C O N C L U S I O N

L'obtention d'un faisceau séparé d'antiprotons à 14,6 GeV/c nous a permis de poursuivre les études des interactions $\bar{p}d$ entreprises à énergies plus basses. Nous avons ainsi pu effectuer l'analyse, soit de réaction cohérentes avec un deuton sortant, soit de réactions sur neutron cible avec alors, un proton spectateur dans l'état final. Bien que la statistique obtenue soit faible, les études entreprises présentent un grand intérêt car il n'existe pas de données $\bar{p}d$ entre 9 et 100 GeV/c d'impulsion incidente.

A 14,6 GeV/c la sélection des événements a présenté de notables difficultés par suite de la compétition de nombreuses hypothèses. Bien que les événements avec deuton sortant simulent assez facilement des événements avec proton spectateur et neutron, nous avons pu isoler un échantillon d'événements attribués à la réaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$. Après avoir corrigé les pertes faites au cours du dépouillement, nous obtenons une section efficace de $0,30 \pm 0,07$ mb. Une comparaison avec les sections efficaces des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ et $pd \rightarrow pd\pi^+\pi^-$ a montré que les valeurs obtenues variaient peu dans le domaine de 3,5 à 15 GeV/c et ne dépendaient pas de la particule incidente.

La réaction étudiée est principalement dominée par la production de la résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) pour laquelle nous avons déterminé les éléments de la matrice densité ; les résultats sont compatibles avec un modèle d'échange de pion. Nous avons de même observé l'effet d^* , lequel ne peut pas être interprété comme une résonance. En effet, comme cela a été vu dans d'autres expériences, le deuton venant du d^* est émis de façon anisotrope dans le système du centre de masse du système ($d\pi$).

Nous avons constaté une accumulation dans la région des faibles masses $M_{p\pi^+\pi^-}$ déviant fortement par rapport à la prédiction de l'espace de phase statistique modifié pour tenir compte des faibles moments de transferts $|t_d|$. Ceci nous a suggéré d'examiner le processus de dissociation diffractive de la particule incidente ($\bar{p} \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$). Dans le cas d'un tel mécanisme nous avons examiné si nos données étaient compatibles avec la conservation de l'hélicité dans le canal s ou t ; toutefois la faible statistique de notre échantillon ne nous a pas permis de donner une conclusion.

Pour l'étude de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ nous avons contrôlé la validité de notre échantillon à l'aide des critères résultant de l'Approximation d'Impulsion et de l'utilisation de la fonction d'onde de Hulthén pour décrire le comportement des nucléons à l'intérieur du noyau de deutérium. Nous avons ainsi obtenu un échantillon d'événements conduisant à une section efficace $\sigma_{\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-} = (0,73 \pm 0,05)\text{mb}$. Le caractère périphérique de cette réaction est comparé avec celui de la réaction $pn \rightarrow pp\pi^-$ à 14,6 GeV/c qui présente un comportement analogue. Nous avons noté une importante production de résonance $\bar{\Delta}^{--}$ (1236) mais aucune présence de la résonance Δ^0 . La section efficace du canal $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ est évaluée à $(0,13 \pm 0,03)\text{mb}$. Une comparaison des sections efficaces $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ et $\bar{p}n \rightarrow \bar{\Delta}^{--}p$ pour des impulsions incidentes comprises entre 3,5 et 15 GeV/c nous montre que celles-ci sont décroissantes de la forme P_{lab}^{-n} avec $n = 0,97 \pm 0,07$ et $n = 2,13 \pm 0,14$ respectivement pour les deux réactions.

Une des caractéristiques essentielles de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$ consiste dans la mise en évidence du phénomène de dissociation diffractive du neutron cible dont nous avons examiné certaines caractéristiques. En particulier, nous avons vérifié la dépendance du moment de transfert en fonction de la masse du système diffractif. Le mécanisme étudié pouvant être expliqué par un modèle d'échange de trajectoire de Regge possédant les nombres quantiques du vide, nous avons pu vérifier l'hypothèse de la factorisation en comparant nos résultats avec ceux de la réaction $\pi^-n \rightarrow \pi^-p\pi^-$. Dans la limite des statistiques obtenues dans les deux expériences, la dissociation diffractive du neutron cible est bien indépendante de la particule incidente. Nous avons pu vérifier que pour les interactions issues des mécanismes de dissociation diffractive nos données étaient compatibles avec la conservation de l'hélicité dans le canal t.

L'existence dans notre laboratoire de résultats de plusieurs expériences de chambre à bulles utilisant du deutérium nous a permis d'évaluer pour trois impulsions incidentes différentes la multiplicité chargée moyenne des interactions antiproton-neutron. L'utilisation du deutérium comme cible de neutrons pose de nombreux problèmes, mais à l'aide du modèle de l'Approximation d'Impulsion et de la fonction d'onde de Hulthén nous avons pu évaluer les sections efficaces topologiques $\bar{p}n \rightarrow m$ particules chargées. Nous avons ainsi pu calculer la multiplicité moyenne chargée produite dans les interactions $\bar{p}n$ pour lesquelles il n'existait aucun résultat relatif à cette quantité. Or dans une telle étude dépendant du modèle utilisé pour décrire le deuton, il n'est pas aisé d'évaluer, pour une con-

figuration donnée, le nombre d'événements avec proton spectateur. De même, à cause de la nature de la cible, la valeur de la section efficace inélastique $\bar{p}n \rightarrow 1$ branche ne peut pas être calculée directement à partir des données expérimentales.

Comme pour les interactions pp et $\bar{p}p$ à haute énergie, la multiplicité moyenne $\bar{p}n$ croît en fonction de l'impulsion incidente et s'insère entre les valeurs issues des réactions pp et $\bar{p}p$. Le rapport $\langle n \rangle / D$, sensiblement constant aux trois impulsions, nous a suggéré de vérifier l'hypothèse de l'invariance d'échelle de KNO (Koba - Nielsen - Olesen). Les données actuelles ($\bar{p}p$, pp et les nôtres) ont bien le comportement attendu pour $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in} = \Psi(n / \langle n \rangle)$ mais il n'existe pas, dans le domaine d'énergies utilisées, une fonction universelle pouvant décrire simultanément les données $\bar{p}p$, pp et $\bar{p}n$. Pour les interactions $\bar{N}N$ un modèle simple à trois composantes (dissociation diffractive, pionisation et annihilation) n'a pu donner une bonne description des interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}n$ dans le cas où les particules chargées sont supposées être émises par paires. Par contre, une régularité a été observée lorsque l'on considère uniquement les particules négatives issues des interactions $\bar{p}p$, ceci étant simplement dû au fait que pour ces réactions le moment réduit d'ordre deux ($\langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$) est sensiblement indépendant de l'impulsion incidente.

Les résultats obtenus à 5,55, 9,3 et 14,6 GeV/c nous incitent à poursuivre cette étude à des énergies différentes, en particulier à partir d'une expérience $\bar{p}d$ de grande statistique dont les impulsions incidentes s'échelonnent entre 3,5 et 5 GeV/c.

A P P E N D I C E I

RELATIONS ENTRE LES IMPULSIONS DU PROTON ET DU NEUTRON SIMULANT UN DEUTON DANS L'ÉTAT FINAL

La perte d'énergie par unité de longueur dE/dx pour une particule en mouvement dans un milieu, caractérisé par une constante K , est inversement proportionnelle au carré de sa vitesse β et peut s'écrire⁽⁴⁶⁾ :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K}{\beta^2} = K \left(1 + \frac{m^2}{p^2} \right) \quad (\text{A.I.1})$$

où m et p sont respectivement la masse et l'impulsion de la particule.

Dans notre cas, nous considérons soit un deuton soit un proton de recul s'arrêtant dans la chambre et dont l'impulsion est faible devant la masse de la particule. Elle est de l'ordre de quelques 100 MeV par rapport à 1 ou 2 GeV. Nous pouvons faire l'approximation $p \ll m$ et l'équation (A.I.1) devient :

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{m^2}{p^2} \quad (\text{A.I.2})$$

La particule qui s'arrête effectue un parcours ℓ donné par :

$$\ell = \int_E^m \frac{dE}{-dE/dx} \approx -\frac{1}{K} \int_p^0 \frac{p/m dp}{m^2/p^2} = \frac{m}{4K} \left(\frac{p}{m} \right)^4 \quad (\text{A.I.3})$$

L'impulsion de la particule en fonction de son parcours dans le milieu et de sa masse s'écrit alors :

$$p \approx (4K \ell)^{1/4} m^{3/4}$$

Lorsque la trace du deuton s'arrêtant dans la chambre est confondue avec celle d'un proton, l'impulsion de ce faux proton, à parcours égal, sera inférieure à celle du deuton qu'il simule. Le rapport des modules des impulsions du deuton et du proton s'exprime alors en fonction de leurs masses et a pour valeur :

$$\frac{p_d}{p_p} = \left(\frac{m_d}{m_p} \right)^{3/4} \approx 1,68$$

Lorsque, par ajustement cinématique, un deuton est confondu avec un système proton-neutron, ce dernier, pour assurer la conservation de l'impulsion, devra avoir une impulsion p_n dont le module est tel que :

$$p_n = p_d - p_p = p_d \left(1 - \left(\frac{m_p}{m_d} \right)^{3/4} \right)$$

tandis que :

$$p_p = p_d \left(\frac{m_p}{m_d} \right)^{3/4}$$

On peut alors obtenir la valeur du rapport des modules du faux neutron et du proton simulant un deuton :

$$\boxed{\frac{p_n}{p_p} \approx 0,68}$$

A P P E N D I C E I I

LE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE PAR ÉVÉNEMENT

A partir de la formule de la section efficace valable pour une cible mince, nous devons corriger cette expression pour tenir compte :

- 1). des interactions des particules incidentes dans une chambre de grandes dimensions,
- 2). de l'inclinaison et de la courbure des traces incidentes,
- 3). du fait que les traces incidentes ne sont pas toujours comptées à l'entrée de la plage d'abscisses utilisée pour calculer la section efficace.

Pour une réaction donnée, la section efficace σ_{α} peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{\alpha} = \frac{N_{\alpha} 10^{27}}{N_D N_{inc}} \text{ mb} \quad (\text{A II.1})$$

Dans cette formule, valable dans le cas de l'approximation des cibles minces, N_{α} est le nombre d'événements appartenant au canal de réaction α et N_{inc} le nombre de particules incidentes pénétrant dans le volume fiduciel. N_{inc} est évalué en relevant le nombre de traces incidentes au cours du dépouillement, en général toutes les deux photographies. N_D est le nombre de noyaux cibles par cm^2 et s'écrit :

$$N_D = 2 \frac{N \rho \ell}{2A}$$

avec $N = 6,023 \cdot 10^{23}$, le nombre d'Avogadro

$\rho = 0,1423 \pm 0,0001 \text{ g/cm}^3$, la masse volumique du deutérium liquide dans les conditions de l'expérience

$A = 2,01471 \text{ g}$, la masse atomique du deutérium

ℓ est la longueur parcourue par les particules incidentes dans le volume fiduciel considéré.

En remplaçant N_D par sa valeur dans l'équation AII.1, nous obtenons :

$$\sigma_{\alpha} = N_{\alpha} \frac{A 10^{27}}{N_{\rho} \ell N_{inc}} \quad (A II.2)$$

La quantité $\frac{A 10^{27}}{N_{\rho}}$ qui est une constante dépendant du milieu utilisé comme cible pour une expérience donnée sera toujours notée B par la suite.

La section efficace par événement, qui est un paramètre lié à l'expérience elle-même et non à une réaction particulière étudiée s'exprime alors par :

$$\sigma_{ev} = \frac{B}{\ell N_{inc}}$$

Le facteur ℓN_{inc} représente la longueur totale parcourue par les particules incidentes si celles-ci n'avaient pas interagi. Pour tenir compte des interactions des particules incidentes dans la chambre nous devons remplacer ℓN_{inc} par :

$$L = \int_0^{\ell} N_{inc}(x) dx$$

$N_{inc}(x)$ est alors le nombre de particules incidentes en fonction de la distance x parcourue par celles-ci dans le volume fiduciel. Par définition $x=0$ ($x=\ell$) à l'entrée (à la sortie) de ce dernier, ce qui implique que $N_{inc}(0) = N_{inc}$ évalué par comptage.

1). Expression de $N_{inc}(x)$

L'atténuation du flux incident dans un domaine d'épaisseur infinitésimale dx situé à une distance x de l'entrée du volume fiduciel est donné par le nombre total $N_t(x)$ d'interactions dans ce domaine :

$$dN_{inc}(x) = -N_t(x) \quad (A II.3)$$

Mais $N_t(x)$ s'exprime en fonction de la section efficace totale σ_t dans l'élément de volume $\ell = dx$, à l'aide de l'expression AII.2 par :

$$N_t(x) = \frac{\sigma_t}{B} N_{inc}(x) dx$$

où σ_t est la section efficace totale $\bar{\sigma}_t$ déterminée le plus souvent par interpolation linéaire des valeurs disponibles issues d'expériences réalisées dans le but de mesurer cette quantité difficilement accessible par la technique de chambre à bulles.

L'équation AII.3 devient :

$$\frac{d N_{inc}(x)}{N_{inc}(x)} = - \frac{\sigma_t}{B} dx$$

L'intégration de cette équation différentielle avec la condition $N_{inc}(0) = N_{inc}$ nous donne :

$$N_{inc}(x) = N_{inc} e^{-\frac{\sigma_t}{B} x}$$

Nous pouvons alors effectuer le calcul de L

$$L = \int_0^{\ell} N_{inc}(x) dx = N_{inc} \int_0^{\ell} e^{-\frac{\sigma_t}{B} x} dx$$

$$L = N_{inc} \frac{B}{\sigma_t} \left[1 - e^{-\frac{\sigma_t}{B} \ell} \right]$$

Si l'on tient compte de l'inclinaison et de la courbure des traces incidentes, il faut remplacer ℓ par ℓ' , longueur effectivement parcourue par une particule dans un volume fiduciel de longueur ℓ .

2). Calcul de ℓ'

Les traces incidentes situées dans un plan perpendiculaire au champ magnétique peuvent être considérées comme des arcs de cercles. Connaissant les angles φ_1 et φ_2 que fait une trace incidente avec l'axe $\overline{Ox}$ aux points x_1 et x_2 (abscisses du début et de la fin du volume fiduciel), nous pouvons exprimer ℓ' en fonction du rayon de courbure R par (Figure AII-1) :

$$\ell'(x_1, x_2) = (\varphi_2 - \varphi_1) R$$

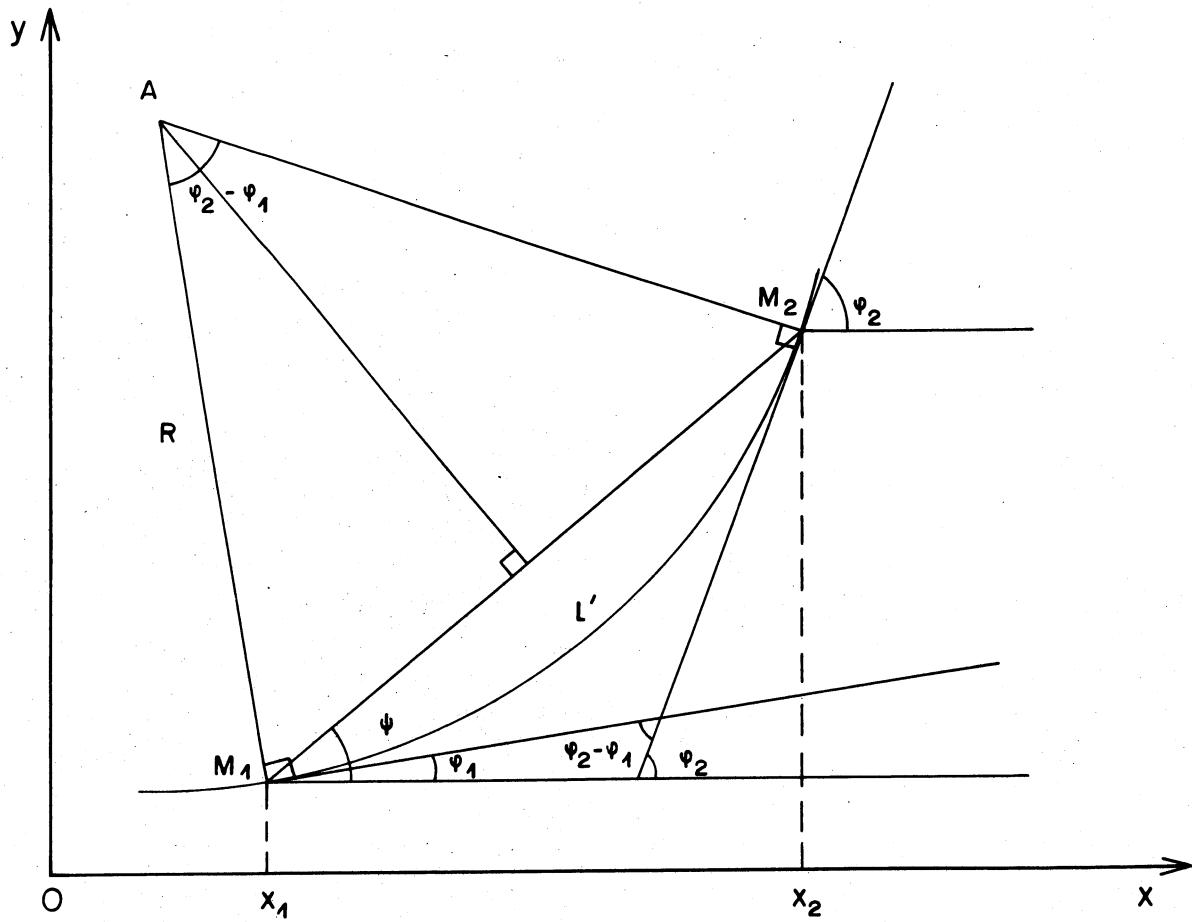


Figure AII-1 - Système de coordonnées et angles utilisés pour le calcul de l'arc de cercle l' ($M_1 M_2$).

La détermination des valeurs φ_1 et φ_2 se fait à l'aide du diagramme à deux dimensions de φ en fonction de l'abscisse x du vertex des événements. Le rayon de courbure R peut être déterminé soit à l'aide de la relation (Chapitre I.2)

$$p = 0,3 RH$$

soit directement à partir des mesures de φ_1 et φ_2 .

Nous voyons sur la Figure AII-1 que nous pouvons écrire :

$$M_1 M_2 = 2R \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}$$

$$x_2 - x_1 = M_1 M_2 \cos \Psi$$

avec

$$\Psi = \varphi_1 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$$

Alors

$$M_1 M_2 = \frac{x_2 - x_1}{\cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}}$$

Nous obtenons la relation déterminant R :

$$R = \frac{x_2 - x_1}{2 \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}}$$

ainsi que :

$$\ell' = \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)(x_2 - x_1)}{2 \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}}$$

3). Correction de N_{inc}

Dans le cas où les traces incidentes ne sont pas comptées à l'entrée x_1 de la plage d'abscisses utilisée pour calculer la section efficace, nous devons évaluer N'_{inc} en ce point x_1

$$N'_{inc} = N_{inc} e^{-\frac{\sigma_t}{B}(x_1 - x_0)}$$

x_0 est l'abscisse de l'entrée du volume fiduciel

4). Expression de la section efficace par événement

L'équation AII.3 devient :

$$\sigma_{ev} = \frac{B}{L} = \frac{\sigma_t}{N'_{inc}} \left[1 - e^{-\frac{\sigma_t}{B} l} \right]$$

ou en remplaçant B par son expression :

$$\sigma_{ev} = \frac{\sigma_t}{N'_{inc}} \frac{1}{\frac{\sigma_t N \rho l}{A 10^{27}}}$$

A P P E N D I C E III

RÉPARTITION DES ÉVÉNEMENTS PRÉSENTANT UNE INTERACTION SECONDAIRE

Les interactions secondaires de la catégorie d'événements appelée PSIS peuvent être induites par des protons ou des deutons de recul. Nous devons donc tenir compte des sections efficaces pd et dd aux énergies moyennes des traces de recul lors de la répartition de ces événements dans les catégories avec proton spectateur ou avec deuton dans l'état final.

L'examen des distributions des impulsions dans le système du laboratoire des deutons et des protons émis dans des réactions cohérentes et dans des réactions sur neutron conduit à une valeur moyenne de ces impulsions de l'ordre de 280 et de 180 MeV/c respectivement. Les sections efficaces totales dd à 280 MeV/c et pd à 180 MeV/c sont évaluées à 1,58 b et 0,84 b^(41,42,43) (Figure AIII-1). Nous voyons que dans le domaine des impulsions des deutons (100-400 MeV/c) et des protons de recul (100-300 MeV/c) le rapport entre ces deux sections efficaces reste dans le même ordre de grandeur. Donc la probabilité d'interaction d'un deuton de cette énergie est plus grande que celle d'un proton et est dans le rapport $\alpha = \sigma_{dd}/\sigma_{pd}$. Il faut en plus tenir compte du fait que dans l'interaction primaire les deutons et les protons sont produits dans un certain rapport, évalué pour la catégorie des événements reconstruits (Chapitre IV.1.B2).

Soit $\beta = \frac{Nb(d)}{Nb(p)}$ ce rapport. Si N_d et N_p sont les nombres d'événements avec interaction secondaire induite par un deuton et un proton respectivement, tel que :

$$N_d + N_p = N_{IS}$$

N_{IS} étant le nombre total d'événements présentant une interaction secondaire, nous pouvons alors écrire :

$$\frac{N_d}{N_p} = \frac{\sigma_{dd}}{\sigma_{pd}} \times \frac{Nb(d)}{Nb(p)} = \alpha \beta$$

D'où les expressions de N_d et N_p :

$$N_d = \frac{N_{IS}}{1 + \frac{1}{\alpha \beta}} \qquad N_p = \frac{N_{IS}}{1 + \frac{1}{\alpha \beta}}$$

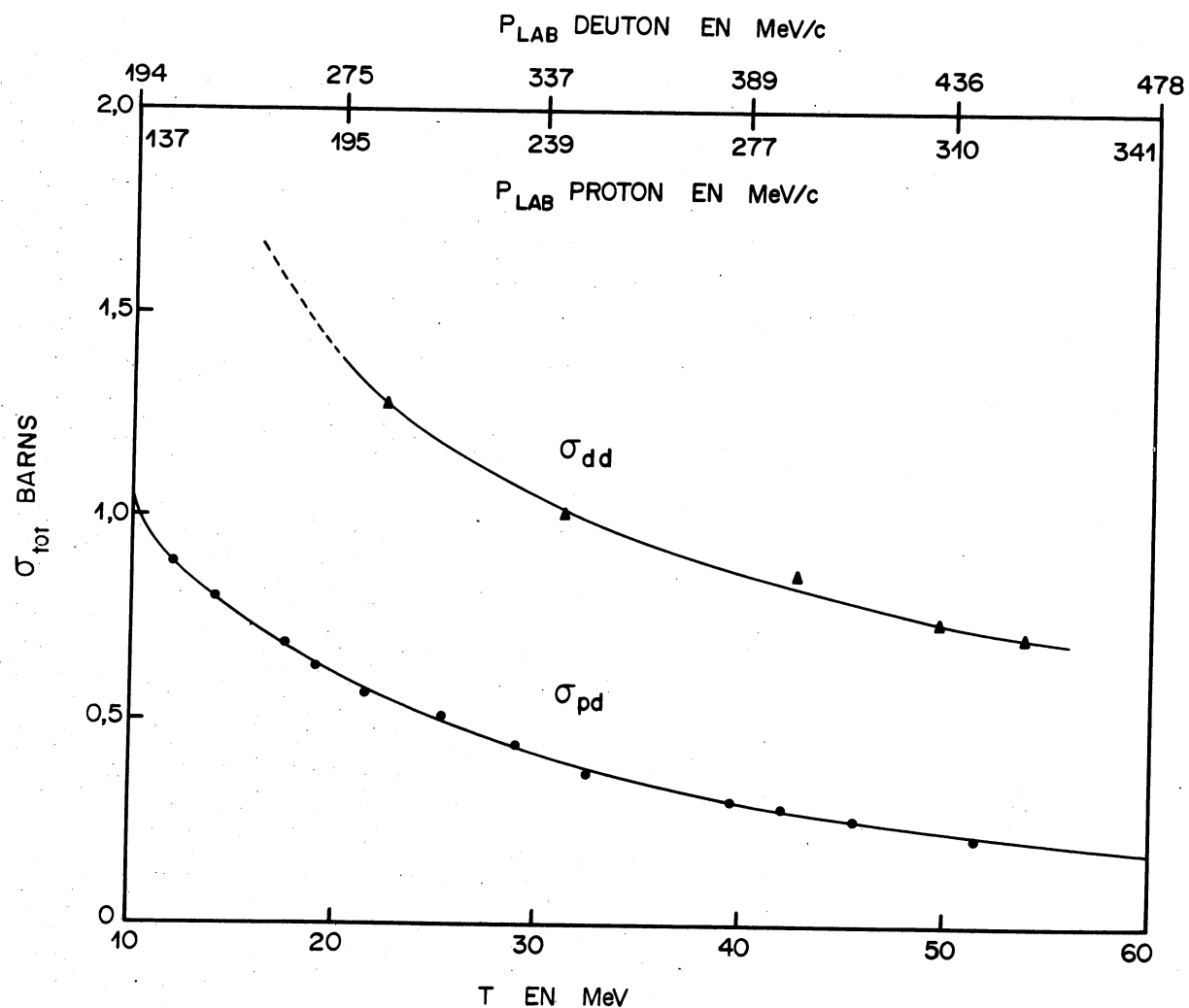
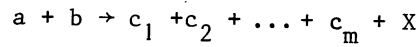


Figure AIII-1 - Sections efficaces totales pd et dd^(41,42,43) en fonction de l'énergie cinétique T et de l'impulsion dans le laboratoire du proton ou du deuteron.

A P P E N D I C E IV

CALCUL DU FACTEUR DE CORRÉLATION

Le facteur de corrélation est défini à partir de la densité associée aux m particules $c_1, c_2 \dots c_m$ produites dans une réaction semi-inclusive



Dans l'espace des moments cette densité s'exprime par :

$$\rho_m(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_m) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_m}$$

où $\vec{p}_i$ représente l'impulsion de la $i^{\text{ème}}$ particule sortante dans un référentiel donné, tandis que σ_{in} est la section efficace inélastique de la réaction $a-b$. La normalisation est telle que :

$$\int \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} d\vec{p}_1 = \langle n \rangle$$

n étant le nombre de particules produites

$$\iint \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 = \langle n(n-1) \rangle$$

Le facteur de corrélation de Mueller f_2 est par définition l'intégrale de la fonction de corrélation à deux particules C_2 :

$$\begin{aligned} f_2 &= \int C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \\ &= \int \rho_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 - \int \rho_1(\vec{p}_1) \rho_2(\vec{p}_2) d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \\ &= \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 \end{aligned}$$

D'où

$$f_2 = \iiint \left[\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} - \frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma}{d\vec{p}_2} \right] d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \quad (\text{A.IV.1})$$

1). Modèle à deux composantes

Dans ce cas on suppose que le mécanisme de production est formé d'une part par le processus de dissociation diffractive et d'autre part par la production centrale de pions de pionisation. Alors la section efficace est la somme des deux termes :

$$\sigma = \sigma_d + \sigma_\pi$$

σ_d et σ_π étant les sections efficaces de dissociation et de pionisation respectivement. On définit ensuite les facteurs de contribution de ces deux processus à la section efficace :

$$\sigma_d = \frac{\sigma_d}{\sigma} \quad \text{et} \quad \sigma_\pi = \frac{\sigma_\pi}{\sigma}$$

Donc :

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} = \frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1} + \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1}$$

Soit A le terme entre les crochets dans l'expression de f_2 (A.IV.1) :

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} + \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} \right) - \frac{1}{\sigma^2} \left(\frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1} + \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1} \right) \left(\frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_2} + \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_2} \right) \\ &= \frac{\alpha_d}{\sigma_d} \frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} - \frac{\alpha_d^2}{\sigma_d^2} \frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_2} + \frac{\alpha_\pi}{\sigma_\pi} \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} - \frac{\alpha_\pi^2}{\sigma_\pi^2} \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_2} \\ &\quad - \frac{\alpha_d \alpha_\pi}{\sigma \sigma_\pi} \left(\frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_2} + \frac{d\sigma_\pi}{d\vec{p}_1} \frac{d\sigma_d}{d\vec{p}_2} \right) \end{aligned}$$

Avec les conditions de normalisation, on obtient :

$$f_2 = \alpha_d \langle n_d (n_d - 1) \rangle + \alpha_\pi \langle n_\pi (n_\pi - 1) \rangle - \alpha_d^2 \langle n_d \rangle^2 - \alpha_\pi^2 \langle n_\pi \rangle^2 - 2\alpha_d \alpha_\pi \langle n_d \rangle \langle n_\pi \rangle$$

n_d et n_π étant le nombre de particules produites par dissociation et par pionisation, respectivement :

$$f_2 = \alpha_d \langle n_d \rangle^2 - \alpha_d \langle n_d \rangle + \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle^2 - \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle - \alpha_d^2 \langle n_d \rangle^2 - \alpha_\pi^2 \langle n_\pi \rangle^2 - 2\alpha_d \alpha_\pi \langle n_d \rangle \langle n_\pi \rangle$$

D'après la définition du facteur de corrélation qui est :

$$f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 - \langle n \rangle$$

on peut écrire :

$$\alpha_d f_d = \alpha_d \langle n_d^2 \rangle - \alpha_d \langle n_d \rangle^2 - \alpha_d \langle n_d \rangle$$

f_d étant alors le facteur de corrélation correspondant au nombre de particules produites par dissociation diffractive. Alors :

$$\begin{aligned} f_2 &= \alpha_d f_d + \alpha_d \langle n_d \rangle^2 + \alpha_\pi f_\pi + \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle^2 - \frac{2}{d} \langle n_d \rangle^2 - \frac{2}{\pi} \langle n_\pi \rangle^2 - 2\alpha_d \alpha_\pi \langle n_d \rangle \langle n_\pi \rangle \\ &= \alpha_d f_d + \alpha_\pi f_\pi + \alpha_d \langle n_d \rangle^2 (1 - \alpha_d) + \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle^2 (1 - \alpha_\pi) \\ &= \alpha_d f_d + \alpha_\pi f_\pi + \alpha_d \alpha_\pi \langle n_d \rangle^2 + \alpha_d \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle^2 - 2\alpha_d \alpha_\pi \langle n_d \rangle \langle n_\pi \rangle \end{aligned}$$

$$f_2 = \alpha_d f_d + \alpha_\pi f_\pi + \alpha_d \alpha_\pi \left[\langle n_d \rangle - \langle n_\pi \rangle \right]^2$$

Avec $\langle n \rangle = \alpha_d \langle n_d \rangle + \alpha_\pi \langle n_\pi \rangle$ on peut écrire :

$$f_2 = \alpha_d f_d + \alpha_\pi f_\pi + \frac{\alpha_d}{\alpha_\pi} \left(\langle n \rangle - \langle n_d \rangle \right)^2$$

En supposant que f_d , α_d et $\langle n_d \rangle$ sont à peu près constants, cette expression peut se mettre sous la forme :

$$\frac{f_2}{\langle n \rangle^2} = \frac{\alpha_d}{\alpha_\pi} + \frac{a}{\langle n \rangle} + \frac{b}{\langle n \rangle^2}$$

qui est l'expression donnée dans le Chapitre IV.3 car $b \approx 0$ pour les données pp⁽³⁹⁾.

2). Modèle à trois composantes

Un raisonnement analogue, mais en supposant qu'en plus de la dissociation diffractive et de la pionisation, le processus d'annihilation est présent, permet d'écrire :

$$\sigma = \sigma_{\pi} + \sigma_d + \sigma_a$$

$$\alpha_d + \alpha_{\pi} + \alpha_a = 1$$

σ_a étant la section efficace d'annihilation et α_a la contribution de ce mécanisme à la section efficace.

Un calcul identique pour f_2 en introduisant les termes supplémentaires dus à σ_a conduit à :

$$f_2 = \alpha_d f_d + \alpha_{\pi} f_{\pi} + \alpha_a f_a + \alpha_d \alpha_{\pi} [\langle n_{\pi} \rangle - \langle n_d \rangle]^2 + \alpha_{\pi} \alpha_a [\langle n_{\pi} \rangle - \langle n_a \rangle]^2 + \alpha_d \alpha_a [\langle n_d \rangle - \langle n_a \rangle]^2$$

Si on suppose que $\langle n_{\pi} \rangle \sim \langle n_a \rangle$ et que $\langle n_{,a} \rangle \gg \langle n_d \rangle$ alors :

$$f_2 = \alpha_f + \alpha_d [\alpha_{\pi} \langle n_{\pi} \rangle^2 - 2\alpha_{\pi} \langle n_{\pi} \rangle \langle n_d \rangle - 2\alpha_a \langle n_d \rangle \langle n_a \rangle + \alpha_a \langle n_a \rangle^2]$$

avec $\alpha f = \alpha_d f_d + \alpha_{\pi} f_{\pi} + \alpha_a f_a$

$$f_2 = \alpha_f + \alpha_d [\langle n \rangle^2 - 2\langle n_d \rangle \langle n \rangle]$$

Alors :

$$\frac{f_2}{\langle n \rangle^2} \approx B - \frac{|A|}{\langle n \rangle}$$

si l'on néglige le terme en $1/\langle n \rangle^2$ et l'on obtient l'équation IV.2.

R é f é r e n c e s b i b l i o g r a p h i q u e s

- 1). D. EVRARD
" Etude des réactions $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à 5,5 GeV/c "
Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg (1970)
- 2). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON,
B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
" Investigation of the $\bar{p}d\pi^+\pi^-$ final state in $\bar{p}d$ coherent
production at 5.5 GeV/c "
Phys. Rev., D2, 1212 (1970)
- 3). P. ANTICH, A. CALLAHAN, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRİ,
L. ETTLINGER, D. FEIOCK, G. GOODMAN, J. HAYNES, R. MERCER, A. PEVSNER,
C. RESVANIS, R. SEKULIN, U. SREEDHAR, R. ZDANIS
" Coherent $\bar{p}d$ interactions and related dissociation reactions
at 7.0 GeV/c "
Nucl. Phys., B29, 327 (1971)
- 4). U. KARSHON, G. YEKUTIELI, D. YAFFE, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, Y. EISENBERG
" Analysis of the reaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ at 7 GeV/c "
Nucl. Phys., B37, 371 (1972)
- 5). D. HOCHMAN, Y. EISENBERG, U. KARSHON, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, D. YAFFE,
G. YEKUTIELI
" The reaction $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ at 11.6 GeV/c "
Nucl. Phys., B68, 301 (1974)
- 6). D. EVRARD, A. FRIDMAN, A.C. HIRSHFELD
" Interpretation of the $d\pi$ enhancement around 2.2 GeV/c² "
Nucl. Phys., B14, 699 (1969)
- 7). N. SCHMITZ, H. PILKUHN, A.M. WETHERELL
Proceedings of the 1965 Easter School for Physicists,
CERN Yellow Report, CERN 65-24 (1965)
- 8). H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLLOT, J.A. MALKO,
G. MAURER, C. VOLTOLINI, W.A. COOPER
" Study of the coherent $\bar{p}d \rightarrow \bar{n}d\pi^-$ reaction at 5.55 GeV/c "
Phys. Rev., D8, 2765 (1973)
- 9). J.W. CHAPMAN, J.W. COOPER, B.P. ROC, D. SINCLAIR, J.C. VANDER VELDE
" Helicity non conservation in the reaction $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$
at 25 GeV/c "
Phys. Rev. Letters, 30, 64 (1973)

- 10). L. VAN HOVE
" Particle production in high energy hadron collisions "
Physics Reports, 1, 347 (1971)
- 11). L. VAN HOVE
" Longitudinal phase space plots of multiparticle hadron collisions at high energy "
Nucl. Phys., B9, 331 (1969)
- 12). G. COHEN - TANNOUDJI, J.M. DROUFFE, P. MOUSSA, R. PESCHAUSKI
" New tests of center of mass helicity conservation in diffractive processes "
Phys. Letters, 33B, 183 (1970)
- 13). G.F. CHEW, M.W. LEWIS
" A phenomenological treatment of photomeson production from deuteron "
Phys. Rev., 84, 779 (1951)
- 14). R.J. GLAUBER
" Cross sections in deuterium at high energies "
Phys. Rev., 100, 242 (1955)

R.J. GLAUBER
" Lectures in theoretical physics "
Edité par W.E. BRITTIN et coll. (Interscience Publishers, Inc., New York, 1959) Vol.I, p.135
- 15). D.A. HUWE
Ohio University (communication privée)
- 16). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI, P. CUER
" Study of the $pd \rightarrow p \bar{p} p \pi$ reaction at 5.5 GeV/c "
Phys. Rev., D2, 488 (1970)
- 17). P. ANTICH, R. CARSON, C.Y. CHIEN, B. COX, D. DENEGRI, L. ETTLINGER, D. FEIOCK, J. HAYNES, R. MERCER, P.A. PEVSNER, R. SEKULIN, V. SREEDHAR, R. ZDANIS
" Study of the reaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p} \pi^-$ at 7.0 GeV/c "
Nucl. Phys., B43, 45 (1972)
- 18). D. HOCHMAN, Y. EISENBERG, U. KARSHON, A. SHAPIRA, E.E. RONAT, D. YAFFE, G. YEKUTIELI, D. SALTZMAN, I. HAMMERMAN, J. GOLDBERG
" Particle production in pn collisions at 11.6 GeV/c "
Nucl. Phys., B80, 45 (1974)
- 19). J. BALLAM, G.B. CHADWICK, Z.G.T. GUIRAGOSSIAN, W.B. JOHNSON, D.W.G.S. LEITH, K. MORIYASU
" Van Hove analysis of the reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ and $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p$ at 16 GeV/c "
Phys. Rev., D4, 1946 (1971)

- 20). H. SATZ
" On the mass dependence of momentum transfer distributions
in diffraction dissociation "
Phys. Letters, 32B, 380 (1970)
- 21). D. DORREN, V. RITTENBERG, D. YAFFE
" DDD diffraction dissociation plus duality "
Nucl. Phys., B30, 306 (1971)
- 22). P.L. BASTIEN et al.
University of Washington Report n° VTL Pub.(13) (non publié)
- 23). J.D. JACKSON
Rev. of Mod. Phys., 37, 484 (1965)
K. GOTTFRIED, J.D. JACKSON
" On the connection between production mechanism and decay
of resonances "
Il Nuovo Cimento, 33, 309 (1964)
- 24). H. BRAUN, D. BRICK, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, E. JEGHAM, P. JUILLOT,
C. VOLTOLINI
" Study of the $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn$ and $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n$ reactions at 5.55 GeV/c "
Phys. Rev., D10, 3573 (1974)
C. VOLTOLINI
" Etude des interactions $\bar{p}d$ à deux branches visibles
à 5,55 GeV/c d'impulsion incidente "
Thèse de Doctorat d'Etat, Strasbourg (1975)
- 25). Références (2), (6), (16)
H. BRAUN, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, P. JUILLOT, R. KAHN,
J.A. MALKO, G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
" Study of the $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn\pi^+\pi^-$ reaction at 5.55 GeV/c "
Phys. Rev., D3, 767 (1972)
- 26). H. BRAUN, D. EVRARD, A. FRIDMAN, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, R. KAHN,
G. MAURER, A. MICHALON, B. SCHIBY, R. STRUB, C. VOLTOLINI
" Observation of the d^* effect in the $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pp\pi^+\pi^-n$
reaction at 5.55 GeV/c "
Phys. Rev., D3, 2572 (1971)
- 27). J.E. ENSTOM, T. FERBEL, P.F. SLATTERY, B.L. WERNER, Z. GUIRAGOSSIAN,
Y. SUMI, T. YOSHIDA
" NN and $\bar{N}D$ interactions - A compilation "
Particle Data Group Report, L.B.L. - 58, May 1972
- 28). A. MICHALON
" Diffusion élastique $K^- - p$ à 1,45 GeV/c et comparaison
avec des modèles d'absorption "
Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg, 1967

- 29). A. FRIDMAN
" The deuteron as target in high energy reactions "
Fortschritte der Physik, 23, 243 (1975)
- 30). E. BRACCI, J.P. DROULEZ, E. FLAMINIO, J.D. HANSEN, D.R.O. MORRISON
" Compilation of cross sections "
CERN/HERA report, 73-1 (1973)
- 31). F.T. DAO, J. LACH, J. WHITMORE
" Charged particle multiplicity distributions from 14,75 GeV/c
pp interactions "
Phys. Letters, 51B, 505 (1974)
- 32). Z. KOBA, H.B. NIELSEN, P. OLESEN
" Scaling of multiplicity distributions in high energy
collisions "
Nucl. Phys., B40, 317 (1972)
- 33). R.P. FEYNMAN
" Very high energy collisions of hadrons "
Phys. Rev. Letters, 23, 1415 (1969)
- R.P. FEYNMAN
" The behaviour of hadrons collisions at externe energies "
Proceedings of the third Topical Conference on High Energy
Collisions of Hadrons, Stony Brook, N.Y. (1969) p.237
- 34). P. SLATTERY
" Evidence for the systematic behaviour of charged -prong
multiplicity distributions in high -energy proton -proton
collosions "
Phys. Rev., D7, 2073 (1973)
- 35). F.T. DAO, J. LACH, J. WHITMORE
" Study of charged multiplicity distributions in high energy
particle collisions "
Phys. Letters, 45B, 513 (1973)
- 36). E.L. BERGER
IIème Conférence Internationale sur les particules élémentaires,
Aix - en - Provence, p.C1 - 346 (1973)
- 37). A. WROBLEWSKI
Proceedings of the IIIth International Colloquium on
multiparticle reactions, Zakopane, p.140 (1972)
- 38). P.K. MALHOTRA
" Dependence of multiplicity on primary energy in nucleon -
nucleon and pion - nucleon collisions "
Nucl. Phys., 46, 559 (1963)

- 39). K. FIALKOWSKI
" A simple explanation of correlation data in inclusive pp interactions at high energy "
Phys. Letters, 41B, 379 (1972)
- 40). J. SALAVA, V. SIMAK
" Multiplicity scaling in antiproton - proton annihilations "
Nucl. Phys., B69, 15 (1974)
- 41). J.P. MEYER
" Création de deutérons et d' He^3 au cours de la propagation interstellaire du rayonnement cosmique "
Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, Orsay
- 42). J.E.A. LYS and L. LYONS
" The D-D interaction at 270 to 507 MeV/c "
Nucl. Phys., A74, 261 (1965)
- 43). Nuclear Data Tables A, Vol. 5 (4) Juin 1968
- 44). W. GALBRAITH, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, B.A. LEONTIC, R.H. PHILIPS, A.L. READ
"Total cross sections of protons, antiprotons and π and K mesons on hydrogen and deuterium in the momentum range 6-22 GeV/c"
Phys. Rev., 138, B913 (1965)
- 45). K.J. FOLEY, R.S. JONES, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE, S. OZAKI, E.D. PLATNER, C.A. QUARLES, E.H. WILLEN
"High-precision $\pi^\pm$ -p total cross sections from 8 to 29 BeV/c"
Phys. Rev. Letters, 19, 330 (1967)
- 46). P. FLEURY
"Methods in Sub-Nuclear Physics"
Edité par GORDON and BREACH, Science Publishers Inc., New-York, 1967 , Vol.2

Je voudrais que Monsieur A. FRIDMAN, Maître de Recherches, puisse trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé au sein du Groupe de Chambre à Bulles à Hydrogène de Strasbourg. Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance pour ses précieux conseils scientifiques et ses encouragements constants grâce auxquels j'ai pu réaliser ce travail.

Mes remerciements vont tout naturellement à mes collègues et amis qui, tant lors du dépouillement des résultats expérimentaux que de la rédaction de cette thèse, m'ont aidée et prodigué leurs conseils : H. BRAUN, D. BRICK, F. ETIENNE, J-P. GERBER, A. GIVERNAUD, E. JEGHAM, J.R. LUTZ, J.A. MALKO, A. MICHALON, G. MAURER, B. SCHIBY, R. STRUB et C. VOLTOLINI et, plus particulièrement P. JUILLLOT pour son aide efficace et ses critiques constructives tout au long de ce travail et lors de la rédaction du manuscrit.

Que les Laboratoires d'Argonne, de Brookhaven et le personnel du ZGS, du NBL et du CERN, qui nous ont fourni les films, soient ici remerciés.

Mes remerciements vont également à toutes les opératrices et tout le personnel, qui ont largement contribué à la réalisation de cette étude.

En particulier, je tiens à remercier Mademoiselle M. COBUT qui a grandement facilité mon travail, Madame M. MEUNIER qui a dactylographié avec beaucoup de dévouement et mis en page cette thèse, Messieurs R. PETER, R. STROHL et M. MEYER qui ont apporté beaucoup de soins à l'exécution des dessins et des photographies et, enfin, Monsieur R. HUCK qui a procédé à son impression.

Table des Matières

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - REALISATIONS EXPERIMENTALES</u>	
I.1 - Les expériences $\bar{p}d$ à 5,55 et 9,3 GeV/c	3
I.2 - L'expérience $\bar{p}d$ à 14,6 GeV/c	4
A. L'exposition	4
B. Le dépouillement et les mesures	4
C. Impulsion du faisceau	5
D. Résultats du dépouillement et des mesures	7
<u>CHAPITRE II - ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ A 14,6 GeV/c</u>	
II.1 - Sélection des événements	9
A. Obtention d'un lot d'événements $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}d\pi^+\pi^-$ à Strasbourg	9
B. Résolution de l'ambiguïté avec le canal $\bar{p}d \rightarrow \bar{p}pn\pi^+\pi^-$	12
C. Autres coupures	14
II.2 - Distributions des moments de transfert	16
II.3 - Calcul de la section efficace	19
II.4 - Distributions des masses effectives	22
II.5 - Matrice densité et distributions angulaires de désintégration .	26
A. Les éléments de matrice densité	26
B. Diagramme d'espace de phase longitudinal	28
C. Conservation de l'hélicité	31
<u>CHAPITRE III - ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$ A 14,6 GeV/c</u>	
III.1 - Définition de l'échantillon du canal $\bar{p}d \rightarrow p_s \bar{p}p\pi^-$	33
III.2 - La section efficace de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	36
III.3 - Caractéristiques de la réaction $\bar{p}n \rightarrow \bar{p}p\pi^-$	38
A. Périphérisme de la réaction	38
B. Distributions des masses effectives	43
III.4 - La dissociation diffractive du neutron	46

CHAPITRE IV - ANALYSE DES MULTIPLICITES A 5,5 , 9,3 ET 14,6 GeV/c

IV.1 - Obtention des résultats expérimentaux	53
A. Résultats des mesures pour les trois expériences	53
B. Répartition des événements avec deutérium dans l'état final. Echantillons avec proton spectateur	55
C. Obtention des lots corrigés d'événements $\bar{p}n$	62
D. Les sections efficaces topologiques $\bar{p}n$. Comparaison avec les données pp	68
IV.2 - Multiplicité chargée et moments statistiques. Comparaison avec les données des interactions pp et pp	73
IV.3 - Invariance d'échelle de Koba - Nielsen - Olesen et modèles	79
A. L'invariance d'échelle de KNO	79
B. Modèles à composantes multiples	82
C O N C L U S I O N	85
<u>APPENDICE I</u> - Relations entre les impulsions du proton et du neutron simulant un deuton dans l'état final	89
<u>APPENDICE II</u> - Le calcul de la section efficace par événement	91
<u>APPENDICE III</u> - Répartition des événements présentant une interaction secondaire	97
<u>APPENDICE IV</u> - Calcul du facteur de corrélation	101
R é f é r e n c e s b i b l i o g r a p h i q u e s	105

* * *