

**MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION P_0 A 24 GEV/c
POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-PROTON
A GRAND TRANSFERT**

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Lausanne

par

JACQUES ANTILLE

Physicien diplômé de l'Université de Lausanne

Thesis-1979-Antille

Clausthal-Zellerfeld
Bönecké - Druck

1979

CERN LIBRARIES, GENEVA

A. L. Dick

en souvenir de notre collaboration...

Avec toute mon amitié.

Jacques

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00101105

**MESURE DU PARAMETRE DE POLARISATION P_0 A 24 GEV/c
POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE PROTON-PROTON
A GRAND TRANSFERT**

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Lausanne

par

JACQUES ANTILLE

Physicien diplômé de l'Université de Lausanne

Clausthal-Zellerfeld
Bönecké - Druck

1979

Imprimatur
Université de Lausanne
Faculté des Sciences

Tu le rapport présenté par le jury d'examen, composé de
M. M. le Dr. Louis DICK, directeur de thèse, les Prof. Claude JOSEPH
rapporteur, Jacques SOFFER, expert et Samuel STEINEMANN, président
du jury.

le Conseil de Faculté autorise l'impression de la thèse de
Monsieur Jacques ANTILLE, physicien diplômé de l'Université de Lausanne
intitulée "Mesure du paramètre de polarisation P_0 à 24 GeV/c pour la
diffusion élastique proton-proton à grand transfert".

Lausanne, le 16 février 1979

Le doyen de la Faculté des Sciences:
Professeur Samuel STEINEMANN
S. Steinemann

TABLE DES MATIERES

I.	INTRODUCTION	Page
1.1.	Résumé	1
1.2.	Pourquoi le spin ?	3
1.3.	L'intérêt des effets de spin	4
1.4.	Principe de la mesure	9
II.	DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	11
2.1.	Appareillage	11
2.1.1.	le faisceau secondaire	13
2.1.2.	la cible polarisée	15
2.1.3.	les compteurs moniteurs	19
2.1.4.	les compteurs Cerenkov	19
2.1.5.	compteurs et logique de décision	21
2.1.6.	hodoscopes - le signal candidat	24
2.1.7.	l'aimant d'analyse	25
2.2.	Le système d'acquisition des données	27
2.2.1.	description	27
2.2.2.	organisation	29
III.	ACCEPTANCE ET PERFORMANCE DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	33
3.1.	Acceptance géométrique Ω (t)	33
3.2.	Résolutions expérimentales	34
3.2.1.	erreur sur la détermination de la variable de transfert t	34
3.2.2.	erreur sur la détermination de l'impulsion du proton de recul	38

	Page
IV. ANALYSE DES DONNÉES	42
4.1. Reconstruction cinématique	42
4.2. Sélection des événements élastiques	44
4.3. Stabilité et analyse temporelle	47
4.4. Bruit de fond	52
4.4.1. quasi-élastique	52
4.4.2. inélastique	56
4.5. Normalisation et cohérence des moniteurs	64
4.6. Soustraction du fond	66
4.7. Calcul de la polarisation	68
4.7.1. erreurs affectant le paramètre $P_0(t)$	71
4.8. Résultats	73
4.8.1. résultats supplémentaires à petit t	77
V. COMPARAISON AVEC LES MODÈLES	80
5.1. Introduction	80
5.2. Résumé du formalisme	82
5.3. Description d'un modèle	86
5.3.1. approximation eïkonale indépendante du spin $\chi_0(s,t)$	86
5.3.2. introduction du spin	89
5.4. Conclusion	94
APPENDICE I : AMPLITUDES ET OBSERVABLES POUR LA DIFFUSION NN	99
1. Observables	103
2. Section efficace différentielle	104

	Page
APPENDICE II : RÉALISATION D'UN COMPTEUR CERENKOV À SEUIL DE HAUTE RÉOLUTION	106
A. Introduction	106
1. rappel des formules de base	106
2. description du compteur	108
3. optimisation des paramètres du compteur	110
4. résolution du compteur	113
5. seuil de déclenchement électronique	113
B. Etude expérimentale du compteur	115
1. efficacité mesurée dans un faisceau de protons de 24 GeV/c	115
2. détection par rayon delta	120
3. étude de l'amplitude des signaux	122
C. Comportement dans l'expérience	122
1. efficacité du compteur par l'analyse des données	122
2. effet du Cerenkov dans le signal de déclenchement	124
3. mise en évidence du mode différentiel	124
4. conclusion	127
RÉFÉRENCES	130

I. INTRODUCTION

1.1. Résumé

Ce rapport décrit une expérience réalisée au synchrotron à protons du CERN de 1975-1976 pour mesurer le paramètre de polarisation $P_0(t)$ dans la diffusion élastique proton-proton à 24 GeV/c. Cette expérience fait partie d'un vaste programme d'étude des effets de spin entrepris par la collaboration CERN-ORSAY-OXFORD en mai 1972 ^(1,2). Avant la proposition de 1972, les résultats de polarisation pp élastique étaient connus jusqu'à une énergie de 17.5 GeV/c et s'étendaient en transfert jusqu'à $t = -2.5$ (GeV/c)² (Fig. 1), alors que les sections efficaces différentielles atteignaient 24 GeV/c. L'objectif principal de cette expérience était d'étendre nos mesures à la plus grande énergie alors disponible, soit 24 GeV/c, pour des grandes valeurs de l'impulsion transférée et elle concluait celles entreprises au CERN puis en Angleterre auprès de l'accélérateur de Nimrod de 8 GeV.

Au cours de ce travail, nous nous attacherons à décrire les parties de l'expérience dont nous nous sommes plus particulièrement préoccupés; après une rapide présentation de l'intérêt des effets de spin et du principe de la mesure, nous indiquerons dans le chapitre II les caractéristiques du dispositif expérimental, dans le chapitre III les performances et l'acceptance de ce dispositif. Dans la quatrième partie, nous regroupons les méthodes d'analyse et la présentation des résultats, la dernière partie comprend quelques résultats récents en polarisation et une revue des tentatives actuelles pour interpréter nos données et la description d'un modèle. Enfin les questions plus spécifiques telles que les amplitudes et observables pour nucléon-nucléon (NN) et le calcul d'un compteur Cerenkov sont réunis dans les appendices I et II respectivement.

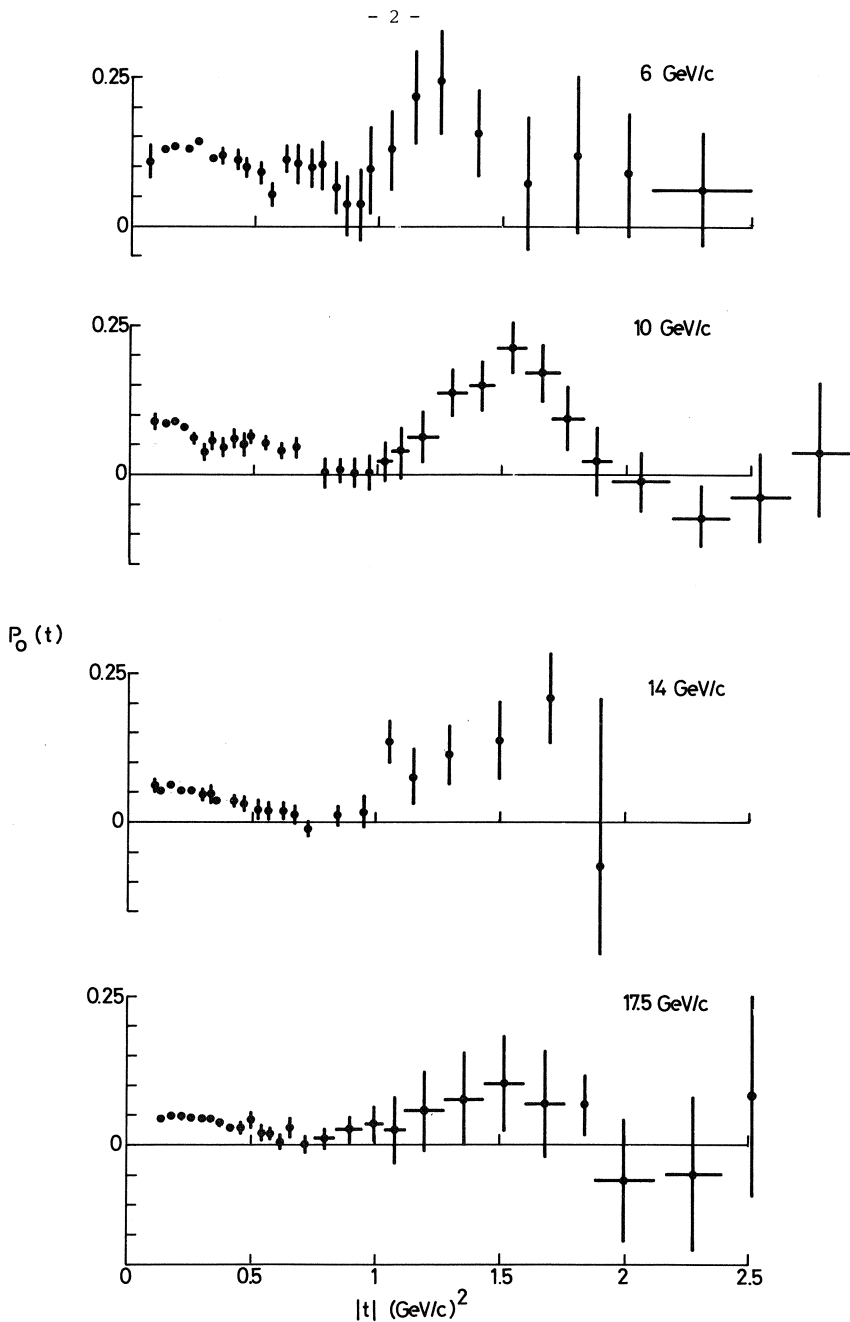


Fig.1 Résultats de polarisation pp (réf.3)

1.2. Pourquoi le spin ?

Le spin a été établi depuis plus de 50 ans pour expliquer le doublement des raies spectrales par exemple de l'atome d'hydrogène. Il joue un rôle important en physique atomique où l'état d'un atome ne peut être décrit sans faire appel au spin et la statistique liée au spin détermine certaines propriétés chimiques des éléments. Dans le domaine de la physique des hautes énergies, on pensait que le spin ne pouvait pas avoir un effet très marqué et constituait une complication inessentielle, ne modifiant pas la dynamique. On supposait que la diffusion à haute énergie était un phénomène purement diffractif. Comme à haute énergie on est en présence d'un grand nombre de canaux inélastiques, on ne s'attend pas à ce que la diffusion favorise un état de spin plutôt qu'un autre. Le formalisme de Regge prédit que les effets de spin du type interaction forte diminuent à mesure que l'énergie augmente. Dans la diffusion π^+p , les polarisations sont approximativement le miroir l'une de l'autre par rapport à $P_0(t) = 0$. Pour rendre compte de la diffusion par interaction forte à haute énergie et vers l'avant, on fit l'hypothèse que l'amplitude est dominée par l'échange du méson ρ . Cette analyse fit apparaître la cohérence entre les phénomènes observés. Cependant la polarisation prédite par l'échange d'un pôle simple (c.-à-d. le ρ) est nulle pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, alors qu'elle ne l'est pas du tout expérimentalement. En fait le modèle n'exclut pas la présence d'autres contributions, comme celles d'autres pôles ou encore des coupures de Regge dans le plan complexe du moment angulaire; cependant il ne s'agit pas vraiment d'une théorie étant donné le grand nombre de "recettes" qu'il faut utiliser. La plupart des hadrons possèdent un spin non nul et les effets de spin, pour autant qu'ils existent dans les interactions fortes, doivent être étudiés.

L'étude de tels effets s'est développée rapidement à partir des années soixante, soit depuis qu'existent des cibles polarisées de volume et degré de polarisation suffisants. Auparavant, on utilisait

la méthode de double diffusion, qui était peu précise et susceptible d'erreurs systématiques; la polarisation du nucléon dans l'état final était déterminée en mesurant une asymétrie gauche-droite, après diffusion sur des noyaux dont le pouvoir d'analyse était connu. A cela il faut ajouter à partir de 1973 l'introduction de faisceaux intenses de protons polarisés permettant la mesure directe de nombreux effets de corrélation par diffusion de particules polarisées sur cibles polarisées (cf. l'appendice I pour le type d'observables dans NN).

1.3. L'intérêt des effets de spin

La polarisation est une observable sensible à la différence de phase des amplitudes d'hélicité. Sa mesure permet de déceler des amplitudes non dominantes dans les sections efficaces différentielles. Ainsi la haute sensibilité des phénomènes de polarisation pour obtenir les termes d'interférence fait de telles mesures en fonction de s et t des contraintes sévères pour les modèles théoriques. Les zéros et maxima dans le paramètre de polarisation sont en corrélation avec la structure correspondante en $\frac{d\sigma}{dt}$ (Fig. 2). On peut également utiliser les effets de polarisation pour déterminer un spin et une parité; une application importante consiste à vérifier des principes d'invariance tel que l'invariance sous le renversement du sens du temps qui implique :

$$\frac{d\sigma}{dt} (\uparrow\uparrow \rightarrow \uparrow\uparrow) = \frac{d\sigma}{dt} (\downarrow\downarrow \rightarrow \uparrow\uparrow)$$

En principe, la diffusion élastique est un processus simple. Les deux particules qui émergent ont la même impulsion dans le centre de masse et cinématiquement la réaction peut être décrite par deux variables; on utilise les invariants de Mandelstam s , t et u qui sont liés par la relation, dans le cas de la diffusion élastique pp :

$$s + t + u = 4 m^2$$

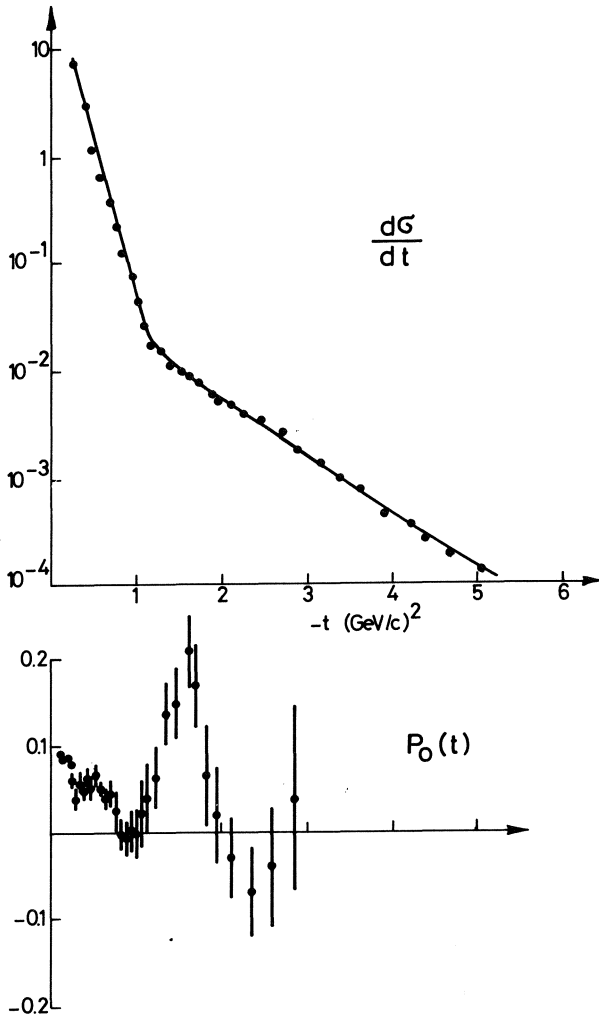


Fig.2 Comparaison entre section efficace différentielle et polarisation à 10 GeV/c (réf.3)

En termes d'impulsion et d'angle de diffusion dans le centre de masse :

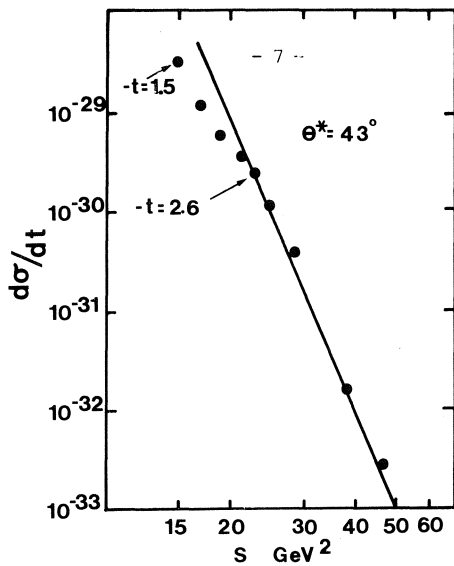
$$t = - 2 P_{CM}^2 (1 - \cos \theta_{CM})$$

Remarquons que l'on peut conjuguer l'impulsion transverse P_T avec le paramètre d'impact b , le principe d'Heisenberg donne alors :

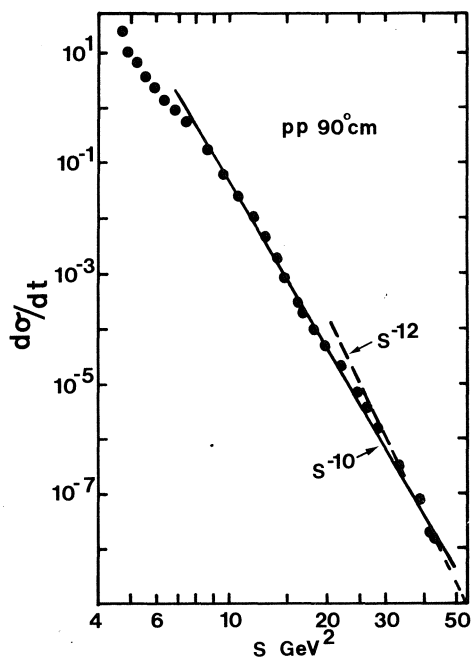
$$b \cdot P_T = \hbar \cdot c = . 197 \text{ GeV/c} \cdot \text{Fermi}$$

Ainsi à 24 GeV/c, $P_T \text{ max} = 3.3 \text{ GeV/c}$ indique que l'on est sensible à des objets de la taille $\sim 1/20$ de Fermi. Un événement élastique de $P_T = 3.3 \text{ GeV/c}$ correspond à un transfert $-t \approx 22 (\text{GeV/c})^2$ et n'a jamais été observé expérimentalement du fait de la faible section efficace.

Lorsqu'on parle de diffusion aux petits angles, on obtient des informations sur la structure à grande distance des hadrons qui interagissent. Cette région de la diffusion hadronique a été étudiée intensément à la fois par l'expérience et la théorie. Il semble admis que la théorie des pôles de Regge permet de décrire les données dans cette région. En contraste, la diffusion aux grands angles sonde la structure à petite distance ou la nature des constituants des hadrons qui interagissent. Il est intéressant de mettre en évidence expérimentalement un tel régime. Si l'on extrapole linéairement le comportement du logarithme des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ à petit $-t$ aux grandes valeurs de $-t$, la déviation est de plusieurs décades. La figure 3a montre la tendance, pour un angle de diffusion donné, du comportement des sections efficaces différentielles. On peut définir un tel régime pour $-t > \sim 2.6 (\text{GeV/c})^2$. Akerlof et al.⁽⁵⁾, Allaby et al.⁽⁶⁾, Kammerud et al.⁽⁷⁾ ont mesuré la section efficace différentielle proton-proton à 90° dans le centre de masse. Leurs données sont reproduites sur la figure 3b. Les données sont compatibles avec une dépendance en énergie du type s^{-10} et montrent une nette déviation pour $s < 8.5 \text{ GeV}^2$, qui correspond précisément à $-t \approx 2.5 (\text{GeV/c})^2$. Cela fixe les limites du régime aux grands angles pour $-t > 2.5 (\text{GeV/c})^2$ et $s > 10 \text{ GeV}^2$.



a) Réf.(4)



b) Réf.(5,6,7)

Fig.3 Evidence d'un régime à grand transfert pour la section efficace différentielle

L'étude des diffusions de leptons aux grands transferts (deep inelastic) a montré que les hadrons apparaissent comme un ensemble de constituants ponctuels qui réagissent de façon incohérente. Ces partons se manifestant comme des particules de spin $\frac{1}{2}$ et de charge fractionnaire. Il semble admis qu'une description des interactions fortes peut être simplifiée lorsqu'on se limite aux grands transferts. Dans cette région, on s'attend à observer des effets des diffusions dures entre constituants. Si le processus quark-quark domine, la dépendance de la section efficace différentielle serait en P_T^{-4} ; expérimentalement, on trouve P_T^{-8} à P_T^{-10} . Il est possible que nous n'ayons pas encore atteint d'assez grands transferts et que nous observons des processus plus complexes, du type gluon-gluon, di-quarks, etc. La manifestation d'effets de spin à grand P_T demande la conspiration de plusieurs conditions :

- i) qu'il existe une corrélation entre le spin du proton et du constituant.
Pour les quarks, des arguments théoriques suggèrent que les quarks se rappellent du spin du proton et que la probabilité pour que l'orientation du quark soit la même que celui du proton augmente pour $X \rightarrow 1$ (X est la variable de Feynman). Le degré de ce souvenir peut être mesuré dans les expériences e-p polarisés.
- ii) que la diffusion parton-parton dépende du spin. Pour la diffusion élastique pp à grand transfert, il n'y a pas encore d'opinion bien précise sur la nature des constituants qui sont responsables de la diffusion. Si le processus quark-quark est responsable des réactions élastiques à grand t et inclusive à grand P_T , leurs observables de spin devraient être corrélées. L'étude des effets de spin peut apporter des informations si l'on considère le spin des constituants; on peut montrer ⁽⁸⁾ que de tels effets seront très différents si l'on considère pour la diffusion entre constituants des objets de spin 0, de spin $\frac{1}{2}$ ou 1. On s'attend à d'importants effets pour la diffusion quark-quark (soit deux spin $\frac{1}{2}$). Si la diffusion a lieu entre un spin 0 et $\frac{1}{2}$, il n'y a pas d'effet

de spin. Ainsi, la mesure de tels effets permet de tester la nature des constituants responsables de la diffusion.

- iii) que l'asymétrie soit préservée dans la fragmentation des partons. Lors du processus de recombinaison du parton qui donnera la particule, il s'agit de déterminer si la particule conserve l'état de spin du quark. On connaît très peu de chose actuellement sur ces fonctions.

Les résultats du ZGS (expériences avec cibles de protons polarisés conjointement avec un faisceau de protons polarisés) ont révélé l'importance des effets de spin : structures dans la différence des sections efficaces totales le long de la normale au plan de réaction (transversité) ou le long de l'impulsion incidente (hélicité), structures dans la corrélation de spin C_{nn} à grand P_T ⁽⁹⁾, tentative de connection au processus fondamental quark-quark ⁽¹⁰⁾. Dans le contexte des modèles quark-parton, les mesures d'effets de spin n'apparaissent pas isolés, mais complémentaires aux expériences de types profondément inélastiques et constituent une voie puissante pour révéler la nature de l'interaction fondamentale et certaines informations inaccessibles par d'autres types d'interactions.

1.4. Principe de la mesure

Le principe de la mesure de $P_o(t)$ à l'aide d'une cible polarisée est le suivant : si $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_o$ désigne la section efficace différentielle sur cible non polarisée et P_c la polarisation de la cible, la section efficace sur cible polarisée s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_o \cdot \left[1 + P_o(t) \cdot (\vec{P}_c \cdot \vec{n})\right]$$

où $\vec{n}$ est la normale au plan de réaction. On cherche à mesurer les nombres N_+ et N_- des protons diffusés obtenus respectivement pour une

polarisation de la cible $\vec{P}_c \cdot \vec{n} = + P_c$ et $\vec{P}_c \cdot \vec{n} = - P_c$.

$P_o(t)$ est alors relié à l'asymétrie A , tel que :

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = P_o(t) \cdot P_c$$

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.1. Appareillage

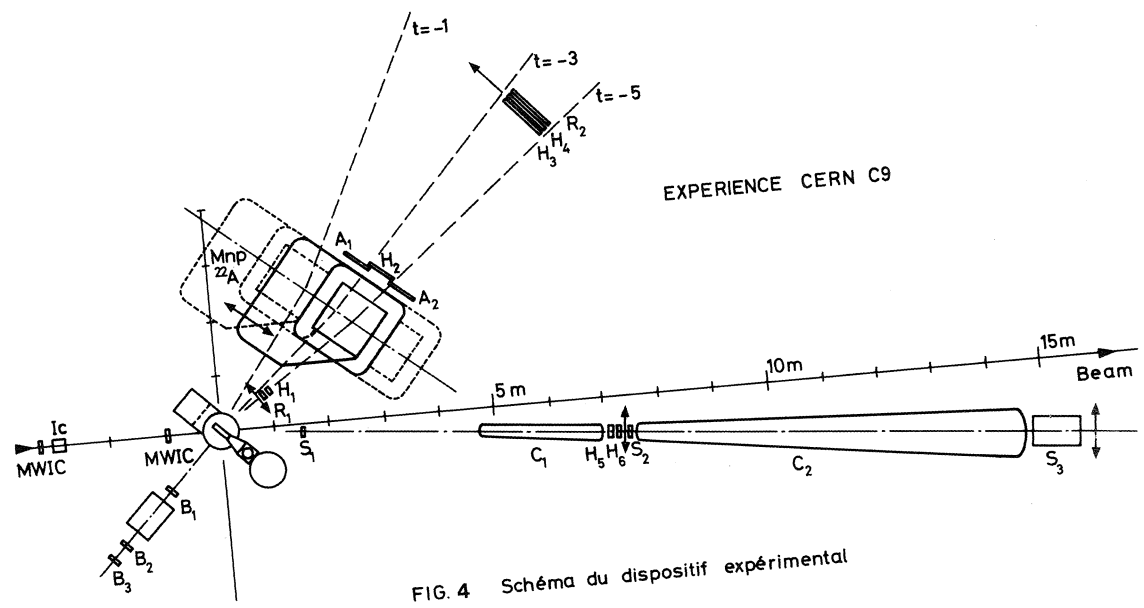
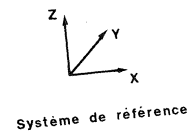
Une vue générale du dispositif expérimental est présentée sur la figure 4; il comprend essentiellement :

- un faisceau secondaire de protons à 24 GeV/c de haute intensité
- une cible de protons polarisés avec l'aimant et le système cryogénique
- des compteurs à scintillation utilisés dans la logique de déclenchement
- des hodoscopes de compteurs à scintillation $H_1, H_2, H_3, H_4, H_5, H_6$
- des compteurs Cerenkov à seuil, C_1 et C_2
- des compteurs de veto A_1, A_2
- un aimant d'analyse sur la voie de recul
- un système de codage et d'acquisition des informations par des miniordinateurs.

L'impulsion et l'angle du proton de recul sont mesurés par l'aimant d'analyse et les hodoscopes H_1, H_2, H_3, H_4 .

La trajectoire du proton diffusé est définie par les hodoscopes H_5, H_6 . Les deux bras sont mobiles, permettant d'accepter des transferts de $5 \leq -t \leq 5 \text{ (GeV/c)}^2$.

Nous allons décrire en détail chacun des éléments de ce dispositif.



2.1.1. Le faisceau secondaire

Nous avons utilisé le faisceau secondaire C_9 implanté dans la zone EST d'expériences du synchrotron à protons du CERN (P.S.). Le faisceau primaire de protons extrait de la machine par éjection lente à 24 GeV/c, d'intensité 3.10^{10} protons/cycle est focalisé sur une cible de production de tungstène ou d'acier inoxydable de 8 cm de long et de diamètre 15 mm. Le transport du faisceau (Fig. 5) transmis à 0^0 s'effectue sous vide sur une distance de 51 mètres à l'aide d'éléments classiques : aimants de déflexion, lentilles quadrupolaires et des collimateurs pour réduire le halo du faisceau et l'impulsion des particules. Les caractéristiques principales du faisceau de protons sont réunies dans le tableau ci-après :

Tableau I : caractéristiques du faisceau C_9

intensité par cycle	$\sim 10^9$
impulsion maximum	24 GeV/c
résolution $\frac{\Delta P}{P}$	$\cdot 5 \%$
divergence horizontale	± 1.2 mrad
divergence verticale	$\pm \cdot 13$ mrad
dimension du faisceau au niveau de la cible polarisée	7×6 mm ²
durée d'extraction	500 ms
temps mort	2 S

A chaque bouffée de particules du P.S., l'intensité du faisceau au niveau de la cible est enregistrée par une chambre d'ionisation calibrée et deux chambres à fils permettent de visualiser sa position.

2.1.2. La cible polarisée

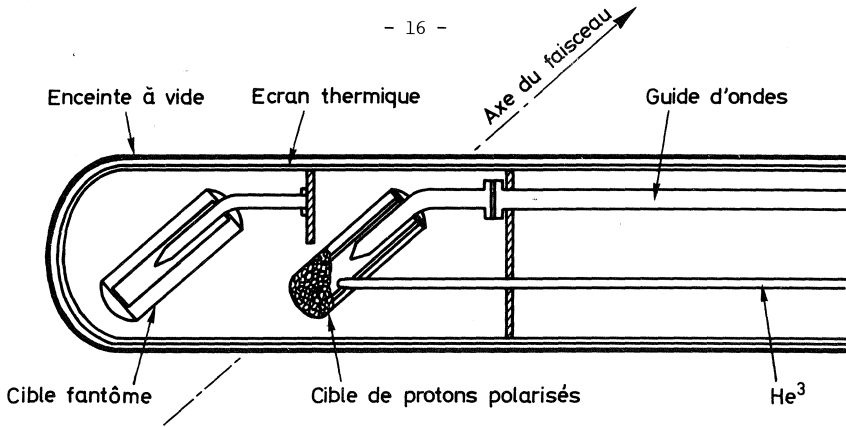
La cible de protons polarisés constituée par de petites sphères de 1.5 mm de propanediol ($C_3 H_8 O_2$), enfermée dans une cavité en cuivre (dimension $20 \times 16 \text{ mm}^2$ et 42 mm de long), coefficient de remplissage .7, est placée dans un champ vertical de 25 KG. La cible est maintenue à $.55^\circ\text{K}$ par un système de refroidissement par He^3 et He^4 liquide. La polarisation des protons libres est obtenue par effet "solide", elle atteint 85 %. Pour une description du principe de la polarisation, on pourra consulter les articles cités dans la référence 11. Le tableau II donne les caractéristiques de la cible de protons polarisés.

Tableau II : caractéristique de la cible polarisée.

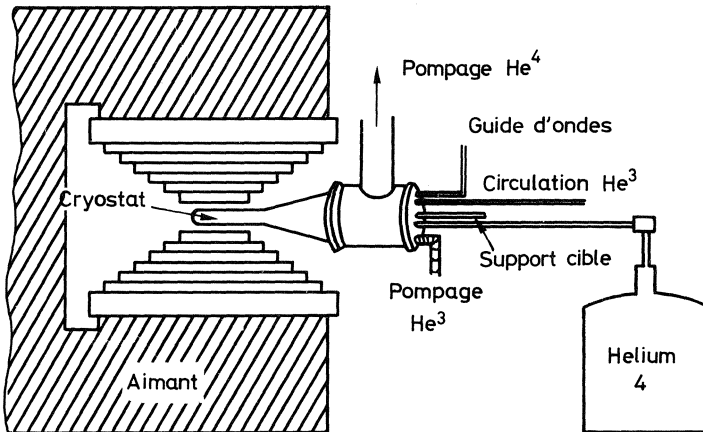
polarisation maximale	85 %
densité d'hydrogène	$\cdot 12 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
densité totale	$\cdot 9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
protons liés/protons libres	4.25
nombre de protons pour une détérioration e^{-1} de la polarisation	$\sim 4.5 \times 10^{14} \frac{\text{protons}}{\text{cm}^2}$

L'aspect extérieur de la cible avec son aimant et l'extrémité du cryostat sont représentés sur la figure 6. On remarquera les 2 cibles logées à l'intérieur du cryostat dont l'une, la cible dite fantôme, contenant des disques de carbone permet de recréer, à l'hydrogène pris, les conditions de la vraie cible pour étudier la contribution des événements produits sur les noyaux complexes. Le champ magnétique est produit par un aimant en forme de C; les pièces polaires et les bobinages sont profilés de manière à obtenir une ouverture angulaire maximum tout en conservant une homogénéité du champ dans le volume de la cible de 10^{-4} .

La mesure de la polarisation est faite par résonance magnétique



a) Schéma du cryostat



b) Disposition de la cible

FIG.6

nucléaire. Deux petites bobines ($\emptyset \sim 5$ mm) placées à l'intérieur et à chaque extrémité de la cible permettent de mesurer successivement la polarisation dans deux régions différentes. Sa valeur est enregistrée graphiquement pour faciliter la conduite de la cible. Un ordinateur HP 2100 pilote la cible et son système cryogénique qui sont pris en charge par un groupe spécialisé du CERN.

La valeur initiale de la polarisation pour cette cible s'élevait à 80 - 90 %. Cependant les dégâts d'irradiation par un flux intense de protons (12) provoquent une dégradation de la polarisation. Cette décroissance peut être paramétrisée par une exponentielle :

$$P_T(\phi) = P_{Tmax}(\phi = 0) \cdot e^{-\frac{\phi}{\phi_0}}$$

où ϕ représente le flux intégré du faisceau (protons/cm²)

ϕ_0 un paramètre caractéristique du matériel.

Pour assurer une irradiation uniforme de la cible, deux aimants, l'un vertical et l'autre horizontal, assurent le balayage du faisceau sur toute la surface de la cible en 35 points, chaque déplacement ayant lieu tous les 5 cycles de l'accélérateur.

On a reporté sur la figure 7 la décroissance de la polarisation en fonction du nombre de protons traversant la cible, avec et sans balayage du faisceau. Le balayage permet d'augmenter la durée de vie de la cible et d'éviter des corrections locales de la polarisation. On obtient une valeur caractéristique pour ϕ_0 , dans le cas du propanediol irradié par des protons de 24 GeV/c, de l'ordre de $4.5 \times 10^{14} \frac{\text{protons}}{\text{cm}^2}$. Il est possible de régénérer partiellement la cible des dégâts causés par l'irradiation du faisceau. On réchauffe la cible à 180°K pendant 10 minutes environ puis on repolarise. Cette méthode permet de retrouver le 90 % de la polarisation originale; la cible est régénérée en moyenne 2 fois puis changée lorsqu'elle atteint 50 %, soit après une période de 5 jours.

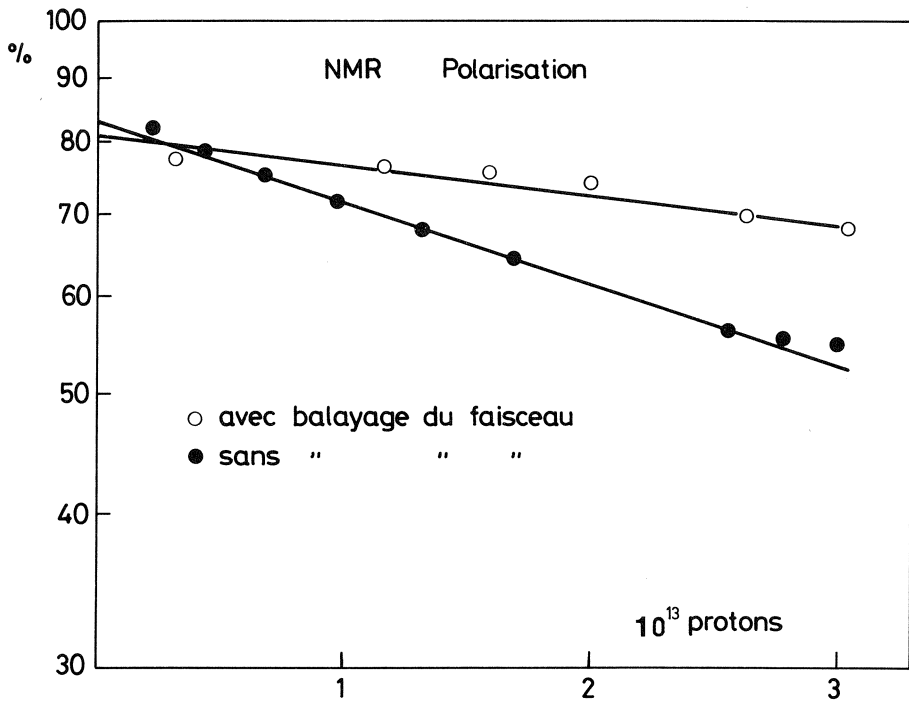


FIG.7 Décroissance de la polarisation

2.1.3. Les compteurs moniteurs

La formule donnant l'asymétrie :

$$\varepsilon(t) = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

suppose implicitement que les nombres d'événements élastiques N_+ et N_- sont normalisés au même nombre de particules incidentes. Il faut donc disposer de moniteurs indépendants de la polarisation de la cible. Dans cette expérience nous avons utilisé d'une part des moniteurs internes basés sur les interactions des protons incidents avec des protons liés de la cible, donc non polarisés, dont le principe est décrit dans la partie analyse de cet exposé (cf. 4.3), et des moniteurs externes. L'information pour ces derniers est fournie par deux télescopes pointant vers la cible situés dans le plan vertical de façon à éliminer tout effet dû à la polarisation (Fig. 8). La section efficace dépendant de la polarisation s'exprime :

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + P_0(t) \cdot (\vec{P}_T \cdot \vec{n}) \right)$$

où σ_0 désigne la section efficace sur cible non polarisée

$\vec{P}_T$ la polarisation de la cible

$\vec{n}$ la normale au plan de réaction.

Dans le plan vertical, le terme $\vec{P}_T \cdot \vec{n}$ est nul.

2.1.4. Les compteurs Cerenkov

Deux compteurs Cerenkov C_1 et C_2 identifient les particules diffusées; leurs caractéristiques sont regroupées dans le tableau III.

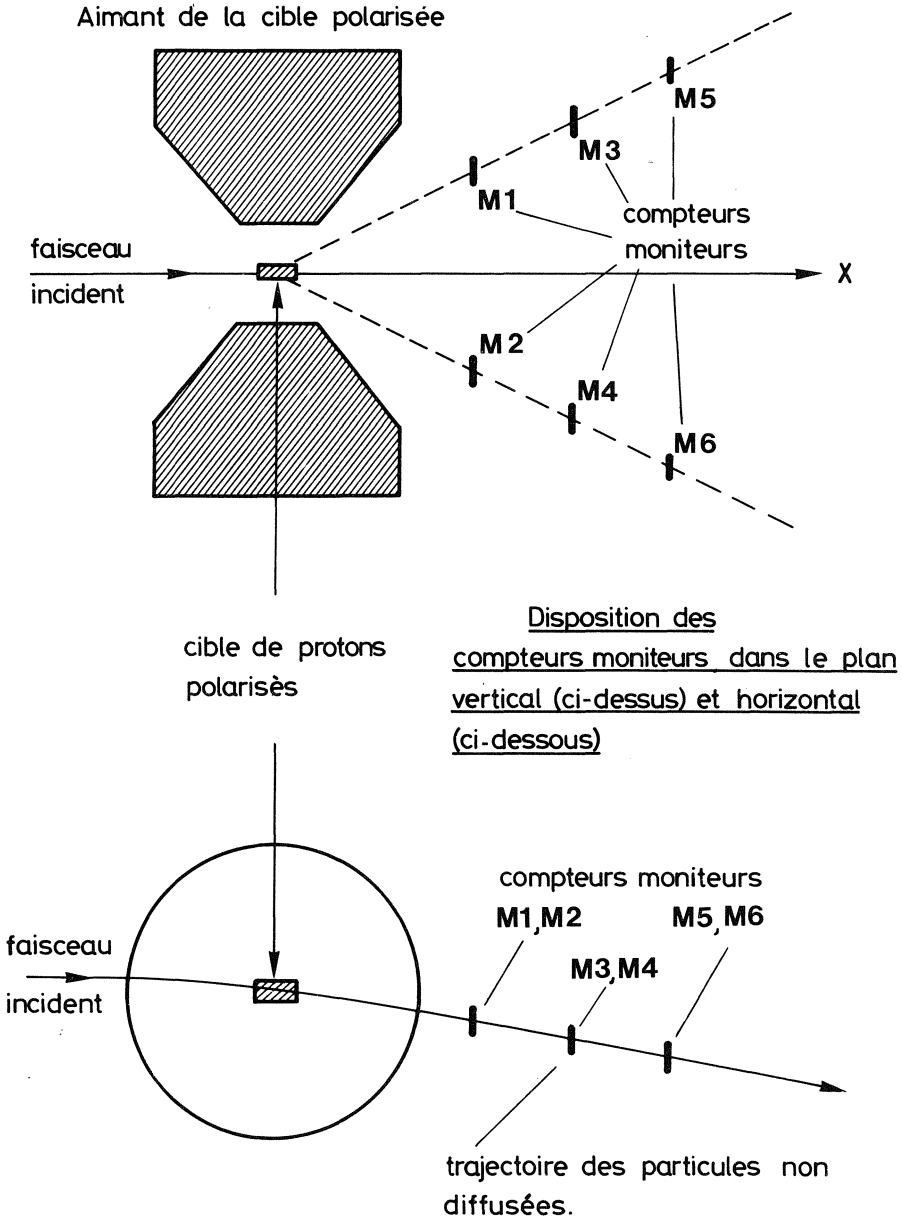


FIG. 8

Tableau III : caractéristique des compteurs Cerenkov

	C_1	C_2
Type	A seuil et à gaz	A seuil et à gaz
Gaz	Azote	Azote
Longueur du radiateur	2.26 m	6.5 m
Diamètre fenêtre d'entrée	• 186 m	• 35 m
Diamètre fenêtre de sortie	• 286 m	• 890 m
Particules "vues"	π	$\pi + p$

Le compteur C_1 est de conception classique : la lumière produite par une particule est réfléchiée par un miroir plan incliné à 45° puis focalisée sur la photocathode par un miroir parabolique. Le compteur C_2 n'utilise qu'un seul miroir sphérique, il est décrit en détail dans l'appendice II. Le compteur C_1 signale le passage d'un π , le compteur C_2 d'un $\pi + p$ vers l'avant. L'information fournie par ces compteurs est utilisée directement dans la définition du signal de déclenchement.

2.1.5. Compteurs et logique de décision

Nous utilisons les informations de 17 compteurs à scintillation pour former le signal de décision. Les dimensions de ces compteurs sont données dans le tableau IV.

Tableau IV : dimension des compteurs

	Largeur en cm	Hauteur en cm
S_1	3.8	3.8
S_2	15.0	15.0
S_3	31.5	29.5
A_1	30.0	50.0
A_2	30.0	50.0
R_1	12.5	8.9
$R_2(i) \quad i = 1, \dots, 9$	31.5	29.5

Le compteur $R_2(i)$ est composé d'une matrice 3×3 . La logique associée aux compteurs doit permettre de prendre une décision très rapide. La condition de sélection d'un bon événement est la suivante :

$$T = \left(S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \right) \times \left(R_1 \cdot \Sigma R_2(i) \cdot (A_1 + A_2) \right)$$

et correspond au schéma électronique de la figure 9, c'est-à-dire que l'on demande :

- un proton diffusé vers l'avant
- une particule vers l'arrière dans l'acceptance de l'aimant
- une coïncidence entre la voie diffusée et la voie de recul.

L'intervalle de temps défini par ce signal devait être aussi court que possible pour éviter des événements accidentels dus à la grande intensité du faisceau tout en restant compatible avec la résolution temporelle des hodoscopes. Cette largeur était de l'ordre de 15 ns, ce qui, en admettant une intensité de $5 \cdot 10^8$ particules

D et
D ou
o antioincidence

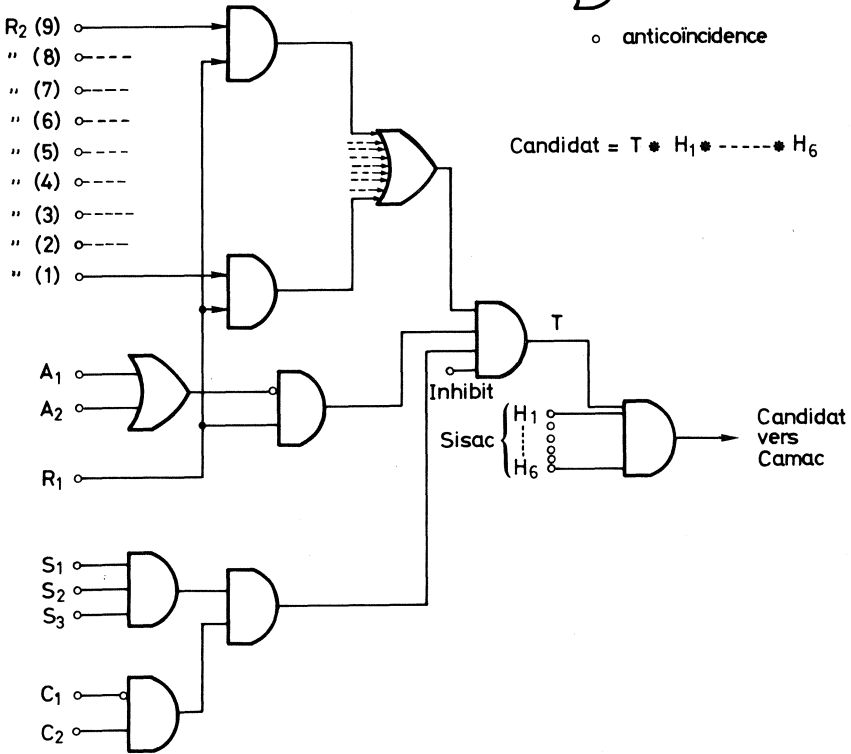


FIG. 9 Logique de déclenchement

incidentes par cycle, réparties dans un intervalle de 500 ms, garantissait un taux de multiplicité raisonnable ($\sim 20\%$). Ce signal est utilisé pour initialiser la décision d'acquisition des informations fournies par les hodoscopes que nous allons décrire.

2.1.6. Hodoscopes - le signal candidat

Au total 6 hodoscopes ont été utilisés dans cette expérience pour déterminer la trajectoire des particules. Leur structure est résumée dans le tableau V.

Tableau V : caractéristique des hodoscopes

	H ₁	H ₂	H ₃	H ₄	H ₅	H ₆
voie	de recul				diffusée	
distance à la cible (cm)	99.8	403.4	797.	799.5	675.5	689.5
largeur (cm)	12.5	51.85	90.5	90.0	15.0	14.7
hauteur (cm)	12.5	52.0	87.5	87.5	15.0	15.0
nombre de P.M.	21	43	72	35	12	25
technique	1	1	1	2	2	1
épaisseur du scintillateur	·31	·6	1.5	1.5	·31	·31
pas réel (cm)	·31	·625	1.25	2.5	1.25	·31

Un hodoscope est constitué d'un ensemble de barreaux de scintillateurs enveloppés de mylar aluminisé, dont la lumière est recueillie par des

petits tubes photomultiplicateurs du type XP 1110. Suivant les performances exigées, nous avons utilisé 2 types différents :

- la technique 1 où chaque scintillateur est vu par un P.M., mais les scintillateurs sont disposés en 2 couches superposées et décalées l'une par rapport à l'autre d'une distance égale au tiers d'un scintillateur (cf. Fig. 10). Cette technique permet d'obtenir une résolution spatiale égale au tiers de la résolution que fourniraient les mêmes scintillateurs juxtaposés;
- la technique 2, classique où chaque photomultiplicateur reçoit la lumière d'un scintillateur juxtaposé l'un à l'autre.

La décision d'acquisition, fournie par le signal candidat, est prise lorsqu'on a au moins une information par plan d'hodoscope en coïncidence avec le signal de déclenchement. Ce signal interrompt l'ordinateur par le CAMAC (système d'échange d'informations avec l'ordinateur) qui déclenche la logique de lecture.

2.1.7. L'aimant d'analyse

Pour un événement, la reconstruction des traces d'une particule, devant et derrière l'aimant, permet de mesurer sa déflexion. Pour un champ magnétique donné, déterminé par une carte de champ, cette déflexion est fonction de l'impulsion de la particule. L'aimant MNP 22A utilisé a une ouverture de $100 \times 100 \text{ cm}^2$, l'entre-fer est de 50 cm. Un courant de 1500 A dans les enroulements produit au centre de l'aimant un champ magnétique de 10 Kgauss. Cela permet, compte tenu des résolutions expérimentales, de mesurer une impulsion de 2.5 GeV/c avec une précision de $\sim 4 \%$ (cf. 3.2.2.).

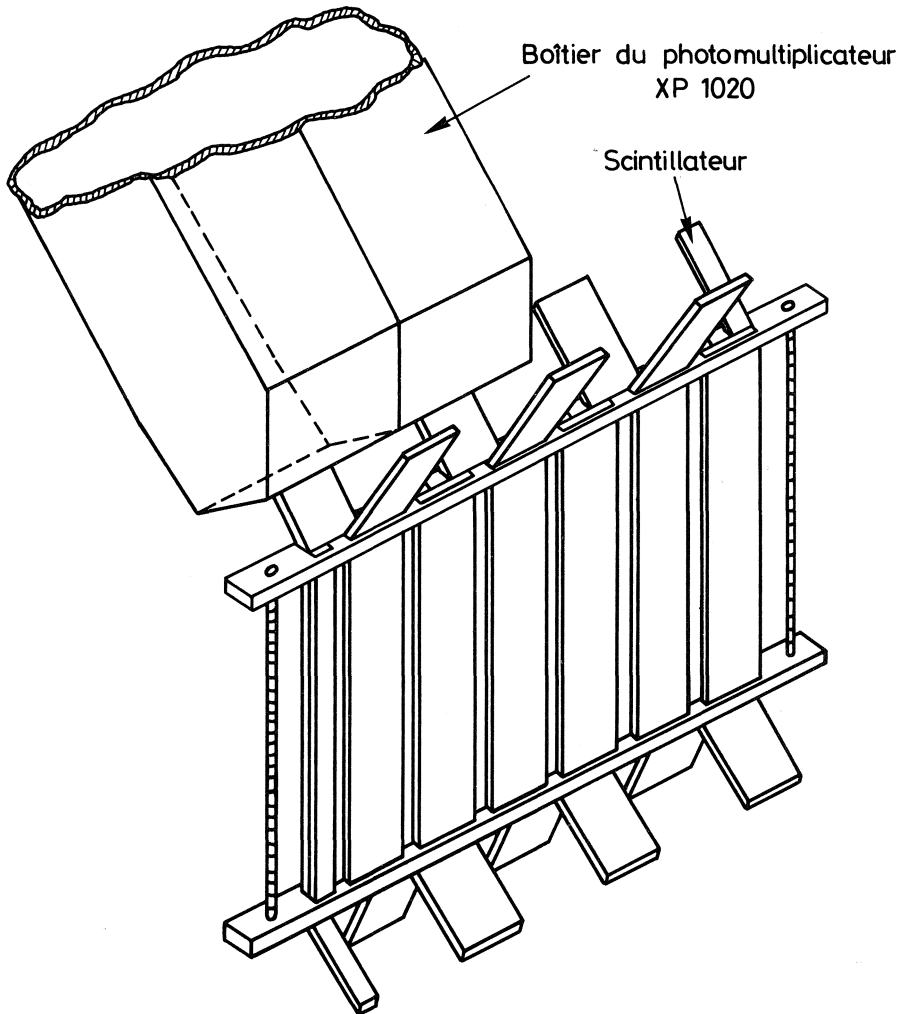


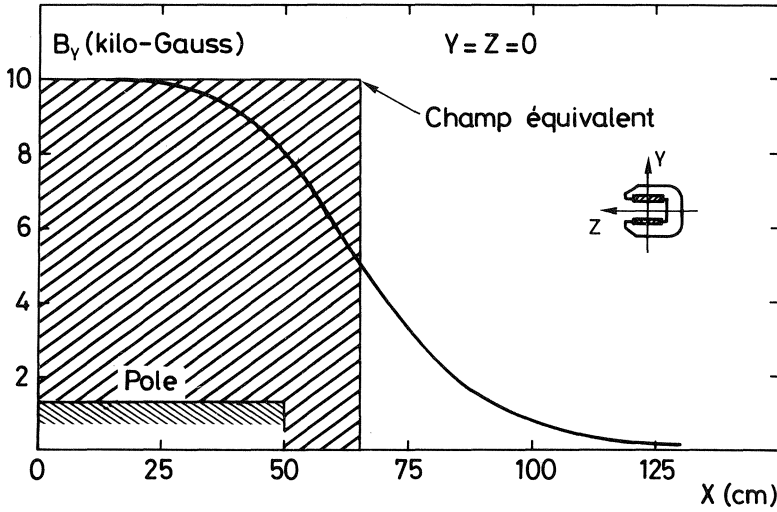
FIG.10 Principe de l'hodoscope à recouvrement

Il est nécessaire de disposer d'un bras de levier suffisant pour bien déterminer les traces : l'aimant a été placé à 3 m de la zone d'interaction, les hodoscopes H_3 , H_4 sont distants de 5 m du centre de l'aimant. Dans ces conditions, l'ouverture horizontale des traces est de $\pm 3^0$ et dans le plan vertical de $\pm 4^0$, ces valeurs dépendent de la région cinématique étudiée et donnent l'ordre de grandeur. Le champ n'est pas uniforme dans l'entre-fer de l'aimant. Pour une trajectoire donnée, l'intégrale de champ est obtenue à partir de la carte de champ. Cette carte comporte 29'260 points jusqu'à une distance de 132 cm du centre de l'aimant. L'intégrale de champ le long de toutes les trajectoires qui nous intéressent est sensiblement constante à mieux de 3 % près et vaut en moyenne 13.02 KG x mètre ce qui nous a permis d'utiliser, pour les calculs, un champ constant sur une distance de 130.2 cm. La figure 11 montre l'allure de ce champ le long d'un axe du plan médian suivant la direction des particules.

2.2. Le système d'acquisition des données

2.2.1. Description

Nous avons utilisé un système composé de trois miniordinateurs de Data General Corporation, du type Nova 2 et Nova 840. Ces calculateurs, dans la configuration utilisée, ont une capacité de 64 K mots mémoire de 16 digits binaires avec un cycle de base de 800 ns pour la Nova 840 et 32 K avec un cycle de 1000 ns pour la Nova 2. On dispose également de 2 unités de bande magnétique connectées à la Nova 840 et la Nova 2 et de deux unités de disque. Ces deux calculateurs sont équipés d'un bus (IPB) pour l'accès au même disque. Ils sont en outre reliés à des organes d'entrée-sortie, tels que des unités de visualisation, une imprimante, un lecteur de carte et un lecteur-perforateur de papier. Ces trois calculateurs sont connectés par un bus commun (MCA) lequel permet des transferts rapides de l'un à l'autre. Enfin le transfert



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

FIG.11

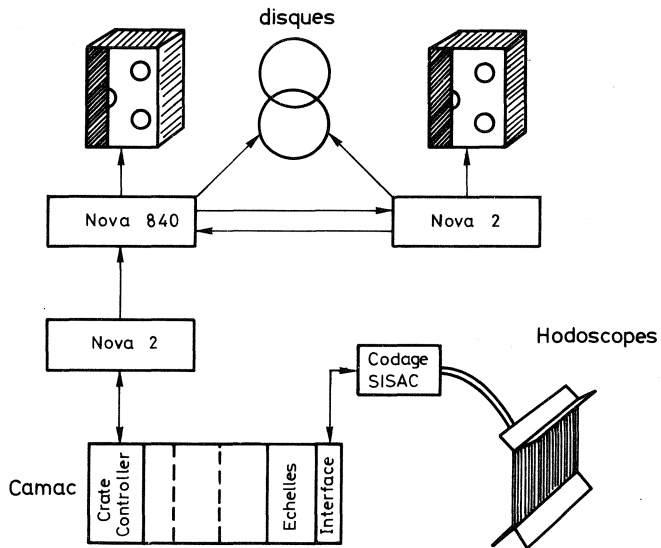
des informations dans le calculateur d'entrée se fait par l'intermédiaire d'un système commercial CAMAC.

2.2.2. Organisation

On peut illustrer le transfert des informations en ligne du système par le diagramme de la figure 12. Tous les paramètres importants de l'expérience sont complètement enregistrés dans le CAMAC relié à la Nova 2 d'entrée (échelles, convertisseurs temps de vol, amplitude, polarisation de la cible, hodoscopes, etc...). Le codage des informations en provenance des hodoscopes s'effectue par un système de gestion appelé SISAC. Chaque boîtier SISAC comprend 16 tiroirs de 16 canaux chacun. Il est possible de disposer de plusieurs boîtiers en série dans le cas où on désire enregistrer les signaux de compteurs ayant plus de 16 x 16 canaux. Chaque événement, après codage par le SISAC, se présente sous la forme d'une suite variable de mots de 16 bits comprenant le numéro du boîtier, de la carte et du canal de l'hodoscope touché. Ces événements sont transférés au calculateur au moyen d'une interface CAMAC.

La lecture des données est faite en mode d'interruption : dès qu'un signal candidat est présent (correspondant au moins à une particule par plan d'hodoscope), le système de logique rapide envoie à l'ordinateur un signal qui interrompt le traitement en cours pour mettre en jeu la séquence de lecture. Les événements sont mémorisés directement dans une zone fixe de la mémoire (DMA) pour diminuer le temps mort; le temps total de transfert moyen par événement est de l'ordre de 100 μ s. Le programme en ligne de la NOVA 2 d'entrée est complètement écrit en langage assembler, dans un environnement de multitâches, ce qui diminue considérablement le temps d'exécution par rapport à la programmation en langage symbolique FORTRAN.

Dans une première partie, le programme effectue des tests sur la validité de l'événement, vérifie s'il y a un décalage des mots



Représentation schématique du système d'acquisition

FIG.12

lors de la séquence de lecture. Dans une seconde étape le programme décode et contrôle les informations provenant des hodoscopes, rejette les multiplicités non adjacentes et convertit les numéros des compteurs touchés en coordonnées en fonction de la technique de construction des hodoscopes. Lorsque ces tests de validité ont été effectués, le bloc d'informations brutes est transféré à la Nova 840 pour être écrit sur bande magnétique et analysé.

L'utilisation de la Nova 840 et de la dernière Nova 2 nous a permis d'effectuer des calculs en ligne. Ces calculateurs assuraient, en plus du traitement des données, une fonction de contrôle efficace de l'expérience en accumulant la statistique de toutes les grandeurs mesurées ainsi que d'un certain nombre de résultats des calculs cinématiques en ligne, tels que coplanarité, corrélation angulaire. Les histogrammes de ces variables étaient accessibles en permanence sur l'écran de visualisation, permettant de localiser rapidement tout défaut de fonctionnement affectant l'un des hodoscopes et de modifier, dans le programme de reconstruction, les coupures cinématiques. Au niveau électronique, les taux de comptage, effectués à tous les stades de la logique de déclenchement et enregistrés par des unités CAMAC, permettaient également de détecter les anomalies de fonctionnement des compteurs intervenant dans le signal de déclenchement ou des problèmes de stabilité. Pour concrétiser les idées, nous avons représenté l'organisation de l'expérience sur la figure 13.

La puissance de calcul d'un tel système permet d'augmenter la vitesse de traitement et d'acquisition par rapport à un seul processeur. Si la machine de tête (donc d'acquisition) tombe en panne, il est très facile de la remplacer par la dernière machine, l'analyse ne sera plus exécutée, mais la prise des données pourra se dérouler normalement. Le fait d'avoir un processeur attribué à l'analyse en ligne permet d'avoir beaucoup de renseignements sur la qualité des données et d'interagir sur les grandeurs physiques. Par contre, la fiabilité de tout le système diminue avec sa complexité et la communication bi-directionnelle entre les machines pose de sérieux problèmes de programmation.

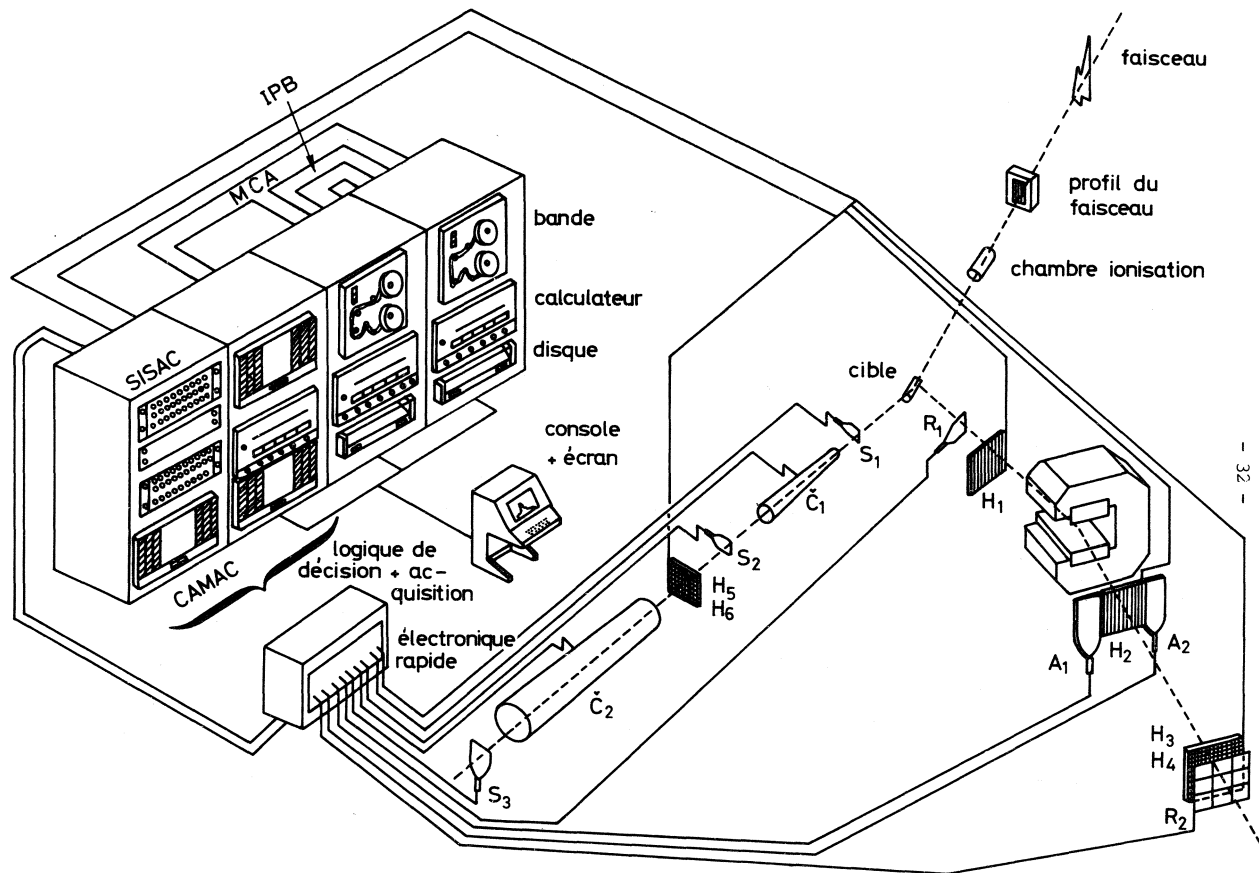


FIG.13 Organisation de l'expérience pp → pp

CHAPITRE III

ACCEPTANCE ET PERFORMANCE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1. Acceptance géométrique $\Omega(t)$

Soit $\Omega(t)$ l'acceptance géométrique du dispositif expérimental;

On peut calculer $\Omega(t)$ par une simulation de l'expérience à l'aide d'un programme de Monte-Carlo. La méthode consiste à générer des événements qui représentent aussi fidèlement que possible la réalité. On tient compte des conditions suivantes :

- a) la distribution de la direction et de l'impulsion de la particule incidente correspondent à l'espace de phase du faisceau;
- b) la coordonnée du point d'interaction le long de l'axe de la cible est générée avec une probabilité uniforme, les coordonnées transverses sont accordées avec le déplacement moyen du faisceau et selon des distributions normales caractérisées par les dimensions du faisceau;
- c) l'interaction est élastique;
- d) la configuration de l'événement doit satisfaire les conditions du signal de déclenchement;
- e) la résolution géométrique des hodoscopes et l'effet de la diffusion multiple dans les détecteurs et la cible sont introduites;
- f) les critères de sélection des événements utilisés dans le programme de reconstruction sont appliqués aux événements simulés par le programme de Monte-Carlo.

Pour une valeur de transfert t , le programme calcule :

$$\Omega(t) = \frac{\text{événements acceptés}}{\text{événements générés}} \times \Delta f$$

où Δf représente l'acceptance polaire de l'appareillage, la diffusion ayant lieu dans le plan X-Y.

Pour cette expérience, 5 positions des détecteurs situés sur les bras diffusé et de recul furent utilisées pour couvrir la région cinématique. L'acceptance géométrique $\Omega(t)$ est reportée sur la figure 14 en fonction de l'impulsion transférée t . On constate un recouvrement entre les diverses positions, ce qui permet des contrôles de normalisation relatives. De nombreuses vérifications ont été faites pour s'assurer que le programme de Monte-Carlo reproduit fidèlement les événements physiques. En particulier on a comparé les distributions des hodoscopes touchés pour les événements élastiques reconstruits aux distributions obtenues dans le programme de simulation. Un autre test du Monte-Carlo consiste à comparer les résultats expérimentaux aux grandeurs cinématiques des événements reconstruits par le programme de Monte-Carlo, quantités qui ne dépendent pas de la dynamique de la réaction. Elles doivent être identiques pour des événements réels et simulés. La figure 15 montre quelques exemples de comparaison. Tous ces tests indiquent que la simulation des événements est en accord avec la situation expérimentale.

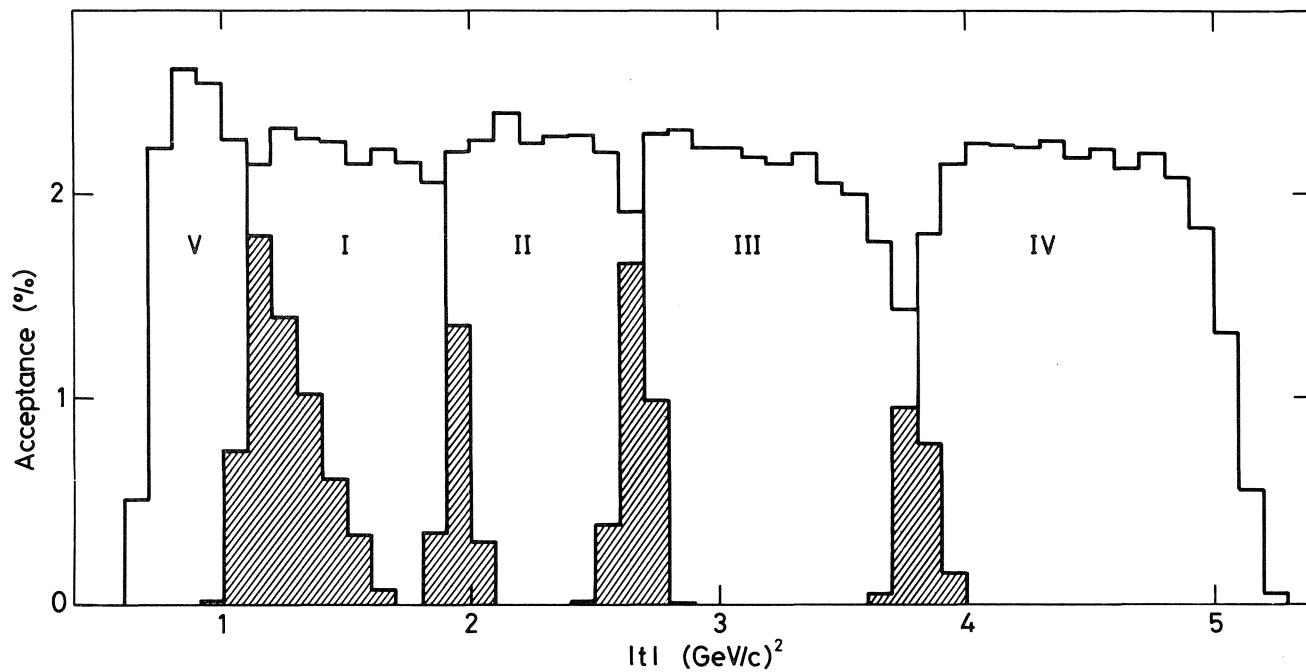
3.2. Résolutions expérimentales

3.2.1. Erreur sur la détermination de la variable de transfert t

Nous avons vu que la résolution en impulsion des particules incidentes est égale à 0.5 %. La résolution sur la direction de la particule diffusée et par conséquent sur l'impulsion transférée nécessite l'étude de différents facteurs qui sont :

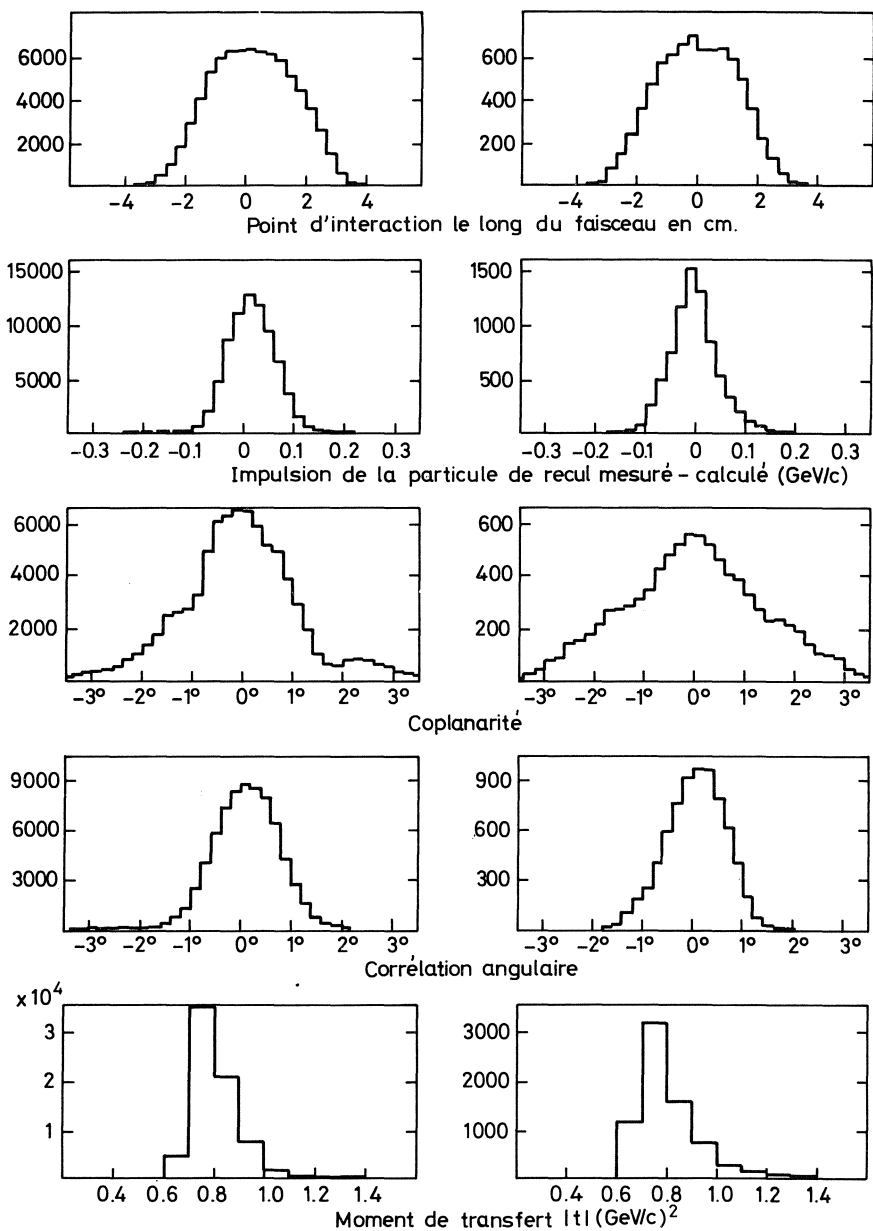
- direction de la particule incidente et influence du champ magnétique de l'aimant de la cible polarisée
- longueur de la cible

pp $\rightarrow$ pp à 24 GeV/c



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

FIG. 14



Comparaison entre de vrais événements et Monte-Carlo pour la position ∇

FIG. 15

- résolution géométrique imposée par l'hodoscope vers l'avant pour déterminer la direction de la particule diffusée.

Nous allons calculer ces différentes contributions. La direction de la particule incidente est définie dans l'espace de phase du faisceau, soit :

$$\Delta\theta_{\text{horiz}} = 1.2 \text{ mrad} \quad \text{et} \quad \Delta\theta_{\text{vert}} = .13 \text{ mrad}$$

On ne sait pas à quel endroit de la cible l'interaction a lieu ni, par conséquent, quelle déviation subit la particule incidente avant d'interagir; cette incertitude correspond à la rotation sur une demi-longueur de la cible soit :

$$\Delta\theta_{\text{int}} = \frac{B \cdot \frac{lg}{2}}{P_{\text{inc}} \times 33.36}$$

où B est le champ magnétique de la cible, lg sa longueur et P_{inc} l'impulsion incidente du proton.

Les résolutions $\Delta\theta_{\text{int}}$, $\Delta\theta_{\text{horiz}}$ et $\Delta\theta_{\text{vert}}$ sont indépendantes, la résolution globale sur la direction de la particule incidente est donnée par leur somme quadratique :

$$\Delta\theta_{\text{inc}} = \left[(\Delta\theta_{\text{int}})^2 + (\Delta\theta_{\text{horiz}})^2 + (\Delta\theta_{\text{vert}})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Une deuxième conséquence d'une cible non ponctuelle est d'entraîner une imprécision sur l'angle de la particule diffusée :

$$\Delta\theta_{\text{cible}} = \frac{d}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot L} \cos \theta_{\text{diff}}$$

avec d, la largeur de la cible et L la distance cible-hodoscope H6. L'hodoscope de la voie diffusée H6 entraîne une imprécision sur la détermination de l'angle de diffusion qui peut être calculé par la formule :

$$\Delta\theta_{\text{hodos}} = \frac{a}{2\sqrt{3} \cdot L} \cdot \cos \theta_{\text{diff}}$$

où a représente le pas de l'hodoscope.

Notons que l'incertitude introduite par la diffusion multiple et la perte d'énergie dans la cible pour la particule diffusée est négligeable pour les énergies qui nous intéressent.

Finalement, la résolution sur la direction de la particule diffusée peut se calculer par la formule :

$$\Delta\theta_{\text{diff}} = \left[(\Delta\theta)_{\text{inc}}^2 + (\Delta\theta)_{\text{cible}}^2 + (\Delta\theta)_{\text{hodos}}^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

De la relation liant le transfert $t = -4 P_{\text{in}} \cdot P \cdot \sin^2 \frac{\theta_{\text{diff}}}{2}$ on tire l'incertitude sur le transfert due à la résolution sur l'angle de diffusion :

$$\Delta t = 2 \cdot \sqrt{P_{\text{in}} \cdot P} \cdot \sqrt{-t} \cdot \cos \frac{\theta_{\text{diff}}}{2} \cdot \Delta\theta_{\text{diff}}$$

dont la courbe est représentée sur la figure 16.

3.2.2. Erreur sur la détermination de l'impulsion du proton de recul

L'impulsion d'un événement est fonction de l'angle α entre les traces avant et derrière l'aimant. La relation qui détermine l'impulsion est :

$$p = \frac{A}{66.72 \times \sin \frac{\alpha}{2}}$$

où $A = \int B \cdot dl$ est l'intégrale du champ le long de la trajectoire.

Il résulte que :

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 = \left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 + \left(\frac{33.36 \times p}{A} \right)^2 \cdot (\Delta\alpha)^2$$

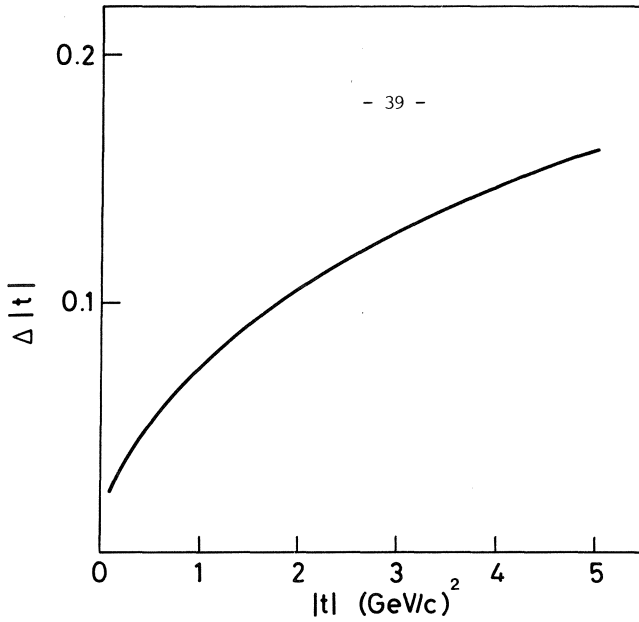


FIG.16 : Incertitude sur la détermination du transfert t

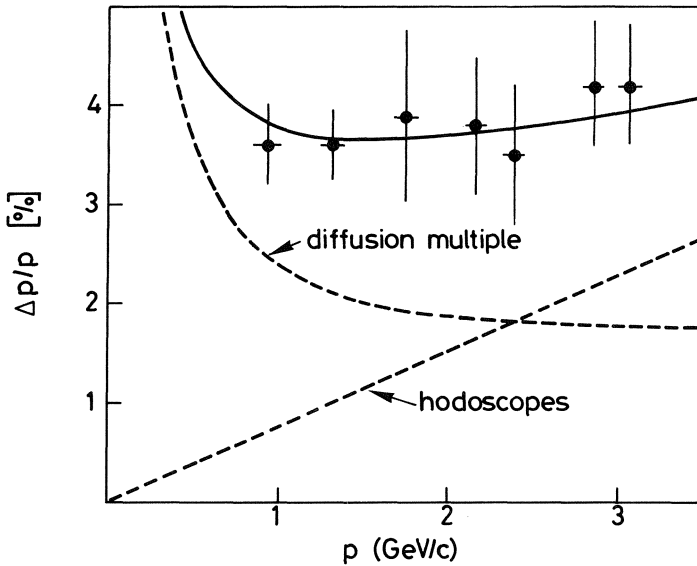


FIG.17 : Résolution en impulsion, les lignes interrompues indiquent la contribution de la diffusion multiple et des hodoscopes

On estime à 3 % l'erreur sur A.

Il y a deux causes pour l'erreur angulaire entre les traces d'entrée et de sortie de l'aimant :

- résolution spatiale des hodoscopes que nous désignerons par ΔH
- la dispersion angulaire due à la diffusion multiple, nous désignerons par ΔM l'écart standard de cette distribution.

ΔH se déduit de la relation pour chaque télescope avant et arrière :

$$\Delta H = \left(\Delta H_{\text{avant}}^2 + \Delta H_{\text{arrière}}^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

avec $\Delta H_{\text{avant}} = 0.7 \text{ mrad}$ et $\Delta H_{\text{arrière}} = 2.4 \text{ mrad}$, soit pour $\Delta H \cong 2.5 \text{ mrad}$.

Pour la diffusion multiple, l'écart quadratique moyen de la distribution vaut :

$$\sigma_{\text{multiple}} = \frac{.014}{p \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_R}}$$

La diffusion multiple intervient dans la cible, les hodoscopes H_1 , H_2 et le compteur R_1 ; en fonction de l'impulsion, elle s'exprime par :

$$\Delta M = \frac{6.4}{p \times \beta} \cdot 10^{-3}$$

$$\text{finalement } \Delta \alpha = \left((\Delta M)^2 + (\Delta H)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

de sorte que l'incertitude sur l'impulsion est :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{A} \left(.15 + \frac{.05}{\beta} + \left(\frac{p}{10} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

dont la courbe est représentée sur la figure 17. Une calibration de la résolution en impulsion du spectromètre pour les événements élastiques est obtenue si on compare le moment p_c calculé à partir de l'angle de

diffusion et le moment p_m mesuré par le spectromètre. En effet l'erreur sur p_c est beaucoup plus faible que Δp , on a environ $\Delta p_c \approx \frac{1}{10} \cdot \Delta p$. La distribution $\frac{p_m - p_c}{p_c}$ pour les événements élastiques satisfaisant les coupures en corrélation angulaire, coplanarité et vertex permet cette comparaison; la largeur de cette gaussienne donne directement la résolution en impulsion. Les points mesurés qui sont répartis sur la figure 17 sont en accord avec la résolution calculée (ligne continue). On a également reporté sur la figure les contributions de la diffusion multiple et de la résolution spatiale des hodoscopes.

Le tableau suivant indique les résolutions obtenues par Monte-Carlo pour les autres variables en termes de déviation standard. D'autre part, la notation ΔX représente X ajusté - X généré pour la variable X .

Distribution	Déviati on standard
ΔX vertex	$\sigma_X = 0.5 \text{ cm}$
$\Delta \epsilon$ coplanarité	$\sigma_\epsilon = 0.63^\circ$
$\Delta \theta$ corrélation angulaire	$\sigma_\theta = 0.2^\circ$

CHAPITRE IV : ANALYSE DES DONNEES

Le nombre d'événements enregistrés sur bande magnétique pendant les périodes de prises de données s'élèvent à ~ 4 millions. L'analyse hors ligne, effectuée sur un ordinateur CDC 7600 du CERN, détermine les événements utiles et comporte essentiellement trois phases :

- reconstruction cinématique des événements
- sélection des événements élastiques
- soustraction du fond et calcul de la polarisation.

4.1. Reconstruction cinématique

On décode l'information provenant du SISAC où chaque plan d'hodoscope est caractérisé par deux nombres correspondant à un ou deux éléments touchés. Une fois obtenu les numéros des éléments touchés pour chaque plan, compte tenu de la position mesurée des différents plans d'hodoscopies, on calcule aisément les coordonnées de l'intersection de la trajectoire avec ces plans. Dans une première étape on reconstruit les trois branches de l'événement à partir des positions sur chaque plan d'hodoscope, à savoir :

- les composantes donnant la direction de la particule incidente qui a interagi $\vec{v}_b$; cette information est fournie par les aimants de balayage du faisceau et prise constante pendant la durée de l'éjection.
- Sur la voie diffusée, les hodoscopies H_5 , H_6 donnent les coordonnées X , Y , Z d'un seul point sur la trajectoire. Partant de la coordonnée X_0 du vertex déterminée par la voie de recul, on reconstruit la

trajectoire et la direction de la particule diffusée $\vec{v}_f$. Compte tenu de la résolution spatiale des hodoscopes, un calcul précis de la trajectoire dans le champ de l'aimant contenant la cible n'est pas nécessaire, l'erreur introduite par ce procédé itératif ne dépasse pas 0.5 ‰ sur l'angle de production.

- Sur la voie de recul, les hodoscopes H_2 , H_3 et H_4 donnent deux points après l'aimant d'analyse correspondant aux coordonnées X, Y et X, Y, Z respectivement. H_1 délivre les coordonnées X, Y d'un seul point sur la trajectoire en dehors de l'aimant, une valeur effective du champ sur une distance équivalente connue permet de calculer l'impulsion de la particule p_{rm} et de remonter à la direction de la particule de recul $\vec{v}_r$.

Dans la seconde étape, nous procédons à une analyse physique de tous les événements, soit :

- en supposant une diffusion élastique, il est possible de calculer, à partir de l'angle de production θ_f , le transfert t et l'impulsion pour la particule de recul p_r et l'angle de production θ_r . L'impulsion du proton de recul, pour le domaine angulaire de mesure, varie entre 0.8 et 3.5 GeV/c. Le bras de recul permet de calculer l'angle de production θ_{rm} et la position X_0 du point d'interaction le long de la cible.

Lorsque les trois vecteurs $\vec{v}_b$, $\vec{v}_f$ et $\vec{v}_r$ ont été déterminés, le programme calcule pour chaque événement la coplanarité définie par :

$$\cos \epsilon = (\vec{v}_f \wedge \vec{v}_b) \cdot (\vec{v}_b \wedge \vec{v}_r)$$

Les bons événements sont transcrits sur une bande résumée (en jargon DST) pour permettre à un second programme d'analyse une lecture plus rapide et plus efficace, les événements n'étant plus à reconstruire. Notons que l'efficacité du programme de reconstruction est comprise entre 97 % et 99.7 %, cette dernière valeur étant pour la position V, pour les faibles valeurs de t .

4.2. Sélection des événements élastiques

Si nous comparons le nombre d'événements élastiques attendus, compte tenu de l'acceptance expérimentale, des sections efficaces, des efficacités et de l'intensité du faisceau, au nombre d'événements enregistrés sur bande magnétique, donc ayant donné lieu à un signal candidat, nous trouvons un facteur compris entre 3 et 500, suivant la valeur du transfert. Ce facteur donne une idée grossière de l'importance du fond. La plus grande source de bruit de fond, lors de diffusions sur cible de protons polarisés, est due aux noyaux complexes qui accompagnent l'hydrogène. Le problème consiste à sélectionner, parmi tous les événements, ceux qui correspondent à un choc élastique.

Cette étape de l'analyse doit lire les informations contenues sur les bandes magnétiques délivrées par le programme de reconstruction cinématique (DST); le programme classe chaque événement suivant différents critères et les accumule, par intervalle de transfert, dans les histogrammes; les limites fixées sur la variable t doivent tenir compte de la résolution expérimentale et surtout de la statistique.

Comme on veut choisir les réactions qui ont lieu sur l'hydrogène de la cible et rejeter celles qui ont lieu sur les nucléons des noyaux, on utilise pour cela le fait que les protons polarisés sont au repos dans la cible. La cinématique de la diffusion sur les protons polarisés, compte tenu du fait qu'on s'intéresse uniquement à des réactions ne comportant que deux particules dans l'état final, va se traduire par des corrélations précises; pour qu'un événement soit reconnu élastique, il faudra :

- qu'il soit issu de la cible, variable X_0
- que la trajectoire de la particule incidente et celles des deux particules de l'état final soient coplanaires, variable ϵ
- que l'angle de diffusion et l'angle de recul satisfassent à la relation cinématique convenable, variable $\Delta\theta = \theta_r \text{ mesuré} - \theta_r \text{ calculé}(\theta_f)$
- de même pour l'impulsion mesurée et calculée du proton de recul à partir

de l'angle de diffusion, variable $\Delta p = p_r \text{ mesuré} - p_r \text{ calculé}(\theta_f)$.

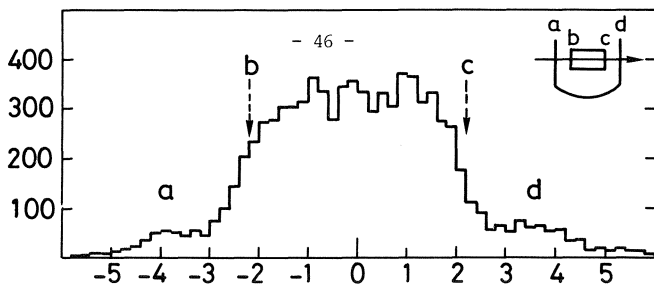
En ce qui concerne ces deux dernières grandeurs, aux résolutions expérimentales près, les deux résultats $\Delta\theta$ et Δp doivent être nuls. On peut donc, en étudiant les divergences obtenues, sélectionner les événements sur protons polarisés en les séparant du fond.

Pour chaque canal de la variable t , on définit les coupures sur la position X_0 du vertex, sur la coplanarité ϵ , la corrélation angulaire $\Delta\theta$ et la corrélation en impulsion Δp . Pour obtenir une meilleure précision sur la détermination de ces coupures on procède en deux étapes :

- on détermine des coupures préliminaires, assez grossières sur ces grandeurs y compris en $\Delta\theta$; toutes ces coupures sont alors appliquées, excepté pour l'une d'elles, où l'on construit sa distribution définissant les coupures définitives. On utilise donc quatre méthodes de réjection du bruit de fond, à savoir :
- coupures dans les distributions du point d'impact
- coupures dans les distributions de l'angle de coplanarité
- coupures dans les distributions en corrélation angulaire
- coupures dans les distributions en corrélation en impulsion

Les coupures efficaces sont celles agissant sur la coplanarité et la corrélation en impulsion de l'événement. Après ces différentes sélections, le rapport signal sur bruit est environ égal à 19:1 pour les petits $-t$ et 0,5:1 pour les grands $-t$.

Sur la figure 18 on peut voir la distribution du point d'interaction X_0 le long du faisceau et le principe des coupures de sélection des événements élastiques pour la position V. On distingue les dimensions de la cible (b-c) et les parois du cryostat (a-d). De même sont présentées les distributions des quantités Δp , ϵ et $\Delta\theta$ pour les événements bruts. La largeur du pic $\frac{\Delta p}{p} \sim 4\%$ est sensiblement constante pour les différents canaux en t . Le bruit de fond plus important pour les valeurs négatives de Δp correspond à un fond inélastique



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

a-d parois du cryostat

b-c faces de la cible

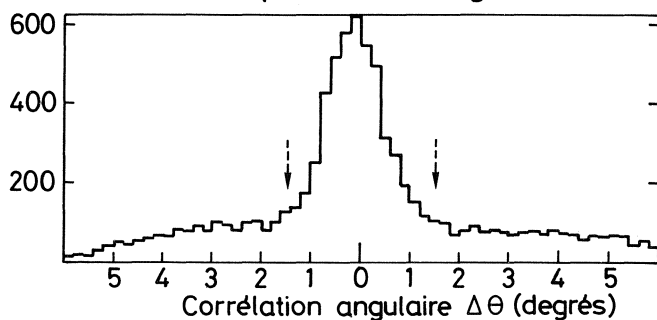
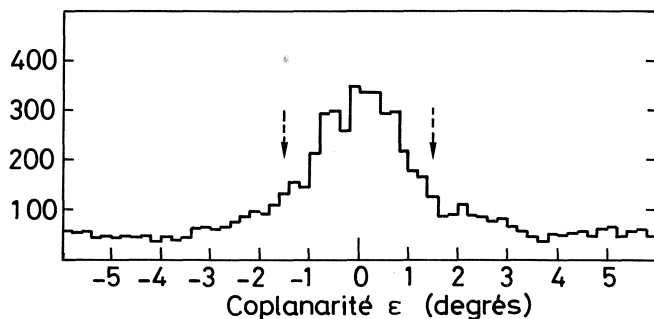
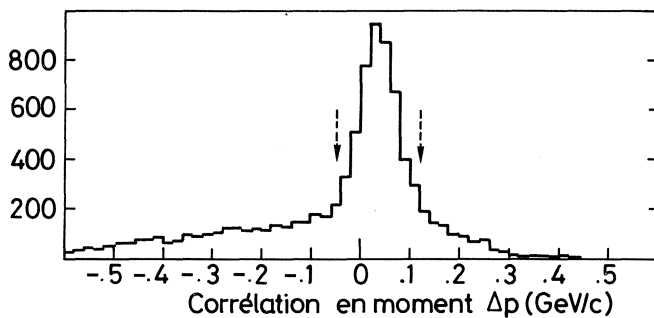


Fig.18 Principe des coupures pour la sélection des événements élastiques : position $\bar{V}$ Run # 1501 θ

ayant des impulsions plus faibles que ceux d'une réaction élastique. Le pic élastique apparaît clairement et sa longueur, d'environ 1.2° et 1.8° respectivement en $\Delta\theta$ et $\Delta\varepsilon$, est compatible avec la résolution expérimentale.

4.3. Stabilité et analyse temporelle

On comprend aisément qu'il est important que l'efficacité de détection des particules, par les compteurs appartenant à un même hodoscope, soit la même pour tous; mais ce n'est pas vital pour l'expérience puisqu'il suffit d'effectuer une mesure relative. Par contre si l'on veut éviter un biais dans la mesure de la polarisation, il est nécessaire que cette efficacité reste stable dans le temps. Expérimentalement la polarisation de la cible est alternativement dirigée vers le haut puis vers le bas par période de deux heures environ de façon à éliminer autant que possible l'influence des fluctuations de l'appareillage électronique au cours du temps. En effet, on a constaté expérimentalement que les performances des photomultiplicateurs diminuaient au cours du temps dues au flux intense des particules. La figure 19 illustre l'effet de variation d'efficacité sur la valeur de l'asymétrie et permet de constater que si l'efficacité varie de 10 %, le biais sur l'asymétrie atteint 2.5 % pour un seul changement de la polarisation pendant 10 h, par contre le biais est réduit à 0.1 %, pour 5 alternances de la polarisation de la cible pendant la même période. Afin d'éviter des erreurs systématiques dans la mesure de l'asymétrie, une opération de l'analyse hors ligne consiste à éliminer les mesures qui ne sont pas consistantes et ne satisfaisant pas aux critères de stabilité; notons cependant que cette réjection est inférieure à 5 % grâce au système de contrôle en ligne que nous avons décrit précédemment.

Au début de l'expérience et pendant sa mise au point, la qualité des données correspondant à la position I était nettement moins bonne.

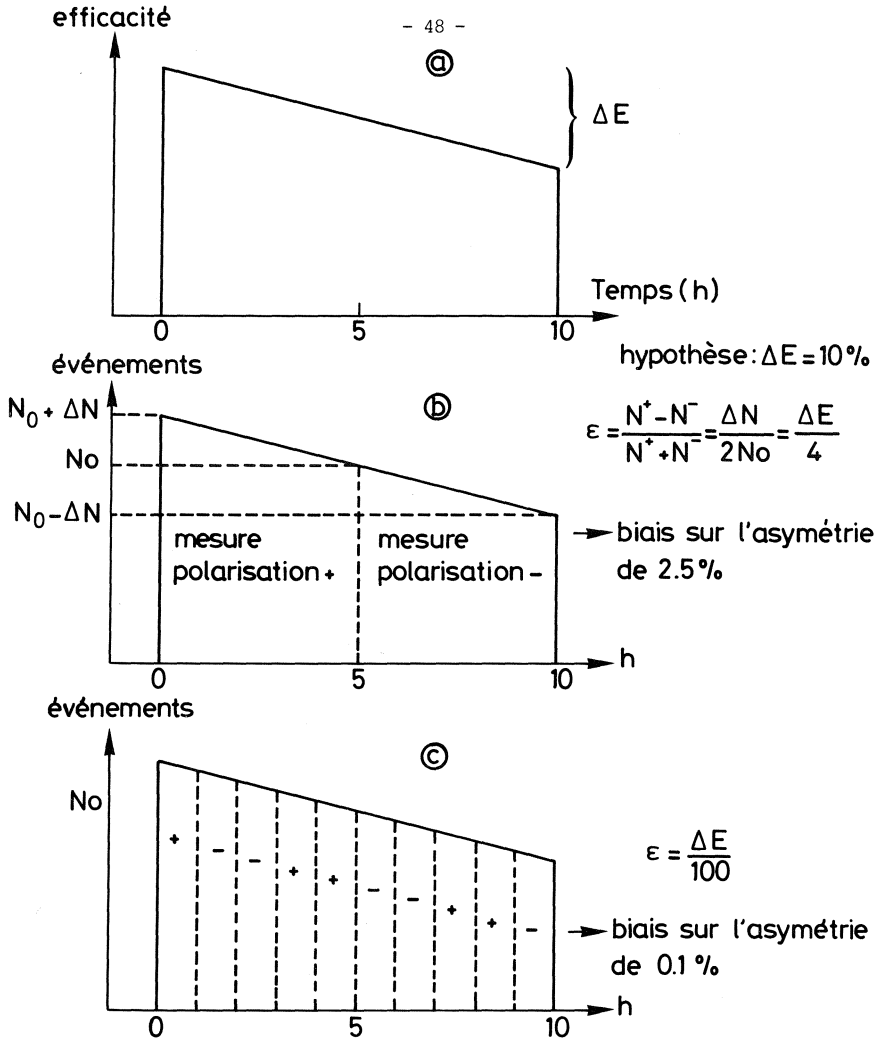


Fig.19 Effet de la variation d'efficacité sur la valeur de l'asymétrie

- a) efficacité en fonction du temps
- b) événements pour une période de 5 h
- c) cas réel, la polarisation de la cible est alternée toutes les 2h.

En effet, si l'on se reporte à la distribution présentée sur la figure 20, où l'on montre les résultats de mesures des événements élastiques normalisés à un moniteur interne, obtenus pour différents instants de prise des données dans le temps pour les deux sens de la polarisation, on constate que la fluctuation des taux de comptage au cours du temps est importante comparée à l'asymétrie à mesurer qui est de l'ordre de 10 %. Ceci nous a amené à vérifier nos résultats par une méthode d'analyse temporelle permettant de tenir compte de ces fluctuations pour extraire la valeur de la polarisation. Nous la décrivons très brièvement, pour le détail nous renvoyons aux articles cités à la référence 13.

Supposons que l'on puisse écrire :

$$N_i = (1 + P_0 \cdot P_i) \cdot F_i \quad i = 1, \dots, M \text{ mesures}$$

où

N_i représente le nombre d'événements normalisés à un moniteur pour une mesure

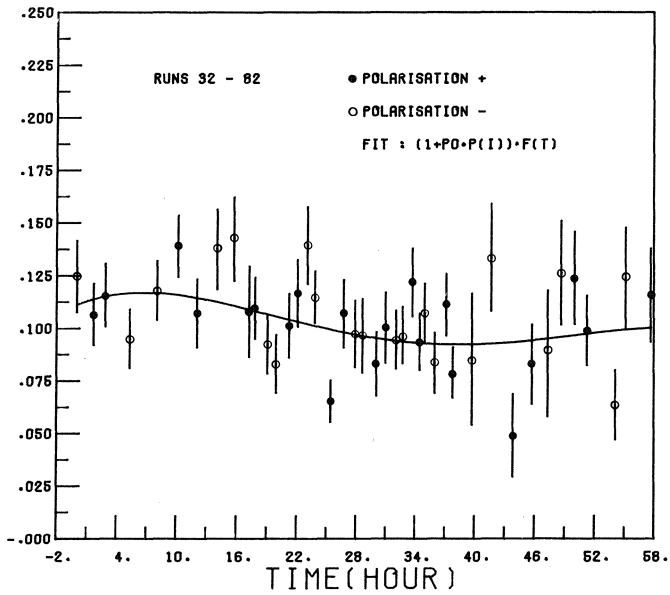
P_i la valeur moyenne de la polarisation de la cible pendant cette mesure

P_0 la polarisation que l'on cherche à mesurer

et F_i représente le nombre d'événements que l'on aurait si les protons de la cible n'étaient pas polarisés.

Afin de tenir compte des fluctuations dans le temps, on suppose que le facteur F_i dépend de l'instant de la mesure. On fait l'hypothèse que ces fluctuations dépendent d'une façon continue du temps que l'on peut représenter par une fonction $F(t)$ avec la condition :

$$F_i = F(t)_{t=t_i}$$



DISTRIBUTION TEMPORELLE D'UNE SERIE DE MESURE
ET FONCTION DE DERIVE

FIG. 20

On suppose que l'on peut représenter la fonction de dérive $F(t)$ par un polynôme de degré n . Le problème à résoudre est alors classique : il faut estimer par la méthode des moindres carrés la fonction de dérive à partir d'une série de M mesures et la polarisation P_0 en minimisant la quantité :

$$Q = \sum_{i=1}^{M_i} \frac{1}{\sigma_i^2} \left(N_i - (1 + P_0 \cdot P_i) \cdot F_i \right)^2$$

où σ_i représente l'erreur expérimentale sur la mesure N_i .

Différentes séries de mesures réparties dans le temps correspondant à la position I sont analysées de façon indépendante en utilisant cette méthode. Un exemple d'application de cette méthode d'estimation de la fonction de dérive est reporté sur la figure 20. Nous avons calculé le paramètre P_0 par deux méthodes d'analyse, l'une étant la méthode d'analyse temporelle et l'autre la méthode classique qui revient à considérer que F est constante dans l'expression de la fonction de dérive. Les résultats par ces deux méthodes sont tout à fait constants, par exemple on a trouvé pour $-t = 1.1 \pm .1 \text{ (GeV/c)}^2$:

$$P_0 = (3.3 \pm 2.23)\% \quad \text{méthode classique}$$

$$P_0 = (2.91 \pm 2.95)\% \quad \text{analyse temporelle}$$

Il faut cependant noter que l'erreur obtenue par l'analyse temporelle est sensiblement plus grande que celle de l'analyse classique, ceci est dû à la fluctuation temporelle de l'efficacité. Après ces vérifications, on peut admettre que la méthode classique est suffisante pour déterminer la polarisation.

4.4. Le bruit de fond

Du point de vue expérimental, il faut remarquer que les cibles actuelles de protons polarisés contiennent une grande proportion de protons non polarisés (protons liés dans les noyaux complexes).

Tout bon événement est ainsi noyé dans un fond extrêmement important d'événements parasites, correspondant aux réactions produites sur les protons non polarisés. Quelle est l'origine du bruit de fond ?

Deux processus physiques distincts contribuent au bruit de fond, à savoir :

- les réactions quasi-élastiques sur protons liés
- les réactions inélastiques sur protons libres et liés.

4.4.1. Diffusion quasi-élastique

On considère la diffusion quasi-élastique sur les protons des noyaux de carbone et d'oxygène (la cible est du propanediol). La section efficace pour ce processus est importante et présente une grande analogie cinématique par rapport à la diffusion élastique.

Considérons l'influence du mouvement de Fermi pour les nucléons de la cible sur l'énergie W du système du centre de masse formé par la particule projectile et le nucléon lié :

$$W^2 = (P_b + P_t)^2 \quad (1)$$

où P_b , P_t représentent le quadri-moment associé à la particule projectile et la cible.

Exprimons les quantités de l'équation (1) dans le système du laboratoire :

$$W^2 = m_b^2 + m_t^2 + 2.E_b.E_t - 2|\vec{P}_b| \cdot |\vec{P}_t| \cdot \cos \theta \quad (2)$$

θ est l'angle de la particule cible par rapport à la direction incidente.

Pour la distribution du module de l'impulsion du nucléon lié, nous avons utilisé la distribution de Hulthen⁽¹⁴⁾, $\frac{dN}{dp}$ donnée par :

$$\frac{dN}{dp} \sim \frac{p^2}{(p^2 + \alpha^2)^2 (p^2 + \beta^2)^2} \quad (3)$$

avec une dépendance angulaire isotrope.

Les coefficients α et β ont été ajustés sur des distributions expérimentales⁽¹⁵⁾ et valent : $\alpha = .14$ et $\beta = .5$. La figure 21 montre la distribution obtenue par l'équation (3) où la valeur moyenne du module de l'impulsion de Fermi est de ~ 200 MeV/c. Comme exemple, la figure 22 représente la quantité W définie par l'équation (2) pour un faisceau de protons à 24 GeV/c. On y remarque l'importance du mouvement de Fermi; avec une cible de nucléons libres, pour avoir une énergie $W = 5.5$ GeV, correspondant à la partie inférieure de cette distribution, il serait nécessaire de changer la valeur de l'impulsion incidente de ~ 9 GeV/c.

Peut-on attribuer le bruit de fond à des événements purement quasi-élastiques ? Le modèle décrit ci-dessus pour la simulation des événements quasi-élastiques prédit la forme du bruit de fond, la normalisation absolue par rapport aux événements élastiques étant peu précise. On a reporté sur la figure 23 les spectres en corrélation angulaire obtenus après coupure sur le vertex, la coplanarité et l'analyse magnétique, pour les événements réels et des événements de Monte-Carlo de la position V. L'accord avec les données est assez satisfaisant, des résultats semblables ont été obtenus pour les autres positions. Le nombre effectif de protons liés dans la cible est leur nombre réel divisé par un facteur d'écran, qui est estimé, si nous prenons l'expression $A^{1/3}$ à 2.4⁽¹⁶⁾; la section efficace différentielle sur protons liés est la même que pour les protons libres. Avec ces hypothèses, le modèle prédit, pour la position V, un bruit de fond composé approximativement de 70 % d'événements quasi-élastiques. Pour la position IV, correspondant à des transferts élevés $3.6 \leq |t| \leq 5$, on a seulement 20 % d'événements quasi-élastiques.

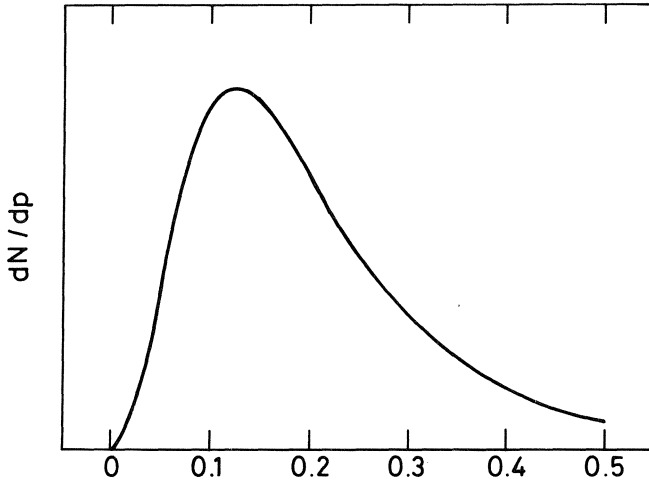


Fig.21 Distribution du module de l'impulsion de Fermi en GeV/c

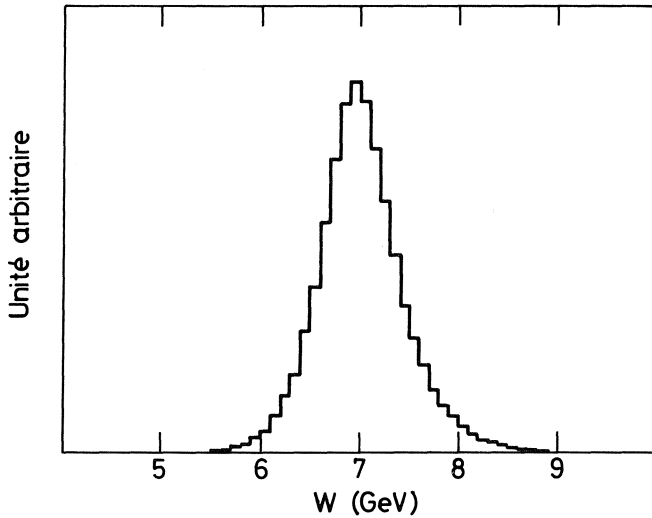


Fig.22 Distribution de l'énergie W dans le C.M. calculée pour un faisceau de protons à 24 GeV/c, utilisant la fonction de Hulthen pour les protons liés

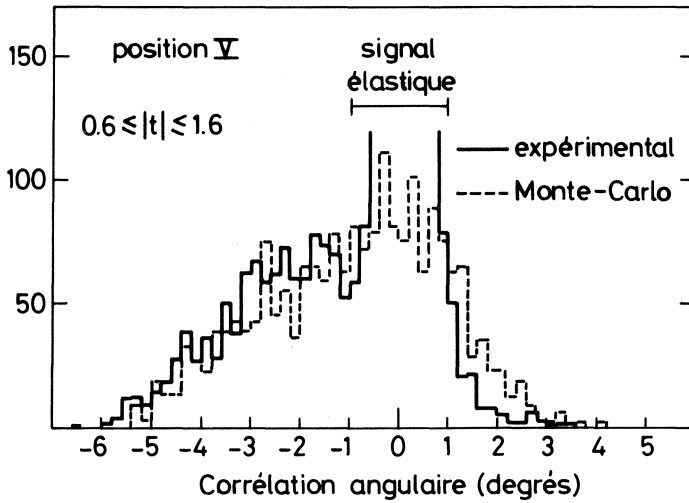


Fig.23 Prédiction par Monte-Carlo de la forme du fond pour des événements quasi-élastiques

On peut illustrer (Fig. 24) quelle est la distribution spatiale de l'impulsion de Fermi correspondant à des événements quasi-élastiques que l'on ne peut distinguer des événements élastiques. Dans le plan de diffusion (X, Y), les composantes P_x et P_y de l'impulsion de Fermi définissent une tranche faisant un angle de 77° avec la direction du faisceau. Cet angle est fonction de la position du dispositif expérimental et correspond à la direction moyenne du proton de recul pour une diffusion élastique. Ainsi on s'attend bien à une accumulation dans cette direction car l'impulsion de Fermi va essentiellement modifier l'impulsion du proton de recul, et pour cette direction, l'effet sera le plus faible. Les coupures élastiques imposent un diamètre de 55 MeV/c à cette tranche.

4.4.2. Inélastique

La multiplicité des particules chargées croît en fonction de l'énergie dans les collisions proton-proton et en première approximation on observe une croissance logarithmique :

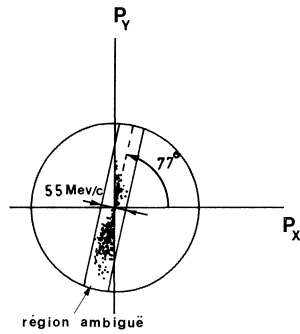
$$\langle n_{ch} \rangle = -0.32 + 1.21 \cdot \ln s$$

où s est le carré de l'énergie dans le C.M.. Cette relation appliquée pour l'impulsion incidente de 24 GeV/c donne $\langle n_{ch} \rangle = 4.3$.

La compilation ⁽¹⁷⁾ des résultats de multiplicité moyenne des particules chargées en fonction de l'énergie est représentée sur la figure 25. On déduit que le nombre de protons est approximativement indépendant de l'énergie; dans notre cas, nous avons en moyenne 1.6 proton par événement. Le rapport des multiplicités π^+ et π^- est voisin de 1.6.

La production multiple de particules à hautes énergies provient principalement de deux mécanismes différents : la diffraction inélastique et la production non diffractive. Les réactions diffractives

a) événements quasi-élastiques ambigus aux élastiques



b) événements quasi-élastiques dans l'acceptance

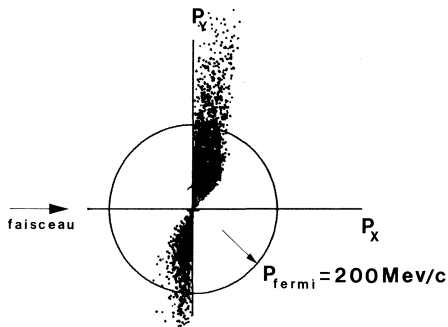


Fig.24 Composantes P_x et P_y de l'impulsion de Fermi pour la position V

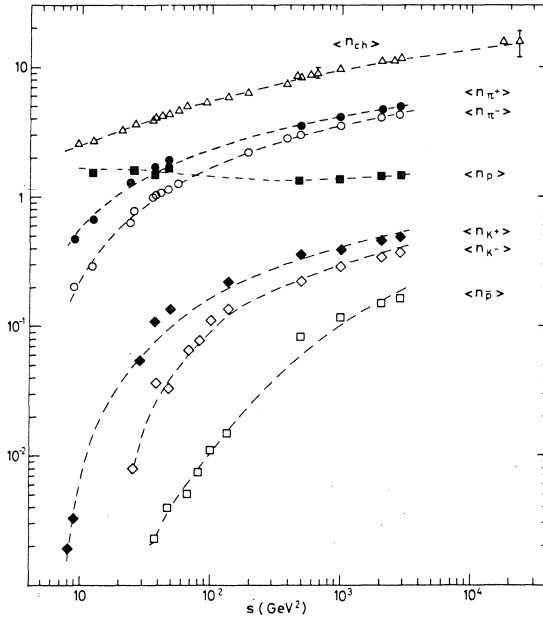


Fig.25 Multiplicité moyenne des particules chargées en fonction du carré de l'énergie dans le C.M. pour différents types de particules (réf. 17)

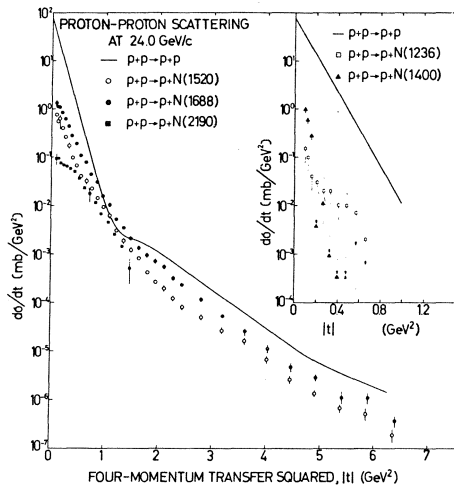
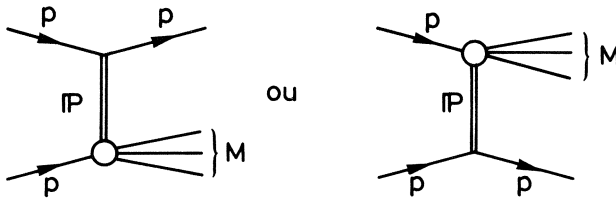


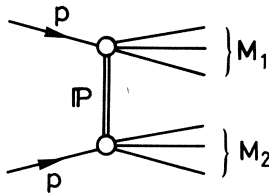
Fig.26 Section efficace différentielle pour la diffusion élastique pp et l'excitation diffractive de résonances à 24 GeV/c (réf. 18)

présentent de nombreuses propriétés similaires à celles de la diffusion élastique. On peut tenter de les représenter par l'échange du Poméron, associé au nombre quantique du vide ($I = 0$, $C = +1$, $G = +1$, $P = +1$). On peut classer la diffraction inélastique dans deux catégories :

- excitation d'une seule particule, que l'on peut représenter par des diagrammes suivants :



- double excitation, correspondant à l'excitation diffractive par résonance des 2 particules



Diverses expériences aux énergies des accélérateurs (24 GeV/c), montrent que l'on produit des résonances N^* avec une section efficace importante. Elles présentent deux intérêts pour nous :

- i) les résonances excitées sont de la famille du proton, $N^*(1520, 3/2^-)$, $N^*(1688, 5/2^+)$, $N^*(2190, 7/2^-)$ avec un isospin $1/2$.
- ii) La dépendance en transfert de da/dt par ces résonances est similaire à celle de l'élastique (Fig. 26).

Pourquoi s'intéresser à ces réactions ? Récemment, un effet important de polarisation a été mesuré pour la production de l'isobare $N^*(1688)$ dans la réaction $pp \rightarrow N^*(1688)p$, environ 30 % pour $|t| = 1$ et à 14 GeV/c ⁽¹⁹⁾. Ce qui donne dans notre cas un effet de 20 % si on applique une décroissance en $1/s$ de la polarisation. Ces considérations nous ont incités à déterminer si, parmi nos données, des événements pouvaient être attribués à la production de N^* . Par la méthode de Monte-Carlo, on a généré des événements satisfaisants aux cinématiques des réactions suivantes :

- (1) $pp \rightarrow N^*_{\text{forward}} p$
- (2) $pp \rightarrow p N^*_{\text{backward}}$
- (3) $pp \rightarrow N^* N^*$

Plus précisément, on considère ces réactions dans le cas où celles-ci sont produites sur un proton libre ou un proton lié. Le programme simule d'abord le faisceau incident; dans le centre de masse du système formé par le faisceau incident et la cible, la réaction de production est entièrement déterminée en choisissant les paramètres :

- la masse de l'isobare est supposée être le $N^*(1688)$ correspondant à la section efficace de production la plus élevée (cf. Fig. 26).
- t , le transfert de la quadri-impulsion entre la particule diffusée

et le projectile est généré selon la section efficace de production.

- l'angle polaire de la normale du plan de réaction est limité à l'angle solide sous-tendu par le bras diffusé pour rendre l'exécution du programme plus rapide.

Il ne reste plus qu'à engendrer le vertex d'interaction et la réaction est complètement déterminée.

La désintégration dans le système du N^* est supposée isotrope, avec un rapport de branchement 2/3 pour le canal π^+n et 1/3 pour π^0p (19). A ce stade du programme, pour se rapprocher le plus possible des conditions expérimentales, on a introduit les résolutions données par les caractéristiques physiques de nos détecteurs (cf. chapitre III).

Les résultats du programme peuvent être résumés ainsi :

- i) la contamination par les réactions 2) et 3) est négligeable vis-à-vis du processus 1). Cet effet est purement cinématique et provient de la distribution en impulsion de la particule de recul qui présente un maximum prononcé mais décalé par rapport aux coupures (cf. Fig. 27a);
- ii) pour la réaction 1), le canal π^+n est négligeable. En effet, le spectre en impulsion des pions s'étend de 0 à 16 GeV/c; le compteur C_1 rejette le 80 % de ces événements, son seuil correspond à 3.5 GeV/c. Les pions qui subsistent ont une impulsion inférieure à cette valeur et ne sont pas acceptés (cf. Fig. 27b);
- iii) par contre le canal π^0p du N^* forward présente un recouvrement entre le spectre en impulsion des protons et les événements élastiques (Fig. 27c). Le 84 % des protons inélastiques sont rejetés par le compteur C_2 . L'effet des coupures et de l'acceptance fixe à 2 % environ cette contamination par rapport aux événements élastiques. Enfin signalons que ces événements qui subsistent apparaissent groupés à gauche du pic élastique dans le spectre en corrélation angulaire, quelle que soit la bande en transfert considérée (Fig. 28). Remarquons qu'aucun pic n'a été observé dans les spectres expérimentaux correspondant à la position du N^* .

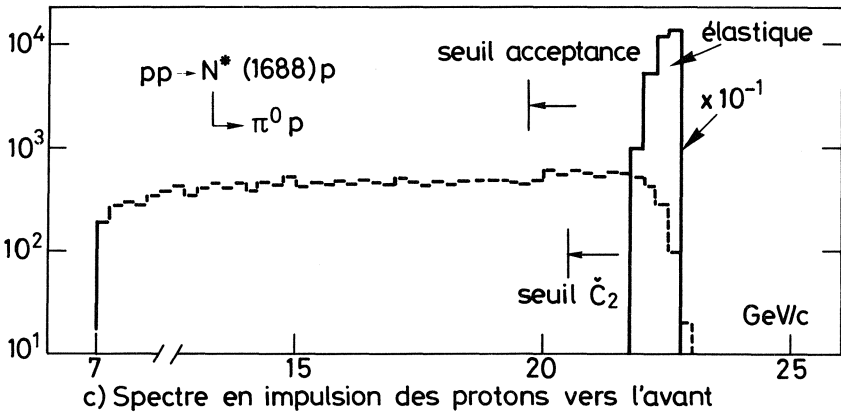
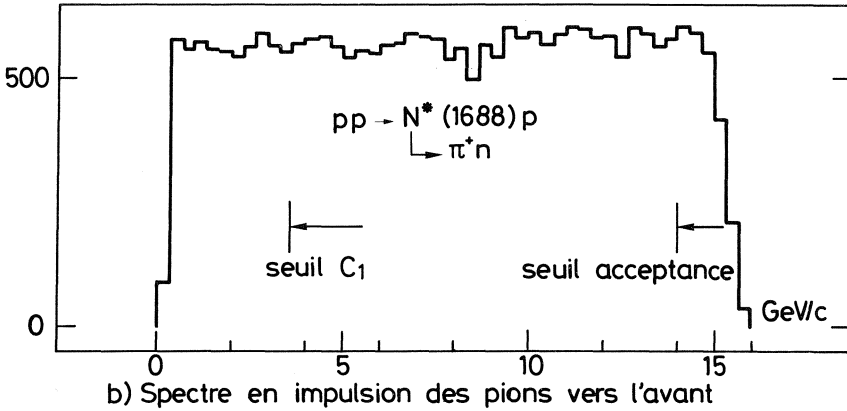
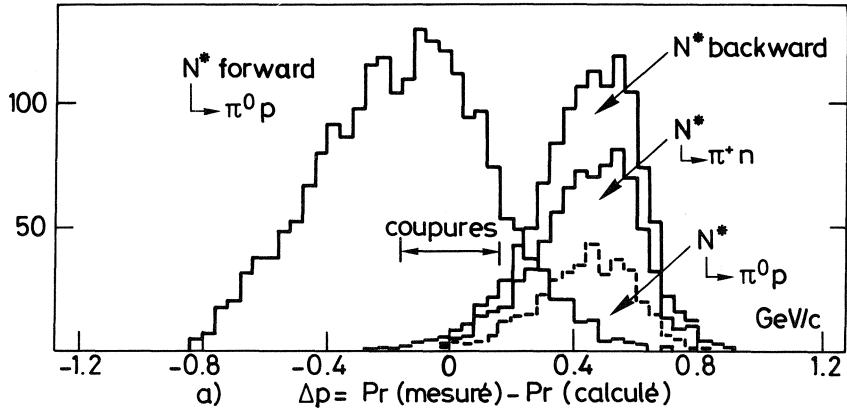


Fig.27 Distributions par Monte-Carlo du N^* pour la position III

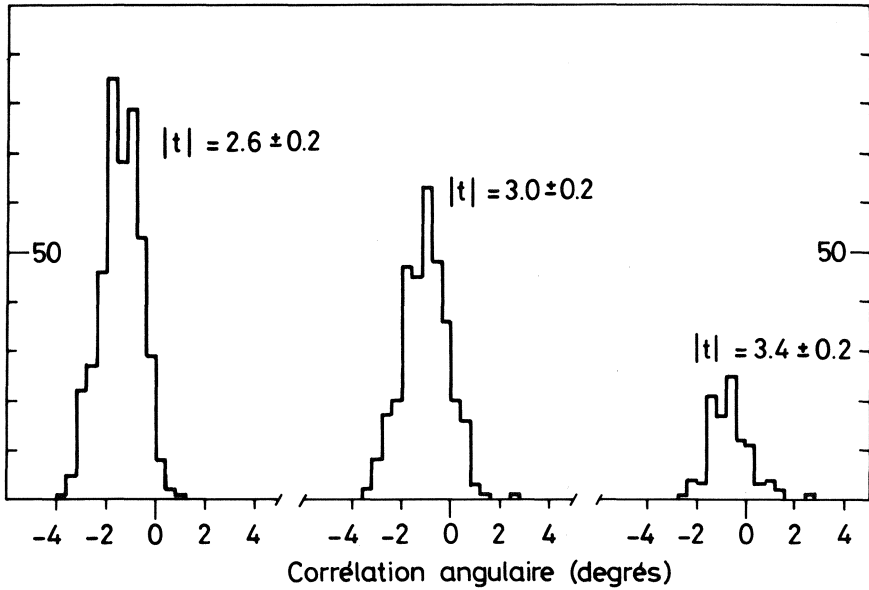


Fig.28 Prédiction par Monte-Carlo pour $pp \rightarrow N^*(1688)p$
 $\quad \quad \quad \searrow \pi^0 p$
avec coupures pour la position III

En résumé, l'étude sur le bruit de fond montre qu'en plus des événements quasi-élastiques, qui reproduisent assez bien la forme du bruit de fond, il faut tenir compte des événements inélastiques. Le taux de fortuites, par rapport à ce fond, est estimé à ~ 1 0/00. La contamination du N^* est faible et seul le N^* forward pour le canal $\pi^0 p$ intervient; ceci est dû pour une bonne part au Cerenkov C_2 qui rejète les protons inélastiques dans le rapport 5/1.

4.5. Normalisation et cohérence des moniteurs

Nous avons vu que le calcul de l'asymétrie (2.1.3) fait intervenir les nombres d'événements obtenus pour les deux sens de polarisation de la cible normalisés à un même nombre d'interactions dans la cible. Cette normalisation, qui doit être indépendante du sens de polarisation de la cible peut être obtenue à partir de deux moniteurs :

- les moniteurs externes constitués par la somme $M_1.M_3.M_5 + M_2.M_4.M_6$ que nous appellerons M . L'information de ce moniteur présente l'avantage d'une importante statistique, mais dépend de facteurs externes tels que la position du faisceau et de la structure temporelle de l'éjection.
- les moniteurs internes constitués par le nombre d'événements du fond, en dehors du pic élastique dans les distributions en coplanarité et corrélation angulaire; c'est ce qu'on appelle la normalisation sur les ailes. La figure 29 illustre le schéma utilisé pour le facteur de normalisation déterminé pour la position V. Le carré central e contient les événements élastiques satisfaisant les contraintes en coplanarité et corrélation angulaire. On définit deux moniteurs :

$$B_{\theta} = c + d$$

$$B_e = a + b$$

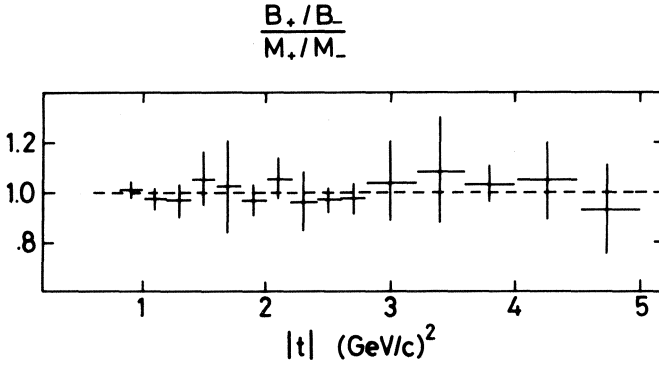


Fig.30 Cohérence entre les moniteurs internes ($B^\pm$) et les moniteurs externes ($M^\pm$) pour les runs $\oplus$ et $\ominus$

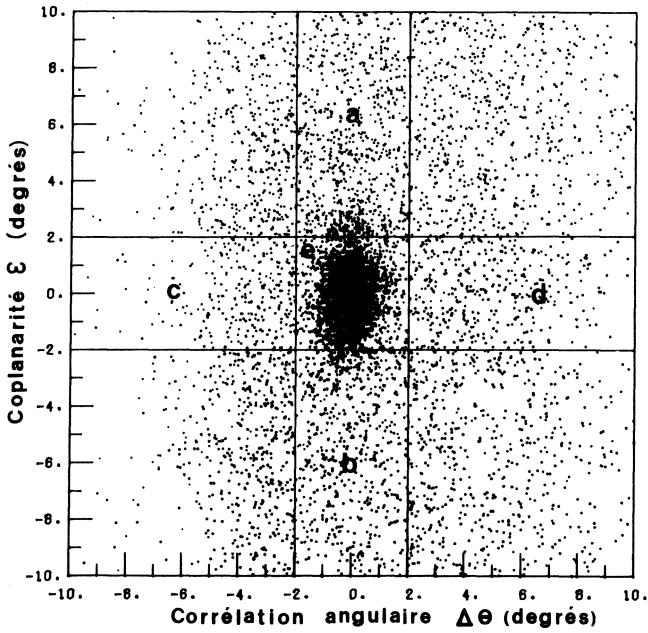


Fig.29 Moniteurs internes pour la position $\bar{V}$

$$B_\theta = c + d \quad B_\varepsilon = a + b$$

Chacun de ces moniteurs donne deux nombres B_+ et B_- proportionnels au nombre de particules incidentes respectivement pour une polarisation de la cible "plus" et "moins". Le facteur de normalisation $\rho = \frac{B_+}{B_-}$ est naturellement égal pour ces deux moniteurs.

Cependant, pour que le moniteur soit stable, il est nécessaire que les régions des distributions choisies ne contiennent plus d'événements élastiques et inélastiques dépendantes du spin, ce qui conduit à définir des coupures inélastiques; à cet effet, nous avons vérifié que la polarisation calculée sur ces événements, par rapport aux moniteurs externes, est bien nulle (aux erreurs statistiques pris), la polarisation calculée est alors de -0.02 ± 2 (%) .

La normalisation +/- est effectuée pour chaque canal du transfert t ; un autre test important consiste alors à vérifier que ce facteur de normalisation soit constant et cohérent avec le facteur de normalisation donné par le moniteur externe M . Une forte déviation pour un canal donné est due à des coupures trop étroites dans les distributions; en reprenant l'étude des critères d'élasticité pour ce canal de transfert, on obtient en général un résultat satisfaisant. La figure 30 montre la cohérence entre les moniteurs internes et externes pour chaque canal de transfert. Il n'y a pas de dépendance en t et le rapport des facteurs de normalisation interne et externe est en accord. La moyenne pondérée de ce rapport, pour tous les canaux en t vaut $.998 \pm .018$, ce qui est compatible avec 1 .

Après ces vérifications, on peut admettre que les moniteurs internes peuvent être utilisés pour calculer le facteur de normalisation.

4.6. Soustraction du fond

L'asymétrie sur les événements élastiques et obtenue en appliquant l'expression :

$$\epsilon(t) = \frac{N_+(t) - N_-(t)}{N_+(t) + N_-(t)} \quad (4)$$

Dans cette formule, N_+ et N_- indiquent, pour chaque sens de la polarisation de la cible, les taux de comptage des événements élastiques par intervalle de transfert (événements compris dans le pic élastique des distributions en corrélation angulaire). Cette formule est valable dans le cas idéal d'expériences sans contamination; comme nous l'avons vu (4.4.), un certain bruit de fond subsiste même après les différentes coupures. Ainsi le nombre de protons détectés pour un sens de la polarisation cible est égal au nombre de protons dus à la réaction ajoutés à ceux du fond N_f . Notons que N_f est indépendant de la polarisation de la cible, ainsi :

$$N_+ = N_+ - N_f$$

et $N_- = N_- - N_f$

La formule précédente (4) devient :

$$\epsilon(t) = \frac{N_+(t) - N_-(t)}{N_+(t) + N_-(t)} \times \frac{1}{1 - F}$$

avec $F = \frac{2.N_f}{N_+(t) + N_-(t)}$

Le facteur F représente l'importance du fond. On peut utiliser deux méthodes pour soustraire le fond :

- par mesure directe de la distribution angulaire des événements participant au bruit de fond obtenue avec les mêmes critères de sélection par les mesures séparées effectuées avec une cible de carbone. Cette méthode nécessite une similitude parfaite entre la cible de carbone et la cible polarisée. Il faut consacrer à cette mesure un temps suffisamment important de sorte que l'erreur statistique sur ce fond soit faible; l'inconvénient est de réduire le temps de mesure disponible pour la cible polarisée. En outre, il

est difficile, pour des raisons pratiques, d'alterner les périodes de prise des données sur cible de carbone et polarisée, ce qui augmente les chances de voir une instabilité de l'appareillage influencer le résultat.

- par une interpolation polynômiale des valeurs mesurées en dehors du pic élastique, pour autant que le fond possède une variation suffisamment régulière.

Dans l'analyse, nous avons utilisé un polynôme de degré 4 à 6 pour interpoler la corrélation angulaire sur les ailes. Avec les mesures correspondant à la cible de carbone, nous n'avons comparé que la forme du bruit de fond et non son importance absolue. Les prédictions sur la forme du bruit de fond obtenue sur cible de carbone, par Monte-Carlo et par l'interpolation polynômiale, ont été reportées sur la figure 31. La statistique est faible pour les mesures de carbone mais l'accord avec l'interpolation est satisfaisant.

4.7. Calcul de la polarisation

Reprenons l'expression déjà rencontrée au chapitre 4.3; pour un transfert donné, on a :

$$\begin{aligned} N_i &= (1 + P_0 \cdot P_i) \cdot F_0 && \text{pour la mesure } i \\ \text{où } P_i &= (\vec{P}_T \cdot \vec{n})_i && \text{polarisation moyenne de la} \\ &&& \text{cible} \\ N_i &&& \text{nombre d'événements élasti-} \\ &&& \text{ques pour la mesure } i \\ &&& \text{considérée} \end{aligned}$$

Pour chaque série de mesure correspondant à la polarisation positive et négative de la cible, formons les quantités :

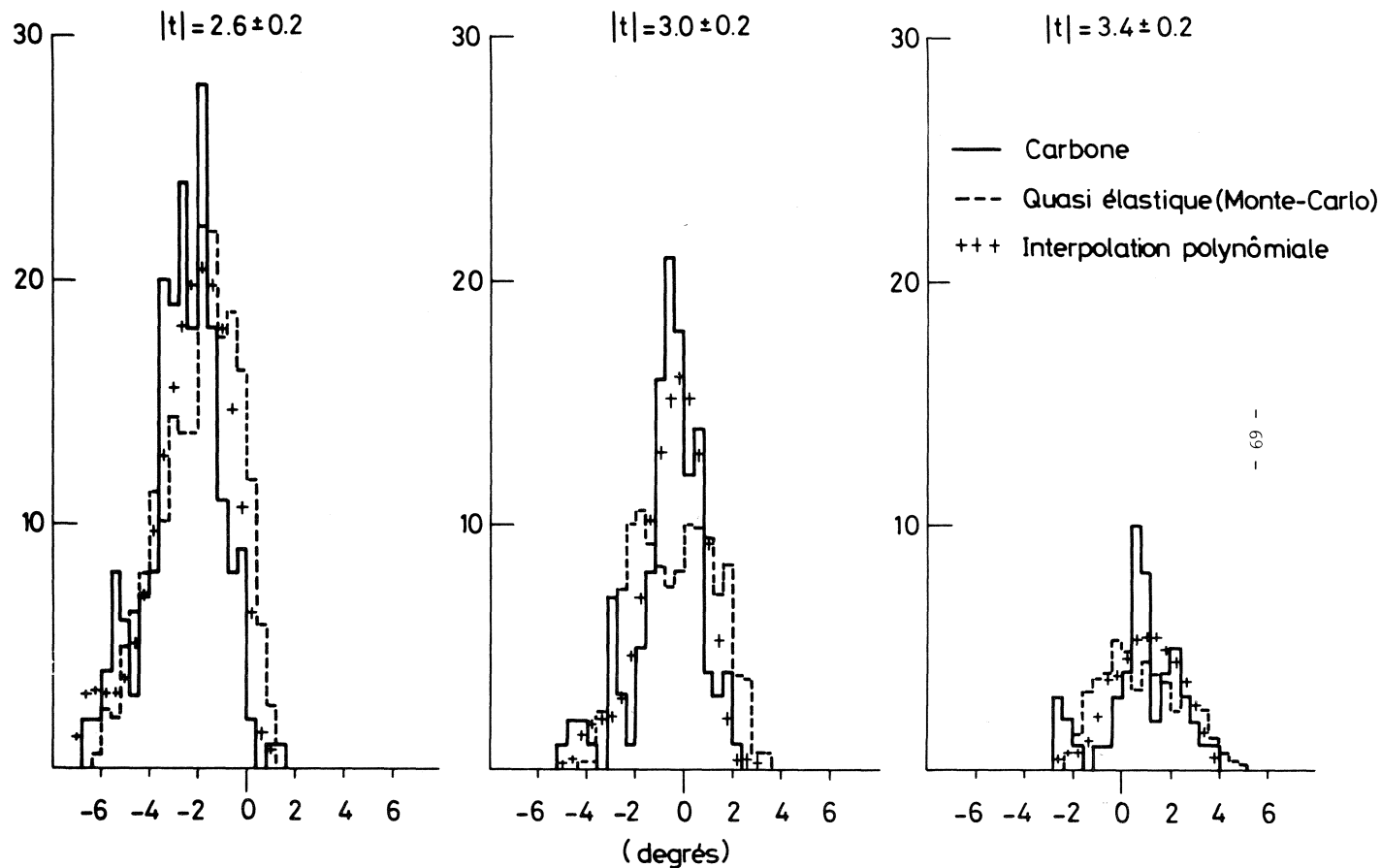


Fig.31 Comparaison entre la forme du bruit de fond en $\Delta\theta$ pour la position III

$$N_+ = \sum_{i=+} N_i = F_0 \cdot \sum_{i=+} (1 + P_0 \cdot P_i)$$

$$N_- = \sum_{j=-} N_j = F_0' \cdot \sum_{j=-} (1 - P_0 \cdot P_j)$$

On en déduit :

$$P_0 = \frac{N_+ - \rho \cdot N_-}{\langle P_T^- \rangle \cdot N_+ + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle \cdot N_-} \quad (5)$$

où l'on a défini $\langle P_T^+ \rangle$ et $\langle P_T^- \rangle$ les valeurs moyennes pour les deux sens de polarisation de la cible et $\rho = \frac{F_0}{F_0'}$ le facteur de normalisation entre les mesures correspondantes. Cette expression n'est cependant valable que dans le cas d'une analyse faite dans le plan rigoureusement perpendiculaire au vecteur polarisation de la cible $\vec{P}_T$. Expérimentalement ce n'est pas le cas puisque les hodoscopes des voies diffusées et de recul ont des hauteurs importantes. Si la valeur moyenne de la projection du vecteur polarisation sur une direction perpendiculaire au plan de réaction est $P_T \cdot \cos \phi$ où ϕ désigne l'angle polaire de la réaction, alors (5) s'écrit :

$$P_0 = \frac{N_+ - \rho \cdot N_-}{\cos \phi (\langle P_T^- \rangle \cdot N_+ + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle \cdot N_-)}$$

Cependant la dépendance en $\cos \phi$ est faible et sera négligée, l'acceptance de l'expérience imposant les limites $0.998 \leq \cos \phi \leq 1$.

Le signe du paramètre P_0 doit satisfaire la convention de Bâle, c'est-à-dire la polarisation est positive si, pour un angle de diffusion donné, la quantité $(\vec{v}_b \wedge \vec{v}_f) \cdot \vec{s}_p$ est plus souvent positive que négative où $\vec{v}_b$, $\vec{v}_f$ désignent respectivement la direction du faisceau, de la particule diffusée et $\vec{s}_p$ la direction du spin du proton cible.

4.7.1. Erreurs affectant le paramètre $P_0(t)$

Un point important à considérer est l'évaluation des erreurs affectant la mesure du paramètre de polarisation. L'incertitude associée à la statistique est la principale contribution de l'erreur sur P_0 . Une autre contribution provient du facteur de normalisation déterminé par les moniteurs internes. L'erreur sur le paramètre de polarisation est évaluée à partir de l'expression :

$$P_0 = \frac{N_+ - \rho \cdot N_-}{\langle P_T^- \rangle \cdot N_+ + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle \cdot N_-}$$

posons $R = \frac{N_+}{N_-}$, il vient :

$$P_0 = \frac{R - \rho}{R \cdot \langle P_T^- \rangle + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle}$$

$$\text{alors } \sigma_{P_0}^2 = \sigma_N^2 + \sigma_M^2 + \sigma_{P_T}^2$$

avec σ_N : erreur statistique sur les taux de comptage
 σ_M : erreur sur le facteur de normalisation
 σ_{P_T} : erreur sur la polarisation de la cible.

i) erreur statistique sur les taux de comptage; sachant que l'erreur statistique sur un comptage N est égale à $\sqrt{N}$, nous obtenons :

$$\sigma_N = \left(\frac{\partial P_0}{\partial R} \right) \cdot \sigma_R = \rho \cdot R \cdot \sqrt{\frac{N^+ + N^-}{N^+ \cdot N^-}} \cdot \frac{(\langle P_T^+ \rangle + \langle P_T^- \rangle)}{(R \cdot \langle P_T^- \rangle + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle)}^2$$

Une bonne approximation consiste à prendre :

$$N_+ \approx N_- = N, \quad \langle P_T^- \rangle = \langle P_T^+ \rangle = \langle P_T \rangle \quad \text{et} \quad \rho = 1$$

$$\text{alors} \quad \sigma_N = \frac{1}{\langle P_T \rangle} \cdot \frac{1}{\sqrt{2N}}$$

L'erreur introduite sur le bruit de fond, par l'interpolation polynômiale, est généralement bien inférieure à l'erreur statistique sur les taux de comptage et a été négligée $< \frac{\sigma_N}{10}$.

ii) erreur sur le facteur de normalisation :

$$\sigma_M = \left(\frac{\partial P_0}{\partial \rho} \right) \cdot \sigma_\rho = R \cdot \frac{(\langle P_T^- \rangle + \langle P_T^+ \rangle)}{(R \cdot \langle P_T^- \rangle + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle)^2} \cdot \sigma_\rho$$

l'approximation précédente conduit à :

$$\sigma_M = \frac{1}{2 \cdot \langle P_T \rangle} \cdot \sigma_\rho$$

σ_ρ est très faible et dépend, en première approximation, uniquement de la statistique.

iii) erreur sur la polarisation de la cible :

$$\sigma_{P_T}^2 = \left(\frac{\partial P_0}{\partial \langle P_T^+ \rangle} \right)^2 \cdot \sigma_{\langle P_T^+ \rangle}^2 + \left(\frac{\partial P_0}{\partial \langle P_T^- \rangle} \right)^2 \cdot \sigma_{\langle P_T^- \rangle}^2$$

avec $\sigma_{\langle P_T^+ \rangle} = \sigma_{\langle P_T^- \rangle} = \Delta_{P_T}$ il vient :

$$\sigma_{P_T} = \frac{|R - \rho|}{(R \cdot \langle P_T^- \rangle + \rho \cdot \langle P_T^+ \rangle)^2} \cdot \sqrt{R^2 + \rho^2} \cdot \Delta_{P_T}$$

ΔP_T provient essentiellement de l'erreur sur l'intégration du signal naturel de résonance magnétique nucléaire permettant d'évaluer la polarisation des protons libres contenus dans la cible; on estime ΔP_T à 4 % environ ⁽¹¹⁾. L'approximation précédente donne $\sigma_{P_T} = 0$ et par conséquent sera négligée. Enfin nous avons représenté sur la figure 32 la quantité

$$\sigma_{P_0} = \left(\sigma_N^2 + \sigma_M^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\langle P_T \rangle} \cdot \left(\frac{1}{2N} + \frac{\sigma_\rho^2}{4} \right)^{\frac{1}{2}}$$

en fonction du taux d'événements élastiques N . On s'aperçoit que la contribution à σ_{P_0} due à l'erreur sur le facteur de normalisation σ_ρ est importante, en effet pour $\sigma_{P_0} = 3.7 \%$, $N = 745$ si $\sigma_\rho = 0$; cependant avec $\sigma_\rho = 0.05$ il serait nécessaire d'accroître la statistique d'un facteur 13 pour conserver σ_{P_0} .

4.8. Résultats

Les résultats que nous avons obtenus pour le paramètre de polarisation P_0 sont représentés sur la figure 33 en fonction du transfert t . On trouvera les résultats numériques dans le tableau VI.

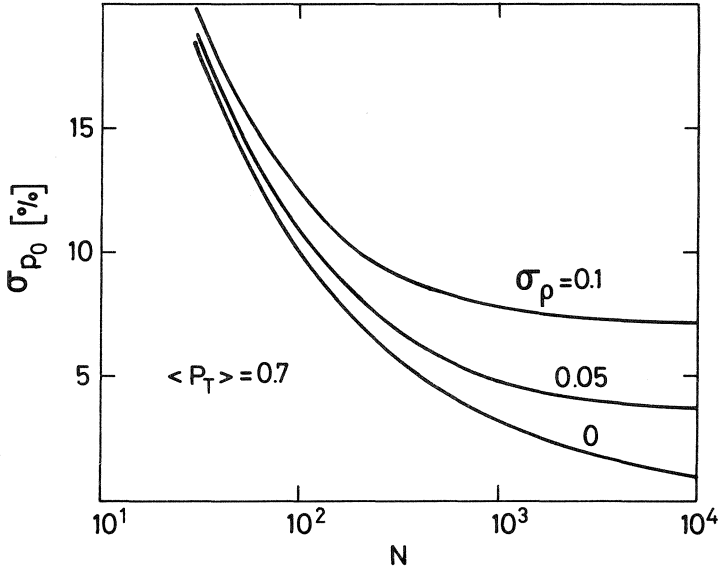


Fig.32 Erreur sur le paramètre ρ_0 en fonction du taux d'événements élastiques N

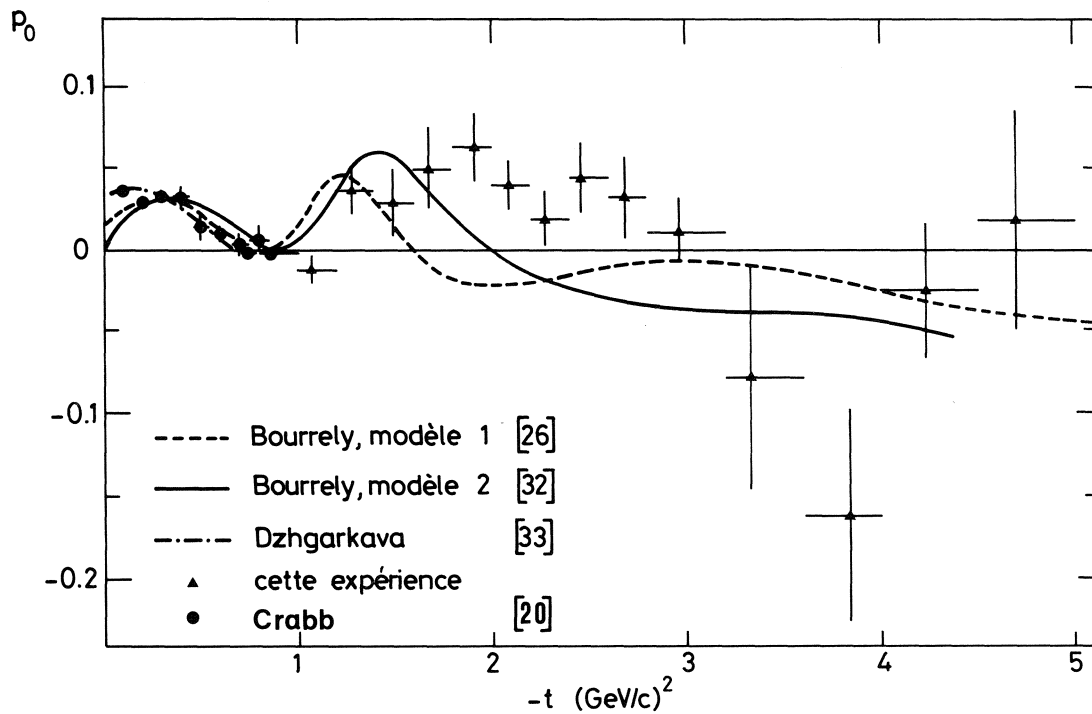


FIG33: Résultats de polarisation pp élastique à 24 GeV/c

TABLEAU VI

P_o pour pp à 24 GeV/c

Δt (GeV/c) ²	$\langle t \rangle$ (GeV/c) ²	P_o	σP_o
.7 - .8	.74	-.002	.002
.8 - 1.0	.86	-.002	.003
1.0 - 1.2	1.07	-.012	.008
1.2 - 1.4	1.28	.036	.014
1.4 - 1.6	1.49	.029	.021
1.6 - 1.8	1.68	.049	.025
1.8 - 2.0	1.91	.063	.020
2.0 - 2.2	2.09	.039	.015
2.2 - 2.4	2.28	.019	.016
2.4 - 2.6	2.46	.043	.022
2.6 - 2.8	2.69	.032	.024
2.8 - 3.2	2.97	.011	.020
3.2 - 3.6	3.33	-.078	.068
3.6 - 4.0	3.84	-.163	.065
4.0 - 4.5	4.23	-.025	.041
4.5 - 5.0	4.70	.017	.067

4.8.1. Résultats supplémentaires à petit t

Nous avons reporté sur la figure 33 les résultats de l'expérience antérieure pour des faibles valeurs de transfert $|t| < 1 \text{ (GeV/c)}^2$, réalisée avec le même faisceau pendant la période de mise au point du dispositif à grand transfert. Quatre compteurs à scintillation, définissant deux télescopes l'un formé par T_1, T_2 dans la direction diffusée et l'autre par T_3, T_4 pour le bras de recul, permettent d'enregistrer le temps de vol $T_2 - T_4$ (cf. réf. 20). La position du bras diffusé détermine la valeur du transfert $|t|$ qui s'étend de .1 à .9 $(\text{GeV/c})^2$. Les données obtenues par le système à grand transfert débutent à $|t| = .7$; on constate un recouvrement des valeurs sauf pour $|t| = .9$, celles-ci étant respectivement $P_0 = 0.022 \pm 0.005$ et $P_0 = -0.002 \pm 0.003$ pour les systèmes petit et grand t . Nous allons montrer que pour cette valeur de t , la distribution expérimentale en temps de vol présente une sérieuse difficulté lors de la soustraction du bruit de fond. Les commentaires qui suivent sur l'interprétation de ce spectre sont déduits d'un calcul de Monte-Carlo analogue à celui décrit dans le chapitre 4.4 mais adapté au dispositif expérimental à petit t . Si l'on se réfère à la figure 34 où l'on a reporté les distributions en temps de vol pour les événements expérimentaux, quasi-élastiques et inélastiques du type N^* (les spectres ne sont pas normalisés), on constate :

- la bosse qui apparaît à gauche du pic élastique est interprétée par : $pp \rightarrow N^* (1688)p$. Le rapport de ce signal aux événements élastiques croît en fonction de t conformément aux rapports des sections efficaces

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt} \quad N^*}{\frac{d\sigma}{dt} \quad pp} \quad (18) .$$

Le total de cette contamination par les protons libres et liés est estimée à 10 %. Expérimentalement cette valeur est de $\sim 14 \%$.

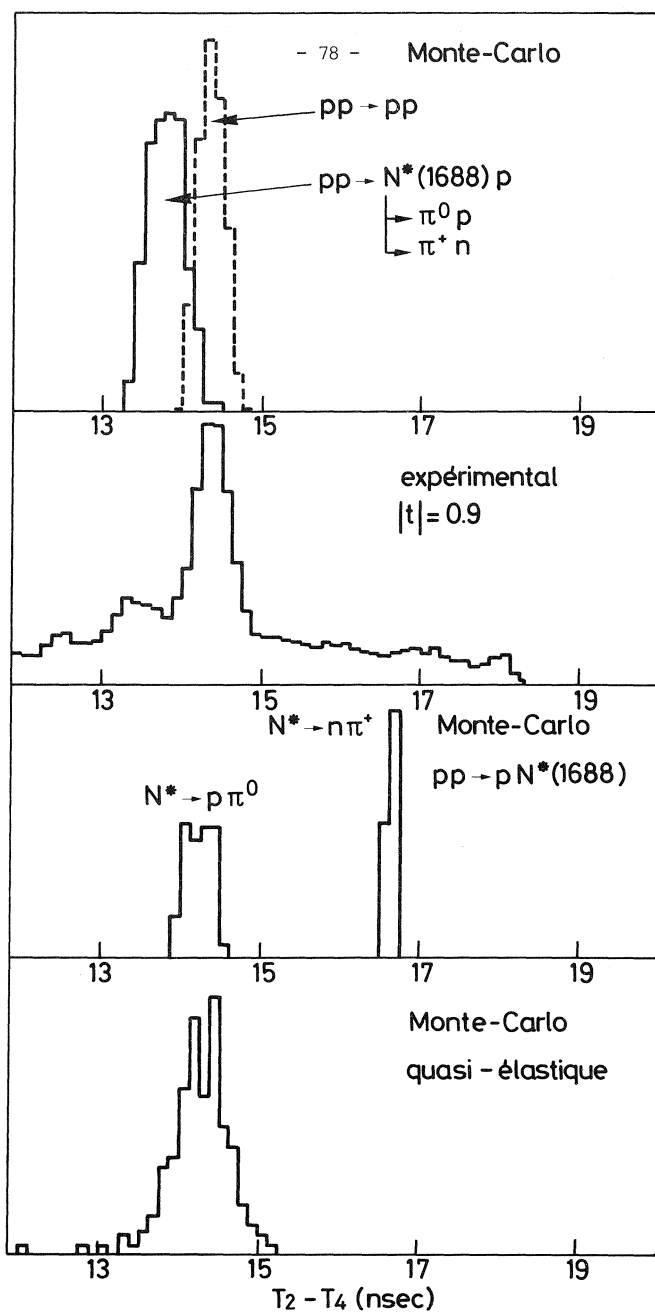


Fig.34 Distribution en temps de vol pour les événements satisfaisant les contraintes géométriques du dispositif à petit t , $|t| = 0.9$ (GeV/c)²

- les événements quasi-élastiques sont fortement groupés et apparaissent sous le pic élastique. Cette contamination par rapport aux événements élastiques est de l'ordre de 15 %. Expérimentalement on n'observe pas ce pic pour la mesure avec cible de carbone, ces événements étant noyés par les fortuites car le bruit de fond apparaît plat; de plus la forme de ce dernier n'est pas compatible à celle obtenue par simple interpolation sur cible polarisée.

- la contamination du N^* backward apparaît sous le pic pour le mode $pp \rightarrow pN^* \rightarrow p\pi^0$ (1688) ; on l'estime à 2 % environ.

Remarquons que le biais sur l'asymétrie introduit par des événements

N^* est faible, en supposant P_0 nul pour l'élastique on trouve

$$\epsilon = \frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \epsilon(N^*) \text{ où } \alpha \text{ est précisément la contamination par le } N^* .$$

En conclusion, la valeur publiée ⁽²⁰⁾ pour P_0 à $|t| = .9 \text{ (GeV/c)}^2$ n'est pas valable et n'a pas été retenue pour les résultats finals.

CHAPITRE V

COMPARAISON AVEC LES MODELES

5.1. Introduction

Les données en polarisation à 24 GeV/c (Fig. 33) possèdent une structure caractéristique des mesures à hautes énergies, à savoir que la polarisation apparaît comme une fonction strictement monotone. A 24 GeV, la polarisation est nulle pour $-t = .9 \text{ (GeV/c)}^2$, maximum pour $-t = 1.8 \text{ (GeV/c)}^2$ avec peut-être un second minimum pour $-t = 2.3$; elle présente une structure prononcée pour $-t = 4 \text{ (GeV/c)}^2$ où $P_0 \approx -20\%$. La figure 35 montre une comparaison de la polarisation en fonction de l'énergie à 7.9 (25), 10 (3), 12 (21), 17.5 (3), 24, 45 (22), 100 (23), 150 (24) et 300 GeV/c (23) et pour $-t = .3$ et 1.7 (GeV/c)^2 le comportement de la polarisation en fonction de s , le carré de l'énergie dans le C.M.. A 7.9 (GeV/c), la polarisation est nulle à $-t \approx 1 \text{ (GeV/c)}^2$ et atteint le maximum de 17 % à $-t = 1.7 \text{ (GeV/c)}^2$. On observe un creux pour $-t = 2.3 \text{ (GeV/c)}^2$ et un second maximum pour $-t = 2.8 \text{ (GeV/c)}^2$, qui sont aussi présents à 12.3 GeV/c. Pour $-t = 3.2 \text{ (GeV/c)}^2$, la polarisation est nulle et ne présente pas de structure pour les plus grandes valeurs de $-t$. Les mesures récentes de polarisation à 12 GeV/c de ANL à grands angles montrent un creux à $-t = 2.3 \text{ (GeV/c)}^2$ et semble indiquer la présence d'un troisième creux dans la région $-t = 4-5 \text{ (GeV/c)}^2$, ce qui confirmeraient nos données. La forme générale de nos données à 24 GeV/c concorde avec celles de 7.9, 10, 12 et 17.5 GeV/c; on constate que le premier zéro est situé entre .7 et 1 (GeV/c)^2 et que ce minimum disparaît à partir de 45 GeV/c où la polarisation diminue et passe à zéro pour $-t \approx .5 \text{ (GeV/c)}^2$. Cependant à 150 GeV/c, la polarisation est plus

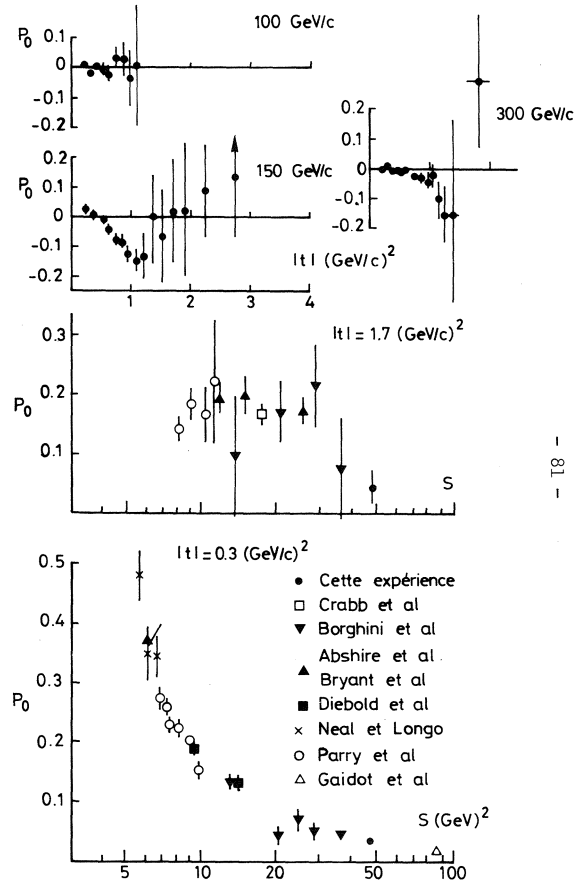
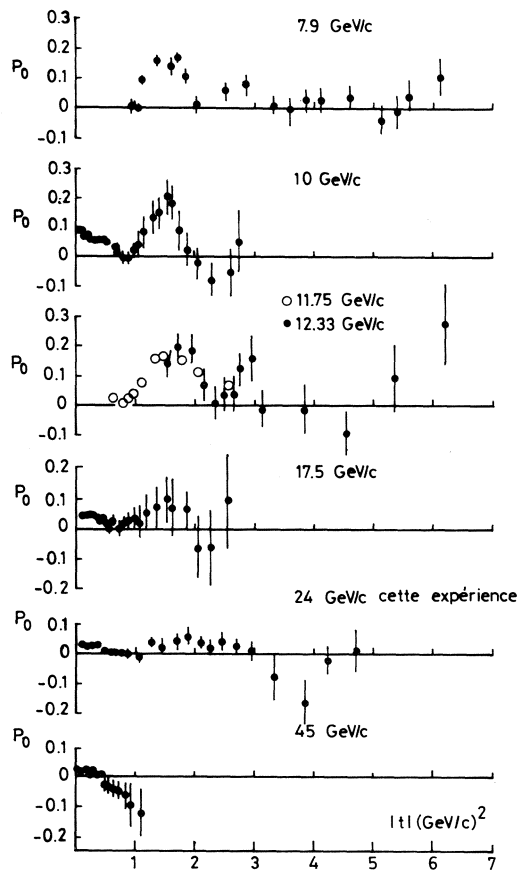


FIG.35 Polarisation pp élastique

négligeable, dans la région $0.8 < -t < 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$, que les mesures reportées à 100 et 300 GeV/c. Sur la même figure, on observe que pour $-t = 1.7 \text{ (GeV/c)}^2$ la polarisation décroît moins rapidement, lorsque l'énergie augmente, que pour les faibles valeurs de $-t$ où le comportement est en $1/s$.

L'état actuel de nos connaissances sur les constituants et le mécanisme de leurs interactions ne permet pas de faire des prédictions pour la polarisation dans la diffusion élastique proton-proton dans le cadre d'un modèle de constituants. Parmi les autres modèles proposés nous allons faire un choix qui n'est pas exhaustif, car de les citer tous nous conduirait à un trop long développement, aussi nous nous contenterons de décrire ceux qui nous paraissent les plus significatifs. Les données expérimentales sur la diffusion élastique pp ont été étudiées par plusieurs auteurs. Cependant leurs études traitent les données à certaines énergies seulement ou dans un domaine en transfert très restreint. Nous allons décrire en détail le modèle proposé par Bourrely et al.⁽²⁶⁾, qui a le mérite d'englober les données en pp de $p_{in} = 17$ à $2'000 \text{ GeV/c}$ pour des transferts pouvant atteindre $-t = 10 \text{ (GeV/c)}^2$, avec une dépendance spécifique du spin.

5.2. Résumé du formalisme

Avant de préciser le modèle, nous rappelons brièvement le formalisme de la matrice de diffusion pour la réaction proton-proton élastique et la représentation en paramètre d'impact.

Hoshizaki⁽²⁷⁾ écrit la matrice de diffusion sous la forme suivante :

$$M(s,t) = a + c (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n} + m \cdot (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + \\ + (g + h) ((\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{p})) + (g - h) ((\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{k}))$$

où σ_1, σ_2 sont les matrices de Pauli relatifs aux deux particules, et $\vec{n}, \vec{p}, \vec{k}$ des vecteurs unités respectivement définis suivant les directions $\vec{k}_i \times \vec{k}_f, \vec{k}_f + \vec{k}_i, \vec{k}_f - \vec{k}_i$. Les amplitudes a, c, m, g et h sont des fonctions scalaires de l'énergie et de l'angle de diffusion et sont reliées aux amplitudes d'hélicité ⁽²⁸⁾ définies dans l'appendice I. A haute énergie, les amplitudes qui dominent sont $\phi_1 \approx \phi_3$ et ϕ_5 . Les amplitudes correspondant au double flip d'hélicité ϕ_2 et ϕ_4 sont faibles. Avec cette hypothèse et pour des angles de diffusion petit, il est facile de montrer, à partir des relations citées dans la référence (28), que les amplitudes a, c, m, g et h satisfont aux relations :

$$a = \phi_1$$

$$m = g = h = 0$$

$$c = -i \cdot \phi_5$$

Soit pour la matrice de diffusion :

$$M(s,t) = a_0 + i \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \cdot a_1(s,t) \quad (6)$$

avec

$$a_0 = \phi_1$$

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

$$a_1 = -\phi_5$$

Une représentation de l'amplitude, que l'on utilise fréquemment pour discuter la diffusion à haute énergie est la représentation en paramètre d'impact qui donne une image géométrique de la diffusion. Il est plus facile de voir le sens physique de cette représentation si l'on considère la connexion avec le développement en ondes partielles. Reprenons l'expression (A 1.2) des amplitudes d'hélicité déterminées dans l'appendice I :

$$\phi_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b} = \sum_J (J + \frac{1}{2}) \cdot \langle \lambda_c \lambda_d | T^J | \lambda_a \lambda_b \rangle \cdot D_{\lambda_\mu}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi)$$

avec $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$ et $\mu = \lambda_c - \lambda_d$

Par exemple exprimons ϕ_1 dans cette représentation

$$\phi_1 = \phi_{++,++} = \sum_J (J + \frac{1}{2}) \langle ++ | T^J | ++ \rangle \cdot D_{00}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi) \quad (7)$$

On se place à une énergie suffisamment élevée de telle manière que les ondes qui entrent en jeu soient présentes en très grand nombre, et l'on remplace la somme sur J par une intégrale sur b , le paramètre d'impact, qui est défini comme la distance au centre de l'interaction mesurée sur une perpendiculaire à la direction de la particule incidente.

Pour les grands moments orbitaux J , on relie b à J par la formule classique :

$$\sqrt{J(J+1)} = q.b = J + \frac{1}{2} = q.b \quad \text{et} \quad \Delta J = q.\Delta b$$

$$\text{d'où} \quad \sum_J \rightarrow \int_0^\infty q.db$$

En se limitant à la diffusion à petits angles, on a l'approximation :

$$D_{00}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi) = d_{00}^J(\theta) = P_J(\cos \theta) \sim J_0(J\theta) = J_0(b \sqrt{-t}),$$

J_0 est la fonction de Bessel et pour la diffusion élastique on a $\cos \theta = 1 + \frac{t}{2q^2}$.

Par ce procédé l'équation (7) se transforme :

$$\phi_1(s, t) = q^2 \cdot \int_0^\infty b \cdot db \cdot J_0(b \cdot \sqrt{-t}) \cdot \tilde{\phi}_1(s, b)$$

où la fonction $\tilde{\phi}_1(s, b)$ interpole approximativement la suite des ondes partielles :

$$\tilde{\phi}_1 \left(s, b = \frac{J + \frac{1}{2}}{q} \right) \approx \langle ++ | T^J | ++ \rangle$$

On définit habituellement la fonction eikonale $x_0(s, b)$ par :

$$\tilde{\phi}_1(s, b) = \frac{i}{2} \left(1 - e^{i x_0(s, b)} \right)$$

d'où l'on a pour s grand, $2q \approx \sqrt{s}$

$$a_0(s, t) = \phi_1(s, t) = i \cdot \frac{s}{8} \int_0^\infty b \cdot db \cdot J_0(b\sqrt{-t}) \cdot \left(1 - e^{i x_0(s, b)} \right) \quad (8)$$

Si l'on étend à ϕ_5 la description ci-dessus, on trouve (29) :

$$a_1(s, t) = -\phi_5(s, t) = \frac{s}{8} \int_0^\infty b \cdot db \cdot J_1(b\sqrt{-t}) \cdot x_1(s, b) \cdot e^{i x_0(s, b)} \quad (9)$$

L'amplitude a_0 est indépendante du spin, alors que a_1 en dépend. La fonction eikonale x_0 correspond à l'amplitude non flip où l'échange $I = 0$ est dominant soit (P, ω, f) et x_1 à l'amplitude flip où l'échange $I = 1$ est dominant soit $(\rho, A_2, \dots)$; elles contiennent l'information dynamique sur le processus de diffusion. On remarque que l'indice de la fonction de Bessel est égal à la différence entre l'hélicité totale de l'état final et initial.

Enfin, pour conclure cette partie, nous donnons les expressions des quatre observables en fonction des amplitudes a_0 et a_1 , soit :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4}{q} \operatorname{Im} a_0(s, t = 0)$$

$$\alpha = \frac{\operatorname{Re} a_0(s, t = 0)}{\operatorname{Im} a_0(s, t = 0)} \quad (*)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{q^2} \left(|a_0|^2 + 2 |a_1|^2 \right) \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \cdot P_0 = \frac{2}{q^2} \operatorname{Im} (a_0 \cdot a_1^*)$$

(*) Ne pas confondre le rapport α avec la trajectoire de Regge $\alpha(t)$.

5.3. Description d'un modèle

On va construire explicitement les fonctions eïkonales χ_0 et χ_1 en précisant les idées de base pour justifier leurs expressions.

5.3.1. Approximation eïkonale indépendante du spin $\tilde{\chi}_0(s, t)$

Les idées globales que l'on a au sujet de la diffusion des hadrons à haute énergie sont assez simples. On distingue les interactions du type périphérique de celles qui sont de type diffractif. On pense que la diffusion devient principalement diffractive à très haute énergie. A l'ordre le plus bas (approximativement de Born), on peut tenter de représenter la diffraction par l'échange du Poméron P , ayant les nombres quantiques du vide. La trajectoire du Poméron a été introduite pour décrire la faible dépendance en énergie caractéristique des phénomènes diffractifs. Ainsi, la partie diffractive de l'amplitude subsiste à haute énergie alors que les termes correspondant aux nombres

quantiques autres que ceux du vide deviennent négligeables.

$$\text{Posons } \tilde{\chi}_0(s,t) = S_0(s) \cdot \tilde{F}(t) + \tilde{R}_0(s,t) \quad (11)$$

$$\left(\tilde{\chi}_0(s,t) \text{ est la transformée de Fourier de } \chi_0(s,b) \right)$$

où le premier terme est associé à l'échange du Poméron et le second aux pôles de Regge pour décrire les données aux énergies intermédiaires. L'amplitude associée aux pôles de Regge se met sous la forme

$$\tilde{R}_0(s,t) = \left[c_+ + c_- \cdot e^{-i\pi \alpha(t)} \right] \cdot s^{\alpha(t)} \quad (12)$$

elle représente la contribution de l'échange d'une particule de trajectoire $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ avec un facteur de signature paire et impaire.

Nous avons supposé que le Poméron est un objet factorisable produit de deux fonctions $S_0(s)$ et $\tilde{F}(t)$. Cette propriété a pour origine l'invariance d'échelle géométrique à haute énergie. La diffusion dépend plus de la forme du proton que des détails de la dynamique. Ceci peut se traduire par le fait que la forme du proton reste identique à elle-même mais que l'échelle à laquelle on rapporte les distances change avec l'énergie. Ainsi σ_T et B , la section efficace totale et la pente du pic diffractif se comportent de la même façon et on montre qu'il y a factorisation.

Pour l'expression $S_0(s)$, Cheng et Wu ⁽³⁰⁾ montrent qu'à très haute énergie :

$$S_0(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^{c'}} + \frac{u^c}{(\ln u)^{c'}} \quad (13)$$

où u est la variable de Mandelstam.

La dépendance en t du Poméron est contenue dans $\tilde{F}(t)$. Là intervient une hypothèse due à Chou et Yang ⁽³¹⁾. On peut montrer que l'éikonale est proportionnelle à l'intégrale de l'opacité le long de la trajectoire. Si l'on imagine les deux protons entrant en collision comme des faisceaux de matière de distribution $\rho(\vec{b})$, alors l'éikonale sera proportionnelle au produit de convolution des matières hadroniques :

$$\chi_0(s, \vec{b}) = \text{cte} \int \rho_1(\vec{b} - \vec{b}') \cdot \rho_2(\vec{b}') \cdot d\vec{b}'$$

et donc que $\tilde{\chi}_0(s, t)$ sera proportionnelle à $\tilde{\rho}^2(t)$. Chou et Yang ont considéré que la distribution de matière dans le proton est proportionnelle à la distribution de charge, c'est-à-dire au facteur de forme électromagnétique $G(t)$. Dans le modèle décrit on pose :

$$\tilde{F}(t) = f \cdot (G(t))^2 \cdot \frac{a^2 + t}{a^2 - t} \quad (14)$$

où le facteur de forme est paramétrisé par :

$$G(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{m_1^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{t}{m_2^2}\right)} \quad (15)$$

En résumé, les expressions 12-15 déterminent $\tilde{\chi}_0(s, t)$ qui contient 10 paramètres c_+ , c_- , α_0 , α' , c , c' , f , m_1 , m_2 et a . Par transformée de Bessel de l'approximation de Born on trouve :

$$\chi_0(s, b) = \frac{1}{2q^2} \int_0^\infty \sqrt{-t} \, d\sqrt{-t} \, J_0(b\sqrt{-t}) \tilde{\chi}_0(s, t) \quad (16)$$

qui permet de déterminer l'amplitude indépendante du spin $a_0(s, t)$ définie par l'équation (8). Les paramètres sont adaptés par ajustement des observables $\sigma_{\text{Tot}} \bar{p}p$ (en faisant appel à la propriété de croisement) et σ_{Tot} , α , $d\sigma/dt$ (relations (5)) sur des données pp dans le domaine de 14 à 2000 GeV/c. L'accord du modèle avec les données, spécialement pour $\frac{d\sigma}{dt}$ sur un domaine d'énergie qui s'étend de 14 à

2000 GeV/c est remarquable, même pour les grands $-t$ (cf. Fig. 36) .

5.3.2. Introduction du spin

Considérons un proton polarisé le long de l'axe z et soit $x - y$ le plan de diffusion. A haute énergie, pour des protons incidents le long de l'axe $+y$, le nucléon apparaît plus opaque du côté $-x$ que celui $+x$ (Fig. 37a). Soit $\epsilon(\vec{b})$ un élément de matière hadronique et v_y la composante de vitesse le long de l'axe y .

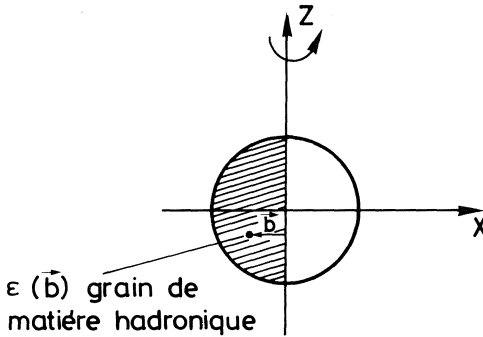


Fig. 37a: proton polarisé le long de l'axe z et opacité pour un faisceau incident de direction $+y$

Dans le système au repos de ϵ , on montre que l'énergie effective du projectile, pour v_y faible est égale : $s_{\text{eff}} = s(1 - v_y)$ (17)
Donc, pour un élément de matière hadronique, l'énergie effective du projectile vue du côté $-x$ apparaît supérieure à celle vue du

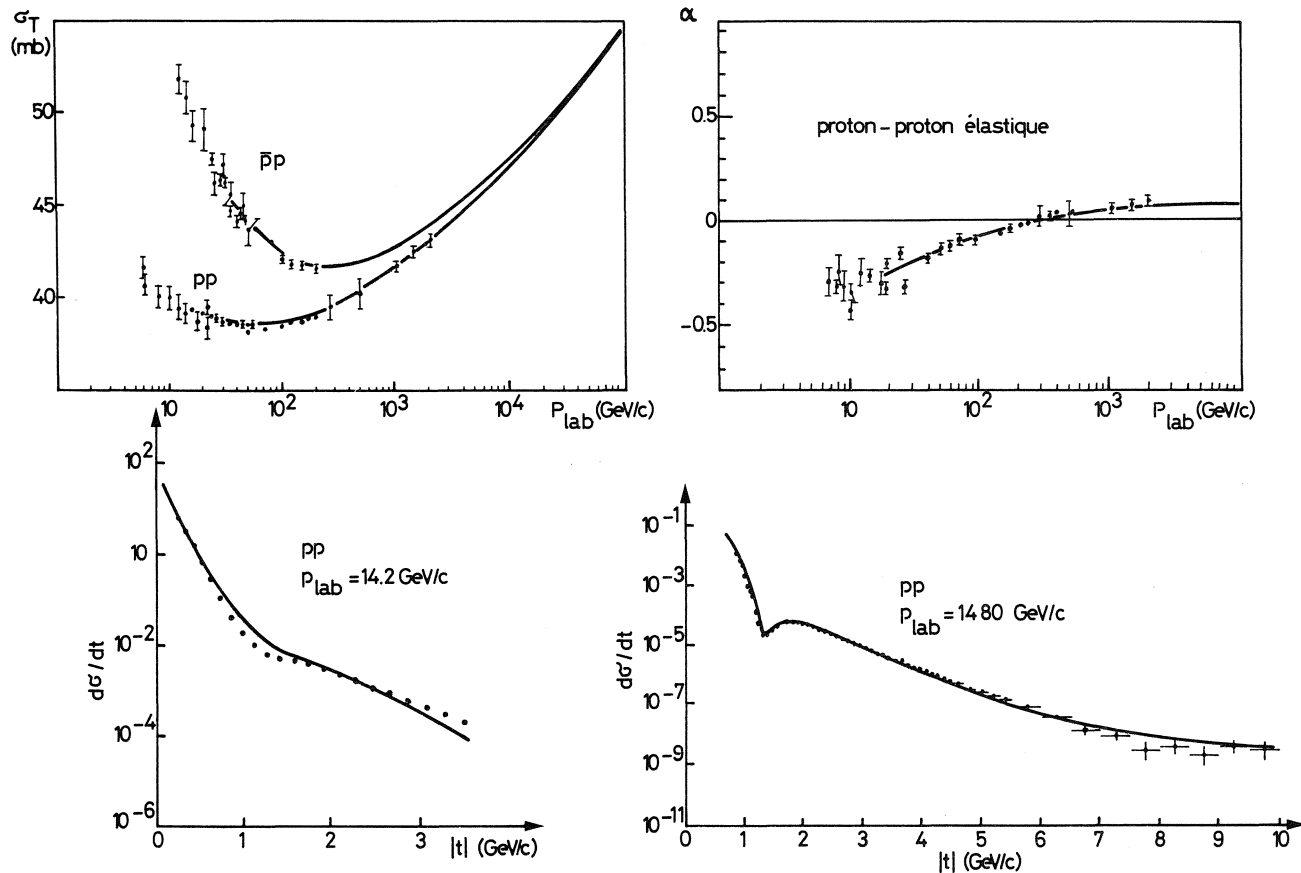


Fig.36 Comparaison des ajustements par le modèle de Bourrely (réf.26)

côté + x . L'opacité est alors représentée comme sur la figure 37 si $p_{in} > 60 \text{ GeV/c}$, correspondant au minimum de $\sigma_{Tot} \text{ pp}$.

La dépendance en énergie du Poméron $S_0(s)$ éq. (13) devient une fonction de $S(s, \vec{b})$ soit :

$$S_0(s) \rightarrow S(s, \vec{b}) \stackrel{\sim}{=} S(s_{eff}, \vec{b}) = S_0(s) - s.v_y \cdot \frac{\partial}{\partial s} S_0(s) \quad (18)$$

Supposons pour le moment la rotation rigide, c'est-à-dire la vitesse angulaire ω du proton polarisé est constante, alors :

$$v_y = \omega \cdot b_x = \omega \cdot \hat{b}_x \cdot b \quad (19)$$

$$\text{où } \hat{b} = \vec{b}/b$$

avec les relations 18-19, $S(s, \vec{b})$ devient :

$$S(s, \vec{b}) = S_0(s) - \omega \cdot \hat{b}_x \cdot b \cdot S_1(s)$$

$$\text{avec } S_1(s) = s \cdot \frac{\partial}{\partial s} S_0(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^{c'}} \left[c - \frac{c'}{\ln s} \right] + \frac{u^c}{(\ln u)^{c'}} \left[c - \frac{c'}{\ln u} \right]$$

Le signe de v_y dépend de l'orientation du spin du nucléon cible; à $\vec{b}$ fixé, si v_y est positif alors le spin est dirigé dans la direction - z, et l'élément ϵ s'éloigne du projectile, de sorte que l'on a :

$$S(s, \vec{b}) = S_0(s) \mp \omega \cdot \hat{b}_x \cdot b \cdot S_1(s)$$

où $\mp$ se réfère au spin $\pm$ le long de l'axe z.

L'éikonale totale $\chi(s, \vec{b})$ est obtenue en substituant $S_0(s) \rightarrow S(s, \vec{b})$ dans l'éq. (11), il vient :

$$\chi(s, \vec{b}) = \chi_0(s, \vec{b}) \mp \chi_1(s, \vec{b}) \cdot \hat{b}_x$$

par identification on trouve $x_1(s, \vec{b}) = \omega \cdot b \cdot S_1(s) \cdot F(\vec{b}^2) + R_1(s, \vec{b})$
 $F(\vec{b}^2)$ est la transformée de Fourier de $\tilde{F}(t)$ défini par l'éq. (14),
et l'on a introduit une contribution du type Regge dans l'amplitude
dépendant du spin pour décrire les faibles énergies :

$$\tilde{R}_1(s, t) = \sqrt{-t} \left(c'_+ + c'_- \cdot e^{-i\pi\alpha(t)} \right) e^{Bt} \cdot S^\alpha(t)$$

$x_1(s, \vec{b})$ est ainsi totalement définie et permet de déterminer
l'amplitude flip a_1 (éq. 9) qui contient quatre paramètres
 ω , c'_+ , c'_- , B . On ajuste ces paramètres sur des données de polarisation
comprises entre 17-100 GeV/c en utilisant la formule (10) pour le pa-
ramètre de polarisation. En addition, est incluse dans les amplitudes
 a_0 et a_1 la contribution de la diffusion coulombienne avec l'échange
d'un photon : dans a_0 l'effet est tout à fait négligeable en dehors
du pic coulombien mais elle est importante dans a_1 .

L'hypothèse de la rotation rigide, liée à la polarisation du
proton cible, n'est pas satisfaisante du point de vue théorique et ne
constitue qu'une première approximation. A grand paramètre d'impact,
la vitesse de la matière hadronique devient grande et viole la relativité.
On peut éviter cette difficulté en prenant une dépendance angulaire
fonction de $\vec{b}$, tel que $\omega(b^2) \rightarrow 0$ si $b^2 \rightarrow \infty$, ce cas correspond
à une rotation dite molle.

Enfin nous avons reproduit sur nos données les prédictions de
ce modèle (Fig. 33 modèle 1). Les auteurs de ce modèle ont donné, an-
térieurement⁽³²⁾, une description de la polarisation pour NN, sans
faire appel au concept de matière hadronique en mouvement et sans
négliger les amplitudes ϕ_2 et ϕ_4 ; on a reporté en trait continu
ces résultats (modèle 2). Pour les faibles t, les 2 modèles de
Bourrely et al. ont une variation similaire à celles des données ex-
périmentales, spécialement celui décrit dans ce chapitre (modèle 1).
A grands -t, l'accord n'est pas aussi bon, en particulier dans la
région comprise entre $|t| = 2$ et 3 (GeV/c)².

Signalons une approche de la diffusion élastique pp pour $p_{in} > 10 \text{ GeV/c}$ et $|t| \leq 1.05 (\text{GeV/c})^2$ pour σ_{Tot} , $\frac{d\sigma}{dt}$, α et P_0 où les auteurs (33) décrivent la diffusion par un potentiel qui comprend uniquement la partie scalaire et spin-orbite de l'interaction. Dans cette étude, on montre que les fonctions eïkonales sont directement liées par l'intégrale du potentiel le long de la trajectoire. Leur prédiction pour le paramètre de polarisation à 24 GeV/c est excellente (Fig. 33), bien que limitée en transfert. Parmi les autres modèles, l'analogie avec l'optique revêt une certaine importance historique; dans la diffusion NN, le modèle optique prédit un comportement de la polarisation en $P_0 \sim \frac{(J_1(R\sqrt{-t}))^2}{R\sqrt{-t}}$ avec $R \approx 0.9$ Fermi correspondant au rayon du disque absorbant. La polarisation est toujours positive et les zéros sont donnés par la fonction de Bessel $J_1(R\sqrt{-t})$ localisés à $-t = 0.7; 2.3; 5; 8.5; \dots (\text{GeV/c})^2$. A 12 GeV/c, ce modèle reproduit bien les données jusqu'à $-t = 6 (\text{GeV/c})^2$ mais n'est guère applicable à plus haute énergie. Il ne reproduit pas le creux observé aux ISR à $-t \approx 1.4 (\text{GeV/c})^2$ dans les sections efficaces différentielles. Gotsman et Maor (34) ont tenté d'améliorer le modèle par une paramétrisation différente des amplitudes qu'ils obtiennent par superposition de fonction de Bessel dont l'argument dépend de l'énergie. Ainsi ils arrivent à reproduire σ_{Tot} , $\alpha = \frac{\text{Re } \phi_1(s)}{\text{Im } \phi_1(s)} \Big|_{t=0}$ pour $10 \leq s \leq 3000 (\text{GeV/c})^2$. Leurs prédictions à 24 GeV/c pour la section efficace différentielle sont bonnes jusqu'à $-t = 1 (\text{GeV/c})^2$, après le modèle n'est pas du tout satisfaisant. Qualitativement, la polarisation apparaît dans leur modèle similaire aux prédictions de Bourrely et al. mais diffère par la position des zéros. Leurs résultats de polarisation à 24 GeV/c sont en désaccord. Enfin Majerotto (35), dans un modèle du type eïkonal dans lequel n'intervient que du formalisme de Regge, prédit la polarisation à 24 GeV/c jusqu'à $-t = 1.7 (\text{GeV/c})^2$; la forme est correcte cependant il prédit une bosse, précisément à $-t = .9 (\text{GeV/c})^2$ correspondant au point controversé (cf. 4.4.). Cette bosse n'existe pas, et ces prédictions pour la section efficace différentielle à 19.2 (GeV/c) ne sont pas satisfaisantes pour $-t > 0.8 (\text{GeV/c})^2$.

5.4. Conclusion

Nous avons mesuré le paramètre $P_0(t)$ de polarisation à 24 GeV/c pour la diffusion élastique pp dans un domaine en transfert compris $.1 \leq -t \leq .5 \text{ (GeV/c)}^2$. Le dispositif expérimental comprenait deux systèmes de détection, l'un à petit $-t$ jusqu'à $-t \approx .9 \text{ (GeV/c)}^2$, l'autre pour des grands transferts qui s'étend de $.5 \leq -t \leq 5 \text{ (GeV/c)}^2$. Ce rapport contient l'étude des données pour le système à grand transfert. La réalisation de cette expérience n'a été rendue possible que grâce à l'utilisation d'un faisceau de protons intense ($10^9 \frac{\text{protons}}{\text{cycle}}$) et aux améliorations intervenues ces dernières années dans la technique des cibles polarisées. Nous avons adopté un dispositif expérimental simple mesurant les traces des particules dans chacune des voies avec une analyse magnétique sur le bras recul et des compteurs Cerenkov sur le bras diffusé. Ces derniers éléments se sont révélés indispensables pour étendre les mesures jusqu'à $-t = 5 \text{ (GeV/c)}^2$ et supprimer toute contamination due au N^* .

Les données ont été enregistrées et traitées à l'aide d'un système multi-processeurs puissant permettant d'effectuer l'ensemble des décodages et des calculs cinématiques en ligne. L'analyse hors ligne comprenait l'étude des coupures, de stabilité, de contamination, de normalisation entre les spectres obtenus pour les deux sens de polarisation de la cible et la soustraction du bruit de fond.

Les résultats obtenus montrent une structure prononcée de la polarisation pour les grandes valeurs de $-t$ et paraissent encourageants pour les expériences futures. Pour pouvoir tirer des renseignements plus significatifs, il serait nécessaire de gagner en précision, en effet nos résultats à grands $-t$ sont affectés de barres d'erreurs importantes et ne permettent pas de définir définitivement la position des zéros et des maxima. On aurait pu augmenter l'efficacité de détection par l'association d'autres plans d'hodoscopes permettant une certaine redondance des informations. Il serait également souhaitable d'améliorer la stabilité des moniteurs.

Du point de vue théorique, l'un des motifs pour entreprendre en 1972 l'expérience consistait en un modèle optique de Cheng ⁽³⁶⁾; nos résultats mettent en échec ce modèle. Parmi les modèles qui existent, sans oublier que la rigueur des arguments théoriques varie d'un modèle à l'autre, nous avons présenté une analyse phénoménologique pour la diffusion élastique pp jusqu'à 2000 GeV, description en paramètre d'impact où la dépendance du spin est introduite. Avec la confrontation de nos données, on retient que le modèle décrit correctement la polarisation jusqu'à des transferts moyens - $t = 1.5 \text{ (GeV/c)}^2$ et qu'au-delà, la situation n'est pas aussi claire. Nous constatons qu'aucun des modèles que nous avons rencontrés ne permet de rendre compte convenablement des sections efficaces différentielles et de la polarisation dans la diffusion proton-proton. Le modèle de Bourrely et al. paraît le plus satisfaisant actuellement et rend mieux compte des résultats à haute énergie que ceux au voisinage de 20 GeV. Loin de permettre la résolution des problèmes théoriques posés par l'interaction proton-proton, nos données sont cependant assez contraignantes pour écarter de nombreux modèles proposés jusqu'à ce jour.

Un aspect important de nos résultats est la structure prononcée pour - $t = 4 \text{ (GeV/c)}^2$. Sur la figure 37b les sections efficaces correspondant à des états purs de spin à 12 GeV/c ($++$) et ($+-$) respectivement sont reportés en fonction de la variable $\rho_{\perp}^2 = \beta^2 P_T^2 \sigma_{\text{Tot}}(s)/38.3$ introduite par Krisch et al. On reconnaît le pic de diffraction, lequel décroît en $e^{-b|t|}$ où b correspond à la diffusion d'ombre du proton. Les sections efficaces $(\frac{d\sigma}{dt})_{ij}$ sont à peu près égales de $\rho_{\perp}^2 = 0$ à 3; la composante de diffusion dure en $e^{-1.6\rho_{\perp}^2}$ vue par De Kerret et al aux ISR apparaît à partir de $\rho_{\perp}^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2$ dans la diffusion avec spin parallèle. Ainsi le spin permet de révéler déjà à basse énergie des phénomènes observés seulement à plus haute énergie dans les sections efficaces différentielles. Si l'on présente nos résultats en fonction de cette variable $\rho_{\perp}^2$, on se rend compte qu'à chaque changement de pente des sections efficaces dans des états purs de spin correspond un creux

en polarisation, en particulier le point à $-t \approx 4 \text{ (GeV/c)}^2$ observé dans nos mesures. On peut envisager qu'il s'agit d'une interférence entre l'amplitude diffractive et une composante de la diffusion dure entre constituants. En effet, le modèle de Chou et Yang prédit un second creux à $-t = 4 \text{ (GeV/c)}^2$ pour les sections efficaces différentielles dû au passage à zéro de l'amplitude diffractive que l'on n'observe pas dans les données actuelles. On peut penser que ce creux est comblé par une amplitude qui devient dominante qu'à grand transfert. Si cette amplitude est réelle, la polarisation sera alors sensible au creux de l'amplitude de diffraction donc précisément à $-t \approx 4 \text{ (GeV/c)}^2$. Il est, pense-t-on, probable que cet effet correspond à un processus de collisions dures entre les constituants et constitue l'aspect le plus significatif et inattendu de cette expérience.

Dans les réactions inclusives, on a observé récemment des effets importants dans la réaction $p + \text{Be} \rightarrow \Lambda^0 + X$ à 400 GeV/c ⁽³⁷⁾. Les hyperons Λ^0 sont polarisés, indépendamment de l'impulsion incidente avec une croissance monotone en P_T et atteint $\sim 24\%$ à $P_T = 2.1 \text{ GeV/c}$ alors que la polarisation des $\bar{\Lambda}^0$ est nulle. Cette découverte démontre l'importance de certains effets de spin à haute énergie.

Dans le domaine des réactions à haute énergie, la polarisation apparaît comme une étude nécessaire et complémentaire aux réactions profondément inélastiques. L'investigation au sujet de la structure des hadrons et leurs propriétés a été l'objectif principal de la recherche durant ces dix dernières années. Cependant, si beaucoup de données en polarisation existent, elles recouvrent principalement un domaine de la physique à faible transfert $-t \lesssim 1 \text{ (GeV/c)}^2$ et à faible P_T . Aucune théorie fondamentale n'a émergé à ce jour. C'est pourquoi il semble très important d'investir dans les phénomènes à grand P_T ou à grand transfert, la situation paraissant plus simple pour développer une théorie de base sur les interactions entre quarks et ensuite tenter d'interpréter la physique des petits $-t$.

Le développement des faisceaux et des cibles polarisés et l'importance des nouvelles expériences sur le spin ont eu finalement pour effet de placer ce secteur à l'avant-garde de la physique des hautes énergies alors qu'il était considéré jusqu'à présent par certains comme une complication inessentielle dans ce domaine.

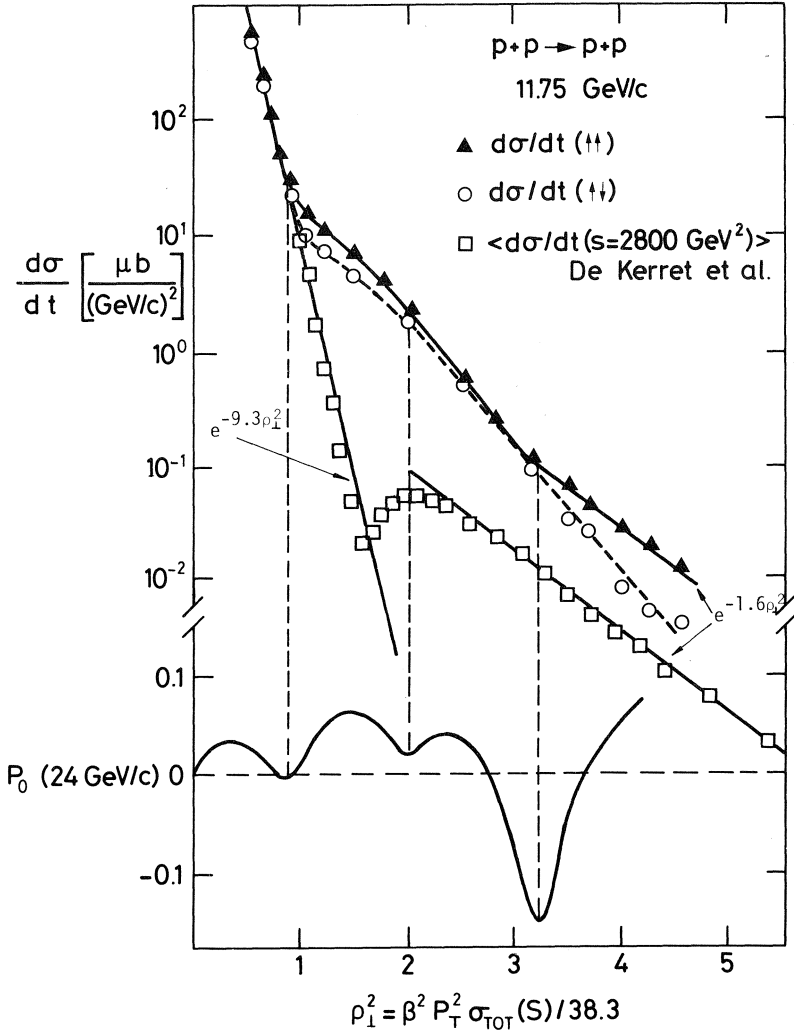


Fig. 37b Comparaison entre les sections efficaces différentielles pour p-p élastique dans des états purs de spin à 11.75 GeV/c, 1500 GeV/c (ISR) et la polarisation à 24 GeV/c

APPENDICE I

AMPLITUDES ET OBSERVABLES POUR LA DIFFUSION NN

Pour décrire une diffusion à deux corps, nous allons utiliser le formalisme de l'hélicité qui est une façon simple et générale de décrire la polarisation d'une particule de spin arbitraire. Une particule de masse non nulle a $2s + 1$ états d'hélicité ($\lambda = s, s-1, \dots, -s$).

Considérons un processus de diffusion à deux corps :

$$a + b \rightarrow c + d$$

il est décrit par un ensemble de $(2s_a + 1) \cdot (2s_b + 1) \cdot (2s_c + 1) \cdot (2s_d + 1)$ amplitudes d'hélicité.

On peut décrire ⁽³⁸⁾ un état d'impulsion K dans le système du centre de masse où interviennent deux angles θ et φ , comme une superposition d'états propres du moment angulaire total J et de composante M , tous les états ayant la même hélicité $\Lambda = \lambda_a - \lambda_b$ résultante le long de la direction commune des deux particules.

$$\text{Soit } |\theta\varphi; \lambda_a \lambda_b\rangle = \sum_{JM} \langle JM | \theta\varphi \rangle |JM; \lambda_a \lambda_b\rangle$$

$$\text{avec } |JM; \lambda_a \lambda_b\rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \cdot \int \frac{J^*}{M\Lambda} (\varphi, \theta, -\varphi) |\theta\varphi; \lambda_a \lambda_b\rangle d\Omega \quad (A.1.1)$$

et $d\Omega$, l'angle solide sous-tendu par (θ, φ) ; les fonctions D généralisent au cas avec spin les harmoniques sphériques introduites dans le cas sans spin.

On peut écrire l'amplitude de réaction sous la forme :

$$\begin{aligned} & \langle \theta \varphi; \lambda_c \lambda_d | S | 00; \lambda_a \lambda_b \rangle \\ &= \sum_{JM} \sum_{J'M'} \langle \theta \varphi | J'M' \rangle \langle J'M'; \lambda_c \lambda_d | S | JM; \lambda_a \lambda_b \rangle \langle JM | 00 \rangle \end{aligned}$$

en utilisant (A 1.1), avec $D_{M'M}^J(0, 0, 0) = \delta_{M'M}$

on déduit pour l'amplitude de réaction :

$$\langle \theta \varphi; \lambda_c \lambda_d | S | 00; \lambda_a \lambda_b \rangle = \sum_J \frac{2J+1}{4\pi} \langle \lambda_c \lambda_d | S^J | \lambda_a \lambda_b \rangle D_{\lambda\mu}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi)$$

avec $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$ et $\mu = \lambda_c - \lambda_d$

introduisons l'opérateur T défini par $S = 1 + i \cdot T$, les amplitudes s'expriment :

$$\phi_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b} = \sum_J (J + \frac{1}{2}) \langle \lambda_c \lambda_d | T^J | \lambda_a \lambda_b \rangle D_{\lambda\mu}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi) \quad (A 1.2)$$

Pour la diffusion proton proton, il y a à priori 16 amplitudes qui sont fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse et de l'impulsion transférée t. Les propriétés d'invariance associées à l'isotropie de l'espace et du temps réduisent le nombre d'amplitudes nécessaires à l'analyse d'un tel processus; l'étude détaillée ⁽³⁸⁾ donne les résultats suivants :

pour l'élément de matrice S^J , l'invariance par parité donne :

$$\langle -\lambda_c -\lambda_d | S^J | -\lambda_a -\lambda_b \rangle = \eta \langle \lambda_c \lambda_d | S^J | \lambda_a \lambda_b \rangle$$

avec $\eta = \frac{\eta_c \cdot \eta_d}{\eta_a \cdot \eta_b} \cdot (-1)^{s_c + s_d - s_a - s_b}$

ainsi l'invariance par parité diminue d'un facteur 2 le nombre d'amplitudes à priori indépendantes.

L'invariance sous le renversement du temps donne :

$$\langle \lambda_c \lambda_d | S^J | \lambda_a \lambda_b \rangle = \langle \lambda_a \lambda_b | S^J | \lambda_c \lambda_d \rangle$$

Pour pp, on utilise en plus le fait que les deux particules sont identiques, ceci entraîne une symétrie supplémentaire :

$$\langle \lambda_c \lambda_d | S^J | \lambda_a \lambda_b \rangle = \langle \lambda_d \lambda_c | S^J | \lambda_b \lambda_a \rangle$$

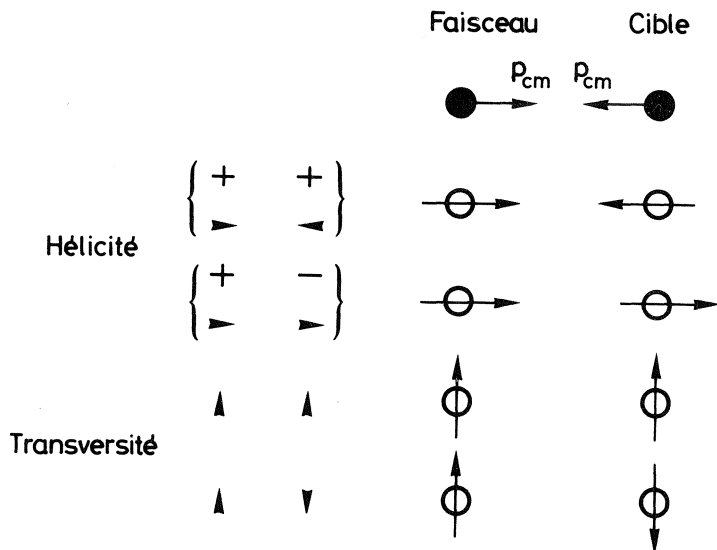
Avec ces propriétés de symétrie et la relation $D_{\lambda\mu}^J(\varphi, \theta, -\varphi) = (-1)^{\lambda-\mu} D_{-\lambda-\mu}^{J*}(\varphi, \theta, -\varphi)$ on peut choisir les 5 amplitudes suivantes ⁽³⁹⁾ :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \phi_{++, ++} = \phi_{--, --} && \text{amplitude non flip} \\ \phi_2 &= \phi_{++, --} = \phi_{--, ++} && \text{amplitude double flip} \\ \phi_3 &= \phi_{+-, +-} = \phi_{-+, -+} && \text{amplitude non flip} \\ \phi_4 &= \phi_{+-, -+} = \phi_{-+, +-} && \text{amplitude double flip} \\ \phi_5 &= \phi_{++, +-} = -\phi_{--, -+} = \phi_{--, +-} && \text{amplitude simple flip} \\ &= -\phi_{+-, -+} = \phi_{-+, --} = -\phi_{+-, ++} = \phi_{-+, ++} = -\phi_{+-, --} \end{aligned}$$

les signes + et - désignent respectivement l'hélicité $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$.

Ainsi sous l'invariance du temps, de la parité et de l'identité des particules il y a 5 amplitudes indépendantes pour la diffusion élastique proton proton.

Les amplitudes d'hélicité et de transversité sont schématiquement représentées sur la figure suivante :



Orientation du spin pour les amplitudes d'hélicité et de transversité

Chaque amplitude de transversité $t_{jk,hl}$ peut s'écrire comme une combinaison linéaire des 5 amplitudes d'hélicité et vice versa :

$$t_{jk,hl} = \sum_{n=1}^5 C_n \cdot \phi_n$$

Ainsi en fonction des vecteurs propres d'hélicité $|+\rangle$ et $|-\rangle$ on aura ⁽³⁹⁾ :

$$\begin{aligned}
 \left| \begin{smallmatrix} \uparrow \\ \downarrow \end{smallmatrix} \right\rangle_{\text{faisceau}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| + \right\rangle \pm i \left| - \right\rangle \right)_{\text{faisceau}} \\
 \text{et } \left| \begin{smallmatrix} \uparrow \\ \downarrow \end{smallmatrix} \right\rangle_{\text{cible}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| - \right\rangle \pm i \left| + \right\rangle \right)_{\text{cible}}
 \end{aligned}
 \tag{A 1.3}$$

1. Observables

Une tabulation de toutes les observables pour NN peut être consultée dans la référence ⁽⁴⁰⁾. On peut les classer, en adoptant la notation (faisceau, cible ; diffusé, recul) pour exprimer les observables et les symboles * indiquant que la direction du spin est connue et 0 lorsqu'elle n'est pas connue, alors :

<u>description</u>	<u>observables</u>	<u>symbole</u>
(0, 0; 0, 0)	section efficace	σ
(*, 0; 0, 0) ou (0, *; 0, 0)	polarisation	$P_O = P_N$
$\left. \begin{array}{l} (*, *, 0, 0) \\ (*, 0; 0, *) \\ (0, *, 0, *) \end{array} \right\}$	corrélacion double spin	C_{jk} K_{jk} D_{jk}
(*, *, 0, *)	corrélacion triple spin	H_{ijk}

Les indices i, j, k se réfèrent aux directions N, normale au plan de diffusion, L direction longitudinale parallèle au faisceau et S = N x L dans le plan de diffusion.

2. Section efficace différentielle

Exprimons $\frac{d\sigma}{dt}$ en fonction des amplitudes d'hélicité pour les cas :

1) faisceau et cible non polarisés:

$$\text{posons } \phi_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b} = \langle \lambda_c \lambda_d | M | \lambda_a \lambda_b \rangle$$

$$\begin{aligned} \text{alors } \frac{d\sigma}{dt}(0,0) &= \frac{1}{K^2} \cdot \frac{1}{2s_a+1} \cdot \frac{1}{2s_b+1} \sum_{\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c, \lambda_d} |\langle \lambda_c \lambda_d | M | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2K^2} \left(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 + 4 |\phi_5|^2 \right) \end{aligned}$$

2) cible polarisée transversalement et faisceau non polarisé :

$$\frac{d\sigma}{dt} \left(0, \uparrow \right) = \frac{1}{K^2} \cdot \frac{1}{2s_a+1} \cdot \sum_{\lambda_a, \lambda_c, \lambda_d} |\langle \lambda_c \lambda_d | M | \lambda_a \uparrow \rangle|^2$$

en substituant l'expression (A 1.3), on a :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} \left(0, \uparrow \right) &= \frac{1}{4K^2} \cdot \sum_{\lambda_a, \lambda_c, \lambda_d} |\langle \lambda_c \lambda_d | M | \lambda_a - \rangle + \pm i \langle \lambda_c \lambda_d | M | \lambda_a + \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{4K^2} \cdot \sum_{\lambda_c, \lambda_d} \left\{ |\langle \lambda_c \lambda_d | M | ++ \rangle|^2 + |\langle \lambda_c \lambda_d | M | -- \rangle|^2 + |\langle \lambda_c \lambda_d | M | +- \rangle|^2 \right. \\ &\quad + |\langle \lambda_c \lambda_d | M | -+ \rangle|^2 + 2 \operatorname{Im} \left[\langle \lambda_c \lambda_d | M | ++ \rangle \cdot \langle \lambda_c \lambda_d | M | +- \rangle^* + \langle \lambda_c \lambda_d | M | -+ \rangle \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \langle \lambda_c \lambda_d | M | -- \rangle^* \right] \right\} \\ \text{soit } \frac{d\sigma}{dt} \left(0, \uparrow \right) &= \frac{d\sigma}{dt} \left(0, 0 \right) \pm \frac{1}{K^2} \cdot \operatorname{Im} \left[(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)^* \cdot \phi_5 \right] \quad (\text{A 1.4}) \end{aligned}$$

Le paramètre "standard" P_0 de polarisation (asymétrie gauche droite sur une cible polarisée transversalement) est donné par :

$$P_0 = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(0, \uparrow) - \frac{d\sigma}{dt}(0, \downarrow)}{\frac{d\sigma}{dt}(0, \uparrow) + \frac{d\sigma}{dt}(0, \downarrow)} \quad (A 1.5)$$

en substituant l'équation (A 1.4) dans (A 1.5), on obtient l'expression familière pour P_0 , soit :

$$P_0 = \frac{2 \operatorname{Im} \left[(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)^* \cdot \phi_5 \right]}{|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 + 4 |\phi_5|^2}$$

$$\text{où encore } P_0 \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{K^2} \cdot \operatorname{Im} \left[(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)^* \cdot \phi_5 \right]$$

APPENDICE II

REALISATION D'UN COMPTEUR CERENKOV

A SEUIL DE HAUTE RESOLUTION

A. Introduction

Les particules diffusées sont identifiées par deux compteurs Cerenkov à seuil C_1 et C_2 en forme de tronc de cône (cf. Fig. 4) et couvrant un domaine en transfert typiquement de 2 (GeV/c)^2 . Ces deux compteurs sont utilisés pour signer les pions et les protons. Nous avons vu que le bruit de fond, pour les grands transferts, était composé essentiellement de protons inélastiques (cf. chapitre 4.4).

Dans cette section, nous décrivons un compteur Cerenkov à seuil de 6.5 m de longueur à radiateur à gaz, permettant de rejeter les protons inélastiques. Le compteur doit assurer une bonne efficacité de détection pour tout l'espace de phase des particules que ce détecteur acceptera. Les compteurs Cerenkov à seuil sont faciles à réaliser et à tester; ils permettent aussi d'analyser des particules dont la divergence par rapport à l'axe du compteur est grande (par rapport à un compteur différentiel qui est très directionnel), de plus peu de matière est introduite sur la trajectoire de la particule. Ce type de détecteur s'intègre facilement dans le déclenchement électronique rapide de l'expérience.

1. Rappel des formules de base

Quand une particule chargée traverse un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse β supérieure à celle de la lumière dans

le milieu, elle émet de la lumière Cerenkov sur un cône de demi-angle au sommet θ avec :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n} \quad (A \ 2.1)$$

La condition $|\cos \theta| \leq 1$ entraîne l'existence d'un seuil d'émission $\beta_S = \frac{1}{n}$.

Le domaine spectral de la lumière Cerenkov s'étend, pour les milieux usuels, de l'ultraviolet proche à l'infrarouge proche.

Le nombre de photons émis dans un radiateur de longueur L dans la théorie de Tamm-Frank ⁽⁴¹⁾ est exprimé par :

$$N_Y = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot L \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2} \right) \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (A \ 2.2)$$

où α : constante de structure fine ($\sim \frac{1}{137}$)

$Z \cdot e$ est la charge de la particule

λ_1 et λ_2 définissent les limites du spectre imposées par la dispersion du milieu, on supposera que dans ce domaine, on peut remplacer n par $\langle n \rangle$.

Le nombre de photoélectrons N_e produits dans le phototube est donné par la relation :

$$N_e = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot \sin^2 \theta \cdot L \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\epsilon(\lambda) \cdot T(\lambda)}{\lambda^2} \cdot d\lambda \quad (A \ 2.3)$$

avec $\epsilon(\lambda)$ et $T(\lambda)$ désignent respectivement l'efficacité de conversion sur la photocathode du P.M. et le facteur de transmission de l'optique. $T(\lambda)$ doit tenir compte essentiellement des pertes par absorption et par réflexion sur le miroir.

L'intégration de l'équation (A 2.3) entre λ_1 et λ_2 fournit le nombre total de photoélectrons collectés par le photomultiplicateur, soit :

$$N_e = A.L.\sin^2 \theta \quad (A\ 2.4)$$

où A dépend des caractéristiques de la photocathode du P.M. et de l'optique de transmission du compteur. La valeur du paramètre A a été mesurée expérimentalement pour plusieurs types de photomultiplicateur ⁽⁴²⁾. Des valeurs typiques de A sont comprises entre 100 et 150 cm⁻¹ pour les tubes comprenant une photocathode bialcaline; pour les tubes à enveloppe de verre, A est compris entre 40 et 60 cm⁻¹.

2. Description du compteur

La figure 38 permet de distinguer les diverses parties du compteur qui comprend cinq blocs en forme de tronc de cône. Chaque élément est peint en noir pour absorber la lumière provenant de la scintillation dans le gaz et la lumière Cerenkov produite par des électrons. Le compteur est terminé par des fenêtres en titane (ce matériel offre moins de matière pour des caractéristiques mécaniques comparables), diamètre 350 mm, épaisseur .5 mm à l'entrée et de 5 mm à la sortie, diamètre 890 mm. Le radiateur du compteur est du gaz comprimé (Azote), domaine de pression 0 - 10 at, ce qui permet, par un changement de pression, d'adapter l'indice de réfraction à l'impulsion des protons. Le facteur de transmission de l'azote, pour des longueurs d'ondes comprises entre 187 et 800 nm, est voisin de 1 ⁽⁴³⁾. Le cône de lumière est focalisé, par un miroir sphérique incliné de rayon de courbure 1200 mm, sur un seul photomultiplicateur. Celui-ci de type EMI 9820 QB est sensible à la lumière entre 180 et 500 nm. Le choix du meilleur photomultiplicateur est un problème important pour la détection des particules chargées relativistes, à cause du peu de lumière émise. On a choisi un tube à photocathode du type bialcaline ($K\ C_s\ S_b$), l'efficacité quantique est supérieure à celles des photocathodes du type monoalcalin, spécialement pour la composante ultraviolette du spectre de la lumière Cerenkov. En effet, numériquement il y a quatre fois plus de photons dans la bande

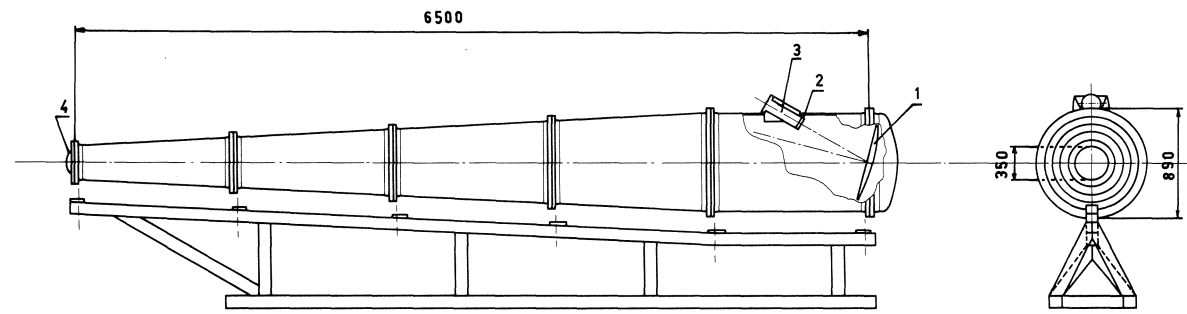


Fig.38 Vue générale du compteur : 1-miroir sphérique, 2-fenêtre de quartz, 3-photomultiplicateur
4-fenêtre de titane

100 à 300 nm (région UV) que celle produite entre 300 et 600 nm (domaine visible). Enfin la surface du miroir a été explorée par faisceau laser pour déceler ses éventuels défauts et déterminer la taille de l'image dans des conditions voisines de celles d'utilisation. Le test montre une qualité optique satisfaisante pour la région utilisable du miroir, des aberrations non négligeables apparaissant proche du bord. Un traitement par vaporisation thermique de l'aluminium associé à des couches métalliques a permis d'améliorer le facteur de réflexion dans la région ultraviolette.

3. Optimisation des paramètres du compteur

L'optimisation du compteur a été faite pour un faisceau de protons de 24 GeV/c avec divergence angulaire (cf. 2.1.1.). Les paramètres de l'optique ont été choisis à partir d'un processus de simulation décrit plus loin. Le calcul par Monte-Carlo consiste à déterminer l'inclinaison du P.M. sur l'axe du Cerenkov, la position du foyer ou distance du P.M. au miroir, pour rendre minimum les dimensions de l'image au niveau de la photocathode du photomultiplicateur. Les caractéristiques du faisceau, les coordonnées et la direction de la trajectoire dans le plan d'entrée du compteur sont déterminés. L'émission des photons, répartis uniformément le long de la trajectoire, est également simulée par une loi de Poisson, chaque photon engendré est suivi le long de son déplacement dans l'optique du compteur; pour chaque proton l'efficacité de collection optique est déterminée en supposant un miroir parfait. La figure 39 permet de choisir les paramètres optimums pour la position du photomultiplicateur et de l'inclinaison de ce dernier par rapport à l'axe du Cerenkov. La figure 40 montre l'allure de la tache dans le plan de la photocathode pour une pression typique de 3.5 at absolu, correspondant à un angle Cerenkov de 22 mrad, et l'efficacité de collection optique du compteur, sachant que le rayon de la photocathode est de 23 mm.

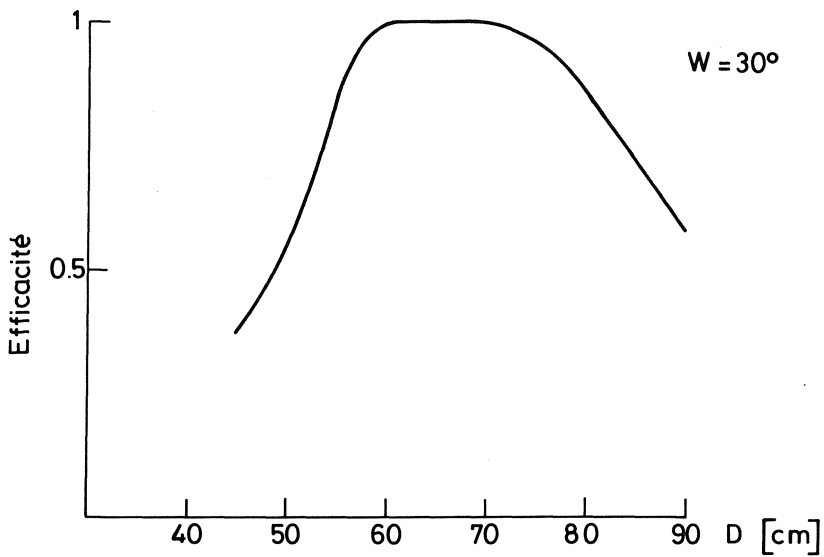
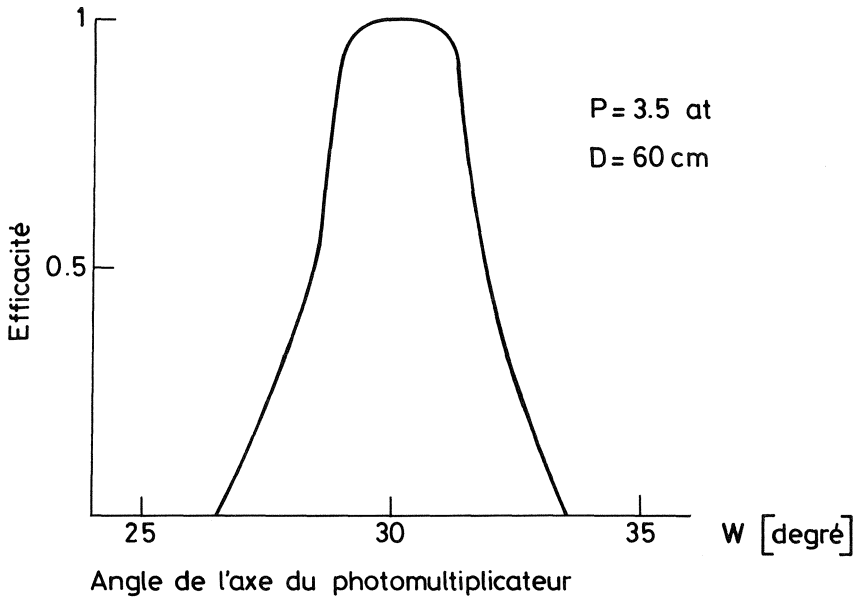


FIG.39 Distance du photomultiplicateur au miroir

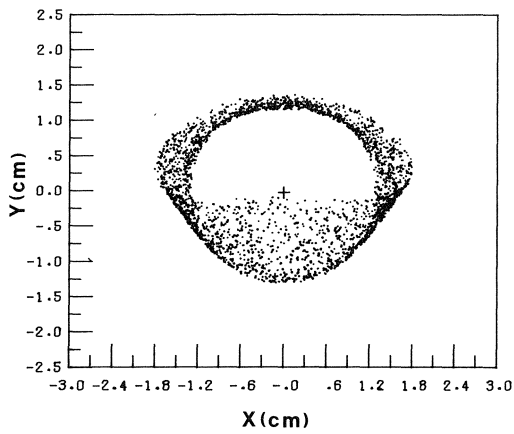
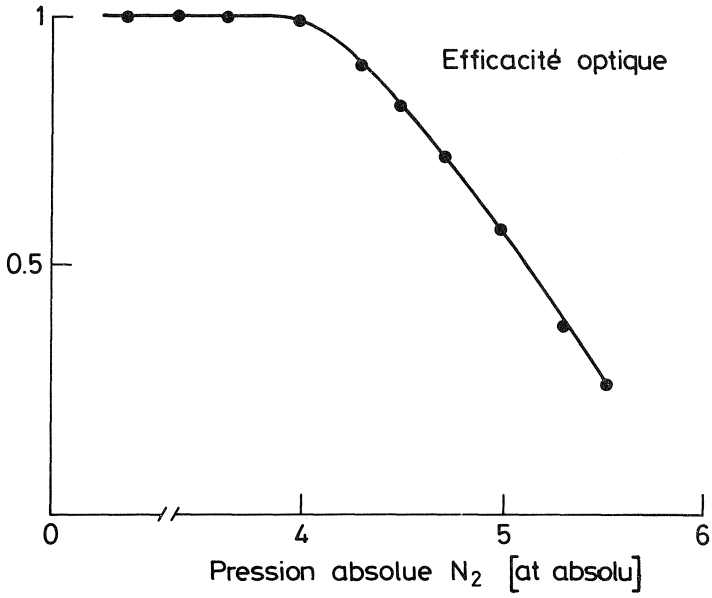


Fig.40 Distribution des photons au niveau de la photocathode
rayon photocathode $r=23\text{mm}$, $P=3.5\text{ at}$, $\theta_{\gamma} = 22\text{ mrad}$

4. Résolution du compteur

De la formule (A 2.3) en développant le terme $\sin^2 \theta = 1 - \frac{1}{(n\beta)^2}$ pour $n\beta \approx 1$, on trouve :

$$N_e = 4 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot L \cdot (n\beta - 1) \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\epsilon(\lambda) \cdot T(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda = 2 \cdot A \cdot L \cdot (n\beta - 1)$$

Pour une pression du gaz donnée, ($n = \text{cte}$) la variation de N_e due à la variation de la vitesse β est donnée par la formule :

$$\Delta N_e = 2 \cdot A \cdot L \cdot n \cdot \Delta \beta$$

En supposant que la chaîne électronique associée au photomultiplicateur est sensible à une différence d'un seul photoélectron avec une efficacité de 100 %, on obtiendrait alors une résolution $\Delta \beta$ en posant $\Delta N_e = 1$:

$$\text{D'où } \Delta \beta = \frac{1}{2 \cdot A \cdot L \cdot n} \quad (\text{A 2.5})$$

Par exemple pour notre compteur de longueur $L = 6.5 \text{ m}$, $\lambda_1 = 250 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 500 \text{ nm}$, en prenant $\langle \epsilon(\lambda) \rangle = .2$ et $\langle T(\lambda) \rangle = .5$, on obtient pour la valeur caractéristique de $A = 92 \left(\frac{1}{\text{cm}} \right)$ et la résolution $\Delta \beta = 10^{-5}$.

5. Seuil de déclenchement électronique

Calculons la probabilité de détecter une impulsion lors du passage d'une particule, sachant que l'on a $\bar{N}$ photons, q d'efficacité et X_0 , le nombre minimal de photoélectrons nécessaire pour produire une impulsion qui franchit le seuil de détection du compteur.

Supposons que les photons émis par la lumière Cerenkov suivent

une loi de Poisson de moyenne $\bar{N}$, la probabilité d'avoir N photons est alors :

$$P_1(N) = e^{-\bar{N}} \cdot \frac{\bar{N}^N}{N!}$$

Au niveau de la photocathode, la probabilité que dans un échantillon de N photons on obtienne X photoélectrons est donnée par la loi binômiale :

$$P_2(N, X) = \frac{N!}{X! (N-X)!} \cdot q^X \cdot (1-q)^{N-X}$$

probabilité d'avoir au moins un électron :

$$P_2(N, X > 0) = 1 - P_2(N, X = 0) = 1 - (1-q)^N$$

La probabilité de ne pas enregistrer d'impulsion lors du passage d'une particule est, pour N photons :

$$\begin{aligned} P(N, X < X_0) &= P_1(N) \cdot \left\{ P_2(N, X = 0) + P_2(N, X = 1) + \dots + \right. \\ &\quad \left. + P_2(N, X = X_0 - 1) \right\} \\ &= P_1(N) \cdot \left\{ (1-q)^N + \frac{N!}{(N-1)!} \cdot q \cdot (1-q)^{N-1} + \frac{N!}{2!(N-2)!} \cdot q^2 (1-q)^{N-2} \right. \\ &\quad \left. + \dots + \frac{N!}{(X_0-1)! (N-(X_0-1))!} \cdot q^{X_0-1} \cdot (1-q)^{N-(X_0-1)} \right\} \end{aligned}$$

c'est-à-dire, en sommant sur N

$$\begin{aligned} P &= \sum_{N=0}^{\infty} P_1(N) \cdot P_2(N, X = 0) + \sum_{N=1}^{\infty} P_1(N) \cdot P_2(N, X = 1) + \dots + \\ &\quad + \sum_{N=X_0-1}^{\infty} P_1(N) \cdot P_2(N, X = X_0-1) \end{aligned}$$

soit

$$P = e^{-q \cdot \bar{N}} \left(1 + q \cdot \bar{N} + \frac{(q \cdot \bar{N})^2}{2!} + \dots + \frac{(q \cdot \bar{N})^{(X_0-1)}}{(X_0-1)!} \right)$$

L'efficacité ϵ du compteur est égale à $1 - P$.

Posons $\bar{n} = q \cdot \bar{N}$ le nombre de photoélectrons.

$$\text{Alors } \epsilon = 1 - e^{-\bar{n}} \cdot \left(1 + \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{2!} + \dots + \frac{\bar{n}^{X_0-1}}{(X_0-1)!} \right) \quad (\text{A } 2.6)$$

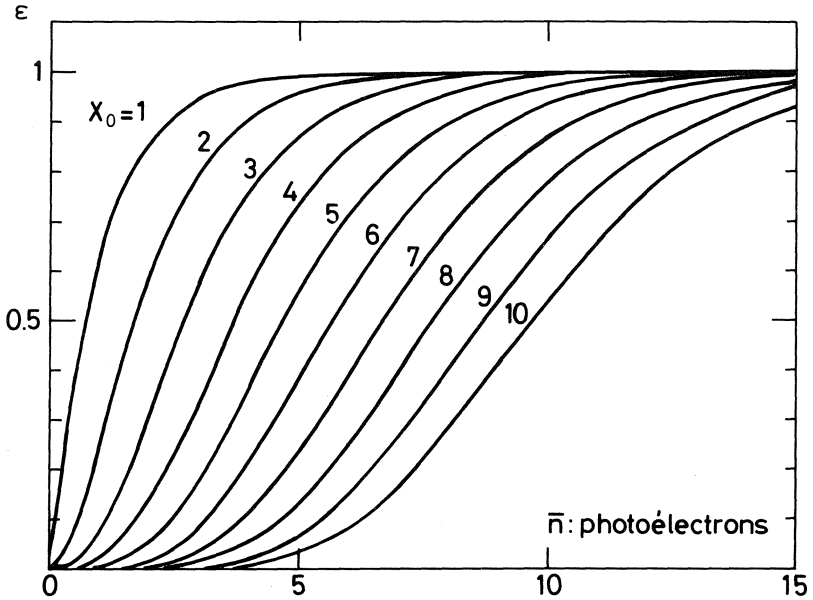
La figure 41 représente ϵ en fonction de $\bar{n}$. On constate que pour $X_0 = 2$, l'efficacité est supérieure à 99 % pour 10 photoélectrons; on remarquera que la pente est une caractéristique du seuil électronique.

B. Etude expérimentale du compteur

1. Efficacité mesurée dans un faisceau de protons de 24 GeV/c

En cours d'expérience, nous avons mesuré l'efficacité du compteur C_2 en le plaçant sur le faisceau de protons de 24 GeV/c sans cible. L'intensité réduite du faisceau s'élevait à 10^6 protons par cycle. Le faisceau est défini géométriquement par un télescope comprenant 3 compteurs à scintillation S_1, S_2, S_3 (cf. Fig. 4). La courbe de seuil est présentée sur la figure 42a où la valeur ϵ est définie par le rapport $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot C_2 / S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$. L'interprétation de cette courbe n'est pas triviale; dans les paragraphes qui suivent, nous tenterons de dégager les paramètres qui la caractérisent. De même est présentée l'efficacité du compteur (Fig. 42b) par rapport à la distance entre les axes du faisceau et celui du Cerenkov. A la limite de l'ouverture du compteur, l'efficacité atteint encore 95 %. Notons que l'acceptance définie par l'expérience restreint l'ouverture de la fenêtre d'entrée du Cerenkov à ± 5 cm environ qui correspond à 98.5 % d'efficacité sur les bords.

Expérimentalement, le pouvoir de résolution δ est défini par

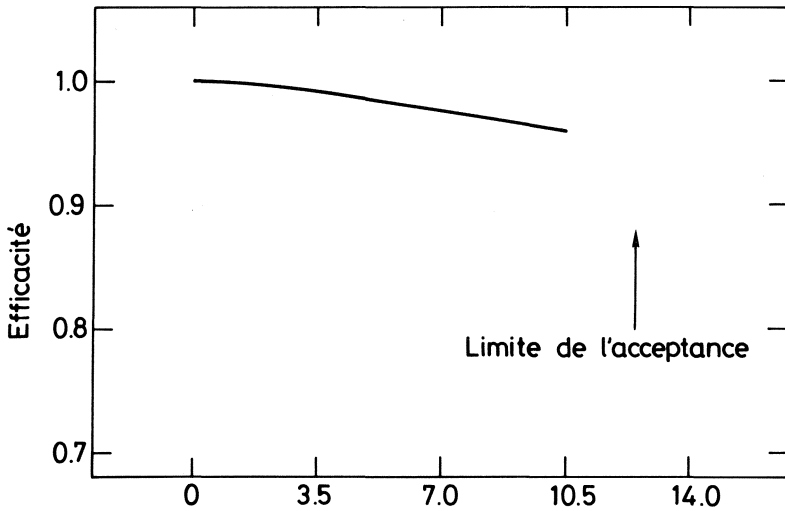
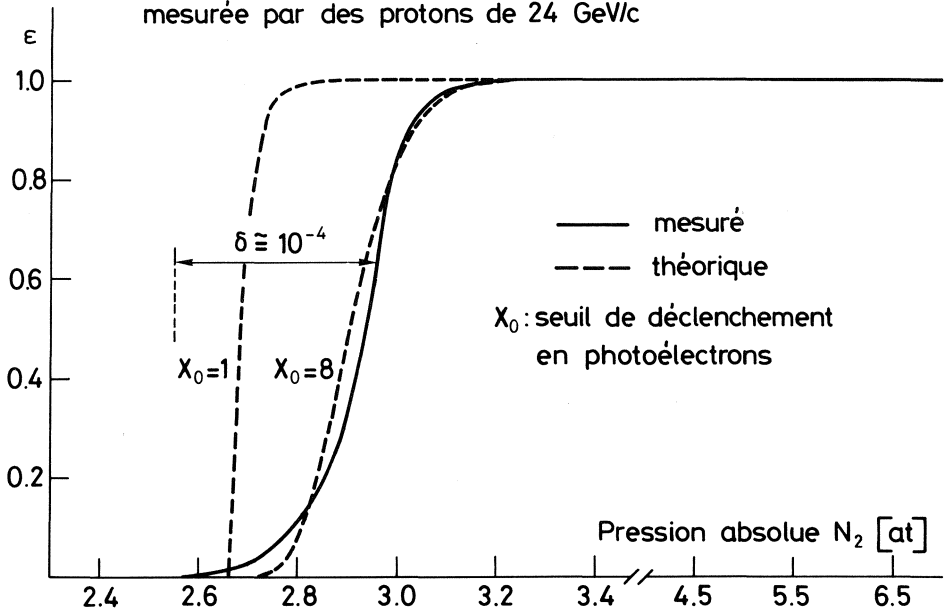


Efficacité du compteur Čerenkov en fonction du nombre de photoélectrons $\bar{n}$ pour un seuil de déclenchement correspondant à X_0 photoélectrons.

FIG. 41

a) Courbe d'efficacité ϵ du compteur $\check{C}$ à seuil

mesurée par des protons de 24 GeV/c



b) Distance du faisceau à l'axe du $\check{C}_2$ (cm)

FIG. 42

la distance exprimée en unité de β du seuil à 63 % d'efficacité (Fig. 42a); cette valeur se mesure en atmosphère. Au seuil, aucun photon n'est émis, (A 2.1) s'écrit alors $\beta_0 = \frac{1}{n_0}$. Pour une pression p , $\beta_1 = \frac{1}{n_1 \cdot \cos \theta_1}$ d'où :

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_0 = \frac{n_0 - n_1}{n_1 \cdot n_0 \cdot \cos \theta_1} \approx \Delta n$$

$$\text{alors } \delta = \Delta\beta \approx \Delta n = \alpha_0 \cdot \Delta p \approx 10^{-4}$$

avec $\alpha_0^{(44)} = 287.10^{-6}/\text{at}$ correspond à l'indice de réfraction de l'azote à 1 atmosphère et 20°C.

Il y a une différence importante, un facteur 10 entre la résolution mesurée et estimée (§ A 4). Nous allons montrer que cet écart provient essentiellement du seuil de la chaîne électronique associée au photomultiplicateur. On a reporté sur la figure 42a, les courbes théoriques correspondant à un seuil de $X_0 = 1$ et $X_0 = 8$ photoélectrons respectivement. Il est alors évident que la résolution estimée, appliquée pour une variation unité du nombre de photoélectron, ne correspond pas à la valeur mesurée. On trouve que pour un seuil électronique $X_0 = 8$ photoélectrons, on reproduit assez bien la courbe d'efficacité à partir de la relation (A 2.6) en particulier la pente est correcte. Le seuil voisin de 8 photoélectrons est justifié par la mesure du nombre d'électrons atteignant la première dynode en fonction de la pression. En effet, Prescott ⁽⁴⁷⁾ a développé un modèle statistique qui permet d'obtenir la représentation analytique de la distribution des amplitudes de sortie. Les propriétés de cette fonction sont les suivantes : valeur moyenne de l'amplitude $V = \bar{n} \cdot a$ et la variance $\sigma^2 = 2 \cdot \bar{n} \cdot a^2$ où $\bar{n}$ représente le nombre moyen d'électrons atteignant la première dynode, a le gain du photomultiplicateur; expérimentalement, du spectre d'amplitude on déduit V et σ . Le rapport $\frac{V^2}{\sigma^2}$ donne directement la valeur de $\bar{n}$, à un facteur 2 près, indépendamment du gain du photomultiplicateur. On a reporté sur la figure 43a les valeurs obtenues pour

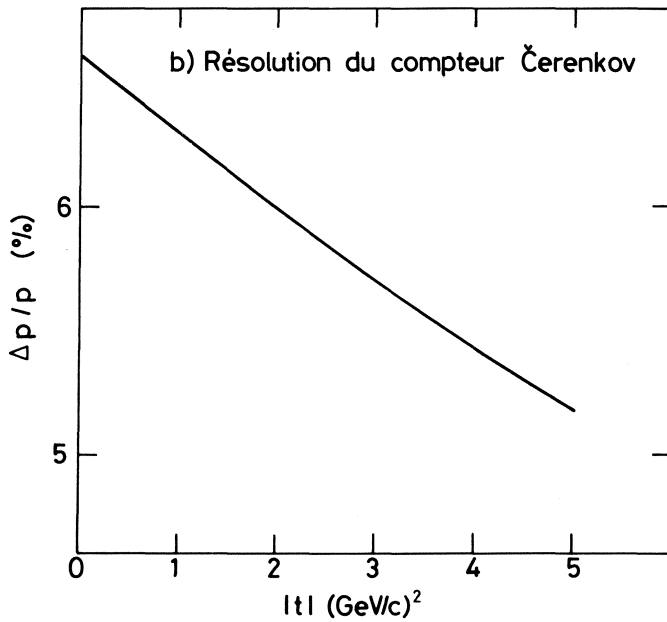
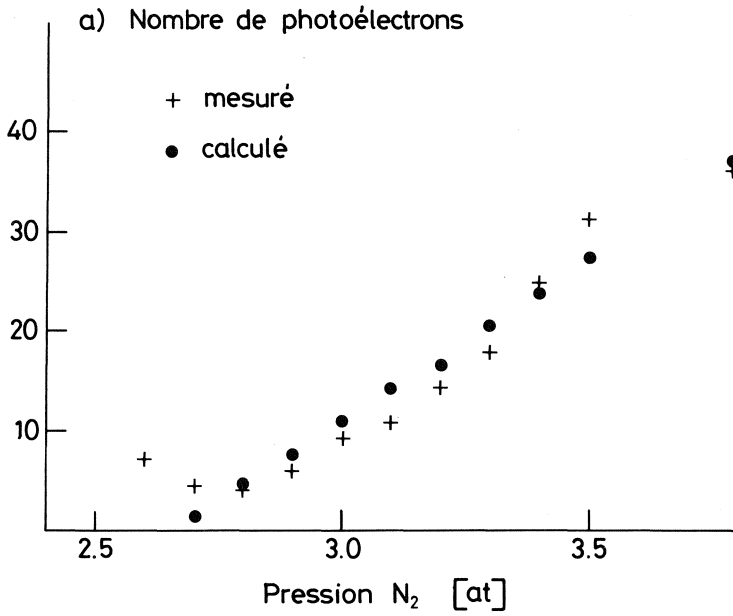


FIG.43

$\bar{n}$ et celles calculées à partir de la relation (A 2.4). L'accord est satisfaisant, alors que pour des valeurs de $\bar{n} \leq 5$, la différence est plus nette. Enfin, le calcul de la résolution donné par l'équation (A 2.5) appliqué pour un seuil de huit photoélectrons donne $\delta = 8.10^{-5}$, valeur qui est compatible à celle mesurée de 10^{-4} . La courbe, donnant le pouvoir de résolution en impulsion connaissant $\frac{\Delta\beta}{\beta}$, soit $\frac{\Delta p}{p}$ en fonction du transfert t , est présentée sur la figure 43b, avec :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p^2 + m_0^2}{m_0^2} \cdot \frac{\Delta\beta}{\beta}$$

La courbe de seuil présente une queue en-dessous de 2.66 at, seuil de l'émission Cerenkov, qui introduit d'autre part une incertitude sur la détermination du pouvoir de résolution. Dans ce qui suit, nous allons estimer les éventuelles sources de cette contamination.

La contamination des pions dans le faisceau est complètement négligeable, étant donné que l'acceptance en impulsion du faisceau est de .6 % autour de 24 GeV/c.

Le type du radiateur choisi est fluorescent, ce qui peut être un handicap surtout pour un compteur à seuil où des particules en-dessous du seuil peuvent être enregistrées par luminescence. La lumière émise par l'azote est environ 100 fois supérieure à celle d'autre gaz. J. Birks ⁽⁴⁵⁾ estime que pour l'azote à 1 atmosphère, le nombre de photons de scintillation par MeV cédé dans le radiateur est de l'ordre de 185. Dans notre cas, pour une pression de 1 at, on estime que l'angle solide du système optique limite à 1.8 photons frappant la photocathode, ce qui est complètement négligeable.

2. Détection par rayon delta

La principale contamination en particules chargées qui déclenchent le compteur sont les électrons par l'intermédiaire des rayons δ . Une

étude de la production de ces rayons permet de déterminer la probabilité d'observer un proton par rayon δ ⁽⁴⁶⁾ dans une région de pression au-dessous du seuil.

Un rayon delta émis par une particule de masse m et d'impulsion p ne peut prendre une énergie cinétique supérieure à la valeur ⁽⁴⁶⁾:

$$T_{\max} \approx 2 m_e \cdot c^2 \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \quad \text{avec } \beta = \frac{v}{c}$$

où v est la vitesse de la particule primaire et m_e la masse de l'électron. On constate que pour des protons de 24 GeV/c, l'énergie cinétique maximum de l'électron éjecté vaut 669 MeV.

Le nombre de rayons delta d'énergie comprise entre T et $T + dT$ ($T < T_{\max}$) produit par un proton d'énergie E dans 1 g/cm^2 d'un milieu s'exprime par :

$$N(E, T) \cdot dT = D \cdot \frac{Z}{A} \cdot (1-\beta^2 \cdot \frac{T}{T_{\max}}) \cdot \frac{dT}{T^2} \quad (\text{A } 2.7)$$

où $D = 2 \cdot \pi \cdot N_0 \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 = .1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$.

N_0 est le nombre d'Avogadro et r_e le rayon classique de l'électron. Pour obtenir la probabilité P d'avoir un rayon δ qui déclenche le Cerenkov, il suffit d'intégrer l'expression (A 2.7) entre $T_{\min}$ et $T_{\max}$, où $T_{\min}$ est l'énergie du seuil d'un électron pour produire l'effet Cerenkov :

$$T_{\min} = m_e c^2 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{1}{(1 + \alpha_0 \cdot p)^2 - 1}} - 1 \right)$$

p étant la pression du gaz, d'où

$$P = \rho \cdot L \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} N(E, T) \cdot dT = \rho \cdot L \cdot D \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left(\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} \cdot T_{\min}} - \frac{\beta^2}{T_{\max}} \cdot \ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right)$$

Pour une pression de 2.6 at, $T_{\min} = 12.7$ MeV la probabilité pour un proton d'impulsion 24 GeV/c de produire un rayon δ est de 1 %. Cette contamination n'est pas suffisante pour expliquer la queue en-dessous du seuil Cerenkov.

3. Etude de l'amplitude des signaux

Nous avons mesuré l'amplitude du signal délivré par le compteur Cerenkov en fonction de la pression pour une impulsion de 24 GeV/c (Fig. 44). La courbe en pointillé représente le résultat d'un calcul fait à l'aide d'un programme Monte-Carlo pour calculer le spectre en amplitude. Cette courbe est consistante avec la mesure expérimentale. Essentiellement on reproduit la position du maximum, le plateau pour lequel l'augmentation du nombre de photons est compensée par la chute de l'efficacité optique au-delà de 4 at. Dans le calcul, chaque photon atteignant la photocathode est affecté d'un poids correspondant à la distribution de l'efficacité quantique.

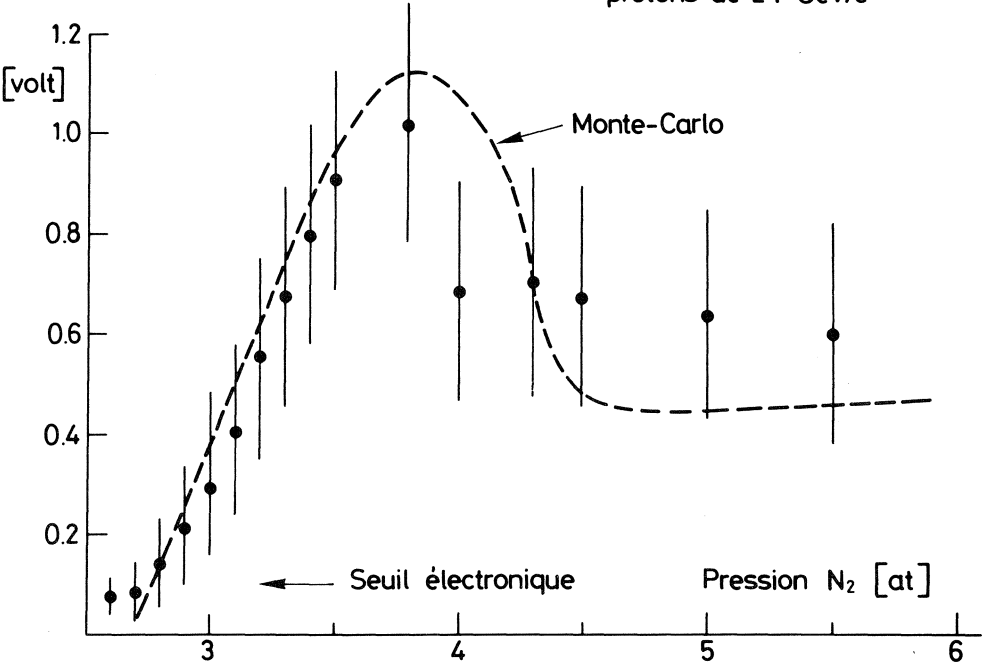
C. Comportement dans l'expérience

1. Efficacité du compteur par l'analyse des données

On mesure l'efficacité du Cerenkov par l'analyse des événements (raw data) quand celui-ci ne participe pas au signal de déclenchement général. On impose que chaque événement doit satisfaire les coupures définissant un événement élastique (proton). L'efficacité étant obtenue par le rapport :

$$\epsilon = \frac{(\text{événement dans les coupures}) \times \text{signal Cerenkov}}{\text{événements dans les coupures}}$$

Amplitude moyenne des impulsions mesurée avec des
protons de 24 GeV/c



Spectre en amplitude du compteur Č₂

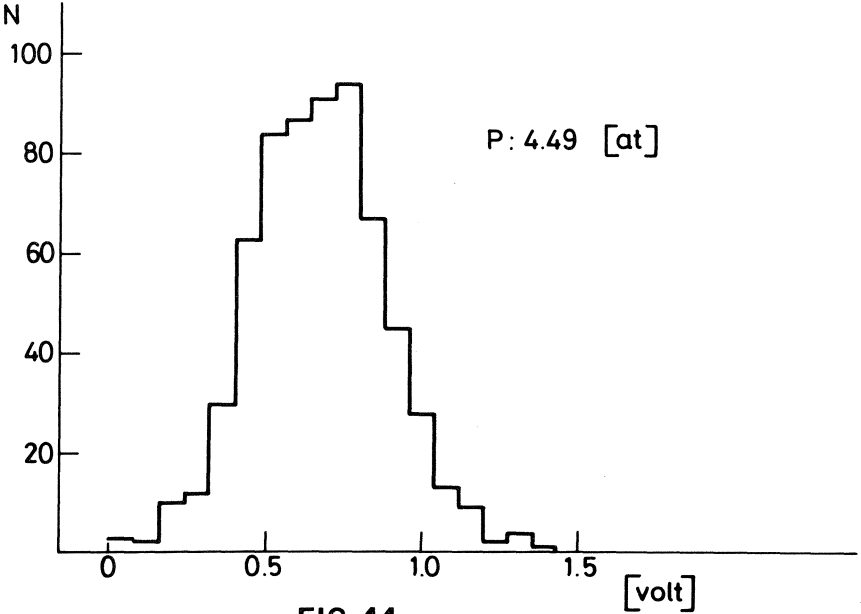


FIG.44

On trouve ϵ voisin de 99 %. Sachant que huit photoélectrons suffisent à déclencher le circuit électronique, l'efficacité du compteur correspond alors à une moyenne de 16 photoélectrons.

2. Effet du Cerenkov dans le signal de déclenchement

Au cours de l'expérience p-p élastique, nous avons consacré une partie de l'acquisition des données pour étudier spécialement l'utilité du compteur Cerenkov C_2 . Nous examinons les histogrammes de corrélation angulaire en ajoutant la condition de coïncidence pour le compteur dans le programme d'analyse.

La figure 45 montre les histogrammes de corrélation angulaire normalisés par le moniteur externe $M_{135} + M_{246}$, obtenus après une sélection des événements suivant des bandes en transfert. Le fait d'introduire C_2 dans la logique de déclenchement réduit le taux de ce signal d'un facteur 4, dans le bruit de fond; par contre le nombre de bons événements élastiques est inchangé. Par conséquent le rapport signal sur bruit de fond s'améliore d'un facteur 4 grâce à l'utilisation de ce compteur et le pic correspondant aux événements élastiques apparaît clairement.

3. Mise en évidence du mode différentiel

La figure 46 représente l'amplitude des signaux du compteur Cerenkov pour les événements satisfaisant les contraintes élastiques pour la position V, la pression étant fixe. Cette figure fait apparaître que les protons, qui ont déclenché le compteur, donnent des amplitudes dont la moyenne diminue lorsque le transfert croît, conformément aux prédictions :

Si $|t| \nearrow$, alors $\theta_c \searrow$ et l'intensité $\sim \sin^2 \theta_c$ décroît.
Mentionnons que Prokoshkin (48) a étudié le comportement d'un compteur

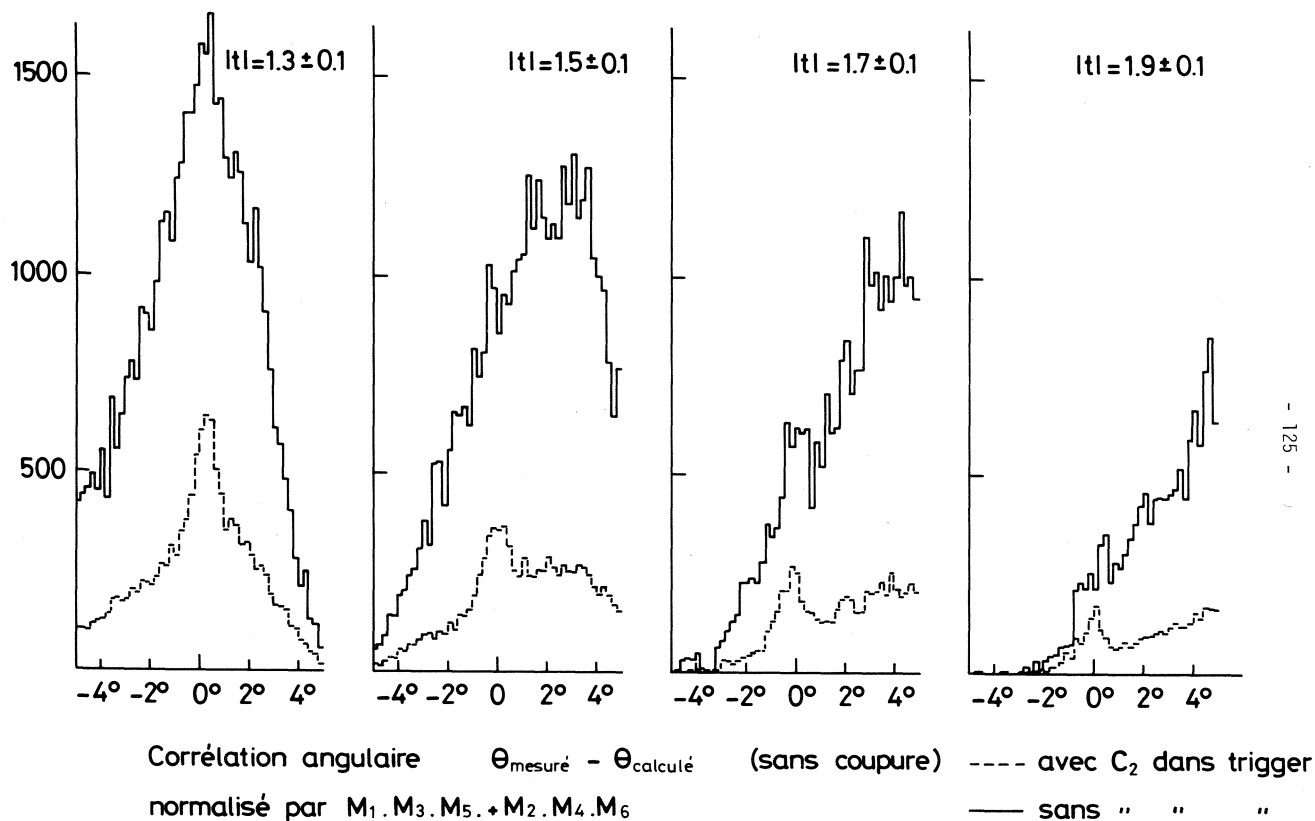
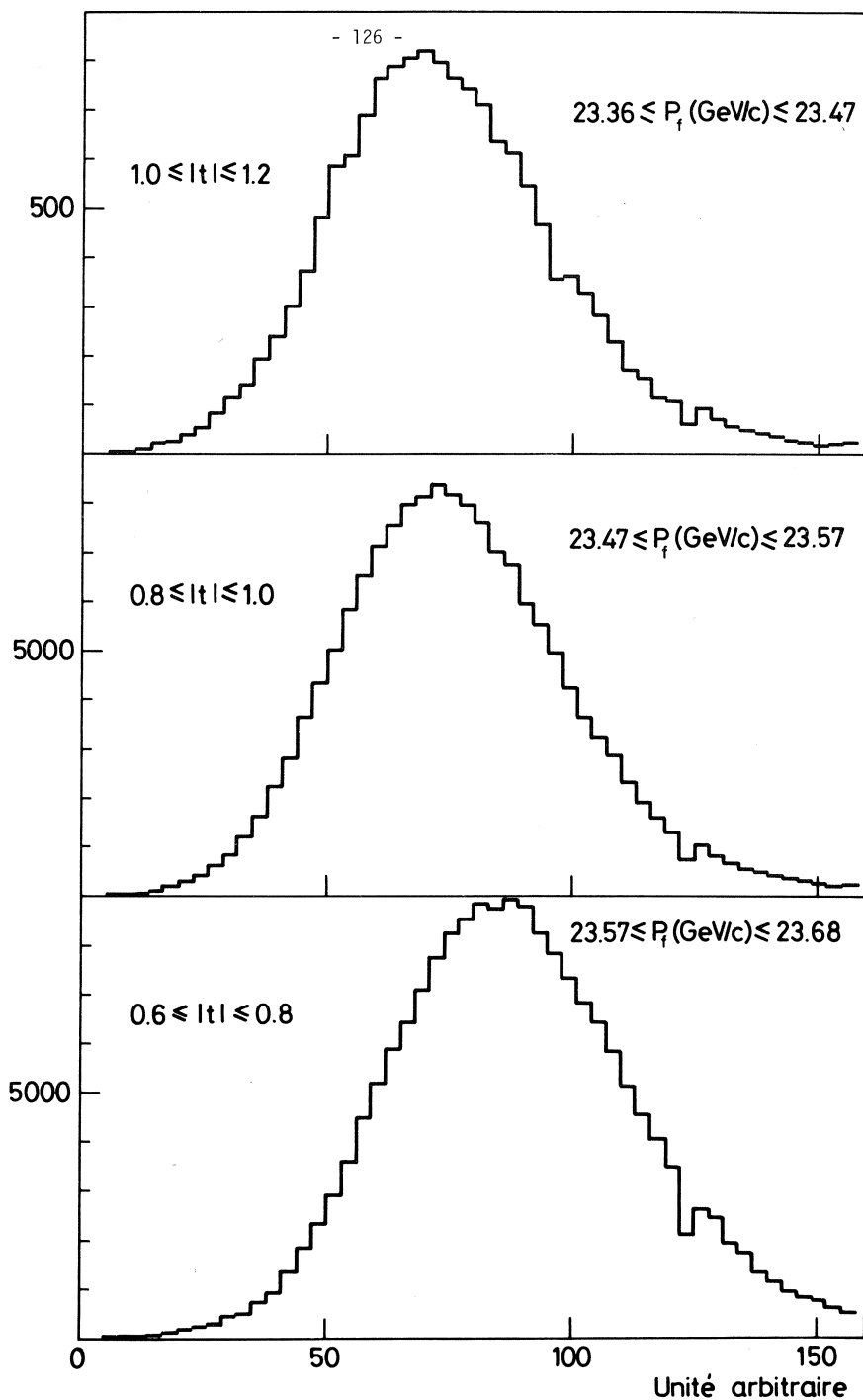


FIG. 45

FIG.46 Distribution en amplitude du compteur Čerenkov en fonction du moment de transfert



différentiel à seuil dans lequel les impulsions de sortie d'un photomultiplicateur sont discriminées à bas niveau et seules sont enregistrées les impulsions correspondant à l'expulsion d'un petit nombre de photo-électrons de la photocathode, c'est-à-dire dont l'amplitude est inférieure à un niveau de discrimination a_0 donné. Il ressort que si on introduit un niveau de discrimination a_0 qui s'approche du seuil, le compteur Cerenkov à seuil acquiert les propriétés d'un compteur différentiel. Cette méthode permet de détecter les particules lourdes noyées dans un flux important de particules légères. Quand on augmente la pression du gaz on voit successivement les spectres de π , K, p, ... et en choisissant convenablement a_0 et la pression, on peut ne compter que les π , K ou p séparément; malheureusement nous n'avons pas eu le temps de faire ces essais.

4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons décrit un compteur Cerenkov à seuil destiné à une expérience de diffusion élastique p-p à 24 GeV/c dans le cadre de la collaboration CERN-ORSAY-OXFORD. Ce compteur à gaz était destiné à identifier les événements vers l'avant dans l'expérience de polarisation.

Les paramètres géométriques du compteur ont été optimisés par un programme Monte-Carlo permettant d'estimer le taux de collection de la lumière Cerenkov.

L'efficacité du compteur mesurée dans le faisceau est supérieure à 99 %, ce qui confirme la valeur obtenue par le calcul de Monte-Carlo, son pouvoir de résolution étant de 10^{-4} pour nos conditions d'utilisation. Le taux de réjection des événements par le compteur Cerenkov est de l'ordre de 4; avec les contraintes des coupures cinématiques (coplanarité, etc ...) nous avons pu ainsi étudier la polarisation jusqu'à $t = -5 \text{ (GeV/c)}^2$ et ceci en présence d'un bruit de fond très important

dans la région des grands transferts.

Tous les essais faits sur le compteur Cerenkov ont montré un fonctionnement conforme aux espérances mises dans sa construction.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier le Dr. L. Dick pour m'avoir accueilli dans son laboratoire au CERN et m'avoir permis d'effectuer cette étude.

Ma gratitude va aussi à Monsieur le Professeur C. Joseph qui a accepté que je présente ma thèse à la Faculté des Sciences de l'Université de Lausanne et pour la confiance qu'il m'a témoignée.

Cet ouvrage est le résultat d'un travail en équipe; je remercie tout particulièrement les membres des différents groupes CERN, ORSAY, OXFORD qui ont collaboré à cette expérience: D. Crabb, A. Gonidec, K. Kuroda, P. Keyberd, A. Michalowicz, D. Perret-Gallix, L.C. Salmon et M. Werlen ainsi qu'à tous les membres du groupe CERN des cibles polarisées, et aux techniciens des groupes du CERN et d'ORSAY qui ont réalisé l'appareillage expérimental.

REFERENCES

- (1) Proposal to investigate spin-dependent effects in high-energy proton-proton interactions at RHEL and CERN PHI/COM-72/20.
- (2) Addendum to proposal PHI/COM-72/20, PHI/COM-74/14.
- (3) J.C. Olivier, CERN Rapport interne NP 71-18.
- (4) J.L. Stone, UMHE 77-23.
- (5) C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. 159, 1138 (1967).
- (6) J.V. Allaby et al., Phys. Lett. 28 B, 67 (1968).
- (7) R.C. Kammerud et al., Phys. Rev. D 4, 1309 (1971).
- (8) C.K. Chen, ANL-HEP-CP-77-46.
- (9) A.D. Krisch, UM HE 76-38 et UM HE 78-7.
- (10) C.K. Chen, ANL-HEP-PR-77-76.
- (11) M. Borghini, Nucl. Instr. Meth. 72, 45 (1969) et rapport CERN 68-32.
- (12) M. Borghini et al., Nucl. Instr. Meth. 84, 168 (1970)
CERN-ORSAY-OXFORD collaboration, Nucl. Phys. B 125, 349 (1977).
- (13) V. Chaboud et K. Kuroda, Nucl. Instr. Meth. 125, 119 (1975)
A. Gonidec, CERN rapport interne NP 76-15.
- (14) A. Fridman, CNR/HE 74-6.
- (15) L. van Rossum, communication privée.
- (16) E. Barrelet, LBL-4236.
- (17) M. Antinucci et al., Nuov. Cim. Lett. 6, 121 (1973).
- (18) J. Allaby et al., Nucl. Phys. B 52, 316 (1973).
- (19) T. Del Prete and M. Valdata, Nuov. Cim. 13A, 976 (1973).
- (20) D. G. Crabb et al., Nucl. Phys. B 121, 231 (1977).

- (21) G.W. Abshire et al., Phys. Rev. Lett. 32, 1261 (1974).
- (22) A. Gaidot et al., Phys. Letters 61 B, 103 (1976).
- (23) L.P. Auer et al., Phys. Rev. Lett. 41, 781 (1978).
- (24) G. Fidecaro et al., preprint CERN soumis à phys. Lett. B (1978).
- (25) D.G. Aschman et al., Nucl. Phys. B 125, 349 (1977).
- (26) C. Bourrely et al., preprint Marseille 78/p. 992.
- (27) N. Hoshizaki, Suppl. Progr. Theor. Phys. 42 (1968) 1, 107.
- (28) J. Bystricky et al., DPhPE 76-12.
- (29) M.L. Blackmon et al., Phys. Rev. D 1, 2675 (1970).
A. Capella et al., Nuov. Cim. 63 A, 141 (1969).
- (30) H. Cheng et T.T. Wu, Phys. Rev. Lett. 24, 1456 (1970).
- (31) T. Chou et C.N. Yang, Phys. Rev. 170, 1591 (1968).
- (32) C. Bourrely et al., Nucl. Phys. B 117, 95 (1976).
- (33) M.I. Dzhgarkava et al., preprint Dubna 1977 E2-10971.
- (34) E. Gotsman et U. Maor, Nuov. Cim. Lett. 13, 113 (1975).
- (35) H.R. Gerhold et W. Majerotto, preprint 22025 HEP/May 1978.
- (36) T.Y. Cheng et al., Preprint C00-2009-31 (1972).
- (37) G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. 41, 607 (1978).
- (38) M. Jacob et G.C. Wick, Annals of Physics 7, 404 (1959).
- (39) G.L. Kane et U.P. Sukhatme, Nucl. Phys. B 78, 110 (1974).
- (40) F. Halzen et G. Thomas, Phys. Rev. D 10, 344 (1974)
J. Soffer et W. de Boer, Nucl. Instr. Meth. 136, 331 (1976)
E.L. Berger et al., ANL-HEP-PR-77-86.
- (41) V.P. Zrelov, Cherenkov Radiation in High-energy Physics.
- (42) P. Duteil et al., rapport CERN 68-14
D.D. Yovanovitch et al., Nucl. Instr. Meth. 94, 477 (1971).

- (43) E.L. Garwin et A. Roder, Nucl. Instr. Meth. 93, 593 (1971).
- (44) E.R. Hayes et al., ANL-6916 (1964)
J. Litt et R. Meunier, Annual Rev. of Nucl. Science, vol. 23,
(1973).
- (45) J. Birks, Scintillation counters London, Pergamon Press, 1954.
- (46) B. Rossi, High-energy particles Prentic-Hall 1952.
- (47) J.R. Prescott et P.S. Takhar, I.R.E. Trans. Nucl. Sci., 3,
36 (1962).
- (48) Yu.D. Prokoshkin, preprint Serpukov IHEP 69-7 (1968).

CURRICULUM VITAE

Nom et prénom : ANTILLE Jacques

Date de naissance : 1.5.1949

Origine : Chalais (VS)

Etudes primaires et secondaires à Lausanne.

Formation reçue :

1965 - 1969 Ecole technique supérieure de Genève (section
électrotechnique avec orientation en génie
nucléaire).
Diplôme d'ingénieur technicien.

1969 - 1974 Université de Lausanne, section physique.
Diplôme de physicien.

Expérience pratique :

1974 - 1978 Participation en qualité de boursier au CERN
au programme de recherche de la collaboration
CERN-ORSAY-OXFORD. Expériences de polarisation
à Nimrod (Angleterre) puis au synchrotron à
protons du CERN. Une de ces expériences cons-
titue l'objet du présent travail de thèse.