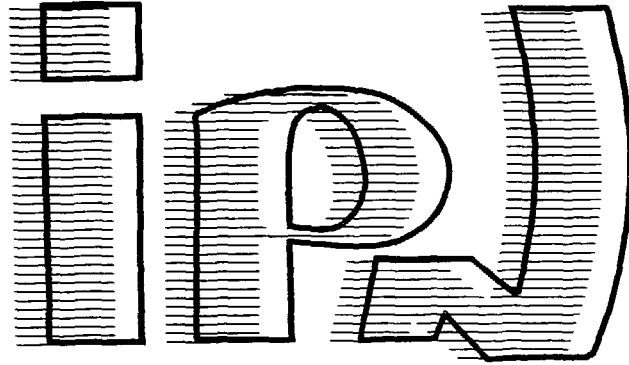


R9002978

I.P.N. BP n°1 - 91406 ORSAY

**institut de physique nucléaire**  
CNRS - IN2P3 - UNIVERSITE PARIS - SUD



27 Octobre 1989 IPNO - T.89.12

**T H E S E**

PRESENTÉE PAR

**MARIE-PIERRE COMETS**  
pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR D'ÉTAT À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD ORSAY

SUJET : Etude des voies inélastiques nucléon-nucléon dans  
la réaction  $p + p \rightarrow \pi + X$  et recherche de résonances  
dibaryoniques d'isospin 2.

# THÈSE

PRESENTEE

**AU CENTRE D'ORSAY  
UNIVERSITÉ PARIS-SUD**

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'ETAT

PAR

Marie-Pierre COMETS

\* \* \*

Sujet : Etude des voies inélastiques nucléon-nucléon  
dans la réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  et recherche de  
résonances dibaryoniques d'isospin 2.

Soutenue le 27/10/1989 devant la Commission d'examen

MM.	J. ARVIEUX	Président , rapporteur scientifique
MMe	N. WILLIS	
MM.	R. FRASCARIA	Rapporteur
	J.M. LAGET	
	B.M. PREDOM	
	J.M. RICHARD	
	B. TATISCHEFF	Rapporteur

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	1
<b>CHAPITRE I - MOTIVATION DE L'EXPERIENCE .....</b>	<b>3</b>
I.1 - VOIES NUCLEON-NUCLEON INELASTIQUES .....	5
I.1.1 - Travaux expérimentaux sur la production d'un pion .....	5
I.1.2 - Travaux théoriques sur la production d'un pion.....	7
I.1.3 - Production de deux pions .....	8
I.2 - DIBARYONS .....	12
I.2.1 - Compilation des résultats expérimentaux .....	13
I.2.2 - Analyse et situation théorique .....	22
<b>CHAPITRE II - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL SPES III .....</b>	<b>27</b>
II.1 - PRESENTATION GENERALE DU SPECTROMETRE ET DE SA DETECTION .....	29
II.1.1 - Le spectromètre .....	29
II.1.2 - Le trigger .....	32
II.1.3 - Le système de localisation des trajectoires .....	38
a) Chambre MIT .....	41
b) Chambres CERN .....	46
II.2 - REMONTEE SUR CIBLE OU RECONSTITUTION DES TRAJECTOIRES .....	55
II.3 - ETUDE DE LA RESOLUTION EN MASSE MANQUANTE .....	67
II.3.1 - Etude de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi$ .....	68
II.3.2 - Etude de la réaction $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{C}$ .....	71
<b>CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA REACTION     <math>\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X</math>.....</b>	<b>75</b>
III.1 - TRAITEMENT DES DONNEES BRUTES .....	77
III.1.1 - Monitoring et normalisation absolue .....	77
III.1.2 - Mesure du taux de pertes .....	78
III.1.3 - Polarisation .....	78
III.1.4 - Efficacité trigger .....	82
III.1.5 - Efficacité MIT .....	83
III.1.6 - Acceptance verticale et angle solide .....	85
III.1.7 - Correction de désintégration des pions et correction des muons .....	86
III.2 - EXPRESSIONS DES RESULTATS .....	87
III.2.1 - Expression de la section efficace .....	87
III.2.2 - Expression du pouvoir d'analyse .....	88

<b>CHAPITRE IV - PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS</b> .....	91
IV.1 - PRESENTATION DES RESULTATS .....	93
IV.1.1 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 1.45$ GeV .....	93
IV.1.2 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 2.1$ GeV .....	98
IV.1.3 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 2.7$ GeV .....	101
IV.2 - ANALYSE DES RESULTATS .....	104
IV.2.1 - Espaces de phase .....	104
IV.2.2 - Formalisme .....	111
CONCLUSION .....	115
ANNEXE I .....	117
ANNEXE II .....	118
REFERENCES .....	125

## REMERCIEMENTS

*Au terme d'une thèse qui a mobilisé tout mon intérêt et tout mon temps pendant quelques années, je me sens soudain redevable de beaucoup à de nombreuses personnes, tout d'abord à Monsieur Henri Sergolle et à Monsieur Michel Vergnes qui m'ont permis de préparer cette thèse au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.*

*Cette thèse a été réalisée sous la direction de Boris Tatischeff. Son enthousiasme pour la recherche, sa disponibilité, ses conseils et ses encouragements constants m'ont été précieux tout au long de ce travail, et je tiens à l'en remercier très vivement.*

*Les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail d'équipe, et plus encore d'une collaboration étroite avec en tout premier lieu Nicole Willis dont j'ai pu bénéficier tout au long de cette recherche de la compétence, l'efficacité et la présence jusqu'à la soutenance de cette thèse, Michel Boivin qui m'a apporté son expérience et son concours, et Yves Le Bornec pour ses conseils toujours donnés avec humour.*

*Je tiens à remercier également tous les physiciens, ingénieurs et techniciens de la Collaboration SPESIII qui ont assuré le succès des prises de données, en particulier Robert Frascaria, Eric Loireux, Fernand Reyde, Philippe Courtat, Robert Gacougnolle et Didier Guillot sans oublier l'équipe de conduite de la machine et le service d'aide à la physique du Laboratoire National Saturne, où l'expérience a été réalisée.*

*Mes remerciements vont également à tous ceux qui ont apporté leur contribution à la détection SPESIII, en particulier Lucien Stab, Pierre Kerzreho et Alain Maroni, et à tous ceux qui d'une façon ou d'une autre m'ont apporté leur appui.*

*Enfin, je suis très reconnaissante à Monsieur Jacques Arvieux, Directeur du Laboratoire National Saturne, de l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant d'en être le rapporteur scientifique, puis de présider magistralement le jury de cette thèse.*

*Ma reconnaissance va également aux autres membres du jury, Robert Frascaria qui a bien voulu suivre l'évolution de cette thèse jusqu'à sa soutenance, Jean-Marc Laget avec qui nous sommes très heureux d'avoir entamé une collaboration "théorique", Jean-Marc Richard qui a bien voulu lui aussi se prononcer favorablement sur l'intérêt de cette thèse.*

*Et je réserverai une mention spéciale à Barry Preedom qui a accepté de venir des Etats-Unis pour cette soutenance, après m'avoir accueillie très chaleureusement à Brookhaven pour participer à des expériences.*

*Je n'aurai garde d'oublier Mesdames Claude Paulin et Janine Rouvet pour tout le soin qu'elles ont apporté à la réalisation des figures, et Madame Monique Launay pour son efficacité et sa gentillesse lors de la frappe de cette thèse.*

## INTRODUCTION

Les énergies intermédiaires constituent un domaine au sein duquel les phénomènes nucléaires peuvent être interprétés dans le cadre de deux descriptions :

- 1) d'une manière classique en termes de degrés de liberté nucléoniques et mésiques
- 2) ou bien en termes de degrés de liberté subnucléoniques : quarks et gluons.

Les quarks et les gluons apparaissent au niveau actuel de nos connaissances comme les constituants fondamentaux de la matière nucléaire, la théorie de leurs interactions est l'objet de la chromodynamique quantique. Malgré cela, il n'a pas été jusqu'à présent nécessaire de faire appel à la seconde description pour interpréter les effets observés. Mais l'un des buts de la physique aux énergies intermédiaires est justement de rechercher des phénomènes pour lesquels la description classique ne suffit pas, et qui permettraient alors de tester les modèles phénoménologiques, comme le sac de quarks, dérivés de QCD. La recherche de résonances dibaryoniques étroites rentre tout à fait dans ce cadre. De nombreuses expériences ont essayé de mettre en évidence des structures étroites correspondant à des états à six quarks prédits par différents modèles : modèle du sac du MIT, modèle en trois clusters de diquarks...

Dans la voie d'isospin 1, des états étroits de l'ordre de 10 - 20 MeV de largeur totale à mi-hauteur sont observés. Leur interprétation en termes d'états à 6 quarks est la plus simple compte tenu de la faible largeur de ces structures. Pour être convaincu de la validité de cette explication, il faudrait faire un calcul classique complet prenant en compte tous les processus de production d'1  $\pi$ , 2  $\pi$ ... Alors que les mécanismes de production d'un pion sont assez bien connus, il n'en est pas de même des voies de production de plus d'un pion. Ce calcul nécessite une étude préalable approfondie des voies nucléon-nucléon très inélastiques.

La situation concernant les dibaryons d'isospin 0 et 2 n'est pas du tout aussi favorable. Il y a très peu de résultats expérimentaux dans ces voies, et parmi ces résultats pas de signature dibaryonique "incontestable". La recherche d'états liés  $NN\pi$ , donc de masse inférieure à celle du seuil  $NN\pi$ , suscite beaucoup d'intérêt dans le cas de l'isospin 2. En effet, compte tenu de la conservation de l'isospin dans l'interaction forte et de la charge dans l'interaction électromagnétique, de tels états, s'ils existent, ne peuvent décroître (en deux nucléons) que par interaction faible, et doivent de ce fait être étroits.

C'est donc à la fois pour étudier les voies très inélastiques nucléon-nucléon et pour rechercher d'éventuelles résonances dibaryoniques d'isospin 2 que nous avons entrepris la mesure de la section efficace et du pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante dans la

réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  à 1.45, 2.1 et 2.7 GeV d'énergie incidente, et pour un angle de  $13.8^\circ$  dans le laboratoire du pion détecté. Le domaine couvert pour la masse manquante  $M_X$  s'étend de 1.8 à 2.65 GeV. Le seuil  $NN\pi$  étant situé à 2.016 GeV, cela nous a permis à la fois de rechercher des états liés  $NN\pi$ , et d'explorer pour la première fois la région de masses bien supérieures à 2.016 GeV. Nous avons réalisé cette expérience à l'aide du spectromètre SPESIII situé auprès du synchrotron Saturne au Laboratoire National Saturne. Il s'agit de la première expérience réalisée auprès de ce spectromètre et de la détection associée construite dans le cadre d'une collaboration IPN Orsay-CRN Strasbourg.

\* \* \*

La thèse est composée de quatre parties.

Le premier chapitre est consacré au choix de la réaction étudiée. L'état actuel de la connaissance aussi bien expérimentale que théorique des voies nucléon-nucléon inélastiques est exposé et les résultats expérimentaux récents concernant la recherche de dibaryons et les prédictions théoriques qui s'y rattachent sont passés en revue.

Le second chapitre présente d'abord le dispositif expérimental SPESIII et les performances de la détection. En effet, les expériences aux énergies intermédiaires nécessitent l'utilisation de spectromètres possédant une grande acceptance en impulsion, un grand angle solide et une bonne résolution en impulsion. Toutes ces spécificités ayant inévitablement un certain nombre de contreparties liées au champ de fuite, aux aberrations et au fait que l'angle solide varie avec l'impulsion, une connaissance détaillée du spectromètre et de la détection associée est donc indispensable. Le second chapitre présente ensuite la reconstitution des trajectoires et l'étude de la résolution en masse manquante.

Le troisième chapitre est consacré à l'analyse des données brutes en vue d'obtenir les résultats définitifs. L'expérience constituant l'objet de ce travail, ayant été la première réalisée à l'aide du dispositif SPESIII, a de ce fait nécessité la mise au point de toute la procédure d'analyse.

Le quatrième et dernier chapitre présente les résultats expérimentaux, ainsi qu'une analyse quantitative d'éventuelles structures. Les données sont comparées aux espaces de phase correspondant à différents graphes possibles. Enfin le formalisme d'un calcul semi-phénoménologique en termes d'échange de mésons ( $\pi, \rho$ ) fait l'objet d'une présentation.



## **CHAPITRE I**

### Motivation de l'expérience

L'étude des voies inélastiques nucléon-nucléon constituent l'un des problèmes fondamentaux de la physique des énergies intermédiaires. Leur connaissance est indispensable pour décrire l'interaction nucléon-nucléon au-dessus du seuil de production d'un pion. Dans les dix dernières années, de nombreuses contributions aussi bien sur le plan expérimental que théorique ont été apportées à l'étude des voies à trois corps dans l'état final, avec production d'un pion ( $NN \rightarrow NN\pi$ ). Par contre, les réactions avec production de plusieurs pions n'ont été que très partiellement explorées. Or l'étude de ces canaux inélastiques devrait apporter des éléments de réponse à plusieurs questions de base :

- la production et l'absorption de pions
- l'excitation et la propagation de résonances baryoniques
- les mécanismes des interactions nucléon-nucléon, nucléon-delta, delta-delta...
- l'existence éventuelle de résonances dibaryoniques, d'états liés  $NN\pi$ ...

C'est dans ce contexte que s'inscrit l'étude de la réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  que nous avons entreprise. La contribution qu'une telle étude peut apporter d'une part à la physique décrite de façon "conventionnelle" en termes de degrés de liberté nucléoniques et mésiques, d'autre part à la physique "exotique" décrite en termes de quarks et de gluons, sera scindée en deux parties.

## **I.1 - VOIES NUCLEON-NUCLEON INELASTIQUES**

Les sections efficaces totales nucléon-nucléon inélastiques interviennent dans la reconstruction de la matrice de diffusion élastique, et leur connaissance ainsi que la connaissance des sections efficaces de production de plusieurs pions sont intéressantes en elles-mêmes dans le but de tester des modèles périphériques (échange d'un pion,...), des modèles de production, ainsi que les prédictions d'invariance d'isospin [1]. Par ailleurs, ces voies nucléon-nucléon inélastiques sont les réactions élémentaires nécessaires pour analyser des processus mettant en jeu des réactions plus complexes.

### **I.1.1 - Travaux expérimentaux sur la production d'un pion**

Expérimentalement les voies nucléon-nucléon avec production d'un pion ont été abondamment étudiées. Pour tout ce qui concerne la voie à 2 corps  $NN \rightarrow d\pi$ , il existe de nombreux articles dont on peut trouver une synthèse dans un article récent de Garcilazo et Mizutani [2]. Je vais donc développer la situation expérimentale des voies à 3 corps  $NN \rightarrow NN\pi$ .

Les expériences récentes sont des expériences exclusives dans lesquelles non seulement les sections efficaces différentielles et totales mais aussi les observables de spin sont mesurées. Ces mesures ont bénéficié de la bonne qualité des cibles polarisées disponibles maintenant. Je vais donc me limiter à la présentation des expériences exclusives les plus récentes.

A Argonne, auprès de EMS (effective mass spectrometer), Wicklund et al. [3] ont mesuré les sections efficaces et les pouvoirs d'analyse de la réaction  $pp \rightarrow p\pi^+n$  avec des protons polarisés longitudinalement et transversalement de 0.57, 0.81, 1.01 et 1.25 GeV. Ils se sont concentrés sur le processus  $pp \rightarrow \Delta^{++}n$  et ont couvert la quasi-totalité de l'espace de phase de décroissance du  $\Delta^{++}$  (excité neuf fois plus que  $\Delta^+$  pour des raisons d'isospin). Ils ont effectué une analyse en ondes partielles et ont trouvé que les canaux  $NN(^1D_2) \rightarrow N\Delta(^5S_2)$  et  $NN(^3F_3) \rightarrow N\Delta(^5P_3)$  (qui permettent de produire les  $\Delta$  dans les états  $N\Delta$  de plus faible moment relatif  $L$ ) ne présentent pas de comportement résonant. Le comportement résonant des ondes  $^1D_2$  et  $^3F_3$  dans la diffusion élastique  $pp$  est donc dû à un effet de seuil.

Plus récemment à LAMPF, Shypit et al. [4] ont mesuré des paramètres de corrélation de spin pour la réaction  $pp \rightarrow np\pi^+$  avec faisceau et cible polarisés, pour des protons incidents de 0.492, 0.576, 0.643, 0.729 et 0.796 GeV. Ils arrivent à la même conclusion que Wicklund et al.

Egalement récemment P. Bach et al. [5] ont mesuré au SIN la polarisation transverse du proton dans les réactions  $pp \rightarrow pn\pi^+$  et  $pp \rightarrow pp\pi^0$  pour des protons incidents de 0.517 et 0.580 GeV. Un polarimètre à cible de carbone était utilisé pour mesurer la polarisation du proton diffusé, trois chambres proportionnelles multifils permettaient de localiser la particule chargée de recul et un détecteur à neutrons d'identifier la particule neutre et de mesurer son temps de vol. Les auteurs proposent un nouvel ensemble de variables cinématiques qui permet une réduction des dimensions de l'espace de phase sans perte d'information. Ils comparent leurs données préliminaires avec les seules prédictions théoriques de sections efficaces différentielles et d'observables de spin existantes de Dubach et al. [6] qui seront développées plus loin.

Enfin la réaction  $pp \rightarrow pp\pi^0$  a été mesurée entre 0.480 et 0.560 GeV par T. Reposeur et al. [7] à Saturne auprès d'un détecteur de  $\pi^0$ . Les sections efficaces  $NN \rightarrow NN\pi$  peuvent se décomposer en  $\sigma_{11}$ ,  $\sigma_{01}$  et  $\sigma_{10}$ , où dans la notation  $\sigma_{IF}$ , I et F dénotent l'isospin des deux nucléons respectivement dans l'état initial et final. Ainsi :

$$\begin{aligned}\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) &= \sigma_{11} \\ \sigma(np \rightarrow nn\pi^+) &= \frac{1}{2} [\sigma_{11} + \sigma_{01}] \\ \sigma(np \rightarrow pp\pi^-) &= \frac{1}{2} [\sigma_{11} + \sigma_{01}]\end{aligned}$$

Les auteurs mesurent  $\sigma_{11}$ , et leur but est d'en déduire  $\sigma_{01}$  par soustraction des données de la voie  $np \rightarrow nn\pi^+$  mesurées au SIN. Cette soustraction est difficile compte tenu des précisions expérimentales. Les valeurs trouvées pour  $\sigma_{01}$ , section efficace non résonante, sont faibles.

En résumé, la connaissance de l'interaction  $NN \rightarrow NN\pi$  est satisfaisante jusqu'à 1.25 GeV, domaine où de nombreuses expériences très complètes ont été réalisées. Aux énergies plus élevées, les expériences sont plus anciennes et moins nombreuses.

### 1.1.2 - Travaux théoriques sur la production d'un pion

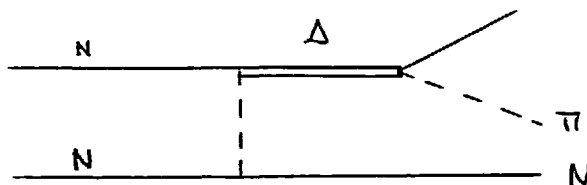
Ces travaux parus en très grand nombre ont été résumés récemment par Garcilazo et Mizutani [2].

Sur le plan théorique, un grand effort a été réalisé également de façon à décrire globalement tout le système :

$$\left. \begin{array}{l} NN \\ \Pi d \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} NN \\ \Pi d \\ \Pi NN \end{array} \right.$$

Le but a été principalement de construire une théorie unitaire et invariante relativiste.

La voie  $NN \rightarrow NN\pi$  passe essentiellement par la formation d'un  $\Delta$  dans l'état intermédiaire :



Ce diagramme a d'abord été calculé par Ver West [8] qui traitait l'échange d'un  $\pi$ , d'un  $\rho$ , et uniquement le passage par un  $\Delta$  dans l'état intermédiaire. Une version un peu améliorée a été développée ensuite par Krönig et Kroll [9] qui ne prenaient en compte que l'échange d'un  $\pi$ , mais toute la diffusion  $\pi N$  et pas seulement la voie  $\Delta$ . Les premiers calculs à trois corps ont été réalisés par Dubach, Kloet et Silbar [6] dans le formalisme des équations de Faddeev utilisant comme ingrédients uniquement les ondes partielles  $\pi N P_{11}$  et  $P_{33}$ . Puis compte tenu de l'importance de l'interaction entre les deux nucléons dans l'état final quand leur moment relatif est voisin de 0, Ueda, Lee et Matsuyama [10] ont introduit dans leur calcul l'interaction entre les deux nucléons. Des versions améliorées de ces différents modèles ont été développées récemment par F. Wellers et collaborateurs [65] d'une part, et J.P. Auger et collaborateurs [66] d'autre part.

En conclusion, les sections efficaces ne sont pas trop mal reproduites par les calculs ; pour les observables de spin, l'accord est beaucoup moins satisfaisant, sauf pour le pouvoir d'analyse que J.P. Auger et al. arrivent à reproduire en introduisant une composante à courte portée, l'échange du  $\rho$ . La production d'un pion serait de ce fait un phénomène de nature moins périphérique, c'est-à-dire plus sensible aux détails de l'interaction nucléon-nucléon à courte portée, que ce qui était généralement pensé.

### I.1.3 - Production de deux pions

Il existe beaucoup moins de données et de calculs théoriques concernant les canaux de production de plus d'un pion. La fig. I.1 présente une partie des données existantes de section efficace totale de différents canaux proton-proton en fonction de l'énergie incidente [11]. On peut voir ainsi en particulier évoluer les rapports des canaux de production de  $1\pi$ ,  $2\pi$  et  $3\pi$  avec l'énergie incidente :

$$\begin{aligned}
 2 \text{ GeV} \quad & \sigma (pp \rightarrow NN\pi) = 20 \text{ mbarn} \\
 & \sigma (pp \rightarrow NN\pi\pi) = 6.6 \text{ mbarn} \\
 & \sigma (pp \rightarrow NN\pi\pi\pi) = 0.6 \text{ mbarn}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2.85 \text{ GeV} \quad & \sigma (pp \rightarrow NN\pi) = 14.3 \text{ mbarn} \\
 & \sigma (pp \rightarrow NN\pi\pi) = 6.6 \text{ mbarn} \\
 & \sigma (pp \rightarrow NN\pi\pi\pi) = 1.9 \text{ mbarn}.
 \end{aligned}$$

Ces mesures devraient contribuer à la détermination des amplitudes partielles  $NN \rightarrow \Delta\Delta$  et  $NN \rightarrow NN^*$  ( $N^*_{1520}$  par exemple décroît à 55 % en  $N\pi$  et à 45% en  $N\pi\pi$ ) en choisissant les conditions cinématiques appropriées. Les amplitudes  $NN^*$  sont faibles jusqu'à 1 GeV car  $N^*$  est hors couche de masse ; le tableau I.1 précise les seuils en énergie incidente de quelques

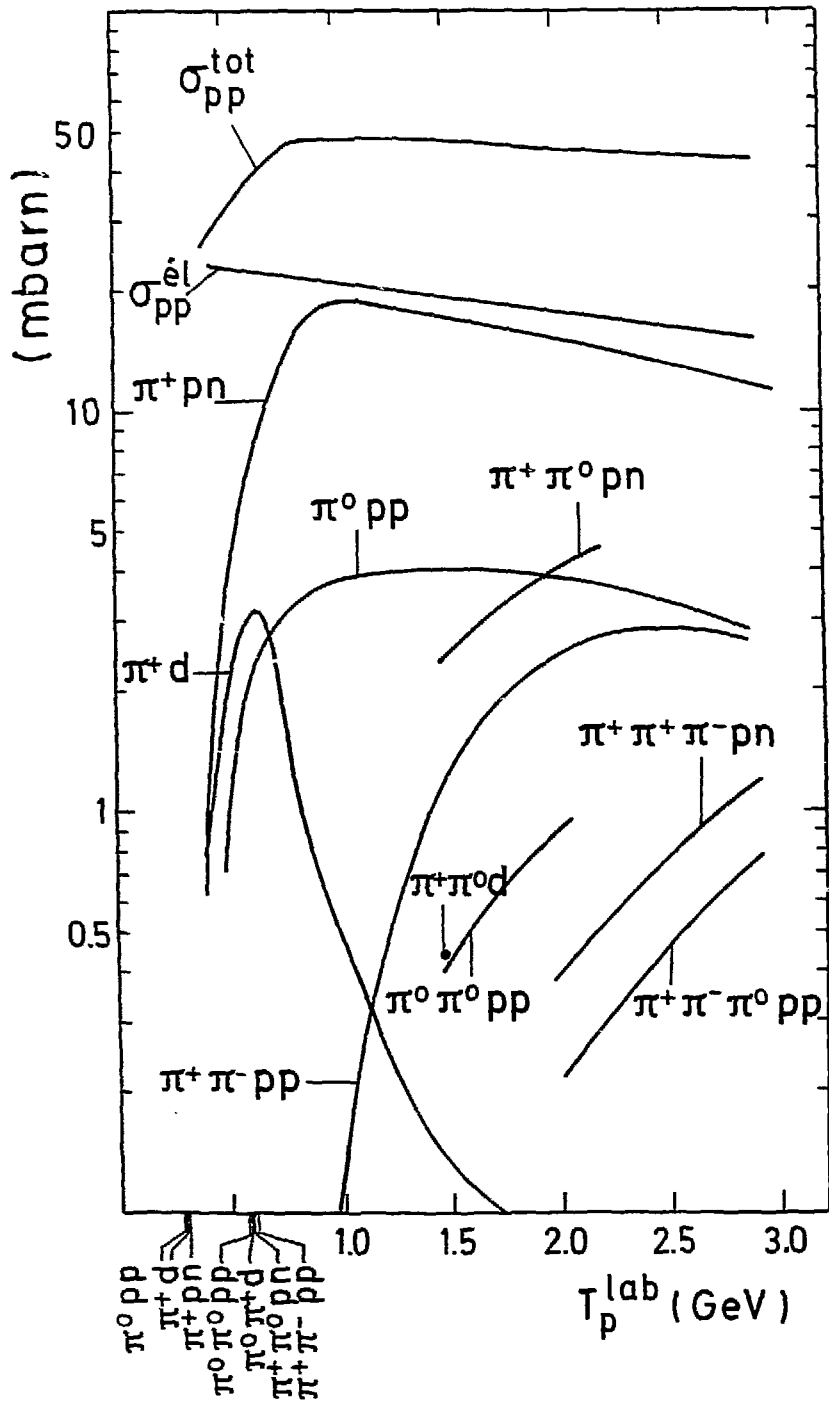
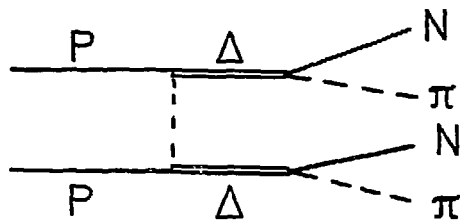


FIGURE L1 : Sections efficaces totales de différents canaux proton-proton en fonction de l'énergie incidente.

canaux. Ces mesures devraient également permettre de tester le modèle isobarique de Sternheiner et Lindenbaum [12] qui est l'un des seuls calculs théoriques existant. C'est un modèle ancien et "simpliste", mais il n'existe pas de calculs en voies couplées tenant compte de la voie  $\Delta\Delta$  par exemple. Je reviendrai plus loin sur l'extension d'un modèle semi-phénoménologique [17] d'échange de mésons ( $\pi, \rho$ ) dont le graphe le plus simple est :



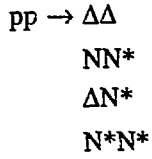
avec excitation de deux deltas dans l'état intermédiaire, mais où l'on peut prendre en compte également d'autres ondes partielles  $\pi N$ .

TABLEAU I.1

Canal	$T_{inc.}$ seuil (GeV)
$pp \rightarrow N\Delta$	0.630
$pp \rightarrow \Delta\Delta$	1.360
$pp \rightarrow NN^*_{1470}$	1.210
$pp \rightarrow NN^*_{1520}$	1.340

*Seuil en énergie incidente de quelques canaux  
proton-proton*

Selon le modèle isobarique, la production de  $2\pi$  ne peut se produire qu'à travers les processus :



et la production de 3  $\pi$  qu'à travers :  $pp \rightarrow \Delta N^*$ . Les seuls  $N^*$  considérés sont les résonances  $\pi N$  d'isospin 1/2 de masse 1.51 et 1.68 GeV, se manifestant par deux pics dans la section efficace  $\pi p$  entre 0.5 et 1 GeV d'énergie des pions incidents. Les auteurs déterminent les équations générales des spectres en énergie centre-de-masse des pions et des nucléons dans l'état final en fonction :

- de certains spectres de base I (du nucléon de recul, et du nucléon ou du pion de décroissance) qu'ils calculent ;
- des sections efficaces  $\sigma_i$  des processus de base vus ci-dessus, qui sont déterminées à partir des données. Ils précisent les rapports de branchement des différents modes de production de 2  $\pi$  et 3  $\pi$  uniquement en fonction des mêmes sections efficaces. Pour la production de 2  $\pi$  par exemple, les équations dérivées du modèle isobarique sont :

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \pi^+\pi^-) &= \frac{1}{5} \sigma(\Delta+\Delta) + \frac{5}{9} \sigma(N^* + N) + \frac{1}{2} \sigma(\Delta + N^*) \text{ double} \\
\sigma(pp \pi^0\pi^0) &= \frac{8}{45} \sigma(\Delta+\Delta) + \frac{2}{9} \sigma(N^* + N) + \frac{1}{18} \sigma(\Delta + N^*) \text{ double} \\
\sigma(pn \pi^+\pi^0) &= \frac{26}{45} \sigma(\Delta+\Delta) + \frac{2}{9} \sigma(N^* + N) + \frac{7}{18} \sigma(\Delta + N^*) \text{ double} \\
\sigma(nn \pi^+\pi^+) &= \frac{2}{45} \sigma(\Delta+\Delta) + \frac{1}{18} \sigma(\Delta + N^*) \text{ double}
\end{aligned}$$

et pour la réaction :  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  le spectre en énergie centre de masse du  $\pi^-$ ,  $\overline{T}_{\pi^-}$ , est donné par :

$$\frac{d\sigma}{d\overline{T}_{\pi^-}}(\pi^-) = \frac{1}{5} \sigma_2 I_{\pi,d} + \frac{5}{9} \sigma_4 (0.9 I_{\pi,5}^A + 0.1 I_{\pi,6}^A) + \frac{1}{2} \sigma_5 I_{\pi,4}^B$$

Dans le but de tester ce modèle, plusieurs expériences anciennes ont été réalisées à Brookhaven National Laboratory ; l'une à 2 GeV en chambre à bulles où les sections efficaces de toutes les réactions de production de 2  $\pi$  et 3  $\pi$  observables ont été mesurées mais avec une statistique très faible. Les rapports de branchement prédits par le modèle sont en accord satisfaisant avec les données. A partir des sections efficaces totales mesurées, Pickup et al. [13] déduisent les sections efficaces totales des processus de base dont ils se servent ensuite pour calculer les distributions en moment des pions et des nucléons des réactions de production de 2 $\pi$ . Les spectres en  $\pi^-$  et  $\pi^+$  produits dans la réaction  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  présentent une différence. Le processus  $pp \rightarrow \Delta\Delta$  ne peut donc pas être le seul mécanisme à intervenir car il conduirait à l'identité des deux spectres. Cette différence est reproduite de manière satisfaisante en ajoutant



une contribution du processus  $pp \rightarrow NN^*$  dans des proportions correspondant aux sections efficaces des processus de base déterminées précédemment.

La seconde expérience consistait en la mesure des spectres en  $\pi^-$  ou  $\pi^+$  produits dans la réaction  $pp \rightarrow \pi^\pm X$  à une énergie incidente de 2.9 GeV, et aux angles de  $0^\circ$ ,  $17^\circ$ ,  $32^\circ$  et  $45^\circ$ . Les pions étaient détectés avec des scintillateurs et des détecteurs Cerenkov. La résolution en impulsion était de l'ordre de 30 MeV/c. Melissinos et al. [14] arrivent à la même conclusion que dans l'expérience précédente. La même expérience a été reprise à 2.0, 2.4 et 2.85 GeV d'énergie incidente et aux angles de  $0^\circ$  et  $17^\circ$  avec le même dispositif par Reay et al. [15]. La résolution en impulsion n'était donc toujours pas très bonne. Beaucoup plus récemment, Shimizu et al. [16] ont mesuré au KEK, en chambre à bulles, les sections efficaces totales  $pp$  élastique et de toutes les voies de production d'un pion et deux pions pour onze énergies entre 0.360 et 1.25 GeV.

C'est donc en particulier pour étendre ces mesures plus récentes à des énergies incidentes plus élevées et pour apporter des contraintes supplémentaires à des modèles théoriques de production de pions que nous avons décidé de mesurer avec une bonne résolution en impulsion les spectres en masse manquante et les pouvoirs d'analyse produits dans la réaction :  $pp \rightarrow \pi^- X$  à 1.45, 2.1 et 2.7 GeV d'énergie incidente et à un angle de  $13.8^\circ$  du pion détecté dans le laboratoire. Cette voie correspond à la production d'au moins 2  $\pi$ . La seule voie à 2  $\pi$  possible est :  $pp \rightarrow \pi^- pp \pi^+$ . Comme nous l'avons vu précédemment, la production de 3  $\pi$  sera probablement négligeable à 1.45 GeV et 2.1 GeV, et commencera à devenir importante à 2.7 GeV. Mais cette étude a également été entreprise dans le but de rechercher d'éventuelles résonances dibaryoniques.

## 1.2 - DIBARYONS

Tout d'abord qu'appelle-t-on dibaryon, et pourquoi est-il intéressant de les rechercher ? On appellera état exotique de nombre baryonique  $B = 2$  ou dibaryon un système, de nombre quantique déterminé, singlet de couleur, constitué de six quarks, dans lequel les degrés de liberté de quark et de gluon jouent un rôle explicite, qu'on espère pouvoir détecter. Chercher ces états à six quarks revient à sonder la structure subhadronique et à tester les modèles phénoménologiques de sac dérivés de QCD. Puisque ces objets décroissent en deux hadrons, c'est-à-dire en deux clusters de trois quarks, leur intérêt réside dans le fait que leur dynamique est sensible aux détails de la transition liberté asymptotique - confinement. Tandis que le spectre des hadrons non exotiques dépend des propriétés de liberté asymptotique et seulement des effets grossiers d'un confinement brutal, les réactions aux énergies intermédiaires conduisant à

la formation de dibaryons permettrait de passer d'une région à l'autre ; ces deux régions (gluonique et mésonique) se recouvrent pour des distances inter-nucléons de l'ordre d'un fermi.

### I.2.1 - Compilation des résultats expérimentaux

Résumons la situation expérimentale concernant les dibaryons en présentant successivement les différents états d'isospin.

Je me limiterai principalement aux dibaryons étroits, c'est-à-dire de largeur inférieure à 50 MeV. Les structures larges (largeur entre 150 et 300 MeV) sont actuellement associées à des couplages  $N\Delta$  conventionnels.

Je me limiterai également aux résultats les plus récents, essentiellement à ceux parus dans les deux dernières années, puisque plusieurs articles de synthèse ont déjà été publiés sur ce sujet [18].

Enfin je n'aborderai pas du tout la physique des dibaryons étranges.

#### *a) Isospin 0 :*

Peu de résultats expérimentaux concernant la recherche de dibaryons isoscalaires existent. Lorsque nous avons mesuré au Laboratoire National Saturne sur la ligne SPES4 les spectres de masse manquante produits dans la réaction  $d + d \rightarrow d + X$ , pour des énergies incidentes des deutons de 1.65, 2.00 et 2.29 GeV, nous n'avons pas observé de résonance et nous avons déterminé une limite supérieure de 75 nbarn/sr pour la section efficace de production d'une éventuelle résonance de 15 MeV de large [19].

Tsuboyama et al. [20] ont étudié au KEK, en chambre à bulles, la réaction  $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$  avec des neutrons incidents d'énergie variant entre 0.433 et 1.18 GeV. Ils ont en fait réalisé l'expérience  $d + p \rightarrow p + p + \pi^-$ , et en ont dérivé la réaction  $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$  en utilisant l'approximation d'impulsion, le proton du deuton étant spectateur. La précision des mesures extraites est médiocre (supérieure ou égale à 25%). Utilisant la relation :  $\sigma_{01} = 2 \sigma_{np \rightarrow pp\pi^-} - \sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0}$  (vue précédemment), et  $\sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0}$  obtenue par interpolation de données plus anciennes, ils déterminent la section efficace nucléon-nucléon de production d'un pion pour laquelle l'isospin des deux nucléons est 0 dans la voie d'entrée et 1 dans la voie de sortie,  $\sigma_{01}$ , en fonction de l'énergie incidente des neutrons. A partir de leurs résultats de  $\sigma_{01}$ , ils concluent négativement quant à l'existence d'une résonance dibaryonique isoscalaire large dans la zone de masses 2000 - 2300 MeV, en particulier celle de masse 2250 MeV, de largeur 100 MeV déterminée par Grein et al. [21]. Cette conclusion est toutefois obtenue de manière très indirecte.

### b) Isospin 1 :

Il existe de nombreux résultats sous forme de preprints ; les références correspondantes peuvent être trouvées dans les articles revues de la réf. [18]. Je ne présente donc de nouveau que les résultats les plus récents.

#### • Résonances étroites :

Nous avons étudié au Laboratoire National Saturne sur la ligne SPES1 la réaction  $\text{He3}(p,d)X$  pour différentes énergies incidentes et différents angles [22]. Les figures I.2 et I.3 présentent les spectres en masse manquante obtenus en particulier à :  $T_p = 1.2 \text{ GeV}$ ,  $\theta_{\text{lab}} = 33^\circ$ , et  $T_p = .750 \text{ GeV}$ ,  $\theta_{\text{lab}} = 6^\circ$ , permettant de couvrir la zone en masse manquante respectivement au-dessus du seuil  $NN\pi$  et en-dessous. La précision de ces mesures est très grande (à 1.2 GeV et  $33^\circ$ , l'incertitude statistique est égale à  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \pm 0.7\%$ ). Au-dessus du seuil, le spectre de la fig. I.2 fait apparaître des structures étroites aux masses  $M_X = 2122$ , 2198 MeV et de façon moins prononcée à  $M_X = 2233 \text{ MeV}$ . La fig. I.4 résume les masses des structures observées dans les différentes conditions cinématiques, structures pour lesquelles le nombre de déviations standard est supérieur à 4. On observe, sur la fig. I.3, au-dessous du seuil, une structure de masse 1969 MeV, correspondant à 4.3 déviations standard.

De façon à confirmer ces résultats par des mesures indépendantes, la même expérience avec en plus de la mesure de la section efficace la mesure du pouvoir d'analyse a été reprise récemment à LAMPF à :  $T_p = .800 \text{ GeV}$ ,  $\theta_{\text{lab}} = 22^\circ$ [23]. Nous avons également pris des données dans des conditions cinématiques très voisines :  $T_p = .750 \text{ GeV}$ ,  $\theta_{\text{lab}} = 22^\circ$ . Alors qu'apparaissaient dans nos résultats de section efficace des indications cependant moins fortes que dans d'autres conditions cinématiques en faveur de structures de masse 2124 et 2155 MeV, il n'y a pas d'indication similaire dans les résultats de section efficace obtenus à LAMPF, sauf peut-être à 2155 MeV (fig. I.5).  $22^\circ$  est l'angle pour lequel nos résultats sont les moins précis. Les spectres de section efficace dans les deux expériences ne permettent pas de conclure définitivement compte tenu de la précision. D'autre part, le pouvoir d'analyse  $A_y$  de la réaction  ${}^3\text{He}(p,d)X$  varie fortement avec la masse manquante (fig. I.6). Faisant l'hypothèse que le fond non résonant produit par plusieurs voies :  $p^3\text{He} \rightarrow dX$ ,  $X = pp$ ,  $pN\pi$ ,  $p\Delta$ , doit avoir un comportement variant lentement avec la masse manquante  $X$ , Santi et al. ont fitté les données par une somme de cinq gaussiennes superposées à un terme de bruit de fond non résonant décrit, par un terme linéaire plus une autre gaussienne. Les positions des pics déduites du fit, à l'exception du plus élevé, sont en accord dans la limite de la précision avec les masses

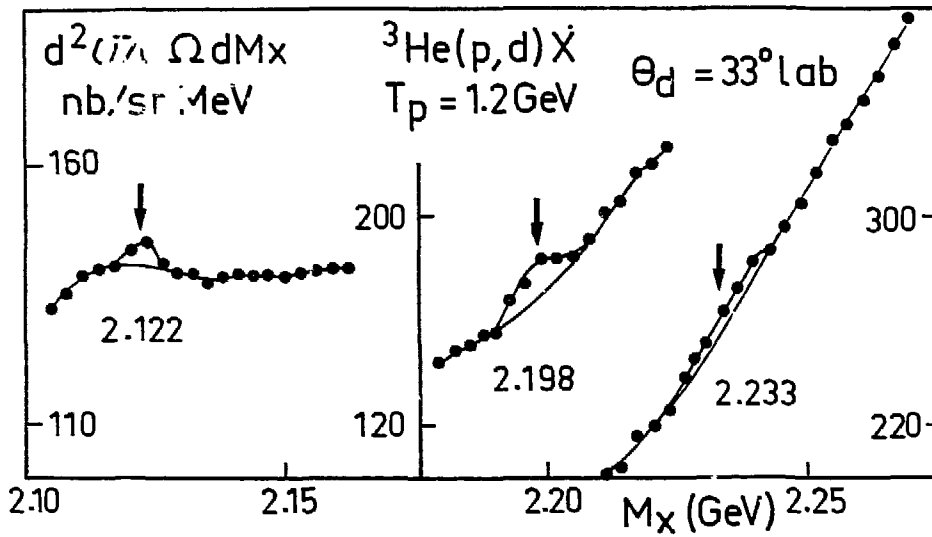


FIGURE 12 : Spectre en masse manquante à 1.2 GeV et 33°, par pas de 3 MeV. Les barres d'incertitude statistique sont dans les points. Les courbes correspondent à un fit polynômial, et à un fit polynômial plus une gaussienne. Les données sont issues de la réf. 22.

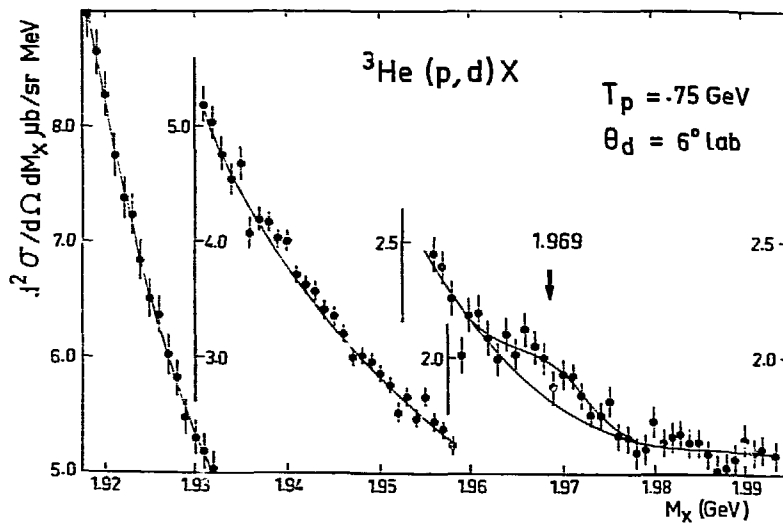


FIGURE 13 : Spectre en masse manquante à 0.750 GeV et 6°, par pas de 1 MeV. Les courbes correspondent à un fit polynômial et à un fit polynômial plus une gaussienne. Les données sont issues de la réf. 22.

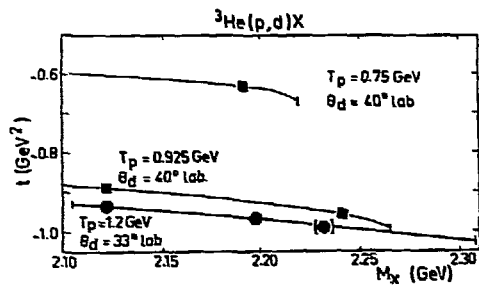


FIGURE 14 : Masses des structures observées au-dessus du seuil dans différentes conditions cinématiques dans la réaction  ${}^3\text{He}(p,d)X$ . Les courbes correspondent à la zone couverte en masse manquante. Les données sont issues de la réf. 22.

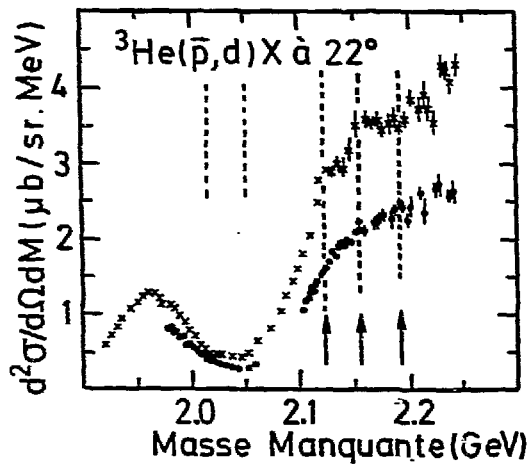


FIGURE 15 : Section efficace différentielle en fonction de la masse manquante obtenue à LAMPF ( $\circ$ ) et à Saturne ( $\times$ ) (réfs 23 et 22). Les lignes en pointillés correspondent aux énergies des résonances prédites dans le cadre d'un modèle de type rotationnel. Les flèches correspondent aux énergies auxquelles des structures ont été vues à Saturne.

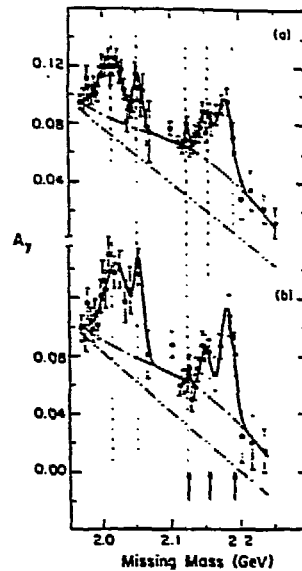


FIGURE 16 : Pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante de la réaction  ${}^3\text{He}(\bar{p},d)X$  (réf. 23) avant soustraction de la cible vide (a), après soustraction (b). Les courbes - - - et - . - . sont des fits du fond. La courbe en traits pleins est le résultat du fit global décrit dans le texte. Les pointillés et les flèches ont la même signification que sur la fig. 1.5.

des structures que nous avons observées, comme le montre le tableau I.2. Les barres d'erreur sur le pouvoir d'analyse sont assez importantes et il serait bon de reprendre la mesure à Saturne.

Fit results		Saclay results		Resonance mass
Peak position	Peak FWHM	Peak position	Peak FWHM	
$2.015 \pm 0.005$	$0.034 \pm 0.014$			2.015
$2.054 \pm 0.004$	$0.011 \pm 0.006$			2.052
$2.125 \pm 0.003$	$0.006 \pm 0.007$	$2.124 \pm 0.003$	$0.025 \pm 0.002$	2.124
$2.152 \pm 0.004$	$0.020 \pm 0.010$	2.155 (?)	0.018 (?)	2.155
$2.181 \pm 0.005$	$0.020 \pm 0.008$	$2.192 \pm 0.003$	$0.025 \pm 0.006$	2.192

TABLEAU I.2

*Position et largeur (en GeV) des structures en  $A_y$  obtenues par un fit (réf. 23), comparées aux résultats de Saturne (réf. 22) et aux prédictions du modèle rotationnel (réfs. 22 et 23).*

Par ailleurs, Bock et al. avaient trouvé une résonance étroite de masse 2014 MeV, de largeur 5 MeV dans le spectre de masse invariante des deux protons produits dans la réaction  $d(\gamma,pp)\pi^-$  mesurée auprès du synchrotron de Bonn, pour des énergies de photons comprises entre 0.280 et 0.520 GeV, avec deux spectromètres à temps de vol [24]. Pour confirmer ces résultats, Kawai et al. [25] ont mesuré au KEK, avec un spectromètre à deux bras, les spectres de masse invariante des deux protons produits dans la réaction  $p(d,pp)n$  pour des deutons incidents d'énergie 0.656, 0.794, 0.910, 1.023 et 1.076 GeV. Bien qu'appliquant à leurs données des coupures en soft destinées à renforcer l'effet d'éventuels dibaryons, les auteurs n'observent pas de résonance dans la région  $2000 < M_{pp} < 2200$  MeV. En particulier, ils concluent ne pas observer la résonance  $M_{pp} = 2014$  MeV,  $\Gamma = 5$  MeV, lorsqu'ils lui attribuent arbitrairement une section efficace de 25  $\mu\text{barn}$ . Ils ne confirment pas non plus l'existence des résonances de masse  $M_{pp} = 2035$  et 2137 MeV observées par Glagolev et al. [26] dans la réaction de break-up de  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$  mesurée à Dubna en chambre à bulle, mais pour laquelle la statistique était faible.

La recherche de dibaryons étroits a été menée, comme nous venons de le voir, dans la mesure des spectres de masse manquante ou invariante de réactions mettant en jeu plus de deux nucléons, mais également directement dans la voie nucléon - nucléon.

M. Garçon et al. ont mesuré au Laboratoire National Saturne la section efficace différentielle [27] et plus récemment le pouvoir d'analyse [28] de la diffusion élastique pp continûment entre 0.665 et 1.017 GeV d'énergie incidente, à  $\theta_{lab} = 16^\circ - 36^\circ$ , soit entre 2.180 et 2.330 GeV d'énergie totale centre-de-masse, avec une très bonne résolution (de 2 à 5 MeV) et des pas en énergie serrés. Ils n'ont pas observé de structure étroite. Ils ont déterminé une élasticité (rapport de la largeur dans la voie élastique à la largeur totale) maximum comprise entre 0.02 et 0.11 pour d'éventuelles résonances étroites.

Par contre, Shimizu et al. ont mesuré tout récemment au KEK, pendant l'accélération du faisceau interne, le pouvoir d'analyse de la diffusion élastique pp [29]. Ils ont couvert la zone en masse invariante des deux protons allant de 2100 à 2300 MeV. Ils ont observé trois structures aux masses (largeur) :

$$2160 \pm 3 \text{ (14) MeV (pic)}$$

$$2192 \pm 3 \text{ (14) MeV (pic)}$$

et dans une moindre mesure  $2242 \text{ MeV (creux) (fig. I.7)}$ .

Les positions de ces structures sont en accord dans la limite de la précision avec les masses des structures que nous avons observées. Mais on peut constater que les deux pics sont situés de part et d'autre d'une résonance dépolarisante de la machine ; il serait bon de reprendre la mesure.

\* Résonances larges :

Par contre, mais il s'agit maintenant de résonances plus larges, F. Lehar et al., du groupe nucléon-nucléon du Laboratoire National Saturne, ont déterminé les cinq amplitudes complexes de diffusion de la diffusion élastique pp pour 11 énergies comprises entre 0.83 et 2.7 GeV. Leurs résultats font apparaître une dépendance angulaire douce du module et de la phase des différentes amplitudes, sauf à l'énergie de 2.1 GeV,  $\theta_{CM} = 51^\circ$ , pour laquelle plusieurs amplitudes présentent une structure qui pourrait correspondre à un dibaryon de masse 2730 MeV, et de largeur totale à mi-hauteur maximum  $\pm 52 \text{ MeV}$  [30]. De même, les données existantes du pouvoir d'analyse de la diffusion élastique pp présentaient à plusieurs angles une structure pour une énergie incidente de 2.2 GeV, ce qui correspond à une masse de 2760 MeV et une largeur inférieure à 50 MeV. Mais l'existence de cette structure était basée essentiellement sur une expérience, si bien que F. Lehar et al. ont repris à Saturne ces mesures entre 2.1 et 2.3 GeV d'énergie incidente. La détermination de la polarisation du faisceau est difficile au voisinage de 2.2 GeV car Saturne présente une forte résonance dépolarisante à 2.2016 GeV. Des absorbeurs en cuivre de différentes épaisseurs ont donc été utilisés pour faire varier l'énergie du faisceau. Les premiers résultats semblent confirmer l'existence de la structure,

mais les mesures doivent être poursuivies. Une structure de masse 2700 MeV, de largeur inférieure à 80 MeV, a également été observée dans des mesures anciennes d'Argonne réanalysées récemment de  $\Delta\sigma_{\perp}(pp)$ , différence entre les sections efficaces totales pp de spin anti-parallèles et de spin parallèles (dans la direction longitudinale) [31].

De plus, R. Bertini et al. ont mesuré au Laboratoire National Saturne sur la ligne SPES IV les distributions angulaires du pouvoir d'analyse  $A_{y0}$  dans la réaction  $pp \rightarrow d\pi^+$  aux six énergies suivantes : 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0 et 2.3 GeV. Ils observent que  $A_{y0}(u=0)$ ,  $A_{y0}(t=0)$  et  $A_{y0}(\theta_{CM}^{\pi} = 90^{\circ})$  varient fortement avec l'énergie. Ils concluent à l'existence d'un état résonant dans le système pp de masse voisine de 2700 MeV et d'une largeur d'environ 150 MeV [32].

### c) Isospin 2

La recherche de résonances d'isospin 2 a été menée seulement au voisinage et au-dessous du seuil  $NN\pi$ . L'existence d'états liés  $\pi NN$  d'isospin 2 :  $\pi nn$  et son état isobarique analogue  $\pi^+pp$  a suscité en effet beaucoup d'intérêt à la fois sur le plan expérimental et théorique. Compte tenu de la conservation de l'isospin dans l'interaction forte, et de la charge dans l'interaction électromagnétique, de tels états s'ils existent ne peuvent décroître (en deux nucléons) que par interaction faible et devraient donc être étroits. Leur temps de vie doit être de l'ordre du temps de vie du pion. Alors que le système  $\pi^+pp$  est défavorisé à cause de la répulsion coulombienne, les isospins des trois particules étant parallèles, le pion formant une résonance  $\Delta$  avec chacun des nucléons, on peut qualitativement prévoir l'existence d'un état lié  $\pi nn$ .

Je voudrais préciser la différence entre état lié et résonance. Une résonance, si elle existait, se manifesterait par un accroissement de la section efficace sur le fond à 3 corps ; tandis qu'un état lié apparaîtrait comme un pic situé à une masse plus faible que celle correspondant à l'extrémité de l'espace de phase à 3 corps.

Dans le but de rechercher d'éventuels états liés  $\pi^+pp$  et surtout  $\pi nn$ , les réactions  $d(\pi^+, \pi^-) X^{+++}$  et  $d(\pi^-, \pi^+) X^-$  ont été beaucoup étudiées. En l'absence de tels états, la production de  $X \equiv NN\pi$  est interdite pour  $M_X$  inférieure à 2016 MeV.

Tout d'abord, Piasetzky et al. [33] ont mesuré à LAMPF les sections efficaces doublement différentielles pour des  $\pi^-$  incidents de 0.256 et 0.331 GeV, et des  $\pi^+$  incidents de 0.256 GeV. Leurs résultats ne faisaient pas apparaître d'états faiblement liés. Les auteurs ont déterminé une limite supérieure de production d'éventuels états liés de quelques centaines de nbarn/sr. Cette expérience a été reprise plusieurs fois de façon à abaisser la limite supérieure. Plus récemment, Ashery et al. [34] ont refait la mesure à LAMPF, avec le spectromètre EPICS, pour des  $\pi^-$  incidents de 0.256 GeV, et des  $\pi^+$  incidents de 0.262 GeV ; les  $\pi^+$  produits étaient



détectés à  $45^\circ$ , les  $\pi^-$  produits à  $35^\circ$  et  $55^\circ$ . La résolution en énergie était de 2 MeV. Après avoir obtenu des résultats positifs au voisinage de 2000 MeV en masse manquante, Ashery et al. ont repris la même expérience ; ils n'observent plus de structure étroite [35]. De même, l'expérience  $d(\pi^-, \pi^+)\pi^-nn$  réalisée à LAMPF par B. Parker et al. [36] avec des  $\pi^-$  incidents d'énergie 0.292 GeV conduit à un résultat négatif : les auteurs n'observent pas de structure étroite dans la limite de quelques nbarn/sr. Ce type d'expérience est délicat à cause de l'importance du bruit de fond (contribution des parois de la cible, contaminations électrons et muons).

Une expérience différente a été menée à TRIUMF. Stanislaus et al. [37] ont recherché d'éventuels dibaryons d'isospin 2, dans la réaction  $\pi^-d \rightarrow \gamma X$ , avec des  $\pi^-$  d'énergie incidente très faible stoppés dans la cible pour former des atomes mésiques. Le  $\pi^-$  est capturé sur une orbite atomique 3s ou 4s. La masse de l'état initial  $\pi^-d$  est 2015.20 MeV. Cet état initial est neutre. La formation des états initialement observés par Ashery et al., de masse voisine de 2002 MeV, devrait se traduire par la production de raies  $\gamma$  d'environ 13 MeV. Stanislaus et al. ont mesuré le spectre des  $\gamma$  avec un cristal de NaI. Pour s'affranchir du bruit de fond de basse énergie, ils ont soustrait des données prises sur la cible de deutérium le spectre mesuré dans les mêmes conditions avec une cible d'hydrogène ; il est en effet très improbable qu'un état lié  $\pi p$  se produise à une énergie telle que la transition  $\gamma$  soit de même énergie que pour un état lié du système  $\pi d$ . Ils n'ont pas observé une telle transition comme le montre la régularité du spectre dans la région d'énergie  $\gamma$  : 10 - 15 MeV (fig. I.8) et ont déterminé un rapport de branchement (vers un tel dibaryon) maximum de  $2 \cdot 10^{-4}$  avec un niveau de confiance de 90%. Cette mesure est une mesure indirecte très délicate.

Si l'on essaie de résumer la situation expérimentale récente, aucune structure ni au-dessus ni en-dessous du seuil  $NN\pi$  n'a été observée dans la voie d'isospin 0. Dans l'état d'isospin 1, plusieurs structures étroites au-dessus du seuil ont été observées à la fois dans la section efficace et le pouvoir d'analyse de la réaction  ${}^3\text{He}(p,d) X$  au Laboratoire National Saturne, puis à LAMPF. Une structure étroite située en-dessous du seuil a été observée à Saturne. Une résonance plus large, de masse voisine de 2700 MeV, a été observée dans le système  $pp$ , dans plusieurs expériences. Dans l'état d'isospin 2, la situation est plus confuse : il semble qu'aucun état lié, c'est-à-dire aucune structure en-dessous du seuil, n'ait été observée ; seule la région au voisinage et en-dessous du seuil a été explorée dans ce dernier cas.

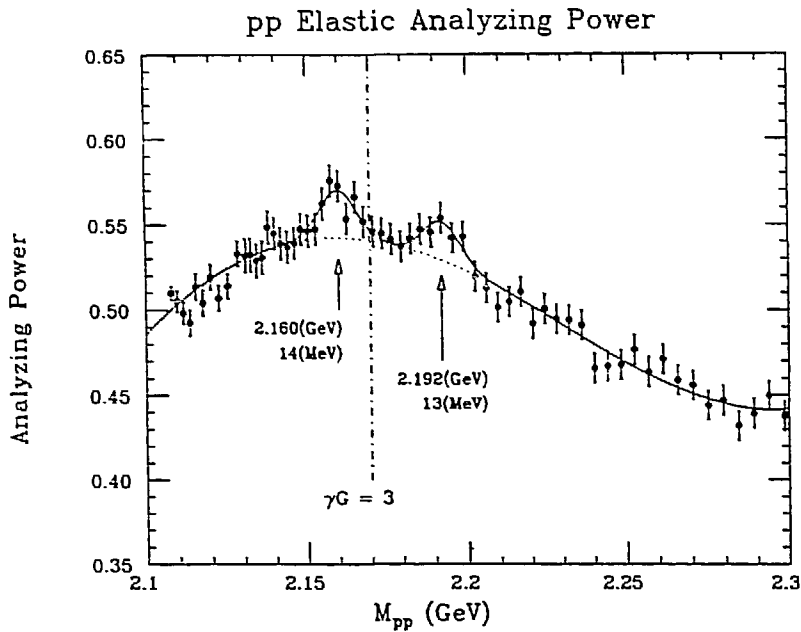


FIGURE I.7 : Pouvoir d'analyse de la diffusion élastique pp en fonction de la masse invariante. La courbe correspond à un fit polynômial du 4ème degré plus deux gaussiennes [ref. 29].

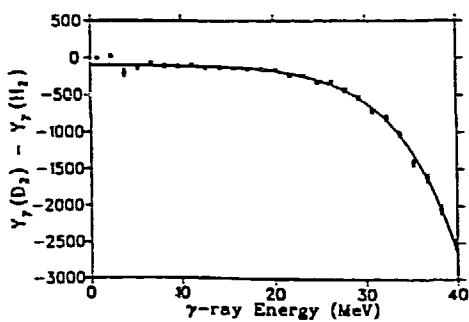


FIGURE I.8 : Différence entre les spectres  $\gamma$  obtenus sur le deutérium et l'hydrogène (réf. 35).

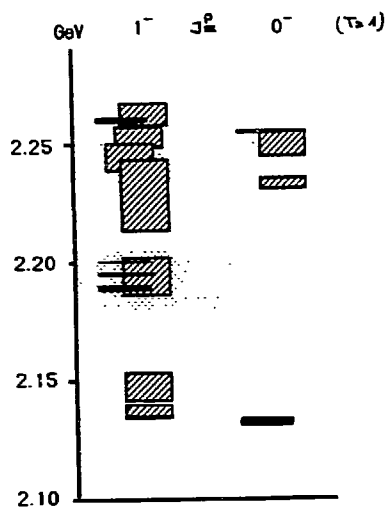


FIGURE I.9 : Masses et largeurs des dibaryons d'isospin 1, de  $J^P = 0^-, 1^-$ , prévus par Konno (réf. 42). Les zones en pointillés correspondent aux structures vues à Saturne (réf. 22).

## I.2.2 - Analyse et situation théorique

### *a) Isospin 0*

Dans un article théorique récent, Goldman et al. [38] prédisent que n'importe quel modèle dérivé de QCD, traitant du confinement et de l'interaction hyperfine magnétique de couleur (échange d'un gluon dans la région de confinement) conduit à l'existence d'un dibaryon non étrange, le  $d^*$ , de nombre quantique  $I J^P = 0 3^+$ , lié par rapport au seuil  $\Delta\Delta$ . Ils estiment la section efficace totale de production à plusieurs centaines de nbarn dans les réactions :  $np \rightarrow d^* (\rightarrow NN\pi\pi)$ , et  $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\pm d^*$ . Ils vont même jusqu'à ajouter que si l'existence de ce dibaryon n'est pas confirmée expérimentalement, cela signifierait que les modèles usuels dérivés de QCD présenteraient de graves défauts. Il faut donc poursuivre la recherche de résonances dans des voies d'isospin 0 pur.

### *b) Isospin 1*

#### \* Résonances larges :

En ce qui concerne la voie nucléon-nucléon, les masses d'états à six quarks d'isospin 0 et 1 calculées par Lomon et LaFrance [39] (tableau I.3) dans le cadre du modèle du sac entouré d'un nuage de pions sont plus élevées (2600 - 2900 MeV) que celles prédites antérieurement par la recherche du rayon à l'équilibre du sac du MIT [40]. Les largeurs calculées sont de l'ordre de 50 MeV. Ceci peut expliquer en partie, selon Lomon, le peu de résultats expérimentaux positifs obtenus dans la recherche de dibaryons aux masses peu élevées. Ceci a aussi pour conséquence que les effets observés seront petits comparés au fond. En effet, les énergies d'excitation de ces résonances sont supérieures ou égales à 400 MeV, si bien que plus de dix ondes partielles constitueront un fond important sous l'onde partielle résonante. Il faut cependant préciser que les valeurs de ces masses sont très modèle-dépendantes, et basées sur l'extrapolation des déphasages NN jusqu'à 1 GeV aux énergies des résonances. Par contre, les largeurs sont peu dépendantes du modèle.

TABLEAU I.3

Etat	Contenu	Largeur (MeV)	Masse (GeV)
${}^3S_1 - {}^3D_1$	11% NN, 9% $\Delta\Delta$	50	2.63
${}^1S_0$	11% NN, 9% $\Delta\Delta$	50	2.70
${}^1D_2$	9% N $\Delta$ , 11% $\Delta\Delta$	100	2.88
${}^3D_3 - {}^3G_3$	20% $\Delta\Delta$	= 100	= 2.9

*Prédictions de dibaryons "exotiques" dans le cadre du modèle du sac entouré d'un nuage de pions.*

La structure observée dans  $\Delta\sigma_L$  (pp) à 1.96 GeV d'énergie incidente, et dans le pouvoir d'analyse à  $u = 0$ ,  $t = 0$  et  $\theta_{CM} = 90^\circ$  de la réaction  $\vec{p}(p,d)\pi^+$  est en bon accord avec la résonance  ${}^1S_0$  prédite par Lomon et LaFrance. Mais les auteurs n'excluent pas dans le cas de  $p(p,d)\pi^+$  une interprétation en termes d'excitation d'une résonance  $N^*$  au vertex  $\pi N$  dans le cadre du modèle d'échange d'un pion.

En revanche, la bosse observée dans le pouvoir d'analyse  $A_y$  (pp) de la diffusion élastique pp ne peut pas être due aux résonances  ${}^1S_0$  ou  ${}^1D_2$  prédites par Lomon et LaFrance, parce que  $A_y$  (pp) ne dépend que des déphasages triplets de spin. Or les prédictions de Lomon et LaFrance ne concernent que les configurations  $[q(s_{1/2})]^6$ , mais si l'un des quarks est excité dans un état p, cela créerait une résonance dibaryonique  ${}^3P_J$ , qui pourrait être à l'origine de la bosse dans  $A_y$  (pp). La structure observée dans plusieurs amplitudes de la diffusion élastique pp, pour une énergie incidente de 2.1 GeV, pourrait être due en partie aux résonances  ${}^1S_0$  et  ${}^3P_J$ .

Récemment, N. Hoshizaki et al. [41] ont fait une analyse en déphasage jusqu'à 2.8 GeV en n'utilisant qu'une partie des données du groupe nucléon-nucléon de Saturne. Le déphasage  ${}^1S_0$  fait apparaître un comportement résonant dans le diagramme d'Argand correspondant à une masse de  $2680 \pm 125$  MeV.

Dans le cadre du modèle des quarks constituants, non relativiste, différents calculs ont été effectués pour étudier l'éventualité de l'existence d'états multiquarks stables. Les auteurs ont considéré des situations correspondant à des ensembles de quarks-antiquarks légers et lourds et ont discuté la probabilité d'avoir des baryons exotiques lourds stables [42] (qqqq $\bar{Q}$ ), le dibaryon H (uuddss) stable, ou des états liés de mésons lourds stables ( $\bar{Q}\bar{Q}qq$ ) [43]. Il ne semble pas y avoir de calcul équivalent ne considérant que des quarks légers, et qui correspondrait donc à notre domaine de recherche.

\* Résonances étroites :

Dans le cadre d'un modèle en trois clusters de diquarks, Konno et al. [44] déterminent une formule de masse dont les paramètres sont ajustés sur les masses du nucléon, du  $\Delta$  et de deux résonances étroites de masse 2020 MeV et 2140 MeV plus sujetes à caution. Ils trouvent de nombreux états à six quarks. Les masses et largeurs des dibaryons d'isospin 1,  $J^P = 0^+$ ,  $1^-$  et  $2^-$  sont en bon accord avec ceux trouvés dans la section efficace et le pouvoir d'analyse de la réaction  ${}^3\text{He} (p,d) X$  comme le montre la fig. I.9. Il serait néanmoins utile de déterminer théoriquement comment se manifestent des résonances dans le pouvoir d'analyse.

c) *Isospin 2*

Après le succès obtenu par la théorie de Faddeev pour expliquer les résonances larges  ${}^1D_2$  et  ${}^3F_3$  observées dans  $\Delta\sigma_L(pp)$  en-dessous de  $\sim 800$  GeV d'énergie incidente par les interactions  $\pi N$  et  $NN$  "conventionnelles", effet de seuil  $N\Delta$ , Garcilazo et Mathelitsch [45] ont décidé de résoudre les équations relativistes à trois corps de Faddeev pour le système  $\pi NN$ , en particulier pour les états d'isospin 0 et 2. Pour la voie d'isospin 0, ils trouvent un seul état lié, dont les nombres quantiques correspondent précisément à ceux du deuton, et dont la fonction d'onde est semblable à celle déterminée par des modèles phénoménologiques (potentiel de Paris, ...). Cela leur permet donc de tester la confiance qu'ils peuvent accorder à la dynamique  $\pi NN$  contenue dans la théorie de Faddeev. Dans la voie d'isospin 2, ils ont trouvé que l'état lié le plus probable serait de moment angulaire total 2 et de parité spatiale positive. Par analogie avec la résonance  $\Delta$  de spin 3/2 et d'isospin 3/2, ou résonance 3,3, ils l'appellent la résonance 4,4. Cependant pour que cet état soit lié, l'interaction  $\pi N$  dans la voie  $P_{33}$  doit avoir une composante attractive de portée très petite (inférieure à 1/10 fermi), si bien que l'existence de ces états paraît peu probable.

Kälbermann et Eisenberg [46] ont aussi étudié ce problème à l'aide de la méthode variationnelle de Heitler-London-Pauli dans une approche non relativiste ; ils n'ont pas obtenu d'états liés.

Ces deux approches sont des approches conventionnelles ne faisant pas intervenir les quarks et les gluons. Il ne semble pas exister dans ce domaine en énergie de prédictions relatives aux dibaryons d'isospin 2 basées sur la dynamique des quarks. Heller et Gibbs [47] ont calculé de façon "conventionnelle" le rapport de branchement vers un tel état lié  $\pi NN$  d'isospin 2 produit dans la réaction :  $\pi d \rightarrow X^0 \gamma$ , en fonction de l'énergie du  $\gamma$ . Ils concluent que la limite supérieure de  $2 \cdot 10^{-4}$  sur le domaine en énergie des  $\gamma$  de 10 à 30 MeV déterminée

par Stanislaus et al. [37] semblerait éliminer la configuration  $J^\pi = 0^+$ , configuration la plus probable d'un éventuel dibaryon.

C'est donc à cause de l'intérêt que représente la recherche d'états liés  $\pi NN$  d'isospin 2, et également pour rechercher d'éventuelles résonances d'isospin 2 au-dessus du seuil  $NN\pi$  que nous avons décidé de mesurer les spectres de masse manquante produits dans la réaction :  $p + p \rightarrow \pi + X$  à trois énergies incidentes : 1.45, 2.1 et 2.7 GeV, pour un angle du  $\pi$  détecté de  $13.8^\circ$  dans le laboratoire. Cette étude a été réalisée au Laboratoire National Saturne auprès du spectromètre SPES III. La zone en masse manquante couverte à 1.45 GeV s'étend de 1900 à 2100 MeV et est donc bien centrée sur le seuil  $NN\pi$  (à 2016 MeV). Les zones en masse manquante couvertes aux trois énergies se recouvrent partiellement et permettent d'explorer au total la gamme de masse : 1900 - 2700 MeV.

## **CHAPITRE II**

### **Le dispositif expérimental SPES III**

## II.1 - PRESENTATION GENERALE DU SPECTROMETRE ET DE SA DETECTION

### II.1.1 - Le spectromètre

Le spectromètre SPES III est situé auprès du synchrotron Saturne au Laboratoire National Saturne (fig. II.1). C'est un spectromètre qui peut fonctionner en "perte d'énergie", mais que nous avons utilisé avec un faisceau incident focalisé sur cible ( $\pm 9$  mrd d'ouverture angulaire horizontale, dispersion en énergie de quelques  $10^{-4}$ ) car la résolution était suffisante pour l'expérience qui va être analysée. SPES III est un aimant fonctionnant à l'induction nominale de 3.07 Teslas, ce qui correspond à un courant de 5800 A. Toutefois les propriétés optiques ont été étudiées pour 5 valeurs différentes d'intensité allant de 5800 A à 1450 A.

A l'induction nominale, SPES III possède :

- une grande acceptance en impulsions allant de 0.6 à 1.4 Gev/c.
- un grand angle solide :  $\Delta\Omega = 10^{-2}$  sr.

La dispersion horizontale théorique moyenne est de 2.4 mm/Mev/c.

La résolution en impulsion théorique varie de  $4.3 \cdot 10^{-4}$  pour 1 Gev/c à  $10^{-3}$  pour 1.4 Gev/c.

Les angles d'analyse peuvent varier continûment entre  $-5^\circ$  et  $70^\circ$  ; SPES III permet en particulier d'analyser les particules diffusées à  $0^\circ$ .

Toutes ces spécificités sont telles que l'on peut obtenir en quatre plages angulaires toute la distribution angulaire de la réaction  $p + p \rightarrow d + \pi$  pour une énergie incidente des protons de 750 MeV, l'angle correspondant au pic du jacobien valant  $14.17^\circ$ .

Il y a inévitablement un certain nombre de contreparties à toutes ces caractéristiques.

Le grandissement angulaire horizontal est important. Il varie entre 2.8 et 5.2 selon les impulsions, ce qui a pour conséquence des angles de sortie horizontaux grands et variables le long de la focale (tableau II.1). Cela implique une détection de grande dimension horizontale ( $\approx 380$  cm à 5 m de la focale), le détecteur situé dans le plan focal ayant 212 centimètres de long.



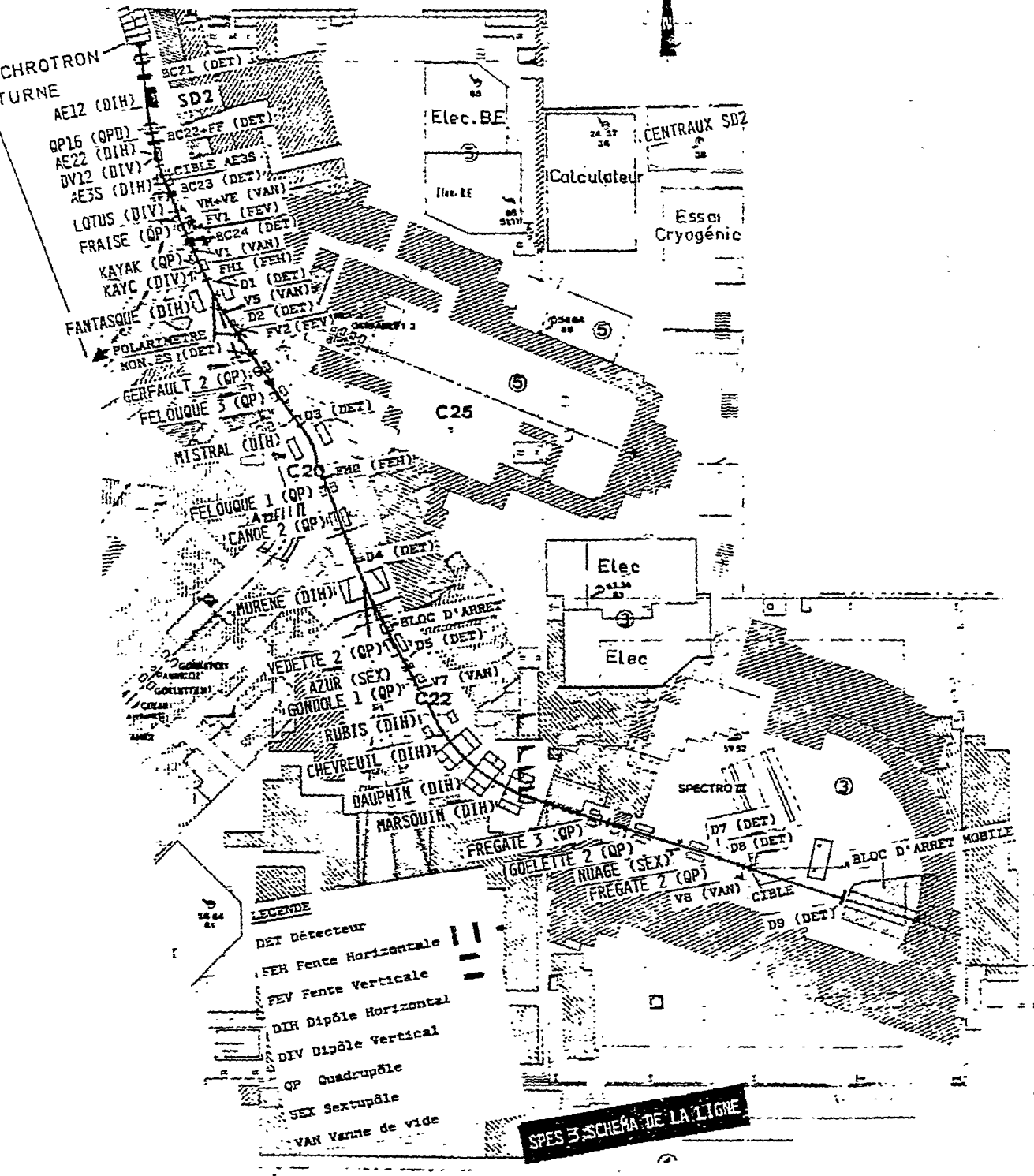


FIGURE II.1 : Schéma de la ligne SPES3

TABLEAU II.1

Impulsion (GeV/c)	0.6	1.0	1.4
Grandissement angulaire horizontal	5.2	3.5	2.8
Angles horizontaux limites dans le plan focal (par rapport à l'axe optique)	$\pm 15.3^\circ$	$\pm 10.3^\circ$	$\pm 8.3^\circ$

*Grandissement angulaire horizontal et angles horizontaux dans le plan focal en fonction de l'impulsion de SPES III.*

D'autre part, il y a mélange des trajectoires derrière l'aimant, ce qui a nécessité une reconstruction adéquate des traces.

Le traitement de la remontée sur cible sera compliqué par de fortes aberrations, et en particulier un fort couplage des coordonnées verticales aux horizontales et par la présence d'un important champ de fuite (les cartes de champ correspondantes ont été mesurées).

L'angle solide est variable en fonction de l'impulsion.

Enfin à petit angle, le faisceau incident passe dans l'aimant, si bien qu'une étude du bruit de fond dans les conditions d'énergie et d'angle de l'expérience est nécessaire.

Le spectromètre, qui pèse 230 tonnes, et le bloc d'arrêt, 140 tonnes, sont mobiles sur coussin d'air.

Compte tenu des caractéristiques de SPES III, la détection associée, construite dans le cadre d'une collaboration IPN Orsay - CRN Strasbourg devait donc satisfaire à un certain nombre de critères :

- grande surface et donc bonne tenue à des flux de particules élevés (jusqu'à  $10^7$  particules/seconde)
- bonne résolution spatiale ( $\approx 500 \mu\text{m}$  dans le plan focal) pour ne pas trop détériorer les qualités intrinsèques du spectromètre
- rapidité, et possibilité de prendre des décisions en ligne sur des réactions comportant plusieurs particules de nature différente, détectées simultanément.

Pour cela, la détection comprend pour la localisation spatiale des particules, trois chambres à migration ce qui représente 7 plans au total, et pour déclencher les chambres et identifier les particules, un trigger, constitué de quatre plans de scintillateurs (fig. II.2).

## II.1.2 - Le trigger

### *a) Description*

Le rôle du trigger est d'être très sélectif étant donné le flux très élevé de particules, de déterminer la nature des particules ( $\pi$ , p, d, t,  $^3\text{He}$  ou  $\alpha$ ), et de fournir une référence aux mesures de temps faites sur les chambres à migration. Une propriété très performante et rare du trigger est en effet de faire une sélection en ligne sur la physique. Par exemple, on peut conditionner le trigger pour des événements où un deuton et un pion sont détectés. En général, cela est fait en soft à l'analyse. Le trigger [48] est constitué de deux plans hodoscopés de 20 scintillateurs chacun, distants de 3 mètres, A et B, et de deux plans intermédiaires, C et D, de 15 scintillateurs chacun (fig. II.3). Les dimensions des différents scintillateurs sont données dans le tableau II.2.

TABLEAU II.2

Plan	Nombre de scintillateurs	Dimensions (cm)		
		largeur	hauteur	épaisseur
A	20	12.0	40	1.00
B	20	18.0	80	1.00
C	15	18.7	55	0.64
D	15	21.3	68	0.64

### *Dimensions des scintillateurs du trigger*

Parmi les 400 combinaisons  $A_i B_j$  possibles géométriquement, seules 125 peuvent correspondre à des trajectoires de particules effectivement issues du spectromètre. Le trigger

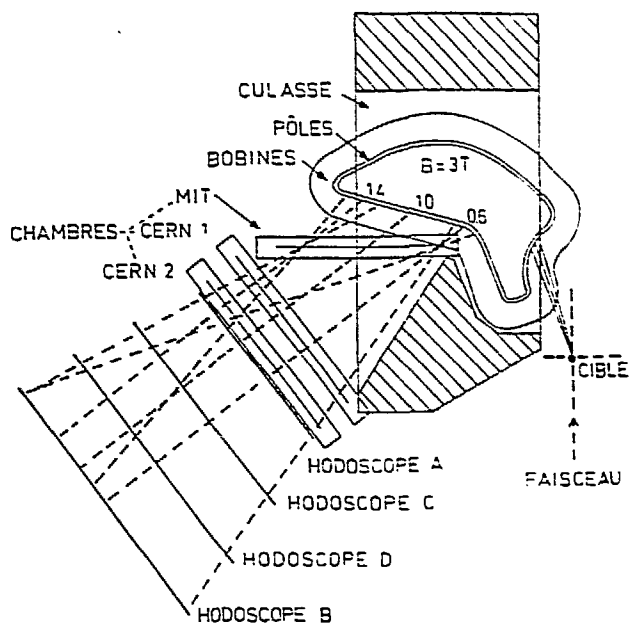


FIGURE II.2 : Le spectromètre SPESIII et sa détection

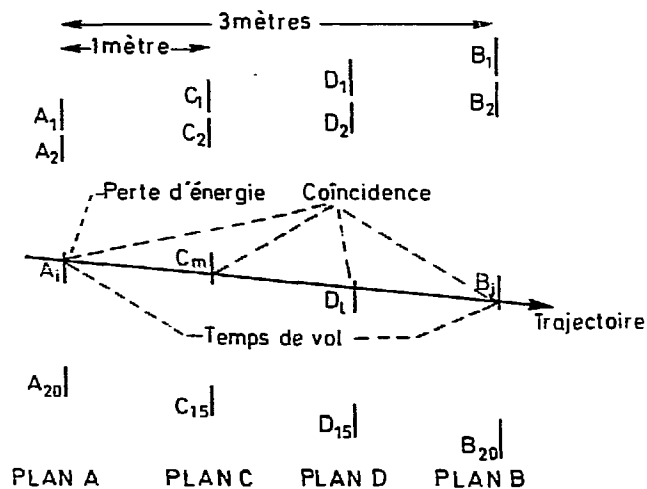


FIGURE II.3 : Configuration du trigger

peut ainsi faire une présélection angulaire horizontale rapide des évènements physiques intéressants.

Les particules sont identifiées par la mesure de leur temps de vol entre les détecteurs  $A_i$  et  $B_j$  (fig. II.4), et de leur perte d'énergie dans le détecteur  $A_i$  (fig. II.5). Enfin la coïncidence quadruple  $A_i B_j C_m D_l$  permet de diminuer le taux d'évènements fortuits.

Les scintillateurs des plans A et B sont équipés d'un photomultiplicateur XP2232B à chaque extrémité, contrairement aux scintillateurs des plans C et D qui ne sont vus que par un seul photomultiplicateur. Les signaux  $a_i$  et  $b_j$  sont délivrés par un "moyenleur de temps" qui à partir des deux discriminateurs à fraction constante placés sur les deux photomultiplicateurs associés au même scintillateur fournit une référence temporelle indépendante de la position de la particule dans le scintillateur. Le principe du moyenleur de temps repose sur le fait que la somme des temps de transit des photons jusqu'aux deux photomultiplicateurs est indépendante de la position de la particule dans le scintillateur de grande dimension.

Il y a vingt châssis électroniques correspondant aux 19 détecteurs  $A_i$ . Ils fonctionnent de la manière suivante : lorsqu'un signal  $a_i$  associé au détecteur  $A_i$  arrive sur le châssis  $A_i$ , il déclenche :

#### 1) $p$ voies de mesure de temps de vol .

$p$  correspond au nombre de voies  $B_j$  possibles pour la voie  $A_i$  considérée. Classiquement les mesures de temps de vol font intervenir des convertisseurs temps-amplitude (CTA) ou des "time to digital converter" (TDC) dont le temps de réponse est trop long (de l'ordre de la microseconde) pour que le signal de sortie puisse intervenir dans la décision de lecture des chambres (le temps de migration maximum dans les chambres CERN est de 500 ns, comme nous le verrons ultérieurement). Un système original, non standard a donc été développé : le système à rampe bloquée. L'idée consiste à utiliser un système à deux étages : le premier étage rapide, dont le temps de réponse est inférieur à 50 nanosecondes, consiste à comparer le temps de vol à une fourchette de deux valeurs fixées à l'avance (étalonnées). Le signal temps de vol est issu d'une rampe, de durée fixée, lancée par le signal  $a_i$  et bloquée par le signal  $b_j$ . Si le temps de vol est situé dans la fourchette, on obtient un signal trigger. Au cours de la deuxième étape, on code et on lit la valeur précise du temps de vol. Pour chacune des  $p$  voies, il y a en fait trois fourchettes de temps de vol possibles correspondant à trois types de particules différentes.

Il faut toutefois noter les limites de la sélection en temps de vol rapide. Le cône défini par un couple de détecteurs  $A_i B_j$  peut couvrir dans certains cas jusqu'à 1/4 de la focale, ce qui se traduit par une dispersion des temps pouvant atteindre 7 nanosecondes pour des alphas et des

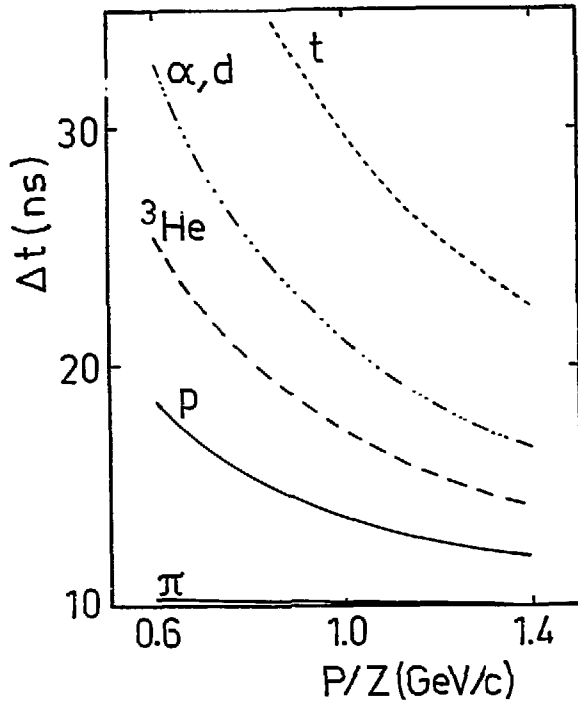


FIGURE II.4 : Temps de vol sur 3 mètres en fonction de l'impulsion pour différentes particules pouvant être analysées par SPESIII.

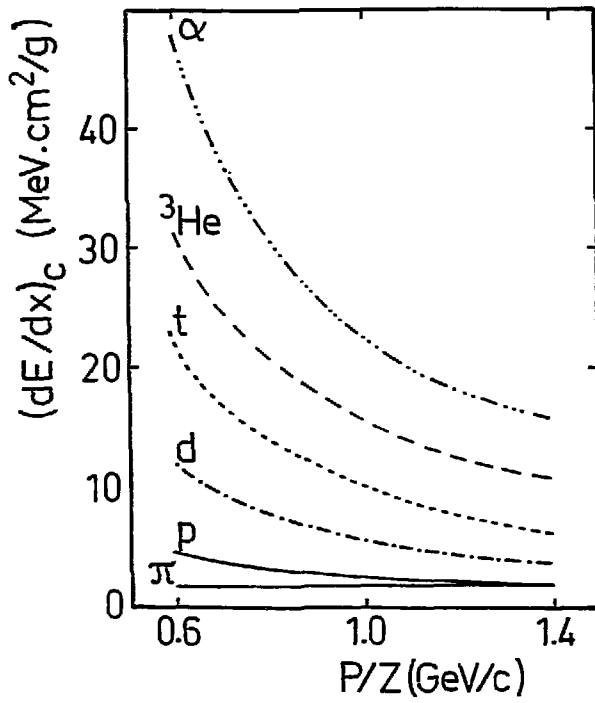


FIGURE II.5 : Perte d'énergie dans le carbone en fonction de l'impulsion pour différentes particules pouvant être analysées par SPESIII.

deutons, et 3 nanosecondes pour des protons de basse impulsion ; si bien que la fourchette en temps de vol devra être assez large, pour des couples  $A_i B_j$  correspondant aux impulsions faibles.

L'ensemble de l'électronique rapide a été étudié et fabriqué spécialement pour SPES III pour réaliser les fonctions définies dans le cahier des charges, puisque ces matériels n'existaient pas dans le commerce.

## 2) Une voie de mesure de perte d'énergie.

L'analyse en énergie sur les détecteurs  $A_i$  se fait par sommation des deux signaux analogiques issus des deux photomultiplicateurs associés au même scintillateur. Le signal  $a_i$  déclenche un signal de durée fixe ( $\mu$ orte) pendant lequel les signaux analogiques de la voie  $A_i$  sont intégrés. On obtient à la fin du signal porte une amplitude proportionnelle à la perte d'énergie dans le détecteur  $A_i$ . De la même façon que pour le temps de vol, trois fourchettes de perte d'énergie correspondant aux trois mêmes types de particules permettent une identification rapide des particules.

La même remarque que pour le temps de vol est valable ici, c'est-à-dire que le cône défini par un couple de détecteurs  $A_i B_j$  est tel que pour une particule de nature donnée, la perte d'énergie peut varier de 25% (à faible impulsion). L'information perte d'énergie est bien moins précise que l'information temps de vol.

## 3) Deux fenêtres de coïncidence pour les deux plans C et D, avec une sélection pour ne considérer pour chaque $A_i B_j$ que les lattes $C_K, D_l$ comprises dans le cône géométrique.

De plus, pour les réactions à plusieurs particules dans la voie de sortie, il est possible en connaissant pour toutes les particules leur impulsion, leur temps d'arrivée dans le plan A et la distance qu'elles ont parcourue entre la cible et le plan A de vérifier qu'elles ont été émises au même instant de la cible, avec une précision de l'ordre de 1 nanoseconde de façon à diminuer le taux d'événements fortuits.

Un événement sera validé au niveau d'un châssis  $A_j$  si on a simultanément :

- un temps de vol situé dans l'une des trois fourchettes présélectionnées,
- une perte d'énergie située dans la fourchette correspondant au même type de particule,
- des informations en coïncidence des plans C et D pour la trajectoire  $A_i B_j$  sélectionnée.

Les châssis  $A_j$  ont un temps de fonctionnement de l'ordre de 130 nanosecondes, c'est-à-dire qu'au bout de ce temps, ils délivrent un signal d'acceptation de l'évènement :  $F_K^i$  où

l'indice  $i$  correspond au châssis et  $K$  représente la fourchette ( $K = 1, 2$  ou  $3$ ), ou ils génèrent un signal de remise à zéro interne qui libère les fonctions du châssis considéré.

Enfin, le fonctionnement de l'ensemble d'un tel dispositif (110 photomultiplicateurs et 19 châssis d'électronique) est testé par un générateur de lumière multivoies. Sur chaque photomultiplicateur, est placée une diode électroluminescente déclenchée par une impulsion rapide. L'amplitude de ces impulsions, ainsi que leur retard par rapport à une impulsion commune de synchronisation peuvent être programmés.

Toute la conduite du trigger, hautes tensions, seuils temps de vol, seuils pertes d'énergie, fichier diodes pour la mesure des pertes (voir ultérieurement) est faite à partir d'une électronique de commande gérée par un ordinateur MAC 68 K chargé par le MITRA des aires.

La logique de décision d'une expérience est réalisée au niveau d'un "21ème châssis". Le rôle de ce dispositif est d'assurer une coïncidence suivie d'une décision rapide sur les 60 voies  $F_K^i$  ( $i = 1$  à  $19$  et  $K = 1, 2$  ou  $3$ ), de prendre en considération la voie associée au générateur de lumière, et de transférer les données au système d'acquisition.

Le trigger permet non seulement d'étudier des réactions à plusieurs corps dans la voie de sortie, mais également jusqu'à quatre physiques différentes simultanément (avec des diviseurs variables pour que les taux d'acquisition soient voisins). Il faut noter que seule la physique mise en "première place" sera analysée en ligne pendant l'acquisition des données.

Nous allons illustrer la fonction de décision sur l'exemple suivant : l'étude des résonances baryoniques et dibaryoniques dans le système  $p + {}^3\text{He}$ , ou plus précisément l'étude des voies :

$$\left\{ \begin{array}{l} {}^3\text{He} (p, {}^3\text{He}) X \\ {}^3\text{He} (p, pd) X \end{array} \right.$$

et  ${}^3\text{He} (p, pp) X$ .

Si l'on associe au proton le niveau de sélection  $k = 1$ , au deuton le niveau de sélection  $k = 2$  et à l'hélium 3 le niveau de sélection  $k = 3$ , la logique de décision doit être :

$$L = F_3^x + (F_1^x \cdot F_2^y) + (F_1^x \cdot F_1^y)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = 1 \text{ à } 19 \\ y = 1 \text{ à } 19 \\ x = y \end{array} \right.$$

Ceci permet de comprendre l'importance des niveaux de sélection ( $k = 1, 2$  ou  $3$ ) et les fonctions à réaliser dans la logique de décision.



### *b) Performances*

- Spectres temps de vol :

La fig. II.6-a présente le spectre en temps de vol du couple A12 B14, qui correspond à des impulsions voisines de 960 MeV/c. On peut voir les trois pics correspondant aux pions, protons et deutons, de largeur totale à mi-hauteur respectivement : 675 ps, 850 ps, et 1810 ps. La fig. II.6-b présente le même spectre corrigé de la variation en impulsion sur le couple A12 B14 [49]. La correction laisse la largeur totale à mi-hauteur du pic pions quasiment inchangée, puisque le temps de vol des pions est à peu près constant en fonction de l'impulsion, sur toute la gamme en impulsions analysées par SPES III. Par contre, cette correction ramène la largeur totale à mi-hauteur du pic protons à 720 ps, et surtout celle du pic deutons à 580 ps.

- Spectres perte d'énergie :

La fig. II.7 présente le spectre en perte d'énergie pour le détecteur A16. Les trajectoires correspondantes ont des impulsions comprises entre 0.6 et 1.04 GeV/c, ce qui explique la largeur du spectre.

- Spectres bidimensionnels :

La fig. II.8 présente le spectre bidimensionnel : perte d'énergie en fonction du temps de vol pour le couple A3 B3. On distingue les pions, les protons, les deutons. On constate que la séparation des différentes particules ne pose pas de problème.

### II.1.3 - Le système de localisation des trajectoires

La localisation spatiale des particules est assurée par un ensemble constitué d'une chambre de type MIT [50] placée dans le plan focal du spectromètre, et par deux chambres de type CERN [51] placées en aval [52].

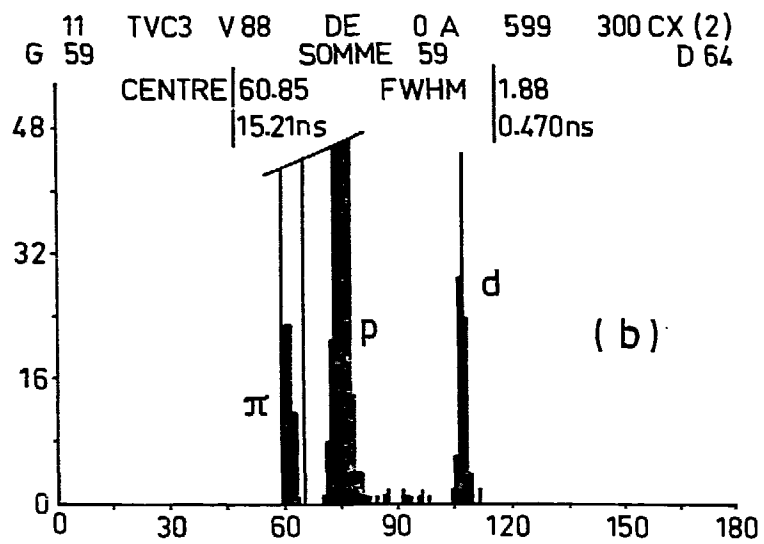
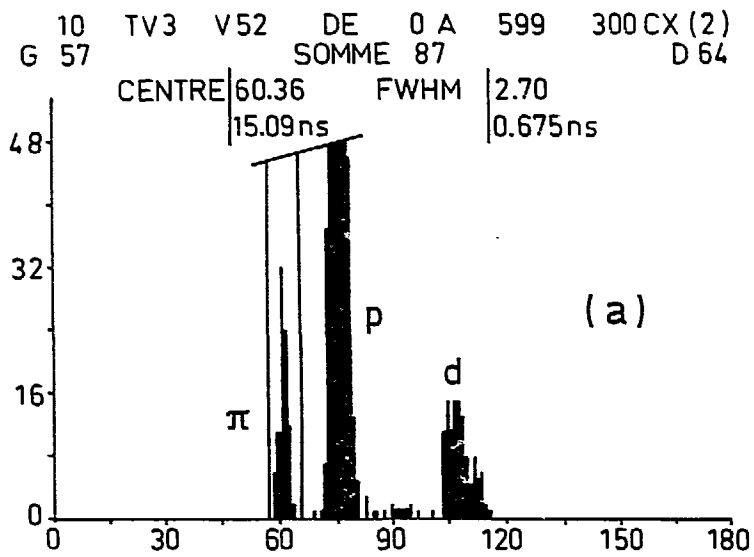


FIGURE II.6 : Spectre en temps de vol non corrigé (a) et corrigé de la variation d'impulsion (b) sur le couple A12B14.

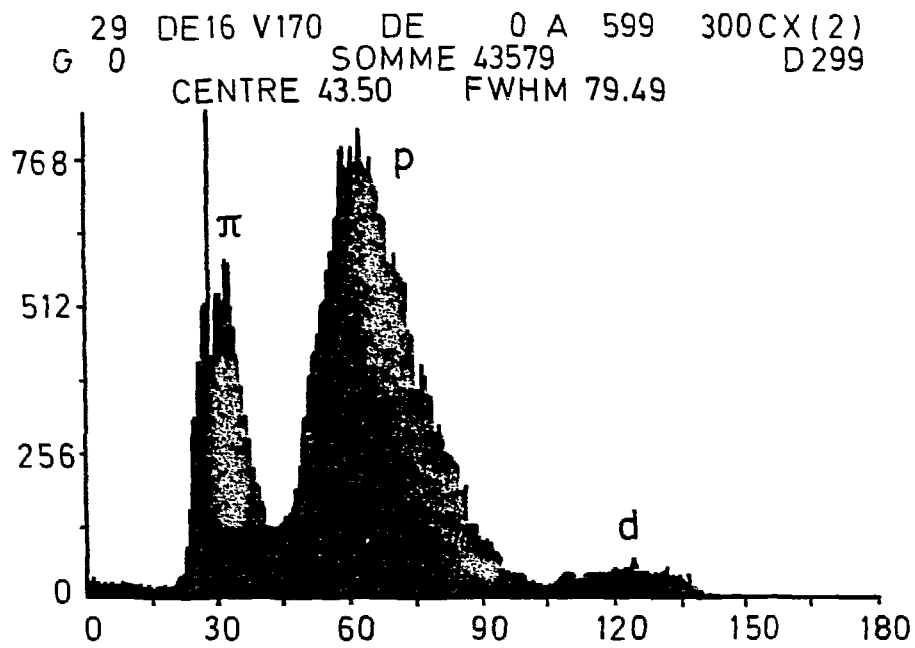


FIGURE II.7 : Spectre en perte d'énergie pour le détecteur A16.

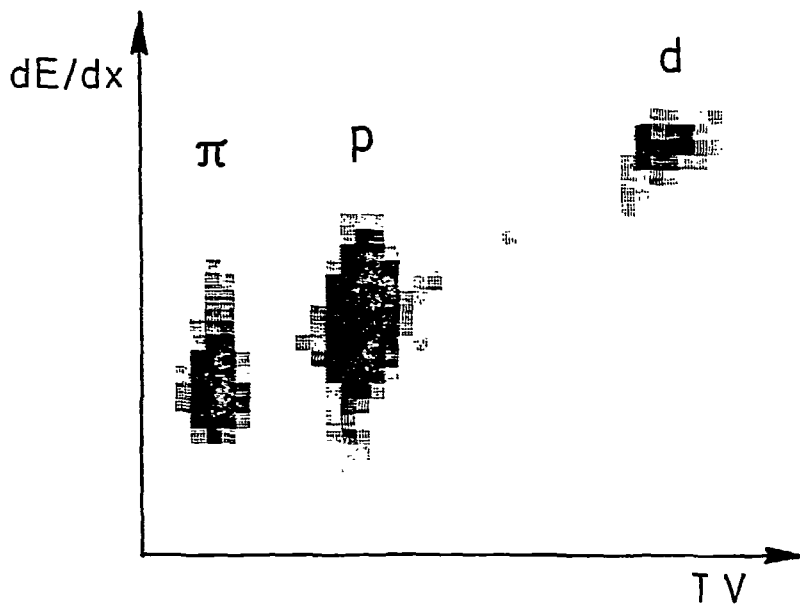


FIGURE II.8 : Spectre bidimensionnel : perte d'énergie en fonction du temps de vol pour le couple A3B3.

### a) Chambre MIT

#### 1). Description :

Ce type de chambre à fils est conçu pour fonctionner inclinée par rapport à la direction moyenne des particules. Elle est située dans le plan focal du spectromètre, ce qui permet de minimiser les effets de diffusion multiple, donc inclinée de  $41.75^\circ$  par rapport à l'axe optique.

Elle est constituée d'un plan de fils d'anode portés au potentiel zéro positionné entre deux plans de cathode portés à un potentiel négatif (- 9500 V). Les lignes de champ sont perpendiculaires au plan de mesure (fig. II.9). La largeur du "gap" - 13 mm - (qui est la distance du plan de mesure à chacun des plans cathode) a été calculée de façon à ce que, compte tenu de l'inclinaison de la chambre, chaque particule traverse au moins trois cellules de migration. L'ensemble des fils de mesure adjacents correspondant aux cellules traversées par une particule constitue un cluster. La mesure des temps de migration correspondant ( $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5$  et  $t_6$ ) permet de déterminer l'intersection de la trajectoire de la particule avec le plan de mesure et l'angle entre la trajectoire et le plan de mesure.

Plus précisément, le plan d'anode est constitué de 352 fils de mesure en tungstène doré, de  $15 \mu\text{m}$  de diamètre, placés au pas de 6 mm, ce qui représente une longueur utile de 2.12 mètres. Entre deux fils de mesure se trouvent deux fils de champ en cuivre - béryllium, de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre, placés de telle sorte que deux fils successifs soient toujours distants de 2 mm et également portés au potentiel zéro (fig. II.9). Leur rôle est d'assurer un blindage électronique entre deux fils de mesure consécutifs. Chaque plan cathode est fait d'un cadre en résine époxy sur lequel est tendue une feuille de mylar graphité de  $9 \mu\text{m}$  d'épaisseur sur laquelle est appliquée la haute tension négative. La chambre est fermée par deux fenêtres en mylar situées à 10 mm de part et d'autre des plans cathode. La rigidité de l'ensemble est assurée par deux cadres extérieurs en aluminium. Les dimensions utiles de la chambre (fig. II.10) ont été calculées d'une part à partir du grandissement horizontal et vertical du spectromètre, et d'autre part, à partir de la géométrie de son emplacement ; la chambre s'ajuste dans l'entrefer de l'aimant du côté des basses impulsions, ce qui explique le rétrécissement de la chambre.

Pour diminuer la différence de champ électrique entre le voisinage du fil d'anode et l'extrémité de la cellule de migration, et donc uniformiser la migration des électrons, on fait fonctionner la chambre à une haute tension élevée : - 9.5 KV pour les particules les moins ionisantes, c'est-à-dire les pions. Pour garder un coefficient de multiplication correct compte tenu de cette forte valeur, on utilise un mélange gazeux 50 % argon - 50 % isobutane, comportant une forte proportion de "quencher" constituant qui empêche le phénomène d'avalanche de se produire), l'isobutane dans le cas présent. Dans ces conditions, les électrons migrent avec une vitesse  $\omega_{MIT}^{-1}$  constante tout au long de la cellule, telle que  $\omega_{MIT}^{-1} = 20 \text{ ns/mm}$ .

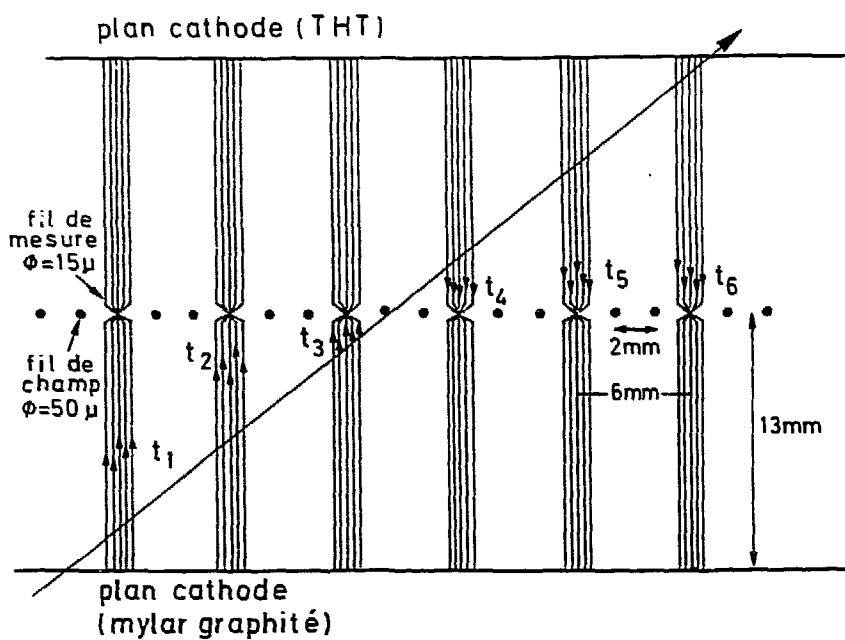


FIGURE II.9 : Schéma de principe de la chambre MIT

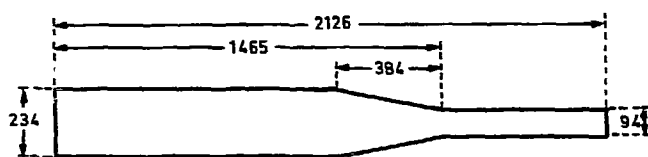


FIGURE II.10 : Schéma de la surface utile de la chambre MIT (les dimensions sont données en mm).

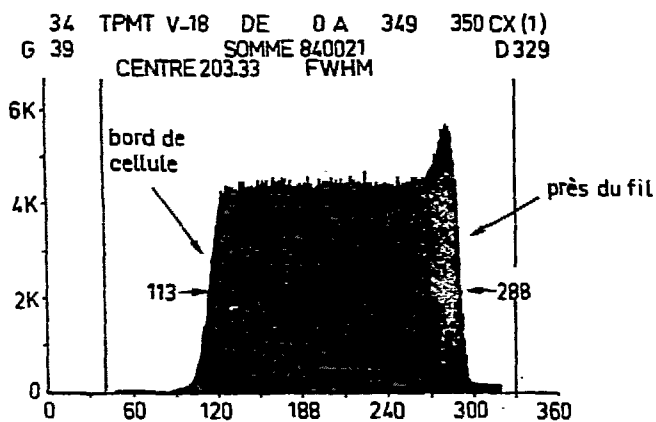


FIGURE II.11 : Spectre des temps de migration obtenu pour tous les fils de la chambre MIT.

Cette vitesse a été déterminée à partir de l'histogramme des temps de migration (fig. II.11) et de la largeur de la cellule. Le temps de migration maximum est de 260 ns.

**Remarque :** La fig. II.11 présente en réalité l'histogramme des temps codés ( $t_{\text{codé}}$ ) :

$t_{\text{codé}} = R - t_{\text{drift}}$ , où  $t_{\text{drift}}$  représente le temps de drift, et R un retard dû en partie à l'électronique. Le pic correspond au voisinage du fil de mesure, et est dû à la déformation des lignes de champ près du fil de mesure qui entraîne une contraction des temps codés.

## 2) Performances [53]

### • Résolution spatiale :

Pour déterminer la résolution spatiale de la MIT, Bertozzi [50] s'intéresse aux événements à quatre cellules touchées, et détermine la résolution en temps,  $\sigma_D$ , de la distribution :

$$(t_1 - t_2) - (t_4 - t_3)$$

où :  $t_1, t_2, t_3, t_4$  sont les quatre temps de migration.

$\sigma_D$  est reliée à la résolution intrinsèque de la cellule,  $\sigma_c$ , par :

$$\sigma_D = \sqrt{4} \sigma_c = 2 \sigma_c.$$

Les résolutions en temps sont converties en résolution spatiale en supposant une vitesse de migration de 20 ns/mm.

La résolution en position dans une cellule est calculée par une méthode de moindres carrés sur trois points déterminés par les temps de drift pour une trace donnée :

$$\sigma_x = \frac{\sigma_c}{\sqrt{3}}.$$

Ainsi :

en ce qui concerne Bertozzi (fig. II.12) :

$$\sigma_D = 200 \mu\text{m} \rightarrow \sigma_c = 100 \mu\text{m} \rightarrow \sigma_x = 60 \mu\text{m},$$

en ce qui concerne SPES III (fig. II.13) :

$$\text{largeur totale à mi-hauteur} = 720 \mu\text{m}$$

$$\rightarrow \sigma_D = 306 \mu\text{m} \rightarrow \sigma_c = 153 \mu\text{m} \rightarrow \boxed{\sigma_x = 90 \mu\text{m}}$$

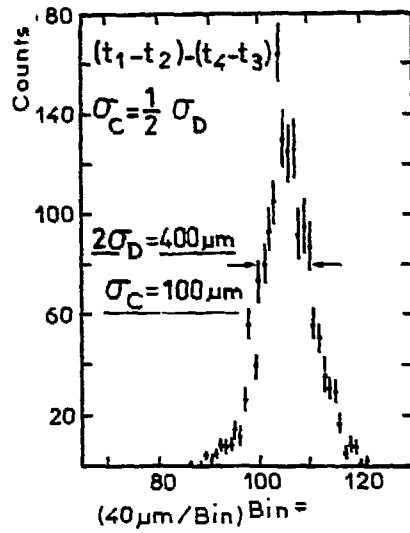


FIGURE II.12 : Distribution de la quantité  $|(t_1 - t_2) - (t_4 - t_3)|$  pour la chambre MIT de Bertozzi donnant une résolution intrinsèque de la cellule  $\sigma_C = 100 \mu\text{m}$ .

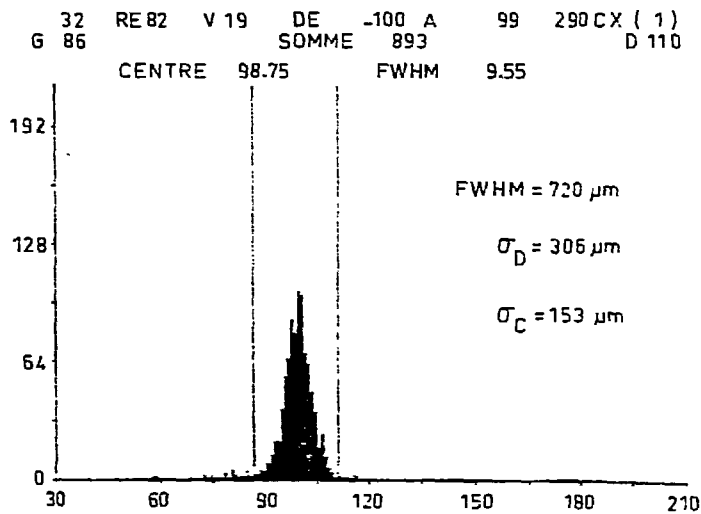


FIGURE II.13 : Histogramme de la quantité  $|(t_1 - t_2) - (t_4 - t_3)|$  pour les événements à quatre ou plus cellules touchées pour le fil n° 120 de la chambre MIT du SPESIII, de largeur totale à mi-hauteur  $720 \mu\text{m}$ .

• Résolution angulaire :

On va distinguer deux cas :

- 1) les clusters à trois fils ou quatre fils,
- 2) les clusters à plus de quatre fils.

1) Soient  $t_{i-1}$ ,  $t_i$  et  $t_{i+1}$ , les trois temps de migration et  $tg = \max [t_{i-1}, t_{i+1}]$ . Les clusters à quatre fils sont traités de la même façon que les clusters à trois fils.

L'angle MIT est donné par l'expression [54] :

$$tg \theta_{MIT} = \frac{\omega}{s} [tg - t_i]$$

où :  $\left\{ \begin{array}{l} \omega = \text{vitesse de drift de la chambre MIT} \\ s = \text{distance entre deux fils de mesure consécutifs} \end{array} \right.$

La résolution angulaire est déterminée de la façon suivante [50, 55] : on différentie l'expression précédente et on obtient :

$$\sigma_{\theta_{MIT}} = \cos^2 \theta_{MIT} \frac{\omega}{s} \sqrt{2} \sigma_c^{\text{temps}}$$

$$\sigma_{\theta_{MIT}} = \cos^2 \theta_{MIT} \frac{\sqrt{2}}{s} \sigma_c .$$

2) Pour les clusters à plus de quatre fils, soient  $t_{i-k}, \dots, t_{i-1}, t_i, t_{i+1}, \dots, t_{i+k}$ , les temps de migration, où  $t_i$  est le temps du fil central, et où les clusters ont été "symétrisés".

Dans ce cas [54] :

$$tg \theta_{MIT} = \frac{\omega}{2s(k-1)} [t_{i+k} - t_{i+1} + t_{i-k} - t_{i-1}]$$

et [50] [55]:

$$\sigma_{\theta_{MIT}} = \frac{\cos^2 \theta_{MIT}}{s(k-1)} \sigma_c .$$

Sachant que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{MIT} \text{ est centré autour de } 45^\circ : \cos^2 \theta_{MIT} \approx \frac{1}{2} \\ s = 6 \text{ mm,} \end{array} \right.$$

tout ceci conduit à :



- clusters à 5 fils :  $k = 2$

$$\left(\sigma_{\theta_{MIT}}\right)_{\text{Bertozzi}} = \frac{1}{2 \times 6} \times 0.1 = 8.3 \text{ mrd}$$

$$\left(\sigma_{\theta_{MIT}}\right)_{\text{SPES III}} = \frac{1}{2 \times 6} \times 153 = 12.8 \text{ mrd}$$

- clusters à 3 fils :

$$\left(\sigma_{\theta_{MIT}}\right)_{\text{Bertozzi}} = \frac{\sqrt{2}}{2 \times 6} \times 0.1 = 11.8 \text{ mrd}$$

$$\left(\sigma_{\theta_{MIT}}\right)_{\text{SPES III}} = \frac{\sqrt{2}}{2 \times 6} \times 153 = 18 \text{ mrd} = 1.03^\circ$$

La résolution spatiale de la MIT est très bonne, par contre la résolution angulaire l'est beaucoup moins, d'où la nécessité des chambres CERN pour mesurer l'angle horizontal avec précision.

### b) Chambres CERN

#### 1) Description

Il s'agit de deux chambres comprenant chacune trois compteurs à migration multifils placées perpendiculairement à l'axe optique. Ce type de chambre possède une structure à gradient de potentiel qui permet d'ajuster le champ électrique de migration (- THT) indépendamment du champ électrique d'amplification (+ THT). Le gradient de potentiel (de 0 à - THT) est réparti linéairement par l'intermédiaire d'un pont résistif sur les 12 fils de cathode, situés de chaque côté du plan anode, correspondant à chaque cellule de migration (fig. II.14). Chaque ensemble de deux cellules de migration se compose d'un doublet de fils d'anode, espacés de 700  $\mu\text{m}$ , permettant de lever l'ambiguïté droite-gauche, portés à + THT, et est délimité par deux fils de champ, portés à - THT.

Chacune des deux chambres CERN comporte trois plans de mesure :

- un plan X, où 96 fils de mesure tissés verticalement permettent une localisation horizontale.

- un plan U et un plan V, avec 96 fils de mesure inclinés respectivement de + 15°09' et - 15°09' par rapport à la verticale, permettant une localisation verticale, et la levée de doute lorsqu'il y a plusieurs particules dans la même cellule du plan U par exemple.

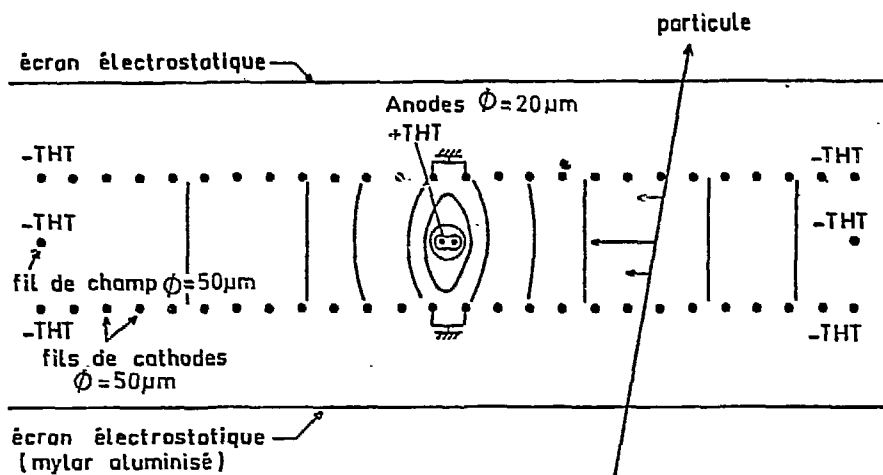


FIGURE II.14 : Schéma de principe de la chambre CERN.

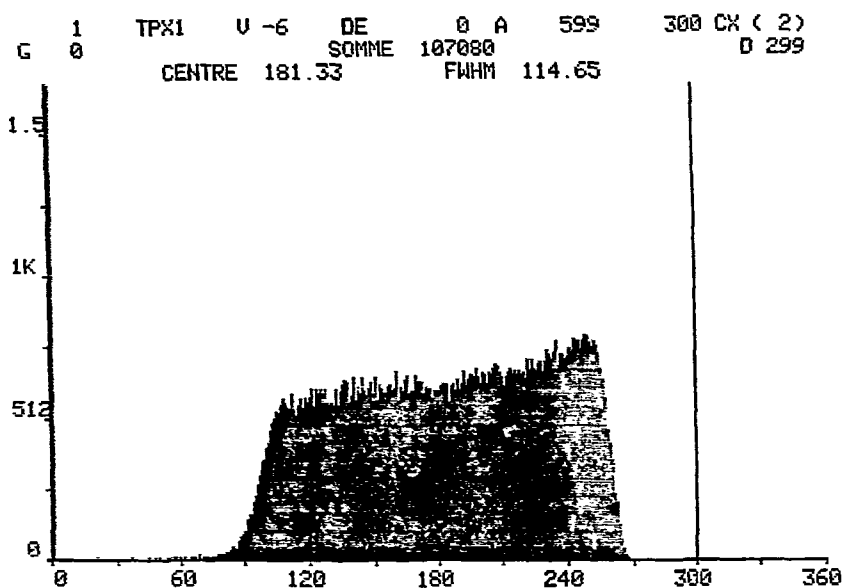
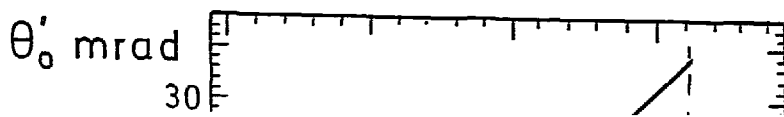


FIGURE II.15 : Spectre des temps de migration obtenu pour tous les fils du plan X de la chambre CERN I.



Dans chaque module, les plans cathode, distants l'un de l'autre de 6 mm, sont constitués de cadres en résine époxy sur lesquels sont tissés des fils de cuivre-béryllium, de  $50\mu\text{m}$  de diamètre, au pas de 2 mm. Les cadres des plans anodes sont identiques. Les fils d'anode sont en tungstène doré de  $20\mu\text{m}$  de diamètre, et les fils de champ en cuivre-béryllium de  $50\mu\text{m}$  de diamètre. Chaque cellule de migration a une longueur de 2.5 cm (fig. II.14). Le blindage électrostatique entre les trois modules est assuré par des plans de feuilles de mylar aluminisé de  $9\mu\text{m}$  d'épaisseur, placés à 10 mm des plans de cathode voisins, et connectés à la masse. Le volume total de la chambre est délimité par deux fenêtres en mylar acqila de  $65\mu\text{m}$  d'épaisseur. Comme pour la chambre MIT, deux cadres extérieurs en aluminium assurent sa rigidité mécanique. La surface utile de chaque chambre est de 40 cm (hauteur) x 240 cm (longueur).

Avec le mélange gazeux : 50.6% argon - 46% isobutane - 1.6% méthylal, les chambres fonctionnent pour les particules les moins ionisantes avec une haute tension cathode :

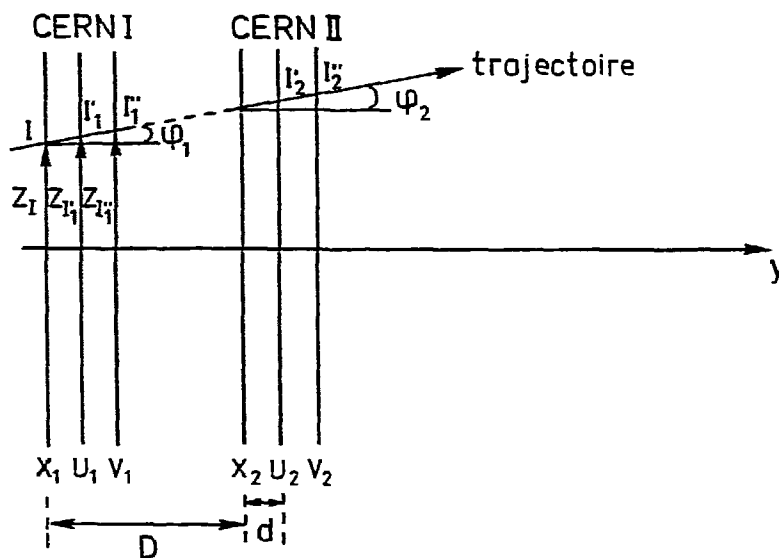
- THT  $\cong$  - 2500 V,

et une haute tension anode :

+ THT  $\cong$  2200 V. Il y a de petites variations entre les six plans. La vitesse de migration moyenne est dans ce cas  $\omega \cong \frac{1}{20.5}$  mm/ns, déterminée d'après l'histogramme des temps de migration (fig. II.15). Le temps de migration maximum est de 500 ns.

## 2) Performances [53]

Avec les notations suivantes :



- $\theta_{\text{CERN}}$  : angle horizontal  
 $\theta'$  : angle d'inclinaison par rapport à la verticale des fils des plans U et V  
 $Z_{I_1'} (Z_{I_2'})$  : coordonnée verticale dans le plan U de la CERN I (CERN II)  
 $Z_{I_1''} (Z_{I_2''})$  : coordonnée verticale dans le plan V de la CERN I (CERN II)  
 $\varphi_F$  : angle vertical moyen, calculé à partir des coordonnées des points  $I_1'$ ,  $I_1''$ ,  $I_2'$  et  $I_2''$ .

on a les formules suivantes [54] :

$$d \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{u_1 + v_1 - (2x_1 + 3d \operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}}) \cos \theta'}{\sin \theta'}$$

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}} = \frac{x_2 - x_1}{D}$$

$$Z_{I_1'} = \frac{\cos \theta'}{\sin \theta'} \left[ x_1 + d \operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}} \right] - \frac{u_1}{\sin \theta'}$$

$$Z_{I_1''} = \frac{\cos \theta'}{\sin \theta'} \left[ x_1 + 2d \operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}} \right] + \frac{v_1}{\sin \theta'}$$

mêmes formules pour la CERN II.

( $\operatorname{tg} \varphi_F$ ) et  $Z_F$  (coordonnée verticale dans le plan X de la CERN I) sont les coefficients déterminés par une méthode de moindres carrés, d'une régression linéaire sur les quatre points  $I_1'$ ,  $I_1''$ ,  $I_2'$  et  $I_2''$ .

#### • Résolution spatiale horizontale

Partant de l'expression de ( $d \operatorname{tg} \varphi_1$ ), et de l'hypothèse, dans un premier temps, que les écarts-type suivants sont égaux :  $\sigma_{x_1} = \sigma_{x_2} = \sigma_{v_1} = \sigma_{u_1}$  on a pour les variances :  $\operatorname{var}(x_1) = \operatorname{var}(x_2) = \operatorname{var}(u_1) = \operatorname{var}(v_1)$  et :

$$\operatorname{var}(d \operatorname{tg} \varphi_1) = \operatorname{var}(x_1) \left[ \frac{2 + 4 \cos^2 \theta'}{\sin^2 \theta'} \right] + \frac{9 d^2 \cos^2 \theta'}{\sin^2 \theta'} \operatorname{var}(\operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}})$$

avec :

$$\operatorname{var}(\operatorname{tg} \theta_{\text{CERN}}) = \frac{2 \operatorname{var}(x_1)}{D^2}.$$

D'où :

$$\sigma_{d \text{ tg } \varphi_1} = \sigma_{x_1} \sqrt{\frac{2 + 4 \cos^2 \theta'}{\sin^2 \theta'} + \frac{18 d^2 \cos^2 \theta'}{D^2 \sin^2 \theta'}}$$

Numériquement :

$$\left. \begin{array}{l} d = 26.8 \text{ mm} \\ D = 400 \text{ mm} \\ \theta' = 15.15^\circ \end{array} \right\} \rightarrow \sigma_{d \text{ tg } \varphi_1} = 9.2 \sigma_{x_1}$$

Expérimentalement, la largeur totale à mi-hauteur de l'histogramme en  $d \text{ tg } \varphi_1$  est 11.08 mm, et celle de l'histogramme en  $d \text{ tg } \varphi_2$  est de 12 mm.

Contribuent à cette largeur :

- $\sigma_x$ ,
- l'ouverture angulaire de l'angle vertical en sortie,
- le straggling angulaire.

L'étude des trajectoires "lancées" au niveau de la cible dans la carte de champ principal, puis dans la carte de champ de fuite, et intégrées pas à pas par le programme PROSIT, donne comme largeur totale à mi-hauteur de l'histogramme en angle vertical en sortie : 32.7 mrd  $\rightarrow$  FWHM ( $d \text{ tg } \varphi_1$ ) = .877 mm.

Si l'on néglige le straggling angulaire (de l'ordre de 4 mrd pour des protons de 1 GeV/c, en largeur totale à mi-hauteur), on obtient pour la contribution de  $\sigma_x$  dans la largeur totale à mi-hauteur de ( $d \text{ tg } \varphi_1$ ) :

$$\begin{aligned} \text{FWHM}(d \text{ tg } \varphi_1) \Big|_{\sigma_{x_1}} &= \sqrt{(11.08)^2 - (.877)^2} \\ &= 11.05 \text{ mm} \end{aligned}$$

$$\rightarrow \sigma_{d \text{ tg } \varphi_1} = \frac{\text{FWHM}(d \text{ tg } \varphi_1) \Big|_{\sigma_{x_1}}}{2.35} = 4.70 \text{ mm}$$

$$\rightarrow \boxed{\sigma_{x_1} = 511 \mu\text{m}}$$

En ce qui concerne la chambre CERN II :

$$\sigma_{x_2} = 554 \mu\text{m}$$

Ces valeurs sont plus élevées que celles trouvées par Sauli[51]:

$\sigma_x \cong 100 \mu\text{m}$  pour des trajectoires perpendiculaires à la chambre

$\sigma_x \cong 250 \mu\text{m}$  pour des trajectoires à  $42^\circ$  par rapport à la normale à la chambre.

Au SPES III, les angles d'inclinaison des trajectoires ont des valeurs intermédiaires, puisqu'ils varient entre  $0^\circ$  et  $17^\circ$  en bas de focale, et entre  $0^\circ$  et  $7^\circ$  en haut de focale ; si l'on suppose une variation linéaire de  $\sigma_x$  avec l'angle d'inclinaison, cela conduirait à une résolution spatiale chez Sauli :

$\sigma_x \cong 125 \mu\text{m}$  pour  $\theta_{\text{CERN}} = 7^\circ$ .

$\sigma_x \cong 161 \mu\text{m}$  pour  $\theta_{\text{CERN}} = 17^\circ$ .

Les valeurs trouvées expérimentalement sont plus élevées parce qu'elles sont moyennées sur toute la focale pour les 96 cellules de chaque plan de chambre. Et contribuent en particulier à ces valeurs, les disparités des calages en temps entre les différents fils qui peuvent être de quelques nanosecondes, soit 100 à 200  $\mu\text{m}$  de "jitter" sur l'ensemble des fils.

#### • Résolution angulaire horizontale

En différentiant l'expression :

$$\text{tg.} \theta_{\text{CERN}} = \frac{x_2 - x_1}{D},$$

on obtient :

$$\sigma_{\theta_{\text{CERN}}} = \frac{\cos^2 \theta_{\text{CERN}}}{D} \sqrt{\sigma_{x_2}^2 + \sigma_{x_1}^2}$$

Comme l'angle  $\theta_{\text{CERN}}$  est centré autour de  $0^\circ$ ,  $\cos^2 \theta_{\text{CERN}} \cong 1$ , et :

$$\sigma_{\theta_{\text{CERN}}} = 1.9 \text{ mrd}$$

Cette valeur étant meilleure que le straggling angulaire (de l'ordre de quelques mrd), ce dernier limite finalement les performances de la chambre en détermination angulaire horizontale.

• Résolution spatiale verticale

$$\text{var}(Z_{I'_1}) = \frac{\text{var}(x_1)}{\sin^2 \theta'} \left[ 1 + \left(1 + 2 \frac{d^2}{D^2}\right) \cos^2 \theta' \right]$$

Numériquement :

$$\sigma_{Z_{I'_1}} = 5.3 \sigma_{x_1} = 2.7 \text{ mm}$$

De la même façon :

$$\sigma_{Z_{I''_1}} = 5.4 \sigma_{x_1} = 2.8 \text{ mm}$$

Idem pour  $\sigma_{Z_{I'_2}}$  et  $\sigma_{Z_{I''_2}}$

La coordonnée verticale dans le plan X de la CERN I,  $Z_F$ , est le coefficient constant, déterminé par une méthode de moindres carrés de la régression linéaire sur les quatre points  $I_1, I'_1, I_2$  et  $I''_2$ . Si l'on suppose que les incertitudes sur les coordonnées verticales de ces quatre points sont toutes égales, soit  $\sigma_z$ , alors l'incertitude sur  $Z_F$  est donnée par :

$$\sigma_{Z_F} = \sigma_z \sqrt{\frac{y_{I'_1}^2 + y_{I''_1}^2 + y_{I'_2}^2 + y_{I''_2}^2}{\text{Det}}}$$

où : Det est le déterminant du système de deux équations à deux inconnues :  $Z_F$  et  $\text{tg } \varphi_F$ .

Numériquement :

$$\sigma_{Z_F} = 0.78 \sigma_z = 2.2 \text{ mm}$$

• Résolution angulaire verticale

Avec la même hypothèse que précédemment, l'incertitude sur ( $\text{tg } \varphi_F$ ) est donnée par :

$$\sigma_{\text{tg } \varphi_F} = \sigma_z \sqrt{\frac{4}{\text{Det}}}$$

Or :

$$\sigma_{\text{tg } \varphi_F} = \frac{1}{\cos^2 \varphi_F} \sigma_{\varphi_F}$$

et comme l'angle  $\varphi_F$  est centré autour de  $0^\circ$ ,  $\cos^2 \varphi_F = 1$  ;

Numériquement :

$\sigma_{\varphi_F} = 0.0025 \sigma_z = 7 \text{ mrd}$
--

Compte tenu de la faible valeur du grandissement angulaire vertical,  $\varphi_F/\varphi_0 = \frac{1}{7}$  (où :  $\varphi_0$  est l'angle vertical sur cible), la résolution angulaire verticale n'est pas très bonne ; ceci est en particulier dû au fait que les fils des plans U et V ne sont pas assez inclinés (l'angle  $\theta$  est trop faible).

Il est à noter que  $\sigma_{\varphi_1} \approx 25 \sigma_{\varphi_F}$  et  $\sigma_{\varphi_2} = 25 \sigma_{\varphi_F}$  ; ceci vient du fait que  $\varphi_F$  (mesuré sur 400 mm) est déterminé avec beaucoup plus de précision que  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  (mesurés sur 26.8 mm, et calculés de façon différente).

Lorsque l'on considère une cellule sur la CERN I couplée à une cellule sur la CERN II, ce qui limite  $\theta_{\text{CERN}}$  à quelques degrés, centré autour de  $10^\circ$  environ dans le cas étudié, la largeur totale à mi-hauteur de l'histogramme en (d tg  $\varphi_1$ ) est 6.8mm, et celle de l'histogramme en (d tg  $\varphi_2$ ) est 7.7 mm.

Tout ceci conduit de la même façon que précédemment à :

$\sigma_{x_1} = 287 \mu\text{m}$
$\sigma_{x_2} = 195 \mu\text{m}$
$\sigma_{\theta_{\text{CERN}}} = 0.87 \text{ mrd}$
$\sigma_{Z_{I_1}} = 1.52 \text{ mm}$
$\sigma_{Z_{I''_1}} = 1.03 \text{ mm}$
$\sigma_{Z_F} \approx 0.98 \text{ mm}$
$\sigma_{\varphi_F} \approx 3 \text{ mrd}$

Ces valeurs sont plus faibles que lorsque l'on considère la focale dans son ensemble, puisque, dans ce cas, on s'affranchit de la disparité du calage en temps des fils.



c) *Electronique de lecture :*

Le système de localisation des trajectoires comporte 928 fils de mesure (352 pour la chambre MIT, et  $2 \times 3 \times 96$  pour les chambres CERN) et 14400 fils cathode ( $2 \times 3 \times 2 \times 1200$ ) pour les chambres CERN.

Bien que différents, les deux types de chambre font appel au même principe qui est la mesure du temps de migration. C'est pourquoi le même équipement électronique est utilisé dans les deux cas.

La prise de signal sur les fils d'anode au potentiel zéro de la chambre MIT se fait par une résistance série de  $75 \Omega$  et une résistance à la masse de  $10 \text{ k}\Omega$ . La prise de signal sur les fils d'anode à un potentiel positif des chambres CERN se fait par une capacité d'isolement ( $100 \text{ pF}$ ), une résistance à la masse de  $10 \text{ k}\Omega$  et une résistance série de  $330 \Omega$  (fig. II.16).

L'amplification et la mise en forme des signaux sont réalisées par des préamplificateurs - discriminateurs (PAD, étudiés au CRN Strasbourg), situés à proximité des chambres (6 m). De façon à limiter le taux de déclenchements multiples, les PAD fonctionnent avec un seuil de  $400 \mu\text{V}$  pour la chambre MIT, et  $600 \mu\text{V}$  pour les chambres CERN, et une largeur de mise en forme de  $60 \text{ ns}$  dans les deux cas.

Les PAD sont reliés à des modules récepteurs-répartiteurs situés dans la salle d'électronique (50 m de distance). Ces derniers sont reliés à des modules translateurs ECL  $\rightarrow$  NIM en vue de faire des tests, et au système NEVIS pour le codage des temps de migration.

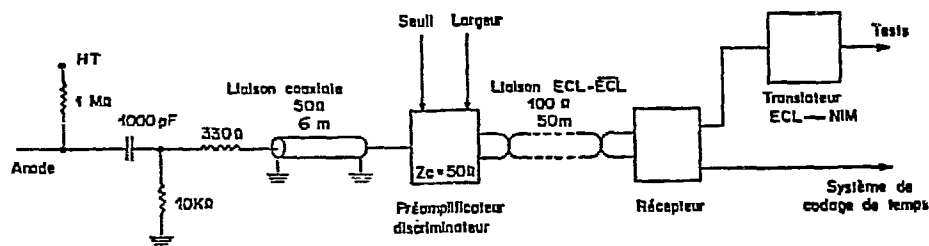


FIGURE II.16 : Schéma de la prise de signal pour la lecture des chambres CERN.

Le système NEVIS, système entièrement digital, présente une résolution de 1.5 ns, et est conçu pour la détection d'évènements de multiplicité pouvant être élevée  $N < 14$ . La mesure des temps se fait à l'aide de modules CODEURS. Les signaux en provenance des fils des chambres sont les "starts",  $t_{START}$ . Le "stop",  $t_{STOP}$ , est donné par le trigger de l'expérience ; il est retardé d'une durée supérieure au temps de migration maximal, et est commun à tous les codeurs d'un même type de chambre. La digitalisation est faite par les modules CODEURS. Les modules ENCODEURS calculent les intervalles de temps entre chaque "start" et le "stop", et transmettent la donnée si  $t_{STOP} - t_{START} < t_{max}$ . Le temps de codage maximal,  $t_{max}$ , est choisi supérieur au temps de migration maximal pour chaque type de chambre. Les résultats du codage sont transférés au système d'acquisition via des modules multiplexeurs et des modules d'interface.

## II.2 - REMONTEE SUR CIBLE OU RECONSTITUTION DES TRAJECTOIRES

Il s'agit pour toute particule sélectionnée par le trigger dont on a mesuré les coordonnées à la sortie du spectromètre d'en déduire son impulsion et l'angle avec lequel elle a quitté la cible.

Les difficultés tiennent au fait que le spectromètre possède un grand angle solide et permet d'analyser une grande bande en moment, que la chambre MIT située dans le plan focal de l'aimant ne fournit que les coordonnées horizontales, et que les chambres CERN, fournissant à la fois les coordonnées horizontales et verticales sont situées dans la zone d'action du champ de fuite de l'aimant. De plus, le spectromètre possède de fortes aberrations, et en particulier un fort couplage horizontal-vertical, comme on peut le constater sur le tableau suivant.

Pour  $p = 1 \text{ GeV}/c$  et  $\phi_0$  (angle vertical sur cible) = 50 mrd, par exemple

angle horizontal sur cible $\theta_0$ (mrd)	coordonnée horizontale CERN $X_F$ (cm)	angle vertical CERN $\phi_F$ (mrd)
30	3.07	1.1
- 30	4.75	21.8

La méthode consiste à calculer les coordonnées à la sortie du spectromètre (pas nécessairement dans le plan focal) :  $X_F, \theta_F, Z_F, \phi_F$ , à l'aide du programme PROSIT [56], qui utilise les cartes de champ magnétique mesurées, pour un ensemble de trajectoires dont les coordonnées au niveau de la cible sont :  $\delta, \theta_0, Z_0, \phi_0$  ( $\delta = \frac{P - P_{centrale}}{P_{centrale}}$ ). Puis on paramétrise les coordonnées au niveau de la cible  $\delta', \theta'_0, Z'_0$  et  $\phi'_0$  en fonction des variables de sortie. Plus précisément, le programme PROSIT intègre l'équation du mouvement pas à pas dans la carte de champ magnétique, en tenant compte de la variation du champ magnétique sur un pas d'intégration. Deux améliorations ont été apportées à ce programme [ 57] :

- le maillage choisi pour interpoler le champ magnétique dans le plan médian est passé de 9 à 25 points.

- le développement en série de Taylor pour calculer les composantes du champ magnétique extrapolé hors plan médian est passé de l'ordre 2 à l'ordre 4.

Ceci a été fait de manière à affiner le lissage dans le plan médian du champ magnétique et à réduire l'amplification des fluctuations dans l'extrapolation hors plan.

Pour une induction donnée du spectromètre, le champ magnétique a été mesuré dans le plan médian en deux parties (sans compter la mesure dans la zone balayée par le faisceau primaire) correspondant à :

- la carte de champ principale (en coordonnées polaires)
- la carte de champ de fuite (en coordonnées cartésiennes) qui s'étend au-delà de la CERN II, ces deux cartes ayant une zone de recouvrement (fig. II.17).

Le raccord géométrique des deux cartes a été obtenu par superposition de courbes iso champ tracées dans chacune des deux cartes ; deux points communs aux deux cartes (S et T) ont ainsi été déterminés. La cible et la détection ont été positionnées dans l'ensemble des deux cartes de champ.

A l'aide du programme PROSIT, deux fichiers de trajectoires ont donc été constitués :

- 1) Trajectoires allant de la cible à la MIT :  $(\delta, \theta_0) \rightarrow (X_{MIT_{calculé}}, \theta_{MIT_{calculé}})$ .

Pour cela, seule la carte de champ principale est prise en compte. Tant que l'impulsion est inférieure à 1.2 GeV/c, la MIT est située dans la carte de champ, et le nombre de pas dans la carte de champ est ajusté pour minimiser la section droite (SD) de projection sur la MIT sur laquelle on néglige le champ (fig. II.18). Cette section droite est toujours inférieure à 2 cm, ce qui revient à une erreur maximum de 0.01 mm sur  $X_{MIT_{calculé}}$  et 0.6 mrd sur  $\theta_{MIT_{calculé}}$ . Pour les impulsions supérieures à 1.2 GeV/c, la MIT est située à l'extérieur de la carte de champ polaire, la section droite sur laquelle le champ a été négligé peut atteindre jusqu'à 20 cm pour 1.4 GeV/c, ce qui conduit à une erreur de 2.6 mrd sur  $\theta_{MIT_{calculé}}$  et 0.5 mm sur

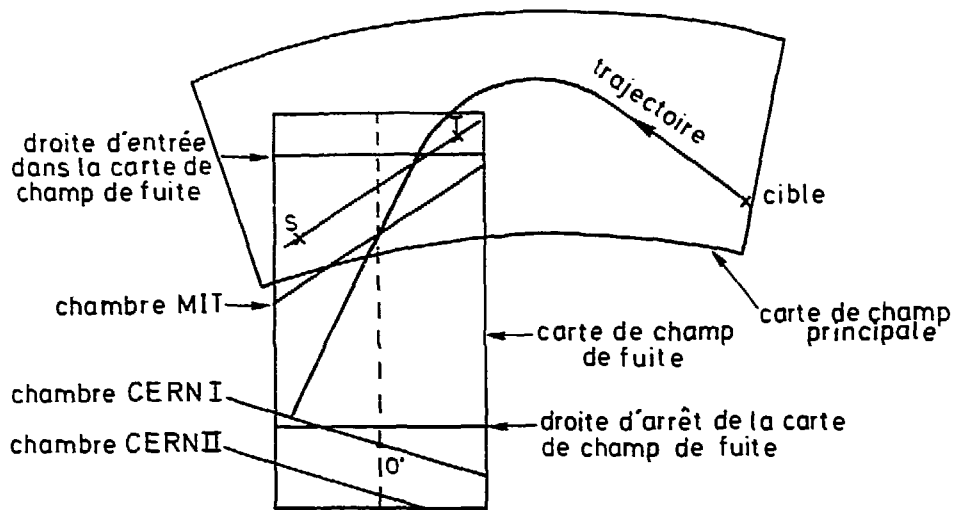


FIGURE II.17 : Zones de champ magnétique mesurées.

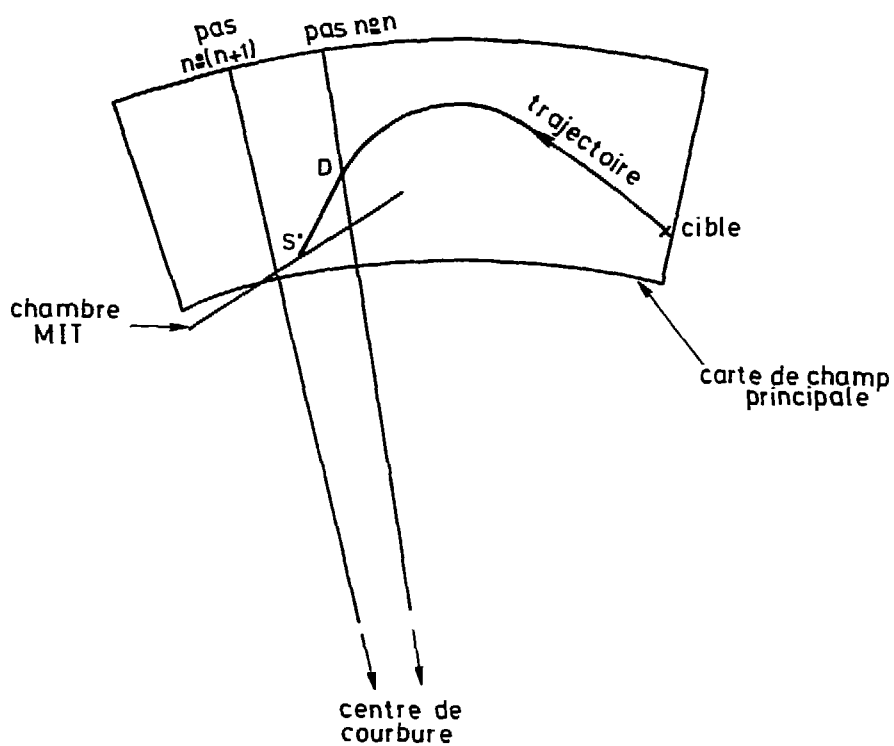


FIGURE II.18 : Illustration de l'utilisation du programme PROSIT pour déterminer les trajectoires des particules entre la cible et la chambre MIT.

$X_{MIT}$  calculé qui ne seront pas les termes prépondérants dans la précision de reconstruction (voir plus loin ; la précision de mesure de l'angle  $\theta_{MIT}$  est en effet de l'ordre de 40 mrd en largeur totale à mi-hauteur).

2) Trajectoires allant de la cible à la CERN I :  $(\delta, \theta_0, Z_0, \varphi_0) \rightarrow (X_{CERN}, \theta_{CERN}, Z_F, \varphi_F)$ .

Pour cela, on a déterminé une droite commune aux deux cartes de champ dont on connaît l'intersection avec la droite ST (fig. II.17). Une trajectoire partant de la cible est calculée dans la carte de champ principale jusqu'à la droite précédente (la section droite de projection est dans ce cas d'au maximum 3 millimètres). Puis la trajectoire est calculée dans la carte de champ de fuite jusqu'à une droite qui coupe la CERN I à 3 cm du point  $O'$ , ce qui revient à négliger le champ de fuite pour la partie basses impulsions de la CERN I, et qui conduit à une erreur d'au maximum 1 mrd sur  $\theta_{CERN}$  calculé.

Chaque coordonnée "cible" peut alors s'exprimer comme fonction des deux, ou quatre variables de sortie, selon le fichier de trajectoires considéré. On choisit un développement polynomial dont les coefficients sont déterminés par une méthode de minimisation de  $\chi^2$ . Tout ceci suppose  $X_0 = 0$ , c'est-à-dire que la trajectoire est issue de la cible, et que cette dernière est très étroite. De plus, on postule que le plan médian est un plan d'antisymétrie "parfait" du champ magnétique, c'est d'ailleurs l'hypothèse faite dans le programme PROSIT ; ceci a pour conséquence :

- $\delta'$  et  $\theta'_0$  sont des polynômes pairs en  $Z_F$  et  $\varphi_F$ .
- $Z'_0$  et  $\varphi'_0$  sont des polynômes impairs en  $Z_F$  et  $\varphi_F$ .

Le spectre bidimensionnel :  $\theta_{MIT \text{ mesuré}} = f(X_{MIT \text{ mesuré}})$  pour la réaction  $^{12}C(p, p')$  à  $T_p = 433$  MeV et  $\theta_p = 13^\circ$  (fig. II.19) fait apparaître une aberration du quatrième ordre, si bien que les polynômes seront a priori de degré 4. On teste la qualité du fit en étudiant pour une impulsion donnée  $p$ , et pour  $\theta_0$  compris entre - 50 et 50 mrd, la courbe  $\theta'_0 = f\left(\frac{p'-p}{p}\right)$ , où  $p'$  désigne l'impulsion calculée. En théorie, cette courbe devrait avoir l'allure suivante (fig. II.20) :

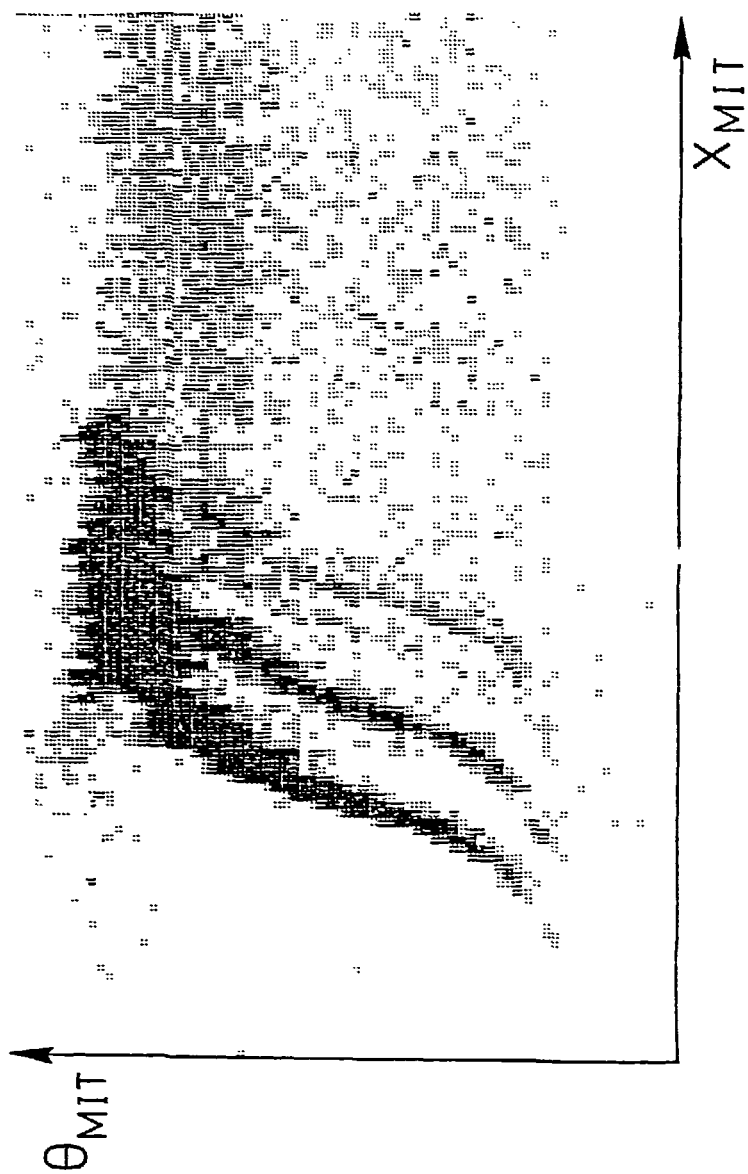


FIGURE II.19 : Spectre bidimensionnel ( $\theta_{MIT\text{ mesuré}} = f(X_{MIT\text{ mesuré}})$ ) obtenu pour la réaction  $^{12}\text{C}(p,p')$  à 443 MeV et  $13^\circ$ .

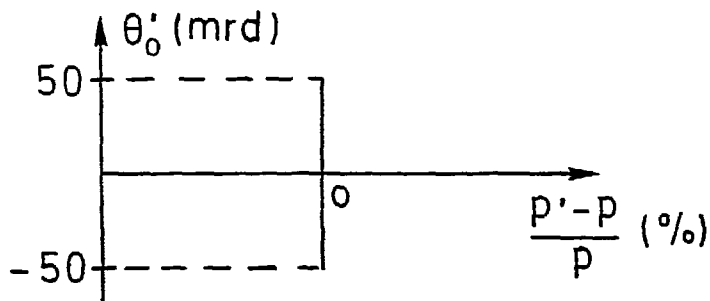


FIGURE II.20 : Courbe théorique  $\theta'_0 = f\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  pour  $p$  fixée.

Pour l'induction nominale du spectromètre (3 Teslas), l'impulsion centrale vaut 1 GeV/c, et cette étude a été faite pour le fit MIT  $\rightarrow$  cible, pour trois valeurs de  $p$  :

0.7 GeV/c , 1 GeV/c et 1.3 GeV/c . Les figures II.21 à II.24 présentent ces courbes respectivement pour des polynômes de degré 1, 2, 3 et 4. Le tableau suivant résume l'évolution de  $\Delta\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  pour chaque valeur de  $p$  en fonction du degré du polynôme :

	$\Delta\left(\frac{p' - p}{p}\right) (\%)$ $p = 0.7 \text{ GeV/c}$	$\Delta\left(\frac{p' - p}{p}\right) (\%)$ $p = 1 \text{ GeV/c}$	$\Delta\left(\frac{p' - p}{p}\right) (\%)$ $p = 1.3 \text{ GeV/c}$
polynômes de degré 1	16	2.3	13
polynômes de degré 2	3	0.8	1.5
polynômes de degré 3	0.28	0.32	0.26
polynômes de degré 4	0.6	0.16	0.15

Ces valeurs corroborent le choix du degré 4 [annexe I ], compromis qui permet de minimiser  $\Delta\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  sur la plus grande partie possible de la focale.

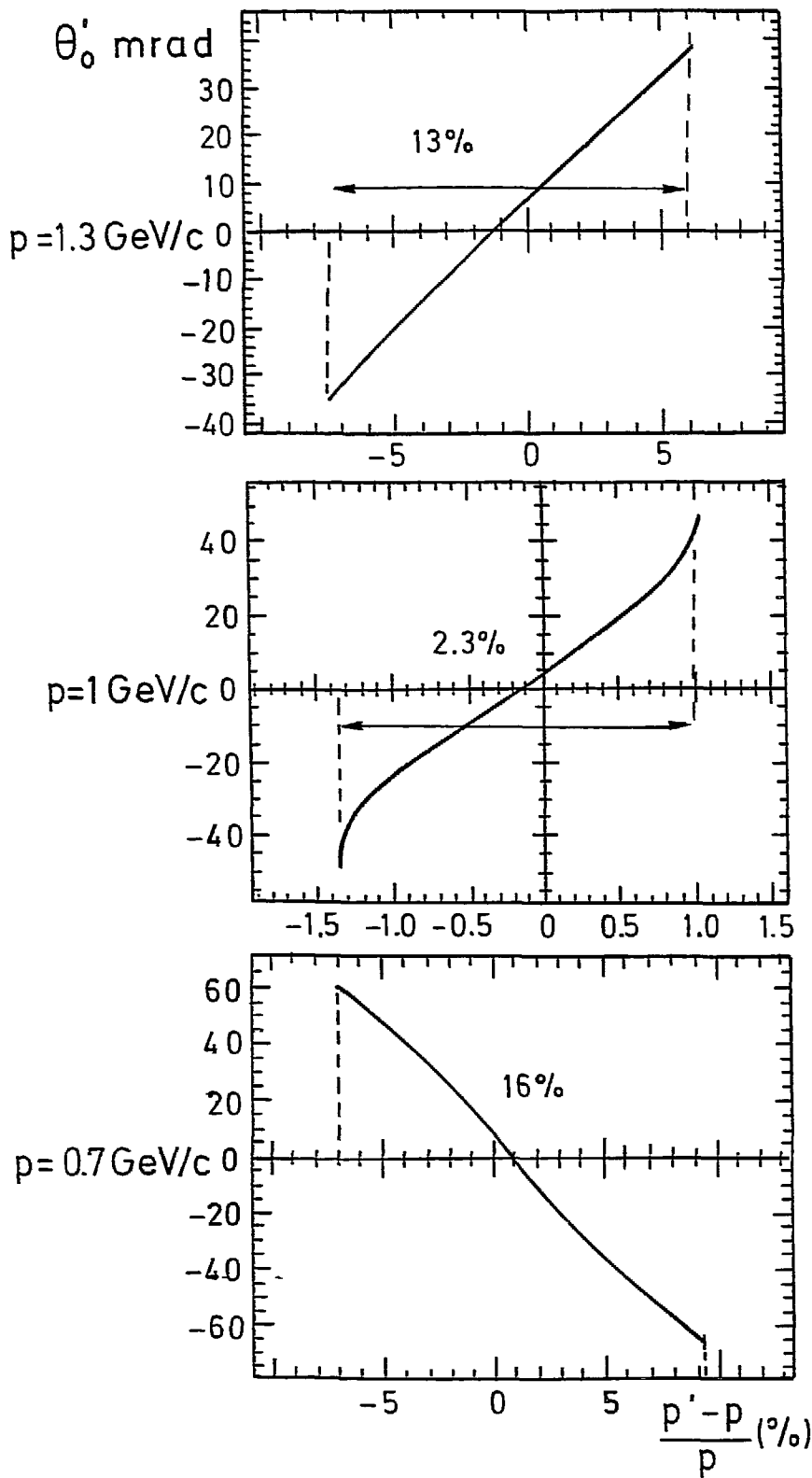


FIGURE II.21 : Courbes  $\theta'_0 = f\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  pour trois valeurs de l'impulsion  $p$  (0.7, 1.0 et 1.3 GeV/c) pour un fit polynômial du 1er degré en  $X_{MIT}$ ,  $\theta_{MIT}$ .



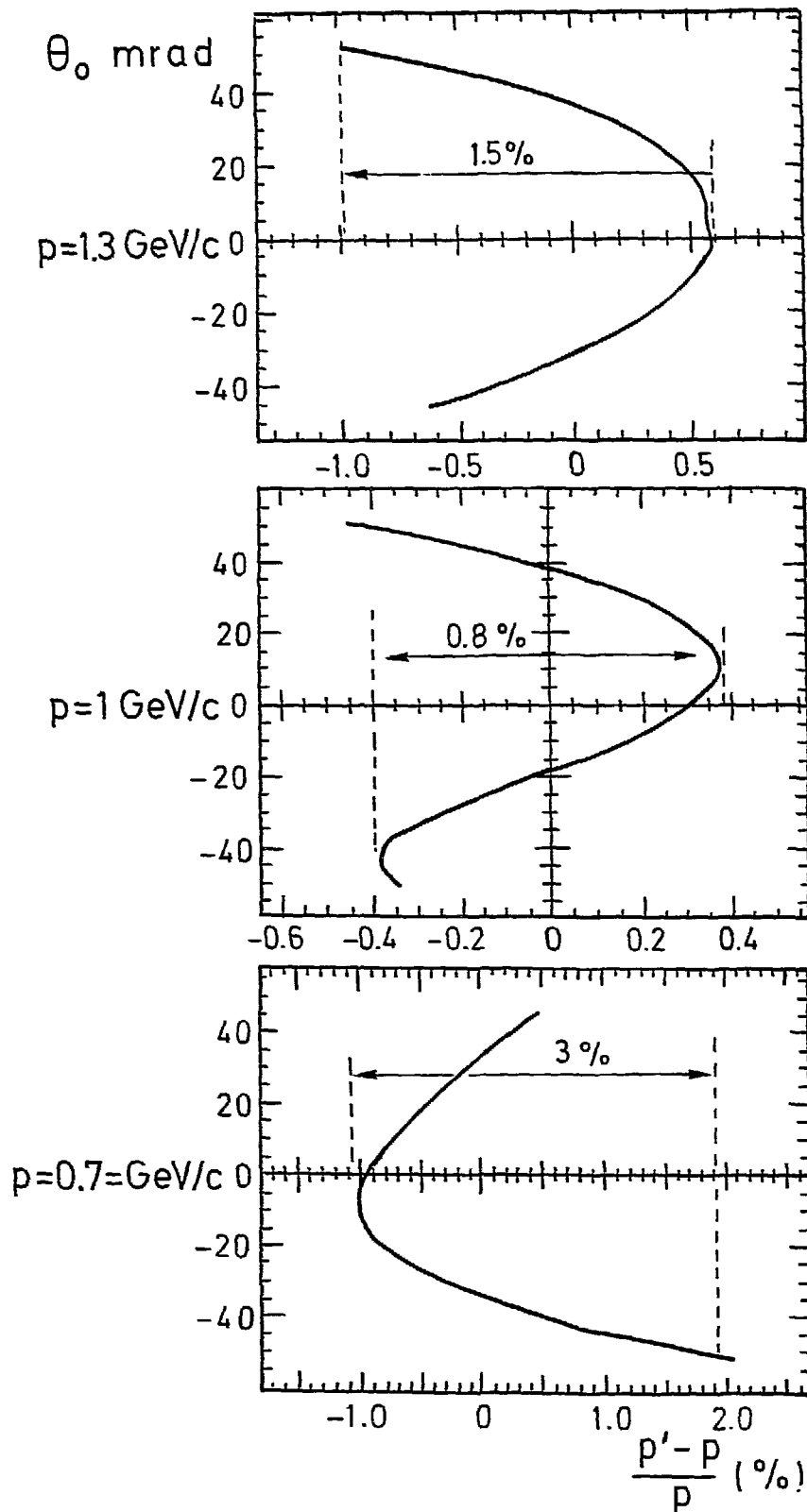


FIGURE II.22 : Courbes  $\theta'_0 = f\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  pour trois valeurs de l'impulsion  $p$  (0.7, 1.0 et 1.3 GeV/c) pour un fit polynômial du 2<sup>nd</sup> degré en  $X_{MIT}$ ,  $\theta_{MIT}$ .

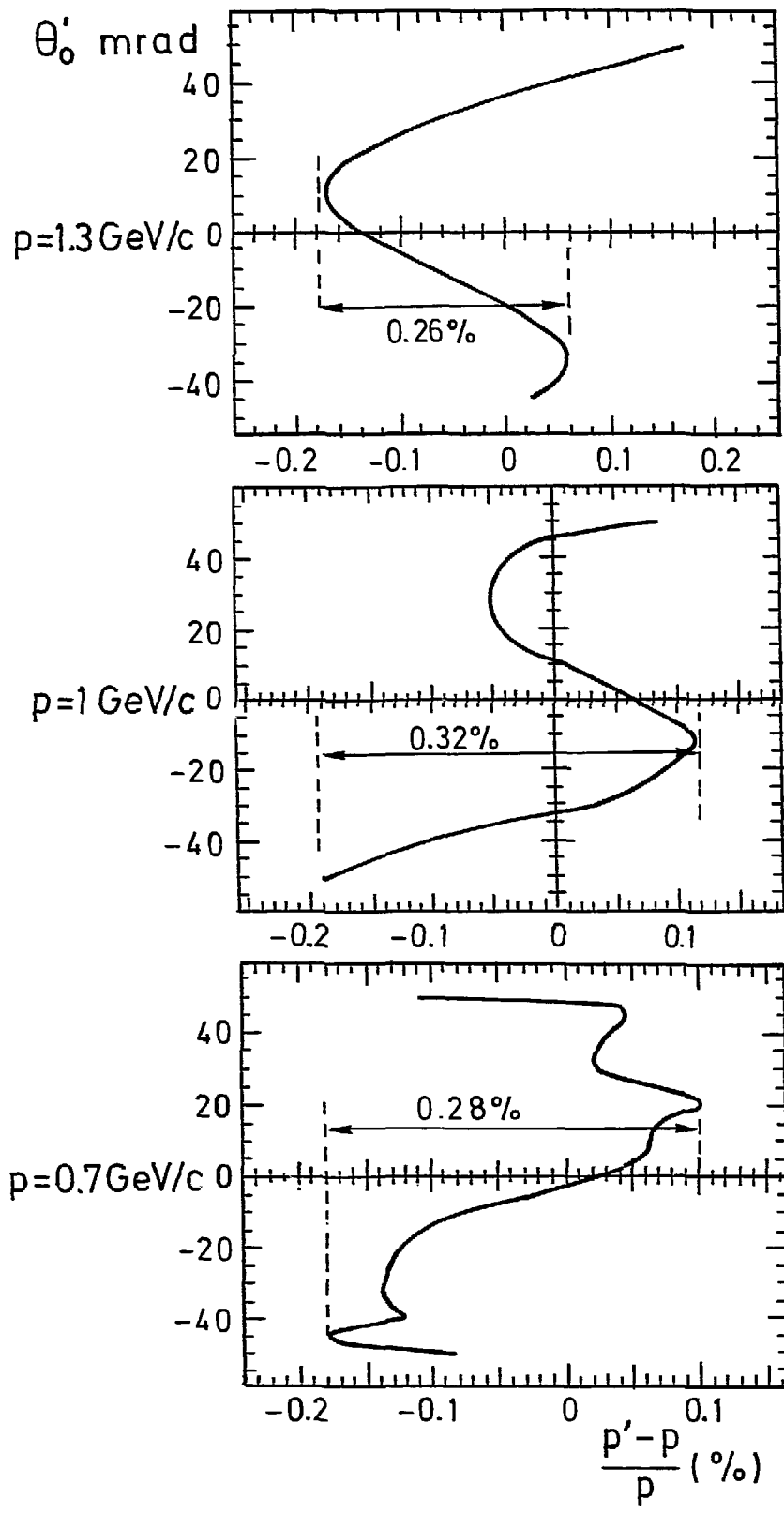


FIGURE II.23 : Courbes  $\theta'_0 = f\left(\frac{p' - p}{p}\right)$  pour trois valeurs de l'impulsion  $p$  (0.7, 1.0 et 1.3 GeV/c) pour un fit polynômial du 3ème degré en  $X_{MIT}$ ,  $\theta_{MIT}$ .

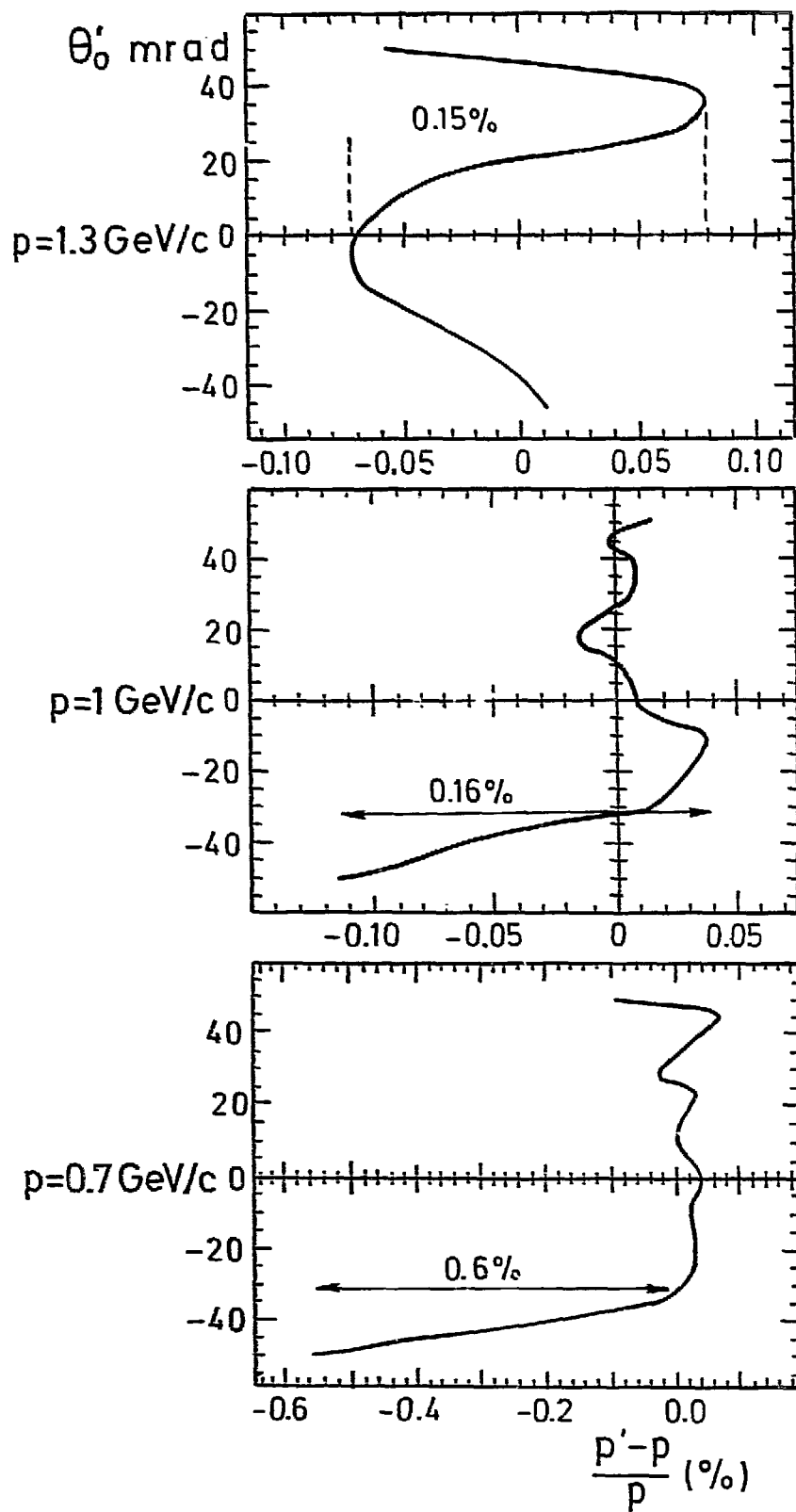


FIGURE II.24 : Courbes  $\theta'_0 = f\left(\frac{p'-p}{p}\right)$  pour trois valeurs de l'impulsion  $p$  (0.7, 1.0 et 1.3 GeV/c) pour un fit polynômial du 4ème degré en  $X_{MIT}$ ,  $\theta_{MIT}$ .

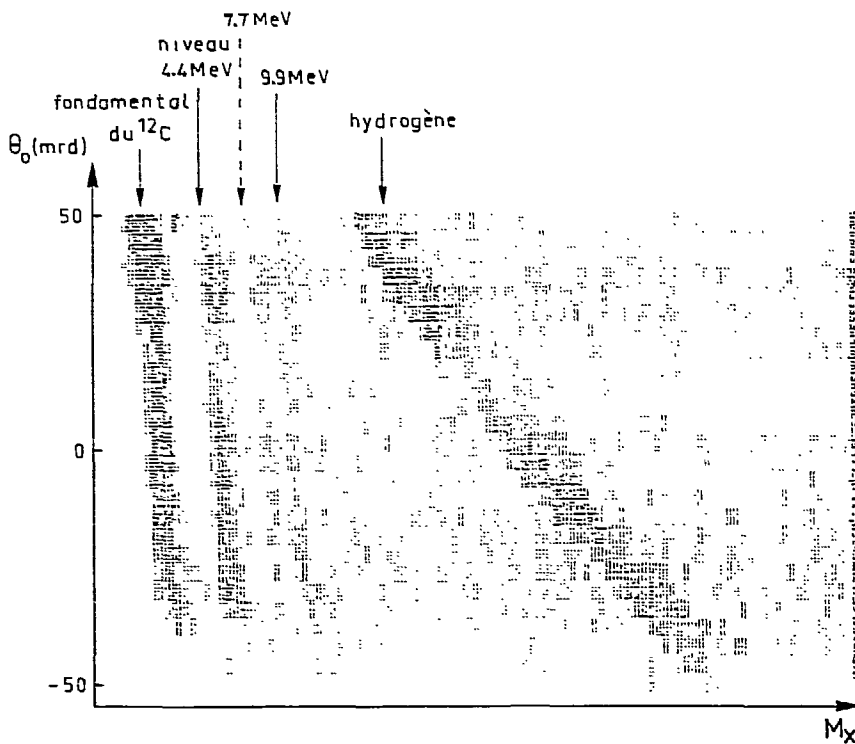


FIGURE 11.25 : Spectre bidimensionnel  $\theta_0 = f(M_x)$  obtenu pour la réaction  $\text{CH}_2(p,p')$  à 433 MeV et  $13.8^\circ$ .

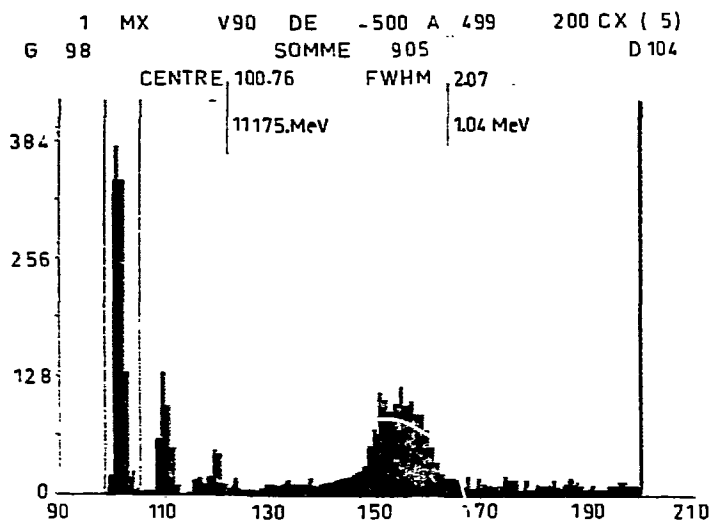


FIGURE 11.26 : Histogramme en masse manquante obtenu à partir de la chambre MIT pour la réaction  $\text{CH}_2(p,p')$  à 433 MeV et  $13.8^\circ$ .

Expérimentalement, tout ceci conduit après remontée sur cible à partir des coordonnées MIT pour la réaction  $\text{CH}_2(p,p')$  à  $T_p = 433 \text{ MeV}$  et  $\theta_p = 13^\circ$  au spectre bidimensionnel :  $\theta_0 = f(M.M)$  (fig. II.25) ; les niveaux du  $^{12}\text{C}$  sont bien séparés. La résolution en masse manquante est de 1.04 MeV de largeur totale à mi-hauteur pour le niveau fondamental du  $^{12}\text{C}$  (fig. II.26). Contribue à cette valeur la résolution de la chambre MIT.

La même étude concernant la remontée sur cible à partir des chambres CERN conduit à paramétriser les coordonnées sur cible horizontales et verticales par des polynômes de degré 4 en fonction des coordonnées CERN [annexe I]. Le tableau suivant résume la sensibilité des différents termes intervenant dans ce calcul :

$\frac{\partial p}{\partial X_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial p}{\partial \theta_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial p}{\partial Z_{\text{F}}}$	$\frac{\partial p}{\partial \phi_{\text{F}}}$
négligeable	1 MeV/c / mrd	négligeable	< 0.25 MeV/c / mrd

$\frac{\partial \theta_0}{\partial X_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial \theta_0}{\partial Z_{\text{F}}}$	$\frac{\partial \theta_0}{\partial \phi_{\text{F}}}$
négligeable	0.3 mrd/mrd	négligeable	négligeable

$\frac{\partial Z_0}{\partial X_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial Z_0}{\partial \theta_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial Z_0}{\partial Z_{\text{F}}}$	$\frac{\partial Z_0}{\partial \phi_{\text{F}}}$
négligeable	négligeable	négligeable	0.7 mm/mrd

$\frac{\partial \phi_0}{\partial X_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial \phi_0}{\partial \theta_{\text{CERN}}}$	$\frac{\partial \phi_0}{\partial Z_{\text{F}}}$	$\frac{\partial \phi_0}{\partial \phi_{\text{F}}}$
négligeable	négligeable	2mrd/mm	7 mrd/mrd'

Expérimentalement les niveaux du  $^{12}\text{C}$  dans la réaction  $^{12}\text{C}(p,p')$  à  $T_p = 433 \text{ MeV}$  et  $\theta_{p'} = 13^\circ$  sont mal séparés à cause de l'importance du coefficient du terme  $\frac{\partial p}{\partial \theta_{\text{CERN}}}$ , auquel contribuent la résolution angulaire des chambres CERN et le straggling angulaire des particules dans la détection.

Ces fichiers de trajectoires nous ont également servi à déterminer une paramétrisation des coordonnées dans le plan MIT ( $X_{\text{PROJ}}, \theta_{\text{PROJ}}$ ) en fonction des coordonnées  $X_{\text{CERN}}$  et  $\theta_{\text{CERN}}$  par un polynôme de degré 3 complet, pour tenir compte du champ de fuite entre la chambre MIT et les chambres CERN. Les trajectoires ne sont pas des droites dans cette région, et cette paramétrisation nous sera utile pour déterminer l'efficacité de la chambre MIT.

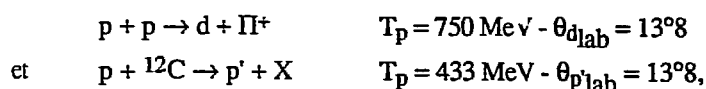
Par ailleurs, nous avons réintroduit dans le programme PROSIT le calcul de la longueur des trajectoires (ce calcul existait dans la version antérieure du programme, ZGOUBI). Nous avons ainsi constitué un fichier de trajectoires allant de la cible au plan B et incluant pour chaque trajectoire sa longueur  $L$ . Nous avons paramétrisé  $L$  en fonction de  $p$  et  $\theta_0$  par un polynôme de degré 2. Ceci est utile pour pouvoir corriger de la désintégration des particules détectées de courte durée de vie (pions, kaons...) et, dans le cas où l'on détecte plusieurs particules, déterminer si ces particules ont été émises simultanément de la cible.

Jusqu'à présent, les fichiers de trajectoires ont été utilisés en entier pour obtenir une paramétrisation sur l'ensemble de la bande en moment. Mais on peut n'utiliser qu'une partie du fichier pour obtenir une paramétrisation plus précise par zone, selon la réaction étudiée.

### II.3 - ETUDE DE LA RESOLUTION EN MASSE MANQUANTE

Reprenons l'étude développée de façon plus détaillée dans la référence [53].

Considérons les réactions :



la question est de savoir d'où provient la largeur en masse manquante du pic du pion pour la première réaction, et celle du pic du fondamental du  $^{12}\text{C}$ , par exemple, pour la seconde. A partir des résolutions des détecteurs derrière l'aimant et des paramètres de remontée sur cible, on peut calculer les résolutions attendues sur les informations calculées sur cible :  $p$ ,  $\theta_0$ ,  $z_0$  et  $\varphi_0$ . Compte tenu de la cinématique de chacune des réactions, on peut donc calculer la

contribution de ces effets de résolution des détecteurs aux largeurs des pics des spectres en masse manquante.

### II.3.1 - Etude de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi$

La largeur en masse manquante  $\Delta M_x$  est due à différents termes :

$$\Delta M_x = \sqrt{\left[ \frac{\partial M_x}{\partial \theta_o} \Delta \theta_o \right]^2 + \left[ \frac{\partial M_x}{\partial p} \Delta p \right]^2 + \left[ \frac{\partial M_x}{\partial T_p} \Delta T_p \right]^2 + \left[ \frac{\partial M_x}{\partial \phi_o} \Delta \phi_o \right]^2}$$

où :

- $\theta_o$  est l'angle cible horizontal de la particule diffusée
- $p$  est l'impulsion de la particule diffusée
- $T_p$  est l'énergie incidente
- $\phi_o$  est l'angle cible vertical de la particule diffusée,

$\frac{\partial M_x}{\partial \theta_o}$ ,  $\frac{\partial M_x}{\partial p}$ ,  $\frac{\partial M_x}{\partial T_p}$  et  $\frac{\partial M_x}{\partial \phi_o}$  sont les termes cinématiques de la réaction étudiée.

$\Delta T_p$  est la largeur en énergie du faisceau incident.

Dans le terme  $\Delta p$ , interviennent la résolution spatiale et angulaire des chambres et le straggling angulaire dans la détection à travers la précision de reconstruction de  $p$ .

Dans le terme  $\Delta \theta_o$ , interviennent la résolution spatiale et angulaire des chambres et le straggling angulaire dans la détection à travers la précision de reconstruction de  $\theta_o$ , et la focalisation du faisceau incident sur cible.

Les premières analyses ont été faites sans se servir de l'angle  $\phi_o$  vertical reconstruit à partir de  $Z_F$  et  $\phi_F$  donnés par les chambres CERN compte tenu d'une part de la résolution en  $\phi_F$  et d'autre part de la valeur élevée du coefficient  $\Delta \phi_o / \Delta \phi_F$  de transmission de l'aimant ( $\Delta \phi_o / \Delta \phi_F = 7$ ). De ce fait,  $(\partial M_x / \partial \phi_o) \Delta \phi_o$  représente l'intégration de la masse manquante sur  $\phi_o$  non mesuré et variant entre - 50 et + 50 mrd.

Pour la réaction  $pp \rightarrow d\pi$  à l'énergie et l'angle considérés, les termes cinématiques valent :

$$\left| \frac{\partial M_x}{\partial \theta_o} = 2.26 \cdot 10^3 \text{ MeV/rd} \right.$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial p} = -0.95 \text{ MeV/MeV/c}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial T_p} = -0.11 \text{ MeV/MeV tout à fait négligeable}$$

(puisque  $\Delta T_p \approx 1 \text{ MeV}$  donne  $\Delta M_x \approx -0.11 \text{ MeV}$ )

$$\frac{\partial M_x}{\partial \varphi_0} = 9.79 \times 10^3 \sin \varphi_0 \text{ MeV / rd}$$

a) Masse manquante calculée à partir des coordonnées MIT

Expérimentalement, la largeur totale à mi-hauteur du pic du pion est de : 32.5 MeV, soit

$$\sigma_{M_x} = 13.8 \text{ MeV.}$$

La précision de reconstruction de p et  $\theta_0$  à partir des coordonnées MIT est :

- sur  $\theta_0$ 

}	0.26 mrd/mrd sur $\theta_{MIT}$
}	négligeable/ $x_{MIT}$
- sur  $\Delta p/p$ 

}	0.043 % /mm sur $x_{MIT}$
}	$5.10^{-3}$ %/mrd sur $\theta_{MIT}$ ( ou : 0.05 MeV/c/mrd)

Toutes les études de largeur qui vont suivre porteront sur les écarts type  $\sigma$ .

Compte tenu de la résolution spatiale et de la résolution angulaire de la MIT, et compte tenu de la focalisation du faisceau incident sur cible :  $\sigma_{\theta_0} = 3.9 \text{ mrd}$ , on obtient pour la résolution en impulsion,  $\sigma_p$ , et pour la résolution en angle cible,  $\sigma_{\theta_0}$  :

$$\begin{array}{l} \sigma_p = 0.9 \text{ MeV/c} \\ \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{\theta_0} = 6.1 \text{ mrd} \\ \sigma_{\theta_0} = 5.1 \text{ mrd} \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial p} \sigma_p = 0.86 \text{ MeV} \\ \text{pour les clusters à 3 fils} \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \sigma_{\theta_0} = 13.8 \text{ MeV} \\ \text{pour les clusters à 5 fils} \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \sigma_{\theta_0} = 11.5 \text{ MeV.} \end{array}$$



L'intégration sur  $\phi_0$  donne approximativement comme largeur totale à mi-hauteur de la masse manquante :

$$\sigma_{M_x} \simeq 2.6 \text{ MeV}$$

Finalement :  $\sigma_{M_x \text{total}} = 14.1 \text{ MeV}$  pour les clusters à 3 fils

$\sigma_{M_x \text{total}} = 11.8 \text{ MeV}$  pour les clusters à 5 fils

La valeur expérimentale est 13.8 MeV.

L'ensemble est cohérent et montre la prédominance des clusters à 3 fils pour toute la focale.

La résolution en masse manquante est donc due à l'importance du terme cinématique ( $\partial M_x / \partial \theta_0$ ) dans lequel la résolution angulaire de la MIT et la focalisation du faisceau sur cible sont d'égale importance.

*b) Masse manquante calculée à partir des coordonnées CERN*

Expérimentalement, le pic du pion présente un écart-type :  $\sigma_{M_x} = 10.2 \text{ MeV}$ .

La précision de reconstruction de  $p$  et  $\theta_0$  à partir des coordonnées CERN est :

- sur  $\theta_0$  :  $\left\{ \begin{array}{l} 0.3 \text{ mrd/mrd sur } \theta_{\text{CERN}} \\ \text{négligeable/mm sur } X_{\text{CERN}} \end{array} \right.$
- sur  $\Delta p/p$  :  $\left\{ \begin{array}{l} 0.06\%/mm \text{ sur } X_{\text{CERN}} \text{ (ou : } 0.6 \text{ MeV/c/mm)} \\ .1 \text{ \%/mrd sur } \theta_{\text{CERN}} \text{ (ou } 1 \text{ MeV/c/mrd)} \end{array} \right.$

Compte tenu de la résolution spatiale et angulaire horizontale des chambres CERN, de la focalisation du faisceau incident sur cible, et du straggling angulaire :  $\sigma_{\theta_{\text{CERN}}} = 2.55 \text{ mrd}$  pour des deutons de 1 GeV/c dans la détection, on obtient de la même façon que précédemment :

$$\sigma_p = 3.2 \text{ MeV/c} \quad \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial p} \sigma_p = 3 \text{ MeV}$$

$$\sigma_{\theta_0} = 4 \text{ mrd} \quad \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \sigma_{\theta_0} = 9.1 \text{ MeV}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial \varphi_0} \sigma_{\varphi_0} = 2.6 \text{ MeV}$$

et :  $\sigma_{M_x \text{ total}} = 9.9 \text{ MeV}$

La valeur mesurée expérimentalement est  $\sigma_{M_x} = 10.2 \text{ MeV}$ .

L'ensemble est cohérent. La résolution en masse manquante est encore due à l'importance du terme cinématique  $\partial M/\partial \theta_0$  et de la focalisation du faisceau incident sur cible.

**Remarque :** Le fait de calculer la masse manquante à partir de  $p$  reconstruit à partir de  $x_{\text{MIT}}$  et  $\theta_{\text{MIT}}$ , et de  $\theta_0$  reconstruit à partir de  $X_{\text{CERN}}$  et  $\theta_{\text{CERN}}$ , n'apporte aucune amélioration par rapport au calcul fait à partir des CERN seules dans ce cas précis, compte tenu de l'importance des termes :

$$\left( \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \Delta \theta_0 \right) \text{ et } \left( \frac{\partial M_x}{\partial \varphi_0} \Delta \varphi_0 \right)$$

### II.3.2 - Etude de la réaction $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{C}$ :

Les termes cinématiques valent dans ce cas :

$$\frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} = 20.13 \text{ MeV/rad}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial p} = -0.73 \text{ MeV/MeV/c}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial T_p} = 1 \text{ MeV/MeV}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial \phi_0} = 87.2 \sin \phi_0 \text{ MeV/rad}$$

a) Masse manquante calculée à partir des coordonnées CERN

Expérimentalement, le pic élastique présente un écart-type :

$$\sigma_{M_x} = 1.7 \text{ MeV.}$$

Compte tenu de la précision de reconstruction à partir des coordonnées CERN, du straggling angulaire des protons de 1 GeV/c de l'ordre de 1.7 mrd, et du terme  $(\partial M/\partial E_1)\Delta E_1$  qui n'est plus négligeable dans ce cas, nous obtenons :

$$\sigma_{\theta_0} = 4 \text{ mrd} \rightarrow \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \sigma_{\theta_0} = 0.08 \text{ MeV}$$

Si on suppose  $\frac{\sigma_{T_p}}{T_p} = 5.10^{-4}$ , soit  $\sigma_{T_p} = 0.217 \text{ MeV}$ ,

on trouve :

$$\frac{\partial M_x}{\partial T_p} \sigma_{T_p} = 0.217 \text{ MeV}$$

$$\frac{\partial M_x}{\partial \phi_0} \sigma_{\phi_0} = 0.02 \text{ MeV}$$

$$\sigma_p = 2.6 \text{ MeV/c} \longrightarrow \frac{\partial M_x}{\partial p} \sigma_p = 1.9 \text{ MeV}$$

$$\text{et } \sigma_{M_{x\text{total}}} = 1.9 \text{ MeV}$$

La valeur mesurée est de 1.7 MeV. Cette valeur correspond à une résolution en  $\theta_{\text{CERN}}$  de :

$$\sigma_{\theta_{\text{CERN}}} = 1.6 \text{ mrd,}$$

valeur intermédiaire entre 1.9 mrd qui est la résolution en  $\theta_{\text{CERN}}$  pour toute la focale, et 0.87 mrd qui est la résolution en  $\theta_{\text{CERN}}$  pour une cellule CERN I couplée à une cellule CERN II. Ceci s'explique par le fait que le pic élastique ne couvre que deux ou trois cellules CERN.

La résolution en masse manquante est limitée par la résolution en  $\theta_{\text{CERN}}$ , et par le straggling angulaire, à travers le terme cinématique ( $\partial M_x / \partial p$ ).

*b) Masse manquante calculée à partir des coordonnées sur la MIT et les CERN*

La masse manquante est ici calculée à partir de l'impulsion reconstruite à partir des coordonnées MIT, et de  $\theta_0$  reconstruit à partir des coordonnées CERN. Le pic élastique expérimental a pour écart-type :  $\sigma_{M_x} = 0.55 \text{ MeV}$ .

Comme dans le paragraphe précédent :

$$\left| \begin{array}{l} \frac{\partial M_x}{\partial \theta_0} \sigma_{\theta_0} = 0.08 \text{ MeV} \\ \frac{\partial M_x}{\partial T_p} \sigma_{T_p} = 0.217 \text{ MeV} \\ \frac{\partial M_x}{\partial \varphi_0} \sigma_{\varphi_0} = 0.02 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

Par contre :

$$\sigma_p = 0.90 \text{ MeV}/c \longrightarrow \frac{\partial M_x}{\partial p} \sigma_p = 0.66 \text{ MeV}$$

et  $\sigma_{M_{x\text{total}}} = 0.70 \text{ MeV}$  pour les clusters à 3 fils

$\sigma_{M_{x\text{total}}} = 0.52 \text{ MeV}$  pour les clusters à 5 fils.

La valeur mesurée est de  $0.55 \text{ MeV}$ .

L'ensemble est cohérent et semble montrer, bien que la valeur calculée dépende de la valeur du terme  $(\partial M/\partial T_p) \sigma_{T_p}$ , donc de  $\sigma_{T_p}$ , la prédominance des clusters à plus de trois fils pour le pic élastique. La résolution en masse manquante est limitée par la résolution en  $\theta_{MIT}$ .

En conclusion de cette étude, nous comprenons l'origine des largeurs en masse manquante observées, mais nous n'avons réellement accès qu'à la résolution angulaire de la MIT dans ce dernier cas, compte tenu de l'importance de tous les autres termes dans tous les autres cas.

## CHAPITRE III

Etude expérimentale de la réaction  $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + x$

75/76

### III.1 - TRAITEMENT DES DONNEES BRUTES :

#### III.1.1- Monitoring et normalisation absolue

La détermination du flux de particules incidentes est réalisée à l'aide de quatre moniteurs :

- la chambre à émission secondaire (CES) située dans le faisceau en amont de la cible.
- la chambre à ionisation (CHIO) située en aval de la cible sur le bloc d'arrêt mobile ; les intégrateurs des courants issus de ces deux moniteurs sont calés en temps sur le déversement du faisceau, avec soustraction du bruit de fond entre les paquets.

- deux télescopes M et M', constitués de quatre scintillateurs chacun, visant la cible sous un angle de 44° et 35° respectivement.

Alors que les taux de comptage de la CES et de la CHIO sont directement proportionnels à l'intensité du faisceau, ceux des moniteurs M et M' dépendent de la nature de la cible, de l'état de polarisation des protons incidents, et sont proportionnels à l'intensité du faisceau et à l'épaisseur de la cible.

Nous disposons également de deux paires de scintillateurs situés dans le plan vertical à 23° vers le haut et vers le bas du polarimètre.

L'étalonnage de ces moniteurs est réalisé à chaque énergie pour chaque configuration expérimentale (cible pleine, cible vide,...) par irradiation de pastilles de carbone, placées dans le faisceau au voisinage de la cible, en aval de la cible. La décroissance de  $^{11}\text{C}$  en  $^{11}\text{B}$  provenant de la réaction  $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$  permet, connaissant la valeur de la section efficace, de calibrer le flux incident [58]. L'incertitude de normalisation est de  $\pm 6\%$ .

L'avantage de SPESIII - spectromètre + détection - est de mesurer en même temps le spectre tout entier, et non pas par plages successives ; les fluctuations de moniteurs ne sont de ce fait pas importantes, sinon pour la soustraction cible vide et la valeur absolue.

Pour chaque condition expérimentale, nous avons retenu le moniteur le plus stable. Le tableau suivant résume le choix fait, et dans chaque cas l'incertitude due aux fluctuations du moniteur :

Energie	Moniteur retenu	Fluctuations
1.45 GeV	CHIO	2 %
2.1 GeV	CHIO	9 %
2.7 GeV	M'	6 %

### III.1.2 - Mesure du taux de pertes :

#### a) *Méthode* :

Il s'agit de déterminer le nombre d'évènements perdus par temps mort soit au niveau de l'électronique, soit à la lecture par le système Camac. Pour cela, un signal de diode lumineuse éclaire les compteurs d'une voie préchoisie (A5B5) de façon aléatoire, avec un faible taux de comptage suivant le flux incident. On compte le nombre de déclenchements de cette diode (échelle "générateurs envoyés",  $N_2$ ) et on marque ces évènements physiques de façon à reconnaître ceux qui sont acquis (comptage "générateurs reçus",  $N_1$ ).

Le taux de perte est défini par  $\frac{N_2 - N_1}{N_2}$  ; le facteur de correction des pertes est défini par :

$C_p = \frac{N_2}{N_1}$ , et l'incertitude statistique sur  $C_p$  est :

$$\Delta C_p = \sqrt{C_p (C_p - 1) \frac{1}{N_1}}$$

car  $N_1$  et  $N_2$  sont corrélés.

#### b) *Valeurs*

A 2.7 GeV par exemple, nous avons travaillé à environ 120 acquis par burst, ce qui correspondait à quelques  $10^7$  protons par burst et conduisait à un taux de pertes de 6%. Ces pertes correspondent en moyenne à 16 mots lus (par le Camac) par évènement. Le comptage en simple étant compris entre  $10^3$  et  $10^4$  par compteur à scintillation et par burst, les pertes étaient presque exclusivement produites au niveau de la lecture par le Camac.

### II.1.3 - Polarisation

Le polarimètre permet de mesurer la polarisation dans le plan vertical des protons extraits de Saturne, et diffusés élastiquement ou quasi-élastiquement sur l'hydrogène. Il est situé en tête de ligne entre le dipôle fantasque et le quadrupôle gerfault 2. Il est constitué de deux paires de bras dans le plan horizontal (fig. III.1). Les bras avant sont équipés de deux scintillateurs, les bras arrière d'un scintillateur. Les coïncidences (AVG1. AVG2. ARD3) définissent le comptage gauche où le proton diffusé vers l'avant est détecté par AVG1 et AVG2, et le proton



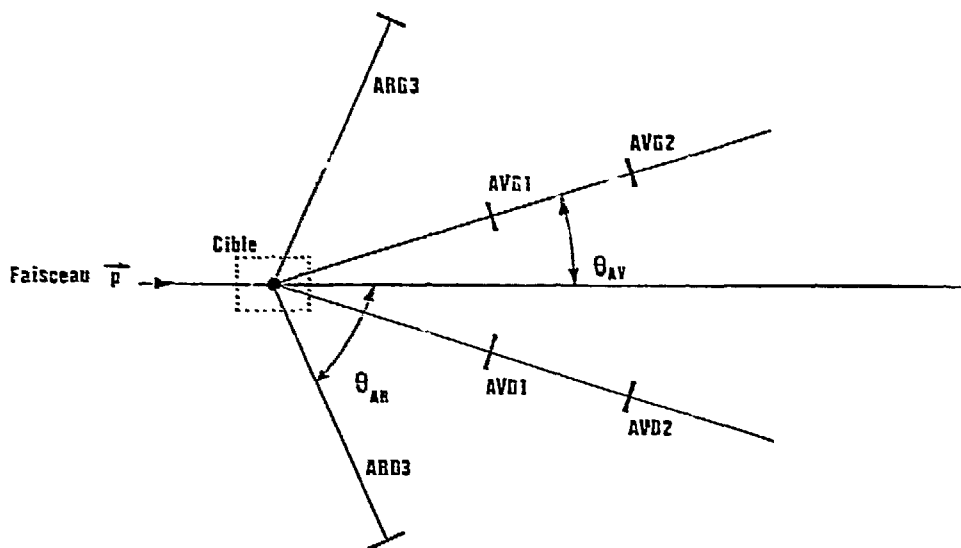


FIGURE III.1 : Schéma du plan horizontal du polarimètre.

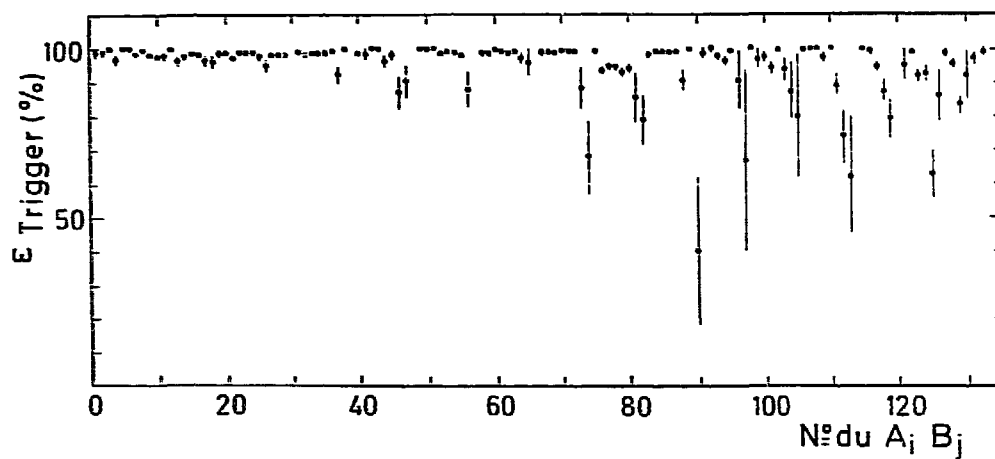


FIGURE III.2 : Courbe d'efficacité trigger en fonction du numéro du couple  $A_i B_j$ .

de recul par ARD3. De même, les coïncidences (AVD1, AVD2, ARG3) définissent le comptage droit. Le monitoring de l'intensité est assuré par deux paires de compteurs situés dans le plan vertical à 23° vers le haut et vers le bas.

On mesure l'asymétrie de la diffusion élastique pp,  $\epsilon_{pp}$ , par la différence des mesures avec cible de CH<sub>2</sub> et de carbone. Les mesures doivent être normalisées l'une sur l'autre pour tenir compte du nombre différent de particules vues par chaque cible et du nombre différent d'atomes de carbone. La position des bras avant du polarimètre doit être choisie proche du maximum de polarisation à l'énergie considérée, et laisser une énergie suffisante au proton de recul. Pour une position donnée des bras avant, la position des bras arrière correspond à l'angle conjugué de l'angle avant pour la diffusion élastique pp. L'asymétrie pp est égale à :

$$\epsilon_{pp} = P \cdot A_{0000}$$

où P est la polarisation du faisceau, et  $A_{0000}$  le pouvoir d'analyse de la diffusion élastique pp. La mesure de  $\epsilon_{pp}$  et la connaissance du pouvoir d'analyse  $A_{0000}$  [59] de la diffusion élastique pp permettent de déduire la valeur de la polarisation du faisceau.

On peut montrer que la polarisation peut encore s'écrire :

$$P = \frac{1}{A_{0000}} \epsilon_{pp} = \frac{1}{A_{0000}} \frac{R - 1}{R + 1}$$

$$\text{où } R = \sqrt{\frac{(N_{G\uparrow} - \alpha_1 n_{G\uparrow})(N_{D\downarrow} - \alpha_2 n_{D\downarrow})}{(N_{G\downarrow} - \alpha_2 n_{G\downarrow})(N_{D\uparrow} - \alpha_1 n_{D\uparrow})}}$$

$N_{G\uparrow}$ ,  $N_{G\downarrow}$ ,  $N_{D\uparrow}$ ,  $N_{D\downarrow}$  sont les taux de comptage gauche-spin up, gauche-spin down, droit-spin up, droit-spin down avec la cible de CH<sub>2</sub>.

$n_{G\uparrow}$ ,  $n_{G\downarrow}$ ,  $n_{D\uparrow}$ ,  $n_{D\downarrow}$  sont les comptages analogues avec la cible de carbone.

Le spin est renversé à chaque cycle de Saturne.

$\alpha_1$  ( $\alpha_2$ ) est le coefficient de normalisation en spin up (down) de la mesure en cible de carbone sur la mesure en cible CH<sub>2</sub>.

Si  $x_c$  est l'épaisseur du <sup>12</sup>C dans la cible CH<sub>2</sub>, et  $y$  l'épaisseur du <sup>12</sup>C dans la cible de carbone, et  $I\uparrow$  ( $I\downarrow$ ),  $i\uparrow$  ( $i\downarrow$ ) les intensités des mesures en cible CH<sub>2</sub> et carbone pour le spin up (down),

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{x_c}{y} \frac{I \uparrow}{\bar{i} \uparrow} \\ \alpha_2 = \frac{x_c}{y} \frac{I \downarrow}{\bar{i} \downarrow} \end{cases}$$

L'incertitude statistique sur P a pour expression :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{P} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta A_{\text{oono}}}{A_{\text{oono}}}\right)^2 + \frac{4}{(R^2 - 1)^2} (\Delta R)^2} \\ \Delta R &= \frac{R}{2} \left[ \frac{N_{G \uparrow} + \alpha_1 n_{G \uparrow}}{(N_{G \uparrow} - \alpha_1 n_{G \uparrow})^2} + \frac{N_{G \downarrow} + \alpha_2 n_{G \downarrow}}{(N_{G \downarrow} - \alpha_2 n_{G \downarrow})^2} \right. \\ &\quad + \frac{N_{D \uparrow} + \alpha_1 n_{D \uparrow}}{(N_{D \uparrow} - \alpha_1 n_{D \uparrow})^2} + \frac{N_{D \downarrow} + \alpha_2 n_{D \downarrow}}{(N_{D \downarrow} - \alpha_2 n_{D \downarrow})^2} \\ &\quad + (\Delta \alpha_1)^2 \left| \frac{n_{D \uparrow}}{N_{D \uparrow} - \alpha_1 n_{D \uparrow}} - \frac{n_{G \uparrow}}{N_{G \uparrow} - \alpha_1 n_{G \uparrow}} \right|^2 \\ &\quad \left. + (\Delta \alpha_2)^2 \left| \frac{n_{G \downarrow}}{N_{G \downarrow} - \alpha_2 n_{G \downarrow}} - \frac{n_{D \downarrow}}{N_{D \downarrow} - \alpha_2 n_{D \downarrow}} \right|^2 \right]^{1/2} \end{aligned}$$

avec

$$\begin{cases} (\Delta \alpha_1)^2 = \alpha_1^2 \left( \frac{1}{I \uparrow} + \frac{1}{\bar{i} \uparrow} \right) \\ (\Delta \alpha_2)^2 = \alpha_2^2 \left( \frac{1}{I \downarrow} + \frac{1}{\bar{i} \downarrow} \right) \end{cases},$$

les deux derniers termes étant négligeables.

Expérimentalement, nous avons mesuré les valeurs de polarisation résumées dans le tableau suivant :

Energie	P	$\Delta P$
1.45 GeV	+0.623	4.7 %
2.1 GeV	- 0.798	1.3 %
2.7 GeV	+ 0.74	3 %

A l'incertitude statistique portée dans le tableau précédent, il faudrait rajouter l'incertitude globale sur  $A_{0000}$  calculé à partir des données existantes.

La polarisation change de signe quand on monte en énergie dans Saturne à la traversée de certaines résonances dépolarisantes.

### III.1.4 - Efficacité trigger

#### a) Méthode

Il s'agit de faire la coïncidence entre un scintillateur joker,  $J_A$ , situé juste devant le plan A plus petit que les palettes du plan A, un scintillateur  $J_B$ , situé juste derrière le plan B, plus petit que les palettes du plan B. On mesure simultanément l'efficacité des huit  $B_j$  correspondant au maximum, à chaque  $A_i$ , avec 8 jokers  $J_B$ . Pour diminuer le taux de fortuites, il y a en coïncidence derrière les 8 jokers  $J_B$  une grande palette  $J_{GB}$  lue aux deux extrémités.

L'efficacité d'un couple  $A_i B_j$  est donnée par :

$$\epsilon_{A_i B_j} = \frac{J_A J_B J_{GB} A_i B_j \sum_{k,l} C_k D_l}{J_A J_B J_{GB}}$$

où :  $(J_A J_B J_{GB})$  représente le nombre de coïncidences entre  $J_A$ ,  $J_B$  et  $J_{GB}$  et

$$(J_A J_B J_{GB} A_i B_j \sum_{k,l} C_k D_l)$$

représente le nombre de fois parmi les coïncidences précédentes où l'ensemble des détecteurs  $A_i$ ,  $B_j$  et des lattes  $C_k$  et  $D_l$  correspondantes a été efficace.

L'incertitude statistique sur  $\epsilon_{A_i B_j}$  est donnée par :

$$(\Delta \epsilon_{A_i B_j})^2 = \frac{\epsilon_{A_i B_j} (\epsilon_{A_i B_j} - 1)}{N_2}$$

parce que le numérateur et le dénominateur ( $N_2$ ) de  $\epsilon_{A_i B_j}$  sont corrélés.

Les efficacités sont mesurées simultanément aux mesures physiques, car il s'agit de déterminer 125 valeurs, ce qui est assez long.

### b) Valeurs

La figure III.2 représente l'efficacité trigger  $\epsilon_{A_i B_j}$  en fonction du numéro du couple  $A_i B_j$  mesurée en  $\pi^-$  pour la réaction  $p+p \rightarrow \pi^- + X$  à 2.7 GeV. Pour un  $A_i$  donné, les  $B_j$  sur les bords ont des taux de comptage beaucoup plus faibles que pour les  $B_j$  du centre, d'où une incertitude statistique plus grande, mais qui joue peu dans la statistique finale.

## III.1.5 - Efficacité MIT

### a) Méthode :

Compte tenu de l'important champ de fuite de l'aimant, les trajectoires dans l'espace libre entre la chambre MIT et la chambre CERNI ne sont pas des droites. Nous avons vu précédemment que les trajectoires calculées dans cet espace à partir des cartes de champ nous avaient permis de paramétriser les coordonnées dans le plan MIT ( $X_{PROJ}$ ,  $\theta_{PROJ}$ ) en fonction des coordonnées  $X_{CERN}$ ,  $\theta_{CERN}$ , par un polynôme du troisième degré complet. On peut alors étudier les écarts :

$$\begin{cases} \Delta X = X_{MIT} \text{ (mesuré)} - X_{PROJ} \text{ (théorique calculé)} \\ \Delta \theta = \theta_{MIT} \text{ (mesuré)} - \theta_{PROJ} \text{ (théorique calculé)} \end{cases}$$

par les trajectoires de la réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  à  $T_p = 2.7$  GeV. On peut voir sur la fig. III.3 que l'histogramme en  $\Delta X$  est bien centré sur 0, et que 90% des évènements sont situés dans une zone de 3 centimètres de large.

Pour déterminer l'efficacité MIT, on s'intéresse aux trajectoires de type CERN, c'est-à-dire pour lesquelles les chambres CERN ont été efficaces. On incrémente le compteur  $N_{CERN}$ . Pour chaque trajectoire, l'on détermine si la chambre MIT a été efficace, et dans le cas positif

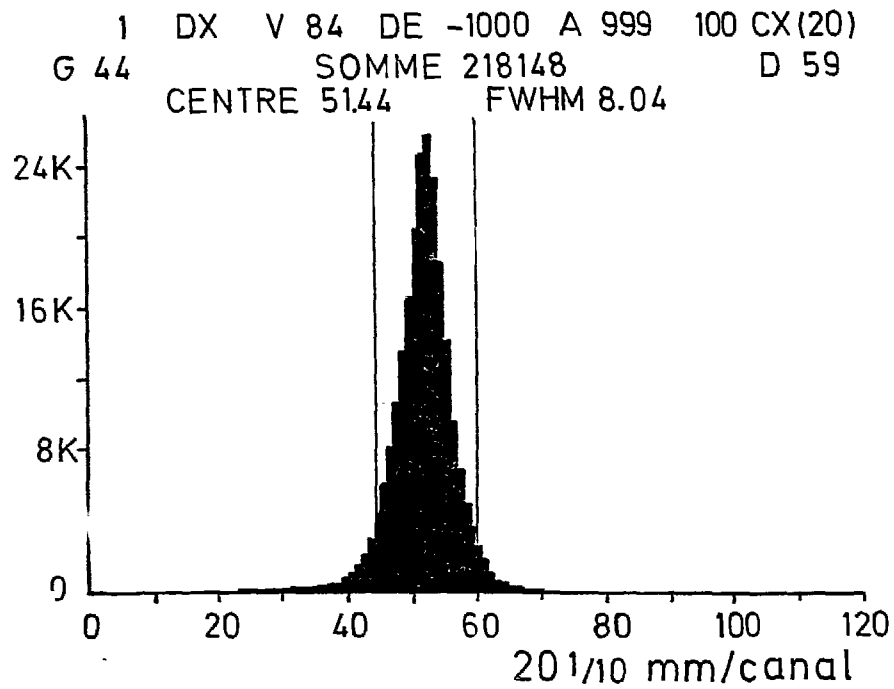


FIGURE III.3 : Histogramme en  $\Delta X = X_{MIT} \text{ (mesuré)} - X_{PROJ} \text{ (théorique calculé)}$ .

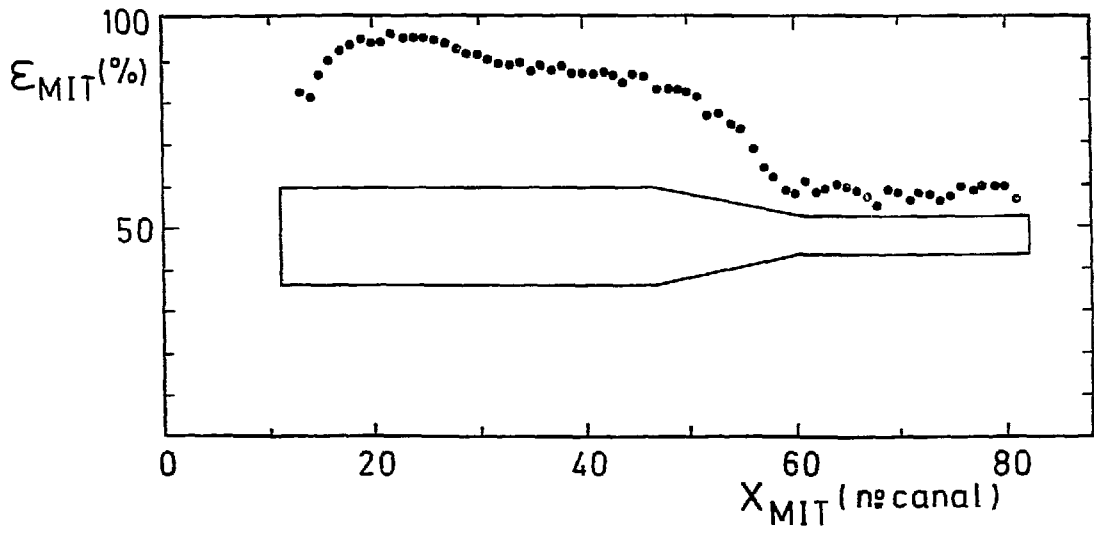


FIGURE III.4 : Courbe d'efficacité MIT en fonction de la position sur la MIT, par pas de 3 cm. Les erreurs sont inférieures à 1%. La géométrie de la chambre MIT est rappelée sur la figure.

on incrémente le compteur  $N_{\text{MIT-CERN}}$  ; à partir des coordonnées CERN et de la paramétrisation précédente, on calcule  $X_{\text{PROJ}}$ .

L'efficacité de la chambre MIT au point  $X_{\text{PROJ}}$  est alors donnée par :

$$\epsilon_{\text{MIT}}(X_{\text{PROJ}}) = \frac{N_{\text{MIT-CERN}}}{N_{\text{CERN}}}(X_{\text{PROJ}})$$

On calcule l'efficacité MIT par pas de 3 centimètres, et elle est moyennée sur toutes les valeurs de  $\theta_{\text{MIT}}$ .

La procédure est identique pour calculer l'efficacité combinée des deux plans X des chambres CERN (compte tenu de la structure du programme d'acquisition).

#### III.1.5 - Résultats

L'efficacité globale pour toute la chambre est de l'ordre de 70 %. La figure III.4 représente la variation de l'efficacité MIT en fonction de la position sur la MIT. L'efficacité MIT est à peu près constante dans la partie hautes impulsions, décroît dans la région où la chambre rétrécit puis redevient constante dans la partie basses impulsions. Cette figure d'efficacité correspond à la géométrie de la chambre comme le montre la fig. III.4. Ceci prouve que la majeure partie de la perte d'efficacité provient en réalité de coupures géométriques dues probablement aux dimensions limitées en vertical de la chambre dans les régions de rétrécissement et de basses impulsions, et non pas d'une inefficacité de fonctionnement.

#### III.1.6 - Acceptance verticale et angle solide

L'acceptance angulaire verticale  $\Delta\phi$  a été déterminée expérimentalement en 3 points de la focale au cours d'un run test. Il s'agissait d'étudier la variation du taux de comptage des protons diffusés élastiquement sur le carbone en fonction de l'ouverture du collimateur vertical d'entrée du spectromètre, aux trois énergies incidentes de 250 MeV, 433 MeV et 750 MeV. Puis l'acceptance a été estimée sur toute la focale par des calculs d'enveloppes de trajectoires. Tout ceci conduit, en attendant de disposer d'un calcul par Monte-Carlo plus complet, à la paramétrisation suivante en fonction de l'impulsion [60].

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= 120 \text{ mrd} && \text{pour } 600 \leq p \leq 1000 \text{ MeV/c} \\ \Delta\phi &= (157.5 - 3.75 \cdot 10^{-2} p) \text{ mrd} && \text{pour } 1000 \leq p \leq 1400 \text{ MeV/c} \end{aligned}$$

pour le champ nominal du spectromètre ( $B = 3.0702 \text{ T}$ ), avec une précision de 10%.

L'acceptance angulaire horizontale  $\Delta\theta$  a été déterminée expérimentalement sur le spectre bidimensionnel  $\theta_0 = f(M_X)$  de façon à avoir une acceptance horizontale constante sur toute la gamme en masse manquante analysée.

L'angle solide total, de valeur nominale  $10^{-2}$  sr, est donné par :

$$\Delta\Omega(p) = \Delta\theta \cdot \Delta\phi(p).$$

### III.1.7 - Correction de désintégration des pions et correction des muons :

Pour un pion d'impulsion  $p_\pi$ , la probabilité qu'il parcoure une distance supérieure ou égale à  $x$  avant de se désintégrer en :  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$ , est égale à  $e^{-\frac{x}{x_0}}$ ,

$$\text{avec : } x_0 = \frac{p_\pi c \tau_0}{m_\pi}$$

$m_\pi$  est la masse du pion,

$\tau_0$  sa durée de vie moyenne ; lorsque  $x$  est exprimé en centimètres,  $c \tau_0 = 780.4$  cm.

Pour ajouter aux valeurs mesurées les pions perdus par désintégration, il faut corriger les spectres du facteur multiplicatif :

$$F(p_\pi) = \frac{1}{e^{-\frac{L(p_\pi)}{x_0}}}$$

où  $L(p_\pi)$  est la longueur de trajectoire entre la cible et la chambre MIT pour l'impulsion  $p_\pi$ , paramétrisée par :

$$L(p_\pi)_{(m)} = 1.8713 + \frac{p_\pi(\text{MeV}/c)}{B(T)} 8.043 \cdot 10^{-3};$$

$B$  est la valeur du champ magnétique.

Il faut ensuite retrancher les muons qui ont été détectés comme étant des pions, puisque les informations perte d'énergie et temps de vol sur 3 mètres ne permettent pas de les rejeter par le hardware. Leur contribution a été calculée à l'aide d'un programme Monte-Carlo [57]. Les pions sont générés au niveau de la cible selon la distribution en impulsion mesurée, la distance au bout de laquelle ils se désintègrent est tirée au sort dans une distribution exponentielle selon le processus de décroissance habituel, et les angles d'émission du muon sont tirés au sort dans une distribution isotrope dans le système du centre de masse du pion. Les trajectoires des particules sont calculées à l'aide du programme ZGOUBI, utilisant les cartes de champ magnétique mesurées. Tout ceci nous a permis de déterminer le facteur de correction en



fonction de la distance à l'axe optique le long du plan focal à appliquer aux spectres mesurés. L'erreur sur ce calcul par Monte-Carlo est inférieure à 1%.

Quantitativement à 2.7 GeV, le facteur correctif a la forme suivante :

$C = 0.65574 \cdot 10^{-1} - 0.13244 \cdot 10^{-3} d_{MIT} + 0.93983 \cdot 10^{-6} d_{MIT}^2$ . Ainsi par exemple en milieu de focale ( $d_{MIT} = 0$ ), C est de l'ordre de 6.6%, et le pourcentage de pions désintégrés de l'ordre de 8.4 %, si bien que la correction finale est de l'ordre de 2 %.

### III.2 - EXPRESSIONS DES RESULTATS

Une cible cryogénique d'hydrogène a été utilisée. Nous avons donc soustrait à chaque énergie la contribution provenant des fenêtres de la cible (ou contribution de la cible vide). Cela nous a permis en particulier à 1.45 GeV, dans la région de masses en-dessous du seuil NNPI de vérifier la normalisation relative des runs cible pleine par rapport aux runs cible vide.

#### III.2.1 - Expression de la section efficace :

La section efficace différentielle a pour expression :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dM_x} = \frac{1}{\Delta\Omega \Delta M_x n_{tgt}} \left[ \frac{N_p}{M_p C_{mon}} - \frac{N_v}{M_v C_{mon}} \right]$$

où :

- $\Delta\Omega$  représente l'angle solide
- $\Delta M_x$  le pas en masse manquante
- $n_{tgt} = \frac{N_A \rho d}{A}$   $N_A$  nombre d'Avogadro  
 $\rho d$  épaisseur de la cible (385 mg/cm<sup>2</sup> à 1.45 GeV - 220 mg/cm<sup>2</sup> à 2.1 et 2.7 GeV)  
 $A$  nombre de masse de la cible
- $N_p(N_v)$  le nombre d'évènements corrigé des efficacités trigger et MIT, de la désintégration des pions et de la contamination des muons, dans le spectre, par canal, en cible pleine (vide)
- $M_p(M_v)$  le nombre de coups moniteur en cible pleine (vide)
- $C_{mon}$  la calibration du moniteur en protons/coup.

### III.2.2 - Expression du pouvoir d'analyse :

Le pouvoir d'analyse de la réaction  $\vec{pp} \rightarrow \pi X$  a pour expression :

$$A = \frac{1}{P} \left[ \frac{(N_{p\uparrow} - \alpha_1 N_{v\uparrow}) - \beta (N_{p\downarrow} - \alpha_2 N_{v\downarrow})}{(N_{p\uparrow} - \alpha_1 N_{v\uparrow}) + \beta (N_{p\downarrow} - \alpha_2 N_{v\downarrow})} \right]$$

où :  $N_{p\uparrow}$  ( $N_{p\downarrow}$ ),  $N_{v\uparrow}$  ( $N_{v\downarrow}$ )  
sont les taux de comptage cible pleine, cible vide respectivement pour le spin up (down),

$\beta$  est le coefficient de normalisation de la mesure en cible pleine spin down sur la mesure en cible pleine spin up :

$$\beta = \frac{M_{p\uparrow}}{M_{p\downarrow}} \quad \text{où : } M_{p\uparrow(\downarrow)} \text{ est le taux de comptage du moniteur choisi en cible pleine spin up (down),}$$

$P$  est la polarisation moyenne du faisceau déterminée précédemment,

$\alpha_1(\alpha_2)$  est le coefficient de normalisation de la mesure en cible vide spin up (spin down) sur la mesure en cible pleine spin up (spin down).

$$\alpha_1 = \frac{\phi_{p\uparrow}}{\phi_{v\uparrow}} \quad \text{où : } \phi_{p\uparrow} \text{ et } \phi_{v\uparrow} \text{ sont les flux totaux de protons en cible pleine spin up et en cible vide spin up.}$$

De la même façon :

$$\alpha_2 = \frac{\phi_{p\downarrow}}{\phi_{v\downarrow}}$$

$\phi_{p\uparrow}$  est donné par :

$$\phi_{p\uparrow} = M_{p\uparrow} \times \text{étalonnage du moniteur sélectionné en cible pleine.}$$

Il en est de même pour les autres flux.

Le pouvoir d'analyse peut encore s'écrire :

$$A = \frac{1}{P} \cdot \left( \frac{UP - \beta DO}{UP + \beta DO} \right)$$

où :

$$UP = N_p \uparrow - \alpha_1 N_V \uparrow$$
$$DO = N_p \downarrow - \alpha_2 N_V \downarrow$$

Pour calculer l'incertitude statistique sur A,  $\Delta A$ , nous avons négligé l'incertitude sur  $\beta$ , et nous n'avons pas inclus l'incertitude sur P qui se traduit par une erreur systématique sur tout le spectre. Ainsi :

$$\Delta A = \frac{2\beta}{P} \frac{1}{(UP + \beta DO)^2} \sqrt{DO^2 [\Delta UP]^2 + UP^2 [\Delta DO]^2}$$

## CHAPITRE IV

Présentation et analyse des résultats

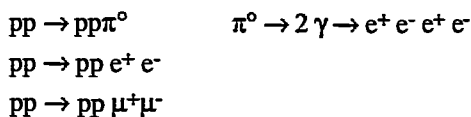
## IV.1 - PRESENTATION DES RESULTATS

### IV.1.1 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 1.45$ GeV :

Cette énergie incidente, pour laquelle la zone en masse manquante couverte est centrée sur 2016 MeV (seuil  $NN\pi$ ), a été choisie pour rechercher d'éventuels états liés  $\pi NN$  au voisinage de 2000 MeV. Du fait de la détection de particules chargées négativement, le rapport signal/trou était bon, et de plus nous avons mis des fenêtres en temps de vol sur les pions de façon à éliminer encore mieux le bruit de fond. La difficulté principale de cette expérience à l'énergie de 1.45 GeV tient au comptage provenant des fenêtres de la cible, et aussi aux contaminations des spectres dues aux électrons et aux muons qu'on ne peut séparer des pions puisque les informations perte d'énergie et temps de vol sur 3 mètres ne permettent pas de les rejeter par le matériel. Les spectres ont été, comme nous l'avons vu précédemment, corrigés de la décroissance des pions, et de la contamination due aux muons provenant de la décroissance des pions entre la cible et la détection. La figure IV.1 présente pour une tranche de 2°/° en impulsion centrée sur 1 GeV/c l'histogramme en  $X_{MIT}$  des pions, et l'histogramme en  $X_{MIT}$  des muons de désintégration. On observe que le spectre des muons s'étend jusqu'à environ 6 cm au-dessus du spectre des pions. Compte tenu de la dispersion du spectromètre (2.4 mm/MeV/c au champ nominal) et de la cinématique de la réaction étudiée, on en déduit que le spectre des muons de décroissance peut apporter encore des contributions jusqu'à 16 MeV en-dessous du seuil  $NN\pi$ .

La figure IV.2 présente le spectre en masse manquante,  $M_x$ , cible pleine, cible vide et la différence des deux pour la réaction  $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$  à 1.45 GeV d'énergie incidente et pour un angle du  $\pi^-$  détecté de 13.8° dans le laboratoire. On observe quelques coups dans le spectre différence jusqu'à 1800 MeV.

Des calculs d'espace de phase pour les processus :



ont montré que ces réactions peuvent contaminer les spectres de  $\pi^-$  mesurés pour des masses manquantes supérieures à 1870 MeV. Nous avons fait une évaluation de la contamination des électrons en-dessous du seuil à partir des données de production de paires  $e^+e^-$  (et  $\mu^+\mu^-$ ). La production de paires de leptons est voisine de 0 jusqu'à 1 GeV. Au-delà, la production est non

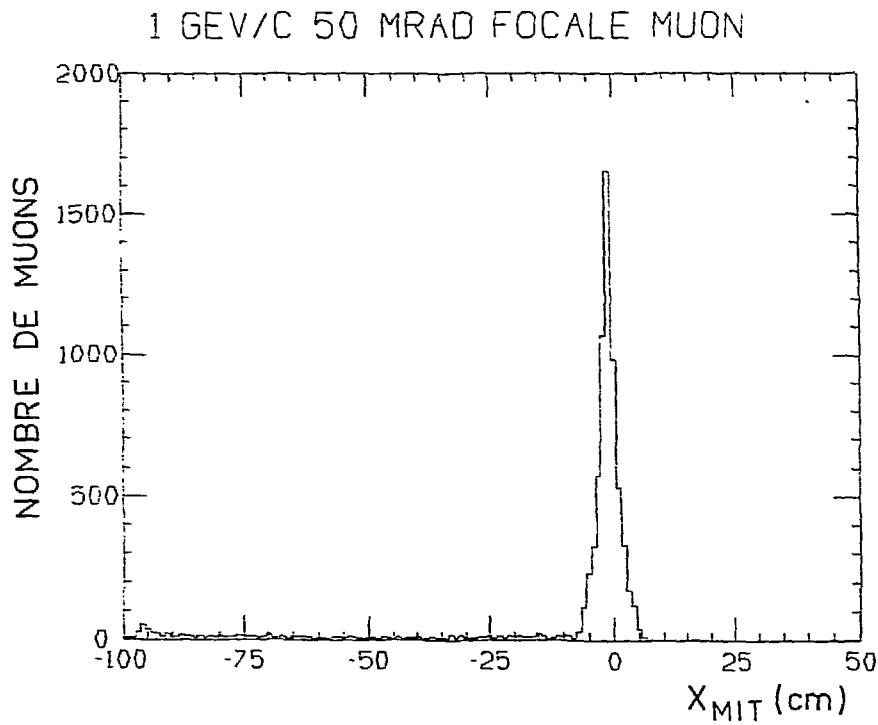
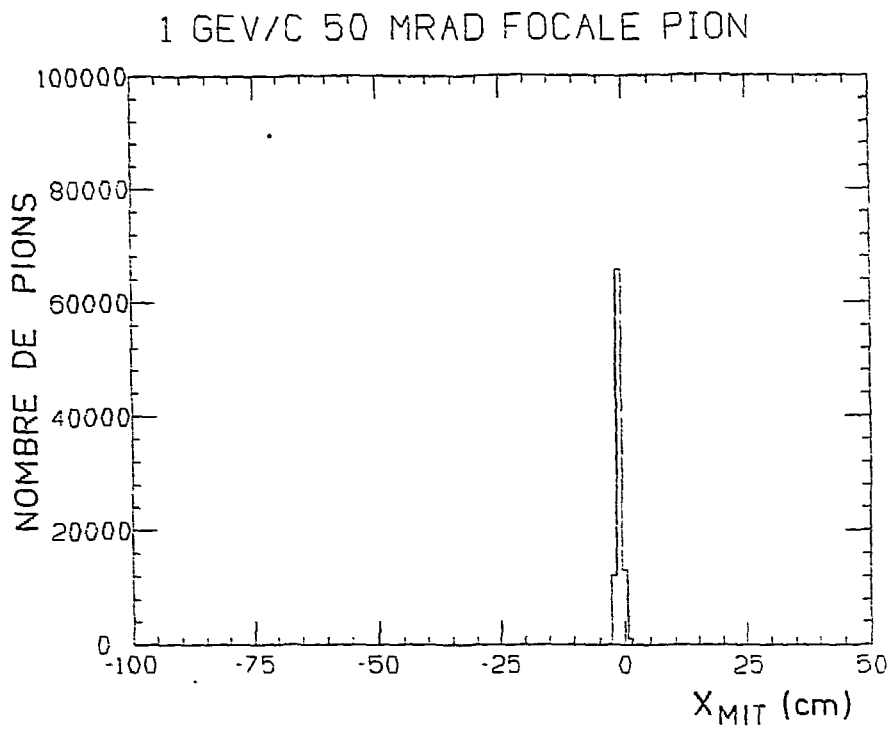


FIGURE IV.1 : Histogrammes en  $X_{MIT}$  des pions, et des muons de décroissance obtenus pour des pions incidents d'impulsion comprise dans une tranche de  $2\%$  centrée sur 1 GeV/c.

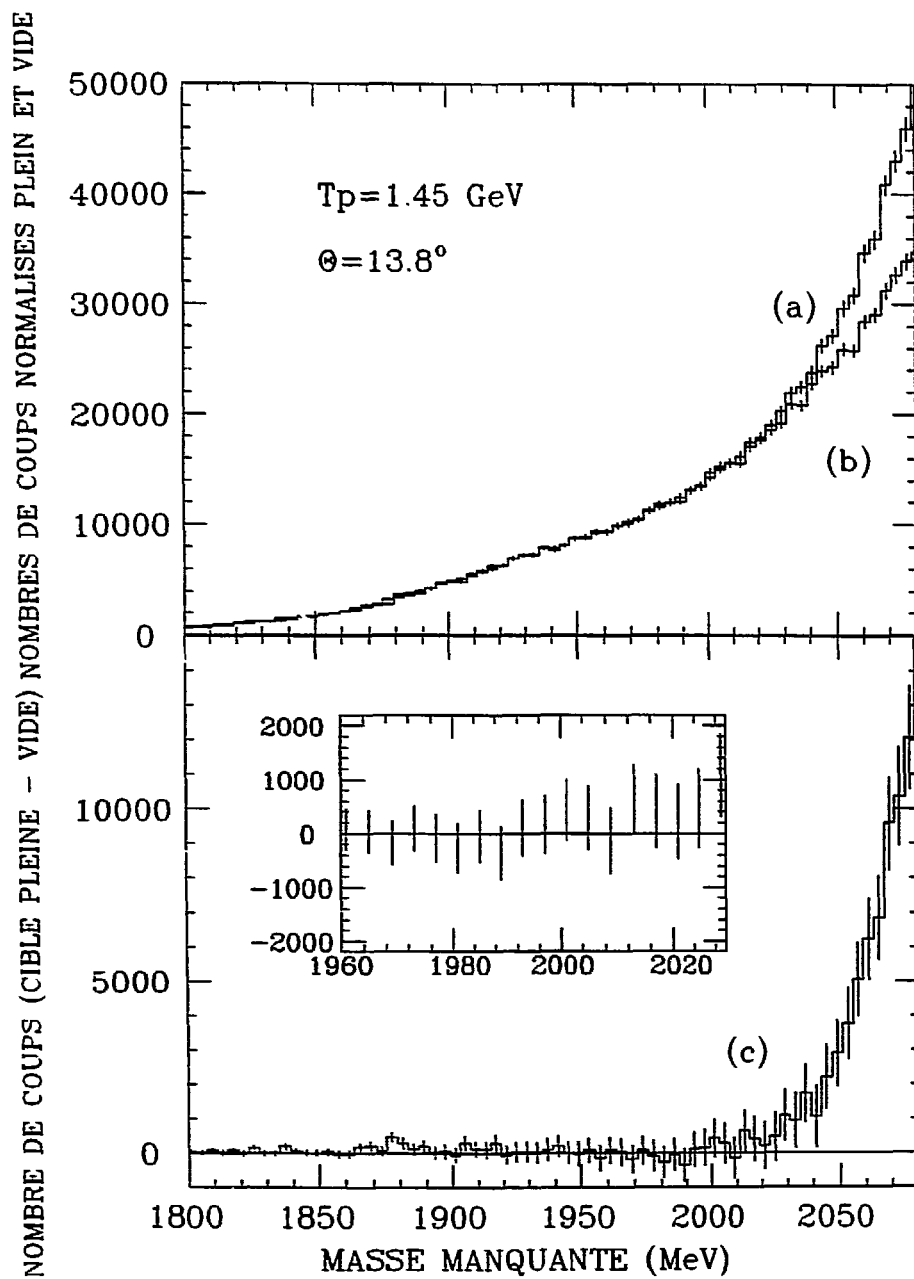


FIGURE IV.2 : Spectres en masse manquante cible pleine (a), cible vide (b) et différence (c) obtenus à 1.45 GeV. L'encart représente le résultat de la différence au voisinage du seuil NNz.

nulle, et passe probablement par la formation d'un méson. On trouve dans la littérature [61] que le rapport de production d'une paire  $e^+e^-$  à la production d'un pion est de :  $\frac{\sigma_{\text{pair}}}{\sigma_{\pi}} = 10^{-4}$ .

Sachant qu'à 1.48 GeV, la section efficace du processus  $pp \rightarrow pn\pi^+$  est de 17.22 mbarn, et celle de  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  de 1.22 mbarn [11], le rapport de production d'une paire  $e^+e^-$  à la production de  $\pi^+\pi^-$  est :  $\frac{\sigma(e^+e^-)}{\sigma(\pi^+\pi^-)} \cong 14 \cdot 10^{-4}$ . Nous avons donc normalisé à cette valeur le

rapport entre le contenu de l'espace de phase de la réaction  $pp \rightarrow pp e^+e^-$ , et celui de l'espace de phase de la réaction :  $pp \rightarrow pp \pi^+\pi^-$  pour  $M_x$  comprise entre 2050 et 2155 MeV. Nous en avons déduit le rapport entre la contribution des électrons entre 1880 et 2020 MeV et la contribution des électrons plus des pions dans la zone 2050 - 2155 MeV. Le rapport expérimental correspondant est six fois plus grand. Il faudrait également ajouter la contamination des muons, mais cela ne suffirait pas non plus à expliquer l'excès de coups observé. Il subsiste également quelques coups dans le spectre différence dans la région 1800 - 1870 MeV ; ces coups représentent 0.4% du nombre de coups total compris entre le seuil et l'extrémité supérieure du spectre. Il faut alors se rappeler qu'en particulier pour la conversion du  $\pi^0$  en  $2\gamma$ , nous avons supposé que ce phénomène avait lieu dans la cible. Or la section efficace de ce processus étant importante, ce phénomène peut avoir lieu ailleurs, et est alors difficile à évaluer.

En conclusion de cette discussion, il reste dans le spectre cible pleine moins cible vide un très petit nombre de coups non expliqués par les contaminations d'électrons et de muons. Ceci peut être dû au fait que notre estimation de  $pp \rightarrow pp\pi^0$  ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ ) n'est qu'approchée.

Compte tenu des résolutions des détecteurs et de la cinématique de la réaction, la résolution en masse manquante est de 4 MeV. La précision sur la valeur absolue de la masse manquante est également de 4 MeV, compte tenu de la précision sur l'énergie incidente et des différents paramètres qui interviennent dans la remontée sur cible. La figure IV.3 présente la variation de la section efficace en fonction de la masse manquante, par pas de 4 MeV, dans la région du seuil et pour les masses manquantes plus élevées. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique et l'incertitude sur les efficacités des détecteurs propres à chaque point ou plus exactement groupe de points du spectre. Pendant les mesures effectuées à 1.45 GeV, deux fils de la chambre MIT avaient une très mauvaise efficacité ce qui se traduit par des barres d'erreur plus grandes dans la région de masse voisine de 2100 MeV. Il faut rajouter une précision globale de  $\pm 15\%$  prenant en compte les incertitudes sur l'épaisseur de cible, l'acceptance angulaire et les flux incidents. La section efficace croît régulièrement avec la masse manquante. Aucune structure n'apparaît à au moins deux déviations standard. Pour confirmer quantitativement cette conclusion, un fit des données par une fonction exponentielle d'un



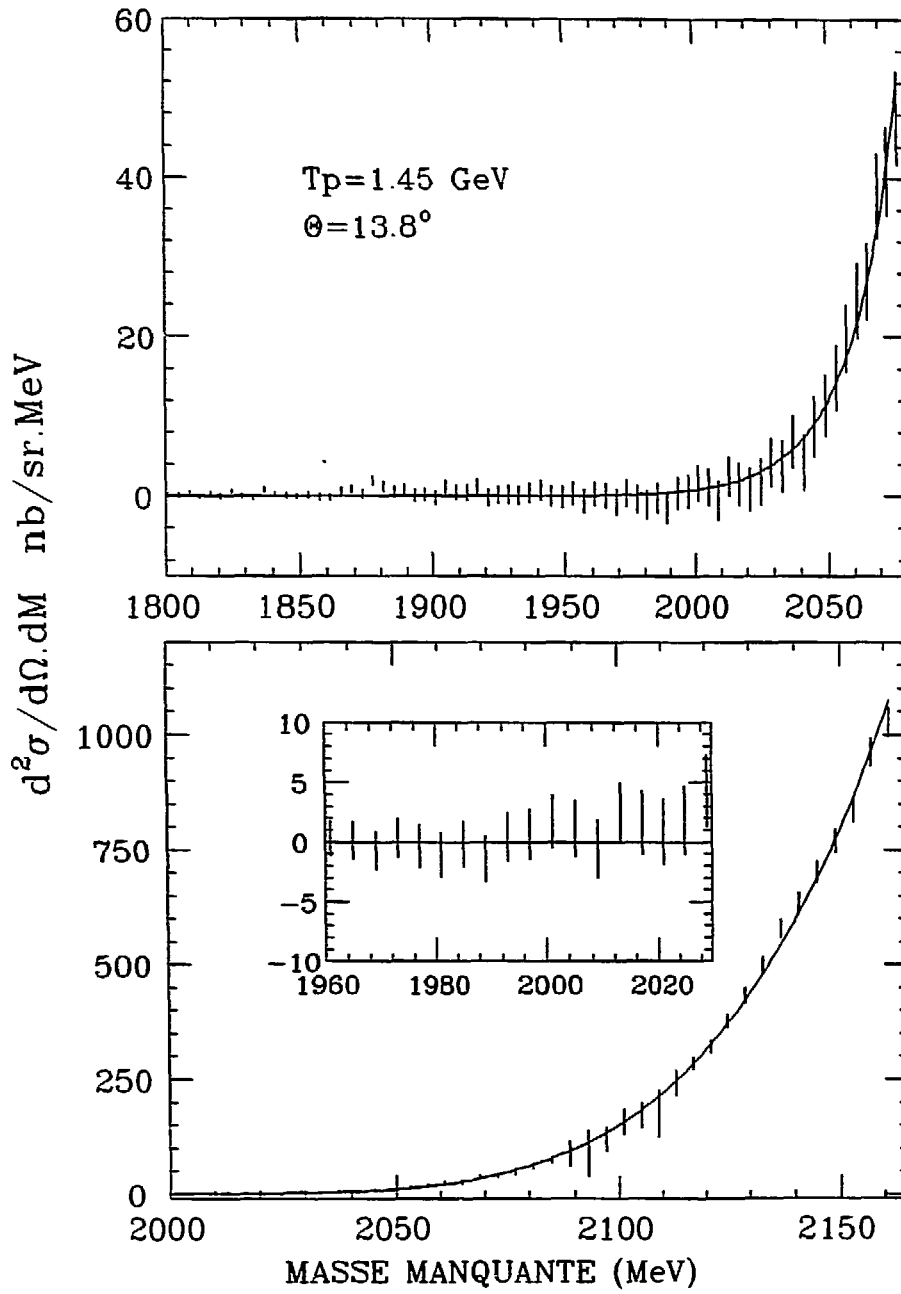


FIGURE IV.3 : Section efficace différentielle en fonction de la masse manquante obtenue à 1.45 GeV. Le pas est de 4 MeV. La courbe représente un fit exponentiel des données. La région du seuil  $NN\pi$  est détaillée.

polynôme du premier degré a été fait. On obtient un très bon  $\chi^2$  par point de 0.19. Aucune variation notable du  $\chi^2$  par point n'est observée lorsqu'on supprime un groupe de points expérimentaux au voisinage de 2000 MeV dans la procédure de fit. Cette expérience fournit une limite supérieure de section efficace de 2 nb/sr.MeV autour de 2000 MeV. Si l'on fait l'hypothèse que l'existence d'une structure serait établie si un ou deux points se trouvent à au moins 3 déviations standard de la courbe (ce qui correspond à une largeur totale de 4 MeV, compatible avec notre résolution expérimentale) on obtient une limite supérieure de section efficace :  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \leq 8$  nb/sr pour une éventuelle structure au voisinage de  $M_x = 2000$  MeV. Cette limite est du même ordre de grandeur que ce qui avait été trouvé à Los Alamos dans l'expérience  $d(\pi^\pm, \pi^\mp)X^{+\pm}$ .

La figure IV.4 présente les résultats du pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante, seulement pour les masses supérieures à 2030 MeV parce que la statistique est trop faible pour les masses plus basses. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique. Le pouvoir d'analyse présente un comportement régulier, des valeurs négatives, atteignant au minimum - 0.2. Un fit des données par un polynôme du second degré a été fait : on n'observe aucun point à plus de deux déviations standard ; on obtient un  $\chi^2$  par point de 0.75. La très bonne précision des données pour des masses supérieures à 2100 MeV permet d'éliminer toute structure étroite dans cette région de masse dans les données du pouvoir d'analyse.

#### IV.1.2 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 2.1\text{GeV}$ :

La figure IV.5 présente la variation de la section efficace en fonction de la masse manquante par pas de 4 MeV pour la réaction  $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$  à 2.1 GeV d'énergie incidente et pour un angle du  $\pi^-$  détecté de  $13.8^\circ$  dans le laboratoire. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique et l'incertitude sur les efficacités des détecteurs propres à chaque groupe de points du spectre. Tout comme à 1.45 GeV, il faut rajouter une incertitude globale de  $\pm 15\%$ . La zone en masse manquante couverte s'étend de 2080 à 2420 MeV. La section efficace croît régulièrement de 2080 jusque vers 2400 MeV, puis se stabilise tout à fait en bord de la zone en masse manquante analysée.

Un fit des données allant de 2080 à 2396 MeV, c'est-à-dire n'incluant pas les valeurs pour lesquelles la section efficace décroît, par un polynôme du 2<sup>nd</sup> degré conduit à une valeur de  $\chi^2$  par point de 6.8. Un fit des mêmes données par un polynôme du 2<sup>nd</sup> degré auquel on ajoute une fonction exponentielle d'un polynôme du 2<sup>nd</sup> degré diminue la valeur du  $\chi^2$  par point à 1.82 (fig. IV.6). L'examen des figures IV.6 et IV.7 fait apparaître une petite structure centrée vers 2164 MeV, d'environ 15 MeV de largeur totale à mi-hauteur pour laquelle le nombre de

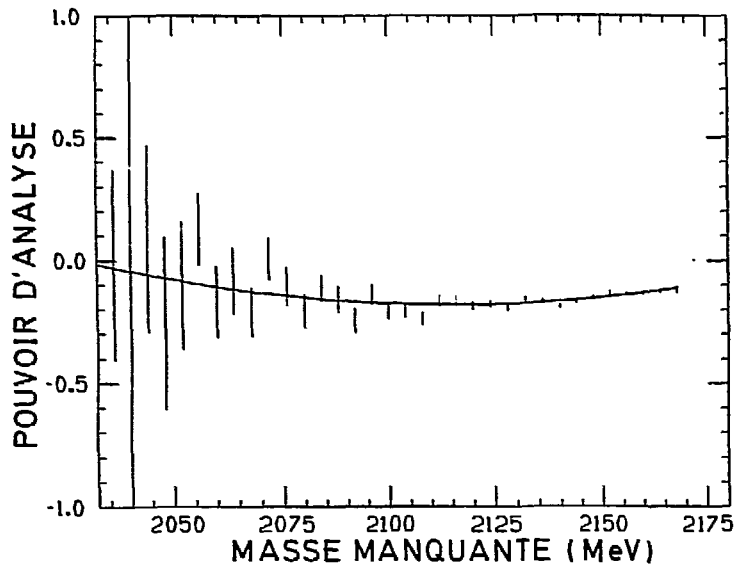


FIGURE IV.4 : Pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante obtenu à 1.45 GeV. Le pas est de 4 MeV. La courbe représente un fit polynômial des données.

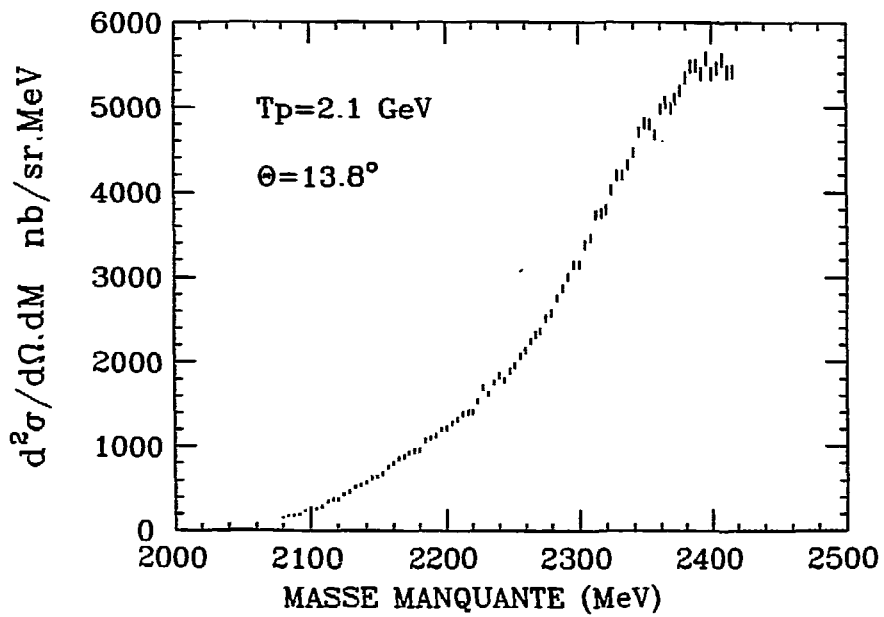


FIGURE IV.5 : Section efficace différentielle en fonction de la masse manquante obtenue à 2.1 GeV. Le pas est de 4 MeV.

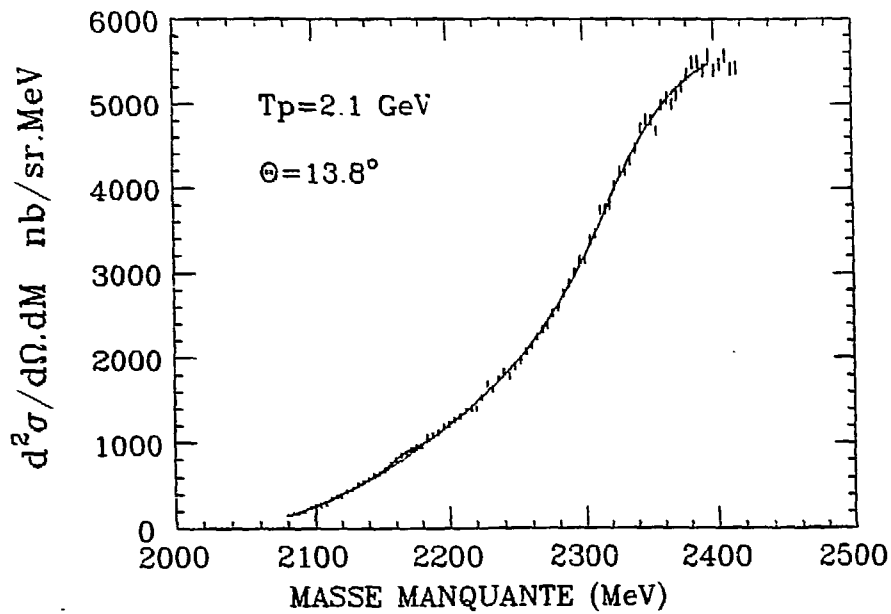


FIGURE IV.6 : Fits par une fonction exponentielle, et par une fonction exponentielle plus une gaussienne des résultats de section efficace différentielle obtenus à 2.1 GeV.

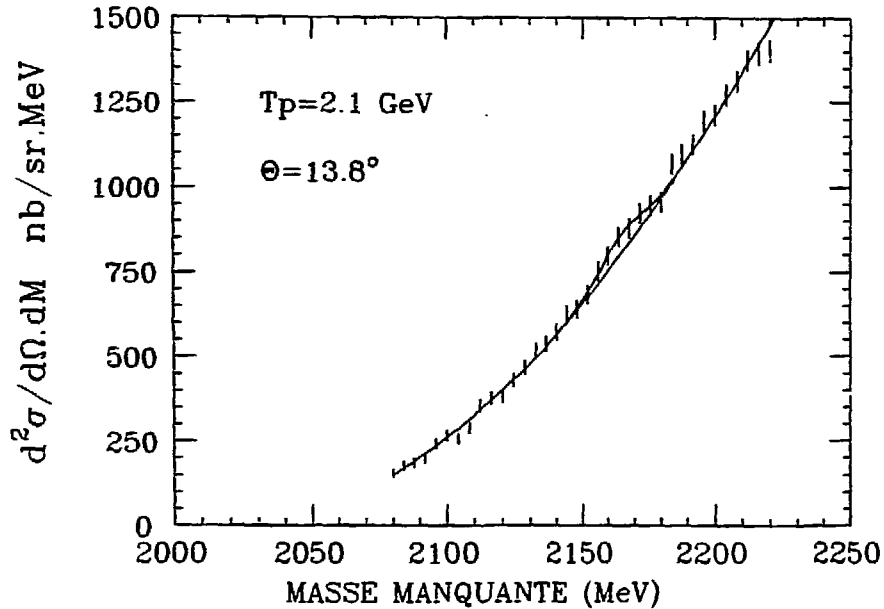


FIGURE IV.7 : La région de la figure IV.6 voisine de 2164 MeV est détaillée.

déviations standard est égal à 2.6. Cette valeur est trop faible pour que l'existence de ce pic soit établie avec certitude. Néanmoins on peut remarquer que cette structure est centrée très près de 2170 MeV, qui correspond à la masse d'un nucléon et d'un delta. S'agit-il d'un nucléon et d'un delta en interaction dans l'état final ? Cet effet semble alors étroit et de faible amplitude. Cette région en masse manquante n'est pas explorée aux deux autres énergies incidentes étudiées.

Nous déterminons une limite supérieure de section efficace de 90 nbarn/sr. MeV pour une éventuelle structure à 3 déviations standard, au voisinage de 2200 MeV en masse manquante.

La section efficace mesurée intégrée sur toute la gamme en masse manquante analysée conduit à une valeur de 838  $\mu$ barn/sr. En interpolant à une énergie de 2.1 GeV et un angle de 13.8° les données de Melissinos et al. [14] pour des énergies incidentes de 2.0 et 2.4 GeV et des angles de 0° et 17°, on obtient une valeur de 757  $\mu$ barn/sr. L'accord (dans une fourchette de 10%) est tout à fait satisfaisant.

La figure IV.8 présente les résultats du pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante dans les mêmes conditions cinématiques. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique. Le pouvoir d'analyse décroît depuis une valeur d'environ 0.3 pour s'annuler pour une masse manquante d'environ 2220 MeV. Il continue à décroître jusqu'à une valeur de - 0.1, puis croit de nouveau. Les résultats présentent des fluctuations, mais il n'apparaît pas de structure. Un fit des données par un polynôme du 2<sup>nd</sup> degré conduit à une valeur de  $\chi^2$  par point de 1.7 (fig. IV.9).

#### IV.1.3 - $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$ à $T_p = 2.7\text{GeV}$ :

La figure IV.10 présente la variation de la section efficace en fonction de la masse manquante, par pas de 4 MeV, pour la réaction  $\bar{p} + p \rightarrow \pi^- + X$  à 2.7 GeV d'énergie incidente, et pour un angle du pion détecté de 13.8° dans le laboratoire. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique et l'incertitude sur les efficacités des détecteurs propres à chaque groupe de points du spectre. Tout comme aux deux autres énergies, il faut rajouter une incertitude globale de  $\pm 15\%$ . La zone en masse manquante couverte s'étend de 2310 à 2650 MeV. La section efficace croît régulièrement en fonction de la masse manquante, mais moins rapidement qu'aux deux autres énergies, puis présente un maximum large vers 2590 MeV. Nous y reviendrons ultérieurement. Il n'apparaît pas de structure large centrée vers 2460 MeV et qui correspondrait à deux deltas en interaction dans l'état final.

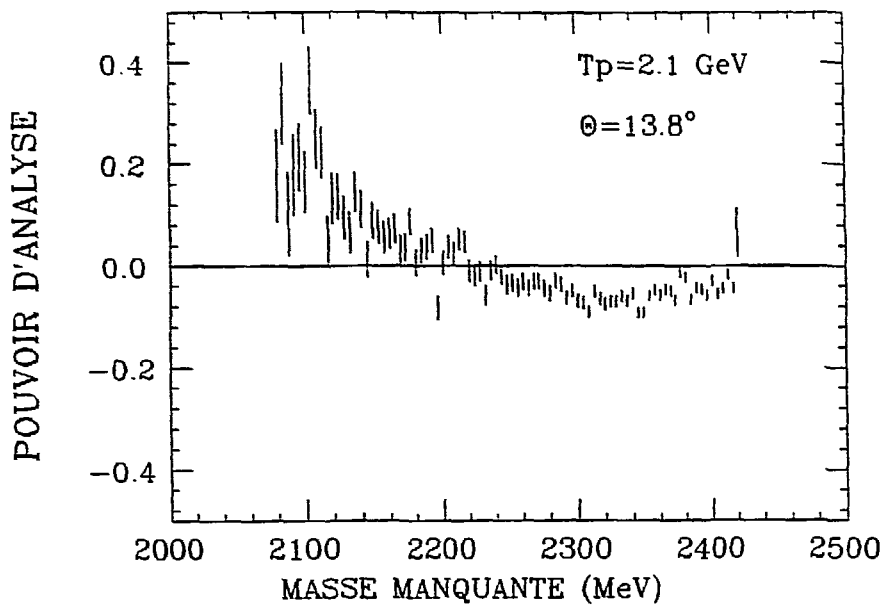


FIGURE IV.8 : Pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante obtenu à 2.1 GeV.

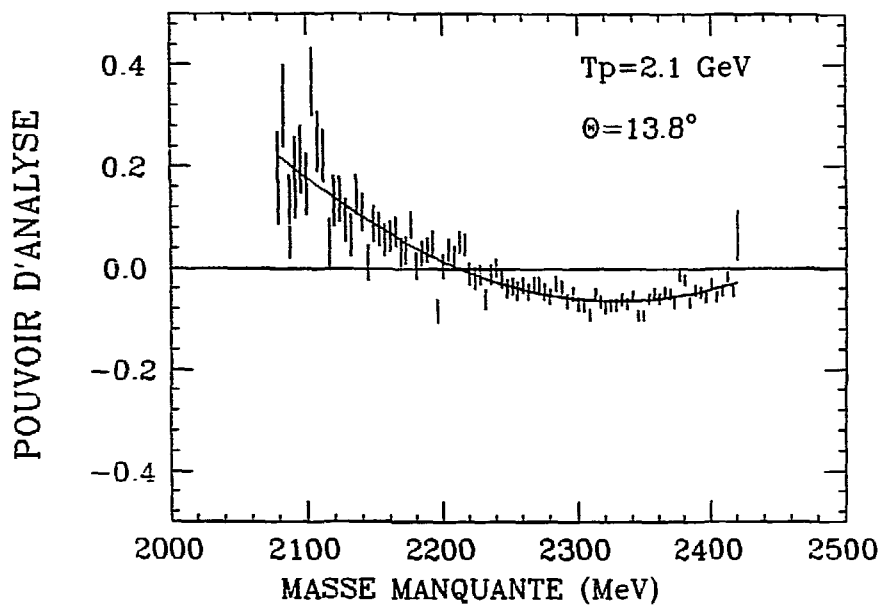


FIGURE IV.9 : Fit polynômial des résultats de pouvoir d'analyse obtenus à 2.1 GeV.

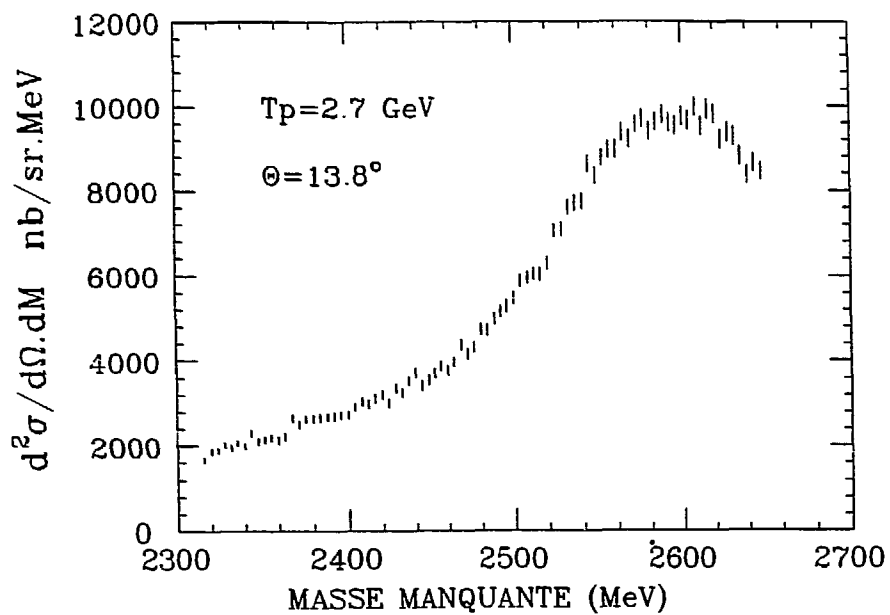


FIGURE IV.10 : Section efficace différentielle en fonction de la masse manquante obtenue à 2.7 GeV. Le pas est de 4 MeV.

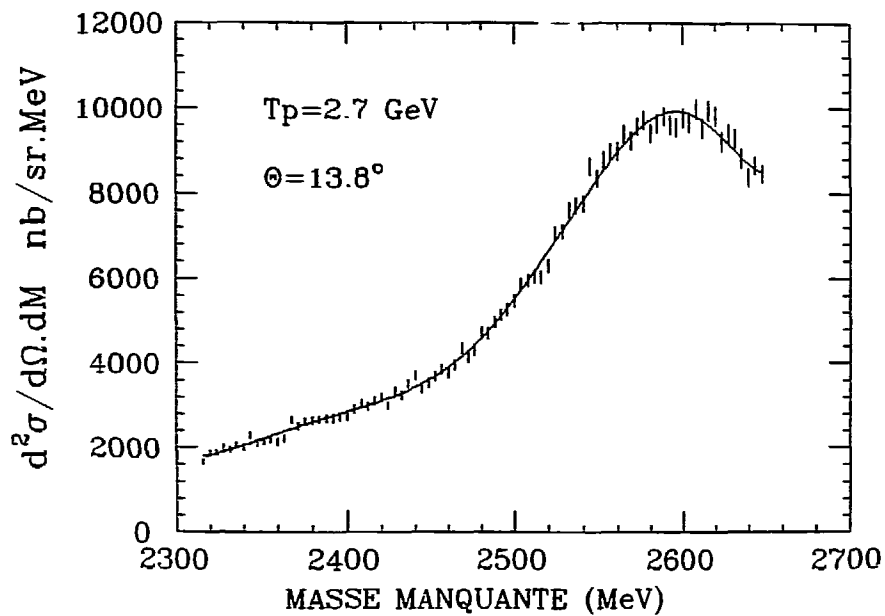


FIGURE IV.11 : Fit polynômial des résultats de section efficace différentielle obtenus à 2.7 GeV.

Il n'apparaît aucune structure à au-moins deux déviations standard, ce que confirme un fit des données. Un fit de tous les points par un polynôme du 8ème degré (fig. IV.11) conduit à une valeur de  $\chi^2$  par point de 1.16. Nous n'observons pas de pic ; nous déterminons une limite supérieure de section efficace de 360 nbarn/sr.MeV pour une éventuelle structure à 3 déviations standard, située vers 2450 MeV en masse manquante. Cette valeur est plus élevée compte tenu de la faible statistique dont nous disposons à cette énergie.

Il est plus difficile à cette énergie qu'à l'énergie de 2.1 GeV de comparer la section efficace mesurée intégrée sur toute la gamme en masse manquante analysée à la section efficace intégrée correspondante interpolée à partir des données bibliographiques car la forme de la courbe de section efficace change beaucoup avec l'énergie incidente dans cette région en énergie.

La figure IV.12 présente les résultats du pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante. Les barres d'erreur traduisent l'incertitude statistique. A 2.7 GeV, le pouvoir d'analyse est compatible avec zéro. Cela peut s'expliquer par le fait que plus on monte en énergie, plus il y a de voies ouvertes, et les pouvoirs d'analyse des différentes voies se compensent.

Un fit des données par un polynôme du second degré a été fait (fig. IV.13) et conduit à une valeur de  $\chi^2$  par point de 1.3. On observe au voisinage de  $M_x = 2516$  MeV deux points consécutifs à plus de deux déviations standard de la courbe moyenne. Le nombre de déviations standard correspondant est de 2.7. Cette valeur est trop faible pour pouvoir conclure, d'autant que la largeur totale à mi-hauteur correspondante d'environ 6 MeV paraît également très faible pour une masse manquante aussi élevée. Il n'apparaît donc pas de structure.

Les tableaux de valeurs de section efficace et de pouvoir d'analyse pour chaque énergie sont donnés en annexe II.

## IV.2 - ANALYSE DES RESULTATS

### IV.2.1 - Espaces de phase :

A l'aide du programme Fowl [62] écrit au CERN (programme de calcul d'espace de phase avec tirage par méthode de Monte-Carlo), j'ai calculé les espaces de phase suivants à chaque énergie :



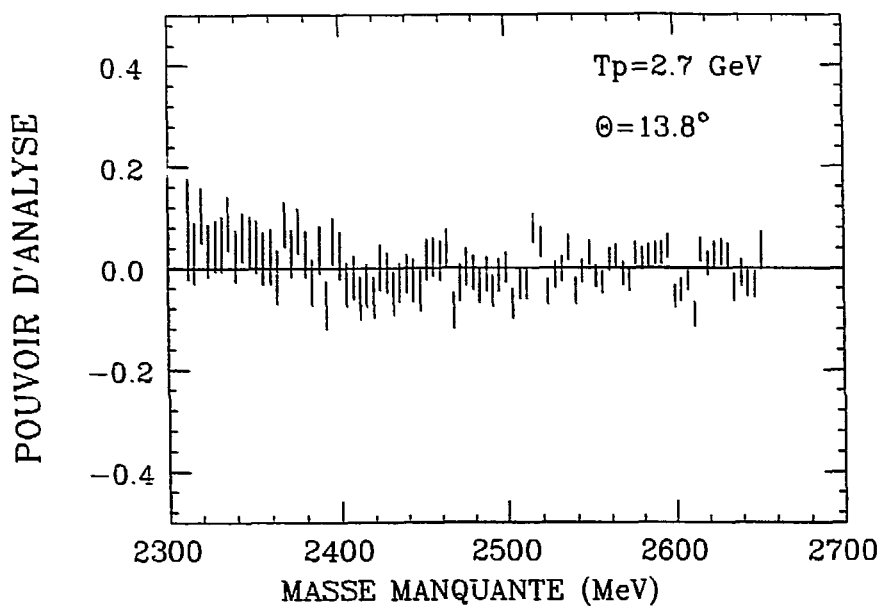


FIGURE IV.12 : Pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante obtenu à 2.7 GeV. Le pas est de 4 MeV.

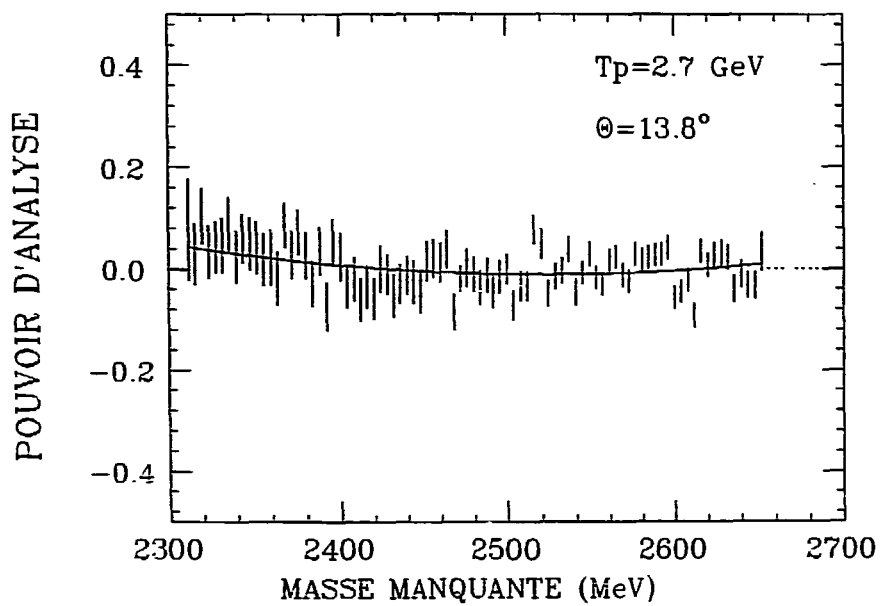
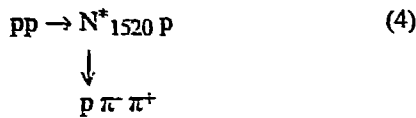
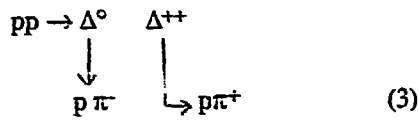
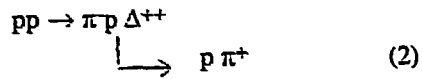
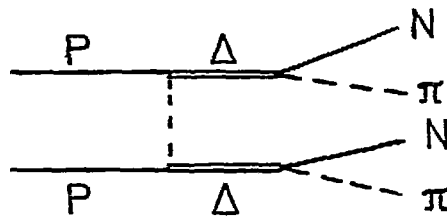


FIGURE IV.13 : Fit polynômial des résultats de pouvoir d'analyse obtenus à 2.7 GeV.



$N^*_{1520}$  décroît à 45% en  $N\pi\pi$ . J'ai calculé à chaque fois l'espace de phase total, puis l'espace de phase après coupures sur l'impulsion et l'angle du  $\pi^-$  introduites par la détection.

Les figures IV.14 à IV.17 présentent respectivement la section efficace à 1.45 GeV et l'un des quatre espaces de phase correspondant avec coupures introduites par la détection, normalisé à chaque fois sur la valeur de section efficace pour  $M_x = 2150$  MeV. L'examen des quatre figures fait apparaître que la section efficace est bien reproduite par l'espace de phase à deux deltas (3), et pas trop mal par l'espace de phase à un delta (2). Ceci signifie que le graphe :



doit jouer un rôle important. D'ailleurs le seuil de la réaction  $pp \rightarrow \Delta^0 \Delta^{++}$  est situé à  $T_p = 1.36$  GeV.

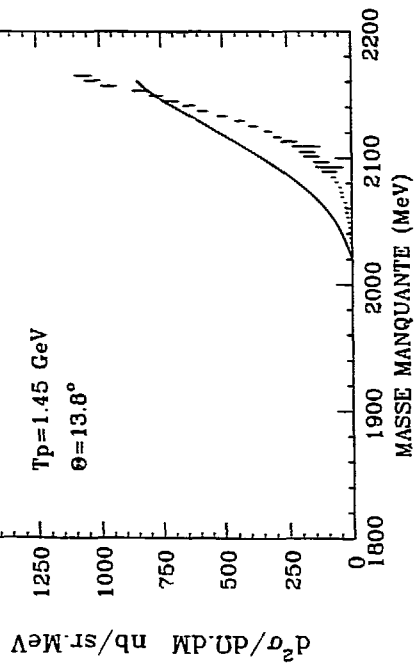


FIGURE IV.14 : Section efficace différentielle à 1.45 GeV. La courbe en traits pleins représente la forme de l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^+ pp\pi^+$  avec coupures introduites par la détection.

FIGURE IV.15 : Identique à la figure IV.13 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^+ p \Delta^{++}$ .

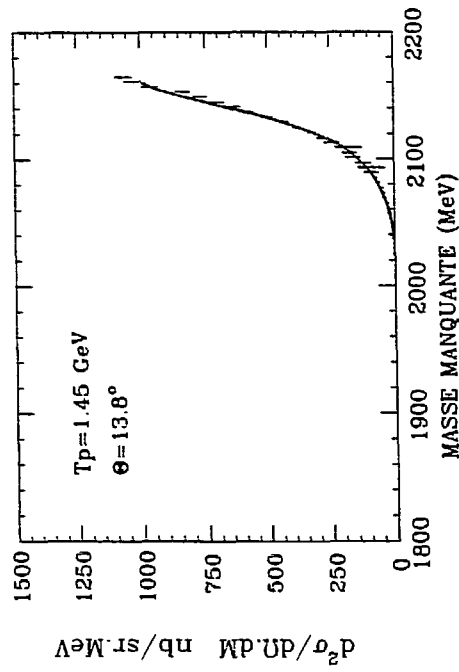


FIGURE IV.16 : Identique à la figure IV.13 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \Delta^0 \Delta^{++}$ .

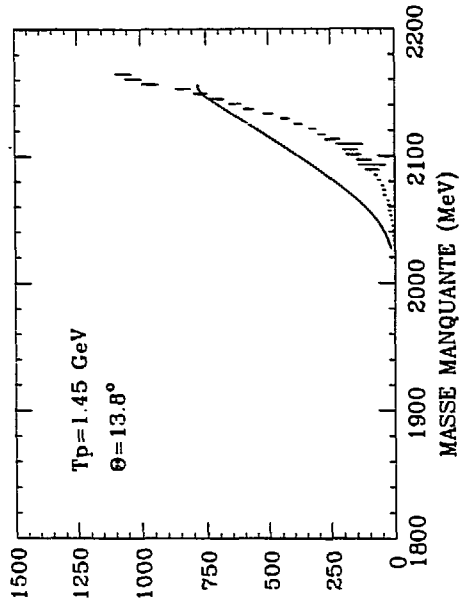
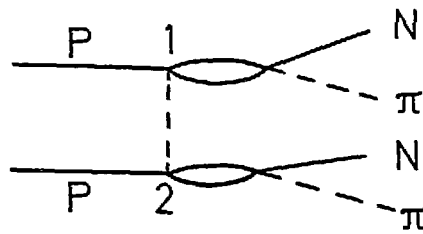


FIGURE IV.17 : Identique à la figure IV.13 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow N^* p$ .

Les figures IV.18 à IV.21 présentent les mêmes courbes à l'énergie de 2.1 GeV. La stabilisation présentée par la section efficace pour les grandes masses manquantes est due aux coupures introduites par la détection pour les processus sans delta (1) et à un  $N^*$  (4), car les espaces de phase totaux correspondant continuent de croître dans cette région de masses. Par contre, elle est plutôt d'origine physique pour les processus à un delta (2) et à deux deltas (3) car les espaces de phase totaux correspondant présentent un maximum large ou l'amorce d'un maximum dans cette région. L'examen des quatre figures fait apparaître que l'allure générale de la section efficace est assez bien reproduite par l'espace de phase à un  $N^*$  (4), et grossièrement par les espaces de phase sans delta (1) et à deux deltas (3).

Ceci signifie que lorsque l'énergie incidente croit, il faut ajouter une contribution du  $N^*$  aux autres contributions représentées par le graphe suivant :



dans lequel on ne prend pas en compte seulement deux deltas dans l'état intermédiaire, mais plusieurs ondes partielles de la diffusion  $\pi N$  à chacun des deux vertex 1 et 2.

Les figures IV.22 à IV.25 présentent les mêmes courbes à l'énergie de 2.7 GeV. La section efficace fait apparaître l'amorce d'un maximum large pour les grandes masses manquantes comme le confirment les espaces de phase totaux qui présentent un maximum très large ou l'amorce d'un maximum dans cette région. Mais la redescente expérimentale est accentuée par les coupures introduites par la détection. On observe que l'allure générale de la section efficace est assez bien reproduite par l'espace de phase à un  $N^*$ , et pas du tout par les autres espaces de phase. Ceci signifie que la contribution du  $N^*$  doit devenir importante à cette énergie ; mais il ne faut pas oublier que la production de trois pions n'est plus négligeable. Ceci confirme ce qu'avaient trouvé Pickup et al. [13] à 2 GeV et Melissinos et al. [14] à 2.9 GeV qui avaient introduit, dans le cadre du modèle isobarique [12] (voir p.11) une contribution de la réaction  $pp \rightarrow N^*p$  pour rendre compte des résultats de la réaction  $pp \rightarrow pp \pi^+\pi^-$ .

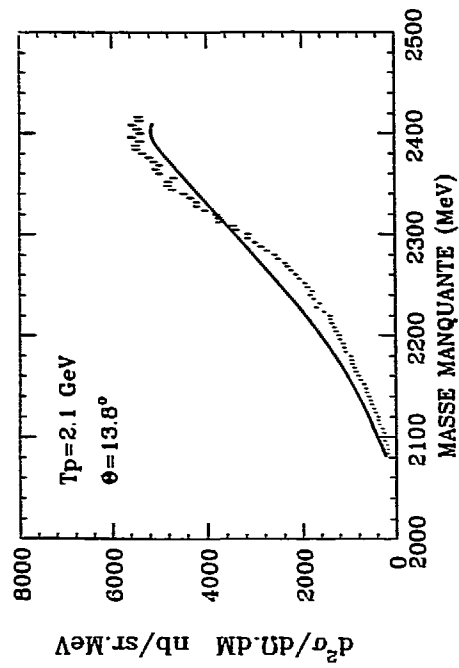


FIGURE IV.18 : Section efficace différentielle à 2.1 GeV. La courbe en traits pleins représente la forme de l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^- pp \pi^+$  avec coupures introduites par la détection.

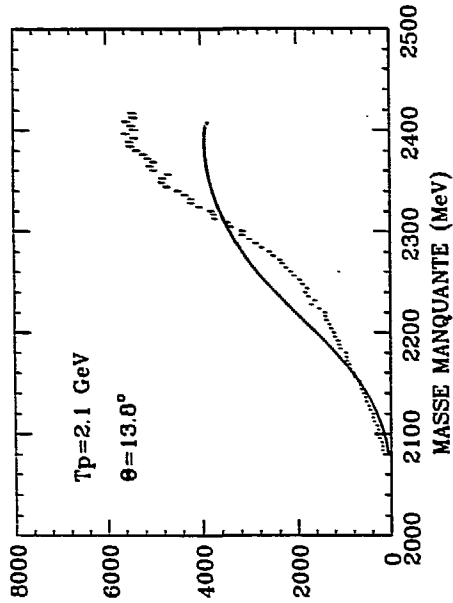


FIGURE IV.19 : Identique à la figure IV.17 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^- p \Delta^{++}$ .

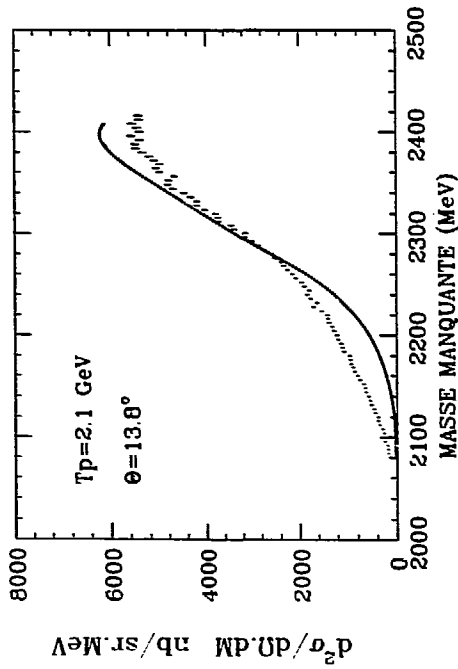


FIGURE IV.20 : Identique à la figure IV.17 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \Delta^0 \Delta^{++}$ .

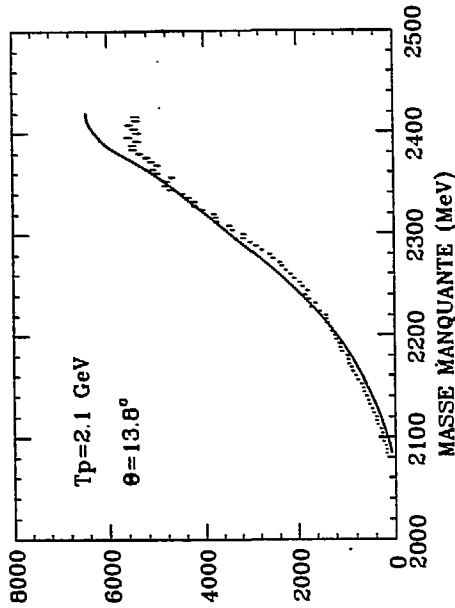


FIGURE IV.21 : Identique à la figure IV.17 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow N^* p$ .

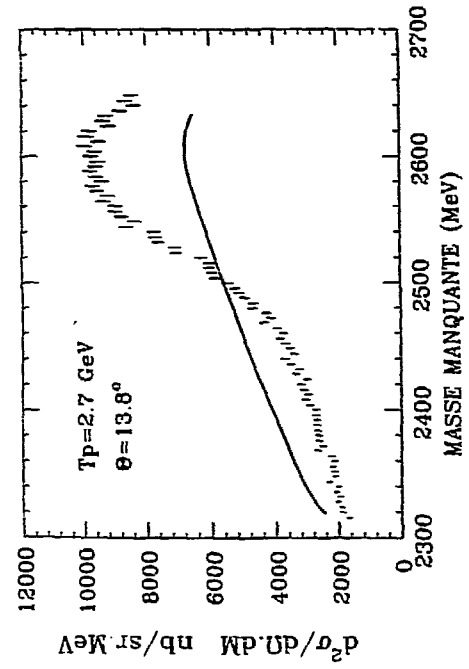
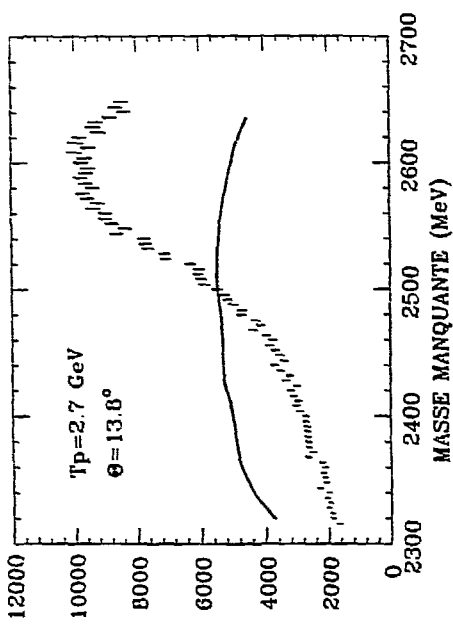


FIGURE IV.23 : Identique à la figure IV.21 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^- p \Delta^{++}$ .

FIGURE IV.22 : Section efficace différentielle à 2.7 GeV La courbe en traits pleins représente la forme de l'espace de phase  $pp \rightarrow \pi^- p \pi^+$  avec coupures introduites par la détection.

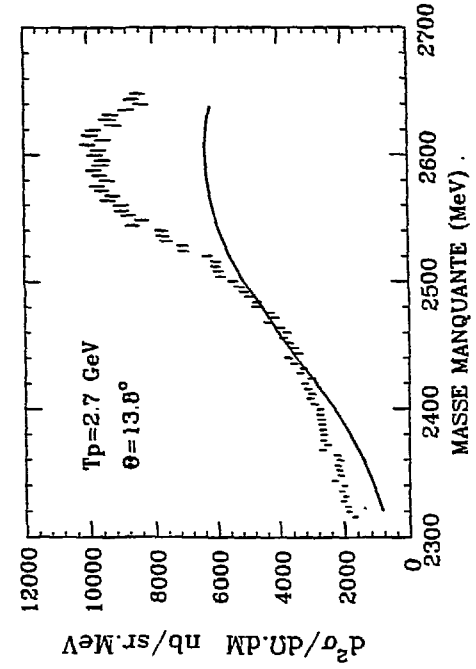
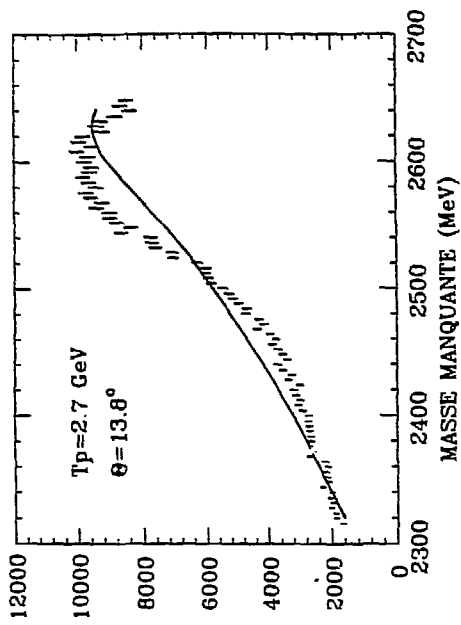


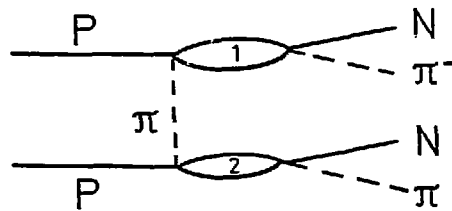
FIGURE IV.25 : Identique à la figure IV.22 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow N^* p$ .

FIGURE IV.24 : Identique à la figure IV.22 pour l'espace de phase  $pp \rightarrow \Delta^+ \Delta^{++}$ .

Je n'ai comparé jusqu'à présent que des formes de courbes. Néanmoins il faut être assez prudent en ce qui concerne les conclusions précédentes car une fois la dynamique prise en compte et les différents processus intervenant sommés, on peut être amené à négliger certains graphes. Le fait d'introduire le propagateur du pion au carré, qui est un ingrédient nécessaire pour calculer la section efficace comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, ne modifie pas nos conclusions. En effet, la valeur du propagateur varie peu en fonction de la masse manquante, si bien que la forme des espaces de phase reste pratiquement inchangée.

#### IV.2.2 - Formalisme :

Dans le but d'analyser nos résultats expérimentaux, un calcul est en cours ; il s'agit d'évaluer l'amplitude de transition correspondant au graphe suivant :



où :  $\pi^-$  est le pion détecté.

Interviennent en 1 et en 2 la formation de résonances  $\Delta$ , ainsi que d'autres ondes partielles non résonantes de diffusion  $\pi N$ . Dans un premier temps, le calcul est fait à l'ordre zéro, c'est-à-dire que nous ne tenons pas compte des processus de rediffusion, et seul intervient l'échange d'un méson  $\pi$ . On pourra ensuite introduire l'échange de mésons  $\rho$ , et des termes de rediffusion dans l'état initial et final.

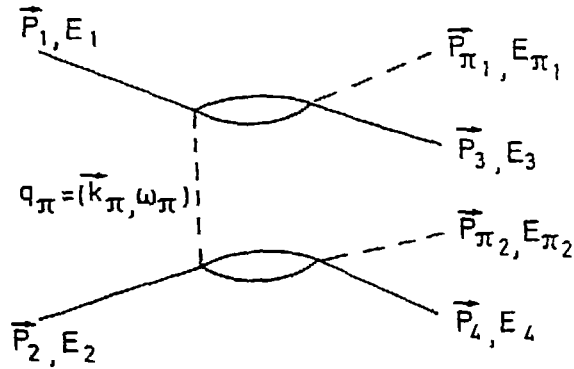
Les ingrédients pour ce calcul sont les amplitudes élémentaires correspondant aux processus :

$$\pi N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi N$$

et  $\pi N \rightarrow \pi N$ ,

calculées par J.M. Laget et J.F. Lecolley [63]. Le pion échangé étant "hors-couche de masse", les amplitudes élémentaires précédentes sont prolongées "hors-couche" par l'introduction de facteurs de forme  $F(q_\pi^2)$ . Ces facteurs valent 1 sur couche. Le graphe à calculer fait intervenir deux diffusions  $\pi N$  couplées entre elles par l'espace de phase total de la réaction étudiée.

Avec les notations suivantes :



l'amplitude de transition correspondant à ce graphe s'écrit :

$$M_1(m_1, m_2, m_3, m_4) = \frac{1}{2} \frac{1}{2} T(\vec{p}_1, E_1, m_1, \vec{p}_3, E_3, m_3, \vec{k}_\pi, \omega_\pi, \vec{p}_{\pi_1}, E_{\pi_1})$$

$$\times \left[ \frac{f_\pi F(q_\pi^2)}{m_\pi} \right]^2$$

$$T(\vec{p}_2, E_2, m_2, \vec{p}_4, E_4, m_4, \vec{k}_\pi, \omega_\pi, \vec{p}_{\pi_2}, E_{\pi_2})$$

$$\times \left[ \frac{f_\pi F(q_\pi^2)}{m_\pi} \right]^2$$

où :  $m_1, m_2, m_3, m_4$  désignent respectivement la projection du spin des deux protons dans l'état initial, et dans l'état final,



$\frac{1}{q_\pi^2 - m_\pi^2}$  est le propagateur du pion virtuel échangé,

T est l'amplitude de diffusion  $\pi N \rightarrow \pi N$ .

$f_\pi$  est la constante de couplage  $\pi$  - baryon intervenant à chaque vertex  $\pi$  - baryon. Cette constante de couplage est corrigée par le facteur de forme  $F(q_\pi^2)$ . Dans notre cas, le pion échangé est virtuel, par contre les deux pions émis sont sur couche de masse.  $F(q_\pi^2)$  a pour expression :

$$F(q_\pi^2) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q_\pi^2}$$

et vaut bien 1 lorsque le pion est sur couche.  $\Lambda_\pi$  est appelée "masse de coupure", et est pris égal à 1200 MeV.

En ce qui concerne la diffusion pion - nucléon, nous allons distinguer deux cas :

- 1) l'onde partielle  $P_{33}$  pour  $\sqrt{s} < 1320$  MeV,
- 2) les autres ondes partielles, y compris  $P_{33}$ , pour  $\sqrt{s} > 1320$  MeV,

où :  $\sqrt{s}$  désigne l'énergie totale disponible du système  $\pi N$ .

La seule contribution à l'onde  $P_{33}$  jusqu'à  $\sqrt{s} = 1320$  MeV est la résonance  $\Delta$ . L'élément de matrice de formation du  $\Delta$  dans la voie S est, dans la limite non relativiste [63] :

$$T_\Delta = C_\pi 2 M G_3^2 \frac{\langle m_2 | S \cdot \vec{q}_1 S^+ \cdot \vec{k}_1 | m_1 \rangle}{Q^2 - M^2 + i M \Gamma}$$

où :  $C_\pi$  est le coefficient d'isospin du processus étudié

$M$  ( $\Gamma$ ) désigne la masse (largeur) du  $\Delta$

$m_1$  et  $m_2$  sont les projections du spin du nucléon dans l'état initial et final

$\vec{q}_1$  et  $\vec{k}_1$  sont les impulsions dans le centre de masse du système  $\pi N$  du pion entrant et sortant respectivement.

Dans le cas d'un vertex  $\pi N \Delta$ , les opérateurs S et T remplacent les opérateurs habituels  $\vec{\sigma}$  matrices de Pauli dans l'espace des spins, et  $\tau$  matrice de Pauli dans l'espace des isospins intervenant aux vertex  $\pi NN$ .

$\frac{1}{Q^2 - M^2 + i M \Gamma}$  représente le propagateur du  $\Delta$  intermédiaire.

Les ondes partielles S, P, D et F sont également prises en compte. D'après Hamilton [64], l'amplitude de diffusion  $\pi N$  a la forme suivante :

$$T_{\pi N \rightarrow \pi N} = - \frac{4 \pi V s}{m_N} \left[ f_1 + \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{q}_1 \vec{\sigma} \cdot \vec{K}_1}{|\vec{q}_1 \cdot \vec{k}_1|} f_2 \right]$$

où  $f_1$  et  $f_2$  peuvent être développées comme sommes d'ondes partielles. On utilise pour les déphasages des ondes partielles des paramétrisations phénoménologiques. Compte tenu de la conservation de l'énergie-impulsion, et du fait qu'on détecte le  $\pi^-$ , l'espace de phase total de la réaction étudiée est de dimension 5. La section efficace (non polarisée) est proportionnelle à :

$$\int d^3 p_3 \int d\Omega_{\pi_2} \frac{1}{4} \sum_{\substack{m_1 m_2 \\ m_3 m_4}} |M_1(m_1 m_2 m_3 m_4) - M_2(m_1 m_2 m_4 m_3) - M_3(m_2 m_1 m_3 m_4) + M_4(m_2 m_1 m_4 m_3)|^2$$

Cette intégrale de dimension 5 est calculée par une méthode de Monte-Carlo. Le calcul est en cours. Alors qu'il existe de nombreux calculs de production d'un pion, il n'en existe pas traitant de la production de deux pions.

## CONCLUSION

Cette étude de la réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  à différentes énergies incidentes, avec détection du  $\pi^-$ , a constitué la première expérience réalisée à SPESIII ; elle a donc nécessité la mise au point de toute la procédure d'analyse pour les expériences à une particule détectée. Le bon accord (dans une fourchette de 10%) obtenu à 2.1 GeV d'énergie incidente entre la section efficace mesurée intégrée sur toute la bande en impulsion du pion détecté et la section efficace intégrée correspondante interpolée à partir des données bibliographiques confirme que nous avons acquis une bonne maîtrise du dispositif expérimental.

Nous avons étudié les voies très inélastiques nucléon-nucléon dans la réaction  $p + p \rightarrow \pi^- + X$  et recherché d'éventuelles résonances dibaryoniques d'isospin 2 aux énergies incidentes de 1.45, 2.1 et 2.7 GeV, et pour un angle du pion détecté de  $13.8^\circ$  dans le laboratoire. Nous avons donc mesuré les spectres en masse manquante produits aux trois énergies incidentes. La gamme en masse manquante ainsi explorée s'étend de 1.8 à 2.65 GeV.

Pour ce qui concerne la recherche de dibaryons, qui représente un travail expérimental très délicat compte tenu de la petitesse des effets attendus, l'analyse quantitative des résultats expérimentaux nous a conduits aux conclusions suivantes :

- Nous n'avons pas observé d'état exotique lié  $\pi NN$  en-dessous du seuil  $NN\pi$  dans la limite de 8 nbarn/sr pour une éventuelle structure, à trois écarts standard, de 4 MeV de largeur totale au voisinage de  $M_x = 2000$  MeV.

- Nous avons observé une structure faiblement excitée à l'énergie incidente de 2.1 GeV pour une masse manquante de 2164 MeV, proche de la masse d'un nucléon et d'un delta, de 15 MeV de largeur totale à mi-hauteur, et pour laquelle le nombre de déviations standard est trop faible pour que nous puissions établir son existence avec certitude.

- Nous n'avons pas observé de résonance exotique étroite au-dessus du seuil  $NN\pi$ , dans la limite de 90 nbarn/sr MeV à 3 déviations standard, au voisinage de 2200 MeV en masse manquante.

Si l'on revient au contexte plus général des dibaryons dans les différents états d'isospin, on peut faire à l'issue de ce travail un certain nombre de commentaires. Il serait bon de

reprendre à Saturne la mesure du pouvoir d'analyse dans la réaction  $p + {}^3\text{He} \rightarrow d + X$  avec des barres d'erreur plus faibles que celles obtenues à LAMPF. D'autre part, alors que des états étroits sont observés dans la voie d'isospin 1, il serait intéressant de poursuivre cette recherche dans la voie d'isospin  $T = 0$  pour deux raisons. Si un tel état existait, compte tenu de la conservation de l'isospin, il ne pourrait pas être interprété de façon conventionnelle en termes d'interaction  $N\Delta$  ou d'effet de seuil; de plus, un calcul théorique récent [36] a montré qu'un état à six quarks de nombres quantiques  $T J^P = 0 3^+$  est lié par rapport au seuil  $\Delta\Delta$  dans n'importe quel modèle dérivé de QCD traitant du confinement et de l'interaction magnétique hyperfine de couleur. Dans l'étude de la réaction  $d + d \rightarrow d + X$  que nous avons réalisée à SPESIV, il n'apparaissait pas de structure dans la limite de 75 nbarn/sr. Il serait néanmoins intéressant de reprendre cette expérience avec une détection plus sophistiquée, une autre possibilité étant de reprendre avec plus de précision l'expérience  $d + \alpha \rightarrow \alpha + X$ . Un effort à la fois expérimental et théorique doit donc être poursuivi de façon à mieux comprendre l'origine des effets observés.

Indépendamment des résultats négatifs trouvés dans la recherche de dibaryons pour les états  $T = 2$ , un calcul "conventionnel" de production de deux pions est en cours, ces données apportant des contraintes supplémentaires à des modèles de production de pions. L'analyse des données en termes d'espace de phase a montré que lorsque l'énergie incidente croît, il faut introduire dans le calcul une contribution du processus  $N^*N$ , en plus des processus habituellement pris en compte :  $N\Delta$  et  $\Delta\Delta$ . Alors que la partie élastique de l'interaction nucléon-nucléon est bien connue, que la partie inélastique correspondant à l'échange d'un pion et à l'interaction  $N\Delta$  est également assez bien connue, il n'en est pas de même pour la partie plus profondément inélastique correspondant à l'échange de deux pions (ou d'un  $\rho$ ). Notre expérience inclusive s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherche plus vaste, qui démarre, concernant l'étude de l'interaction nucléon-nucléon très inélastique, par exemple l'étude des voies plus exclusives :  $pp \rightarrow \Delta\Delta, NN^* \dots$ . La compréhension de ces phénomènes est indispensable au fur et à mesure que l'on monte en énergie, et avant de pouvoir conclure au caractère réellement "exotique", c'est-à-dire nécessitant une description en termes de quarks et de gluons de certains phénomènes physiques observés.

## ANNEXE I

Expression des polynômes de remontée sur cible :

$\delta'$  et  $\theta'_0$  s'expriment en fonction de  $X_F, \theta_F, Z_F$  et  $\varphi_F$  (c'est-à-dire  $X_{MIT}$  et  $\theta_{MIT}$ , ou  $X_{CERN}, \theta_{CERN}, Z_F$  et  $\varphi_F$ ) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & a_0 + a_1 X_F + a_2 \theta_F + a_3 X_F^2 + a_4 \theta_F^2 + a_5 X_F \theta_F \\ & + a_6 \theta_F^3 + a_7 X_F^3 + a_8 X_F \theta_F^2 + a_9 X_F^2 \theta_F + a_{10} X_F^4 \\ & + a_{11} \theta_F^4 + a_{12} X_F^3 \theta_F + a_{13} X_F^2 \theta_F^2 + a_{14} X_F \theta_F^3 \\ & (+ a_{15} Z_F^2 + a_{16} \varphi_F^2 + a_{17} Z_F \varphi_F). \end{aligned}$$

$Z'_0$  et  $\varphi'_0$  s'expriment en fonction de  $X_F, \theta_F, Z_F$  et  $\varphi_F$  (c'est-à-dire  $X_{CERN}, \theta_{CERN}, Z_F$  et  $\varphi_F$ ) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} & b_1 Z_F + b_2 \varphi_F + b_3 Z_F X_F + b_4 \varphi_F X_F \\ & + b_5 Z_F \theta_F + b_6 \varphi_F \theta_F + b_7 Z_F X_F^2 + b_8 \varphi_F X_F^2 \\ & + b_9 Z_F \theta_F^2 + b_{10} \varphi_F \theta_F^2 + b_{11} Z_F^3 + b_{12} \varphi_F^3 \\ & + b_{13} Z_F X_F \theta_F + b_{14} \varphi_F X_F \theta_F \\ & + b_{15} Z_F \varphi_F^2 + b_{16} Z_F^2 \varphi_F. \end{aligned}$$

## ANNEXE II

Cette annexe présente les tableaux de résultats :

- de section efficace différentielle ( $\sigma$ ) et d'erreur absolue sur la section efficace ( $d\sigma$ ).

- de pouvoir d'analyse ( $asym$ ) et d'erreur absolue sur le pouvoir d'analyse (erreur) en fonction de la masse manquante (M.M) pour les différentes mesures que nous avons effectuées :

$$\left| \begin{array}{l} T_p = 1.45 \text{ GeV} \\ \theta = 13.8^\circ \end{array} \right. \quad \left| \begin{array}{l} T_p = 2.1 \text{ GeV} \\ \theta = 13.8^\circ \end{array} \right.$$

et  $\left| \begin{array}{l} T_p = 2.7 \text{ GeV} \\ \theta = 13.8^\circ \end{array} \right.$

Les masses manquantes sont exprimées en MeV, et les sections efficaces en nbarn/sr.MeV, ainsi que l'erreur absolue sur la section efficace.

L'erreur absolue sur la section efficace traduit l'incertitude statistique et l'incertitude sur les efficacités des détecteurs propres à chaque groupe de points du spectre, mais ne prend pas en compte l'incertitude globale de  $\pm 15\%$ . L'erreur absolue sur le pouvoir d'analyse traduit l'incertitude statistique.

SECTION EFFICACE			POUVOIR D'ANALYSE		
Tp=1.45 GeV			Tp=1.45 GeV		
M.M.	sigma	dsigma	M.M.	ASYM	ERREUR
1801.000	0.142	0.307	2036.000	+0.018	0.278
1805.000	0.061	0.315	2040.000	0.121	1.407
1809.000	0.375	0.310	2044.000	0.089	0.276
1813.000	0.016	0.327	2048.000	-0.257	0.254
1817.000	0.368	0.327	2052.000	-0.103	0.187
1821.000	0.013	0.356	2056.000	0.127	0.107
1825.000	0.630	0.356	2060.000	-0.170	0.105
1829.000	0.056	0.371	2064.000	-0.083	0.097
1833.000	-0.041	0.376	2068.000	-0.213	0.070
1837.000	0.840	0.400	2072.000	0.004	0.062
1841.000	0.274	0.402	2076.000	-0.107	0.056
1845.000	0.056	0.437	2080.000	-0.209	0.046
1849.000	0.051	0.429	2084.000	-0.115	0.037
1853.000	0.213	0.460	2088.000	-0.159	0.035
1857.000	-0.102	0.479	2092.000	-0.246	0.033
1861.000	-0.146	0.501	2096.000	-0.141	0.026
1865.000	0.690	0.523	2100.000	-0.207	0.022
1869.000	0.843	0.570	2104.000	-0.209	0.020
1873.000	0.279	0.594	2108.000	-0.237	0.019
1877.000	1.963	0.630	2112.000	-0.164	0.015
1881.000	1.202	0.711	2116.000	-0.164	0.014
1885.000	0.539	0.731	2120.000	-0.184	0.012
1889.000	0.809	0.753	2124.000	-0.179	0.011
1893.000	0.085	0.804	2128.000	-0.192	0.010
1897.000	0.220	0.870	2132.000	-0.156	0.009
1901.000	-0.166	0.893	2136.000	-0.165	0.008
1905.000	1.186	0.907	2140.000	-0.187	0.008
1909.000	0.476	0.974	2144.000	-0.168	0.007
1913.000	0.443	1.021	2148.000	-0.151	0.006
1917.000	1.187	1.073	2152.000	-0.132	0.006
1921.000	-0.184	1.086	2156.000	-0.136	0.006
1925.000	0.149	1.179	2160.000	-0.134	0.005
1929.000	0.175	1.214	2164.000	-0.128	0.005
1933.000	0.089	1.220	2168.000	-0.118	0.010
1937.000	0.420	1.312			
1941.000	0.803	1.289			
1945.000	0.025	1.338			
1949.000	-0.048	1.428			
1953.000	0.349	1.436			
1957.000	-0.588	1.510			
1961.000	0.313	1.516			
1965.000	0.132	1.594			
1969.000	-0.717	1.635			
1973.000	0.358	1.680			
1977.000	-0.325	1.806			
1981.000	-1.067	1.870			
1985.000	-0.169	1.911			
1989.000	-1.412	1.958			
1993.000	0.422	2.077			
1997.000	0.645	2.131			
2001.000	1.695	2.275			
2005.000	1.152	2.373			
2009.000	-0.541	2.444			
2013.000	2.525	2.491			
2017.000	1.631	2.693			
2021.000	0.861	2.770			
2025.000	1.823	2.906			

2029.000	4.282	3.049
2033.000	3.711	3.291
2037.000	6.840	3.323
2041.000	4.175	3.551
2045.000	8.754	3.810
2049.000	11.447	3.899
2053.000	14.831	4.195
2057.000	19.883	4.280
2061.000	24.612	4.745
2065.000	26.965	4.882
2069.000	37.827	5.404
2073.000	40.892	5.657
2077.000	47.611	5.965
2081.000	61.391	6.372
2085.000	73.654	6.837
2089.000	88.083	27.826
2093.000	88.495	51.880
2097.000	120.509	28.151
2101.000	158.486	28.830
2105.000	171.741	28.755
2109.000	176.323	52.599
2113.000	243.304	29.791
2117.000	286.250	13.752
2121.000	322.017	14.483
2125.000	379.202	16.121
2129.000	434.262	17.508
2133.000	500.136	19.217
2137.000	579.302	21.372
2141.000	635.288	22.737
2145.000	702.820	24.388
2149.000	769.531	25.967
2153.000	836.096	27.633
2157.000	952.608	31.160
2161.000	1028.136	32.560



SECTION EFFICACE			POUVOIR D'ANALYSE		
Tp=2.1 GeV			Tp=2.1 GeV		
M.M.	sigma	dsigma	M.M.	ASYM	ERREUR
2080.000	154.348	13.564	2080.000	0.177	0.091
2084.000	179.017	13.835	2084.000	0.319	0.081
2088.000	188.378	14.697	2088.000	0.102	0.083
2092.000	197.037	14.970	2092.000	0.179	0.081
2096.000	244.187	15.950	2096.000	0.214	0.067
2100.000	266.729	16.342	2100.000	0.165	0.062
2104.000	258.793	17.260	2104.000	0.366	0.068
2108.000	289.090	17.332	2108.000	0.249	0.060
2112.000	354.327	19.036	2112.000	0.222	0.052
2116.000	377.517	19.888	2116.000	0.048	0.050
2120.000	379.975	20.418	2120.000	0.132	0.051
2124.000	430.287	20.705	2124.000	0.135	0.045
2128.000	468.819	22.134	2128.000	0.093	0.043
2132.000	516.755	22.997	2132.000	0.064	0.041
2136.000	538.291	23.490	2136.000	0.145	0.039
2140.000	572.385	24.722	2140.000	0.110	0.038
2144.000	626.855	25.366	2144.000	0.011	0.036
2148.000	639.931	26.033	2148.000	0.088	0.035
2152.000	682.368	27.182	2152.000	0.077	0.033
2156.000	753.334	28.468	2156.000	0.055	0.032
2160.000	797.448	27.885	2160.000	0.062	0.030
2164.000	855.406	29.020	2164.000	0.072	0.029
2168.000	879.479	28.405	2168.000	0.031	0.028
2172.000	924.245	28.697	2172.000	0.036	0.027
2176.000	947.848	29.407	2176.000	0.086	0.027
2180.000	956.522	28.780	2180.000	0.006	0.027
2184.000	1068.059	30.400	2184.000	0.029	0.025
2188.000	1098.659	30.860	2188.000	0.037	0.025
2192.000	1124.837	30.665	2192.000	0.049	0.025
2196.000	1195.816	32.102	2196.000	-0.084	0.024
2200.000	1211.471	31.537	2200.000	0.005	0.024
2204.000	1271.624	31.890	2204.000	0.037	0.023
2208.000	1312.989	31.619	2208.000	0.022	0.023
2212.000	1372.624	32.961	2212.000	0.052	0.022
2216.000	1394.597	33.143	2216.000	0.046	0.022
2220.000	1402.614	32.616	2220.000	-0.010	0.022
2224.000	1528.256	33.397	2224.000	-0.020	0.021
2228.000	1692.843	36.577	2228.000	-0.012	0.020
2232.000	1622.330	34.804	2232.000	-0.060	0.020
2236.000	1752.149	36.407	2236.000	-0.011	0.019
2240.000	1836.250	36.732	2240.000	0.001	0.019
2244.000	1781.634	36.260	2244.000	-0.019	0.019
2248.000	1892.293	37.135	2248.000	-0.039	0.019
2252.000	1953.338	37.088	2252.000	-0.035	0.018
2256.000	2069.590	38.227	2256.000	-0.045	0.018
2260.000	2134.221	39.104	2260.000	-0.032	0.017
2264.000	2240.361	39.752	2264.000	-0.045	0.017
2268.000	2323.799	40.741	2268.000	-0.032	0.017
2272.000	2363.799	40.911	2272.000	-0.031	0.016
2276.000	2507.299	42.933	2276.000	-0.045	0.016
2280.000	2581.883	43.669	2280.000	-0.055	0.016
2284.000	2749.605	44.925	2284.000	-0.029	0.015
2288.000	2869.045	46.453	2288.000	-0.038	0.015
2292.000	2996.318	48.289	2292.000	-0.064	0.014
2296.000	3144.733	50.660	2296.000	-0.049	0.014
2300.000	3142.303	51.589	2300.000	-0.070	0.014
2304.000	3381.426	53.800	2304.000	-0.072	0.013

2308.000	3453.845	55.740	2308.000	-0.090	0.013
2312.000	3733.209	57.489	2312.000	-0.050	0.013
2316.000	3748.713	57.971	2316.000	-0.065	0.013
2320.000	3791.709	58.435	2320.000	-0.076	0.013
2324.000	4026.908	59.768	2324.000	-0.072	0.012
2328.000	4194.442	61.291	2328.000	-0.071	0.012
2332.000	4196.864	60.930	2332.000	-0.060	0.012
2336.000	4323.196	61.283	2336.000	-0.070	0.012
2340.000	4466.117	63.629	2340.000	-0.055	0.012
2344.000	4705.921	64.742	2344.000	-0.092	0.011
2348.000	4806.387	65.147	2348.000	-0.093	0.011
2352.000	4797.728	64.208	2352.000	-0.060	0.011
2356.000	4674.061	62.830	2356.000	-0.048	0.011
2360.000	4978.212	66.669	2360.000	-0.060	0.011
2364.000	5058.381	67.798	2364.000	-0.046	0.011
2368.000	4987.743	67.459	2368.000	-0.051	0.011
2372.000	5098.002	68.353	2372.000	-0.069	0.011
2376.000	5195.178	70.149	2376.000	-0.014	0.011
2380.000	5346.494	72.903	2380.000	-0.023	0.011
2384.000	5480.086	75.683	2384.000	-0.066	0.011
2388.000	5491.468	75.636	2388.000	-0.043	0.011
2392.000	5392.746	75.644	2392.000	-0.046	0.011
2396.000	5574.553	79.556	2396.000	-0.057	0.011
2400.000	5396.608	77.794	2400.000	-0.031	0.011
2404.000	5459.747	81.154	2404.000	-0.055	0.011
2408.000	5561.690	82.120	2408.000	-0.044	0.011
2412.000	5410.418	81.561	2412.000	-0.027	0.011
2416.000	5421.360	83.627	2416.000	-0.044	0.011
			2420.000	0.065	0.050

SECTION EFFICACE			POUVOIR D'ANALYSE		
Tp=2.7 GeV			Tp=2.7 GeV		
M.M.	sigma	dsigma	M.M.	ASYM	ERREUR
2316.000	1669.068	79.152	2312.000	0.078	0.101
2320.000	1865.264	80.415	2316.000	0.029	0.061
2324.000	1883.875	79.228	2320.000	0.104	0.056
2328.000	2022.392	80.375	2324.000	0.034	0.054
2332.000	1954.072	84.159	2328.000	0.043	0.051
2336.000	2061.414	87.363	2332.000	0.046	0.055
2340.000	1999.906	81.469	2336.000	0.088	0.054
2344.000	2293.576	87.489	2340.000	0.024	0.052
2348.000	2098.975	85.725	2344.000	0.061	0.049
2352.000	2131.186	87.314	2348.000	0.050	0.052
2356.000	2177.472	89.602	2352.000	0.042	0.052
2360.000	2130.422	92.543	2356.000	0.019	0.052
2364.000	2220.971	95.081	2360.000	0.023	0.055
2368.000	2661.014	94.649	2364.000	-0.018	0.054
2372.000	2496.655	95.758	2368.000	0.087	0.045
2376.000	2622.401	95.411	2372.000	0.029	0.048
2380.000	2641.869	99.360	2376.000	0.074	0.045
2384.000	2666.374	99.369	2380.000	0.028	0.047
2388.000	2678.476	102.232	2384.000	-0.028	0.046
2392.000	2692.147	103.921	2388.000	0.036	0.047
2396.000	2718.398	103.240	2392.000	-0.073	0.048
2400.000	2720.014	104.400	2396.000	0.052	0.047
2404.000	2904.821	105.597	2400.000	0.025	0.047
2408.000	3037.565	108.479	2404.000	-0.034	0.044
2412.000	2977.199	106.683	2408.000	-0.019	0.044
2416.000	3108.667	109.724	2412.000	-0.060	0.043
2420.000	3187.556	107.628	2416.000	-0.034	0.043
2424.000	3001.330	111.435	2420.000	-0.058	0.041
2428.000	3345.294	114.406	2424.000	0.001	0.045
2432.000	3236.922	115.104	2428.000	-0.010	0.041
2436.000	3532.377	113.646	2432.000	-0.052	0.043
2440.000	3715.769	117.913	2436.000	-0.029	0.039
2444.000	3399.838	122.221	2440.000	-0.012	0.038
2448.000	3531.383	120.693	2444.000	-0.026	0.043
2452.000	3693.199	123.458	2448.000	-0.046	0.041
2456.000	3863.370	125.501	2452.000	0.016	0.040
2460.000	2760.469	123.909	2456.000	0.021	0.039
2464.000	3947.217	124.167	2460.000	0.013	0.039
2468.000	4357.920	130.163	2464.000	0.039	0.038
2472.000	4145.784	128.087	2468.000	-0.085	0.036
2476.000	4301.244	134.692	2472.000	-0.030	0.037
2480.000	4722.856	137.975	2476.000	0.002	0.037
2484.000	4705.943	136.567	2480.000	-0.010	0.035
2488.000	4961.310	141.861	2484.000	-0.036	0.034
2492.000	5143.002	141.627	2488.000	-0.012	0.034
2496.000	5266.511	146.970	2492.000	-0.046	0.032
2500.000	5465.227	147.067	2496.000	-0.016	0.033
2504.000	5863.137	152.940	2500.000	0.000	0.031
2508.000	5942.000	155.346	2504.000	-0.072	0.030
2512.000	6035.190	154.787	2508.000	-0.033	0.030
2516.000	6023.650	161.697	2512.000	-0.034	0.029
2520.000	6280.099	168.486	2516.000	0.078	0.030
2524.000	7059.560	173.222	2520.000	0.049	0.030
2528.000	7095.159	177.943	2524.000	-0.048	0.027
2532.000	7604.897	187.716	2528.000	-0.015	0.027
2536.000	7707.130	191.441	2532.000	-0.003	0.026
2540.000	7749.205	195.477	2536.000	0.039	0.026

2544.000	8641.624	202.262	2540.000	-0.046	0.026
2548.000	8361.041	205.605	2544.000	-0.007	0.023
2552.000	8778.398	204.932	2548.000	0.029	0.025
2556.000	8968.076	207.528	2552.000	-0.016	0.023
2560.000	8981.447	214.926	2556.000	-0.029	0.023
2564.000	9378.235	216.673	2560.000	0.015	0.024
2568.000	9220.067	216.774	2564.000	0.024	0.023
2572.000	9564.132	213.987	2568.000	-0.012	0.024
2576.000	9701.254	221.966	2572.000	-0.024	0.023
2580.000	9398.763	217.488	2576.000	0.029	0.023
2584.000	9620.081	220.237	2580.000	0.019	0.023
2588.000	9795.381	228.183	2584.000	0.023	0.023
2592.000	9612.624	226.895	2588.000	0.027	0.023
2596.000	9541.367	228.110	2592.000	0.030	0.023
2600.000	9765.288	225.267	2596.000	0.043	0.024
2604.000	9652.301	224.106	2600.000	-0.056	0.023
2608.000	9987.003	228.756	2604.000	-0.044	0.023
2612.000	9521.180	238.917	2608.000	-0.022	0.023
2616.000	9933.238	236.239	2612.000	-0.092	0.025
2620.000	9800.250	233.381	2616.000	0.036	0.024
2624.000	9208.766	237.475	2620.000	0.009	0.024
2628.000	9370.903	240.394	2624.000	0.026	0.026
2632.000	9277.494	234.251	2628.000	0.031	0.026
2636.000	8817.379	232.824	2632.000	0.024	0.025
2640.000	8370.977	225.110	2636.000	-0.039	0.027
2644.000	8657.240	226.225	2640.000	-0.010	0.028
2648.000	8452.123	221.467	2644.000	-0.031	0.027
			2648.000	-0.032	0.027
			2652.000	0.034	0.038

## REFERENCES

- [1] J. BYSTRICKY et al., *J. Physique* 48 (1987) 1901
- [2] H. GARCILAZO et T. MIZUTANI, *Few-Body Systems* 5, (1988) 127
- [3] A.B. WICKLUND et al., *Phys. Rev. D* 35 (1987) 2670
- [4] R.L. SHYPIT et al., *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 901
- [5] P. BACH et al., VIII<sup>th</sup> International Symposium on High Energy Spin Physics, Minneapolis USA, septembre 1988
- [6] J. DUBACH, W.N. KLOET, R.R. SILBAR, *Nucl. Phys.* A466 (1987) 573
- [7] T. REPOSEUR, Thèse de Doctorat d'Université - Orsay (1989), IPNO-T-89-05
- [8] B.J. VER WEST, *Phys. Lett.* 83 B (1979) 161
- [9] A. KÖNIG et P. KROLL, *Nucl. Phys.* A356 (1981) 345 ;  
W. JAUCH, A. KÖNIG, P. KROLL, *Phys. Lett.* 143 B (1984) 509
- [10] T. UEDA, *Prog. Theor. Phys.* 76 (1986) 729  
T. - S. H. LEE, A. MATSUYAMA, *Phys. Rev.* C36 (1987) 1459
- [11] V. FLAMINIO et al., *Compilation of cross-sections*  
III : p and  $\bar{p}$  induced reactions  
CERN-HERA 84-01
- [12] R.M. STERNHEIMER et S.J. LINDENBAUM, *Phys. Rev.* 123 (1961) 333
- [13] E. PICKUP et al., *Phys. Rev.* 125 (1962) 2091
- [14] A.C. MELISSINOS et al., *Phys. Rev.* 128 (1962) 2373
- [15] N.W. REAY et al., *Phys. Rev.* 142 (1966) 918
- [16] F. SHIMIZU et al., *Nucl. Phys.* A386 (1982) 571

- [17] I. BLOMQUIST, J.M. LAGET, Nucl. Phys. A280 (1977) 405
- [18] Voir par exemple :  
 N. WILLIS et al., 5èmes Journées d'Etudes Saturne, Piriac (1989)  
 B. TATISCHEFF et al., International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Juin 1988  
 et les réfs. citées.  
 I. ZIELINSKI, International Workshop "Baryon-Baryon Interactions and Dibaryonic  
 Systems", Bad Honnef (1988)
- [19] M.P. COMBES et al., Nucl. Phys. A431 (1984) 703
- [20] T. TSUBOYAMA et al., Nucl. Phys. A486 (1988) 669
- [21] W. GREIN et al., Phys. Lett. 96 B (1980) 176
- [22] B. TATISCHEFF et al., Phys. Lett. 52 (1984) 2022, Europhysics Lett. 4 (1987) 671, Z. Phys.  
 Atomic Nuclei 328 (1987) 147, Phys. Rev. C36 (1987) 1995
- [23] L. SANTI et al., Phys. Rev. C38 (1988) 2466
- [24] B. BOCK et al., Nucl. Phys. A459 (1986) 573
- [25] H. KAWAI et al., Nucl. Phys. A481 (1988) 806
- [26] V.V. GLAGOLEV et al., Z. Phys. A317 (1984) 335
- [27] M. GARCON et al., Nucl. Phys. A445 (1985) 669
- [28] M. GARCON et al., Phys. Lett. B183 (1987) 273
- [29] H. SHIMIZU et al., soumis à Phys. Rev. Lett. (1989)
- [30] F. PERROT et al., 3<sup>rd</sup> International Symposium on pion-nucleon and nucleon-nucleon  
 Physics, Gatchina, 17-22 avril 1989
- [31] I.P. AUER et al., Phys. Rev. D34 (1986) 2581

- [32] R. BERTINI et al., Phys. Lett. 162 B (1985) 77, Phys. Lett. 203 B (1988) 18
- [33] E. PIASETZKY et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 540
- [34] D. ASHERY et al., Phys. Lett. B215 (1988) 41
- [35] C. MORRIS, Communication privée
- [36] B. PARKER et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1570
- [37] S. STANISLAUS et al., Phys. Lett. B219 (1989) 237
- [38] T. GOLDMAN et al., Phys. Rev. C39 (1989) 1889
- [39] E.L. LOMON, VIII<sup>th</sup> International Symposium on High Energy Spin Physics, Université du Minnesota, 12-17 septembre 1988  
P. LA FRANCE, soumis à Canadian Journal of Physics (1989)
- [40] P. MULDER et al., Phys. Rev. D21 (1980) 2653
- [41] N. HOSHIZAKI, Contributions à la Conférence de Minneapolis et au Workshop sur les expériences au KEK, octobre 1988
- [42] C. GIGNOUX et al., Phys. Lett. B193 (1987) 323  
S. FLECK et al., Phys. Lett. B220 (1989) 616
- [43] S. ZOUZOU et al., Z. Phys. C. Particles and Fields 30 (1986) 457
- [44] N. KONNO et al., Phys. Rev. D35 (1987) 239
- [45] H. GARCILAZO et L. MATHELITSCH, Phys. Rev. C 34 (1986) 1425
- [46] G. KALBERMANN et J.M. EISENBERG, Phys. Lett. B211 (1988) 389
- [47] L. HELLER et W.R. GIBBS, Phys. Rev. C39 (1989) 1896

- [48] Ont participé à l'élaboration du trigger : P. COURTAT, F. REIDE, R. GACOUGNOLLE, J.P. REUTER, H. HARROCK, M. LEBLANC, J. POUTHAS, Y. LE BORNEC, R. SELLEM, B. TATISCHEFF, N. WILLIS, E. ASLANIDÈS, R. ERNWEIN, P. FASSNACHT, F. HIBOU, D. BOIREAU, P. FARTHOUAT, P. LEAUX, F. DARLOT, M. HAUTIN, J.C. DAVID
- [49] C. LOISEAU, Rapport de stage
- [50] W. BERTOZZI et al., N.I.M. 141 (1977) 457 - 476
- [51] G. CHARPAK et F. SAULI, N.I.M. 162 (1979) 405
- [52] Ont participé à la construction des chambres :  
J. CAMON, J.F. CHALFEN, M. DENOIT, M. DUMAIL, R. GACOUGNOLLE, J. HERVIEU, P. KERZREHO, A. MARONI, M. PANOT, F. REYDE, L. STAB, C. VINCENT, M.P. COMETS, R. FRASCARIA, Y. LE BORNEC, B. TATISCHEFF, N. WILLIS, E. ASLANIDÈS, A.M. BERGDOLT, G. BERGDOLT, O. BING, R. ERNWEIN, P. FASSNACHT, P. GUTERL, F. HIBOU, C. KERBOUL
- [53] M.P. COMETS et al., IPNO DRE 88 - 41
- [54] D. GUILLOT, Thèse de Docteur d'Université, Orsay (1986)
- [55] F. MATHY, Rapport interne, LNS/SD 83 - 05
- [56] M. BOIVIN, Communication privée
- [57] F. MEOT et S. VALERO, Manuel d'utilisation de Zgoubi, LNS 88-13, CEA-CEN/Saclay, 08/1988  
F. MEOT et N. WILLIS, Raytrace computation with Monte-Carlo simulation of particle decay, LNS 88-18, CEA-CEN/Saclay, 12/1988
- [58] H. QUECHON, Thèse de Doctorat de l'Université, Orsay (1980)
- [59] M. ARIGNON et al., Polarimètres du faisceau N-N à Saturne II, Note CEA-N-2375, décembre 1983
- [60] D. BENABDELOUAHED, Thèse de Docteur de l'Université, CRN/PN 87-31, Strasbourg (1987)
- [61] G. ROCHE et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1069



- [62] F. JAMES, Cern Computer Centre, program library, W505
- [63] J.M. LAGET, J.F. LECOLLEY et F. LEFEBVRES, Nucl. Phys. A370 (1981) 479  
J.F. LECOLLEY et J.M. LAGET, communication privée
- [64] J. HAMILTON et W.S. WOOLCOCK, Rev. of Mod. Phys. 35 (1963) 737
- [65] F. WELLERS, Rapport DPh-N/Saclay n° 2526 T, 08/1988
- [66] J.P. AUGER et al., IPNO/TH 88-37

## SUMMARY

In order to study the inelastic nucleon-nucleon channels producing more than two pions, and to search for isospin 2 dibaryons, we measured the cross-section and the analyzing power versus the missing mass for the  $pp \rightarrow \pi^- X$  reaction at 1.45, 2.1 and 2.7 GeV incident energies. The pions were detected at an angle of  $13.8^\circ$  by the SPESIII spectrometer located near the Saturne synchrotron at the "Laboratoire National Saturne". The missing mass range extends from 1.8 to 2.65 GeV.

For this first experiment performed with SPESIII, we obtained a good agreement within 10% between the measured cross-section and the cross-section extracted from existing data. This demonstrates that we acquired a good handling of the apparatus.

We did not observe any  $\pi NN$  bound state below the  $\pi NN$  threshold in the limit of 8 nbarn/sr around a 2.0 GeV missing mass. We observed a weakly excited structure, 15 MeV FWHM, at 2.1 GeV incident energy for a 2.164 GeV missing mass, close to the mass of a nucleon and a delta. The corresponding number of standard deviations is too low to establish clearly its existence. We did not observe any narrow resonance above the threshold with an upper limit of 90 nbarn/sr.MeV ( $3\sigma$ ) around 2.2 GeV missing mass.

On the other hand, a semi-phenomenological calculation in terms of  $\pi, \rho$  meson exchange is in progress ; these data do constrain pion production models. The data analysis in phase space terms showed that as incident energy increases, one has to take into account the process  $N^*N$  besides the usual processes  $N\Delta$  and  $\Delta\Delta$ . The understanding of these phenomena is necessary when energy increases and before being able to conclude anything on the "exotic" character of observed physical phenomena.

**KEY-WORDS** : Intermediate energy - Missing mass spectrum - Isospin 2 dibaryonic resonance  
- Inelastic nucleon-nucleon channels - Cross section - Analyzing power.

## RESUME

Pour étudier les voies inélastiques nucléon-nucléon avec production d'au moins deux pions, et pour rechercher d'éventuels dibaryons d'isospin 2, nous avons mesuré la section efficace et le pouvoir d'analyse en fonction de la masse manquante dans la réaction  $pp \rightarrow \pi X$  aux énergies incidentes de 1.45, 2.1 et 2.7 GeV. Les pions étaient détectés à un angle de  $13.8^\circ$  par le spectromètre SPESIII situé auprès du synchrotron Saturne au Laboratoire National Saturne. Le domaine couvert en masse manquante s'étend de 1.8 à 2.65 GeV.

Pour cette première expérience réalisée à SPESIII, le bon accord à 10% obtenu à l'énergie de 2.1 GeV entre la section efficace mesurée et la section efficace interpolée à partir des données bibliographiques confirme que nous avons acquis une bonne maîtrise du dispositif expérimental.

Nous n'avons pas observé d'état lié  $\pi NN$  en-dessous du seuil  $\pi NN$  dans la limite de 8 nbarn/sr vers 2.0 GeV en masse manquante. Nous avons observé une structure faiblement excitée de 15 MeV de largeur totale à mi-hauteur à l'énergie incidente de 2.1 GeV pour une masse manquante de 2.164 GeV, proche de la masse d'un nucléon et d'un delta ; le nombre de déviations standard correspondant est trop faible pour que son existence soit établie avec certitude. Nous n'avons pas observé de résonance étroite au-dessus du seuil dans la limite de 90 nbarn/sr.MeV, à 3 déviations standard, vers 2.2 GeV en masse manquante.

D'autre part, un calcul semi-phénoménologique en termes d'échange de mésons  $\pi, \rho$  est en cours, ces données apportant des contraintes supplémentaires à des modèles de production de pions. L'analyse des données en termes d'espace de phase a montré que lorsque l'énergie incidente croît, il faut introduire dans le calcul une contribution du processus  $N^*N$ , en plus des processus habituellement pris en compte :  $N\Delta$  et  $\Delta\Delta$ . La compréhension de ces phénomènes est indispensable quand on monte en énergie, et avant de pouvoir conclure au caractère "exotique" de phénomènes physiques observés.

**MOTS-CLES :** Energies intermédiaires - Spectre masse manquante - Résonance dibaryonique d'isospin 2 - Voies nucléon-nucléon inélastiques - Section efficace - Pouvoir d'analyse.