

Université Paris-sud Orsay

THESE D'ETAT DE PHYSIQUE DES PARTICULES ELEMENTAIRES

MESURES D'EFFETS DE SPIN DANS LES COLLISIONS P-P

A 24 GEV/C

Denis Perret-Gallix

1979

Thesis-1979-Perret-Gallix

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00099020

"L'astronomie est née de la superstition, l'éloquence de l'ambition, de la haine, de la flatterie, du mensonge, la géométrie de l'avarice, la physique d'une vaine curiosité; toutes, et la morale même, de l'orgueil humain."

J.J. ROUSSEAU. Discours sur les sciences et les arts.

# Table des matières

	<u>Page</u>
INTRODUCTION	3
CHAPITRE I LES MOTIVATIONS	6
CHAPITRE II LES EXPERIENCES	9
II.1) Dispositif expérimental	9
II.1.1) Le faisceau	9
II.1.2) La cible de protons polarisés	11
II.1.3) Les moniteurs	12
II.1.4) Installation des mesures du paramètre $P_0$ pour les réactions élastiques	13
II.1.5) Installation des mesures de l'asymétrie dans la réaction inclusive $pp \rightarrow \pi^0 + x$	17
II.2) L'acquisition des données	21
II.2.1) L'électronique rapide	21
II.2.2) Le système de lecture des données	22
II.2.3) Système de mini-ordinateurs pour la prise de données	23
CHAPITRE III ANALYSE ET RESULTATS	28
III.1) Analyse des données	28
III.1.1) Reconstruction cinématique	28
III.1.2) Détermination des événements élastiques	30
III.1.3) Soustraction du bruit de fond résiduel	33
III.1.4) Normalisation	34
III.1.5) Calcul de la polarisation	34
III.1.6) Erreurs introduites sur le paramètre $P_0$	35
III.2) Les résultats	38
III.2.1) La prise de données	38
III.2.2) Réaction élastique PP	38
III.2.3) Asymétrie dans la production inclusive de $\pi^0$	39
CHAPITRE IV INTERPRETATION DES RESULTATS A PETIT $ T $	41
IV.1) Modèle géométrique ou optique	43

## Table des matières

	<u>Page</u>
IV.2) Modèles de Regge	44
IV.3) Modèles eikonals	45
IV.3.1) Modèle quasi-potentiel	45
IV.3.2) Modèle basé sur une description en fonction du paramètre d'impact	45
 CHAPITRE V LES EFFETS DE SPIN DANS LES MODELES DE CONSTITUANTS	 49
 V.1) La spectroscopie	 51
V.1.1) Spin des quarks	51
V.1.2) Potentiels $q$ - $q$ - $q$ et $q$ - $\bar{q}$	52
V.1.3) Potentiel d'interaction	53
 V.2) Les interactions profondément inélastiques lepton-nucléon	 56
V.2.1) Asymétrie électron( $\vec{\epsilon}$ )-nucléon	57
V.2.2) Asymétrie électron(polarisé)-nucléon(polarisé)	57
V.2.3) Transfert du spin	61
 V.3) Les interactions hadroniques	 66
V.3.1) Résultats expérimentaux récents	66
V.3.2) Réaction à petite impulsion transférée	68
V.3.3) Réactions à grande impulsion transférée	70
V.3.4) La production de dileptons	74
V.3.5) Remarques sur nos résultats	75
 CONCLUSION	 77
 REFERENCES	 80

## Introduction

### INTRODUCTION

La physique des hautes énergies ou physique des particules élémentaires est un domaine de recherche fondamentale très étendu évoluant avec l'avance des connaissances. Alors que la physique nucléaire s'intéresse à l'étude du noyau atomique et des forces inter-nucléons, la physique des hautes énergies prolonge ce travail en abordant l'étude des constituants du noyau ou, d'une façon plus générale, des constituants ultimes de la matière.

De nouvelles découvertes ont relancé la recherche et élargi le champ d'investigation. Les particules élémentaires, que l'on a cru d'abord en petit nombre  $e^-$ ,  $p$ ,  $n$ , se sont multipliées avec l'apparition des résonances; puis il a été découvert que la plupart des particules n'étaient pas élémentaires, mais très certainement formées de constituants encore plus simples (quarks ou partons) qui, malgré tous les efforts entrepris, n'ont encore jamais été observés dans un état libre.

L'étude des particules élémentaires se développe essentiellement suivant deux directions: l'une tend à dresser une nomenclature des particules que l'on découvre avec les différentes valeurs qui les caractérisent (masse, spin, charge, rapports de branchement des différents canaux de désintégrations); l'autre essaye de comprendre l'interaction entre les particules, le rôle et l'action des forces mises en jeu. Mais ces deux aspects sont néanmoins totalement complémentaires: ainsi la charge d'une particule est à l'origine de l'interaction électromagnétique, la masse d'une particule d'échange ( $\pi$ ,  $Z_0$ ,  $W$ ) donne l'échelle de la portée de la force dont elle est le vecteur. De même, le spin, par des termes de couplage spin-spin ou spin-orbite, intervient dans l'écriture des forces fondamentales. Son importance apparaît d'autant plus grande que l'expérience est sensible aux constituants du nucléon.

L'étude relatée ici appartient plus précisément à ce dernier type d'expérience et a pour objet de présenter le comportement du spin et des termes dépendants du spin dans les forces hadroniques à haute énergie.

La partie expérimentale de ce rapport est consacrée aux effets de spin dans les interactions fortes P-P à 24 GeV/c, tandis que la partie théorique tend à replacer cette étude dans un cadre plus général. En effet, le cloisonnement qui a longtemps existé entre la physique des interactions fortes, faibles et électromagnétiques tend à disparaître en partie grâce au succès récent des théories de jauge qui semblent définir la base d'une théorie unificatrice. On peut ainsi établir un courant d'échange de résultats et d'idées entre ces divers domaines. Certaines expériences récentes sont venues confirmer cette approche en montrant que les constituants "vus" à l'aide des interactions électromagnétiques ( $e^-p$  ou  $e^+e^-$ ) sont les mêmes (à part certains absents) que ceux testés dans les interactions hadroniques à grande impulsion transférée.

## Introduction

Les études des effets de spin constituent, comme nous le verrons, non seulement un test contraignant des différents modèles proposés, mais aussi un moyen de révéler certains aspects de la nature des constituants permettant ainsi d'obtenir des informations sur l'interaction fondamentale. Il semble tout à fait important de pouvoir effectuer des mesures d'effets de spin à haute énergie et grand  $P_t$  pour comprendre les forces qui lient les constituants des particules observées.

Cette physique, qui consiste donc en l'étude de l'infiniment petit, a dû se doter d'instruments de plus en plus puissants pour obtenir des informations sur ces objets. Les principaux accélérateurs dont il sera question dans la suite de cet exposé sont situés au C.E.R.N. (Genève), avec le P.S. donnant un faisceau de protons de 28 GeV/c, le S.P.S. de 300 GeV/c et les I.S.R., anneaux de collisions proton-proton, donnant une énergie maximale de 60 GeV/c dans le centre de masse; au F.N.A.L. (Chicago) où un accélérateur fournit des protons de 400 GeV/c d'énergie, au S.L.A.C (Stanford) où se trouvent un accélérateur linéaire d'électrons de 22 GeV/c et des anneaux de stockage  $e^+e^-$  de 2.5 GeV/c et à Hambourg (DORIS) avec des anneaux de stockage  $e^+e^-$  de 3 GeV/c et DESY, un accélérateur synchrotron d'électrons de 7.5 GeV/c.

Dans cette thèse, nous présenterons un travail expérimental effectué au C.E.R.N.. Cette expérience concluait un cycle de mesures entrepris il y a quelques années, tout d'abord au P.S. du C.E.R.N., puis en Angleterre auprès de l'accélérateur Nimrod de 9 GeV/c [2,3,4].

Après avoir introduit (CH.I) les différentes mesures réalisées au cours de cette expérience, on décrira en détail la partie technique de ces études (CH.II): dispositif expérimental, système d'acquisition de données et évaluation des diverses erreurs statistiques ou systématiques introduites dans ces mesures.

La présentation des résultats (CH.III) comprendra une description détaillée de l'analyse en temps différé et des programmes de simulations qui nous ont guidés dans le dépouillement des données.

Du point de vue théorique, un clivage important existe entre l'interprétation des résultats à petite impulsion transférée (paramètre  $P_0$  à petit  $|t|$ ) et ceux à grande impulsion transférée (paramètre  $P_0$  à grand  $|t|$ ) ou grande impulsion transversale (asymétrie dans la production de  $\pi^0$ ).

On examinera (CH.IV) l'interprétation qui peut être faite de nos résultats à petit transfert dans les modèles de type classique.

## Introduction

Par contre, pour la deuxième partie de nos résultats, aucun modèle conventionnel n'apporte de réponse. Dans le but d'introduire un cadre dans lequel pourrait s'insérer une telle interprétation, on essayera (CH.V) de faire une revue rapide des idées et concepts théoriques introduits ces dernières années en ce qui concerne l'interprétation du spin et des effets de spin dans les modèles de constituants qui, rappelons-le, donnent actuellement la meilleure interprétation des phénomènes à grande impulsion transverse. On abordera tout d'abord les études de la spectroscopie et des interactions leptons-nucléons qui ont permis de jeter les premières bases de l'interprétation du nucléon en termes de constituants, puis les interactions hadroniques où l'on verra comment les enseignements des études précédentes peuvent être utilisés et quelles sont les nouvelles idées qu'il faut introduire pour rendre compte de la spécificité de ces interactions.

POLARIZATION IN p-p SCATTERING

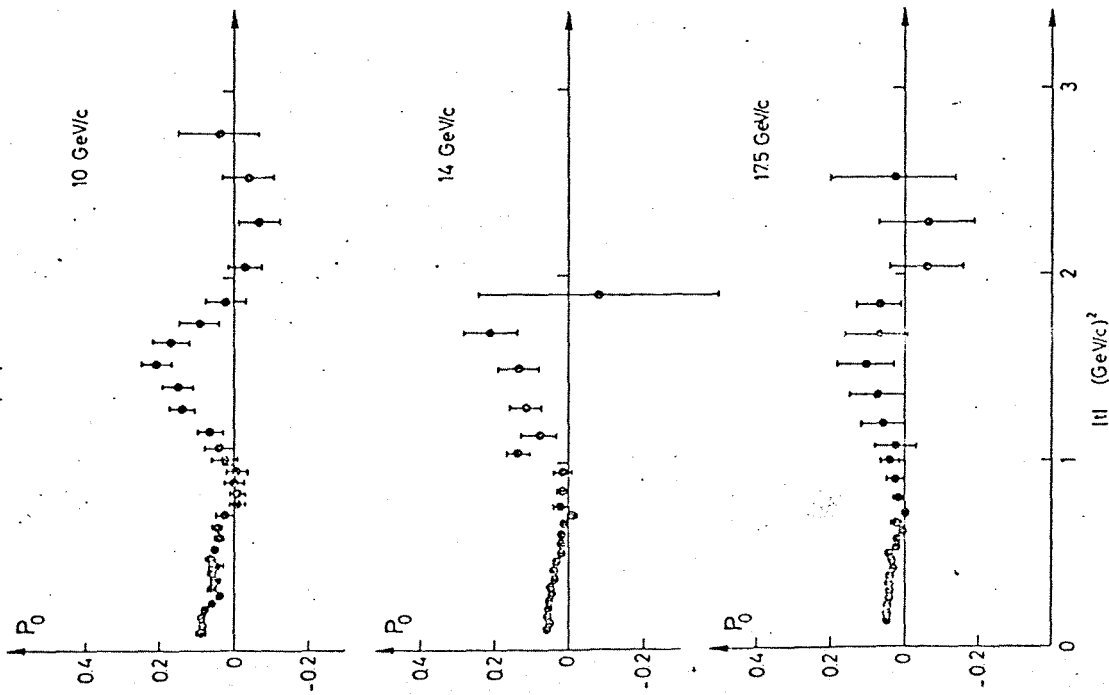


Fig. 1

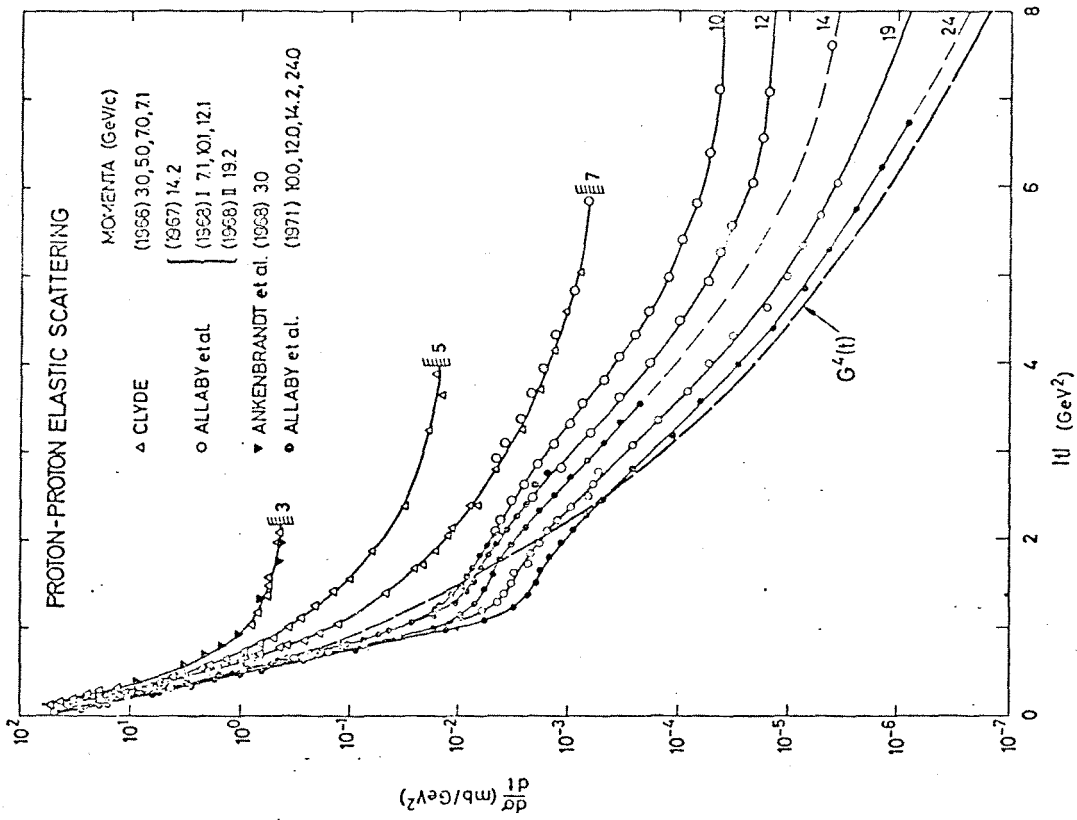


Fig. 2



## Les motivations

### CHAPITRE I

#### LES MOTIVATIONS

L'expérience, que l'on a effectuée au C.E.R.N sur un faisceau de l'accélérateur P.S. (Proton Synchroton) de 24 GeV/c depuis la fin 1975 jusqu'au début 1977, a porté essentiellement sur quatre mesures avec cible de protons ou deutons polarisés:

1) Mesure du paramètre de polarisation  $P_0$  dans la réaction élastique  $P-P \rightarrow P-P$  à petite impulsion transférée  $|t| \{1\}$  pour  $0.1 \leq |t| \leq 0.9$  (GeV/c)<sup>2</sup>

2) Mesure du paramètre de polarisation  $P_0$  dans la réaction élastique  $pp \rightarrow pp$  à grande impulsion transférée pour  $0.7 \leq |t| \leq 5.0$  (GeV/c)<sup>2</sup>

3) Mesure de l'asymétrie dans la production inclusive de  $(P-P \rightarrow \pi^+ X)$  pour  $x \neq 0$  et  $0.8 \leq P_t \leq 2.0$  (GeV/c)

4) Mesure du paramètre de polarisation  $P_0$  dans la réaction élastique  $P-N \rightarrow P-N$  avec cible de deutons polarisés.

Ces quatre mesures ont été réalisées à l'aide d'appareillages différents, les rendant ainsi totalement indépendantes. Nous nous attacherons plus particulièrement à la description des mesures 1), 2) et 3) auxquelles je me suis plus particulièrement consacré.

Revenons sur les motivations présentées lors de la proposition de ces expériences (1972) qui ont conduit la collaboration à réaliser ces mesures à 24 GeV/c.

\* Les résultats obtenus alors, couvraient une gamme de moments de  
\* transfert s'étalant jusqu'à  $t = -2.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> pour des énergies de faisceau jusqu'à 17.5 GeV/c (fig.1), alors que les sections efficaces différentielles étaient connues jusqu'à 24 GeV/c (fig.2). La collaboration C.e.r.n.-Orsay-Oxford a donc proposé d'obtenir des valeurs du paramètre de polarisation  $P_0$  à 24 GeV/c et d'étendre les mesures à la région des grands transferts jusqu'à  $t = -5$  ou  $-6$  (GeV/c)<sup>2</sup>

-----  
{1}  $t = (P_1 - P_3)^2$  où  $P_1$  et  $P_3$  sont les quadri-vecteurs associés aux particules 1 et 3 de la réaction  $1+2 \rightarrow 3+4$   $P-P \rightarrow P-P$ .

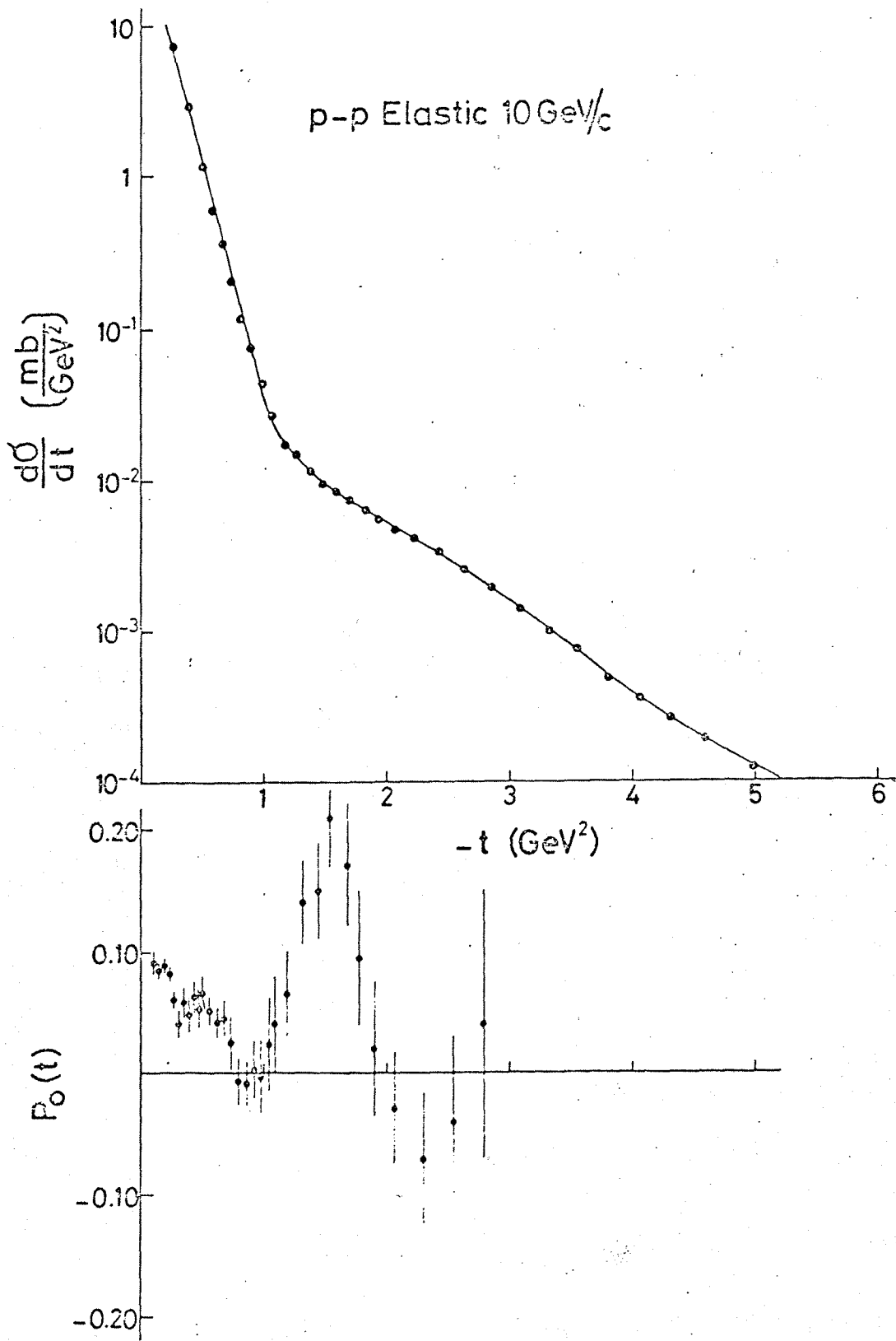


Fig. 3 corrélation entre  $\frac{d\sigma}{dt}$  et  $P_0$

avec une précision statistique raisonnable.

Les mesures de polarisation sont en effet un bon test du changement de structure des amplitudes de diffusion des réactions à deux corps. On peut décomposer l'ensemble des observables de ces réactions sur une base de cinq amplitudes  $\{1\} F_i(s,t)$   $i=1,\dots,5$  dans la voie  $s$ . Seuls les effets de spin ( $P_0, D, C, K$ ), particulièrement sensibles aux interférences d'amplitudes c.à.d. à leurs phases relatives, en complément des mesures de sections efficaces, permettent d'évaluer ces différentes amplitudes. La note N.1 donne les amplitudes d'hélicité dans la voie  $s$  [1] qui interviennent dans la réaction  $pp \rightarrow pp$ , ainsi que les observables écrites dans cette base.

\* L'existence d'une base commune à l'ensemble des observables, semble se manifester par une corrélation importante entre le changement de pente de la section efficace différentielle et le minimum dans la polarisation à environ  $-.8.-.9$   $(\text{Gev}/c)^2$  (fig.3). C'est un effet qui semble être typique des interactions  $pp$ . Certains modèles de type Regge ou optique [5] reproduisent ces structures à l'aide, il est vrai, {2} de pas moins de 13 paramètres libres et prédisent une séquence de doubles zéros ( $t=-0.8, -2.5, \dots$  à  $24 \text{ Gev}/c$ ) qu'il était intéressant de vérifier.

Les motivations pour les mesures de l'asymétrie dans les réactions inclusives à grand  $P_t$  sont d'une autre nature. Depuis le début de ces expériences, les résultats des I.S.R. et du S.L.A.C. avaient été présentés et on envisageait que les effets détectés étaient dus à la structure des nucléons. Il a paru utile d'établir si les valeurs d'asymétrie à grand  $P_t$ , bien qu'à plus faible énergie, étaient sensibles aux constituants des nucléons. D'ailleurs, certaines mesures [72] d'asymétries de production de pions chargés montraient des effets importants à 6 et 12  $\text{Gev}/c$  pour  $x \geq 0.6$ .

Nous avons entrepris de détecter des  $\pi^0$  car cela a permis de conserver une certaine compatibilité avec les autres mesures réalisées en parallèle, la détection d'un pion neutre ne nécessitant qu'une installation légère (des compteurs de petites dimensions et pas d'aimant d'analyse d'impulsion).

---

{1} En fait pour décrire une réaction  $a+b \rightarrow c+d$  il faut 16 amplitudes complexes, mais on peut réduire ce nombre à 5 dans le cas de  $pp \rightarrow pp$  en appliquant les règles de symétries et d'invariances (parité, renversement du temps, identité des particules)

{2} (modèle de Cheng et al.)

## Les motivations

Le choix de ces expériences, ainsi que les motivations invoquées, montrent bien que ces mesures ont été décidées et effectuées dans une période de transition, tant sur le plan expérimental, entre les moyennes et les grandes énergies que du point de vue théorique, entre les modèles de Regge et les modèles de constituants. Ainsi, certaines des motivations présentées il y a plus de six ans ont un peu perdu de leur actualité, cependant les valeurs que nous présenterons concernant les mesures à grand transfert dans la réaction élastique p-p et dans la production inclusive de  $\pi^0$  sont encore actuellement des résultats uniques à ces énergies et l'on verra comment ces données orientent l'interprétation vers les théories nouvelles de quark-parton.

## Les expériences

### CHAPITRE II

#### LES EXPERIENCES

Nous présentons, dans ce chapitre, le dispositif expérimental utilisé pour les différentes mesures et le système d'acquisition de données mis en place pour l'ensemble de l'expérience.

#### II.1) Dispositif expérimental

\* L'installation de la zone expérimentale (fig.4) a été réalisée en plusieurs étapes.

Mise en place tout d'abord du dispositif à petite impulsion transférée d'une grande simplicité et ne nécessitant aucun système évolué d'enregistrement de données.

Installation de l'appareillage permettant la mesure à grande impulsion transférée, plus complexe, comportant des compteurs à scintillations, des détecteurs de lumière Cerenkov et un analyseur magnétique.

Enfin mise en place des deux détecteurs de  $\pi^0$  de part et d'autre de la ligne de faisceau.

L'étalement dans le temps de l'installation de la zone expérimentale a impliqué l'utilisation d'un système d'acquisition particulièrement complet et flexible pour s'adapter à chaque changement.

Ces mesures d'effets de spin doivent faire face essentiellement à trois contraintes: supporter un flux de particules incidentes élevé surtout pour l'expérience à grand  $|t|$  où la section efficace est faible, être maintenues à un degré de stabilité important pour réduire les erreurs systématiques et être contrôlées d'une manière précise et indépendante de la polarisation de la cible.

Cette installation, classique de conception, comporte un faisceau de protons de 24 GeV/c, une cible de protons polarisés et trois ensembles de détecteurs correspondant aux trois mesures, réactions élastiques à petit  $|t|$ , réactions élastiques à grand  $|t|$  et productions de  $\pi^0$ . Revenons, en détail, sur chacun des dispositifs qui nous ont permis d'effectuer ces mesures.

##### II.1.1) Le faisceau

Les particules proviennent d'un faisceau extrait par une procédure d'éjection lente à 24 GeV/c puis diffusé à zéro degré sur une cible de production et enfin transmis par un système de transport magnétique jusqu'à la zone d'expérience.

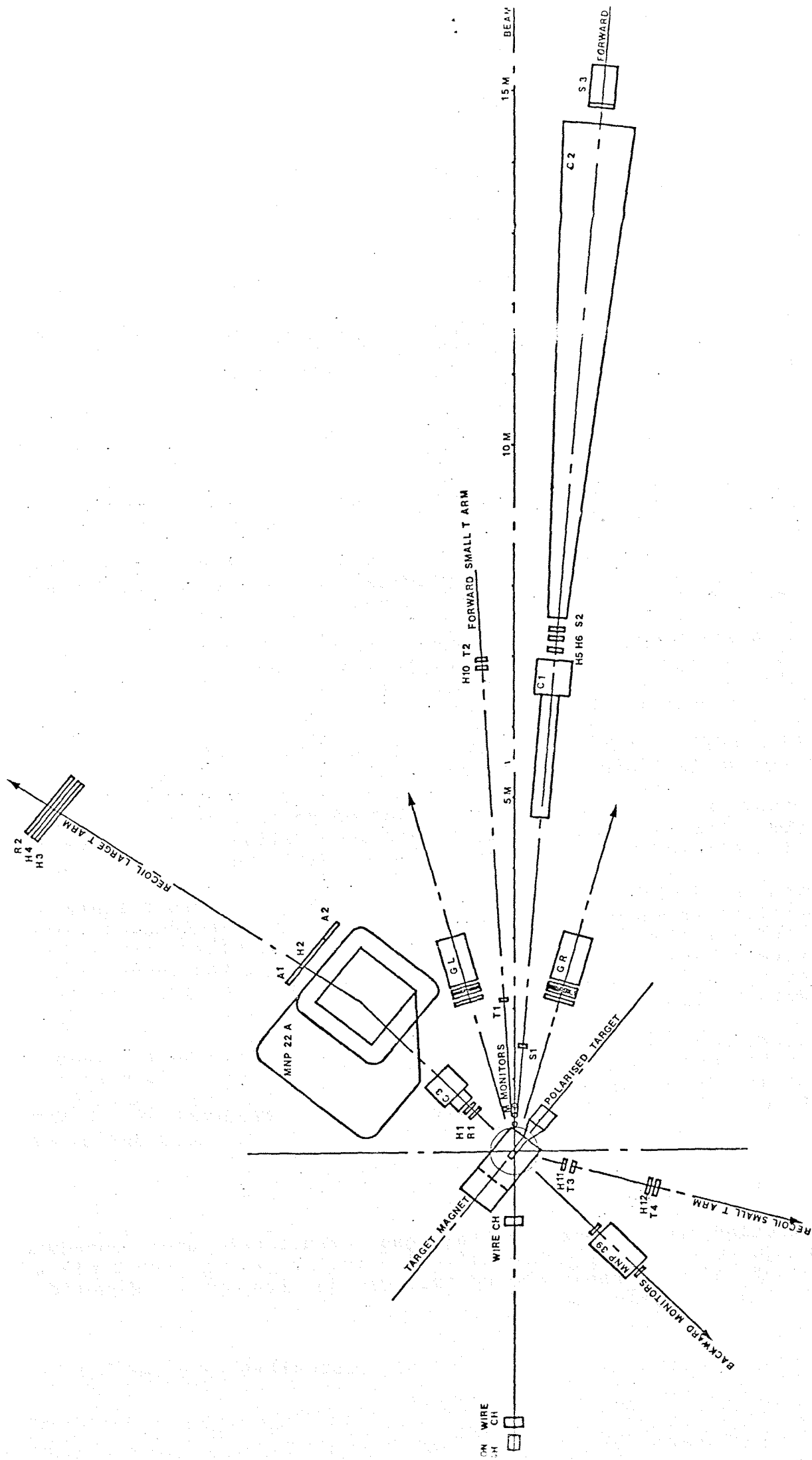


Fig. 4

## Les expériences

L'optique du transport est réalisée grâce à 9 aimants définissant la direction du faisceau et à 4 quadrupoles à focalisation ou défocalisation horizontale, permettant de faire converger les particules sur la cible expérimentale tant dans le plan horizontal que vertical. De plus, deux collimateurs C1v et C2h permettent d'améliorer les caractéristiques du faisceau pour les expériences demandant un flux moindre de particules incidentes. Le schéma de cette optique est présenté sur la figure 5

Les caractéristiques du faisceau sont résumées dans le tableau qui suit.

intensité	$10^8$	$10^9$	proton par cycle (ppc)
divergence	+ $\pm$ 0.3 (H)	+ $\pm$ 1.2 (H)	mrad
	+ $\pm$ 0.2 (V)	+ $\pm$ 0.13 (V)	mrad
dimension de la tache sur la cible	3.5*3.5	7 * 6	mm <sup>2</sup>
$\Delta P/P$	environ de 0.5		%

Table.1

Ce faisceau est contrôlé par trois types de moniteurs:

Les moniteurs de positions sont constitués de petites chambres à fils fonctionnant en régime semi-proportionnel {1}. A chaque cycle, la charge intégrée est lue sur un oscilloscope à écran rémanent indiquant la position et le profil horizontal et vertical du faisceau.

Le moniteur d'intensité consiste en une chambre d'ionisation qui, lorsqu'elle est calibrée, donne le nombre de particules chargées incidentes par cycle.

Un troisième moniteur de conception plus récente mesure à la fois la position, la forme et l'intensité totale du faisceau avec une bonne précision; c'est un moniteur semblable à une chambre a fils où les fils sont remplacés par des bandes de cuivre étroites. Chaque bande

---

{1} il est délicat de faire fonctionner de telles chambres en régime strict d'ionisation surtout sous de grands flux de particules; c'est pourquoi on a introduit les chambres multicellulaires dont il sera question plus loin.

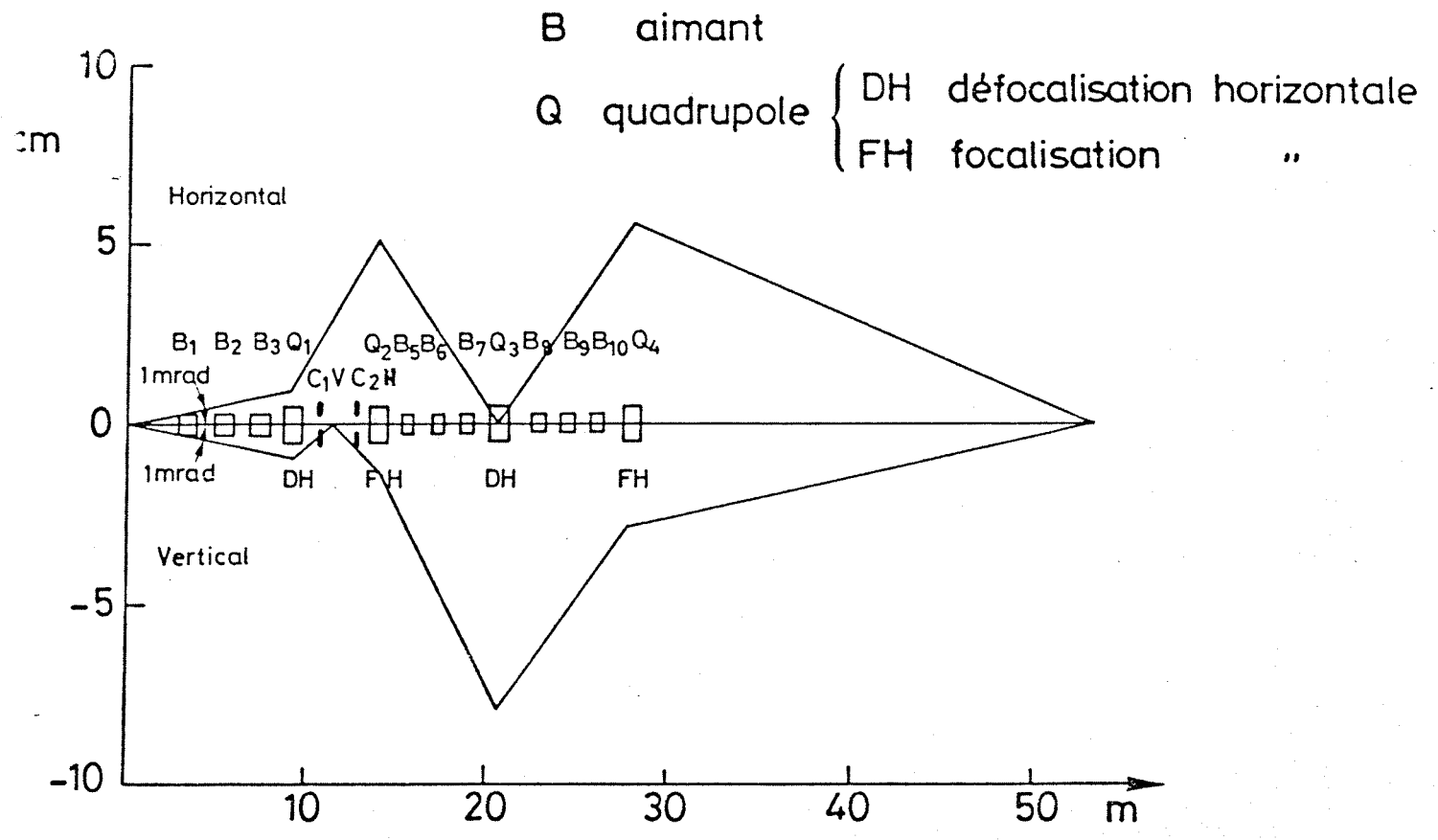


FIG. 5 : Optique du faisceau secondaire C9



## Les expériences

forme avec le plan haute tension un condensateur qui intègre les charges créées par ionisation lors du passage du faisceau. Ce moniteur supporte de grandes intensités tout en fonctionnant en régime strict d'ionisation (pas de phénomène de multiplication). Durant un cycle, il est alors possible d'obtenir une centaine de spectres et suivre ainsi l'évolution dans le temps du paquet de protons dans sa forme et dans son intensité. C'est une chambre d'ionisation multicellulaire. [7]

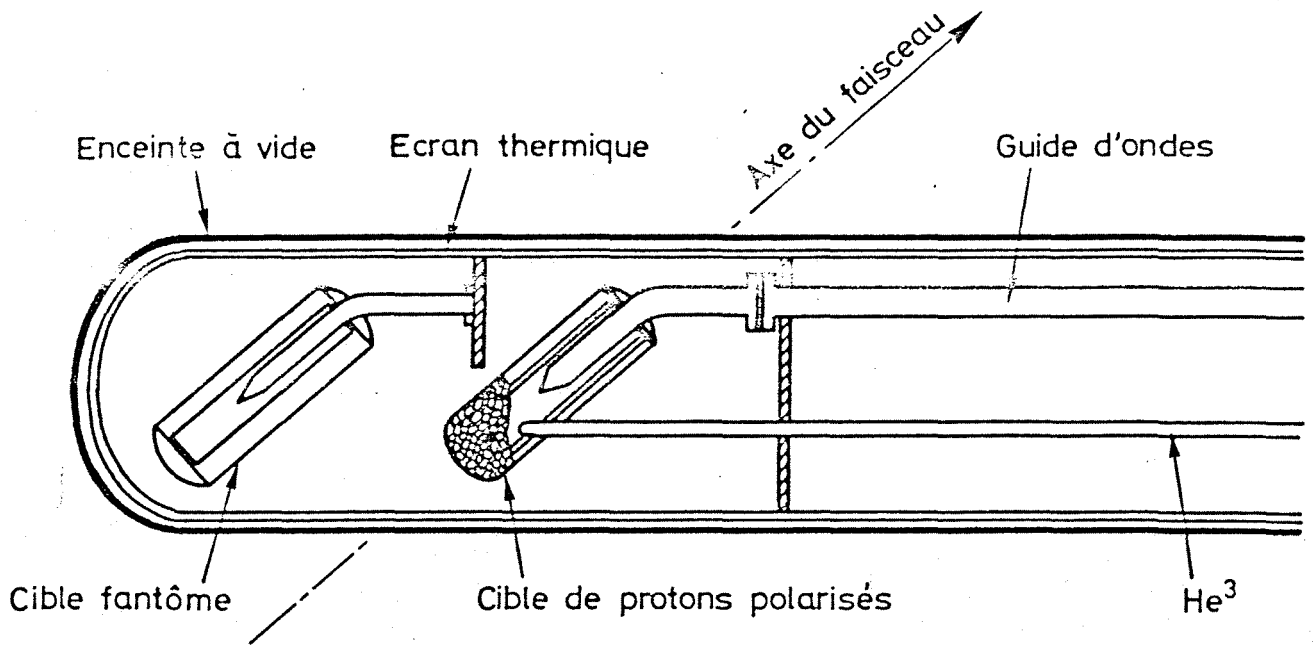
### II.1.2) La cible de protons polarisés

La cible polarisée est maintenant un appareillage standard et d'utilisation sûre. L'amélioration essentielle, depuis l'expérience précédente, est sa facilité d'utilisation. Le fonctionnement de cette cible est totalement contrôlé et géré par un mini-ordinateur; les paramètres sont automatiquement optimisés à chaque cycle de mesure. Cela permet de réduire le temps de changement de direction du spin à environ 10 minutes. C'est un point important, car la réduction des erreurs systématiques passe par un changement fréquent du sens de polarisation de la cible. Le mélange utilisé est du propanediol ( $C_3H_8O_2$ ) sous forme de petites billes enfermées dans une cavité de 2.5cm de diamètre et 4.5cm de long, le tout placé dans une enceinte à vide et maintenu à  $0.4^\circ$  absolu (fig.6.a). On remarque que, en avant de la cavité contenant les billes, se trouve une autre cible ou cible "fantôme"; elle permet de réaliser des tests en cible vide ou cible de carbone sans réchauffer le cryostat, ce qui constituerait une perte de temps considérable. Cette température est obtenue par un système de réfrigération à dilution  $He^3-He^4$  (fig.6.b). Un aimant de 25 Kgauss {1} et l'hyperfréquence générée par un carcinotron produisent la polarisation dans le sens du champ ou dans l'autre suivant la fréquence utilisée. Rappelons enfin que dans le propanediol le rapport des protons appartenant aux noyaux d'hydrogène susceptibles d'être polarisés aux protons liés est de 1/4,25. (une description plus détaillée peut être consultée dans [8,9,10])

La mesure de la polarisation de la cible est obtenue au moyen d'un solénoïde situé à l'intérieur de la cavité d'hyperfréquence et sensible à la fréquence de résonance magnétique nucléaire (Nuclear Magnetic Resonance N.M.R.) émise par l'ensemble de la cible.

Sous l'action du flux incident élevé de protons, la valeur de la polarisation de la cible se dégrade d'une façon locale sur le passage du faisceau; la mesure du signal N.M.R. n'en est que faiblement affectée car elle est sensible à la polarisation moyenne de la cible,

-----  
{1} Les pôles sont un alliage de fer-cobalt ayant la structure représentée sur la figure 6 ce qui permet d'obtenir cette aimantation avec une homogénéité d'environ  $3 \cdot 10^{-4}$



a) Schéma du cryostat

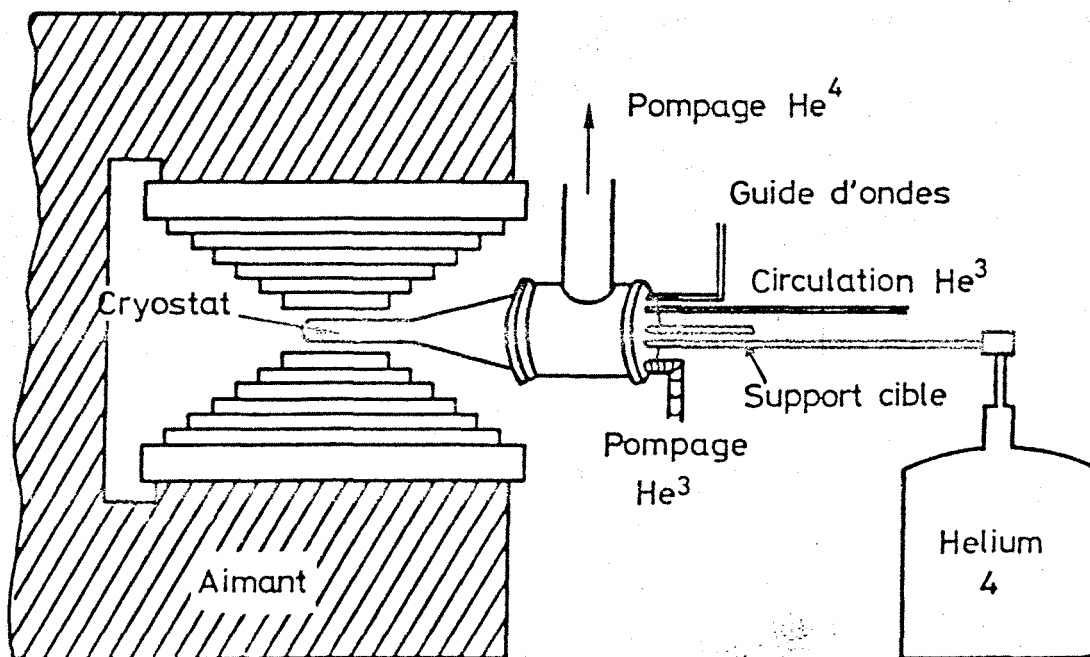


Fig. 6 b) Disposition de la cible

## Les expériences

cependant la polarisation effective des protons dans la zone irradiée de la cible a réellement diminué. Pour étudier cet effet, on a adjoint au premier solénoïde un second plus petit, entourant précisément la zone sensibilisée; on observe alors une décroissance exponentielle de la valeur de la polarisation de la cible, en fonction du flux total de particules, de la forme  $e^{-i/c}$  où:

$i$  est l'intensité intégrée dans le temps par unité de surface,  $c$  a été évalué à  $4.5 \cdot 10^{14} \text{ p/cm}^2$

\* Pour augmenter la durée de vie de la cible et pour rendre l'estimation de la polarisation plus précise, il a paru important d'uniformiser le degré d'irradiation de la cible. Pour cela, on a mis au point un système de balayage vertical et horizontal déplaçant le faisceau d'une façon aléatoire tous les 10 cycles de machine. Chaque nouvelle position du faisceau constitue une donnée transmise au système d'acquisition. Le caractère aléatoire du déplacement a été choisi de manière à éviter toute erreur systématique liée à la position du faisceau. La figure 7 montre dans quelle mesure ce système a permis d'augmenter la durée de vie de la cible polarisée.

### II.1.3) Les moniteurs

D'une manière générale, les moniteurs ont pour objet de rendre compte de la luminosité d'une expérience; ils doivent donc être sensibles au nombre de collisions qui se produisent dans la cible. Dans le cas des expériences d'effets de spin, cette mesure ne doit pas dépendre de la valeur de la polarisation de la cible, afin de rendre possible la normalisation du nombre d'événements sur proton cible de polarisation + par rapport au nombre d'événements sur proton de polarisation -.

Cette expérience est dotée de deux moniteurs de ce type:

\* II.1.3.1) Un moniteur formé par deux bras indépendants situés dans un plan vertical (perpendiculaire au plan de diffusion) et contenant la ligne de faisceau (fig.8). Chaque bras est composé de trois compteurs à scintillation en coïncidence indiquant le passage d'une particule chargée provenant de la cible. Ces compteurs couvrent une région cinématique où les effets de polarisation sont nuls pour des raisons de symétrie (invariance par parité). Les comptages obtenus seront donc indépendants de la polarisation, mais sensibles à la position du faisceau sur la cible.

\* II.1.3.2) Un moniteur sélectionnant les protons émis vers l'arrière qui, à cause des contraintes cinématiques, ne peuvent provenir d'une collision avec un proton libre (seul polarisé) de la cible. Les comptages seront, là aussi, indépendants de la polarisation de la cible (fig.4). Ce moniteur est constitué d'un compteur à scintillation déterminant avec la cible une direction incidente, d'un aimant de déviation et de deux autres compteurs à scintillation, à la sortie de l'aimant, donnant ainsi la valeur de l'angle de déviation de la particule chargée, donc son impulsion.

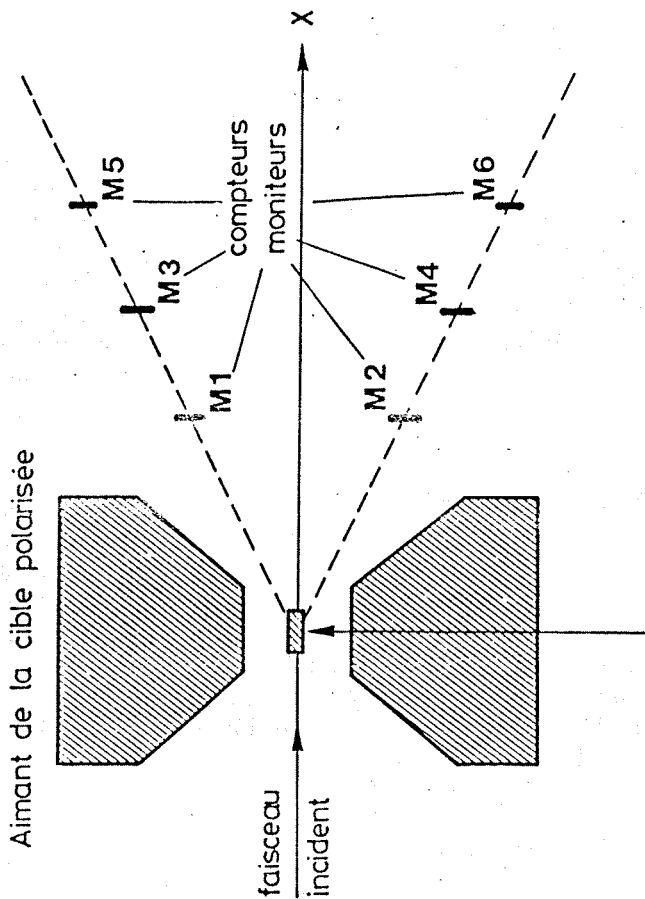


Fig. 8 Disposition des compteurs moniteurs dans le plan vertical (ci-dessus) et horizontal (ci-dessous)

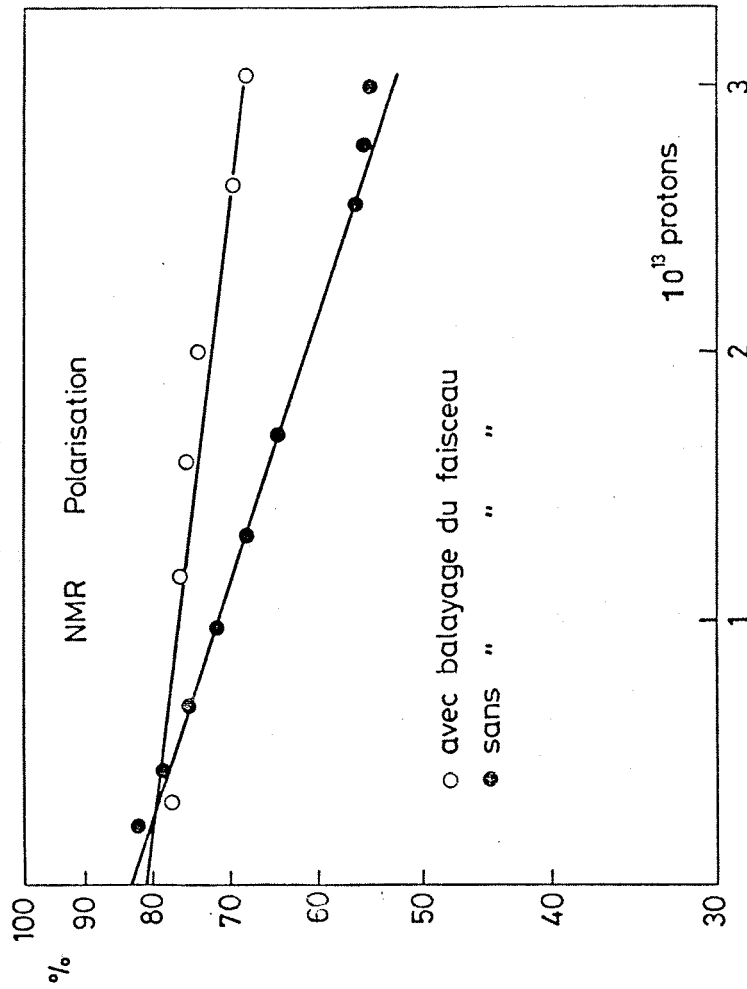
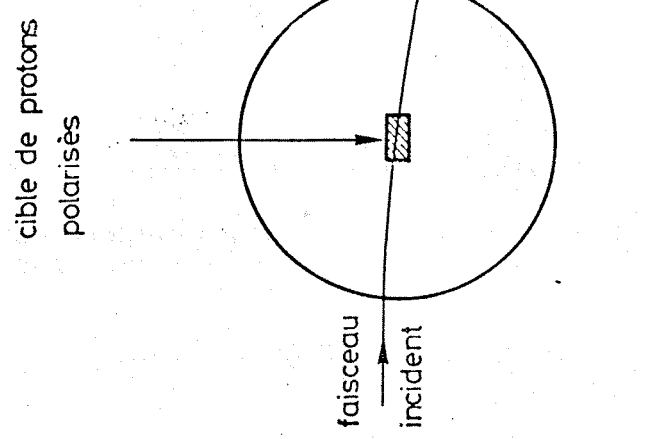


Fig. 7 Décroissance de la polarisation

## Les expériences

Le problème essentiel de ce type de moniteur concerne le pouvoir de sélection des particules entrant dans son acceptance. Il est en particulier très important que la rejection des  $\pi$  soit très bonne, car des expériences récentes ont montré que ces particules, qui peuvent provenir de protons libres, présentent des effets de spin non-nuls. Le réglage a été réalisé à l'aide d'un système de temps de vol montrant deux pics bien distincts correspondant aux pions et aux protons. La sélection des protons est basée sur le choix de l'angle de déviation et du seuil mis sur les hauteurs d'impulsion des compteurs.

II.1.4) Installation des mesures du paramètre  $P_0$  pour les réactions élastiques

II.1.4.1) Principe de la mesure

Le paramètre de polarisation  $P_0$  dans la réaction élastique  $PP \rightarrow PP$  rend compte de l'état de polarisation moyen, acquis par les protons de recul, lors de la diffusion d'un faisceau. Cette mesure a longtemps été réalisée par système de double diffusion. Les protons incidents subissent une première diffusion sur la cible que l'on étudie, les particules diffusées sous un angle  $\theta_1$  rencontrent une deuxième cible ou analyseur. Cette cible a un pouvoir d'analyse connu  $P_a$ ; pour une asymétrie gauche-droite mesurée à un certain angle  $\theta_2$  de diffusion, correspond un degré de polarisation précis. On obtient alors la polarisation  $P_0$  du proton de recul:

$$P_0 = \xi / P_a$$

$$\text{ou } \xi = (N_d - N_g) / (N_d + N_g)$$

$N_d(g)$  est le nombre d'événements diffusés à droite (gauche) par rapport à la direction incidente des particules sur la cible d'analyse.

La découverte et la mise au point des cibles polarisées a simplifié le dispositif expérimental, tout en permettant d'augmenter le taux d'événements pour une intensité incidente donnée {1} et de diminuer les erreurs systématiques.

Dans ce type d'expérience, on mesure les deux sections efficaces différentielles correspondant aux deux états de spin du proton cible dans l'état initial et le paramètre A est donné par:

---

{1} car dans ce cas une seule diffusion a lieu.

## Les expériences

$$A = \varepsilon' / P_t$$

$$\text{ou } \varepsilon' = (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-)$$

$N^{+(-)}$  est le nombre d'événements diffusés pour le sens du bas vers le haut (du haut vers le bas) de l'orientation du spin des protons polarisés de la cible.

$P_t$  est le degré de polarisation de la cible.

Cependant, si la symétrie par renversement du temps est exacte, ce paramètre  $A$  est identique au paramètre  $P_0$  précédemment cité. En effet, dans le premier cas, on mesure l'état de spin du proton de recul tandis que, dans le deuxième cas, c'est le spin initial du proton cible qui est connu.

Pratiquement, il faut mesurer tous les paramètres permettant d'identifier l'événement  $pp \rightarrow pp$  ainsi que la valeur de l'impulsion transférée  $|t|$ ; on doit ainsi vérifier la coplanarité de l'événement, la corrélation angulaire des deux particules détectées, distinguer les  $\pi^+$  des protons et enfin, dans les cas délicats, mesurer l'impulsion de la particule de recul.

### II.1.4.2) Réaction élastique à petit $|t|$

Les grandes sections efficaces rencontrées dans ces régions cinématiques nous ont permis de simplifier sensiblement l'installation, on a utilisé pour cette mesure des compteurs de petites dimensions, de manière à imposer, par la géométrie, la coplanarité. La direction de la particule vers l'avant est déterminée par les compteurs T1 et T2 et vers l'arrière par les compteurs T3 et T4; les hodoscopes H10, H11 et H12 permettent de préciser l'angle de production des particules, donc la corrélation angulaire et la valeur de l'impulsion transférée à la particule. On remarque que l'on n'identifie pas les particules (pions et protons). Pour les petits  $|t|$  de  $0.1$  à  $0.7$  (Gev/c)<sup>2</sup> cela a peu d'importance, car la section efficace de la réaction élastique est très supérieure aux sections efficaces inélastiques (fig.9), mais, pour  $0.7 \leq |t| \leq 1.0$  (Gev/c)<sup>2</sup>, l'influence de la production de  $N^* \rightarrow \pi^+ N$  risque d'être importante.

### II.1.4.3) Réaction élastique à grand $|t|$

Les conditions expérimentales sont ici totalement différentes: les sections efficaces étant bien plus faibles, on doit installer des compteurs couvrant une acceptation beaucoup plus grande. Les deux bras sont alors formés, vers l'avant, par les compteurs S1, S2 et S3 et, vers l'arrière, par R1 et R2. Le compteur R2, qui doit couvrir une grande acceptation, est en fait formé d'une matrice de 9 compteurs (3\*3) afin de minimiser les différences de temps de transit. On

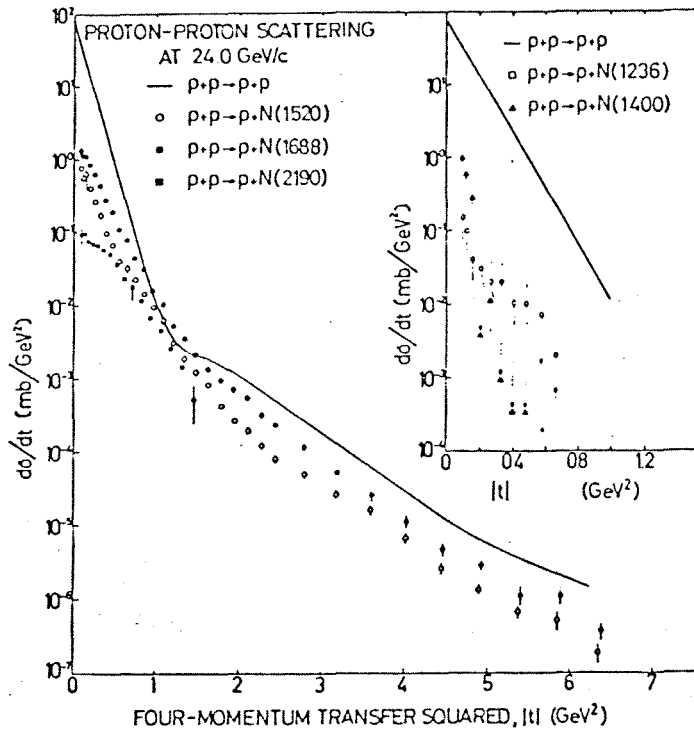


Fig. 9 Section efficace différentielle pour la diffusion élastique pp et l'excitation diffractive de résonances à 24 GeV/c

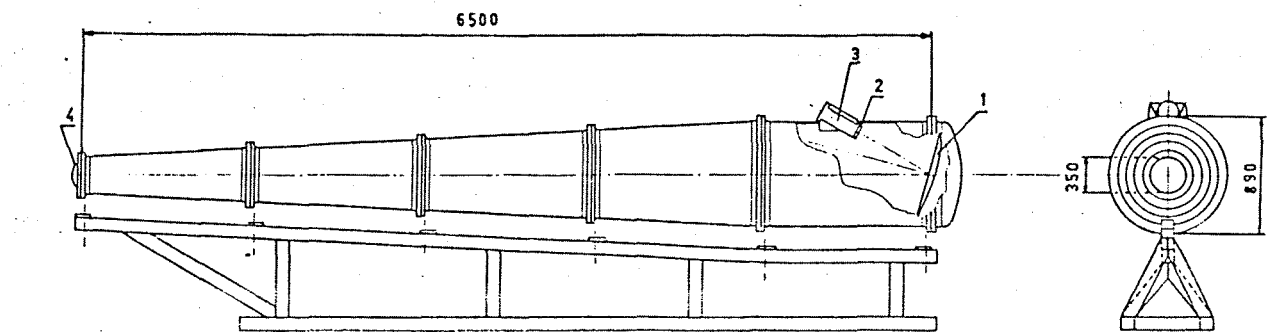


Fig. 10 : Compteur Čerenkov à seuil  $C_2$

1. Miroir sphérique
2. Point de focalisation
3. Photo-multiplicateur
4. Fenêtre d'entrée

ČERENKOV POLAR	11
ENSEMBLE	1/89
HE	00010/1

a) Courbe d'efficacité  $\epsilon$  du compteur Č à seuil  
mesurée par des protons de 24 GeV/c

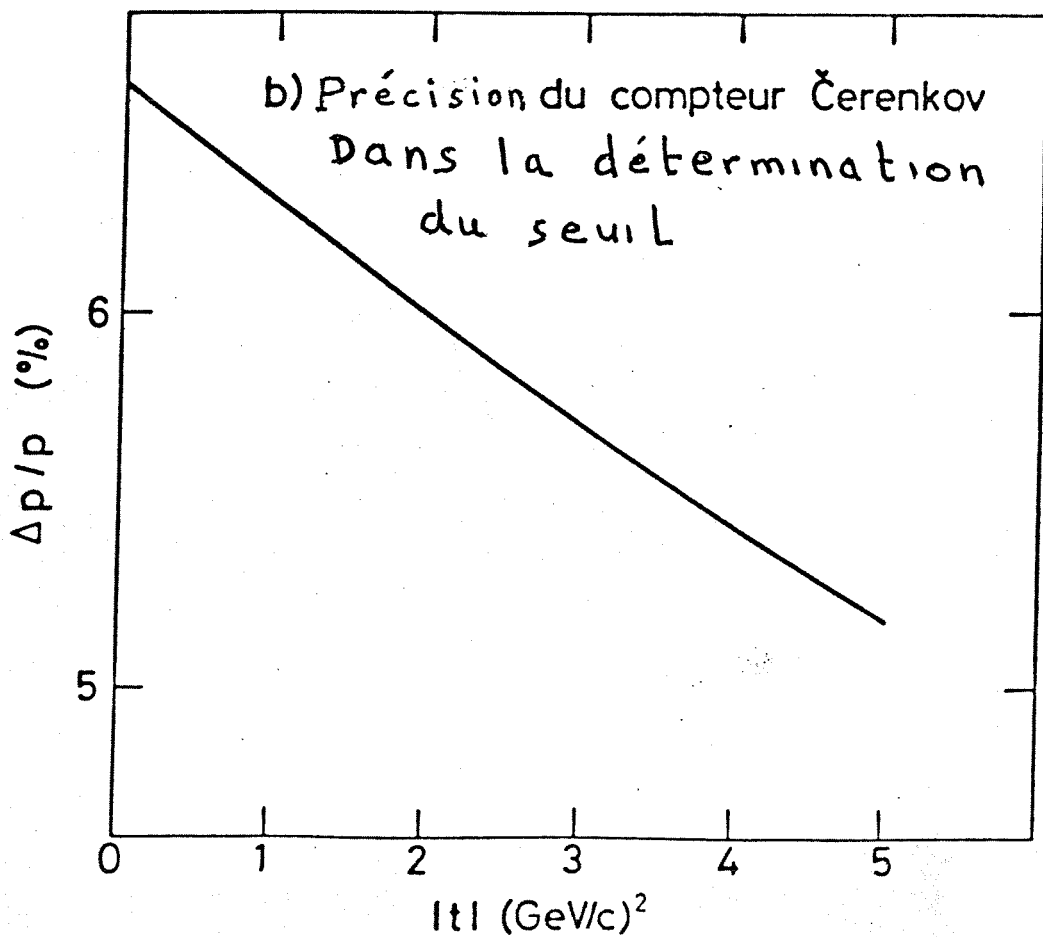
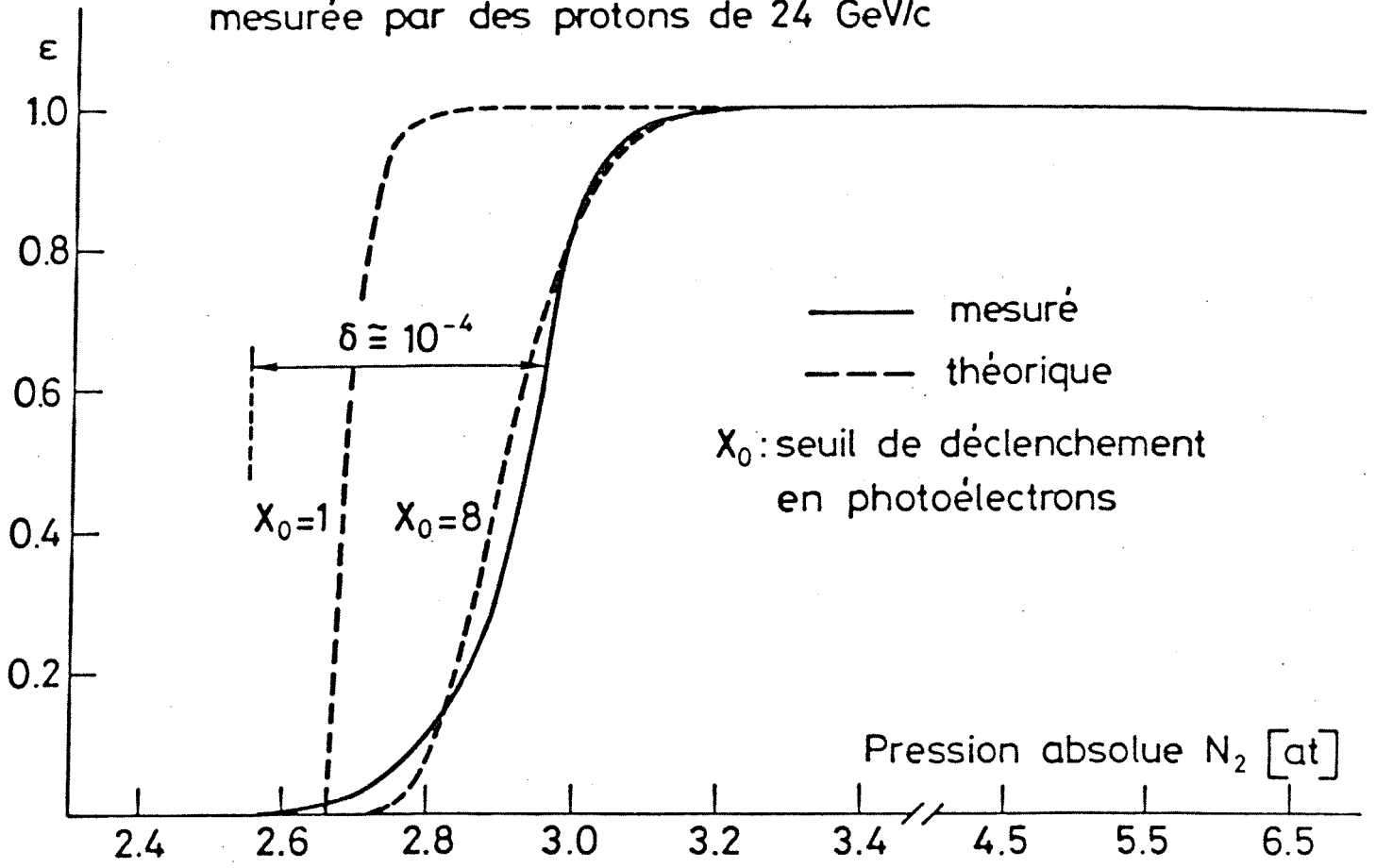


Fig -11



## Les expériences

sélectionne les protons vers l'avant grâce aux deux compteurs "Čerenkov" à seuil C1 et C2, on rejette les pions produits vers l'arrière par C3.

### a) Système de compteurs "Čerenkov"

Il est intéressant de détailler le fonctionnement de ces compteurs et, en particulier, le tandem C1, C2. Le plan du compteur C2 est donné sur la figure 10. Ces compteurs détectent la lumière Čerenkov émise par le passage d'une particule chargée dans un gaz (ici azote); les photons sont recueillis par un miroir {1} qui les focalise sur la cathode d'un photomultiplicateur. Le rayon du miroir, ainsi que son angle d'inclinaison, ont été optimisés pour obtenir la meilleure collection de lumière. Cependant, et cela fait l'intérêt principal de ces compteurs, l'angle par rapport à la trajectoire, sous lequel est émise la lumière, est relié aux constantes cinématiques P et E de la particule. Rappelons les relations qui gouvernent le fonctionnement des compteurs "Čerenkov" à seuil.

$$\cos \theta = 1/(n \cdot \beta) \quad \beta_{\text{seuil}} = 1/n = 1/(1 + \alpha Pr) = P/E = 1/\sqrt{1 + M^2/P^2}$$

où  $\theta$  est l'angle d'émission "Čerenkov"

n l'indice de réfraction, fonction linéaire de la pression du gaz Pr (at)

$\alpha$  vaut environ  $2.8 \cdot 10^{-4} \text{ (at)}^{-1}$

P, E et M respectivement l'impulsion, l'énergie totale et la masse de la particule.

La figure 11 présente deux des principaux paramètres qui rendent compte de la qualité d'un compteur "Čerenkov" à seuil.

\* a) L'efficacité en fonction de la pression du gaz (fig.11.a): cela permet d'évaluer le  $\delta$  ou  $\Delta \beta / \beta$  du compteur.

\* b) Cette valeur permet d'établir la précision avec laquelle on fixera le seuil de détection pour les différentes valeurs de  $|t|$  de la réaction élastique (fig.11.b).

Le rôle de ces deux compteurs, installés en série sur la trajectoire des particules vers l'avant, est de sélectionner, parmi l'ensemble des particules traversant leur acceptance (pions, protons), les protons dans une certaine gamme d'impulsion.

-----  
{1} De forme sphérique pour le compteur C2 et parabolique pour le compteur C1.

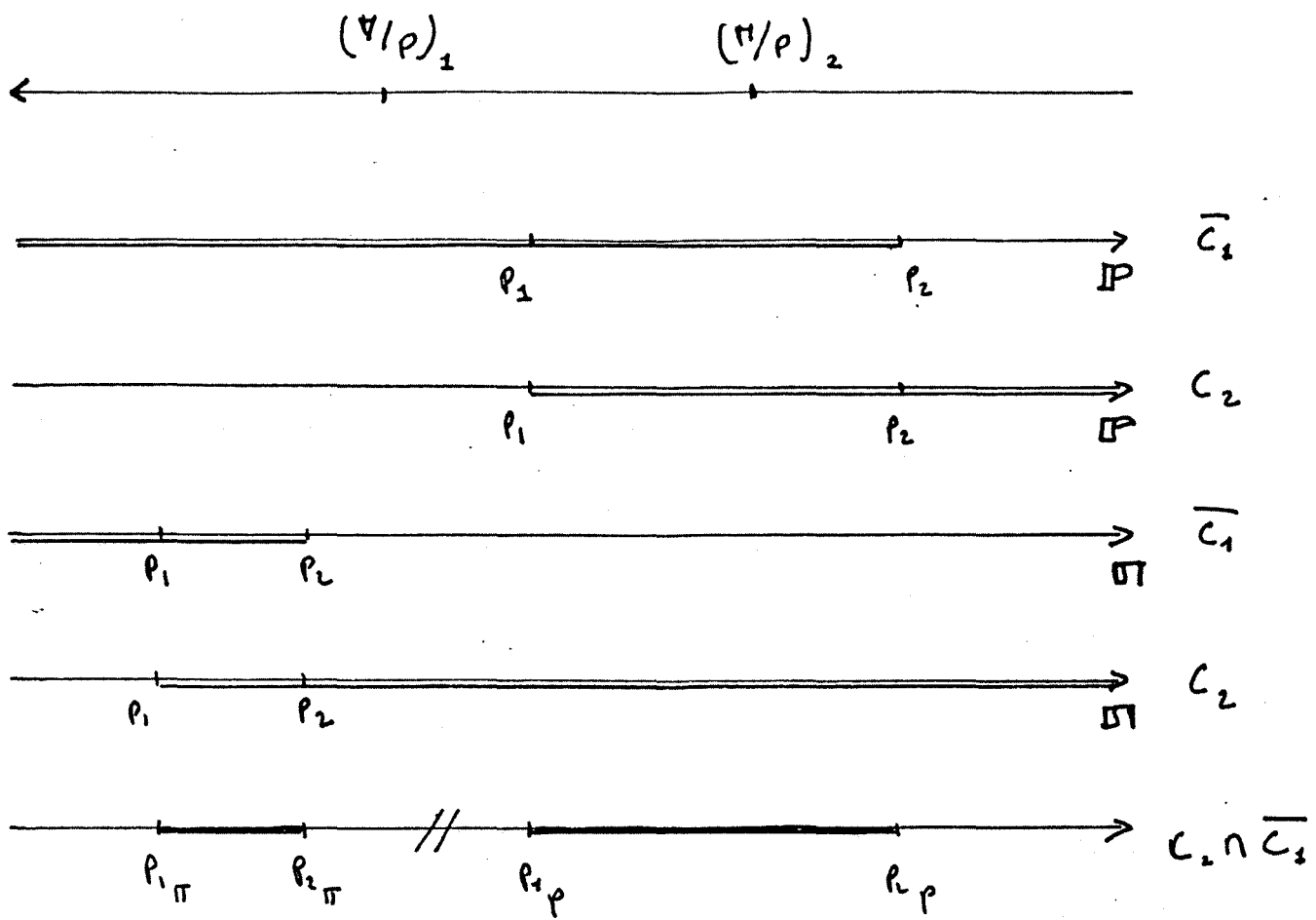
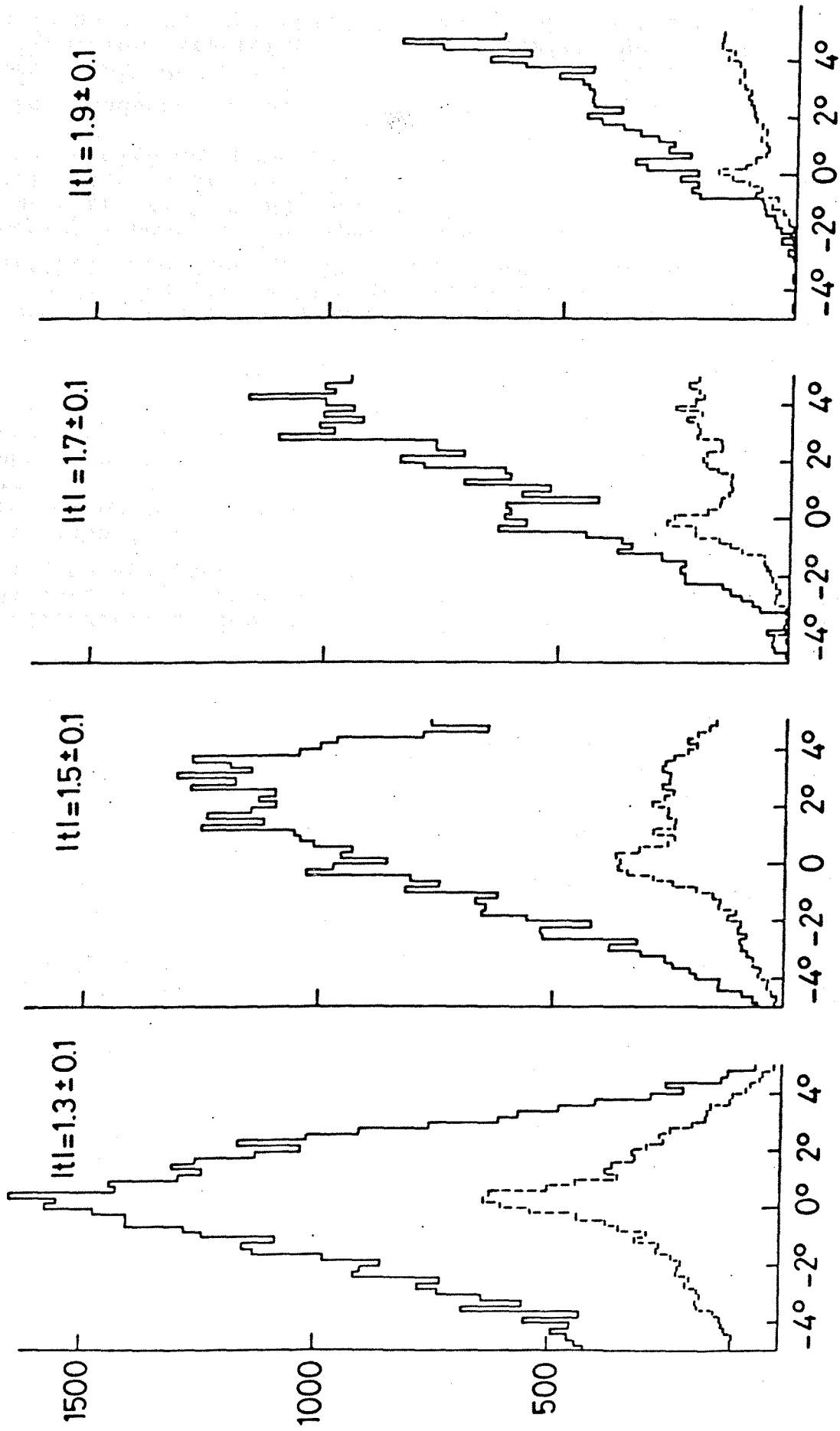


Fig. 12 Principe de Fonctionnement  
du Tandem  $\overline{C_1}, C_2$ .

- ==== Accepté par le compteur.
- Rejeté par le compteur.



Corrélation angulaire  $\Theta_{\text{mesuré}} - \Theta_{\text{calculé}}$     ---- avec  $C_2$  dans trigger  
 normalisée par  $M_1 \cdot M_3 \cdot M_5 + M_2 \cdot M_4 \cdot M_6$     — sans " " "

Fig. 13 Réduction du bruit de fond par le compteur  $C_2$ .

## Les expériences

Soit  $P_1$  et  $P_2$  les limites inférieure et supérieure des impulsions de protons que l'on peut observer dans l'acceptance de l'appareillage (fig.12).

Si l'on fixe la pression du gaz du compteur "Čerenkov"  $C_2$ , de sorte qu'il soit sensible aux protons d'impulsion supérieure à  $P_1$ , il sera naturellement aussi sensible aux pions dont l'impulsion, supérieure à  $P_{1\pi}$  est donnée par l'égalité:

$$M_p/P_p = M_\pi/P_\pi \Rightarrow P_{1\pi} = P_1 * M_\pi / M_p \text{ c.à.d. une impulsion environ 7 fois plus faible.}$$

De même, si l'on fixe le seuil du compteur  $C_1$  pour détecter les protons d'impulsion supérieure à  $P_2$ , il donnera aussi un signal pour les pions d'impulsion supérieure à  $P_{2\pi} = P_2 * M_\pi / M_p$

Si l'on considère la coïncidence entre le compteur  $C_2$  et le compteur  $\tilde{C}_1$  (état complémentaire de  $C_1$ ), un signal sera obtenu pour un proton d'impulsion comprise entre  $P_1$  et  $P_2$ . De plus, tout pion dont l'impulsion est supérieure à  $P_2$  est rejeté. On peut donc dire que le système  $C_2 * \tilde{C}_1$  sélectionne les protons d'impulsion comprise entre  $P_1$  et  $P_2$ .

La figure 13 met en évidence la réduction du bruit de fond dans les spectres de corrélation, lorsqu'on introduit la rejection des protons non-élastiques par le compteur  $C_2$ .

Cependant, il peut y avoir une certaine contamination en pions ayant des impulsions comprises entre  $P_{1\pi}$  et  $P_{2\pi}$  (fig.12). Dans le chapitre III, on analysera les diverses contaminations dues aux réactions avec formation de résonnances ( $N^*$ ) qui se désintègrent en général avec production d'un pion. Le pourcentage de pions, dont l'impulsion est comprise dans les limites précédemment citées, est 20%; mais, si l'on considère l'acceptance de l'appareillage pour ces particules, on peut conclure que, pour ces réactions, la contamination en pions est réellement négligeable.

### b) Système d'analyse de l'impulsion de recul

Vers l'arrière, un aimant de 10Kgauss pour un courant de 1500 A crée un champ constant (à 5% près) et permet de mesurer l'impulsion de la particule de recul. Une impulsion de recul de 2.5 Gev/c ( $|t|=3.25$  (Gev/c)<sup>2</sup>) peut être évaluée avec une précision d'environ 5%. Les compteurs  $A_1$  et  $A_2$ , utilisés en anticoincidence, rejettent les particules dont les trajectoires ne traversent pas la zone d'uniformité du champ magnétique.

Les hodoscopes  $H_{1 \rightarrow 6}$  précisent la position des trajectoires permettant de calculer la coplanarité, la corrélation angulaire et l'impulsion transférée. Afin d'obtenir une résolution convenable, certains hodoscopes ( $H_{1,2,3,6}$ ) utilisent la technique de recouvrement,

## Les expériences

où chaque barreau de scintillateur est recouvert, pour un tiers, par le barreau adjacent. Par le décodage des multiplicités adjacentes, lors de l'acquisition des données, il est possible de savoir quel tiers du barreau a été touché (fig.14).

### c) Précision sur l'évaluation de l'impulsion transférée

La figure 14' donne l'incertitude sur la détermination de l'impulsion transférée pour les différentes valeurs de  $|t|$  que couvre l'appareillage. Cette courbe a été calculée en fonction de l'incertitude sur la détermination des trajectoires et de l'erreur sur l'évaluation de l'impulsion mesurée sur le bras de recul.

### II.1.5) Installation des mesures de l'asymétrie dans la réaction inclusive $pp \rightarrow \pi^0 + x$

#### II.1.5.1) Principe de la mesure

Il s'agit de détecter la production d'un  $\pi^0$ , de mesurer son impulsion et son angle d'émission, de manière à calculer la valeur de  $x = P_{\text{par}}^{\text{cm}} / P_{\text{max}}^{\text{cm}}$  {1} et  $P_t$ .

$P_{\text{par}}^{\text{cm}}$  est la composante de l'impulsion du  $\pi^0$  parallèle à la direction des particules incidentes dans le centre de masse,

$P_{\text{max}}^{\text{cm}}$  est l'impulsion maximale qu'un  $\pi^0$  peut acquérir dans le centre de masse. (à 24 GeV/c  $P_{\text{max}}^{\text{cm}} = 3.16$  GeV/c)

et  $P_t$  est l'impulsion transversale.

Le temps de vie d'un  $\pi^0$  est de  $10^{-16}$ s, il va donc subir une désintégration, essentiellement en deux photons, avant même qu'il ne sorte de la cible. Si l'on détecte alors la production en coïncidence de deux photons, il est possible de remonter au  $\pi^0$  initial.

En effet, la connaissance des deux impulsions  $\vec{P}_1$  et  $\vec{P}_2$  des deux photons permet d'en déduire  $x$  et  $P_t$  du  $\pi^0$ .

---

{1} x variable d'échelle de Feynman

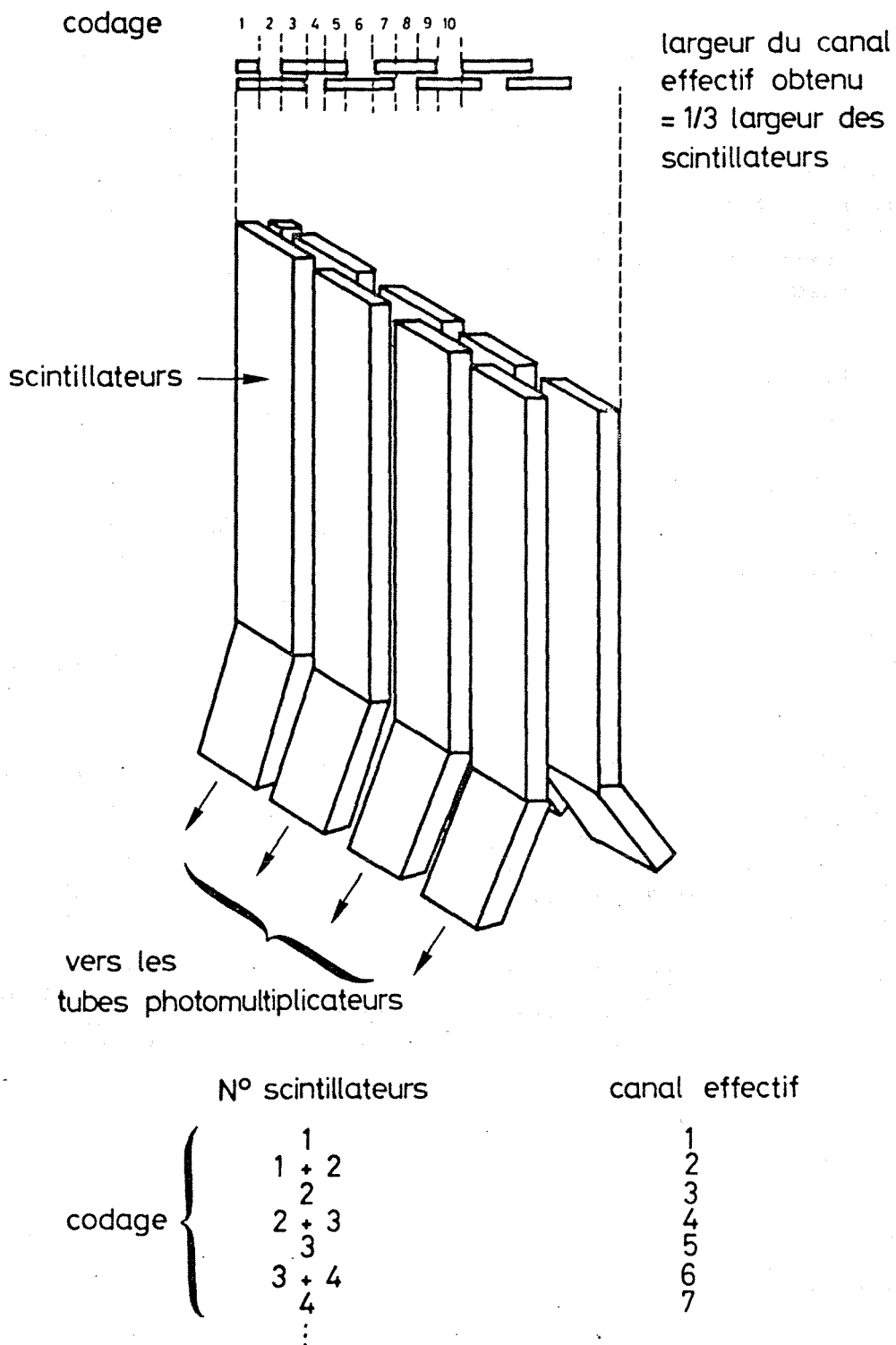


Fig. 14 Hodoscope à technique de recouvrement

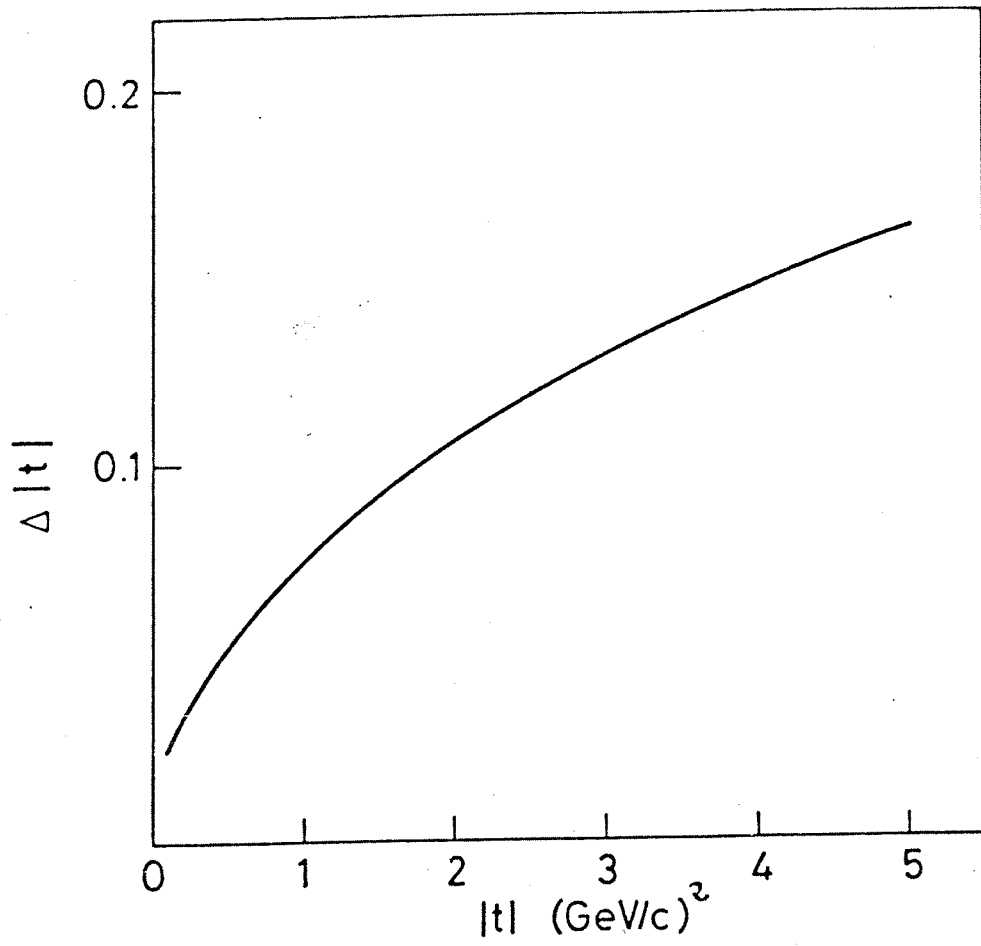


FIG.14' : Incertitude sur la détermination du transfert  $t$

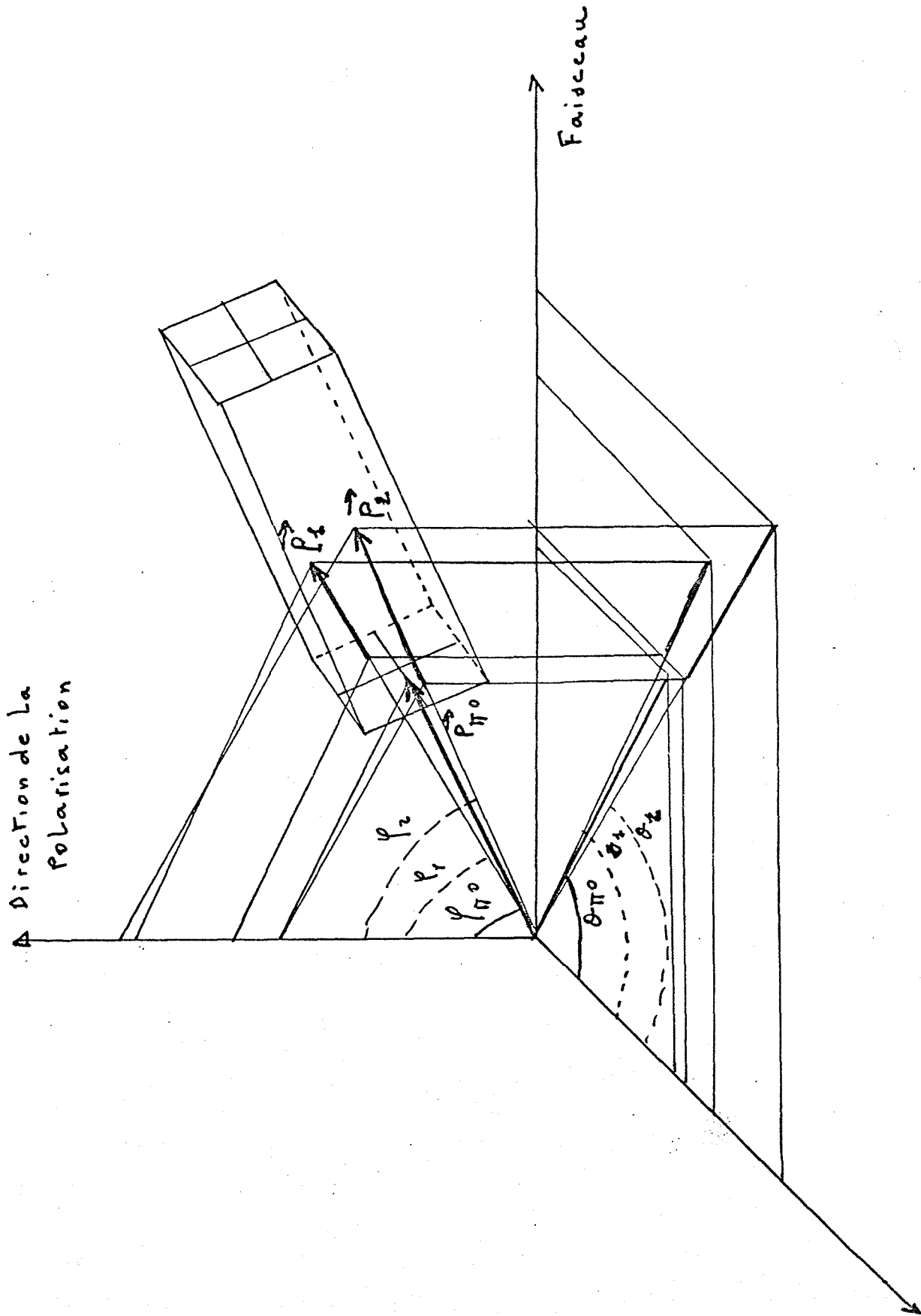


Fig. 15 Dérotation du  $\pi$



## Les expériences

Les valeurs absolues  $|P1|$  et  $|P2|$  sont données par l'énergie déposée dans les blocs de verre au plomb et les directions sont calculées à l'aide du point d'impact du photon sur les hodoscopes et le centre de la cible.

$$\vec{P}_{1,2}^0 (|P_{1,2}|, \theta_{1,2}, \varphi_{1,2}) \Rightarrow \vec{P}_{1,2}^0 (P_{x,1,2}, P_{y,1,2}, P_{z,1,2})$$

$$\Rightarrow \vec{P}_{\pi^0}^0 (P_{1,x} + P_{2,x}, P_{1,y} + P_{2,y}, P_{1,z} + P_{2,z})$$

$$\Rightarrow \vec{P}_{\pi^0}^0 (|P_{\pi^0}|, \theta_{\pi^0}, \varphi_{\pi^0}) \Rightarrow \vec{P}_{\pi^0}^0 (P_{\pi^0}, \gamma_{\pi^0})$$

$$\text{où } \cos \gamma_{\pi^0} = \cos \theta_{\pi^0} * \cos \varphi_{\pi^0}$$

Par une transformation du référentiel laboratoire à celui du centre de masse, on obtient:

$$\vec{P}_{\pi^0}^0 \Rightarrow P_{||}^{cm}, P_{\perp}^{cm} \Rightarrow x = P_{||}^{cm} / P_{max}^{cm}$$

$$P_t = P_{\perp}^{cm}$$

\* (fig.15)

Il suffit ensuite d'évaluer les nombres  $N^+$  et  $N^-$  de  $\pi^0$  produits respectivement sur une cible polarisée vers le haut et vers le bas pour en déduire l'asymétrie:

$$A = (D/P_t) * \xi'$$

$$\text{où } \xi' = (N^+ - N^-) / (N^+ + N^-)$$

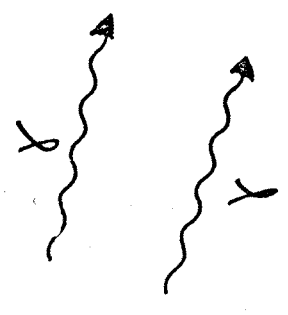
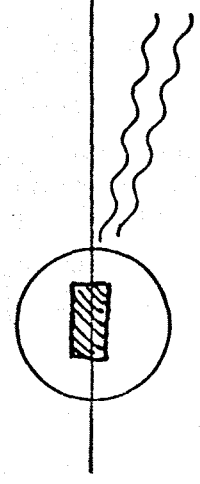
D représente le facteur de dilution des événements provenant d'un proton polarisé dans l'ensemble des événements  $\pi^0$  issus de la cible.

### II.1.5.2) Système de détection

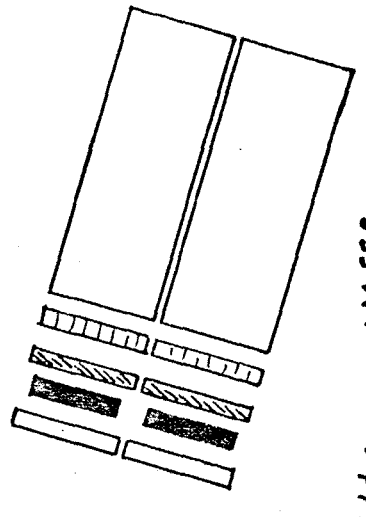
\* Le système de détection est formé de deux bras indépendants à droite et à gauche du faisceau (fig.4); chacun doit permettre de donner une asymétrie identique en valeur absolue mais de signe opposé. Chaque bras est composé de quatre blocs donnant la position et l'énergie d'un photon. Chaque bloc est constitué d'un compteur véto ( $V_i$ ) rejetant les particules chargées, d'une plaque de plomb convertissant le photon incident en électrons et positrons, de deux plans d'hodoscopes l'un vertical ( $HV_i$ ) et l'autre horizontal ( $HH_i$ ) précisant la position spatiale (des électrons), d'un compteur  $dE/dX$  ( $N_i$ ) donnant approximativement le nombre d'électrons créés et enfin d'un bloc de



cible de protons  
polarisés



Pb hodoscope



véto

$dE/dx$  verre au plomb

Fig. 16 Dispositif expérimental de détection des  $\pi^0$

## Les expériences

\* verre au plomb ( $G_i$ ) absorbant la totalité de la gerbe électromagnétique s'y développant procurant, ainsi, un signal (effet Čerenkov) proportionnel à l'énergie de la gerbe. (fig.16)

Il est à remarquer que les plaques de convertisseur ne recouvrent qu'une partie de la surface du verre au plomb, de manière à rejeter les photons qui formeraient une gerbe sur le bord des compteurs  $G_i$ . Ceux-ci ne perdent pas la totalité de leur énergie dans le bloc mais, soit à l'extérieur, soit dans un bloc adjacent. Dans les deux cas, il n'est pas possible de reconstruire ces événements, car il y a perte ou mélange de l'énergie déposée par les deux photons.

Le signal de déclenchement (trigger) provient de la détection d'une coïncidence entre deux blocs quelconques d'un bras.

### II.1.5.3) Précision de la reconstruction

On a évalué la précision sur la détermination de  $x$  et  $P_t$  par un programme de simulation d'événements en introduisant les erreurs dues à l'appareillage.

Ainsi si l'on estime la précision relative de la mesure de l'énergie dans les verres au plomb à :

$$\frac{\Delta E_1}{E} \approx \frac{16\%}{\sqrt{E}} + 1.5\%$$

l'erreur due à la résolution du convertisseur analogique-digital (8bits) à :

$$\Delta E_2 \approx 20 \text{ MeV}$$

la précision de la détermination spatiale de la position du photon à :

$$\Delta S \approx 18 \text{ mm}$$

la perte d'énergie dans le convertisseur à :

$$\Delta E_3 \approx 1.8 * 1.07^{3/2} * \sqrt{E - 0.150}$$

et si l'on introduit les effets d'un mélange faible des gerbes entre les deux blocs

On obtient :

$$\Delta x \approx 0.01$$

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} \approx 6\%$$

Nous venons de décrire l'ensemble du dispositif installé sur le site expérimental dans un environnement d'irradiation élevée. Les signaux émis par les compteurs sont dirigés vers une zone protégée où l'on effectue l'ensemble des opérations constituant l'acquisition des

Les expériences

données.

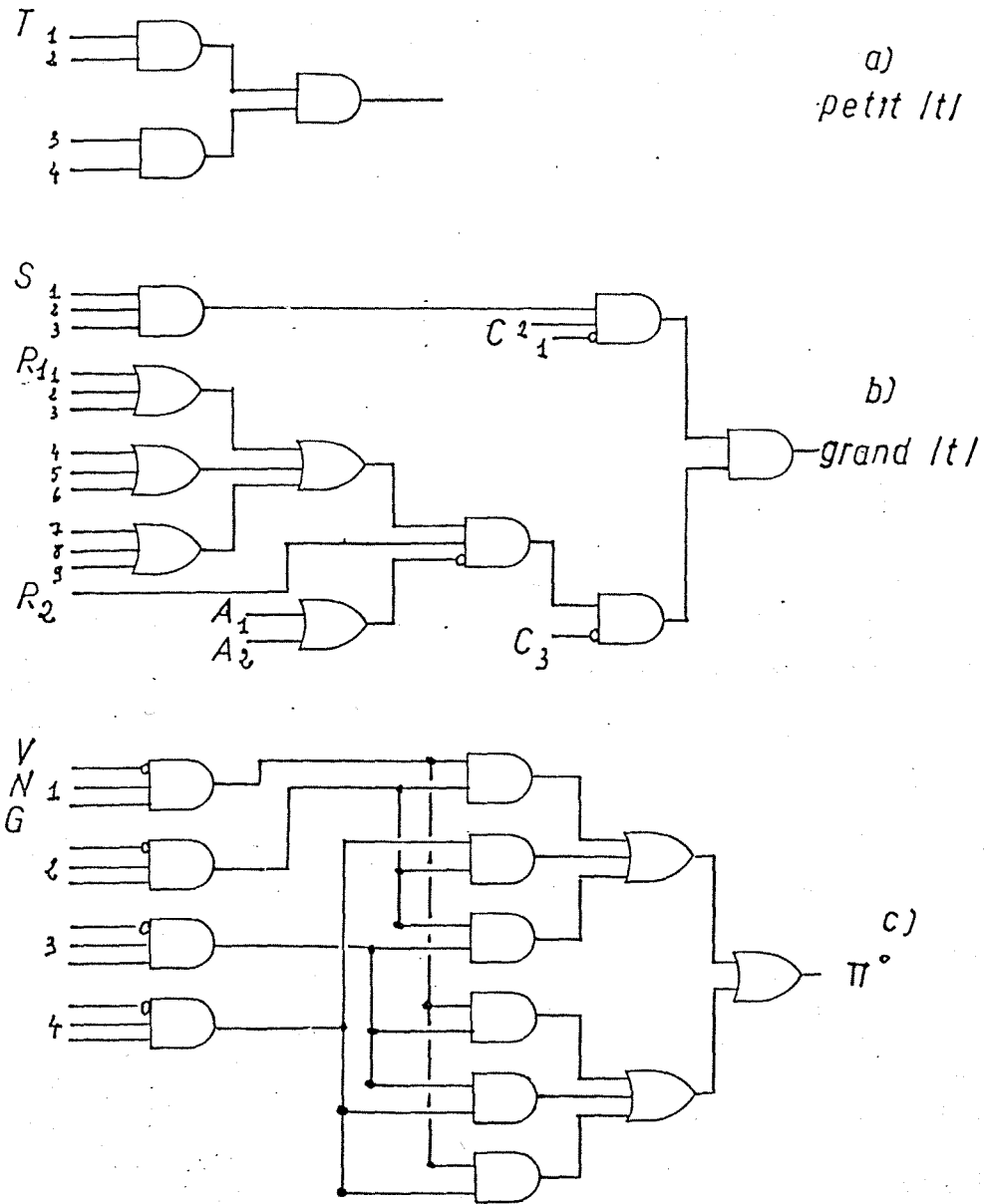


Fig.17 Signal de déclenchement

## Les expériences

### II.2) L'acquisition des données

Le rôle du système d'acquisition de données est de transformer le passage de particules dans le dispositif expérimental, réunissant certaines contraintes, en un ensemble d'informations codées. Ce processus peut se décomposer en trois étapes: sélection de l'événement par l'électronique rapide, lecture des informations correspondantes et enregistrement de celles-ci par un système d'ordinateurs. Celui-ci effectue aussi le contrôle de l'ensemble de l'expérience.

#### II.2.1) L'électronique rapide

L'électronique rapide est destinée à établir la logique qui permet de faire un tri de toutes les particules qui traversent les compteurs, pour ne retenir que les événements correspondant à la mesure que l'on fait. Ce signal servira ensuite à déclencher la lecture des hodoscopes et à démarrer l'acquisition d'un événement. Ce signal est appelé trigger.

Le signal de chaque compteur, s'il passe le seuil d'un discriminateur d'impulsion, est mis en forme. On règle ensuite les différents retards entre les compteurs, établissant ainsi une corrélation temporelle définissant l'événement. Ainsi pour:

a) La réaction élastique à petit  $|t|$ : le trigger  $T1*T2*T3*T4$  impose que deux particules chargées soient passées dans les deux bras de compteurs dans une corrélation en temps inférieure à 10ns.

b) La réaction élastique à grand  $|t|$ : le trigger, que l'on peut représenter par  $S1*S2*S3*R1*R2(A\text{ou}A2)*C2*\bar{C}1*\bar{C}3$  indique, vers l'avant, que la particule qui a traversé les trois compteurs  $S_i$   $i=1,2,3$  est un proton et, vers l'arrière, que la particule chargée n'est pas un pion et qu'elle n'a pas traversé le compteur  $A1$  ou  $A2$ .

c) La réaction inclusive  $\pi^0$ : le trigger  $(\bar{V}_i*N_i*G_i)*(V_j*N_j*G_j)$  pour  $i \neq j$   $i, j = 1,2,3,4$  impose que deux particules, de charge nulle, aient, dans une corrélation temporelle de moins de 10ns, traversé chacune un bloc différent de compteur, avec une énergie au moins supérieure à deux fois le minimum d'ionisation.

\* La figure 17 donne une représentation schématique de la construction de chaque trigger.

Mais, cela ne suffit pas pour faire une analyse complète et précise de l'événement. Il faut aussi enregistrer un certain nombre de données qui sont initialement, sous forme digitale, comme les informations en "tout ou rien" des hodoscopes ou, sous forme analogique, comme les temps de vol et les hauteurs d'impulsion. C'est le rôle du système d'acquisition que nous allons considérer maintenant.

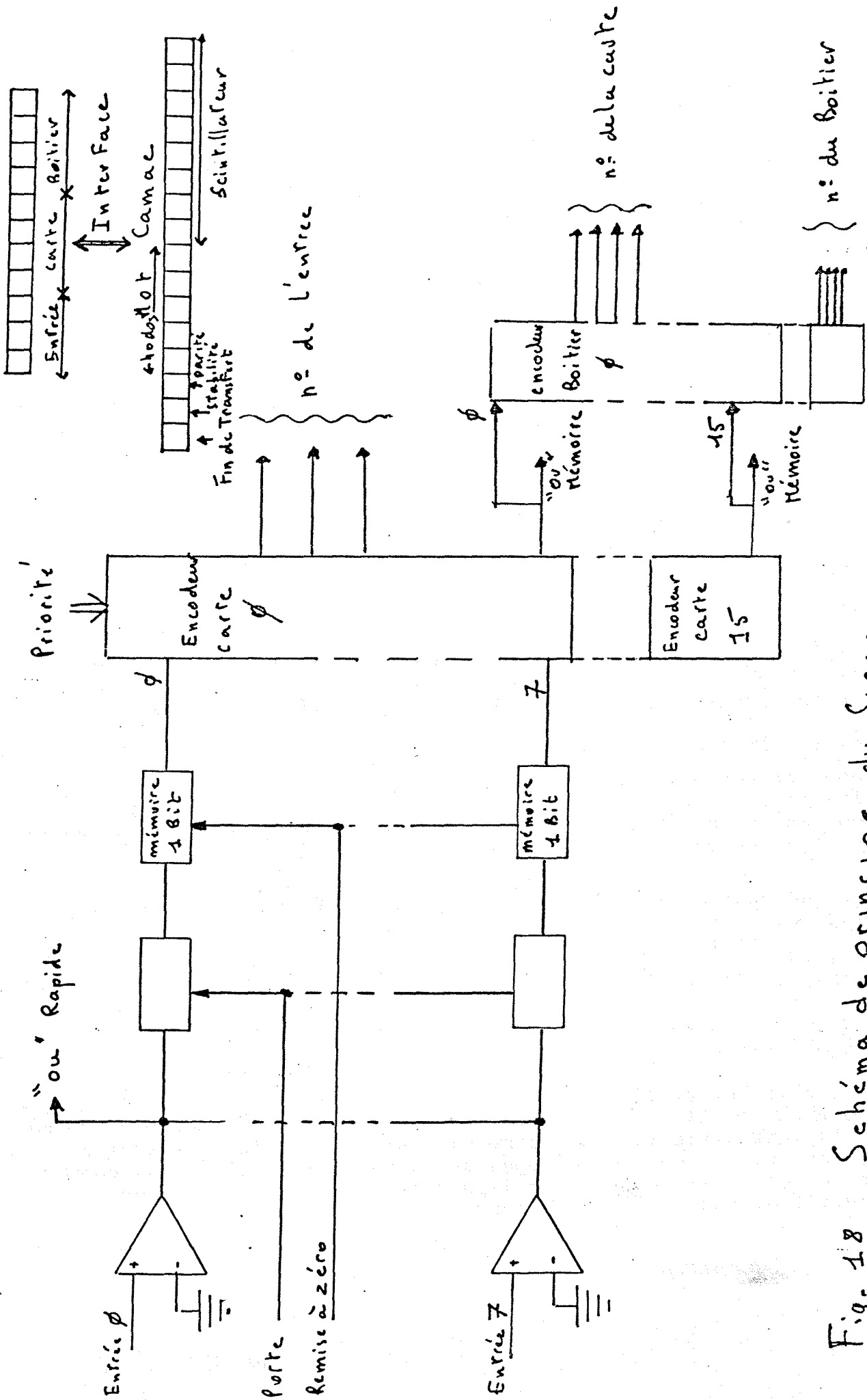


Fig. 18 Schéma de principe du Sisac.

## Les expériences

### II.2.2) Le système de lecture des données

Les signaux provenant des photomultiplicateurs (P.M.) des hodoscopes sont connectés à un système de lecture, le "sisac", formé de plusieurs boîtiers reliés en série. Chaque boîtier contient 16 cartes de 16 entrées chacune, acceptant ainsi 256 signaux de P.M.. Dès l'arrivée d'un signal de déclenchement sur un boîtier, le système accepte, pendant un temps très court (environ 20ns), les signaux des P.M.. Le schéma de principe de fonctionnement d'une carte du sisac est représenté sur la figure 18. Utilisant les sorties "ou" de chaque carte, une logique de "candidat" détermine si l'événement est complet c.à.d. si tous les plans d'hodoscopes ont été touchés au moins une fois. Le taux de rejection, dû à l'inefficacité des hodoscopes ou du système, est relativement élevé (environ 60%). Ce signal de candidat donne alors l'ordre d'enregistrer cet événement; les informations, provenant du sisac, sont lues en série par une interface réalisée dans le standard Camac; elle reçoit un mot de 12 bits (digit binaire) qui indique quel P.M. a été touché de la façon suivante: 4 bits déterminent le numéro de l'entrée touchée, 4 bits celui de la carte, 4 bits celui du boîtier. Ce mot est transformé en un mot de 16 bits par l'utilisation d'une mémoire morte, en établissant une correspondance entre la position arbitraire de l'entrée touchée du sisac et le barreau de scintillateur d'hodoscope touché. Les 8 premiers bits donnent le numéro du scintillateur, les 5 suivants celui de l'hodoscope, les deux bits 14 et 15 sont utilisés pour détecter les erreurs éventuelles de transmission (bit de parité) et les erreurs de stabilité {1} et le bit 16 indique, s'il est à 1, que ce mot est le dernier transféré pour cet événement.

Toutes les autres informations sont connectées au système Camac (Camac.1) de la façon suivante:

Après l'interface sisac, un "pattern" forme un mot de 16 bits indiquant à quel type de trigger correspond l'événement (petit |t|, grand |t|,  $\pi^0$  à droite,  $\pi^0$  à gauche), deux échelles reçoivent les signaux des moniteurs M135 et M246 et donnent ainsi les comptages recueillis entre deux événements, un autre "pattern" indique quels blocs de compteurs photons ont été touchés, un ensemble de modules digitalisent les temps de vols et les hauteurs d'impulsions (T.D.C, A.D.C) et enfin un dernier module indique la fin du transfert.

---

{1} L'information est en fait lue deux fois: si elle est la même les deux fois, ce bit est à 0, sinon, mais cela n'arrivera que très rarement, ce bit est à 1. Dans ce cas une deuxième séquence de lecture est entreprise.

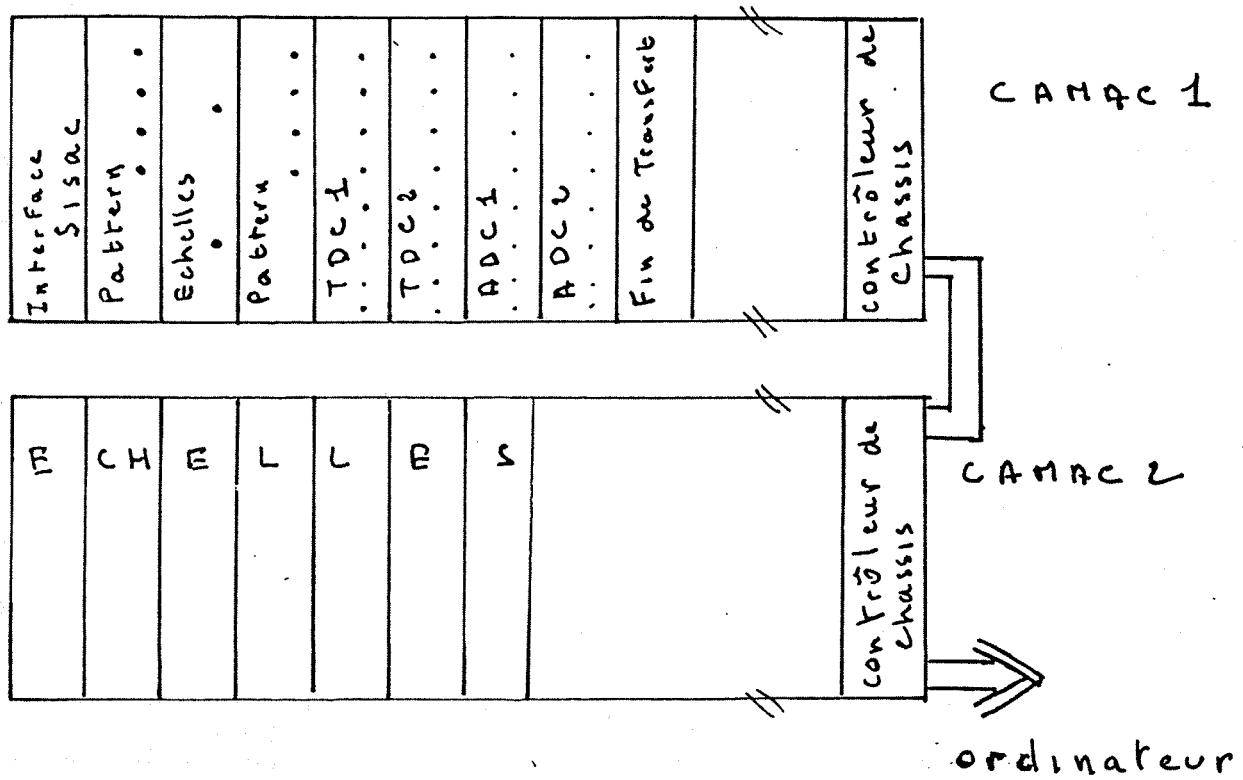


Fig. 19 système Camac



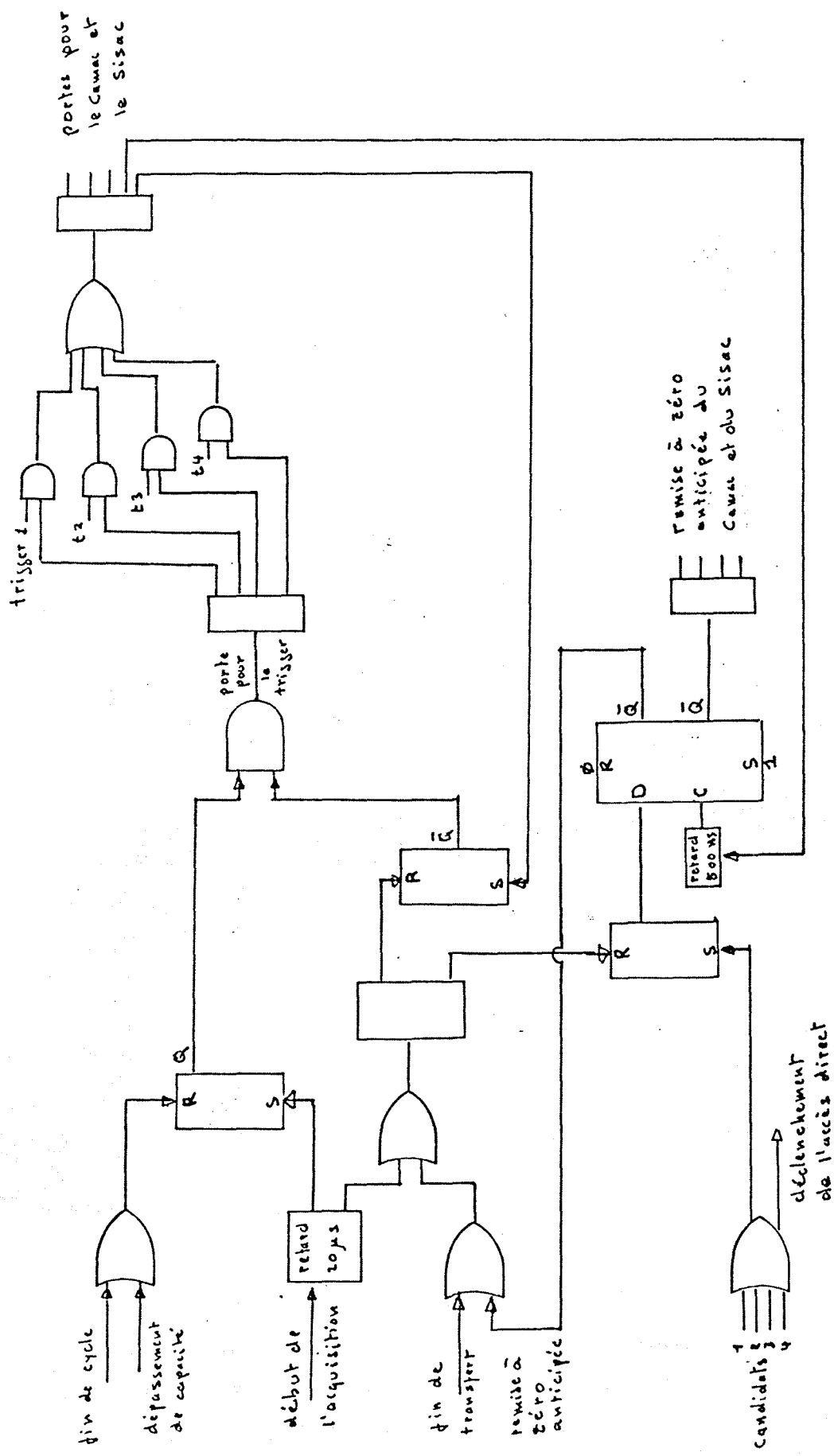


fig 20 Logique de porte

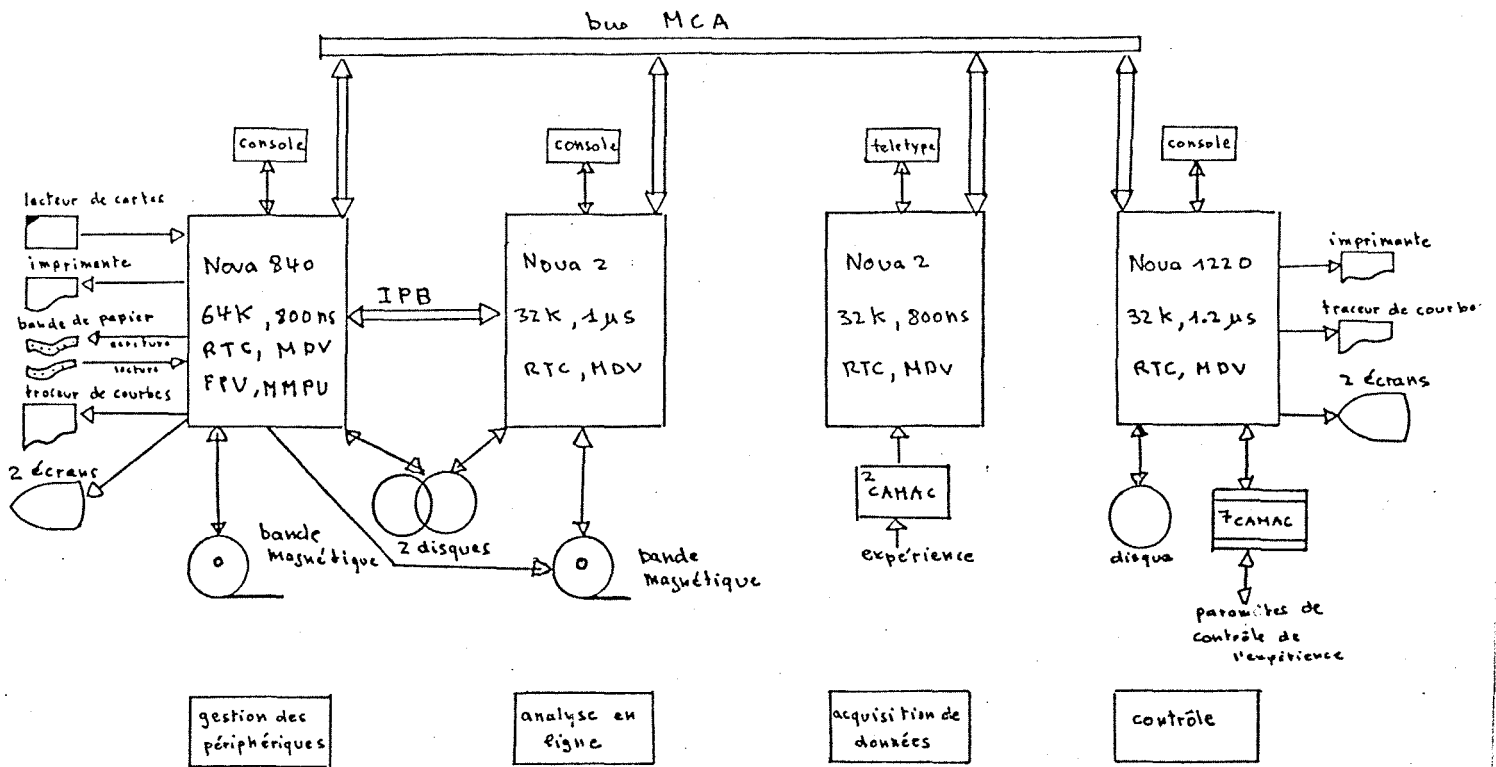


Fig. 21 Architecture du système d'ordinateurs

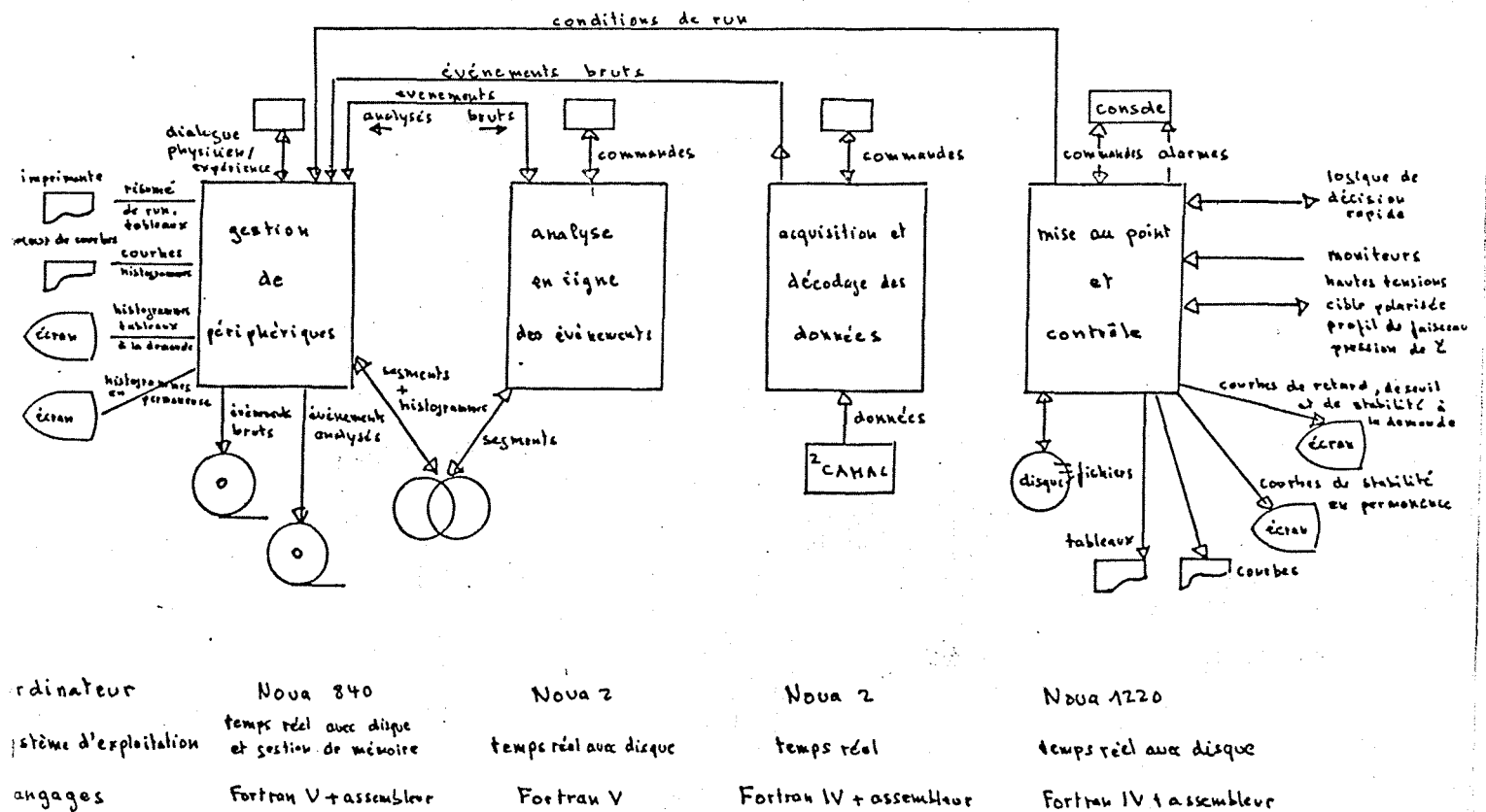


Fig. 22 Structure du logiciel

## Les expériences

\* Dans un autre boîtier Camac (Camac.2), un ensemble d'échelles comptent les différents moniteurs, ainsi que les coïncidences obtenues aux différents niveaux de l'élaboration du trigger. Ces échelles sont lues et remises à zéro à la fin de chaque cycle du P.S. (fig.19).

\* Une logique, dite de temps mort et d'exclusion réciproque des différents triggers, a été implementée pour contrôler la prise de données. Dès qu'un événement est accepté comme candidat, un signal ferme l'accès de tous les comptages et interdit l'arrivée de tout autre candidat, jusqu'à la fin de la lecture (fig.20).

Ce système permet, par une grande flexibilité dans le choix des paramètres à mesurer, d'accepter un nombre élevé de types d'événements différents.

### II.2.3) Système de mini-ordinateurs pour la prise de données

Cette expérience est dotée d'un système puissant de mini-ordinateurs élaboré en multi-processeurs: quatre calculateurs de Data General, dont les processeurs sont en communication par une double liaison (bus), composent cet ensemble.

Le premier de la ligne, à qui est confié la tâche d'acquisition des événements, est une Nova 2 (800ns de cycle); puis une Nova 840 (800ns de cycle), coeur du système, gère les périphériques; enfin une autre Nova 2 assure une analyse en ligne simplifiée sur des échantillons d'événements. La quatrième machine est une Nova 1220 qui assure le contrôle des mesures.

Chacune de ces machines est relativement bien équipée; en particulier, elles comportent un système indépendant d'horloge (real time clock RTC) permettant d'utiliser des systèmes d'exploitation en temps réel.

\* Les figures 21 et 22 représentent les configurations du système du point de vue matériel et logiciel que nous allons discuter dans les paragraphes suivants.

#### II.2.3.1) Le système Camac et l'ordinateur de prise de données

Cet ordinateur, équipé de 32K mots {1} de mémoire, est relié au système Camac (1 et 2).

Son rôle est, avec la rapidité maximale, de répondre à l'annonce d'un candidat, de structurer les informations et de les transmettre aux autres processeurs.

-----  
{1} Kmots et Mmots représentent respectivement un millier et un million de mots

## Les expériences

L'acquisition d'un événement se fait par accès direct à la mémoire (direct memory access: D.M.A), ce qui permet de profiter d'une vitesse d'acquisition très rapide, environ 1 micro-seconde par mot, indépendamment du processeur central. Généralement chaque candidat, par une logique d'interruption, déclenche le processus d'acquisition par D.M.A.. Cependant, la détection et l'identification de la source d'interruption ainsi que l'initialisation du D.M.A demandent environ 100 micro-secondes; ce temps a paru excessif pour être perdu à chaque événement; on a décidé d'exécuter cette initialisation au début de chaque cycle, chaque "candidat" déclenchant uniquement la lecture. Cela n'a pu être réalisé que par une modification du contrôleur de chassis, permettant de suspendre la demande d'accès direct entre deux candidats.

Le nombre de mots correspondant à un événement est variable de par la structure même du sisac. En dehors du temps réservé à la lecture des événements, cette machine structure en blocs de longueur constante l'information correspondant à un événement.

Pour obtenir la plus grande vitesse de traitement et pour occuper le moins de place en machine, le programme a été élaboré en langage assembleur dans un environnement multitâches. Principalement trois tâches sont activées, suivant l'état de l'acquisition:

Une tâche de gestion de la zone de mémoire attribuée à l'acquisition ou tâche d'entrée.

Une tâche de structuration et de rejet des informations (données incomplètes).

Ces deux premières tâches fonctionnent sur le même fichier d'entrée d'une façon cyclique. Dès qu'une série d'événement est accepté par la première tâche, la seconde peut les traiter et libérer ainsi la zone mémoire. Cette méthode permet de posséder un espace mémoire plus grand que les méthodes utilisant un double fichier.

Une tâche de gestion du bloc de sortie vers les autres processeurs.

La fréquence d'acquisition, obtenue dans ces conditions, est de l'ordre de 300 événements par cycle ayant chacun en moyenne 30 à 40 mots. En fin de cycle, le deuxième chassis Camac (Camac.2) est lu en série et le processeur construit un bloc de cycle, contenant les moniteurs et les statistiques afférents aux différents triggers.

### II.2.3.2) L'ordinateur central de gestion des périphériques

Cette machine est le coeur du système, car elle permet au physicien de diriger et de contrôler l'ensemble du système d'acquisition.

Cet ordinateur comporte 64K mots de mémoire, un système de calcul câblé des multiplications et des divisions en virgule flottante et de nombreux périphériques: deux systèmes de disques de 2.5 M mots chacun, deux systèmes d'enregistrement sur bande magnétique où est écrite

## Les expériences

l'information pour un traitement différé, une console et une imprimante ainsi qu'un boîtier Camac qui permet d'utiliser plusieurs systèmes de visualisations (systèmes d'écran rémanent ou à bulles de plasma).

L'essentiel du programme multitâche a été réalisé en Fortran, mais de nombreux sous-programmes, fréquemment activés, ont été écrits en assembleur.

Les différentes tâches effectuées par cette machine sont les suivantes:

a) Réception des blocs d'informations provenant de la machine d'entrée.

b) Remplissage des histogrammes. Ceux-ci résident en fait, pour une part en mémoire et pour l'autre sur disque. Chaque canal d'histogramme est représenté en mémoire par une partie d'un mot (par exemple 4 bits pour un mot de 16 bits). Dès qu'il y a dépassement de capacité de cette partie de mot, la valeur équivalente est rajoutée au canal de l'histogramme résidant sur disque. Cette méthode, pratiquement aussi rapide que la méthode classique, permet l'utilisation d'un grand nombre d'histogrammes. Dans l'exemple précédent, il y a une réduction d'un facteur 4 de la zone mémoire occupée par les histogrammes, puisqu'on peut mettre 4 canaux dans 1 seul mot mémoire. Pour cette expérience, nous en avons utilisé jusqu'à 50 d'une centaine de canaux chacun.

c) Ecriture des bandes magnétiques: ce système permet d'enregistrer simultanément les informations sur deux bandes magnétiques, suivant la nature des événements.

d) Gestion de la communication avec la machine d'analyse des données. Elle consiste à envoyer un bloc d'informations à traiter quand cette machine le demande et à recevoir les informations traitées de manière à les écrire sur bande magnétique et à remplir les histogrammes.

e) Gestion de la communication avec l'extérieur, qui permet essentiellement de débiter ou d'arrêter une prise de données, de visualiser en temps réel tel ou tel histogramme ou encore la situation instantanée des moniteurs sur le périphérique de son choix (imprimante, console, écran à bulles de plasma, ...).

### II.2.3.3) L'analyse en ligne:

Ce dernier ordinateur, comprenant 32 K mots de mémoire, est relié à deux mêmes disques que la machine précédente. Cette facilité permet aux deux machines d'accéder aux mêmes fichiers, réduisant ainsi le nombre de transferts entre les machines. Cependant, l'utilisation simultanée des deux disques demande l'adjonction d'une interface supplémentaire (I.P.B inter-processor buffer); celle-ci permet, par une logique dite "occupé-libre" (busy-done) de gérer les demandes

## Les expériences

d'accès aux disques. Avant d'exécuter un accès à l'un des disques, le processeur consulte l'état d'utilisation de ce même disque par l'autre processeur. Une logique câblée interdit la mise en état "occupé" d'un même disque par les deux processeurs.

L'intérêt de cet ordinateur est de fournir, durant les tests et l'acquisition de données, des renseignements sur la qualité des informations que l'on est en train d'enregistrer.

Ainsi, pour la mesure des réactions pp élastiques, il est essentiel de savoir si l'on reconstruit bien le signal des événements élastiques; le programme permet de faire une reconstruction simple et de calculer la corrélation angulaire. En fait, ce programme est identique, à part certaines simplifications, au programme d'analyse en temps différé que l'on décrira plus loin.

### II.2.3.4) Elaboration du signal de déclenchement et contrôle des mesures

Un travail important a été fourni pour développer un système de mise au point par ordinateur du signal de déclenchement. L'intérêt d'un tel système est multiple, il permet en effet:

De mettre au point le trigger à distance, permettant ainsi l'installation de l'électronique rapide à proximité des compteurs ce qui réduit la perte de qualité des signaux due aux grandes longueurs de câbles.

De tester rapidement, donc fréquemment, par des programmes de calcul automatique de temps de retard, la qualité du trigger.

De changer automatiquement la définition du trigger, tout en conservant en mémoire tous les paramètres de l'ancien. Par exemple, pour la mesure de l'asymétrie dans la production inclusive de  $\pi^0$ , il est intéressant de faire périodiquement une mesure sur les particules chargées qui traversent le système pour faciliter la calibration du détecteur. Un tel système permet de passer du trigger  $\pi^0$   $(\tilde{V}_i * N_i * G_i) * (\tilde{V}_j * N_j * G_j)$   $i \neq j$   $i, j = 1 \text{ à } 4$  au trigger des particules chargées  $V_i * N_i * G_i$   $i = 1 \text{ à } 4$  pour un autre ensemble de seuils sur chacun des discriminateurs.

Le manque de temps ne nous a pas permis de développer, dans le détail, toutes ces facilités. Seule la mise au point du signal  $\pi^0$  a été faite suivant ce principe.

Cette machine assure aussi, d'une façon périodique, le contrôle des hautes-tension alimentant les photomultiplicateurs et de la pression du gaz dans les compteurs "Čerenkov".

## Les expériences

### II.2.3.5) Connection des différents ordinateurs

Une interface spéciale permet une communication bidirectionnelle entre ces quatre ordinateurs (M.C.A multiprocessor communication adapter). Dès qu'un bloc de données de 1024 mots est prêt pour le transfert, une logique d'interruption arrête l'exécution du programme en cours et active le sous-programme d'acquisition de ce bloc. Il s'agit bien d'un transfert effectif d'informations et non de l'allocation temporaire d'une zone de mémoire d'un ordinateur à un autre.

Ce système multi-ordinateur permet d'augmenter à la fois la vitesse de traitement, d'un facteur 3 environ, et le coefficient de fiabilité; car si une machine tombe en panne, il est possible, en un laps de temps très court, de remplacer cette machine par l'une des deux autres; le système est ralenti ou certaines tâches moins prioritaires ne sont pas exécutées (analyse), mais la prise de données peut continuer dans des conditions normales.

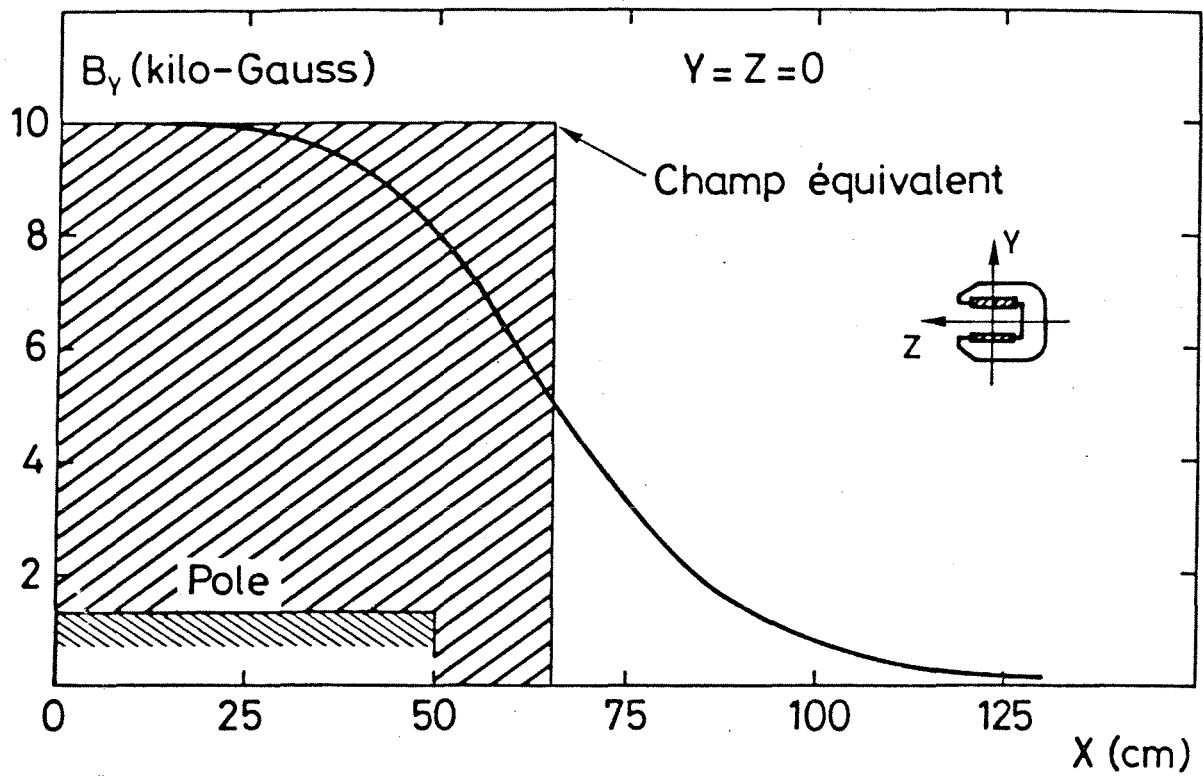


Fig. 23 Composante verticale du champ de l'aimant d'analyse et du champ équivalent produisant la même déviation



## Analyse et résultats

### CHAPITRE III

#### ANALYSE ET RESULTATS

##### III.1) Analyse des données

L'analyse des données en temps différé consiste à donner une interprétation physique aux informations binaires enregistrées sur bande magnétique, durant la prise de données. On peut essentiellement distinguer trois étapes successives dans ce travail:

a) Reconstruire les trajectoires réelles de chaque événement pour en déduire les valeurs cinématiques qui le caractérisent.

b) Déterminer la validité de chaque événement: par exemple, distinguer les événements provenant d'une réaction élastique par rapport aux événements appartenant au fond ou, dans le cas de l'expérience  $\pi^0$ , rejeter les événements qui reconstruisent mal la masse du pion.

c) Donner la valeurs des paramètres recherchés, polarisation et asymétrie, avec leurs précisions relatives.

On ne décrira dans ce chapitre que le détail de l'analyse concernant les événements de la réaction  $PP \rightarrow PP$  à grand  $|t|$ , l'analyse de l'asymétrie dans la production de  $\pi^0$  faisant l'objet d'une autre publication. [11]

##### III.1.1) Reconstruction cinématique

Connaissant la position de chaque hodoscope, le numéro du scintillateur touché permet de calculer les coordonnées de certains points de la trajectoire de la particule; pour définir entièrement la trajectoire, il faut tenir compte de la présence des deux aimants, celui de la cible de protons polarisés et celui d'analyse qui permet de connaître l'impulsion de la particule de recul.

Les champs magnétiques créés par les électroaimants sont complexes et la carte des champs constitue une somme importante d'informations qu'il est difficile d'introduire dans le calcul des trajectoires. On a alors remplacé ces champs réels par les champs équivalents (fig.23). On a vérifié que cette simplification n'introduit qu'une erreur négligeable par rapport à la résolution du reste de l'appareillage.

On peut alors reconstruire les trois branches d'un événement.

La première branche, constituant la trajectoire de la particule incidente déterminée par les moniteurs de position du faisceau, subit une rotation dans l'aimant de la cible d'environ 4 mrad; elle est représentée, au moment de la collision, par le vecteur  $\vec{v}_i$ .

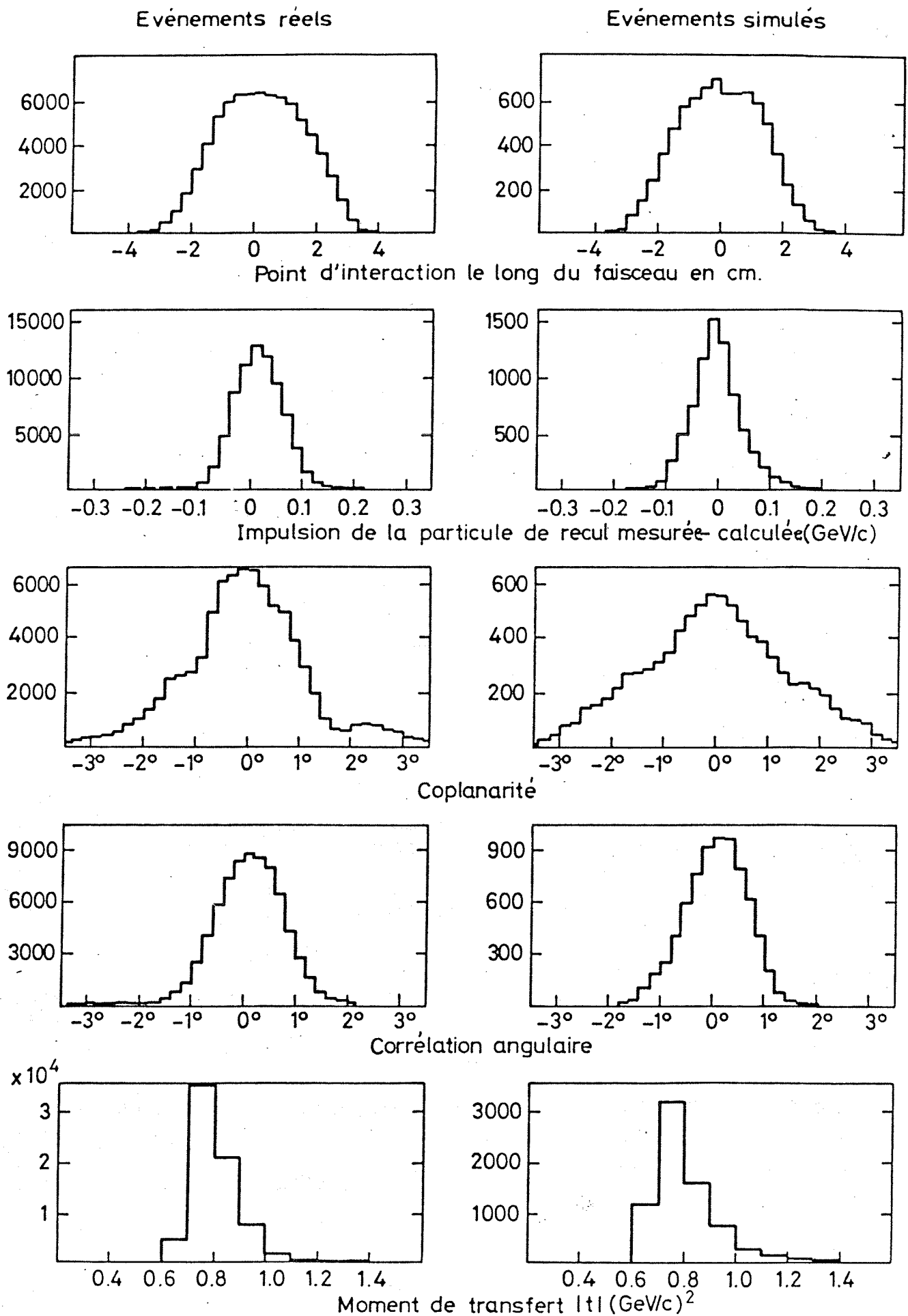


Fig:24 Comparaison entre de vrais événements et Monte Carlo pour la position V

## Analyse et résultats

La détermination de la trajectoire vers l'avant repose sur les coordonnées du point calculées sur H5 et H6. Par approximations successives, on peut évaluer l'impulsion  $\vec{P}_f^>(P_f * \vec{V}_f^>(\theta_f))$ . En effet à un angle d'émission vers l'avant correspond, dans la cinématique d'une réaction élastique, une certaine impulsion. Cette première valeur de l'impulsion est utilisée dans le calcul de la rotation de la trajectoire dans l'aimant de la cible, on en déduit, alors un nouvel angle vers l'avant donc une nouvelle valeur de l'impulsion et cela jusqu'à ce que l'on obtienne une limite suffisamment précise. La vitesse de convergence est relativement rapide, 3 ou 4 itérations sont en général nécessaires pour obtenir une valeur correcte de l'impulsion.

Vers l'arrière, les hodoscopes H1234 donnent une direction après l'aimant et un point avant. Par un processus d'itération on peut déterminer l'impulsion de la particule  $|P_{rm}^-|$  ainsi que son angle d'émission  $\theta_{rm}$ , en tenant compte de la courbure due à l'aimant de la cible. Ainsi on obtient:  $\vec{P}_{rm}^>(P_{rm} * \vec{V}_r^>(\theta_{rm}))$ .

L'intersection de cette trajectoire avec la ligne de faisceau donne la position longitudinale V du vertex.

Connaissant l'angle de production  $\theta_f$  vers l'avant, il est possible de calculer les caractéristiques d'un événement élastique: la valeur du moment de transfert t, l'impulsion de la particule de recul  $P_{rc}$  et son angle de production  $\theta_{rc}$ .

Ces paramètres vont nous permettre de calculer les valeurs qui caractérisent les événements élastiques:

- La coplanarité définie par  $\cos(\epsilon) = (\vec{V}_f \times \vec{V}_r) \cdot (\vec{V}_r \times \vec{V}_i)$ , (x produit vectoriel).  $\epsilon$  doit être nul si l'événement reconstruit est un événement à deux corps.
- La corrélation angulaire  $\Delta(\theta) = \theta_{rm} - \theta_{rc}$  doit être nulle si l'événement provient d'une réaction élastique.
- La différence entre l'impulsion de recul mesurée et l'impulsion de recul calculée  $\Delta(P) = P_{rm} - P_{rc}$  doit aussi être nulle dans le cas d'un événement élastique.
- La position du vertex V de l'événement doit être dans la cible pour être retenue.

\* La figure 24 montre une comparaison entre les différents paramètres réels et les estimations obtenues par les programmes de simulation. Ceux-ci permettent de générer des événements élastiques et quasi-élastiques, d'introduire les erreurs dues à l'appareillage et de

## Analyse et résultats

faire la reconstruction cinématique. On introduit ensuite l'ensemble des coupures utilisées dans l'analyse.

Dans ces conditions, l'efficacité du programme de reconstruction a été évaluée à 97% pour les plus grandes valeurs de transferts et 99.7% pour les petites impulsions transférées. Les quelques % manquants correspondent, en général, à une non-convergence d'un des processus d'itérations.

Les événements reconstruits sont écrits sur une bande magnétique avec les paramètres qui les définissent,  $V$ ,  $\epsilon$ ,  $\Delta(\theta)$ ,  $\Delta(P)$  et  $t$ ; cela permet une réduction d'un facteur 10 des informations à manipuler. Ces bandes sont appelées bandes de "résumé" ou D.S.T. (data summary tape).

### III.1.2) Détermination des événements élastiques

Les événements sont tout d'abord classés suivant leurs valeurs d'impulsion transférée  $t$ . La largeur de ces bandes en  $t$  dépend de deux paramètres:

a) La résolution expérimentale de l'impulsion qui fixe une limite inférieure en dessous de laquelle la largeur n'a plus de sens physique.

b) Le nombre d'événements qu'elle contient; plus ce nombre est élevé plus l'erreur statistique introduite sera petite.

Il faut ensuite évaluer le nombre d'événements élastiques. Généralement, ceux-ci sont noyés parmi un nombre important d'événements non-élastiques constituant le bruit de fond de ces mesures; on peut les classer en deux catégories, les événements quasi-élastiques et inélastiques.

#### III.1.2.1) Evénements quasi-élastiques

Ces événements proviennent de l'interaction d'un proton du faisceau sur un proton lié appartenant à un des noyaux complexes qui constituent la majeure partie de la cible. Les protons liés n'étant pas polarisés, ces événements risquent de provoquer un effet de dilution de la polarisation mesurée. Cependant, l'énergie qui lie ce proton aux autres nucléons du noyau et le mouvement de Fermi qui l'anime, font que ces événements ne respectent pas exactement les contraintes cinématiques des événements élastiques. Ceci nous permettra de les distinguer, comme nous le verrons plus précisément par la suite.

Remarquons que ces événements, étant indépendants de la valeur de la polarisation de la cible, peuvent être utilisés comme moniteur "naturel" de luminosité.

## Analyse et résultats

Un programme de simulation nous a permis d'évaluer l'influence du mouvement de Fermi dans ces mesures. Une évaluation exacte du mouvement de Fermi dans une cible de propanediol ( $C_3H_8O_2$ ) constitue un problème relativement compliqué. Nous avons introduit quelques simplifications en supposant que le proton n'est lié qu'à une particule comme dans le cas du deutéron. On peut alors résoudre facilement l'équation de Schrödinger d'un système de deux particules. On obtient comme solution possible la fonction de Hulthen [14]:

$$u(r) = \frac{\sqrt{2+\beta(\alpha+\beta)}}{\beta-\alpha} (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})$$

$r$  étant la distance entre les deux particules.

Dans le cas d'un noyau de deutéron,  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminés par l'énergie de liaison et une bonne évaluation de la fonction d'onde du deutéron.

Dans le cas d'une cible complexe,  $\alpha$  et  $\beta$  sont évalués par l'expérience.

La transformée de Fourier de  $u(r)$  donne la fonction d'onde dans l'espace d'impulsion  $\varphi(p)$ .

On obtient alors la distribution du module de l'impulsion en intégrant sur l'espace:

$$\frac{dN}{dp} \approx \frac{p^2}{(p^2 + \alpha^2)^2 * (p^2 + \beta^2)^2}$$

où  $\alpha = .14$  et  $\beta = .5$  [12]

\* La valeur moyenne du module de l'impulsion de Fermi, associée au nucléon lié, est de l'ordre de 200 Mev/c avec une distribution indiquée sur la figure 25. La figure 26 montre comment le mouvement de Fermi distribue l'énergie du centre de masse pour un faisceau de 24 Gev/c. Enfin la figure 27 présente la comparaison entre les prédictions du programme de simulation et l'expérience dans la détermination du bruit de fond dû aux événements quasi-élastiques.

### III.1.2.2) Evénements inélastiques

Bien qu'à 24 Gev/c le nombre moyen de particules chargées produites dans l'état final soit de l'ordre de 4, la bonne sélectivité et résolution de l'installation rendent la contamination en événements inélastiques relativement faible, comme le montrent les programmes de simulations.

On a généré dans ces programmes, suivant la méthode dite de "MONTE-CARLO", trois sortes d'événements susceptibles de contribuer au bruit de fond:

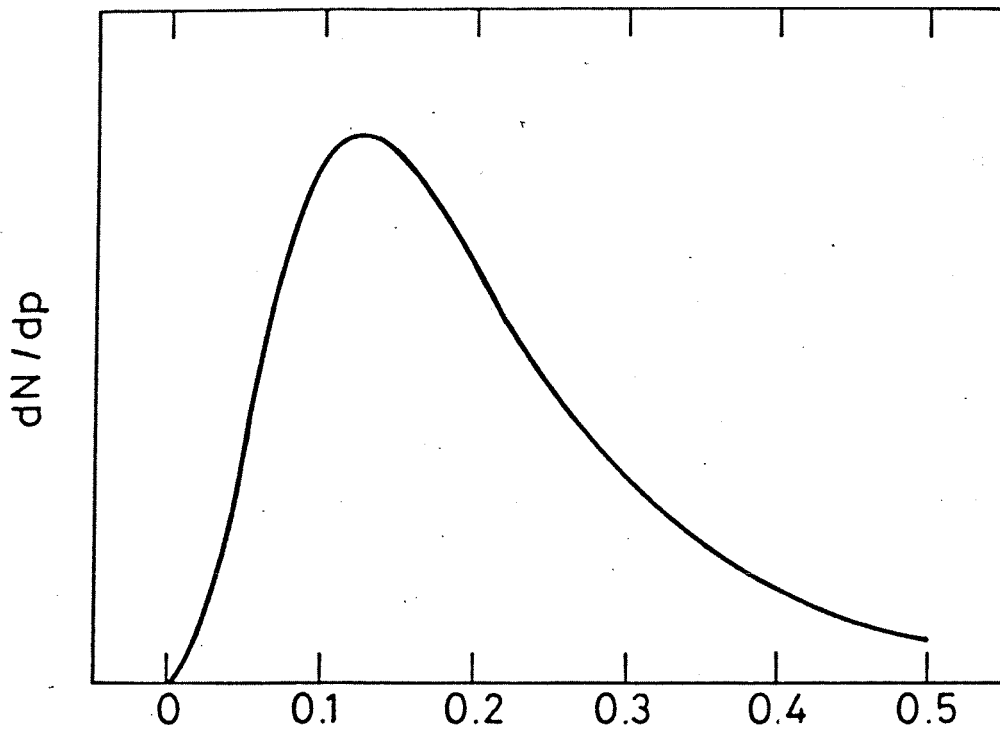


Fig. 25 Distribution du module de l'impulsion de Fermi en GeV/c

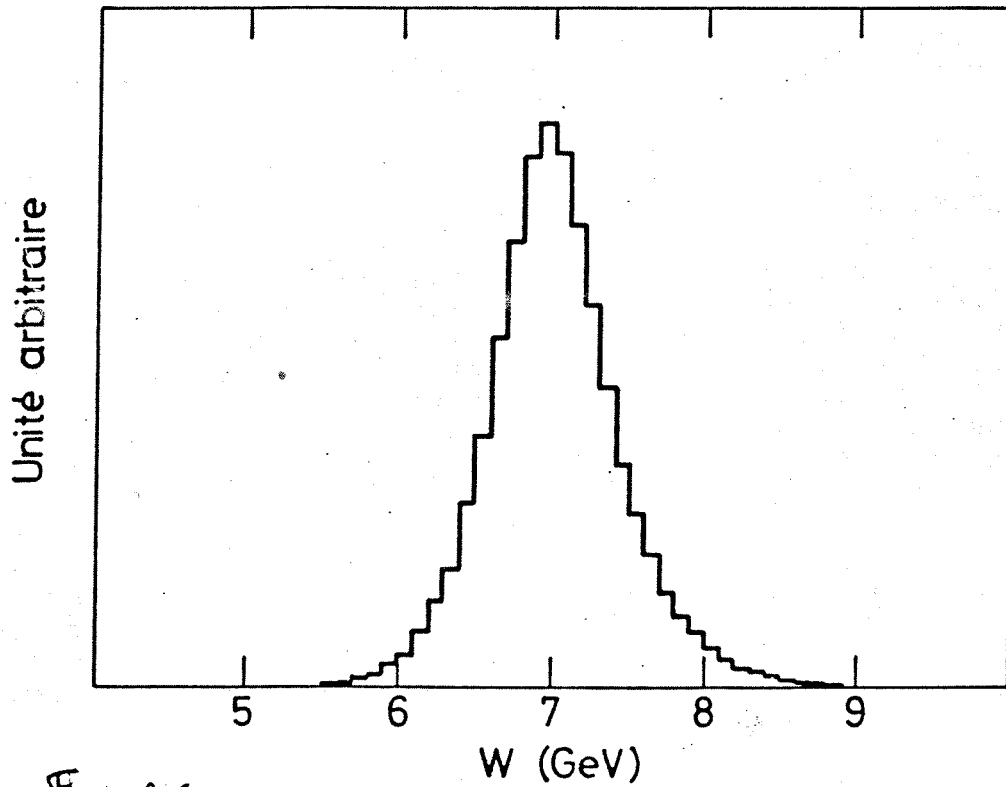


Fig. 26 Distribution de l'énergie  $W$  dans le C.m. calculée pour un faisceau de protons de 24 GeV/c utilisant la fonction de Hulthen pour les protons liés

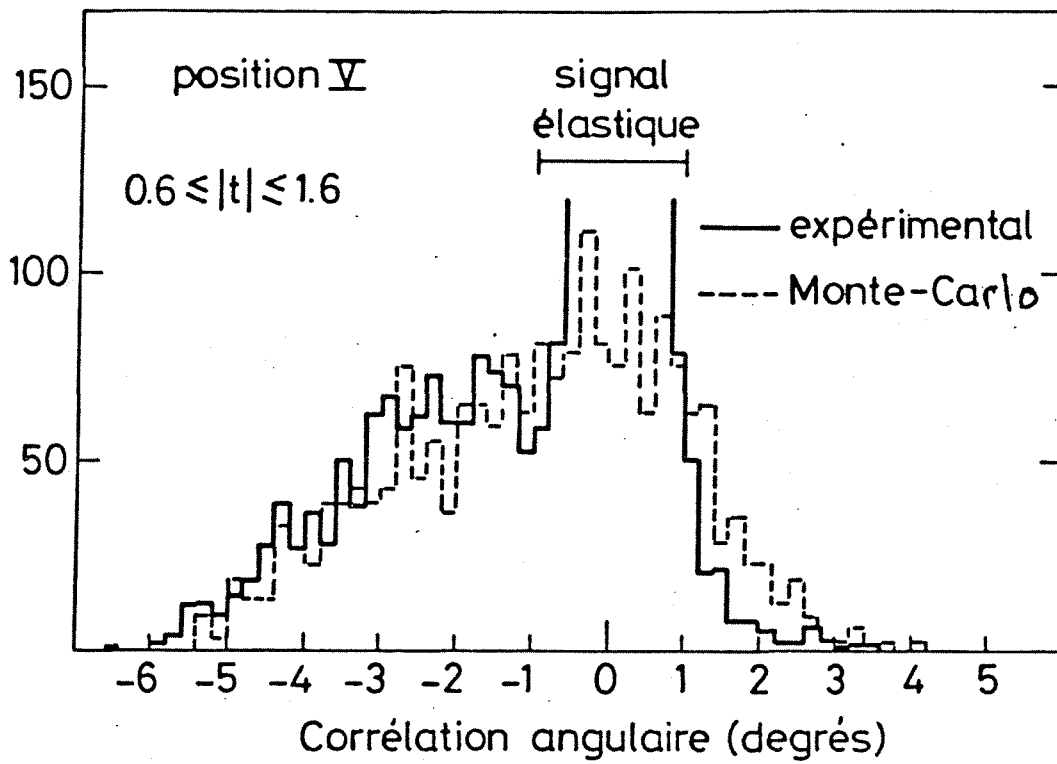


Fig. 27 Prédiction par "Monte Carlo" de la  
 Forme du Fond produit par les  
 événements quasi-élastiques

## Analyse et résultats

- 1)  $PP \rightarrow N^* P$
- 2)  $PP \rightarrow PN^*$
- 3)  $PP \rightarrow N^* N^*$

où  $N^*$  peut se désintégrer en  $\pi^+ N$  ou en  $\pi^0 P$  avec des rapports de branchement respectivement de  $2/3$  et  $1/3$ .

Les événements ont été générés en considérant le proton cible comme libre (noyau d'hydrogène) ou lié (noyau de carbone).

Ces événements ont été retenus essentiellement pour deux raisons:

a) Leurs sections efficaces différentielles sont comparables, quantitativement et qualitativement, à celle de la réaction élastique pp.

b) Ces réactions présentent un fort effet de polarisation. Par exemple, l'isobare  $N^*$  (1688) dans la réaction  $PP \rightarrow N^* P$ , à 14 GeV/c et à  $|t|=1$  (GeV/c)<sup>2</sup>, donne un effet de polarisation de 30% [13]. Il est clair que la contamination des événements élastiques par de tels événements, peut introduire des erreurs systématiques importantes.

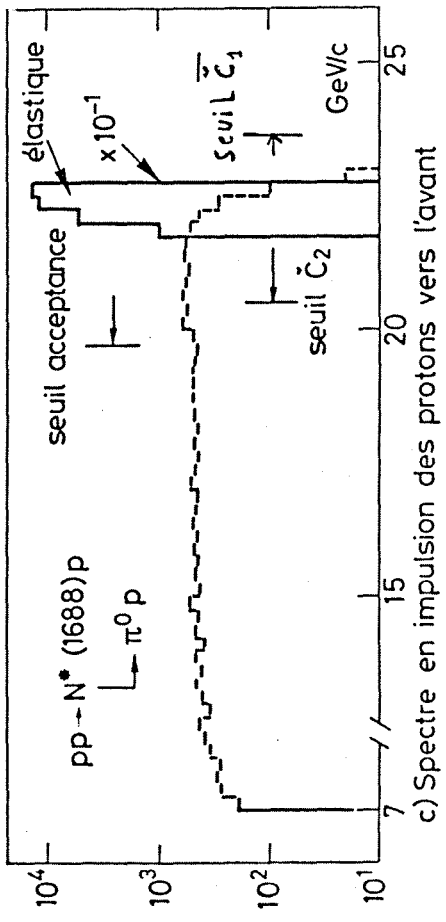
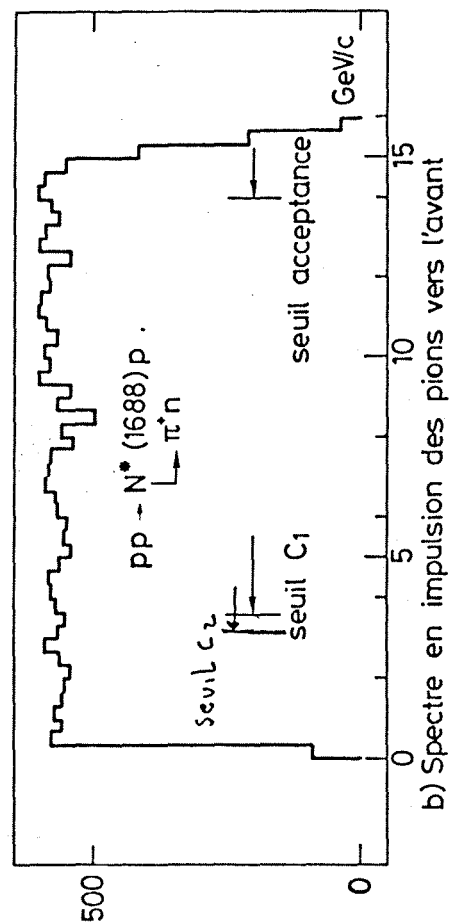
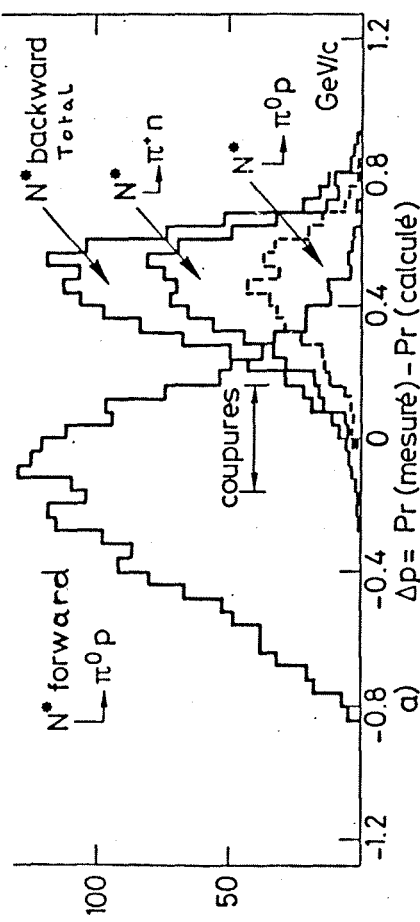
Les résultats de cette étude peuvent être résumés de la façon suivante:

a) Les processus 2) et 3) génèrent un pic dans le spectre en  $\Delta p$  centré sur 500 MeV/c, donc en dehors de la zone des événements élastiques qui doit être centrée sur 0 (fig.28.a).

b) Pour la réaction 1) la désintégration en  $\pi^+ N$  produit des pions dont le spectre en impulsion s'étend de 0 à 16 GeV/c. Deux seuils viennent rejeter la quasi-totalité de ces événements. Considérons, par exemple, la position (III) dont l'acceptance sélectionnait les protons de 21.5 à 22.7 GeV/c. Les seuils des compteurs Čerenkov C1 et C2 éliminent les pions de plus de 3.5 GeV/c et de moins de 3.3 GeV/c; seuls subsistent les pions compris dans la petite bande en impulsion 3.3 à 3.5 GeV/c, mais qui ne risquent pas d'être détectés, car le seuil de l'acceptance se trouve à 14 GeV/c. (fig.28.b)

c) Pour la désintégration du processus 1) en  $\pi^0 P$ , 84% des protons inélastiques sont rejetés par le compteur C2. Ces événements produisent un spectre piqué à droite du spectre des corrélations angulaires qui n'a jamais été observé dans nos résultats (fig.29). On peut, néanmoins, suivant les résultats du programme de simulation, évaluer à 1% la contamination en événements inélastiques (fig.28.c). Cependant la production de l'isobare (1688), bien que dominante à cette énergie (fig.9),





c) Spectre en impulsion des protons vers l'avant

Fig. 28 Distribution par Monte-Carlo du  $N^*$  pour la position III.

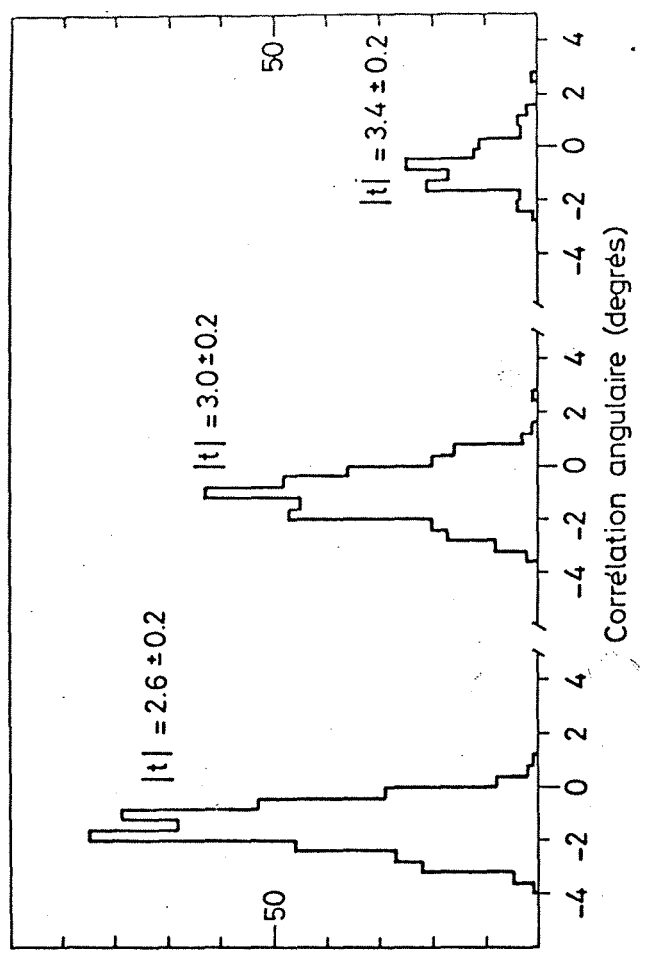
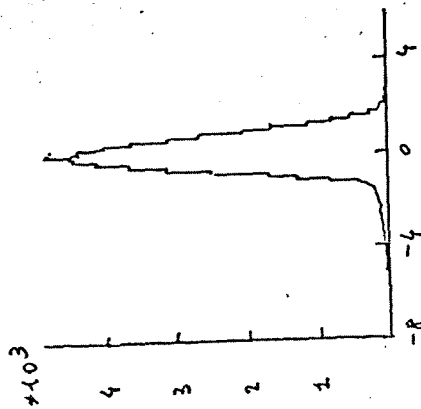
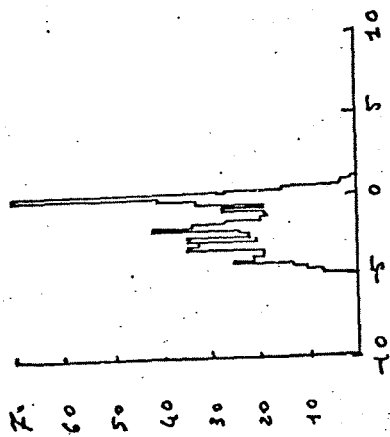


Fig. 29 Production par programme de simulation de  $pp \rightarrow N^* p$  avec coupures pour la position III.

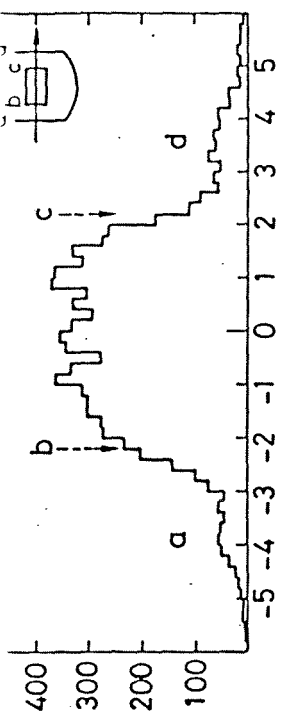


$0.7 \leq \pi \leq 0.8$



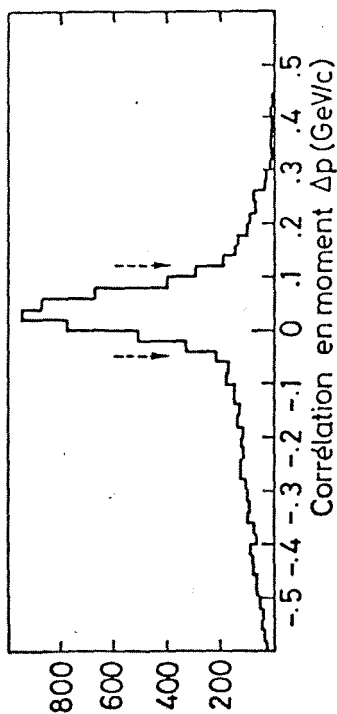
$3.6 \leq \pi \leq 4.0$

Fig.31 Spectres en Corrélation  
Angulaire, pour deux valeurs  
extrêmes de  $|\pi|$ .

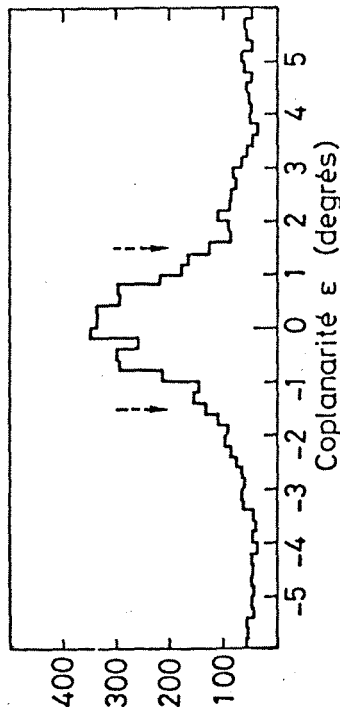


Profil du point d'interaction le long du faisceau en cm:

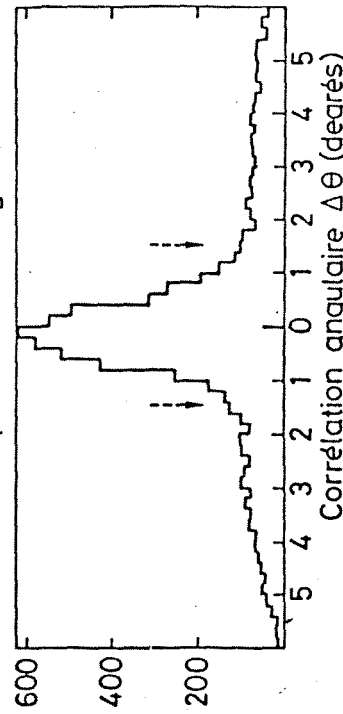
a-d parois du cryostat  
b-c faces de la cible



Corrélation en moment  $\Delta p$  (GeV/c)



Coplanarité  $\epsilon$  (degrés)



Corrélation angulaire  $\Delta\theta$  (degrés)

Fig.30 Situations des différentes coupures.

## Analyse et résultats

n'est pas la seule production de  $N^*$ . La production de  $N^*$  (1520) et  $N^*$  (2190) présentant des distributions comparables, on peut évaluer à 2% la limite supérieure de la contamination totale en événements inélastiques malgré la présence des coupures de l'acceptance et des compteurs "Čerenkov".

\* Compte tenu de la distribution de ces différents bruits de fond, une méthode simple, consistant à imposer des contraintes aux événements, va permettre de distinguer les événements élastiques; ces contraintes ou coupures sont appliquées aux spectres des différents paramètres précédemment définis: position du vertex, coplanarité, corrélation angulaire,  $\Delta p$ . Les événements qui vérifient successivement l'ensemble de ces contraintes seront, dans beaucoup de cas, considérés comme des événements purement élastiques (fig.30).

\* Cependant, pour des régions cinématiques de grandes impulsions transférées où la résolution de l'appareillage est moins bonne, il faut encore éliminer certains événements non-élastiques par une soustraction artificielle du fond. La figure 31 montre l'importance relative du bruit de fond pour deux valeurs extrêmes de l'impulsion transférée dans les spectres de corrélation angulaire.

### III.1.3) Soustraction du bruit de fond résiduel

Il s'agit d'évaluer le nombre d'événements non-élastiques qui subsistent sous le pic des événements élastiques, malgré l'ensemble des coupures appliquées. Pour cela, certaines mesures ont été réalisées avec une cible de carbone à la place de la cible polarisée; dans ce cas, tous les événements proviennent de protons liés dans des noyaux complexes; on obtient ainsi une évaluation de la forme du bruit de fond qui servira de guide pour la soustraction. Remarquons que les mesures sur cible de carbone ne rendent pas compte des événements inélastiques sur proton libre. C'est donc une contribution que l'on n'a pas évaluée expérimentalement, mais qui a néanmoins été introduite dans les programmes de simulations. D'autre part, la pauvreté de la statistique pour les mesures en carbone, ne nous a pas permis de déterminer d'une manière absolue l'influence des événements inélastiques dans le bruit de fond. On a alors utilisé la méthode suivante:

\* On cherche le degré du polynôme qui reproduit le mieux la forme des spectres de carbone en se limitant néanmoins à des degrés faibles (2 à 6) (fig.32). Puis, revenant aux événements sur cible polarisée, on utilise la partie des spectres loin de la zone élastique pour évaluer la normalisation du polynôme (fig.33). Ceci n'a de sens que si les ailes de ces spectres ne sont peuplées que d'événements quasi-élastiques; les programmes de simulations ont montré que la présence des compteurs "Čerenkov" et les coupures que l'on a effectuées sur les données rendent la proportion d'inélastique négligeable. On connaît alors le nombre d'événements quasi-élastiques sous le pic et, par soustraction, on en déduit le nombre réel d'événements élastiques  $n^+$  et  $n^-$  suivant que la polarisation de la

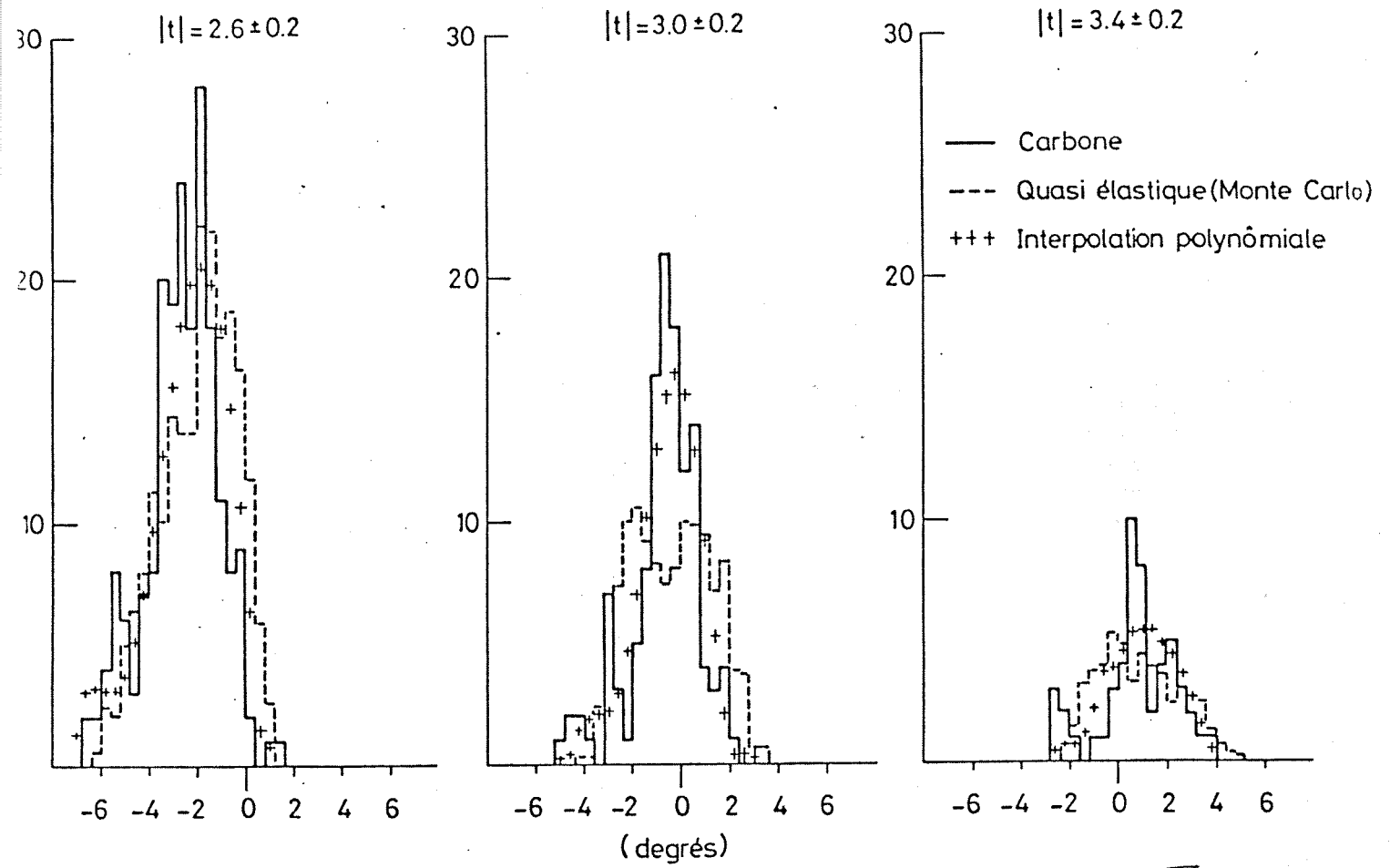


Fig. 32 Comparaison avec la forme du bruit de fond en  $\Delta\theta$  pour la position III.

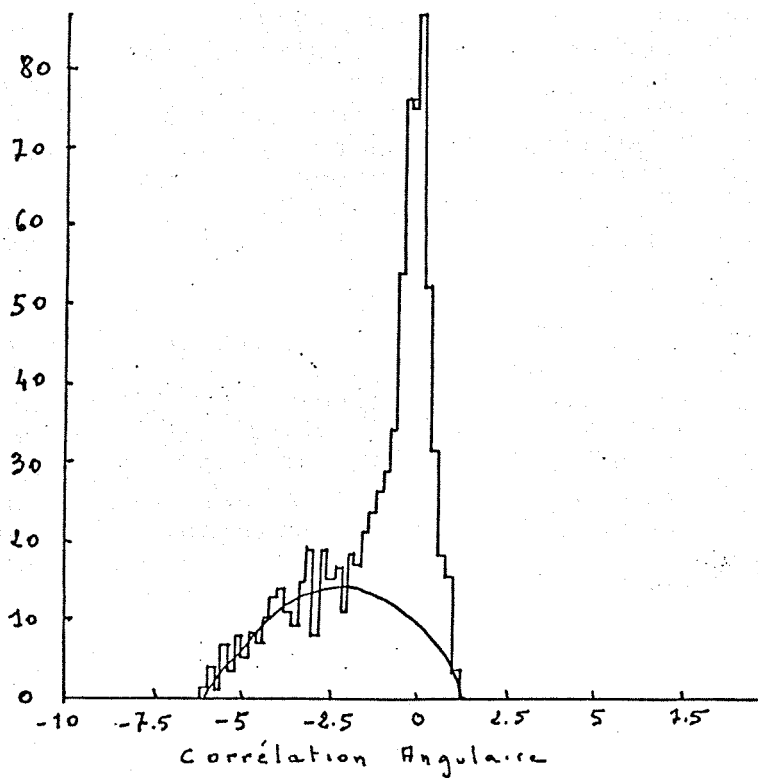


Fig. 33 Estimation du bruit de Fond.

## Analyse et résultats

cible est positive ou négative.

### III.1.4) Normalisation

Le calcul de l'asymétrie brute n'est valable que si les valeurs  $n^+$  et  $n^-$  sont mesurées dans des conditions strictement identiques: même flux incident de protons, même quantité de protons dans la cible, etc... ce qui n'est généralement pas le cas. On a alors recours à une normalisation, à l'aide des moniteurs, qui doit compenser ces différences.

III.1.4.1) Les moniteurs externes, présentés dans le chapitre "dispositif expérimental", ont permis, en temps réel et différé, de rejeter les mesures qui présentaient un caractère d'instabilité importante. Cependant, pour l'évaluation du facteur de normalisation dont on verra l'importance de la précision, il est apparu que ces moniteurs présentaient quelques dissemblances de  $\pm 2\%$ ; on a donc préféré utiliser le monitoring interne.

### III.1.4.2) Moniteur interne

On utilise, pour définir ce moniteur, les événements quasi-élastiques, indépendants de la polarisation de la cible comme on l'a vu précédemment. Ces événements sont comptabilisés sur les ailes des spectres de corrélation angulaire, après qu'ils aient vérifié les contraintes de la position du vertex et certaines, assez larges, de  $\Delta(P)$  pour éliminer les inélastiques possibles (2%). Ce moniteur naturel nous assurera les erreurs systématiques minimales.

### III.1.5) Calcul de la polarisation

Il est possible de faire le calcul du paramètre de polarisation suivant deux méthodes différentes:

#### III.1.5.1) Evaluation globale:

Pour une bande en  $t$  donnée, on additionne toutes les mesures correspondant à chaque état de polarisation de la cible. On obtient alors:

$$N^+ = \sum_i n_i^+ \text{ et } N^- = \sum_i n_i^-$$

La valeur du paramètre  $P_0$  de polarisation est ainsi définie:

$$P_0 = \frac{N^+ - R \cdot N^-}{(P^- \cdot N^+ + P^+ \cdot R \cdot N^-)}$$

$N^+$  et  $N^-$  sont le nombre d'événements élastiques pour chacun des signes de polarisation de la cible

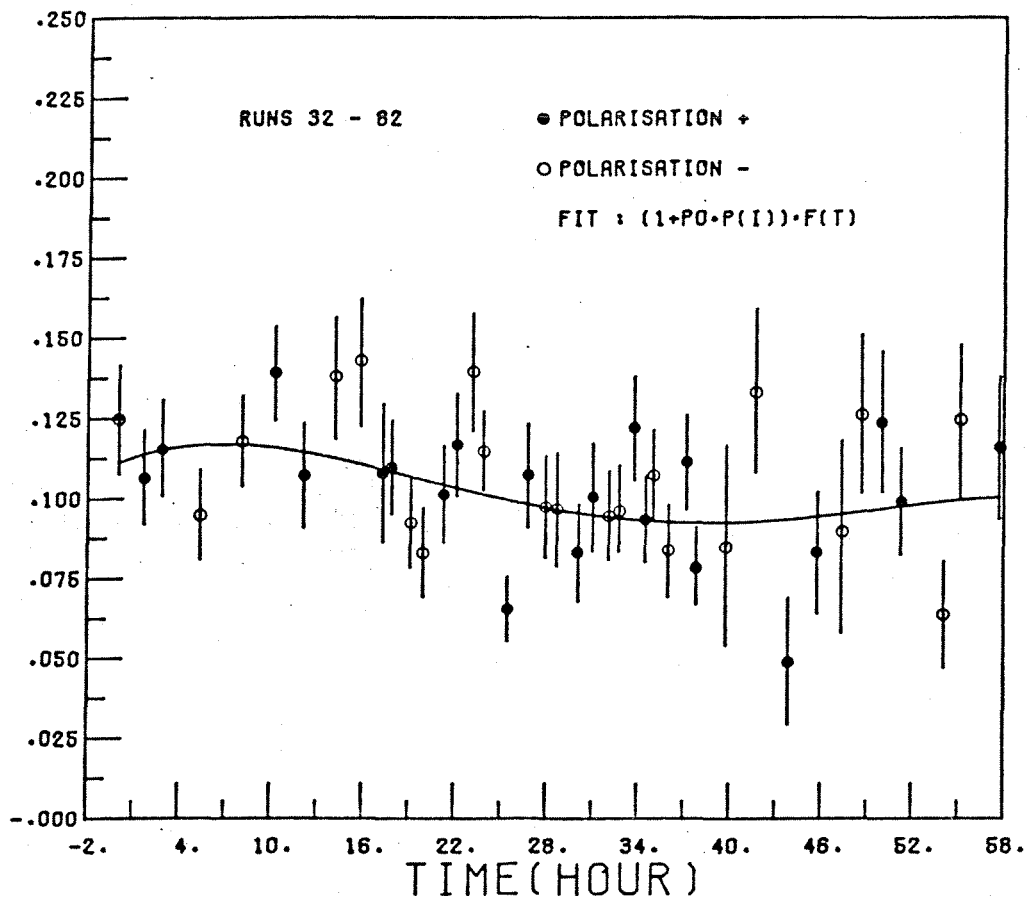


Fig. 34.a DISTRIBUTION TEMPORELLE D'UNE SERIE DE MESURES  
ET FONCTION DE DERIVE

## Analyse et résultats

le coefficient de normalisation est le paramètre R

$P^+$  et  $P^-$  correspondent aux pourcentages de polarisation de la cible

le signe  $\pm$  a été introduit pour vérifier les conventions usuellement admises {1}. Dans notre installation, le signe + est attribué aux événements à petit t dont la particule diffusée est à gauche du faisceau et le signe - aux événements à grand t où cette fois la particule diffusée est à droite du faisceau.

### III.1.5.2) Evaluation dépendant du temps: [15]

Pour une bande en t donnée, on inscrit sur un graphe les nombres normalisés  $n_i^+$  et  $n_i^- \cdot R$  de chaque mesure en fonction du temps, auquel elle a été effectuée. Puis on évalue la fonction qui approche le mieux ces données; c'est en général un polynôme déterminé par la méthode des moindres carrés dont le degré est choisi par les tests de  $\text{CHI}^2$  et de Fischer (fig.34.a). Chaque  $n_i$  est alors corrigé par cette fonction de dérive, puis la polarisation est calculée par la même relation que dans la méthode précédente.

Cette évaluation semble plus précise, car elle permet d'éliminer l'influence des variations d'efficacité du système. Cependant, elle perd de son intérêt lorsque les nombres  $n_i$  sont faibles car l'erreur statistique introduite est grande.

Ces deux méthodes ont été utilisées sur une partie des mesures. On a obtenu des résultats totalement compatibles; on a alors décidé d'utiliser la première méthode pour le reste de l'analyse car elle est plus simple et plus rapide.

### III.1.6) Erreurs introduites sur le paramètre $P_0$

D'une manière générale l'erreur introduite par chaque variable sur une fonction de n variables  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  peut s'écrire: {2}

$$\Delta F = \sqrt{\sum_i^n \left(\frac{\partial F}{\partial x_i}\right)^2 \Delta^2 x_i}$$

Ici on a:

---

{1} la convention de Bâle

{2} Dans le cas d'erreurs indépendantes.

## Analyse et résultats

$$\Delta P_0 = \sqrt{\left(\frac{\partial P_0}{\partial P}\right)^2 \Delta P^2 + \left(\frac{\partial P_0}{\partial R}\right)^2 \Delta R^2 + \left(\frac{\partial P_0}{\partial N}\right)^2 \Delta N^2}$$

Considérons chaque terme en particulier:

III.1.6.1) Erreur introduite par l'incertitude sur l'évaluation de la polarisation de la cible:

L'erreur introduite dans la mesure de la polarisation de la cible a essentiellement deux sources: le mesure du signal N.M.R. lui-même et la mesure du signal naturel {1} qui donne la normalisation absolue de la polarisation.

Au total  $\Delta P/P$  est évalué a 4%.

Comme  $P_0 = (\xi/P) * \Delta P$  on obtient pour  $\xi = 10\%$   $\Delta P_0 = 0.4\%$

III.1.6.2) Erreur introduite par l'incertitude sur le facteur de normalisation:

Evaluons l'influence de la précision de cette normalisation sur la précision du paramètre  $P_0$ :

$$\Delta P_0 = 1/2 \Delta R \text{ avec } N^+ = N^- \text{ et } P^+ = P^- = 1$$

L'évaluation de  $\Delta R$  est relativement difficile. L'erreur ne peut être que systématique car les comptages des moniteurs sont suffisamment élevés pour que l'erreur statistique soit négligeable.

La comparaison entre les rapports obtenus pour les différents moniteurs donne  $\Delta R = \pm 2\%$ , ce qui introduit donc une erreur de  $\pm 1\%$  sur  $P_0$ , erreur relativement importante. C'est pourquoi, comme on l'a déjà dit, nous avons utilisé le moniteur interne qui d'ailleurs donne une valeur de R proche de la moyenne des autres moniteurs.

L'erreur maximale introduite par ce moniteur est certainement inférieure a 1%.

---

{1} Signal faible (1%) correspondant à la polarisation des protons que l'on mesure en l'absence de source d'hyperfréquence.



## Analyse et résultats

### III.1.6.3) Erreur introduite par les nombres $N^{+-}$ :

Essentiellement deux types d'erreurs viennent entacher l'évaluation du nombre d'événements élastiques  $N$ :

a) Erreur due à la soustraction du bruit de fond:  
l'erreur introduite par l'interpolation polynômiale est réellement très faible (0/100). Si le fond est exclusivement peuplé d'événements quasi-élastiques, cette erreur sera négligeable. Si, contrairement à nos observations, il reste une part d'événements inélastiques, nous avons vu que le programme de simulation l'estimait à 2%. Il est très difficile d'évaluer l'influence de ces événements dans la soustraction du bruit de fond; cela dépend en effet de leurs distributions en corrélation angulaire. Considérons le cas extrême, où 2% d'événements inélastiques introduisent une erreur de 2% dans l'estimation du bruit de fond donc dans l'évaluation du nombre d'événements élastiques; au maximum ces événements présentent une asymétrie de 20% [1] L'erreur peut donc être estimée à  $2\% \times 20\% = 0.4\%$  au maximum.

#### b) Erreur statistique

Si l'on suppose que l'erreur sur  $N$  est celle d'une distribution Gaussienne c.à.d de la forme  $\sqrt{N}$ , on peut montrer que l'influence sur  $P_0$  est:

$$\Delta(P_0) = \sqrt{\frac{(1-\xi)}{N^+ + N^-}} \approx 1 / \sqrt{N^+ + N^-}$$

C'est l'erreur la plus importante, 10000 événements donnent encore une incertitude de 1%.

La figure 34.b montre l'action composée des erreurs statistiques et celle due à la normalisation; on voit que, pour  $N$  petit, l'erreur statistique domine mais que, pour  $N$  grand, l'erreur sur le facteur de normalisation prévaut.

En résumé on peut dire que, comme la réjection des événements inélastiques est bonne, l'erreur statistique est dominante.

---

[1] si l'on tient compte d'une décroissance en  $1/s$  de la polarisation en fonction de l'énergie (fig.36.k).

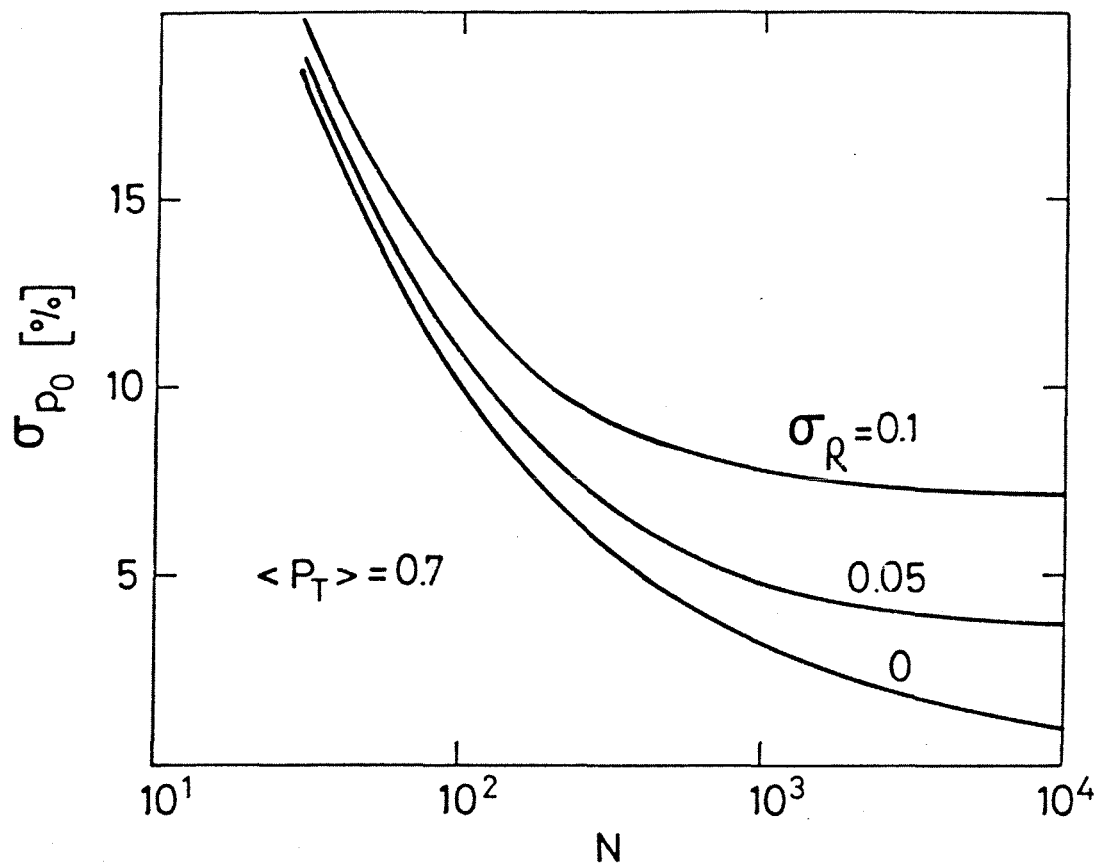


Fig. 34.b . Incertitude dans la mesure du paramètre  $P_0$

## Analyse et résultats

### III.2) Les résultats

#### III.2.1) La prise de données

En pratique la prise de données s'est effectuée de la façon suivante:

Lorsque le système de détecteurs est installé de manière à couvrir une région cinématique bien déterminée {1}, on fait se succéder les mesures ou "runs" d'environ deux heures en alternant la valeur de la polarisation de la cible + - - + + - etc, de manière à minimiser les erreurs systématiques pouvant être introduites par les variations d'efficacité de l'appareillage de détection. De plus, pour chaque position, on effectue quelques "runs" avec cible de carbone qui seront utilisés, comme nous l'avons vu, pour estimer le bruit de fond.

#### III.2.2) Réaction élastique PP

##### III.2.2.1) Paramètre $P_0$

\* Les résultats obtenus [16] sont représentés sur la figure 35.a. Aux valeurs du dispositif expérimental à grand  $|t|$  ont été ajoutées les valeurs déjà publiées [17] du dispositif à petit  $|t|$ .

bande en t	t moyen	parametre $P_0$	$\Delta P_0$
0.70 0.80	0.740	-0.0019	0.0024
0.80 1.00	0.860	-0.0021	0.0026
1.00 1.20	1.070	-0.0125	0.0084
1.20 1.40	1.280	+0.0358	0.0138
1.40 1.60	1.490	+0.0289	0.0207
1.60 1.80	1.680	+0.0493	0.0247
1.80 2.00	1.910	+0.0627	0.0204
2.00 2.20	2.090	+0.0386	0.0149
2.20 2.40	2.280	+0.0190	0.0164
2.40 2.60	2.460	+0.0430	0.0219
2.60 2.80	2.690	+0.0323	0.0245
2.80 3.20	2.970	+0.0111	0.0196
3.20 3.60	3.330	-0.0781	0.0677
3.60 4.00	3.840	-0.1629	0.0650
4.00 4.50	4.230	-0.0250	0.0413
4.00 5.00	4.700	+0.0173	0.0670

\* Table 2

{1} Il y aura 5 positions qui couvriront les transferts de  $t = -0.7$  à  $-5$   $(\text{Gev}/c)^2$  pour le dispositif à grand transfert

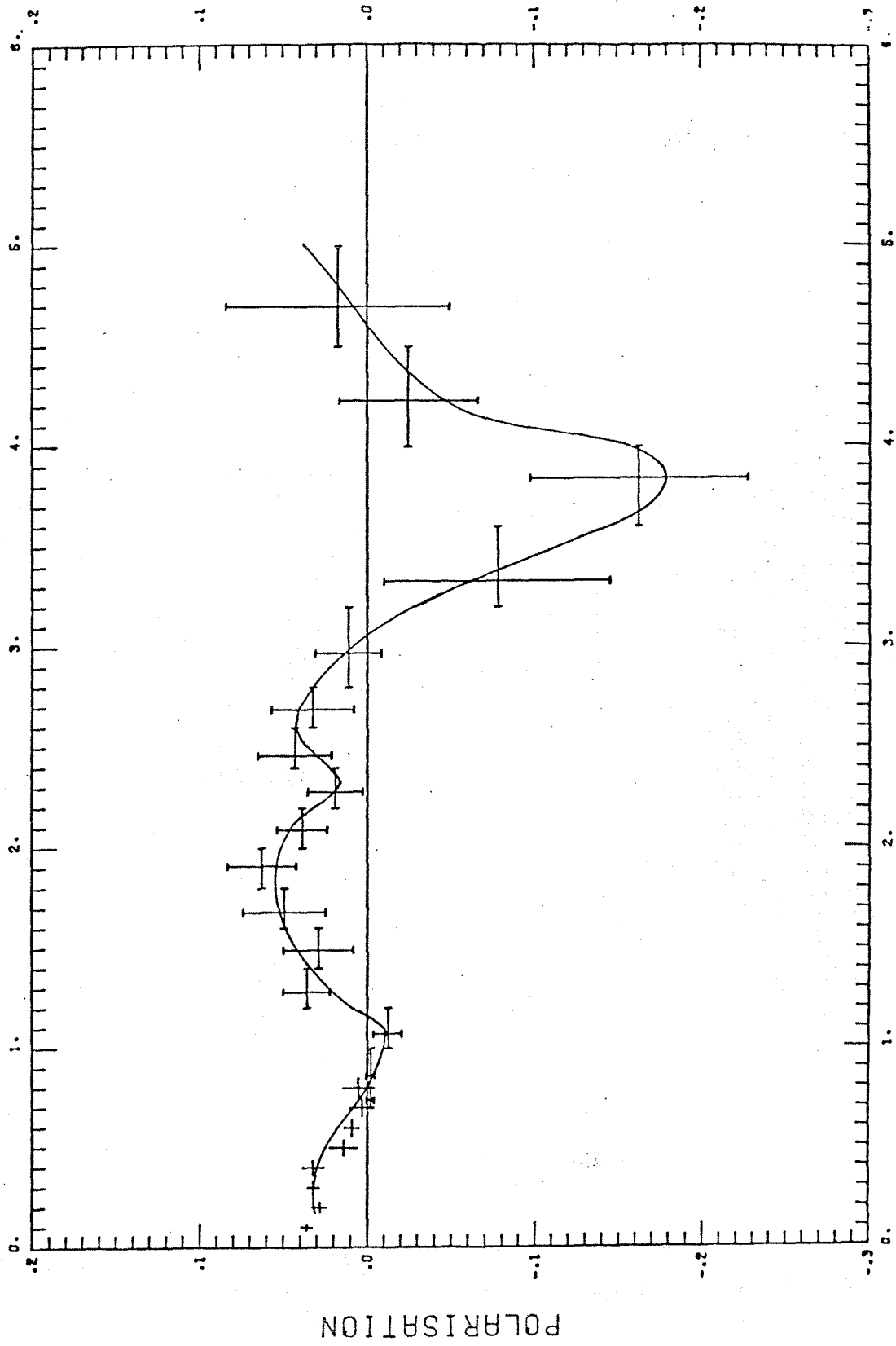


Fig. 35.a MOMENT DE TRANSFERT EN  $-(\text{GEV}/C)^2$

## Analyse et résultats

\* Il est intéressant de comparer les résultats avec ceux déjà obtenus pour d'autres énergies (fig.36). On remarque que certaines structures, que l'on pouvait distinguer pour les autres énergies, sont aussi présentes dans nos mesures. Ainsi:

a) Pour  $t = -0.9$  et  $t = -2.3 \text{ GeV}/c^2$ , on retrouve les mêmes creux pour les différentes énergies, bien que le deuxième soit très atténué.

b) Par contre pour  $t = -3.8 \text{ GeV}/c^2$ , un creux fortement négatif semble se dessiner.

Il semble donc que, jusqu'à  $24 \text{ GeV}/c$ , la position des structures soit relativement peu dépendante de l'impulsion de la particule incidente. Par contre, à plus haute énergie, les structures semblent évoluer et les effets être plus importants à grande impulsion transférée.

### III.2.2.2) Section efficace différentielle PP.

\* Bien que le but de ces expériences n'était pas de déterminer des sections efficaces différentielles, il est intéressant de vérifier si l'allure générale de ces sections efficaces mesurées est comparable à celle déjà obtenue à  $24 \text{ GeV}/c$ . La figure 37 montre que la concordance est convenable, compte tenu qu'aucun soin particulier n'a été apporté aux normalisations relatives des différents groupes de mesures correspondant à chaque position de l'appareillage. La figure 38 présente l'acceptance géométrique de l'appareillage pour les différentes positions. L'évaluation de cette acceptance par un programme de simulation a été utilisée pour établir la section efficace différentielle.

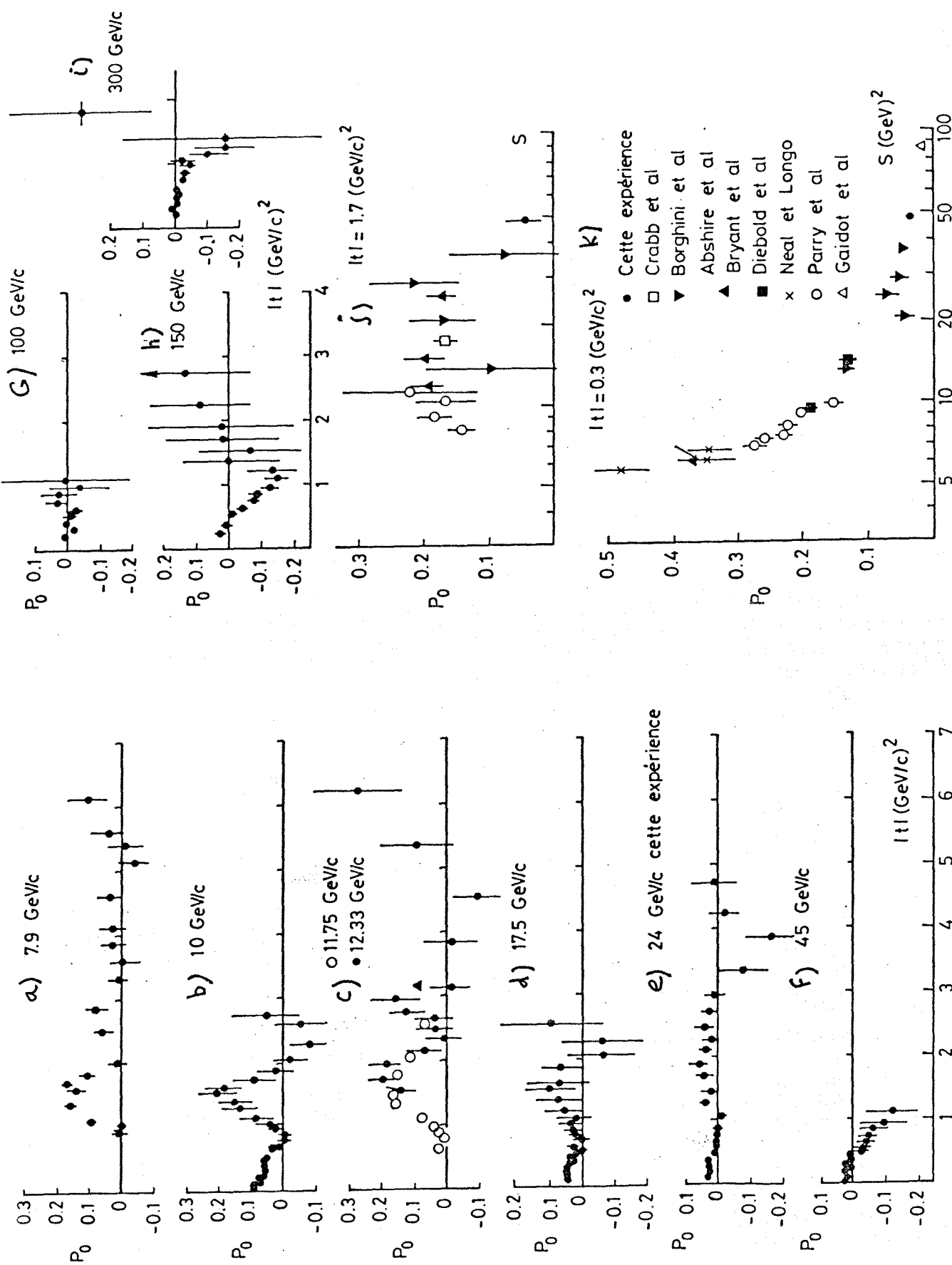
On remarque néanmoins un décalage important à grand  $|t|$  qui semble indiquer que l'efficacité du dispositif est moins bonne que pour les plus petites valeurs de  $|t|$ .

### III.2.3) Asymétrie dans la production inclusive de $\pi^0$

Le dépouillement des données de la mesure de l'asymétrie dans la production inclusive de  $\pi^0$  n'est pas encore terminé [11] et nous ne présenterons ici que les résultats concernant une mesure préliminaire qui ne comportait que deux blocs de détection et pas de système d'acquisition évolué, donc pas d'hodoscopes. Cependant, ces résultats déjà présentés à la conférence de Tokyo, sont suffisamment prometteurs pour être discutés dans ce rapport.

L'impulsion du  $\pi^0$  est évaluée en calibrant l'appareillage avec deux convertisseurs de photon très petits et en considérant la coupure géométrique qu'ils introduisent.

Deux séries de mesures ont été réalisées, pour les deux sens opposés du champ magnétique, de manière à évaluer les effets du bruit de fond de particules chargées. Les résultats montrent que ces effets sont relativement faibles.



Polarisation pp élastique

Fig. 36

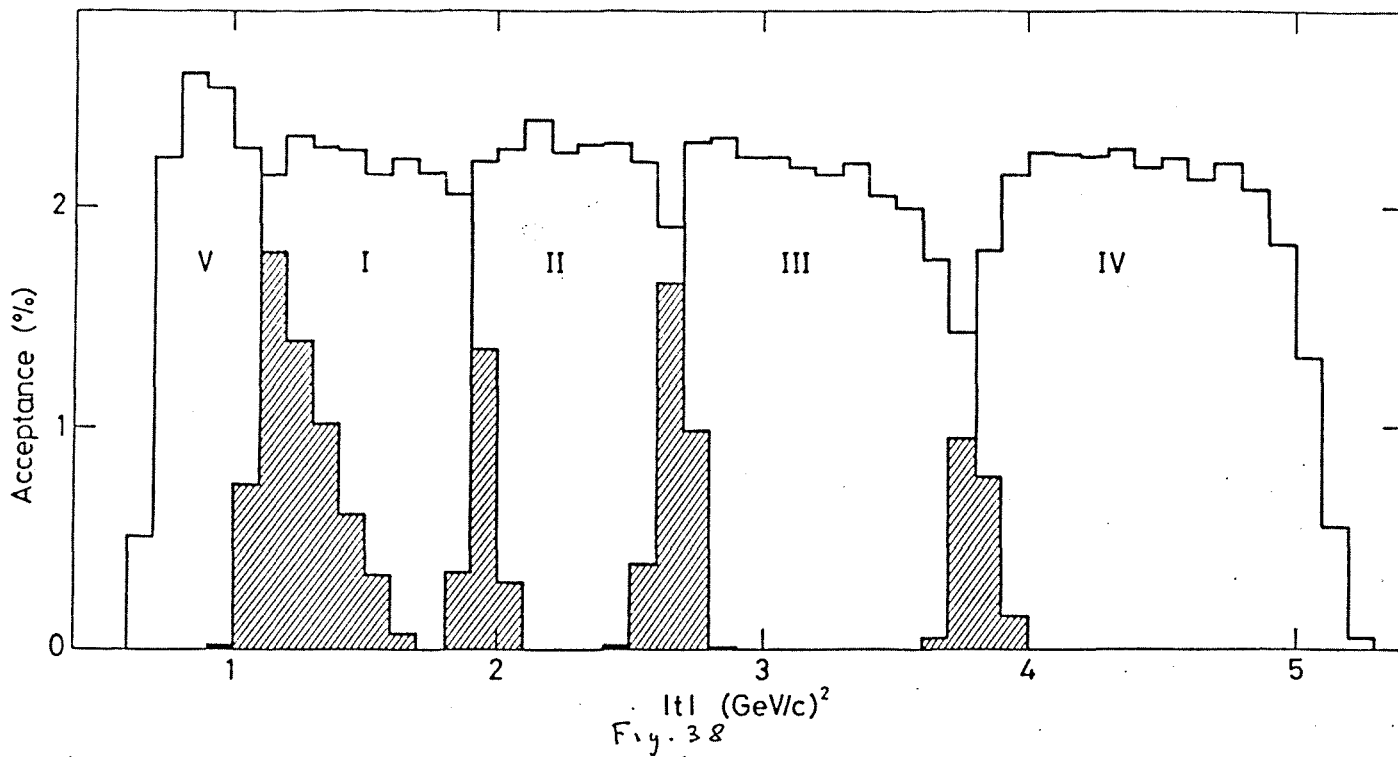


Fig. 38

Résultats par Monte Carlo de l'acceptance géométrique pour les 5 positions de l'appareillage

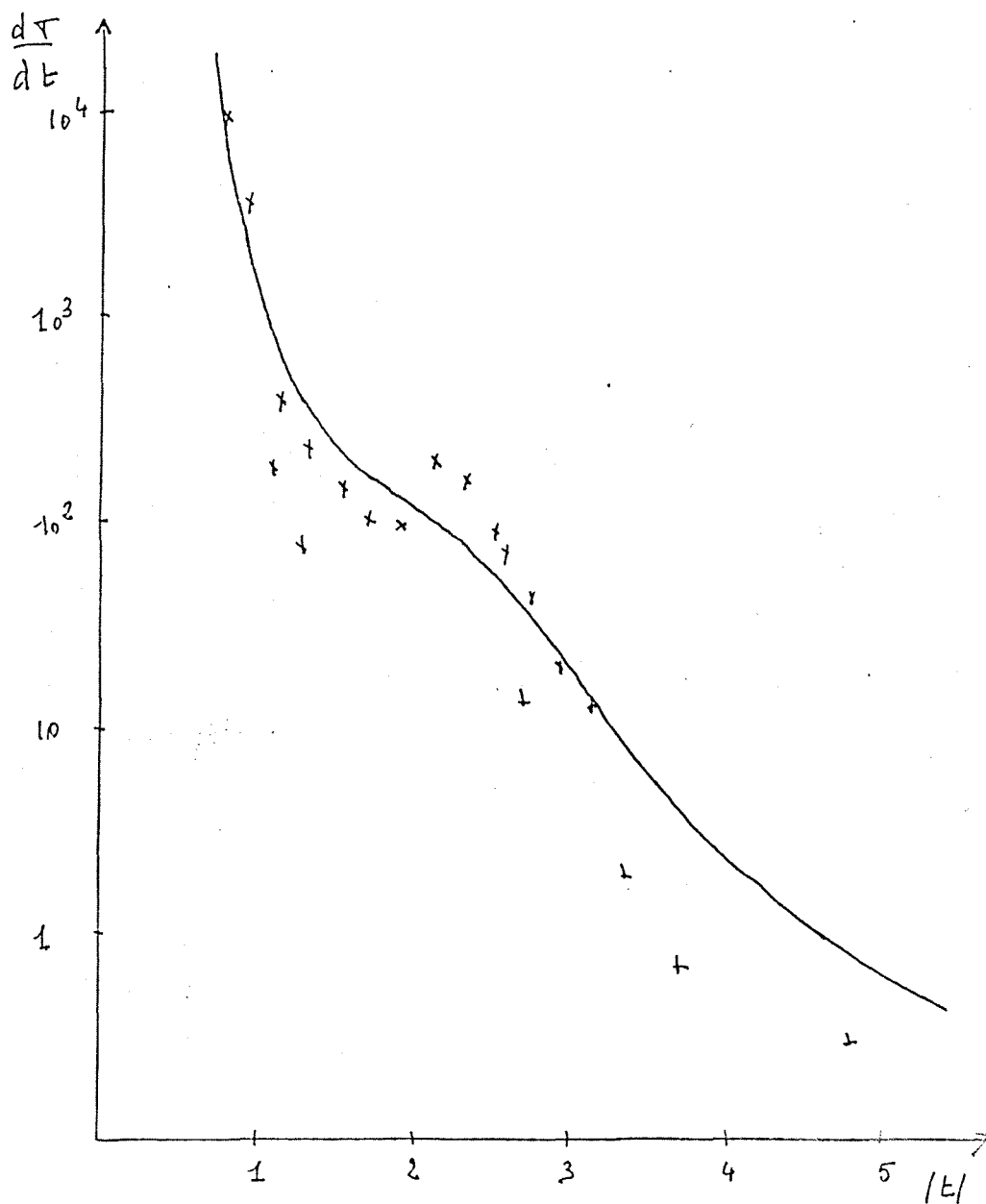


Fig. 37 section efficace différentielle

## Analyse et résultats

Les mesures présentées sur la figure 39 montrent la présence d'une asymétrie brute négative importante qui croît en valeur absolue de 0 à 6% pour des  $\pi^0$  de  $P_t$  de 1 à 2 Gev/c à  $x=0$ . Si l'on prend en compte le facteur de dilution dû à la cible polarisée on peut estimer l'asymétrie réelle à 50% au maximum.

Le caractère très préliminaire des résultats fait que l'on ne doit pas en tirer de conclusions hâtives, car de nombreux problèmes subsistent, en particulier dans la détermination de l'impulsion réelle des pions et dans la soustraction d'événements 2 photons ne provenant pas du même  $\pi^0$  (multi  $\pi^0$ ).

Si ces résultats se confirment, il constitueront une nouvelle preuve de l'importance que prennent les effets de spin lorsque croît l'impulsion transverse.



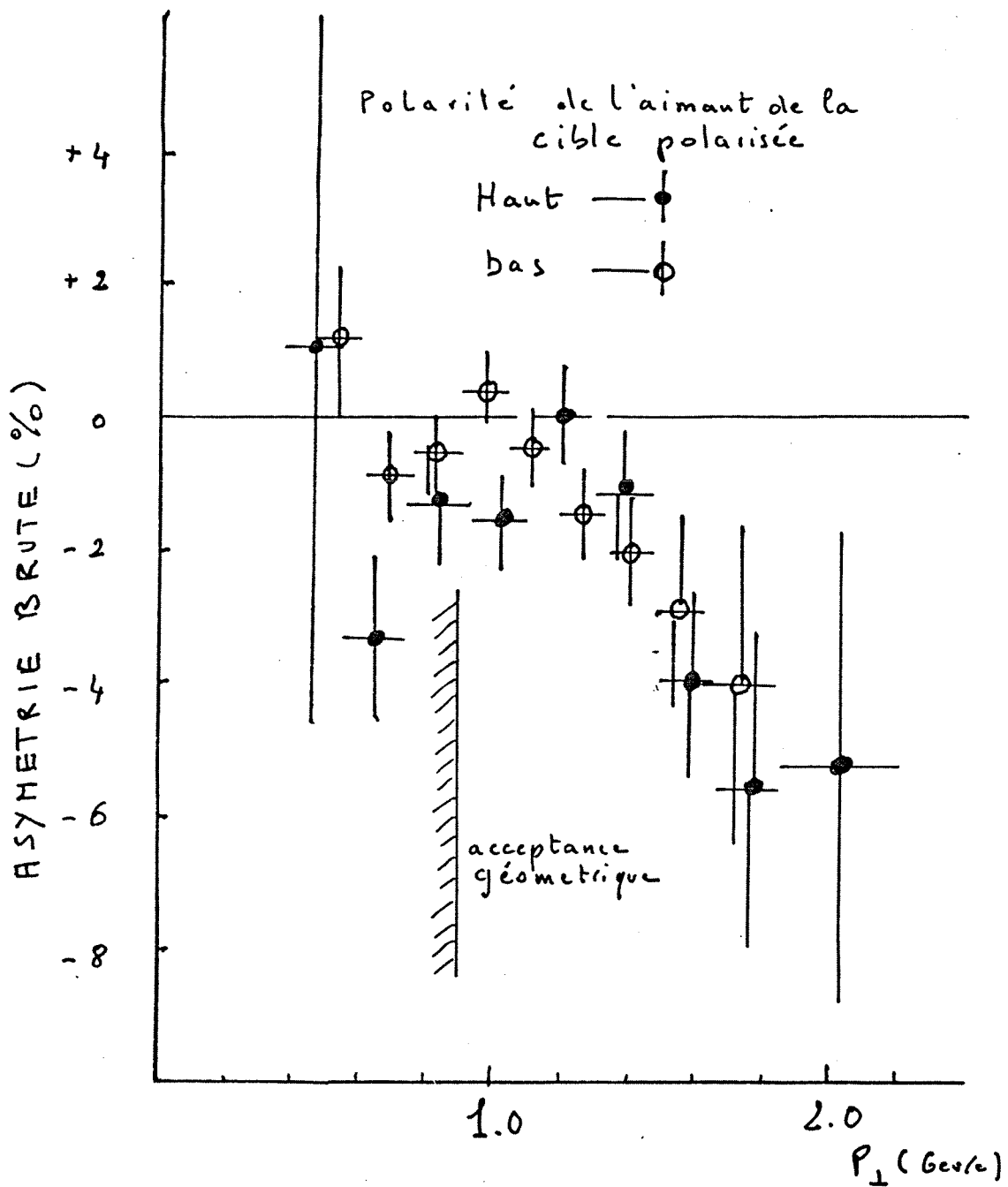


Fig. 39 Asymétrie dans la réaction inclusive  
 $P + P(\uparrow) \rightarrow \pi^0 + X$  pour  $\pi \geq 0$  à 24 GeV/c  
 (résultats préliminaires)

## Interprétation des résultats

### CHAPITRE IV

#### INTERPRETATION DES RESULTATS A PETIT $|T|$

L'analyse théorique de nos résultats s'étendra sur deux chapitres dédiés aux deux régions cinématiques qui, tant sur le plan des résultats que sur celui de l'interprétation, présentent des différences importantes.

a) Résultats à petit  $|t|$ , que nous interpréterons dans le cadre des modèles classiques de type Regge et où nous présenterons en détail le modèle qui semble le mieux correspondre à nos résultats.

b) Résultats à grand  $|t|$  (réaction élastique) et grand  $P_t$  (réaction inclusive) où seuls les modèles de constituants proposent un cadre où une telle interprétation peut être développée.

Nous avons vu que l'on peut exprimer l'ensemble des observables de la réaction P-P sur une base de cinq amplitudes d'hélicité dans la voie s. Ces amplitudes sont les fonctions indépendantes qui subsistent lorsqu'on a appliqué les règles d'invariances sur les 16 fonctions possibles. On peut montrer que ces amplitudes peuvent être développées en série d'ondes partielles du type:

$$F(s, \cos \vartheta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) a_{\ell}(s) P_{\ell}(\cos \vartheta)$$

$$a_{\ell}(s) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P_{\ell}(\cos \vartheta) F(s, \cos \vartheta) d(\cos \vartheta)$$

A haute énergie et pour les faibles angles de collisions on peut introduire les approximations suivantes.

$$\ell \approx kb, \quad P_{\ell}(\cos \vartheta) \sim J_0(b\sqrt{-t}), \quad \sum_{\ell} \sim \int_0^{\infty} k db$$

Dans la plupart des modèles on fait de nouvelles approximations:

$\varphi_1 = \varphi_3$  : égalité des amplitudes sans renversement d'hélicité (non-flip)

$\varphi_2 = \varphi_4 = 0$  : les amplitudes avec double renversement de l'hélicité sont négligeables.

Il reste donc à déterminer les deux amplitudes

$\varphi_1 = F_{NF}$  : pas de renversement de l'hélicité (non-flip)

## Interprétation des résultats

$\rho_5 = F_F$  : simple renversement de l'hélicité (flip)

On obtient alors dans le cas indépendant du spin:

$$F_{nF} = F_0(s, t) = q^2 \int_0^\infty 2b db a_0(b, s) J_0(b\sqrt{-t})$$

$$a_{nF} = a_0(b, s) = \frac{1}{4q^2} \int_0^\infty dt F_0(s, t) J_0(b\sqrt{-t})$$

Dans le cas où l'on tient compte du spin, les calculs sont plus compliqués; mais, après avoir appliqué les approximations valables pour les processus à haute énergie, on obtient les expressions suivantes:

$$F_F = F_1(s, t) = q^2 \int_0^\infty 2b db a_1(b, s) J_1(b\sqrt{-t})$$

$$a_F = a_1(b, s) = \frac{1}{4q^2} \int_0^\infty dt F_1(s, t) J_1(b\sqrt{-t})$$

Pour aller plus loin dans l'interprétation, il faut donner une formulation aux fonctions  $a_0(b, s)$  et  $a_1(b, s)$ . Actuellement aucune théorie n'est capable de le faire, on fait donc appel aux modèles.

L'observation des sections efficaces différentielles et des polarisations semble indiquer que l'amplitude dominante à faible  $|t|$  s'annule à  $|t|=0.8$  (Gev/c)<sup>2</sup> laissant apparaître l'autre amplitude. La première est considérée comme l'amplitude  $F_{nF}$  de non-renversement de l'hélicité car elle correspond à la région où domine l'échange du pomeron [1], tandis que la deuxième est identifiée à l'amplitude  $F_F$  de renversement de l'hélicité.

[1] Le poméron est une particule qui a été introduite phénoménologiquement pour interpréter le fait que les sections efficaces totales tendaient vers une constante (avant la découverte de la remontée aux I. S. R.) et pour représenter dans les modèles de Regge les phénomènes diffractifs.

## Interprétation des résultats

De nombreux modèles, principalement phénoménologiques, tentent d'interpréter ces deux amplitudes. Les modèles existants actuellement pour ces énergies sont pour la plupart de type "Regge", eikonal ou géométrique et donnent, pour certains, une interprétation correcte des régions à petit  $|t|$  mais rencontrent tous de grosses difficultés pour les mesures à grand  $|t|$ .

### IV.1) Modèle géométrique ou optique

Ce modèle particulièrement développé par Cheng, Chu et Hendry [5] [6], imagine le proton comme formé essentiellement de deux parties.

a) Un disque central absorbant de rayon  $R$  et d'opacité  $\mathcal{A}$  générateur de l'amplitude vers l'avant:

$$a_0(b,s) = i \mathcal{A} \delta(R-b)$$

La transformée de Bessel donne alors:

$$F_{nF}(s,t) \propto (J_n(R\sqrt{-t})) / R\sqrt{-t}$$

b) une partie périphérique qui peut contribuer à la fois à l'amplitude  $F_{nF}$  et  $F_F$ .

$$a(b,s) = c \delta(R-b)$$

Ce qui donne pour  $F$ :

$$F_n(s,t) \propto 2q^2 R c J_n(R\sqrt{-t})$$

Avec  $n=0$  pour l'amplitude non-flip et  $n=1$  pour l'amplitude flip.

Dans ce cas on obtient la polarisation:

$$P \frac{d\sigma}{dt} \propto \text{Im} (F_{nF} \times F_F) \propto \frac{(J_1(R\sqrt{-t}))^2}{R\sqrt{-t}}$$

L'approche simple de Cheng et al. qui prédit donc une succession de zéros dans le paramètre de polarisation suivant la fonction  $(J_1(R\sqrt{-t}))^2$ , semble être en accord qualitatif avec nos résultats qui montrent, comme nous l'avons vu, une succession de "creux". Mais les valeurs prédites pour ces zéros ne correspondent pas bien avec l'expérience. Si l'on normalise le premier zéro avec le premier "creux", on obtient  $R=0.8$  fermi ("rayon" du proton), ce qui donne la suite de creux à  $t = -0.9, -1.7, -2.5, -3.3$  (Gev/c)<sup>2</sup> différente de la succession expérimentale  $t = -0.9, -2.3, -3.8$  (Gev/c)<sup>2</sup>.

## Interprétation des résultats

De plus, et cela constitue peut-être un des résultats essentiels de notre expérience, deux creux à  $t = -0.9$  et surtout  $t = -3.8$  ( $\text{Gev}/c$ )<sup>2</sup> présentent une forte valeur négative de la polarisation, ce qui est totalement en désaccord avec la prédiction de ce modèle où la polarisation est toujours positive.

Ce modèle est, par ailleurs, mis en défaut par la comparaison des résultats des polarisations dans les réactions élastiques PP et PN qui font apparaître des différences importantes, alors que le modèle n'étant sensible qu'à la forme des particules donnent les mêmes prédictions.

D'autres modèles plus sophistiqués ont été élaborés en considérant toujours que l'amplitude flip correspond à un effet périphérique, mais aucun n'a encore donné de résultats concluants [18].

### IV.2) Modèles de Regge

Un des succès importants des théories de Regge a été l'interprétation simple de l'effet miroir dans les polarisations des réactions élastiques  $\pi^+ + p$ . L'échange du  $\rho$  de signature négative et dominant dans l'amplitude flip et du poméron  $P$  dominant l'amplitude non-flip reproduisent bien les résultats.

La situation est différente pour l'interprétation des processus N-N, les modèles de Regge conventionnels, c.à.d ne faisant intervenir que les pôles, ( $P, F^0, \rho, A_2, \omega$ ) ne donnent pas en général satisfaction à la fois pour l'interprétation des sections efficaces et de la polarisation. Il semble qu'il faille introduire une forte contribution des coupures (effets d'absorptions et réinteractions) générant une partie imaginaire importante pour reproduire les effets observés.

Plus généralement la forme des fonctions

$$F \propto \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t) - 1}$$

conduit à une polarisation nulle à grand  $|t|$  ( $|t| > 2.5 \text{ Gev}/c^2$ ) ce qui est incompatible avec l'expérience.

Ces idées entrent, néanmoins, souvent dans la composition de modèles "hybrides" tel que celui que nous étudierons plus loin.

## Interprétation des résultats

### IV.3) Modèles eikonals

Dans ces modèles les fonctions  $a_0$  et  $a_1$  sont mises sous la forme:

$$a_0 = e^{\chi_{NF}} - 1$$

$$a_1 = e^{\chi_{NF}} \chi_F$$

$\chi_{nf}$  et  $\chi_f$  sont appelées les eikonales des amplitudes non-flip et flip.

#### IV.3.1) Modèle quasi-potentiel

Dans ce modèle [21] les fonctions  $\chi_{nf}$  et  $\chi_f$  sont exprimées à l'aide des différents termes du potentiel hadronique simplifié.

$$V_H = V_{\text{Scalaire}} + V_{\text{Spin-Orbite}}$$

Ce modèle donne une description pour une gamme très limitée de transferts. Cela semble indiquer que le potentiel pour les petites valeurs du paramètre d'impact est relativement mal interprété. Une estimation plus précise de ce potentiel pourrait être évaluée à partir des résultats de la spectroscopie. (Fig. 40')

Parmi les autres modèles qui donnent des prédictions pour ces mesures [22], [19], [20], nous ne retiendrons que le dernier de C. Bourrely et J. Soffer, car il donne une interprétation de l'interaction pp de 14 à 2000 GeV/c et permet d'introduire des notions nouvelles telles que le courant de matière à l'intérieur du nucléon.

#### IV.3.2) Modèle basé sur une description en fonction du paramètre d'impact

En fait ce modèle repose essentiellement sur trois hypothèses:

a) L'interaction P-P peut se décrire à l'aide du paramètre d'impact  $b$  (fig. 40). C'est une formulation relativement ancienne et bien vérifiée [23].

b) L'opacité  $\mathcal{N}(s, b)$  d'un nucléon "vue" par un autre nucléon est fonction de leur impulsion relative.

c) La dépendance en spin provient de la rotation de "matière" à l'intérieur du nucléon, idée initialement proposée par Chou et Yang [24].

Ainsi l'amplitude élastique de collision s'écrit:

$$M(s, t) = a_0(s, t) + i \vec{\nabla} \cdot \vec{n} a_1(s, t)$$

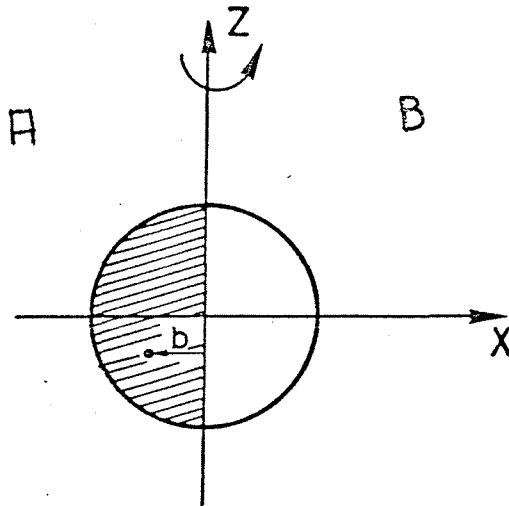


FIG. 40 Proton polarisé le long de l'axe Z et opacité pour un faisceau incident de direction +Y

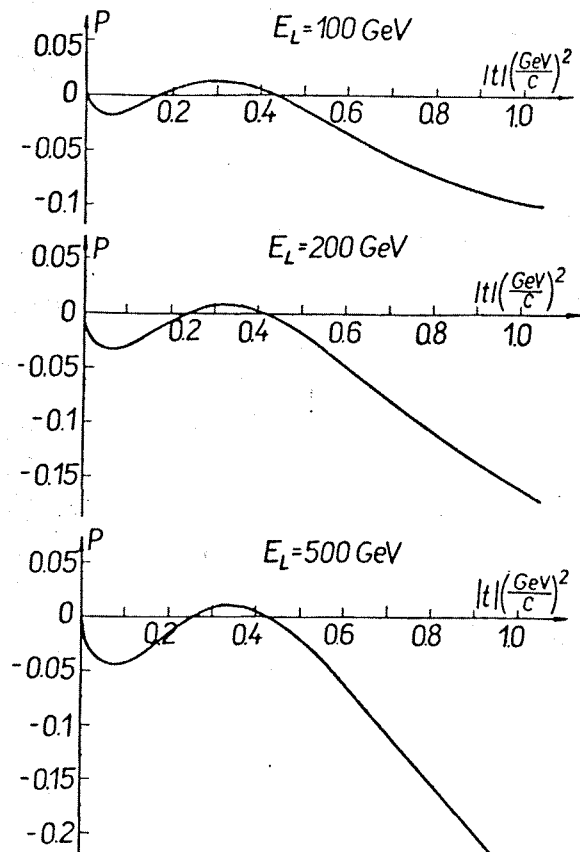


Fig. 40' Predictions de la polarisation dans le modèle quasi-potentiel.

## Interprétation des résultats

où

$$a_0(s, t) = i s \int_0^{\infty} b db (1 - e^{-\Omega_0(s, b)}) J_0(b\sqrt{-t})$$

$$a_1(s, t) = i s \int_0^{\infty} b db \Omega_1(s, b) e^{-\Omega_0(s, b)} J_1(b\sqrt{-t})$$

les indices 0 et 1 indiquent respectivement que les termes  $a$  et  $\Omega$  sont indépendants et dépendant du spin

Les résultats des I.S.R. ont récemment montré que la section efficace totale p-p, décroissant aux basses énergies  $P_{lab} \leq 50$  Gev/c, remonte à plus haute énergie. Ceci peut s'interpréter en terme d'opacité: la région de faible énergie est représentée par un terme de Regge  $R_0$ , tandis que la région, où la section efficace totale croît, est représentée par le poméron dont l'opacité augmente avec l'énergie.

$$\Omega_0(s, b) = R_0(s, b) + S_0(s) \times F(b^2)$$

$$T.F. R_0(s, b) = \tilde{R}_0(s, t) = [C_+ + C_- e^{-i\pi\alpha(t)}] s^{\alpha(t)}$$

On peut factoriser le terme qui représente le poméron en une fonction  $S_0(s)$  qui dépend de l'énergie [1]

$$S_0(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^c} + \frac{u^c}{(\ln s)^c},$$

et une fonction  $F(b^2)$  qui dépend du paramètre d'impact.

L'évaluation de  $a_0$  fait intervenir 10 paramètres libres qui ont été calculés à l'aide des  $\sigma_{tot}$ ,  $\rho = R_e A / Im A$ ,  $d\sigma/dt$  de 14 à 2000 Gev/c.

L'introduction des effets de spin est plus délicate. On suppose l'existence d'un courant de matière, à l'intérieur du nucléon, dont le sens de rotation est relié au spin de la particule. A haute énergie, l'opacité rencontrée par une particule incidente va être plus grande (fig. 40) dans la zone A de la particule cible, car l'énergie apparente est plus grande que pour la zone B. Ce phénomène risque de changer

---

[1] Ecrit de la sorte pour conserver la symétrie de croisement



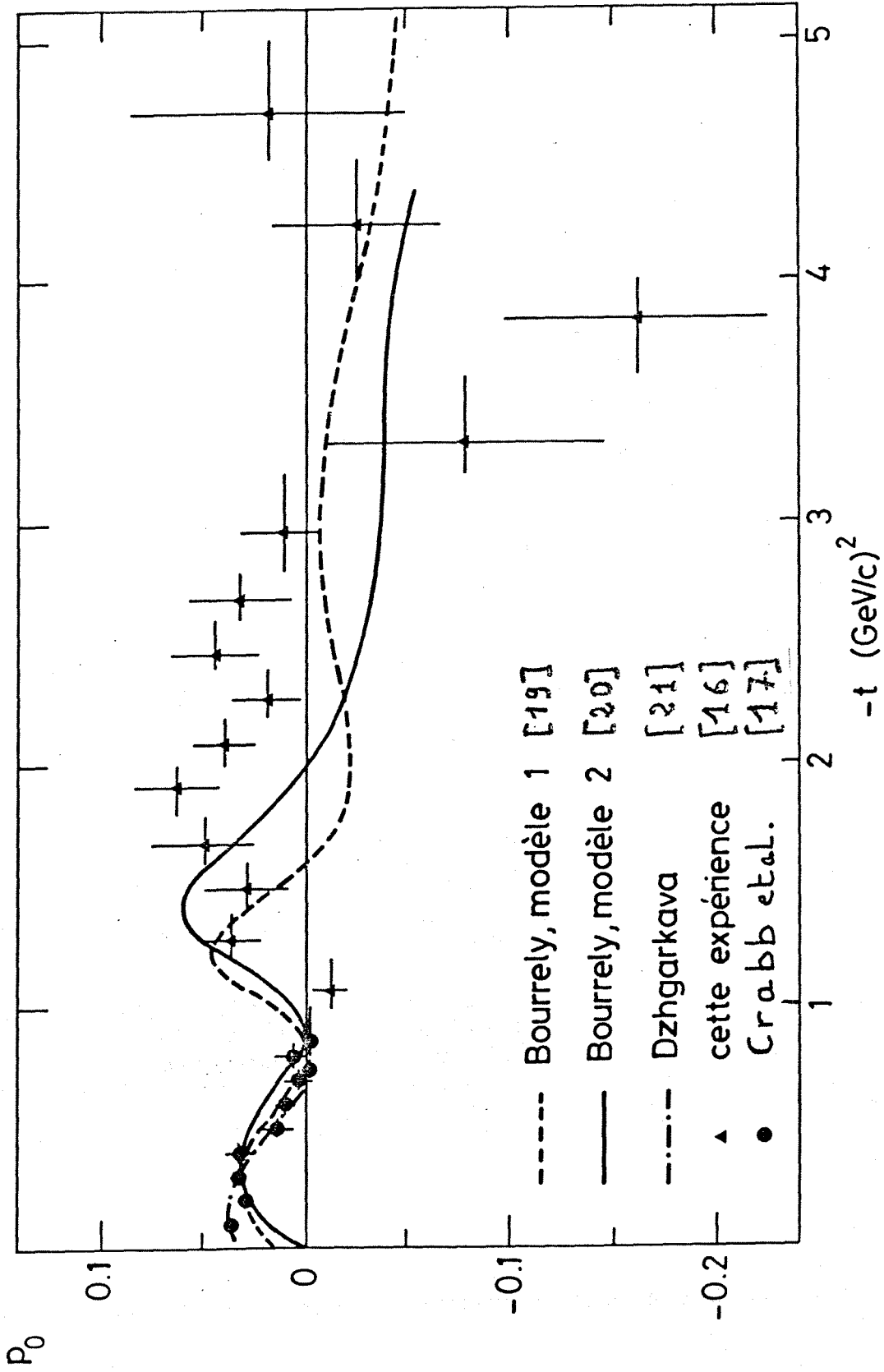


FIG. 5. Résultats de polarisation pp élastique à 24 GeV/c

## Interprétation des résultats

- \* l'orientation du spin de la particule incidente et donner ainsi un paramètre de rotation R non nul (fig.41.a). De plus, comme les termes S sont complexes, cet effet introduit aussi une polarisation non nulle même à haute énergie, principalement pour  $t = -1.5 \text{ GeV}/c^2$ , valeur à laquelle se trouve le creux de la section efficace différentielle et où s'annule l'amplitude vers l'avant non-flip. (fig.41.b)

$$\mathcal{N}_1(s, b) = S_1(s) \times F_1(b^2) + R_1(s, b)$$

$$F_1(b^2) = b \omega F(b^2)$$

où  $R_1$  est le terme de Regge qui a été introduit pour rendre compte des effets à faible énergie. Ce terme est la transformée de Fourier de  $\tilde{R}_1$  qui correspond à l'échange incohérent d'un ensemble de pôles de Regge.

$$\tilde{R}_1(s, t) = \sqrt{-t} \left[ c_+ + c_- e^{-i\pi \alpha(t)} \right] e^{\beta t} s^{\alpha(t)}$$

La rotation définie par le paramètre  $\omega$ , peut être rigide ( $\omega$  constant) ou souple si  $\omega$  dépend de  $b$  ( $\omega(b^2)$ ). Dans cette dernière hypothèse, les effets de spin introduisent 5 nouveaux paramètres libres déterminés sur les mesures de polarisation de 14 à 100 GeV/c.

Le modèle que l'on vient de décrire a le mérite de rendre compte d'un grand nombre de résultats tant en section efficace qu'en polarisation (faible  $t$ ). Cependant, il est difficile de comprendre comment ce modèle, qui n'est pas sensible au spin des constituants puisse interpréter les résultats de l'expérience faite à 12 GeV/c où les deux états de spin initiaux sont connus et qui montrent des effets d'un facteur 4 dans les sections efficaces [71].

La figure 35.b résume ce paragraphe en présentant, en plus de la prédiction du modèle que l'on vient de définir, les prédictions d'un modèle plus ancien de Bourrely et al. [20] basé sur une description eikonale des interactions pp et le modèle de Dzhgarkava et al. [21] qui suit une approche quasi-potentiel de l'interaction nucléon-nucléon.

D'une manière générale ces modèles ont pour objectif de paramétriser les phénomènes physiques, ce qui permet, du point de vue théorique, d'orienter une interprétation par les dépendances découvertes et, du point de vue expérimental, de faciliter les calculs de prévisions des expériences. Cependant on peut faire certaines critiques à l'ensemble de ces modèles:

fig. 41.a

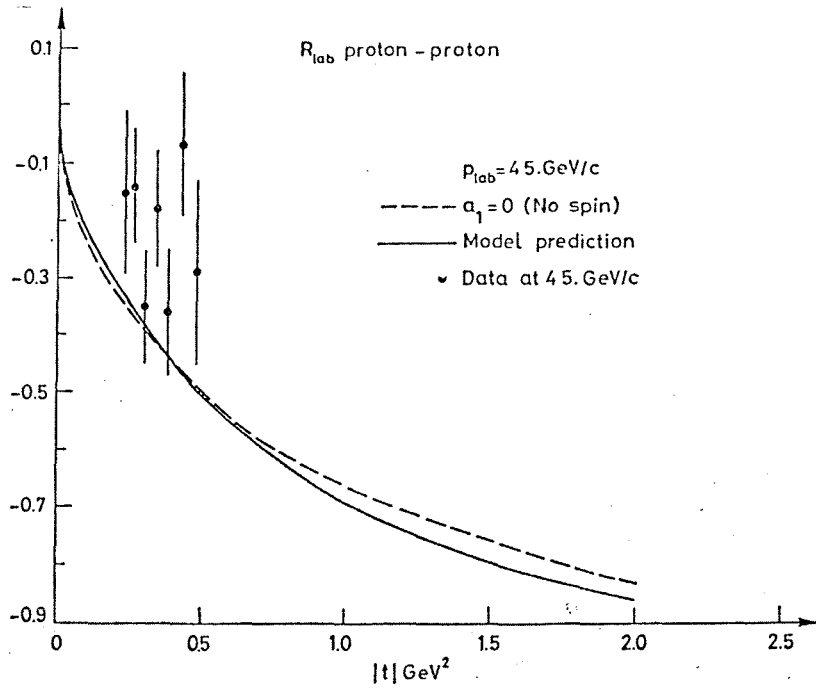
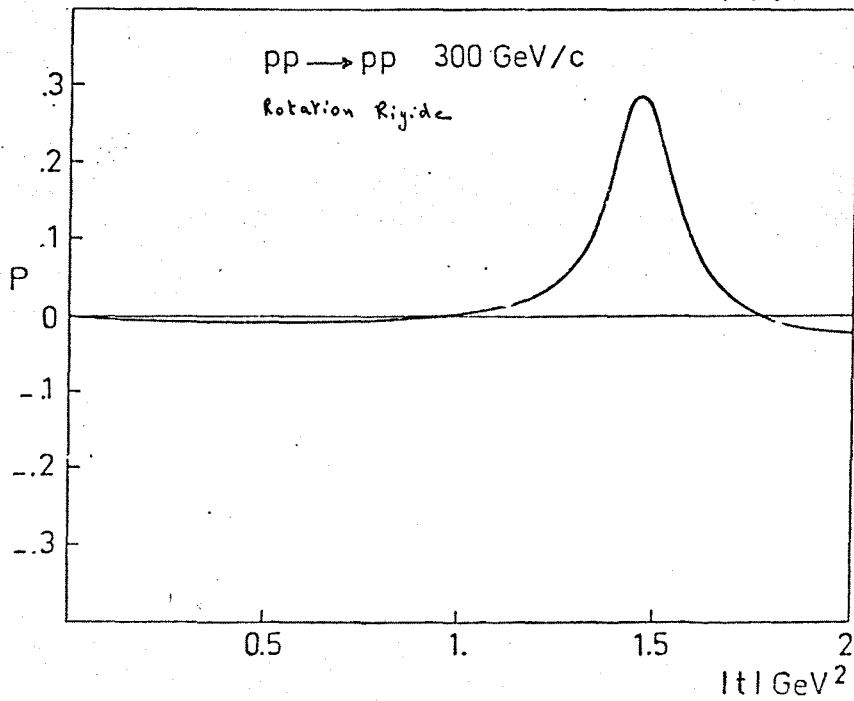
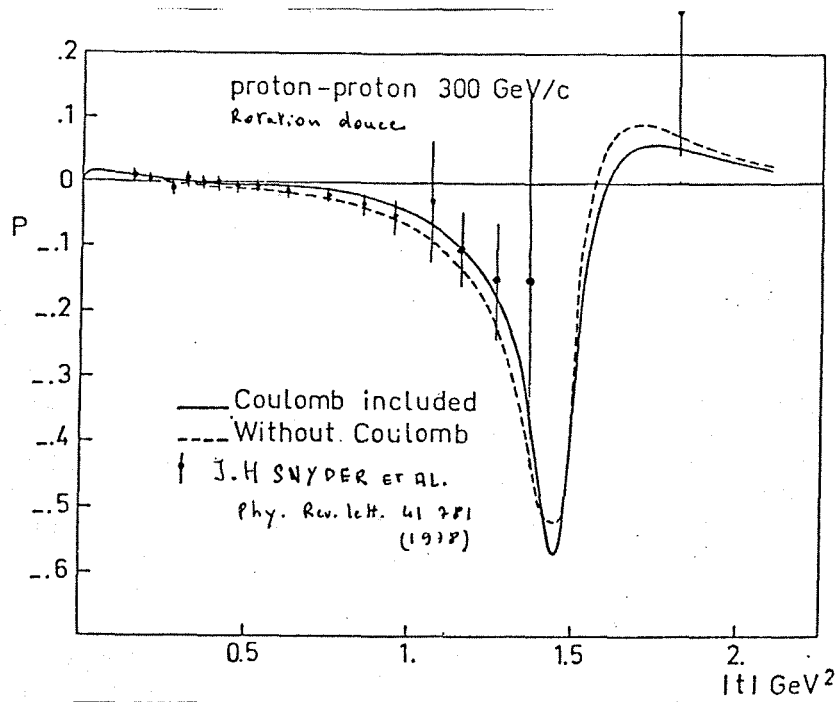


fig 41.b



## Interprétation des résultats

a) Ils ne décrivent pas ou mal les phénomènes de spin à grand  $|t|$ , et cela se comprend, dans la mesure où ces modèles utilisent certaines approximations valables seulement à petit  $|t|$ . Cela est d'autant plus gênant que, plus l'énergie augmente, plus les effets de spin à petit  $|t|$  deviennent faibles, alors qu'apparaissent des effets à plus grand  $|t|$ . Les résultats expérimentaux, présentés (fig.36.i,j), décrivent bien cette évolution.

De plus, il semble que la région des petites impulsions transférées ne constitue pas un test efficace des différents modèles. Ceux que nous avons choisi de présenter, bien que basés sur des hypothèses relativement différentes, reproduisent tous correctement cette région.

b) Ils sont "trop" phénoménologiques et l'on perd, au milieu des paramètres libres (15 dans l'exemple précédent), le sens physique du phénomène. Le spin  $y$  est souvent considéré comme une complication supplémentaire demandant l'introduction de nouveaux paramètres. Cela conduit à un relatif succès mais rend l'interprétation physique de chaque paramètre plus complexe.

Devant l'absence de théorie ou de modèles de type classique convaincants, devant le manque de proposition de développement futur de ces théories pour l'interprétation des résultats à grand  $|t|$  ou  $P_t$  que nous présentons, il nous a paru intéressant d'essayer de dégager les idées et les prédictions essentielles que nous proposent les théories basées sur le concept de constituant.

En effet, parallèlement à ces modèles, s'est développée une théorie qui commence à remporter de nombreux succès dans plusieurs domaines de la physique des hautes énergies et en particulier dans l'interprétation des phénomènes à grand  $|t|$  ou  $P_t$ .

Comme aucune étude basée sur ces modèles n'a été formulée pour l'interprétation des expériences que nous venons de présenter, nous résumerons dans le chapitre suivant le cadre général dans lequel pourraient s'insérer de telles prédictions.

# Interprétation des résultats

## CHAPITRE V

### LES EFFETS DE SPIN DANS LES MODELES DE CONSTITUANTS

Les modèles quarks-partons prennent une place de plus en plus importante dans les tentatives d'interprétation des différents résultats de la physique des hautes énergies actuelle. Ils ont en effet donné une interprétation plausible de nombreux phénomènes difficilement explicables par les autres théories en compétition.

Ainsi, les expériences  $e^+e^-$  avec la découverte du "charme" et du charmonium, les expériences de type profondément inélastique en électron-proton et les mesures des sections efficaces inélastiques à grandes impulsions transférées (production de jets), trouvent dans les modèles quarks-partons une interprétation satisfaisante, malgré leurs appartenances à des domaines expérimentaux très différents. Ces modèles semblent constituer une première approche vers une théorie unifiant les principaux types d'interactions.

Le modèle le plus esthétique et le plus plausible actuellement est la chromodynamique quantique (Q.C.D. Quantum Chromo-Dynamic) qui applique les méthodes mathématiques et physiques (diagrammes de Feynmann, méthode des perturbations{1}...) de l'électrodynamique quantique (Q.E.D. Quantum Electro-Dynamic) à un monde plus complexe (quarks-partons, gluons) doué de "couleur". Ce degré de liberté supplémentaire et différent (nature non-abélienne du modèle) conduit quelquefois à des effets très différents de ceux de l'électrodynamique quantique, comme on le verra par la suite. Une présentation plus détaillée, ainsi que quelques vérifications expérimentales de la chromodynamique quantique, peut être consultée dans les articles de revue suivants [25],[26],[27].

L'idée fondamentale de ces modèles est que les particules dites élémentaires (pions, protons, neutrons) sont en fait des objets complexes et composites. Schématiquement, on peut représenter les hadrons comme formés de 3 quarks de valences, d'une mer de paires quark-antiquark et de gluons (8 espèces différentes) qui assurent la cohésion de l'ensemble. Cette hypothèse remet en cause un certain nombre d'idées largement admises jusque-là, en particulier pour le spin et les interactions dépendant du spin dont on a peut-être un peu négligé l'importance.

Si l'on interprète les termes dépendant du spin pour les réactions inclusives dans les modèles de Regge, l'effet de spin observé dépend du type de pôle échangé. Mais, à grande énergie, la multiplicité est grande; l'effet total sera donc une superposition incohérente de chaque dépendance associée à chaque canal disponible dans la réaction

---

{1} Pour les grandes impulsions transférées

## Interprétation des résultats

inclusive. Dans ces conditions, il est raisonnable de s'attendre à un effet moyen faible pour la région des petites impulsions transférées.

Tandis que dans les modèles faisant intervenir les constituants, on peut imaginer que l'effet provient de l'interaction fondamentale constituant-constituant sans présumer des interactions dans l'état final. Dans ce cas, on sera en présence d'une addition cohérente de chaque contribution et l'effet final sera en relation directe avec l'effet de l'interaction fondamentale qui peut être grand. L'expérience a d'ailleurs montré que ces effets sont importants et croissent avec l'impulsion transverse; on peut citer, par exemple, la production inclusive de  $\lambda$  zéro à F. N. A. L.. [28]

Les résultats les plus tangibles concernant le spin interprétés dans le cadre de ces théories ont été obtenus dans des domaines où les effets sont plus faciles à mettre en évidence: la spectroscopie et les réactions inélastiques électron-proton. La propriété d'unification de cette théorie fait que les résultats obtenus dans ces domaines sont, pour la plupart, applicables aux réactions hadroniques, du moins pour certaines régions cinématiques. On possède dans ce domaine peu de résultats expérimentaux, mais un travail important a été entrepris sur le plan théorique qu'il est bon de connaître pour les expériences futures.

C'est pourquoi il est apparu intéressant de rassembler et de montrer les liens existants entre les principales idées théoriques concernant le spin et les effets de spin dans les différents domaines de la physique des hautes énergies en connection avec les modèles de quarks-partons et montrer que, peut-être, le spin, loin d'être "une complication inessentielle", joue un rôle de première importance au niveau de l'interaction fondamentale.

On abordera, dans la suite de ce chapitre, la spectroscopie des particules "anciennes" et "nouvelles" et les expériences électron-proton du S.L.A.C., indispensables à la compréhension du domaine hadronique que l'on considérera en fin d'exposé.

## Interprétation des résultats

### V.1) La spectroscopie

L'étude spectroscopique des particules apporte des renseignements précieux sur les phénomènes liés au spin pour les hadrons. Tout comme l'étude des différents niveaux nucléaires a permis de mieux connaître les interactions spin-spin et spin-orbite entre les constituants du noyau atomique (proton, neutron), l'étude des états des différentes familles de hadrons apporte des informations sur le spin des constituants (quarks-partons, gluon) des hadrons, sur la nature, le signe et l'importance relative des termes de spin dans l'interaction entre ces divers constituants.

La connaissance du potentiel "statique" d'interaction d'un système lié peut aider, compte tenu des corrections relativistes, à comprendre le potentiel "dynamique" de l'interaction de deux constituants au cours d'une collision. Certains modèles en particulier [21], que nous avons cité dans l'interprétation de nos résultats, utilisent en effet une approche quasi-potentiel pour l'interprétation des effets de spin dans les réactions hadroniques.

#### V.1.1) Spin des quarks

On découvre tout d'abord que l'on peut construire toute la famille des hadrons à l'aide de paire  $q-\bar{q}$  (mésons) et du triplet  $q-q-q$  (baryons) de quarks de spin  $1/2$  composés avec des valeurs entières de moment angulaire orbital suivant le groupe  $SU(6)$ . Les trajectoires de Regge se comprennent alors plus simplement, deux particules se trouvent sur la même trajectoire si elles ont un contenu de quarks de valences comparables (même masse) dont le moment orbital relatif est augmenté d'un nombre entier de fois. Cette remarque crée donc un préjugé intéressant quant à la valeur du spin du quark mais ne constitue pas à elle seule une preuve suffisante. Nous verrons une preuve supplémentaire de l'état de fermion des quarks dans le chapitre suivant concernant les interactions  $e-p$ .

Ces études ont connu un regain d'intérêt lors de la découverte des "nouvelles particules",  $\Psi, \chi, \dots$  par les mesures du S.L.A.C. en  $e^+e^-$ . Ces particules permettent une étude plus facile que les "anciennes" de masse plus faible. En effet, une masse faible conduit à des couplages inter-constituants forts et à une dynamique relativiste dont il faut tenir compte dans les calculs. De plus, l'ouverture de nombreux canaux de désintégrations, rend l'interprétation plus délicate.

Ces forces dépendant du spin se traduisent par des multiplets hadroniques d'énergies distinctes ayant le même contenu en quarks mais des orientations relatives de spin différentes. (fig.42)

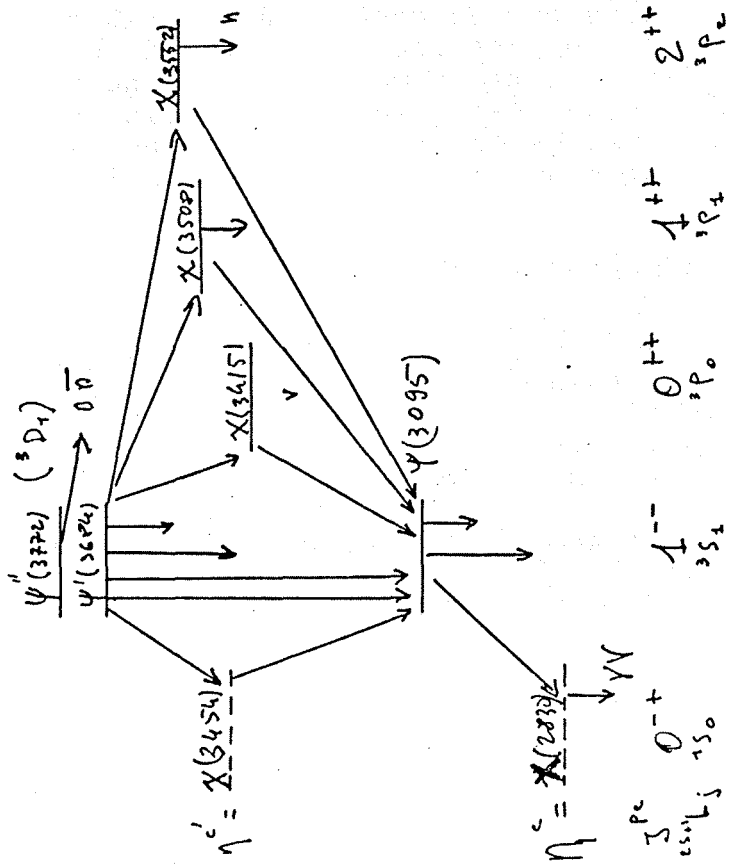


Fig. 4.2 Les nouveaux mésons -

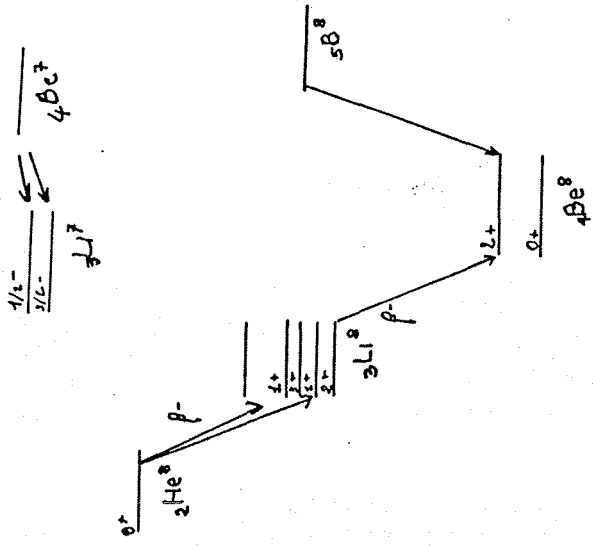


Fig. 4.3. Niveaux du Lithium -



## Interprétation des résultats

### V.1.2) Potentiels q-q-q et q-q̄

L'observation expérimentale a montré que la force q-q-q dans un baryon a le même signe que la force q-q̄ dans un méson. L'échange d'une particule vectorielle neutre (comme le photon) ne conduit pas à ce résultat; par contre, l'échange de gluons de spin 1, colorés, vérifie ces observations. C'est une des premières grandes différences entre Q.E.D., et Q.C.D.

En effet dans Q.E.D. un système particule-antiparticule ( $e^-e^+$ ) donne la configuration: {1}

up-up plus haut que up-down (niveau fondamental)

Un système de trois particules (e-e-e) {2} donne la configuration:

up-up-down plus haut que up-up-up

La situation est heureusement différente dans le cadre de Q.C.D., en ce qui concerne les systèmes formés de trois particules.

Dans Q.C.D. un système q-q̄ (mesons) donne la configuration:

up-up plus haut que up-down (masse du  $\rho$  > masse du  $\pi$ )

Mais, en ce qui concerne les hadrons, la configuration:

up-up-up plus haut que up-up-down (masse du  $N^*$  > masse du N)

Ainsi spin et couleur s'associent de manière à rétablir l'ordre correct des différents niveaux de masse des hadrons. On peut d'ailleurs montrer que, dans Q.C.D. et pour la limite statique (voir N.2), la constante de couplage d'un système q-q̄ est  $-4/3 \alpha_s$  et pour un système q-q-q  $-2/3 \alpha_s$ , où  $\alpha_s$  est la constante de couplage des interactions fortes, comme  $\alpha = e^2/4\pi$  est celle des interactions électromagnétiques.

Cette différence est essentiellement due au caractère non-abélien de la théorie. Les gluons génèrent une force attractive qui lie les quarks entre eux dans des configurations singulets de couleur qui forment les particules que l'on connaît.

---

{1} up: spin orienté dans une direction, down: spin orienté dans la direction opposée par exemple haut et bas

\* {2} voir par exemple les différents états du Lithium. (fig.43)

## Interprétation des résultats

### V.1.3) Potentiel d'interaction

On peut considérer le potentiel d'interaction de ces systèmes de quarks comme formé de deux termes ayant un comportement différent:

1) Potentiel à courte portée de type Coulombien ( $\alpha_s/r$ ), où  $\alpha_s$  peut être fonction de  $r$  suivant la liberté asymptotique [29], [30]

2) Potentiel à longue portée dit de confinement  $V_c(r)$ , en général de la forme  $(r/a^2)$ , c.à.d. linéaire en  $r$ .

Il semble clair que le potentiel à courte portée génère des forces dépendantes du spin par l'échange d'un gluon, par analogie avec l'électrodynamique quantique, où le caractère vectoriel des photons échangés crée des forces dépendant du spin. Cependant, le calcul montre qu'un tel potentiel ne produit que de faibles écarts de niveau à l'intérieur d'un même multiplet, contrairement à ce que donne l'expérience. Ainsi:

$$\begin{aligned} \text{Masse du } \psi &- \text{Masse du } \eta^c \stackrel{\text{exp}}{=} 265 \text{ Mev} \pm 14 \\ &\stackrel{\text{cal}}{=} 30 \text{ Mev} \end{aligned}$$

On est tenu donc d'introduire un autre terme dans ce potentiel pour réduire cet écart.

La partie longue portée (confinement) du potentiel ne connaît actuellement aucune formulation précise et définitive, par contre de nombreuses hypothèses sont avancées.

Le rapport

$$\begin{aligned} R_1 &= M(^3P_2) - M(^3P_1) / M(^3P_1) - M(^3P_0) \\ R_1 &\stackrel{\text{exp}}{=} 0.46 \pm 0.10 \end{aligned} \quad [31]$$

est sensible aux différentes suppositions suivantes:

1)  $V_c$  est indépendant du spin ce qui donne  $R_1=0.80$ . [32]

2)  $V_c$  dépend du spin par l'échange d'un vecteur (gluon)  $0.80 < R_1 < 1.4$ . [33,34]

3)  $V_c$  dépend du spin par l'échange d'un vecteur et d'un tenseur de Pauli. Dans ce cas,  $0.80 < R_1 < 1.4$  pour  $0 < \lambda < 1.1$ ,  $\lambda$  étant le chromo-moment anormal du système quark-gluon. [35,36]

## Interprétation des résultats

4)  $V_c$  dépend du spin par l'échange d'un scalaire (échange de plusieurs gluons). Cela peut donner des valeurs de  $R_1$  compatibles avec l'expérience, mais pour des constantes de couplage ( $\alpha_s$ ) très différentes de celles obtenues par d'autres expériences (réaction profondément inélastique e-p). [37]

5)  $V_c$  dépend du spin par l'échange d'un mélange scalaire et vecteur dans des proportions déterminées par le paramètre  $\eta$  [38,39,40]. Cette dernière hypothèse semble en accord avec les données expérimentales actuelles mais demande des mesures plus précises, en particulier des états P du Charmonium, pour être confortée.

On peut généraliser ces hypothèses si on les inclut dans un même modèle paramétrisé par  $\eta$  et  $\lambda$  [41]; on obtient alors une interaction du type:

$$V_{\text{coul}}(\vec{k}^2) \gamma_1^\mu \gamma_{2\mu} + V_V(\vec{k}^2) \Gamma_1^\mu(k) \Gamma_{2\mu}(k) + V_S(\vec{k}^2) \mathbb{1}_1 \mathbb{1}_2$$

1,2 représentent les quarks c et  $\bar{c}$

$$\Gamma_\mu(k) = \gamma_\mu - \frac{i\lambda}{2m_c} \nabla_{\mu\nu} k^\nu \quad \text{ou} \quad \nabla_{\mu\nu} = \frac{1}{2i} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

où  $K$  est le quadrivecteur impulsion porté par le gluon échangé et  $m_c$  la masse du quark "charme".

Dans le cas non-relativiste et indépendant du spin on a:

$$V = V_{\text{coul}} + V_V + V_S \quad \text{ou} \quad V_V = \eta V_{\text{lin}}, \quad V_S = (1-\eta) V_{\text{lin}}$$

où  $V_{\text{coul}}$  est le potentiel coulombien,  $V_S$  le potentiel scalaire et  $V_V$  le potentiel vectoriel.  $V_{\text{lin}}$  représente un potentiel linéaire en  $r$ .

\* Dans le cas général, on obtient:

$$V_{\text{Spin}}(r) = \frac{1}{2m_c^2} \left[ \frac{3\alpha_s}{r^3} + \frac{1}{ra^2} [\eta(3+4\lambda) - (1-\eta)] \right] \vec{L} \cdot \vec{S}$$

Terme Spin - Orbit

## Interprétation des résultats

$$+ \frac{2}{3m_c^2} \left[ 4\pi\alpha_s S(\vec{r}) + \frac{2\eta}{ra^2} (1+\lambda)^2 \right] \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

Terme Spin-Spin

$$+ \frac{1}{3m_c^2} \left[ \frac{3\alpha_s}{r^3} + \frac{\eta}{ra^2} (1+\lambda)^2 \right] S_{12}$$

Terme Tenseur

avec

$$S_{12} = 3 \vec{S}_1 \cdot \vec{r} \cdot \vec{S}_2 \cdot \vec{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

et

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$$

La table.3 donne, pour les différentes valeurs des paramètres, les comparaisons entre certaines différences de masses calculées et les valeurs expérimentales. Bien qu'il semble très probable que le potentiel de confinement contienne au premier ordre des termes dépendant du spin, l'état actuel des mesures ne permet pas de déterminer avec précision le type de dépendance qu'il faut introduire.

Les études spectroscopiques, particulièrement des nouvelles particules, nous invitent donc à considérer les hadrons comme formés de quarks de spin 1/2 dans un champ vectoriel (spin 1) et coloré de gluons. Grâce aux termes de couleurs, les potentiels sont attractifs et reproduisent correctement l'ordre des niveaux, aussi bien pour les mésons ( $q\bar{q}$ ) que pour les hadrons ( $qqq$ ). Le potentiel à courte portée n'explique pas quantitativement les grands écarts de niveau des multiplets du charmonium. Cela implique (sauf existence d'un troisième potentiel) que le potentiel à longue portée (confinement) présente des termes dépendant du spin de façon complexe (mélange scalaire et vecteur).

Les forces dépendant du spin sont donc intimement liées aux mécanismes actuellement mal connus qui confinent les quarks.

Il est essentiel que de telles études se poursuivent, en particulier sur les mésons  $\Upsilon$  et  $\Upsilon'$  [42] [30] nouvellement découverts, pour préciser la nature exacte de ce potentiel dont la connaissance permettra de développer la théorie pour les autres domaines expérimentaux d'étude du spin.

auteur paramètres	$M_{X_2} - M_{X_1}$	$M_{X_1} - M_{X_0}$	$M_{Y} - M_{Z_c}$	$M_{Y'} - M_{Z'_c}$	$R_{\perp}$
expérience	$44 \pm 6$	$95 \pm 5$	$265 \pm 14$	$230 \pm 7$	0.46
Schnitzer [34] 0.2, 0.19, 1.6, 1.0, 0.0	87	63	70	58	1.38
Pumplin [33] 0.0, 0.30, 1.5, 1.0, 0.0	152	117	119	92	1.29
Henriques [37] 0.8, 0.18, 1.6, 0.0, 0.0	40 *	80	95	--	0.50
Schnitzer [35] 0.2, 0.19, 1.6, 1.0, 1.1	182	170	268 *	225	1.07
Chan [39] 0.2, 0.15, 1.6, 0.12, 5.0	40 *	90	262 *	225	0.64
Carlson et Gross [40] 0.27, 0.20, 1.37, 0.08, 4.4	41 *	98	265 *	181	0.61
Celmaster [29] -, -, 1.98, 1.0, 0.0	92	100	150	80	0.92

Table - 3

Les chiffres en dessous des auteurs donnent les valeurs des paramètres  $\alpha_s$ ,  $1/\alpha_V$ ,  $m_c$ ,  $\eta$ ,  $\lambda$  utilisés dans le calcul.

\* indique que cette valeur a été utilisée pour normaliser l'ensemble

## Interprétation des résultats

### V.2) Les interactions profondément inélastiques lepton-nucléon

Les articles de revue [43],[44], donnent un rappel de la cinématique de ces interactions et présentent les différentes fonctions qui apparaîtront tout au long de ce paragraphe :

$W_1$  et  $W_2$  les fonctions de structure de l'amplitude indépendante du spin

$G_1$  et  $G_2$  les fonctions de structure de l'amplitude dépendant du spin

D'autres notions sont aussi introduites comme l'invariance d'échelle "à la Bjorken" et la relation de Callan-Gross qui permet une mesure directe du spin des partons chargés. La mesure du rapport  $R$  permet de savoir si les constituants chargés sont de spin  $1/2$  ou  $0$ .

$$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_t} \rightarrow 0 \text{ parton chargé de spin } 1/2$$

$$\rightarrow \infty \text{ parton chargé de spin } 0$$

L'expérience qui donne  $R = 0.18$  indique que la grande majorité des partons chargés a un spin  $1/2$ . Cette mesure confirme ainsi les résultats de la spectroscopie.

Un travail important a été réalisé dans le domaine des effets de spin pour les interactions profondément inélastiques lepton-nucléon, ces dernières années, essentiellement pour deux types de raisons:

a) Du point de vue théorique, l'interaction électromagnétique est maintenant bien comprise et calculable avec le degré de précision voulu (cf. expérience G-2 du C.E.R.N [45], [46]). A grande impulsion transférée, cette interaction est au premier ordre bien interprétée par l'échange d'un seul photon, ce qui permet la factorisation en deux vertex. Un des vertex étant parfaitement connu, il est alors plus facile d'élaborer une interprétation sur l'autre vertex. Enfin la sommation sur l'état final conduit à un produit de deux courants hadroniques.

b) Du point de vue expérimental, la production de faisceaux d'électrons polarisés est relativement facile en comparaison des faisceaux de hadrons. On sait produire des faisceaux d'électrons polarisés par au moins deux méthodes: soit en les polarisant à la source par un faible champ magnétique et en les accélérant par une machine linéaire qui ne détruit pratiquement pas la polarisation des électrons, soit à partir d'une source non-polarisée en les accélérant par une machine circulaire, le phénomène du rayonnement synchrotron polarisant "naturellement" les particules.

On s'intéressera tout d'abord aux expériences:

## Interprétation des résultats

A) ne faisant intervenir l'état de spin que d'une particule (l'électron),

B) puis on montrera quelles informations peuvent procurer les études où les deux particules de l'état initial sont polarisées

C) et enfin on tentera de suivre le comportement du spin dans une interaction:

a) comment le spin du hadron est distribué sur les quarks avant l'interaction (dépendance en spin des fonctions de structure).

b) dans quelle mesure le spin d'un quark peut être modifié dans l'interaction avec un lepton.

c) comment le spin du quark sortant va devenir le spin de la particule observée (dépendance en spin des fonctions de fragmentation).

### V.2.1) Asymétrie electron( $\leftrightarrow$ )-nucleon

Si l'on considère que l'interaction se produit par l'échange de photons, la parité étant conservée, l'asymétrie doit être nulle. Les développements de la théorie de jauge ont montré qu'il est possible que le courant neutre (échange de  $Z^0$ ) joue un rôle dans ces interactions. Les interactions faibles ne conservant pas la parité, on peut s'attendre à une asymétrie non nulle due aux termes d'interférences entre le courant électromagnétique et le courant neutre. Récemment, il a été mesuré une asymétrie de  $-9.5 \cdot 10^{-5} \cdot Q^2$  à 10% près tout à fait compatible avec la théorie. [47]

### V.2.2) Asymétrie électron(polarisé)-nucléon(polarisé)

Nous avons vu que les particules étaient formées de quarks peu liés à l'intérieur des hadrons mais dont la force de liaison augmentait avec la distance. Il est intéressant de savoir si le moment interne des quarks est faible (modèle statique) [48], [49] ou extrêmement grand (modèle relativiste) [50], [51]. Ceci se traduit par des différences importantes en particulier en ce qui concerne le spin.

Ces mesures renseignent en même temps sur le comportement des fonctions de structures  $G_{1,2}$ .  $G_1$  peut être considéré comme rendant compte de la mémoire que les quarks gardent de l'hélicité du nucléon ou, en d'autres termes, de la distribution de l'hélicité parmi les quarks d'un nucléon et  $G_2$  est sensible à la différence des distributions de l'hélicité et de la transversité. [92]

V.2.2.1) Dans le cas des modèles statiques, on peut écrire facilement la fonction d'onde totale du nucléon et donc en déduire les asymétries pour le proton et le neutron dans une interaction électron-nucléon par l'échange d'un photon. Ainsi la fonction d'onde

## Interprétation des résultats

du proton de spin up dans SU(6) est la suivante: {1}

$$2(Uup Uup Ddn) + 2(Ddn Uup Uup) + 2(Uup Ddn Uup)$$

$$- Uup Udn Dup - Udn Uup Dup - Udn Dup Uup$$

$$- Uup Dup Udn - Dup Uup Udn - Dup Udn Uup$$

La conservation de l'hélicité du quark dans l'interaction avec le photon (couplage en  $\gamma^M$  et masse du quark nulle) et la conservation du moment angulaire total impliquent que l'interaction ne peut se faire qu'entre un électron et un quark de même hélicité. Ainsi:

$$\text{La section efficace up-dn } 4/9(8+2)+1/9(2)=42/9$$

$$\text{La section efficace up-up } 4/9(2)+1/9(4)=12/9$$

On obtient alors l'asymétrie pour le proton  $A^p = 5/9 = 0.55$

$$\text{neutron } A^n = 0$$

La note 4 donne le détail de ces calculs.

Hughes [49] place son calcul dans le cadre du "sac" du M.I.T., ce qui le conduit à des prédictions plus complètes. Il exhibe ainsi la forme des fonctions de structure (G1) et (G2) en fonction de la variable d'échelle  $x=q^2/2M\nu$ . (fig.43)

V.2.2.2) Par contre, dans le cas relativiste, il faut faire agir le boost de Lorentz à la fonction d'onde statique pour obtenir la fonction d'onde réelle de la particule en mouvement. Il faut passer de la représentation des particules par les constituants à la représentation par les courants: c'est la transformation de Melosh [52]. Les fonctions de structure W1 et W2 (indépendantes du spin) restent inchangées tandis que les fonctions G1 et G2 (dépendant du spin) subissent des modifications importantes. On s'aperçoit, alors, que l'on obtient un mélange d'états de spin où la probabilité de trouver des états où le moment angulaire relatif des quarks est non-nul, n'est pas négligeable comme, par exemple:

-----  
{1} Les caractères U et D majuscules représentent les quarks UP et DOWN tandis que les deux lettres up ou dn représentent l'état de spin du quark.



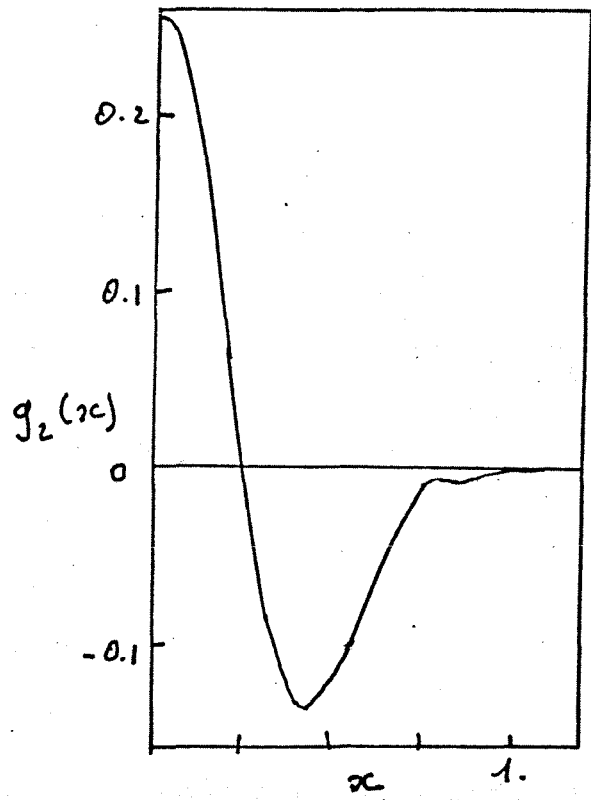
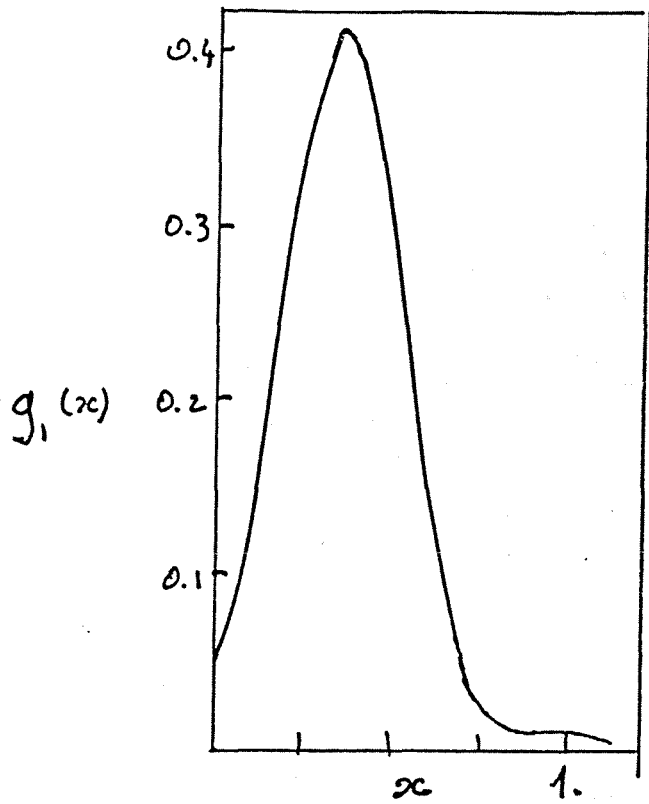


Fig:43 Fonctions de structure  $g_1(x)$  et  $g_2(x)$  du Proton

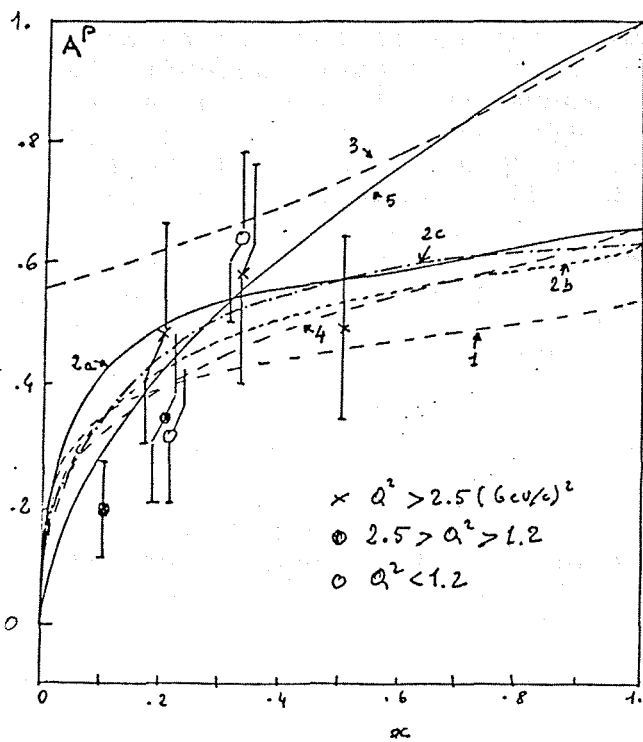


Fig. 44

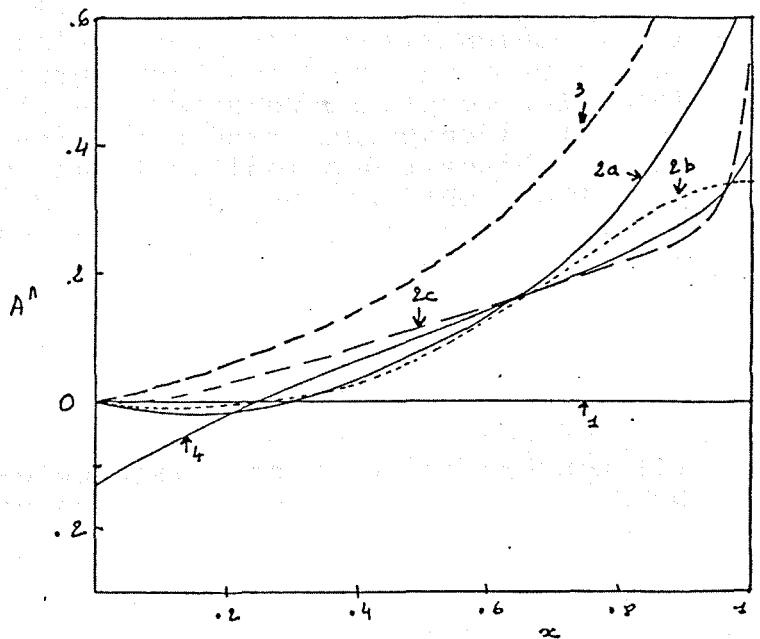


Fig. 45

## Interprétation des résultats

Un nucléon de spin  $+1/2$  formé par deux quarks de spin  $-1/2$  et un quark de spin  $+1/2$  avec un moment orbital relatif de  $+1$ .

En fait le spin n'est plus un bon nombre quantique pour une particule en mouvement et il faut changer de représentation de  $Su(6)$  pour  $Su(6)_w$  mieux appropriée [53].

On obtient alors les différentes asymétries suivantes:

$$A^P = (5/9) * X \quad -1 < X < +1 \quad A^n = 0 \quad [51]$$

Où  $X$  est une variable qui reste à déterminer.

Le Yaouinc et al [50] font quelques hypothèses sur cette variable et obtiennent les résultats suivants:

$$A^P = 0.40 \quad A^n = 0 \quad [50]$$

Ainsi la mesure précise de ces asymétries permet d'obtenir des informations sur le caractère statique ou relativiste du comportement des constituants dans le nucléon, mais aussi sur la forme des fonctions de structure  $G_1$  et  $G_2$ .

\* Les résultats expérimentaux sont, pour l'instant peu nombreux et imprécis, mais deux expériences importantes se préparent: E.130 (électron-proton au S.L.A.C.) et NA.2 (muon-proton au C.E.R.N.). Les résultats de l'expérience E.80, précédant l'expérience E.130, sont présentés sur la figure 44. De plus les figures 44 et 45 montrent les prédictions théoriques pour les asymétries pour le proton et le neutron concernant les modèles qui restent encore en compétition. Car de nombreux modèles ont été éliminés par ces premiers résultats: [94].

Modèles encore valables.

courbe 1. modèle de Kuti-Weisskopf [48]

courbe 2. modèles du type Kuti-Weisskopf utilisant des résultats plus récents des productions de dileptons en P-P et des fonctions de distributions améliorées des quarks a) [58], b) [59], c) [60]

courbe 3. modèle non-symétrique pour lequel  $A^P \rightarrow 1$  pour  $x \rightarrow 1$  où un seul parton porte toute la quantité de mouvement du nucléon [61], [62]. Voir aussi Farrar et Jackson [55] qui, comme on le verra, estiment que le parton portant la plus grande partie du moment, porte le spin du nucléon.

courbe 4. modèle relativiste de Close [51]

courbe 5. modèle basé sur la théorie des sources qui n'utilise pas le modèle des partons [63], [64].

## Interprétation des résultats

V.2.2.3) Comportement aux limites des fonctions de structures G1 et G2.

La connaissance des fonctions de structure G1 et G2 dépendant du spin permet de tester d'une façon efficace les théories basées sur l'algèbre des opérateurs de courant pris sur le cône de lumière. [53]

Dans la limite de Bjorken ( $Q^2$  et  $\nu$  tendant vers l'infini pour  $x=Q^2/2M\nu$  fixé) cette théorie, qui prédit une invariance d'échelle [44] pour les fonctions de structures W1 et W2 indépendantes du spin, fait une prédiction comparable pour les fonctions G1 et G2.

$$M^2 \nu G_1(\nu, Q^2) \rightarrow g_1(x)$$

$$M \nu^2 G_2(\nu, Q^2) \rightarrow g_2(x)$$

Les modèles de constituants, lorsqu'ils utilisent des hypothèses trop simplificatrices, ne permettent pas d'atteindre ces résultats. Considérons les amplitudes d'hélicité et leurs approximations dans la limite de "Bjorken":

a)  $T(1/2 \rightarrow 1/2) \sim M \nu G_1 - Q^2 G_2$  : pas de renversement du spin

b)  $T(0 \rightarrow 1/2) \sim M G_1 + \nu G_2$  : renversement du spin

Si l'on considère qu'au premier ordre l'interaction (échange d'un photon) est du type  $\gamma^{\mu}$  et que les partons sont de masse nulle, les partons ne peuvent pas changer de spin et donc l'amplitude b) est nulle (au premier ordre). Dans la limite de Bjorken, on doit donc avoir  $\nu G_2 = 0$ . Mais, dans ce cas, G2 ne peut plus suivre une loi d'invariance d'échelle, tout au plus  $\nu^2 G_2$ . L'étude de ces fonctions de structure peut indiquer, dans quelle mesure, on doit tenir compte de la masse des quarks, de leurs moments transverses et de la nature de l'interaction du type  $\gamma^{\mu}$  ou  $\gamma^{\mu}\gamma^5$  et une composante tensorielle  $T_{\mu\nu}$ .

Une autre région cinématique est aussi intéressante à étudier: la limite de Regge ( $\nu \rightarrow$  infini pour  $Q^2$  fixé et faible). Le comportement de G1 et G2 dans ce cas donne des indications précieuses sur des problèmes concernant les théories de Regge: coupures, conspiration, évation...

## Interprétation des résultats

### V.2.3) Transfert du spin

#### a) Du nucléon aux quarks

De nombreuses hypothèses peuvent être avancées pour interpréter la distribution du spin parmi les constituants. On peut en citer trois à titre d'exemple:

-distribution suivant SU(6). Le spin du nucléon est porté par les quarks de valence.

-distribution de Carlitz et Kaur [54], [95]. Les quarks de valence perdent la mémoire du spin du nucléon lors d'interaction avec la "mer". Cet effet est important à faible  $x$  mais devient négligeable à grand  $x$ .

-distribution quark-diquark. Farrar et al. [55] ont montré que, si un quark transporte la quasi-totalité de l'impulsion d'un nucléon ( $x \approx 1$ ) [1], il doit avoir la même hélicité que le nucléon lui-même.

Ce résultat peut être calculé explicitement, mais on peut comprendre le raisonnement de la manière schématique suivante.

A partir d'un nucléon où chaque quark porte environ  $1/3$  de l'impulsion totale, il n'existe, au premier ordre, que deux possibilités d'obtenir un nucléon où un quark porte la quasi totalité de l'impulsion ( $x \approx 1$ ) fig.46,a,b.

Les gluons mis en jeu peuvent être à priori de deux sortes:

gluon transverse si les deux quarks sont d'hélicité opposée. Ce qui conduit à un changement d'état simultané de l'hélicité des deux partons.

gluon longitudinal si les deux quarks sont de même hélicité

Cependant, le couplage d'un gluon longitudinal de grand moment  $K^2 \sim m^2/(1-x)$  à des quarks de petit moment  $p^2$  est défavorisé par un facteur  $\sqrt{p^2/K^2} \approx (1-x)^{1/2}$  (important à petit  $x$ ) par rapport au couplage par un gluon transverse. Autrement dit, un gluon transverse peut transférer une plus grande impulsion qu'un gluon longitudinal.

Ce résultat découle du calcul des amplitudes pour les graphes mis en jeu.

---

[1]  $x$  proportion du moment total du nucléon transporté par le quark.

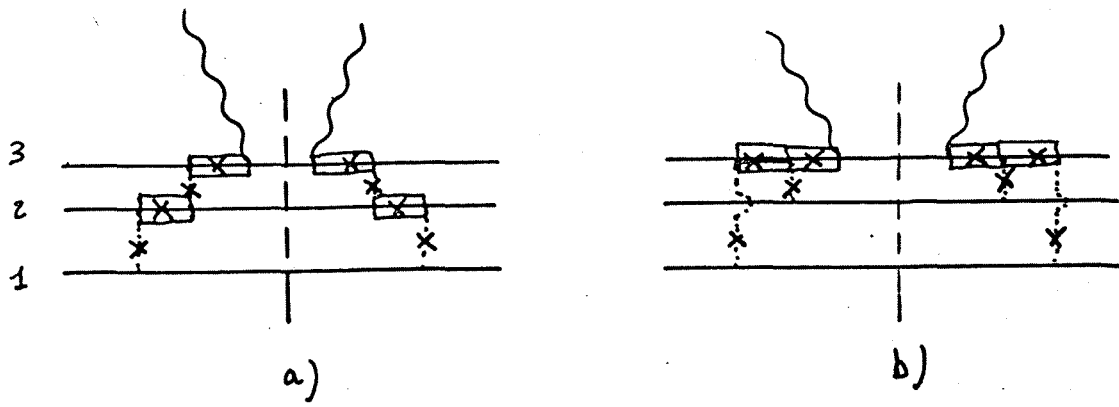


Fig. 46

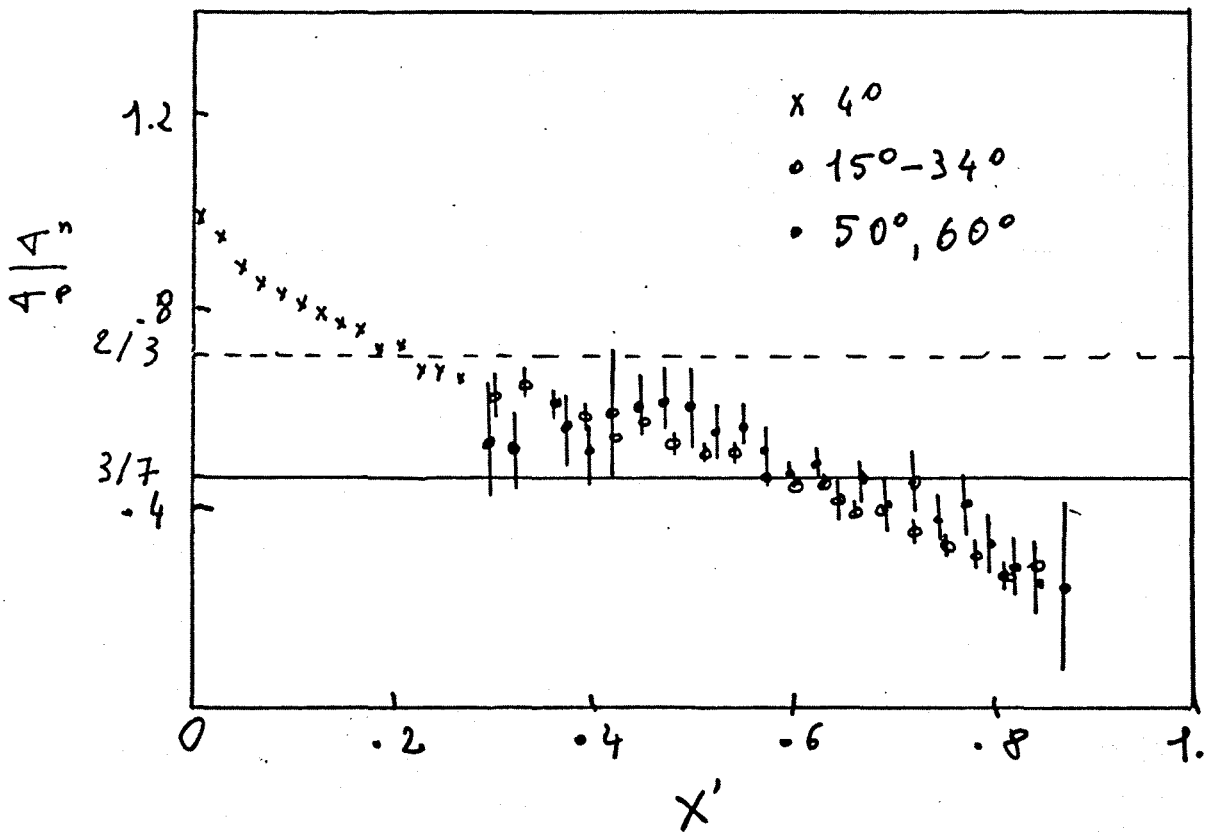


Fig. 47

## Interprétation des résultats

Pour obtenir le transfert d'impulsion voulu le couplage des quarks 1 de la figure 46.a et 1,2 de la figure 46.b se fera par gluon transverse.

On comprend donc que les quarks de petit  $x$  apparaîtront en général dans la configuration singlet de spin.

La configuration où le photon interagit avec un quark de grand  $x$  et de même hélicité que le proton sera donc dominante.

C'est un résultat général que l'on pourra aussi appliquer pour les interactions hadroniques, puisqu'il ne fait intervenir que des mécanismes internes au nucléon.

Expérimentalement, on a pu vérifier cet effet de la manière suivante:

La probabilité pour qu'un quark U dans le proton ait la même hélicité que le proton (up dans le cas de la fonction d'onde précédemment écrite) est 5 fois plus grande que la probabilité qu'un quark D ait cette hélicité, les choses étant inversées pour le neutron on obtient:

$$w_2^n/w_2^p = (4/9)*1 + (1/9)*5 / ((4/9)*5 + (1/9)*1) = 3/7$$

Dans le modèle classique de distribution du spin suivant SU(6), on obtient:

$$w_2^n/w_2^p = (4/9)*1 + (1/9)*2 / ((4/9)*2 + (1/9)*1) = 2/3$$

Au premier ordre en  $Q^2$ ,  $w_1$  varie comme  $\sqrt{w_2}$  pour les nucléons. Donc

$$\sqrt{\gamma^n} / \sqrt{\gamma^p} = 3/7$$

\* Ce qui est relativement bien en accord avec l'expérience (fig.47), compte tenu qu'au dessus de  $x=0.7$ , les mesures avec le deutérium deviennent très difficile.

On peut donc penser que, si cet effet est confirmé, un choix cinématique bien précis,  $x \approx 1$ , permet de connaître le spin du quark qui interagit et donc de fixer un paramètre supplémentaire dans l'étude des interactions de spin.

b) Du lepton au quark.

Un deuxième point important, également abondamment étudié, est de comprendre comment le spin est transféré de l'état initial leptonique ou hadronique à l'état final hadronique. [56]

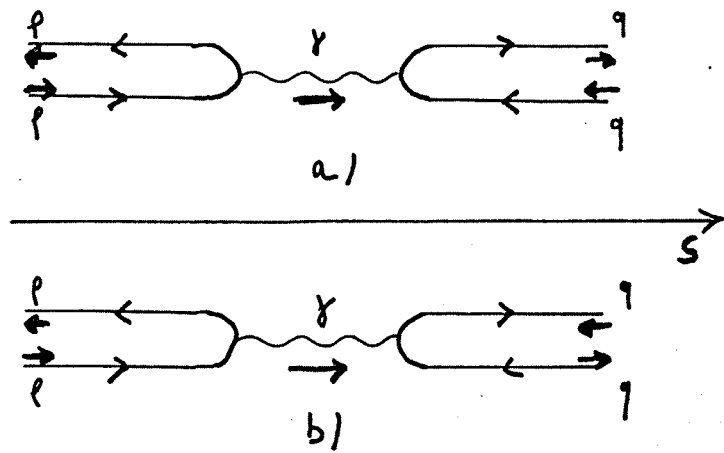


Fig. 48

## Interprétation des résultats

Dans la cas où le lepton initial est un neutrino, on peut montrer que la polarisation du quark sur lequel s'est effectué la collision est 100%. Le couplage étant du type V-A, le neutrino (antineutrino) n'interagit qu'avec des quarks d'hélicité -1 (+1).

$$P(q)=+1 \text{ neutrino} \quad P(q)=-1 \text{ antineutrino}$$

Si le lepton initial est un électron ou muon on obtient la formule:

$$P(q, y) = (y(2-y)/(1+(1-y)^2)) * P_{init} \quad \{1\}$$

$$0 \leq y = 1 - E'/E_{tot} \leq 1$$

$E'$  est l'énergie du lepton après la collision,  $E_{tot}$  l'énergie du lepton incident et  $P_{init}$  est la polarisation initiale du lepton. Toujours dans l'hypothèse simple et bien vérifiée de l'échange d'un photon.

On peut vérifier cette formule pour deux régions cinématiques extrêmes:

I. Retour vers l'arrière du lepton incident. La conservation de l'hélicité et du moment angulaire total montre que la configuration a) de la figure 48 est possible mais pas la b). Ainsi le parton est complètement polarisé dans la région de collision à grand angle dans le laboratoire  $y \approx 1$ , et la formule donne  $P = P_{init}$ .

II. Par contre, si l'on s'intéresse à la production vers l'avant, les différentes configurations peuvent se produire également. La polarisation est donc nulle pour les petits angles de production donc  $y \approx 0$ , comme le donne la formule.

c) Du quark sortant au hadron détecté.

Il faut enfin tenir compte des processus de recombinaison du quark qui vont permettre de créer la particule finale qui est seule visible (hypothèse du confinement). Il s'agit de savoir si, lors de cette recombinaison, la particule conserve l'état de spin du quark qui lui a donné naissance ou si certains effets viennent perturber cet état et diluer en quelque sorte la polarisation finale de la particule.

On peut représenter la section efficace inclusive  $l(\text{pol}) + N(\text{pol}) \rightarrow l + B + X$  par:

-----  
{1} Cas des masses nulles



Fragmentation de quarks polarisés en baryons polarisés.

quark d'hélicité +1	baryon	degré de polarisation	hélicité
u	$\Lambda$	0	
	$\Sigma^0$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	+1
	$\Sigma^-$	$\frac{1}{3} \times P(q)$	-1
	$\Sigma^+$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	+1
d	$\Lambda$	0	
	$\Sigma^0$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	+1
	$\Sigma^-$	$\frac{1}{3} \times P(q)$	-1
s	$\Lambda$	$1 \times P(q)$	+1
	$\Sigma^0$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	-1
	$\Sigma^-$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	+1
	$\Sigma^+$	$\frac{2}{3} \times P(q)$	+1
	$\Sigma^+$	$\frac{1}{3} \times P(q)$	-1

a)

Polarisation des hyperons produits dans la région de fragmentation du panton

$\mu$ polarisé + $N \rightarrow \mu + \text{"rapide"} \Lambda^+ + X$	
collision sur les quarks de valence (u et d)	$Pol(\Lambda) \approx 0.30 \times P(q)$ $Pol(\Sigma^+) \approx 0.60 \times P(q)$
collision sur les quarks de la mer (u, d et s)	$Pol(\Lambda) \approx 0.13 \times P(q)$ $Pol(\Sigma^+) \approx 0.15 \times P(q)$
$\gamma$ polarisé + $N \rightarrow \mu^- + \text{"rapide"} \Lambda^+ + X$	
collision sur les quarks de valence	$Pol(\Lambda) \approx 0.30$ $Pol(\Sigma^+) \approx 0.60$
collision sur les quarks de la mer	$Pol(\Lambda) \approx 0.30$ $Pol(\Sigma^+) \approx 0.60$

b)

Polarisation des hyperons produits dans la région de fragmentation de la cible.

$e$ polarisé + $N \rightarrow e' + \text{"lent"} \Lambda^+ + X$
$Pol(\Lambda) \approx 0.20 \times P(q)$ $Pol(\Sigma^+) \approx 0.80 \times P(q)$

c)

Table. 4

## Interprétation des résultats

$$\sum_i F_i(x) \{m_{lq \rightarrow lq'}\}^2 D_i^B(z)$$

$f_i(x)$  est la probabilité qu'un parton de type  $i$  avec la fraction  $x$  du moment du nucléon soit touché.

$m_{lq \rightarrow lq'}$  est l'élément de matrice pour le processus élastique

$D_i^B(z)$  est la probabilité pour qu'un parton de type  $i$  forme un baryon  $B$  de moment  $|p_B| = zK$  où  $z$  est la fraction de l'impulsion  $K$  du parton transférée au hadron dans le système du laboratoire. Ces probabilités sont aussi appelées fonctions de fragmentation. Elles jouent le même rôle dans la recombinaison du quark que les fonctions de structure  $G_{1,2}$  dans la fragmentation du projectile.

En fait on distinguera aussi :

$D_{i-up}^{B-up}(z)$  et  $D_{i-up}^{B-dn}(z)$  qui donne la probabilité que le spin de  $B$  soit parallèle ou anti-parallèle à celui du parton  $i$ .

On ne sait actuellement que peu de choses sur ces fonctions, on peut néanmoins proposer quelques hypothèses "réalistes".

On peut prévoir des effets dans les régions de corrélation à courte portée en rapidité: c. à. d. si l'on s'intéresse aux particules qui proviennent du même constituant initial.

Si on suppose que la recombinaison se fait en plusieurs fois, il n'y aura pas de corrélation de spin entre les quarks "ramassés" et les quatre combinaisons de spin auront la même probabilité. I.I.Y. Bigi [57] obtient ainsi une estimation pour ces fonctions  $D_i^B(z)$  (table.4.a) et une évaluation de la polarisation des hyperons dans la région de fragmentation de l'ordre de 30% pour un  $\Lambda^0$  et 60% pour un  $\Sigma$ .

On établit ainsi une corrélation entre le degré de polarisation d'une particule donnée et la nature ainsi que le spin du quark qui lui a donné naissance. Il apparaît une fois de plus, que l'étude des effets de spin renseigne, non seulement sur la dynamique des forces dépendant du spin au niveau des constituants, mais aussi sur les autres nombres quantiques qui leurs sont associés (tables.4.b,c).

Les interactions leptons-nucléons, de part leur "relative" simplicité, tant du point de vue expérimental que théorique, ont permis de montrer l'importance que revêtent les études de spin dans la compréhension des interactions électromagnétiques et faibles. Les différents modèles, basés sur le développement des produits d'opérateur de courant, particularisés dans les modèles de quark-partons, peuvent être testés et distingués par l'étude des

## Interprétation des résultats

fonctions de structures G1 et G2. De plus, il semble que l'étude des effets de spin renseigne sur la nature même de l'interaction et sur la masse des quarks.

Il est donc tout naturel de penser que ces études seront d'une toute aussi grande importance dans les phénomènes hadroniques, plus complexes mais aussi plus riches, que nous allons envisager dans le paragraphe suivant.

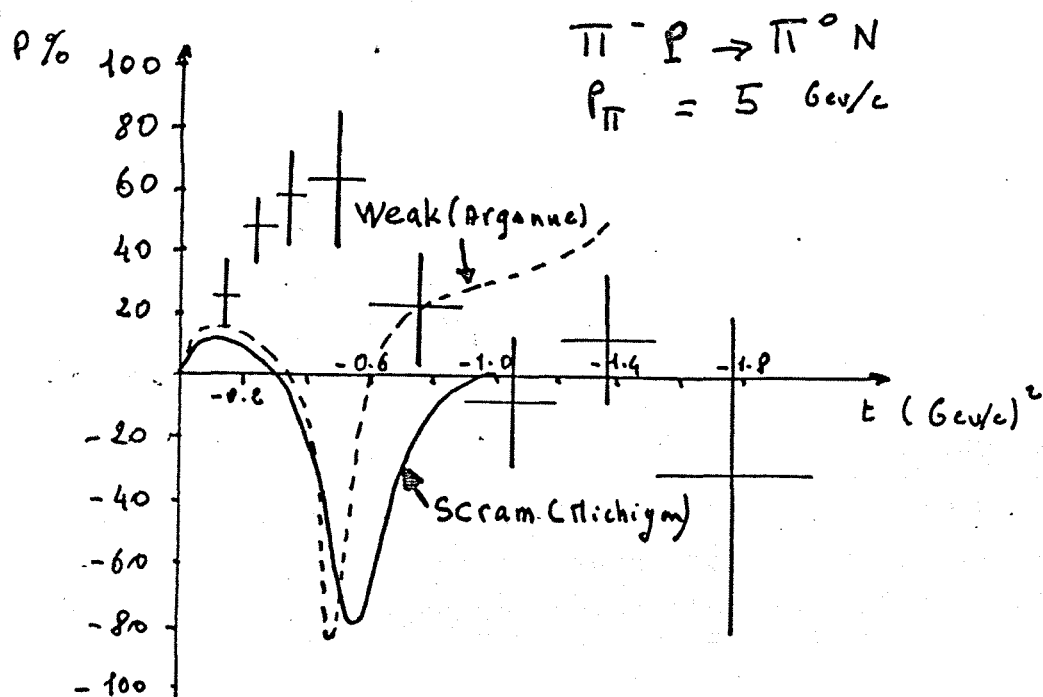


Fig. 49 Prédiction des coupures de Regge pour la polarisation dans l'échange de charge  $\pi N$

## Interprétation des résultats

### V.3) Les interactions hadroniques

L'étude des interactions hadroniques est plus complexe mais procure des informations nouvelles et, quelques fois, inaccessibles par les autres types d'interactions sur la nature des forces interconstituants et sur les constituants eux-mêmes.

C'est une étude plus délicate, car il s'agit d'interpréter la collision de deux objets composites où chaque composant est susceptible d'avoir un comportement propre. Cependant ces interactions appartiennent à l'une des quatre grandes familles reconnues jusque là et présentent donc une certaine spécificité qu'il est indispensable d'étudier.

Ces études apportent des informations nouvelles car actuellement seuls les accélérateurs de protons atteignent les plus hautes énergies et permettent ainsi de tester les prédictions faites à plus basses énergies (spectroscopie et interactions leptons-nucléons). Il est enfin un domaine où seules les interactions fortes peuvent donner une mesure directe, c'est l'étude du champ gluonique. Les gluons ne se couplent pas avec l'électron ou le photon; ils sont ainsi difficilement détectables dans les interactions leptons-nucléons. Ils jouent cependant un rôle extrêmement important dans l'interaction forte comparable à celui des photons pour l'interaction électromagnétique.

On rappellera, tout d'abord, les résultats les plus marquants obtenus ces dernières années qui sont difficilement interprétables par des modèles classiques. On abordera ensuite l'aspect théorique, en présentant trois types de réactions où les modèles quarks-partons sont susceptibles d'être testés.

Réaction où la particule diffusée ne reçoit qu'une petite impulsion transverse : réactions élastiques à petit  $|t|$  ou réaction inclusive à petit  $P_t$  et grand  $x$ .

Réaction à grande impulsion transférée: élastique à grand  $|t|$  et inclusive à grand  $P_t$ .

Production de dileptons (mécanismes de Drell-Yan).

#### V.3.1) Résultats expérimentaux récents

\* Les effets de spin étudiés depuis fort longtemps dans les interactions hadroniques ont permis d'affiner la théorie de Regge en rejetant certains modèles par ailleurs tout à fait compatibles avec les autres observables (fig.49). Cependant, comme le montrent relativement bien nos résultats, certains problèmes apparaissent lorsqu'il faut interpréter des résultats à grandes impulsions transférées aussi bien dans les réactions élastiques que inclusives.

## Interprétation des résultats

Mais, nos résultats ne sont pas les seuls à présenter ces difficultés.

Le laboratoire d'Argonne s'est particulièrement illustré ces dernières années par la mesure des effets de spin à moyenne énergie (<12 GeV/c) grâce à un faisceau de protons polarisés de grande intensité.

Les résultats les plus significatifs ont été:

- a) Les mesures de sections efficaces totales et différentielles pour des états purs de spin ou d'hélicité.

Dans la région de 1 à 6 GeV/c, on observe une structure importante pour  $\Delta\sigma_1$  à 1.5 GeV/c (fig.50(a,b)). L'interprétation de ce phénomène n'est pas définitive pour l'instant. Certains avancent que cela correspond à l'échange d'un dibaryon {1} [65], [66]. D'autres pensent que la présence du seuil de production du  $N^*(1238)$  peut conduire à de tels effets [67]. Le  $\Delta\sigma_t$  montre aussi une dépendance en énergie avec une structure pour  $P=2$  GeV/c [68].{2}

A ces énergies, il semble qu'il soit encore possible d'interpréter les résultats à l'aide des modèles de Regge prenant en compte l'effet simultané de l'échange d'un grand nombre de pôles et des interférences d'échange.

A 11.75 GeV/c,  $C_{nn}$  et  $R_0 = \frac{d\sigma}{dt}^{++} / \frac{d\sigma}{dt}^{+-}$  ont été mesurés pour l'énergie maximum de l'accélérateur d'Argonne: les résultats montrent que  $C_{nn}$  et  $R_0$  croissent rapidement jusqu'à 50% pour  $C_{nn}$  et d'un facteur 4 pour  $R_0$  au dessus de  $P_t^2 = 3.6$  GeV/c<sup>2</sup> (fig.51) [69], [70], [71].

La dépendance extrêmement forte des effets de spin en fonction de  $P_t$ , c.à.d de la profondeur à laquelle on étudie le nucléon, pourrait indiquer que ces effets sont dûs à la structure interne du nucléon. Les effets de spin sont donc sensibles aux constituants, même à faible énergie.

---

{1} Particule formée de six quarks.

{2}  $C_{11}$  est aussi discuté par [65]

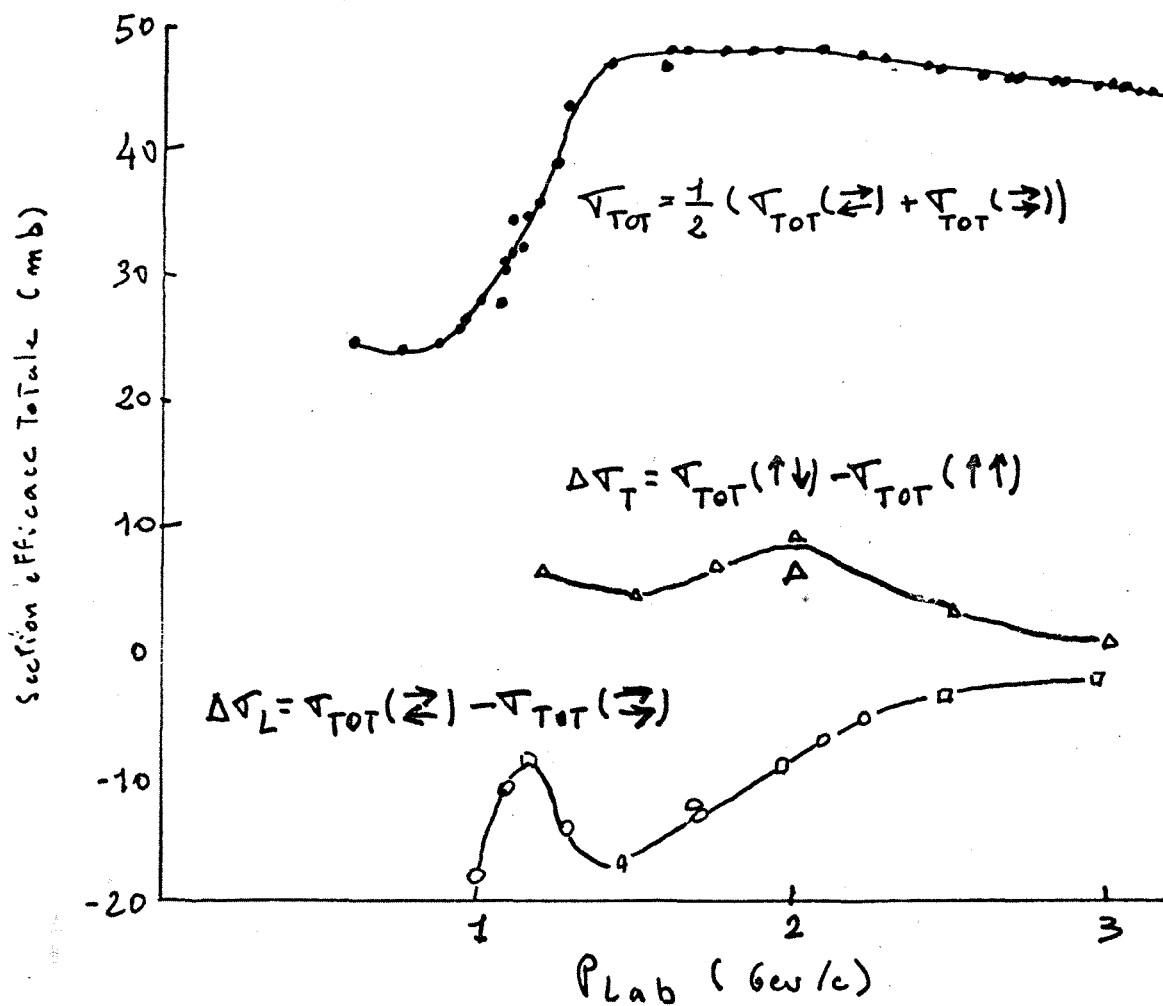


Fig. 50.a

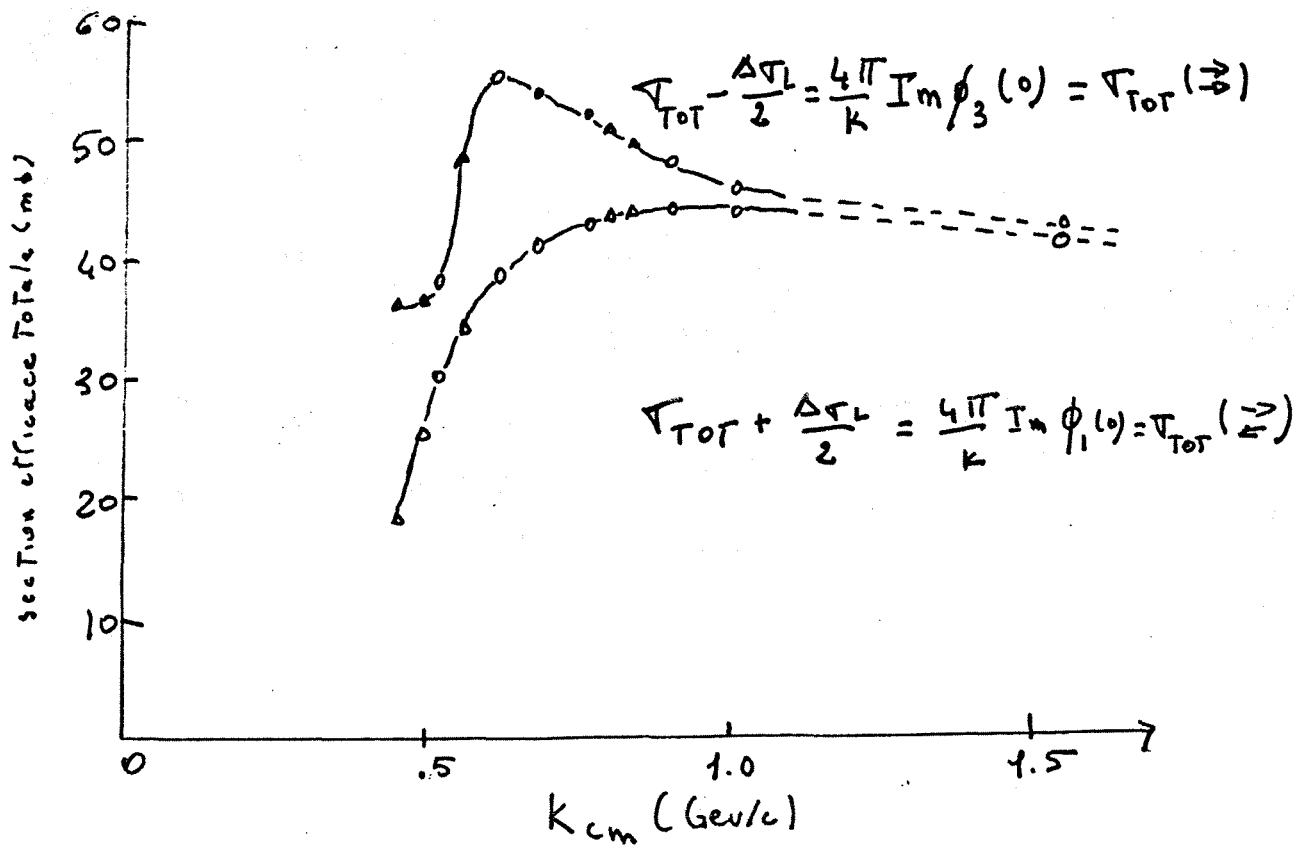


Fig. 50.b

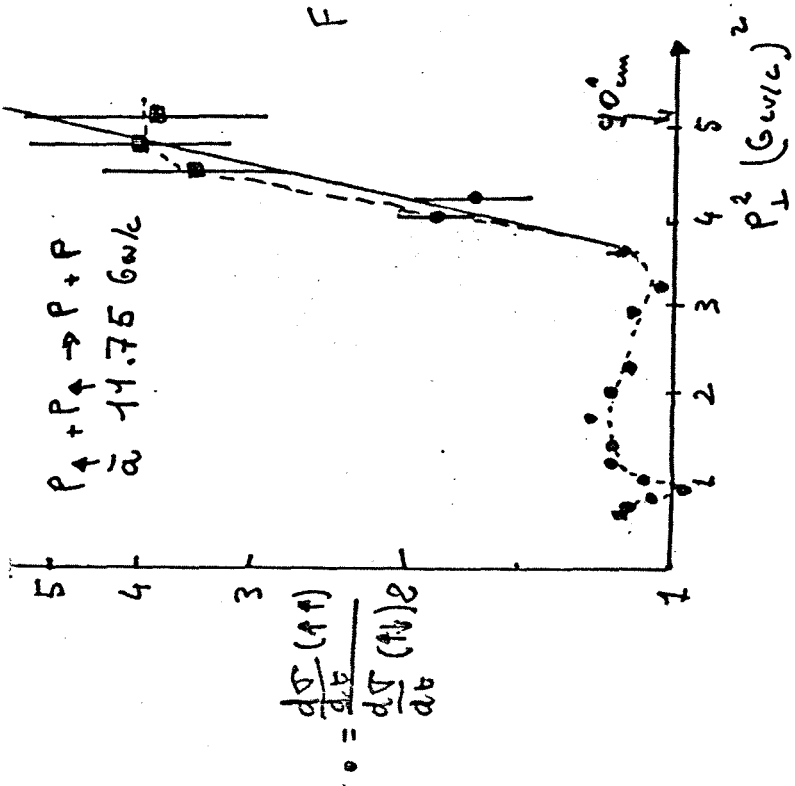


Fig. 51

$P \uparrow + P \rightarrow \pi^\pm + X \sim 6 \text{ GeV/c}$

$\pi^-$	$\pi^+$
$\nabla$	$\nabla$
$\circ$	$\bullet$
$\square$	$\blacksquare$
$\triangle$	$\blacktriangle$

$.25 < X < .4$   
 $.4 < X < .6$   
 $.6 < X < .8$   
 $.8 < X$

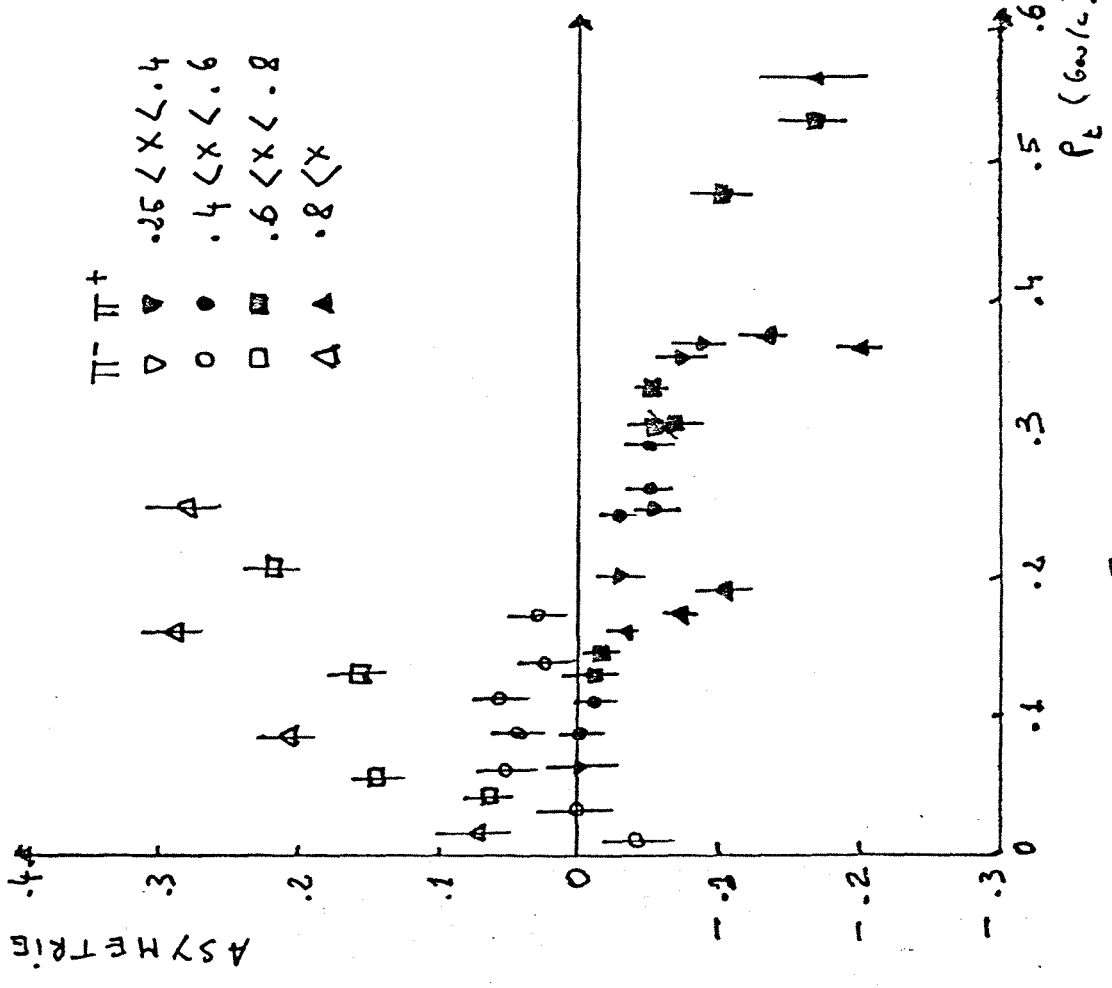


Fig. 52

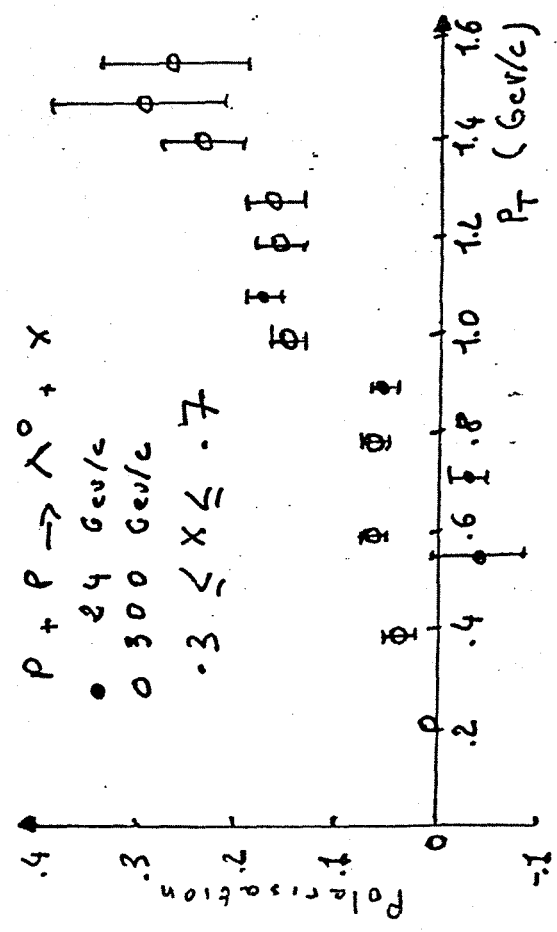


Fig. 53

## Interprétation des résultats

Ces résultats et les suivants, qui posent ainsi de sérieux problèmes pour être interprétés dans le cadre des théories de Regge, semblent trouver, dans les modèles de constituant, une approche mieux appropriée.

b) Mesure d'asymétrie dans la production inclusive de pions à 6 et 11.8 GeV/c. On observe des effets importants (40%) à grand  $P_t$  pour  $x > .6$  [72] (fig.52).

\* D'autres résultats à plus haute énergie ont été obtenus au C.E.R.N. et au F.N.A.L.

a) Mesure de la polarisation dans la production inclusive de  $\Lambda^0$  à 300 GeV/c. On obtient une asymétrie croissant avec  $P_t$  de 20 à 30% à  $p_t = 1.5$  GeV/c et pour  $0.3 < x < 0.7$  [28] très comparable à la même mesure à 24 GeV/c (fig.53) [73].

\* b) Mesure de polarisation dans les réactions élastiques pp. Ces résultats montrent [74],[75] une polarisation pratiquement nulle pour les petites valeurs de  $|t|$  mais exhibent des structures importantes à plus grand  $|t| > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> avec, il est vrai, une précision statistique faible (fig.36).

Ces résultats confirment l'idée que les modèles de Regge ne sont pas adaptés à l'interprétation des résultats à grande impulsion transférée aussi bien à faible qu'à plus haute énergie. Il semble que ces effets importants soient dus à la présence des constituants. On peut imaginer que certaines amplitudes, non dominantes à faible énergie dans la section efficace mais présentes dans les effets de spin, comportent une dépendance en spin importante dès que l'on considère l'interaction avec les constituants. Cela pourrait conduire à ce que les effets d'interaction entre les constituants observables à grande énergie, soient déjà détectables à plus basse énergie par des mesures d'effets de spin.

### V.3.2) Réaction à petite impulsion transférée

C'est le domaine où l'application des modèles de constituants est le plus difficile à réaliser car ces réactions sont plus sensibles à la forme totale du nucléon (pic de diffraction) qu'à sa structure interne. Cependant, les sections efficaces sont grandes, et rendent l'étude expérimentale plus facile et plus rapide.

#### V.3.2.1) Réaction élastique

Wright [76] a tenté d'interpréter la dépendance en spin des réactions élastiques  $\pi^-p$  et  $p-p$  aux énergies d'Argonne (2 → 12 GeV) en présentant le poméron, qui est le principal pôle échangé, comme étant constitué de 2 ou plusieurs gluons. Cette idée avait



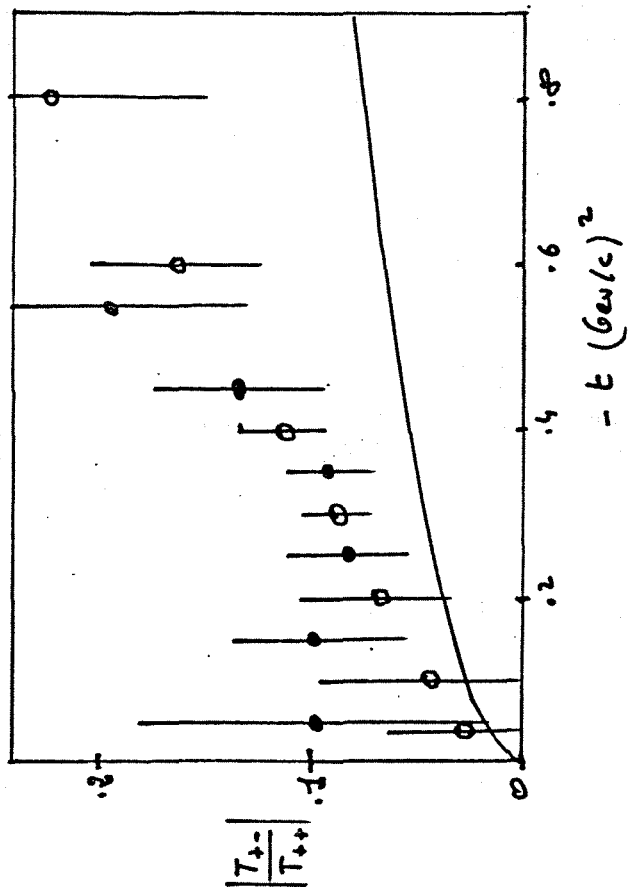


Fig. 54

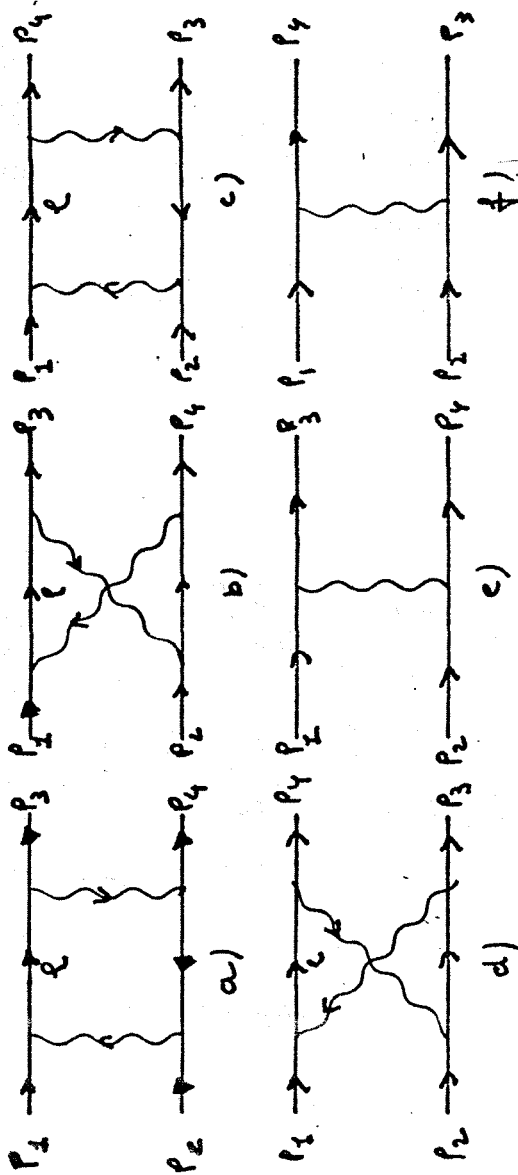


Fig. 55

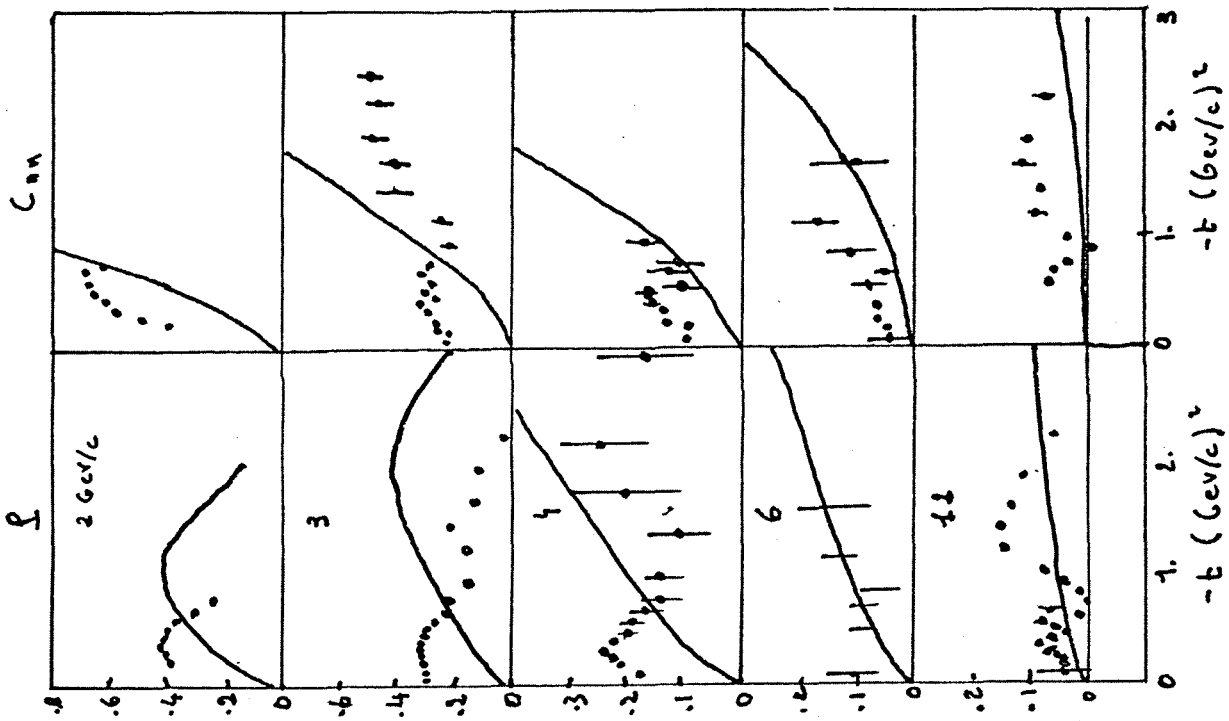


Fig. 56

## Interprétation des résultats

originellement était introduite par Low et Nussinov [77,78,79].

Wright montre que l'amplitude correspondant à l'échange de deux gluons en  $\pi^-p$  a la même structure d'hélicité que l'amplitude qui correspond à l'échange d'un seul gluon: on obtient alors le rapport entre l'amplitude de renversement du spin et l'amplitude de non renversement du spin:

$$T_{+-}/T_{++} = (wM/wE+p^2) * Tg \theta/2$$

w et E énergie dans le centre de masse du pion et du proton

p impulsion dans le centre de masse

$\theta$  angle de collision

\* Les résultats sont présentés sur la (figure.54). La différence entre les résultats et l'estimation théorique, d'un facteur 2, peut provenir des effets non-diffractifs (venant d'un pôle autre que celui du poméron) non négligeables dans cette région.

\* Dans les sections efficaces élastiques p-p, les processus diffractifs sont, par contre, dominants; on suppose alors, pour simplifier que, comme précédemment, la structure d'hélicité de l'échange de deux gluons est la même que l'échange d'un gluon (fig.55). Dans ce cas, toutes les amplitudes ont la même phase et la polarisation est nulle. Cependant, comme nous l'avions vu dans le paragraphe consacré aux études spectroscopiques [35], le gluon peut avoir un terme de couplage tensoriel qui ferait apparaître des déphasages. En fait, les phases ont été obtenues phénoménologiquement, ce qui a conduit aux résultats de la (fig.56). Seuls le signe et la valeur moyenne de la polarisation sont corrects.

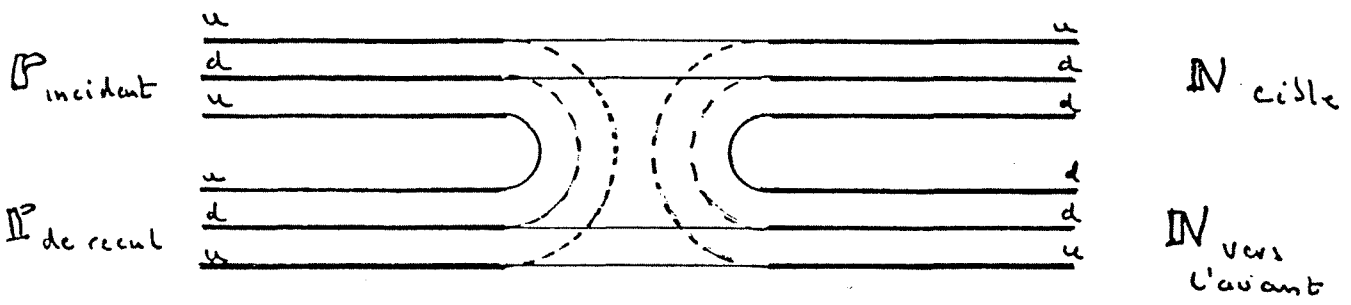
### V.3.2.2) Réaction avec échange de nombre quantique.

Un autre type d'interaction dans le domaine des petits  $|t|$ ; les réactions où il y a échange de nombre quantique, comme l'échange de charge dans  $p + n \rightarrow n + p$  ou  $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ , ont été considérés par Chen, Kinoshita [80,81,82].

Phénoménologiquement, ces réactions peuvent être classées en deux catégories:

a) Celles qui ont un pic vers l'avant indépendant de l'énergie et qui correspondent à une dominance de l'amplitude de renversement de spin.

b) Celles qui ont un pic vers l'avant qui se retrécit quand l'énergie augmente et qui correspondent à une dominance de l'amplitude de non renversement du spin.



Echange de charge  $P N \Rightarrow N P$   
 Fig. 57

## Interprétation des résultats

Chen montre qu'on peut utiliser l'approximation d'interaction indépendante (impulse approximation) même pour les petites valeurs de  $|t|$ . Cette approximation, dont on a déjà parlé, concerne les processus de collision dure entre les constituants qui conduisent, en général, à la production de particules de grandes impulsions transférées. Cependant, dans les réactions que l'on considère ici, un quark au moins reçoit une grande impulsion car il subit un renversement de  $180^\circ$  de son sens de mouvement (fig.57). Cette approximation est donc justifiée si l'on suppose que le nucléon est formé de deux systèmes quasi-libres: le couple (U,D) et le quark U (D) qui forment le proton (neutron). Ces hypothèses permettent de diviser l'amplitude totale en deux parties H1 et H2 correspondant aux deux systèmes.

Ces deux amplitudes H1 et H2 doivent avoir un comportement dépendant du spin assez différent. Il est donc intéressant de comprendre comment les deux amplitudes dépendant du spin, dominant les réactions a) et b), sont en relation avec les amplitudes H1 et H2.

Ces deux derniers paragraphes montrent que des tentatives sont faites pour étendre le domaine de prédiction des théories de constituants des régions des grandes impulsions transférées vers celle des petites. Il est important de poursuivre les études dans cette direction et, en particulier, de voir les correspondances que l'on peut établir entre les modèles de Regge et le modèles de constituants dans le but d'unifier l'interprétation.

### V.3.3) Réactions à grande impulsion transférée

C'est une région cinématique où il est possible de faire des approximations simplificatrices (échange d'un seul gluon, approximation d'interaction indépendante) qui se sont révélées correctes dans l'interprétation des sections efficaces. Ces expériences permettent de tester directement les constituants du nucléon, comme les interactions leptons-nucléons profondes, mais en découvrant en plus l'influence des gluons qui transportent environ 50% du moment total des particules.

#### V.3.3.1) Détermination des différents types de constituants

Une question importante est de savoir quelle est la nature des constituants entrant en collision. S'il s'agit de deux quarks, comme on pourrait le penser de prime abord, on peut montrer que la section efficace différentielle doit décroître comme  $P_t^{-4}$ . Or, l'expérience donne  $P_t^{-8}$  à  $P_t^{-12}$ , suivant le type de réaction. D'une manière générale on peut montrer que:

Si l'on suppose une variation en  $P_t^{-n}$ , on obtient les différentes valeurs de n suivant le type de collision envisagée:

## Interpretation des resultats

q est pour quark, V pour gluon et B pour baryon.

$q + q \rightarrow q + q$	$n=4$
$q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$	$n=4$
$q + q \rightarrow V + V$	$n=8$
$q + V \rightarrow q + V$	$n=8$
$q + B \rightarrow q + B$	$n=12$

Cependant, si l'on inclut ces différents processus, chacun dans des proportions phénoménologiquement adéquates, dans le calcul des sections efficaces, on obtient des résultats satisfaisants [83], [84]. En particulier, on retrouve la dépendance en  $P_t^{-8}$  pour  $P + P \rightarrow \pi^+ + X$ .

Le spin des constituants  $q(1/2)$ ,  $v(1)$  ou association de constituants  $qq(0,1)$  étant différents, l'étude des effets de spin peut apporter des informations sur la contribution de chacun de ces processus pour chaque domaine cinématique considéré. On peut s'en rendre compte en considérant le cas très simple où le nucléon est formé de constituants ponctuels sans interaction.

Suivant l'état de spin du constituant (0 ou non polarise, 1/2, 1) les effets de spin seront assez différents, ainsi:

L'interaction d'un constituant de spin 0 et d'un autre de spin 0 ou 1/2 ne donne pas d'effets.

Tandis que l'interaction de deux constituants de spin 1/2 génère d'importants effets de spin sur lesquels nous reviendrons. En réalité, il faut tenir compte des fonctions de structures et de fragmentations indispensables à l'interprétation des mesures déjà effectuées.

La mesure des effets de spin peut permettre, ainsi, de tester la nature même des constituants prenant part à l'interaction fondamentale.

### V.3.3.2) Calcul des asymétries spin-spin dans Q.C.D.

Aucune théorie à ce jour ne permet de calculer précisément les effets de spin à haute énergie, cependant la chromodynamique quantique et les résultats déjà obtenus dans les interactions lepton-nucléon profondes, permettent d'évaluer les asymétries spin-spin [85] dans la limite des réactions inclusives à grands  $P_t$ .

Considérons la réaction  $P(\rightarrow) + P(\leftarrow) \rightarrow \pi + X$ , où le proton incident et le proton cible ont un spin défini. Dans le cas où une seule particule est polarisée, l'asymétrie est bien entendue nulle, comme on vient de le voir et comme on le démontre dans la note.3 dans le cas  $qq \rightarrow qq$ .

## Interprétation des résultats

L'asymétrie est définie par :

$$A_{LL} = \frac{\frac{d\Gamma}{dt}(\rho^+\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^+) - \frac{d\Gamma}{dt}(\rho^+\rho^- \rightarrow \pi^+\pi^+)}{\frac{d\Gamma}{dt}(\rho^+\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^+) + \frac{d\Gamma}{dt}(\rho^+\rho^- \rightarrow \pi^+\pi^+)} = \frac{\Delta(\rho\rho \rightarrow \pi^+\pi^+)}{\Sigma(\rho\rho \rightarrow \pi^+\pi^+)}$$

$$\Delta(\rho\rho \rightarrow \pi^+\pi^+) = \sum_{ab \rightarrow cd} \int dx_a dx_b \Delta G_a^P(x_a) \Delta G_b^P(x_b) \frac{dz_c}{z_c^2} D_c^\pi(z_c) \\ * \left[ \frac{\hat{s}}{\pi} a_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) \right] \mathcal{S}(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (1)$$

$$\Delta G_a^P(x_a) = G_{a^+}^{P^+}(x_a) - G_{a^-}^{P^+}(x_a)$$

$$a_{ab \rightarrow cd}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \left[ \frac{d\hat{\Gamma}}{d\hat{t}}(a_+ b_+ \rightarrow cd) - \frac{d\hat{\Gamma}}{d\hat{t}}(a_+ b_- \rightarrow cd) \right]$$

Les variables  $\hat{s} = x_a x_b s$ ,  $\hat{t} = x_a t/z$ ,  $\hat{u} = x_b u/z$  sont les variables de Mandelstam du sous-processus  $ab \rightarrow cd$ .

Les  $d\hat{\Gamma}/d\hat{t}$  sont les sections efficaces différentielles des interactions des constituants  $ab$  donnant  $cd$  en tenant compte de leurs états d'hélicité. Ces sections efficaces ont été calculées dans les hypothèses de Q.C.D. pour les différents processus déjà énoncés. Ces calculs sont relativement simples dans le cas  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$ , similaires aux calculs leptoniques  $e\mu \rightarrow e\mu$  avec en plus les termes de couleurs. Un exemple de ces calculs est donné en note N.3 pour montrer dans quelle mesure le spin des quarks et des gluons joue un rôle fondamental dans la dynamique. La table.5 présente les résultats pour les différents processus envisageables [88] [85].

On obtient ainsi les valeurs suivantes de  $a_{ab \rightarrow cd}$  pour les différents processus. Par exemple à  $90^\circ$  dans le centre de masse où  $-u = -t = s/2$ , on obtient des effets importants. Ainsi:

Sections efficaces QCD pour des états purs d'hélicité.

processus	$\frac{d\sigma_{++}}{dt}$	$\frac{d\sigma_{+-}}{dt}$
$q_\alpha q_\beta \rightarrow q_\alpha q_\beta$	$8/9 \left[ \frac{s^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \left( \frac{s^2}{u^2} - \frac{2}{3} \frac{s^2}{tu} \right) \right]$	$8/9 \left[ \frac{u^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \frac{t^2}{u^2} \right]$
$q_\alpha \bar{q}_\beta \rightarrow q_\alpha \bar{q}_\beta$	$8/9 \left[ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\beta\beta} \frac{s^2}{t^2} \right]$	$8/9 \left[ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\beta\beta} \frac{u^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \delta_{\beta\beta} \frac{(t^2+u^2)}{s^2} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\beta\beta} \delta_{\beta\beta} \frac{u^2}{st} \right]$
$qV \rightarrow qV$	$\left[ \frac{2s^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{s^2}{us} \right]$	$\left[ \frac{2u^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{u^2}{us} \right]$
$\bar{q}V \rightarrow \bar{q}V$	$\left[ \frac{2s^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{s^2}{us} \right]$	$\left[ \frac{2u^2}{t^2} - \frac{8}{9} \frac{u^2}{us} \right]$
$VV \rightarrow q\bar{q}$	0	$\left[ \frac{1}{3} \frac{(u^2+t^2)}{ut} - \frac{3}{4} \frac{(t^2+u^2)}{s^2} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow VV$	0	$\left[ \frac{64}{27} \frac{(t^2+u^2)}{ut} - \frac{16}{3} \frac{(t^2+u^2)}{s^2} \right]$
$VV \rightarrow VV$	$9/2 \left[ \frac{2s^2}{ut} - \frac{5u}{t^2} - \frac{5t}{u^2} \right]$	$9/2 \left[ 6 - \frac{2s^2}{ut} - \frac{5u}{t^2} - \frac{5t}{u^2} - \frac{2ut}{s^2} \right]$

chaque section efficace contient un facteur commun  $\frac{\pi \alpha_s^2}{s^2}$

Table. 5

## Interprétation des résultats

$$a_{q \times q_p \rightarrow q \times q_p} = (0.6 + 0.45 \delta_{\alpha\beta}) \sum q \times q_p \rightarrow q \times q_p$$

$$a_{q \nu \rightarrow q \nu} = 0.6 \sum q \nu \rightarrow q \nu$$

$$a_{\nu \nu \rightarrow \nu \nu} = 0.7 \sum \nu \nu \rightarrow \nu \nu$$

$$\text{où } \sum = \frac{d\Gamma_{++}}{dt} + \frac{d\Gamma_{+-}}{dt}$$

Les  $G_a^{p(+)}(x_a)$  sont les fonctions de distribution du quark  $a$  d'hélicité  $+$  dans un proton  $p$  d'hélicité  $+$  ayant une proportion de l'impulsion du proton comprise entre  $x_a$  et  $x_a + dx_a$ . Ce sont les fonctions de structure dont on a déjà parlé dans le chapitre précédent.

Nous avons aussi rencontré les fonctions  $D_c^\pi(z_c)$  dans le paragraphe concernant les interactions lepton-nucléons; elles représentent le processus de recombinaison du parton  $c$  en  $\pi$  ayant la proportion  $z_c$  de l'impulsion du parton.

Pour déterminer l'asymétrie globale, il faut évaluer les fonctions de structures  $G$  et de fragmentation  $D$ . On a vu dans le paragraphe précédent comment on peut déterminer les fonctions de structures dans les interactions lepton-nucléons pour les quarks et les anti-quarks [89]. Mais l'expérience ne donne pas pour l'instant de résultats pour tout  $x$  et pour les gluons. Il faut donc introduire ici quelques hypothèses supplémentaires [90], [91]. Babcock et al. [85], [86] donnent trois exemples d'estimation de  $A_{11}$  {1} (fig.58.a,b,c):

a) modèle conservatif  $SU(6)$ . l'image simple d'une distribution du spin suivant  $SU(6)$  ne rend pas compte de la présence de la mer et des gluons qui portent cependant environ 50% de l'impulsion. On peut tout en conservant la symétrie  $SU(6)$  introduire l'influence de la mer suivant un mécanisme qui fait apparaître la mer comme polarisée. Ce processus peut être testé dans la production de dileptons. (voir paragraphe suivant)

---

{1} Certaines prédictions ont aussi été faites pour  $A_{nn}$  [66] qui donnent des valeurs beaucoup plus faibles que  $A_{11}$ .



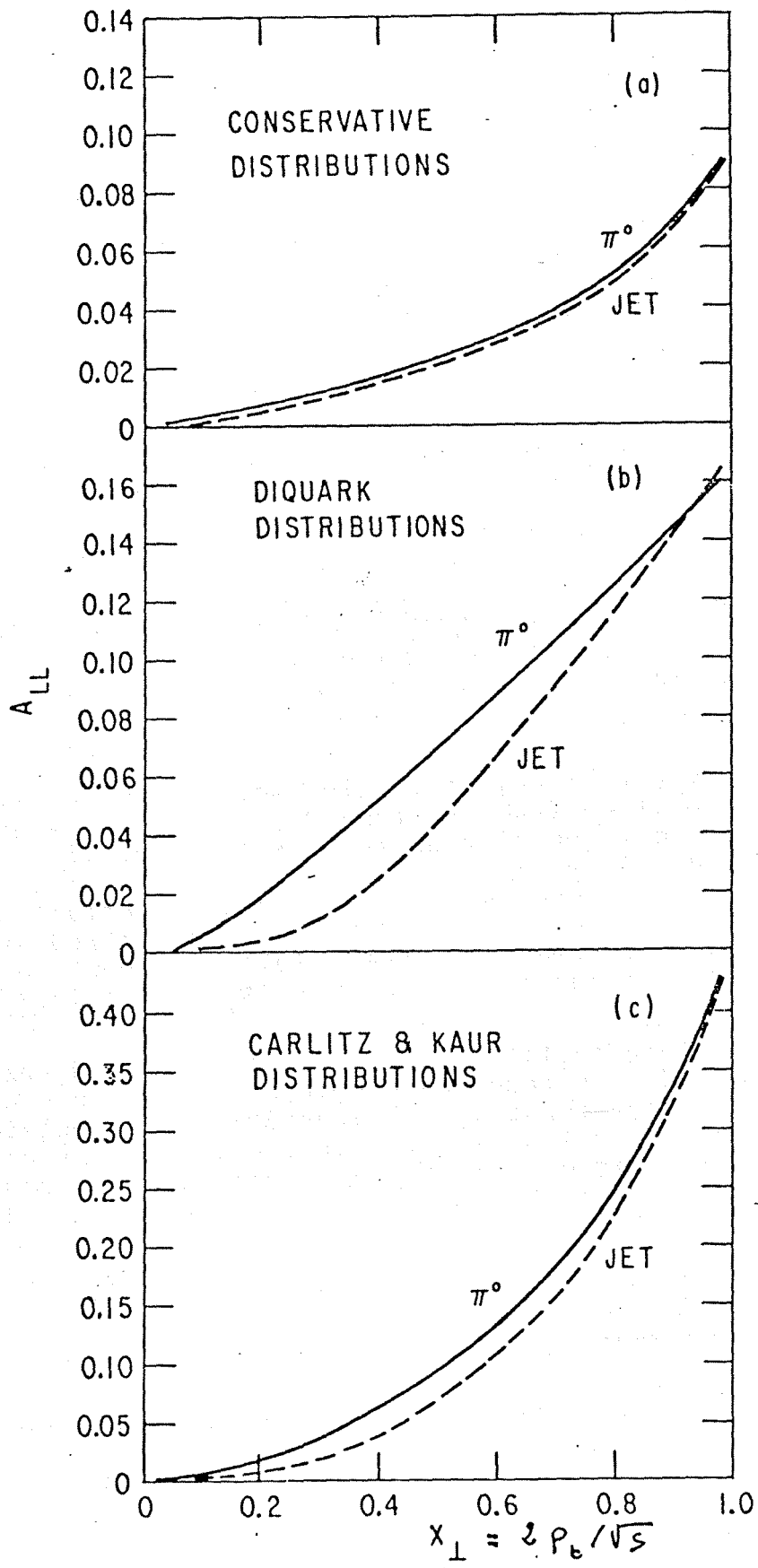


Fig. 58

## Interprétation des résultats

b) Modèle de quark-diquark où comme on l'a vu le constituant de grand  $x$  transporte le spin du nucléon.

c) la distribution de Carlitz et Kaur.

On peut penser aussi observer des asymétries dans la production de jets hadroniques. Les mesures sont plus faciles car les sections efficaces sont plus grandes (environ deux fois) que celles de production d'un seul méson à grand  $p_t$ . [92].

Ainsi, les mesures de ces asymétries peuvent permettre d'évaluer l'influence du champ gluonique dans les mécanismes inclusifs et de faire un choix entre les différents modèles de quark-parton. Remarquons, à titre d'exemple, que le modèle d'échange des constituants (C.I.M.) prédit que le processus dominant est  $q+\pi \rightarrow q+\pi$ . Cela conduit à une asymétrie nulle [93].

### V.3.4) La production de dileptons

\* L'étude de la production de dileptons dans les interactions hadroniques, suivant le mécanisme de Drell-Yan [94], constitue un complément essentiel aux études  $e^+e^-$  et leptons-nucléon profondes, car les mêmes diagrammes apparaissent dans les différents processus (fig.59). Du point de vue du spin, ces mécanismes peuvent apporter des informations supplémentaires permettant de savoir, par exemple, si la mer virtuelle de  $q-\bar{q}$ , à l'intérieur d'un nucléon polarisé, est polarisée. Naïvement, on pourrait penser que cette mer n'est pas sensible à l'état de spin du nucléon. Mais certains modèles prétendent le contraire [95], [96].

\* Selon F.E.Close et al. [96], les gluons peuvent être représentés comme un nuage entourant les quarks de valences. Mais, par un effet de "bremsstrahlung", un gluon peut être émis et créer une paire  $q-\bar{q}$ . Si ce processus est dominant dans la production de gluons, les diagrammes de la figure 60 seront les plus importants. Si l'on néglige les masses des quarks et si l'interaction est du type  $\gamma^V$ , le quark conserve son hélicité. Celle du gluon est donc déterminée par la conservation du moment angulaire et dépend, en particulier, de la fraction de moment qu'il emporte (voir V.2.3.b). Le quark et l'anti-quark ainsi créés auront une hélicité qui dépendra de celle du quark initial. Les règles de comptages, introduites plus ou moins phénoménologiquement, permettent de faire des prédictions sur le comportement des sections efficaces différentielles à grand  $P_t$  [97].

Il est possible d'évaluer la probabilité qu'un vecteur gluon d'hélicité  $+$  soit émis par un quark d'hélicité  $+$

$P_{q \rightarrow v+} = b/z$  où  $b$  contient des termes dépendant de la couleur, de la constante de couplage de l'interaction forte et de l'intégration sur l'impulsion transverse.  $z$  représente la proportion du moment emporté par le gluon.

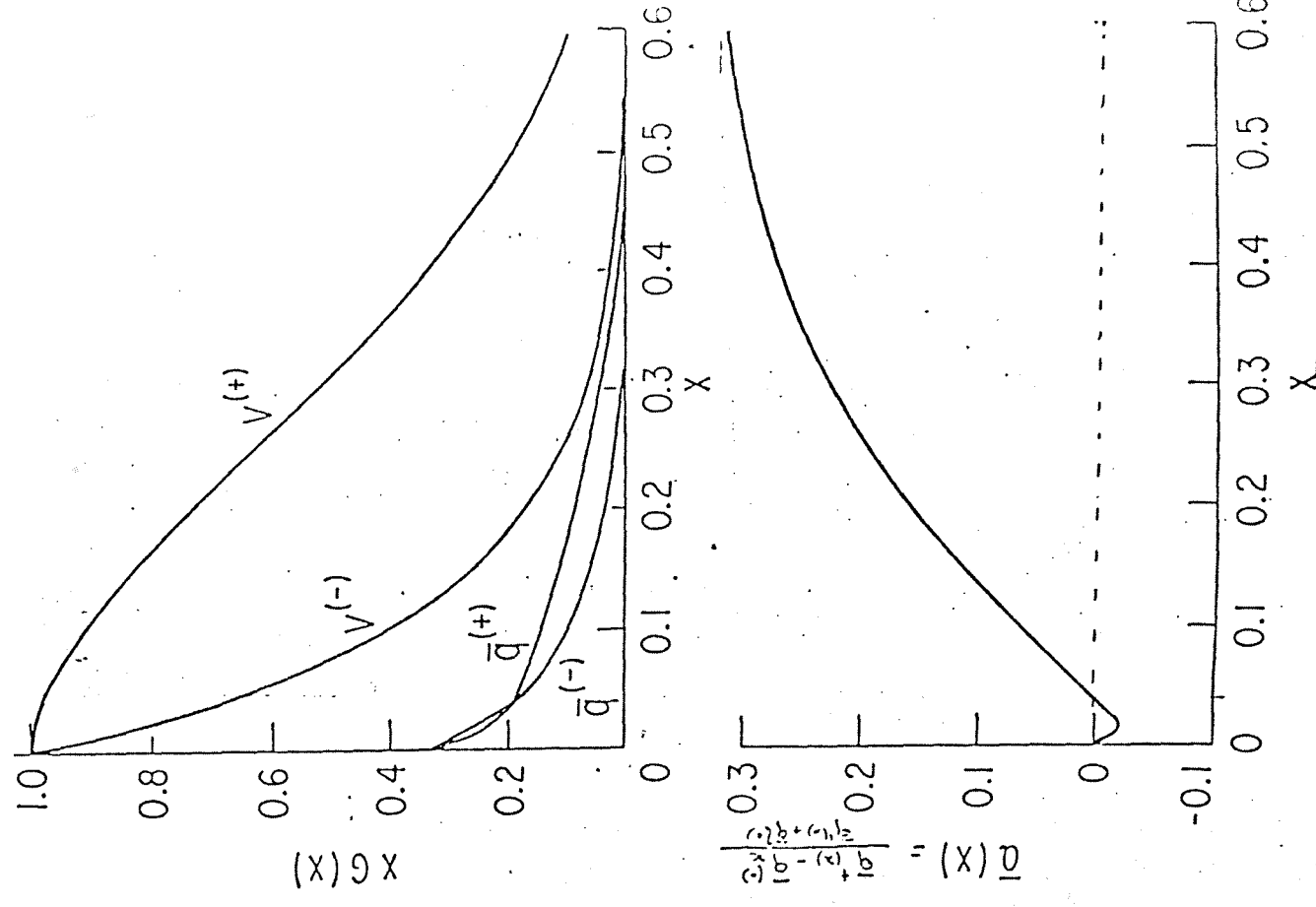


Fig. 64

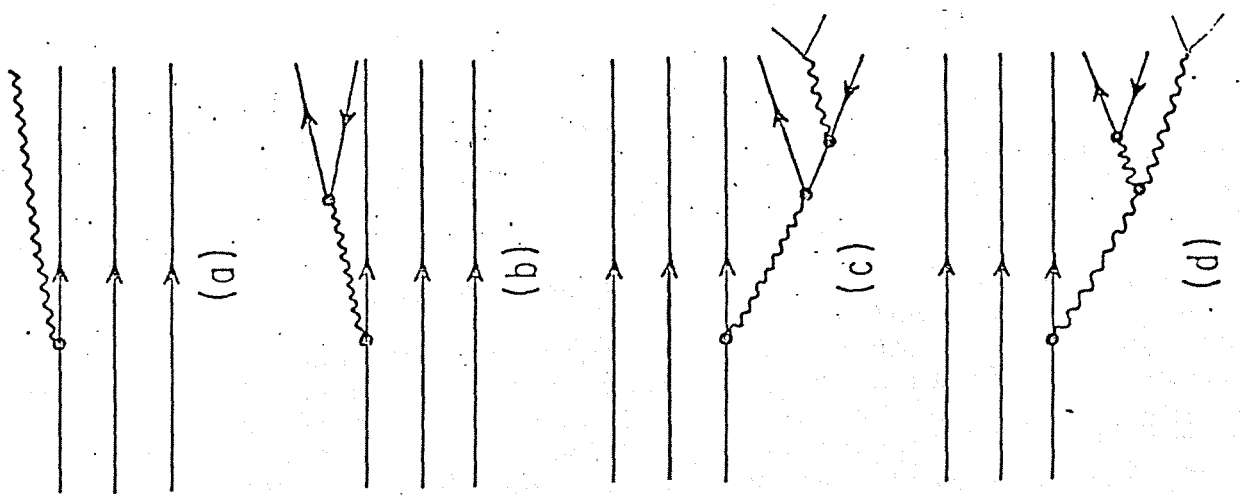


Fig. 60

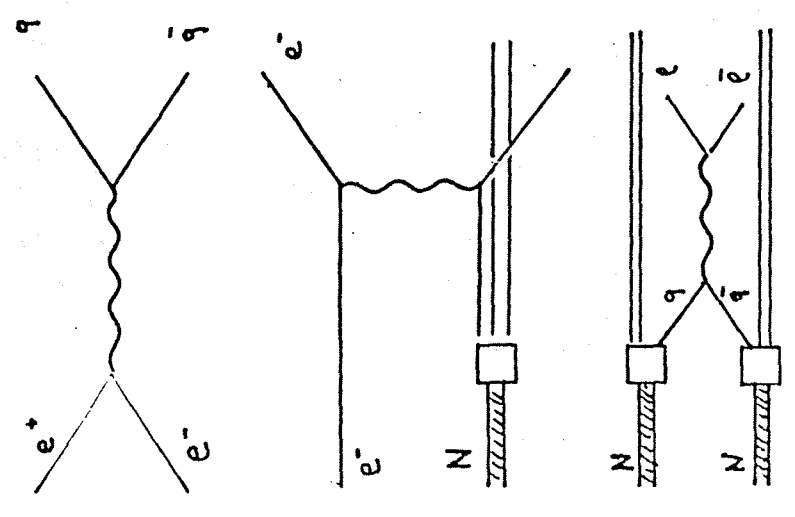


Fig. 59

## Interprétation des résultats

De même on obtient pour  $P_{q^{+} \rightarrow \nu^{-}} = b(1-z)^2/z$

Pour  $z \rightarrow 1$ , la probabilité d'obtenir un gluon d'hélicité opposée à celle du quark est nulle ce qui est, en effet, conforme aux règles de conservation du moment angulaire et de l'hélicité.

Ce genre de mécanisme peut être testé directement dans la production de dileptons. On obtient l'asymétrie "Drell-Yan" dans la production de leptons lourds:

$$A^{DY} = \frac{1}{3} \frac{g_A}{g_V} \bar{a}(x) \quad \text{ou} \quad \bar{a}(x) = \frac{\bar{q}^+(\xi) - \bar{q}^-(\xi)}{\bar{q}^+(\xi) + \bar{q}^-(\xi)}$$

$G_A/G_V = 1.23 \pm 0.02$  est le rapport du couplage axial et du couplage vectoriel que l'on peut mesurer dans la désintégration bêta du neutron.

\* Cette asymétrie peut être grande car  $\bar{a}(x) \rightarrow 1$  pour  $x \rightarrow 1$  (fig.61).

Ces estimations reposent sur une étude perturbative des mécanismes de production de dileptons qui, d'une manière générale, ne peut rendre compte des effets de confinement. Des mesures de ces asymétries permettraient de tester la validité de cette approche.

### V.3.5) Remarques sur nos résultats

Si, expérimentalement, les mesures avec un état de spin initial connu sont plus faciles à réaliser que celles avec deux états de spin, du point de vue théorique, on se heurte à certaines difficultés.

La conservation de la parité impose des effets nuls dans le cas où le spin initial est dans le plan de diffusion, parallèle ou perpendiculaire à l'impulsion de la particule; mais, si le spin est perpendiculaire au plan de diffusion, aucune règle de conservation ne conduit à des effets nuls. Aucune prévision théorique n'a, à ce jour, été proposée pour l'interprétation de l'asymétrie dans la production inclusive de  $\pi^0$ , seuls C. Bourrely et J. Soffer ont [98] calculé, en utilisant les résultats des expériences profondément inélastiques, l'effet maximum observable à  $x=0$  pour  $P_{lab} = 100$  et  $300$  GeV/c. Ce calcul ne prend cependant pas en compte les effets dus aux gluons qui peuvent être importants, comme on l'a vu, dans les interactions fortes, mais invisibles dans les interactions leptoniques.

Nous avons étudié dans le paragraphe précédent le cas où les deux spins de l'état initial sont fixés. Si un seul spin est connu, les amplitudes  $a_{ab \rightarrow cd}$  sont nulles et les asymétries données par la formule (1), où chaque processus intervient d'une façon incohérente, sont nulles.

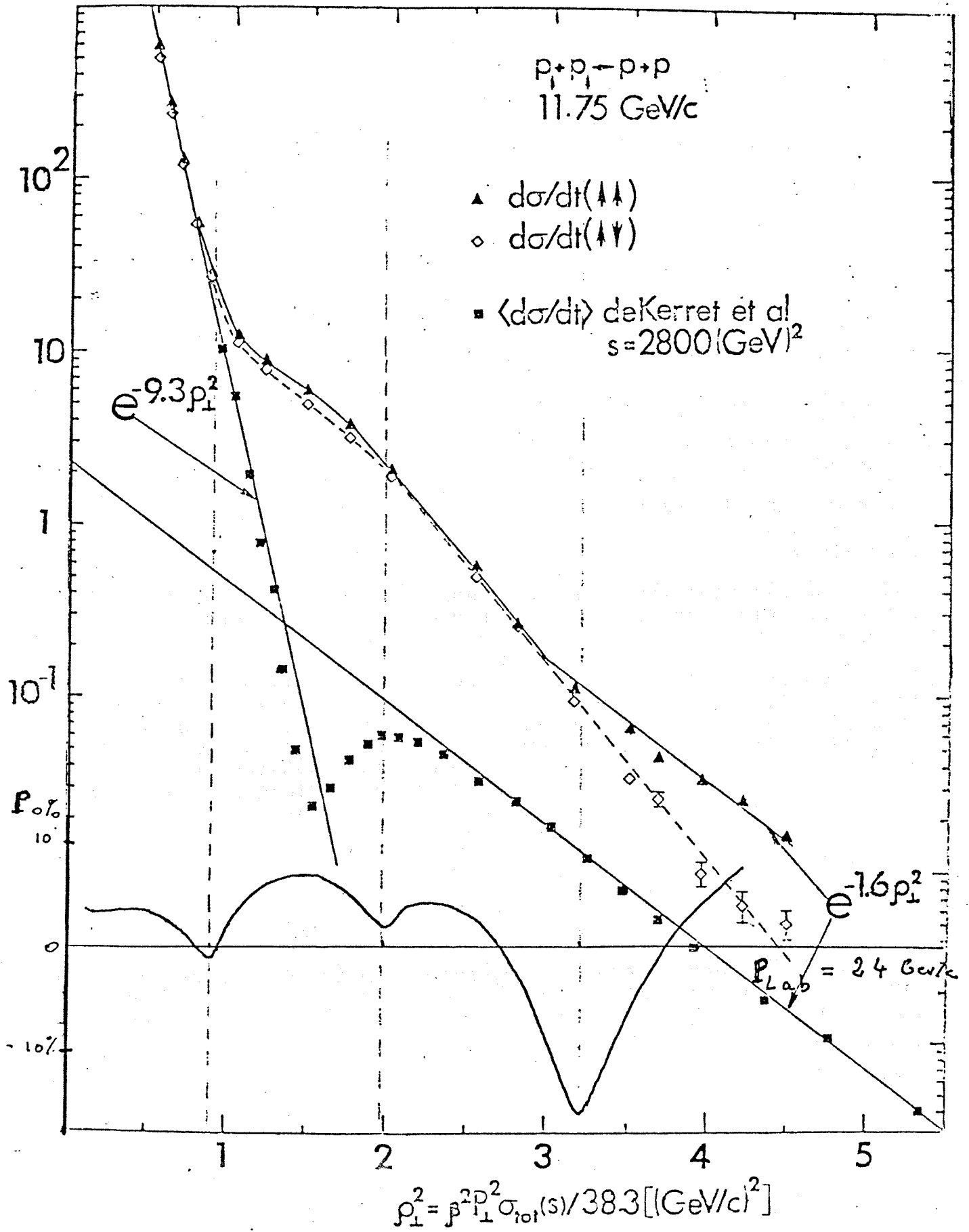


Fig. 62

## Interprétation des résultats

Nos résultats d'asymétrie dans la production inclusive de  $\pi^0$ , qui montrent un effet important (30 à 50%), remettent en question cette formulation en mettant en évidence l'existence de processus cohérents, ce qui conduit à une modification des prédictions concernant les effets à deux spins, car ces processus sont inter-dépendants.

En ce qui concerne les résultats du paramètre  $P_0$  à grand  $|t|$ , aucune étude théorique précise n'a été menée. Cependant Crabb et al. [99] ont proposé une nouvelle variable pour interpréter leurs résultats. Au lieu de présenter leurs valeurs en fonction de la variable  $|t|$ , ils utilisent le paramètre:

$$P_{\perp}^2 = (t \cdot u/s) \cdot \sqrt{\sigma_{\text{tot}}(s)} / 38.3$$

Si l'on présente nos résultats en fonction de cette variable on se rend compte que chaque creux de la polarisation correspond à un changement de pente des sections efficaces dans des états purs de spin à 11.75 GeV/c. En particulier, l'effet très important découvert par ce groupe à  $P_{\perp}^2$  supérieur à 3.5 GeV/c<sup>2</sup> correspond au creux en polarisation à  $t = -3.8$  (GeV/c)<sup>2</sup> observé dans nos résultats. . (fig.62)

Les modèles de type "Chou et Yang" prédisent l'existence d'un second creux dans les sections efficaces différentielles à  $t \approx -4$  GeV/c<sup>2</sup>, dû au passage par zéro de l'amplitude diffractive que l'on observe pas dans les données actuelles.

On peut imaginer [100] que ce creux n'apparaît pas parce qu'il est comblé par une amplitude faible à petit  $|t|$  mais dominante à grand transfert. Si, de plus, cette amplitude est réelle, elle n'apparaîtra pas dans la polarisation qui sera donc sensible au creux de l'amplitude de diffraction (creux à  $t = -3.8$  (GeV/c)<sup>2</sup> dans la polarisation). Il est possible que cette amplitude réelle dominante à grand  $|t|$  et essentiellement non-flip corresponde aux processus de collisions dures entre les constituants.

Cette revue ne représente qu'un survol rapide et malheureusement incomplet de l'intérêt que l'on peut accorder aux effets de spin en vue de mieux comprendre la nature des forces fondamentales. De nombreux points n'ont pu être approfondis ou même abordés, par exemple, les relations entre les modèles de Regge et les modèles de constituants, les effets de spin dans les interactions avec neutrinos, le spin et le confinement, les effets de spin créés par les instantons, etc..

Cette théorie évolue rapidement au contact d'expériences de plus en plus précises. La mesure des effets de spin est et sera, sans doute, un moyen efficace pour contribuer à l'avance de ces idées.

## conclusion

### CONCLUSION

Le but de cette étude a été, à une période de transition tant du point de vue technique que théorique, de présenter, à travers une expérience à 24 GeV/c, les méthodes classiques expérimentales de mesure des effets de spin et d'envisager l'avenir dans le cadre des modèles de constituants.

Du point de vue expérimental, ces mesures ont connu de nombreuses améliorations au cours de ces dernières années, par l'avènement, tout d'abord, des cibles polarisées qui ont permis des expériences plus précises, puis, plus récemment, par la création de faisceaux polarisés de moyenne énergie réduisant notablement le bruit de fond expérimental. Actuellement, de nouvelles techniques sont envisagées: faisceaux polarisés de haute énergie et grande intensité utilisant des procédés de refroidissement et de compensation de la dépolarisation, cible formée par un jet intense de particules polarisées, anneaux de collision de faisceaux polarisés. Ces différentes techniques vont permettre de pousser beaucoup plus loin les investigations des effets de spin, en particulier pour les interactions hadroniques, et de combler ainsi le retard entre les expériences dites de première priorité (sections efficaces) et celle d'effets de spin. Certaines expériences pourront être envisagées, même pour des régions de faibles sections efficaces.

"Trouver d'abord, chercher après."

J. Cocteau Journal d'un inconnu.

Du point de vue théorique, l'étude des effets de spin a souvent permis de faire un choix essentiel entre les nombreux modèles proposés pour l'interprétation d'une même mesure, contribuant ainsi, d'une manière complémentaire aux autres études (sections efficaces), à une meilleure compréhension des interactions. Cette puissance de distinction se trouve confirmée dans les nouvelles théories de constituants, mais il semble que ces études permettent, en plus, de tester certaines hypothèses essentielles à la construction même de cette théorie: masse des quarks, nature de l'interaction, interprétation du confinement. On a vu aussi l'importance que revêt l'étude des effets de spin dans la chromo-dynamique quantique, théorie sur laquelle on fonde de grands espoirs pour comprendre l'interaction forte. C'est dans cette optique qu'il est essentiel que des études simultanées soient menées dans les différents domaines que cette théorie prétend recouvrir: la spectroscopie des nouvelles particules, les interactions e-p, la diffusion des hadrons à grand  $P_t$ . Car dans chaque cas, on étudie le même objet (spin), mais dans un environnement différent. On peut ainsi déduire de ces mesures certaines propriétés de ce milieu.

## conclusion

Il est cependant évident que seules de nouvelles expériences permettront de faire progresser nos connaissances sur la nature des constituants.

"Le vrai peut quelquefois n'être pas vraisemblable."

N. Boileau L'art poétique III



## Références

### REFERENCES

- [1] = M. JACOB ET G.C.WICK ANN. OF PHYS. 7 (1959) 404
- [2] = GONIDEC A. THESE UNIVERSITE PARIS-SUD (1976)
- [3] = DICK ET AL. PHYS. LETT. 57B 93 (1975)
- [4] = ASHMAN D.G. NUCL. PHYS. B125 349 (1977)
- [5] = CHENG ET AL. PHY. REV. D7 86 (1973)
- [6] = S.Y.CHU ET A.W.HENDRY PHY. REV. D6 190 (1972)
- [7] = PERRET-GALLIX D. THESE DE 3eme CYCLE PARIS-ORSAY (1975)
- [8] = BORGHINI ET AL. NUCL. INST. AND METH. 49 248 (1967)
- [9] = W. DE BOER CERN 74-11 (1974)
- [10] = UDO F. INSTRUMENTATION FOR CERN POLARIZED TARGET (1974)
- [11] = M. WERLEN THESE DOCTORAT UNIV. LAUSANNE A PARAITRE (1979)
- [12] = Y. DUCROS (SACLAY) COMMUNICATION PRIVEE
- [13] = T. DEL PRETE ET M. VALDATA NUOVO CIMENTO 13A,N.4,976 (1973)
- [14] = A. FRIDMAN FORTSCHRITTE DER PHY. 23 243 (1975)
- [15] = CHABEAU ET AL. NUCL. INST. METH. 125, 119 (1975)
- [16] = D. G. CRABB ET AL A PARAITRE (1979)
- [17] = D. G. CRABB ET AL. NUCL. PHYS. B121 231 236 (1977)
- [18] = F. HALZEN, PREPRINT ANL/HEP 7432 (1974)
- [19] = BOURRELY ET AL. NUCL. PHYS. B117 95 (1976)
- [20] = BOURRELY ET AL. PREPRINT MARSEILLE 78/P.992 (1978)
- [21] = M.I. DZHIGARKAVA ET AL. PREPRINT JINR E2 10971 A PUBLIER DANS NUCL. PHYS.
- [22] = H.R. GERHOLD ET AL. "INTERPRETATION OF H.E. POLARIZATION DATA ON PP ELAS. SCAT." VIENNA PREPRINT MAY (1978)
- [23] = CHENG ET AL. A.I.P. CONFERENCE PROCEEDING N.15
- [24] = T.CHOU AND C.N.YANG NUCL. PHYS. B107 1 (1976)
- [25] = W. MARCIANO ET AL. PHYSICS REPORTS C36 N.3
- [26] = B. LAUTRUP INT. SCHOOL OF ELEM. PART. PHYS. BASKO POLDGE 1976
- [27] = H. FRITZSCH INT. SCHOOL OF PHYSICS ENRICO FERMI 1977
- [28] = G. BUNCE ET AL. PHY. REV. LETT. 36 1113 (1976)
- [29] = W. CELMASTER, H. GEORGI, M. MACHACEK PREPRINT HUTP-77/AO51 ET HUTP-77/AO60 A PARAITRE DANS PHYS. REV.
- [30] = D. PIGNON ET C.A. PIKETTY PREPRINT LPTENS-77/21
- [31] = CHANOWITZ-GILMAN PHYS. LETT. 63B (1976) 178
- [32] = DE RUJULA ET AL. PHYS. REV. D12 (1975) 147

## Références

- [33] = J. PUMPLIN ET AL. PHYS. REV. LETT. 35 (1975) 1538
- [34] = H. J. SCHNITZER PHYS. REV. LETT. 35 (1975) 1540
- [35] = H. J. SCHNITZER PHYS. LETT. 65B (1976) 239
- [36] = X.Y. PHAM et J.M. RICHARD PHYS. LETT. 70B (1977) 370
- [37] = A.B. HENRIQUE, B. KELLER et R. MOORHOUSE PHYS. LETT. 64B (1976) 85
- [38] = A. KHARE PHYS. LETT. 73B (1978) 296
- [39] = L.H. CHAN PHYS. LETT 71B (1977) 422
- [40] = C.E. CARLSON et F. GROSS WILLIAM AND MARY COLLEGE WM-PP-21
- [41] = APPLEQUIST ET AL SLAC PUB 2100 MARS (1978) A PUBLIER DANS ANNAL.REV. OF NUCL. AND PART. SCIEN. VOL 28
- [42] = D.PIGNON ET C.A. PIKETTY PREPRINT LPTENS-78/2
- [43] = T. M. YAN ANN. REV. OF NUCL. SCIENCES 26 199 (1976)
- [44] = P.V. LANDSHOFF ET AL. ELECT. INTER. OF HADRONS EDITEUR A.DONNACHIE AND G.S. HAW ou CERN TH 2157
- [45] = J. BAILEY et al. CERN PRE 77 097 A PUBLIER DANS NUCL PHYS B.
- [46] = E. PICASSO NOVA ACTA LEOPOLDINA N.8 BD 44 SUPPL. (1976) 159
- [47] = C.Y. PRESCOTT ET AL. PHYS.LETT. 77B 347 (1978)
- [48] = KUTI ET WEISSKOPF PHYS. REV. D4 3418 (1971)
- [49] = HUGHES R. J. PHYS. REV. D16 622 (1977)
- [50] = LE YAOUANC A. ET AL PHYS.REV.D11 680 (1975)
- [51] = CLOSE F.E. ET AL. NUCL. PHYS. B77 281 (1974)
- [52] = MELOSH H.J. PHYS.REV. D9 (1974) 1095
- [53] = A.J.G. HEY DARESBUURY LECTURES NOTE SERIES No 13 (1974)
- [54] = J.KAUR, NUCL. PHY. B128 219 (1977)
- [55] = FARRAR G.R. ET JACKSON D.R. CALT 68-505 (1975)
- [56] = BIGI I.I.Y. MPI-PAE/Pth 44/76 (1976) A PUBLIER DANS NUCLEAR PHYS. B
- [57] = BIGI I.I.Y. IL NUOV. CIMEN. 41 (1977) 581
- [58] = BLANKENBECLER ET AL. SLAC-PUB-1531 (1975)
- [59] = R. MCELHANEY ET S.F.TUAN PHYS.REV. D8 2267 (1973)
- [60] = V. BARGER ET R.J.N. PHILLIPS NUCL PHYS. B73 269 (1974)
- [61] = R.FEYNMAN, PHOTON AND HADRON INTERACTIONS (W.A. BENJAMIN, READING MASS 1972)
- [62] = F.E. CLOSE PHYS.LETT.43B 422 (1973)
- [63] = J. SCHWINGER, PROC. NATL. ACAD, SCI. 73, 3351 (1976)
- [64] = J.SCHWINGER "DEEP INELASTIC SUM RULES IN SOURCES THEORY" PREPRINT, (1977)

## Références

- [65] = I.P. AUER ET AL. PHYS. LETT. 70B 475 (1977)
- [66] = H. HIDAKA ET AL. PHYS. LETT. 70B 479 (1977)
- [67] = M.ARIK ET AL. NUCL. PHYS. B136 (78) 425.
- [68] = W. DE BOER ET AL. PHYS.REV. LETT. 34 558 (1977)
- [69] = D.G. CRABB ET AL. UM HE 78-36
- [70] = J.R. O'FALLON ET AL. PHYS. REV. LETT. 39 733 (1977)
- [71] = A.D. KRISH UM HE 78/31 (1978)
- [72] = R.D. KLEM PHYS. REV. LETT. 36 929 (1976)
- [73] = HELLER ET AL. UM HE 77/7 (1977)
- [74] = G. FIDECARO ET AL. PHYS. LETT. B76 369 (1978)
- [75] = I.P. AUER ET AL. PHYS. REV. LETT. 39 313 (1977)
- [76] = A.C.D. WRIGHT (ALBERTA UNIV.) MAI 1977 PRE 21117
- [77] = F.E. LOW PHYS. REV. D12 163 (1975)
- [78] = S. NUSSINOW PHYS. REV. LETT. 34 1286 (1975)
- [79] = S. NUSSINOW PHYS. REV. D14 246 (1976)
- [80] = C.K. CHEN ANL-HEP-PR 76-70 (1976)
- [81] = C.K. CHEN ANL-HEP-PR 77-05 (1077)
- [82] = K. KINOSHITA ET S. POKORSKI LETT. NUOV. CIM. 16 498 (1976)
- [83] = COMBRIDGE B.L. ET AL. PHYS. LETT. 70B 234 (1977)
- [84] = CUTLER R. AND SIVERS D. PHYS. REV. D17, 196, (1978)
- [85] = BABCOCK J. ET AL. PHYS. REV. LETT. 40 1161 (1978)
- [86] = J.BABCOCK ET AL. ANL-HEP-PR 78-39
- [66] = K.HIDAKA ET AL. ANL-HEP-PR 78-47
- [88] = RANFT ET AL. PHYS. LETT. 77B 309 (1978)
- [89] = CLOSE F. NUCL. PHYS. B80 269 (1974)
- [90] = CLOSE F. AND SIVERS D. PHYS. REV. LETT. 39 1116 (1977)
- [91] = G. ALTARELLI ET AL. NUCL. PHYS. B126 298 (1977)
- [92] = R.D. FIELD ANL-HEP-CP 77-45 (1977)
- [93] = R.BLANKENBECLER ET AL. SLAC-PUB 2057 SOUMIS A PHYS. REV.
- [94] = S.D. DRELL ET AL. PHYS. REV. LETT. 25 316 (1970)
- [95] = R. CARLITZ ET AL. PHYS. REV. LETT. 38 673 (1976)
- [96] = F.E. CLOSE ET AL. PHYS. REV. LETT. 39 1116 (1977)
- [97] = D. SIVERS ET AL. PHYS. REP. 23C 1 (1976)
- [98] = C. BOURRELY ET J.SOFFER PHY. LETT. 71B 330 (1977)
- [99] = D.G.CRABB ET AL. PHYS. REV. 41 1257 (1978)
- [100] = C.BOURRELY ET J.SOFI ER COMMUNICATION PRIVEE

N. 1

Definition des 5 amplitudes dependantes du spin  
dans la voie s de la reaction  $P + P \rightarrow P + P$

$$\varphi_1(s, t) \quad \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \quad \text{pas de renversement de spin}$$

$$\varphi_2(s, t) \quad \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \quad \text{double renversement de spin}$$

$$\varphi_3(s, t) \quad \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \quad \text{pas de renversement de spin}$$

$$\varphi_4(s, t) \quad \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \quad \text{double renversement de spin}$$

$$\varphi_5(s, t) \quad \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \quad \text{un seul renversement de spin}$$

On peut exprimer l'ensemble des observables de cette reaction sur la base de ces 5 amplitudes complexes, ainsi :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{2\pi}{k} \operatorname{Im} \left( \varphi_1 + \varphi_3 \right)_{t=0}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{\pi}{2k^2} \left( |\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2 + |\varphi_3|^2 + |\varphi_4|^2 + 4|\varphi_5|^2 \right) \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sigma_0 \end{aligned}$$

$$\nabla_0 P_0 = \text{Im} [ (\rho_1 + \rho_3 + \rho_2 - \rho_4) \rho_5^* ]$$

$$\nabla_0 D_{nn} = \text{Re} [ \rho_1 \rho_3^* - \rho_2 \rho_4^* ] + 2 | \rho_5 |^2$$

$$\nabla_0 C_{nn} = \text{Re} [ \rho_1 \rho_2^* - \rho_3 \rho_4^* ] + 2 | \rho_5 |^2$$

$$\nabla_0 K_{nn} = \text{Re} [ \rho_2 \rho_3^* - \rho_4 \rho_1^* ] + 2 | \rho_5 |^2$$

⋮

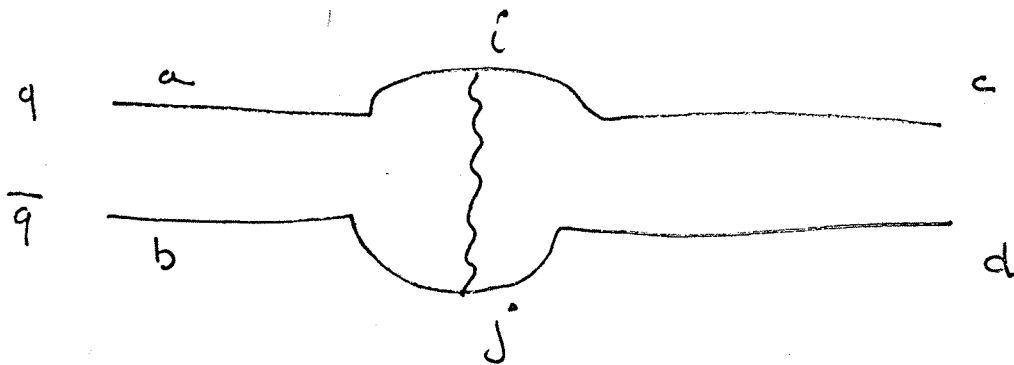
⋮

Calcul de la constante de couplage des systèmes

$$q-\bar{q} \quad \text{et} \quad q-q-q$$

cette note est en fait un exemple de calcul de Termes de couplage dans QCD.

1) Système  $q \bar{q}$



Chaque vertex introduit un terme  $T = \frac{1}{2} \lambda$

où  $\lambda$  est une matrice, généralisation de matrices de Dirac à  $SU(3)$

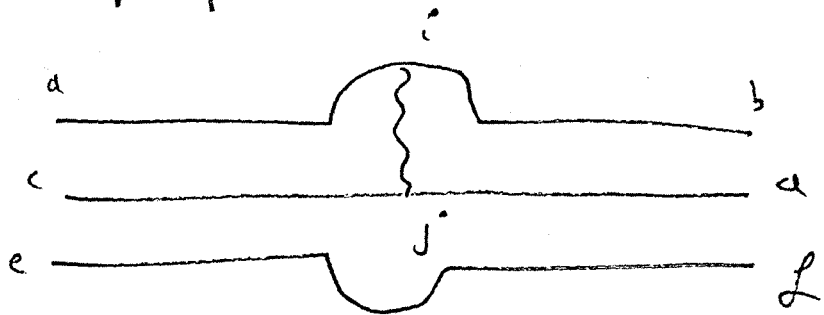
La conservation de la couleur entraîne un terme  $\frac{\delta_{ij}}{\sqrt{3}}$

on obtient ainsi:

$$\begin{aligned} g^2 &= \sum_{ijabcd} \frac{\delta_{ab}}{\sqrt{3}} g_0 \frac{\lambda_{ac}^i}{2} (-g_0) \frac{\lambda_{db}^j}{2} \frac{\delta_{cd}}{\sqrt{3}} \\ &= \sum_{ijbc} \lambda_{bc}^i \lambda_{cb}^j = -\frac{g_0^2}{12} \sum_{ij} \text{Tr}(\lambda^i \lambda^j) = -\frac{g_0^2}{12} 2 \sum_{ij} \delta_{ij} \\ &= -\frac{4}{3} g_0^2 \end{aligned}$$

le signe - indique le caractère attractif de cette force

2) Systeme  $q \sim q \sim q$



La normalisation des Termes de couleur pour un systeme Baryonique implique la presence de  $\frac{\epsilon_{abc}}{\sqrt{6}}$  on obtient:

$$\begin{aligned}
 g^2 &= \sum_{abcdef} \sum_{ij} \frac{\epsilon_{abc}}{\sqrt{6}} g_0 \left( \frac{\lambda_{ad}^i}{2} \right) g_0 \left( \frac{\lambda_{bc}^j}{2} \right) \frac{\epsilon_{def}}{\sqrt{6}} S_{cf} \\
 &= \frac{1}{24} g_0^2 \sum_{abcdef} \sum_{ij} \epsilon_{abc} \lambda_{ad}^i \lambda_{bc}^j \epsilon_{def} S_{cf} \\
 &= \frac{1}{24} g_0^2 \sum_{ij} \sum_{abcde} \epsilon_{abc} \epsilon_{dec} \lambda_{ad}^i \lambda_{bc}^j \\
 &= \frac{1}{24} g_0^2 \sum_{ij} \sum_{abcd} (\delta_{ad} \delta_{bc} - \delta_{ac} \delta_{bd}) \lambda_{ad}^i \lambda_{bc}^j \\
 &= -\frac{g_0^2}{24} \sum_{ij} \text{Tr} \lambda^i \lambda^j = -\frac{2}{3} g_0^2
 \end{aligned}$$

qui est aussi une force attractive

Les petits calculs demontrent comment la presence des Termes de couleur conduit à des forces attractives aussi bien pour un systeme  $q-\bar{q}$  que  $q-q-q$

Calcul des sections efficaces différentielles

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (q_1, q_2 \rightarrow q_1, q_2), \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} (q_1^\pm, q_2^\pm \rightarrow q_1, q_2)$$

Dans la Chromodynamique Quantique

L'amplitude s'écrit (voir fig 1)

$$A(q_1, q_2 \rightarrow q_1, q_2) = T_{ca}^e T_{db}^e \bar{u}(p_3, \beta) (-ig\gamma^\mu) u(p_1, \alpha) \\ * \bar{u}(p_4, \delta) (-ig\gamma_\mu) u(p_2, \beta) \\ * \frac{-i}{t}$$

mis à part les termes  $T_{ca}^e T_{db}^e$  qui rend compte de la "couleur" le reste de la formule est bien connue car identique à l'amplitude de la collision  $e + \nu \rightarrow e + \nu$ .

$$T_{ca}^e = \frac{1}{2} \lambda_{ca}^e \quad \text{qui sont une généralisation à trois dimensions de matrices de Dirac.}$$

$$A = \frac{1}{4} (\lambda_{ca}^e) (\lambda_{db}^e) \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \frac{ig^2}{t}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum |A|^2 = \frac{g^4}{16 t^2} \frac{1}{36} \sum_{\beta, \delta} \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_4 \gamma_\mu u_2 \sum_{\alpha, \gamma} \bar{u}_1 \gamma_\nu u_3 \bar{u}_2 \gamma_\nu u_4$$

sommation état des spins et de couleurs finaux  
 moyenne état des spins et de couleurs initiaux

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{g^4}{36 \cdot 16 t^2} \times 32 \text{Tr} \not{x}_3 \gamma^\mu \not{x}_1 \gamma^\nu \text{Tr} \not{x}_4 \gamma_\mu \not{x}_2 \gamma_\nu$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi\alpha^2}{g} \frac{s^2 + u^2}{s^2 t^2}$$



Si l'état initial est dans un état déterminé de spin, on reproduit le même calcul que précédemment en insérant simplement le projecteur de spin  $1 \pm \gamma_5$

ainsi  $\sum_{\pm} \bar{u}_3 \gamma^\mu u_1 \bar{u}_1 \gamma^\nu u_3 = \text{Tr} \not{\epsilon}_3 \gamma^\mu \not{\epsilon}_1 \gamma^\nu \pm \text{Tr} \not{\epsilon}_3 \gamma^\mu \not{\epsilon}_1 \gamma^\nu \not{\epsilon}_5$   
 de même pour

$$\sum_{\pm} \bar{u}_4 \gamma^\mu u_2 \bar{u}_2 \gamma^\nu u_4 = \text{Tr} \not{\epsilon}_4 \gamma^\mu \not{\epsilon}_2 \gamma^\nu \pm \text{Tr} \not{\epsilon}_4 \gamma^\mu \not{\epsilon}_2 \gamma^\nu \not{\epsilon}_5$$

ce qui donne

$$\left[ 4 \left( \not{\epsilon}_3^\mu \not{\epsilon}_1^\nu + \not{\epsilon}_3^\nu \not{\epsilon}_1^\mu - g^{\mu\nu} \not{\epsilon}_3 \not{\epsilon}_1 \right) \pm 4i \epsilon_{\mu\nu\sigma\delta} \not{\epsilon}_3^\sigma \not{\epsilon}_1^\delta \right]$$

$$\times \left[ 4 \left( \not{\epsilon}_4^\mu \not{\epsilon}_2^\nu + \not{\epsilon}_4^\nu \not{\epsilon}_2^\mu - g^{\mu\nu} \not{\epsilon}_4 \not{\epsilon}_2 \right) \pm 4i \epsilon^{\mu\nu\sigma\delta} \not{\epsilon}_4^\sigma \not{\epsilon}_2^\delta \right]$$

(Arrows in the original image point from the first term to (1), from the second term to (2) and (3), and from the third term to (4).)

$$1) \rightarrow 16 \left( \frac{s^\nu}{2} + \frac{u^\nu}{2} \right) = 8 (s^\nu + u^\nu)$$

$$2) = 3) = 0 \quad \text{propriété d'antisymétrie de } \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$$

$$4) \rightarrow \pm 8 s^\nu \mp 8 u^\nu = 8 (\pm s^\nu \mp u^\nu)$$

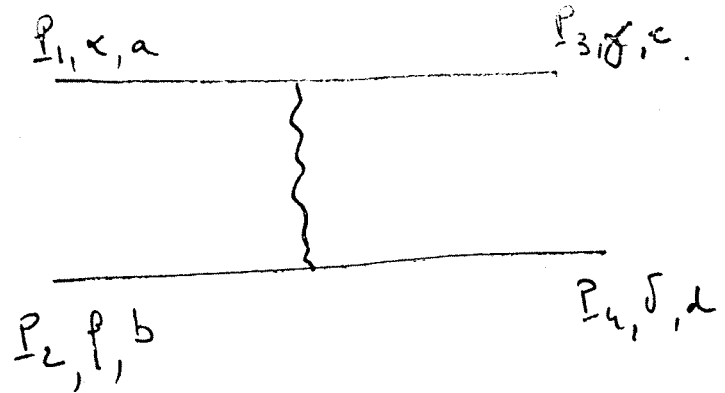
$$\text{donc } \frac{d\tau^{++}}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{g} \frac{s^2}{s^\nu t^\nu} ; \quad \frac{d\tau^{+-}}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{g} \frac{u^2}{s^\nu t^\nu}$$

Remarque :

$$1) \frac{d\tau^{++}}{dr} + \frac{d\tau^{+-}}{dr} = \frac{4\pi\alpha^2}{g} \frac{s^2 + u^2}{s^\nu t^\nu} = \frac{d\tau}{dr} !!$$

2) si un seul quark est polarisé on retrouve

$$\text{bien } \frac{d\tau^{0+}}{dr} = \frac{d\tau^{0-}}{dr} = \frac{1}{2} \frac{d\tau}{dr} \quad \text{donc pas d'effet des}$$



$q_1 + q_2 \rightarrow q_1 + q_2$   
 les lettres grecques se rapportent  
 au spin  
 les lettres romaines minuscules  
 sont 3 indices de couleur.

## References

Bjorken and Drell      Tome 1 et 2 + Appendices  
 Durand                    Mécanique quantique 2, 3  
 De Raphaël              lecture on electrodynamics.  
 UAB - FT - D1  
 Autònoma Universitat Barcelonensis  
 Bellaterra  
 Espanya

## N. 4

### Conservation de l'hélicité et Règles de Sélection du spin.

Rappelons l'équation de Dirac pour une particule de masse  $m$  :

$$(\not{P} + m) u(p) = 0 \quad \text{ou} \quad \not{P} = \gamma^\mu P_\mu$$

Si on fait agir l'opérateur  $\gamma_5$  on obtient :

$$\gamma_5 (\not{P} + m) u(p) = (-\not{P} + m) \gamma_5 u(p) = (\not{P} - m) \gamma_5 u(p) = 0$$

Si  $m=0$  ou si  $E$  est plus grand que  $m$  au point où  $m$  soit négligeable au haute-énergie par exemple l'équation devient :

$$\not{P} u(p) = \not{P} \gamma_5 u(p) = 0$$

$$\text{Donc } \gamma_5 u(p) = \pm u(p)$$

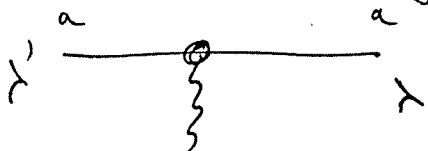
on peut montrer que  $\gamma_5$  a les mêmes valeurs propres que l'opérateur d'hélicité  $\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$

$$\text{Donc } \gamma_5 u(p) = \lambda u(p)$$

$$\text{de même } \bar{u}(p) \gamma_5 = -\lambda \bar{u}(p)$$

$$(\gamma_5)^2 = 1$$

Considérons le Diagramme :



- a) le couplage entre la particule  $a$  et le photon angulaire est de type  $\gamma_5$  au 0<sup>th</sup> ordre ;

suivent les règles de Feynman :

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\lambda'} \not{\epsilon}_\mu u_\lambda &= \bar{u}_{\lambda'} (\not{\epsilon}_5) \not{\epsilon}_\mu u_\lambda = -\bar{u}_{\lambda'} \not{\epsilon}_5 \not{\epsilon}_\mu \not{\epsilon}_5 u_\lambda \\ &= -(-\lambda') \bar{u}_{\lambda'} \not{\epsilon}_\mu (+\lambda) u_\lambda = +\lambda' \lambda \bar{u}_{\lambda'} \not{\epsilon}_\mu u_\lambda \end{aligned}$$

donc  $\lambda' \lambda = 1$  et dans ce cas la particule conserve son hélicité

b) le comptage or du type  $\nabla_{\mu\nu} = \not{\epsilon}_\mu \not{\epsilon}_\nu + \not{\epsilon}_\nu \not{\epsilon}_\mu$

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\lambda'} \nabla_{\mu\nu} u_\lambda &= \bar{u}_{\lambda'} \not{\epsilon}_5 \not{\epsilon}_5 (\not{\epsilon}_\mu \not{\epsilon}_\nu + \not{\epsilon}_\nu \not{\epsilon}_\mu) u_\lambda \\ &= (-\lambda') \bar{u}_{\lambda'} \nabla_{\mu\nu} \lambda u_\lambda \\ &= -\lambda' \lambda \bar{u}_{\lambda'} \nabla_{\mu\nu} u_\lambda \end{aligned}$$

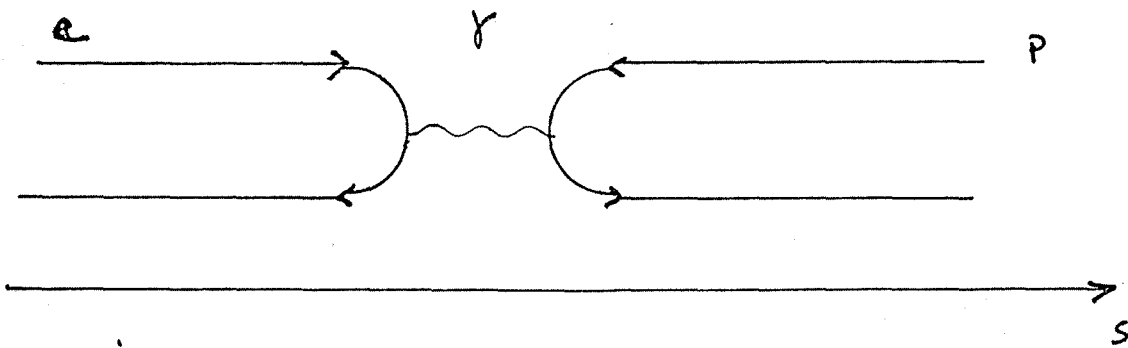
$$\Rightarrow -\lambda' \lambda = 1$$

Dans ce cas la particule change d'hélicité.

Dans la plus part des cas on estime que le comptage domine or du type  $\not{\epsilon}_\mu$ .

Si l'on applique cette règle de conservation de l'hélicité et celle de la conservation du moment angulaire total on obtient les règles de sélection du spin.

Considérons la collision  $e - p$  ou l'électron subit une diffusion sur un proton de spin  $1/2$  et plaçons nous dans le cas où l'électron transfère une impulsion importante au proton :



état	initial	intermédiaire 1	intermédiaire 2	Final
particule Helicité Spin	P H S	P H S	P H S	P H S
	<u><math>e + 1/2</math></u>	$e + -1/2$		
		$\gamma + +1$	$\gamma + +1$	
			<u><math>p + -1/2</math></u>	$p + +1/2$
	<u><math>e - -1/2</math></u>	$e - -1/2$		
		$\gamma - -1$	$\gamma - -1$	
			<u><math>p - +1/2</math></u>	$p - -1/2$

Donc les particules  $e$  et  $p$  connaissent une interaction si elles ont même hélicité ou de plus opposés.

on off-road also, power & various efficiencies.

$$\begin{aligned}\frac{dT}{dr} (e \downarrow \uparrow) &< (2)^2 \left[ \left(\frac{2}{3}\right)^2 \times 2 \times 3 \right] + (-1)^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 \times 6 \\ &+ (-1)^2 \left(\frac{1}{3}\right)^2 \times 6 \\ &= 4 \left( \frac{4}{9} \times 6 \right) + \frac{4}{9} \times 6 + \frac{6}{9} = 14\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dT}{dr} (e \uparrow \uparrow) &< (2)^2 \left(\frac{1}{3}\right)^2 \times 3 + (-1)^2 \left(\frac{2}{3}\right)^2 \times 6 \\ &= \frac{12}{3} = 4\end{aligned}$$

$$A = \frac{\frac{dT}{dr}(\uparrow \downarrow) - \frac{dT}{dr}(\uparrow \uparrow)}{\frac{dT}{dr}(\uparrow \downarrow) + \frac{dT}{dr}(\uparrow \uparrow)} = \frac{14 - 4}{18} = \frac{5}{9}$$

---

## Remerciement

### REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier ici:

Monsieur M. VIVARGENT de m'avoir accueilli au L.A.P.P.

Monsieur le Professeur J. HAISSINSKI qui a bien voulu assurer la présidence de ma thèse

Monsieur A. MICHALOWICZ qui a dirigé mon travail, ainsi que Messieurs L. DICK et K. KURODA pour leur soutien efficace

Monsieur Y. DUCROS qui a bien voulu assurer la tâche de rapporteur de cette thèse

Monsieur le Professeur R. NATAF et Monsieur M. JACOB, ainsi que Messieurs C. BOURRELY et J. SOFFER pour les discussions fructueuses concernant la rédaction de la partie théorique

tous les membres des groupes C.E.R.N., L.A.P.P. et Oxford qui ont collaboré à cette expérience, tous les membres du groupe C.E.R.N. des cibles polarisées et les techniciens qui ont réalisé l'appareillage.

Enfin, Monsieur H. VON EICKEN de la division D.D. du C.E.R.N., qui a développé le programme de traitement de texte "AUTHOR" utilisé pour la rédaction de cette thèse.

Remerciement