

Ar

LPC-T 81-01
C₁**JACQUES CHAUVEAU**

**THESE de DOCTORAT D'ETAT
ès SCIENCES PHYSIQUES
présentée à**

**L'Université Pierre et Marie Curie Paris VI
pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES**

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050143

**Recherche de Résonances baryoniques étroites
de Masses comprises entre 3,4 et 5 GeV
en Formation dans la Diffusion élastique
de Pions négatifs par des Protons .**

**Soutenue le 21 janvier 1981 devant le jury composé de :
M M.**

André ASTIER**Président****Michel BAUBILLIER****Paul FALK-VAIRANT****Max FERRO-LUZZI****Marcel FROISSART****Philippe LERUSTE****Jacques SEGUINOT****Examineurs**

RESUME.

Ce travail décrit la recherche de résonances baryoniques étroites de masses comprises entre 3.4 et 5 GeV, en formation dans la diffusion élastique $\pi^- p$ à grand angle. La mesure de la partie centrale de la diffusion angulaire $|\cos \theta^*| \leq 0.4$ permet d'optimiser la sensibilité de l'expérience à des résonances. Une résolution en masse exceptionnelle est obtenue grâce à un spectromètre focalisant assurant une mesure de l'impulsion des particules incidentes avec une précision relative $\Delta p_{lab} / p_{lab} = \pm 2 \times 10^{-4}$.

L'appareillage et l'analyse des données sont décrits en détail. Aucune résonance étroite n'a été mise en évidence, la sensibilité de l'expérience étant caractérisée par des largeurs $\Gamma \simeq 1$ MeV et des élasticités $x \simeq 0.01$. Enfin, la mesure de la section efficace différentielle est comparée à certains modèles de partons.

ABSTRACT.

This work describes a search for narrow baryon resonances (of masses between 3.4 and 5 GeV) through a $\pi^- p$ large angle elastic scattering formation experiment. An optimization of the sensitivity of the experiment to detect resonances is obtained by the measurement of the central part of the angular distribution ($|\cos \theta^*| \leq 0.4$). An exceptional mass resolution has been achieved by using a focusing spectrometer which measures the incident particles momenta with a precision $\Delta p_{lab} / p_{lab} = \pm 2 \times 10^{-4}$. The apparatus and data analysis are described in details. No narrow resonance has been found, the sensitivity of the experiment being characterized by a width $\Gamma \simeq 1$ MeV and an elasticity $x \simeq 0.01$. Finally, the differential cross section measurement is compared to some parton models.

A la mémoire de mon père

A ma mère

A B.

Il faut imaginer Sisyphe heureux!

Albert Camus

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
1. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	11
1.1 Principe de la mesure	11
1.1.1 Résultats d'expériences antérieures	13
1.1.2 Méthode expérimentale	15
1.1.3 Taux de comptage attendus	17
1.2 Sensibilité de l'expérience à des résonances étroites	18
1.2.1 Calcul de la section efficace au voisinage d'une résonance	18
1.2.2 Calcul de la sensibilité de l'expérience à une résonance	25
1.2.3 Sensibilité de l'expérience et statistiques devant être accumulées	30
2. DETERMINATION DE L'IMPULSION DES PARTICULES INCIDENTES	35
2.1 Le faisceau	35
2.2 Méthode expérimentale	37
2.2.1 Principe du spectromètre focalisant	37
2.2.2 Principe du calcul de l'impulsion et méthode expérimentale de vérification par un spectromètre de contrôle	39
2.3 Réalisation pratique	42
2.3.1 Les détecteurs	42
2.3.1.1 Les hodoscopes	43
2.3.1.2 Les chambres proportionnelles	43
2.3.2 Stabilité du spectromètre	48
2.3.2.1 Géométrie	50
2.3.2.2 Champs magnétiques	50
2.3.3 Réglage du faisceau	50
2.4 Analyse des données	51
2.4.1 La simulation	51
2.4.2 Analyse des événements expérimentaux (méthode 1)	55
2.4.2.1 Expériences avec le seul spectromètre focalisant	55
2.4.2.2 Expériences avec le double spectromètre	57

2.4.3	Analyse des événements expérimentaux (méthode 2)	59
2.4.3.1	Méthode	59
2.4.3.2	Mise en oeuvre	61
2.4.3.3	Applications	63
3.	MESURE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE	73
3.1	Méthode expérimentale	73
3.2	La cible	74
3.3	Les scintillateurs	75
3.3.1	Les anticoïncidences	75
3.3.2	Les hodoscopes	76
3.4	Les chambres proportionnelles	78
3.5	Le compteur Cerenkov	78
4.	ACQUISITION DES DONNEES	87
4.1	Mise en service et exploitation du dispositif expérimental	87
4.1.1	Chronologie de l'expérience	87
4.1.2	Statistiques d'événements accumulées	87
4.1.3	Fixation des conditions expérimentales	88
4.2	Sélection des événements	89
4.3	Le système d'acquisition des données et le contrôle en ligne de l'expérience	90
4.3.1	Le CAMAC	92
4.3.2	L'acquisition	93
4.3.3	Le contrôle en ligne	94
5.	ANALYSE DES DONNEES	101
5.1	Introduction	101
5.2	Géométrie	102
5.3	Sélection des événements	102
5.3.1	Ecriture des bandes DST	106
5.3.1.1	Cinématique et scintillateurs	107
5.3.1.2	Cinématique et coordonnées des chambres aval	109

5.3.2	Reconstruction des trajectoires et cinématique	115
5.3.2.1	Reconstruction des traces incidentes	115
5.3.2.2	Reconstruction des trajectoires secondaires	120
5.3.2.3	Cinématique	123
5.3.3	Calcul des sections efficaces non normalisées	132
5.4	L'acceptance	135
5.5	La normalisation	139
5.5.1	Imperfection des détecteurs	139
5.5.1.1	Temps d'occupation des compteurs en anticoïncidence	139
5.5.1.2	Inefficacité des chambres	141
5.5.2	Sélectivité des procédures de reconstruction	141
5.5.3	Contamination du faisceau	142
5.5.4	Phénomènes physiques parasites	142
Appendice 5.1	Ajustement des positions des plans de chambre	151
Appendice 5.2	Ajustement de l'acceptance	153
6.	RECHERCHE DE RESONANCES	157
6.1	Méthode statistique	157
6.2	Structure des données et mise en oeuvre de la méthode	161
6.3	Résultats	164
6.3.1	Inventaire des pics	164
6.3.2	Limites supérieures à la formation de résonances dans la diffusion élastique π^-p à grand angle	170
7.	SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE ET MODELES DE PARTONS	179
7.1	Généralités	179
7.2	Résultats expérimentaux	180
7.3	Comparaison avec les prédictions des modèles de partons	187
7.3.1	Règle de comptage dimensionnelle et modèle CIM	189
7.3.2	Le modèle de Preparata et Soffer	192
	CONCLUSION	203
	BIBLIOGRAPHIE	205
	REMERCIEMENTS	209

INTRODUCTION

Le but de l'expérience [1] décrite dans ce travail est la recherche de résonances étroites couplées au système $\pi^- p$. L'actualité du sujet réside dans l'adjectif "étroites". En effet, si l'apparition du phénomène de résonance en physique hadronique [2] a été quelque peu inattendue, depuis, des expériences effectuées auprès de machines accélérant des protons à des énergies de quelques dizaines de GeV ont mis en évidence plusieurs centaines de hadrons instables par interaction forte. Pour expliquer cette nouvelle spectroscopie, des schémas basés sur les propriétés de symétrie des interactions entre hadrons ont conduit à la formulation de l'hypothèse des "quarks" [3] selon laquelle les baryons et les mésons sont des particules composites. L'observation de l'invariance d'échelle dans la diffusion profondément inélastique de leptons par des nucléons [4] est venue renforcer cette image. Le modèle naïf des quarks décrit les hadrons comme des assemblages de trois "espèces" (dénommées saveurs) de fermions élémentaires: les quarks. Les baryons sont des systèmes de trois quarks (QQQ), les mésons: des paires quark-antiquark (Q $\bar{Q}$). L'absence - expérimentalement constatée - d'autres configurations, indique un mode particulier de saturation des forces inter-quark. Pour en rendre compte, le modèle a été complété en attribuant aux quarks une charge supplémentaire à trois états, la couleur, essentiellement inobservable au niveau hadronique (les hadrons sont des états singulets du groupe SU(3) couleur). La saturation des forces inter-quarks est ainsi décrite par un modèle, rappelant la physique atomique, qui reprend les notions de neutralité (électrique ou de couleur) et de valence (principe de Pauli). Le succès phénoménologique de la description précédente est indéniable. Les résonances entrant dans ce schéma ont des largeurs de l'ordre de $\Gamma = 100$ MeV, caractéristiques d'une durée de vie typique des particules se désintégrant par interaction forte: $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \approx 10^{-23}$ s.

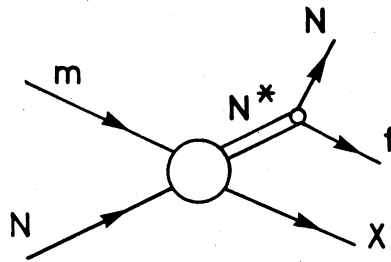
Les découvertes récentes [5,6] de mésons lourds et extrêmement étroits ($\Gamma \sim 100$ keV) - familles du J/ ψ et du T - ont amené à adjoindre au modèle deux saveurs supplémentaires, le charme et la beauté. Les nouvelles particules sont supposées être des états liés particule-antiparticule (quarkonium). Leur faible largeur résulte de la rareté du phénomène d'annihilation quark-antiquark. Cette propriété, préalablement observée pour les quarks étranges dans la faible largeur du méson ϕ est résumée

par la règle de sélection empirique de Okubo Zweig et Iizuka (règle OZI) [7]. La découverte ultérieure des particules charmées [3] est venue confirmer cette interprétation^(*).

L'intérêt d'une recherche de résonances baryoniques aussi étroites que les nouveaux mésons est comparable à celui des expériences ayant permis la découverte de ceux-ci. Si l'absence de justifications théoriques solides rend une telle entreprise hasardeuse, un éventuel succès apporterait à nouveau un bouleversement des conceptions de la physique hadronique. Il existe néanmoins des modèles [10], connus sous le nom de "chimie de la couleur" qui prévoient des résonances étroites à nombre baryonique non nul. Leur développement est consécutif à l'observation expérimentale de résonances mésoniques étroites fortement couplées au système proton-antiproton: le baryonium. Le fait que ces expériences semblent aujourd'hui démenties [11] par des résultats nouveaux plus précis, retire une part de crédibilité à cette approche phénoménologique. Ces modèles ne doivent pas être écartés pour autant, car ils poursuivent de façon logique, l'analogie entre atomes et hadrons évoquée précédemment. Les états "multi-quarks" qu'ils prédisent, correspondent aux molécules stables par liaisons ioniques. En particulier, le baryonium est une configuration $(QQ)(\bar{Q}\bar{Q})$ telle que le diquark et l'antidiquark possèdent un moment angulaire orbital relatif suffisant pour développer une barrière centrifuge interdisant une dissociation immédiate en une paire de mésons traditionnels. La rareté de l'annihilation quark-antiquark est une cause supplémentaire à la stabilité de ce genre de systèmes. Les "mésobaryons" $(QQQ)(\bar{Q}\bar{Q})$, les dibaryons, en un mot: les configurations "moléculaires" se caractérisent par, d'une part, des masses élevées qui traduisent l'abondance de leurs constituants et, d'autre part, de faibles largeurs qui résultent de leur relative stabilité. Expérimentalement, il existe une résonance, $R(3.17 \text{ GeV})$ [12], qui semble être interprétée de façon convaincante par un tel modèle.

(*) Les résultats d'expériences récentes [9] semblent indiquer la découverte de particules "douées de beauté".

(a) Production



(b) Formation

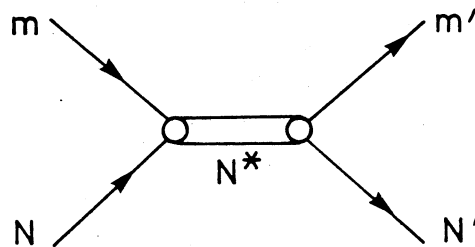


Fig. 1

Les expériences aptes à mettre en évidence des résonances se répartissent en deux catégories: les expériences de production et les expériences de formation. Les premières étudient des collisions complexes (schématisées par des graphes du type de celui de la fig. 1(a)) où la résonance est le résultat des interactions des particules de l'état final. Elle se manifeste par une masse invariante particulièrement fréquente dans le spectre correspondant à un sous-ensemble des particules de la voie de sortie. La plupart des résonances mésoniques ont été découvertes par des expériences de production. Les expériences de formation recherchent les résonances couplées au canal à deux corps constitué par les particules de la voie d'entrée (fig. 1(b)). Le mécanisme d'interaction se décompose en deux étapes statistiquement indépendantes: la formation et la désintégration de la résonance. Les résonances baryoniques ont, pour la plupart, été mises en évidence ainsi en étudiant les variations avec l'énergie de sections efficaces de collisions méson-baryon. La technique permet d'effectuer des expériences simples telles que: la mesure de la section

efficace totale, l'étude de la diffusion élastique ou de réactions à deux corps. Lorsque l'énergie de collision, calculée dans le référentiel du centre de masse des particules de la voie d'entrée, décrit un intervalle comprenant la masse de l'état excité, la section efficace subit une brusque variation: dans les cas les plus simples, elle présente un pic de forme caractéristique (distribution de Breit et Wigner). En pratique, le profil observé est souvent plus complexe à cause de l'interférence avec les mécanismes d'interaction non résonnants. D'autre part, un faible couplage à la voie d'entrée rend parfois imperceptible la structure de la section efficace. Ces difficultés obligent en général à recourir à des analyses en ondes partielles pour rechercher les résonances.

Les expériences de diffusion π -nucléon sont les collisions méson-baryon les plus faciles à réaliser au laboratoire à cause de la disponibilité de faisceaux intenses de mésons π auprès de synchrotrons à protons comme le PS du CERN. Les faisceaux de π^- présentent en outre l'avantage d'être faiblement contaminés par d'autres espèces de particules. Les collisions π^-p comptent ainsi parmi les expériences les plus couramment effectuées. Le catalogue [13] des résonances baryoniques non étranges qu'elles ont contribué à mettre en évidence est reproduit aux tableaux 1(a) et 1(b). Parce qu'elles sont en général à l'origine de la découverte des structures mentionnées, les expériences de diffusion élastique π -nucléon (échange de charge inclus) et les mesures de section efficace totale ont été singularisées. La rubrique "autres", regroupe les expériences de formation exclusives dont l'état final diffère de l'état initial ($\pi^-p \rightarrow \eta n$; $K\Lambda$; $K\Sigma$), les expériences de photoproduction et les expériences de production utilisant des projectiles soit hadroniques soit leptoniques. Les résultats de ces "autres" expériences servent essentiellement de confirmation aux conclusions que l'on tire de l'étude de la section efficace élastique. L'examen des tableaux 1(a) et 1(b) montre que les masses des états bien établis (ceux auxquels les auteurs de la réf. [13] ont attribué 3 ou 4 étoiles) ne dépassent pas 3.2 GeV. Les tableaux permettent de constater qu'aussi bien dans le cas des N^* (résonances d'isospin 1/2) que dans celui des Δ (isospin 3/2), la largeur et l'élasticité sont respectivement des fonctions croissante et décroissante de la masse. Ces propriétés, également présentes dans les spectroscopies atomiques et nucléaires, traduisent d'une part, l'augmentation de l'instabilité d'un état avec son

énergie d'excitation et, d'autre part, la diversification des modes de désintégrations qui à haute énergie entrent en compétition avec la voie élastique d'une expérience de formation (seul mode permis à basse énergie).

Le spectre des baryons excités non étranges est essentiellement le résultat d'analyses en ondes partielles [14-16] effectuées sur les distributions angulaires et les polarisations mesurées dans des expériences de diffusion élastique π nucléon. Le formalisme prend en compte, dans la mesure du possible, les propriétés d'unitarité et d'analyticité de la matrice de diffusion. Les solutions ne sont néanmoins pas exemptes d'ambiguïté à cause des complications dues au spin du nucléon, et à haute énergie, au grand nombre d'ondes partielles à considérer. Peu de travaux couvrent la région des masses de résonance supérieures à 3.5 GeV car les expériences correspondantes sont peu nombreuses et les distributions angulaires incomplètement mesurées (en particulier pour des angles de diffusion dans le référentiel du centre de masse, θ^* , voisins de 90°). Les résultats des deux analyses [15,16] qui prennent en compte les mesures effectuées avec des π d'impulsions atteignant 10 GeV/c (masse de résonance: 4.4 GeV) doivent donc être considérés comme préliminaires. Le travail le plus récent, dû à Hühler et al., [16], utilise les mesures de la réf. [17] qui couvrent le centre de la distribution angulaire pour des impulsions de π^- comprises entre 2 et 9.5 GeV/c. L'abondance des informations expérimentales leur permet d'effectuer une analyse indépendante de l'énergie: cela signifie qu'ils ne formulent aucune hypothèse a priori sur la continuité en énergie des amplitudes d'ondes partielles. Leur meilleur ajustement fait apparaître cinq états larges ($\Gamma \sim 500$ MeV) de masses comprises entre 3.3 et 4.0 GeV. La méthode employée par Hendry [15] à une époque où le lot des informations expérimentales était beaucoup plus restreint, est une analyse basée sur un modèle extrapolant à tous angles une description géométrique (diffraction et périphérisme) de la diffusion élastique vers l'avant et vers l'arrière. L'interprétation des données expérimentales qui en résulte fait intervenir de nombreuses résonances de grandes masses, de largeurs extrêmement élevées ($\Gamma > 1000$ MeV) et d'élasticités supérieures à 1%. Bien entendu, aucune de ces analyses ne met en évidence de résonances étroites dans le domaine des masses élevées. Pour cela, il aurait fallu que les expériences couvrent leur domaine d'énergie avec un pas plus fin.

Pour rechercher des structures de ce type, nous avons étudié la diffusion élastique π^-p à grand angle ($\theta^* \sim 90^\circ$) pour des impulsions de particules incidentes, p_{lab} , comprises entre 5.78 et 13 GeV/c (soit des masses de résonances situées entre 3.43 et 5.17 GeV), avec une résolution en impulsion $\Delta p_{lab}/p_{lab} = 2 \times 10^{-4}$ sans précédent.

Le chapitre 1 est une description générale de l'expérience qui reprend les grandes lignes des arguments développées dans "la proposition d'expérience"(*). En particulier, le choix de mesurer la partie centrale de la distribution angulaire est justifié par le fait que, dans cette région, la section efficace non résonnante atteint, à cause de l'interférence destructive de nombreuses ondes partielles, un niveau très bas qui minimise le fond sous un éventuel signal résonnant. La sensibilité de l'expérience à la détection des résonances étroites est calculée et discutée dans le cadre d'un modèle réaliste [18].

Pousser à sa limite de résolution la méthode des expériences de formation consiste à optimiser la précision de la mesure de l'impulsion des particules incidentes de façon à pouvoir déceler les accidents les plus fins sur la courbe de variation avec l'énergie de la section efficace. Le spectromètre focalisant installé à cet effet dans le faisceau a permis d'atteindre une résolution relative de $\pm 2 \times 10^{-4}$. Le chapitre 2 décrit le faisceau, le spectromètre focalisant, le calcul de l'impulsion et les vérifications expérimentales de la précision de celui-ci.

L'appareillage utilisé pour la mesure des secondaires de la diffusion élastique fait l'objet du chapitre 3.

Le chapitre 4 dresse une rapide chronologie de l'expérience et décrit les procédures d'acquisition des données, l'électronique logique et le système informatique utilisés à cet effet.

(*) Document soumis au Comité du CERN sélectionnant les projets d'expérience.

Le chapitre 5 est consacré à la réduction des données c'est-à-dire aux méthodes employées pour extraire de l'ensemble des "événements" enregistrés lors de la phase de prise de données, le lot des événements élastiques. L'efficacité des critères basés sur les contraintes géométriques et cinématiques pour reconnaître les événements élastiques et rejeter les événements de bruit de fond est évaluée.

La recherche des résonances est abordée au chapitre 6. Les méthodes statistiques employées sont analysées. Les cas limites sont examinés et trouvés compatibles avec des fluctuations statistiques; des limites supérieures aux sections efficaces de formation sont calculées.

Outre ces limites supérieures, l'expérience fournit une mesure de la section efficace différentielle élastique à grand angle. Il s'agit d'un résultat secondaire qui n'est pas aussi précis que celui qu'on aurait pu obtenir si cette mesure avait été l'objectif principal de l'expérience. Le chapitre 7 compare ces résultats à des modèles théoriques [18,19] basés sur la dynamique des constituants hadroniques à l'intérieur de leur domaine de confinement; les conclusions sont un accord qualitatif et une nouvelle détermination de leurs paramètres libres.

Avant d'aborder les détails, je voudrais insister sur le fait que la rédaction qui suit reflète une vue personnelle des réalisations effectuées et mon interprétation des résultats obtenus. En particulier, j'ai voulu ne pas passer sous silence les quelques cas où des erreurs ont été commises. Outre que cela pourrait s'avérer utile à qui se trouvera confronté à des problèmes analogues, cela dépeint de façon réaliste, me semble-t-il, la pratique quotidienne de la recherche où l'on procède fréquemment par essais et erreurs.

TABLEAU 1

Résonances baryoniques non étranges
"Particle Data Group" 1980 [13]

^{*}
(a) N^{*} (isospin 1/2)

Symbole	Etoiles	J ^P	Masse (MeV)		Elasticité	Expériences où elles sont vues		
				Largeur		Elastique	Totale	Autres
N(1470)	4	1/2 ⁺	1400 ÷ 1480	120 ÷ 350 (200)	0.5 ÷ 0.65	x	x	x
N(1520)	4	3/2 ⁻	1510 ÷ 1530	100 ÷ 140 (125)	0.55	x		x
N(1535)	4	1/2 ⁻	1520 ÷ 1560	100 ÷ 250 (150)	0.40	x		x
N(1540)	1							x
N(1650)	4	1/2 ⁻	1620 ÷ 1680	100 ÷ 200 (150)	0.60	x		x
N(1670)	4	5/2 ⁻	1660 ÷ 1690	120 ÷ 180 (155)	0.40	x	x	x
N(1688)	4	5/2 ⁺	1670 ÷ 1690	110 ÷ 140 (130)	0.20	x	x	x
N(1700)	4	3/2 ⁻	1670 ÷ 1730	70 ÷ 120 (120)	0.10	x		x
N(1710)	4	1/2 ⁺	1680 ÷ 1740	100 ÷ 140 (120)	0.20	x		x
N(1810)	4	3/2 ⁺	1690 ÷ 1800	150 ÷ 250 (200)	0.17	x		x
N(1990)	3	7/2 ⁺	1950 ÷ 2050	100 ÷ 400 (250)	0.05	x		x
N(2000)	2					x		x
N(2040)	2					x		
N(2100)	1					x		x
N(2100)	2					x	x	x
N(2190)	4	7/2 ⁻	2120 ÷ 2180	< 400 (250)	0.15	x		x
N(2200)	4	9/2 ⁻	2130 ÷ 2270	200 ÷ 350 (250)	0.10	x	x	x
N(2220)	4	9/2 ⁺	2150 ÷ 2300	~ 300 (300)	0.20	x		
N(2600)	3	11/2 ⁻	2580 ÷ 2700	> 300 (400)	0.05	x		
N(2700)	1					x		
N(2800)	1					x		
N(3030)	3	?	~ 3030	~ 400	< 10 ⁻³	x	x	x
N(3245)	1					x	x	x
N(3690)	1					x	x	x
N(3755)	1					x	x	x

TABLEAU 1 (suite)

(b) Δ (isospin 3/2)

Symbole	Etoiles	J ^P	Masse (MeV)		Largeur (MeV)	Elasticité	Expériences où elles sont vues		
							Elastique	Totale	Autres
Δ(1232)	4	3/2 ⁺	1230 ÷ 1234	110 ÷ 120 (115)	0.994	x	x	x	
Δ(1550)	2					?			
Δ(1650)	4	1/2 ⁻	1600 ÷ 1650	120 ÷ 160 (140)	0.32	x	x	x	
Δ(1670)	4	3/2 ⁻	1630 ÷ 1740	190 ÷ 300 (200)	0.15	x	x	x	
Δ(1690)	3	3/2 ⁺	1500 ÷ 1900	150 ÷ 350 (250)	0.20	x		x	
Δ(1890)	4	5/2 ⁺	1890 ÷ 1930	250 ÷ 400 (250)	0.15	x	x	x	
Δ(1900)	2					x	x	x	
Δ(1910)	4	1/2 ⁺	1850 ÷ 1950	200 ÷ 330 (220)	0.20 ÷ 0.25	x	x	x	
Δ(1950)	4	7/2 ⁺	1910 ÷ 1950	200 ÷ 340 (240)	0.40	x	x	x	
Δ(1960)	2					x		x	
Δ(1960)	3	5/2 ⁻	1890 ÷ 1940	150 ÷ 300 (200)	0.04 ÷ 0.12	x	x	x	
Δ(2160)	3	?	2150 ÷ 2280	200 ÷ 440 (300)	< 0.002÷0.012	x		x	
Δ(2300)	1					x		x	
Δ(2420)	3	11/2 ⁺	2380 ÷ 2450	300 ÷ 500 (300)	~ 0.10	x	x	x	
Δ(2500)	1					x			
Δ(2750)	1					x			
Δ(2850)	3	?	2800 ÷ 2900	~ 400 (400)	< 0.0025	x	x		
Δ(2950)	1					x			
Δ(3230)	3	?	3200 ÷ 3350	~ 440 (440)	~ 0.005	x	x		

TABLEAU 2

Résonances de masses élevées (> 2500 MeV) prédites par l'analyse en ondes partielles de la réf. [15]

J^P	Masse (MeV)	Largeur	Elasticité
(a) N^* résonances d'isospin 1/2			
$15/2^-$	3500 ± 200	1300 ± 200	0.055 ± 0.02
$17/2^+$	3800 ± 200	1600 ± 200	0.04 ± 0.015
$19/2^-$	4100 ± 200	1900 ± 300	0.03 ± 0.015
(b) Δ résonances d'isospin 3/2			
$9/2^+$	2450 ± 100	500 ± 200	0.08 ± 0.02
$11/2^-$	2850 ± 150	700 ± 200	0.06 ± 0.02
$13/2^+$	3200 ± 200	1000 ± 300	0.045 ± 0.02
$17/2^-$	3300 ± 200	1100 ± 300	0.03 ± 0.01
$19/2^+$	3700 ± 200	1300 ± 400	0.025 ± 0.01
$21/2^-$	4100 ± 300	1600 ± 500	0.018 ± 0.01

1. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

1.1 Principe de la mesure

La recherche de résonances baryoniques étroites en formation dans la diffusion élastique $\pi^- p$ pour des énergies de particules incidentes de l'ordre de 10 GeV impose deux qualités principales au dispositif expérimental: d'une part, minimiser l'incertitude sur la détermination de la quantité de mouvement des particules incidentes; d'autre part assurer une mesure de la section efficace différentielle dans un domaine d'angles de diffusion où la séparation entre mécanismes de diffusion résonnant et non résonnant soit optimale. La précision de la mesure de l'impulsion des particules incidentes détermine la plus petite largeur de résonance mesurable et la sensibilité de l'expérience à des résonances trop étroites pour être résolues. L'emploi d'un spectromètre focalisant a permis d'atteindre une résolution relative en impulsion de $\pm 2 \times 10^{-4}$ correspondant, à 10 GeV/c, à une résolution de l'ordre de 1 MeV en masse de résonance. La région angulaire centrale (θ^* , angle de diffusion du π dans le référentiel du centre de masse, voisin de 90°) est la plus favorable à la mise en évidence d'une résonance. En effet, la distribution angulaire correspondant à la formation d'un baryon excité est approximativement isotrope par opposition à celles des mécanismes dominant la diffusion élastique que sont la diffraction (localisée vers l'avant $\theta^* \approx 0^\circ$) et le périphérisme (échange de trajectoires de Regge - mésoniques vers l'avant et baryoniques vers l'arrière-). Une résonance, phénomène caractérisé par une variation rapide avec l'énergie de la phase d'une onde partielle unique, rompt la fragile interférence destructive de toutes les ondes responsable du faible niveau de la section efficace différentielle à grand angle. La fig. 1.1, relative à 10 GeV/c, illustre de façon schématique, comment le choix de la région centrale (par exemple $-0.4 \leq \cos \theta^* < 0$) optimise le rapport signal sur bruit dans le cas d'une résonance de spin 1/2 (onde s).

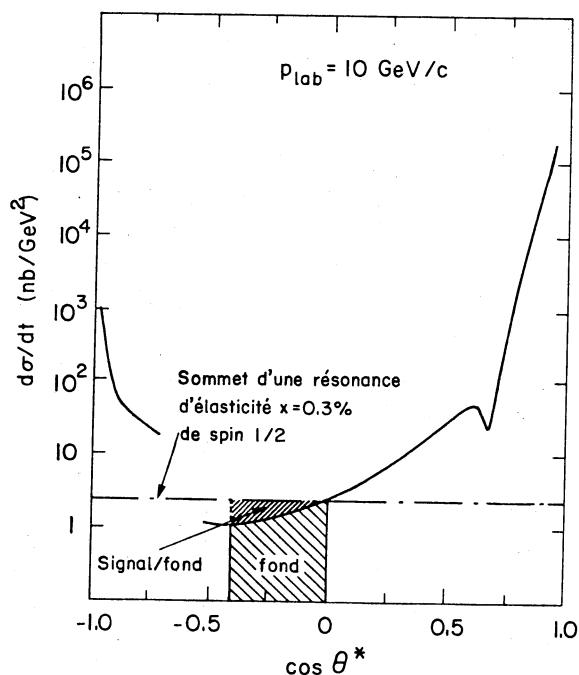


Fig. 1.1

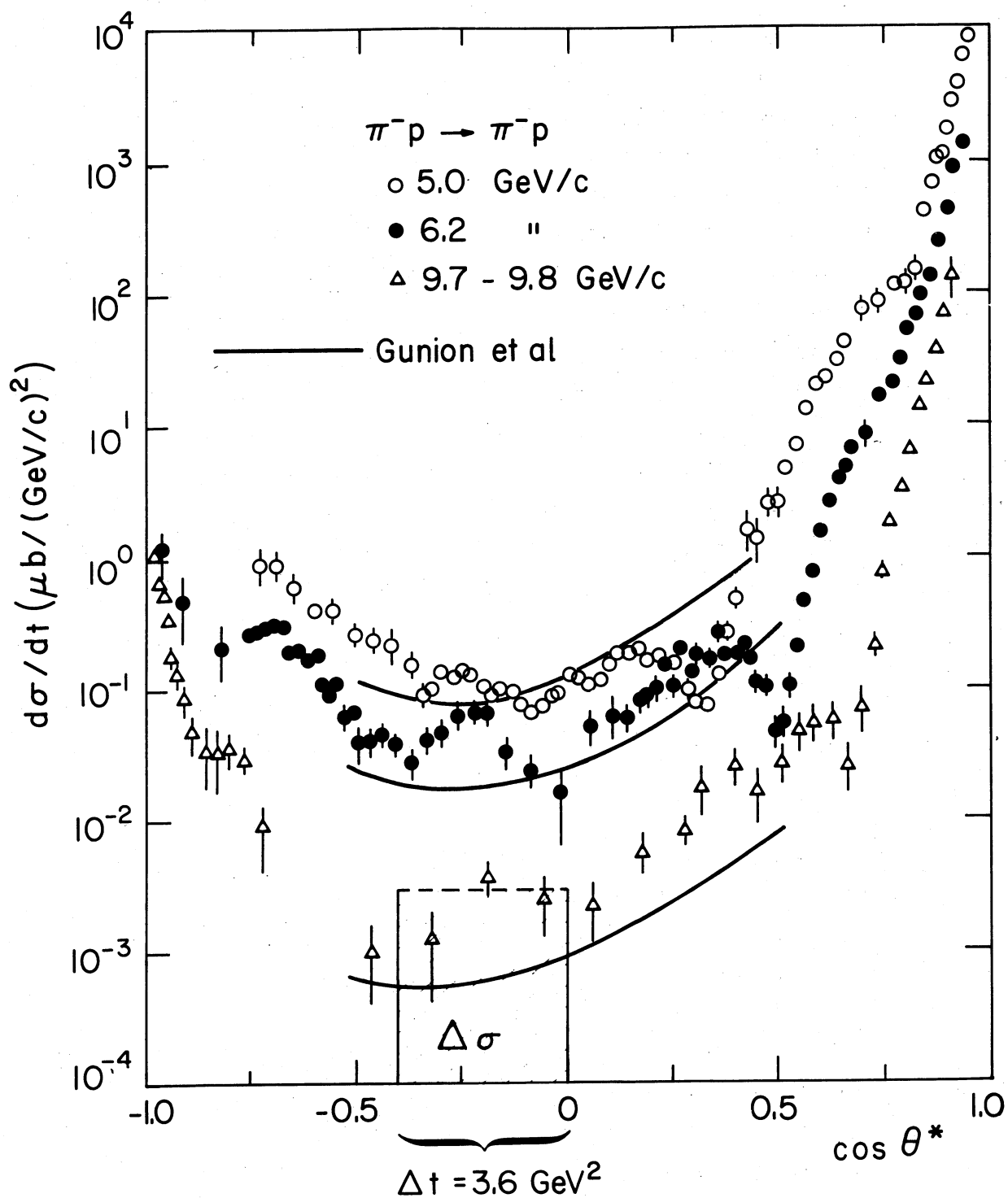


Fig. 1.2

Les détails concernant l'appareillage sont donnés aux chapitres 2 et 3. Le présent paragraphe montre comment, à partir des mesures antérieures, le dispositif expérimental a été conçu pour mesurer la section efficace différentielle de la diffusion élastique pour des impulsions de particules incidentes comprises entre 5.78 et 13 GeV/c, le domaine angulaire couvert (variable avec l'énergie) restant toujours tel qu'en valeur absolue $\cos\theta^*$ ne dépasse pas 0.7

$$\begin{cases} |\cos\theta^*| \leq 0.7 & (1.1) \\ 5.78 \leq p_{\text{lab}} \leq 13 \text{ GeV/c} & (1.2) \end{cases}$$

1.1.1 Résultats d'expériences antérieures

La faiblesse de la section efficace dans la région angulaire centrale et sa rapide décroissance avec l'énergie ($\frac{d\sigma}{dt}(\cos\theta^*) \propto s^{-8}$ où s est le carré de l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse) explique la rareté des mesures existantes et la nouveauté des travaux sur le sujet [17,20-23]. La plupart des expériences étudient les mécanismes non résonnants. Une seule équipe [17] a réalisé une mesure systématique de la dépendance en énergie de la section efficace différentielle élastique à grand angle. Cette étude, menée pour des impulsions de particules incidentes comprises entre 2 et 9.5 GeV/c, avec une résolution $\delta p_{\text{lab}}/p_{\text{lab}} = \pm 2.5 \times 10^{-3}$ n'a pas découvert de résonances étroites.

Les résultats présentent entre eux, un désaccord d'un facteur 2 quant à la valeur de la section efficace. La forme de la distribution angulaire est par contre reproductible d'une expérience à l'autre. Les caractéristiques principales des mécanismes diffractifs et périphériques apparaissent à la fig. 1.2, tirée de la réf. [22], qui présente la section efficace différentielle invariante $\frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de $\cos\theta^*$ pour trois zones d'impulsion de particules incidentes. Les courbes continues représentent les prédictions du "modèle d'échange de constituants" [18] (Constituent Interchange Model: CIM) pour la diffusion élastique dans la région angulaire centrale. Vers l'avant, $0.4 \leq \cos\theta^* \leq 1$, la diffraction domine la section efficace. La précision statistique est suffisante à 5 GeV/c pour mettre en évidence les deux premiers minima. Pour $\theta^* = 0^\circ$, la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ est de l'ordre de 1 mb/GeV²; l'augmentation

de la raideur de la pente du pic avant avec l'énergie reflète l'invariabilité de la distribution en transfert. Vers l'arrière, $-1 \leq \cos \theta^* \leq -0.5$, la distribution angulaire présente une remontée jusqu'à une valeur de l'ordre de $1 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$, attribuable à l'échange de trajectoires baryoniques. Dans la région centrale, la section efficace différentielle varie peu avec $\cos \theta^*$ et reste de l'ordre de quelques nanobarns/ GeV^2 .

La fig. 1.3 présente, en fonction de l'impulsion incidente, la section efficace totale π^-p , σ_{TOT} [24], sensiblement constante au niveau de 27 mb, la section efficace totale élastique, σ_{el} , [25], de l'ordre de 5 mb et la section efficace $\Delta\sigma$ intégrée entre $\cos \theta_1^* = -0.4$ et $\cos \theta_2^* = 0$ provenant du modèle CIM modifié empiriquement (ajustement à l'oeil) pour reproduire les données expérimentales. La section efficace à mesurer, $\Delta\sigma$, apparaît infime (10 nb à 10 GeV/c) devant σ_{el} ou σ_{TOT} , l'écart s'accroissant à mesure que l'énergie augmente.

Sections efficaces π^-p

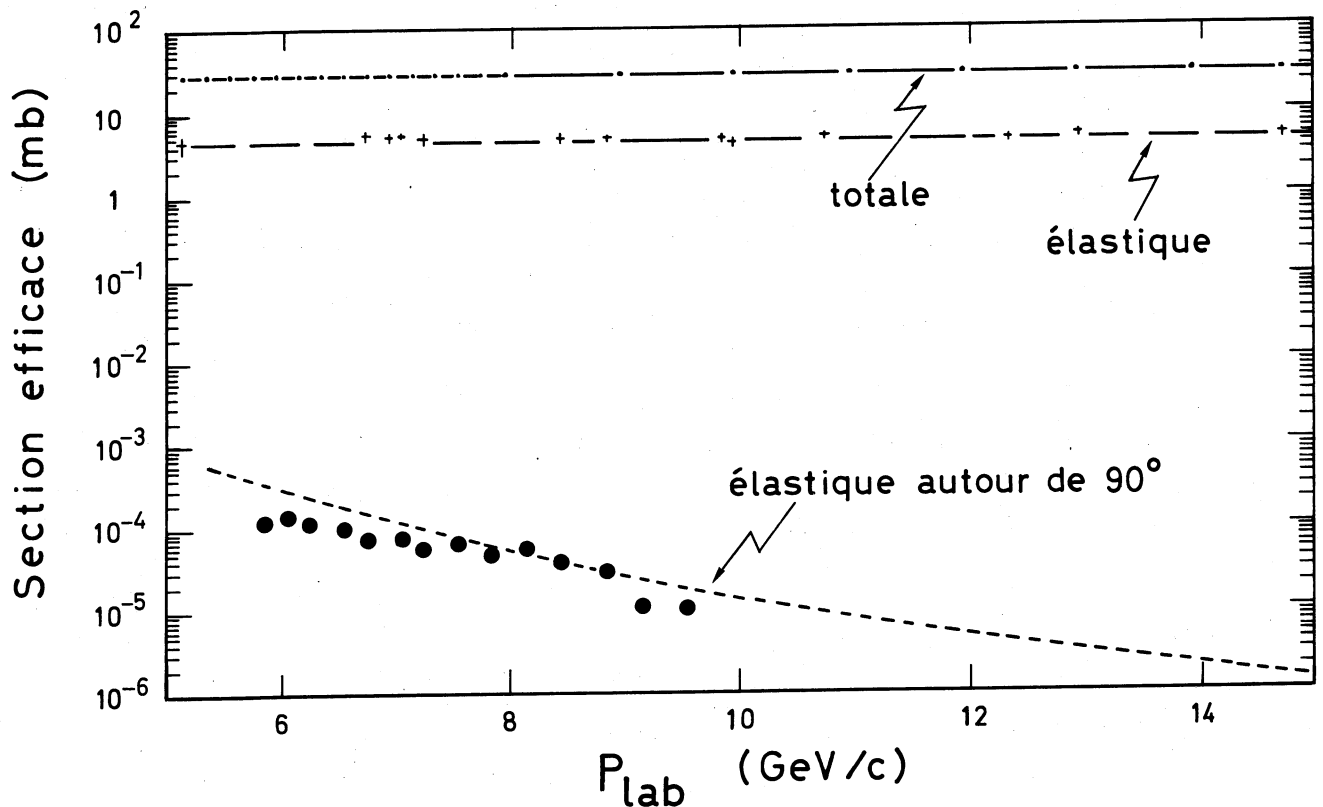


Fig. 1.3

1.1.2 Méthode expérimentale

L'expérience consiste à diriger un faisceau de π^- sur une cible à hydrogène. Le dernier étage du système de transport de faisceau est un spectromètre focalisant qui mesure l'impulsion des particules incidentes avec une précision relative de $\pm 2 \times 10^{-4}$. Des compteurs à scintillation disposés autour de la cible et dans le cône enveloppant les trajectoires des particules diffusées vers l'avant permettent, par anti-coïncidence, un rejet rapide des événements dus aux particules incidentes n'ayant pas interagi, aux collisions inélastiques et aux diffusions élastiques hors de l'angle solide étudié. Deux bras, constitués de chambres proportionnelles et d'hodoscopes à scintillation détectent les événements pour lesquels deux particules et deux seulement émergent de la cible avec des angles compatibles avec la cinématique de la diffusion élastique autour de $\theta^* = 90^\circ$. L'un des bras (le bras "proton") se termine par un compteur Cerenkov à seuil, capable d'identifier la particule secondaire qui le traverse sur tout le domaine d'énergie étudié. L'absence d'aimants en aval de la cible simplifie la reconstruction des trajectoires et permet d'avoir une efficacité de détection (acceptance différentielle) de l'ordre de 20%.

Les signaux électroniques des compteurs à scintillation permettent d'effectuer une première sélection rapide d'événements: la réduction, rapportée au nombre de particules incidentes est typiquement de l'ordre de 2×10^{-6} . Les informations relatives aux événements conservés par ce tri sont enregistrées sur bande magnétique par l'intermédiaire d'un minicalculateur en ligne et traitées en temps différé pour sélectionner le lot des événements élastiques. La topologie d'un événement (fig. 1.4), et la cinématique, imposent trois contraintes géométriques (existence d'un vertex) et deux contraintes cinématiques (coplanarité et corrélation angulaire) qui servent de base aux programmes de réduction des données. Les réactions inélastiques les plus difficiles à éliminer et dont, peut-être une fraction résiduelle contamine le lot des événements élastiques sont

$$\pi^- p \rightarrow \begin{array}{l} \pi^- p \pi^0 \\ K^- p K_L^0 \end{array} \quad (1.3)$$

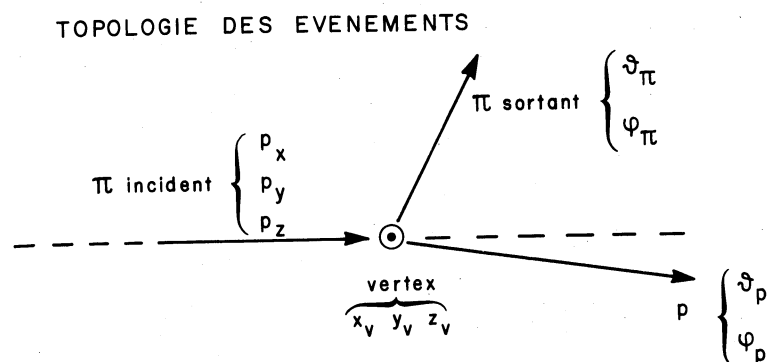


Fig. 1.4

La faiblesse de la section efficace à mesurer ($\Delta\sigma \approx 10$ nb à 10 GeV/c) oblige à travailler avec une intensité de faisceau élevée: typiquement $3 \times 10^6 \pi^-$ de quantités de mouvement différant de l'impulsion centrale d'au plus 2% atteignent la cible à chaque impulsion de machine de durée 0.3 s. Le problème posé par la réduction du taux de coïncidences fortuites est ainsi particulièrement aigu pour cette expérience. Les solutions apportées apparaissent à divers niveaux, que ce soit l'optimisation des surfaces de scintillateurs, la multiplication de voies parallèles dans l'électronique logique, le choix d'une électronique de détection particulièrement sensible pour les chambres proportionnelles de faisceau, la mise en oeuvre d'algorithmes spécifiques pour la reconstruction des trajectoires des particules du faisceau. Malgré ces précautions, les effets de coïncidence fortuites obligent à apporter à la section efficace des corrections trop importantes (30% en particulier pour celle relative au temps d'occupation des circuits électroniques associés aux compteurs en anticoincidence) pour que cette expérience puisse prétendre effectuer une mesure de précision de la section efficace différentielle élastique. Il est nécessaire ici d'insister sur le fait, qu'ainsi conçue, elle est apte à mettre en évidence des structures étroites c'est-à-dire des variations rapides de la section efficace avec l'énergie. La mesure de cette grandeur n'est qu'un sous produit. Elle est entachée d'erreurs systématiques plus élevées que celles qu'il faudrait attendre d'une expérience à plus faible résolution, dont cette mesure serait l'objectif principal.

1.1.3 Taux de comptage attendus (ordres de grandeur à 10 GeV/c)

Les comptages typiques par cycle d'accélérateur (période 2.5 s) sont les suivants.

3×10^6 π^- incidents engendrés par les interactions de 5×10^{11} protons primaires et acheminés jusqu'à la cible à hydrogène de façon telle que leurs quantités de mouvement s'écartent au plus de 2% de l'impulsion centrale du faisceau.

8×10^4 interactions $\pi^- p$ correspondant à la section efficace totale ($\sigma_{TOT} = 27$ mb) pour la longueur de la cible $l = 25$ cm.

1.5×10^4 diffusions élastiques ($\sigma_{el} = 5$ mb).

3×10^{-2} diffusions élastiques dans le domaine angulaire $-0.4 \leq \cos\theta^* < 0$ choisi, dans ce chapitre, comme l'exemple d'une région favorable à la recherche de résonances (fig. 1.2).

6×10^{-3} événements élastiques détectables parmi ceux de la catégorie précédente, à cause de l'acceptance de l'appareillage ($A \approx 0.2$).

L'infime fraction (2×10^{-9}) des particules incidentes donnant naissance à des événements cherchés permet d'apprécier la difficulté du problème que pose la sélection d'un lot d'événements élastiques exempt de bruit.

La luminosité, $\mathcal{L}$, est une grandeur mesurant la capacité d'une expérience à transformer une section efficace en nombre d'événements détectés en un temps donné:

$$\mathcal{L} = \frac{d\varphi}{dt} \text{ nA} = 2.54 \times 10^{-4} \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ dans notre expérience car:}$$

(a) l'intensité du faisceau, $\frac{d\varphi}{dt} = 1.2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$,

(b) le nombre de protons cible par unité de surface perpendiculaire au faisceau, $n = 1.1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$,

(c) l'acceptance de l'appareillage pour $-0.4 \leq \cos\theta^* < 0$, $A = 0.2$.

$\mathcal{L}$ permet d'évaluer la limite de section efficace en dessous de laquelle l'expérience ne peut être menée à bien dans un temps raisonnable. Le choix d'une durée maximum $t_{\text{max}} = 5$ jours pour la prise de données définit une luminosité intégrée $L = \mathcal{L}_{t_{\text{max}}} = 110 \text{ nb}^{-1}$ qui correspond à l'obtention de 1100 événements pour une section efficace de 10 nb, comme le $\Delta\sigma$ de notre exemple. Pour rechercher des résonances étroites, but de l'expérience, il est indispensable de mesurer la section efficace du fond non résonnant. La résolution en impulsion incidente ($\pm 2 \times 10^{-4}$ en valeur relative) fixe une limite inférieure à l'intervalle d'intégration utilisable pour moyenner en énergie la section efficace. Son étendue, optimisant la sensibilité de l'expérience à des résonances plus étroites que la résolution en masse, est de l'ordre de 4×10^{-4} en valeur relative, soit un centième du domaine couvert par le spectre du faisceau. Dans un tel intervalle la luminosité est $\frac{L}{100} \approx 1 \text{ nb}^{-1}$. La section efficace du fond à 10 GeV/c pour $-0.4 \leq \cos\theta^* < 0$, $\Delta\sigma = 10 \text{ nb}$, est déterminée dans ces conditions par 10 événements, soit avec une précision statistique relative de 30%. En pratique les vicissitudes expérimentales n'ont permis d'atteindre qu'une luminosité moyenne intégrée de 40 nb^{-1} (la réduction est attribuable pour moitié à des pertes dues aux coïncidences fortuites, le reste résultant de l'inefficacité des méthodes de reconstruction d'événements, (cf chap. 5) pour des temps de prise de données de l'ordre d'une semaine. Les flux intégrés oscillent autour de $5 \times 10^{11} \pi^-$ par réglage de faisceau, ce qui correspond à environ 10^{17} protons primaires.

1.2 Sensibilité de l'expérience à des résonances étroites

1.2.1 Calcul de la section efficace au voisinage d'une résonance

La diffusion élastique d'une particule de spin 0 par une particule de spin 1/2 est régie par deux amplitudes indépendantes g et $h^{(*)}$ qui caractérisent respectivement les interactions sans et avec retournement de spin.

(*) Ces amplitudes sont en général désignées par f et g . Le choix des symboles g et h permet d'éviter la confusion avec l'indice f désignant le fond dans la suite.

Désignons par:

- E l'énergie totale dans le système du centre de masse,
- $z = \cos \theta^*$, θ^* étant l'angle de diffusion du π dans le système du centre de masse,
- ϕ l'angle azimuthal définissant la direction du π^- diffusé dans un plan perpendiculaire à la ligne de vol du π^- incident.

En l'absence de polarisation, la section efficace différentielle est donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, z) = |g(E, z)|^2 + |h(E, z, \phi)|^2 \quad (1.4)$$

Le développement des amplitudes en ondes partielles [26] s'écrit:

$$\begin{cases} g(E, z) = \sum_{\ell} \{(\ell + 1)f_{\ell}^{+}(E) + \ell f_{\ell}^{-}(E)\} P_{\ell}(z) \\ h(E, z, \phi) = h(E, z) e^{i\phi} = \sum_{\ell} \{f_{\ell}^{+}(E) - f_{\ell}^{-}(E)\} P_{\ell}^1(z) e^{i\phi} \end{cases} \quad (1.5)$$

P_{ℓ} et P_{ℓ}^1 sont respectivement les polynômes de Legendre et les fonctions de Legendre associées d'ordre ℓ . Dans la suite, la dépendance triviale en ϕ de l'amplitude h , sans conséquence sur la section efficace différentielle, est omise.

Les amplitudes d'ondes partielles $f_{\ell}^{\pm}(E)$ caractérisent la diffusion dans un état de moment angulaire total $j = \ell \pm 1/2$, où ℓ est le moment orbital. Les relations (1-5) peuvent s'écrire:

$$\begin{aligned} g(E, z) &= \sum_{\ell} \sum_{s=\pm} C_{g\ell}^s f_{\ell}^s(E) P_{\ell}(z) \\ h(E, z) &= \sum_{\ell} \sum_s C_{h\ell}^s f_{\ell}^s(E) P_{\ell}^1(z) \end{aligned} \quad (1.6)$$

avec

$$C_{g\ell}^{+} = \ell + 1, C_{g\ell}^{-} = \ell, C_{h\ell}^{+} = +1; C_{h\ell}^{-} = -1$$

Une amplitude de diffusion complète (g ou h) est la somme de l'amplitude du fond non résonnant et de l'amplitude de résonance:

$$\begin{aligned} g &= g_f + g_r \\ h &= h_f + h_r \end{aligned} \quad (1.7)$$

Une résonance de spin $j = \ell + \frac{s}{2}$ et parité $(-)^{\ell+1}$ déterminés, se caractérise par une amplitude d'onde partielle de la forme de Breit et Wigner^(*):

$$f_{\ell}^s = \lambda \frac{\Gamma/2 \times}{E_r - E - i\Gamma/2} \quad (1.8)$$

où

- E_r désigne la masse de la résonance,
- Γ sa largeur
- $\times$ son élasticité (sa probabilité de désintégration en π^-p)
- λ la longueur d'onde de De Broglie réduite des particules dans le système du centre de masse.

Le changement de variable

$$\epsilon = \frac{E - E_r}{\Gamma/2} \quad (1.9)$$

simplifie l'écriture des calculs:

$$f_{\ell}^s(E) = - \frac{\lambda \times}{\epsilon + i} \quad (1.10)$$

Les amplitudes résonnantes s'obtiennent en reportant (1.10) dans (1.6)

$$\begin{aligned} g_r &= C_{g\ell}^s P_{\ell}(z) f_{\ell}^s \\ h_r &= C_{h\ell}^s P_{\ell}^1(z) f_{\ell}^s \end{aligned} \quad (1.11)$$

(*) En toute rigueur la formule (1.8) devrait être complétée par un facteur de phase; néanmoins, comme seule compte la phase relative au fond, nous l'avons arbitrairement pris égal à 1.

Soient $-a_g(E, z)$ et $-b_g(E, z)$ (respectivement $-a_h$ et $-b_h$) les parties réelles et imaginaires des amplitudes g_f et h_f du fond non résonnant.

La section efficace différentielle se déduit de la relation (1.4)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g_f + g_r|^2 + |h_f + h_r|^2 \quad (1.12)$$

En développant on obtient trois termes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, z) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{fond}} + \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_r + \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{inter}} \quad (1.13)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{fond}} = |g_f|^2 + |h_f|^2 \quad (1.14)$$

est la section efficace du fond non résonnant

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_r = |g_r|^2 + |h_r|^2 = \frac{\lambda^2 x^2}{1 + \epsilon^2} \{ [C_{g\ell}^s P_\ell(z)]^2 + [C_{h\ell}^s P_\ell^1(z)]^2 \} \quad (1.15)$$

est la section efficace qu'on observerait pour la résonance en l'absence de fond.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{inter}} = 2\text{Re}[g_f^* g_r + h_f^* h_r] \quad (1.16)$$

est la section efficace d'interférence (le symbole $*$ désigne la conjugaison complexe).

La somme des deux derniers termes caractérise l'effet total dû à la résonance.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{rés}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_r + \frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{inter}} \quad (1.17)$$

Soient

$$\begin{cases} A^2(z) = [C_{g\ell}^s P_\ell(z)]^2 + [C_{h\ell}^s P_\ell^1(z)]^2 \\ B(E, z) \simeq B(z) = C_{g\ell}^s P_\ell(z) a_g(E, z) + C_{h\ell}^s P_\ell^1(z) a_h(E, z) \\ D(E, z) \simeq D(z) = C_{g\ell}^s P_\ell(z) b_g(E, z) + C_{h\ell}^s P_\ell^1(z) b_h(E, z) \end{cases} \quad (1.18)$$

En développant (1.15) et (1.16) et en reportant dans (1.17), on obtient

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\bigg|_{\text{rés}} = \frac{1}{1 + \epsilon^2} \{ \lambda^2 x^2 A^2(z) + 2\lambda x [\epsilon B(z) + D(z)] \} \quad (1.19)$$

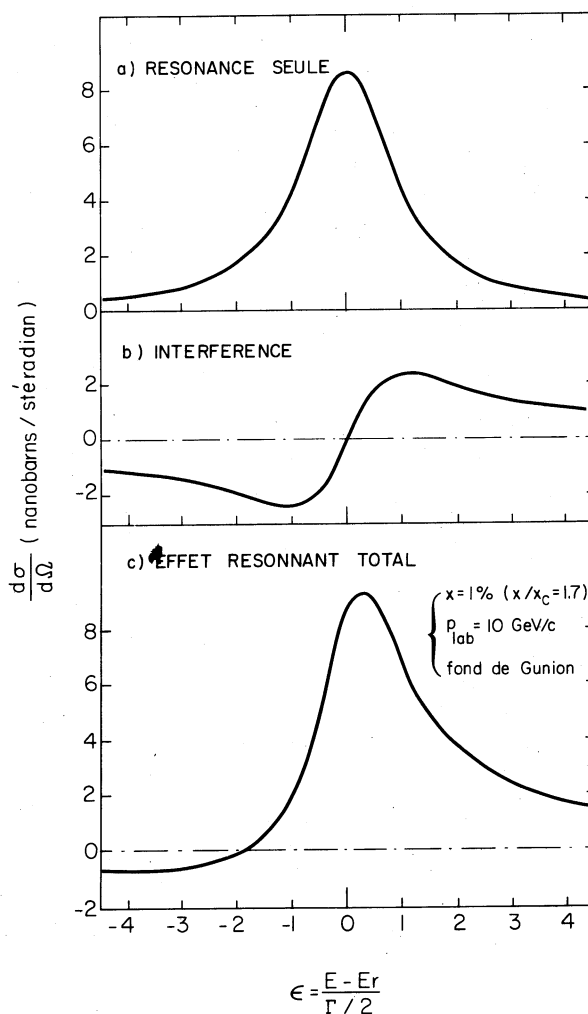
Remarques: (a) Les fonctions $B(z)$ et $D(z)$ dépendent des amplitudes du fond non résonnant. La sensibilité de l'expérience à des résonances étroites ne peut donc être calculée rigoureusement que par référence à un modèle du fond.

(b) La dépendance en énergie des coefficients de A , B et D dans (1.19) laissent prévoir des résultats différents suivant que dominant: la formation incohérente de la résonance (pic de Breit et Wigner centré sur la masse de la résonance, fig. 1.5(a)); l'interférence avec un fond à amplitudes réelles (la section efficace oscille autour de la masse de la résonance et change de signe pour $E = E_r$ (fig. 1.5(b)); l'interférence avec un fond à amplitudes imaginaires (pic - maximum - ou "antipic" - minimum - de la forme de Breit et Wigner centré sur la masse de la résonance).

(c) Si la variation de la fonction $A^2(z)^{(*)}$ en fonction de z est faible dans la région centrale (fig. 1.6), ce n'est en général pas le cas des fonctions $B(z)$ et $D(z)$ en particulier pour des résonances de spin élevé. La moyenne effectuée sur un intervalle angulaire $\Delta \cos \theta^*$, lorsque l'on mesure $d\sigma/d\Omega|_{res}$, peut noyer l'effet d'interférence

Fig. 1.5

Profil de la section efficace au voisinage d'une résonance décomposé en effet résonnant pur et effet d'interférence. Lorsque x dépasse suffisamment x_c (élasticité critique définie dans le texte), l'effet total est essentiellement un pic.



(*) La distribution angulaire $A^2(z)$ du terme purement résonnant est indépendante de la parité (ambiguïté de Minami).

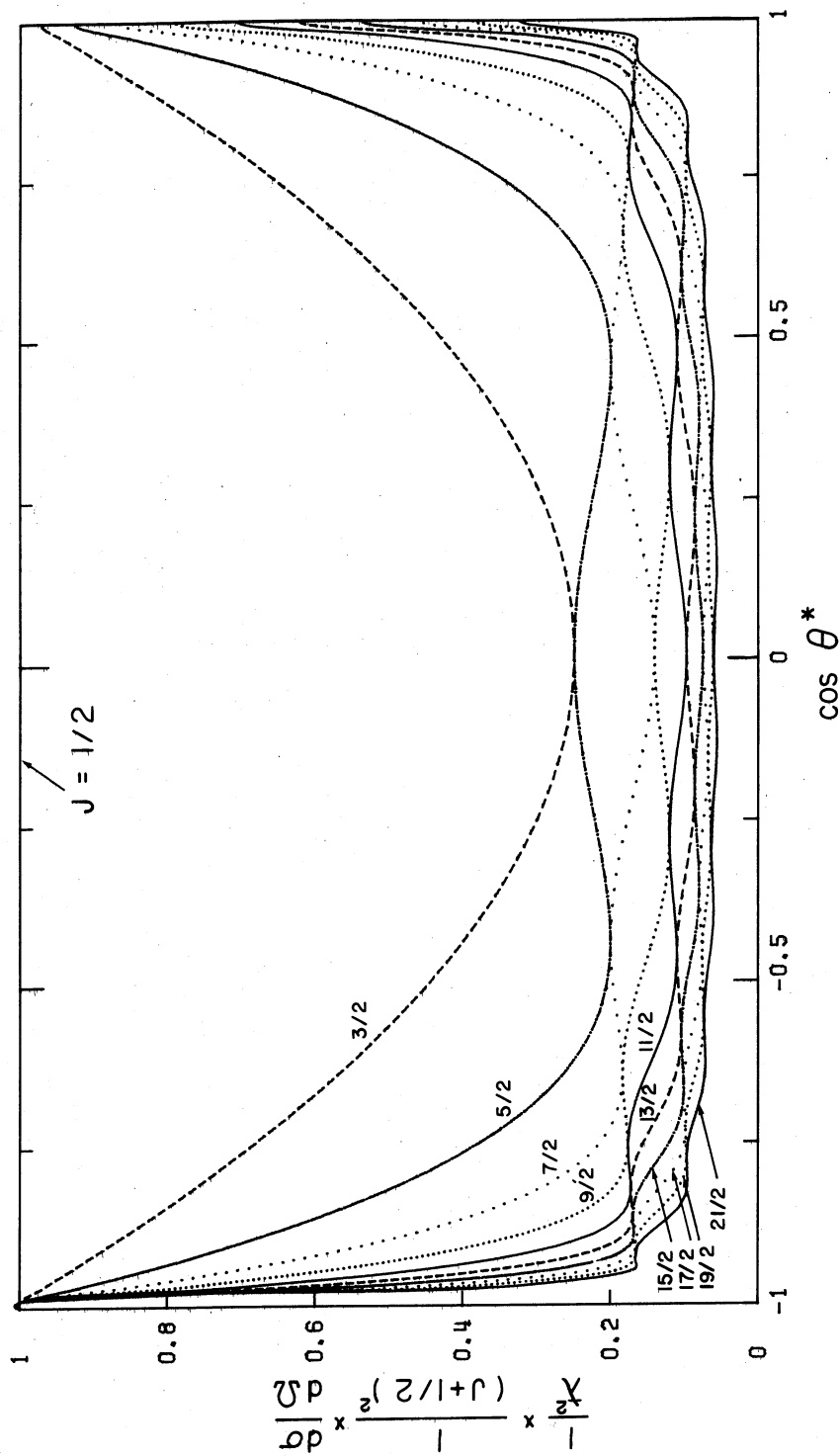


Fig. 1.6

Distributions angulaires de résonances de spin J en l'absence d'interférence. La pondération par les facteurs $1/(J + 1/2)^2$ effectuée pour la clarté du dessin, pourrait laisser croire à une dégradation de la sensibilité de l'expérience lorsque J augmente. Comme on l'indique au par. 1.2.2, c'est le contraire qui est vrai: sensibilité proportionnelle à $J + 1/2$.

En résumé une résonance peut se manifester par des accidents divers, sur une courbe de variation de la section efficace différentielle avec l'énergie.

Pour aller plus loin, référons nous à un modèle spécifique, le modèle CIM [18], qui on l'a vu (fig. 1.2), reproduit assez bien les données expérimentales antérieures à notre expérience. Les amplitudes de ce modèle étant réelles et négatives, la fonction $D(z)$ s'annule identiquement et la formule (1.19) se réduit à:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{res}}^{\text{CIM}} = \frac{1}{1 + \epsilon^2} [\lambda^2 x^2 A^2(z) + 2\lambda \epsilon x B(z)] \quad (1.20)$$

Les figs 1.7(a-c) et (d) présentent les résultats d'une simulation de la formule (1.20) à 10 GeV/c, pour des résonances de largeur $\Gamma = 1$ MeV, d'élasticité $x = 4 \times 10^{-3}$ et de spin parité respectivement $1/2^-$, $1/2^+$, $3/2^-$ et $3/2^+$ (ondes $s^{1/2}$, $p^{1/2}$, $p^{3/2}$ et $d^{3/2}$). Les 2000 tirages effectués correspondent à la statistique expérimentale à l'énergie considérée. Chaque structure se manifeste par un pic plus ou moins aigu.

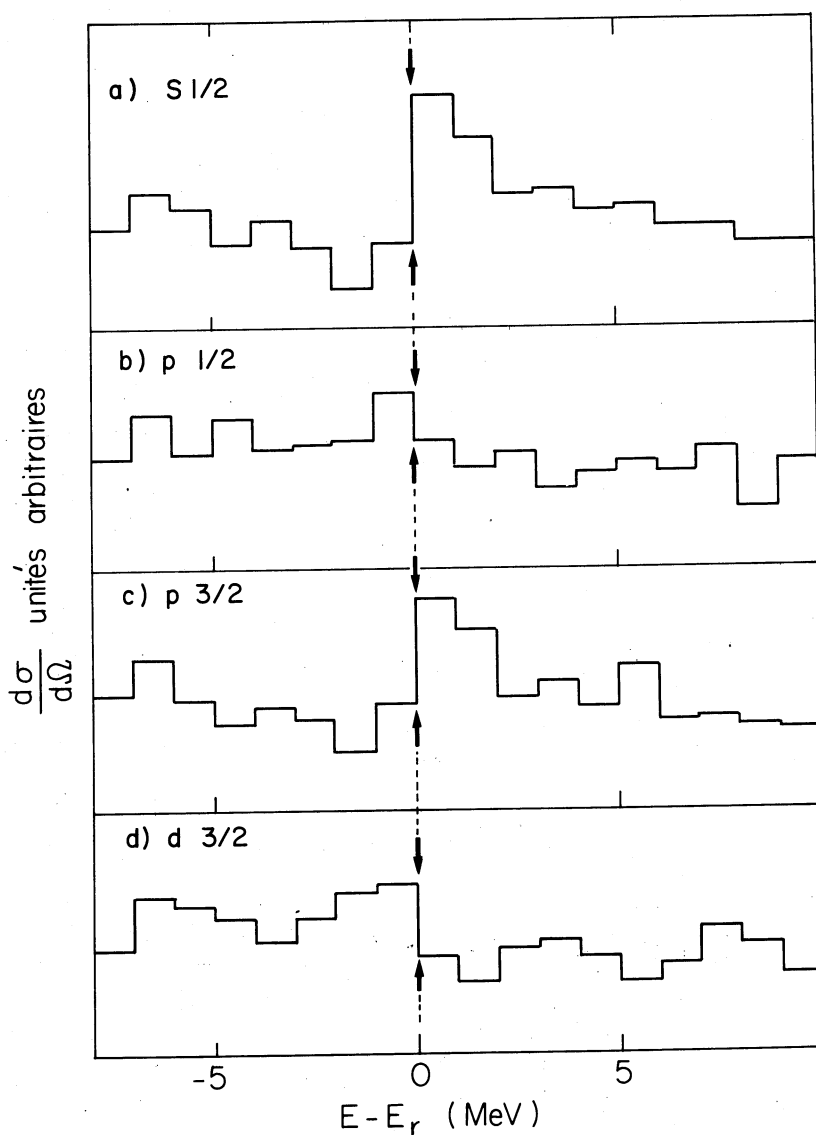


Fig. 1.7

Profils de section efficace au voisinage d'une résonance pour les premières ondes partielles $x \approx 0.7 x_c$.

En particulier pour une résonance $1/2^+$ (onde s), la formule (1.20) devient

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{res}}^{\text{CIM}} (s^{1/2}) = \frac{\lambda^2 x^2}{1 + \epsilon^2} \left[1 + \frac{2a_g(z)\epsilon}{\lambda x} \right] \quad (1.21)$$

Pour θ^* donné, cette expression possède deux extrema

$$\epsilon_{m,M} = -\frac{\lambda x}{2a_g} \pm \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda x}{2a_g} \right)^2} \quad (1.22)$$

Les relations (1.21) et (1.22) font apparaître une élasticité critique:

$$x_c = \frac{2a_g(z)}{\lambda} \quad (1.23)$$

qui gouverne les variations de la section efficace en fonction de l'énergie (figs 1.5/a-c).

Lorsque $x \gg x_c$ le fond non résonnant est négligeable. La section efficace est de la forme de Breit et Wigner et passe par un maximum pour l'énergie de la résonance.

Lorsque $x \ll x_c$, le terme d'interférence est prépondérant et la section efficace oscille entre deux extrema symétriques par rapport à l'énergie de la résonance et éloignée de celle-ci d'une demi-largeur ($\Gamma/2$). La section efficace s'annule à l'énergie de la résonance.

A 10 GeV/c, pour $\theta^* = 90^\circ$, $x_c = 6 \times 10^{-3}$. Cette valeur inférieure à toutes les élasticités mesurées pour des résonances baryoniques, incite à négliger les termes d'interférence, dans le cadre du modèle CIM. Les calculs du paragraphe suivant confirment la validité de cette approximation.

1.2.2 Calcul de la sensibilité de l'expérience à une résonance

Considérons l'expérience typique (évoquée au paragraphe 1.1) effectuée à l'impulsion nominale $p_{\text{lab}} = 10 \text{ GeV/c}$, mesurant la moyenne de la section efficace différentielle $\pi p \frac{d\sigma}{d\Omega}$ sur l'intervalle angulaire $\Delta \cos \theta^* = [-0.4, 0]$ et des intervalles d'impulsions incidentes d'extension $\delta p_{\text{lab}} = 5 \cdot 10^{-4} \times p_{\text{lab}}$, avec une luminosité intégrée par intervalle

$L/100 = 1 \text{ nb}^{-1}$. La section efficace du fond non résonnant $\Delta\sigma = 10 \text{ nb}$ correspond à 10 événements, la précision statistique de la mesure est donc de 30%. On note ζ l'écart-type de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

L'intervalle de masse de résonance couvert par une case de mesure est

$$\Delta E \approx \frac{\delta p_{lab}}{\sqrt{1 + \frac{2p_{lab}}{M_p}}} \approx 1 \text{ MeV} \quad (1.24)$$

M_p = masse du proton

A $10 \text{ GeV}/c$, $\lambda \approx 0.09 \text{ fm}$ et $\lambda^2 \approx 0.087 \text{ mb}$. La section efficace différentielle du fond est donnée par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta\sigma}{2\pi\Delta\cos\theta^*} \quad (1.25)$$

Une résonance est décelable lorsque sa section efficace est significativement plus grande que l'erreur statistique commise sur la section efficace du fond. Choissant un intervalle de confiance correspondant à une fluctuation positive limite de 4 écarts-type, la condition de détectabilité s'écrit:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{res}} \geq 4 \zeta \quad (1.26)$$

En négligeant les termes d'interférence dans (1.20), le premier membre s'écrit (*)

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{res}} = \frac{\lambda^2 x^2}{\Delta E} \int_{E_r - \frac{\Delta E}{2}}^{E_r + \frac{\Delta E}{2}} \frac{dE}{1 + \epsilon^2} \frac{1}{\Delta\cos\theta^*} \int_{-0.4}^0 A^2(z) dz \quad (1.27)$$

La moyenne de la distribution angulaire est approchée de façon satisfaisante pour des spins de résonances J supérieurs ou égaux à $5/2$ par la relation linéaire suivante:

(*) La relation (1.27) qui suit suppose la masse de la résonance au centre de la case d'énergie. Dans la pratique, les données expérimentales ont été examinées en effectuant deux subdivisions en énergie décalées de $\Delta E/2$.

$$\frac{1}{\Delta \cos \theta^*} \int_{-0.4}^0 A^2(z) dz \approx 0.59 + 0.90J \quad (1.28)$$

A hauts spins, cette formule empirique ne diffère que de 10% (par défaut) du facteur $J + 1/2$ caractérisant la dépendance en spin de la section efficace élastique totale et qui est égal au premier membre de (1.28) pour une résonance de spin $1/2$. Comme dans la pratique, $\Delta \cos \theta^*$ n'est pas forcément confondu avec $[-0.4, 0[$ (chap. 6) nous choisirons de représenter la distribution angulaire moyenne par $J + 1/2$. L'intégrale en énergie de la relation 1.27 est classique de sorte qu'on obtient

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{rés}} = \lambda^2 x^2 \frac{\Gamma}{\Delta E} \text{Arctg} \frac{\Delta E}{\Gamma} (J + 1/2) \quad (1.29)$$

Tirant de (1.25) l'expression de l'écart-type ζ de la section efficace du fond correspondant à 10 événements

$$\zeta = \frac{1}{\sqrt{10}} \frac{\Delta \sigma}{2\pi \Delta \cos \theta^*} \quad (1.30)$$

et la reportant au second membre de (1.26), on obtient la condition de détectabilité d'une résonance de largeur Γ , d'élasticité x et de spin J :

$$S(\Gamma, x, \Delta E, J) = (J + 1/2) \frac{\Gamma x^2}{\Delta E} \text{Arctg} \frac{\Delta E}{\Gamma} \geq \frac{5}{\lambda^2} \quad (1.31)$$

qui à 10 GeV/c, dans le cas d'une résonance infiniment étroite ($\Gamma \ll \Delta E$) et pour $\Delta E = 1$ MeV se réduit à $(J + 1/2) \Gamma x^2 \geq 37$ eV.

Remarques:

- (a) La formule (1.31) n'est applicable que pour des largeurs Γ petites devant ΔE (étendue d'une case en énergie). En effet, si cette condition n'est pas remplie, le signal résonnant déborde sur le domaine d'énergie servant à l'estimation de la section efficace du fond laquelle est alors déterminée de façon incorrecte. Pour chercher des résonances plus larges que ΔE , une méthode consiste à accroître l'étendue des cases en énergie. La fig. 1.8 présente la courbe de sensibilité relative aux résonance de spin $1/2$ qu'on obtient avec des

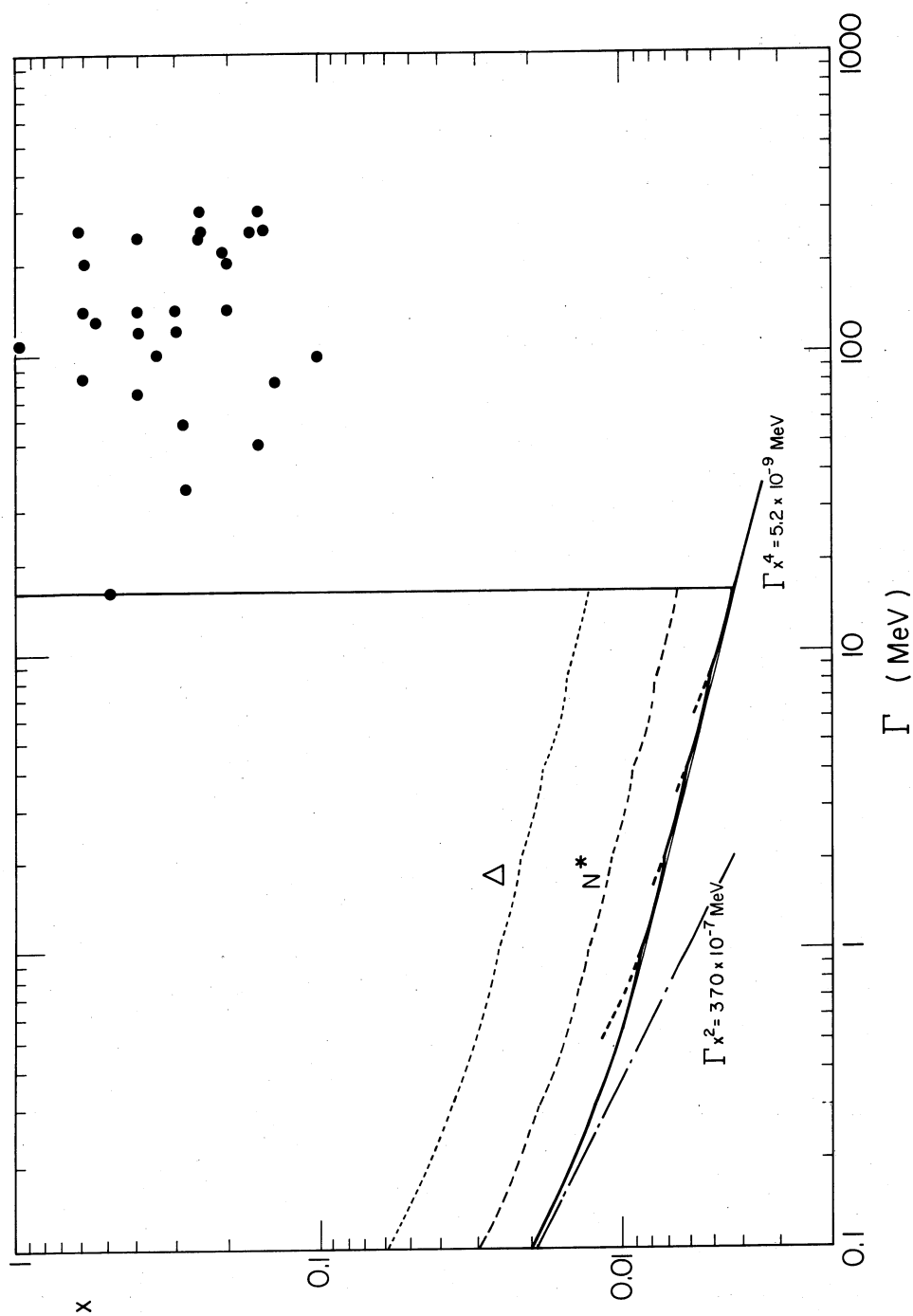


Fig. 1.8

subdivisions en énergie de pas formant une progression géométrique de raison 2: ΔE , $2\Delta E$, $4\Delta E$... La limite de sensibilité consiste en une chaîne d'arcs de courbes d'équation du type (1.31) (où l'égalité est vérifiée). L'arc correspondant à un pas $2\Delta E$ se déduit de son prédécesseur en multipliant le premier membre de (1.31) par un facteur $\sqrt{2}$ qui caractérise l'accroissement de l'erreur absolue sur le nombre d'événements déterminant la section efficace du fond. Le choix de pas discrets pour les subdivisions en énergie est une approximation nécessaire pour mettre en oeuvre une méthode pratique. En théorie, il faudrait toujours employer un pas ΔE adapté à la largeur de la structure cherchée et donc examiner des variations continues de ΔE . La courbe de sensibilité théorique de l'expérience est ainsi l'enveloppe des arcs déterminables expérimentalement. Son équation est: $\Gamma x^4 \approx 5 \times 10^{-3}$ eV. En résumé, la sensibilité de l'expérience à des résonances étroites est caractérisée, dans un diagramme (Γ, x) , par deux réseaux de courbes: d'une part, celui des asymptotes des arcs correspondant au plus petit pas ΔE compatible avec la résolution en masse de résonance: $(J + 1/2)\Gamma x^2 = 37$ eV, et, d'autre part, celui des courbes enveloppes: $(J + 1/2)\Gamma x^4 = 5 \times 10^{-3}$ eV. Enfin les largeurs des résonances détectables par cette méthode ne peuvent dépasser 20 MeV. Au delà, l'estimation de la section efficace du fond fait intervenir des données enregistrées dans différentes conditions expérimentales (avec des réglages du faisceau distincts). Le domaine de sensibilité de l'expérience couvre une région du plan (Γ, x) largement inexplorée comme l'indique l'accumulation des points correspondant aux résonances baryoniques non étrangères connues à ce jour, dans le coin supérieur droit (x et Γ élevés simultanément) du diagramme de la fig. 1.8.

- (b) Les résonances sont des états purs de spin isotopique. L'usage veut qu'on définisse l'élasticité d'une résonance par sa probabilité de désintégration totale en pion-nucléon quel que soit l'état de charge de l'état final ($\pi^- p$ ou $\pi^0 n$). Dans ce qui précède x est le rapport de branchement relatif à l'état de charge particulier $\pi^- p$. Il contient le carré du coefficient de Clebsch-Gordan qui projette le vecteur d'état de la résonance sur le vecteur d'état de la voie de sortie. Des relations

$$\begin{aligned} |\Delta^0\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^0 n\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^- p\rangle \quad \text{isospin } 3/2 \\ |N^{*0}\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 n\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^- p\rangle \quad \text{isospin } 1/2 \end{aligned} \quad (1.33)$$

il résulte que les élasticités des résonances pouvant être formées dans les collisions étudiées sont reliées à x par

$$x_N^* = \frac{3}{2} x \quad ; \quad x_\Delta = 3x \quad (1.34)$$

- (c) La fig. 1.8 montre que l'élasticité (x_N^* ou x_Δ) minimum d'une résonance de spin 1/2 détectable est de l'ordre de 1%. La condition de validité de l'approximation consistant à négliger les termes d'interférence dans le cas d'une onde $s^{1/2}$ (élasticité grande devant $x_c \sim 5 \times 10^{-3}$) est donc vérifiée. Puisque dans (1.31) un facteur $J + 1/2$ intervient, des résonances d'élasticités plus faibles que 1% peuvent être observées si leur spin est élevé. Nous n'avons pas calculé l'élasticité critique pour toutes les ondes partielles. L'examen des histogrammes des figs 1.7(a-d) montre des effets d'interférence observables dans certains cas (par exemple pour l'onde $p^{1/2}$). Il n'est donc pas prouvé que (1.31) puisse être appliquée pour toutes les ondes partielles.

De ce qui précède il ressort que si l'on accepte le modèle CIM, une résonance se manifeste essentiellement par un pic sur la courbe de variation avec l'énergie de la section efficace différentielle de la diffusion élastique à grand angle.

1.2.3 Sensibilité de l'expérience et statistiques devant être accumulées

La rapide dépendance en énergie de la section efficace du fond ($\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-8} \theta^* = \text{cte}$) pose le problème du choix de la luminosité en fonction de l'impulsion incidente. Deux stratégies extrêmes peuvent être envisagées. Bien que dépourvues de réalisme, elles sont ici mentionnées pour l'exemple.

- (a) Un programme uniquement voué à la recherche de résonances peut désirer obtenir une sensibilité constante à une structure de largeur Γ et d'élasticité x .
- (b) Une expérience destinée à la mesure de la section efficace différentielle élastique peut chercher, par contre, à obtenir une précision statistique aussi homogène que possible (uniforme par exemple).

La condition de détectabilité d'une résonance (1.31) peut s'écrire sous la forme

$$S(\Delta E, J, \Gamma, x) \geq \frac{4}{\lambda^2} \times \frac{1}{\sqrt{N}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ fond} \quad (1.35)$$

Pour que cette relation soit applicable, il est nécessaire que la luminosité soit assez grande pour que N le nombre d'événements détectés qui apparaît au dénominateur du second membre (que dans la suite on désignera par $S_{\text{limite}}(s)$) dépasse l'unité^(*). D'autre part, dans l'approximation légitime où l'acceptance de l'appareillage est considérée comme constante, la luminosité est proportionnelle au flux $\phi(s)$ des particules incidentes de sorte que:

$$N \propto \phi(s) \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ fond } s^{-1/2} \quad (1.36)$$

Les relations approximatives

$$\begin{aligned} \lambda &\approx 2/\sqrt{s} \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} &\propto \pi \lambda^2 s^{-8} \end{aligned} \quad (1.37)$$

permettent d'expliciter les dépendances en énergie du second membre de (1.35)

$$S_{\text{limite}}(s) \propto \left[\frac{s^{-6.5}}{\phi(s)} \right]^{1/2} \quad (1.38)$$

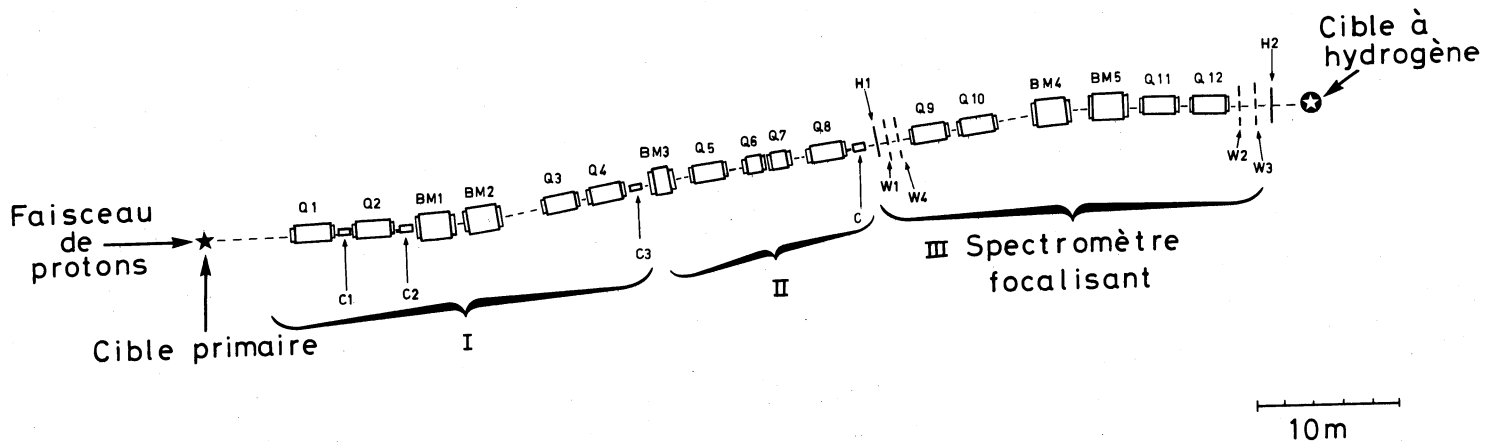
et du nombre d'événements détectés:

$$N(s) \propto \frac{\phi(s)}{s^{9.5}} \quad (1.39)$$

(*) Le cas des luminosités faibles peut néanmoins être traité en calculant l'intervalle de confiance à l'aide de la statistique de Poisson.

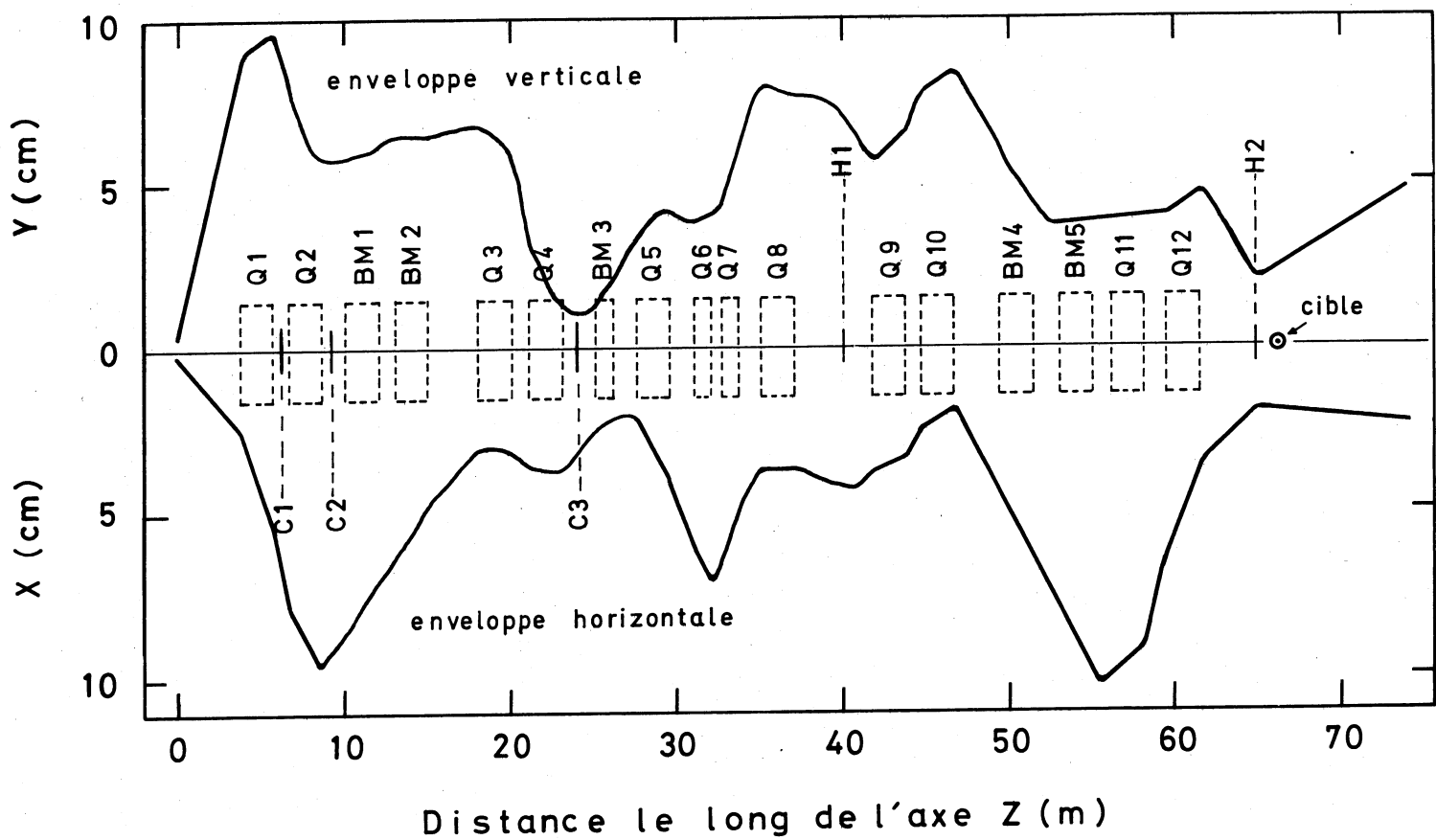
quantités devant respectivement être maintenues constantes (et définies), selon les stratégies (a) et (b). Lorsque l'on adopte la première, on voit qu'il faut faire varier la luminosité comme $s^{6.5}$, en retour l'incertitude statistique sur la mesure de la section efficace différentielle varie comme s^{-8} ce qui n'est pas réaliste. La stratégie (b) implique, quant à elle, une variation de la luminosité comme $s^{9.5}$, la sensibilité aux résonances étroites varie alors comme s^{-8} et l'expérience est, là encore, impraticable.

L'expérience a été effectuée à luminosité intégrée constante $L \sim 40 \text{ nb}^{-1}$ pour un intervalle d'impulsions incidentes comprises entre - et +2% de l'impulsion nominale du faisceau. Avec ce compromis réaliste entre les deux stratégies extrêmes, la sensibilité aux résonances étroites varie comme $s^{3.25}$ et l'erreur statistique sur la mesure de la section efficace différentielle comme $s^{4.75}$.



Faisceau P17

(a) Implantation



(b) Optique

Fig. 2.1

Implantation et optique du faisceau P17

2. DETERMINATION DE L'IMPULSION DES PARTICULES INCIDENTES

La recherche de structures étroites en énergie au dessus d'un fond de quelques nanobarns exige du dispositif devant détecter les particules incidentes et mesurer leur trajectoire, deux qualités principales:

- une précision optimale sur la quantité de mouvement,
- la capacité de supporter un flux maximal.

Le dispositif choisi (fig. 2.1(a)), un système de transport de faisceau sans séparateur (par. 2.1), se terminant par un spectromètre focalisant (par. 2.2), réduit à un minimum l'erreur sur l'impulsion due à la diffusion multiple et possède une acceptance relativement élevée (.460 msrd).

En plus des difficultés expérimentales que pose le contrôle de la stabilité de la géométrie et des champs magnétiques, ce choix conduit à des calculs complexes pour la détermination de l'impulsion et la reconstruction des trajectoires (en particulier à haut flux), calculs qu'il était impératif de vérifier.

Avant l'installation complète du détecteur, une expérience de contrôle du faisceau a été effectuée à l'aide d'un second spectromètre sans optique. Deux méthodes distinctes d'analyse des données (par. 2.4) ont d'autre part été développées. Les résultats obtenus indiquent que, pour environ 80% des particules d'un faisceau de $3 \times 10^6 \pi^-$ déversé en 300 ms, l'impulsion est calculée avec une précision relative de $\pm 2 \times 10^{-4}$ (écart-type de la distribution des erreurs).

2.1 Le faisceau

Installé dans la zone est d'expérimentation auprès du PS, le faisceau P17 [27], schématisé à la fig. 2.1(a) reçoit toutes les 2.4 s de l'éjection lente No. 62, des paquets de $5 \cdot 10^{11}$ protons de 24 GeV/c, de durée 0.3 s. Le système de transport du faisceau de π^- , recueille les particules émises à 0° par les interactions des protons dans une cible de tungstène parallélépipédique de dimensions $100 \times 2 \times 5 \text{ mm}^3$ et les achemine jusqu'à la cible à hydrogène (à 63 m) sans dispersion résultante, à travers une

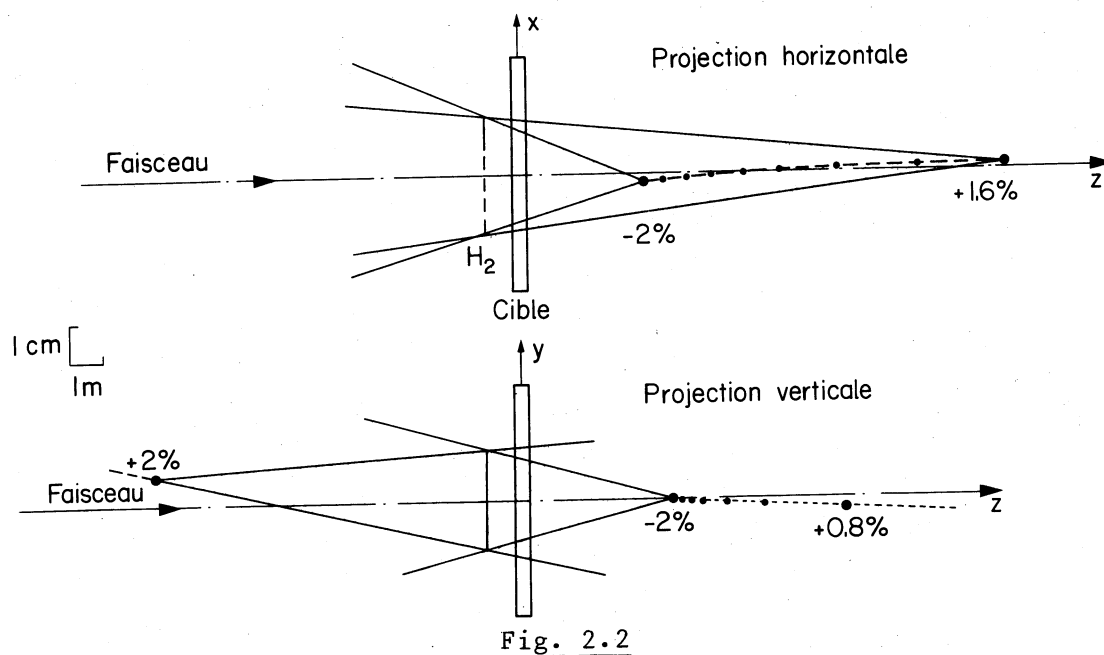
optique comprenant trois étages, dont les principales caractéristiques sont schématisées à la fig. 2.1(b) et répertoriées au tableau 2.1.

Le programme TRANSPORT [29] a servi à optimiser la compensation en déviation du faisceau. L'optique résultante forme, au voisinage de la cible à hydrogène, une image en vraie grandeur et inversée de la cible primaire dont la taille et la position latérale ne dépendent pas, au premier ordre, de l'impulsion.

Le premier étage (I sur la fig. 2.1(a)) élimine les particules positives et effectue une première sélection en impulsion. L'espace de phase est défini par les collimateurs C1, C2 et C3^(*). L'ouverture de ce dernier, une fente verticale située à l'image horizontale de la cible dispersée par les aimants BM1 et BM2, définit l'intervalle des impulsions acceptées soit, au maximum, $\pm 2\%$ de la quantité de mouvement nominale.

Le second étage (II) réduit le bruit de fond en formant une image du collimateur C3 quelques 20 m en aval de celui-ci. Le blindage (le collimateur C en particulier) absorbe la plupart des particules secondaires émises par les mâchoires de C3. L'aimant BM3 ne sert qu'à imposer une déviation supplémentaire aux particules, nécessaire pour des raisons pratiques d'implantation.

COMPENSATION EN DISPERSION $P_{lab} = 9.76 \text{ GeV/c}$



(*) L'espace de phases dépend en plus des dimensions du faisceau de protons primaires.

Le troisième étage (III) est la réplique du premier étage. L'image résultante de la cible primaire se forme à proximité de la cible à hydrogène. Elle se déplace longitudinalement en fonction de l'impulsion comme l'indique la fig. 2.2 (compensation en dispersion). Les détecteurs W_1 à W_4 exploitent le pouvoir dispersif des aimants de déviation $BM4$ et $BM5$ (2×74 mrad). Les chambres proportionnelles et les aimants de ce tronçon constituent le spectromètre focalisant.

2.2 Méthode expérimentale

2.2.1 Principe du spectromètre focalisant

La quantité de mouvement d'une particule chargée est souvent déterminée par la mesure de la déviation qu'elle subit dans un champ magnétique, sensiblement homogène, perpendiculaire à la direction du mouvement. Le spectromètre correspondant comprend un aimant encadré par deux télescopes de détecteurs mesurant la position des particules. Pour des télescopes donnés, l'incertitude sur la mesure provient essentiellement de la résolution spatiale des détecteurs et de la diffusion multiple que subissent les particules le long de leurs trajectoires. Le but du spectromètre focalisant [30] consiste à minimiser la seconde cause d'erreur en adjoignant une optique au dispositif (fig. 2.3).

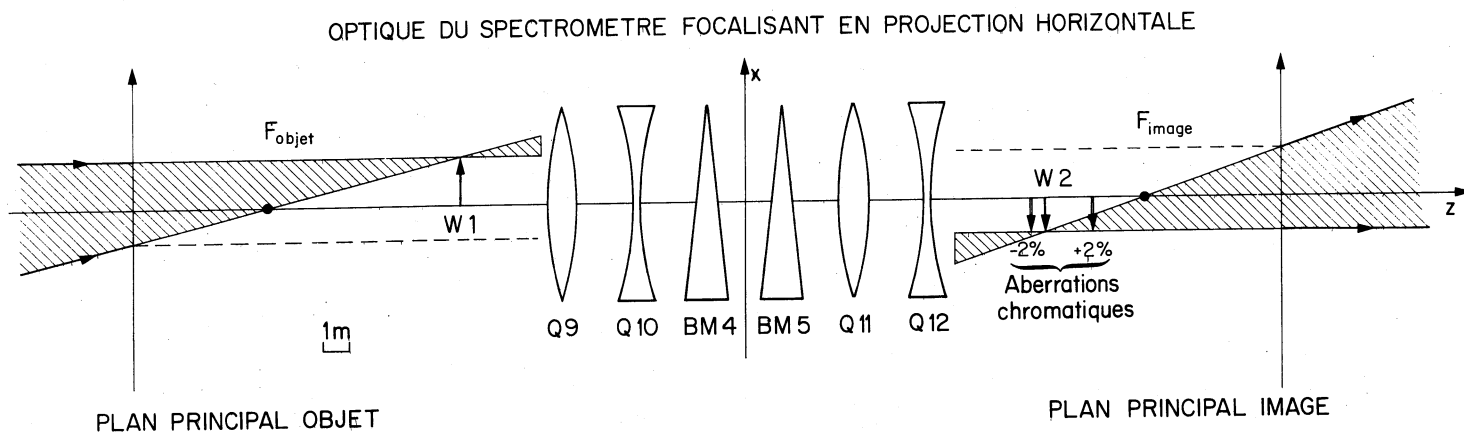


Fig. 2.3

La mesure des positions des particules dans des plans conjugués par l'optique en projection horizontale suffit, au premier ordre, à déterminer leur impulsion. Les chambres W_1 et W_3 (figs 1(a) et 2) forment un tel couple objet-image. Des variations de l'angle d'émission d'une particule au niveau de W_1 sont, dans ces conditions, sans effet sur la formation de l'image et donc sur la mesure de l'impulsion.

La précision de l'approximation linéaire est toutefois insuffisante lorsque le niveau d'incertitude sur l'impulsion visé est de l'ordre du dix-millième. La prise en compte des aberrations nécessite la mesure des coordonnées verticales et des angles. La fig. 2.3 montre, en particulier, l'importance des seules aberrations chromatiques: l'image de la chambre W_1 se déplace autour de W_2 d'environ 3 m le long du faisceau lorsque l'impulsion varie de 4% en valeur relative. La mesure des trajectoires est effectuée par quatre chambres proportionnelles W_1 , W_2 , W_3 , W_4 constituées chacune de deux plans orthogonaux. La chambre W_4 , bien que nuisible pour la mesure de l'impulsion à cause de la diffusion multiple qu'elle introduit, est indispensable pour lever les ambiguïtés des événements multitracés (à haute intensité, il n'est pas rare que l'intervalle de temps séparant deux particules du faisceau soit inférieur à la résolution temporelle des chambres proportionnelles). Pour cette raison elle a d'ailleurs été installée dans une position déduite de celle des autres (qui possèdent des fils sensibles respectivement verticaux et horizontaux - cf. par. 2.3.1.2) par une rotation de 30° autour de l'axe du faisceau.

Un spectromètre focalisant possède un second avantage indépendant: une grande acceptance qui résulte du pouvoir convergent des lentilles lesquelles rassemblent les trajectoires autour de l'axe optique. Ainsi, les conditions de Gauss (faible inclinaison des "rayons" sur l'axe) qui légitiment l'approximation de l'optique linéaire sont remplies.

L'appareillage utilisé (fig. 2.1(a)) comporte les éléments suivants répartis sur une longueur de 20 m:

- Deux aimants de déviation BM4 et BM5, longs de 2 m, assurent la dispersion.

- Deux séries de deux quadrupoles Q9-Q10 et Q11-Q12 constituent l'optique du spectromètre.
- Quatre chambres proportionnelles W_1 et W_4 en amont, W_2 et W_3 en aval, mesurent la position et la direction des particules à l'entrée et au sortir du spectromètre. Le tissage au pas de 0.5 mm réduit à un minimum (≈ 0.15 mm) l'incertitude sur la localisation des trajectoires.

L'influence de la diffusion multiple est minimisée d'une part par la construction de chambres aussi minces et légères que la technologie le permet et d'autre part en imposant le vide sur le trajet des particules en dehors des détecteurs (par. 2.3.1.2).

Deux hodoscopes H_1 et H_2 encadrent le spectromètre et signalent le passage d'une particule avec une résolution en temps de 6 ns. La géométrie du dispositif est rassemblée aux tableaux 2.1 (pour les aimants) et 2.2 (pour les détecteurs).

Une simulation (par. 2.4.1) permet d'estimer la précision relative théorique en impulsion d'un tel spectromètre à 2×10^{-4} (écart-type).

2.2.2 Principe du calcul de l'impulsion et méthode expérimentale de vérification par un spectromètre de contrôle

Les difficultés expérimentales propres à un tel dispositif proviennent de sa complexité. L'alignement d'un grand nombre d'éléments magnétiques et de détecteurs, le contrôle de la stabilité de la géométrie doivent être réalisés avec des tolérances plus contraignantes que lors d'autres expériences. Le nombre et la diversité des champs magnétiques influençant les trajectoires rendent difficile la reconstruction de celles-ci et ont été pris en compte dans une simulation utilisant la méthode de Monte-Carlo (par. 2.4.1).

Pour vérifier cette simulation et, en particulier, s'assurer de l'exactitude du calcul de l'impulsion, des expériences-test ont été effectuées à faible intensité (moins de $10^6 \pi^-$ par cycle de machine) pour des impulsions nominales de 6, 10 et 14 GeV/c. Un spectromètre de contrôle sans optique (fig. 2.4), placé en aval du spectromètre focalisant mesure une seconde fois la quantité de mouvement des particules du faisceau.

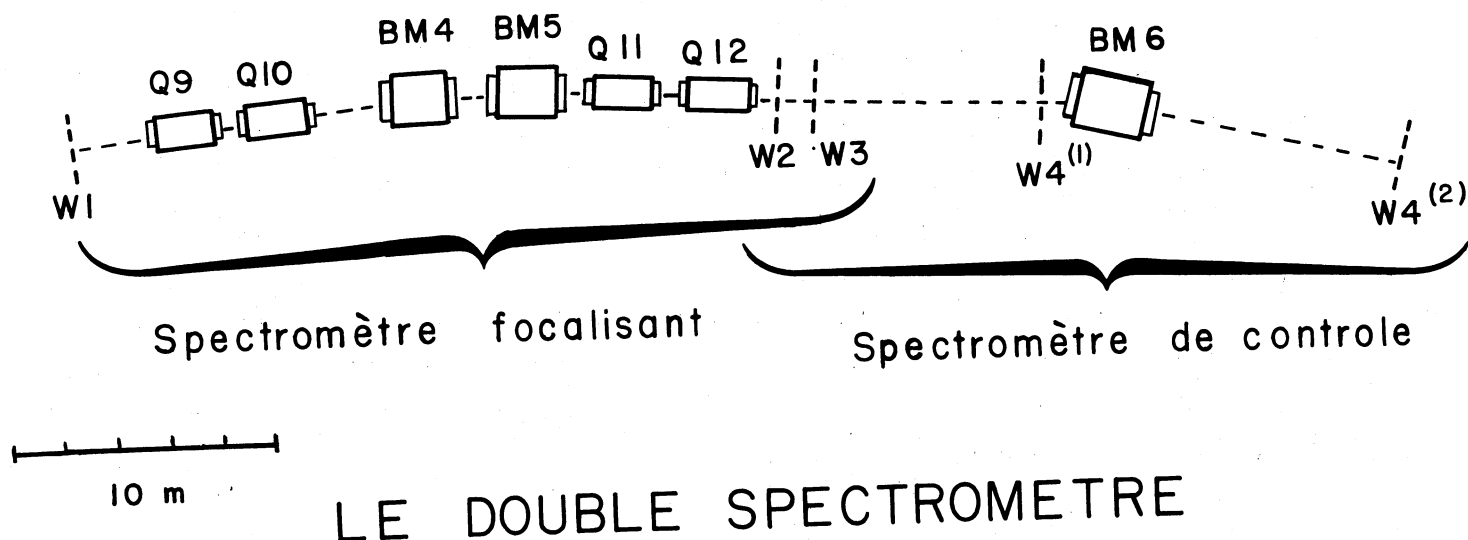


Fig. 2.4

La déviation horizontale θ dans l'aimant BM6 (identique aux aimants BM4 et BM5) est mesurée par les chambres proportionnelles W_2 et W_3 , communes aux deux spectromètres, et les chambres $W_4^{(1)}$ et $W_4^{(2)}$ fabriquées à partir des deux plans de la chambre W_4 .

Le champ de l'aimant BM6 a constamment été maintenu à sa valeur maximum correspondant à un pouvoir d'analyse $p\theta = 1 \text{ rad} \times \text{GeV}/c$. Le bras aval du spectromètre a donc dû être déplacé à chaque énergie.

Une incertitude relative comparable à celle propre au spectromètre focalisant est obtenue sur une acceptance réduite grâce à la longueur des bras de levier ($L = 10 \text{ m}$), à l'espacement entre fils de chambre ($e = 0.5 \text{ mm}$), à la mise sous vide de la zone de transit des particules, au blindage anti-magnétique du trajet extérieur à l'aimant BM6^(*), et enfin grâce à une construction particulière de la chambre $W_4^{(1)}$ où l'économie de matière est poussée à l'extrême (par. 2.3.1.2). Le calcul simplifié ci-dessous donne l'ordre de grandeur de la précision atteinte. Lorsque seules les mesures des chambres W_3 , $W_4^{(1)}$ et $W_4^{(2)}$ (désignées par 1, 2 et 3 dans la suite) sont prises en compte pour obtenir la déviation θ , l'incertitude sur cette grandeur résulte d'une part de la résolution

(*) L'effet du champ magnétique terrestre sur les 20 m du second spectromètre serait en l'absence de blindage de quatre gauss-mètre soit environ un dix millième du pouvoir de courbure de l'aimant BM6.

spatiale $\Delta x = e/2\sqrt{3}$ des chambres et d'autre part de la diffusion multiple sur la chambre médiane

$$\begin{aligned} \text{Résolution spatiale } \Delta\theta_{\text{rés}} &= \frac{1}{L} [(\Delta x_1)^2 + (2\Delta x_2)^2 + (\Delta x_3)^2]^{1/2} \\ &= \frac{\sqrt{6}}{L} \frac{e}{2\sqrt{3}} \end{aligned}$$

$$\text{Diffusion multiple: } \Delta\theta_{\text{d.m.}} = \frac{0.015}{p} \sqrt{\sum \frac{x}{x_0}}$$

$\sum \frac{x}{x_0}$ somme des rapports des épaisseurs traversées aux longueurs de radiation pour chaque matériau constituant $W_4^{(1)}$
 $\approx 15.2 \times 10^{-5}$ (voir tableau 2.3(b)),

soit

$$\Delta\theta_{\text{d.m.}} = \frac{a}{p} \approx \frac{1.85 \times 10^{-4}}{p}$$

L'incertitude résultante est donc

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{1}{\theta} [(\Delta\theta_{\text{rés}})^2 + (\Delta\theta_{\text{d.m.}})^2]^{1/2} = \left[\frac{e^2}{2L^2\theta^2} + \frac{a^2}{p^2\theta^2} \right]^{1/2}$$

soit, puisque le pouvoir d'analyse est maintenu constant $p\theta = 1 \text{ GeV/c rad}$

$$\frac{\Delta p}{p} = \left[\frac{e^2 p^2}{2L^2} + a^2 \right]^{1/2},$$

soit numériquement $\Delta p/p = [.125 p^2 + 3.42]^{1/2} \times 10^{-4}$.

La précision de mesure est donc de

$$\begin{aligned} 2.55 \cdot 10^{-4} &\text{ à } 5 \text{ GeV/c,} \\ 2.8 \cdot 10^{-4} &\text{ à } 6 \text{ GeV/c,} \\ 4.0 \cdot 10^{-4} &\text{ à } 10 \text{ GeV/c.} \end{aligned}$$

Le calcul complet, effectué en simulation, fait intervenir une cause d'erreur supplémentaire, indirectement due à la diffusion multiple subie par les particules lorsqu'elles traversent les scintillateurs situés immédiatement en aval de la chambre W_3 . Pour les expériences-tests effectuées avec les deux spectromètres, il aurait fallu supprimer ces compteurs. Ce manque de clairvoyance, au moment de la prise des données se paie par une dégradation de la précision du spectromètre de contrôle. La diffusion

multiple dans ces scintillateurs introduit une dispersion d'environ 7 mm sur la position verticale (non mesurée) des trajectoires à l'entrée de l'aimant BM6. Les variations verticales du champ répercutent cette imprécision sur la mesure de l'impulsion; l'effet est d'environ 3×10^{-4} à 6 GeV/c. L'incertitude totale sur la détermination de l'impulsion par le spectromètre de contrôle s'établit à 4×10^{-4} à 6 GeV/c.

Malgré son défaut, le spectromètre de contrôle permet d'évaluer le niveau de la précision de mesure du spectromètre focalisant (c.f. par. 2.4.2). L'expérience de basse énergie (6 GeV/c) est la plus probante à cet égard. En effet, d'une part, l'incertitude de mesure du spectromètre de contrôle augmente avec l'impulsion, comme indiqué plus haut. D'autre part, la partie variable avec l'énergie, de l'erreur de mesure du spectromètre focalisant, provient de la diffusion multiple qui, bien que pratiquement négligeable par construction, décroît avec l'impulsion.

2.3 Réalisation pratique

2.3.1 Les détecteurs

La méthode de mesure de l'impulsion nécessite des détecteurs à résolution spatiale fine, construits avec un minimum de matière (diffusion multiple), et dont la position dans le laboratoire puisse être contrôlée facilement et avec précision.

L'intensité du faisceau ($\sim 10^7$ particules par seconde) interdit l'emploi des chambres à migration dont, pourtant, la résolution spatiale ($< 100 \mu\text{m}$) est inégalée et donc, oblige à recourir à des chambres proportionnelles multifils. Leur caractéristique essentielle est le tissage des fils d'anode au pas $e = 0.5 \text{ mm}$ qui détermine la précision de mesure $\sigma = e/2\sqrt{3} = 0.144 \text{ mm}$. Des hodoscopes à scintillation assurent en outre la détection des instants de passage des particules (avec une résolution de 6 ns qui, étant environ dix fois plus courte que celles des chambres, permet de lever l'ambiguïté de certains événements multitraces) et déclenchent l'enregistrement des événements candidats.

2.3.1.1 Les hodoscopes

Deux assemblages de cinq scintillateurs couplés à des photo-multiplicateurs rapides XP2230 par des guides de lumière à air (pour éviter l'effet Cerenkov des particules du halo), constituent les hodoscopes H_1 (en amont) et H_2 (en aval). Pour obtenir une bonne efficacité malgré le faible gain des tubes employés, la lumière émise par les faces des scintillateurs est détectée. Cette géométrie réduit le nombre de réflexions subies par les rayons lumineux et les pertes correspondantes par rapport au montage usuel où la photo-cathode est placée en regard d'une arête de scintillateur. Pour des raisons d'implantation cela a conduit à incliner les plans de scintillateurs de 30° par rapport à la verticale. Les surfaces verticales couvertes sont respectivement de $120 \times 21.7 \text{ mm}^2$ pour H_1 et $35 \times 30.3 \text{ mm}^2$ pour H_2 ; les épaisseurs des scintillateurs respectivement de 3 et 2 mm.

H_1 se compose de cinq scintillateurs identiques de 24 mm de large. Par contre, les surfaces des scintillateurs de H_2 sont découpées de façon à répartir les taux de comptage de façon homogène: deux scintillateurs larges de 10 mm en encadrent trois de 5 mm de largeur.

En aval de H_2 , un scintillateur carré ($160 \times 160 \text{ mm}^2$) percé d'un trou de diamètre 80 mm, le compteur T_0 , permet d'éliminer les particules du halo.

2.3.1.2 Les chambres proportionnelles [27]

Les chambres de faisceau comportent deux plans de fils orthogonaux (à 1 mrad près) et sont montées perpendiculairement au faisceau. A l'exception de W_4 (tournée de 30° de façon à lever les ambiguïtés de reconstruction), elles mesurent les coordonnées x (horizontale) et y (verticale) des impacts des particules du faisceau sur un diamètre utile de 115 mm. Le nombre de fils tissés s'élève à 1848 (231 par plan).

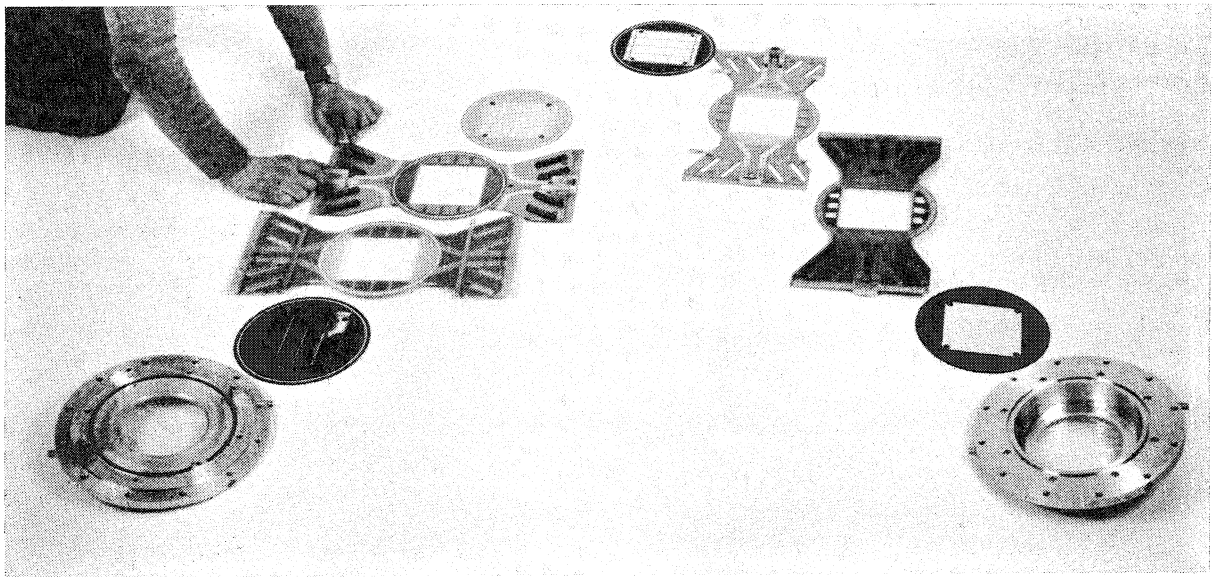


Fig. 2.5

Vue éclatée d'une chambre de faisceau

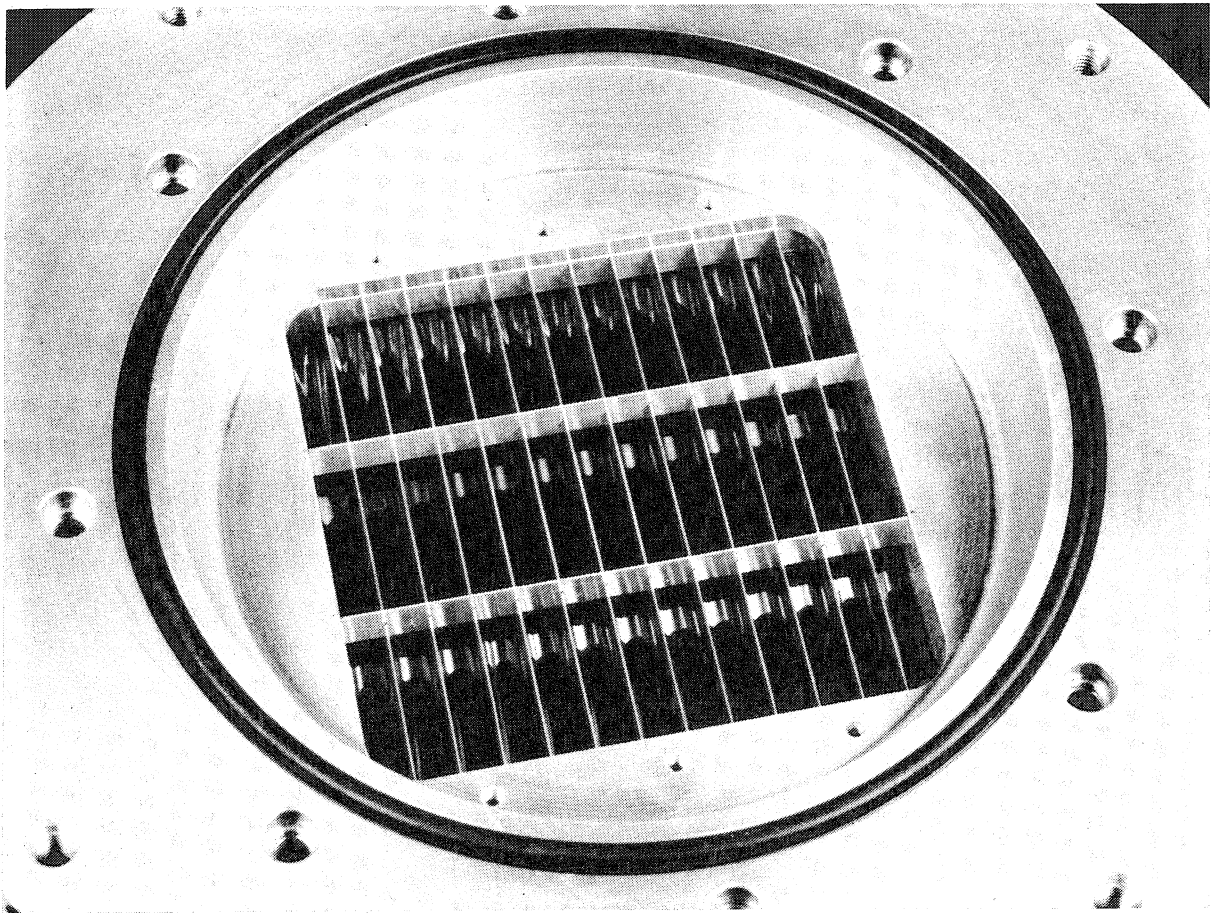


Fig. 2.6

Le plan $W_4^{(1)}$

Les éléments constituant un plan de mesure apparaissent sur la vue éclatée de la fig. 2.5. Les fils sensibles en tungstène doré, de diamètre $5\text{ }\mu\text{m}$ sont espacés de 0.5 mm (la distribution des distances inter-fils a un écart-type de $5\text{ }\mu\text{m}$ et un écart maximal de $50\text{ }\mu\text{m}$); après avoir été tendus à 2 g , ils sont soudés sous microscope sur un cadre de vétronite dont l'épaisseur $a = 2\text{ mm}$ fixe l'écartement entre anode et cathode. Pour contrebalancer les forces électrostatiques, des fils de soutien en nylon, de diamètre 0.05 mm , sont tendus perpendiculairement aux fils sensibles, à 30 mm de part et d'autre du milieu du plan. Malgré leur inconvénient (l'inefficacité est complète sur une bande large de 2 mm le long d'un fil de soutien), ils sont indispensables à la stabilité du fonctionnement du détecteur. Les plans de cathode, des feuilles de mylar aluminisé épaisses de $6\text{ }\mu\text{m}$ (épaisseur d'aluminium 35 nm) sont scindés en quatre bandes séparément reliées à la haute tension négative par des résistances de $10\text{ M}\Omega$. Le nombre et la forme des bandes varient suivant les plans pour ajuster les surfaces sensibles aux profils de faisceau (tableau 2.4). Les fenêtres en mylar limitant extérieurement les enceintes des chambres peuvent avoir deux épaisseurs: $6\text{ }\mu\text{m}$ suffisent pour une chambre (telle que W_1 ou W_3) complètement plongée dans l'atmosphère; par contre $56\text{ }\mu\text{m}$ sont nécessaires, lorsque ces fenêtres séparent directement la chambre du tuyau à vide (cas de W_2 et W_4). Dans ce cas l'aspiration subie par ces membranes augmente l'épaisseur de l'enceinte où circule le gaz. Pour lutter contre cet effet et garder une épaisseur de mylar de $6\text{ }\mu\text{m}$, le détecteur $W_4^{(1)}$ du spectromètre de contrôle a été armé de lamelles verticales d'acier inoxydable ($0.5 \times 10 \times 115.5\text{ mm}^3$) disposées tous les centimètres (fig. 2.6) (transparence 0.95). Les angles de diffusion multiple correspondant aux diverses "fabrications" sont rassemblés au tableau 2.3.

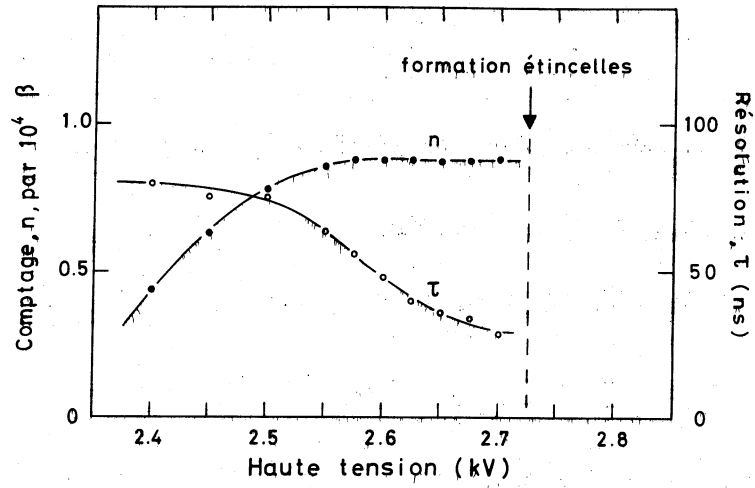
La précision de la position relative des cadres constituant une chambre ($\sim 0.1\text{ mm}$) et la reproductibilité de leur mise en place par rapport au support sont obtenues grâce à un système de centrage à goupilles. Deux réticules visibles après l'assemblage, sont gravés sur le circuit imprimé d'anode, dans le prolongement du fil central. La mesure de

leur position par rapport à des mires solidaires du bâti-support de la chambre, et observables en permanence, est effectuée avant que le détecteur ne soit installé sur le faisceau. La précision sur la position des fils sensibles est de l'ordre de 0.2 mm.

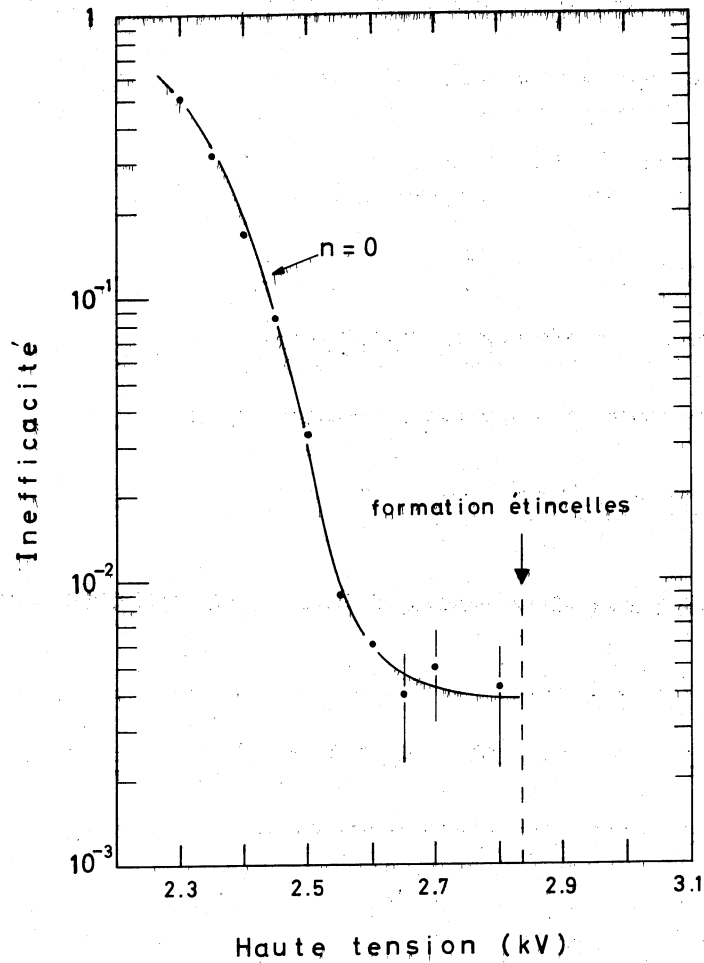
L'efficacité de détection des particules chargées est déterminée par le gain de la chambre, la statistique de l'ionisation primaire et le temps mort de l'électronique.

La géométrie particulière d'une cellule ($e = 0.5$ mm, $a = 2$ mm, $d = 5$ μ m (diamètre du fil)) limite le gain à environ 10^5 soit dix fois moins qu'une chambre habituelle ($e = 2$ mm, $a = 8$ mm, $d = 20$ μ m). La sensibilité de l'électronique est choisie en conséquence: pour une constante de temps de 30 ns le signal correspondant à un électron se situe au niveau de 50 μ V, comparable à la valeur quadratique moyenne du bruit de fond à l'entrée du préamplificateur.

Dans le mélange gazeux utilisé (73% d'argon, 2% de propane, 20% d'isobutane, 0.4% de fréon) saturé d'alcool isopropylique à 9°C sous la pression atmosphérique une particule au minimum d'ionisation crée, en moyenne, deux paires d'ions par mm de parcours. Pour obtenir une efficacité de $e^{-5} = 0.67\%$ (loi de Poisson), il faut créer cinq paires d'ions primaires donc collecter les charges émises sur un parcours de 2.5 mm soit 1.25 mm de part et d'autre du fil. Le temps de résolution mesuré expérimentalement (fig. 2.7(a)) se compare de façon satisfaisante avec la durée obtenue en divisant le parcours des électrons par leur vitesse de dérive (0.04 mm/ns) soit 31 ns. Les temps de montée des impulsions électroniques et la définition en temps des particules par les scintillateurs (6 ns) fixent le temps de résolution d'une chambre de faisceau à 50 ns (largeur de la porte d'écriture - signal gouvernant l'accessibilité à la mémoire -). La probabilité d'événements multitracés n'est donc pas négligeable lorsque l'intensité du faisceau avoisine 10^7 particules par seconde. La fig. 2.7(b) montre la variation de l'inefficacité de détection en fonction de la haute tension, pour une largeur de la porte d'écriture égale à 75 ns.



(a) Temps de résolution



(b) Inefficacité

Fig. 2.7

Performances des chambres de faisceau

La mesure de la variation de l'inefficacité en fonction du taux de comptage estimé par fil permet de mesurer le temps mort de l'électronique. Il s'établit autour de 250 ns.

L'électronique associée aux chambres comprend (fig. 2.8):

- Un préamplificateur de gain 40 sur chaque fil.
- Une ligne bifilaire torsadée d'impédance caractéristique 120Ω pour transporter sur 15 m les signaux de la zone expérimentale à la salle de comptage.
- Des tiroirs CAMAC regroupant pour 16 fils les circuits assurant l'amplification et la discrimination des signaux; le retard nécessaire pour compenser le temps de décision de l'électronique logique (~ 500 ns) obtenu par un système de 2 monostables commandés par un bistable; et la mémorisation des informations.

Les tiroirs sont regroupés dans des châssis (un par plan) qui constituent une branche série et transmettent au calculateur, pour chaque déclenchement, les numéros des fils touchés (par. 4.2).

2.3.2 Stabilité du spectromètre

La durée moyenne d'une prise de données dans des conditions expérimentales fixes correspondant à un intervalle de $\pm 2\%$ autour de l'impulsion nominale, s'établit autour d'une semaine. Au cours d'une telle période la position des chambres et des aimants ainsi que les courants circulant dans ceux-ci doivent rester stables.

2.3.2.1 Géométrie

Sur chaque aimant, deux pendules (clinomètres) mesurent électriquement les inclinaisons transversale et longitudinale avec une précision meilleure que 0.1 mrad. Des relevés sont effectués toutes les huit heures au cours de la prise des données.

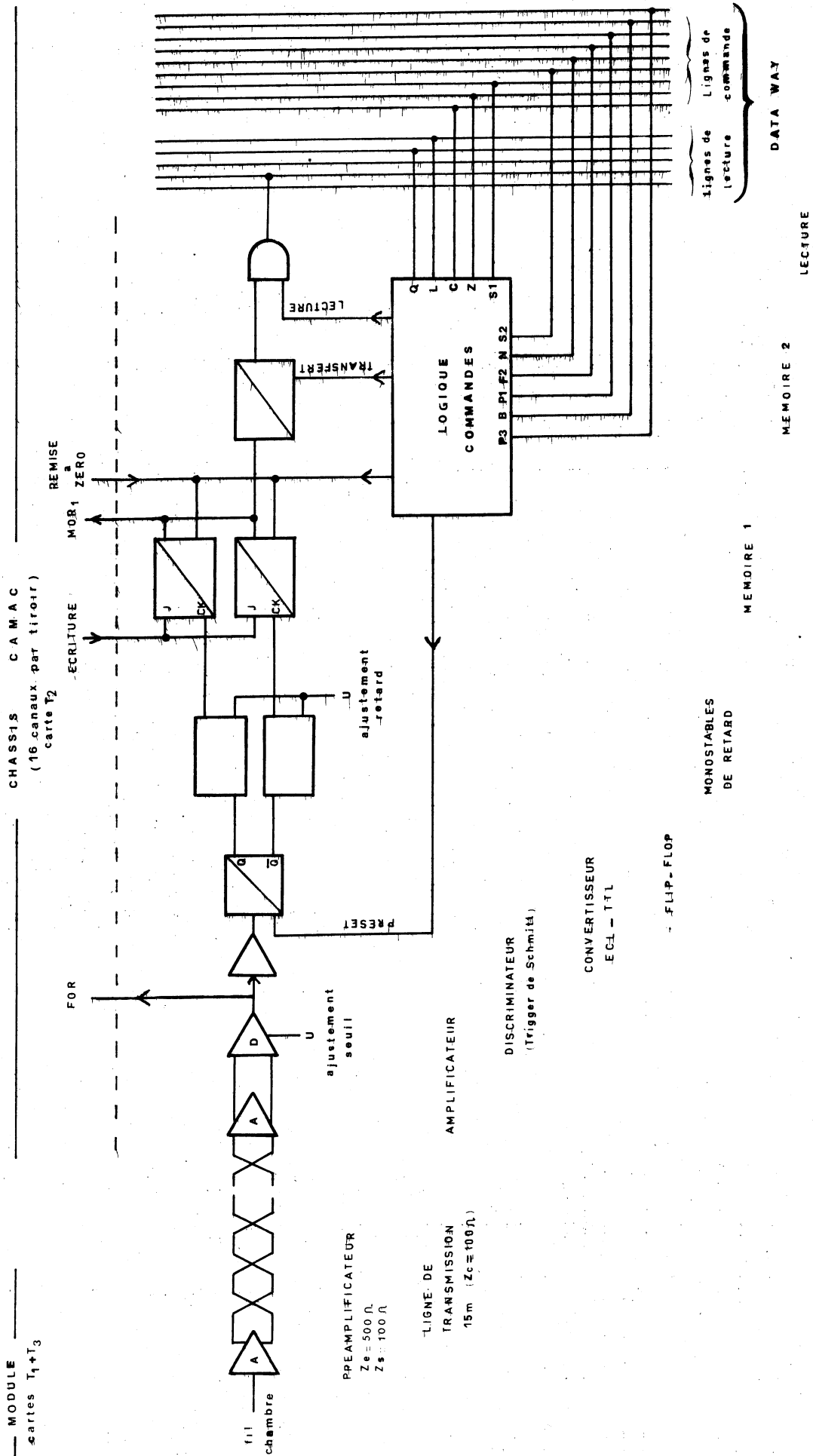


Fig. 2.8

Electronique des chambres de faisceau

Avec une périodicité bimensuelle, l'équipe des géomètres vient mesurer au microscope la position de mires solidaires des aimants, par rapport à un fil de nylon [31] tendu entre l'extrémité amont du quadrupôle Q9 et l'extrémité aval de Q12. Sauf après de longs arrêts de l'accélérateur ou suite à des manipulations d'éléments du faisceau, ces contrôles n'ont jamais décelé de déplacement sensible des aimants sur des périodes d'un mois.

Les géomètres contrôlent aussi la position des chambres proportionnelles par rapport aux axes optiques définis dans chaque bras du spectromètre focalisant, par les quadrupôles. La précision des mesures de leurs positions transversales est de 0.2 mm. La reconstruction des coordonnées redondantes sur les trajectoires (par. 4.2) détermine les positions relatives des chambres correspondantes avec une meilleure précision (< 0.1 mm) et permet de prendre en compte les déplacements éventuellement observés au cours de la prise de données.

2.3.2.2 Champs magnétiques

Des sondes à résonance magnétique nucléaire [32], placées à poste fixe dans l'entrefer des deux aimants de déflexion mesurent le champ magnétique avec une précision relative de 10^{-5} . Leurs indications sont transmises au calculateur et enregistrées sur bande magnétique après chaque impulsion de machine.

L'influence des gradients de champ des quadrupôles a moins d'importance pour la mesure de l'impulsion, c'est pourquoi la stabilité des génératrices (meilleure que 10^{-3} en valeur relative) a été jugée suffisante.

2.3.3 Réglage du faisceau

Les imprécisions inévitables concernant, d'une part les courbes d'aimantation des éléments magnétiques (en particulier celles des dipôles, BM1, BM2, et BM3 des deux premiers étages) et, d'autre part, la position de ces aimants, imposent, avant toute prise de données, un ajustement des courants pour obtenir le raccordement des axes optiques des trois étages.

Les courants des quadrupôles sont choisis à partir de leurs caractéristiques de fabrication. Une interpolation entre les cinq valeurs des courants pour lesquels les cartes de champ des aimants BM4 et BM5 ont été mesurées avec une précision relative de 10^{-5} , détermine les intensités à injecter dans les aimants de déviation du spectromètre. L'optimisation du faisceau consiste donc à déterminer expérimentalement les courants des aimants BM1, BM2 et BM3 par approximations successives de façon que des particules astreintes à suivre l'axe optique théorique du premier étage par la fermeture des collimateurs C1 et C2 à ± 40 mm, et C3 à ± 5 mm passent au voisinage de l'axe optique du spectromètre focalisant et donc se répartissent symétriquement sur les hodoscopes de faisceau.

2.4 Analyse des données

La trajectoire d'une particule chargée dans un système de champs magnétiques constants dépend de cinq paramètres. Pour un événement enregistré, il s'agit, d'une part, d'identifier une trajectoire vraisemblable parmi toutes les associations de fils touchés et, d'autre part, de calculer l'impulsion de la particule correspondante. Comme huit plans de mesure sont disponibles pour cinq paramètres à définir, trois contraintes (au maximum) permettent de sélectionner le signal des trajectoires de faisceau et de rejeter le bruit de fond (dû aux coïncidences fortuites, aux rayons δ , aux interactions parasites). Deux méthodes complémentaires ont été développées pour ce tri. L'une utilise les résultats de la simulation qui en tout état de cause est indispensable pour calculer l'impulsion. L'autre repose sur les méthodes de l'analyse multidimensionnelle et ne prend en compte que la cohérence interne de l'échantillon statistique constitué par les données expérimentales.

2.4.1 La simulation

Le programme de simulation engendre à la cible primaire, des particules d'impulsion donnée dans l'espace de phase défini par les collimateurs C1, C2 et C3. Un repère mobile est défini tout le long du faisceau, comme indiqué à la fig. 2.9: la tangente horizontale à l'axe optique (trajectoire de référence) porte l'axe des z d'un trièdre direct que complète l'axe des y (suivant la verticale ascendante) et l'axe des x . Chaque trajectoire est définie, dans un plan d'abscisse curviligne z , par un vecteur V à cinq composantes

$$V = [x, x', y, y', \frac{dp}{p}]$$

où

- x et y sont les coordonnées de la trajectoire dans le repère mobile,
- x' et y' sont les angles entre la trajectoire et l'axe optique en projections horizontale et verticale,
- dp/p est l'écart relatif en impulsion de la trajectoire à la trajectoire nominale.

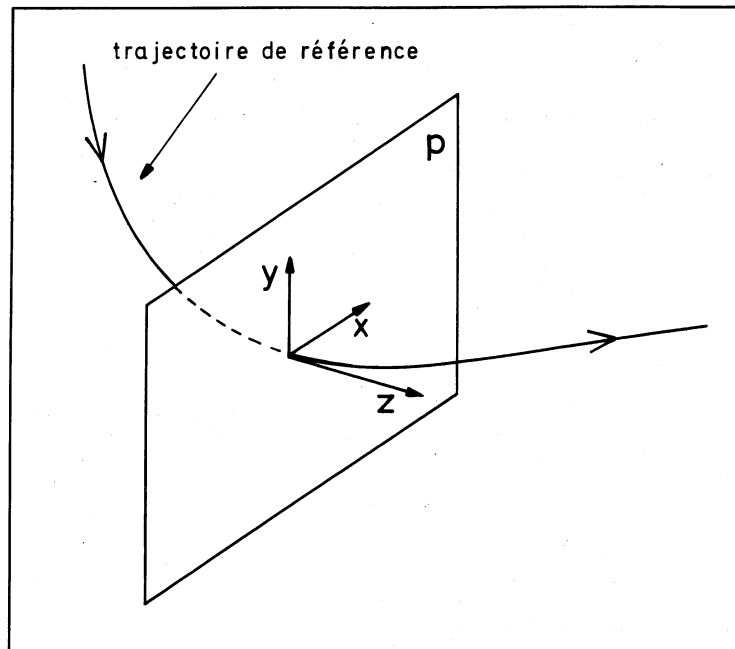


Fig. 2.9

Le programme d'optique du faisceau (TRANSPORT [29]) exprime la propagation d'une particule d'un plan d'abscisse curviligne z_1 à un plan d'abscisse curviligne z_2 par un développement ^(*) :

$$V^{(2)i} = A_j^i V^{(1)j} + B_{jk}^i V^{(1)j} V^{(1)k} \quad (2.1)$$

(*) - i, j et k indiquent les composantes des vecteurs V .
 - une sommation sur les indices répétés est implicite.

Afin d'obtenir la précision souhaitée, Les matrices A et B des aimants de déviation du spectromètre focalisant (BM4 et BM5) et du spectromètre de contrôle (BM6) ont été déterminées expérimentalement. Pour cela, des mesures de cartes de champ [33] ont été effectuées pour cinq valeurs de courant correspondant à une déflexion de 73.9 mrad de l'axe optique aux impulsions nominales de 14, 12, 10, 8 et 6 GeV/c de façon à prendre en compte la saturation du fer. Pendant chaque mesure, le contrôle de la stabilité du champ était assurée par une sonde à résonance magnétique nucléaire à poste fixe dans l'entrefer. Un parallélépipède de $360(\Delta x) \times 100(\Delta y) \times 3200(\Delta z)\text{mm}^3$ pour BM4 et BM5 - $540(\Delta x) \times 100(\Delta y) \times 3200(\Delta z)\text{mm}^3$ pour BM6 - a été quadrillé par pas de 30 mm (en x), 25 mm (en y) et 20 mm (en z) par un dispositif transportant trois sondes à effet Hall mutuellement orthogonales. La précision obtenue sur le champ magnétique est estimée à 10^{-5} en valeur relative. La fig. 2.10 présente des courbes typiques de champs magnétiques.

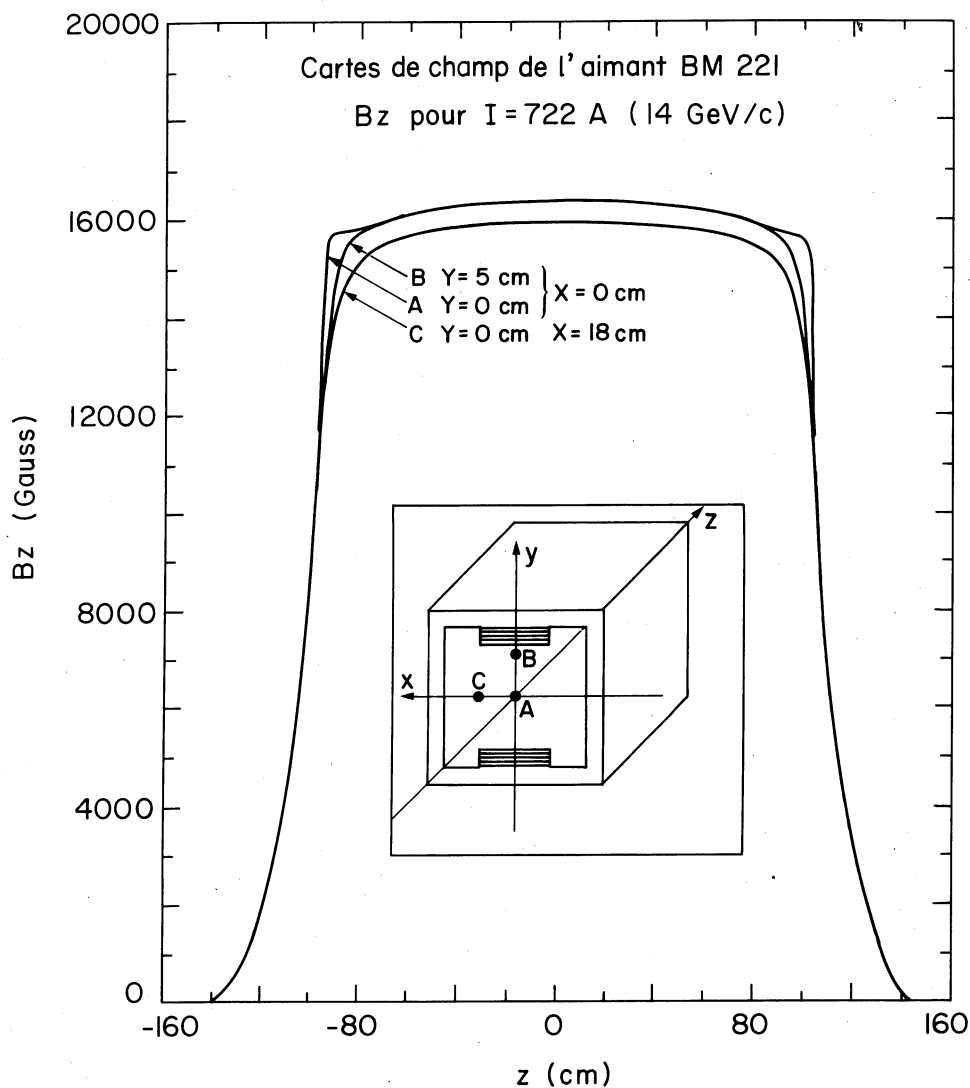


Fig. 2.10

Le suivi d'un millier de traces par pas de 1 mm, détermine par moindre carrés les coefficients A et B de la formule (2.1) avec une précision de 0.02 mm en x; 5×10^{-3} mrad en x' et y' et 0.007 mm en y (soit des fluctuations inappréciables par les détecteurs utilisés).

Le programme de Monte-Carlo calcule des relations entre les huit mesures éventuellement disponibles exprimant l'impulsion et les contraintes. Les notations sont les suivantes:

- soient $n = 1...4$ l'indice des chambres W_1 à W_4 ,
 $p = 2n - 1$ l'indice des plans de mesures. Les plans impairs (respectivement pairs) mesurent les coordonnées horizontales (respectivement verticales) sauf pour la chambre W_4 (tournée de 30°).

Puisque cinq paramètres suffisent à déterminer une trajectoire, les combinaisons de cinq plans de mesure sont tour à tour envisagées. Par définition, les plans portant les cinq coordonnées indépendantes sont les plans de base, les trois plans restant, les plans de contrôle. Les six combinaisons de plans de base pour lesquelles l'impulsion est théoriquement déterminée à mieux que $2 \cdot 10^{-4}$ en valeur relative, ont été employées (tableau 2.5).

- Soient $i = 1...5$ les indices des plans de base,
 IC les indices de combinaison définis au tableau 2.5.

Le programme de Monte-Carlo utilise un lot d'environ 10 000 trajectoires pour calculer, par moindres carrés, les coefficients de sept développements

$$Y^K(IC) = a_i^K(IC)x_i + b_{ij}^K(IC) x_i x_j \quad j > i \quad (2.2)$$

exprimant (*) au second ordre, les quantités suivantes en fonction des coordonnées mesurées:

- $K = 1$ $\Delta P/P$ écart relatif en impulsion par rapport à l'impulsion nominale.

(*) Une sommation sur les indices répétés est implicite.

- $K = 2, 3$ x et y de la trajectoire à la cible primaire.
- $K = 4$ x de la trajectoire au collimateur C3.
- $K = 5, 6, 7$ coordonnées de la trajectoire sur les plans de contrôle (contraintes).

L'impulsion mesurée par le spectromètre de contrôle s'exprime de même par une formule de type (2.2) du second degré en fonction des coordonnées mesurées par W_2 , W_3 , $W_4^{(1)}$ et $W_4^{(2)}$.

2.4.2 Analyse des événements expérimentaux (méthode 1)

Deux séries d'expériences préliminaires ont été consacrées à l'étude du faisceau. Les données ont été enregistrées à bas flux et seuls les événements inambigus (possédant un fil touché et un seul sur chacun des huit plans de mesure) ont été analysés.

Les expériences effectuées avec le spectromètre focalisant seul étudient les contraintes entre mesures et examinent la validité de leur expression déterminée en simulation.

Les expériences effectuées avec le double spectromètre comparent, sur une région limitée de l'espace des phases, l'impulsion mesurée par le spectromètre focalisant et celle que détermine le spectromètre de contrôle.

La première méthode d'analyse utilise les résultats de la simulation et s'applique aux deux types d'expérience.

2.4.2.1 Expériences avec le seul spectromètre focalisant

Pour chaque combinaison IC de plans de base, les mesures des plans de contrôle sont comparées aux résultats Y^K des relations (2.2) pour $K = 5, 6, 7$. Leurs différences se distribuent autour de 0 avec une dispersion caractéristique des incertitudes de mesure si la simulation est adéquate. la fig. 2.11 présente les résultats relatifs à la combinaison IC = 4. Les écarts-type de 400 μm pour le plan 2 (W_{1y}) et d'environ 200 μm pour les deux plans de W_4 sont compatibles avec les prédictions de la simulation basées sur le pas des chambres et la diffusion multiple.

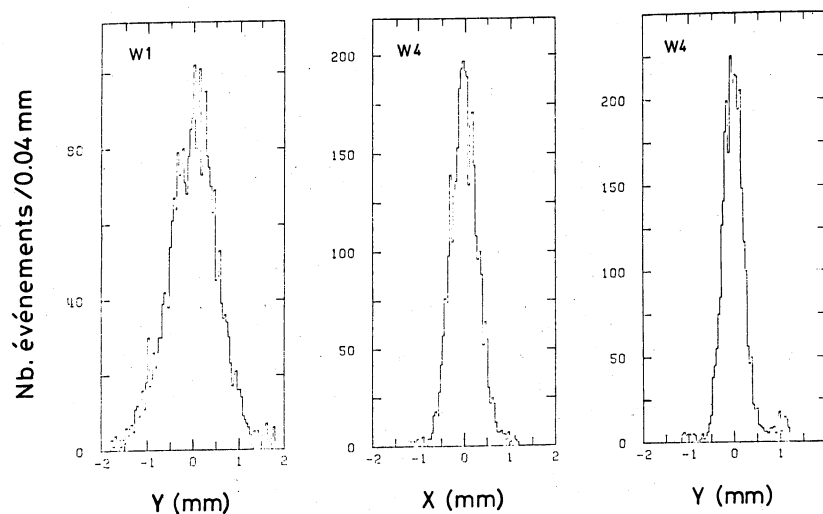


Fig. 2.11

Les relations (2.2) pour $K = 2, 3$ et 4 sont des "semi-contraintes" qui explicitent la taille finie de l'espace des phases du faisceau: les particules proviennent de la cible primaire et passent par le collimateur C3. En toute rigueur deux relations analogues (par exemple la reconstruction des trajectoires au niveau des collimateurs C1 et C2) auraient dû être imposées pour tenir compte de l'acceptance angulaire.

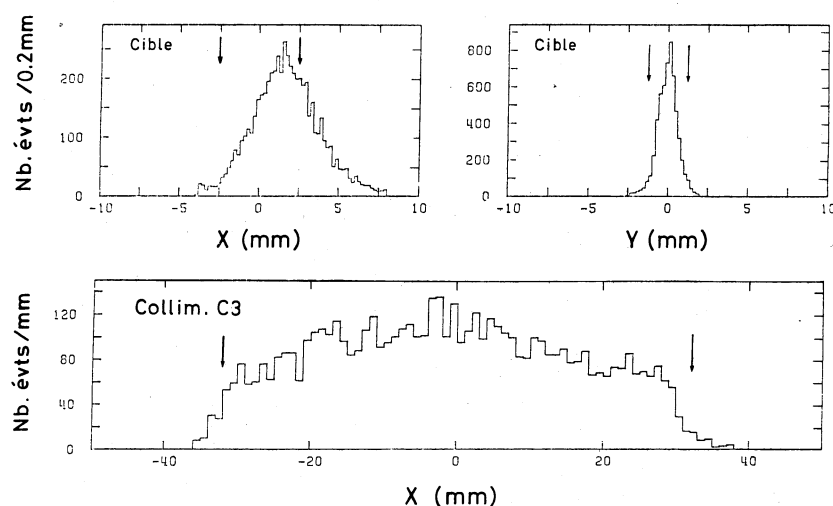


Fig. 2.12

La fig. 2.12 montre qu'expérimentalement la taille de la cible primaire ($\Delta x = 5$ mm; $\Delta y = 2$ mm) et l'ouverture du collimateur C3 (± 32 mm) sont reproduites à 3 mm près. le décalage horizontal de 2 mm affectant la cible primaire peut être attribué à un réglage non optimal des courants dans les aimants BM1, BM2 et BM3. La dégradation de la précision de mesure due à la non conformité des espaces des phases théorique et expérimental s'avère négligeable après investigation en simulation.

2.4.2.2 Expériences avec le double spectromètre (fig. 2.4)

L'impulsion des particules traversant le dispositif de la fig. 2.4 est mesurée à deux reprises. Les plans de base de la combinaison IC = 4, W_{1x} , W_{2x} , W_{2y} , W_{3x} et W_{3y} , déterminent p_f , l'impulsion mesurée par le spectromètre focalisant. Une relation du type (2.2) $K = 1$, détermine p_c l'impulsion mesurée par le spectromètre de contrôle, à partir des coordonnées des chambres W_2 , W_3 , $W_4^{(1)}$ et $W_4^{(2)}$. Pour être accepté, un événement doit voir sa trajectoire reconstruite passer par le collimateur C3 et la cible primaire.

L'expérience étudie la distribution de la quantité

$$\delta p = \frac{p_f - p_c}{p_0}$$

(où p_0 est l'impulsion "nominale" d'une particule suivant l'axe optique) pour diverses positions et ouvertures du collimateur C3.

La fig. 2.13 est relative à une expérience effectuée à 6 GeV/c où C3 sélectionne des particules d'impulsion différant de p_0 de quantités inférieures à 0.5% de celle-ci. Les spectres de p_f et de p_c (figs 2.13(a) et (b)) présentent des ailes dues à un bruit de fond qui peut-être aurait disparu si les positions des trajectoires dans les collimateurs C1 et C2 avaient été examinées (les interactions dans l'armature de la chambre $W_4^{(1)}$ sont une autre cause possible pour cet effet). Leurs moyennes diffèrent de 0.15%, un effet systématique, probablement dû à des calibrations différentes des courants des aimants de déviation^(*). Leurs largeurs par contre sont comparables. La fig. 2.13(c) présente l'histogramme de δp . L'écart-type de la gaussienne ajustée, 4.6×10^{-4} , est compatible avec les précisions de mesure des deux spectromètres (2×10^{-4} pour le spectromètre focalisant et 4×10^{-4} pour le spectromètre de contrôle comme il a été indiqué au par. 2.2.2).

(*) Pour des raisons techniques il n'a pas été possible de contrôler le champ de l'aimant BM6 avec une sonde RMN.

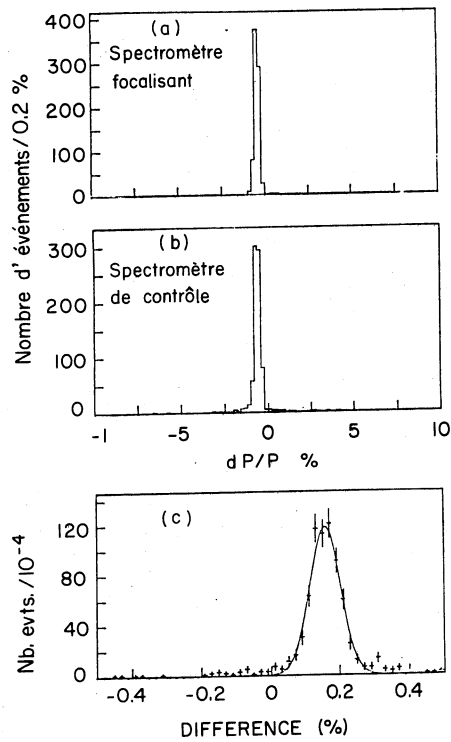


Fig. 2.13

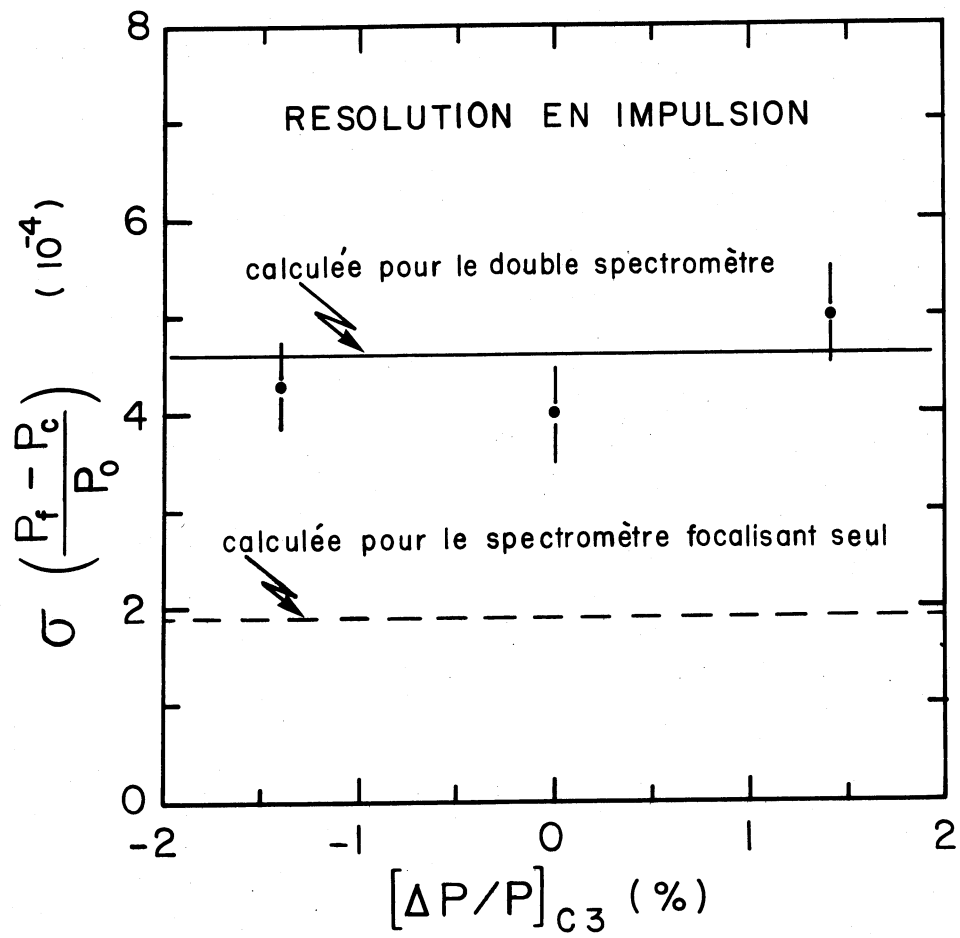


Fig. 2.14

La fig. 2.14 résume les résultats d'expériences similaires couvrant l'acceptance en impulsion du faisceau en déplaçant la fenêtre du collimateur C3. Les écarts-type des distributions de δp restent sensiblement constants au niveau de 4.6×10^{-4} . La ligne pointillée correspond à la précision théorique du spectromètre focalisant. La ligne continue représente l'incertitude obtenue en sommant les variances théoriques propres aux deux spectromètres. Elle n'a qu'une signification indicative, une telle procédure de composition des erreurs étant discutable.

Le tableau 2.6 présente des résultats analogues pour les trois énergies des expériences effectuées à 6, 10 et 14 GeV/c. La compatibilité des résultats expérimentaux avec les erreurs théoriques ne se dément pas.

2.4.3 Analyse des événements expérimentaux (méthode 2)

La méthode exposée au par. 2.4.2 repose sur la simulation et donc sur la connaissance a priori du faisceau. Une autre approche consiste à analyser de façon statistique les événements, indépendamment des causes physiques sous-jacentes, de façon à contrôler la stabilité des conditions expérimentales et à vérifier la validité des formules de reconstruction établies en simulation. Cette démarche ne donne pas accès à l'impulsion et ne s'applique donc qu'à la première série d'expériences.

2.4.3.1 Méthode

Les méthodes statistiques connues sous le nom d'analyse multidimensionnelle [34] ou d'analyse de la variance étudient la répartition et la forme du nuage de points formé par les événements d'un échantillon étudié dans l'espace de mesures. Celui-ci est construit en associant une dimension à chaque plan de chambre, (c'est un espace de dimension 8: E_8). Le pas des fils sensibles, identique sur toutes les chambres, constituant a priori la cause d'erreur dominante, favorise le choix d'une métrique euclidienne.

L'analyse de la variance consiste à effectuer dans l'espace des mesures un changement de repère adapté à l'étude des moments du second ordre de la distribution des points du nuage. Les valeurs moyennes des mesures de chaque plan sont les coordonnées de l'origine du nouveau repère. Les vecteurs propres du tenseur de covariance forment la nouvelle

base orthonormée. Les coordonnées d'un événement dans le nouveau repère sont des variables aléatoires, non corrélées dont les variances sont les valeurs propres. La matrice de passage de la base initiale à la base des vecteurs propres et les valeurs propres constituent une description statistique du nuage de points.

Notations:

A nombre d'événements dans l'échantillon étudié

$\alpha = 1 \dots A$ indice d'événement

$i, j = 1 \dots 8$ indices des plans de mesure

$T^{ij} = \sum_{\alpha} x_{\alpha}^i x_{\alpha}^j$ tenseur de covariance des mesures centrées

$\lambda_{\rho} [\rho = 1 \dots 8]$ valeurs propres rangées par ordre décroissant

v_{ρ} vecteurs propres unitaires

u^{ρ} coordonnée d'un événement sur la base des vecteurs propres.

La spécificité du problème tient à ce que huit mesures sont effectuées sur un événement dépendant de cinq paramètres. Les 3 contraintes (trois relations entre huit mesures) sont les équations d'une surface à cinq dimensions S_5 au voisinage de laquelle s'accumulent les points. Si l'optique est linéaire (optique géométrique), S_5 est un hyperplan à cinq dimensions ($u^6 = u^7 = u^8 = 0$). Le sous-espace orthogonal est engendré par les vecteurs propres du tenseur de covariance, associés aux trois plus petites valeurs propres lesquelles sont quasi-dégénérées et reflètent l'épaisseur de S_5 due à l'erreur statistique de mesure. La description statistique linéaire du nuage de points est donc telle que

$$\lambda_6 \approx \lambda_7 \approx \lambda_8 \approx \sigma^2$$

où σ est l'erreur de mesure moyenne sur un plan de chambre et que u^6, u^7, u^8 sont des variables aléatoires de moyennes nulles et d'écarts-type σ .

Pour tenir compte des aberrations qui font que S_5 n'est pas rigoureusement un plan, des termes quadratiques peuvent être ajustés pour corriger les équations de contrainte. Désignant par $f^i(u^1...u^5)$ le résultat de ces ajustements, la description statistique au second ordre du nuage de points est telle que

$$\epsilon^i = u^i - f^i(u^1...u^5) \text{ pour } i = 6, 7, 8$$

sont des variables aléatoires réparties autour de zéro avec l'écart-type des erreurs de mesure sur les plans de chambre.

2.4.3.2 Mise en oeuvre

Un lot de 500 événements inambigus (possédant un fil touché et un seul sur chaque plan de mesure) sert à fabriquer la description statistique. Après élimination du bruit de fond ($\lesssim 20\%$ des événements), elle présente les propriétés décrites précédemment.

L'algorithme utilisé pour éliminer le bruit de fond est schématisé par l'organigramme de la fig. 2.15. La référence [15] en donne une description détaillée.

Les événements sont éliminés dès que l'une des coordonnées u^ρ sur la base des vecteurs propres dépasse l'une des limites empiriques suivantes:

$$u_\rho > k \sqrt{\lambda_\rho} \text{ avec } k = \begin{cases} 5 & \text{si } \rho = 1, 2, 3 \\ 4 & \text{si } \rho = 4, 5 \\ 3 & \text{si } \rho = 6, 7, 8 \end{cases}$$

ou bien dès qu'une des contraintes du second ordre ϵ_i ($i = 6, 7, 8$), s'écarte de 0 de plus de trois écarts-type σ_{ϵ_i} .

Les résultats obtenus à 6.35 GeV/c, exprimés en mm (tableau 2.7) montrent que

- les effets du second ordre (la non linéarité de l'optique) affectent essentiellement la contrainte u^6 ,

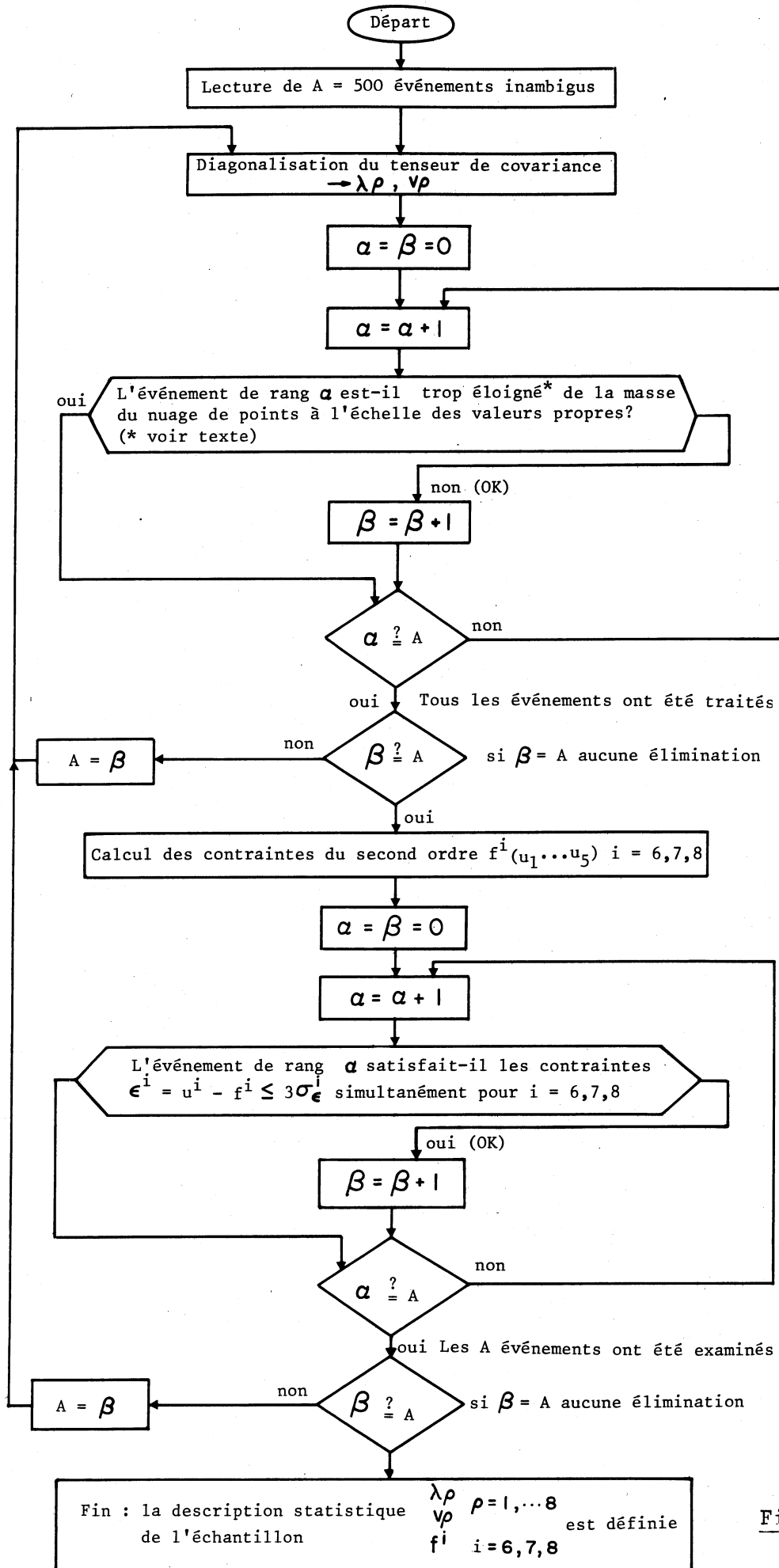


Fig. 2.15

- l'écart-type des contraintes se compare de façon remarquable avec l'erreur de mesure due au pas des chambres $\sigma = e/2\sqrt{3} = .144$ mm ce qui prouve que l'erreur de diffusion multiple est bien négligeable.

Les autres résultats (valeur des "grandes valeurs propres", etc.) peuvent être interprétés si l'on fait référence à la connaissance a priori du faisceau. Le lecteur intéressé par la vérification approchée du théorème de Liouville, les influences de la taille de la cible primaire sur la forme du nuage de points est invité à consulter la référence [15].

2.4.3.3 Applications

La comparaison des descriptions statistiques de nuages de points obtenus par Monte-Carlo d'une part et expérimentalement d'autre part, permet de contrôler la conformité de la simulation à l'expérience.

Soient $\epsilon_{\rho}^{th}(x_i)$ et $\epsilon_{\rho}^{exp}(x_i)$ les contraintes déterminées dans les deux cas. Des tests croisés consistent à étudier les distributions des valeurs prises par ces fonctions sur les deux échantillons. Les résultats obtenus à 6.35 GeV/c, rassemblés au tableau 2.8 font apparaître des différences appréciables pour les valeurs moyennes; les écarts-type par contre s'écartent peu de l'erreur de mesure due au pas des chambres. La taille réduite des échantillons explique les écarts-type inférieurs à cette erreur, observables aux tableaux 2.7 et 2.8.

Les erreurs globales notables (de l'ordre de 0.5 mm) sur les coordonnées se traduisent pas des biais (erreurs systématiques) sur les quantités calculées en particulier la valeur absolue de l'impulsion n'est pas connue à mieux que quelques pour mille. En revanche, la précision locale des mesures qui détermine le pouvoir séparateur du spectromètre est essentiellement conforme à l'erreur de mesure due au pas des chambres.

Les équations de contraintes définies sur un échantillon expérimental peuvent par ailleurs s'exprimer par des relations du type (2.2) permettant de calculer les coordonnées manquantes d'événements incomplets. La fig. 2.16 présente les histogrammes de différences entre coordonnées reconstruites et mesurées obtenues à 6.35 GeV/c pour les plans

de la chambre W₄. Une méthode analogue à celle évoquée au par. 2.4.2 peut ainsi être développée indépendamment de la simulation pour résoudre les ambiguïtés des événements multitraces.

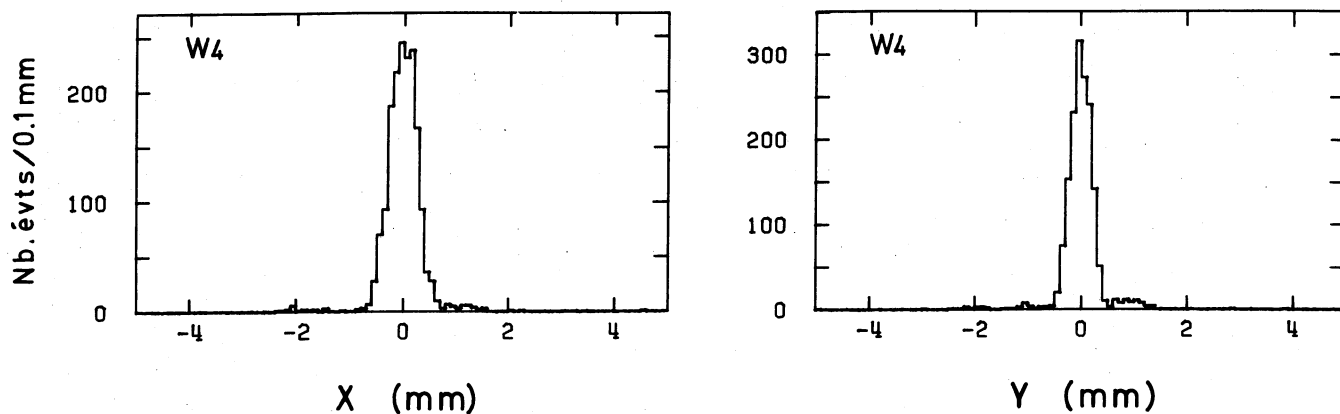


Fig. 2.16

Elle a été utilisée pour mettre au point la procédure de définition des coordonnées à partir des fils touchés. Le phénomène fréquent d'émission latérale de rayons δ par une particule lors de la traversée d'un plan de détection associe plusieurs fils à une trajectoire. Le fait que la particule passe à une extrémité ou l'autre d'un tel amas a été mis en évidence en utilisant des événements inambigus sur sept plans et possédant un amas sur le 8^e plan. Les résultats correspondant à des amas de 2 ou 3 fils apparaissent à la fig. 2.17 sous la forme de l'histogramme de la différence entre la coordonnée recalculée et la position du fil de l'amas ayant la plus petite abscisse. Les deux pics observés pour la reconstruction d'un amas de trois fils indiquent que la coordonnée de la particule correspond à l'un des deux fils externes.

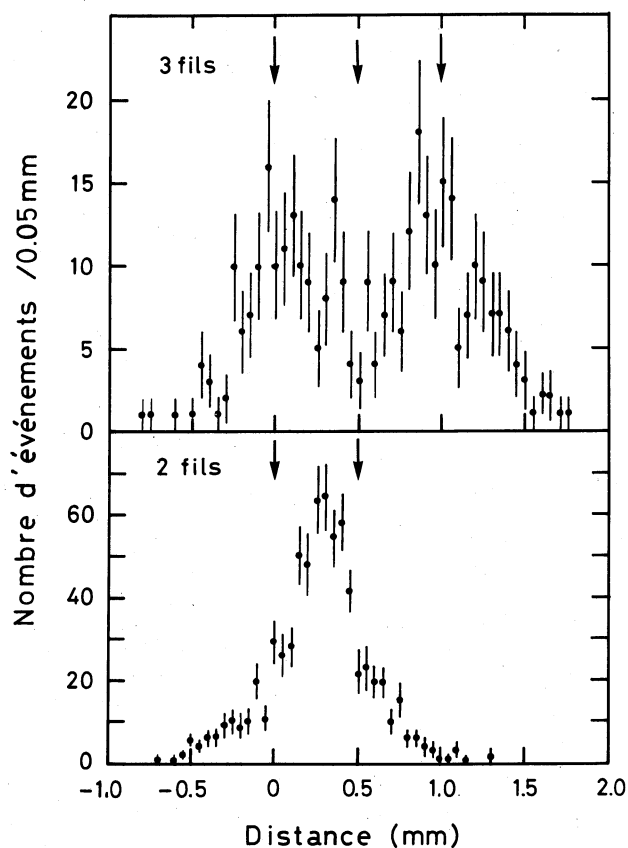


Fig. 2.17

2.5 Conclusions

Le spectromètre focalisant détermine l'impulsion des particules incidentes avec une précision relative de l'ordre de 2×10^{-4} à toute énergie. Le calcul fait intervenir des relations du type (2.2) $K = 1$ qui expriment l'impulsion en fonction des cinq coordonnées mesurées sur les plans dits de base. Une amélioration de la qualité de la mesure aurait pu être obtenue en tenant compte des coordonnées mesurées sur les plans de contrôle dans un ajustement global. Elle aurait toutefois été modérée car, comme sa description au chapitre 5 l'indique, le programme de reconstruction des trajectoires incidentes choisit la configuration de plans de base disponible qui correspond à la formule de l'impulsion la plus précise. Le gain en précision d'un tel perfectionnement a été jugé trop faible pour compenser le temps de calcul correspondant à sa mise en oeuvre.

Le fait que l'incertitude sur la valeur absolue de l'impulsion soit probablement d'un ordre de grandeur plus élevée que la précision relative, comme le laissent supposer les moyennes des spectres enregistrés simultanément par les deux spectromètres (fig. 2.13) est sans importance pour un dispositif conçu pour rechercher des résonances étroites. La qualité fondamentale d'un tel instrument est, en effet, le pouvoir séparateur, lequel est uniquement déterminé par la précision relative sur l'impulsion.

En dehors du calcul de l'impulsion, l'étude du faisceau conduit à la formulation d'équations de contraintes ou de "semi-contraintes" (relations 2.2 pour $K = 2$ à 7). Leur utilité pour reconstruire les trajectoires incidentes d'événements enregistrés à haut flux, dont au moins 90% sont ambigus, est soulignée au chapitre 5. Elles permettent d'obtenir une efficacité de reconstruction d'environ 80%.

TABLEAU 2.1

Géométrie et optique du faisceau P17[28]

Etage	Element	z (m)	Δx (mm)	Δy (mm)	Longueur (m)	Dispersion mm/%	Grandissements x y	
I	C1 (V)	5.70	± 60	± 60	2	15.8	- 1.16	
	Q1	4						
	C2 (H)	8.68						
	Q2	6.60						
	BM1	9.54						
	BM2	12.9						
	Q3	18						
	Q4	20.9						
	C3	23	± 32					
II	BM3	24.6	± 15	1				
	Q5	27.5		1				
	Q6	29.5		1				
	Q7	31.7		1				
	Q8	33.7		1				
	C			1				
	III	W1		39				
Q9		40	2					
Q10		43	2					
BM4		48	2					
BM5		51	2					
Q11		54	2					
Q12		57	2					
Cible H ₂		63		- 1	- 1			

TABLEAU 2.2

Géométrie du spectromètre focalisant
(Dimensions exprimées en millimètres)

	z	H	V	E
H ₁		120	21.7	3
W ₁		115.5	115.5	
W ₄		115.5	115.5	
W ₂	- 2508	115.5	115.5	
W ₃	- 1027	115.5	115.5	
H ₂		35	30.3	2
T ₀				

z = cotes faisceau
H = dimensions horizontales
V = dimensions verticales
E = épaisseurs

TABLEAU 2.3

Composition des chambres de faisceau et diffusion multiple

(a) chambres connectées au vide (W_2 et W_4)				$\Delta\theta_{d.m.}$ (5 GeV/c) (rad)
Elément	Composition	$\rho\ell$ (g cm ⁻²)	L/L_0 (10 ⁻⁴)	
Mylar	2 fenêtres (56 μ) + 4 plans de cathode de (6 μ)=136 μ	18.9	4.73	10 ⁻⁴
Gaz	80% A + 20% C ₄ H ₁₀ sur A 15 mm (gaps) + 60 mm C ₄ H ₁₀ (aspiration) = 75 mm	10.8 3.9	5.51 0.88	
Total		33.6	11.12	
(b) chambre centrale du spectromètre de contrôle $W_4^{(1)}$				3.7 x 10 ⁻⁵
Mylar	2 fenêtres: 2 plans de cathode = 4 x 6 = 24 μ	3.34	0.84	
Gaz	80% A + 20% C ₄ H ₁₀ sur A 8 mm (gaps) C ₄ H ₁₀	1.15 .42	5.51 .09	
Total		4.91	1.52	

TABLEAU 2.4

Régions sensibles des chambres

	Δx (mm)	Δy (mm)
W_1 x	115.5	30
W_1 y	115.5	30
W_4 x	115.5	115.5
W_4 y	115.5	115.5
W_2 x	115.5	56
W_2 y	56	104
W_3 x	104	56
W_3 y	56	104

TABLEAU 2.5

Plans de base et plans de contrôle

IC	Hiérarchie	Plans de base	Plans de contrôle		
			IV = 1	2	3
1	5	3 4 5 6 7	1	2	8
2	3	1 3 4 6 7	2	5	8
4	1	1 3 4 5 6	2	7	8
5	6	2 3 5 7 8	1	4	6
6	4	1 2 3 7 8	4	5	6
8	2	1 2 3 5 7	4	6	8

Les plans de base sont ceux qui possèdent les coordonnées servant au calcul de l'impulsion et des équations de contraintes. Les coordonnées des plans de contrôle si elles existent permettent de vérifier ces dernières.

Numérotations des plans: Si $n = 1, 2, 3, 4$ numérote les chambres
 $p = 2n - 1$ numérote les plans x
 $2n$ numérote les plans y

Rappel: la chambre W_4 (plan 7 et 8) est tournée de $\theta = 30^\circ$ $x' = x \cos \theta - y \sin \theta$
 $y' = x \sin \theta + y \cos \theta$.

La hiérarchie correspond à l'ordre croissant des incertitudes du calcul de l'impulsion.

TABLEAU 2.6

Résultats des expériences avec le double spectromètre correspondant à une ouverture de C3 acceptant des particules d'impulsions différant au plus de 1% en valeur relative

Run	$\Delta P/P$ C3 %	$\Delta P/P$ (BM6) %	$\frac{\Delta P}{P}$ (BM6) - $\frac{\Delta P}{P}$ (BM4, BM5) %	σ_{exp} %	σ_{th} %
			$P_{\text{lab}} = 6 \text{ GeV/c}$		
189	- 1.4	- 1.82	. 142	0.042	0.047
179	0	- 0.6	. 154	0.041	0.047
169	1.4	. 82	. 170	0.05	0.047
			$P_{\text{lab}} = 10 \text{ GeV/c}$		
76	- 1.43	- 1.9	0.51	0.05	0.06
73	0	- 0.45	0.56	0.068	0.06
77	1.43	0.97	0.58	0.07	0.06
			$P_{\text{lab}} = 14 \text{ GeV/c}$		
208	- 1.4	- 0.8	- 1.02	0.064	0.066
205	0	0.6	- 1.02	0.061	0.066
202	1.4%	2.0%	- 0.98%	0.065%	0.066%

TABLEAU 2.7

Résultats obtenus à 6.35 GeV/c par l'algorithme du par. 2.4.3.2

ρ	6	7	8
$\sqrt{\lambda}_{\rho}$ (mm)	0.297	0.155	0.149
$\sigma(\epsilon^{\rho})$	0.153	0.143	0.143

TABLEAU 2.8

Comparaison des contraintes calculées sur des échantillons d'événements simulés (329 points) et d'événements expérimentaux (1000 points)

(Résultats en mm)

6e valeur propre $\rho = 6$

Echantillon Monte-Carlo Echantillon Expérimental

$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.145$	$\bar{\epsilon} = +0.560$ $\sigma = 0.172$
$\bar{\epsilon} = -0.513$ $\sigma = 0.259$	$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.152$

Fonction Monte-Carlo ϵ^{th}

Fonction expérimentale ϵ^{exp}

$\rho = 7$

ϵ^{th}	$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.140$	$\bar{\epsilon} = -0.127$ $\sigma = 0.171$
ϵ^{exp}	$\bar{\epsilon} = -0.104$ $\sigma = 0.246$	$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.141$

$\rho = 8$

ϵ^{th}	$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.130$	$\bar{\epsilon} = -0.150$ $\sigma = 0.161$
ϵ^{exp}	$\bar{\epsilon} = -0.184$ $\sigma = 0.222$	$\bar{\epsilon} = 0$ $\sigma = 0.141$

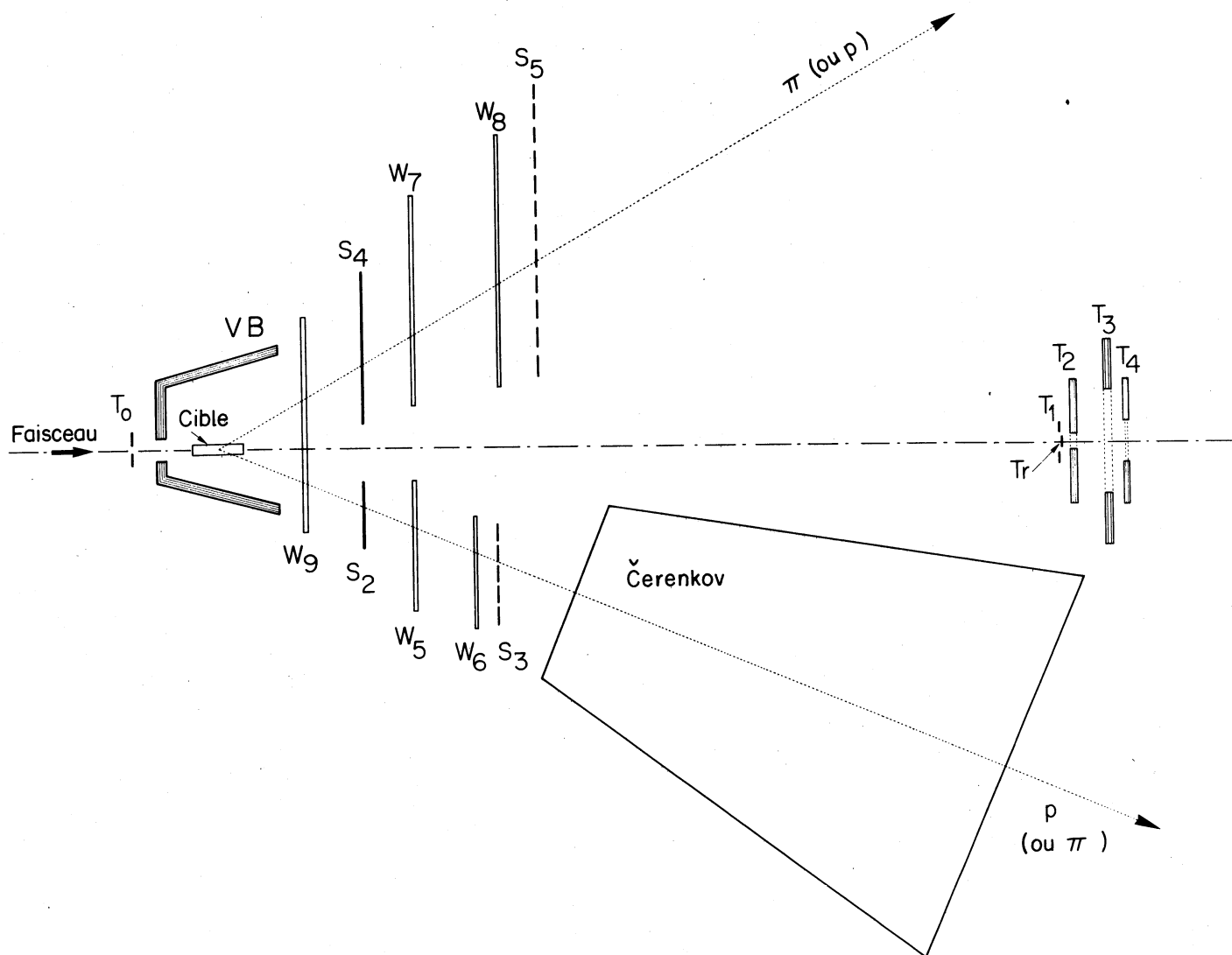


Fig. 3.1

Dispositif expérimental pour la mesure des particules secondaires
de la diffusion élastique

3. MESURE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

3.1 Méthode expérimentale

Les événements de la diffusion élastique $\pi^- p$ à grand angle sont obtenus en faisant interagir les particules du faisceau décrit au chapitre 2 dans une cible à hydrogène. Un ensemble de compteurs à scintillation en antikoïncidence disposés autour de celle-ci et vers l'avant (fig. 3.1) permet d'éliminer la plupart des réactions parasites que sont les collisions inélastiques, la réaction d'échange de charge et la diffusion élastique hors du domaine angulaire étudié. Des hodoscopes à scintillation sont utilisés pour restreindre le lot des événements enregistrés à ceux qui présentent la topologie d'une réaction à deux corps grossièrement compatible avec la cinématique de la diffusion élastique. Des chambres proportionnelles mesurent les trajectoires des particules entrantes et sortantes qui, en l'absence de champ magnétique, sont des droites. Le problème de l'attribution de masses aux particules détectées est facilité par la faiblesse de la contamination du faisceau (mesurée dans une expérience préliminaire: tableau 3.1) et résolu par l'emploi d'un compteur Cerenkov à seuil, rempli d'isobutane à la pression atmosphérique, qui discrimine entre les π^- et les protons diffusés, sur tout le domaine cinématique étudié.

L'identification de la réaction élastique utilise les contraintes géométriques et cinématiques sur les trajectoires que sont l'existence d'un vertex, la coplanarité et la corrélation angulaire (à énergie donnée il existe une relation fonctionnelle entre les angles de diffusion des particules secondaires).

L'absence d'aimants permet une reconstruction d'événements simple et rapide. L'acceptance azimuthale élevée (en moyenne de l'ordre de 20%) et peu variable avec l'impulsion incidente est particulièrement adaptée à la recherche de résonances en formation qui réclame un appareillage capable de mettre en évidence des accidents dans la variation avec l'énergie d'une section efficace particulièrement faible.

Ce chapitre décrit en détail le dispositif expérimental dont la géométrie est résumée au tableau 3.2. La cible à hydrogène fait l'objet du par. 3.2. Le par. 3.3 fait l'inventaire des compteurs à scintillation. Les chambres proportionnelles sont abordées au par. 3.4. Le par. 3.5 enfin est consacré au compteur Cerenkov.

3.2 La cible

La cible à hydrogène est un cylindre de mylar de diamètre 70 mm, long de 250 mm. L'épaisseur des parois est de 0.25 mm. A ce niveau le profil du faisceau, essentiellement limité par l'hodoscope H₂ est inscrit dans un carré de 20 mm de côté de sorte que toutes les particules incidentes traversent la cible.

Coupe verticale de la cible

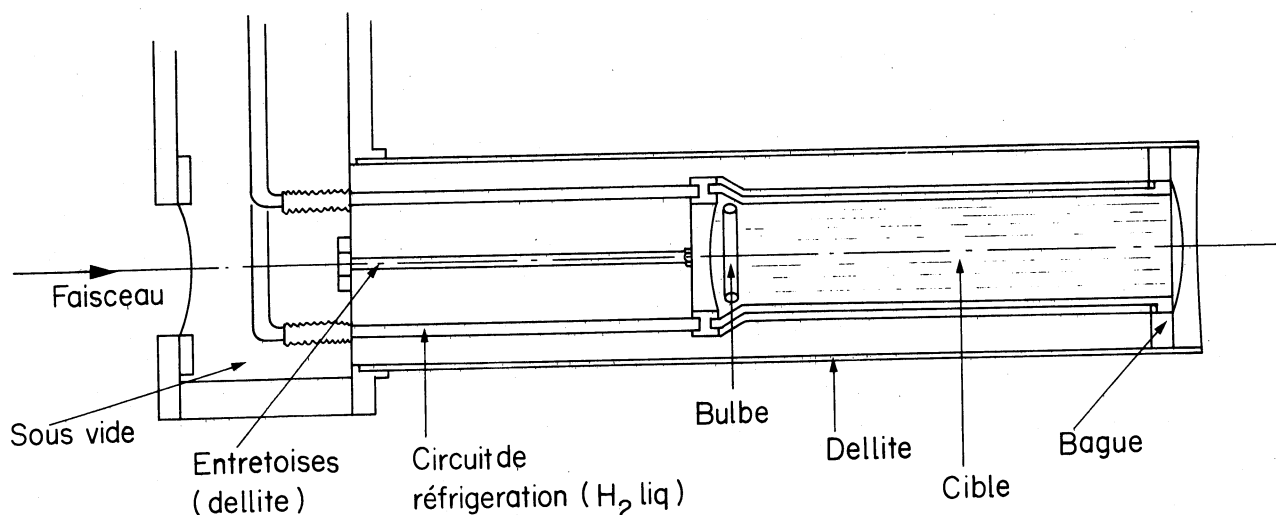


Fig. 3.2

La fig. 3.2, une coupe selon un plan vertical contenant l'axe du faisceau, fait apparaître quelques particularités dues au fait que nous partagions le faisceau avec une autre expérience - mesure de haute précision de la section efficace totale π_p [36] - pour laquelle la densité de l'hydrogène devait rester stable à 10^{-3} près. L'ébullition du liquide de cible, phénomène qui, dans les dispositifs classiques, assure l'évacuation des apports de chaleur, étant inacceptable, un circuit de refroidissement indépendant de l'hydrogène-cible a été adjoint au système. Il est constitué d'un serpentín où circule de l'hydrogène liquide sous une

pression asservie à la température de cible T_c , de sorte que celle-ci est maintenue en dessous du point d'ébullition. L'asservissement utilise un thermomètre à bulbe qui mesure la pression de vapeur saturante d'un volume constant, scellé, d'hydrogène en équilibre liquide-vapeur.

3.3 Les scintillateurs

3.3.1 Les anticoïncidences

La cible à hydrogène est entourée par une "coque" (fig. 3.3): assemblage de neuf compteurs constitués de couches alternées de scintillateur (cinq plaques de 5 mm) et de plomb (quatre plaques de même épaisseur) représentant au total plus de trois longueurs de radiation. Elle détecte

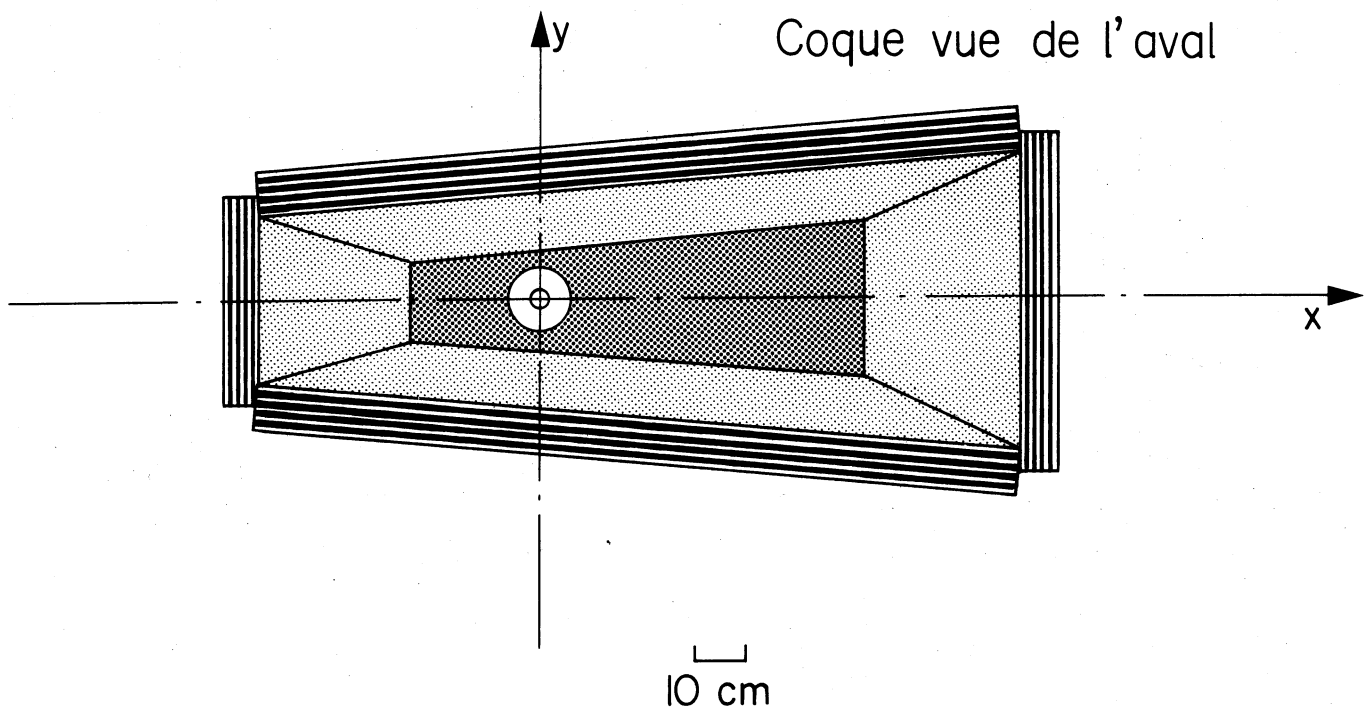


Fig. 3.3

les particules neutres ou chargées émises hors de l'angle solide accepté pour la diffusion élastique (acceptance) dans des directions faisant un grand angle avec l'axe du faisceau. Pour éviter l'effet Cerenkov des particules du halo, des guides à air transmettent la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs 58AVP. Une feuille de cuivre épaisse de 3 mm recouvre les parois internes de la coque pour arrêter les rayons δ d'énergie cinétique inférieure à 3 MeV produits dans la cible. La fig. 3.3 est une

projection orthogonale de la coque sur un plan vertical perpendiculaire au faisceau. Elle montre que ce détecteur est un hexaèdre de forme générale. Les seules ouvertures sont, d'une part, un cercle de diamètre 110 mm évidé dans la face amont (240 mm avant le centre de la cible) pour permettre le passage du faisceau et le montage de la cible et, d'autre part, l'absence de face aval (300 mm après le milieu de la cible) pour laisser sortir les particules secondaires de la diffusion élastique. Le choix des orientations des faces latérales (aucune n'est parallèle à l'axe du faisceau) résulte d'une optimisation de l'acceptance qui tient compte de la forme des chambres proportionnelles.

Vers l'avant un hodoscope T_r (fig. 3.1) et un compteur annulaire T_1 montés sur un même support à 4 m du centre de la cible permettent le rejet des particules incidentes n'ayant pas interagi. En aval une série de trois systèmes de compteurs, les compteurs trous T_2 , T_3 et T_4 constitués comme les éléments de la coque d'un empilement de couches alternées de scintillateur et de plomb, sont utilisés pour éliminer les événements comprenant des particules neutres ou chargées émises vers l'avant. La complexité de l'implantation (fig. 3.1) traduit le souci de minimiser l'intensité sur chaque compteur.

Divers compteurs (les compteurs A) uniquement sensibles aux particules chargées achèvent de définir l'angle solide. Certains signalent, en particulier, les interactions secondaires dans les piliers des bâtis supportant les chambres proportionnelles. Le nombre des compteurs A a été accru à haute énergie, en conséquence de l'augmentation relative de la section efficace inélastique.

3.3.2 Les hodoscopes

L'examen de la fig. 3.1 montre que les chambres proportionnelles se groupent en trois télescopes. La branche incidente comprend les deux dernières chambres W_2 et W_3 du spectromètre focalisant décrit au chapitre 2.2. Par convention, le télescope compris entre la cible et le compteur Cerenkov s'appelle la branche proton; le troisième constitue la branche π . Cette nomenclature se rapporte aux événements dits de configuration 1, pour lesquels il n'y a pas de lumière Cerenkov émise. Inversement, la configuration 2 caractérise les événements pour lesquels le π traverse le compteur Cerenkov.

Des hodoscopes complètent les détecteurs des trois branches. La coïncidence d'un signal et un seul de chacun de ces assemblages est le signe qu'un événement ayant une topologie proche de celle d'un élastique s'est produit. Les hodoscopes de faisceau H₁ et H₂ ainsi que le compteur T₀ ont été décrits au chapitre 2. Chaque branche secondaire possède deux hodoscopes. Les plus proches de la cible possèdent des scintillateurs horizontaux au nombre de trois dans la branche proton (hodoscope S₂) et de cinq dans la branche π (S₄). Les hodoscopes S₃ (branche proton) et S₅ (branche π) sont placés après la dernière chambre des télescopes correspondants; ils possèdent respectivement 5 et 7 scintillateurs verticaux utilisables pour une sélection électronique approximative basée sur la corrélation angulaire élastique (chap. 4).

L'électronique rapide traite les signaux des compteurs à scintillation et prend ou non la décision d'enregistrer un événement (chapitre 4). La condition logique d'enregistrement est résumée par la relation suivante^(*):

$$T = (\text{Faisceau}) \cdot (\text{Proton}) \cdot (\pi) \cdot (\text{Veto}) \cdot (\text{Corrélation angulaire}). \quad (3.1)$$

Elle exprime qu'un événement candidat doit être le résultat d'une interaction provoquée par une particule incidente:

$$\text{Faisceau} = \left(\bigvee_{\substack{i=1,5 \\ j=1,5}} H_{1i} \cdot H_{2j} \right) \cdot \overline{T_0} \quad (3.2)$$

ayant émis deux particules chargées (une dans chacune des branches secondaires):

$$\begin{aligned} \text{Proton} &= (S_2 = 1) \cdot (S_3 = 1) \\ \pi &= (S_4 = 1) \cdot (S_5 = 1) \end{aligned} \quad (**) \quad (3.3)$$

suivant des directions compatibles avec la cinématique élastique, sans produire de particule neutre ou chargée supplémentaire:

$$\text{Veto} = \overline{\text{Coque}} \cdot \overline{T_r} \cdot \overline{\text{Trous}} \cdot \overline{A} \quad (3.4)$$

(*) Les symboles ., + et — désignent respectivement les opérations logiques "et", "ou" et "négation".

(**) La notation S = 1 signifie qu'un scintillateur et un seul de l'hodoscope S a été touché.

3.4 Les chambres proportionnelles

Les chambres proportionnelles W_5 à W_9 (fig. 3.1) mesurent les trajectoires droites suivies par les particules secondaires. Les détails de la construction de ces détecteurs déjà anciens ayant été publiés par ailleurs [37,38], seules sont présentées les caractéristiques influençant directement les mesures.

Toutes ces chambres sont placées perpendiculairement à la direction moyenne du faisceau (axe des z). Les épaisseurs de matière traversées par les particules sont rassemblées au tableau 3.3.

Les chambres W_5 à W_8 comprennent chacune deux plans mesurant les coordonnées horizontales (x) et verticales (y) des particules secondaires. La résolution spatiale déterminée par l'espacement entre fils de 2 mm s'établit à 0.58 mm et la résolution temporelle fixée par la largeur de la porte d'écriture, à 75 ns.

La chambre W_9 commune aux deux branches secondaires permet de déterminer la position relative des deux télescopes dans le laboratoire (chapitre 5). Elle assure en outre une redondance dans la mesure des trajectoires qui améliore l'efficacité de reconstruction (qui atteint ainsi 95%) et la précision de la détermination du vertex. Elle comprend trois plans de fils sensibles et mesure les coordonnées x , y et t , l'axe des t se déduisant de l'axe des x par une rotation positive autour de l'axe des z d'un angle égal à $26^\circ 33'$ (soit $\text{Arctg } 1/2$). L'espacement entre fils sensibles de 3 mm fixe la résolution spatiale à 0.87 mm, la largeur de la porte d'écriture (75 ns), la résolution temporelle. L'arrêt du tissage des plans de haute tension le long d'un carré de côté 50 mm a rendu la chambre W_9 insensible aux particules du faisceau.

3.5 Le compteur Cerenkov

Le compteur Cerenkov à seuil, rempli d'isobutane à la pression atmosphérique, utilisé pour identifier les particules secondaires de la diffusion élastique est représenté schématiquement à la fig. 3.4. Son axe de symétrie, fait, en projection horizontale (fig. 3.1), un angle de $22^\circ 30'$ avec l'axe du faisceau. La fenêtre d'entrée, éloignée de 1800 mm du centre

de la cible est un rectangle de $900 \times 700 \text{ mm}^2$; la fenêtre de sortie, un rectangle de $1900 \times 1800 \text{ mm}^2$. La longueur utile du radiateur est de 2 m.

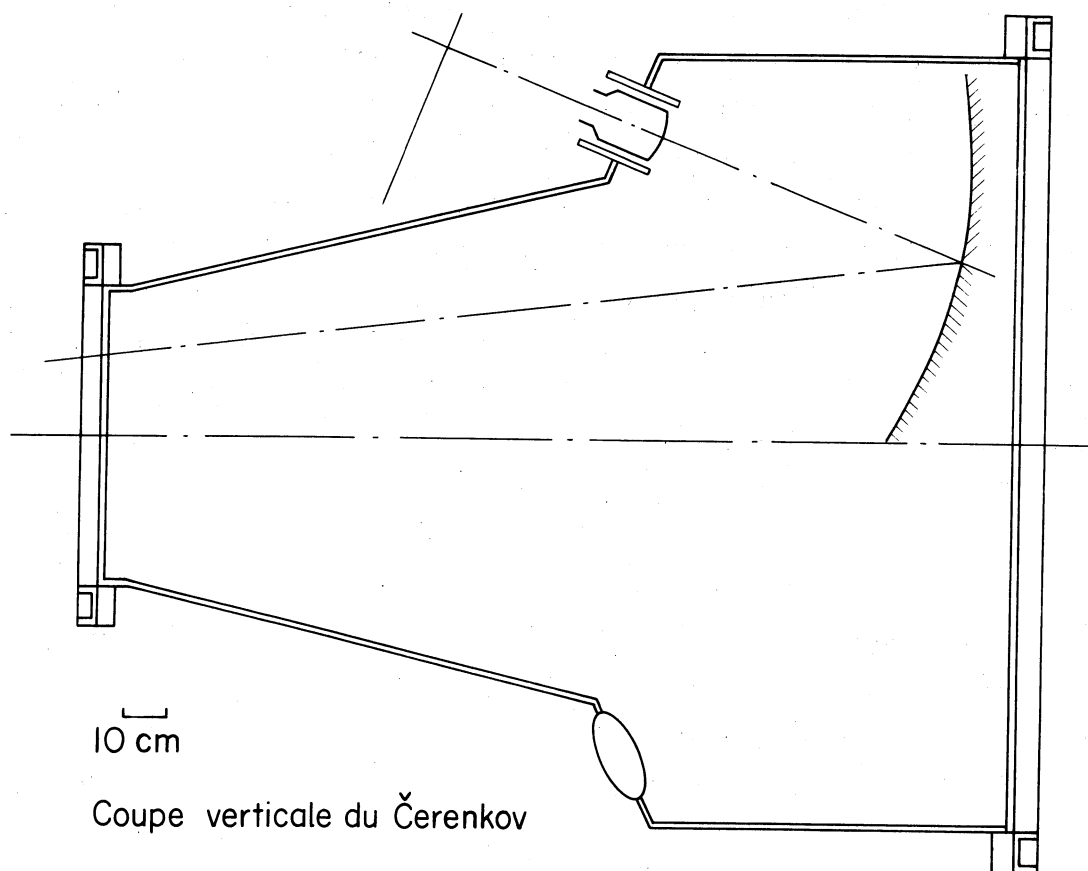


Fig. 3.4

L'indice de l'isobutane: 1.0014(37) à la pression atmosphérique, place le seuil théorique de détection des mesons π chargés à 2.6 GeV/c. Ces particules peuvent donc être identifiées dans toute la région cinématique couverte par l'expérience. En effet, un π^- d'impulsion initiale de 5 GeV/c est diffusé élastiquement à 30° ($\approx$ angle maximum accepté par le compteur Čerenkov) avec une impulsion de 3 GeV/c. Le seuil des protons se situe à 17.6 GeV/c.

Le détecteur est subdivisé en six cellules, trois en haut (1,2,3) et trois en bas, les numéros croissant au fur et à mesure que l'on s'éloigne du faisceau. Chaque cellule est constituée de 4 portions de miroirs sphériques (découpées suivant un rectangle de $310 \times 430 \text{ mm}^2$) qui réfléchissent toutes les quatre la lumière Čerenkov sur la photocathode d'un tube RCA 8854 (diamètre 12.5 cm). Un dépôt de $100 \mu\text{g cm}^{-2}$ de p-terphenyl

(PT) sur la photocathode rend le compteur sensible aux photons ultraviolets (les plus nombreux dans le spectre Cerenkov) [39]. La fenêtre de transmission de l'isobutane s'étend entre 155 et 350 nm dans l'ultraviolet. Cette propriété, ajoutée à un indice de réfraction élevé, fait de ce gaz un radiateur particulièrement approprié dans ce domaine d'énergie. Les miroirs sont constitués d'une matrice en verre obtenue par déformation à 900°C sur un moule en acier inoxydable et recouverte d'une couche d'aluminium de 90 nm et d'un film protecteur de 30 nm de fluorure de magnésium (MgF_2). Ces dépôts ont été obtenus par évaporation sous vide [40]. La réflectivité des miroirs a été mesurée avec une précision absolue de l'ordre de 5%, sur des échantillons-témoin. La courbe de réflectivité spectrale fluctue entre 72% et 83% dans le domaine de longueur d'ondes compris entre 120 et 200 nm.

Les signaux des photomultiplicateurs sont envoyés sur des convertisseurs analogique digital (ADC) intégrateurs de charge. La durée d'intégration a été fixée à 50 ns. Les hautes tensions des photomultiplicateurs ont été ajustées pour obtenir le même gain sur les six canaux. Des atténuateurs permettent d'adapter les amplitudes au domaine de linéarité des ADC.

Les performances du compteur Cerenkov ont été étudiées sur la cellule No. 5 avec le dispositif schématisé à la fig. 3.5. Les particules incidentes sont définies par les hodoscopes de faisceau et les scintillateurs SC1 à SC3. Un second compteur Cerenkov C2, cylindrique, long de 4 m, de diamètre utile 18 cm, fonctionnant avec du fréon 12 comme radiateur permet de sélectionner différents types de particules en faisant varier la pression. La courbe d'excitation a été relevée pour des impulsions de π^- comprises entre 2 et 14 GeV/c (fig. 3.6), les événements étant sélectionnés par la coïncidence $H_1 \cdot H_2 \cdot SC_1 \cdot SC_2 \cdot SC_3$. L'ordonnée du graphe de la fig. 3.10 est le rapport μ^2/σ^2 du carré de la moyenne à la variance de spectres d'ADC tels que celui de la fig. 3.7 obtenu à 10 GeV/c. Cette grandeur est une estimation du nombre moyen de photo-électrons (loi de Poisson). En pratique, la distorsion de cette distribution, par l'optique du photomultiplicateur ne devient négligeable que lorsque le nombre de photo-électrons est grand (de l'ordre de 40). Les points de la courbe

satisfaisant ce critère, permettent d'évaluer la constante $N_0^{(*)}$ caractérisant la qualité du détecteur définie par l'expression [39]

$$N_{p.e.} = N_0 L \sin^2 \theta \quad (3.5)$$

qui relie le nombre de photo-électrons à la longueur du radiateur et à l'angle d'émission de la lumière Cerenkov. Une valeur de N_0 égale à 50 cm^{-1} caractérise un compteur fonctionnant dans le visible. Les deux points de plus haute énergie, de la courbe d'excitation conduisent à une valeur de N_0 égale à 84 cm^{-1} . Toutefois, la courbe de la fig. 15 est relative à un test où les quatre miroirs se rejoignent et où des pertes de lumière doivent être attendues. Les mesures effectuées en bonne géométrie conduisent à une valeur de N_0 de 114 cm^{-1} conforme à celle que l'on peut calculer à partir de la réflectivité des miroirs, des propriétés de transmission du radiateur et de l'efficacité quantique du photomultiplicateur.

Par ailleurs, le dispositif de la fig. 3.5 utilisé avec un faisceau de particules positives a permis de déterminer que la probabilité de détection d'un proton, par la lumière produite par les rayons δ qu'il éjecte de la fenêtre d'entrée, variait entre $1.24 \pm 0.2\%$ à 6 GeV/c et $1.78 \pm 0.2\%$ à 14 GeV/c .

De même, la probabilité de détecter un signal, sur le photomultiplicateur de la cellule voisine de celle qu'a traversé un π^- détecté est inférieure à 1%, niveau compatible avec la production de rayons δ par les π dans la fenêtre d'entrée.

(*)

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{\Delta E} QRT dE$$

α :	constante de structure fine
Q :	efficacité quantique des photomultiplicateurs
R :	réflectivité des miroirs
T :	coefficient de transmission du radiateur
ΔE :	bande d'énergie des photons

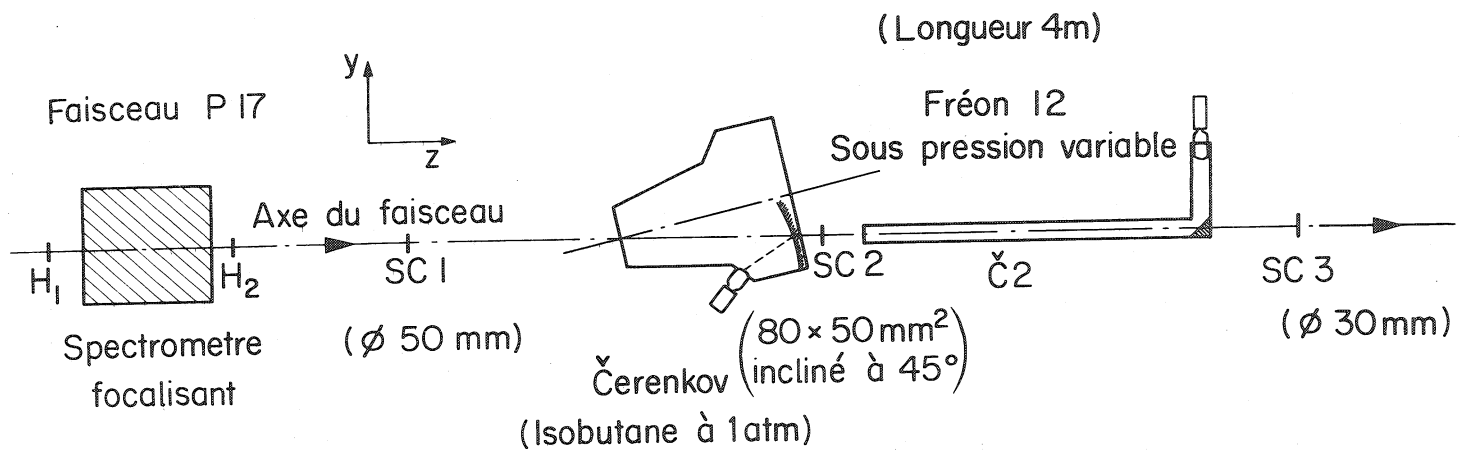


Fig. 3.5

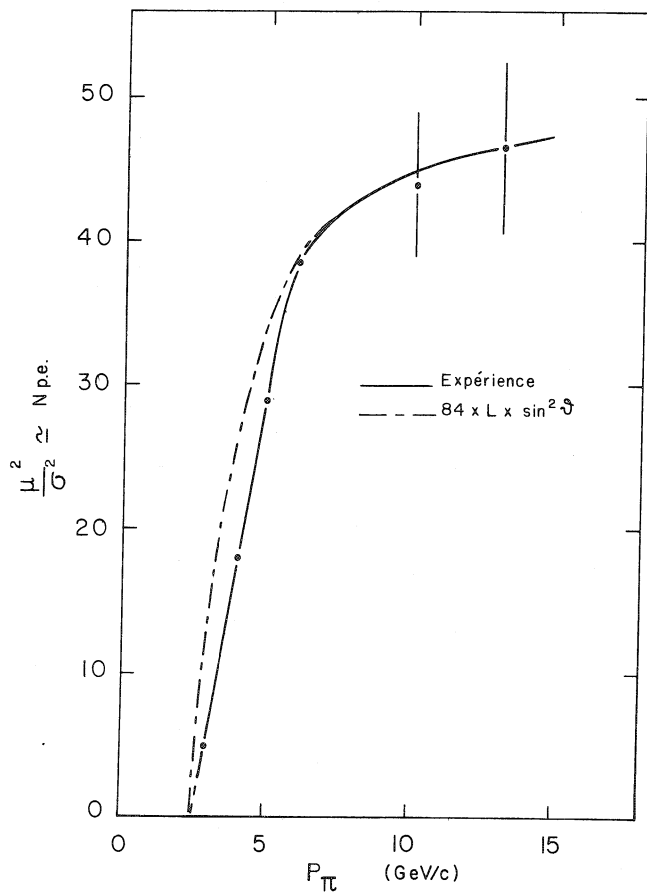


Fig. 3.6

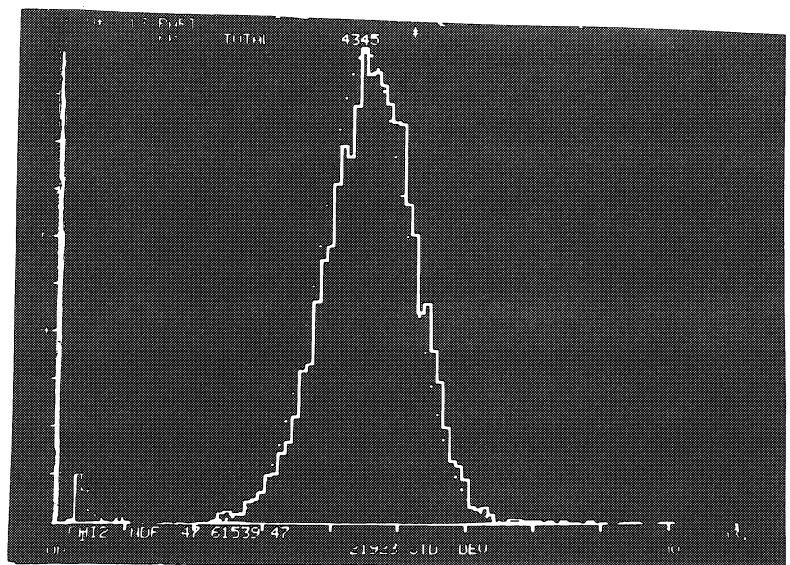


Fig. 3.7

TABLEAU 3.1

Contamination dans le faisceau P17

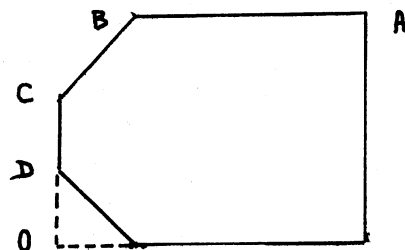
P_{lab} GeV/c	K^-/total %	$\bar{p}/\text{total}$ %
6	1.175 ± 0.007	0.637 ± 0.005
10	1.509 ± 0.012	0.4213 ± 0.006

TABLEAU 3.2

Géométrie du détecteur aval
(Les dimensions sont en mm)

	Z	H	V	D	E	X _A	Y _A	X _B	Y _C	Y _D	L
Cible	±125			70							
Coque	-240			110							
amont											
aval	300	720 (*)	200 (*)		45						
W ₉	406.6	1008	480								
S ₂ horiz.	659.8	-123	-147		5	-330	+300	-120	200	100	100
S ₃ vert.	1367.7	-260	-240		5	-500	480	0	330	0	100
S ₄ horiz.	654.3	100	-238		5	720	471	245	319.8	155.2	95
S ₅ vert.	1538.4	268	-525		5	1400	1250	600	818.9	431.1	200
W ₅	949.6	640	320								
W ₆	1228.2	512	512								
W ₇	912.2	1024	640								
W ₈	1342.3	1216	832								
T ₁ Tr	4200	40	12		3						
Trous T ₂	4250	600	200	40 (carré)							
T ₃	4430	1000	1000	500							
T ₄	4550	600	500	200							
C											
amont	1800	900	700								
aval	3820	1900	1800								

Les dimensions sont données en mm. Elles correspondent à la géométrie D de la nomenclature du chapitre 4. Z est la position le long du faisceau. H et V sont les dimensions horizontales et verticales. D désigne un diamètre. Pour les hodoscopes S₂ et S₅ les conventions



pour représenter la forme ci-dessus sont les suivantes: Z, V, H sont les coordonnées du point O. X_A...Y_D sont les coordonnées des points correspondant par rapport à O, L désigne la largeur des scintillateurs. Pour le Cerenkov les coordonnées sont données dans un repère tourné de -22°30' autour d'un axe vertical passant par le centre de la cible.

(*) Ouverture moyenne de la partie aval de la coque.

(λ : épaisseur, e : espacement entre fils, L_0 : longueur de radiation)

Elément	Composition	$\rho\ell$ mg/cm ²	ℓ/L_0 (10 ⁻⁴)
Chambre W5 (3 cathodes) [37]			
Gaz	Argon: 5 cm à 0.8 atm Isobutane (C ₄ H ₁₀): 5 cm à 0.2 atm C	7.12 19.21	3.61 4.44
		H	0.25
Fenêtres	Mylar (C ₅ H ₄ O ₂): 2 x 0.1 mm O	1.56 9.20	0.25 2.91
Cathodes	Cuivre: 3 grilles, 100µm diam., e = 1 mm	21.00	16.15
Ecrans	Fer: 2 grilles, 50µm diam., e = 0.5 mm	8.00	5.76
Fils sensibles	Tungstene: 2 grilles, 20µm diam., e = 2 mm	0.60	0.88
Chambre W9			
Gaz	Argon 3.5 cm à 0.8 atm. Isobutane C ₄ H ₁₀ : 3.5 cm à 0.2 atm. C	4.98 18.76	2.55 4.39
		H	0.23
Fenêtres	Mylar: 0.2 mm O	1.45 9.27	0.23 2.99
Blindage	0.2 mm Al	54	22.5
Cathode	4 grilles, diam. 50µm Cu, e = 2 mm Cu	3.52	2.74
Fils sensibles	3 grilles, diam. 30µm W, e = 3 mm W	1.36	2.02

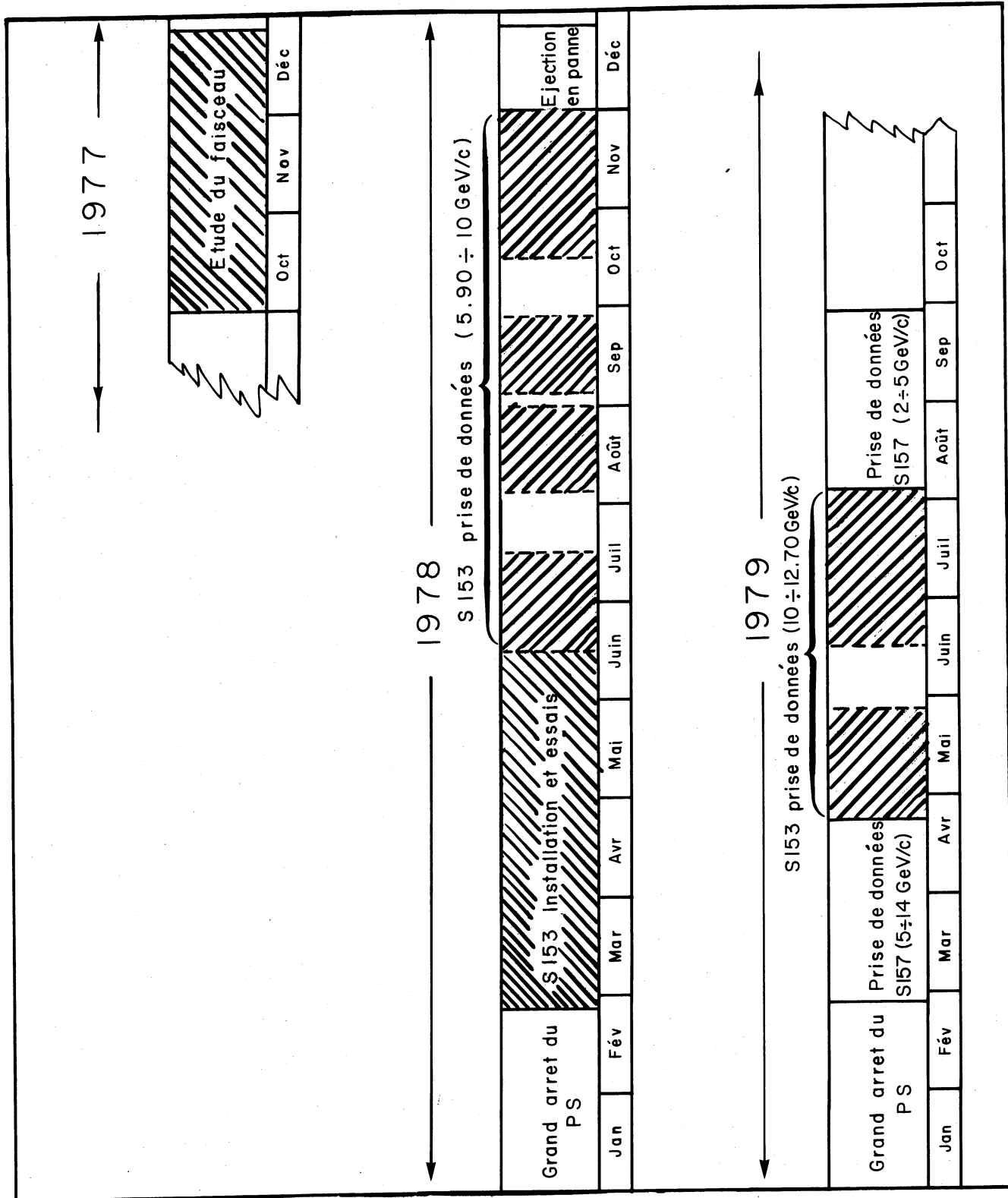


Fig. 4.1

Chronologie

4. ACQUISITION DES DONNEES

4.1 Mise en service et exploitation du dispositif expérimental

4.1.1. Chronologie de l'expérience

La fig. 4.1 résume le déroulement de l'expérience. Entre la fin de la construction du faisceau P17 (1er octobre 1977) et l'achèvement de la prise des données (6 août 1979) près de deux ans se sont écoulés. Après déduction des arrêts d'accélérateur et du temps utilisé par l'expérience S157 [36] (mesure de la section efficace totale π^-p) avec qui nous partageons le faisceau, la durée effective de l'expérience s'établit à 220 jours.

L'automne 1977 a été consacré à l'étude du faisceau à l'aide des expériences décrites au chapitre 2. L'essai du compteur Cerenkov décrit au chapitre 3 s'est aussi déroulé à cette époque. L'interruption du fonctionnement de l'accélérateur de janvier à avril 1978 a été mis à profit pour installer la cible à hydrogène, assembler les différentes parties du détecteur des particules secondaires et mettre au point, au laboratoire, les chambres proportionnelles. La reprise de l'exploitation du PS, en avril 1978 a vu s'accomplir le réglage de l'électronique rapide chargée de sélectionner les événements candidats et l'optimisation du système d'acquisition des données. L'enregistrement des événements candidats s'est poursuivi de juin 1978 à août 1979.

4.1.2 Statistiques d'événements accumulées

L'acceptance en impulsion du faisceau P17, limitée à une bande de 4% autour de l'impulsion nominale a obligé à fractionner la prise des données. L'intervalle compris entre 5.78 et 13 GeV/c a été couvert en vingt-deux étapes. La séparation moyenne entre deux impulsions nominales successives est de 3.7% et ménage des zones de recouvrement.

Le tableau 4.1 rassemble les statistiques accumulées pour les différents réglages du faisceau. Le flux incident intégré oscille autour des 5×10^{11} particules correspondant à l'objectif fixé a priori pour obtenir un compromis entre les impératifs contradictoires d'une recherche de résonances étroites et d'une mesure précise de section efficace différentielle (chapitre 1). Les variations observées sur le taux de déclenchement, rapport du nombre d'événements enregistrés au nombre de

particules incidentes, s'expliquent par la dépendance en énergie de la section efficace, les changements effectués dans l'implantation de l'appareillage et le degré de sévérité des conditions imposées électroniquement pour la sélection des événements.

Deux modifications notables de la géométrie ont été effectuées (tableau 4.2). Le passage de la géométrie A à la géométrie B, est consécutive à la découverte de défauts de planéité sur les chambres W_5 à W_8 d'environ 1 à 2 mm pour des surfaces de l'ordre du m^2 , et reflète le déplacement des éléments du détecteur résultant des modifications apportées au bâti supportant les chambres pour le rendre plus rigide. La géométrie C résulte d'études sur l'acceptance de l'appareillage qui ont montré qu'un intervalle angulaire plus large pouvait être couvert en rapprochant du faisceau les éléments de la branche proton, sans perte notable d'efficacité de détection dans la région angulaire centrale. La chambre W_6 a été déplacée de 82 mm, l'hodoscope S_3 de 93 mm; de plus une forme rectangulaire a été adoptée pour celui-ci au détriment du contour hexagonal décrit au tableau 3.2.

La géométrie D utilisée à haute énergie, ne diffère de la géométrie C que par des points de détail. L'accroissement de la zone angulaire explorée a augmenté la probabilité de détection d'événements de bruit de fond avec émission de particules vers l'avant. Pour l'acquisition des données avec les géométries C et D, la condition d'enregistrement a été renforcée en imposant de façon grossière, la corrélation angulaire élastique à l'aide des hodoscopes S_3 et S_5 . A haute énergie de plus, où cette difficulté est la plus sérieuse, des compteurs supplémentaires A en antioïncidence ont été ajoutés.

4.1.3 Fixation des conditions expérimentales

Les conditions propres à chacun des vingt-deux réglages de faisceau suivent l'évolution des propriétés des événements avec l'impulsion nominale.

Au début de chaque prise de données relative à un réglage de faisceau déterminé, il est nécessaire:

- d'optimiser les courants des aimants du faisceau selon la procédure décrite au par. 2.3.3;
- de choisir l'atténuation des signaux analogiques délivrés par les photomultiplicateurs du compteur Cerenkov pour compenser l'augmentation avec l'énergie de l'intensité moyenne de la lumière émise par les π^- et travailler dans la gamme de fonctionnement des ADC;
- d'adapter enfin à la cinématique de l'énergie nominale, les appariements de scintillateurs des hodoscopes S3 et S5 utilisés pour sélectionner les événements vérifiant la corrélation angulaire élastique.

4.2 Sélection des événements

En dehors de l'enregistrement des événements élastiques, évoqué au chapitre 3 et résumé par la relation (3.1), l'électronique rapide est utilisée pour sélectionner des événements servant à calibrer le dispositif expérimental.

En premier lieu, l'emploi des seuls scintillateurs en place sur le faisceau (ceux des hodoscopes H1 et H2 et le compteur T0) permet de recueillir un lot de trajectoires incidentes, utiles pour mettre au point les méthodes décrites au chapitre 2 et déterminer le spectre des impulsions des particules incidentes nécessaire au calcul de la section efficace (chapitre 5).

Par ailleurs, un "faisceau parasite", constitué des muons provenant des désintégrations de π^- qui se produisent dans la partie amont du faisceau (flux de particules mis en évidence de façon empirique), constitue un outil approprié pour définir expérimentalement la position de la chambre W9 par rapport au couple des chambres W2 et W3. Pour ce faire, le dispositif est, comme l'indique la fig. 3.2, complété par un mur de fer d'épaisseur 1.9 m, suivi de scintillateurs STA, STB et ST^(*). Ces compteurs interceptent les μ^- qui, n'ayant pas récupéré toute l'impulsion des π^- lors de la désintégration, sont plus déviés que ceux-ci par les aimants du spectromètre focalisant. La coïncidence

(*) Cet appareillage appartient en fait à l'expérience [36] avec qui nous partageons le faisceau et pour laquelle il était impératif de détecter les muons incidents.

H₁ . STA . STB . ST

sélectionne des muons dont les trajectoires sont des droites qui traversent les chambres W₂, W₃ et W₉.

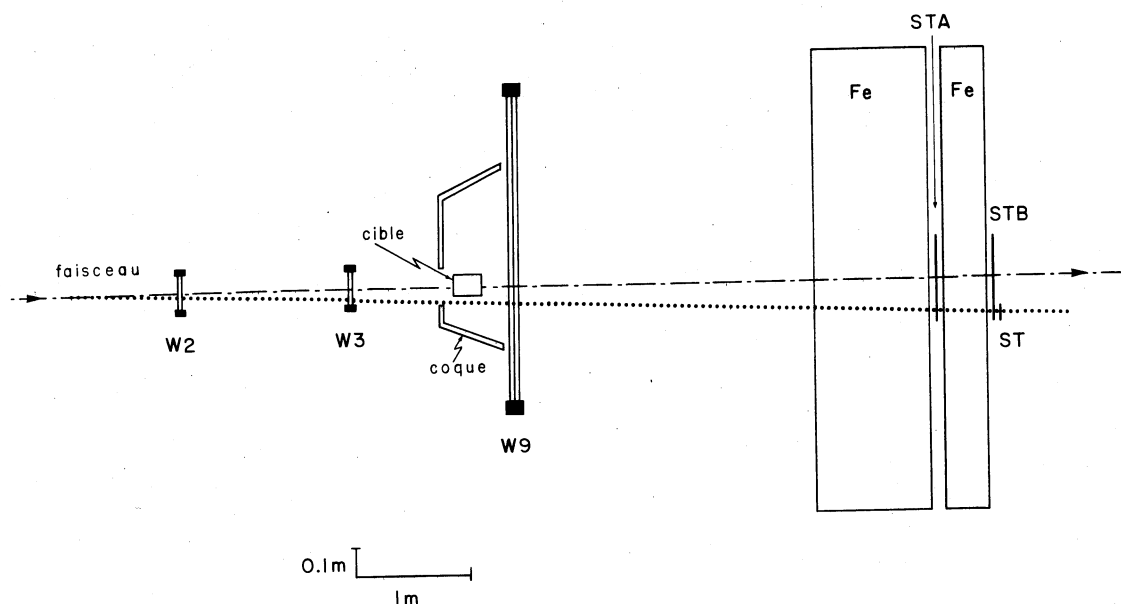


Fig. 4.2

Dispositif employé pour déterminer la position relative
des chambres W₂, W₃ et W₉

Quel que soit le type d'événement sélectionné, l'électronique rapide fournit environ 400 ns après l'interaction, un signal T de déclenchement ("trigger" en anglais), qui commande la mise en mémoire des numéros de fils de chambres et des scintillateurs touchés, lance les horloges des ADC associés au compteur Cerenkov et donne au calculateur, l'ordre de commencer la procédure de lecture de l'événement.

4.3 Le système d'acquisition des données et le contrôle en ligne de l'expérience

Le système de traitement des informations en temps réel est bâti autour d'un mini-calculateur Hewlett-Packard 21MX doté de 64 K mots de 16 bits (fig. 4.3). Les informations à enregistrer et/ou à contrôler qui proviennent de l'électronique rapide, de l'électronique des chambres proportionnelles, du compteur Cerenkov et de la salle de contrôle de

l'accélérateur sont regroupées sous une forme assimilable par le calculateur dans un ensemble de deux châssis CAMAC^(*).

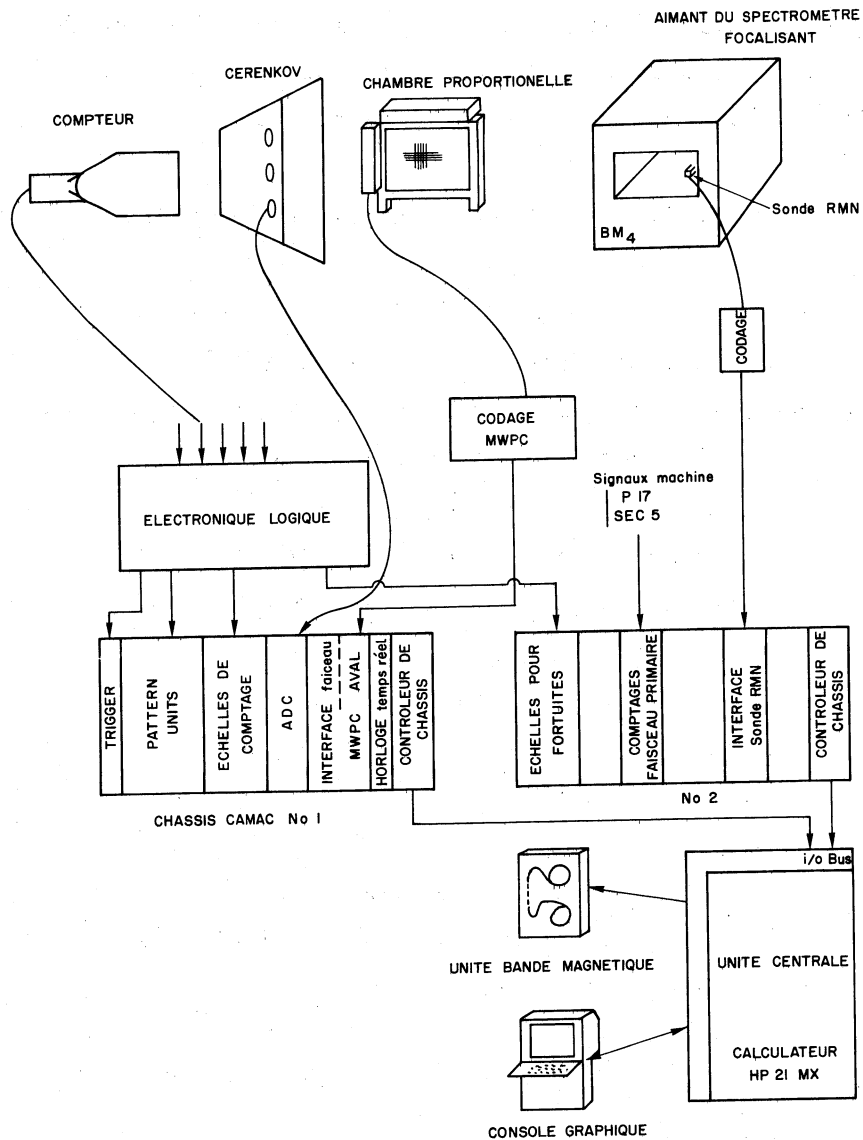


Fig. 4.3

Système informatique pour l'acquisition des données

(*) Le CAMAC est une standardisation de l'électronique logique (apparue avec la généralisation de l'emploi des calculateurs) où les fonctions sont effectuées dans des modules regroupés en châssis constituant des périphériques pour l'ordinateur.

4.3.1 Le CAMAC

Le châssis No. 1 comprend, outre un tiroir dit de "trigger" qui, recevant le signal T de l'électronique logique, lance la procédure d'acquisition, un ensemble de modules dont les informations sont transmises en bloc au calculateur pour chaque événement candidat:

- Les "pattern-units" indiquent quels scintillateurs ont été touchés sur les hodoscopes.
- Les échelles de comptage intègrent les flux de particules correspondant à divers étages de l'électronique rapide (en particulier celui des particules incidentes). Elles sont remises à zéro après chaque lecture.
- Les interfaces des chambres proportionnelles fournissent par fil touché, un mot où sont codés les numéros de plan et de fil (tableau 4.3).
- Les convertisseurs analogique-digital (ADC) quantifient la charge recueillie aux bornes des photomultiplicateurs du compteur Cerenkov (durée d'intégration 50 ns).
- Une horloge mesure les intervalles de temps séparant deux événements successifs et fournit une base de temps utile pour le calcul de la correction des effets de coïncidences fortuites.

Le châssis No.2 transmet un bloc de données de contrôle après chaque impulsion de l'accélérateur. Il contient une interface pour la lecture des sondes à résonance magnétique nucléaire qui mesurent le champ des aimants BM4 et BM5 du spectromètre focalisant, et des échelles de comptage. Un premier groupe d'échelles permet de contrôler le fonctionnement de l'éjection de la machine et l'efficacité de la cible primaire: le comptage de la SEC5 (une chambre à émission secondaire) mesure l'intensité du faisceau primaire de protons; le moniteur Pl7, un télescope de scintillateurs, compte les interactions des protons dans la cible primaire produisant des particules dans l'angle solide qu'il sous-tend. Son taux de comptage est proportionnel à l'intensité du faisceau. Le second groupe d'échelles sert à évaluer l'importance des anticoïncidences fortuites de la coque, des

compteurs trous, de l'hodoscope Tr et des compteurs A, pour la normalisation de la section efficace. Deux méthodes sont simultanément utilisées: d'une part, le relevé du comptage de l'anticoïncidence entre le signal (retardé de 100 ns) des particules incidentes et le mélange de tous les signaux des compteurs mentionnés, d'autre part l'enregistrement des comptages de circuits effectuant séparément la coïncidence du moniteur Pl7 (jouant le rôle d'un générateur de bruit aléatoire) avec respectivement: la coque, l'hodoscope Tr et les compteurs trous.

4.3.2 L'acquisition

Le programme ZDAQ [41] gère l'acquisition des données, à savoir la lecture du CAMAC et l'écriture sur bande magnétique, dans un "environnement" constitué par le système BCS (Basic Control System) de Hewlett-Packard. Les transferts s'effectuent par l'intermédiaire de deux canaux "d'accès direct mémoire" (DMA). L'écriture sur bande magnétique a priorité sur la lecture du CAMAC.

Tous les événements sélectionnés par l'électronique rapide sont enregistrés sur bande magnétique.

La détection d'un événement candidat, ou bien la fin d'un cycle d'accélération provoquent une interruption du calculateur par le CAMAC, qui déclenche la lecture d'un bloc de données. La mémoire utilisée, est scindée en quatre zones ("buffers") qui constituent chacune l'image d'un enregistrement à écrire sur bande magnétique. Le remplissage s'effectue par permutation circulaire. Dès qu'un "buffer" est plein, une interruption prioritaire initialise l'écriture sur bande magnétique.

Les enregistrements comprennent 1920 mots de 16 bits structurés comme l'indique le tableau 4.4. Après un bloc de tête vient une succession de blocs d'événements (informations du châssis No. 1) et de blocs de contrôle (châssis No. 2) dont l'un peut se trouver à cheval entre deux enregistrements. Une bande complète (9 pistes, 800 bytes par pouce) contient de l'ordre de 5200 enregistrements correspondant à environ 110 000 événements candidats. Suivant l'impulsion nominale et la sévérité des conditions d'enregistrement (3.1), la durée du remplissage d'une bande varie entre 2 et 36 heures!

La lecture d'un événement candidat dure typiquement 0.3 ms (fig. 4). Le nombre d'événements candidats par cycle de 300 ms n'a jamais dépassé 20 ce qui est bien en deçà du seuil de saturation des entrées-sorties (≈ 200 événements par cycle) pour l'acquisition.

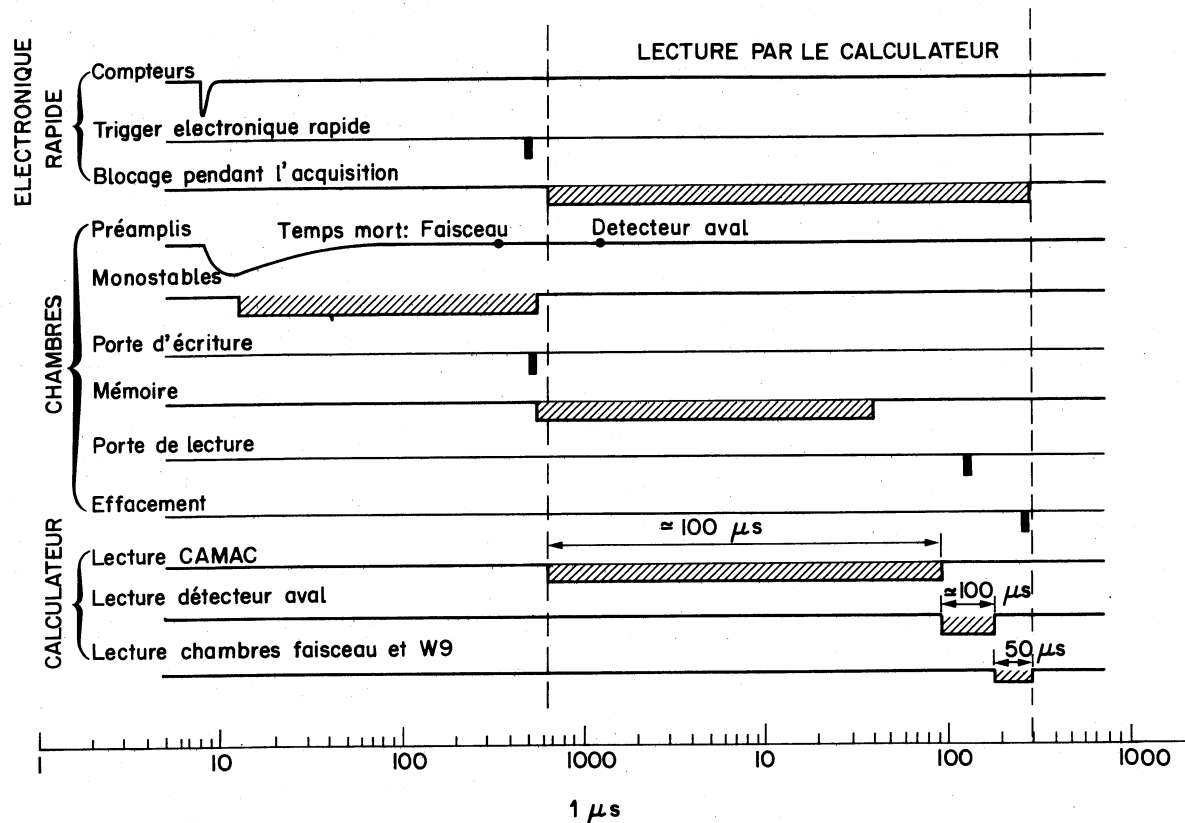


Fig. 4.4

Déroulement dans le temps de la lecture d'un événement

4.3.3 Le contrôle en ligne

Lorsque le calculateur n'est pas occupé par l'une des opérations prioritaires de l'acquisition, des tâches de contrôle en ligne peuvent être entreprises. Pour cela, des blocs de données sont copiés du buffer circulaire dans une zone de mémoire centrale accessible à un programme écrit en langage BAMBI [42]. Leur analyse permet la détection de pannes: des alarmes attirent l'attention lorsque l'accélérateur n'envoie plus de particule, qu'un plan de chambre ne fonctionne plus, ou que le champ magnétique d'un aimant du spectromètre focalisant dérive. Des statistiques portant sur 20 000 événements candidats donnent une mesure de l'efficacité des chambres et des "pattern-units" et de la stabilité des taux de comptage. Des histogrammes caractéristiques apparaissent à la fig. 4.5; ils correspondent aux profils des chambres proportionnelles (fig. 4.5(a))

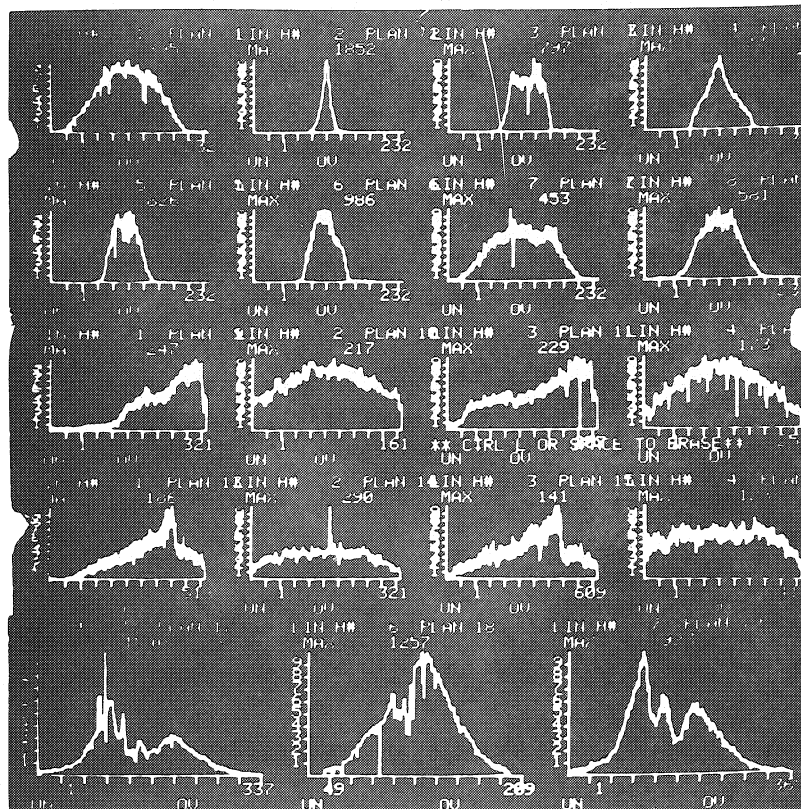


Fig. 4.5(a)

Profils des impacts sur les plans de chambre

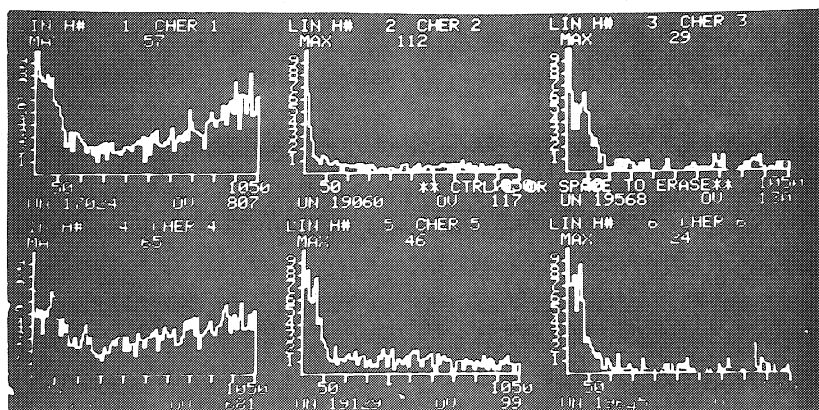


Fig. 4.5(b)

Spectres des ADC

Histogrammes relevés en lignes pour surveiller le fonctionnement des plans et du compteur Cerenkov

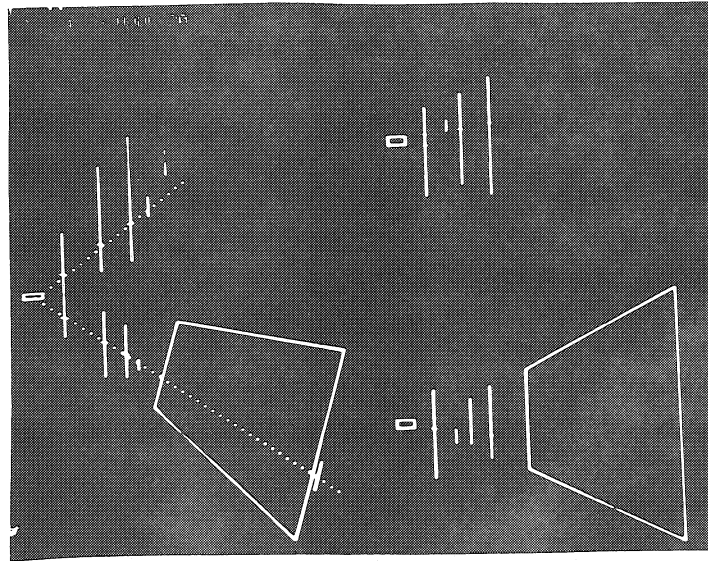


Fig. 4.6(a)

Dessin en ligne d'un événement candidat

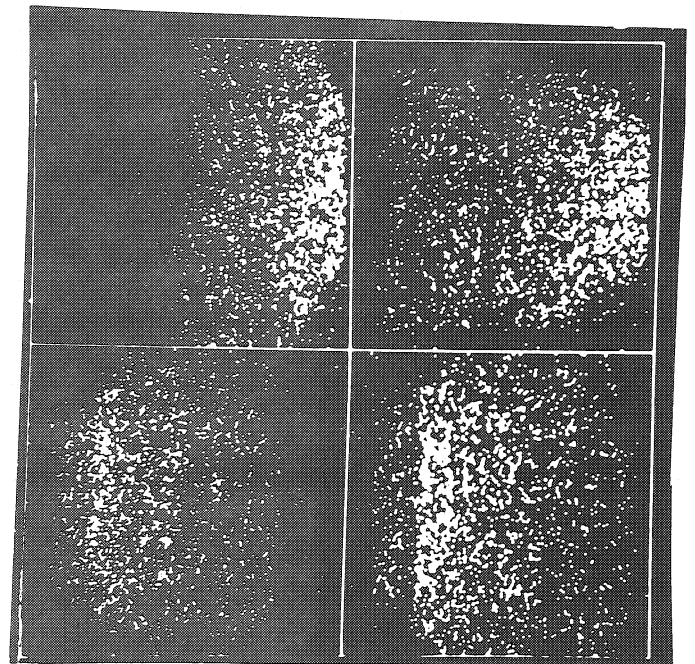
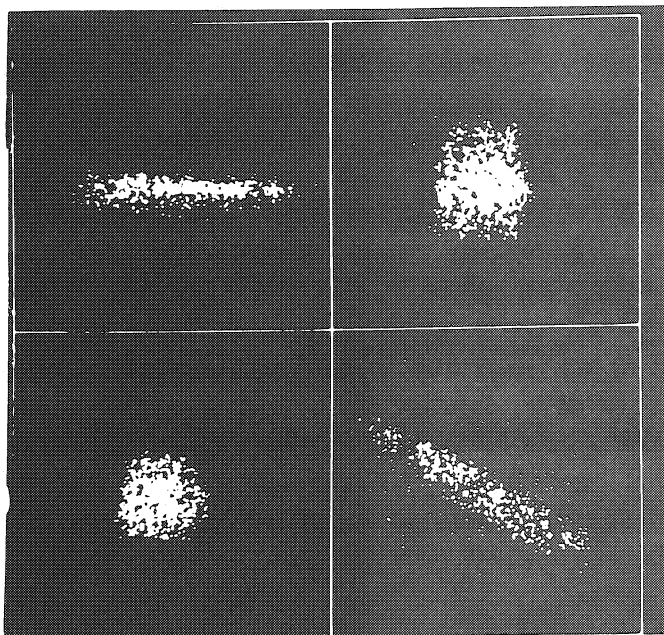


Fig. 4.6(b)

Visualisation des impacts sur les chambres

W1
W3

W2
W4

W5
W7

W6
W8

Dessins fournis en temps réel par le programme de contrôle en ligne

et aux spectres des ADC du compteur Cerenkov (fig. 4.5(b)). Pendant l'acquisition, l'expérimentateur peut, au choix, inspecter visuellement un lot d'événements enregistrés (fig. 4.6(a)) ou bien examiner des histogrammes à deux dimensions caractérisant la répartition des impacts des particules sur les chambres (fig. 4.6(b)).

La proportion des événements analysés varie suivant l'impulsion incidente et la sévérité des conditions de prise de données. A haute énergie où le nombre d'événements enregistrés est très faible, pratiquement tous les événements subissent l'analyse en temps réel. Un programme simplifié de reconstruction géométrique et cinématique traite les événements inambigus. Les traces secondaires sont définies par les coordonnées des chambres W_5 à W_8 et utilisées pour calculer le vertex. La coplanarité est obtenue en supposant la trace incidente confondue avec l'axe des z (axe optique). La corrélation angulaire utilise l'impulsion incidente déterminée approximativement par une formule linéaire. L'histogramme de l'impulsion incidente des événements élastiques sélectionnés par les coupures géométriques et cinématiques précédentes, permet de rechercher en ligne les résonances étroites (fig. 4.7).

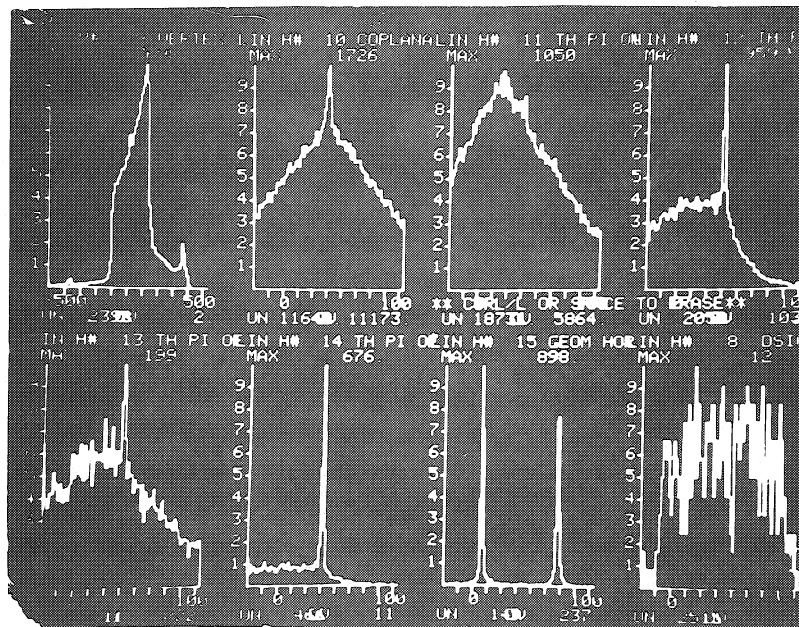


Fig. 4.7

Histogrammes caractéristiques du lot d'événements élastiques observés en ligne.
En bas à droite, le spectre des impulsions incidentes

TABLEAU 4.1

Statistiques

P GeV/c	Géométrie	Date	Incidents 10^{11}	Evts candidats	Taux de déclenchement 10^{-6}
5.90	C	Août/sept. 78	2.7233	4 411 915	16.2
6.10	C	Sept. 78	2.4289	4 171 417	17.2
6.35	C	Sept. 78	3.7298	2 595 229	6.96
6.60	C	Sept./oct. 78	3.3235	2 167 882	6.52
6.85	C	Oct. 78	4.4772	2 561 595	7.71
7.10	C	Oct. 78	5.2870	2 720 502	5.15
7.35	C	Oct./nov. 78	5.8117	2 736 464	4.71
7.65	C	Nov. 78	4.9351	3 115 172	6.31
7.95	C	Nov./déc. 78	5.1584	2 936 931	5.69
8.25	B	Août 78	7.0437	1 638 458	2.33
8.55	A/B	Juil./août 78	6.2529	1 214 200	1.94
8.90	A	Juin/juil. 78	6.1044	1 041 316	1.71
9.20	A	Juin 78	4.0472	445 582	1.10
9.60	A	Juin 78	4.9495	589 145	1.19
10.00	D	Avril/mai 79	9.0103	1 833 146	2.03
10.35	D	Mai 79	5.7483	684 859	1.19
10.70	D	Mai 79	6.4987	801 853	1.23
11.10	D	Mai/juin 79	7.6034	738 802	.972
11.50	D	Juin 79	6.2605	533 661	.852
11.90	D	Juil. 79	5.4710	443 223	.810
12.30	D	Juil. 79	4.1840	330 270	.789
12.70	D	Juil./août 79	4.9050	394 294	.804

TABLEAU 4.2

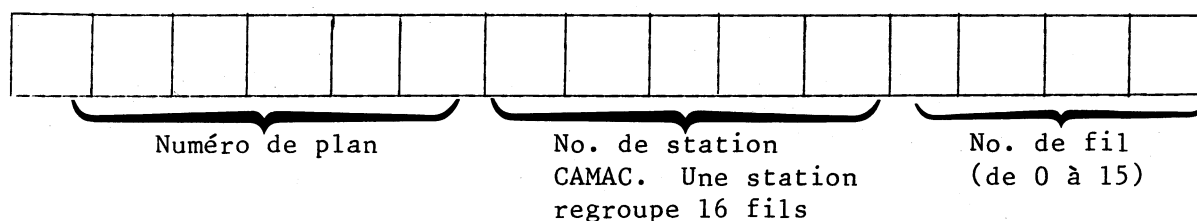
Evolution de la géométrie des chambres proportionnelles (données en mm)
Z est la position d'un plan de chambre le long de l'axe du faisceau, l'origine étant prise un centre de la cible; Δ est la distance (transversale) du fil central du plan considéré à l'axe du faisceau

Plan	9.6 ÷ 8.55 GeV/c		8.55 ÷ 8.25		5.90 ÷ 7.95/10 ÷ 12.7	
	Géométrie A		Géométrie B		Géométries C et D	
	Z	Δ	Z	Δ	Z	Δ
1		0		0		0
2		2.26		2.20		1.68/2.49 ^(*)
3	-2512	2.10	-2512	2.10	-2512	2.10
4	-2504	1.46	-2504	1.46	-2504	1.46
5	-1023	2.85	-1023	2.85	-1023	2.85
6	-1031	3.20	-1031	3.20	-1031	3.20
7		2.03		2.31		1.639/2.467 ^(*)
8		2.68		2.28/2.41 ^(*)		2.09/3.08 ^(*)
9	938.7	-482.93	942.1	-483.8	942.1	-483.4
10	953.3	-9.27	957.1	-9.5	957.1	-9.5
11	1221.0	-564.6	1220.7	-564.4	1220.7	-473.9
12	1236.0	-1.21	1235.7	-1.75	1235.7	-1.76
13	951.1	712.85	951.9	712.2	951.9	712.9
14	928.6	-1.16	932.4	-1.10	932.4	-1.34
15	1355.0	895.24	1352.2	895.5	1352.2	894.9
16	1332.5	7.04	1332.7	6.90	1332.7	6.61
17	396.6	1.10	396.6	1.10	396.6	1.28
18	406.6	-1.50	406.6	1.50	406.6	-1.82
19	416.6	1.90	416.6	1.90	416.6	1.58

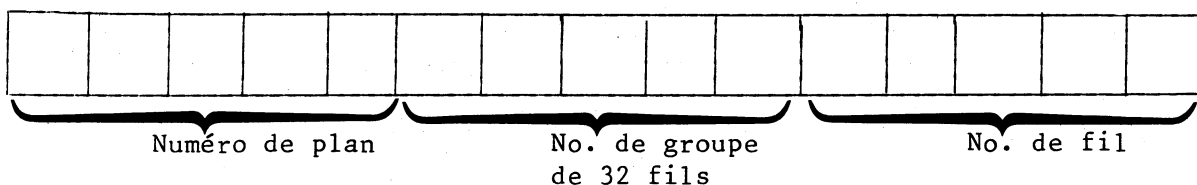
(*) Valeurs extrêmes correspondant aux diverses impulsions nominales.

TABLEAU 4.3

Codage des fils touchés



Codage des informations des chambres faisceau et de W9



Codage des informations des chambres W5 à W8

TABLEAU 4.4(a)

Structure d'un enregistrement sur bande magnétique

Identificateur d'enregistrement	- Longueur totale de l'enregistrement - Longueur de l'identificateur - Numéro d'enregistrement - Adresse du mot précédant le début du 1er bloc complet de l'enregistrement - No. de "run" - Informations générales sur les conditions expérimentales
Événements	- Eventuellement fin d'un bloc commencé dans l'enregistrement précédent - Blocs suivant le format des tableaux 4.4(b) ou (c)

TABLEAU 4.4(b)

Structure d'un bloc d'événement

Identificateur de bloc	Longueur de l'événement Numéro d'événement Source de l'enregistrement (14: événement physique ou 5 données de contrôle)
Informations de l'électronique rapide	Pattern-units Echelles de comptage ADC Horloge temps réel
Chambres proportionnelles	Chambres W₅ à W₈ Mot séparateur (63) Chambres faisceau et W₉

TABLEAU 4.4(c)

Structure d'un bloc de contrôle

Identificateur de bloc	Longueur No. c.f. 4.4(b) Source
Informations de contrôle	Echelles de comptage P17 fortuites Inc/Antis décalées Echelles: SEC5, fortuites Antis/P17 Champs magnétiques lus par sondes RMN

5. ANALYSE DES DONNEES

5.1 Introduction

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p_{lab}, \cos\theta^*)$ est, à une constante près, tenant compte de la longueur et de la composition de la cible, égale à la proportion de π^- incidents d'impulsion p_{lab} diffusés élastiquement dans un élément d'angle solide $d\Omega$ autour d'une direction définie par l'angle polaire θ^* dans le référentiel du centre de masse. Le calcul de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ nécessite donc la détermination du spectre des impulsions p_{lab} des particules incidentes et de la distribution des événements élastiques en p_{lab} et $\cos\theta^*$.

Le par. 5.2 explique les méthodes employées pour connaître les caractéristiques géométriques du détecteur aval et ainsi obtenir une mesure exacte de $\cos\theta^*$.

Le par. 5.3 décrit en détail le filtre qui permet l'extraction d'un lot d'événements élastiques de l'ensemble des événements candidats enregistrés sur bande magnétique. Les contraintes cinématiques et géométriques sont les outils principaux utilisés pour la sélection. La proportion infime (quelques pour mille) des événements candidats que représentent les événements élastiques, nécessite la mise en oeuvre d'une procédure de réduction des données en plusieurs étapes, économe en temps de calcul.

Les distributions expérimentales sont entachées d'erreurs systématiques dues à la géométrie des détecteurs, à l'imperfection de leur fonctionnement, aux défauts de sélectivité des procédures de reconstruction et enfin, à des phénomènes physiques inévitables que subissent les particules incidentes et émergentes. Le par. 5.4 décrit la correction d'acceptance qui compense la perte d'événements élastiques due aux limites que les détecteurs imposent à l'angle solide de détection. Un programme de Monte-Carlo a été employé pour estimer cette efficacité de détection qui dépend de l'angle de diffusion θ^* . Les autres corrections se ramènent à de simples facteurs multiplicatifs. Le par. 5.5 est consacré à cette normalisation de la section efficace. L'inefficacité des chambres conduit à une perte de particules incidentes et d'événements élastiques. La production de gerbes dans les compteurs au plomb confère à ceux-ci un

temps d'occupation sensiblement plus élevé que celui des hodoscopes de faisceau, temps pendant lequel ces derniers comptent des particules incidentes dont les interactions n'ont aucune chance d'être détectées. Les critères de sélection de la procédure de reconstruction des événements rejettent une certaine fraction de véritables particules incidentes et une certaine proportion de véritables événements élastiques. Par contre, ils sont incapables de déceler certains événements inélastiques. La "non séparation" du faisceau P17 implique une contamination de l'ensemble des particules incidentes par des $\bar{p}$, K^- , μ^- et e^- (tableau 4.1). La désintégration en vol des π^- affecte les comptages des particules incidentes et des événements élastiques de même que la production des rayons δ dans la cible par les particules incidentes et secondaires. Enfin les particules secondaires peuvent être absorbées par interaction nucléaire dans la matière constituée par la cible et le détecteur aval et ainsi échapper à la détection. Globalement, la correction de normalisation correspond à une réduction du flux incidents par un facteur 0.4.

5.2 Géométrie

Pour mener à bien la sélection des événements, il est impératif de connaître la géométrie de l'implantation des chambres proportionnelles. Après chaque modification du dispositif expérimental et de façon périodique au cours de la prise des données, l'équipe de géomètres vient mesurer la position des chambres par rapport à un référentiel fixe du laboratoire. Les mesures optiques qu'ils effectuent donnent une précision sur la localisation des fils de quelques dixièmes de millimètres. Un alignement plus précis s'obtient en utilisant les trajectoires droites des particules chargées. Les mesures des géomètres servent de première approximation aux calculs effectués.

Les chambres W_2 et W_3 servent de référence. Dans une première étape, les trajectoires des muons sélectionnées comme indiqué au par. 4.2 servent à déterminer la position de la chambre W_9 par rapport à W_2 et W_3 . Les histogrammes de la fig. 5.1 sont relatifs aux différences entre les coordonnées mesurées par W_9 , et les points d'intersection des droites définies par W_2 et W_3 avec les plans des fils verticaux et horizontaux de W_9 . La précision de l'alignement y apparaît comme inférieure au dixième de mm.

Alignement de W9

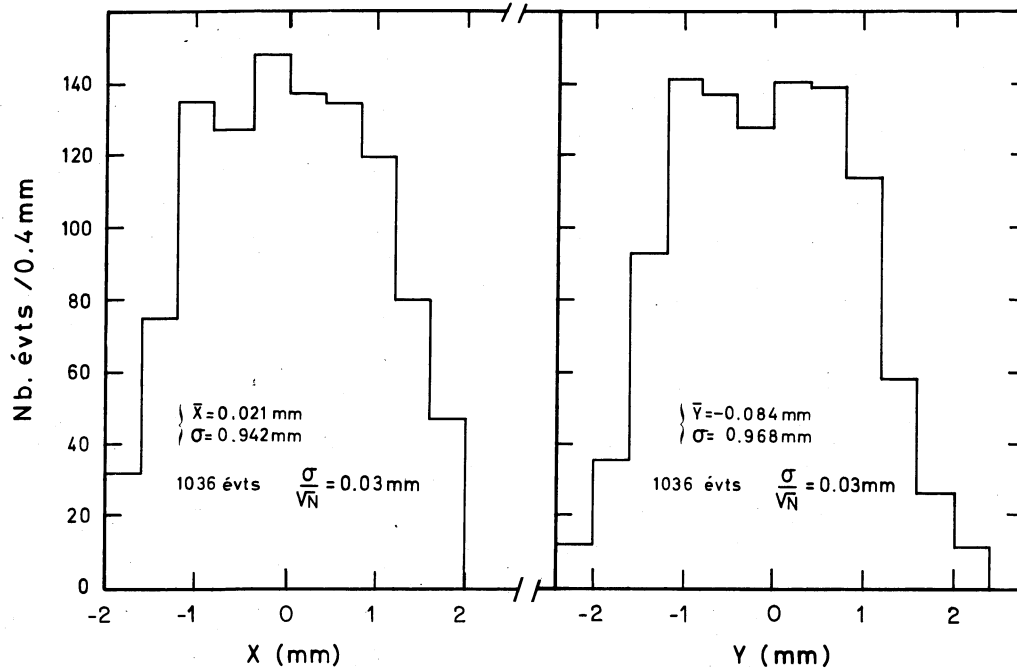


Fig. 5.1

La connaissance de la position des chambres W_2 , W_3 et W_9 fixe six degrés de liberté et détermine un solide de référence. Une procédure de minimisation par moindres carrés, décrite à l'appendice 5.1, permet de localiser les autres chambres par rapport à lui. Les résidus d'un ajustement effectué sur un lot d'environ 1000 événements "deux branches", complets et inambigus (avec une coordonnée et une seule par plan) sont présentés aux figs 5.2(a) et (b).

5.3 Sélection des événements

L'organigramme de la fig. 5.3 permet de suivre les étapes logiques de la procédure de sélection des événements. Les critères de base sont les deux contraintes cinématiques de coplanarité et de corrélation angulaire. Les étapes successives qui permettent une économie de temps de calcul, se caractérisent par des coupures de plus en plus strictes sur ces deux variables.

Un examen rapide des scintillateurs et des fils touchés dans le détecteur aval (par. 5.3.1) permet d'éliminer de 80 à 90% des événements candidats sans perte décelable d'événements élastiques (tableau 5.1). Les événements restant après ce premier filtre sont conservés sur bande magnétique: les DST (abréviation de Data Summary Tape). Le tableau 5.2 donne la structure des données sur ces bandes.

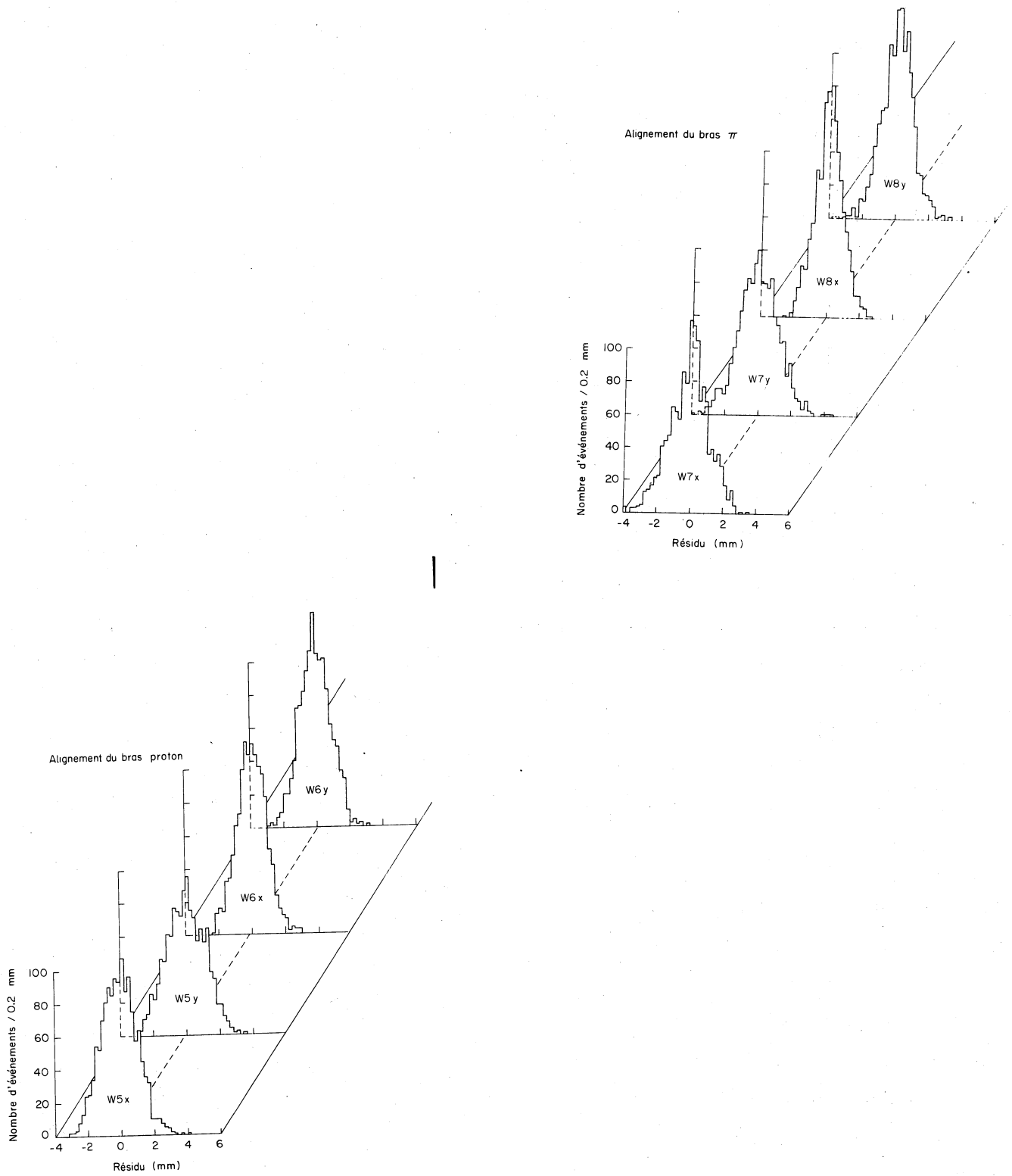


Fig. 5.2

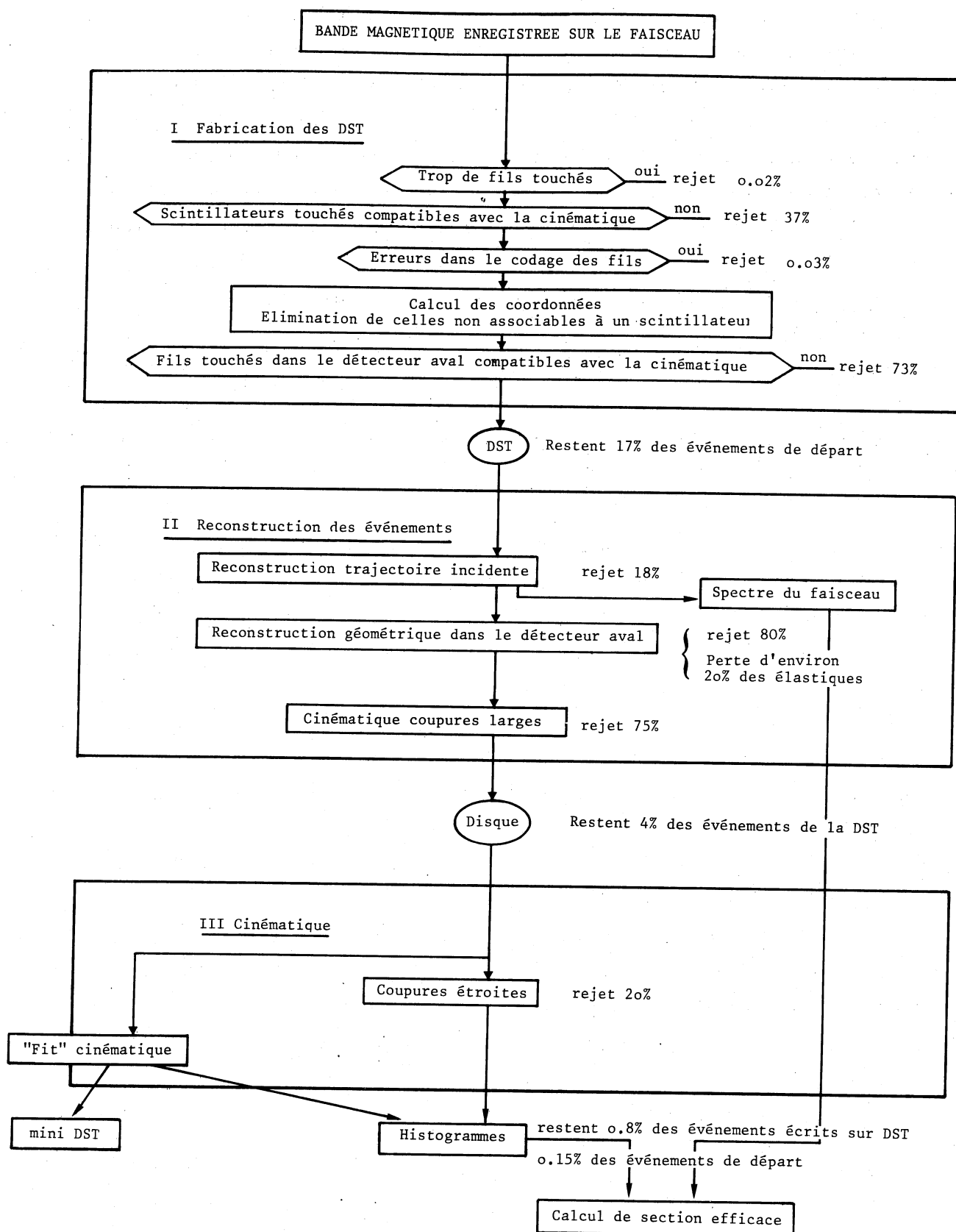


Fig. 5.3

La reconstruction des événements (par. 5.3.2), entreprise pour les candidats des DST, commence par la recherche des trajectoires des particules incidentes dans le spectromètre focalisant (par. 5.3.2.1). L'emploi des méthodes exposées au par. 2.4 élimine environ 20% des événements quel que soit leur sort dans la cible, et fournit le spectre des impulsions du faisceau. La reconstruction géométrique des interactions (recherche des trajectoires secondaires, et d'un vertex dans la cible - par. 5.3.2.2 -) et la vérification approchée de la cinématique élastique, isole un lot d'événements notablement enrichi en candidats élastiques. L'examen de leur répartition autour de la surface des contraintes cinématiques dans l'espace des mesures donne un ordre de grandeur de la contamination en bruit inélastique. Après la reconstruction géométrique et la vérification approchée de la cinématique, il reste environ 4% des événements écrits sur DST. La fraction des événements élastiques perdus est d'environ 20%.

Les distributions d'événements élastiques sont obtenues en vérifiant la cinématique de façon aussi précise que le permettent les incertitudes expérimentales. Deux méthodes ont été employées (par. 5.3.2.3), l'une utilisant un ajustement des grandeurs cinématiques par moindres carrés, l'autre sélectionnant les événements par des coupures étroites. Ces procédures éliminent environ 20% des événements tout en conservant 99% des événements élastiques restants. L'application de la correction d'acceptance fournit les sections efficaces différentielles non normalisées (par. 5.3.3).

5.3.1 Ecriture des bandes DST

L'examen de l'organigramme de la fig. 5.3 fait apparaître deux causes mineures de rejet d'événement toutes deux liées au fonctionnement de l'électronique des chambres proportionnelles. Les rejets dus à un excès de fils touchés proviennent d'un fonctionnement défectueux de l'électronique des chambres de faisceau transmettant au CAMAC la même information plusieurs fois. L'électronique des chambres du détecteur aval est responsable des erreurs de codage des fils.

La cinématique (coplanarité et corrélation angulaire) est à la base des deux principales procédures de sélection. Les critères de rejet ont été définis à l'aide d'un programme d'essai, comprenant toute la chaîne de reconstruction des événements jusqu'à l'application des coupures cinématiques étroites. Une perte d'événements élastiques inférieure au pour cent est ainsi garantie, lors de la fabrication des DST.

5.3.1.1 Cinématique et scintillateurs

Lorsque la différence entre la véritable trajectoire incidente et l'axe théorique du faisceau est négligeable, le critère de coplanarité s'exprime simplement par l'alignement des projections orthogonales des trajectoires des particules secondaires sur un plan perpendiculaire au faisceau. La fig. 5.4 illustre comment la corrélation (hachurée) des scintillateurs des hodoscopes S_2 et S_4 sélectionne les événements suivant ce critère. Elle rejette environ 15% des événements candidats.

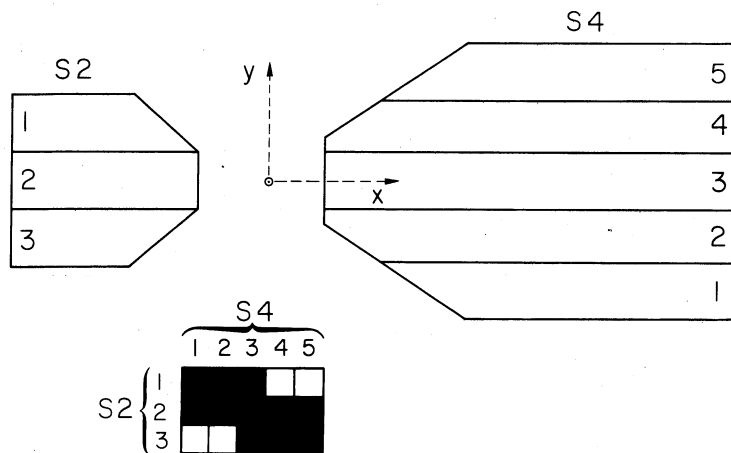


Fig. 5.4

Coplanarité et hodoscopes

La corrélation angulaire se traduit de façon analogue par une corrélation entre les scintillateurs des hodoscopes S_3 et S_5 (fig. 5.5). Les hachures variées du tableau de corrélation de la fig. 5.5(a) traduisent les différences entre les critères aptes à sélectionner les événements de configuration 1 (pour lesquels le proton est diffusé dans le compteur Cerenkov) et ceux adaptés aux événements de configuration 2. Les

figs 5.5(b) et (c) explicitent cette contrainte cinématique à 6.85 GeV/c pour les deux configurations (le flou des limites angulaires définies par les scintillateurs a été négligé).

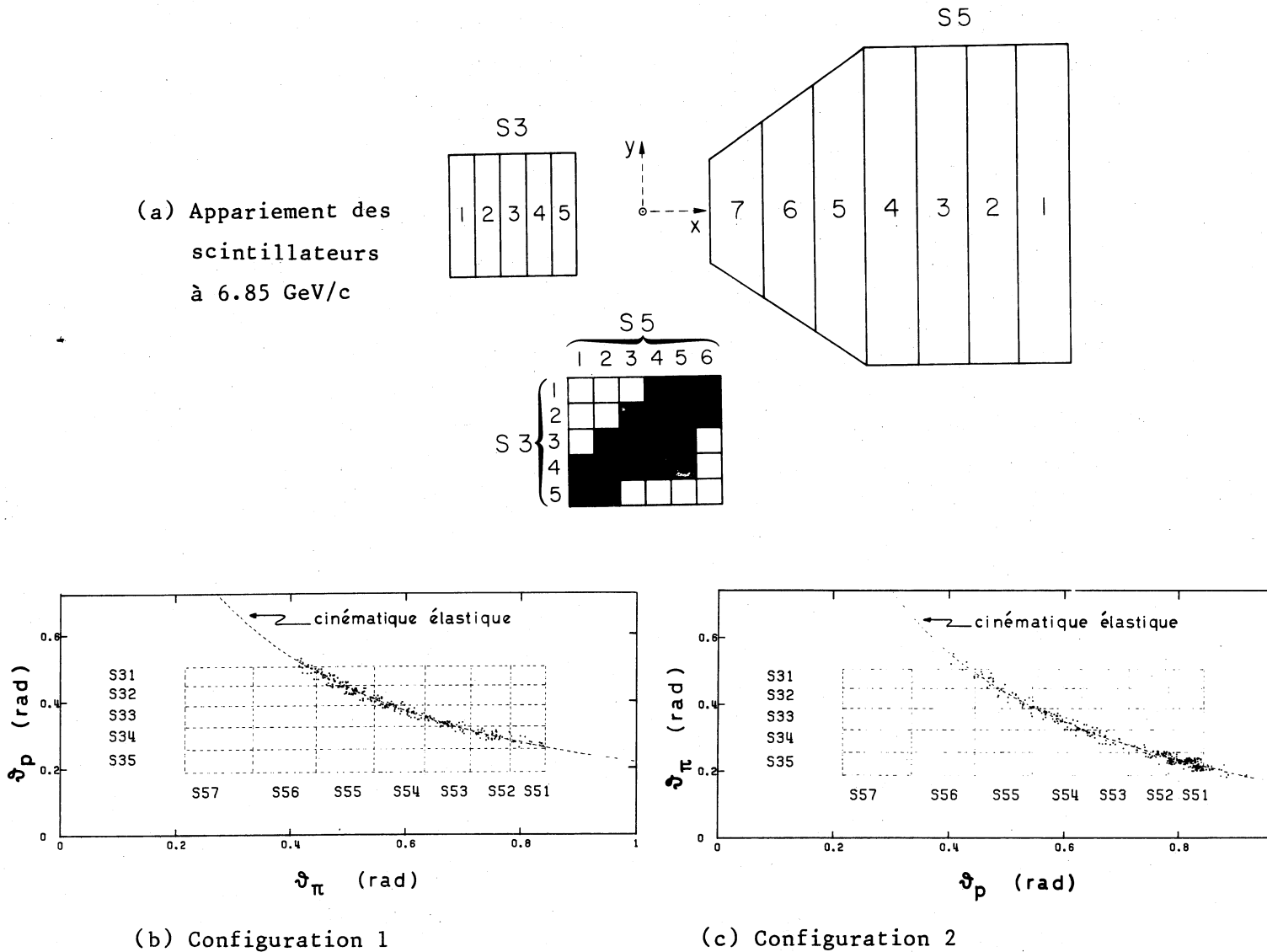


Fig. 5.5

Corrélation angulaire et scintillateurs

Les critères de sélection ont été mis au point à l'aide du programme de simulation écrit pour calculer la correction d'acceptance (par. 5.4). Le programme d'essai, par l'examen d'environ 100 000 événements candidats, à chaque énergie, a permis de vérifier que la perte d'événements élastiques restait inférieure au pour cent. La corrélation angulaire élimine à elle seule 25% des événements candidats à 6.85 GeV/c. Son efficacité est accrue (taux de rejet de l'ordre de 45%) pour les énergies où des données ont été enregistrées sans logique électronique

appropriée (chap. 4). Les corrélations de scintillateurs imposant la coplanarité et la corrélation angulaire rejettent globalement 37% des événements candidats à 6.85 GeV/c.

5.3.1.2 Cinématique et coordonnées des chambres aval

Les fils touchés sur les plans des chambres aval définissent des coordonnées. Ils se regroupent parfois en amas, soit que l'incidence de la trajectoire implique sa détection par plusieurs fils voisins, soit que la particule éjecte un électron (rayon δ) de la matière qu'elle traverse. Contrairement au cas des chambres de faisceau (par. 2.4), le premier effet est prépondérant de sorte qu'à chaque amas est associée une coordonnée, à égale distance de ses fils extrêmes. Les coordonnées qui ne peuvent être associées aux scintillateurs des hodoscopes S_2 , S_3 , S_4 et S_5 sont effacées, car elles sont le résultat de coïncidences fortuites (le temps de résolution des chambres aval est, en effet, de 75 ns alors que les scintillateurs sont capables de distinguer deux événements successifs séparés de 20 ns).

Les événements possédant trop peu de coordonnées sont éliminés. Plus précisément, il existe deux causes de rejet, l'absence de chambre possédant à la fois une mesure en projection horizontale (x) et une mesure en projection verticale (y) d'une part et, l'absence de la moindre coordonnée dans un bras du détecteur aval d'autre part. Environ 2% des événements examinés sont ainsi éliminés. La proportion des événements élastiques perdus entre dans le facteur correctif qui tient compte globalement de l'inefficacité des chambres [cf. par. 5.5].

La cinématique approximative étudie l'image approchée de la figure géométrique des événements qu'on obtient en prenant pour trace incidente l'axe des z, en choisissant le point d'interaction au centre de la cible et en joignant celui-ci à deux points mesurés chacun dans un bras du détecteur aval. Un couple de mesures (x, y) sur une des chambres W_5 , W_6 , W_7 ou W_8 définit un point. La chambre W_9 n'est pas utilisée à ce propos car, d'une part, elle est commune aux deux bras et il est impossible décider à quel bras appartiennent les coordonnées y; d'autre part, elle est située trop près de la cible pour que la mesure des "angles de diffusion" soit utilisable. Un événement se réduit aux mesures du couple (W_p , W_π)

des chambres de chaque bras les plus éloignées de la cible, possédant des points. L'ordre de priorité dans la recherche des points est le suivant:

Rang	W_p	W_π
1	W_6	W_8
2	W_6	W_7
3	W_5	W_8
4	W_5	W_7

Lorsqu'il n'existe aucun couple (W_p, W_π) doté de points, l'événement est conservé sans investigation supplémentaire.

La coplanarité sélectionne les événements pour lesquels un couple de points correspond à des trajectoires secondaires alignées en projection sur un plan perpendiculaire au faisceau. La coupure s'effectue sur la différence ΔT des tangentes des angles azimuthaux ϕ_p et ϕ_π (fig. 5.6). L'intervalle accepté a été défini à l'aide du programme d'essai, sur un lot de 100 000 événements candidats.

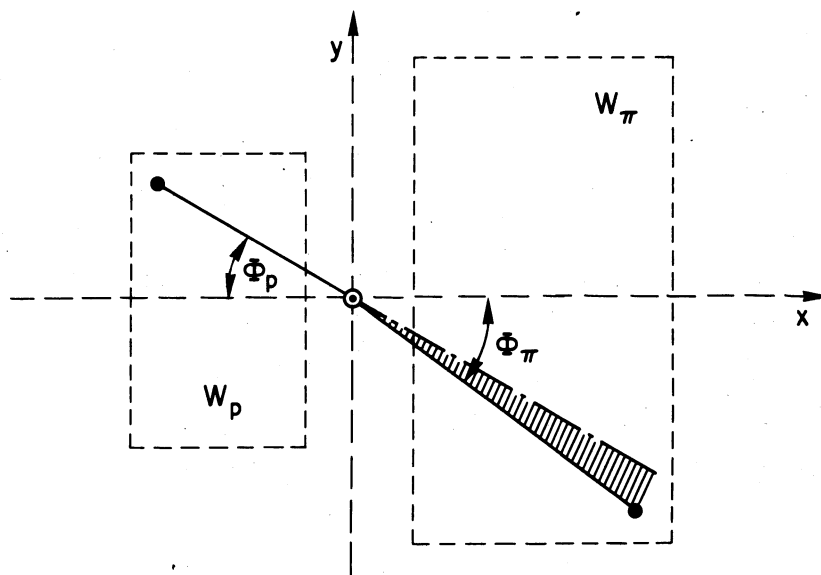


Fig. 5.6

La sélectivité obtenue est illustrée à la fig. 5.7 qui présente les distributions de ΔT pour 50 000 événements candidats enregistrés à 6.85 GeV/c (a), et pour les événements élastiques reconstruits par le programme d'essai (b). En pratique, la coupure sur ΔT a été choisie de façon moins restrictive (± 0.10 au lieu de ± 0.06) de sorte qu'au lieu d'éliminer 85% des événements examinés, 78% sont rejetés.

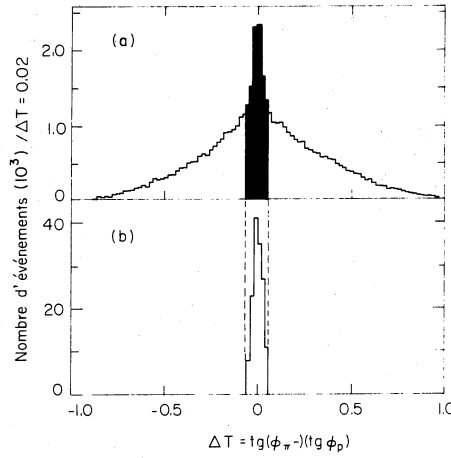


Fig. 5.7

La corrélation angulaire est une relation fonctionnelle entre les angles de diffusion des particules secondaires. Lorsque, dans le plan de diffusion la trajectoire du proton diffusé s'écarte du faisceau d'un angle θ_p , le π est émis avec un angle θ_π tel que:

$$\operatorname{tg} \theta_\pi = - \frac{2 \operatorname{tg} \theta_p m_p (E_{\text{lab}} + m_p)}{(m_p^2 - m_\pi^2) - (E_{\text{lab}} + m_p)^2 \operatorname{tg}^2 \theta_p} \quad (5.1)$$

- m_p : masse du proton,
- m_π : masse du π^- ,
- E_{lab} : énergie du π^- incident dans le référentiel du laboratoire.

Soient M_2 et M_3 les points sélectionnés sur les chambres W_π et W_p respectivement. En coordonnées cylindriques:

$$M_i \left\{ \begin{array}{l} \rho_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2} \\ \varphi_i = \operatorname{Arctg} \frac{y_i}{x_i} \\ z_i \end{array} \right. \quad (5.2) \quad \begin{array}{l} x_i, y_i \text{ sont les mesures effectuées sur les} \\ \text{chambres } W_p \text{ (} i = 3 \text{) et } W_\pi \text{ (} i = 2 \text{)} \\ \text{assimilées à des plans } z = z_i \end{array}$$

la relation (5.1) s'écrit:

$$\rho_2^{\text{calc}} = - \frac{z_2}{z_3} \frac{2\rho_3 m_p (E_{\text{lab}} + m_p)}{(m_p^2 - m_\pi^2) - (E_{\text{lab}} + m_p)^2 \frac{\rho_3^2}{z_3^2}} \quad (5.3)$$

pour les événements de configuration 1. Pour les événements de configuration 2, les indices 2 et 3 doivent être intervertis.

La sélection des événements s'effectue en comparant le rayon-vecteur du point mesuré correspondant au π diffusé (ρ_2 pour les événements de configuration 1) à celui que prédit la relation 5.3 ($s_2 = \rho_2^{\text{calc}}$). Les figs 5.8(a-d) présentent les histogrammes des différences $\rho_i - s_i$ pour les deux configurations, d'une part pour un lot d'événements bruts enregistrés à 7.95 GeV/c, d'autre part pour les événements élastiques conservés par le programme d'essai. Les différentes largeurs des distributions s'expliquent par la longueur finie de la cible à hydrogène.

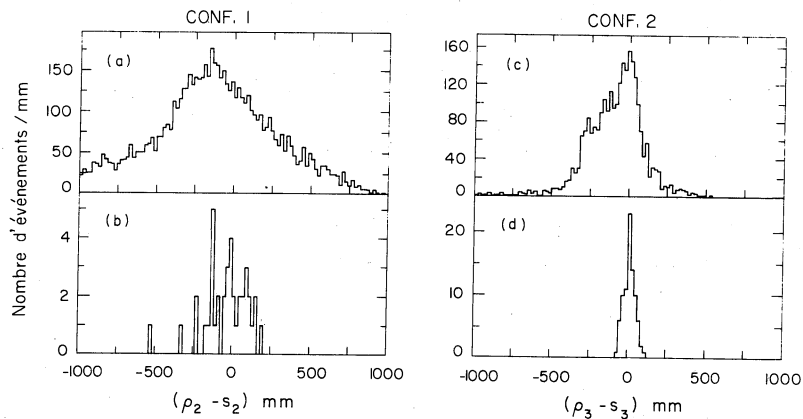


Fig. 5.8

La fig. 5.9, une projection sur le plan de diffusion, illustre cet effet. A et B désignent les deux extrémités de la cible. Pour un événement de configuration 1, le proton traverse la chambre W7 [W_p en général], à une distance ρ_p de l'axe des z. S'il s'agit d'un événement élastique, l'impact de la trajectoire du π sur la chambre W8 [W_π en général] doit se situer à une distance de l'axe des z comprise entre ρ_A et ρ_B . Le calcul montre que la différence $\rho_A - \rho_B$ augmente très rapidement lorsque ρ_p diminue (fig. 5.10). La majorité des événements de la configuration 2 à 7.95 GeV/c possèdent un π émis relativement vers l'avant (2ème pic de diffraction); les protons sont alors émis à grand angle ce qui explique

l'étroitesse de la distribution de la fig. 5.8(d). Les événements de configuration 1, par contre, ont une distribution angulaire beaucoup plus isotrope de sorte que la "corrélacion angulaire" (fig. 5.8(b)) est plus large.

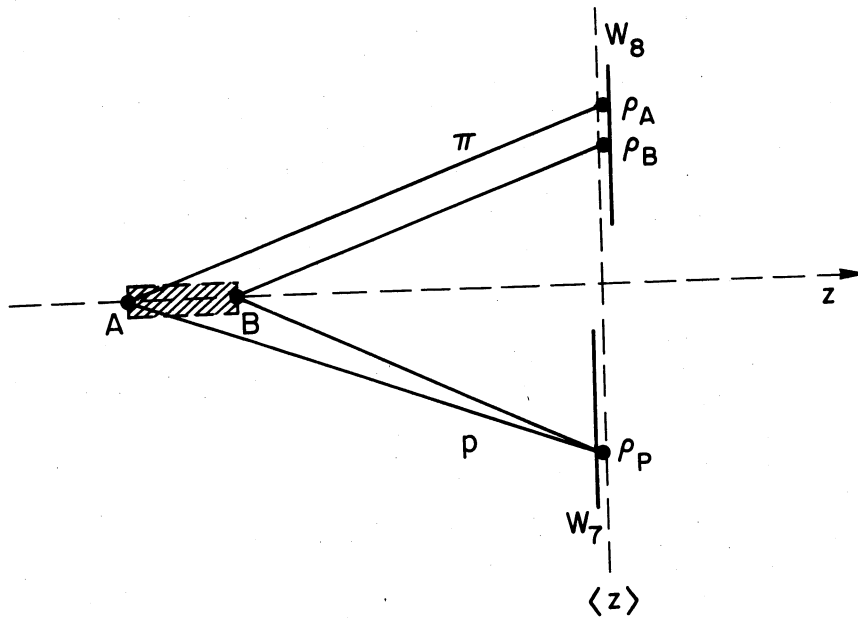


Fig. 5.9

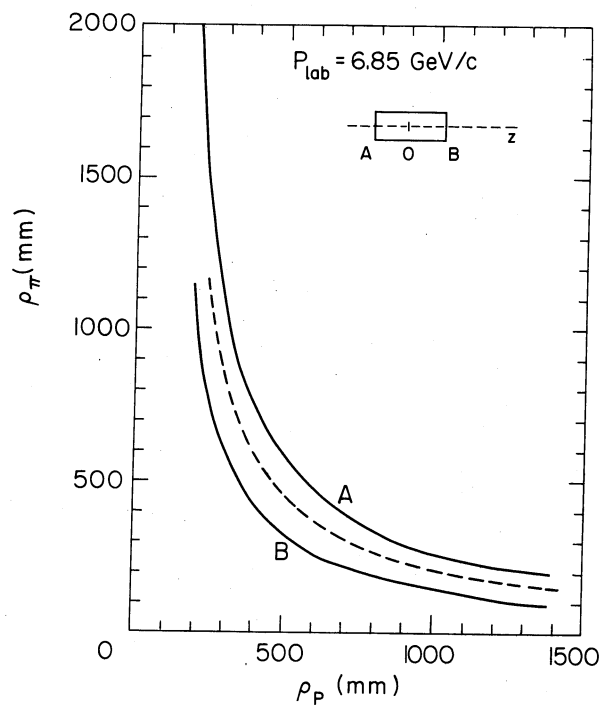


Fig. 5.10

Une façon simple d'obtenir une sélection plus efficace consiste à comparer les produits $\rho_p (\rho_\pi - s_\pi)$ comme la fig. 5.11 l'indique en montrant que, dans ces conditions, l'effet de non ponctualité de la cible est fortement réduit.

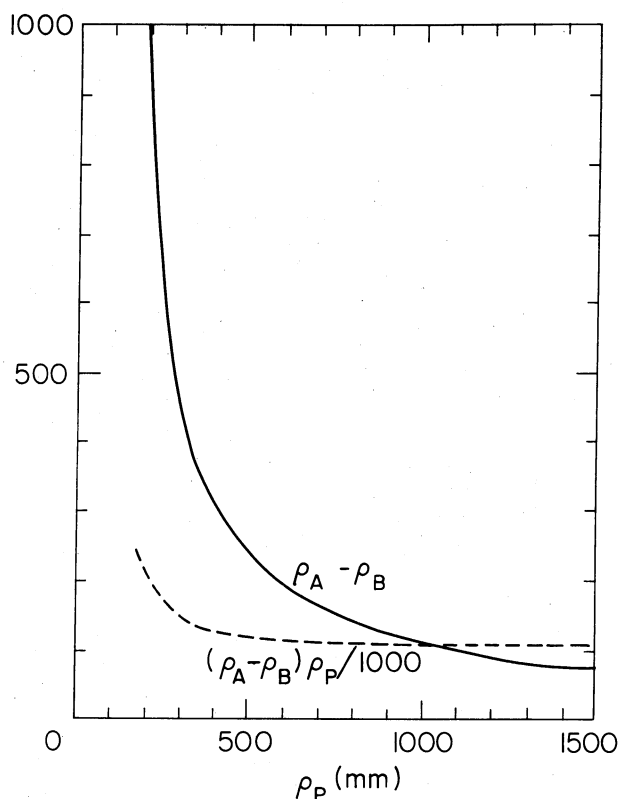


Fig. 5.11

Les fig. 5.12(a-d) présentent les distributions des variables $\rho_j (\rho_i - s_i)$ utilisées pour sélectionner les événements.

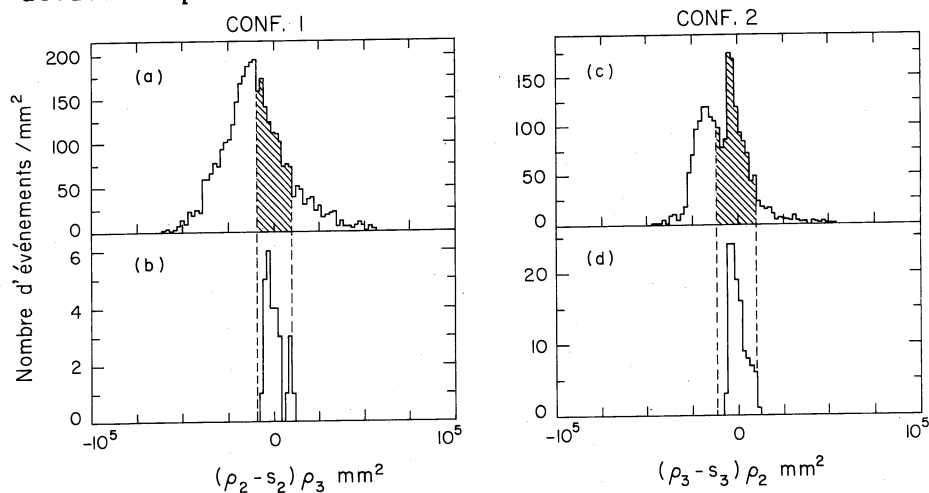


Fig. 5.12

A 6.35 GeV/c la sélection basée sur la cinématique et les coordonnées des chambres rejette globalement 73% des événements qui la subissent. Parmi les événements restants, un tiers ont été conservés car il n'était pas possible de trouver un couple de chambres (W_p , W_π) possédant chacune un point mesuré. Les statistiques concernant la production des bandes DST sont rassemblées au tableau 5.1.

5.3.2 Reconstruction des trajectoires et cinématique

Le programme de géométrie et de cinématique utilise les numéros des fils touchés pour reconstruire les trajectoires des particules, comparer la figure qu'elles forment avec la topologie cherchée et vérifier la compatibilité des angles d'émission des particules secondaires avec la cinématique de la diffusion élastique.

5.3.2.1 Reconstruction des traces incidentes

La reconnaissance des trajectoires des particules incidentes fait appel aux relations (2.2) calculées au par. 2.4 lors de l'étude du faisceau et aux informations relatives aux hodoscopes H_1 et H_2 . Une trajectoire dépend de cinq paramètres indépendants. Les cinq plans portant les coordonnées mesurées utilisées pour définir une particule incidente sont dénommés "plans de base", les trois autres sont les "plans de contrôle". Les contraintes et les semi-contraintes sont des formules du second degré reliant les coordonnées des plans de base. Les premières prédisent les coordonnées qui doivent être mesurées sur les plans de contrôle. Les secondes prolongent la trajectoire à travers le collimateur C3 jusqu'à la cible primaire et expriment la taille de ces objets. Elles permettent d'utiliser au mieux la résolution spatiale des chambres proportionnelles. Les hodoscopes de faisceau rejettent les traces parasites grâce à leur résolution temporelle (6 ns) environ 10 fois meilleure que celle des chambres (50 ns). L'intensité du faisceau (typiquement 10^7 particules par seconde) oblige à une telle sévérité dans la sélection. En effet, la proportion d'événements inambigus (possédant une coordonnée et une seule par plan) n'excède pas 10%.

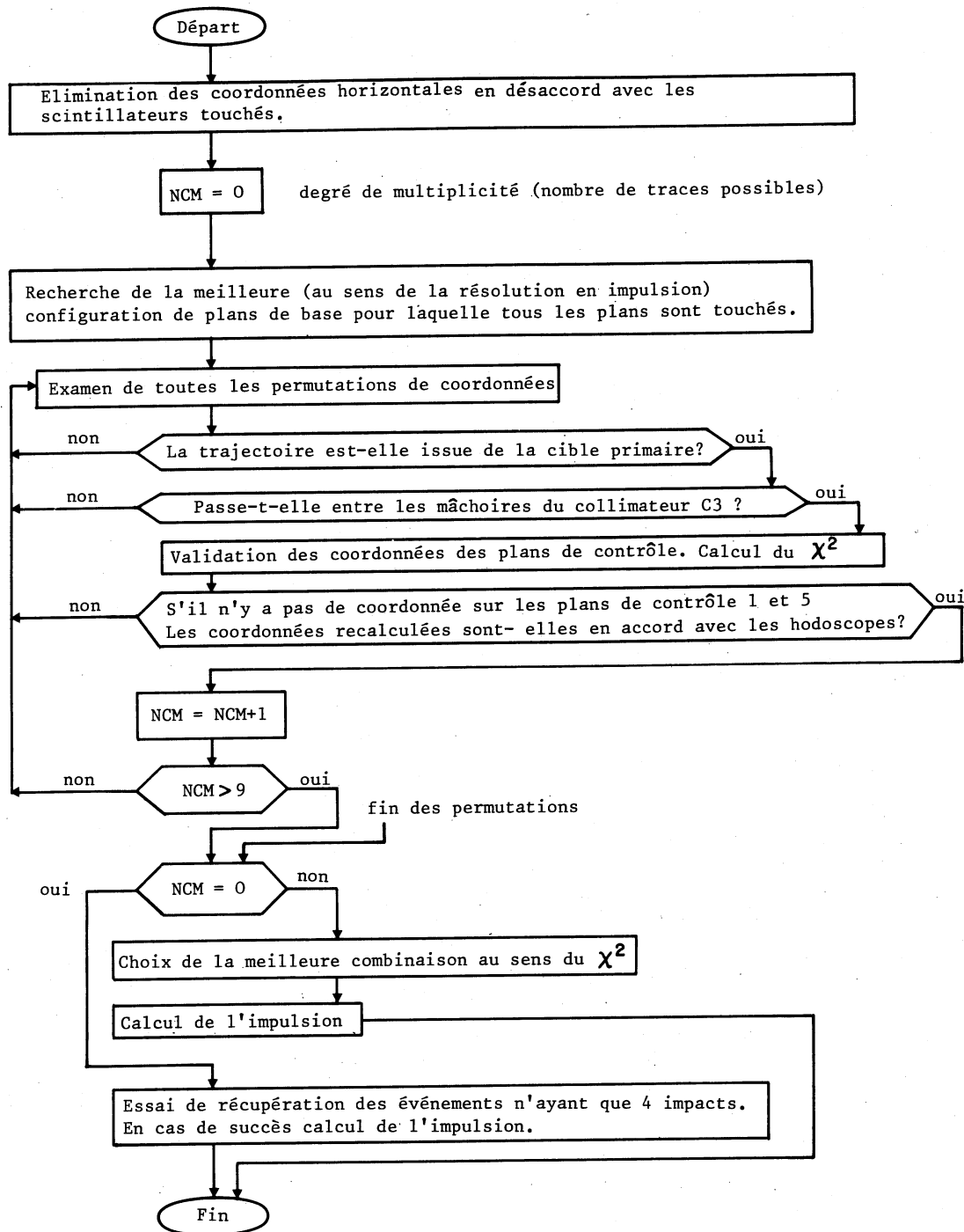


Fig. 5.13

L'organigramme de la fig. 5.13 schématise la procédure de reconstruction des trajectoires incidentes. Après l'effacement des coordonnées incompatibles avec les scintillateurs touchés, la combinaison de cinq plans de base touchés conduisant au calcul de l'impulsion le plus précis est sélectionnée suivant l'ordre de priorité indiqué au tableau 2.5. L'examen des semi-contraintes et des contraintes est ensuite entrepris. Les figs 5.14 montrent comment se répartissent à 10 GeV/c les trajectoires reconstruites à la cible primaire en x [fig. 5.14(a)] en y (b) et au niveau du collimateur C3 en x (c), pour la combinaison IC = 4 des plans de base W_{1x} , W_{2x} , W_{2y} , W_{3x} et W_{3y} . Les figs 5.14(d-f) présentent les mêmes distributions relatives cette fois aux événements sélectionnés pour lesquels un seul ensemble de coordonnées sur les plans de base conduit à une trajectoire vraisemblable (NCM = 1). Les largeurs de ces histogrammes reproduisent à 3 mm près les dimensions transversales de la cible primaire et l'ouverture du collimateur C3. Les valeurs numériques des coupures effectuées sont rassemblées au tableau 5.3. Des histogrammes semblables ont déjà été présentés au chapitre 2 (fig. 2.12).

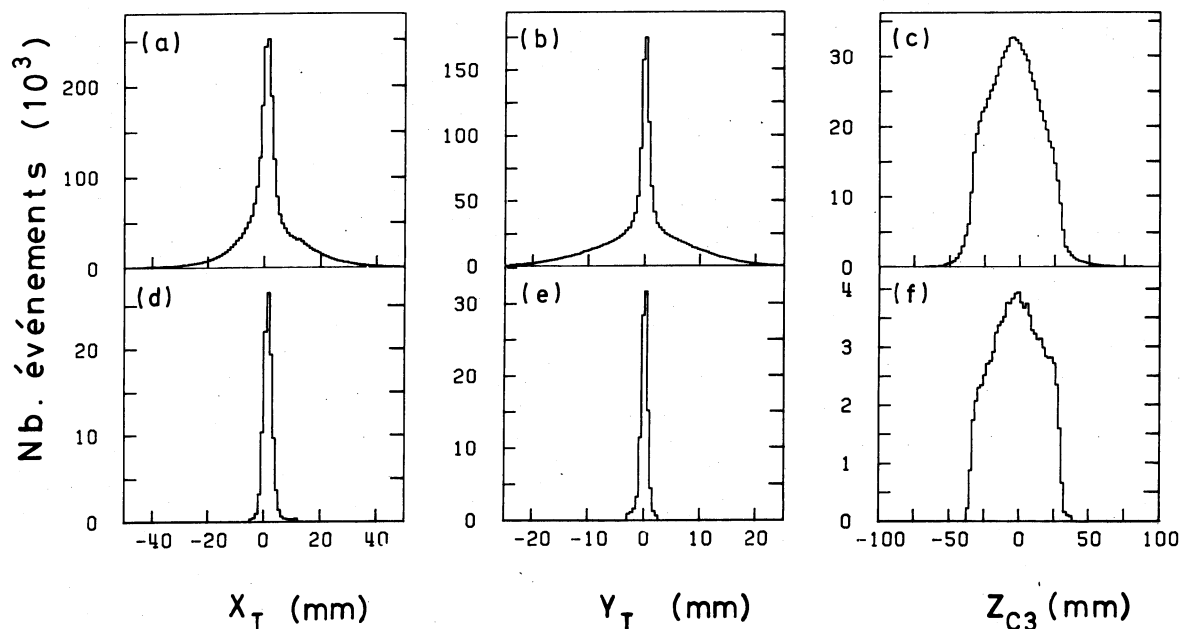


Fig. 5.14

Semi-contrainte à 10 GeV/c

La fig. 5.15 illustre de façon analogue les contraintes à 10 GeV/c. Les distributions des différences entre coordonnées calculées et mesurées sur les plans de contrôle W_{1y} (plan 2), W_{4x} (plan 7) et W_{4y} (plan 8) sont présentées d'une part pour tous les essais de reconstruction à partir de la combinaison IC = 4 de plans de base (figs 5.15(a-c) et, d'autre part, pour les trajectoires retenues, définies sans ambiguïté (NCM = 1).

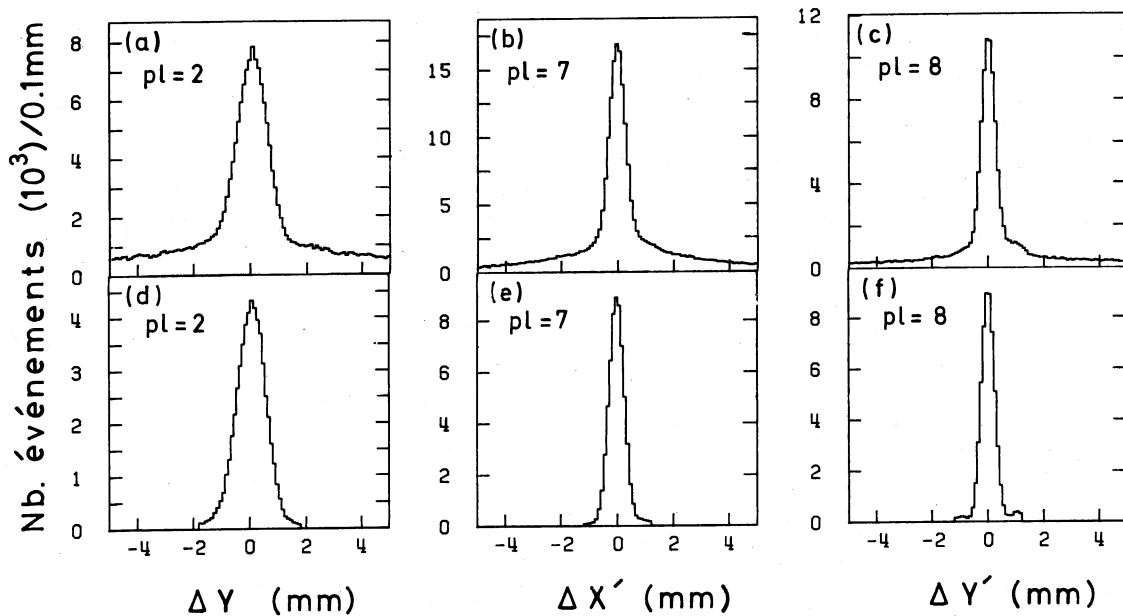


Fig. 5.15

Contraintes à 10 GeV/c

La sélection d'une trajectoire définie par une combinaison de coordonnées sur les plans de base s'achève par l'examen de la compatibilité avec les scintillateurs des coordonnées reconstruites sur les plans 1 (W_{1x}) et 5 (W_{3x}) lorsqu'elles existent et qu'elles ne valident aucune coordonnée mesurée.

Lorsque plusieurs trajectoires candidates restent en présence, un χ^2 caractérisant la qualité de la vérification des contraintes et de la reconstruction dans la cible primaire permet de les départager.

Par contre lorsqu'il n'existe aucune combinaison de plans de base conduisant à une reconstruction satisfaisante, une dernière tentative de récupération est entreprise. Un retour rapide sur les propriétés du spectromètre focalisant est nécessaire pour l'exposer. Au chapitre 2 il a

été indiqué que les chambres W_1 et W_3 formaient un couple objet-image pour l'optique du spectromètre focalisant. Au premier ordre l'impulsion est déterminée par la mesure des coordonnées x sur ces deux chambres.

L'algorithme employé impose la présence d'une mesure sur le plan W_{3x} , d'une mesure sur l'un des deux plans W_{1x} ou W_{4x} et enfin, de deux parmi les quatre mesures y possibles^(*). L'impulsion et les coordonnées sur les plans manquants sont calculées à l'aide de formules du troisième degré en coordonnées x et du second degré en l'une des deux variables y . L'événement est accepté si au moins l'une des contraintes en y est vérifiée. La précision sur la reconstruction de l'impulsion est inférieure à celle fournie par les calculs exposés au chapitre 2 ($\pm 4 \times 10^{-4}$) c'est pourquoi les événements ainsi reconstruits ne sont pas utilisés pour la recherche des résonances. Ils le sont, par contre, pour la détermination de la distribution angulaire et améliorent quelque peu la précision statistique de la mesure.

La fig. 5.16 présente les spectres d'impulsion des événements sélectionnés par la procédure décrite dans ce paragraphe. La fig. 5.16(a) est relative à tous les événements acceptés soit une proportion voisine de 80% des événements lus sur la DST. La fig. 5.16(b) se rapporte aux événements pour lesquels une seule combinaison de coordonnées sur les plans de base conduit à une trajectoire vraisemblable ($NCM = 1$). Les événements de cette catégorie représentent environ 50% des reconstruits. La comparaison de ce spectre avec celui des événements enregistrés avec le "trigger" de faisceau

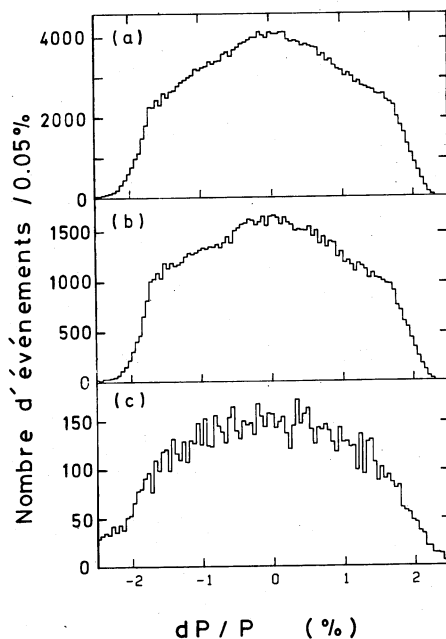


Fig. 5.16
Spectres d'impulsion

(*) Cette procédure consiste à négliger les dimensions transversales de la cible primaire.

décrit au par. 4.2 ne montre pas de différences significatives et autorise son emploi pour le calcul de la section efficace. La fig. 5.16(c) enfin, est relative aux 7% d'événements récupérés par l'algorithme à 4 plans; la dégradation de la précision est observable sur la forme du spectre (des queues sont observables - particulièrement à basse impulsion -).

Le tableau 5.4 récapitule les statistiques relatives à la reconstruction des trajectoires incidentes.

5.3.2.2 Reconstruction des trajectoires secondaires

L'organigramme de la fig. 5.17 résume les opérations effectuées pour reconnaître les trajectoires secondaires.

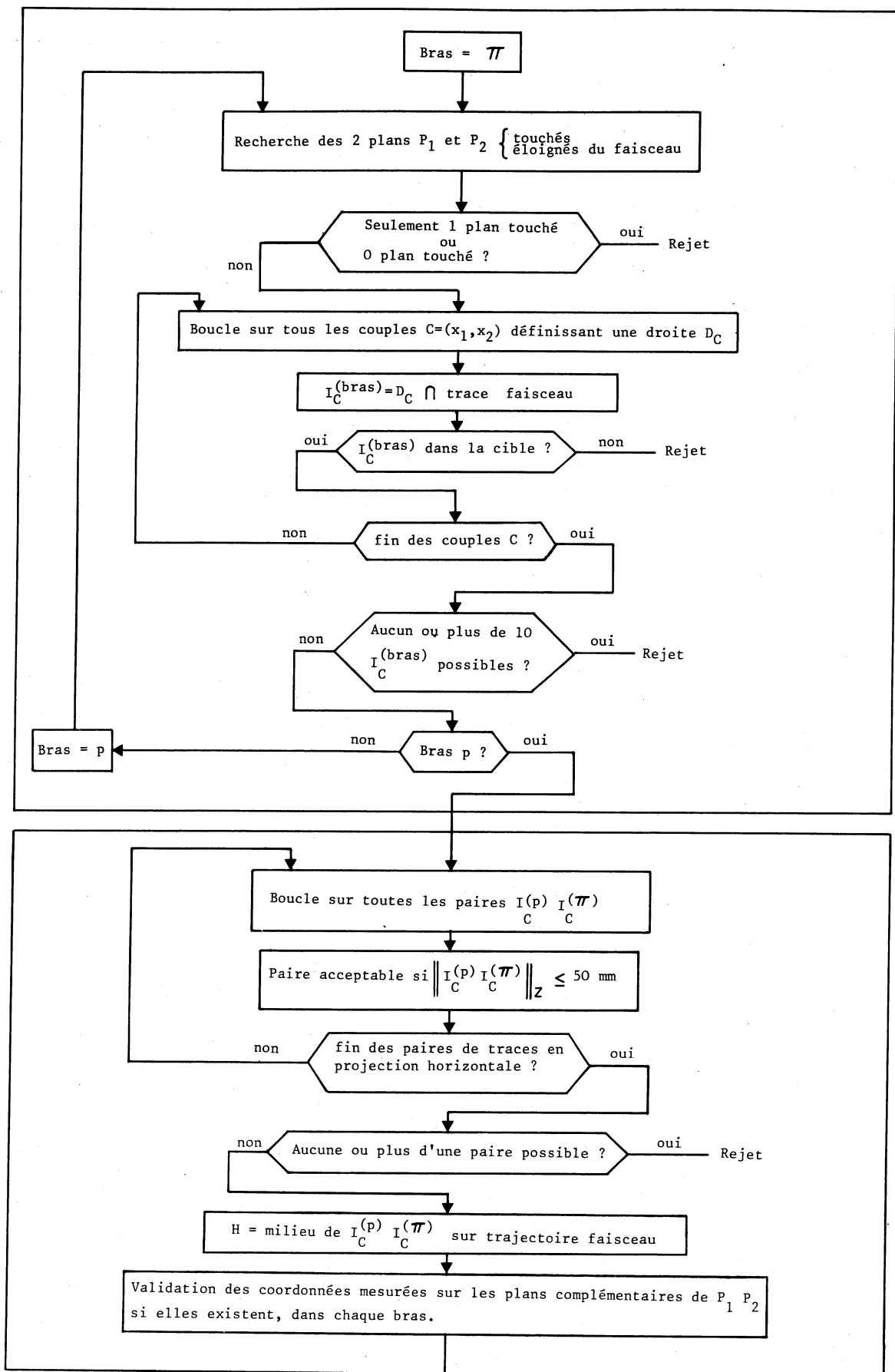
La géométrie en projection horizontale est examinée en premier lieu. Soient, dans chaque bras, P_1 et P_2 les plans de fils touchés les plus éloignés de l'axe du faisceau. Ce critère sélectionne les plans efficaces traversés par les plus petits flux instantanés de particules et donc les moins encombrés de fils touchés parasites dus aux coïncidences fortuites. Chaque couple $c = (x_1, x_2)$ de coordonnées des plans P_1 et P_2 définit une droite candidate D_c qui coupe la trajectoire incidente en un point I_c . L'examen des informations de chaque bras définit une liste de points $I_c^{(\pi)}$ et $I_c^{(p)}$ situés à l'intérieur d'une cible agrandie longitudinalement ($z \in [-200, 180] \text{ mm}$). Les événements pour lesquels il existe un couple unique de points $(I_c^{(\pi)}, I_c^{(p)})$ distants de moins de 50 mm en z sont seuls conservés. On note H le milieu du segment $I_c^{(\pi)} I_c^{(p)}$ sur la trajectoire incidente.

En projection verticale, les couples $c' = (y_1, y_2)$ de coordonnées mesurées sur les plans P'_1 et P'_2 (analogues de P_1 et P_2) définissent les trajectoires candidates $D_{c'}$. Pour être acceptables elles doivent couper la droite verticale $z = z_H$ à moins de 10 mm du point H . Les événements ne doivent comporter qu'une trajectoire $D_{c'}$, et une seule dans chaque bras, pour être acceptés.

Les coordonnées des plans autres que P_1, P_2, P'_1 et P'_2 de chaque bras, compatibles avec les trajectoires, viennent compléter la mesure des événements reconstruits. Le rejet de ceux pour lesquels

Départ

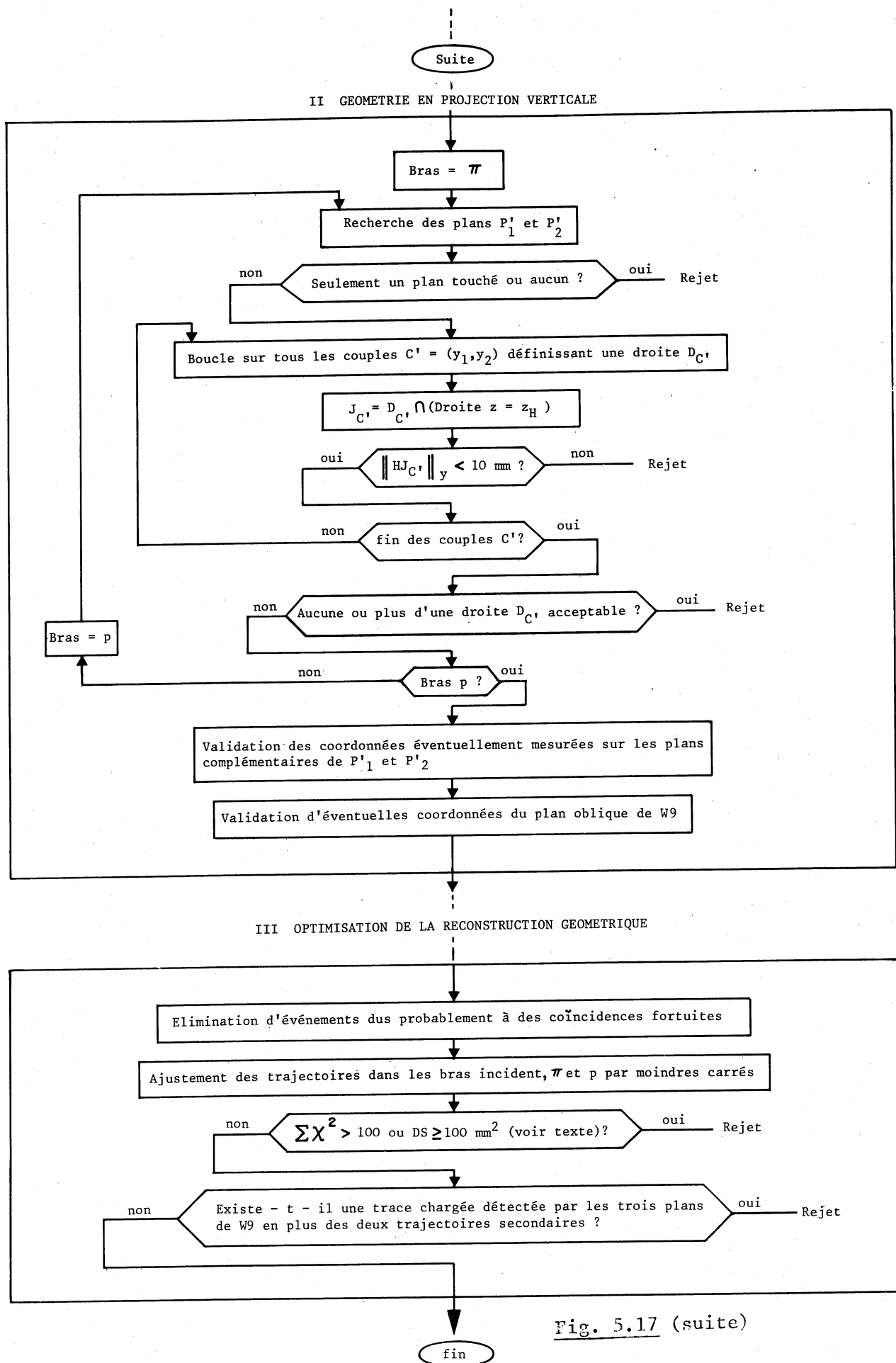
I GEOMETRIE EN PROJECTION HORIZONTALE



RECHERCHE DES DROITES DANS CHAQUE BRAS

ASSOCIATION DES DROITES DES DEUX BRAS

Fig. 5.17



manquent les mesures de deux plans d'une même chambre aval, réduit l'effet des coïncidences fortuites sans perte décelable d'événements élastiques.

La reconstruction géométrique est raffinée en ajustant, par moindres carrés, les trajectoires aux mesures disponibles, séparément dans chaque bras. Le point V dont la somme, DS, des carrés des distances aux trajectoires ajustées est minimum, est un vertex approché. Les coupures (somme des $\chi^2 < 100$ et $DS < 100 \text{ mm}^2$) ont un effet minime; en particulier sur les événements élastiques.

Il n'en est pas de même de la sélection qui consiste à écarter les événements qui, sur W_9 , possèdent, en dehors des coordonnées définissant les trajectoires, un triplet de mesures correspondant à une particule chargée issue du vertex approché V. Cette condition élimine les événements inélastiques avec production de particules chargées vers l'avant dans les zones où la fermeture de l'angle solide par le système de compteurs en anticoïncidence n'est pas "étanche".

Globalement les procédures de reconstruction de particules secondaires éliminent 80% des événements qui leur sont soumis. La reconnaissance des trajectoires droites en rejette environ 60% au prix d'une perte en événements élastiques d'environ 6% essentiellement due à l'inefficacité des chambres. Le rejet des événements inélastiques basé sur l'examen des coordonnées de W_9 élimine 20% d'événements restants, pour une perte en événements élastiques estimée à 15%.

5.3.2.3 Cinématique

La sélection cinématique consiste à écarter les événements pour lesquels les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion ne sont pas vérifiées, aux erreurs de mesure près. Lorsque les impulsions des particules secondaires ne sont pas mesurées, ces lois fournissent deux contraintes entre les paramètres des trajectoires. Il est commode de choisir

- la coplanarité,

$$c = \vec{\pi}_{inc} \cdot (\vec{\pi}_{out} \wedge \vec{p}_{out}) \equiv \cos\beta \sin\alpha \quad (5.4)$$

produit mixte des vecteurs unitaires portés par les trajectoires.

- la corrélation angulaire

$$\Delta\theta = \theta_p^{\text{mes}} - \theta_p^{\text{calc}}(\theta_\pi^{\text{mes}}) \quad (5.5)$$

différence entre l'angle de diffusion mesuré pour le proton et celui qu'on calcule à partir de l'angle de diffusion mesuré pour le π .

Les relations (5.4) et (5.5) sont définies sans ambiguïté dès lors que l'identification des particules est réalisée. Le compteur Cerenkov fournit cette information. Les événements ($\sim 1\%$) pour lesquels il y a contradiction entre la cinématique et la réponse de ce détecteur sont éliminés.

La vérification des contraintes cinématiques pour les événements géométriquement reconstruits s'effectue en deux étapes. Des coupures larges (tableau 5.8) achèvent de déterminer la géométrie ($DS = 25 \text{ mm}^2$) et sélectionnent un lot d'événements suffisamment enrichi en événements élastiques pour que l'étude des distributions de c et de $\Delta\theta$ fournisse une évaluation du bruit de fond inélastique. La sélection définitive des événements élastiques s'effectue soit par des coupures cinématiques étroites soit en utilisant un ajustement des paramètres des trajectoires par moindres carrés. Les résultats des deux méthodes sont compatibles, la seconde permettant une soustraction du bruit de fond plus légitime.

Les figures qui suivent (5.18-5.26) sont relatives aux événements enregistrés à l'impulsion nominale de 10 GeV/c. Les caractéristiques des événements soumis au filtre cinématique sont résumées aux figs 5.18(c,d) relatives à la reconstruction du vertex. La fig. 5.18(d) présente la distribution de $\sqrt{DS}$, distance quadratique moyenne du vertex reconstruit aux trajectoires. La valeur la plus probable est de 1.5 mm. La sélection cinématique n'est entreprise que pour les événements pour lesquels $\sqrt{DS}$ n'excède pas 5 mm. La fig. 5.18(c) montre la répartition de la distance radiale $r_V = \sqrt{x_V^2 + y_V^2}$ du vertex à l'axe du faisceau. L'allure linéaire de la distribution pour les petites valeurs de r_V ($< 7 \text{ mm}$) traduit l'uniformité de la distribution des particules du faisceau dans le plan (x, y) (les figs 5.18(a) et (b) sont relatives aux événements élastiques sélectionnés par les coupures étroites).

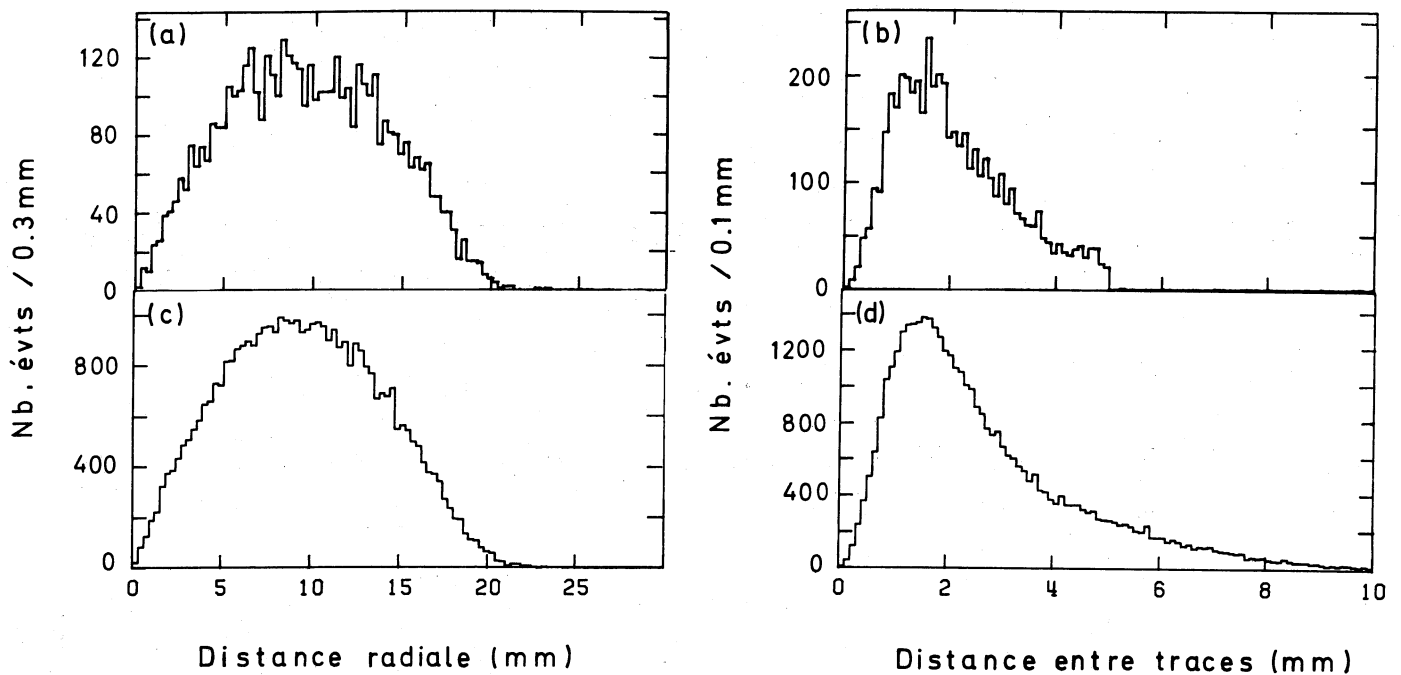


Fig. 5.18

Reconstruction du vertex

Les figs 5.19(a, c et d) présentent respectivement les distributions de coplanarité c et de corrélation angulaire $\Delta\theta$ avant toute sélection cinématique. Les pics élastiques apparaissent sur les trois histogrammes. La différence entre les rapports signal sur bruit relatifs aux distributions de $\Delta\theta$ pour les deux configurations s'explique par les ordres de grandeurs des sections efficaces élastiques acceptées par l'appareillage (géométrie D). La largeur du pic de coplanarité est environ ± 0.002 (fig. 5.19(a)). L'intervalle accepté par les coupures larges a été fixé à ± 0.004 . Les figs 5.20(a,b) présentent la répartition des événements ainsi sélectionnés dans le plan $(c, \Delta\theta)$ pour les deux configurations. L'intervalle $\Delta\theta = \pm 20$ mrad a été choisi pour les coupures larges en corrélation angulaire après l'examen de ces distributions. Les histogrammes de c et de $\Delta\theta$ relatifs aux événements sélectionnés par les coupures larges constituent les figs 5.19(b, c et f). Les largeurs des pics élastiques sont conformes aux prévisions des calculs d'erreurs basés sur la diffusion multiple dans la cible et le détecteur aval et le pas des chambres. En particulier, les événements élastiques de configuration 2 sont plus mal mesurés car ils correspondent, pour la plupart, à un pion diffusé vers l'avant et à un proton de recul de basse

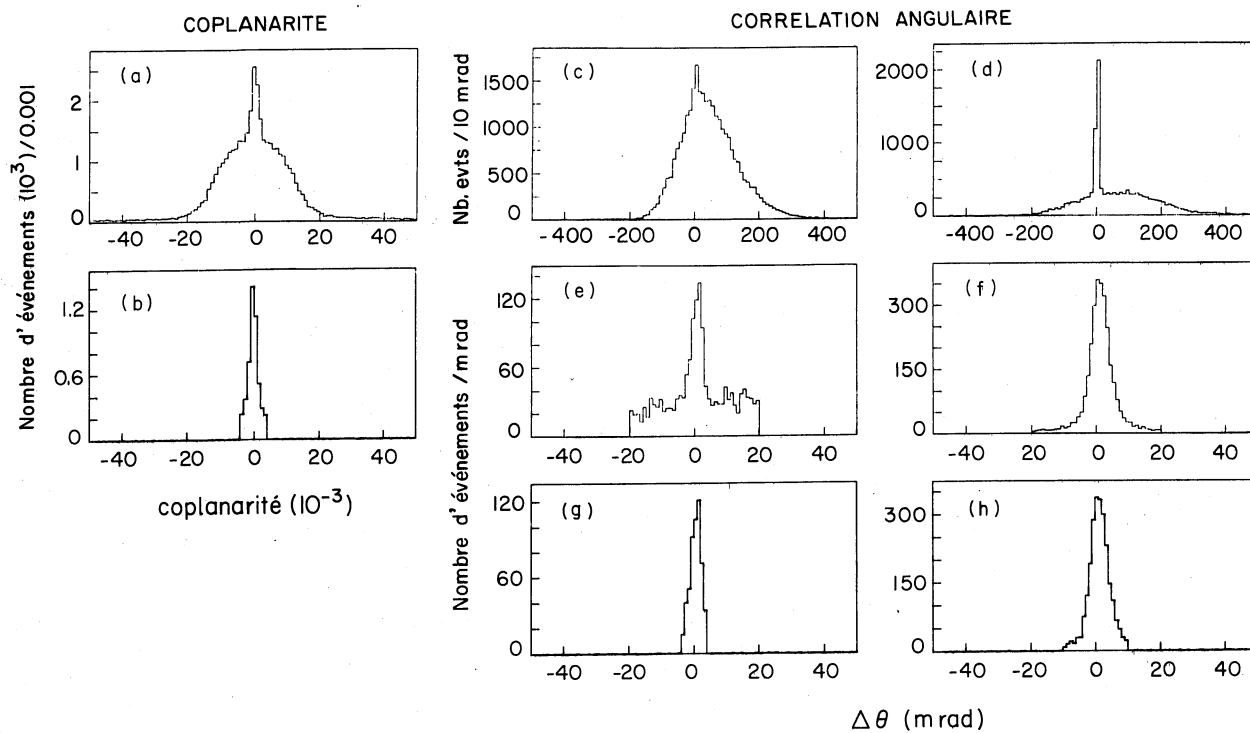


Fig. 5.19

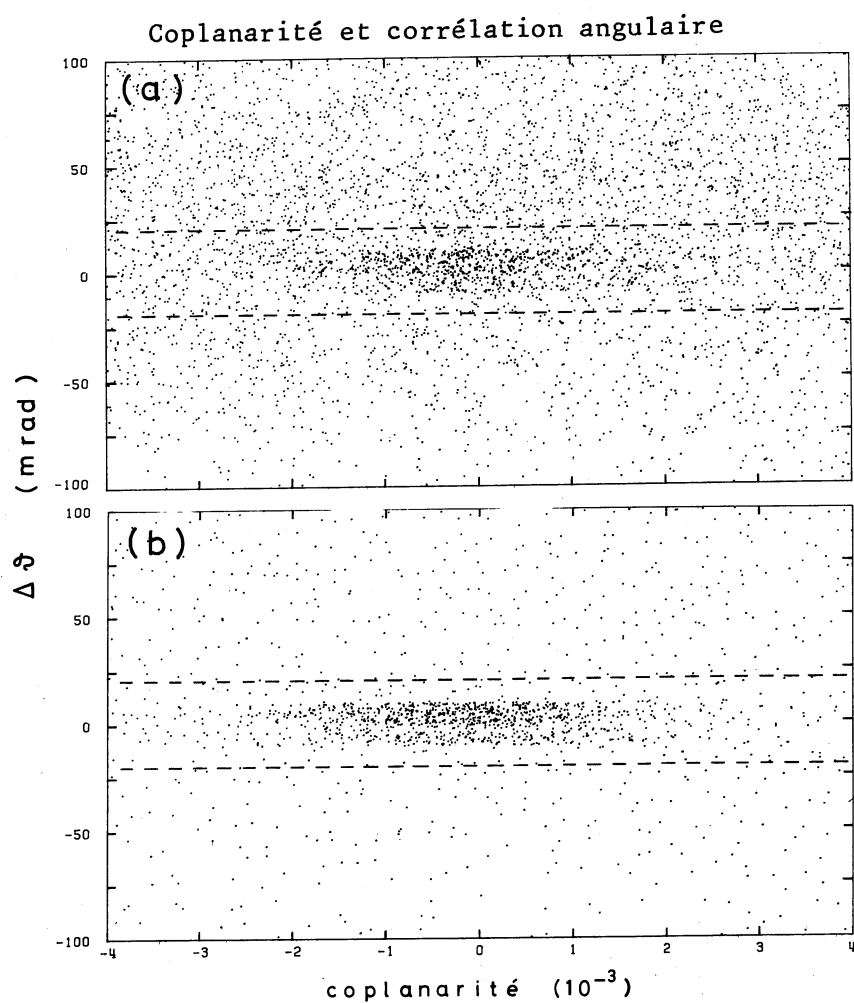


Fig. 5.20 Définition des coupures larges en $\Delta\theta$

impulsion subissant une diffusion multiple importante. La fig. 5.19(e) montre qu'il reste une proportion notable de bruit de fond inélastique sous le pic des événements élastiques de configuration 1. Cet effet qui augmente avec l'énergie incidente (tableau 5.5) correspond à des interactions quasi-élastiques du type

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p + X \quad (5.6)$$

où la particule X emporte suffisamment d'énergie pour que l'impulsion des π diffusé dans le bras proton devienne inférieure au seuil du compteur Cerenkov. La sélection par coupures étroites est inapte à supprimer ce type d'événement. L'ajustement cinématique qui impose des contraintes plus sévères quant à la cohérence des mesures, élimine une fraction du bruit inélastique.

Les coupures étroites sont définies pour chaque impulsion nominale, en examinant les histogrammes des figs 5.19(g et h) pour les deux configurations respectivement.

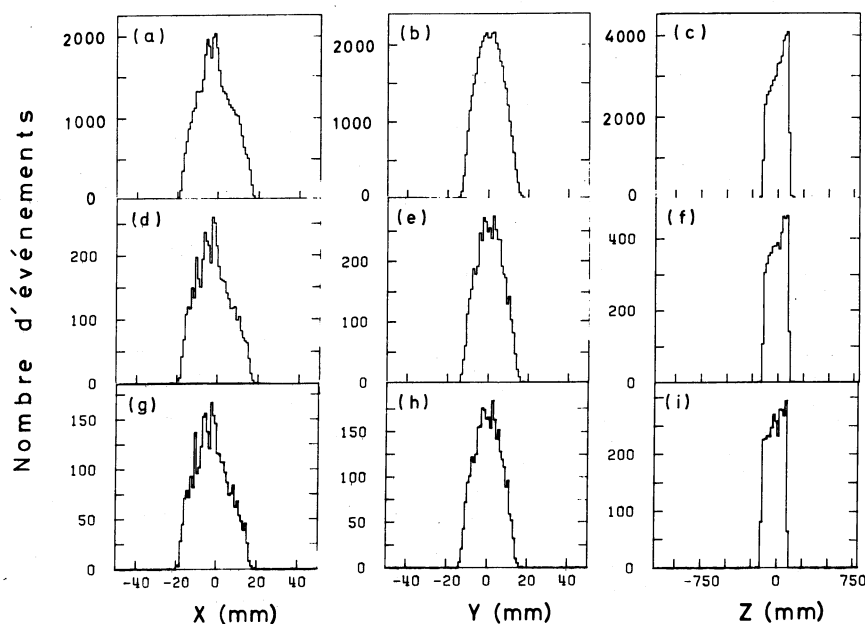


Fig. 5.21

Distributions du vertex et sélection cinématique

L'évolution des distributions des coordonnées du vertex avec la sévérité de la sélection cinématique est observable à la fig. 5.21. Les accidents observés sur les distributions en x, doivent être attribués à des "jours" laissés entre certains scintillateurs de l'hodoscope H₂ lors de son montage. Les figs 5.21(a-c) sont relatives aux distributions effectuées avant toute sélection cinématique. Les figs 5.21(d-f) résultent des

coupures larges; les figs 5.21(g-i) des coupures étroites. L'enrichissement des lots d'événements en élastiques, dû à la sévérité accrue des critères de sélection successifs se traduit par un aplatissement progressif de la distribution en z (figs 5.21(c,f,i)). La précision de la reconstruction du vertex, permet de retrouver les limites longitudinales de la cible à 0.1 mm près. La fig. 5.22, un agrandissement des bords de la fig. 5.21(f) a été obtenue en sommant les distributions de tous les événements de l'expérience acceptés par les coupures cinématiques larges. La longueur de la cible ainsi mesurée reproduit à 0.1 mm près celle mesurée mécaniquement avant la mise en place de la cible.

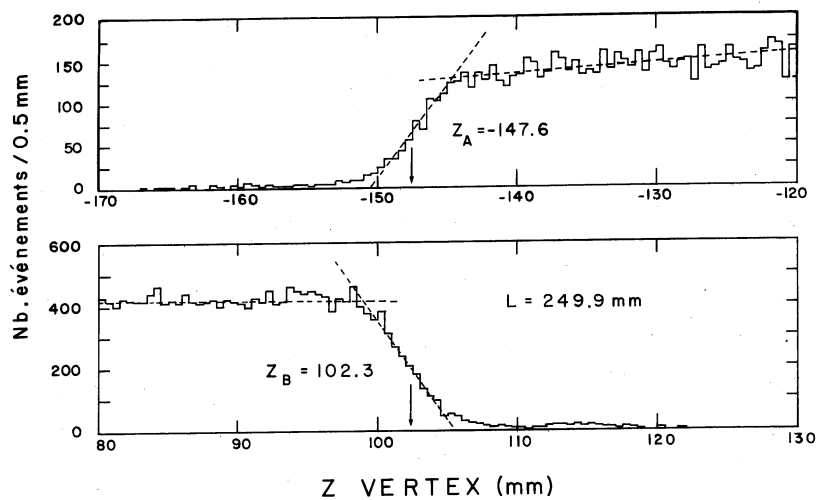


Fig. 5.22

Mesure de la longueur de la cible pour la reconstruction des vertex

Les fig. 5.23(a,b) présentent les distributions en impulsion incidente p_{lab} des événements sélectionnés par les coupures larges. La fig. 5.23(a) correspond à toute la statistique, la fig. 5.23(b) correspond aux reconstructions de trajectoire incidente inambiguës (NCM = 1, voir par. 5.3.1). Les distributions en quadrimoment transféré t , pour les deux configurations, font l'objet des figs. 5.23(c,d); leurs analogues en $\cos\theta^*$ apparaissent aux figs 5.23(e,f).

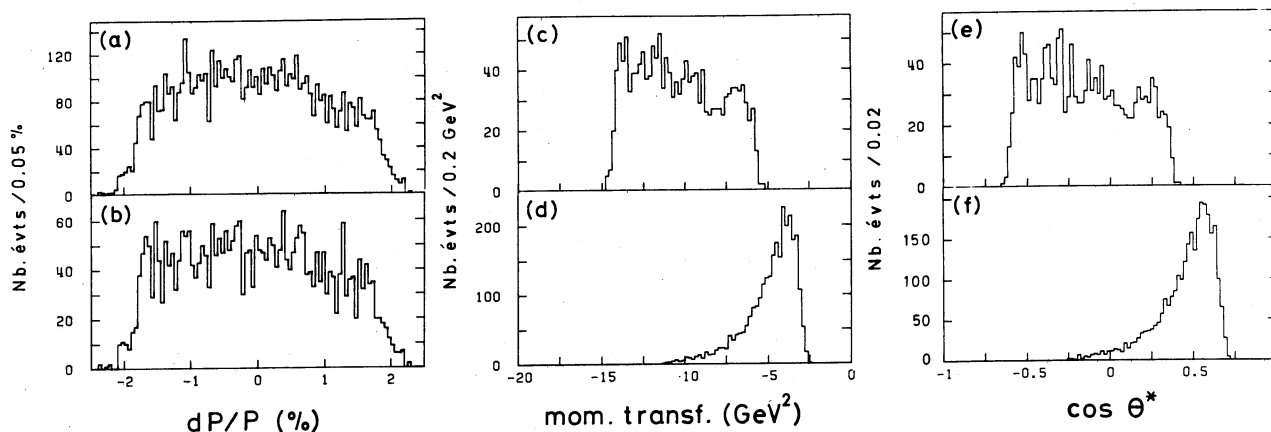


Fig. 5.23

Distribution de p_{lab} , et $\cos \theta^*$ pour les événements
sélectionnés par les coupures larges

Les coupures étroites sélectionnent les événements dont la répartition dans le plan $(\cos \theta^*, p_{lab})$ est représentée à la fig. 5.24 (pour l'ensemble des deux configurations). Les distributions marginales en $\cos \theta^*$ (et en t) sont présentées séparément pour les deux configurations aux figs. 5.25(a,b) (et 5.26(a,b)). La comparaison des distributions des événements de configuration 1, avant et après sélection par les coupures étroites, confirme l'attribution du bruit de fond à des réactions du type (6), pour lesquelles le π diffusé à petit angle dans le bras proton simule le proton d'un événement élastique de grand transfert ($|t|$), catégorie d'événements la plus touchée par les coupures étroites.

Les figs 5.25(c) et (d) et 5.26(c) et (d) présentent les distributions de $\cos \theta^*$ et de t corrigées par l'acceptance (par. 5.4) pour les deux configurations.

La méthode de coupures étroites, laisse subsister dans le lot d'événements sélectionnés une fraction notable d'événements inélastiques (tableau 5.5) particulièrement à haute énergie. A 12.70 GeV/c elle avoisine la moitié des événements de configuration 1 soit environ 12% de toute la statistique. La soustraction du bruit de fond est le moyen le plus simple pour déterminer la section efficace. Il présente néanmoins le désavantage qu'en cas d'observation d'une structure, il existe une ambiguïté quant à son attribution, la résonance détectée pouvant être élastique, ou correspondre à un canal inélastique.

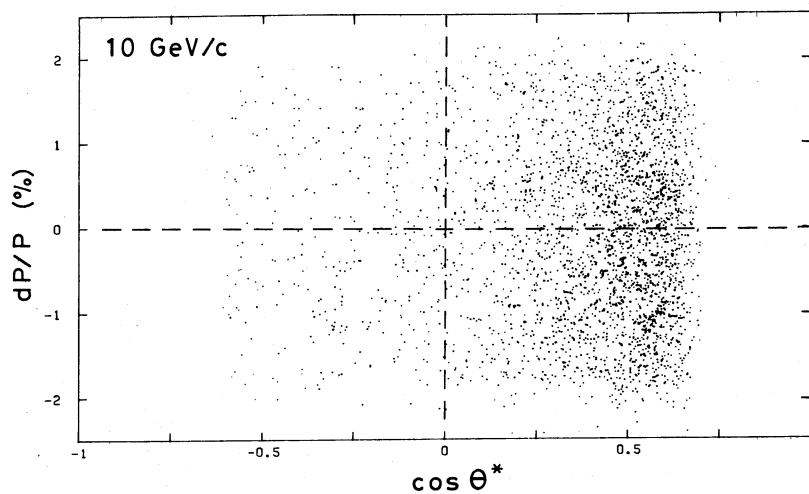


Fig. 5.24

Événements sélectionnés par les coupures étroites

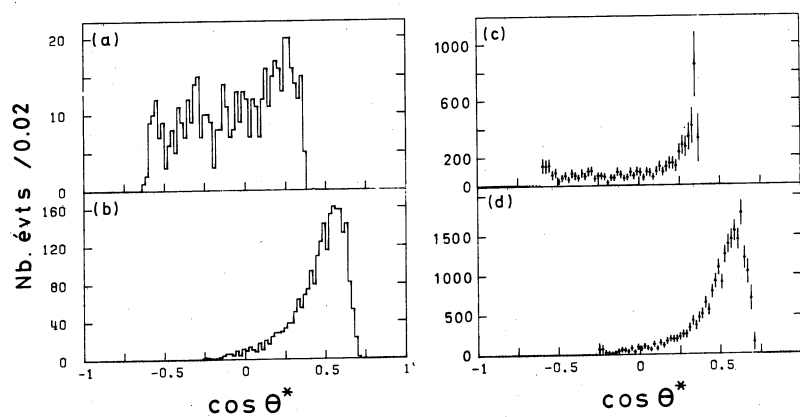


Fig. 5.25

Distributions de $\cos \theta^*$ brutes et corrigées par l'acceptance

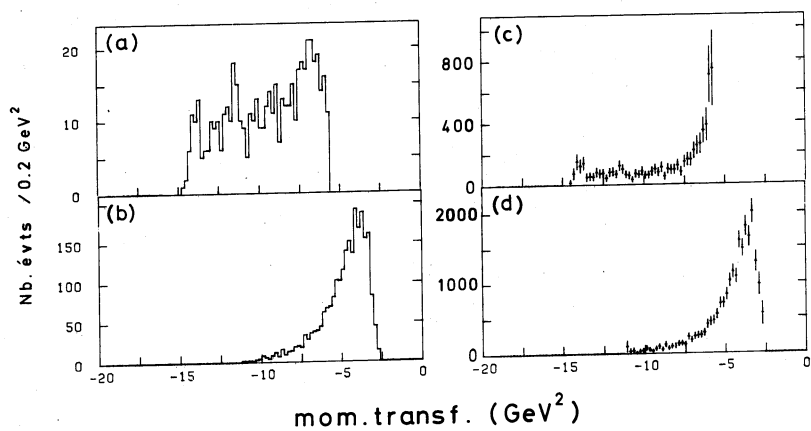


Fig. 5.26

Distributions de transfert

Un ajustement cinématique par moindres carrés permet, au prix de calculs supplémentaires classiques, d'éliminer l'essentiel du bruit inélastique. En effet la mesure très précise de l'impulsion des particules incidentes et la qualité de la détermination des angles de diffusion assure une précision de la contrainte cinématique de conservation de l'énergie voisine de 1% soit environ 100 MeV aux énergies les plus élevées du domaine couvert. Comme il est très peu fréquent que, pour un événement inélastique de type (6), la particule X emporte une aussi faible fraction de l'énergie incidente, la proportion de bruit de fond résiduelle après ajustement cinématique est négligeable.

La méthode employée pour effectuer l'ajustement se décompose en trois étapes. D'abord une sélection par coupures, permet de ne conserver que des événements pour lesquels les procédures de minimisation ont une chance de converger. Le tri consiste à rendre plus sévères les critères de reconstruction des trajectoires secondaires, à effectuer une coupure en coplanarité telle que les événements pour lesquels l'angle ($\pi/2 - \beta$) entre la trajectoire incidente et le plan des deux trajectoires émergentes dépasse 5 mrad soient éliminés et enfin, à rejeter les événements pour lesquels $\Delta\theta$ dépasse 30 mrad (quelle que soit leur configuration). La seconde étape consiste à ajuster par moindres carrés les paramètres des trois trajectoires pour les rendre concourantes. L'obligation faite aux événements de vérifier ces contraintes géométriques strictes se traduit par une coupure en χ^2 qui élimine une fraction importante des événements candidats (de 20 à 70% pour la configuration 1 et de 10 à 25% pour la configuration 2), sans perte d'événements élastiques. La troisième étape est la mise en oeuvre de l'ajustement cinématique proprement dit. Les deux principales causes d'erreur expérimentale: le pas des chambres et la diffusion multiple, sont prises en compte de façon détaillée. Les histogrammes de probabilité du χ^2 à 5.90 GeV/c présentés aux figs 5.27(a,b) constituent un exemple des résultats obtenus. La coupure à 1%, si elle élimine 1% des événements élastiques, rejette de 10 à 30% des événements de configuration 1 et environ 7% des événements de configuration 2.

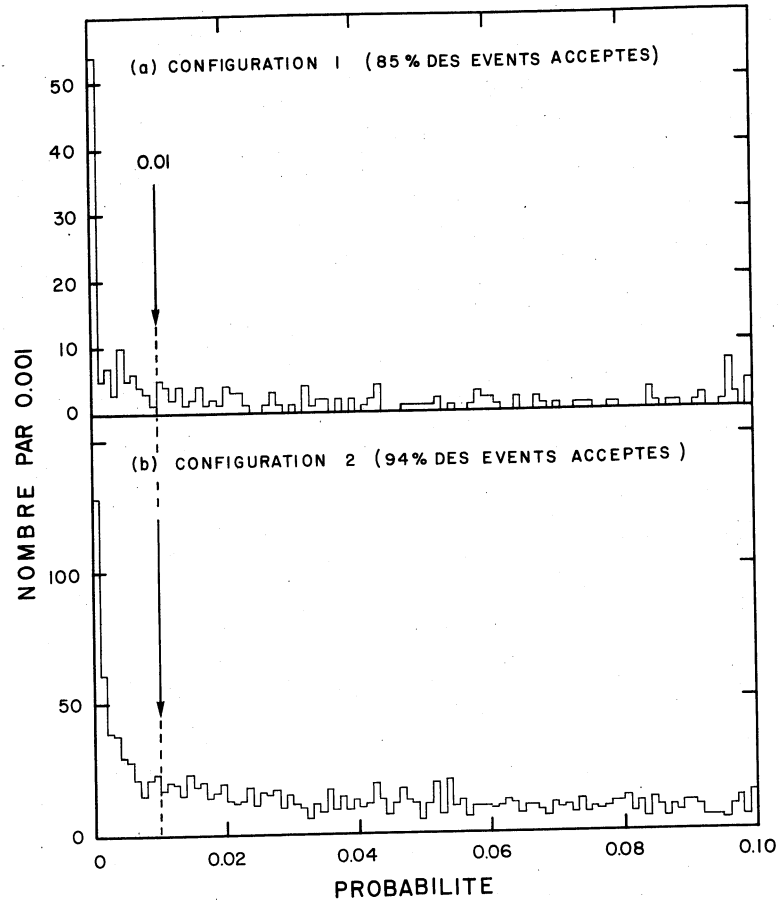


Fig. 5.27

Probabilité des ajustements relatifs à $p_{lab} < 5.90 \text{ GeV/c}$

La différence entre les nombres d'événements élastiques trouvés par les deux méthodes (tableau 5.5) s'explique essentiellement par le fait que, lors de la mise en oeuvre de la méthode 2, l'acceptance de l'appareillage a été artificiellement réduite en supprimant les événements comportant des particules passant "trop au bord" des détecteurs.

5.3.3 Calcul des sections efficaces non normalisées

Pour illustrer ce paragraphe, les distributions d'événements "élastiques" sélectionnés par les coupures cinématiques étroites sont employées. Les sections efficaces dont il est question sont donc relatives à un lot d'événements élastiques contaminé par du bruit inélastique dans une proportion donnée au tableau (5.5). Les résultats de l'expérience (chapitres 6 et 7) par contre sont obtenus à partir des distributions d'événements sélectionnés par l'ajustement cinématique.

Soient:

- i et j les indices désignant respectivement les cases d'impulsion incidente p_{lab} et de $\cos\theta^*$ (θ^* : angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse).
- n_{ij} le nombre d'événements d'une case de mesure, corrigé par l'acceptance et $v(p_{lab}, \cos\theta^*)$ la distribution continue correspondante.
- m_i le nombre de particules incidentes dans une case élémentaire i et $\mu(p_{lab})$ la distribution correspondante.
- f_{cible} le nombre de centres diffuseurs par centimètre carré de cible.

La section efficace différentielle est définie par:

$$v(p_{lab}, \cos\theta^*) dp_{lab} d\cos\theta^* = \mu(p_{lab}) dp_{lab} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}(p_{lab}, \cos\theta^*) d\cos\theta^* f_{cible}. \quad (5.6)$$

L'intégration sur une case de mesure ij fournit une relation entre les quantités mesurées:

$$n_{ij} = f_{cible} \int_i \mu(p_{lab}) dp_{lab} \int_j \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}(p_{lab}, \cos\theta^*) d\cos\theta^* \quad (5.7)$$

$$= f_{cible} \Delta\cos\theta_j^* \int_i \mu(p_{lab}) \frac{d\bar{\sigma}}{d\cos\theta^*}(p_{lab}, \cos\theta_j^*) dp_{lab} \quad (5.8)$$

$$= f_{cible} \Delta\cos\theta_j^* m_i \left\langle \frac{d\bar{\sigma}}{d\cos\theta^*}(p_i, \cos\theta_j^*) \right\rangle \quad (5.9)$$

La section efficace différentielle moyenne sur la case de mesure est donc:

$$\left\langle \frac{d\bar{\sigma}}{d\cos\theta^*}(p_i, \cos\theta_j^*) \right\rangle = \frac{n_{ij}}{f_{cible} \Delta\cos\theta_j^* m_i} \quad (5.10)$$

Les distributions angulaires sont obtenues en moyennant sur toutes les énergies correspondant à une impulsion nominale. La fig. 5.28 présente un tel résultat à 10 GeV/c, la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ en fonction de $\cos\theta^*$ est une moyenne sur un intervalle d'impulsions

incidentes de 400 MeV/c. Chaque point de mesure correspond à un intervalle $\Delta \cos \theta^* = 0.02$. La fig. 5.29 présente le même résultat sous la forme de la section efficace différentielle invariante $d\sigma/dt$ en fonction du quadrimoment transféré t . Chaque point correspond ici à un intervalle $\Delta t = 0.2$. Le mélange des mesures des deux configurations s'effectue par moyennes pondérées par l'inverse des variances sauf en cas d'incompatibilité manifeste (la mesure la plus crédible est alors choisie).

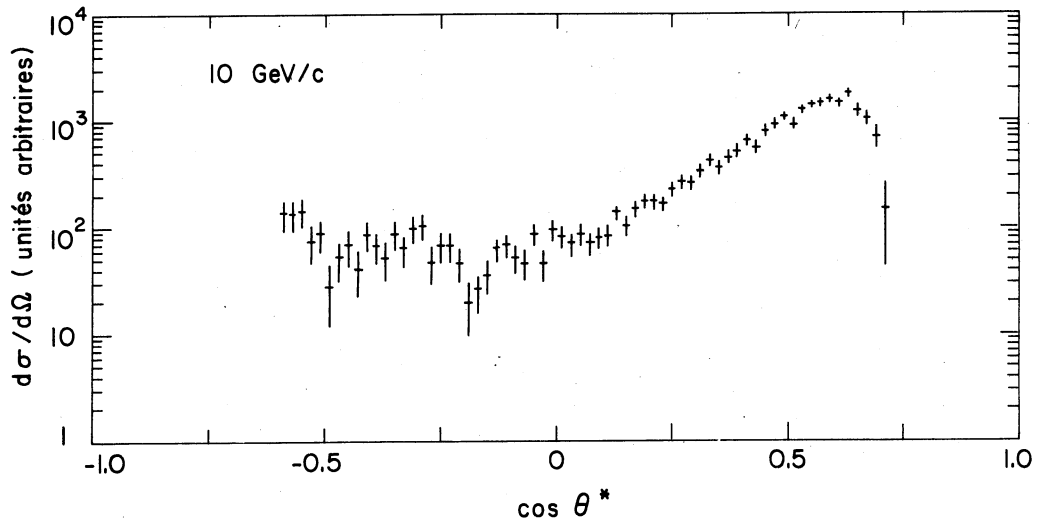


Fig. 5.28

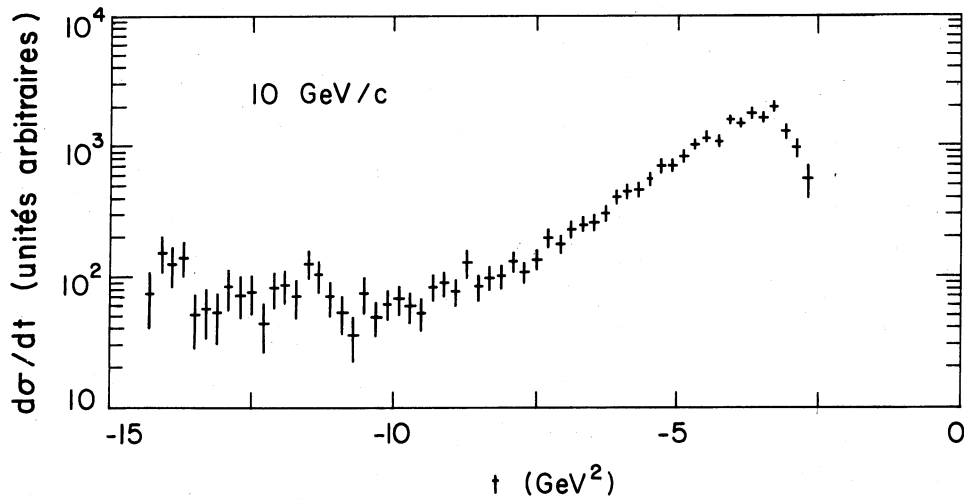


Fig. 5.29

La fig. 5.30 montre la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ en fonction de l'impulsion incidente à 10 GeV/c sur l'intervalle angulaire $\cos \theta^* [-0.3, -0.2]$.

Les corrections de normalisation n'ont pas été effectuées. Le nombre d'événements en ordonnée correspond à la section efficace non normalisée pour un flux dans chaque case d'impulsion égal au centième du flux enregistré. La droite correspond à un ajustement par moindres carrés qui représente le fond au dessus duquel les structures cherchées sont attendues. Elle est pratiquement horizontale au niveau de 10 événements (cela correspond pour un flux enregistré à 10 GeV/c d'environ 10^{12} parti-

cules, à une section efficace voisine de 0.1 nanobarns). La présence d'une structure résonante étroite doit se manifester par une case beaucoup plus peuplée que ses voisines: le résidu par rapport à l'ajustement est très grand en valeur absolue (et négatif avec la convention choisie). Il n'existe aucune telle case dans le diagramme du haut de la fig. 5.30. Cela est confirmé dans le diagramme du bas qui est l'histogramme des résidus. De telles procédures ont été employées pour rechercher les structures étroites. Le chapitre 6 présente les résultats obtenus.

5.4 L'acceptance

Pour une réaction à 2 corps dans l'état final, l'espace des phases est à 2 dimensions. Un couple de variables commode est celui qui constituent les angles polaire et azimuthal θ^* et φ du π diffusé, dans le référentiel du centre de masse. Toutes les valeurs de φ comprises entre 0 et 2π et de $\cos\theta^*$ comprises en -1 et +1 sont permises par la cinématique. Le domaine complet de variation de ces quantités constitue ce qu'on peut appeler la région accessible dans l'espace des phases. La taille finie et la géométrie des détecteurs y délimitent une région détectable. L'acceptance globale du dispositif est le rapport des mesures de ces deux régions. Dans le cas considéré, il est égal au rapport $\Delta\Omega/4\pi$, où $\Delta\Omega$ représente

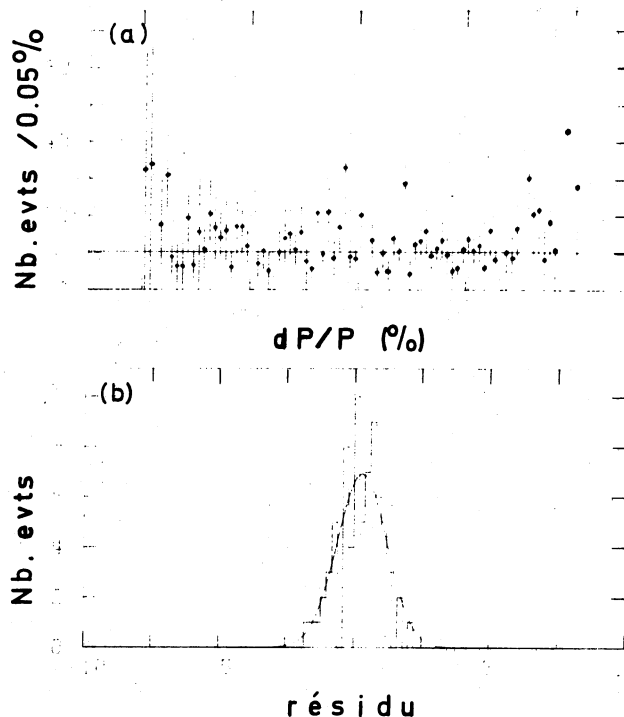


Fig. 5.30

l'angle solide vu de la cible couvert par les détecteurs. L'acceptance globale représente la probabilité d'un événement supposé résultant d'un mécanisme de réaction isotrope.

La symétrie cylindrique du problème fait que la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega (\cos\theta^*, \varphi)$ ne dépend que du seul paramètre $\cos\theta^*$. L'isotropie en angle azimuthal se traduit par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} (\cos\theta^*, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} (\cos\theta^*). \quad (5.11)$$

La mesure de la section efficace différentielle réclame donc la connaissance de l'acceptance azimuthale pour chaque intervalle de $\cos\theta^*$ considéré. Le rapport des mesures des régions accessibles et détectables du sous-espace des mesures défini par une valeur donnée de $\cos\theta^*$, n'est autre que le rapport à 2π de l'arc $\Delta\varphi$ où les détecteurs interceptent les trajectoires des particules secondaires. La fig. 5.31 schématise ce qui précède dans le cas simplifié d'une cible ponctuelle.

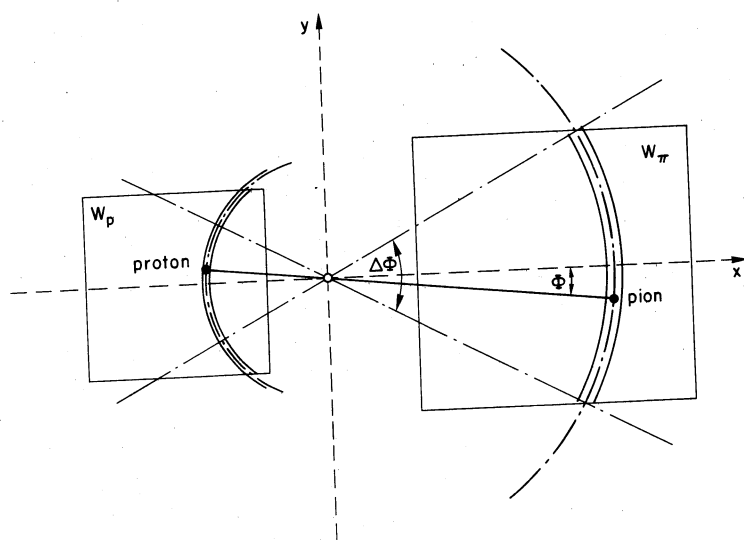


Fig. 5.31

La complexité introduite par la non-ponctualité de la cible et les formes particulières des surfaces de sensibilité des détecteurs est le plus aisément prise en compte par une méthode de Monte-Carlo. La souplesse d'une simulation permet en outre, au début de l'expérience d'optimiser la position des détecteurs (voir le passage de la géométrie B à la géométrie C), et d'estimer a priori les taux de comptage (selon des modèles réalistes).

Une telle technique conduit toutefois à des moyennes de l'acceptance azimuthale sur les cases de mesure. Un lissage permet d'obtenir une courbe continue en p_{lab} et $\cos\theta^*$ pour l'acceptance différentielle.

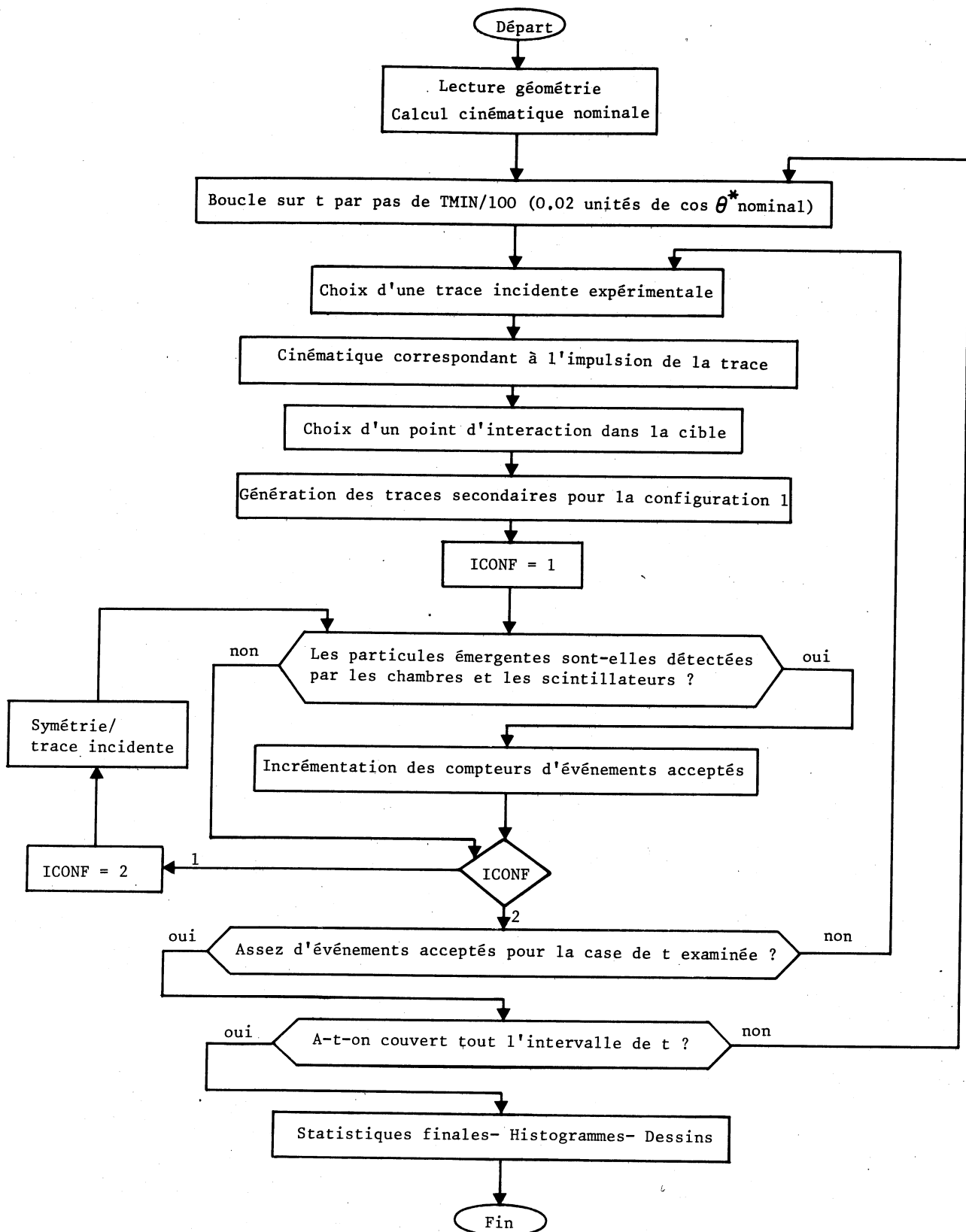


Fig. 5.32

L'organigramme du programme de simulation est donné à la fig. 5.32. La valeur moyenne de l'acceptance azimuthale est calculée, pour chaque impulsion nominale, sur des cases correspondant à la totalité de l'intervalle de p_{lab} ($\pm 2\%$ de l'impulsion nominale) et larges de 0.02 unités de $\cos\theta^*$, avec une précision statistique inférieure à 1%. Pour les impulsions nominales inférieures à 10 GeV/c, les trajectoires incidentes expérimentales sont utilisées; au delà, les traces de 9.60 GeV/c sont employées sans inconvénient, les variations de spectre de faisceau d'un réglage à l'autre étant négligeables pour le calcul de l'acceptance. La simulation ne tient pas compte des effets dus à l'atténuation du faisceau dans la cible et à la diffusion multiple. L'intervalle en angle azimuthal φ , où sont émises les particules secondaires, est limité à ± 0.8 rad soit $\pm 46^\circ$; d'autre part une même trajectoire incidente sert à fabriquer des événements des deux configurations, symétriques par rapport à elle. L'acceptance azimuthale est calculée, en suivant les trajectoires des particules secondaires, à travers le détecteur aval. Les scintillateurs des hodoscopes S_2 , S_3 , S_4 et S_5 , les compteurs A et les chambres W_5 , W_6 , W_7 et W_8 délimitent l'angle solide de détection pour les événements élastiques. La fig. 5.33 présente les résultats obtenus à 10 GeV/c.

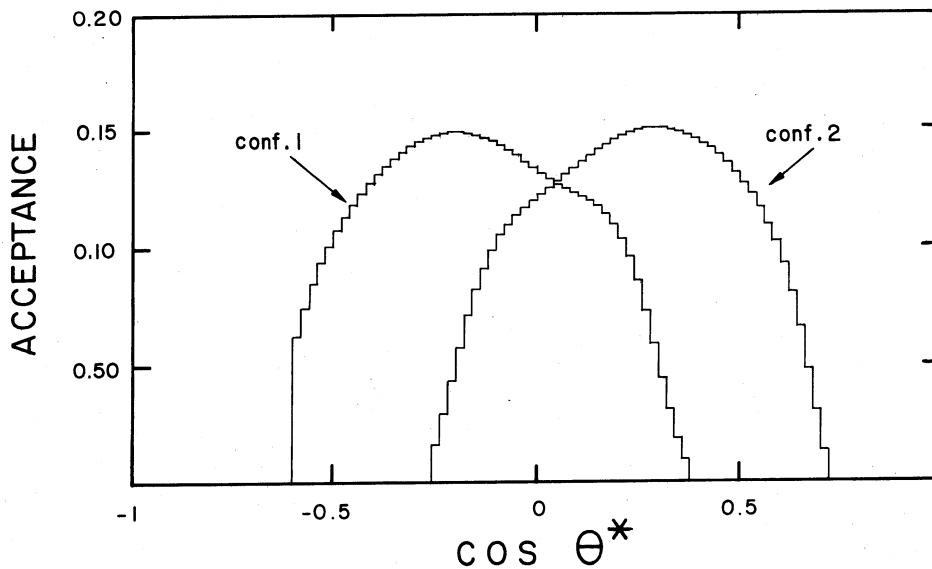


Fig. 5.33

L'allure caractéristique des courbes d'acceptance (arc de faibles courbures se raccordant par des portions où la dérivée première subit une brusque variation, reflétant les bords francs des surfaces sensibles des détecteurs) et la faible variation de l'acceptance avec p_{lab} suggèrent une

méthode simple de lissage (Appendice 5.2). L'intervalle de p_{lab} a été découpé en quatre régions où les variations de l'acceptance sont suffisamment réduites (pas de changement de géométrie, cinématique essentiellement constante) pour qu'un ajustement par une fonction simple des deux variables p_{lab} et $\cos\theta^*$ soit réalisable. Un changement de variable approprié permet de représenter la dépendance angulaire par une "spline" [43] cubique et la dépendance en impulsion par un polynôme du troisième degré. Les figs 5.34(a,b) présentent les résultats obtenus à pour les deux configurations.

5.5 La normalisation

La détermination de la section efficace à partir des distributions d'événements élastiques corrigées par l'acceptance fait intervenir, comme il a été indiqué au par. 5.1 des corrections de normalisation qui se ramènent à une constante multiplicative propre à chaque impulsion nominale. Les facteurs correctifs correspondent à des effets de diverses origines: l'imperfection des détecteurs (différences de temps mort, inefficacité de détection), les biais introduits par la procédure de sélection des élastiques (élimination d'événements élastiques par les coupures, contamination par le bruit de fond), la contamination du faisceau en particules autres que des π^- , enfin l'influence de phénomènes physiques parasites qui modifient la topologie des événements élastiques (absorption des particules secondaires, désintégration des π^- en vol, production de rayons δ). L'imprécision sur la normalisation est estimée à 10%.

5.5.1 Imperfection des détecteurs

5.5.1.1 Temps d'occupation des compteurs en anticoïncidence

Le temps d'occupation des compteurs en anticoïncidence est plus élevé que celui de ceux qui définissent les particules incidentes. La cause est physique dans le cas des compteurs au plomb: les gerbes se développant dans ce matériau produisent une telle quantité de lumière de scintillation que sa décroissance ne l'amène à un niveau inférieur au seuil de discrimination qu'après un temps non négligeable. La dimension des compteurs A impose l'emploi d'une largeur d'impulsion électronique de l'ordre de 15 ns (contre 3 ns pour les hodoscopes faisceau) afin d'obtenir une efficacité entière dans l'anticoïncidence. Les particules incidentes

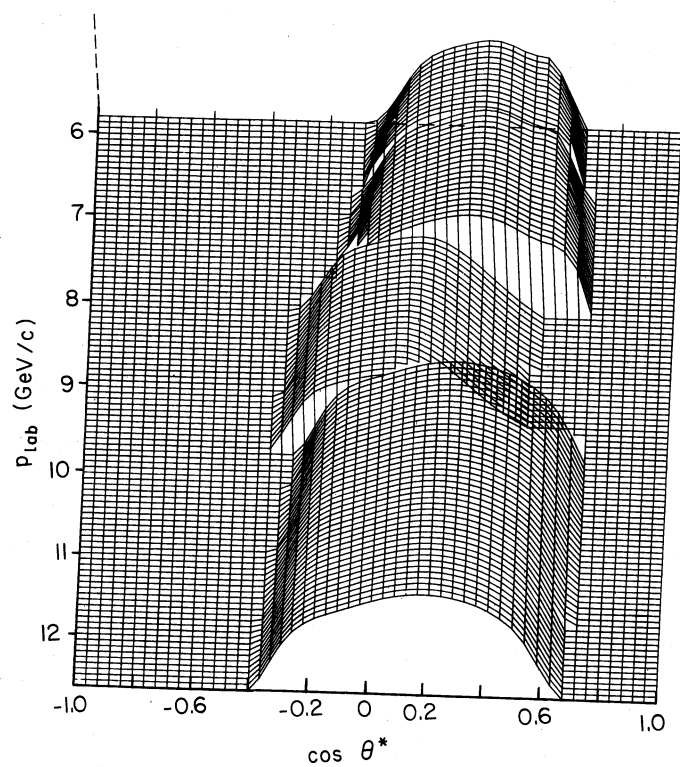
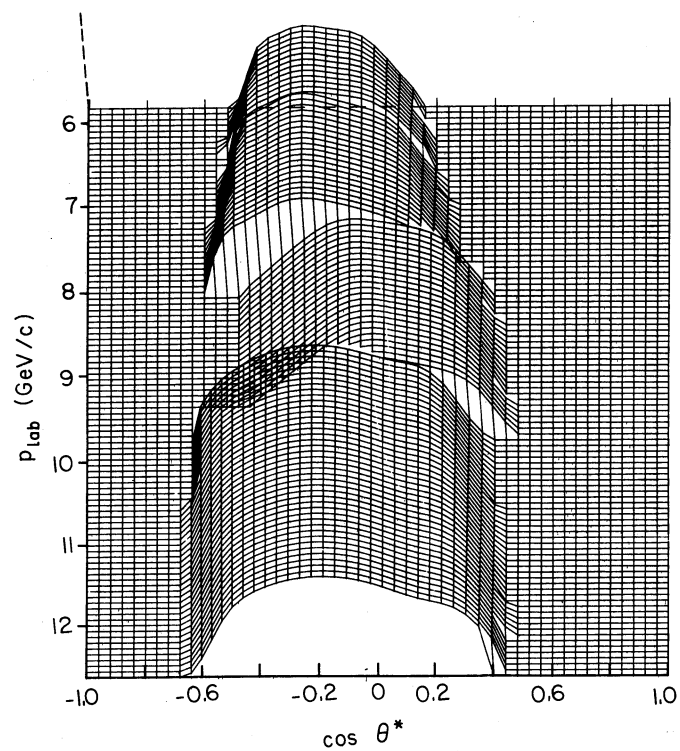


Fig. 5.34

Lissage de l'acceptance

sont comptées pendant la fraction de temps où les compteurs d'anticoïncidence sont occupés alors que les compteurs de faisceau ont recouvré leur efficacité. Des expériences préliminaires et des enregistrements sur bande magnétique des comptages d'un circuit mesurant les coïncidences fortuites entre hodoscopes de faisceau et compteurs d'anticoïncidence, se déduit la correction appropriée à apporter au flux incident (tableau 5.7). Elle varie considérablement (de 15 à 65%) suivant le nombre des compteurs A employés et l'intensité du faisceau. En particulier, les 2/3 du flux incident compté par les hodoscopes du faisceau à 9.60 GeV/c sont inutilisables (l'intensité dépassait alors les 5×10^6 particules par impulsion de machine, lors de cette prise de données qui constitue un cas limite).

5.5.1.2 Inefficacité des chambres

L'inefficacité des chambres proportionnelles de faisceau est incluse dans l'évaluation de la perte d'événements due au programme de reconstruction des trajectoires incidentes (voir 5.5.2).

Par contre l'inefficacité des chambres du détecteur aval retentit directement sur la section efficace. L'inefficacité d'un plan P qui, avec les plans P_1 et P_2 constitue une projection donnée d'un bras, s'évalue, de façon classique, en comptant le nombre de trajectoires définies par des mesures sur les plans P_1 et P_2 qui ne possèdent pas de mesure sur le plan P. La perte d'événements élastiques due à cet effet est estimée à 6%.

5.5.2 Sélectivité des procédures de reconstruction

Une fraction des particules incidentes est éliminée par la procédure de reconstruction des trajectoires dans le spectromètre focalisant. La cause en est soit l'inefficacité des chambres soit leur "sur-efficacité" c'est-à-dire leur inaptitude à séparer deux trajectoires trop rapprochées dans l'espace et dans le temps pour leur résolution. Le flux incident intégré, compté par les scintillateurs des hodoscopes de faisceau (et T_0) doit être réduit en proportion: la correction avoisine 0.8 en moyenne (tableau 5.4). La dégradation de la qualité de la reconstruction du faisceau à haute énergie provient d'un réglage défectueux de l'éjection de l'accélérateur.

Le filtre utilisé pour sélectionner les événements élastiques n'est pas parfait (par. 5.3). Si la contamination en événements inélastiques peut être soustraite (filtre avec coupures étroites) ou supprimée (ajustement cinématique), les diverses coupures effectuées éliminent une certaine fraction d'événements élastiques, qu'il faut connaître pour calculer la section efficace. L'effet le plus important correspond à l'élimination d'événements pour lesquels les coordonnées mesurées dans W_9 sont compatibles avec une topologie d'événements "3 branches". La perte d'événements élastiques due à ce critère de sélection est évaluée à 15%. Les coupures étroites autour des pics de coplanarité et de corrélation angulaires correspondent à environ 3 ou 4 écarts-type, la perte associée de quelques pour mille est négligeable.

5.5.3 Contamination du faisceau

Le faisceau P_{17} ne comporte pas de séparateur. La proportion de K^- et d'antiprotons accompagnant les π^- a été mesurée au début de l'expérience et a donné les résultats du tableau 3.1. La contamination en antiprotons est la plus importante, la cinématique des diffusions élastiques π^-p et $\bar{p}p$ est assez distincte pour que les événements dus à la seconde ne soient pas inclus dans l'échantillon des événements élastiques πp retenu. Un facteur de correction égal au rapport du flux de π^- au flux total réduit le flux incident à employer dans le calcul de section efficace. La réaction K^-p est par contre pas séparable de la réaction π^-p élastique par des coupures cinématiques. Néanmoins la section efficace a priori plus faible et d'autre part, la contamination du faisceau inférieure au pour cent, conduisent à négliger cet effet qui contribue alors à l'erreur systématique.

5.5.4 Phénomènes physiques parasites

La désintégration des π^- en vol est négligeable pour les particules incidentes rapides. L'effet correspondant aux particules diffusées pour les deux mètres d'un bras de détecteur aval est d'environ 1.3% pour un π^- de 3 GeV/c.

L'absorption des particules secondaires dans l'hydrogène de la cible contribue à une perte d'environ 1% des événements élastiques.

Les rayons δ produits dans la cible par les particules incidentes et diffusées ont une probabilité d'environ 2×10^{-3} de donner un signal dans la coque, pour un parcours dans l'hydrogène de 1 cm. Typiquement les longueurs d'hydrogène traversées sont de 25 cm pour les particules incidentes et d'environ 12.5 cm pour les deux particules émergentes (somme des parcours des particules secondaires). L'effet des rayons δ est donc une réduction de la section efficace d'un factor 0.975.

TABLEAU 5.1

Statistiques de la production des DST

plab (GeV/c)	Nombre d'événements candidats	Nombre d'événements écrits sur DST	Rapport (Efficacité du filtre)
5.90	4 411 915	288 974	.0655
6.10	4 171 417	280 479	.0671
6.35	2 595 229	426 358	.164
6.60	2 167 882	321 582	.149
6.85	2 561 595	435 705	.170
7.10	2 720 502	520 104	.191
7.35	2 736 464	537 271	.196
7.65	3 115 172	562 851	.181
7.95	2 800 005	481 106	.172
8.25	1 638 458	196 634	.120
8.55	1 197 158	188 278	.157
8.90	1 045 861	176 412	.168
9.20	443 995	69 763	.157
9.60	621 185	109 304	.175
10.00	1 833 146	323 241	.176
10.35	680 898	129 948	.191
10.70	823 125	161 429	.196
11.10	769 942	161 801	.210
11.50	533 233	116 954	.220
11.90	440 871	98 390	.223
12.30	329 822	69 800	.212
12.70	394 170	81 211	.206
Total	38.032×10^6	5 737 595	

TABLEAU 5.2

Structure de la DST

(a) Structure globale

Enregistrements de 30 720 bits [512 mots de 60 bits]

Bit initial	Bit final	Information
1	32	Longueur effective de l'enregistrement
33	64	No. de "run"
65	N	(N < 30720-496) événements (voir b)
N + 1	N + 496	Echelles de comptages sommées (14 x 31 bits)

(b) Structure d'un événement

I désigne le bit précédent le début de l'événement. Pour le 1er événement d'un enregistrement I = 64

Bit initial	Bit final	Information
I + 1	I + 20	Numéro d'événement
I + 21	I + 25	Numéro de la combinaison des hodoscopes faisceau
I + 26	I + 27	Numéro du scintillateur touché sur S ₂
I + 28	I + 30	Numéro du scintillateur touché sur S ₃
I + 31	I + 33	Numéro du scintillateur touché sur S ₄
I + 34	I + 36	Numéro du scintillateur touché sur S ₅
I + 37	I + 51	Inutilisés
I + 52	I + 123	Contenu des 6 ADC du Cerenkov
I + 124	I + 218	Nombre de fils touchés par plan (19 plans)
I + 219	I + 218 + M x 10	Numéros des fils touchés

TABLEAU 5.3

Reconstruction du faisceau en amont du spectromètre focalisant
(Coupures de "semi-contraintes" en mm)

P _{lab} (GeV/c)	x _{cible}		y _{cible}		Collimateur C3	
	min	max	min	max	min	max
5.90	-4	8	-2.5	2	-36	38
6.10 ^(a)	-2	9	-2	1.5	-32	36
6.35 ^(a)	0	10	-2	2	-36	34
6.60 ^(a)	-1	12	-2	2	-36	32
6.85	-5	5	-2.5	2	-36	34
7.10	-4	6	-2.5	2.5	-36	34
7.35	-5	6	-2	2	-36	34
7.65	-5	7	-1.5	1.5	-38	32
7.95	-5	4	-2	2	-38	34
8.25	-3	5	-1.5	2	-36	34
8.55	-4	5	-2.5	2	-34	34
8.90	-4	5	-2.5	2	-36	34
9.20	-3	5	-2	1.5	-38	34
9.60	-5	5	-3	2.5	-36	32
10.00	-5	12	-3	2.5	-38	38
10.35	-4	8	-2.5	2	-36	38
10.70	-4	8	-2.5	2	-36	38
11.10	-4	8	-2.5	2	-36	38
11.50	-4	8	-2.5	2	-36	38
11.90	-4	8	-2.5	2	-36	38
12.30	-4	8	-2.5	2	-36	38
12.20	-4	8	-2.5	2	-36	38

(a) Réglage non optimum du faisceau.

TABLEAU 5.4

Reconstruction des trajectoires incidentes

P_{lab} (GeV/c)	Proportion de particules incidentes reconstruites
5.90	0.81
6.10	0.79
6.35	0.76
6.60	0.76
6.85	0.82
7.10	0.82
7.35	0.79
7.65	0.80
7.95	0.76
8.25	0.82
8.55	0.84
8.90	0.84
9.20	0.83
9.60	0.82
10.00	0.86
10.35	0.84
10.70	0.84
11.10	0.80
11.50	0.75
11.90	0.72
12.30	0.73
12.70	0.73

TABLEAU 5.5

Statistiques de la reconstruction des événements élastiques

P _{lab} GeV/c	Configuration 1			Configuration 2		Total	
	Nb. evts	Sélection par coupures étroites Dont bruit de fond (en proportion)	Nb. événements bruit de fond soustrait	Sélection par ajustement cinématique	Sélection par coupures étroites	Sélection par ajustement	Ajustement cinématique
5.90	1419	.089	1293	1178	13 049	11 030	12 208
6.10	1420	.122	1247	1034	13 090	10 448	11 482
6.35	1783	.102	1601	1224	13 791	10 128	11 352
6.60	1499	.117	1324	1135	10 935	8 424	9 559
6.85	1938	.096	1752	1603	11 537	9 942	11 545
7.10	1926	.133	1670	1553	11 182	8 951	10 504
7.35	1592	.130	1385	1267	8 092	6 812	8 079
7.65	1522	.218	1190	1190	7 347	6 132	7 322
7.95	1307	.234	1001	976	5 099	4 177	5 153
8.25	1319	.158	1110	1009	2 180	764	1 773
8.55	694	.132	602	518	1 074	861	1 379
8.90	521	.171	432	413	731	597	1 010
9.20	175	.183	143	145	258	202	347
9.60	235	.340	155	166	234	178	344
10.00	530	.328	356	428	2 408	2 054	2 482
10.35	310	.319	211	256	1 404	1 194	1 450
10.70	341	.310	235	259	1 582	1 294	1 553
11.10	248	.432	141	185	1 250	981	1 166
11.50	158	.452	87	135	746	595	730
11.90	197	.452	108	102	520	449	551
12.30	115	.402	69	67	251	207	274
12.70	94	.539	43	73	275	206	219

TABLEAU 5.6

Coupures cinématiques étroites

P _{lab} (GeV/c)	Δc		Conf. 1		Conf. 2	
	c _{min}	c _{max}	$\Delta\theta$ min. (radians)	$\Delta\theta$ max. (radians)	$\Delta\theta$ min. (radians)	$\Delta\theta$ max. (radians)
5.90	-.0024	.0024	-.007	.007	-.020	.020
6.10	-.0034	.0034	-.007	.007	-.020	.020
6.35	-.0028	.0028	-.008	.008	-.014	.016
6.60	-.0030	.0030	-.007	.007	-.020	.020
6.85	-.0024	.0024	-.007	.007	-.010	.014
7.10	-.0030	.0026	-.007	.007	-.014	.016
7.35	-.0024	.0024	-.007	.007	-.011	.015
7.65	-.0030	.0022	-.007	.007	-.013	.013
7.95	-.0026	.0026	-.007	.007	-.010	.013
8.25	-.0030	.0030	-.007	.007	-.010	.010
8.55a	-.0024	.0020	-.004	.011	-.005	.016
8.55b	-.0028	.0020	-.006	.007	-.009	.011
8.90	-.0022	.0020	-.002	.010	-.004	.013
9.20	-.0024	.0020	-.001	.010	-.006	.019
9.60	-.0040	.0040	-.001	.010	-.006	.013
10.00	-.0022	.0022	-.004	.004	-.010	.010
10.35	-.0022	.0022	-.005	.005	-.010	.015
10.70	-.0022	.0022	-.005	.005	-.010	.015
11.10	-.0022	.0022	-.004	.004	-.010	.015
11.50	-.0022	.0022	-.004	.004	-.010	.015
11.90	-.0022	.0022	-.010	.010	-.010	.012
12.30	-.0022	.0022	-.008	.008	-.010	.012
12.70	-.0022	.0022	-.0032	.0044	-.010	.012

TABLEAU 5.7

Normalisation

P_{lab} (GeV/c)	φ 10^{11}	Fraction de temps non occupé par les anticoïncidences	Correction équivalente sur le flux due à des causes autres que le fonctionnement des anticoïncidences
5.90	2.279	0.744	0.610
6.10	2.338	0.770	0.595
6.35	3.598	0.733	0.572
6.60	3.275	0.819	0.572
6.85	4.398	0.785	0.618
7.10	5.054	0.801	0.618
7.35	5.379	0.796	0.595
7.65	4.697	0.829	0.603
7.95	4.739	0.798	0.569
8.25	6.942	0.654	0.618
8.55	6.253	0.602	0.630
8.90	6.087	0.629	0.626
9.20	4.047	0.533	0.625
9.60	4.942	0.354	0.618
10.00	9.010	0.750	0.641
10.35	5.748	0.749	0.626
10.70	6.381	0.667	0.626
11.10	7.467	0.604	0.596
11.50	6.261	0.811	0.559
11.90	5.471	0.833	0.537
12.30	4.184	0.808	0.544
12.70	4.905	0.855	0.544

AJUSTEMENT DES POSITIONS DES PLANS DE CHAMBRE

Les mesures des plans des chambres W_2 , W_3 , W_5 , W_6 , W_7 , W_8 et W_9 relatives à des événements complets et inambigus sont utilisées. Les événements sont dits complets lorsqu'aucune coordonnée ne manque. Ils sont dits inambigus lorsqu'aucun plan ne comporte de multiples coordonnées. Les événements utilisés doivent de plus posséder un vertex c'est-à-dire avoir la topologie d'événement "2 branches".

Les notations sont les suivantes:

- j : No. d'ordre de l'événement; varie de 1 à N (nombre d'événements, en pratique égal à 1000).
- k : No. de bras, varie de 1 à 3. Le bras 1 est le télescope incident constitué des chambres W_2 et W_3 . Le bras 2 est la branche π qui comprend les chambres W_7 , W_8 et W_9 . Le bras 3 est la branche proton (côté Cerenkov) qui comprend les chambres W_5 , W_6 et W_9 .
- i : No. du plan de mesure dans le bras k considéré, varie de 1 à $n_p(k)$ nombre de plans dans le bras.
- z_i : Coordonnée longitudinale du plan i .
- u_i^j : Coordonnée mesurée sur le plan i pour l'événement j .
- Δ_i : Ecart de la position du plan i par rapport à la position initiale.

- $m_{x,y}^{k,j}$: Pente en projection horizontale (verticale) de la trace du j^e événement dans le bras k .
- α_{xi} : Composantes du vecteur unitaire définissant la direction et le signe de la coordonnée mesurée sur le plan i .
- x_v^j, y_v^j, z_v^j : Coordonnées du vertex pour l'événement j .

Soit à minimiser:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^3 \sum_{i=1}^{np(k)} \left\{ u_i^j + \Delta_i - \alpha_{xi} [m_x^{k,j} (z_i - z_v^j) + x_v^j] - \alpha_{yi} [m_y^{k,j} (z_i - z_v^j) + y_v^j] \right\}^2.$$

Il s'agit d'un problème non linéaire dont les inconnues sont $m_x^{k,j}$, $m_y^{k,j}$, x_v^j , y_v^j , z_v^j et les Δ_i des chambres W_5, W_6, W_7 et W_8 .

Les équations caractéristiques s'écrivent:

$$\sum_{\ell} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_{\ell} \partial a_m} |_0 \Delta a_{\ell} + \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_m} |_0 = 0$$

où a_{ℓ} sont les inconnues. Elles peuvent être classées en deux catégories:

- (a) Celles qui correspondent à une variable d'événement (indiquée par j) peuvent être résolues comme un système d'équations linéaires dont les inconnues sont ces variables d'événement et pour lequel les positions des plans de chambre sont des paramètres.
- (b) Celles qui correspondent aux positions des chambres qui couplent les variables correspondant à tous les événements.

La méthode de résolution du système des équations caractéristiques consiste donc à éliminer les variables d'événement en résolvant événement par événement le sous-système correspondant puis à résoudre un système linéaire final où les seules inconnues sont les positions des chambres.

AJUSTEMENT DE L'ACCEPTANCE

A.1 CINEMATIQUE APPROXIMATIVE

La transformation de Lorentz reliant les variables cinématiques d'une particule secondaire, du référentiel du centre de masse (CM) au référentiel du laboratoire, s'écrit

$$\begin{cases} p \cos \theta = \frac{E_{\text{lab}} + M}{\sqrt{s}} p^* \cos \theta^* + \frac{p_{\text{lab}}}{\sqrt{s}} E^* \\ p \sin \theta = p^* \sin \theta^* \end{cases} \quad (1)$$

- M: Masse du proton.
- $E_{\text{lab}}, p_{\text{lab}}$: Impulsion énergie du π^- incident.
- x: Variable cinématique dans le labo.
- x^* : Variable cinématique dans CM.
- $\sqrt{s}$: Energie totale dans le CM.

Si on suppose que la particule est ultrarelativiste, les approximations suivantes peuvent être employées:

$$s = 2M p_{\text{lab}}; E_{\text{lab}} = p_{\text{lab}}; p^* = E^* = \frac{\sqrt{s}}{2}.$$

D'autre part $p^* = M p_{\text{lab}} / \sqrt{s}$. Donc,

$$\begin{cases} (1) \iff 2p \cos \theta = (p_{\text{lab}} + M) \cos \theta^* + p_{\text{lab}} \\ (2) \equiv p \sin \theta = p^* \sin \theta^* \end{cases} \quad (3)$$

D'où une relation entre θ , θ^* et p_{lab} :

$$(2) \implies 4 p^2 = 4 p^{*2} (1 - \cos^2 \theta^*) / \sin^2 \theta = 2 M p_{\text{lab}} (1 - \cos^2 \theta^*) / \sin^2 \theta.$$

Portant dans (3), il vient

$$2 M p_{\text{lab}} (1 - \cos^2 \theta^*) = \text{tg}^2 \theta [(p_{\text{lab}} + M) \cos \theta^* + p_{\text{lab}}]^2. \quad (4)$$

Négligeant M devant p_{lab} on obtient:

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{2M}{p_{lab}} \frac{1 - \cos \theta^*}{1 + \cos \theta^*} \quad (5)$$

Cette formule permet d'exprimer les angles de diffusions θ_p et θ_π en fonction de θ^* l'angle de diffusion du π dans le CM:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}^2 \theta_\pi &= \frac{2M}{p_{lab}} \frac{1 - \cos \theta^*}{1 + \cos \theta^*} \\ \operatorname{tg}^2 \theta_p &= \frac{2M}{p_{lab}} \frac{1 + \cos \theta^*}{1 - \cos \theta^*} \end{aligned} \quad (6)$$

A.2 CHANGEMENT DE VARIABLES

L'expérience montre que les ruptures de pente des courbes d'acceptance correspondent à des particules échappant à la détection sur les chambres arrière du détecteur aval (W_6 ou W_8).

A basse énergie et pour la configuration 1, la coupure à petits $\cos \theta^*$ correspond au π sortant à grand angle de W_7 ; la coupure à grands $\cos \theta^*$ au proton sortant à grand angle de W_5 .

Pour l'exemple considéré soient:

- θ_π^g l'angle labo du π correspondant à la coupure à petits $\cos \theta^*$.
- θ_p^d l'angle labo du p correspondant à la coupure à grands $\cos \theta^*$.

Désignons par θ_g^* et θ_d^* les angles de diffusion du π dans le centre de masse correspondants. Ils sont solution d'équations du type (6)

$$\operatorname{tg}^2 \theta_\pi^g = \frac{2M}{p_{lab}} \frac{1 - \cos \theta_g^*}{1 + \cos \theta_g^*} \quad .$$

(7)

$$\operatorname{tg} \theta_p^d = \frac{2M}{p_{lab}} \frac{1 + \cos \theta_d^*}{1 - \cos \theta_d^*}.$$

Pour avoir une forme "universelle" de la fonction à ajuster, on impose l'échelle de l'axe des $\cos \theta^*$ en choisissant comme variable

$$u(p_{lab}, \cos \theta^*) = \frac{\cos \theta^* - \cos \theta_g^*}{\cos \theta_d^* - \cos \theta_g^*}$$

soit après remplacement

$$u = (2M + p_{lab} \operatorname{tg} \theta_p^d) \frac{(2M + p_{lab} \operatorname{tg} \theta_\pi^g) \cos \theta^* + p_{lab} \operatorname{tg} \theta_\pi^g - 2M}{2(p_{lab}^2 \operatorname{tg} \theta_p^d \operatorname{tg} \theta_\pi^g - 4M^2)} \quad (8)$$

La procédure d'ajustement traite la fonction d'acceptance:

$$a(p_{lab}, u),$$

pour laquelle les accidents (ruptures de pente) surviennent à des valeurs fixes (indépendantes de p_{lab}) de u .

Des changements de variables analogues sont employés pour représenter l'acceptance pour les deux configurations sur tout le domaine d'impulsion incidente p_{lab} . Au total huit ajustements sont effectués correspondant aux deux configurations sur les 4 intervalles suivant de p_{lab} :

- [5.90, 6.60] GeV/c
- [6.85, 7.95] GeV/c
- [8.25, 9.60] GeV/c
- [10.00, 12.70] GeV/c.

6. RECHERCHE DE RESONANCES

6.1 Méthode statistique

Suivant l'analyse du paragraphe 1.2, une résonance se manifeste par un pic sur la courbe de variation de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, en fonction de l'énergie. La contribution des termes d'interférence avec le fond non résonant peut être négligée dans le cadre d'un modèle réaliste (le modèle CIM[18]), la légitimité de cette approximation a été explicitement vérifiée pour une onde s. Dans ces conditions, la distribution angulaire de la partie résonnante de la section efficace est pratiquement isotrope dans la région étudiée, de sorte qu'une méthode simple appropriée à la recherche des résonances consiste à faire l'inventaire des pics à distributions angulaires sensiblement uniformes. Bien que non exhaustive, cette procédure permet la mise en oeuvre d'un algorithme simple et systématique. L'inspection visuelle des distributions d'événements élastiques élargit, dans une certaine mesure, le champ des investigations.

Considérons, dans l'espace des variables p_{lab} et $\cos\theta^*$ caractérisant la diffusion élastique, le nuage de points d'un échantillon représentatif de la loi de probabilité définie par la section efficace différentielle élastique. Le nuage peut être considéré comme le résultat d'une expérience idéale, de même luminosité que l'expérience réelle, où l'acceptance est de 100%, le faisceau indépendant de p_{lab} et où aucune correction de normalisation n'est nécessaire. Une résonance se manifeste par une accumulation de points autour d'une ligne verticale ($p_{lab} = \text{constante}$). L'épaisseur du trait traduit la largeur de la résonance lorsqu'elle est supérieure à la résolution en masse. Celle-ci qui provient de l'incertitude de la mesure de l'impulsion des particules incidentes, est essentiellement une erreur relative indépendante de l'énergie de sorte que l'emploi de coordonnées logarithmiques sur l'axe des p_{lab} s'impose. Pour que la résonance soit détectable il est nécessaire que l'accroissement de la densité de points qui lui correspond diffère de façon statistiquement significative d'une fluctuation de la densité qui caractérise la section efficace du fond non résonant. On conçoit ainsi que les variations de celle-ci avec l'angle de diffusion, puissent occulter, sur une partie du domaine angulaire couvert, le signal à distribution angulaire uniforme, de la résonance. Les méthodes de recherche systématique des zones d'impulsion incidentes associées à de tels surpeuplements doivent donc, d'une part, tenir compte du fait que la

sensibilité à la détection d'une résonance est maximum dans la région angulaire où la section efficace différentielle du fond atteint un minimum et, d'autre part, être capables de vérifier, dans le cas où une structure a été décelée, l'uniformité de sa distribution angulaire. Nous avons choisi un type de méthode s'appliquant à la représentation approchée du nuage de points par un histogramme à deux dimensions obtenu en partageant les axes de Lnp_{lab} et $\cos\theta^*$ en intervalles équidistants d'extensions respectives $\delta\text{Lnp}_{\text{lab}}$ et $\Delta\cos\theta^*$. Les populations des cases sont proportionnelles aux valeurs moyennes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ des sections efficaces mesurées dans l'expérience effectivement réalisée (relation 5.10). Les méthodes statistiques traitent donc les deux tableaux de mesure que constituent les valeurs que prennent sur la grille ($\delta\text{Lnp}_{\text{lab}}$, $\Delta\cos\theta^*$) la section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et son erreur statistique (écart type): $\delta\sigma$.

Soient à une impulsion p_{lab} donnée:

$a = 1 \dots n_A$ l'indice des cases angulaires de l'histogramme

$\frac{d\sigma^a}{d\Omega}$ la section efficace mesurée dans la case a

$\delta\sigma^a$ son écart-type

$\frac{d\sigma^{\text{fond},a}}{d\Omega}$ une estimation de la section efficace du fond obtenue par une moyenne sur une zone d'impulsion assez étendue pour que l'écart-type soit négligeable.

Affirmer ou nier l'existence d'une résonance à l'énergie considérée, nécessite l'élaboration d'un critère quantitatif de comparaison entre $\frac{d\sigma^a}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma^{\text{fond},a}}{d\Omega}$ à l'échelle de $\delta\sigma^a$, pour toutes les cases angulaires a.

Les différences

$$\Delta^a = \frac{d\sigma^a}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\text{fond},a}}{d\Omega}$$

permettent d'atteindre cet objectif. En effet si l'écart-type de leur distribution statistique reste invariablement $\delta\sigma^a$ qu'une résonance soit formée ou non à l'énergie considérée, ces deux éventualités conduisent à des moyennes distinctes. En cas d'absence de résonance, les variables

aléatoires Δ^a ont toutes une moyenne nulle. Par contre, en cas de formation d'une résonance, les Δ^a admettent toutes pour moyenne $\frac{d\sigma^{\text{res}}}{d\Omega}$ la contribution de la résonance à la section efficace élastique. Ce résultat simple résulte de l'uniformité de la distribution angulaire d'une résonance et du choix délibéré de cases angulaires d'égales dimensions $\Delta \cos \theta^*$. Le fait que, dans les deux éventualités, n_A variables aléatoires admettent la même moyenne peut être résumé en considérant le meilleur estimateur (variance minimum) de cette grandeur au sens de la théorie statistique [44]: la moyenne de ses n_A déterminations pondérées par l'inverse de leurs variances

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^r = \frac{\sum_a \left(\frac{d\sigma^a}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\text{fond},a}}{d\Omega} \right) \times \frac{1}{(\delta\sigma^a)^2}}{\sum_a \frac{1}{(\delta\sigma^a)^2}} \quad (6.1)$$

Un calcul simple montre que l'écart-type δ^r de cette quantité s'exprime par:

$$\delta^r = \left(\frac{1}{\sum_a \frac{1}{(\delta\sigma^a)^2}} \right)^{1/2} \quad (6.2)$$

Ainsi les deux hypothèses prédisent des moyennes distinctes pour une variable aléatoire unique $\frac{d\sigma^r}{d\Omega}$ d'écart-type δ^r . Pour un découpage $(\delta \ln p_{\text{lab}}, \Delta \cos \theta^*)$ bien choisi sa densité de probabilité approche une loi de Gauss de sorte que l'on peut comparer numériquement sur les données expérimentales, la vraisemblance des deux hypothèses.

Pour ce faire, on remarque que celles-ci ne jouent pas des rôles symétriques. L'hypothèse d'absence de résonance est a priori la plus vraisemblable en l'état de nos connaissances avant l'expérience. C'est pourquoi nous la désignerons sous le nom d'"hypothèse conservatrice". Par opposition, nous appellerons la présence éventuelle d'une résonance l'"hypothèse révolutionnaire". Pour accepter de façon rationnelle une hypothèse révolutionnaire, on conçoit qu'il faut que les observations violent les prédictions de l'hypothèse conservatrice de façon "indéniable". Traditionnellement on introduit un niveau de confiance qui est la probabilité α des fluctuations admises pour la variable aléatoire de $\frac{d\sigma^r}{d\Omega}$, dans le

cadre de l'hypothèse conservatrice. Le choix du seuil α , bien que quelque peu subjectif, résulte essentiellement du nombre de fois que l'on effectue le test, nombre qui définit la taille d'un échantillon représentatif de la distribution de probabilité de la variable aléatoire de test. Dans notre cas, le nombre de cases d'impulsion incidente examinées est de l'ordre de 10^4 de sorte que nous avons choisi $\alpha = 0.9999$, ce qui correspond à une fluctuation positive limite de la variable de test égale à 3.7 écarts-type. En d'autres termes, la plus "petite" résonance pouvant être mise en évidence admet une section efficace différentielle limite égale à $3.7 \delta^r$. Le point

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|^r = \sigma_{\text{limite}} = 3.7 \delta^r \quad (6.3)$$

sépare dans le domaine de définition de la variable aléatoire de test deux demi-droites qui portent les noms traditionnels d'intervalle de confiance et de région critique. Un test statistique est dit optimum s'il est tel que la probabilité de réalisation de la variable aléatoire de test dans la région critique, dans le cadre de l'hypothèse révolutionnaire, est maximum. Les relations 6.1 à 6.3 définissent l'application à notre problème du test du rapport de vraisemblance [45], classique en statistique, dont on démontre qu'il est optimum au sens précédent. Cela signifie que, pour un seuil de confiance α donné qui fixe la probabilité $(1 - \alpha)$ de rejeter à tort l'hypothèse conservatrice, la probabilité de rejeter à tort l'hypothèse révolutionnaire est minimum.

Les deux issues possibles du test admettent une interprétation physique explicite si l'on rappelle que, moyennant les hypothèses répétées en début de chapitre, qui permettent de négliger les effets d'interférence, la section efficace d'une résonance de spin J de largeur Γ et d'élasticité x et donnée approximativement par

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{rés}} = \pi^2 x^2 \frac{\Gamma}{\Delta E} \text{Arctg} \frac{\Delta E}{\Gamma} \left(J + \frac{1}{2} \right) \quad (6.4)$$

formule identique à la relation 1.29 où ΔE est l'intervalle de masse de résonance correspondant à la taille $\delta \text{Lnp}_{\text{lab}}$, d'une case d'histogramme en impulsion incidente. Lorsque le test conclut à l'existence d'une résonance, l'identification de 6.4 et 6.1 fournit une relation entre la largeur,

l'élasticité et le spin de la structure mise en évidence. Dans le cas contraire, l'identification de 6.4 avec σ_{limite} , donne lieu à une relation analogue qui traduit la limite de sensibilité de l'expérience à des résonances étroites (cf. relation 1.31).

6.2 Structure des données et mise en oeuvre de la méthode

La mise en pratique du test statistique décrit au par. 6.1 réclame le choix de découpages dans l'espace ($\ln p_{\text{lab}}, \cos \theta^*$) et une méthode d'interpolation permettant d'estimer avec une erreur négligeable la section efficace de fond dans chaque case angulaire.

L'allure diffractive de la distribution angulaire du fond pour $\cos \theta^* > 0.4$ conduit à écarter les mesures de cette région pour rechercher des résonances. La section efficace du fond y est en effet, rapidement variable et supérieure d'au moins un ordre de grandeur à celle qui a cours pour $\theta^* = 90^\circ$.

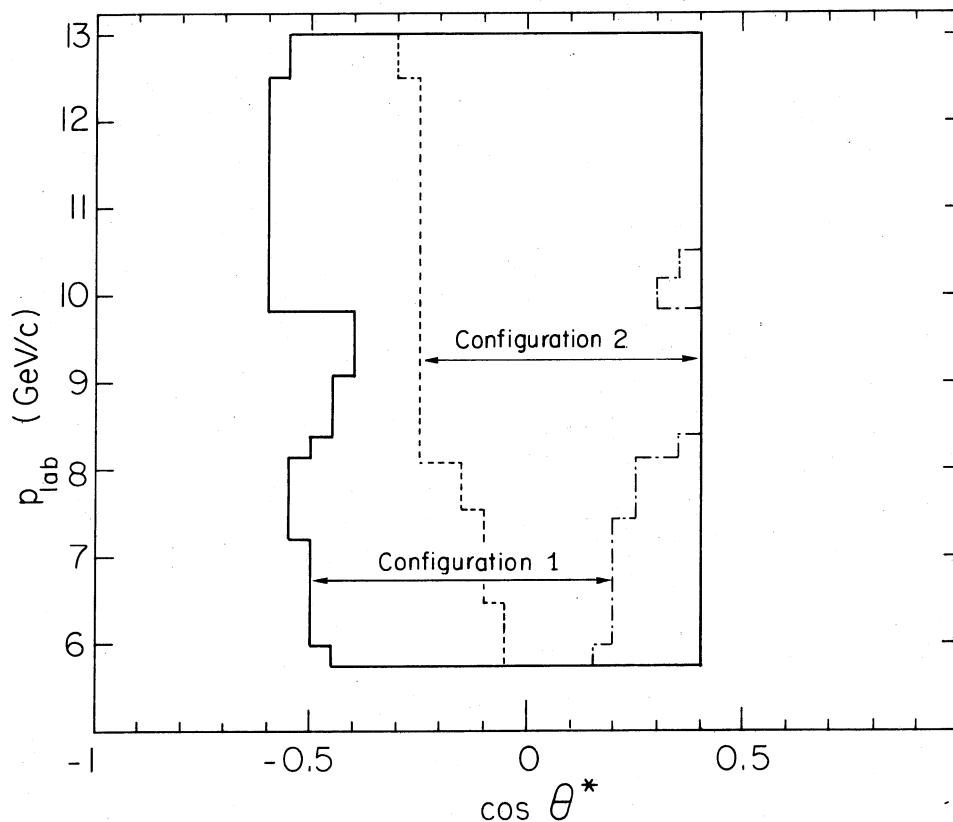


Fig. 6.1

Limites angulaires caractérisant le lot des événements pour la recherche des résonnants

Cette décision reproduit la pratique qui consiste, lors de l'estimation d'une grandeur pour laquelle de multiples mesures de diverses précisions sont disponibles, à écarter celles dont les erreurs sont notoirement plus élevées que les autres. Formellement, cela se traduit par la suppression de termes négligeables dans la formule 6.1. La fig. 6.1 illustre les limites du domaine couvert dans le plan $(\cos\theta^*, p_{lab})$. L'aspect de ligne brisée des frontières résulte des variations avec l'énergie de l'acceptance, ainsi que des différentes géométries utilisées pour le détecteur. On a représenté en pointillés, les limites correspondant aux deux "configurations"(*) d'événements, lorsqu'elles se distinguent des frontières globales. La fig. 6.2 présente un aspect des données expérimentales employées: les distributions de sections efficaces différentielles (corrigées pour évacuer une dépendance globale en énergie, inessentielle à ce niveau) en fonction de $\ln p_{lab}$ (avec un pas de 5×10^{-4}) pour les quatre intervalles couvrant le domaine $-0.4 \leq \cos\theta^* < 0.4$ avec un pas $\Delta\cos\theta^* = 0.2$.

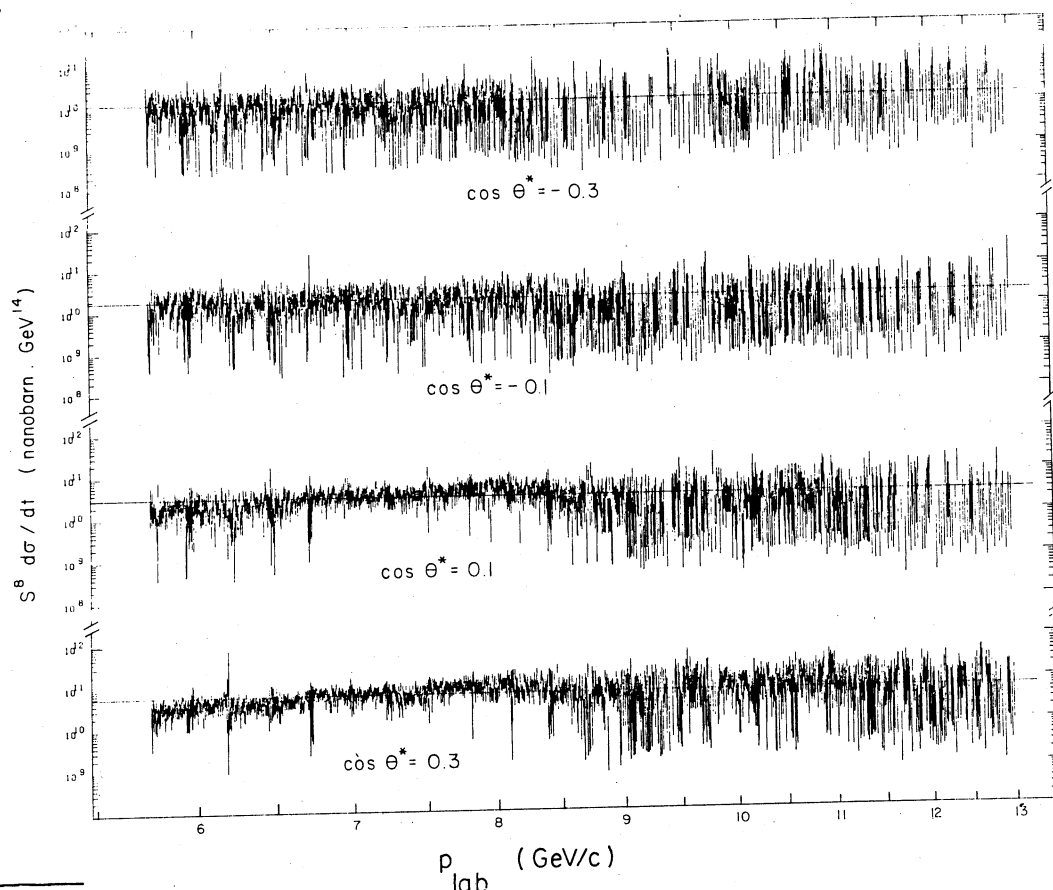


Fig. 6.2

(*) On rappelle que la "configuration" 1 (resp. 2) regroupe les événements dont le proton est diffusé dans le bras qui comporte (resp. ne comporte pas) le compteur Cerenkov et contribuent essentiellement à la partie "arrière" (resp. avant) de la distribution angulaire.

Le choix des découpages dans l'espace ($Lnp_{lab}, \cos\theta^*$) est essentiellement dicté par la largeur des résonances que l'on veut mettre en évidence. Le domaine de largeurs accessible par cette expérience est borné inférieurement par la résolution expérimentale de la mesure de l'impulsion des particules incidentes soit $\pm 2 \times 10^{-4}$ en valeur relative. L'importance que prennent les erreurs systématiques (mal connues), lorsque des interpolations entre des résultats obtenus dans des conditions expérimentales différentes (en l'occurrence le réglage du faisceau) sont nécessaires, empêche que l'expérience puisse être sensible à des largeurs correspondant à des intervalles $\delta p_{lab}/p_{lab}$ supérieurs à 8×10^{-3} . Conformément à la procédure indiquée au par. 1.2, nous avons choisi des découpages caractérisés par des pas en Lnp_{lab} formant une progression géométrique: [$\delta Lnp_{lab} = 2.5 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4}, 10^{-3}, 2 \times 10^{-3}, 4 \times 10^{-3}, 8 \times 10^{-3}$]. Pour éviter la perte de sensibilité triviale correspondant au fait qu'une résonance peut se trouver "à cheval" entre deux intervalles, deux essais caractérisés par des subdivisions décalées d'un demi-pas ont été systématiquement effectués.

Le découpage angulaire associé à une subdivision donnée en énergie, dépend de la statistique d'événements disponible. Nous avons choisi le nombre n_A de cases angulaires de façon que leur population moyenne dépasse 4. La normalité de la distribution de probabilité de la variable aléatoire de test $\frac{d\sigma^r}{d\Omega}$ est, dans ces conditions une approximation, certes grossière, mais utilisable. Il arrive à haute énergie que, pour des découpages en impulsions adaptés à la recherche de résonances étroites, la condition précédente ne soit pas vérifiée même avec $n_A = 1$ case. Ce fait traduit une luminosité insuffisante pour la recherche de structures aussi fines.

A deux exceptions près (les intervalles $6.71336 \leq p_{lab} < 6.71806$ GeV/c et $9.3877 \leq p_{lab} < 9.40273$ GeV/c sont dépourvus de mesures), les domaines d'impulsion couverts par des réglages de faisceau successifs admettent une intersection non vide. Le tableau 6.1 récapitule, pour chaque chevauchement, les mesures de section efficace obtenues séparément pour chaque réglage et donne une idée des erreurs systématiques entachant les procédures de normalisation décrites au chapitre 5. Ces résultats imposent, dans la mesure du possible, de ne pas mélanger les événements enregistrés

avec des réglages de faisceau distincts. Un autre facteur justifie cette option pour la recherche des résonances les plus étroites: les variations de la justesse du spectromètre focalisant sur l'intervalle $\Delta p_{lab}/p_{lab} = 0.04$ couvert par un réglage de faisceau. L'ordre de grandeur de l'effet est estimé à 5×10^{-4} (écart systématique entre les mesures de la même impulsion effectuées avec deux réglages de faisceau différents). Pour toutes les subdivisions de pas $\delta Lnp_{lab} < 2 \times 10^{-3}$, la recherche des résonances étroites est effectuée séparément pour chaque réglage. Cet impératif est par contre incompatible avec la procédure employée pour estimer la section efficace du fond, lorsque la largeur des résonances cherchées est de l'ordre de l'intervalle de masses couvert par un réglage de faisceau (cas des subdivisions de pas $\delta Lnp_{lab} = 4 \times 10^{-3}$ et 8×10^{-3}). En effet, la section efficace du fond de la case d'impulsion considérée et évaluée par une moyenne sur dix cases voisines et, comme lorsque le pas δLnp_{lab} dépasse 4×10^{-3} , chaque réglage de faisceau regroupe moins de onze cases d'impulsion, il est nécessaire de faire intervenir au moins une case d'un réglage différent. Les dix cases d'impulsion délimitant l'intervalle où l'on calcule la section efficace du fond sont choisies symétriquement, soit 5 de part et d'autre de la case considérée, sauf pour les dix cases appartenant aux extrémités des domaines couverts par chaque réglage lorsque le pas δLnp_{lab} est inférieur ou égal à 2×10^{-3} .

6.3 Résultats

6.3.1 Inventaire des pics

Le tableau 6.2 rassemble les anomalies les plus marquées: les 7 pics qui, interprétés comme des fluctuations du fond, correspondent à des probabilités de l'ordre de 2×10^{-3} ou plus petites. La fig. 6.3 présente les trois anomalies correspondant au faisceau réglé à une impulsion nominale de 6.10 GeV/c mises en évidence avec une subdivision de pas $\delta Lnp_{lab} = 2.5 \times 10^{-4}$. Les fluctuations No. 1 et 3 apparaissent vers l'arrière au contraire de l'anomalie No. 2. Elles présentent toutes les trois une largeur plus faible que la résolution expérimentale et donc ne peuvent être interprétées comme des résonances.

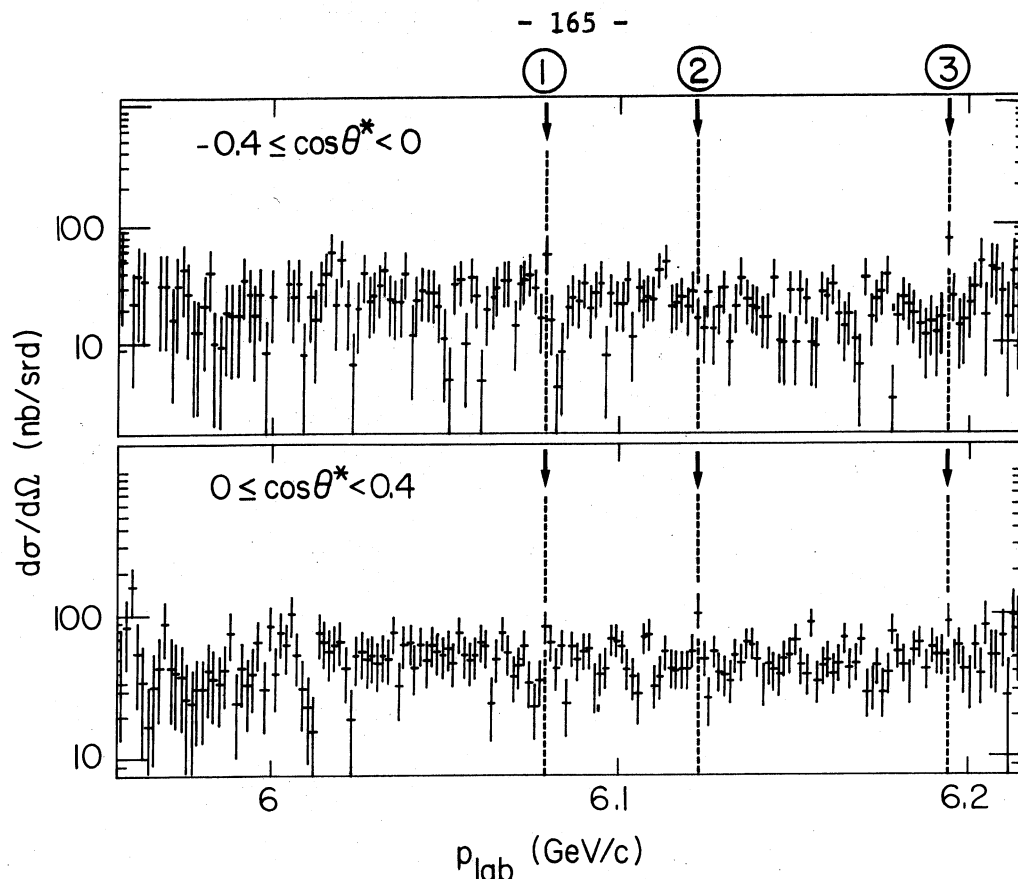


Fig. 6.3

L'anomalie No. 4 est observée lorsqu'on examine les données recueillies à 6.35 GeV/c avec une subdivision de pas $\delta \ln p_{lab} = 10^{-3}$ (fig. 6.4). Une simple inspection visuelle aurait difficilement décelé une telle structure.

La fig. 6.5 relative à l'observation de l'anomalie No. 5 par l'examen des données enregistrées à l'impulsion nominale de 8.25 GeV/c, avec une grille de pas $\delta \ln p_{lab} = 4 \times 10^{-3}$ est justiciable de la même remarque. L'interpolation pour l'estimation du fond, fait ici intervenir une case d'impulsion relative au réglage du faisceau à 8.55 GeV/c. La figure montre qu'elle est légitime. Les détails de la variation avec l'énergie de la section efficace au voisinage de l'anomalie No. 5 apparaissent à la fig. 6.6. Le profil de la distribution, bien que présentant une oscillation pour $-0.2 \leq \cos \theta^* < 0$ ne justifie pas l'interprétation de l'anomalie comme une résonance.

L'anomalie No. 6 (fig. 6.7) est un pic étroit décelé avec une subdivision de pas $\delta \ln p_{lab} = 5 \times 10^{-4}$ dans la partie arrière ($-0.4 < \cos \theta^* < 0$) de la distribution angulaire mesurée à l'impulsion nominale de 8.55 GeV/c.

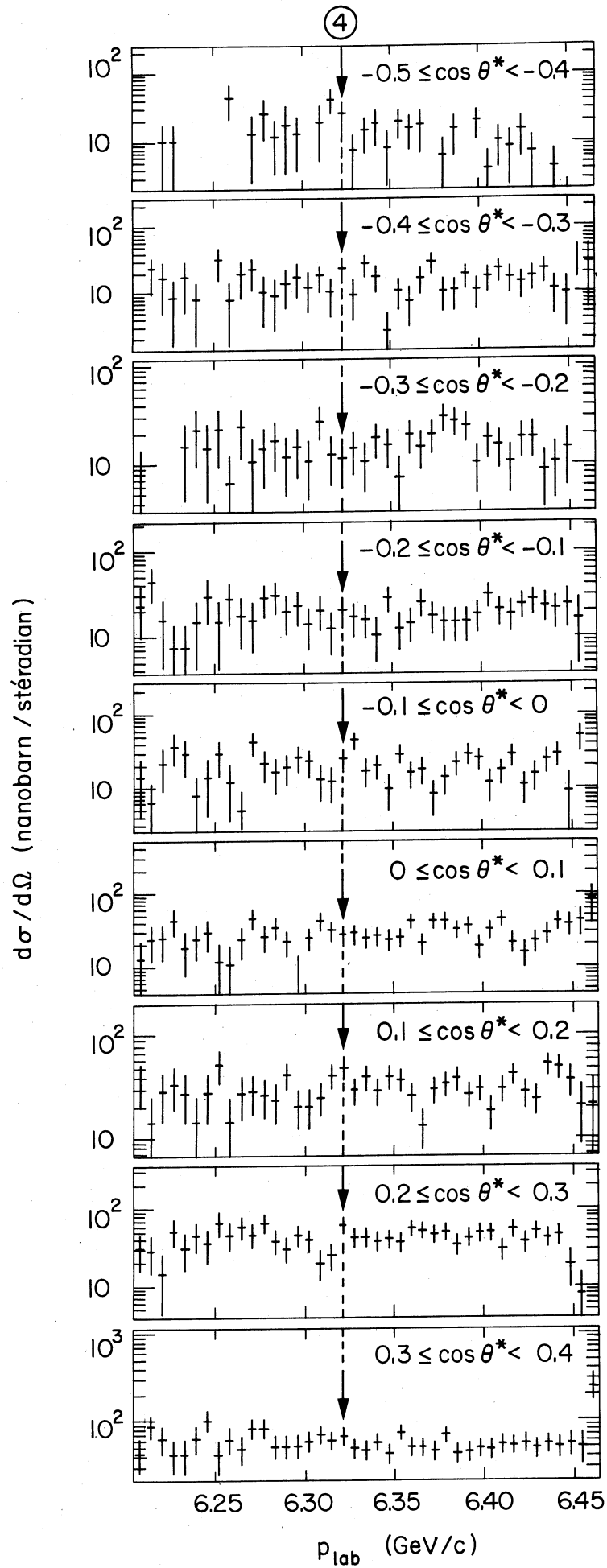


Fig. 6.4

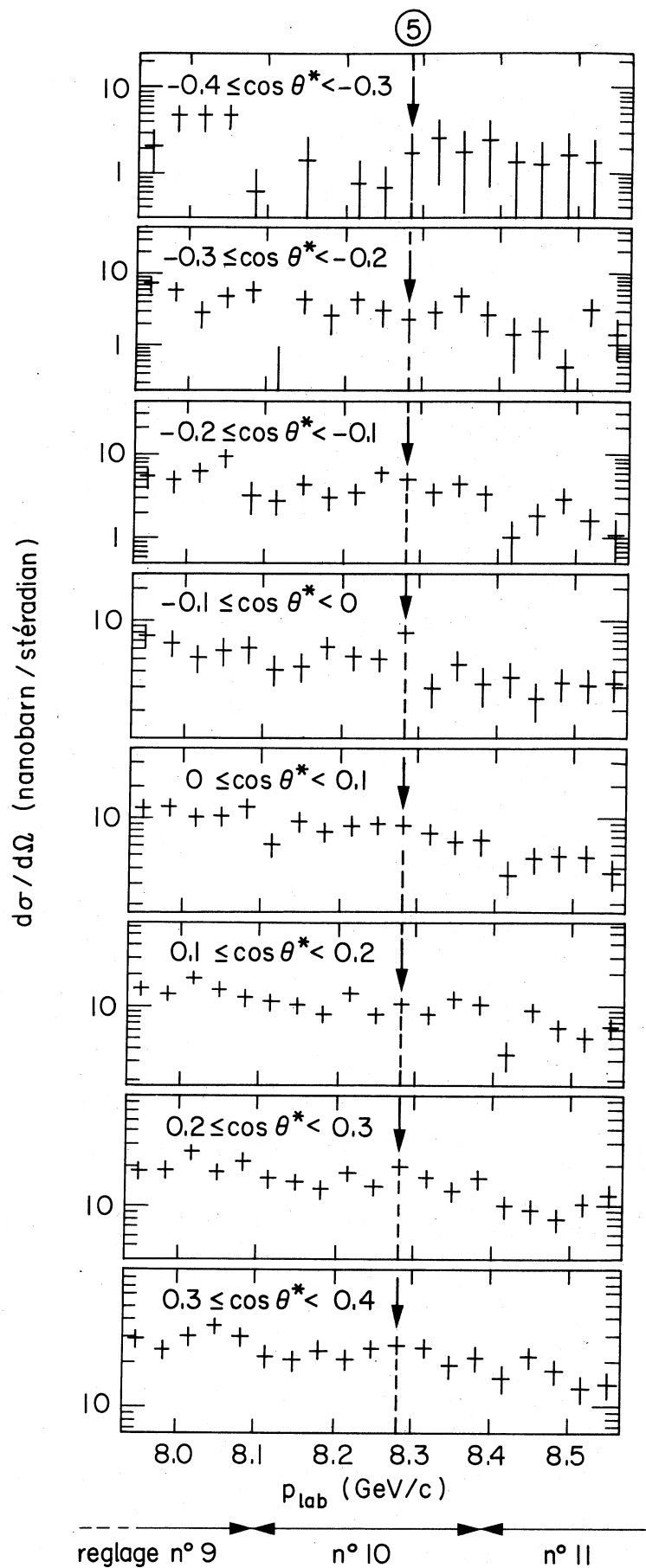


Fig. 6.5

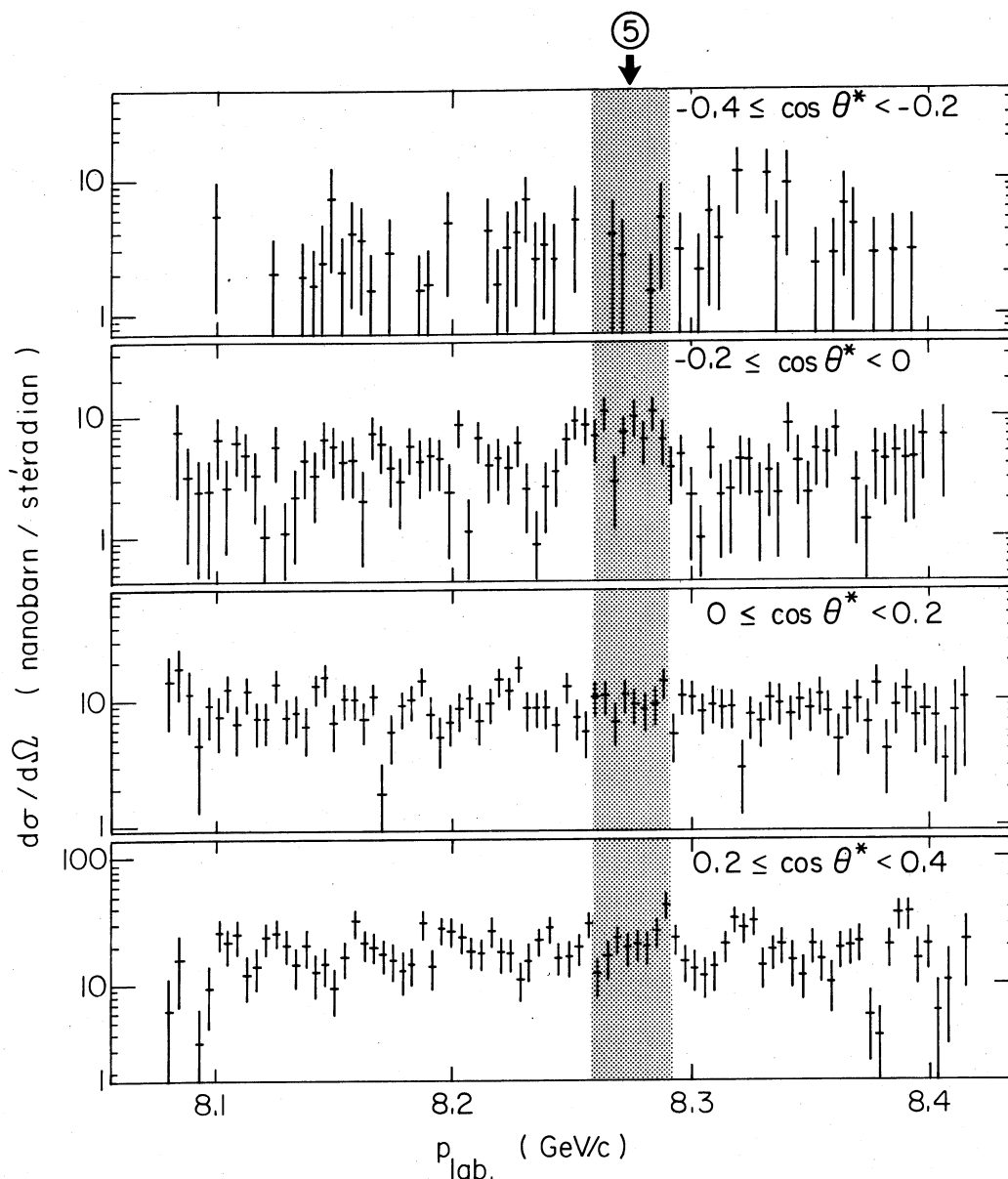


Fig. 6.6

Enfin, l'anomalie No. 7 a été mise en évidence à l'impulsion nominale de 10.70 GeV/c. Le pic correspondant (fig. 6.8) apparaît dans la partie avant de la distribution angulaire ($0 \leq \cos \theta^* < 0.4$) non loin de la frontière avec le réglage de faisceau précédent^(*). Le degré de signification de ce résultat obtenu avec une subdivision de pas $\Delta L n p_{lab} = 8 \times 10^{-3}$ est assez faible car l'estimation du fond nécessite d'interpoler entre des données recueillies avec trois réglages de faisceau (10.35,

(*) Sur la fig. 6.8 l'absence de mesure pour $p_{lab} \approx 10.9$ GeV/c indique que l'on n'a pas considéré les résultats correspondant au recouvrement des réglages à 10.70 et 11.10 GeV/c.

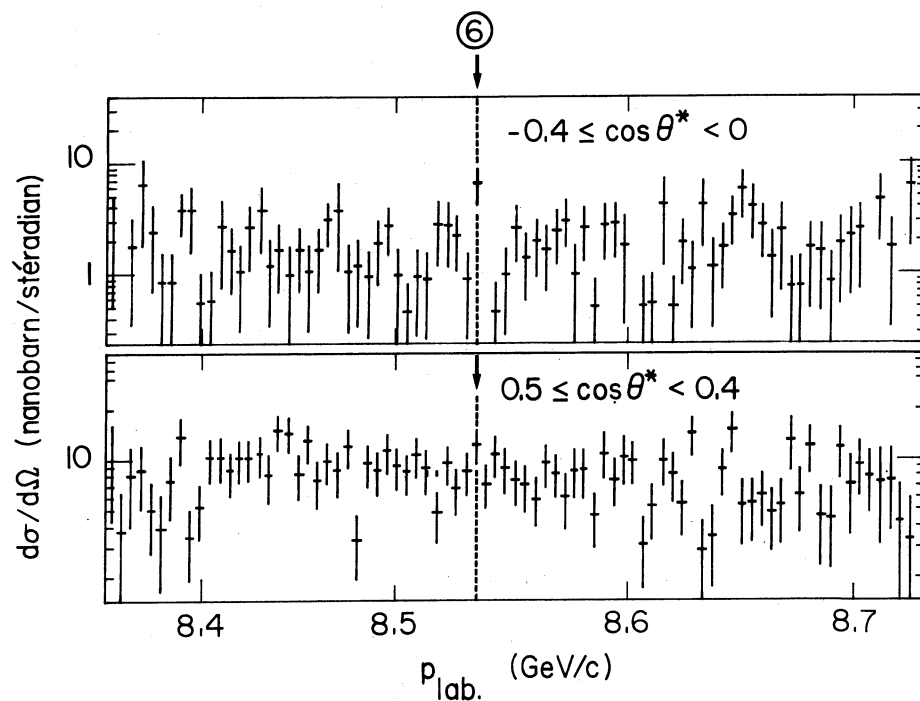
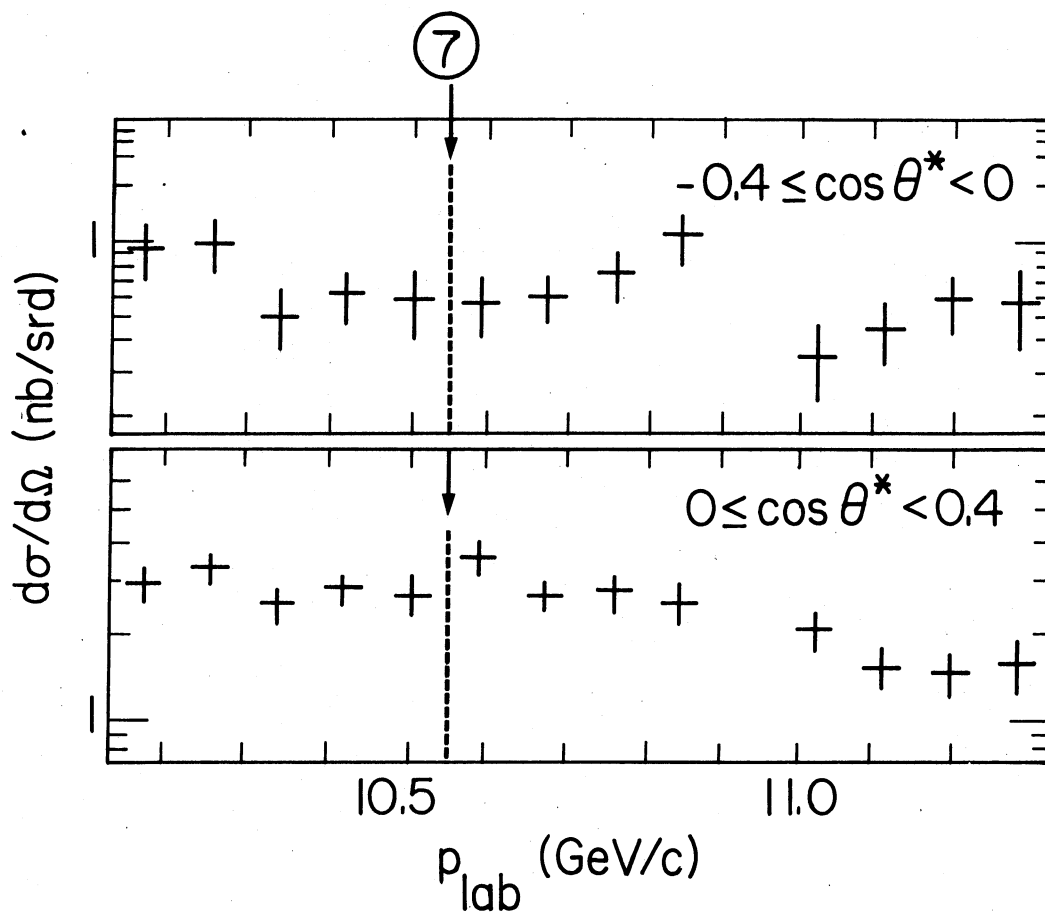


Fig. 6.7



réglage n°16 n°17 n°18

Fig 6.8

10.70, 11.10 GeV/c). Les anomalies No. 5 et 7 reflètent les oscillations à grande échelle de la section efficace décrites au chapitre 7.

En conclusion, aucune résonance n'a été mise en évidence avec un seuil de confiance de 10^{-4} . Les remarques suivantes corroborent ce résultat:

- (a) Le nombre d'anomalies mises en évidence est de 7 alors qu'environ 10 000 cases d'impulsion ont été examinées. Considérant les probabilités comme des limites de fréquence d'événements, on aurait dû, dans ces conditions, déceler 20 anomalies au seuil de 2×10^{-3} . Le fait que le nombre de fluctuations répertoriées est inférieur à cette prédiction est conforme à l'hypothèse d'absence de résonances.
- (b) La corrélation observée entre les masses où les anomalies apparaissent et le pas des subdivisions employées pour les mettre en évidence s'explique par la diminution avec l'énergie du nombre d'événements élastiques disponibles. En particulier, aucune recherche réaliste des résonances de masses supérieures à 4 GeV n'a pu être menée pour une subdivision de pas $\delta L_{np_{lab}} = 2.5 \times 10^{-4}$. Par ailleurs, pour des pas fins, le nombre de tests statistiques effectués est élevé (il y a typiquement 160 cases larges de 2.5×10^{-4} par réglage de faisceau) de sorte que des fluctuations statistiques de faible probabilité peuvent être mises en évidence.

6.3.2 Limites supérieures à la formation de résonances dans la diffusion élastique $\pi^- p$ à grand angle

En l'absence de résonance, le test statistique permet, comme indiqué au par. 6.2, d'obtenir une limite inférieure σ_{limite} pour la section efficace d'un effet décelable. En retour ce résultat constitue une limite supérieure de la section efficace des résonances qui peuvent exister dans le système $\pi^- p$ mais sont trop étroites ou dont le couplage à la voie élastique est trop faible, pour que cette expérience soit à même de les détecter. Dans le cadre des approximations qui consistent à négliger les termes d'interférence, la sensibilité de l'expérience s'exprime à l'aide d'une relation entre la largeur, l'élasticité et le spin, d'une structure possédant la section efficace limite

$$\sigma_{\text{limite}} = \kappa^2 x^2 \frac{\Gamma}{\Delta E} \text{Arctg} \frac{\Delta E}{\Gamma} \left(J + \frac{1}{2} \right) \quad (6.5)$$

Dans le second membre, ΔE caractérise le test effectué: il s'agit de l'intervalle en masse de résonance qui correspond au pas $\delta \text{Ln} p_{\text{lab}}$ de la subdivision employée. La fig. 6.9 présente les distributions de σ_{limite} obtenues pour les différents découpages essayés. On observe que la sensibilité de l'expérience s'améliore d'une part lorsque l'énergie augmente (à cause de la décroissance rapide $\sim s^{-8}$ de la section efficace du fond) et, d'autre part, à mesure que croît $\delta \text{Ln} p_{\text{lab}}$ le pas de la subdivision en impulsion (parce que l'erreur statistique diminue en valeur relative). Les variations de luminosité expliquent à la fois les discontinuités que l'on observe aux frontières entre réglages de faisceau (l'effet est particulièrement visible entre 9.60 et 10 GeV/c) et le profil en dents de scie des courbes correspondant aux découpages fins en énergie (les spectres

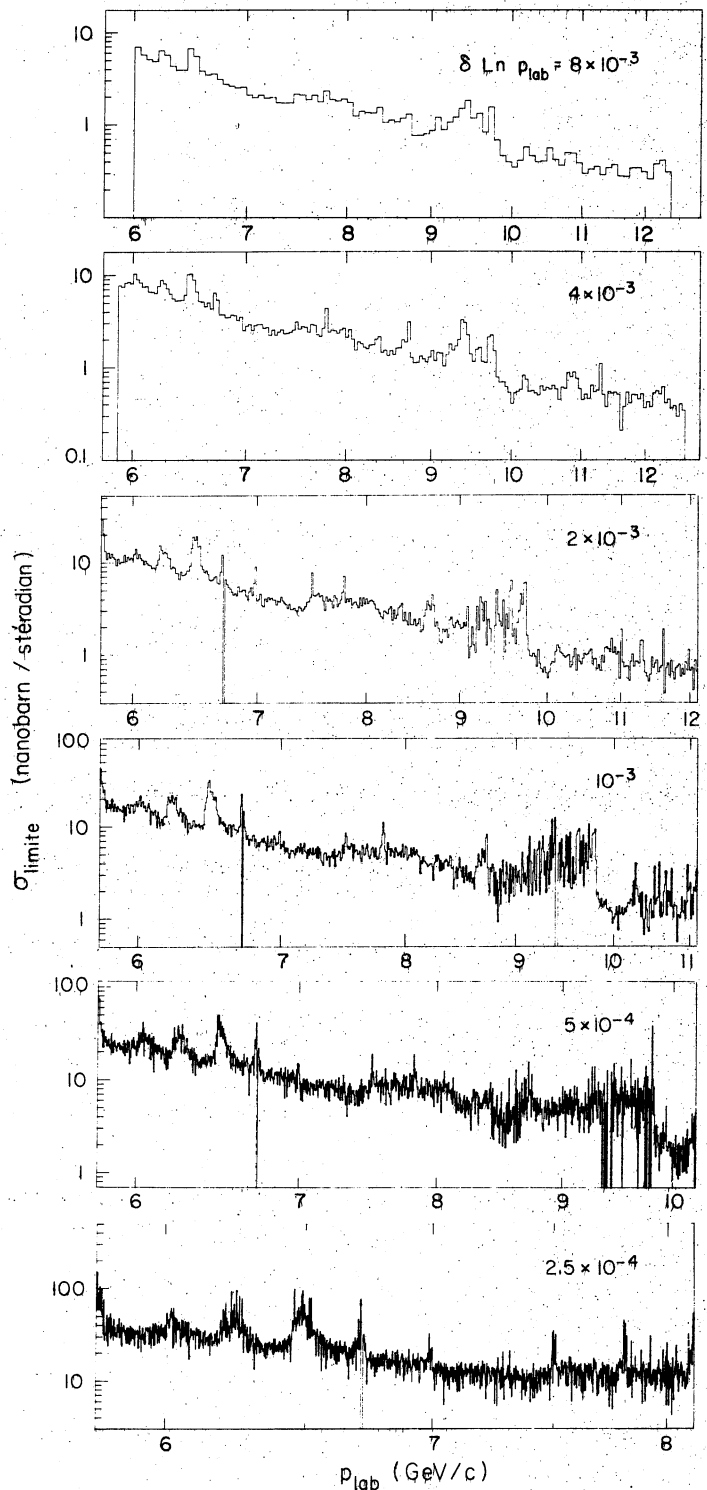


Fig. 6.9

d'impulsion de faisceau s'affaiblissent aux extrémités des réglages); l'arrêt avant la fin des domaines d'impulsion, des courbes obtenues avec des découpages fins en énergie, traduit l'insuffisance de la luminosité pour mettre en évidence des structures étroites à haute énergie.

La sensibilité globale de l'expérience pour une énergie est obtenue en regroupant les résultats de tous les découpages essayés. Comme on l'a vu au par. 1.2, elle est représentée dans le plan (Γ, x) par deux réseaux de courbes. D'une part, dans la région où la statistique et la résolution sont suffisantes pour que la largeur de la structure cherchée soit mesurable, la courbe limite se confond avec l'arc, d'équation $(J + 1/2)\Gamma x^4 = \text{cte}$, enveloppe des courbes d'équations (6.5) correspondant aux différentes subdivisions en énergie (ΔE). D'autre part, dans la région des petites largeurs, elle tend vers la courbe $(J + 1/2)\Gamma x^2 = \text{cte}$, asymptote de l'arc d'équation (6.5) correspondant au plus petit ΔE utilisable. Le tableau 6.3 rassemble les résultats obtenus pour $p_{\text{lab}} = 6.1, 10$ et 11.5 GeV/c. La fig. 6.10 illustre le cas de 10 GeV/c:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{enveloppe: } (J + 1/2)\Gamma x^4 = 5 \times 10^{-10} \text{ MeV} \\ \text{asymptote: } (J + 1/2)\Gamma x^2 = 1.2 \times 10^{-5} \text{ MeV} \end{array} \right. \quad (6.6)$$

$$(6.7)$$

En conclusion, aucune résonance n'a été mise en évidence dans le domaine de sensibilité de l'expérience (élasticités supérieures à 0.5% et largeurs couvrant deux ordres de grandeur autour du MeV pour des masses comprises entre 3.5 et 5 GeV domaine qui jusqu'alors était inexploré).

Les quelques remarques qui suivent insistent sur les principales approximations employées pour aboutir à cette conclusion.

- (a) La validité du test et en particulier la signification du niveau de confiance reposent sur l'hypothèse de normalité de la loi de répartition de la variable aléatoire $\frac{d\sigma}{d\Omega}|^r$ (formule 6.1). L'histogramme de la fonction de répartition de $1/\delta^r \frac{d\sigma}{d\Omega}|^r$, obtenu pour une subdivision de pas $\delta \ln p_{\text{lab}} = 10^{-3}$, montre que cette hypothèse est raisonnablement approchée.

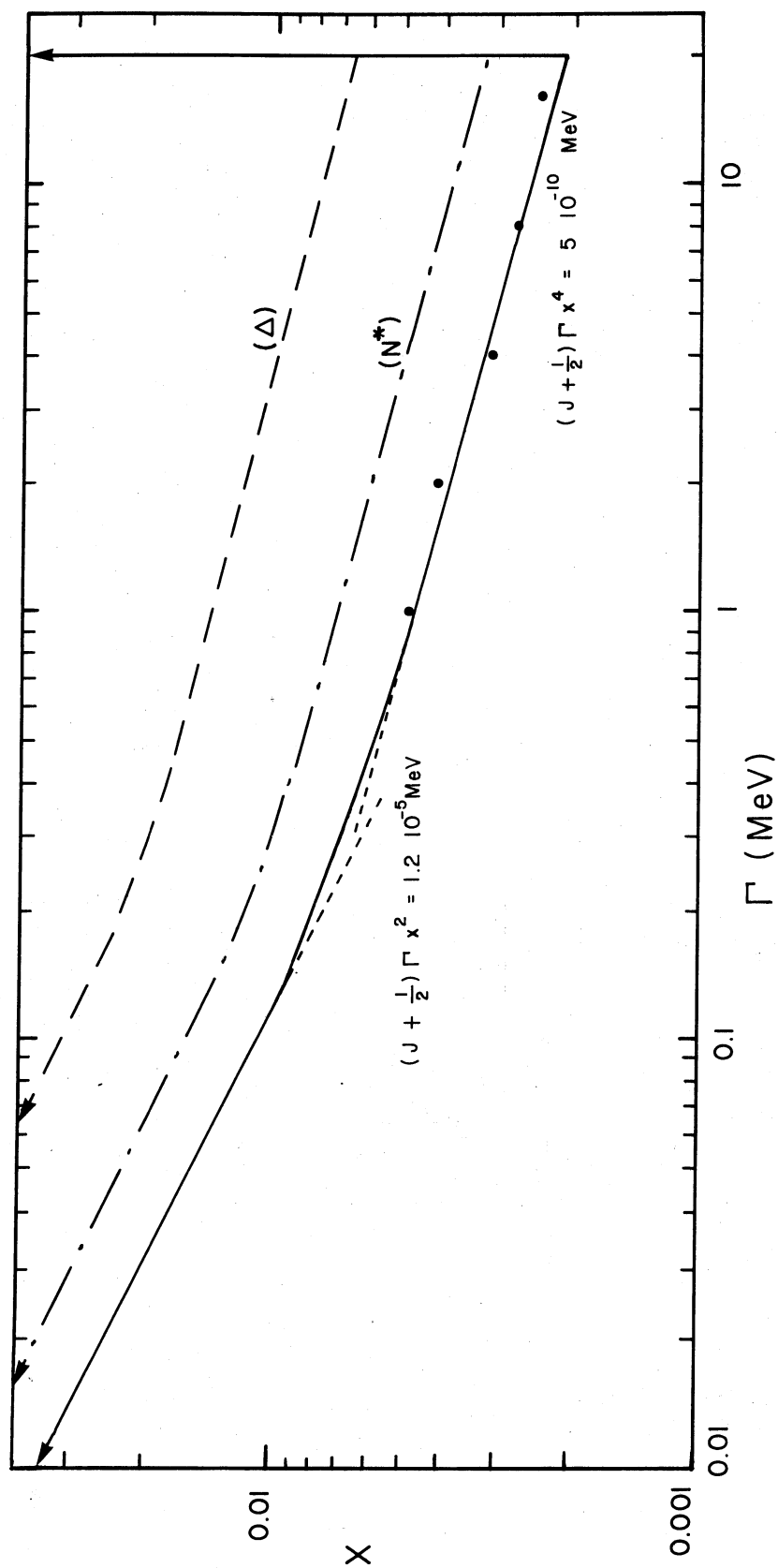


Fig. 6.10

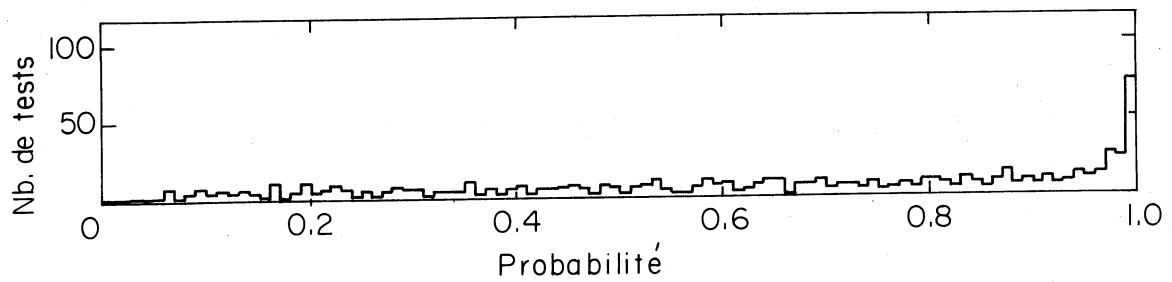


Fig. 6.11

(b) Le facteur $J + 1/2$ décrivant la dépendance en spin de la sensibilité de l'expérience appelle deux commentaires. D'une part, puisqu'elle n'a été explicitement vérifiée que dans le cas d'une onde $s^{1/2}$, l'approximation consistant à négliger les termes d'interférence est discutable dans les autres cas. D'autre part, le facteur de spin ne vaut rigoureusement^(*) $J + 1/2$ que pour la contribution de la formation d'une résonance de spin J à la section efficace élastique totale. Dans l'exemple particulier considéré au par. 1.2 ($-0.4 \leq \cos \theta^* < 0$), le calcul conduit à $0.59 + 0.9 J$ - résultat applicable pour $J \geq 5/2$ - soit à un facteur systématiquement inférieur de 10% à $J + 1/2$ pour les hauts spins. Plus généralement, le régime linéaire ($a + bJ$) s'établit lorsque l'intervalle où est prise la moyenne de la section efficace différentielle est plus étendu que la "période" des oscillations de la distribution angulaire caractéristiques du spin. La modestie de l'écart entre le facteur de spin effectif et l'approximation $J + 1/2$ nous a conduit à adopter celle-ci pour simplifier la présentation des résultats obtenus par une méthode où la section efficace différentielle est moyennée sur des intervalles angulaires variables avec l'énergie et la largeur des structures cherchées.

(c) L'élasticité x considérée dans la discussion précédente constitue le rapport de branchement de la désintégration de la résonance R en $\pi^- p$. Il est d'usage de caractériser une résonance (état pur d'isospin) par sa probabilité totale x_R de désintégration vers l'ensemble des états finals du système pion-nucléon: $\pi^- p$ et

(*) Cette réserve ne s'applique évidemment pas au cas d'une résonance de spin $1/2$ dont la distribution angulaire est isotrope.

$\pi^0 n$. Pour obtenir l'élasticité x mesurée, on doit multiplier l'élasticité totale x_R par le carré de l'amplitude de probabilité de désintégration dans la voie $\pi^- p$ (coefficient de Clebsh-Gordan projetant le vecteur d'état de la résonance sur celui des particules de l'état final) soit:

$$x = \frac{1}{3} x_{\Delta} \quad \text{isospin } 3/2$$

$$x = \frac{2}{3} x_N \quad \text{isospin } 1/2.$$

Les limites de sensibilité appropriées aux N^* et aux Δ , ont été portées en pointillé sur la fig. 6.10.

- (d) L'absence de conclusion pour les résonances étroites de masses élevées (> 4 GeV) est essentiellement une limitation de la méthode. La réf. [1] présente les résultats d'investigations complémentaires qui consistent à étudier la distribution en p_{lab} de la section efficace différentielle intégrée sur l'intervalle $-0.4 \leq \cos \theta^* < 0.4$. Dans chaque case de mesure (la subdivision choisie a un pas $\delta \ln p_{lab} = 5 \times 10^{-4}$), la section efficace mesurée est comparée à la section efficace du fond obtenu par un ajustement de la forme $\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp[a + b p_{lab} + c p_{lab}^2]$ sur tous les points expérimentaux, en calculant l'intervalle de confiance de la distribution de Poisson. Aucune fluctuation statistique de probabilité inférieure à 10^{-5} n'a été décelée par cette méthode.

TABLEAU 6.1

Comparaison des sections efficaces intégrées sur le domaine angulaire défini par $|\cos\theta| < 0.3$ mesurées dans les zones de recouvrement entre réglages de faisceau

Réglage inférieur P_{lab} (GeV/c)	Réglage supérieur P_{lab} (GeV/c)	Largeur du recouvrement $\Delta p/p$ (10^{-3})	$\Delta\sigma_{inf}$ nb	$\Delta\sigma_{sup}$ nb	χ^2	$\frac{\Delta\sigma_{sup}}{\Delta\sigma_{inf}}$
5.90	6.10	9.6	147.86 $\pm$ 7.88	124.83 $\pm$ 9.33	3.56	0.844
6.10	6.35	2.7	125.48 $\pm$ 15.45	86.06 $\pm$ 13.96	3.59	0.686
6.35	6.60	4.7	97.09 $\pm$ 6.99	92.99 $\pm$ 10.27	0.11	0.958
6.60	6.85	(0.7)		Pas de recouvrement		
6.85	7.10	6.1	76.08 $\pm$ 4.60	65.85 $\pm$ 3.69	3.01	0.866
7.10	7.35	6.4	59.61 $\pm$ 3.51	47.84 $\pm$ 2.99	6.50	0.803
7.35	7.65	2.0	28.27 $\pm$ 5.77	56.00 $\pm$ 9.08	6.64	1.981
7.65	7.95	1.7	34.27 $\pm$ 6.72	45.98 $\pm$ 9.20	1.06	1.342
7.95	8.25	6.0	39.53 $\pm$ 3.02	25.03 $\pm$ 2.13	15.37	0.633
8.25	8.55	6.1	25.53 $\pm$ 2.31	13.08 $\pm$ 1.64	19.32	0.512
8.55	8.90	1.8	18.25 $\pm$ 5.77	12.09 $\pm$ 4.57	0.70	0.662
8.90	9.20	8.7	11.77 $\pm$ 1.40	6.63 $\pm$ 1.19	7.82	0.564
9.20	9.60	(1.6)		Pas de recouvrement		
9.60	10.00	1.3	5.27 $\pm$ 5.27	6.18 $\pm$ 2.76	0.02	1.171
10.00	10.35	6.5	6.18 $\pm$ 0.78	6.70 $\pm$ 1.03	0.16	1.085
10.35	10.70	9.5	4.37 $\pm$ 0.65	5.17 $\pm$ 0.68	0.70	1.181
10.70	11.10	4.2	6.01 $\pm$ 1.38	4.11 $\pm$ 1.10	1.16	0.684
11.10	11.50	4.9	3.95 $\pm$ 0.93	1.16 $\pm$ 0.44	7.37	0.293
11.50	11.90	10.0	1.20 $\pm$ 0.35	1.48 $\pm$ 0.43	0.26	1.232
11.90	12.30	8.7	1.33 $\pm$ 0.37	0.90 $\pm$ 0.37	0.69	0.676
12.30	12.70	9.1	1.06 $\pm$ 0.35	1.81 $\pm$ 0.41	1.91	1.713

TABLEAU 6.2
Fluctuations statistiques de probabilités inférieures à 2×10^{-3}

No. de l'anomalie	P_{lab} (GeV/c)	$\sqrt{s}$ (GeV)	Largeur de la case d'impulsion incidente $\Delta p_{lab}/P_{lab}$	Probabilités de fluctuation du fond		
				Les 2 config.	Conf. 1	Conf. 2
1	6.07708	3.5081	2.5×10^{-4}	1.4×10^{-3}	5.8×10^{-3}	1.9×10^{-2}
2	6.11977	3.5195	2.5×10^{-4}	$> 5.8 \times 10^{-2}$	$> 8.5 \times 10^{-2}$	1.4×10^{-3}
3	6.19056	3.5383	2.5×10^{-4}	1.2×10^{-4}	4.2×10^{-3}	$> 2.0 \times 10^{-2}$
4	6.3180	3.572	1×10^{-3}	4.7×10^{-2}	$> 3 \times 10^{-1}$	1.4×10^{-3}
5	8.2639	4.051	4×10^{-3}	1.7×10^{-3}	2.8×10^{-2}	7.7×10^{-2}
6	8.53052	4.1122	5×10^{-4}	2.1×10^{-3}	1.24×10^{-2}	$> 6.9 \times 10^{-2}$
7	10.548	4.554	8×10^{-3}	29×10^{-2}	5.5×10^{-1}	2.3×10^{-4}
	10.590		8×10^{-3}	8.5×10^{-2}	3.0×10^{-1}	2.3×10^{-4}

TABLEAU 6.3

Limite de sensibilité de l'expérience à des résonances étroites pour
trois énergie particulières

p_{lab} (GeV/c)	$\sqrt{s}$ (GeV)	Enveloppe ^(a) $(J + 1/2)\Gamma x^4$	Asymptote ^(a) $(J + 1/2)\Gamma x^2$	$\Delta E_{min}^{(b)}$ (keV)
6.10	3.51	2.4×10^{-2}	50	408
10.00	4.44	0.5×10^{-3}	12	1050
11.50	4.74	0.5×10^{-3}	24	4550

(a) Voir le texte.

(b) Largeur de la case en énergie correspondant à la plus fine subdivision utilisable pour recherche des résonances étroites, compte tenu de la résolution et de la luminosité.

7. SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE ET MODELES DE PARTONS

7.1 Généralités

Les modèles phénoménologiques [46] applicables aux diffusions hadroniques à grand angle ($\theta^* \sim 90^\circ$) appartiennent à deux catégories suivant qu'est postulée ou non l'existence de constituants élémentaires dans les hadrons: les partons.

Les approches les plus anciennes ne formulent pas cette hypothèse. Elles consistent en l'extrapolation à la région des grands angles, de modèles développés pour rendre compte soit des pics avant et arrière observés dans la plupart des réactions à deux corps - diffraction, périphérisme -, soit de la production inclusive de hadrons avec des impulsions transverses modérées ($p_T < 2 \text{ GeV/c}$) - modèle statistique. Ces deux types de description réclament l'existence de résonances de masses élevées (supérieures ou égales à l'énergie de collision $\sqrt{s}$). Par ailleurs ces modèles font intervenir une constante, ayant la dimension d'une longueur, qui définit une taille typique des systèmes hadroniques ($R \sim 0.1$ à 1 fm). Enfin, ils prévoient une décroissance exponentielle de la section efficace différentielle à θ^* fixé, avec l'énergie de la collision $\sqrt{s}$ (ou l'impulsion transverse $p_T \sim \frac{\sqrt{s}}{2} \sin\theta^*$), décroissance qui résume cet aspect des résultats expérimentaux pour $p_T \leq 2 \text{ GeV/c}$.

L'étude de réactions inclusives faisant intervenir des transferts d'impulsions plus élevés a permis de mettre en évidence des phénomènes nouveaux. L'observation de l'invariance d'échelle dans la diffusion profondément inélastique de leptons par des nucléons a donné naissance au modèle naïf des partons [4]. Les structures observées y sont interprétées comme le résultat de diffusions élastiques incohérentes du lepton sur des constituants élémentaires du nucléon: les partons. D'autre part, la mesure des sections efficaces de production inclusive de hadrons à grands moments transverses ($p_T > 2 \text{ GeV/c}$) dans les collisions proton-proton aux ISR [47] a fait apparaître une déviation par rapport à la loi exponentielle caractéristique du modèle statistique. Il semble ainsi que la longueur d'onde qui, par le principe d'incertitude, correspond à une impulsion transverse, p_T , supérieure à 2 GeV/c , soit suffisante pour résoudre des détails inattendus de la densité spatiale de la matière hadronique ou, autrement dit, révéler que la structure des hadrons est granulaire.

Dans notre expérience l'impulsion transverse se situe au début du domaine d'observabilité des nouveaux phénomènes: par exemple à 10 GeV/c et pour $\theta^* = 90^\circ$, $p_T = 2.2$ GeV/c. La comparaison de nos résultats avec les prédictions des extrapolations des modèles de partons au cas des processus exclusifs est donc d'actualité. C'est pourquoi nous avons choisi de limiter l'interprétation phénoménologique de notre expérience aux modèles de cette catégorie. Cette restriction arbitraire n'enlève rien à l'intérêt des modèles géométriques [48] et statistiques [49,50] qui n'ont pas été examinés. En particulier, une expérience récente [17] indique la présence de structures en angle et en énergie dans la diffusion élastique $\pi^- p$ pour $2 \leq p_{lab} \leq 9.5$ GeV/c dont une, observée pour $p_{lab} = 8$ GeV/c, se situe dans notre domaine d'exploration. Les auteurs de la réf. [17] suggèrent d'interpréter les oscillations qu'ils observent comme les "fluctuations d'Ericson" que prédisent certains modèles statistiques [51]. Nous n'avons pas mené, à ce sujet, d'investigation plus poussée que la simple inspection visuelle (par. 7.2) essentiellement à cause du niveau élevé de nos erreurs systématiques.

7.2 Résultats expérimentaux

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de la diffusion élastique est une fonction de deux variables indépendantes. Dans le plan de p_{lab} et $\cos\theta^*$, couple de variables communément adopté, le domaine couvert par les mesures est défini par

$$\begin{aligned} 5.78 \leq p_{lab} \leq 13 \text{ GeV/c} & \quad (a) \\ |\cos\theta^*| \leq 0.7 & \quad (b). \end{aligned} \tag{7.1}$$

Les limites angulaires sont des extrêma qui englobent les bornes effectives, variables avec p_{lab} (acceptance; géométries du dispositif expérimental). Une description équivalente fait intervenir les invariants s et t et la section efficace différentielle invariante $\frac{d\sigma}{dt}$. Le tableau 7.1 rassemble les valeurs numériques des mesures de $\frac{d\sigma}{dt}$ correspondant aux vingt-deux réglages de faisceau (intervalles de p_{lab} larges de 4% en valeur relative) pour des intervalles de 0.02 unités de $\cos\theta^*$. Ces points portés sur un diagramme de $\frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de t (figs 7.1(a,b)) se répartissent en deux régions:

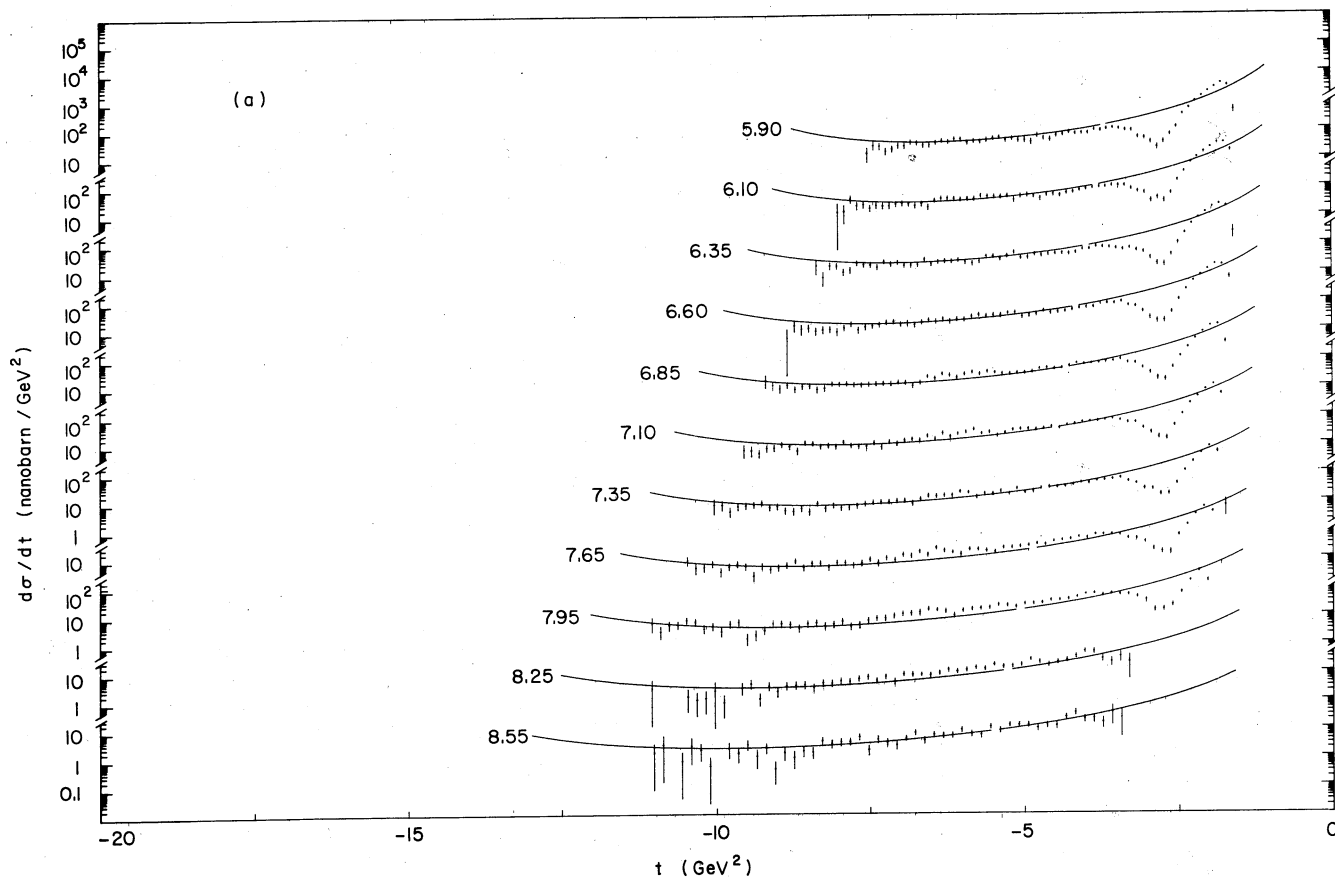


Fig. 7.1(a)

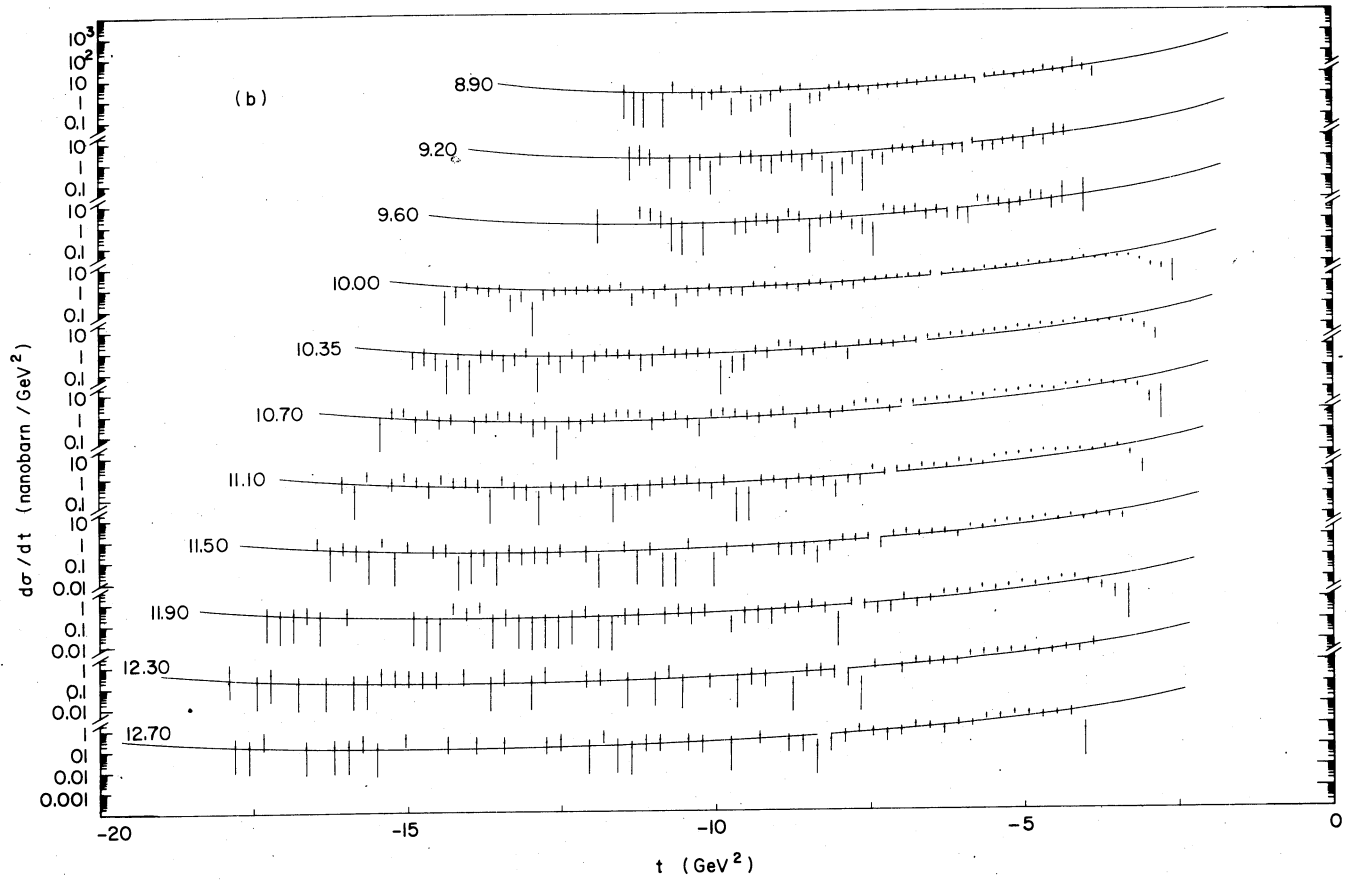


Fig. 7.1(b)

- (a) Le domaine des petits transferts: $t > -3 \text{ GeV}^2$, exploré seulement à basse énergie ($5.90 \leq p_{\text{lab}} \leq 7.95 \text{ GeV/c}$) est caractérisé par une distribution en t d'allure diffractive (fig. 7.1(a)): une exponentielle décroissante suivie d'un minimum pour $t_{\text{min}} = -2.8 \text{ GeV}^2$ (le second minimum de diffraction d'après les expériences [52] ayant mesuré la diffusion élastique vers l'avant). Dans cette région, les variations avec l'énergie de $\frac{d\sigma}{dt}$ pour des valeurs fixes de t sont lentes.
- (b) Le domaine des grands angles: $t < -3.5 \text{ GeV}^2$ est caractéristique d'une section efficace différentielle invariante $\frac{d\sigma}{dt}$ factorisée en le produit d'une fonction de l'énergie rapidement décroissante et d'une fonction de $\cos\theta^*$. Les distributions en impulsion (fig. 7.2^(*)) des sections efficaces $\Delta\sigma$ intégrées sur 4 intervalles angulaires:

$$-0.4 \leq \cos\theta^* < -0.2; -0.2 \leq \cos\theta^* < 0; 0 \leq \cos\theta^* < 0.2; 0.2 \leq \cos\theta^* < 0.4 \quad (7.2)$$

reflètent ces propriétés. Les lignes en trait continu matérialisent le résultat d'un ajustement^(**) du facteur de normalisation σ_0 du modèle CIM:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma_0 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-8} f(\theta^*) \quad (7.3)$$

La rapidité de la décroissance en énergie de $\frac{d\sigma}{dt}$ est explicite sur la formule (7.3). Cette tendance semble se poursuivre à plus haute énergie si l'on en croit les points de la réf. [23] relatifs à $p_{\text{lab}} = 20$ et 30 GeV/c . D'autre part, la validité approximative d'une paramétrisation avec une valeur unique de l'exposant sur tout le domaine angulaire (le parallélisme des lignes) témoigne de l'invariance de la forme de la distribution angulaire avec p_{lab} . La comparaison des résultats expérimentaux de cette région des grands angles avec les modèles de partons qui précisément, s'appliquent dans ce domaine fait l'objet du paragraphe 7.3.

(*) Le domaine de p_{lab} a été divisé en 44 intervalles; deux points correspondent donc à chaque réglage de faisceau.

(**) Décrit en détail au paragraphe 7.3.1.

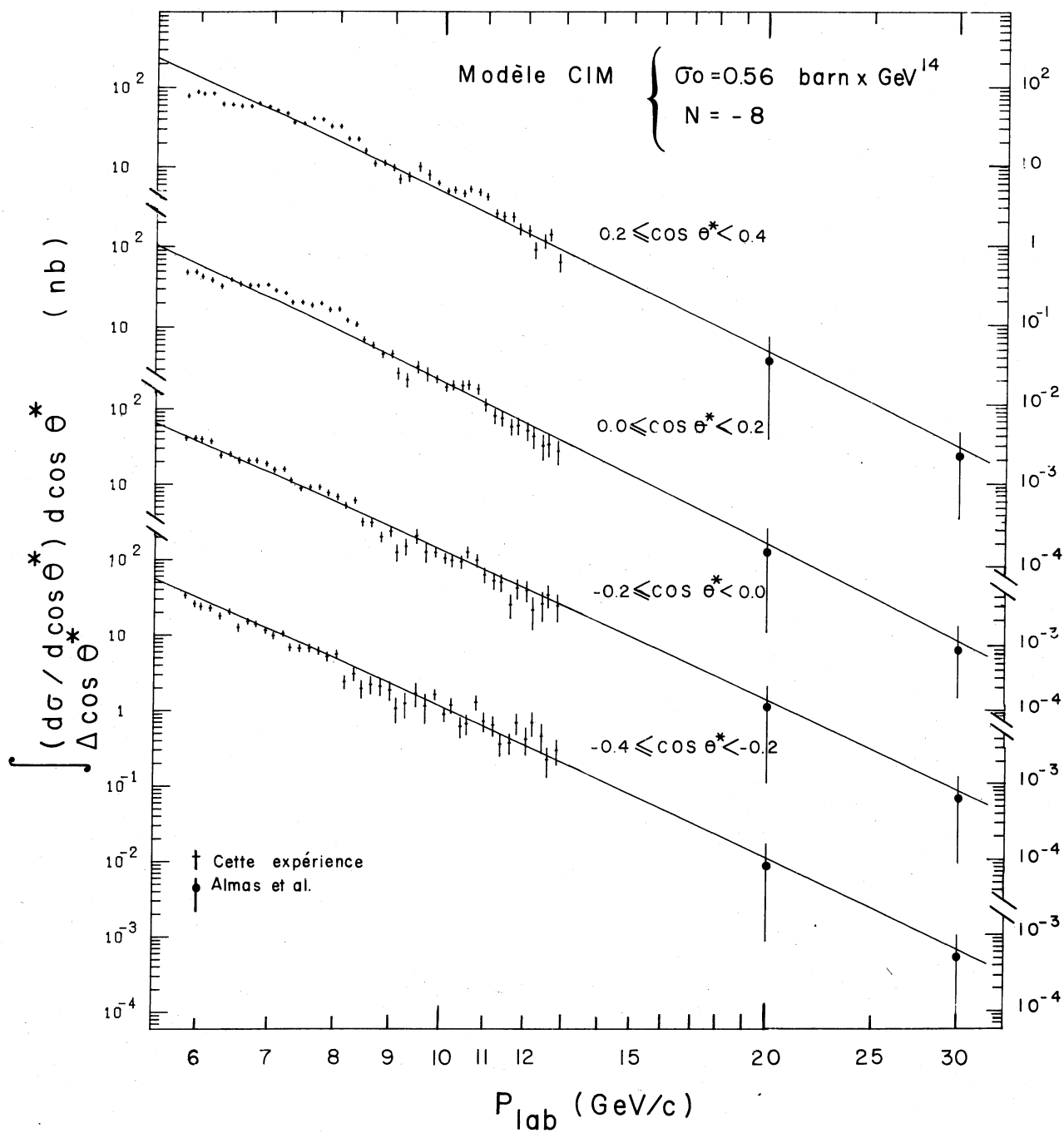


Fig. 7.2

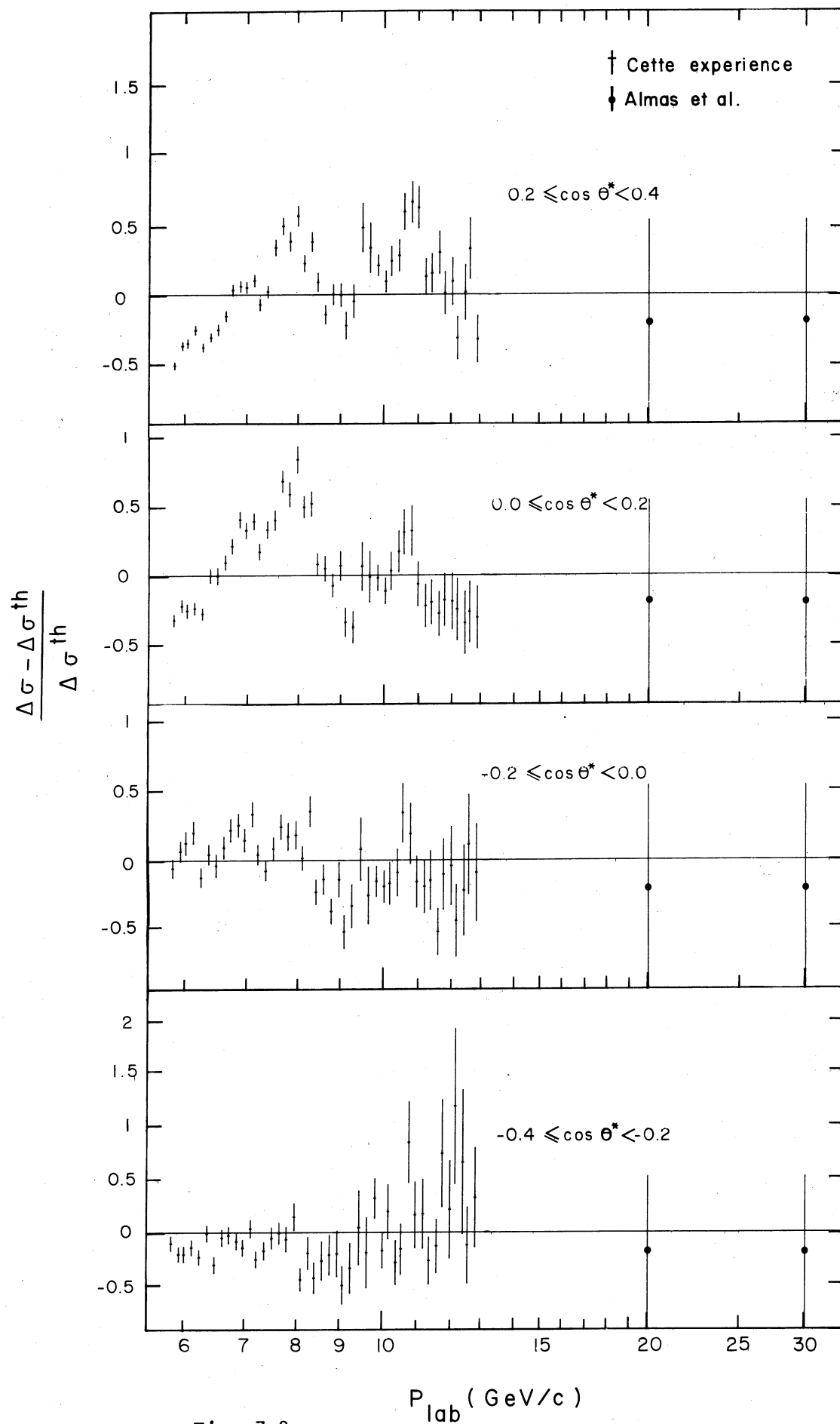


Fig. 7.3

Un examen plus minutieux des distributions en p_{lab} révèle des déviations locales par rapport à la loi de puissance. La fig. 7.3 présente pour les mêmes intervalles angulaires (7.2) qu'à la fig. 7.2, les variations avec p_{lab} , du rapport $(\Delta\sigma - \Delta\sigma^{th})/\Delta\sigma^{th}$, où $\Delta\sigma^{th}$ est le résultat de l'ajustement du modèle CIM tiré de (7.3). Si, malgré l'absence d'effet pour $\cos\theta^* < 0$, on cherche à les caractériser comme des résonances par une masse W_r et une largeur Γ , on obtient

$$\begin{aligned} W_{r1} &= 4 \text{ GeV} & \Gamma_1 &= 180 \text{ MeV} \\ W_{r2} &= 4.6 \text{ GeV} & \Gamma_2 &= 80 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (7.4)$$

La masse de la première bosse est voisine de celle de la structure que rapporte la réf. [17] fig. 7.4; par contre les largeurs sont incompatibles: les résultats de la réf. [17] indiquent une valeur de Γ , supérieure à 400 MeV. La seconde bosse n'a jamais été observée, elle se situe en particulier en dehors du domaine exploré par les auteurs de la réf. [17]. Rappelons que l'algorithme de recherche des résonances étroites décrit au chapitre 6, avait décelé ces deux bosses (anomalies No. 5 et 7). Les réserves émises alors pour justifier la limitation de la sensibilité de l'expérience à des résonances de largeurs inférieures à ≈ 20 MeV sont toujours de rigueur! La seconde structure, en particulier, qui correspond essentiellement au réglage du faisceau d'impulsion nominale 10.70 GeV/c, n'est peut-être que le reflet d'une normalisation de la section efficace incohérente avec celles des réglages d'impulsions nominales voisines (10.35 et 11.10 GeV/c). Dans ce cas, toutefois, on s'attendrait à observer un effet sur tout le domaine angulaire; l'absence de bosse pour les valeurs négatives de $\cos\theta^*$ incite à conclure que ces structures sont proba-

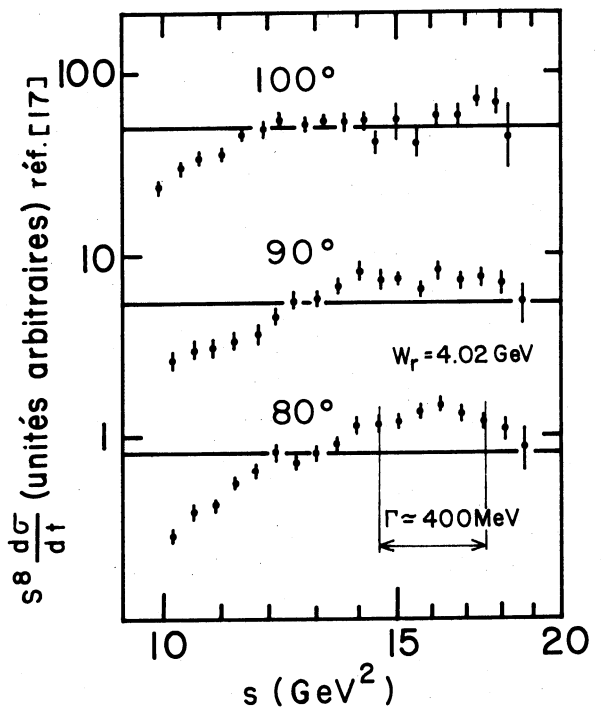


Fig. 7.4

blement dues à des phénomènes physiques. Pour les caractériser, et éventuellement les identifier comme des résonances ou des fluctuations d'Ericson, il faudrait disposer de mesures plus précises.

Les figs 7.5(a-c) présentent les diagrammes de $\frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de $\cos\theta^*$ relatifs aux différentes expériences [21,22,17] effectuées pour $p_{lab} \approx 6, 8$ et 10 GeV/c. Dans chaque dessin partiel, la ligne horizontale en traits interrompus définit un niveau de référence. Les résultats des différentes expériences ont été renormalisés à une même énergie par une correction en s^{-8} conforme à la tendance générale résumée par la relation (7.3). La dispersion de points des diverses origines traduit la difficulté rencontrée pour normaliser des mesures de section efficace de faibles valeurs; le désaccord atteint parfois un facteur 2, en contradiction avec les incertitudes systématiques publiées. Ce constat nous incite à rester prudents à ce sujet bien que notre analyse des causes d'erreurs sur la normalisation nous ait amené à évaluer l'incertitude sur celle-ci à $\pm 10\%$ en valeur relative. Un accord est par contre observé quant à la forme des distributions angulaires. Les figs 7.5(a-c) indiquent en outre que les erreurs statistiques de notre expérience sont les plus petites.

7.3 Comparaison avec les prédictions des modèles de partons [53]

Les hypothèses devant être formulées dans tout modèle censé décrire les collisions de systèmes quantiques composites concernent, d'une part, la représentation de l'état quantique des particules des voies d'entrée et de sortie et, d'autre part, le mécanisme d'interaction. Les modèles de partons expriment la section efficace des processus de collisions hadroniques à grands moments transverse comme le produit de convolution:

- (a) de la distribution de la probabilité pour trouver dans chaque hadron de la voie d'entrée un parton de quadriimpulsion donnée,
- (b) de la section efficace différentielle de collision dure entre ces partons leur conférant un grand moment transverse,
- (c) de la distribution de probabilité caractérisant l'évolution des partons spectateurs et des partons ayant interagi (leur habillage) pour former les hadrons de la voie de sortie.

COMPARAISON DES MESURES DE LA SECTION EFFICACE
DIFFERENTIELLE ELASTIQUE π^-p

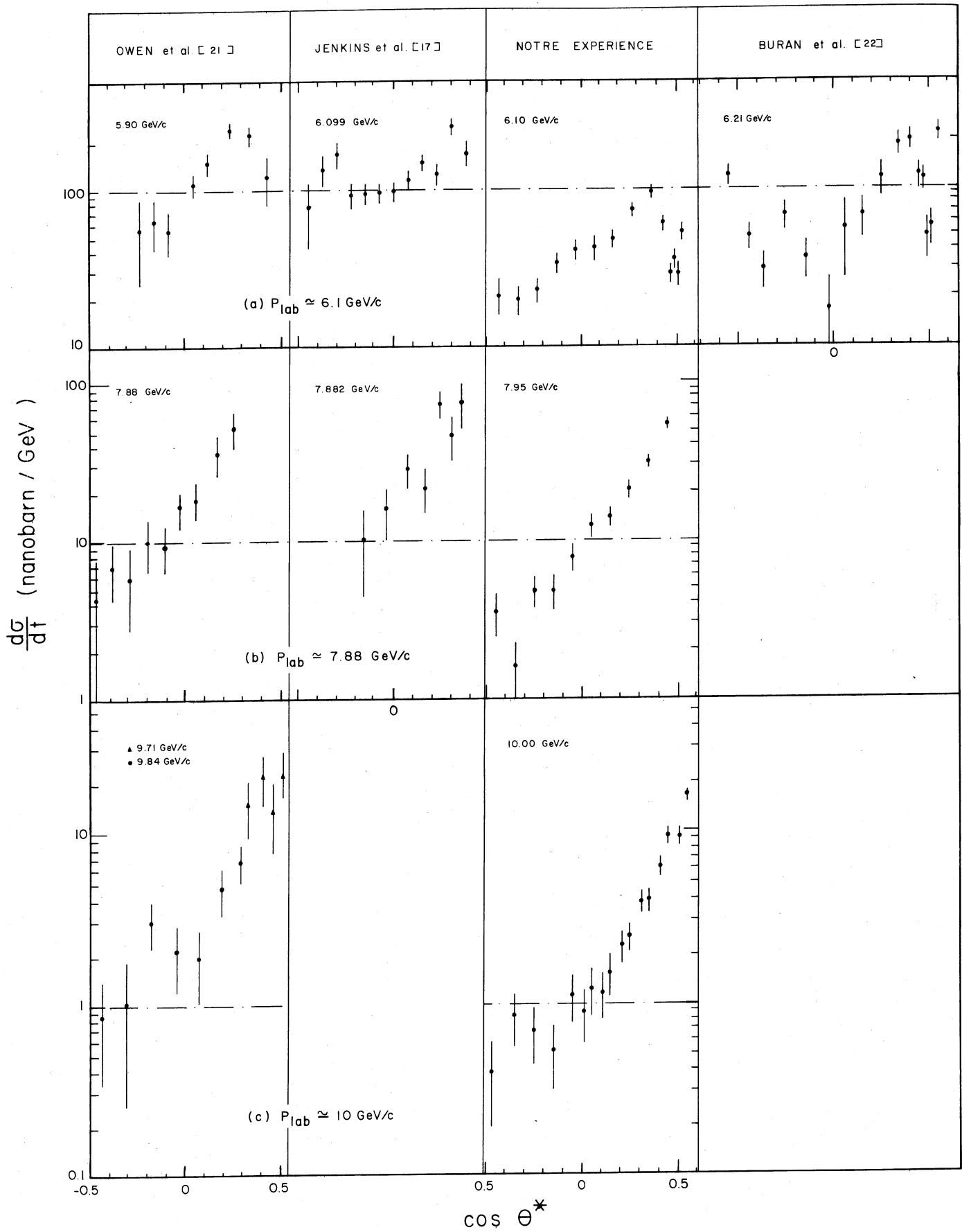


Fig. 7.5

Les modèles diffèrent par la paramétrisation de la section efficace parton-parton choisie de façon empirique et pour des raisons de simplicité. L'incapacité de la théorie quantique des champs actuelle, à décrire des états liés^(*) oblige, d'autre part, à définir de façon phénoménologique les fonctions de fragmentation (a) et d'habillage (c). La faible section efficace des processus hadroniques exclusifs à grands p_T résulte du caractère singulier de l'habillage des partons qui leur correspond: pour que, dans l'état final, les partons spectateurs soient liés à l'intérieur de hadrons animés de grands moments transverses, il est nécessaire qu'ils ne possèdent qu'une faible fraction x de la quantité de mouvement de ces particules. La conservation de l'impulsion implique la même propriété pour les hadrons de la voie d'entrée. Les configurations hadroniques qui interviennent dans les processus exclusifs à deux corps sont ainsi caractérisées par une forte inhomogénéité de la répartition de l'impulsion entre constituants (fig. 7.6) qui se traduit par une faible probabilité.

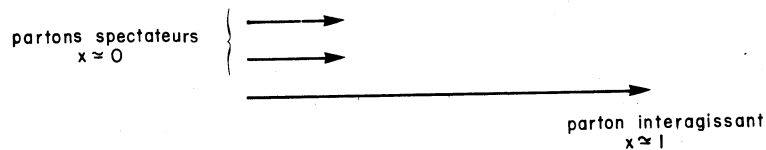


Fig. 7.6

Répartition des impulsions des partons d'un proton participant à un processus exclusif à grand p_T

7.3.1 Règle de comptage dimensionnelle et modèle CIM

La règle de comptage dimensionnelle [54] traduit quantitativement les aspects qualitatifs précédents. Elle exprime le comportement asymptotique, pour les grands p_T , de la section efficace différentielle invariante d'un processus exclusif $a + b \rightarrow c + d$

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(\theta^*) s^{-n} \quad (7.5)$$

$$n = n_a + n_b + n_c + n_d$$

(*) Plus généralement le problème à n (≥ 3) corps n'est pas résolu de façon rigoureuse même en mécanique classique non relativiste.

en fonction des nombres ($n_a \dots n_d$) de quarks de valence des hadrons des voies d'entrée et de sortie. Le résultat est obtenu en examinant l'équation aux dimensions vérifiée par l'amplitude de diffusion sous des hypothèses très générales. L'exposant n est conforme aux résultats expérimentaux relatifs au comportement à hauts transferts ($q^2 = -t$) des facteurs de forme électromagnétiques du proton. La loi en s^{-n_p} ($p = a \dots d$) traduit la diminution avec n_p de la probabilité pour que, dans un hadron, l'impulsion soit concentrée sur un parton unique parmi n_p .

Le modèle CIM [18] poursuit la démarche en se restreignant à des mécanismes d'interaction spécifiques. Les figs 7.7(a,b) les schématisent dans le cas particulier des collisions méson-baryon ($MB \rightarrow M'B'$). Le traitement de l'état intermédiaire fait intervenir la dissociation de chacune des particules initiales en deux corps émis avec une grande différence d'impulsion: un quark (ou un antiquark) (q_1 pour le méson, q_2 pour le baryon) et un "cœur" à une ou deux particules.

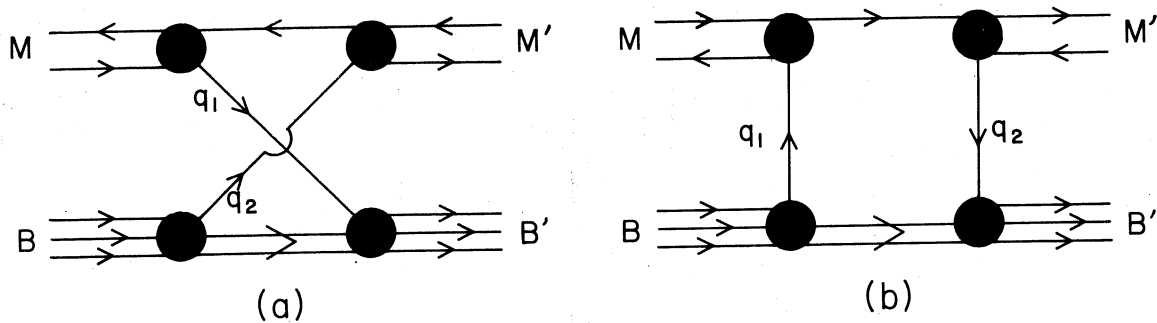


Fig. 7.7

Mécanismes d'interaction du modèle CIM

Le graphe de la fig. 7.7(a) caractérise une collision de réarrangement qui a donné son nom au modèle (Constituent Interchange Model).

Pour la diffusion élastique $\pi^- p$, la section efficace différentielle invariante du modèle CIM s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-n} \sigma_0 \frac{1+z}{(1-z)^4} \left[\frac{4}{(1+z)^2} + 2 \right]^2 \quad (7.6)$$

$n = 8; \quad z = \cos \theta^*$

et dépend du seul paramètre de normalisation σ_0 (s_0 est une constante arbitraire). Les deux termes de la somme entre crochets correspondent aux contributions respectives des graphes des figs. 7.7(b) et (a) et prennent en compte les constantes de couplage associées aux saveurs des quarks q_1 et q_2 participant à l'interaction.

Le tableau 7.2 rassemble les résultats des ajustements simultanés de n et σ_0 que nous avons effectués sur nos points expérimentaux après avoir fixé s_0 à une valeur, $s_0 = 15.2 \text{ GeV}^2$, permettant de déterminer les paramètres de façon incorréllée. L'ajustement global sur l'ensemble des points des distributions en transfert de la fig. 7.1(a,b) pour lesquels $t < -3.6 \text{ GeV}^2$ donne

$$\begin{aligned} n &= -7.56 \pm 0.5 \\ \sigma_0 &= 0.195 \pm 0.023 \text{ nb/GeV}^2 \\ (\text{Rappel } s_0 &= 15.2 \text{ GeV}^2) \end{aligned} \tag{7.7}$$

avec un χ^2 médiocre de 2.96 par degré de liberté. La valeur élevée du χ^2 indique que la formule 7.6 n'est pas une représentation détaillée de nos points expérimentaux. En particulier, les ajustements effectués sur des zones angulaires restreintes (larges de 0.2 unités de $\cos\theta^*$, autour de $\cos\theta^* = -0.3, -0.1, 0.1$ et 0.3) indiquent que l'exposant n varie de façon statistiquement significative avec l'angle de diffusion. Les structures observées sur les distributions en impulsion incidente de $\frac{d\sigma}{dt}$ (fig. 7.2) sont responsables du désaccord entre les ajustements relatifs aux valeurs positives de $\cos\theta^*$ et la règle de comptage dimensionnelle. Il n'en reste pas moins que nos données présentent un accord moyen avec cette règle. Pour le préciser un ajustement de σ_0 en laissant n fixé à 8 a été effectué. Le résultat est

$$\sigma_0 = 0.192 \pm 0.02 \text{ nb/GeV}^2 \tag{7.8}$$

pour un χ^2 de 3.14 par degré de liberté. Les courbes des figs 7.1 et 7.2 correspondent à un ajustement équivalent caractérisé par $\sigma_0 = 0.196 \text{ nb/GeV}^2$. Les ajustements effectués sur les points d'autres expériences sont en général définis dans la littérature par la valeur σ_1 de $d\sigma/dt$ pour $s = 1 \text{ GeV}^2$. Notre résultat (7.8), soit $\sigma_1 = 0.55 \pm 0.06 \text{ barn/GeV}^2$ est en accord avec ceux de la réf. [23]: $\sigma_1 = 0.44 \pm 0.05 \text{ barn/GeV}^2$ et de la réf. [21]:

$\sigma_1 = 1.6 \pm 0.5$ barn/GeV² mais probablement un conflit avec ce qu'impliquent les ajustements de la réf. [17]: $\sigma_1 \approx 2$ barn/GeV².

7.3.2 Le modèle de Preparata et Soffer [19]

Contrairement au modèle CIM qui privilégie des mécanismes d'interaction où les grands moments transverses des particules de l'état final ne proviennent pas d'une interaction violente entre constituants, le modèle de Preparata et Soffer fait intervenir une collision dure unique entre partons [55]. La section efficace différentielle invariante, s'écrit dans ce modèle

$$\frac{d\sigma}{dt} = N \left(\frac{s}{s_0} \right)^{-9} \{ |F_{++}|^2 + |F_{+-}|^2 \} \quad (7.9)$$

avec

$$|F_{+\pm}|^2 = \left[\text{Ln} \frac{s}{m_0^2} \right]^2 a_{\pm}^2(\theta) + b_{\pm}^2(\theta) \quad (7.10)$$

(θ est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse noté θ^* par ailleurs)

et:

$$a_+(\theta) = \frac{1}{(1-\cos\theta)^{3/2}} \left\{ \cos \frac{\theta}{2} \left(5 + \cos\theta - 2 \frac{1+2\cos\theta}{1+\cos\theta} \right) + \sin \frac{\theta}{2} \sin\theta \left(1 + \frac{4}{1+\cos\theta} \right) \right\} \quad (7.11)$$

$$+ \lambda \left\{ \frac{1}{2(1-\cos\theta)^3} [7\cos\theta/2(2+\cos\theta)(3+\cos\theta) - 9\sin^2\theta/2 \sin\theta(1-\cos\theta)] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sin^3\theta} \cos \frac{\theta}{2} (3+\cos\theta)(1+2\cos\theta) \right\}$$

$$a_-(\theta) = \frac{1}{(1-\cos\theta)^{3/2}} \left\{ -\sin \frac{\theta}{2} \left(5 - \cos\theta + 2 \frac{1-2\cos\theta}{1+\cos\theta} \right) + \cos \frac{\theta}{2} \sin\theta \left(1 - \frac{4}{1+\cos\theta} \right) \right\}$$

$$+ \lambda \left\{ \frac{1}{2(1-\cos\theta)^3} [7\cos \frac{\theta}{2} \sin\theta (3+\cos\theta) + 9\sin \frac{\theta}{2} (2-\cos\theta)(1-\cos\theta)] + \right.$$

$$\left. + \frac{4\sin\theta}{\sin^3\theta} \cos \frac{\theta}{2} (3+\cos\theta) \right\} \quad (7.12)$$

$$b_+(\theta) = \frac{1}{(1-\cos\theta)^{3/2}} [\cos \frac{\theta}{2} (5 + \cos\theta) + \sin \frac{\theta}{2} \sin\theta] \quad (7.13)$$

$$b_-(\theta) = \frac{1}{(1 - \cos\theta)^{3/2}} \left[\cos \frac{\theta}{2} \sin\theta - (5 - \cos\theta) \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad (7.14)$$

Remarques:

- (a) Dans la région asymptotique, la dépendance en s de la section efficace différentielle est donnée par

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto N s^{-9} \left[\ln \frac{s}{m_0^2} \right]^2 \quad (7.15)$$

en contradiction avec la règle de comptage dimensionnelle.

- (b) La section efficace dépend de trois paramètres: N , un facteur de normalisation; λ une constante qui définit le rapport des amplitudes d'échange mésonique aux amplitudes d'échanges baryoniques; m_0 enfin, une constante caractéristique d'une dimension typique des systèmes hadroniques. s_0 est là encore une constante arbitraire.

Un ajustement effectué par les auteurs du modèle (avec $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$) sur les données [56] de la diffusion élastique π^+p à $10 \text{ GeV}/c$ pour θ^* voisin de 60° , les a conduit à [57]:

$$N = 0.6 \text{ barn GeV}^{16}; \quad \lambda = -0.05; \quad m_0^2 = 2 \text{ GeV}^2 \quad (7.15)$$

Le tableau 7.5 rassemble les résultats des ajustements que nous avons effectués sur nos distributions angulaires (points de $t < -3.6 \text{ GeV}^2$). Il montre que les valeurs (7.15) sont incompatibles avec nos points. L'ajustement simultané des deux paramètres N et λ en laissant m_0 fixe à 2 GeV^2 conduit à une valeur du χ^2 du même ordre de grandeur que celles obtenues avec le modèle CIM. Les courbes correspondantes sont présentées aux figs 7.8(a et b). Un ajustement simultané de N , λ et m_0 n'améliore pas sensiblement le χ^2 minimum et montre une corrélation presque complète entre N et m_0 qui traduit la faible influence du paramètre m_0 dans le domaine d'énergie couvert par nos points expérimentaux. En conclusion, les valeurs optimales des paramètres du modèle de Preparata et Soffer qui permettent de rendre compte de nos résultats expérimentaux sont donc:

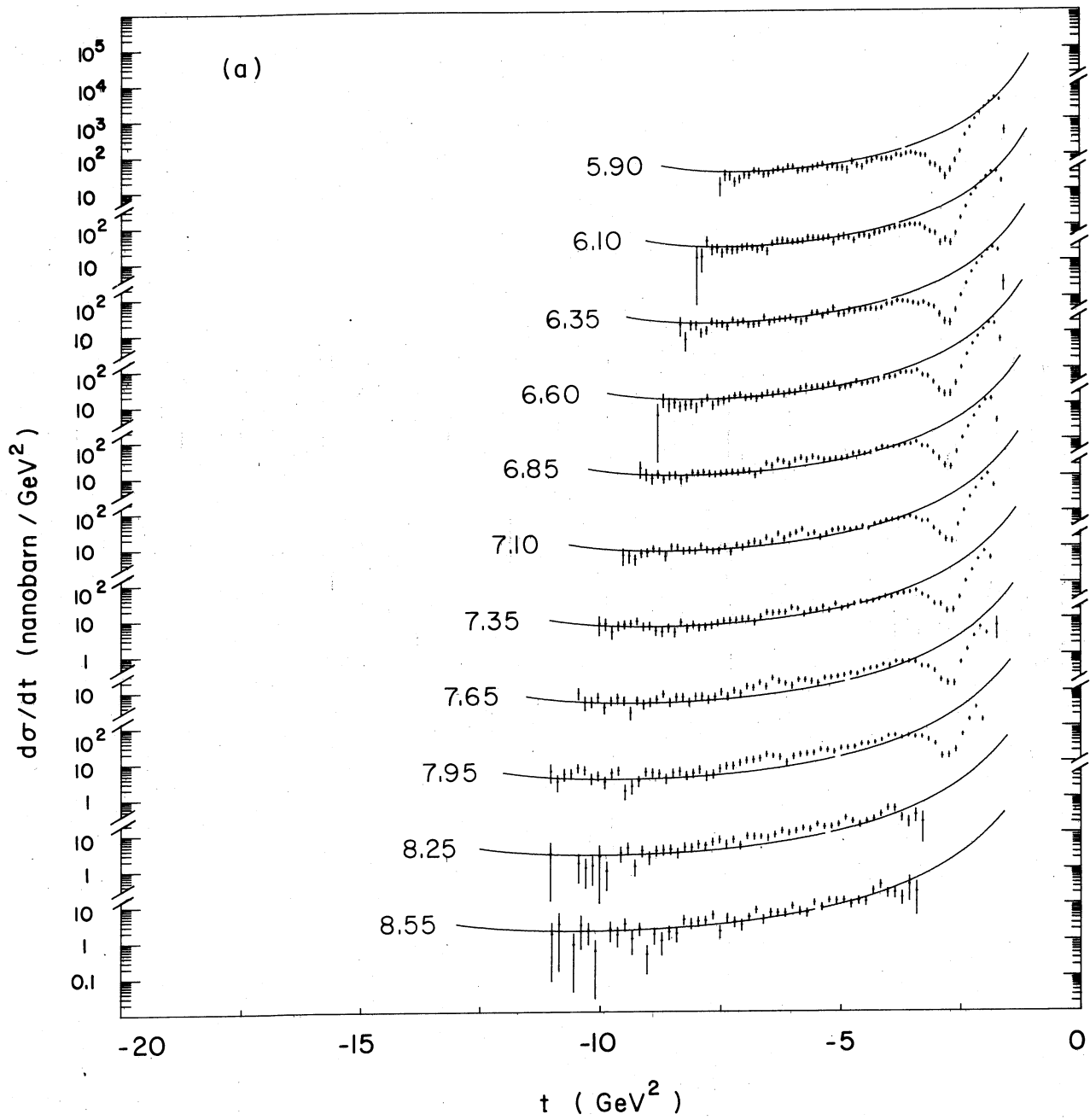


Fig. 7.8(a)

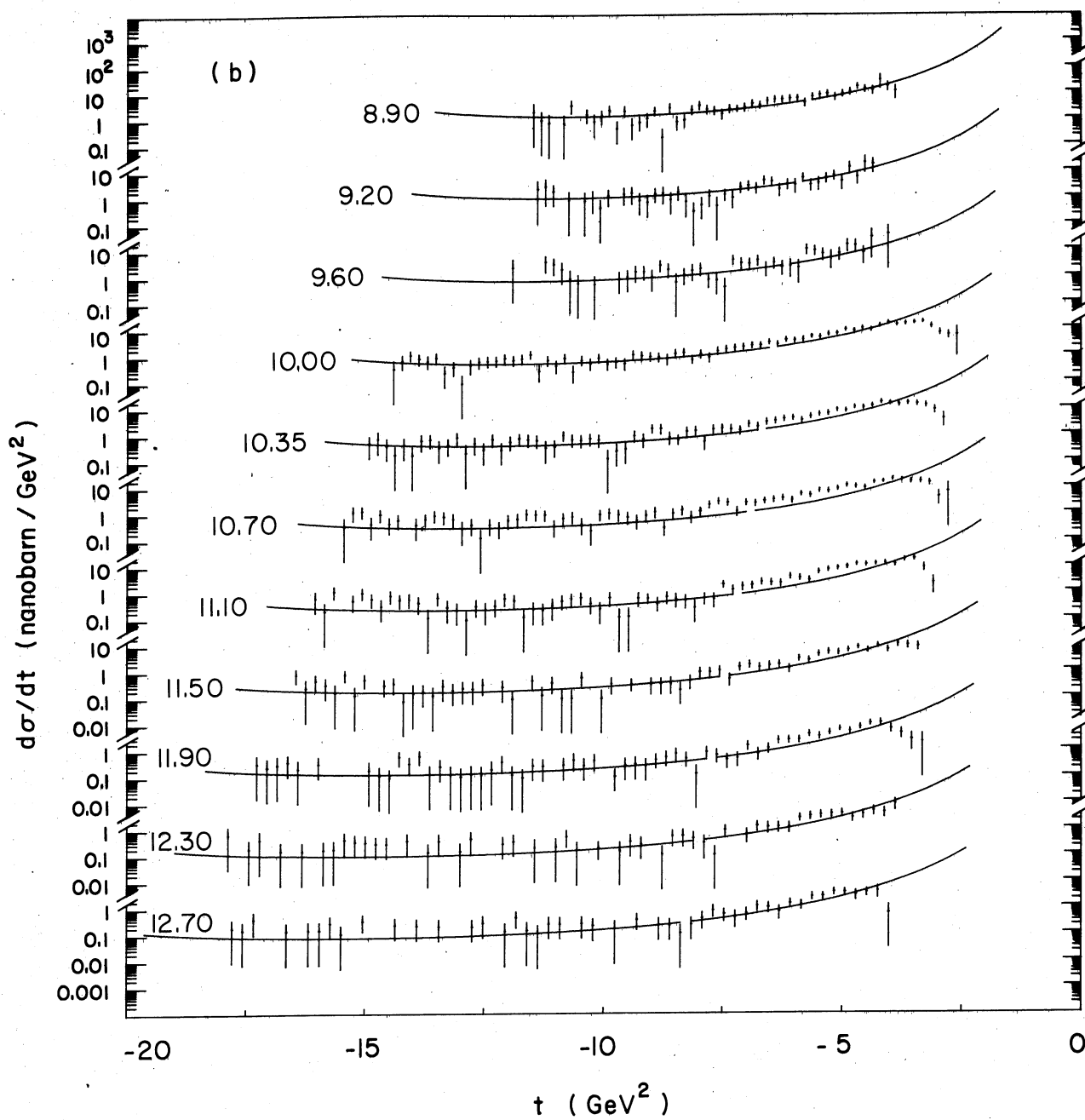


Fig. 7.8(a)

$$N = 0.52 \pm 0.01 \text{ barn GeV}^{-2}; \lambda = 0.003 \pm 0.093; m_0^2 = 2 \text{ GeV}^2 \quad (7.11)$$

$$(s_0 = 1 \text{ GeV}^2)$$

La valeur un peu plus élevée du χ^2 minimum et le nombre de paramètres indépendants (2 contre 1) incitent à préférer la formule du modèle CIM, en outre beaucoup plus simple, comme une représentation empirique de nos données expérimentales. Notre expérience est, en fait, incapable de trancher entre les deux modèles comme l'indiquent les figs 7.9 et 7.10.

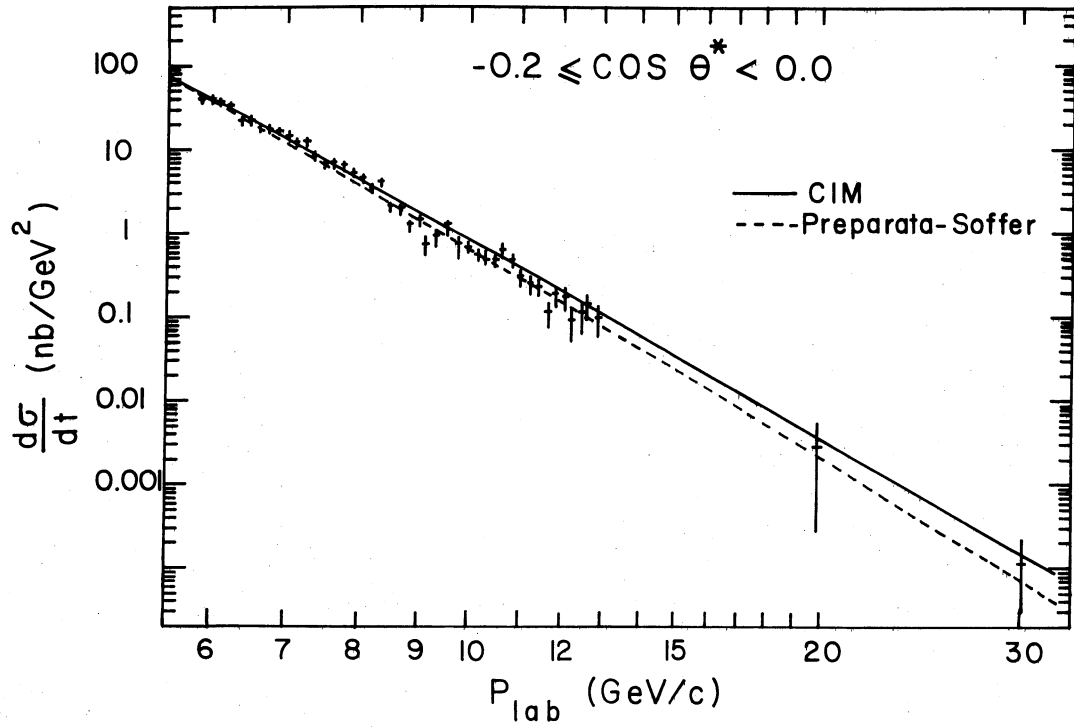


Fig. 7.9

Comparaison des modèles ajustés avec la distribution en impulsion de $d\sigma/dt$ pour $-0.2 \leq \cos \theta^* < 0$

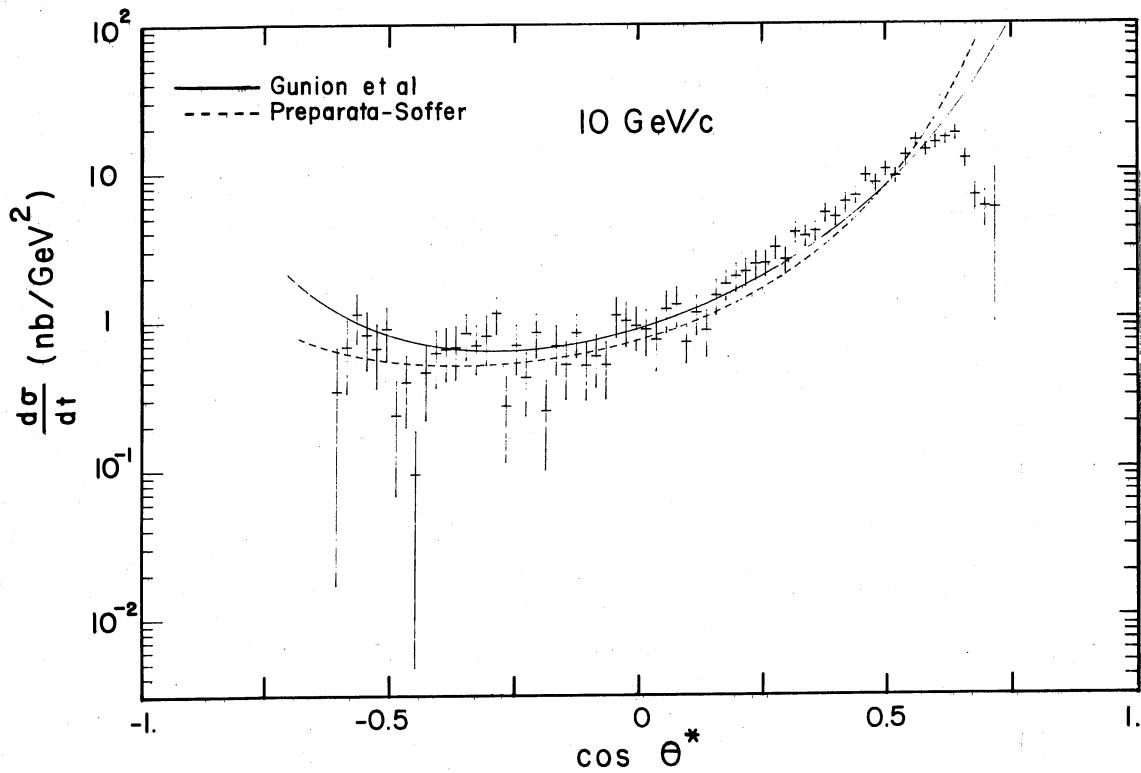


Fig. 7.10

Comparaison des modèles ajustés avec la distribution angulaire pour $p_{lab} = 10 \text{ GeV/c}$

TABLEAU 7.1

Mesure de $d\sigma/dt$ (en nb/GeV²) moyennées sur des intervalles de 0.02 unités de $\cos\theta^*$

P_{lab} $\cos\theta^*$	5.90 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		6.10 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		6.35 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		6.60 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		6.85 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		7.10 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±	
-.53							4.80	4.56	15.98	7.31	5.83	2.70
-.51			12.00	11.40	16.21	8.35	13.05	5.12	10.74	3.49	5.62	2.03
-.49			12.87	7.97	6.21	3.16	9.81	3.66	8.20	2.44	4.45	1.31
-.47	13.86	7.15	35.29	9.48	15.88	4.21	10.57	2.87	10.89	2.29	6.52	1.48
-.45	26.25	8.17	20.72	5.99	15.58	3.54	8.31	2.32	7.70	1.70	6.89	1.58
-.43	24.80	6.24	22.18	5.19	9.55	2.35	9.13	2.39	9.66	1.97	8.83	1.66
-.41	16.52	4.19	16.54	3.95	11.15	2.52	9.46	2.20	10.16	1.99	7.58	1.49
-.39	19.75	4.38	20.64	4.45	19.49	3.48	7.82	2.14	7.59	1.76	5.33	1.28
-.37	25.49	4.96	19.80	4.32	17.14	3.14	10.79	2.41	8.34	1.80	9.99	1.68
-.35	25.07	4.71	19.98	4.07	16.75	3.10	14.50	2.78	11.73	1.98	9.55	1.64
-.33	33.83	5.59	22.92	4.17	14.08	2.84	8.89	2.07	11.37	1.91	7.52	1.43
-.31	31.93	5.26	24.18	4.41	21.45	3.36	11.27	2.43	11.94	2.00	7.98	1.45
-.29	26.25	4.63	22.96	4.10	17.62	3.01	12.37	2.42	11.02	1.97	7.47	1.38
-.27	26.90	4.55	20.10	3.78	20.02	3.21	13.69	2.53	10.57	1.78	10.43	1.65
-.25	32.17	4.91	23.21	4.11	15.91	2.80	16.35	2.74	11.20	1.87	8.08	1.41
-.23	37.60	5.52	17.92	3.67	16.02	2.74	17.17	2.74	11.84	1.88	7.44	1.35
-.21	34.45	5.11	29.99	4.54	16.75	2.84	14.13	2.49	12.01	1.87	7.55	1.34
-.19	43.09	5.78	35.34	5.27	25.72	3.57	15.29	2.76	11.74	1.87	9.82	1.57
-.17	42.41	5.88	35.78	5.29	17.99	3.00	13.37	2.44	12.99	2.02	7.06	1.31
-.15	32.49	5.08	33.90	5.14	20.75	3.18	16.52	2.76	12.78	2.03	10.57	1.64
-.13	36.37	5.47	32.35	4.96	22.34	3.38	19.06	2.90	9.95	1.75	9.33	1.58
-.11	34.62	5.31	33.52	5.33	22.11	3.40	17.32	2.94	12.76	1.98	11.97	1.75
-.09	40.45	5.95	33.99	5.15	24.31	3.61	20.49	3.18	20.63	2.67	13.38	1.91
-.07	45.47	6.35	42.78	6.04	20.66	3.32	17.47	3.06	17.88	2.48	12.02	1.85
-.05	49.42	6.79	40.71	5.92	18.49	3.27	20.79	3.32	25.44	3.05	16.91	2.22
-.03	38.78	6.19	40.82	5.99	22.01	3.50	19.88	3.20	23.11	2.91	13.21	1.99
-.01	44.96	6.52	40.20	5.92	31.74	4.30	25.14	3.75	19.03	2.73	21.50	2.61
.01	38.83	6.67	42.59	6.23	32.69	4.47	28.75	4.07	24.92	3.12	15.87	2.15
.03	39.16	7.11	31.12	5.69	26.95	4.22	26.18	3.80	29.01	3.37	20.01	2.50
.05	34.01	7.24	42.44	6.93	33.54	4.98	28.03	4.25	25.27	3.18	23.15	2.76
.07	58.35	10.02	45.89	7.95	44.47	6.05	27.94	4.49	30.70	3.66	28.48	3.10
.09	45.36	6.19	41.99	5.28	29.10	3.33	33.28	3.35	28.32	2.49	20.23	1.84
.11	40.94	6.54	34.77	5.68	29.66	4.26	33.86	4.38	25.43	3.12	22.95	2.66
.13	56.31	7.40	46.31	6.22	38.35	4.80	25.09	3.72	25.47	3.03	17.18	2.24
.15	61.94	7.68	48.06	6.54	35.34	4.50	28.23	3.94	27.22	3.17	21.24	2.49
.17	73.63	8.34	44.35	6.01	38.45	4.64	30.06	3.98	27.53	3.09	27.06	2.78
.19	66.35	7.72	53.72	6.69	40.11	4.62	39.46	4.49	29.76	3.21	28.69	2.87
.21	68.32	7.64	57.43	6.66	41.14	4.71	33.59	4.16	37.70	3.56	29.47	2.82
.23	69.40	7.59	66.43	7.18	40.15	4.58	35.59	4.13	40.13	3.65	27.86	2.73
.25	88.23	8.60	73.48	7.47	43.68	4.73	38.14	4.18	37.52	3.53	29.82	2.74
.27	83.25	8.10	78.62	7.56	56.17	5.21	42.81	4.44	40.36	3.55	34.39	2.96
.29	95.24	8.70	84.37	7.84	57.25	5.25	48.91	4.64	47.38	3.83	30.77	2.77
.31	101.60	8.93	86.75	7.78	69.40	5.78	51.41	4.73	58.00	4.16	40.41	3.10
.33	93.83	8.30	95.57	8.13	67.27	5.58	53.57	4.79	55.32	4.03	43.59	3.24
.35	85.87	8.10	93.79	8.10	64.80	5.48	67.75	5.39	57.64	4.12	50.72	3.50
.37	83.33	7.93	94.97	8.19	60.01	5.38	70.48	5.64	61.09	4.25	52.61	3.54
.39	49.12	6.21	75.01	7.42	55.11	5.07	69.65	5.60	67.78	4.52	55.06	3.63
.41	44.60	5.89	60.17	6.46	62.11	5.48	79.81	6.03	68.55	4.61	59.72	3.88
.43	32.86	5.17	54.05	6.38	51.22	5.00	58.88	5.17	79.27	5.05	66.55	4.15
.45	21.55	4.12	28.62	4.54	45.54	4.91	55.09	5.08	60.98	4.40	57.70	3.90
.47	33.54	5.20	35.71	5.35	27.98	3.87	37.30	4.24	58.42	4.40	49.04	3.69
.49	60.86	7.22	28.82	4.83	17.90	3.02	22.59	3.35	40.15	3.73	48.87	3.66
.51	109.09	9.77	52.70	6.36	16.58	3.04	17.29	2.92	27.56	3.17	30.23	2.94
.53	306.08	16.66	145.54	11.12	36.59	4.53	17.83	3.08	17.62	2.58	21.56	2.52
.55	496.53	21.40	296.43	16.18	95.99	7.44	34.69	4.26	15.95	2.41	14.90	2.14
.57	859.80	28.94	612.79	23.61	206.10	11.21	94.94	7.24	41.89	3.95	13.76	1.99
.59	1272.47	36.07	923.37	29.39	430.70	16.33	215.07	11.06	100.69	6.30	38.30	3.47
.61	1880.83	48.49	1438.74	39.14	715.03	21.57	419.18	15.79	204.01	9.07	94.19	5.57
.63	2588.66	66.68	2068.72	53.55	1089.89	29.65	674.10	21.47	402.58	13.39	227.18	8.84
.65	3548.16	96.85	2886.87	76.61	1695.63	43.65	1072.88	31.27	696.48	20.06	389.41	12.76
.67	3007.27	135.08	2980.73	104.61	2088.50	62.98	1603.98	49.01	1120.36	31.65	690.45	20.82
.69							1543.54	66.73	1257.33	59.44	1017.31	34.35

TABLEAU 7.1 (suite)

P _{lab} cos θ*	7.35		7.65		7.95		8.25		8.55		8.90	
	$\frac{d\sigma}{dt}$		$\frac{d\sigma}{dt}$		$\frac{d\sigma}{dt}$		$\frac{d\sigma}{dt}$		$\frac{d\sigma}{dt}$		$\frac{d\sigma}{dt}$	
	±		±		±		±		±		±	
-57					5.31	2.72						
-55	7.10	3.77	8.08	2.59	2.72	1.25						
-53	6.97	2.38	4.42	1.73	4.41	1.49						
-51	4.11	1.42	4.55	1.32	4.60	1.25	2.60	2.47				
-49	6.11	1.58	6.08	1.45	6.52	1.44						
-47	6.62	1.49	3.19	1.02	5.69	1.36						
-45	7.01	1.45	4.88	1.23	3.31	1.02			1.47	1.47	1.98	1.98
-43	8.24	1.56	5.95	1.36	3.98	1.07	1.38	.97	2.78	2.78	.95	.95
-41	5.72	1.29	4.89	1.20	2.63	.88	1.04	.75			.74	.74
-39	6.05	1.33	2.24	.80	4.76	1.18	1.18	.84	.74	.74		
-37	4.34	1.06	4.94	1.16	5.48	1.27	2.14	2.14	2.57	2.00	.71	.68
-35	4.09	1.03	3.89	1.02	1.46	.60	.85	.60	1.80	1.04	3.44	1.64
-33	5.16	1.14	4.37	1.07	1.99	.76			.48	.48		
-31	3.95	.97	5.26	1.14	2.82	.82	2.68	1.15			1.56	.79
-29	7.58	1.37	7.45	1.38	4.99	1.13	3.74	1.21	1.98	1.06	.84	.61
-27	5.15	1.12	4.34	.98	4.79	1.08	1.14	.51	1.38	.73	1.38	.70
-25	6.47	1.18	6.09	1.19	4.48	1.01	3.11	.97	2.76	.99	2.31	.89
-23	5.32	1.08	6.12	1.23	3.31	.90	2.02	.72	1.07	.68	.45	.32
-21	5.54	1.10	4.40	1.00	4.72	1.10	3.11	.89	2.08	.76	2.12	.82
-19	6.19	1.21	6.35	1.20	5.13	1.14	3.27	.90	.39	.28	.61	.43
-17	7.33	1.31	6.37	1.26	3.99	.95	3.38	.92	1.41	.65	.77	.39
-15	8.17	1.38	5.17	1.13	4.54	1.09	2.71	.76	.95	.56	1.11	.57
-13	8.41	1.43	6.13	1.31	5.76	1.23	3.90	.95	1.65	.64	2.13	.70
-11	8.41	1.44	8.31	1.45	3.84	1.00	3.78	.91	1.48	.61	.21	.21
-09	9.08	1.57	6.28	1.30	4.32	1.06	4.60	.99	3.61	.95	2.83	.85
-07	9.19	1.58	9.15	1.52	6.12	1.30	4.33	.96	2.88	.85	.82	.41
-05	7.48	1.41	7.66	1.43	7.28	1.39	5.39	1.07	3.27	.89	.96	.43
-03	10.35	1.67	11.86	1.86	7.24	1.44	6.26	1.22	3.41	.87	2.31	.75
-01	13.86	1.99	10.86	1.79	8.82	1.62	4.62	.96	4.89	1.11	3.44	.94
.01	13.29	1.94	15.13	2.06	10.18	1.75	6.27	1.14	1.76	.63	2.44	.76
.03	13.94	2.04	11.67	1.86	10.65	1.85	4.32	.94	4.01	1.02	2.19	.67
.05	13.98	2.00	20.34	2.48	11.58	1.96	7.82	1.31	3.12	.88	1.64	.62
.07	18.75	2.41	16.38	2.24	14.90	2.20	7.59	1.33	2.62	.85	2.55	.78
.09	17.42	1.65	14.24	1.47	13.68	1.46	7.49	.91	4.35	.74	2.58	.55
.11	12.37	1.80	12.22	1.90	12.59	1.88	6.95	1.25	6.74	1.28	2.90	.85
.13	15.73	2.09	18.05	2.28	8.90	1.63	8.46	1.33	3.69	.91	3.99	.97
.15	15.76	2.05	17.74	2.21	12.95	1.90	10.78	1.54	5.63	1.19	3.44	.87
.17	19.45	2.25	16.04	2.13	14.71	2.07	9.48	1.43	5.49	1.11	4.99	1.08
.19	15.57	2.01	14.46	1.93	15.50	2.08	10.71	1.53	5.52	1.16	5.66	1.23
.21	23.68	2.47	20.32	2.26	16.17	2.04	12.82	1.70	8.55	1.51	5.65	1.23
.23	17.66	2.07	20.90	2.30	20.12	2.24	11.91	1.63	6.18	1.33	6.16	1.29
.25	19.75	2.20	22.40	2.34	19.54	2.23	16.51	2.00	5.58	1.27	6.30	1.30
.27	24.19	2.39	24.07	2.40	17.62	2.08	13.99	1.87	10.78	1.86	4.25	1.12
.29	26.81	2.47	27.70	2.53	22.03	2.34	14.40	1.94	8.05	1.59	7.22	1.62
.31	26.92	2.45	26.34	2.50	22.70	2.31	16.39	2.13	12.53	2.06	8.43	1.80
.33	28.48	2.47	33.50	2.80	23.78	2.38	24.99	2.91	12.19	2.16	9.20	2.03
.35	32.67	2.71	36.57	2.85	28.97	2.62	20.15	2.66	12.46	2.26	7.01	1.72
.37	38.41	2.94	39.67	3.00	29.42	2.64	16.32	2.54	9.66	2.09	9.27	2.15
.39	36.98	2.88	47.32	3.37	31.95	2.77	19.78	3.00	12.18	2.52	10.84	2.62
.41	44.85	3.23	44.42	3.28	37.47	3.06	23.22	3.40	11.54	2.68	17.51	3.86
.43	46.91	3.34	57.31	3.73	47.79	3.48	31.93	4.75	23.27	4.44	13.98	3.48
.45	50.47	3.52	57.38	3.74	49.91	3.60	46.69	6.84	33.68	7.42	12.52	3.74
.47	55.99	3.80	57.49	3.85	43.15	3.42	46.41	8.15	19.92	5.02	31.45	15.94
.49	42.94	3.33	55.09	3.80	49.53	3.76	25.75	5.40	20.67	6.16	18.22	6.10
.51	35.53	3.06	42.26	3.38	45.33	3.61	19.85	5.94	15.08	5.59	11.69	5.80
.53	23.57	2.50	40.87	3.42	45.37	3.69	30.58	10.88	34.18	21.81		
.55	22.54	2.58	31.49	2.96	37.84	3.35	19.59	14.34	21.94	17.06		
.57	14.95	2.07	17.87	2.31	29.02	3.02						
.59	15.61	2.11	14.29	2.05	13.23	2.10						
.61	36.00	3.28	14.04	2.07	13.79	2.17						
.63	100.53	5.78	54.51	4.32	19.63	2.72						
.65	202.35	8.59	121.73	6.51	52.89	4.52						
.67	407.44	14.50	289.45	12.03	136.98	8.26						
.69	689.45	26.38	523.02	21.66	298.16	17.01						

TABLEAU 7.1 (suite)

P_{lab} $\cos\theta^*$	9.20 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		9.60 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		10.00 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		10.35 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		10.70 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		11.10 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±	
-.61					.34	.34	.51	.37	.34	.34	.64	.46
-.59					.68	.35	.74	.53	1.25	.66	.21	.21
-.57					1.13	.41	.41	.29	1.33	.56	1.19	.55
-.55					.82	.34	.19	.19	.44	.31		
-.53					.66	.30	.43	.30	1.00	.45	.53	.31
-.51					.90	.35	.18	.18	.45	.26	1.05	.43
-.49					.24	.17	.62	.36	.60	.30	.62	.31
-.47					.39	.20	.69	.35			.32	.23
-.45					.09	.09	.34	.24	.40	.28	.81	.37
-.43					.46	.24	.43	.25	.66	.30	.55	.28
-.41					.62	.25	.82	.37	.89	.37	.59	.30
-.39	2.22	2.22	2.30	2.30	.65	.25	.21	.21	.81	.37	.43	.26
-.37	2.80	2.25			.67	.26	.49	.29	.64	.33	.12	.12
-.35	1.82	1.29			.84	.28	.28	.20	.28	.21	.67	.30
-.33					.69	.25	.70	.33	.39	.23	.29	.21
-.31	.83	.83	3.75	2.17	.80	.29	.27	.19	.12	.12	.23	.16
-.29			3.03	1.80	1.14	.31	.55	.28	.39	.23	.09	.09
-.27	.79	.79	1.96	1.39	.27	.16	.75	.31	.30	.17	.31	.18
-.25	1.01	.72	.86	.86	.69	.25	.67	.30	.57	.29	.23	.16
-.23	.42	.42	.58	.58	.42	.19	.62	.28	.64	.29	.32	.19
-.21	1.23	.71			.85	.27	.32	.23	.97	.38	.61	.28
-.19			.53	.53	.25	.15	.36	.21	.92	.36	.51	.27
-.17	1.44	.87			.69	.25	.96	.34	.91	.35	.12	.12
-.15	1.55	.94			.52	.21	.66	.30	.34	.20	.23	.17
-.13	.83	.59	.85	.60	.84	.27	.61	.28	.67	.30	.21	.15
-.11	.71	.52	.97	.69	.51	.21	.72	.33	.77	.32	.33	.23
-.09	1.44	.72	1.56	.92	.59	.23	.64	.29	.40	.24	.48	.25
-.07	1.51	.88	1.58	.79	.51	.21	.13	.13	.23	.16	.58	.26
-.05	.88	.63	1.00	.71	1.10	.33	.24	.18	.92	.35	.65	.29
-.03	1.69	.86	2.77	1.14	1.01	.33	.29	.20	1.04	.40	.39	.22
-.01	.73	.53	1.94	1.00	.93	.30	.92	.38	.90	.37	.23	.17
.01	.32	.32	.63	.63	.88	.30	.67	.34	.73	.33	.63	.33
.03	.56	.40	1.21	.70	.75	.29	1.72	.52	.54	.28	.12	.12
.05	1.16	.68	1.75	1.01	1.21	.37	1.69	.59	.85	.35	.12	.12
.07	.51	.51	2.05	.93	1.30	.38	.78	.35	1.14	.44	.60	.31
.09	1.37	.54	.79	.41	.72	.20	.65	.22	.30	.15	.60	.22
.11	1.04	.61	.74	.53	1.14	.33	1.32	.44	1.01	.36	.41	.20
.13	2.61	1.02	.41	.39	.87	.29	1.41	.45	1.32	.45	.68	.31
.15	2.99	1.10	4.42	1.57	1.49	.39	.55	.29	.77	.32	.56	.28
.17	2.46	.95	3.34	1.37	1.77	.39	1.58	.49	1.21	.41	.50	.25
.19	4.72	1.38	3.13	1.32	1.99	.42	1.73	.51	2.18	.56	.27	.19
.21	4.23	1.36	4.27	1.55	2.15	.45	1.60	.49	2.89	.64	.62	.25
.23	2.15	.98	2.15	1.09	2.41	.48	1.43	.46	2.60	.61	.57	.29
.25	3.39	1.24	3.41	1.42	2.45	.47	2.46	.57	1.20	.41	2.04	.50
.27	3.17	1.61	2.37	1.20	3.12	.53	1.99	.57	2.59	.58	1.27	.43
.29	5.90	1.82	2.54	1.55	2.59	.47	2.98	.67	2.45	.58	1.68	.47
.31	3.20	1.33	2.20	1.63	3.93	.60	3.22	.65	2.99	.59	1.87	.47
.33	3.73	1.76	10.94	3.87	3.71	.57	3.88	.75	3.35	.69	2.48	.56
.35	5.75	2.03	9.77	3.22	4.01	.58	4.26	.78	3.74	.68	2.39	.53
.37	7.36	2.42	7.25	3.15	5.30	.69	3.43	.70	3.14	.65	2.24	.54
.39	4.45	2.38	5.27	3.29	4.99	.66	4.81	.79	5.43	.85	4.03	.74
.41	14.70	6.50	7.46	3.36	6.31	.76	5.73	.89	4.87	.81	3.53	.68
.43	6.35	3.00	16.15	7.07	6.88	.80	6.30	.97	7.18	1.01	2.87	.61
.45	22.07	12.53	15.12	6.86	9.46	.96	8.63	1.15	6.92	.97	5.93	.91
.47	19.29	10.16	7.76	4.60	8.42	.89	7.96	1.09	8.56	1.11	7.26	1.02
.49			31.42	26.35	10.39	1.01	10.78	1.32	11.20	1.32	8.13	1.10
.51					9.34	.98	10.32	1.30	10.39	1.28	9.22	1.16
.53			40.67	38.64	12.85	1.18	12.36	1.42	9.17	1.21	11.58	1.34
.55					16.31	1.34	16.64	1.74	14.96	1.63	10.99	1.36
.57					14.01	1.31	14.94	1.71	16.09	1.67	11.84	1.52
.59					15.67	1.45	13.38	1.66	19.73	1.97	12.49	1.55
.61					16.84	1.59	15.28	1.91	18.23	2.12	11.18	1.62
.63					17.99	1.77	14.16	2.00	15.92	2.21	16.77	2.26
.65					12.22	1.59	12.68	2.21	16.21	2.30	18.05	2.88
.67					6.93	1.30	8.35	2.26	14.00	2.63	8.53	2.33
.69					5.81	1.55	3.85	1.91	4.18	2.11	2.20	1.30

TABLEAU 7.1 (suite)

P_{lab} $\cos\theta^*$	11.5 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		11.9 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		12.3 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±		12.7 $\frac{d\sigma}{dt}$ ±	
-.61			.33	.33	.66	.66		
-.59	.81	.41	.25	.25				
-.57	.25	.25	.30	.30	.20	.20		
-.55	.48	.28	.39	.27	.43	.43	.19	.19
-.53	.33	.23	.21	.21			.15	.15
-.51	.16	.16			.16	.16	.41	.30
-.49	.80	.33	.32	.23				
-.47	.13	.13			.15	.15		
-.45	.52	.26					.14	.14
-.43					.17	.17		
-.41	.31	.18			.18	.18	.15	.15
-.39	.36	.21	.18	.18	.41	.30	.15	.15
-.37	.08	.08	.11	.11	.34	.24	.27	.19
-.35	.16	.16	.09	.09	.32	.23	.11	.11
-.33	.18	.13	.58	.30	.28	.20		
-.31	.13	.12	.33	.19	.28	.20	.33	.20
-.29	.29	.21	.62	.31				
-.27	.20	.14	.13	.13	.38	.27		
-.25	.24	.17	.25	.18			.23	.16
-.23	.22	.16	.12	.12	.13	.13		
-.21	.33	.19	.10	.10	.35	.25	.21	.15
-.19			.13	.13				
-.17	.26	.18	.12	.12	.15	.15	.20	.14
-.15	.09	.09	.19	.19	.43	.31		
-.13			.38	.22				
-.11	.45	.23	.12	.12			.20	.14
-.09	.13	.13	.09	.09	.28	.20	.27	.19
-.07	.37	.22	.27	.19	.34	.24		
-.05	.10	.10	.25	.18			.13	.13
-.03	.10	.10			.20	.20	.44	.26
-.01	.58	.29	.28	.20			.14	.14
.01			.43	.26	.21	.21	.11	.11
.03	.09	.09	.27	.19	.52	.30	.25	.18
.05	.34	.20	.41	.24	.15	.15	.25	.17
.07	.34	.15	.10	.07	.19	.12	.26	.18
.11			.27	.19			.21	.16
.13	.33	.19	.30	.22	.16	.16		
.15	.33	.19	.26	.18	.33	.24	.16	.15
.17	.35	.21	.44	.22	.26	.19		
.19	.20	.14	.54	.28			.36	.21
.21	.44	.22	.74	.34	.11	.11		
.23	.93	.34	.48	.24	.54	.31	.23	.16
.25	.92	.33	.13	.13	.55	.33	.21	.15
.27	1.06	.36	.84	.33	.44	.26	.11	.10
.29	.52	.24	.65	.31	.30	.23	.23	.17
.31	1.45	.40	.43	.22	.11	.11	.40	.24
.33	1.78	.46	.50	.26	.90	.38	.80	.33
.35	1.41	.41	1.47	.46			.58	.27
.37	1.62	.43	.74	.32	.62	.32	.44	.25
.39	1.80	.47	1.16	.41	1.31	.47	.61	.27
.41	1.26	.38	2.27	.56	1.17	.45	1.16	.41
.43	3.00	.61	2.39	.58	1.21	.46	1.02	.37
.45	2.57	.58	2.42	.58	1.16	.44	.71	.33
.47	4.38	.75	3.93	.74	2.62	.67	1.44	.45
.49	5.34	.89	3.26	.74	3.03	.80	1.28	.41
.51	4.95	.86	4.44	.80	3.37	.86	2.61	.67
.53	6.19	.95	6.20	.99	3.64	.89	2.74	.67
.55	7.88	1.12	5.04	.92	3.82	.96	3.93	.89
.57	5.94	.99	7.39	1.27	2.65	.79	3.85	.90
.59	8.91	1.39	10.18	1.62	3.45	1.05	3.06	1.08
.61	6.31	1.17	10.72	2.20	4.71	1.45	3.75	1.00
.63	10.08	1.93	6.31	1.79	4.17	1.39	4.25	1.84
.65	9.30	2.33	4.28	1.62	8.79	3.62	.63	.63
.67	8.30	2.41	2.44	1.44				
.69			1.98	1.88				

TABLEAU 7.2

Ajustement de σ_0 et n pour le modèle CIM
($s_0 = 15.2 \text{ GeV}^2$)

$\cos\theta^*$	σ_0 nb/GeV ²	$\Delta\sigma_0$	n	Δn	χ^2	Nombre de degrés de liberté
Distribution en t pour $ t \geq 3.6 \text{ GeV}^2$	0.195	0.023	7.56	0.5	3238	1095
- .4 ÷ - .2	0.180		7.57	0.24		
- .2 ÷ 0	0.202		8.33	0.18		
0 ÷ 0.2	0.218		7.50	0.18		
0.2 ÷ 0.4	0.197		6.79	0.14		

TABLEAU 7.3

Ajustements du modèle de Preparata et Soffer sur les distributions
en transfert pour $t \leq -3.6 \text{ GeV}^2$ ($s_0 = 1 \text{ GeV}^2$)

	N barn GeV ⁻²	ΔN	λ	$\Delta\lambda$	m_0^2 GeV ²	Δm_0^2	χ^2	Nombre de degrés de liberté
Valeurs des para- mètres ajustés par les auteurs de la réf. [19]	0.6		- 0.05		2		6655	1097
Ajustement de λ et N	0.52	0.01	0.093	0.003	2		3628	1095
Ajustement de λ , N et m_0^2	0.64	0.04	0.095	0.003	2.93	0.30	3592	1094

CONCLUSION

L'emploi d'un spectromètre focalisant pour la mesure de l'impulsion des particules incidentes nous a permis de rechercher des résonances baryoniques étroites en formation dans la diffusion élastique $\pi^- p$ avec une résolution en masse de l'ordre de 1 MeV. Nous n'avons mis en évidence aucune structure dans le domaine des masses comprises entre 3.38 et 5.03 GeV, la limite de détectabilité étant atteinte pour des élasticités de l'ordre de 0.01. Les contraintes sur l'existence des "configurations moléculaires" prévues par les extensions du modèle des quarks connues sous le nom de chimie de la couleur sont donc maintenant particulièrement restrictives dans le canal $\pi^- p$ pour le domaine de masse exploré. Les largeurs des résonances pouvant être mises en évidence ou réfutées de façon sûre par notre expérience sont inférieures à 20 MeV. Au delà, les erreurs systématiques entachant les déterminations de la section efficace obtenues avec différents réglages de faisceau ne permettent pas de tirer des conclusions définitives. Ces réserves s'appliquent aux deux bosses larges d'environ 130 MeV observées pour $p_{\text{lab}} = 8$ et 10.70 GeV/c sur les distributions en impulsion de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ relatives à $\cos\theta^* = 0.1$ et 0.3. La première confirme partiellement un résultat d'une expérience antérieure [17], résultat que ses auteurs suggèrent d'interpréter comme une fluctuation d'Ericson. Nos observations ne semblent pas, par contre, se prêter à ce type d'interprétation, essentiellement à cause de l'absence d'oscillations marquées des distributions angulaires et du caractère isolé des structures en énergie. Nous ne présentons pas de résultat concernant les résonances larges prévues par les analyses en déphasage portant sur les résultats expérimentaux antérieurs à ce travail. L'importance des erreurs systématiques de notre expérience conçue pour détecter des résonances étroites, rend délicate la mise en oeuvre d'une analyse en ondes partielles, seule méthode à même de mettre en évidence ce type de structure.

En dehors de la recherche de résonances étroites, objectif prioritaire de l'expérience, nos résultats constituent une mesure statistiquement précise de la section efficace différentielle de la diffusion élastique π^- pour

$$11.4 \leq s \leq 25 \text{ GeV}^2$$

$$|\cos\theta^*| \leq 0.7$$

A basse énergie, $11.4 \leq s \leq 15.8 \text{ GeV}^2$, l'acceptance de l'appareillage nous a permis de mettre en évidence les propriétés diffractives de la section efficace à petit transfert. Le second pic et le second minimum observé pour $t = -2.8 \text{ GeV}^2$ sont déterminés avec une précision statistique meilleure que celle des expériences précédentes. A grand angle, $\cos\theta^* < 0.4$, et pour tout le domaine d'énergie exploré, la règle de comptage dimensionnelle

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto s^{-8} f(\theta^*)$$

qui résume les prédictions de la plupart des modèles où les hadrons sont considérés comme composites, est une première approximation convenable. Elle semble, de plus, assurer une continuité entre nos mesures et les points relevés à plus haute énergie (entachés, il est vrai, d'incertitudes non négligeables). Les ajustements de l'exposant de la loi de puissance obtenus pour quatre intervalles d'angle de diffusion, donnent toutefois des résultats distincts, le plus grand écart par rapport à -8 est relatif à $\cos\theta^* = 0.3$ là où les structures en énergie précédemment évoquées sont observées. Ces structures mises à part, la forme de la distribution angulaire est pratiquement invariable avec l'énergie. Elle présente un accord satisfaisant dans les limites de la précision de mesure avec les prédictions des deux modèles de partons que nous avons examinés. Pour le modèle CIM l'accord est obtenu sans modification des paramètres gouvernant la distribution angulaire; il est par contre nécessaire de donner à ceux de la formule de Preparata et Soffer des valeurs différentes de celles que ces auteurs avaient obtenues pour la diffusion élastique $\pi^+ p$ à $10 \text{ GeV}/c$ pour $\theta^* = 60^\circ$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Baillon et al., Phys. Lett. 94B 4 (1980) 533;
P. Baillon et al., Talk given by P. Baillon at the IV Conf. on Baryon Resonances, Toronto, 14-16 July 1980.
- [2] F. De Hoffmann et al., Phys. Rev. 95 (1954) 1586.
- [3] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
G. Zweig, Rapport CERN 8182/TH401 (1964) non publié.
- [4] G. Miller et al., Phys. Rev. 5D (1972) 528 pour l'expérience;
J.D. Bjorken et E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975.
R.P. Feynman, Photon Hadron Interactions - Benjamin, New-York, pour la théorie.
- [5] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404;
J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [6] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252.
- [7] S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 163;
G. Zweig, Rapport CERN 8419/TH412 (1964) non publié;
J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Supplement No. 37-38 (1966) 21.
- [8] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255;
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 70B (1977) 132, pour les mésons.
Pour un ensemble complet de références concernant les baryons charmés on pourra consulter: G. Sajot, Thèse d'Etat (21 avril 1980) LPC T/80-01.
- [9] E.H. Thorndike, First results on bare B Physics, Talk given at the 20th Int. Conf. on High Energy Physics, Madison, Wisconsin, July 17-23 1980.
- [10] Chan H.M., Invited paper at the 1980 Meeting on Particle Theory at Guangzhou (Canton) organized by Academia Sinica.
- [11] R.D. Tripp, to be published in the Proc. of the 5th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Bressanone, Italy, June 23-28, (1980);
S.U. Chung et al., Phys. Rev. Lett. 45, 20 (1980) 1611.
- [12] J. Amirzadeh et al., Phys. Lett. 89B, 1 (1979) 125.
- [13] C. Bricman et al., Rev. Mod. Phys. 52, 2, II (1980)
- [14] R.E. Cutkosky et al., Phys. Rev. 20D (1979) 2839.
- [15] A.W. Hendry, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 222.

- [16] G. Höhler et al., Handbook of π -N scattering, Physik Daten, Vol. 12-1 Karlsruhe (1979).
- [17] K.A. Jenkins et al., Phys. Rev. 21D, 9 (1979) 2445.
- [18] J.F. Gunion, S.J. Brodsky et R. Blankenbecler, Phys. Rev. 8D, 1 (1973) 287.
- [19] G. Preparata et J. Soffer, Phys. Lett. 93B 1-2 (1980) 187.
- [20] J. Orear et al., Phys. Rev. 152, 4 (1966) 1162.
- [21] D.P. Owen et al., Phys. Rev. 181, 5 (1969) 1794.
- [22] T. Buran et al., Nucl. Phys. 111B (1976) 1.
- [23] R. Almas et al., Phys. Lett. 93B (1980) 199.
- [24] G. Höhler et al., Tables of Pion-Nucleon Amplitudes - Karlsruhe KFK 2457 (1977).
- [25] V. Flaminio et al., CERN-HERA 79-01 (1979).
- [26] B.H. Bransden et R.G. Moorhouse, The Pion-Nucleon System - Princeton University Press 1973.
- [27] P. Baillon et al., en préparation.
- [28] Michele Ferro-Luzzi et G. Petrucci, CERN-EP Internal Report 79-05 (1979).
- [29] K.L. Brown et al., Rapport jaune CERN 80-04 (1980).
- [30] P.N. Kirk et al., Phys. Rev. 8D 1 (1973) 63.
W.C. Harrison et al., Phys. Rev. 13D, 9 (1976) 2453.
- [31] J. Gervaise, Rapport jaune CERN 76-19 (1976) 11.
- [32] K. Borer et G. Frémont, Rapport jaune CERN 77-19 (1977).
- [33] J. Chauveau et D. Lellouch, note interne EP (13 octobre 1977).
- [34] H. Wind, Function Parametrization, Proc. 1972 CERN Computing and Data Processing School, CERN 72-21 (1972) 53;
J.P. Benzecri, L'Analyse des Données, Dunod, Paris (1973).
- [35] M. Benayoun et al., en préparation.
- [36] E. Barrelet et al., Phys. Lett. 94B, 4 (1980) 541.
- [37] P. Baillon et al., Rapport jaune CERN 75-10 (1975);
P. Baillon et al., Rapport jaune CERN 77-16 (1977).
- [38] J. Séguinot et T. Ypsilantis, Nucl. Inst. and Meth. 142 (1977) 377.

- [39] P. Baillon et al., Nucl. Inst. and Meth. 126 (1975) 13.
- [40] F. Thizy, Obtention par évaporation sous vide de dépôts réflecteurs pour optique de compteur Cerenkov. Rapport CERN-SB (1975).
- [41] E.M. Rimmer, ZDAQ short write-up, CERN-DD (1978).
- [42] S. Cittolin, BAMBI CERN-EP-DHG (1977).
- [43] G.I. Marchuk, Methods of numerical Analysis, Springer Verlag, New-York, Heidelberg, Berlin (1975) 71.
- [44] B.L. Van den Waerden, Statistique mathématique, Dunod, Paris (1967) 109.
- [45] *ibid*, p.259
- [46] D. Sivers, Ann. of Phys. 90, 1 (1975) 71;
D. Sivers, S.J. Brodsky et R. Blanckenbecler, Phys. Rep. 23 (1976) 1.
- [47] Pour une compilation récente: M. Jacob, High p_T and jets,
Rapporteur Talk in Proc. of the Int. Conf. on High Energy Physics,
Geneva, June 79.
- [48] B. Schrepf et F. Schrepf, Nucl. Phys. 163B (1980) 397;
S.Y. Chu et A.W. Hendry, Phys. Rev. 6D (1972) 190; 7D (1973) 86.
- [49] R. Hagedorn, Supplement to Nuovo Cimento 3 (1967) 147.
- [50] S. Frautschi, Phys. Rev. 3D (1971) 2821.
- [51] T. Ericson et T. Mayer-Kuckuk, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 183;
S. Frautschi, Nuovo Cimento 12A 1 (1972) 133
et, pour les études expérimentales en π -nucléon
F.H. Schmidt et al., Phys. Lett. 45B 2 (1973) 157;
P.J. Carlson, *ibid*. p. 161;
S. Frautschi, Lecture given at Erice (Oct. 1978) Rapport CALT 68-705.
- [52] M. Fellingner et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 600.
- [53] F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons, Academic Press,
London, New York, San Francisco (1979).
- [54] S.J. Brodsky et G.R. Farrar, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1153;
V.A. Mateev, R.M. Muradyan et A.N. Tavkhelidze, Lett. al Nuov.
Cim. 7 (1973) 719.
- [55] G. Preparata, Proc. of the Int. School of Subnuclear Physics Erice,
Ed A. Zichichi (1977), 72; (1974) 54.

- [56] C. Baglin et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 425.
- [57] λ est négatif, contrairement à ce qu'indique la réf. [19],
J. Soffer, communication privée.

REMERCIEMENTS

Que les membres de mon jury trouvent ici l'expression de ma reconnaissance. Monsieur A. ASTIER m'a fait l'honneur d'accepter la présidence, malgré un emploi du temps excessivement chargé; je l'en remercie très sincèrement. Monsieur M. BAUBILLIER a relu une version préliminaire de mon travail et m'a fait part de judicieuses remarques avec une bienveillance que j'ai beaucoup appréciée. Je ne saurais cacher le plaisir que m'a valu l'acceptation de Monsieur P. FALK-VAIRANT car je n'ai pas oublié que c'est à lui que je dois d'avoir fait mes premiers pas au CERN. Je dois une reconnaissance toute particulière à Messieurs M. FERRO-LUZZI, animateur de l'équipe de recherche du CERN à l'origine de l'expérience, et M. FROISSART, Professeur au Collège de France et Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire. Tous deux ont contribué à faciliter mon travail d'une part en me permettant de venir passer deux ans comme boursier au CERN, pendant la phase la plus active de l'expérience et, d'autre part, en suivant mes activités avec attention et bienveillance. Max FERRO-LUZZI n'a jamais ménagé ni sa peine ni son temps pour me guider au cours de l'analyse des données et me faire bénéficier de son savoir et de son expérience. Monsieur FROISSART a eu la patience d'examiner en détail les nombreux manuscrits successifs ayant finalement abouti à ce mémoire. Son esprit critique, son érudition et sa capacité de dialogue m'ont permis de beaucoup apprendre et de démythifier nombre de préjugés. Je tiens à témoigner des qualités humaines et de la compétence de Monsieur Philippe LERUSTE. Il m'a constamment épaulé depuis mon entrée au laboratoire faisant preuve d'une disponibilité permanente et d'une volonté d'écouter les autres qui font que pour moi il est plus un ami qu'un collègue. Que Monsieur Jacques SEGUINOT sache que des qualités d'expérimentateur, en particulier sa méticulosité, en ont fait pour moi un modèle.

Une expérience de physique des hautes énergies telle que celle que décrit cette thèse est une entreprise collective. Que les membres de l'équipe d'expérimentateurs de la collaboration CERN-Collège de France sachent que j'apprécie ce que je leur dois. Au Collège de France, je remercie vivement Monsieur Maurice BENAYOUN qui forme avec Philippe LERUSTE un tandem avec qui il est particulièrement plaisant de travailler et plus,

de vivre. Que Messieurs Jean KAHANE, Raymond SENE et Jacques TOCQUEVILLE soient remerciés de l'aide qu'ils m'ont apportée sur le plan expérimental. Au CERN je rends hommage aux qualités de chercheur de Monsieur Paul BAILLON; son sens physique et sa ténacité m'ont été profitables. Ce sont son enthousiasme et ses dons de pédagogue que Monsieur Jean-Marie PERREAU m'a fait apprécier en particulier lorsque, de concert, nous avons mis au point les programmes d'acquisition des données et de contrôle en ligne de l'expérience.

Le succès d'une expérience repose pour une large part sur le travail souvent obscur et insuffisamment reconnu de nombreux techniciens. La conception et la réalisation des détecteurs a été répartie entre le CERN et le Collège de France. Au laboratoire, je remercie Messieurs Patrick BONIERBALE, Guy DESCOTES, Jean-Pierre JOBEZ et Daniel MARCHAND dessinateurs, et les membres de l'atelier de mécanique dont la coordination est assurée avec compétence et psychologie par Monsieur Albert DIACZEK. Au CERN, Messieurs Claude DETRAZ et Ysbrand KORNELIS ont veillé en permanence à l'intégrité et à la bonne marche des instruments de mesure. Messieurs René SAIGNE et Jean-Pierre VILLAIN ont participé à la construction d'appareils et aux multiples montages et démontages du dispositif expérimental. Ce dernier s'est, d'autre part, occupé du câblage au Collège de France avec Monsieur Jean DA PIEDADE. L'équipe des géomètres composée de Messieurs Jean LEAULT, Louis GRANDCLEMENT et Jacques SCHMITT, avait une tâche ardue qu'elle a remplie de façon impeccable. Les mesures de cartes de champ ont été menées à bien grâce à Messieurs Dietrich LEHM, Pierre KNOBEL et Madame Josi SCHINZEL. Messieurs Juan PENALVER, François THIZY et Marc WURGEL ont effectué les dépôts réflecteurs sur les miroirs du compteur Cerenkov.

Il faudrait en outre citer, les responsables du fonctionnement de l'accélérateur et des faisceaux, les membres des ateliers de mécanique du CERN où des détecteurs ont été construits. Que tous les oubliés me pardonnent de ne pouvoir les citer nominativement.

L'informatique prend une part de plus en plus large dans les expériences du type de celle que nous avons effectuée. Monsieur Per SCHARFF-HANSEN nous a permis d'utiliser un ordinateur Hewlett-Packard

21MX pour l'acquisition des données. Monsieur Yves PERRIN spécialiste du système en usage sur cette machine nous a facilité son emploi avec un sérieux et une patience que j'ai personnellement beaucoup appréciés. Le traitement des données en temps différé sur les grands calculateurs CDC7600 et IBM370, a nécessité une fastidieuse gestion de fichiers que Monsieur Robert WALLIN a assurée avec efficacité.

La communication des informations entre expérimentateurs prend une importance accrue à mesure que la taille des collaborations augmente. Madame Marcelle FOURNIER n'imagine peut-être pas l'importance du rôle qu'elle tient dans le groupe à cet égard. Pour ma part, je la remercie pour l'aide qu'elle m'a apportée entre autres en dessinant de nombreuses figures de cette thèse.

La réalisation matérielle de cet ouvrage a été, pour l'essentiel, effectuée au CERN. Que Mesdames Foula ROLLINGER, Christiane PLUMETTAZ et Luce LEVRAT, du bureau de dessin sachent que j'ai beaucoup apprécié la qualité de leur travail et l'amabilité de leur accueil. L'affabilité de Monsieur Markus AUDRIA à qui j'ai donné plus de cent figures à photographier, m'a touché. Je remercie beaucoup Mademoiselle Evelynne DELUCINGE qui s'est acquittée avec compétence et rapidité de la frappe et de la mise en page d'un manuscrit dont l'épaisseur aurait pu lui faire perdre le sourire. Merci aussi à Madame Edith FELDMANN à qui je dois l'autorisation d'avoir pu faire effectuer la frappe au CERN.

Au Collège de France, je remercie Mademoiselle Danielle LEVAILLANT qui s'est occupée avec diligence de tous les problèmes posés par la publication de cette thèse.

Je sais gré à l'ensemble des membres de l'imprimerie du laboratoire: Madame Esther CHIGNER, Messieurs Xuan LE TAN, Jacques ORILLON entourant Monsieur Georges ARBOUSSE-BASTIDE, d'avoir tiré cet ouvrage de façon irréprochable en mon absence. Merci enfin aux secrétaires du laboratoire: Mesdames Chantal BREON, Elisabeth BROCHET, Joëlle BROSSAUD, Danielle CERVERRA, Germaine MASSEI et Yolande RUELLE que j'ai toujours trouvées disponibles pour aplanir les difficultés que j'ai rencontrées sur les plans matériel et administratif.