

A : PS
E : NA

THÈSES

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Vincent CHABAUD

- 1^{re} THÈSE.** — ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DES MESONS π^+ ET DES MESONS π^-
PAR LES PROTONS DANS L'HEMISPHERE ARRIERE A 2,85, 3,30 ET 3,55 GeV/c
- 2^e THÈSE.** — TESTS EXPERIMENTAUX DE L'ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

SOUTENUES LE 14 MAI 1969 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. L. NÉEL *Président*

P. DEPOMMIER *Examineurs*
M. JACOB
A. LUNDBY
J. YOCCOZ

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

Doyen honoraire M. MORET

Doyen M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL	Physique expérimentale
HEILMANN	Chimie organique
KRAVTCHEVSKO	Mécanique rationnelle
CHABAUTY	Calcul différentiel et intégral
BENOIT	Radioélectricité
CHENE	Chimie papetière
FELICI	Electrostatique
KUNTZMANN	Mathématiques appliquées
BARBIER	Géologie appliquée
SANTON	Mécanique des Fluides
OZENDA	Botanique
FALLOT	Physique industrielle
KOSZUL	Mathématiques
GALVANI	Mathématiques
MOUSSA	Chimie nucléaire
TRAYNARD	Chimie générale
SOUTIF	Physique générale
CRAYA	Hydrodynamique
REULOS	Théorie des Champs
BESSON	Chimie minérale
AYANT	Physique approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Mlle LUTZ	Mathématiques
BLAMBERT	Mathématiques
BOUCHEZ	Physique nucléaire
LLIBOUTRY	Géophysique
MICHEL	Minéralogie et Pétrographie
BONNIER	Electrochimie et Electro-metallurgie
DESSAUX	Physiologie animale
PILLET	Physique industrielle et Electrotechnique
YOCOZ	Physique nucléaire théorique
DEBELMAS	Géologie générale
GERBER	Mathématiques
PAUTHENET	Electrotechnique
VAUQUOIS	Calcul électronique
BARJON	Physique nucléaire
BARBIER	Physique
SILBER	Mécanique des Fluides
BUYLE-BODIN	Electronique
DREYFUS	Thermodynamique
KLEIN	Mathématiques
VAILLANT	Zoologie et Hydrobiologie
ARNAUD	Chimie
SENGEL	Zoologie
BARNOUD	Biosynthèse de la Cellulose
BRISSENEAU	Physique
GAGNAIRE	Chimie physique
Mme KOFER	Botanique
DEGRANGE	Zoologie
PEBAY-PEROULA	Physique
RASSAT	Chimie systématique
DUCROS	Cristallographie physique
DODU	Mécanique appliquée I.U.T.
ANGLES D'AURIAC	Mécanique des Fluides
LACAZE	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIDON	Géologie et Minéralogie
GIRAUD	Géologie
FERRET	Servomécanisme
Mme BARBIER	Electrochimie
Mme SOUTIF	Physique
COHEN	Electrotechnique
DEPASSEL	Mécanique des Fluides
GASTINEL	Mathématiques appliquées
GLENAT	Chimie
BARRA	Mathématiques appliquées
COUMES	Electronique

FERRIAUX	Géologie et Minéralogie
ROBERT	Chimie papetière
BIAREZ	Mécanique physique
BONNET	Electronique
CAQUIS	Chimie générale
BONNETAIN	Chimie minérale
DEPOMMIER	Physique nucléaire et Génie atomique
HACQUES	Calcul numérique
POLOUJADOFF	Electrotechnique
Mme KAHANE	Physique
Mme BONNIER	Chimie
VALENTIN	Physique
PAYAN	Mathématiques

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	Botanique
RODRIGUES	Mathématiques pures
STANDING	Physique nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA	Physique atomique
DEPORTES	Chimie
Mme BOUCHE	Mathématiques
SARROT-REYNAULD	Géologie propédeutique
KAHANE	Physique générale
DOLIQUE	Electronique
BRIERE	Physique
DESRE	Chimie
LAJZEROWICZ	Physique
BERTRANDIAS	Mathématiques appliquées
LAURENT	Mathématiques appliquées
Mme BERTRANDIAS	Mathématiques pures
LONGUEUE	Physique
SOHM	Electrochimie
ZADWORN	Electronique
DURAND	Chimie physique
CARTIER	Biologie végétale
AUBERT	Physique
DELPUECH	Chimie organique
PFISTER	Physique
CHIBON	Biologie animale
IDELMAN	Physiologie animale
BOUVARD	Hydrologie
RICHARD	Botanique
PELMONT	Physiologie animale
BLOCH	Electrotechnique I.P.
BOUSSARD	Mathématiques appliquées I.P.
MOREAU	Hydraulique I.P.
BRUGEL	Energétique I.U.T.
SIBILLE	Construction mécanique I.U.T.
ARMAND	Chimie I.U.T.
BOLLIET	Informatique I.U.T.
KUHN	Energétique I.U.T.
GERMAIN	Construction mécanique I.U.T.
CONTE	Thermodynamique
JOLY	Mathématiques pures
Mlle PIERY	Biologie animale
BERNARD	Mathématiques pures

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK	Mécanique des Fluides
CHEEKE	Thermodynamique
YAMADA	Physique du Solide
NATR	Biologie végétale
NAYLOR	Physique industrielle
SILBER	Radioélectricité
NOZAKI	Mathématiques appliquées
RUTLEDGE	Mathématiques appliquées
DONHO	Physique générale
EGGER	Biologie végétale

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I DISPOSITIF EXPERIMENTAL - CONDUITE DE L'EXPERIENCE	3
1. DESCRIPTION GENERALE	3
2. DESCRIPTION DETAILLEE	6
2.1 Le faisceau de particules secondaires	6
2.2 Les compteurs Čerenkov	7
2.3 La cible à hydrogène liquide	8
2.4 Les chambres à étincelles et le dispositif de prise de vues	8
2.5 Les électro-aimants	10
2.6 Les compteurs à scintillation, l'électronique et le tableau d'affichage	13
3. CONDUITE DE L'EXPERIENCE	15
3.1 Opérations préliminaires	15
3.2 Collecte des événements	16
CHAPITRE II EXPLOITATION DES PHOTOGRAPHIES - RESULTATS DE L'EXPERIENCE	17
1. MESURE AUTOMATIQUE DES PHOTOGRAPHIES - RECHERCHE DES IMAGES DES MARQUES FIDUCIELLES ET DES TRACES DES PARTICULES	17
1.1 Luciole	17
1.2 Recherche des images des marques fiducielles et des traces des particules	19
2. RECHERCHE DES EVENEMENTS ELASTIQUES	22
2.1 Restitution et filtrage des événements	23
2.2 Sélection finale des événements élastiques	25
3. PONDERATION DES EVENEMENTS ELASTIQUES - CORRECTIONS - RESULTATS DE L'EXPERIENCE	32
3.1 Pondération des événements élastiques	32
3.2 Corrections diverses et résultats	34
3.3 Rappel : paramètres de Mandelstam et réactions croisées	38

CHAPITRE III	DISCUSSION QUALITATIVE ET INTERPRETATION THEORIQUE DES RESULTATS	43
1.	DISCUSSION QUALITATIVE	43
2.	INTERPRETATION THEORIQUE	48
2.1	Introduction	48
2.2	Postulats et prédictions du modèle des pôles de Regge	52
2.3	Formulation de l'amplitude de résonance pour la diffusion π -proton	57
2.4	Formulation de l'amplitude d'échange pour la diffusion π -proton	59
2.5	Calcul des prédictions du modèle d'échange et du modèle de résonance à 2,85 et 3,55 GeV/c	65
2.6	Conclusions	72
	CONCLUSION GENERALE	81
	APPENDICE : TABLEAU DES RESULTATS	83
	REFERENCES	87

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur P. Preiswerk et au Docteur H. Øverås, sans la compréhension de qui je n'aurais pu faire ce travail.

J'adresse tous mes remerciements à Monsieur le Professeur L. Néel qui a bien voulu me faire l'honneur de présider mon jury.

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur P. Depommier dont le soutien et les encouragements m'ont été précieux en maintes occasions.

Je tiens à remercier tout spécialement le Docteur A. Lundby pour la confiance qu'il m'a témoignée et les nombreuses discussions que j'ai eues avec lui.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur J. Yoccoz et le Docteur M. Jacob d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je veux remercier très sincèrement ceux des membres du groupe du CERN et du groupe de Saclay dont j'ai apprécié la confiance et l'amitié, et particulièrement le Docteur L. Goldzahl.

Ce travail n'a été rendu possible que grâce à l'aide, durant l'expérience, des techniciens des deux groupes et, pendant l'analyse, de l'équipe responsable de la programmation et de l'exploitation de Luciole. Je les en remercie très vivement.

La présentation matérielle de cet ouvrage a été assurée par le Service de Reproduction de Documents du CERN, avec une perfection devenue traditionnelle. J'adresse mes vifs remerciements à toutes les personnes qui y ont contribué.

INTRODUCTION

Le travail que je vais présenter est basé sur une partie d'une expérience faite au CERN en 1964-1965 par une équipe du CERN et par une équipe du Centre d'Etudes nucléaires de Saclay^{*)}.

Le but de cette expérience était l'étude de la diffusion élastique des mésons π , des mésons K et des antiprotons par les protons, à moyenne énergie (pour des impulsions des particules incidentes voisines de 3 GeV/c) et dans la plus grande partie de l'intervalle angulaire observable, à l'exception de la région bien connue du pic de diffraction (diffusion au voisinage de 0°).

Nous désirions tout particulièrement étudier la diffusion $\pi^\pm p$ et la diffusion $K^\pm p$ dans l'hémisphère arrière, car certains théoriciens, fondant leur argumentation sur le modèle des pôles de Regge, avaient suggéré l'existence d'un pic prononcé des distributions angulaires $\pi^\pm p$ et $\pi^\mp p$ au voisinage de 180° . La disgrâce du modèle des pôles de Regge, intervenue vers la fin de 1963, rendait cette étude encore plus intéressante.

La petitesse des sections efficaces prévues (de l'ordre de 10 $\mu\text{b/sr}$ dans le système du centre de masse) nous a amenés à concevoir un dispositif expérimental permettant, d'une part, l'observation d'un grand angle solide et, d'autre part, une identification aussi sûre que possible des événements élastiques. Dans cet esprit, nous avons décidé d'utiliser des chambres à étincelles et de mesurer, en plus de l'angle de diffusion et de l'angle de recul, l'impulsion de la particule diffusée ou celle du proton de recul.

L'information fournie par les chambres à étincelles a été enregistrée par la méthode photographique, d'usage général il y a quatre ans. Ce qui était plus original est que nous avons prévu de faire mesurer automatiquement les photographies par Luciole, un appareil de mesure à spot mobile contrôlé par un ordinateur. Cet appareil a été inventé et développé au sein de la Division Données et Documents du CERN; son exploitation est assurée par la même Division.

Pour étudier tout l'intervalle angulaire désiré, nous avons dû réaliser deux montages différents et nous avons procédé en trois étapes :

- étude de la diffusion $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ et $\bar{p}p$ vers l'avant ($6^\circ < \theta_{\text{lab}} < 30^\circ$),
- étude de la diffusion $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ et $\bar{p}p$ sur le côté ($45^\circ < \theta_{\text{lab}} < 130^\circ$),
- étude de la diffusion $\pi^\pm p$ et $K^\pm p$ vers l'arrière ($135^\circ < \theta_{\text{lab}} < 170^\circ$).

^{*)} L'équipe du CERN, dirigée par A. Lundby, comprenait W.F. Baker, P.J. Carlson, E.G. Michaelis et moi-même; celle de Saclay, dirigée par L. Goldzahl, comprenait J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo et F. Plouin.

Le premier montage a été utilisé pour les deux premières étapes, et le second pour la dernière.

Comme tous les membres des deux équipes, j'ai participé à l'ensemble de la préparation et de la conduite de l'expérience proprement dite. Avec un nombre plus restreint de personnes, je me suis par ailleurs occupé d'une grande partie de l'exploitation du million de photographies obtenues dans l'expérience. Ce travail est maintenant presque terminé, et ses résultats ont été exposés dans plusieurs publications¹⁻⁶).

Le présent travail est limité à l'étude de la diffusion élastique π^+p à 2,85, 3,30 et 3,55 GeV/c, et de la diffusion élastique π^-p à 2,85 et 3,55 GeV/c telles qu'elles ont été observées dans la deuxième étape de l'expérience^{*)}. L'intervalle angulaire correspondant dans le système du centre de masse va de 102° à 163° environ. Les résultats obtenus dans cette étude ont été déjà publiés et discutés qualitativement⁵), mais aucune interprétation quantitative n'en a encore été faite.

Il convient peut-être d'expliquer le choix des impulsions incidentes. Lorsque nous avons projeté cette expérience, on venait de découvrir plusieurs résonances du système π -nucléon ayant des masses élevées : 2400 MeV, 2640 MeV, 2840 MeV, ... Les trois impulsions incidentes correspondent à des énergies totales dans le système du centre de masse qui sont approximativement égales à $(1/2)(2400 + 2640)$ MeV, 2640 MeV et $(1/2)(2640 + 2840)$ MeV.

La suite de cet exposé comprend trois chapitres : le premier décrit le dispositif expérimental et la conduite de l'expérience; le deuxième traite de l'exploitation des photographies en vue de l'obtention des résultats expérimentaux; le troisième rappelle la situation théorique et présente une tentative d'interprétation détaillée, qualitative et quantitative, des résultats trouvés.

*) Seules des considérations d'allocation de temps auprès du Synchrotron à protons du CERN nous ont empêchés d'étudier la diffusion élastique π^+p à 3,30 GeV/c.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL - CONDUITE DE L'EXPERIENCE

1. DESCRIPTION GENERALE

Le faisceau secondaire utilisé ne comportait pas de séparateur de particules. En consommant 10% seulement du faisceau primaire de protons, il fournissait, avec une intensité suffisante pour l'expérience, un mélange de protons, π^+ et K^+ ou un mélange de π^- , K^- et antiprotons ayant une faible dispersion d'impulsion autour d'une impulsion moyenne ajustable jusqu'à 3,7 GeV/c.

Dans la zone expérimentale (fig. 1 et 2), entre le mur de protection et la cible à hydrogène liquide, le faisceau traversait deux compteurs Čerenkov C_1 et C_2 pour séparer électroniquement les divers types de particules, un "télescope" de trois compteurs à scintillation S_1 , S_2 et S_3 pour compter le nombre de particules incidentes, et deux petites chambres à étincelles Ch_1 et Ch_2 pour déterminer leurs trajectoires.

Sur le côté de la cible à hydrogène se trouvaient un ensemble de compteurs à scintillation S_4 et un couple de grandes chambres à étincelles Ch_5 et Ch_6 , assurant respectivement la détection des π diffusés et la détermination de leurs trajectoires.

Vers l'avant de la cible, un ensemble de compteurs S_5 et un couple de chambres Ch_3 et Ch_4 jouaient le même rôle pour les protons de recul.

On trouvait en outre, derrière les compteurs S_5 , un spectromètre constitué d'un électro-aimant de grande acceptance A_1 , d'un nouveau couple de chambres Ch_7 et Ch_8 , et d'un ensemble de compteurs à scintillation S_6 associés en hodoscopes avec les compteurs S_5 . Ce spectromètre avait un double rôle : premièrement, réduire le nombre de déclenchements inintéressants en n'acceptant que les particules ayant à peu près l'impulsion attendue; deuxièmement, permettre une détermination ultérieure précise, par le calcul, de l'impulsion des particules acceptées.

Il y avait aussi, derrière les compteurs S_4 , un deuxième spectromètre constitué d'un petit électro-aimant A_2 et d'une unique chambre à étincelles Ch_9 . Par suite de l'acceptance limitée de l'électro-aimant, ce spectromètre ne pouvait analyser qu'une partie des particules produites sur le côté, et de ce fait n'intervenait pas dans l'élaboration du signal de déclenchement des chambres.

Chaque chambre était munie de quatre marques fiducielles en forme de croix et photographiée de la manière habituelle sur le côté et par dessus, grâce à un miroir à 45°. Un système compliqué de miroirs de renvoi permet-

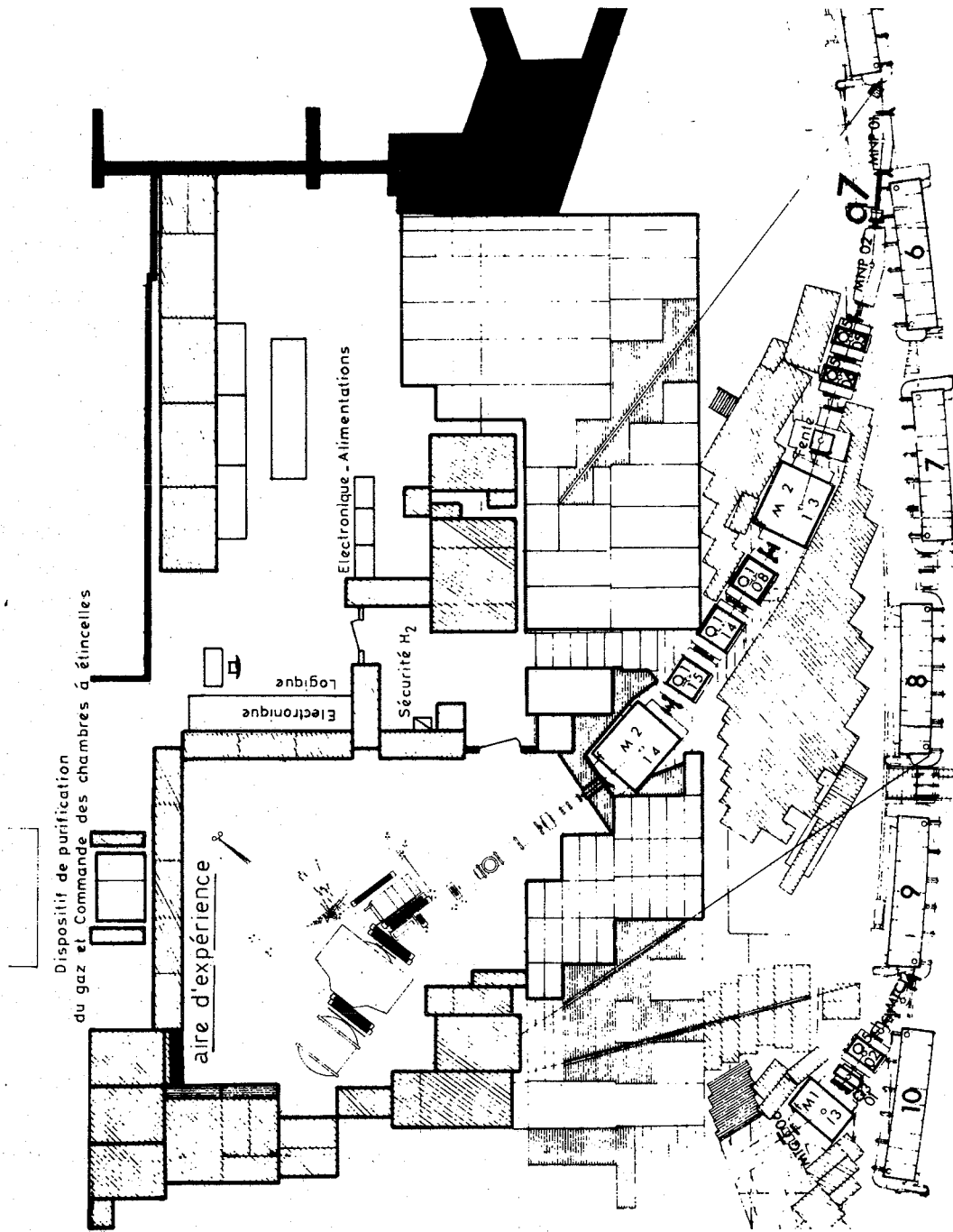


Fig. 1 Plan d'ensemble du système de transport de faisceau et du dispositif expérimental

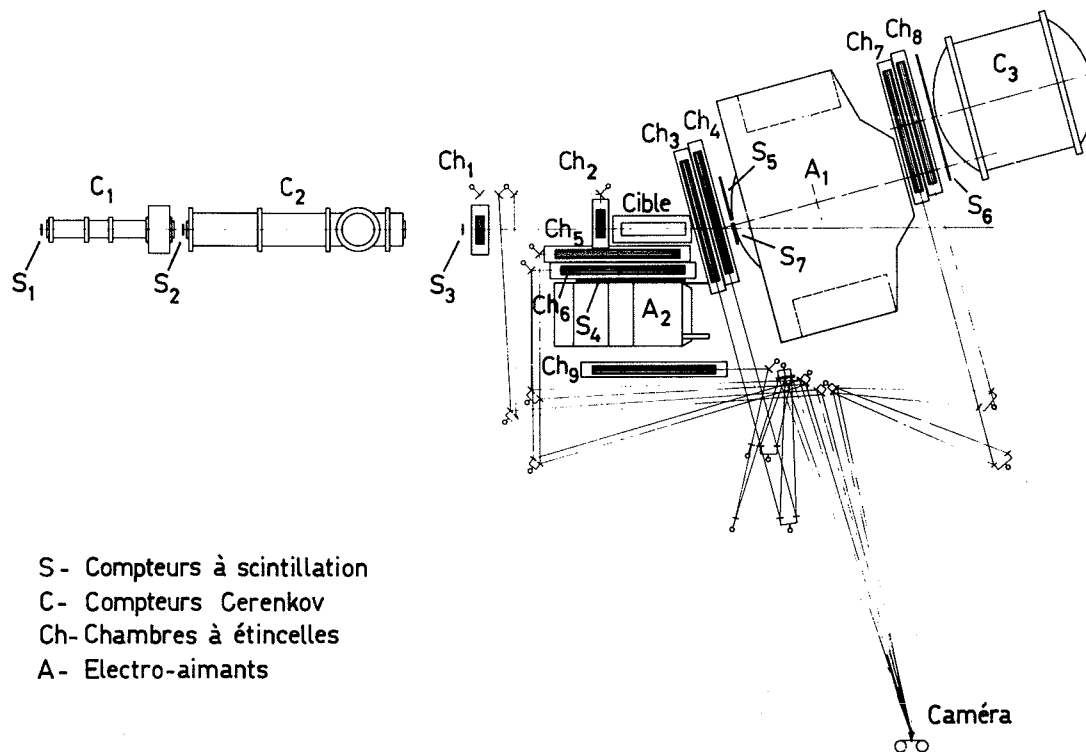


Fig. 2 Plan détaillé du dispositif expérimental

tait à une seule caméra de photographier l'ensemble des dix-huit vues, ainsi qu'un tableau de quarante-huit petits flashes sur lequel venait s'afficher sous forme binaire, pour chaque événement, un certain nombre d'informations variables ou permanentes, utiles à l'analyse des photographies.

Le dispositif que nous venons de décrire n'est manifestement pas très sélectif. Il peut en particulier être déclenché par une diffusion vers l'avant aussi bien que par une diffusion à grand angle, car l'impulsion d'un π diffusé vers l'avant est comparable à celle du proton de recul associé à une diffusion à grand angle (fig. 3).

Pour éviter ces déclenchements intempestifs beaucoup trop fréquents, nous avons utilisé en antikoïncidence un gros compteur Čerenkov à gaz C₃ placé derrière le spectromètre de protons. Sa pression avait été fixée à une valeur telle qu'il ne détecte pas les protons de recul relativement lents, mais détecte les π plus rapides produits vers l'avant dans une collision élastique ou inélastique.

Le dispositif comportait enfin un compteur à scintillation S₇, aligné sur la direction du faisceau incident et utilisé en antikoïncidence. Ce compteur servait à se débarrasser, dans les premiers étages de coïncidences, des particules incidentes n'ayant pas interagi dans la cible, évitant ainsi de surcharger les étages finals qui élaboraient le signal de déclenchement.

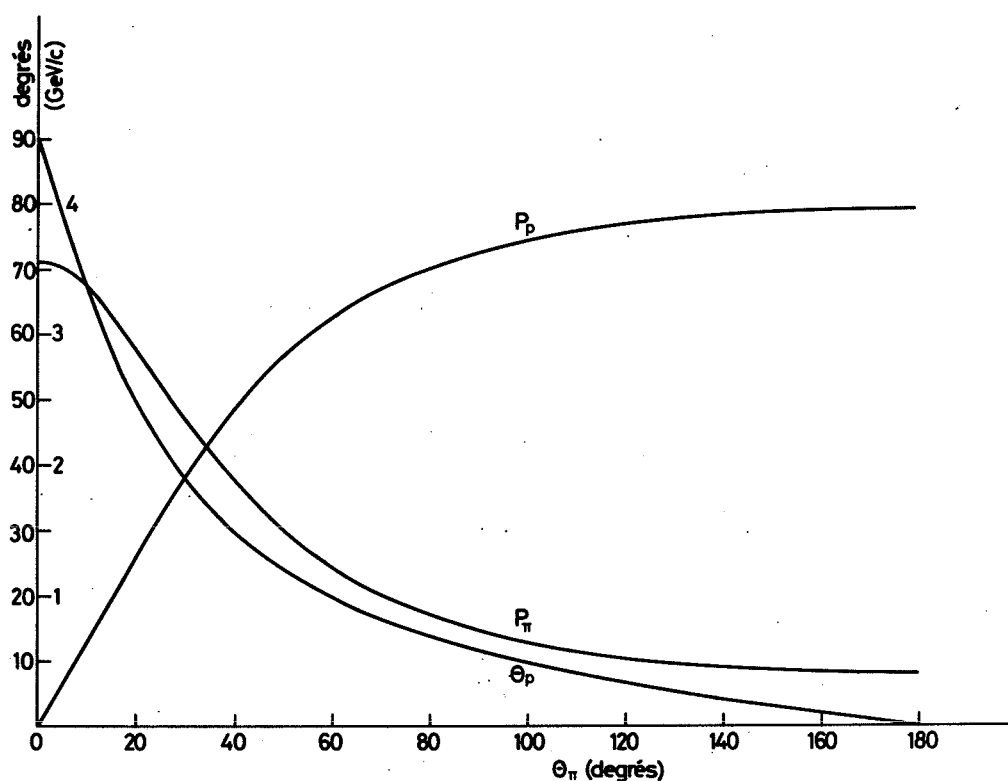


Fig. 3 Cinématique dans le système du laboratoire de la diffusion élastique π -proton à 3,55 GeV/c

2. DESCRIPTION DETAILLÉE

2.1 Le faisceau de particules secondaires

Le système de transport de faisceau comprenait une partie dispersive, entre la cible de production de particules secondaires et la fente d'analyse d'impulsion, et une partie achromatique, entre la fente d'analyse et la zone expérimentale (fig. 1).

La première partie avait été conçue, dans le cadre d'une autre expérience, pour fournir un faisceau intense de K^+ ou de K^- . Elle comportait essentiellement deux électro-aimants à focalisation forte, spécialement étudiés pour être placés très près de la cible de production et capables, de ce fait, d'extraire du synchrotron à protons des particules secondaires produites à petit angle ($5^\circ 44'$) dans un angle solide aussi grand que possible ($3 \cdot 10^{-4}$ sr)⁷). Le premier électro-aimant avait 1,70 m de longueur et le deuxième 2,20 m; ils étaient suivis de deux lentilles quadrupolaires de 50 cm, et l'ensemble donnait une image de la cible à une distance de 10 m. A cet endroit était placée une fente d'analyse d'impulsion, réglable à distance.

La deuxième partie du système de transport de faisceau comprenait deux électro-aimants de déflexion de 2 m encadrant un triplet de lentilles quadrupolaires de 1 m. Ses paramètres avaient été calculés pour donner une deuxième image, achromatique, de la cible de production au niveau de la cible à hydrogène, à une distance de 29 m.

Durant l'expérience, le synchrotron accélérail une bouffée de $7 \text{ à } 8 \cdot 10^{11}$ protons toutes les 2,3 sec jusqu'à 19,2 GeV/c et la cible de production produisait une bouffée de particules secondaires d'intensité sensiblement constante durant 250 msec.

Afin de ne pas surcharger les chambres à étincelles, nous avons été conduits à régler la fente d'analyse à 4 mm, ce qui correspondait à un flux d'environ $8 \cdot 10^4$ particules/sec pour les faisceaux négatifs et $20 \cdot 10^4$ particules/sec pour les faisceaux positifs, avec une dispersion d'impulsion de $\pm 0,125\%$.

A 3,55 GeV/c, la composition du faisceau au niveau de la cible à hydrogène était la suivante :

Faisceau positif	π^+ 68,1%	K^+ 2,7%	p 29,2%
Faisceau négatif	π^- 97,8%	K^- 1,75%	$\bar{p}$ 0,47% .

La section droite du faisceau, photographiée au moyen d'une plaque de fibres scintillatrices appliquée sur un film Polaroid de haute sensibilité, se présentait en amont de la cible comme une tache de forme elliptique ayant 5 cm de largeur et 3 cm de hauteur.

2.2 Les compteurs Čerenkov

Les trois compteurs Čerenkov étaient des compteurs à gaz et à seuil. Les deux premiers étaient de conception classique : la lumière produite par une particule était dirigée vers un photomultiplicateur 56 AVP, placé sur le côté, à l'aide d'un long miroir cylindrique entourant le gaz radiateur, puis d'un miroir sphérique mince à 45° , et enfin d'un miroir conique entourant la photocathode. Le compteur C_1 était fermé par deux fenêtres en acier de 2 mm et rempli de méthane à 35 kg/cm². Il pouvait ainsi détecter les π et les K. Le compteur C_2 était fermé par deux fenêtres en mylar de 0,35 mm et rempli de propane à 2,7 kg/cm². Il détectait seulement les π .

Le troisième compteur devait détecter les π diffusés vers l'avant, dans un grand angle solide et sous des incidences très variables. La solution classique étant inapplicable, on a mis au point un compteur de grandes dimensions à revêtement intérieur diffusant⁸⁾. C'était un cylindre en acier de 1,20 m de diamètre et 90 cm de longueur, fermé par deux calottes convexes de 6 mm d'épaisseur. Tout autour du cylindre se trouvaient dix hublots en plexiglas sur lesquels venaient s'appliquer dix photomultiplicateurs 58 AVP.

L'intérieur était revêtu d'une couche de magnésie pure sur laquelle la lumière produite par une particule pouvait diffuser un grand nombre de fois avant d'atteindre certains des photomultiplicateurs. Ce compteur était rempli de propane à 6 kg/cm^2 .

Pour éviter de perdre trop d'événements élastiques par suite du bruit de fond des photomultiplicateurs, leurs signaux étaient additionnés logiquement en deux groupes de cinq et les signaux résultants mis en coïncidence. De cette manière, la probabilité de détection d'une particule rapide atteignait 88% pour une perte d'événements élastiques légèrement inférieure à 1% (en additionnant directement les dix signaux, ces deux quantités devenaient respectivement égales à 98% et 6%). Une perte supplémentaire de 8% était cependant inévitable du fait de la production de particules rapides par les protons de recul dans les deux calottes ou dans le propane.

2.3 La cible à hydrogène liquide

La cible avait été conçue pour introduire un minimum de matière sur le parcours des particules produites dans une interaction.

Elle consistait essentiellement en deux réservoirs d'hydrogène liquide placés dans une enceinte à vide. Le premier réservoir, qui constituait la cible proprement dite, était un cylindre horizontal en mylar de 0,2 mm, aligné sur la direction du faisceau incident, et ayant 57 cm de longueur et 8 cm de diamètre. Le deuxième réservoir était un cylindre en acier disposé verticalement au-dessus du premier et communiquant avec lui; sa contenance était telle qu'il garantissait, dans des conditions normales, le remplissage du réservoir inférieur pendant une douzaine d'heures. L'ensemble des deux réservoirs était enrubanné de cinquante couches de mylar aluminisé et suspendu par un tombac dans l'enceinte à vide; huit attaches très légères assuraient le centrage du réservoir inférieur.

L'enceinte à vide se présentait, autour de la cible à hydrogène proprement dite, comme un parallélépipède rectangle en alliage léger comportant quatre fenêtres, une à chaque extrémité et une sur chacun des côtés verticaux. Ces fenêtres étaient en mylar de 0,2 mm d'épaisseur. Celles des extrémités, circulaires, avaient un diamètre de 15 cm; celles des côtés, rectangulaires, mesuraient $(10 \times 50) \text{ cm}^2$.

7,5% environ des π incidents subissaient une interaction dans la cible.

2.4 Les chambres à étincelles et le dispositif de prise de vues

Les chambres à étincelles, comme la cible à hydrogène, avaient été conçues pour introduire très peu de matière sur le parcours des particules.

Chaque chambre était constituée de sept feuilles d'aluminium de 25 μ d'épaisseur, placées en sandwich entre huit cadres de plexiglas de 1 cm d'épaisseur (fig. 4). Deux feuilles de mylar de 0,2 mm collées sur les cadres extérieurs assuraient l'étanchéité. Les deux premières chambres avaient une surface utile de (16×16) cm² et les sept autres de (41×105) cm².

Un mélange de 80% de néon et 20% d'hélium circulait en permanence dans toutes les chambres sous l'action d'un appareil de purification en circuit fermé placé dans la zone de commande, à l'extérieur de la zone expérimentale.

Les quatre électrodes impaires de chaque chambre étaient à la masse et, lors d'un déclenchement, une haute tension de -6 kV était appliquée aux trois électrodes paires. Le passage d'une particule dans une chambre pouvait donc produire jusqu'à six étincelles. Entre deux déclenchements une tension de balayage de 150 V environ était appliquée aux trois électrodes paires.

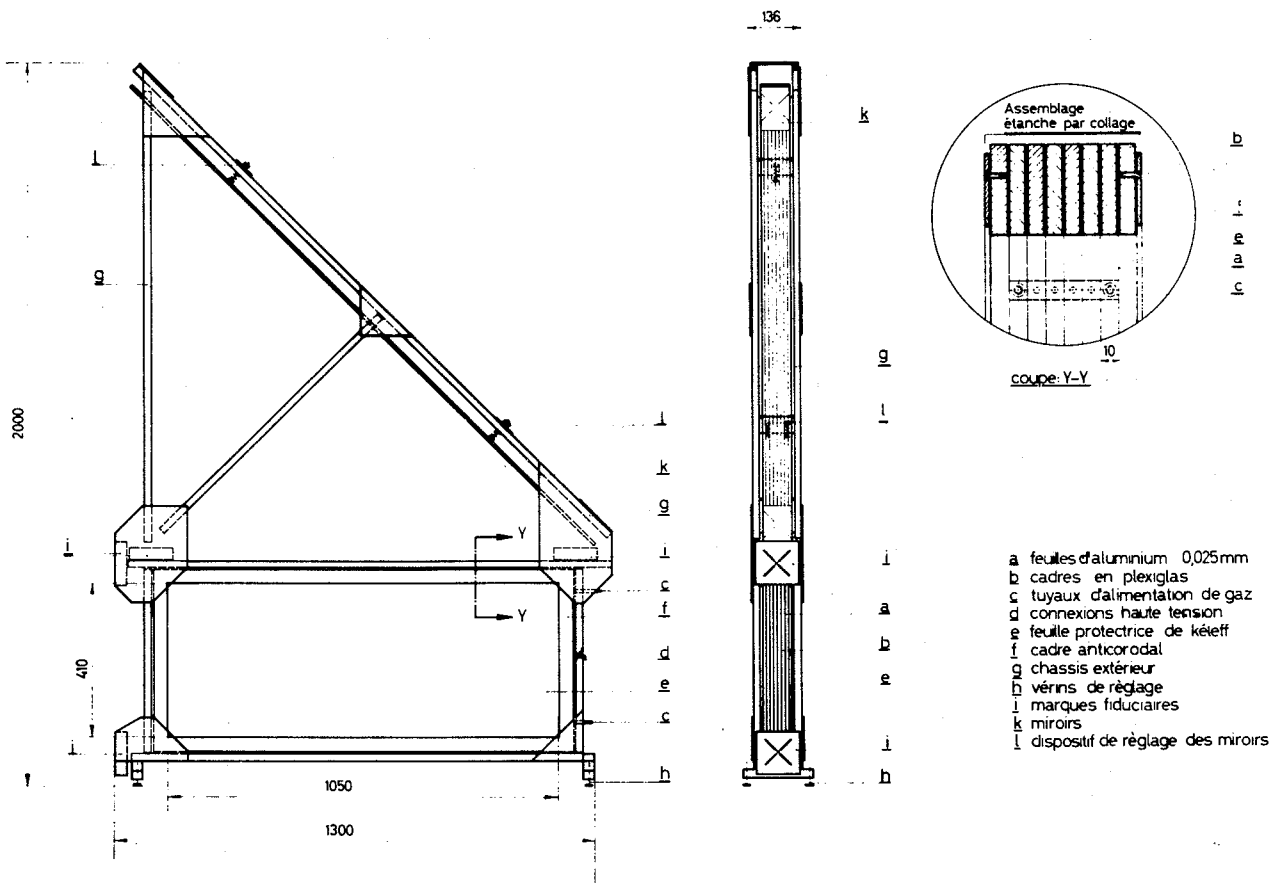


Fig. 4 Vue de côté et vue de face d'une grande chambre à étincelles

Toutes les chambres étaient photographiées par dessus (vue 1), grâce à un miroir à 45° , et sur le côté (vue 2). Les faces internes et externes des cadres en plexiglas avaient été polies très soigneusement pour permettre la photographie des étincelles avec un minimum de distorsion. Dans le même but, la fixation des miroirs à 45° et des miroirs de renvoi verticaux avait été conçue de manière à altérer leur planéité aussi peu que possible.

Chaque chambre portait quatre marques fiducielles, petites boîtes carrées contenant deux lampes flash croisées et masquées par un couvercle percé d'une fente cruciforme. Deux marques fiducielles horizontales encadraient la vue 1; les deux autres, verticales, encadraient la vue 2.

Les positions des miroirs de renvoi avaient été choisies de façon à égaliser tous les chemins optiques, et les dix-huit vues étaient photographiées à une distance de 8 m environ (fig. 2).

La caméra Flight Research utilisait du film 35 mm perforé en chargeurs de 120 m (3000 photographies) et pouvait prendre une photographie toutes les 60 msec, c'est-à-dire jusqu'à cinq photographies par bouffée de particules secondaires. Nous l'avions choisie pour la précision de son avancement (fluctuation de la distance entre deux clichés consécutifs $\approx 1/10$ mm), essentielle pour le bon fonctionnement de Luciole.

Durant l'expérience, la caméra était munie d'un objectif de 150 mm de distance focale, ouvert à $f/2,8$, et elle était chargée de film Adox à base transparente. Le grandissement image-objet était $1/60$.

La figure 5 montre un bon événement et donne son interprétation.

2.5 Les électro-aimants

L'attribut essentiel de l'électro-aimant du premier spectromètre devait être une grande acceptance, et nous avons choisi, pour cette raison, un électro-aimant associé autrefois à une chambre à bulles. Il ressemblait à l'électro-aimant d'un cyclotron, pièces polaires en moins, et était constitué de deux bobines à air de 1,60 m de diamètre, coaxiales et horizontales, fixées à 35 cm l'une de l'autre à l'intérieur d'une culasse en acier.

Par suite de l'absence de pièces polaires, le champ magnétique (vertical suivant l'axe des bobines) diminuait rapidement lorsqu'on s'éloignait de l'axe des bobines et s'annulait à 90 cm environ de ce dernier. De ce fait, la surface d'acceptance utilisable pour une analyse précise de l'impulsion des particules se trouvait réduite à un rectangle d'environ (100×35) cm².

Durant l'expérience, cet électro-aimant était alimenté à 2000 A et créait au centre un champ de 15830 gauss. Un proton de 3,9 GeV/c passant au voisinage de l'axe subissait une déflexion d'environ 115 mrad.

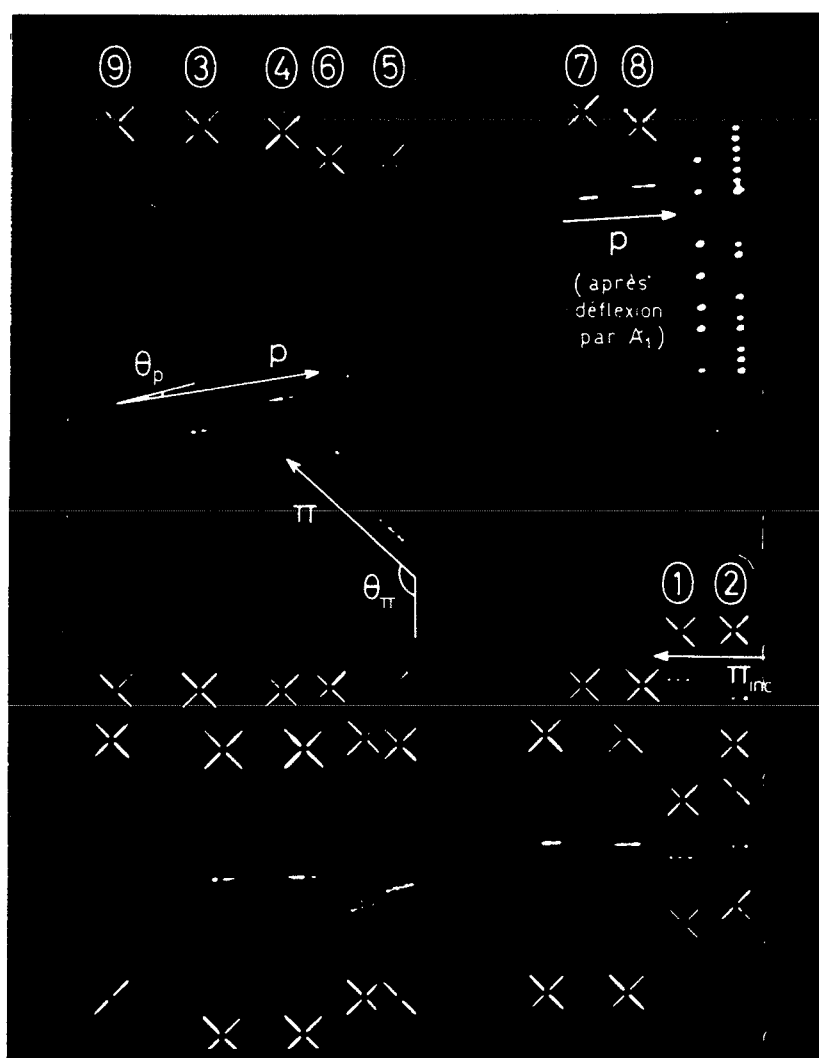


Fig. 5 Interprétation d'une photographie d'événement élastique. Les chiffres cerclés sont les numéros des chambres à étincelles. Les vues "par dessus" des neuf chambres se trouvent en haut de la photographie; les vues "sur le côté", en bas. Remarquer le groupement deux par deux des étincelles dans les chambres 5 et 6, ainsi que la défaillance de certaines marques fiducielles. Le tableau d'affichage apparaît en haut et à droite de la photographie.

L'électro-aimant du deuxième spectromètre était un véritable électro-aimant en forme de C, ayant des pièces polaires rectangulaires de $(45 \times 50) \text{ cm}^2$ et un entrefer de 20 cm. Il était alimenté à 930 A et créait au centre un champ vertical de 3720 gauss. Un π diffusé à 90° (et passant dans l'entrefer) subissait une déflexion d'environ 105 mrad.

Ce spectromètre n'acceptait qu'une partie des π diffusés associés à un proton de recul accepté par le premier spectromètre. On l'avait prévu par souci de sécurité pour avoir une information supplémentaire dans le cas où les événements élastiques seraient fortement contaminés par des événements

"légèrement" inélastiques (par exemple $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^0p$). La contamination s'est avérée faible, et cette information n'a pas été utilisée dans l'analyse finale.

Avant l'expérience, nous devions faire une cartographie précise à trois dimensions du champ magnétique de l'électro-aimant A_1 . Ce travail est très long, et nous ne disposions que de peu de temps. Mettant à profit l'existence d'un plan de symétrie horizontal du champ magnétique, nous nous sommes contentés de mesurer ce dernier aux noeuds d'une grille définie dans ce plan, et en avons ensuite déduit par le calcul un modèle à trois dimensions du champ magnétique dans tout le volume utile. Des mesures complémentaires, faites hors du plan de symétrie, nous ont permis de tester la validité du modèle trouvé.

L'électro-aimant a été rapporté à un référentiel Oxyz dont les axes Ox, Oy (horizontaux) et Oz (vertical) coïncidaient avec ses axes mécaniques. La grille choisie avait une maille de 4 cm et couvrait un rectangle de (136×220) cm² centré en O; elle correspondait à environ 2000 mesures.

L'ensemble de ces mesures a été représenté par une formule polynomiale de degré élevé :

$$B_z(x,y,0) = \sum_{ij} a_{ij} x^i y^j,$$

dont les coefficients ont été ajustés par la méthode des moindres carrés. Après l'ajustement, les différences entre valeurs calculées et valeurs mesurées étaient en moyenne inférieures à 50 gauss.

Nous avons alors postulé que la composante B_z pouvait être représentée dans tout l'espace par la formule :

$$B_z(x,y,z) = \sum_{ij} a_{ij} x^i y^j \left(\sum_k b_{ijk} z^k \right),$$

avec

$$b_{ij0} = 1.$$

Imposant la condition $\Delta B_z = 0$, on peut calculer les coefficients b_{ijk} en fonction des a_{ij} , et l'on montre facilement que l'on a construit un modèle de champ magnétique satisfaisant aux équations de Maxwell et dont les deux composantes horizontales s'expriment en fonction des a_{ij} et b_{ijk} au moyen des deux relations :

$$B_x(x,y,z) = \int_0^z \frac{\partial B_z(x,y,v)}{\partial x} dv$$

$$B_y(x,y,z) = \int_0^z \frac{\partial B_z(x,y,v)}{\partial y} dv.$$

Un test sévère pour ce modèle consistait à comparer les valeurs calculées et mesurées d'une des composantes horizontales loin de l'axe et au voisinage d'une bobine : au point ($x = 82$ cm, $y = 0$, $z = 14$ cm) nous avons trouvé $B_x(\text{calculé}) = 1030$ gauss, $B_x(\text{mesuré}) = 975$ gauss^{*)}.

2.6 Les compteurs à scintillation, l'électronique et le tableau d'affichage

Les scintillateurs des compteurs S_1 , S_2 et S_3 (téléscope d'entrée) avaient 5 mm d'épaisseur et mesuraient (10×10) cm². Tous les autres scintillateurs avaient 1 cm d'épaisseur.

Le détecteur de π diffusés S_4 comprenait six compteurs (4_a , 4_b , 4_c , 4_d , 4_e , 4_f) dont les scintillateurs placés côte à côte verticalement mesuraient (20×45) cm². Il couvrait ainsi une surface de (120×45) cm².

Les détecteurs de protons de recul S_5 et S_6 comprenaient respectivement trois compteurs de (15×45) cm² (5_a , 5_b , 5_c), et six compteurs de (20×45) cm² (6_a , 6_b , 6_c , 6_d , 6_e , 6_f). Le premier couvrait une surface de (45×45) cm², et le deuxième une surface de (120×45) cm².

Les signaux de ces neuf compteurs étaient combinés comme l'indiquent les trois relations Booléennes suivantes :

$$\begin{aligned} H_a &= 5_a \cdot (6_a + 6_b + 6_c + 6_d) \\ H_b &= 5_b \cdot (6_a + 6_b + 6_c + 6_d + 6_e) \\ H_c &= 5_c \cdot (6_b + 6_c + 6_d + 6_e + 6_f). \end{aligned}$$

La seule différence entre la logique de déclenchement des chambres à étincelles utilisée avec un faisceau négatif et celle utilisée avec un faisceau positif concernait l'utilisation du compteur C_1 . Avec un faisceau négatif, aucun des deux compteurs C_1 et C_2 n'intervenait dans la logique, et l'on acceptait toutes les particules incidentes. Avec un faisceau positif, le compteur C_1 était utilisé en coïncidence de manière à rejeter les protons indésirables. Dans ces conditions, le signal de déclenchement des chambres était élaboré par l'une ou l'autre des deux combinaisons suivantes :

$$\begin{aligned} S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot (H_a + H_b + H_c) \cdot \bar{S}_7 \cdot \bar{C}_3 & \quad (\text{faisceau négatif}) \\ S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot C_1 \cdot S_4 \cdot (H_a + H_b + H_c) \cdot \bar{S}_7 \cdot \bar{C}_3 & \quad (\text{faisceau positif}), \end{aligned}$$

*) Ce modèle n'a bien sûr aucun sens loin de la région des mesures, car il prévoit un champ magnétique de valeur infinie à l'infini. Remarquons en outre qu'il conviendrait mal au cas d'un véritable électro-aimant où le champ dans l'entrefer est à peu près uniforme.

où nous avons posé, pour simplifier l'écriture :

$$S_4 = (4_a + 4_b + 4_c + 4_d + 4_e + 4_f) \text{ .}$$

Dans les deux cas, au moment d'un déclenchement, la présence ou l'absence de signal dans les compteurs C_1 et C_2 était notée sur le tableau d'affichage, permettant ainsi l'identification ultérieure de la particule incidente.

L'organisation des divers circuits électroniques servant à réaliser ces deux logiques est représentée dans la figure 6 ⁹⁾.

Les signaux provenant des photomultiplicateurs avaient une amplitude d'environ 10 mA (750 mV sur 75 Ω) et une largeur inférieure à 6 nsec. Tous les signaux intermédiaires provenant des circuits discriminateurs et de mise en forme ou des circuits de coïncidence avaient une amplitude de 5 mA et une lar-

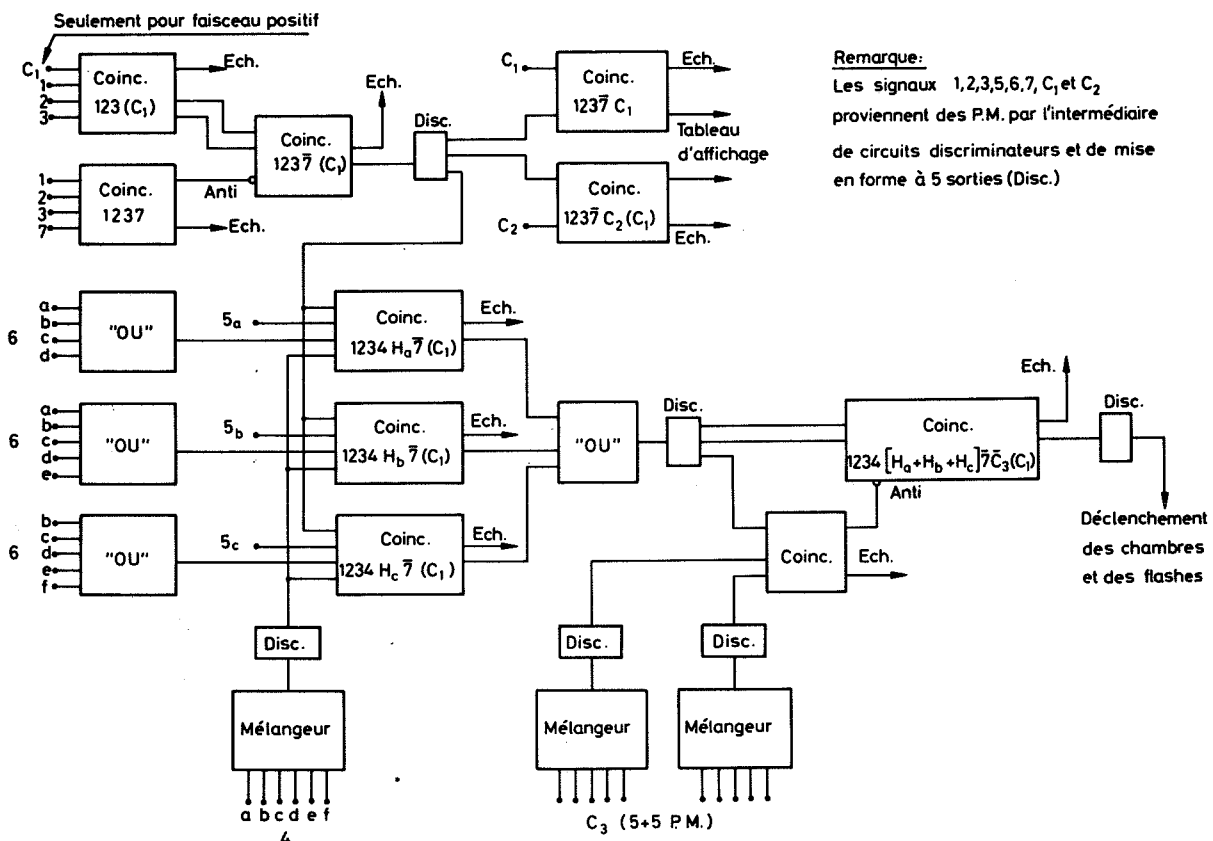


Fig. 6 Schéma-bloc de l'ensemble des circuits électroniques

geur comprise entre 6 et 10 nsec, à l'exception des signaux fournis par les deux discriminateurs C_3 dont la largeur de 40 nsec était imposée par le principe même du compteur Čerenkov à revêtement diffusant. Le temps de résolution des circuits de coïncidence était égal à deux fois la largeur des impulsions à l'entrée.

Un grand nombre d'échelles de comptage servaient à enregistrer, outre le nombre de particules incidentes, les comptages à la sortie des autres étages de coïncidence, permettant ainsi de surveiller le bon fonctionnement des compteurs ou des circuits. Leur contenu pouvait être imprimé à la demande.

Le fonctionnement ou l'arrêt de tout l'ensemble était subordonné à l'ouverture ou à la fermeture de trois portes électroniques. La première, produisant un blocage ou un déblocage permanents, était à commande manuelle mais se fermait automatiquement soit après la collecte d'un nombre d'événements fixé d'avance, soit en cas de défaillance de la caméra. La deuxième s'ouvrait 100 msec environ avant l'arrivée de chaque bouffée de particules pour une durée de 450 msec. La dernière, par contre, se fermait après chaque déclenchement pour une durée de 50 msec afin de laisser à la caméra le temps d'avancer le film.

En plus des indications des compteurs C_1 et C_2 , le tableau d'affichage donnait sous forme binaire, pour chaque événement, les informations suivantes :

Informations permanentes - signe des particules;
- direction du champ magnétique dans A_1 et dans A_2 ;
- numéro du film.

Information variable - numéro de la photographie.

3. CONDUITE DE L'EXPERIENCE

3.1 Opérations préliminaires

Nous passerons sous silence les réglages ou les tests de bon fonctionnement du faisceau incident, des compteurs à scintillation, des compteurs Čerenkov, de l'électronique, des chambres à étincelles et de leur système de déclenchement.

Mentionnons seulement les opérations qui conditionnaient la qualité de la mesure des photographies par Luciole et la précision de la restitution spatiale des trajectoires des particules :

- ajustement et mesure des positions définitives des compteurs à scintillation, des chambres à étincelles et des marques fiducielles (le programme de restitution des trajectoires supposait que les centres des quatre croix fiducielles de chaque chambre fussent dans le plan de l'électrode centrale

et y définissent deux axes orthogonaux, l'un horizontal pour les croix de la vue 1, l'autre vertical pour les croix de la vue 2);

- réglage des positions des miroirs à 45° et des miroirs de renvoi verticaux (le programme de restitution supposait que la caméra vît par la tranche les électrodes de toutes les chambres), mesure des longueurs de dix-huit chemins optiques ainsi que de l'angle de l'axe optique de la caméra avec le plan horizontal;
- égalisation des intensités lumineuses des étincelles et des marques fiducielles, et choix du diaphragme optimum.

Toutes les mesures ont été faites par le groupe de géomètres du CERN. Elles ont été reprises à la fin de l'expérience et l'on n'a trouvé aucun changement notable.

3.2 Collecte des événements

Le tableau suivant donne le nombre de photographies obtenues dans les différents cas étudiés :

	2,85 GeV/c	3,30 GeV/c	3,55 GeV/c
Faisceau positif	27000	25000	63000
Faisceau négatif	21000		69000

Quelques films ont été pris en outre dans les conditions suivantes :

- déclenchement des chambres par le signal $S_1.S_2.S_3$ (photographies de traces de particules incidentes);
- déclenchement avec la logique complète moins le signal d'anticoïncidence du compteur C_3 , sans champ magnétique dans les électro-aimants (photographies dont une fraction importante correspond à des diffusions élastiques vers l'avant).

Ces films devaient permettre de réajuster les positions des chambres par le calcul, dans le cas où l'analyse des photographies révélerait des erreurs d'alignement systématiques.

Durant l'expérience, la qualité du faisceau incident et le bon fonctionnement des chambres étaient contrôlés très fréquemment. Pour limiter la perte d'information due à une défaillance possible de la caméra, le contenu des échelles de comptage était imprimé automatiquement toutes les 1000 photographies.

La prise d'un film durait environ quarante-cinq minutes.

CHAPITRE II

EXPLOITATION DES PHOTOGRAPHIES - RESULTATS DE L'EXPERIENCE

Trois étapes essentielles sont à distinguer :

- la mesure des photographies,
- la sélection de celles qui correspondent à des événements élastiques,
- l'estimation de la section efficace différentielle de diffusion élastique.

La première opération est la plus originale, car cette expérience n'a été que la deuxième dont les photographies aient été mesurées automatiquement par Luciole.

Cet appareil mesure dans chaque photographie les coordonnées de tous les points opaques rencontrés par un spot mobile. Un programme, dont l'exécution nécessite un ordinateur puissant, traite alors cette énorme masse d'informations pour en extraire les coordonnées des points caractéristiques : centres des images des croix fiducielles et extrémités des images des étincelles. Ce programme sera appelé le programme d'identification.

A la différence de ce qui se passe lorsque la mesure est faite manuellement, la sélection des photographies intéressantes ne peut intervenir qu'après ces deux opérations.

Comme Luciole, le programme d'identification adapté à notre expérience a été mis au point dans la Division Données et Documents du CERN et l'exploitation du système Luciole + programme d'identification a été assurée par cette même Division.

Bien que ce système ait été décrit dans plusieurs publications¹⁰⁻¹³), il nous a paru utile d'en rappeler les principes en insistant sur les conditions particulières dans lesquelles ont été traitées nos photographies.

1. MESURE AUTOMATIQUE DES PHOTOGRAPHIES - RECHERCHE DES IMAGES DES MARQUES FIDUCIELLES ET DES TRACES DES PARTICULES

1.1 Luciole

L'écran d'un tube cathodique est balayé par un spot mobile de la même manière que celui d'un récepteur de télévision. La photographie à mesurer est maintenue dans un plan parallèle à celui de l'écran par un passe-vue de haute précision (1/10 mm) et un objectif photographique, placé entre les deux, forme sur le plan du film une image du spot mobile. Ce dernier est réglé de manière que son image ait un diamètre inférieur à 17 μ .

Un photomultiplicateur placé derrière la photographie reçoit la lumière qui la traverse et donne une impulsion lorsque, au cours du balayage, le spot

traverse l'image d'une marque fiducielle ou d'une étincelle. Le photomultiplicateur est suivi d'un discriminateur à seuil réglable qui permet de rejeter les impulsions de faible amplitude dues aux grains de l'écran ou aux rayures du film.

Les photographies prises sur du film 35 mm ont pour dimensions 25 mm × 35 mm, et le spot mobile balaie toute cette surface en décrivant 768 lignes équidistantes et parallèles aux grands côtés du rectangle, c'est-à-dire sensiblement perpendiculaires aux images des étincelles (fig. 5).

Le départ et l'arrêt du spot sur une ligne sont commandés à des instants bien déterminés au moyen d'une échelle comptant les impulsions d'une horloge à quartz. Au début de chaque ligne, une autre échelle, binaire, commence à compter les impulsions de l'horloge. A la fin de la ligne, après avoir compté 7160 impulsions, l'échelle est remise à zéro. D'autre part, une deuxième échelle binaire compte le nombre de lignes explorées depuis le début du balayage. Ainsi les deux coordonnées d'un point du film s'obtiennent à un facteur près en lisant le contenu des deux échelles binaires à l'instant où le photomultiplicateur produit une impulsion. On appelle X la coordonnée fournie par la première échelle et Y celle fournie par la deuxième. Pour un objet non ponctuel, l'impulsion est plus longue et la coordonnée X retenue est celle qui correspond à son milieu.

Tous les groupes de coordonnées sont, au fur et à mesure de leur obtention, enregistrés sur une bande magnétique pour traitement ultérieur par le programme d'identification.

La précision théorique des mesures ainsi faites est :

- pour les coordonnées X, $\frac{1}{2} \cdot \frac{35}{7160} \text{ mm} = 2,45 \mu$,
- pour les coordonnées Y, $\frac{1}{2} \cdot \frac{25}{768} \text{ mm} = 16,3 \mu$.

Compte tenu du grandissement de nos photographies (1/60), la précision théorique des coordonnées d'un point restitué dans l'espace est donc :

- pour les coordonnées fonctions de X, 0,15 mm,
- pour les coordonnées fonctions de Y, 1 mm.

Ces chiffres s'appliquent à des objets quasi ponctuels. Pour des images de marques fiducielles ou d'étincelles, il s'agit plutôt de mesurer la position d'un certain nombre de points distribués entre leurs extrémités et choisis librement par Luciole. On peut donc considérer que l'erreur sur les coordonnées Y de ces points est nulle.

Nous avons supposé que les lignes de balayage sont des droites parallèles équidistantes et que la vitesse de déplacement du spot le long d'une ligne est

constante. En fait, les mesures brutes fournies par Luciole sont entachées d'erreurs systématiques dont les plus importantes proviennent d'une distorsion en coussinet du réseau de lignes de balayage. Cette dernière a été réduite par l'adjonction de quatre aimants permanents judicieusement disposés en carré autour de l'écran du tube. Les erreurs résiduelles sont corrigées à l'aide d'un étalonnage périodique.

Cette opération, effectuée toutes les deux heures, consiste à faire mesurer à Luciole la photographie d'une grille à mailles carrées dont les lignes inclinées à 45° par rapport aux axes X et Y se coupent en 165 points. Les positions relatives de ces points ont été mesurées au microscope, une fois pour toutes, avec une précision de 2 à 3 μ . Elles servent, conjointement avec les cent soixante-cinq groupes de coordonnées obtenus à chaque étalonnage, à calculer une table de corrections qui est mise en mémoire et sera utilisée pour corriger toutes les mesures fournies par Luciole jusqu'à l'étalonnage suivant.

Dans les conditions précédentes, il faut 0,84 sec pour mesurer une photographie et 0,35 sec pour enregistrer les mesures sur bande magnétique. On peut donc, en principe, mesurer 3000 photographies par heure. En pratique, on en mesure seulement 1800 car il faut un certain temps pour mettre en place un nouveau film, ajuster le seuil du discriminateur de manière à assurer une détection optimum des images intéressantes et, le cas échéant, refaire l'étalonnage.

1.2 Recherche des images des marques fiducielles et des traces des particules

La mesure d'une photographie fournit, en moyenne, 5000 groupes de coordonnées, et le déchiffrement de cette masse de données serait presque impossible sans informations auxiliaires. La mesure manuelle d'un certain nombre de photographies permet heureusement d'indiquer au programme d'identification où chercher, dans le plan XY, les images des marques fiducielles et des traces des particules. On lui indique aussi la forme et l'orientation approchée des objets à rechercher dans chaque région du plan.

Le programme d'identification comprend cinq parties :

a) Recherche des images des marques fiducielles

Compte tenu de la précision des mécanismes d'avancement du film dans la caméra et dans Luciole (100 μ), le programme sait que l'image d'une marque donnée doit se trouver dans un petit rectangle du plan XY et que ses branches sont orientées à 45° environ de l'axe X.

Considérant uniquement les groupes de coordonnées (points) à l'intérieur de ce rectangle et commençant par la première ligne de balayage, le programme cherche les points de départ des deux branches supérieures de la croix fiducielle. Dès qu'il a trouvé un point, il passe à la ligne suivante pour y chercher un autre point définissant avec le premier le début d'une branche. S'il n'en trouve pas, il cherche un autre point initial. Et ainsi de suite, pour les deux branches supérieures, jusqu'à l'obtention d'un V presque complet (il y a en moyenne vingt-quatre points sur chaque branche).

La recherche des deux branches inférieures est plus simple, car elles doivent se trouver dans le prolongement des branches supérieures.

Lorsqu'une croix complète a été trouvée, le programme calcule les coordonnées précises de son centre par la méthode des moindres carrés.

Pour gagner du temps et pour remédier à l'absence possible d'une ou plusieurs marques fiducielles d'une photographie, la recherche des trente-six marques est faite une fois pour toutes au début de chaque film. Le programme essaie de trouver un ensemble de quatre photographies, contenant trente marques au moins et tel que chaque marque y apparaisse deux fois au minimum. Utilisant seulement les marques qui apparaissent dans les quatre photographies, le programme calcule les coefficients des transformations qui permettent de rapporter au référentiel de la première les centres des marques trouvées dans les trois dernières. Il calcule alors la moyenne des positions trouvées pour les trente-six marques. Si l'une des mesures s'avère aberrante, il recommence avec quatre autres photographies. Si l'image d'une marque manque systématiquement sur un film, le programme utilise les mesures faites sur un film voisin.

Cette opération terminée, le programme se contentera de rechercher trois marques fiducielles dans chaque photographie et calculera les positions des centres des trente-trois autres à partir des mesures préliminaires.

b) Recherche des images des étincelles

Le programme suppose que les images des intervalles inter-électrodes sont parallèles à la direction de balayage. Il cherche des images des étincelles produites dans chacun des six intervalles d'une chambre à l'intérieur de deux rectangles allongés, parallèles à l'axe X, dont il a calculé les positions à partir de celles des centres des marques fiducielles correspondantes. Dans chaque rectangle, il reconnaît l'image d'une étincelle dès qu'il trouve un groupe d'au moins trois points appartenant à des lignes consécutives et dont les coordonnées X diffèrent de 40μ au maximum. Pour les besoins de l'étape suivante, cette image sera représentée par un point situé au tiers de la distance inter-électrodes, du côté de la cathode, et dont la coordonnée X est la

moyenne des précédentes. Cette procédure est justifiée par le fait qu'avec ce type de chambres les étincelles sont le plus souvent perpendiculaires aux électrodes et que, par suite de leur mécanisme de formation, elles semblent provenir, dans chaque intervalle, d'un point de la trajectoire situé en moyenne au tiers de la distance inter-électrodes, du côté de la cathode¹⁴⁾ (fig. 5).

c) Recherche des images des traces des particules

Dans chacune des deux vues des neuf chambres à étincelles, le programme d'identification cherche à associer en traces les images des étincelles qu'il y a trouvées. Il sait que les traces sont droites et constituées de six étincelles au maximum. Compte tenu de la géométrie du dispositif expérimental, il sait d'autre part que les images des traces intéressantes ne peuvent faire avec l'axe Y, dans une vue donnée, un angle plus grand qu'un certain angle limite.

On a trouvé que la procédure la plus sûre était la suivante.

Le programme cherche d'abord les traces à six étincelles, puis, lorsqu'il a épuisé toutes les possibilités, il passe aux traces à cinq étincelles, et ainsi de suite jusqu'à celles à deux étincelles. Dans chaque cas, le programme commence par chercher les deux intervalles qui, premièrement, contiennent le moins d'étincelles et, deuxièmement, sont le plus loin possible l'un de l'autre (les intervalles sans étincelles ne sont pas pris en considération). Il construit alors toutes les droites joignant une étincelle du premier intervalle à une étincelle du second, dont les angles avec l'axe Y sont acceptables. Autour de chaque droite, il définit une "route" de $\pm 80 \mu$ (comptés suivant l'axe X) et cherche si une ou plusieurs étincelles des quatre autres intervalles se trouvent à l'intérieur de la route. Si le nombre d'étincelles interceptées est suffisant, le programme reconnaît une trace et continue la recherche avec les étincelles restantes. S'il ne trouve aucune trace, il abandonne un des deux intervalles de départ, en choisit un autre et recommence.

Lorsqu'il a trouvé toutes les traces d'une vue, le programme calcule des coordonnées améliorées pour leurs extrémités par la méthode des moindres carrés.

d) Association stéréoscopique

Pour chaque chambre, le programme cherche à associer l'image de toute trace trouvée dans la vue 1 avec celle qui doit lui correspondre dans la vue 2. L'association est immédiate s'il n'y a qu'une trace par vue, mais elle devient impossible s'il y en a plusieurs et si toutes sont complètes, c'est-à-dire constituées de six étincelles. En effet, Luciole ne donne aucune information sur les brillances relatives des diverses étincelles, information qui permettrait à l'oeil humain de faire l'association.

Par contre, si les traces multiples produites dans une chambre sont incomplètes, le programme peut en général associer leurs images en comparant leurs "signatures" dans les deux vues. C'est ce qui se passe avec ce type de chambres et, paradoxalement, la procédure d'association est d'autant plus efficace que les chambres à étincelles le sont moins pour la détection des traces multiples.

De cette manière, le programme associe toutes les images de traces qui peuvent l'être. Pour celles qui restent, il se contente de donner toutes les combinaisons possibles, inventant ainsi, à côté des traces réelles dans l'espace, un certain nombre de traces imaginaires. Celles-ci seront éliminées plus tard par le programme de filtrage.

e) Décodage du tableau d'affichage

Le programme procède comme pour la recherche des étincelles.

L'identification du contenu des 3000 photographies d'un film, à l'aide du programme que nous venons de décrire, demande une heure environ avec l'ordinateur CDC 3800 du CERN.

Pour chaque photographie, le programme écrit sur une bande magnétique les informations générales relevées dans le tableau d'affichage, le nombre de traces identifiées et, pour chaque trace, le numéro de la chambre où elle a été trouvée ainsi que les coordonnées de ses deux extrémités dans chacune des deux vues.

2. RECHERCHE DES EVENEMENTS ELASTIQUES

Pour qu'un événement soit reconnu élastique, il faut évidemment :

- qu'il ait trois branches,
- que ces branches soient concourantes et coplanaires,
- que l'angle de diffusion du " π " et l'angle de recul du "proton"*) satisfassent la relation cinématique convenable.
- que l'impulsion du "proton", calculée à partir de sa déflexion dans l'électro-aimant A_1 , ait la valeur attendue.

Afin de rechercher les événements qui satisfont à ces conditions, nous avons écrit un programme d'optimisation géométrique et cinématique qui tient compte d'une manière aussi rigoureuse que possible des erreurs de mesure. Mais ce programme est lent et nous avons dû, pour économiser le temps de

*) Pour éviter des périphrases, nous appellerons " π " la particule observée dans les chambres 5 et 6 et "proton" celle observée dans les chambres 3 et 4 ou 7 et 8.

calcul, écrire et utiliser préalablement à celui-ci un programme de filtrage capable de rejeter rapidement les événements manifestement inélastiques. Avant le filtrage proprement dit, ce programme procède à la restitution des traces des particules.

2.1 Restitution et filtrage des événements

Si le dispositif expérimental et le système de mesure automatique des photographies étaient parfaits, la première opération de filtrage consisterait à ne garder que les photographies dans lesquelles on trouve une trace dans chacune des chambres 1 à 8.

En réalité, l'application du critère précédent conduirait à rejeter un pourcentage inconnu d'événements élastiques appartenant à l'une des trois catégories suivantes :

- événements pour lesquels une ou plusieurs des traces 1 à 8 manquent, par suite de l'inefficacité des chambres ou de l'incapacité de Luciole à trouver une image peu lumineuse,
- événements pour lesquels une ou plusieurs des traces sont accompagnées d'étincelles parasites reconnues comme traces par le programme d'identification,
- événements pour lesquels une ou plusieurs des traces ont été artificiellement dédoublées par le programme d'identification.

Il convient de noter que la plupart de ces complications sont dues à la qualité insuffisante de nos photographies par rapport aux exigences de la mesure automatique. Le dédoublement de certaines traces, en particulier, est dû au fait que les images des chambres correspondantes n'étaient pas rigoureusement parallèles aux bords du film, c'est-à-dire à la direction de balayage.

Finalement, après examen visuel d'un grand nombre de photographies, nous avons décidé d'accepter toutes celles qui satisfont à l'ensemble des critères suivants :

- 1 trace au maximum dans les chambres 1 et 2,
- 2 traces au maximum dans les chambres 3, 4, 7 et 8,
- 4 traces au maximum dans les chambres 5 et 6,
- 1 trace au minimum dans cinq quelconques des chambres 1 à 6,
- 1 trace au minimum dans l'une des chambres 7 et 8.

La suite du programme comprend trois parties :

a) Restitution et filtrage des traces

La première opération entreprise est la restitution de toutes les traces d'une photographie.

Une trace est définie par les extrémités A et B de son image dans la vue 1, et a et b de son image dans la vue 2. Utilisant les mesures faites par les géomètres et supposant les chambres et les miroirs orientés comme indiqué au chapitre précédent, le sous-programme de restitution calcule, dans un référentiel propre à chaque chambre, les coordonnées des deux extrémités de toutes les traces qui y ont été trouvées, à partir de celles des points A, B, a et b correspondants. Ce sous-programme tient compte évidemment de la parallaxe de la prise de vues, mais aussi de la réfraction des rayons lumineux dans le plexiglas des chambres, et de ce que les points A et a, ou les points B et b, ne sont pas nécessairement correspondants, c'est-à-dire images du même point de l'espace. Il peut arriver en effet qu'une des étincelles extrêmes d'une trace, par suite de sa pâleur, n'ait été détectée par Luciole que dans une seule vue.

Revenant au filtrage, le programme s'intéresse aux traces restituées dans les chambres 3, 4, 5 et 6 et élimine celles qui se trouvent dans un angle mort, c'est-à-dire produites par une particule qui n'a pu, en même temps, provenir de la cible à hydrogène et toucher le compteur S_4 ou le compteur S_5 (fig. 2). Les photographies qui, de ce fait, ne satisfont plus aux cinq critères initiaux sont alors rejetées.

b) Association des traces en branches.

Filtrage des branches

Nous désignerons par branche l'ensemble de deux traces appartenant à des chambres adjacentes et nous l'appellerons branche incidente, branche "p", branche " π " ou branche " p/A_1 ", suivant qu'elle appartient aux chambres 1 et 2, 3 et 4, 5 et 6, ou 7 et 8. S'il n'y a qu'une seule trace dans un couple de chambres, on parlera de branche incomplète.

Pour chaque photographie retenue, le programme commence par définir toutes les associations possibles des diverses traces en branches complètes. A cette fin, il rapporte les extrémités de la deuxième trace de chaque branche au référentiel de la chambre qui contient la première. Examinant alors chaque branche à tour de rôle, il élimine :

- celles dont l'angle avec la normale aux électrodes de la chambre correspondante est supérieur, en projection horizontale ou en projection verticale, à l'un ou l'autre des angles limites déjà utilisés par le programme d'identification (section 1.2.c);
- celles dont les traces constituantes sont mal alignées (écart quadratique moyen des quatre points d'une branche par rapport à la droite des moindres carrés supérieur à 5 mm).

Cette opération terminée, le programme fait un recensement des branches restantes, complètes ou incomplètes, et rejette toute photographie qui ne possède pas une branche incidente, une branche " π " et une branche "p" au minimum, telles que deux d'entre elles au moins soient complètes. Il est impossible en effet de reconstituer avec précision un événement à partir de deux branches incomplètes et d'une seule complète.

c) Recherche des configurations presque élastiques

Considérant l'ensemble des branches retenues dans une photographie, le programme définit toutes les associations possibles d'une branche incidente, d'une branche " π " et d'une branche "p", l'une d'entre elles seulement pouvant être incomplète. Pour cela, il rapporte les points constitutifs de toutes les branches à un référentiel unique^{*)}.

Examinant ces configurations l'une après l'autre, le programme élimine celles dont les branches ne peuvent être coplanaires (angle de la branche "p" avec le plan défini par les deux autres branches supérieur à 30 mrad), ou pour lesquelles la relation cinématique entre l'angle de diffusion du " π " et l'angle de recul du "proton" ne peut être satisfaite, compte tenu des erreurs de mesure ($[\theta_p \text{ (calculé)} - \theta_p \text{ (mesuré)}]$ supérieur en valeur absolue à 70 mrad). Si le programme trouve une ou plusieurs configurations presque élastiques, il écrit sur une bande magnétique, outre les informations générales, leur nombre et le détail de chacune d'elles. Notons que, par suite des complications précédemment évoquées, un événement élastique peut, paradoxalement, donner naissance à plusieurs configurations presque élastiques.

Le filtrage des 3000 photographies d'un film à l'aide de ce programme demande 10 à 15 minutes avec l'ordinateur CDC 3800. Une photographie sur vingt environ franchit cette étape.

2.2 Sélection finale des événements élastiques

La cinématique d'une diffusion élastique ne dépend que de deux paramètres. Or notre dispositif expérimental permettait d'en mesurer quatre : l'impulsion

^{*)} Nous avons contrôlé au préalable les positions relatives des chambres à étincelles à l'aide des quelques films pris dans les conditions particulières indiquées au chapitre précédent (section 3.2). Le premier, contenant uniquement des traces de particules incidentes, nous a permis de vérifier le bon alignement des chambres 1, 2, 3 et 4. Les suivants, contenant un grand nombre de diffusions élastiques vers l'avant, n'ont révélé aucun défaut important dans les positions des chambres 7 et 8, mais nous ont conduits à appliquer aux positions des chambres 5, 6 et 9 des corrections *ad hoc* comprises entre 10 et 15 mm. Nous n'avons pas pu trouver la cause de cette erreur, mais nous verrons plus loin qu'elle n'affecte pas sérieusement la sélection des événements élastiques.

initiale du π et son angle de diffusion, l'angle de recul du proton et son impulsion. Afin d'exploiter au mieux cette surabondance de mesures, nous avons écrit un programme d'optimisation géométrique et cinématique inspiré de ceux servant à l'analyse des photographies de chambres à bulles.

Utilisant la méthode des moindres carrés généralisée^{15,16)}, ce programme recherche la configuration élastique correspondant au minimum du χ^2 des variables (supposées gaussiennes) mesurées dans l'expérience. La valeur trouvée pour le χ^2 minimum et le nombre de degrés de liberté du problème fournissent immédiatement la probabilité que l'hypothèse élastique soit correcte.

Rien ne s'oppose en principe à l'application de cette méthode à l'ensemble des informations recueillies pour un événement : trois branches autour de la cible à hydrogène et une branche à la sortie de l'électro-aimant A_1 . Il est clair cependant que la recherche du χ^2 minimum est sérieusement compliquée par l'inhomogénéité du champ magnétique. Pour cette raison, nous nous sommes contentés d'appliquer ce traitement à l'ensemble des trois premières branches et avons exploité indépendamment l'information fournie par la branche " p/A_1 ".

a) En plus des variables aléatoires mesurées dans l'expérience, la méthode des moindres carrés fait intervenir les contraintes que doivent vérifier ces variables pour satisfaire à l'hypothèse proposée et les paramètres inconnus que l'on veut estimer.

Il y a dans notre problème trente-sept mesures si toutes les branches sont complètes et trente et une si l'une d'elles est incomplète. Pour éviter la manipulation de matrices d'ordre trop élevé, le programme redéfinit chaque branche à l'aide de cinq nouvelles variables que nous appellerons mesures indirectes : les trois coordonnées du barycentre des points constitutifs et les deux coordonnées sphériques de la direction moyenne qu'ils définissent. En même temps, le programme calcule la matrice des covariances des mesures indirectes à partir des erreurs attachées aux mesures directes. Ainsi, le nombre de variables aléatoires à considérer est ramené à seize (la seizième étant l'impulsion de la particule incidente).

Pour définir une configuration élastique, les seize variables doivent vérifier dix contraintes : six exprimant que les trois branches sont concourantes, une exprimant qu'elles sont coplanaires, et trois exprimant la conservation de l'impulsion et de l'énergie. Ces dix contraintes font intervenir cinq paramètres inconnus : les trois coordonnées du vertex, l'impulsion du π diffusé, et celle du proton de recul. Dans ces conditions, le problème a 5 degrés de liberté [nombre de variables aléatoires indépendantes - nombre de paramètres inconnus indépendants = $16 - (16 + 5 - 10)$].

Les erreurs des mesures directes ont été estimées à partir de la dispersion des points constitutifs des diverses branches autour de leur direction moyenne. Nous avons trouvé qu'elles dépendaient de l'angle d'incidence des particules dans les chambres, en projection horizontale et en projection verticale, et nous avons mis au point une formule empirique pour représenter cet effet.

La figure 7 montre, à titre d'exemple, le début des distributions de χ^2 trouvées pour les π^+ et pour les π^- de 3,55 GeV/c. Le pic à gauche de la première distribution correspond vraisemblablement à une majorité d'événements

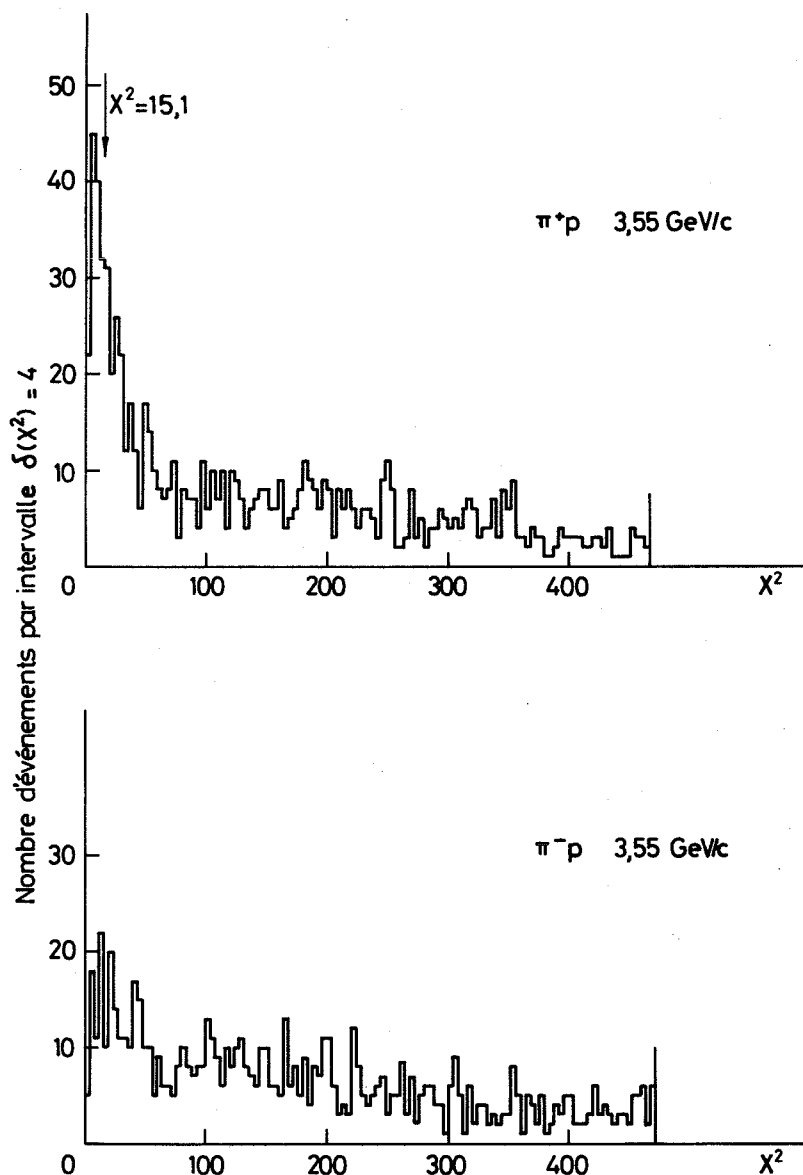


Fig. 7 Distribution de χ^2 pour tous les événements retenus après filtrage, dans les deux cas π^+p et π^-p à 3,55 GeV/c

élastiques, et le fond continu qui s'étend à droite à des événements inélastiques. Il faut cependant noter que ce pic est beaucoup plus large que celui qu'on s'attendrait à trouver théoriquement (si les erreurs de mesure ont été correctement estimées, 99% des événements élastiques doivent avoir un χ^2 inférieur à 15,1). Une accumulation d'événements à gauche de la deuxième distribution est également visible, mais le fond continu est beaucoup plus important

b) L'information fournie par la branche " p/A_1 " est exploitée de la manière suivante.

Pour chaque événement, le programme d'optimisation calcule les valeurs ajustées des cinq paramètres inconnus et des seize variables aléatoires, en particulier la direction du proton de recul et son impulsion. Calculer la trajectoire de ce proton "optimisé" dans l'électro-aimant et chercher à quelle distance elle passe de la branche " p/A_1 " permettent une comparaison indirecte de l'impulsion mesurée et de l'impulsion élastique attendue.

Nous avons d'abord décomposé le volume utile de l'électro-aimant en un grand nombre de cellules à l'intérieur desquelles on suppose le champ magnétique uniforme et égal à la valeur donnée en leur centre par le modèle polynomial décrit au chapitre précédent. D'autre part, nous avons écrit un programme qui calcule pas à pas la succession d'arcs d'hélice constituant la trajectoire d'une particule dans ce réseau. Dans la suite, ΔX et ΔZ désignent respectivement les distances orientées, en projection horizontale et en projection verticale, de la trajectoire ainsi calculée à la branche " p/A_1 " (distances calculées au niveau du barycentre des deux ou quatre points constitutifs de cette dernière).

Les figures 8 et 9 montrent les distributions de ΔX et ΔZ trouvées pour les π^+ et pour les π^- de 3,55 GeV/c. Dans tous les cas on observe un pic centré sur zéro. Comme on s'y attend, le fond continu des distributions de ΔZ est symétrique par rapport à zéro. Par contre, le fond continu des distributions de ΔX s'étend à droite du pic élastique, en accord avec le fait que pour un même angle de diffusion du π l'impulsion du proton de recul est plus faible pour une réaction inélastique que pour une diffusion élastique. En ce qui concerne les accumulations d'événements à gauche du pic élastique, nous avons trouvé qu'elles correspondaient à des diffusions élastiques vers l'avant sous des angles tels qu'après avoir traversé l'électro-aimant le π diffusé ne passait pas dans le compteur Čerenkov C_3 .

Les limites d'acceptance sur χ^2 , ΔX et ΔZ , nécessaires à la sélection des événements élastiques, ont été déterminées de la manière habituelle en étudiant la distribution de chacun de ces paramètres pour les événements dont les deux autres paramètres tombent à l'intérieur des pics correspondants. La figure 10 montre les résultats trouvés pour les π^+ de 3,55 GeV/c.

La distribution de χ^2 , comme nous l'avons déjà noté, est très différente de la distribution théorique espérée. Tout se passe comme si les erreurs de mesure avaient été sous-estimées d'un facteur 2 environ. Cet effet est certainement une conséquence de l'erreur systématique révélée par les films de contrôle, imparfaitement corrigée par le réajustement *ad hoc* des positions des chambres 5 et 6. Nous avons cependant trouvé qu'il était indépendant de l'impulsion incidente et de l'angle de diffusion du π , que la configuration fût complète ou incomplète. Une deuxième conséquence de cette erreur systématique est que, même après renormalisation des erreurs de

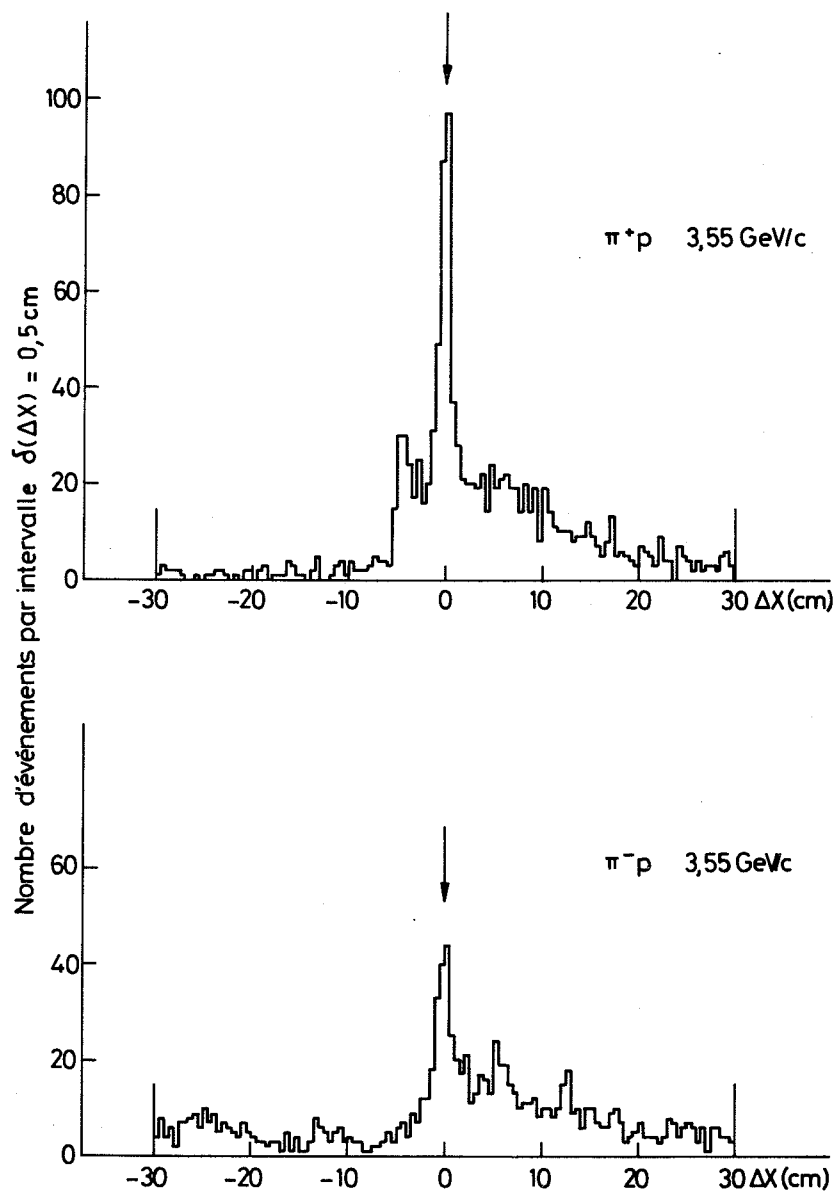


Fig. 8 Distribution de ΔX pour tous les événements retenus après filtrage, dans les deux cas π^+p et π^-p à 3,55 GeV/c

mesure, la distribution expérimentale reste légèrement différente de la distribution théorique, comme l'indique en particulier la "traînée" d'événements entre $\chi^2 = 70$ et $\chi^2 = 130$.

Les distributions de ΔX et ΔZ sont voisines de distributions normales et elles ont pour écarts-types respectifs : $\sigma_{\Delta X} = 0,55$ cm et $\sigma_{\Delta Z} = 0,44$ cm (0,55 cm correspond à 140 MeV/c, soit une résolution d'environ 4,5% sur l'impulsion du proton).

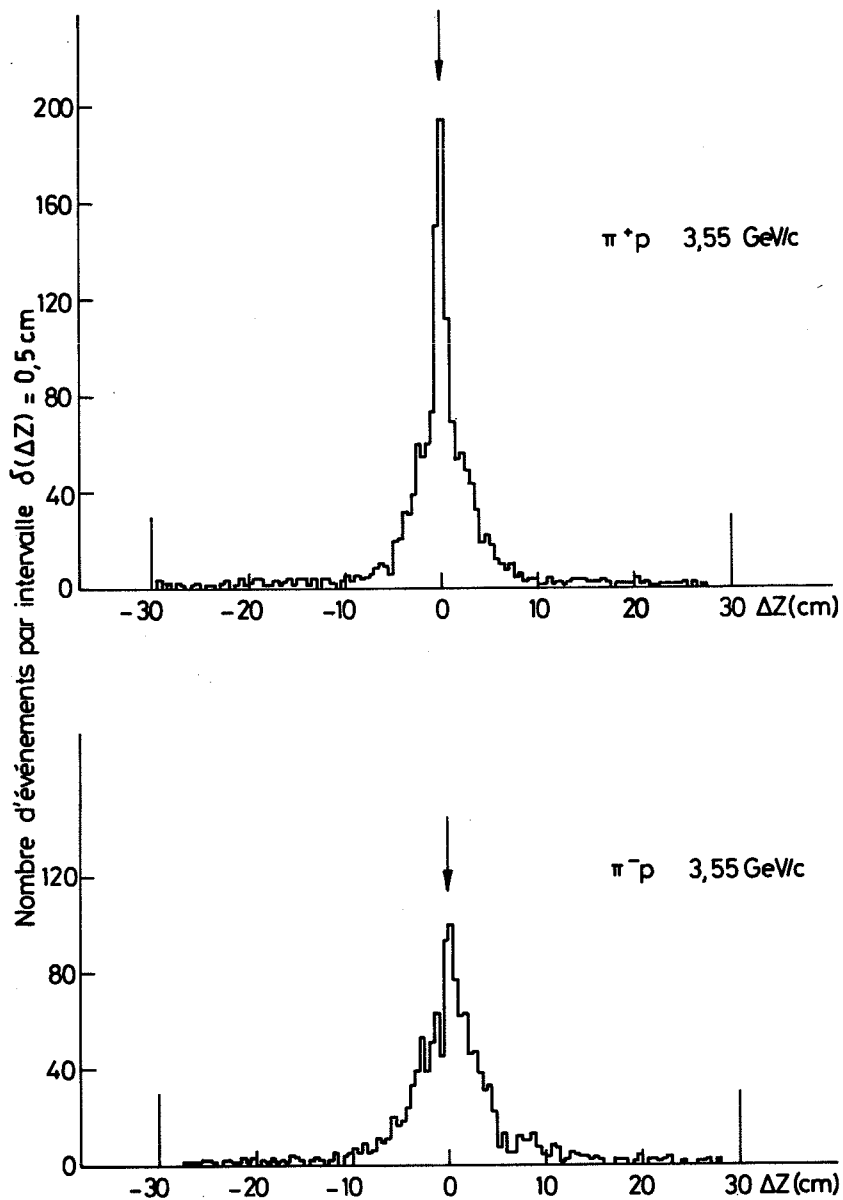


Fig. 9 Distribution de ΔZ pour tous les événements retenus après filtrage, dans les deux cas $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ à 3,55 GeV/c

Nous avons finalement retenu comme événements élastiques ceux qui satisfont aux deux conditions :

χ^2 renormalisé $< 15,1$ (correspondant à 72 dans la figure 10),

$$\left(\frac{\Delta x}{\sigma_{\Delta x}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_{\Delta z}}\right)^2 < 9,2 \text{ (seuil de probabilité de 1\%).}$$

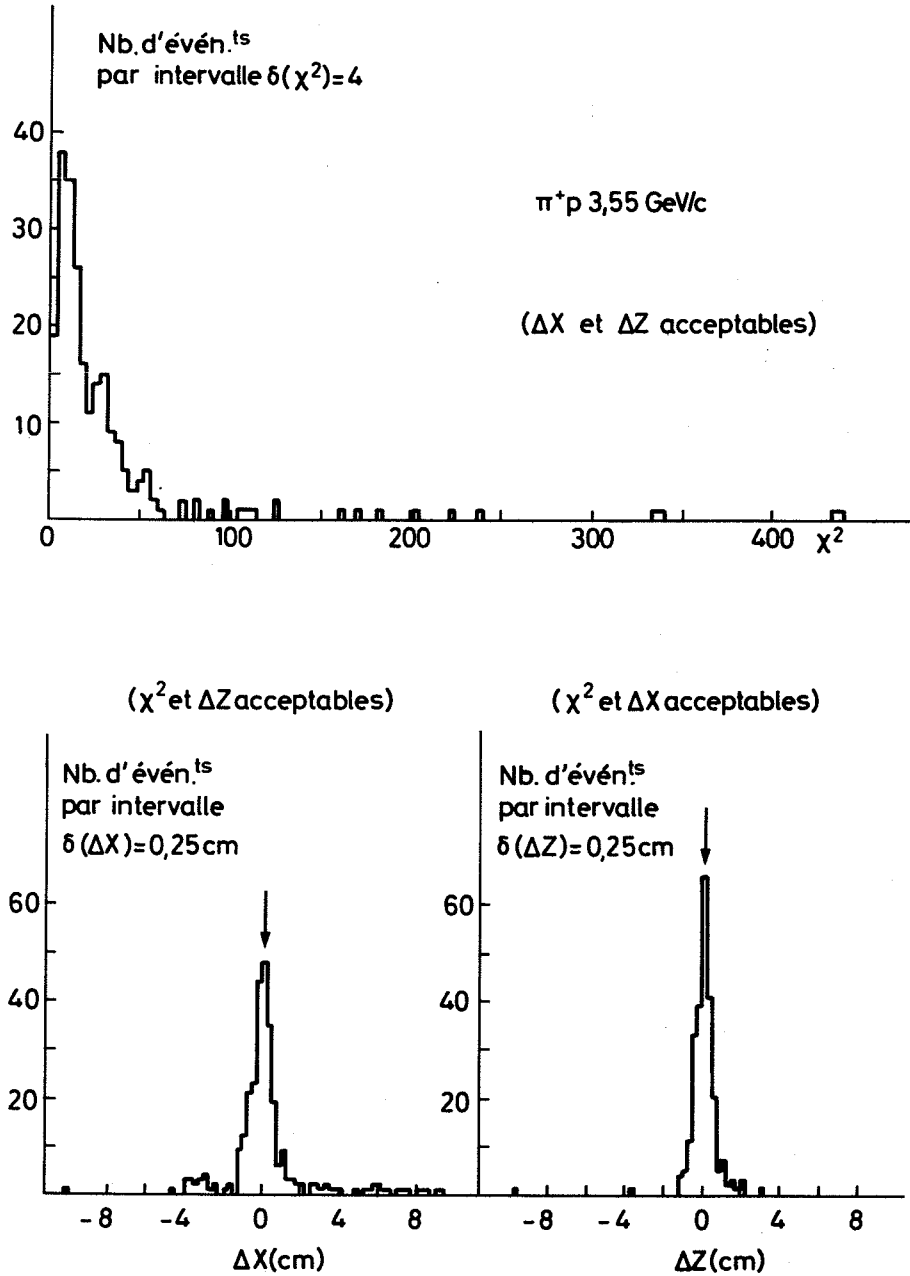


Fig. 10 Distributions de chacune des trois quantités χ^2 , ΔX et ΔZ , pour tous les événements pour lesquels les deux autres quantités ont des valeurs acceptables. Cas de la diffusion π^+p à 3,55 GeV/c

Le tableau suivant donne le nombre d'événements élastiques trouvés dans les différents cas étudiés; l'erreur indiquée correspond à une incertitude de $\pm 6\%$ sur la renormalisation du χ^2 :

	2,85 GeV/c	3,30 GeV/c	3,55 GeV/c
π^+	271($\pm 2,5$)	90(± 1)	203(± 1)
π^-	81($\pm 2,5$)		78(± 1)

3. PONDERATION DES EVENEMENTS ELASTIQUES CORRECTIONS - RESULTATS DE L'EXPERIENCE

3.1 Pondération des événements élastiques

L'estimation de la section efficace différentielle de diffusion élastique $d\sigma(\theta)/d\Omega$ à partir du nombre N d'événements élastiques trouvés dans un intervalle $[\theta, (\theta + \Delta\theta)]$ nécessite le calcul de la probabilité moyenne de détection d'un événement par le dispositif expérimental.

Choisissons un référentiel Oxyz dont l'axe Oy soit parallèle à la direction moyenne du faisceau incident, et dont les axes Ox et Oz soient respectivement horizontal et vertical. Si l'on suppose que les trajectoires des particules incidentes sont toutes parallèles à Oy, une estimation de $d\sigma(\theta)/d\Omega$ est donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{N_{\pi} N_p \sin \theta \Delta\theta} \frac{N}{\iiint_{\text{cible}} F(x,z) \left[\int_0^{2\pi} \varepsilon(x,y,z,\phi) d\phi \right] dx dy dz}, \quad (1)$$

dans laquelle :

N_{π} est le nombre total de π incidents;

$F(x,z) = (1/N_{\pi})(\partial^2 N_{\pi} / \partial x \partial z)$ est la fonction de distribution du faisceau incident à l'entrée de la cible $[\iint F(x,z) dx dz = 1]$;

N_p est le nombre de protons cibles par unité de volume;

$\varepsilon(x,y,z,\phi)$ est la probabilité de détection d'un événement produit au point (x,y,z) et dont le plan de diffusion fait un angle ϕ avec le plan Oxy.

ε est le produit de deux termes :

ε_1 , probabilité que le π diffusé et le proton de recul aient pu être détectés, compte tenu de la géométrie du dispositif ($\varepsilon_1 = 0$ ou 1),

ϵ_2 , probabilité que le π incident, le π diffusé et le proton ne se soient pas désintégrés et n'aient pas subi d'interaction entre le vertex et les détecteurs.

Cette formule est d'une application difficile, car la fonction de distribution du faisceau incident est mal connue (elle a pu varier au cours de l'expérience) et le calcul de l'intégrale quadruple n'est pas simple. C'est pourquoi nous avons utilisé une autre méthode, plus originale¹⁷⁾.

La disposition d'un événement élastique dans l'espace est entièrement déterminée par quatre paramètres : les trois coordonnées x, y, z du vertex et l'angle ϕ (nous supposons θ fixé et $\Delta\theta$ très petit). L'événement peut donc être représenté par un point dans un espace à quatre dimensions. Décomposons cet espace en un grand nombre de petites cellules égales C_{ijkl} ($i = 1$ à I , $j = 1$ à J , $k = 1$ à K , $r = 1$ à R), de volume $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta \phi$, centrées aux points (x_i, y_j, z_k, ϕ_r) . Le nombre moyen d'événements attendus dans une cellule est donné par la relation :

$$\bar{n}_{ijkl} = N_\pi N_p \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \Delta\omega F(x_i, z_k) \epsilon(x_i, y_j, z_k, \phi_r) \Delta x \Delta y \Delta z ,$$

avec :

$$\Delta\omega = \sin \theta \Delta\theta \Delta\phi .$$

Par sommations répétées, on en déduit facilement la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{N_\pi N_p \sin \theta \Delta\theta} \sum_{i,k} \frac{\sum_{j,r} \frac{\bar{n}_{ijkl}}{\epsilon(x_i, y_j, z_k, \phi_r)}}{\sum_{j,r} \Delta y \Delta \phi} ,$$

dans laquelle les sommations sur j et r (paramètres y et ϕ) ne doivent porter que sur les cellules "visibles", c'est-à-dire celles pour lesquelles ϵ est différent de zéro.

Cette formule est rigoureuse et ne fait pas intervenir la fonction $F(x, z)$. Dans la pratique, on connaît seulement n_{ijkl} , le nombre d'événements effectivement trouvés dans chaque cellule, mais on peut penser qu'il suffit de remplacer $\bar{n}_{ijkl}$ par n_{ijkl} pour obtenir l'estimation cherchée :

$$\tilde{\frac{d\sigma}{d\Omega}}(\theta) = \frac{1}{N_\pi N_p \sin \theta \Delta\theta} \sum_{i,k} \frac{\sum_{j,r \text{ vis.}} \frac{n_{ijkl}}{\epsilon(x_i, y_j, z_k, \phi_r)}}{\sum_{j,r \text{ vis.}} \Delta y \Delta \phi} .$$

En remarquant que $\sum_{j,r \text{ vis.}} \Delta y \Delta \phi$ n'est autre que l'aire $A(x_i, z_k)$ du domaine visible du plan $y\phi$ pour $x = x_i$ et $z = z_k$, et en supposant que le volume des cellules a été choisi si petit que n_{ijk} ne puisse prendre que les valeurs 0 ou 1, on trouve finalement :

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{N_\pi N_p \sin \theta \Delta\theta} \sum_{\text{tous les événements}} \frac{1}{\epsilon(x,y,z,\phi) A(x,z)} \quad (2)$$

Nous avons pu démontrer que cette formule, introduite sur des bases intuitives, fournit une estimation non biaisée de la section efficace. Mais on trouve aussi que cette estimation est moins précise que celle fournie par la formule (1). Elle n'extrait qu'une partie de l'information disponible et on doit lui attacher une plus grande barre d'erreur. Dans le cas de notre expérience cependant, cette perte de précision est très faible (1 à 2%) et largement compensée par la plus grande facilité d'application de la formule.

Nous venons de considérer le cas d'un faisceau parallèle, mais tout ce qui précède peut être aisément étendu au cas d'un faisceau non parallèle et, dans l'application de la formule (2), on a tenu compte en fait de la direction de chaque particule incidente.

La figure 11 montre, à titre d'exemple, les deux enveloppes de la distribution des valeurs de l'intégrale $A(x,z)$ trouvées pour les π^+ de 3,55 GeV/c.

Notons que dans le calcul du terme $\epsilon(x,y,z,\phi)$, on n'a pas tenu compte de la désintégration en vol du π diffusé. La perte d'événements élastiques due à cet effet est difficile à estimer exactement, car le muon de désintégration est émis dans un cône de quelques degrés d'ouverture seulement et sa trajectoire peut, dans la plupart des cas, simuler le prolongement de celle du π . L'erreur ainsi introduite dépend de l'angle de diffusion, mais ne peut excéder 2,4%, probabilité de désintégration entre la cible et la chambre Ch_6 d'un π diffusé sous l'angle maximum de 135° .

3.2 Corrections diverses et résultats

Un certain nombre de corrections ont été apportées aux résultats obtenus à l'aide de la formule précédente. Toutes sauf une sont positives.

On a tenu compte :

- de la contamination du faisceau incident en muons ($\mu/\pi = 3,8\%$ à 2,85 GeV/c, 3% à 3,30 GeV/c, 2,3% à 3,55 GeV/c);
- de la probabilité que la particule incidente projette un électron dans le compteur en anticoincidence S_7 (0,5%);

- de la probabilité qu'un événement élastique soit perdu si le proton de recul subit une interaction dans le compteur C₃ (8,7%);
- de l'efficacité des chambres à étincelles et du système Luciole + programme d'identification, c'est-à-dire de la probabilité qu'un événement élastique puisse être accepté, suivant les critères de la section 2.1 d'après la photographie qui en a été faite;
- de la distorsion du χ^2 expérimental (pour les π^+ de 3,55 GeV/c, par exemple, nous avons estimé que 4% environ des événements élastiques, au lieu de 1%, ont un χ^2 supérieur à 15,1);
- de la contamination de l'échantillon présumé élastique par des événements inélastiques satisfaisant aux critères de la section 2.2.

Nous avons évalué à 99% l'efficacité d'une chambre à étincelles traversée par une seule particule. Un peu d'analyse combinatoire montre que l'efficacité de l'ensemble des huit premières chambres, comptée suivant les critères 2.1, est aussi 99%.

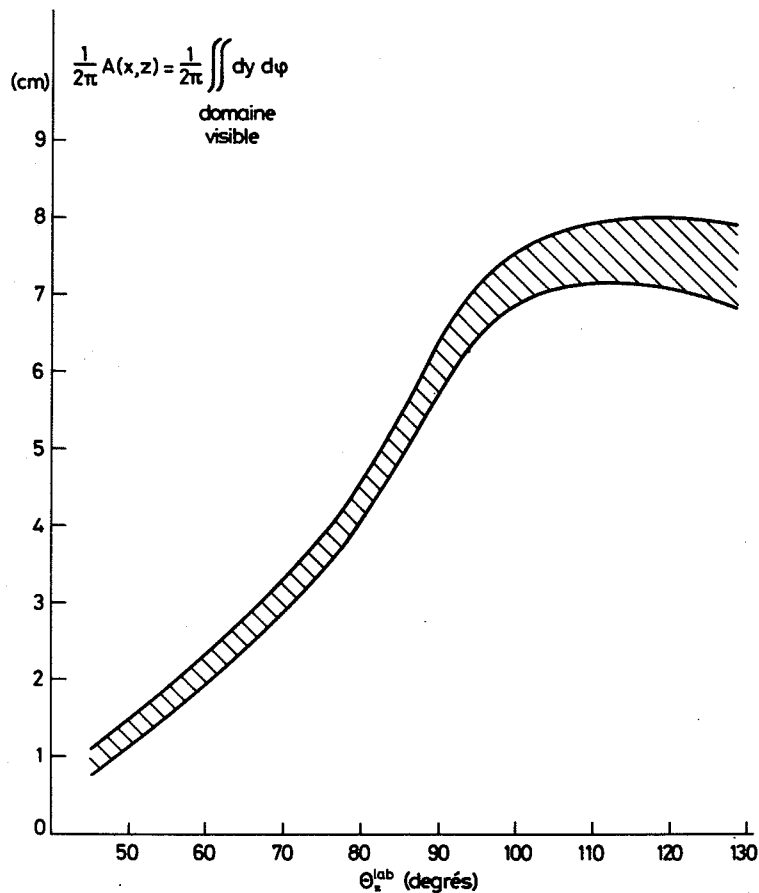


Fig. 11 Enveloppes de la distribution des valeurs de l'intégrale $A(x,z)$ pour tous les événements élastiques $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ trouvés à 3,55 GeV/c

L'efficacité du système de mesure automatique a été déterminée de la manière suivante :

Dans un certain nombre de films, on a mesuré manuellement tous les événements ayant trois branches complètes autour de la cible et une branche complète à la sortie de l'aimant A_1 . Par comparaison directe des deux séries de mesures, on a trouvé que le système de mesure automatique permettait de retrouver, suivant les critères 2.1, 89% environ des événements mesurés à la main et qu'il n'y avait pas de corrélation significative entre les événements perdus et leur géométrie.

La contamination inélastique a été estimée à partir des distributions de χ^2 , ΔX et ΔZ , telles qu'elles ont été définies pour la figure 10, en extrapolant le fond continu sous le pic élastique correspondant. Pour les

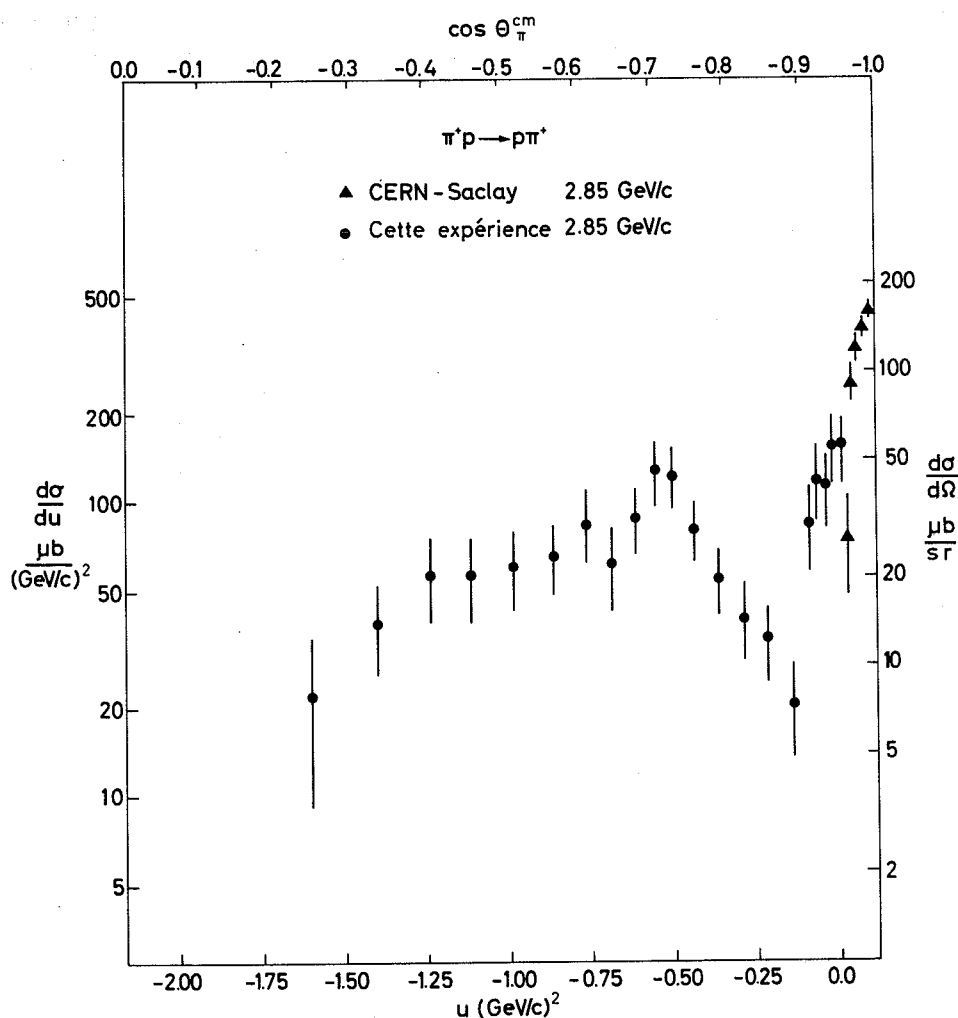


Fig. 12 Distribution angulaire de la diffusion élastique $\pi^+ p$ dans l'hémisphère arrière à 2,85 GeV/c.
[Référence : CERN-Saclay²]

π^+ et les π^- de 3,55 GeV/c par exemple, on trouve respectivement 6% et 7%.

Tous nos résultats ont été rassemblés dans le tableau donné en appendice. Ils sont représentés dans les figures 12 à 16, où nous avons aussi inclus les résultats précédemment trouvés par notre groupe au voisinage de 180° ^{1,2)} (θ_π^{cm} compris entre 164° et 176° environ), ainsi que ceux d'autres groupes à des énergies voisines ^{18,19)}.

On trouvera dans ce tableau et ces figures la valeur de la section efficace différentielle de diffusion élastique $d\sigma/d\Omega$ en fonction du cosinus de l'angle de diffusion, calculés l'un et l'autre dans le système du centre de masse. On y trouvera aussi la valeur de la section efficace $d\sigma/du$ en fonction des valeurs correspondantes des invariants relativistes t et u (t est le module carré du transfert de quadri-impulsion du π incident au π diffusé et u le module carré du transfert de quadri-impulsion du π incident au proton de recul).

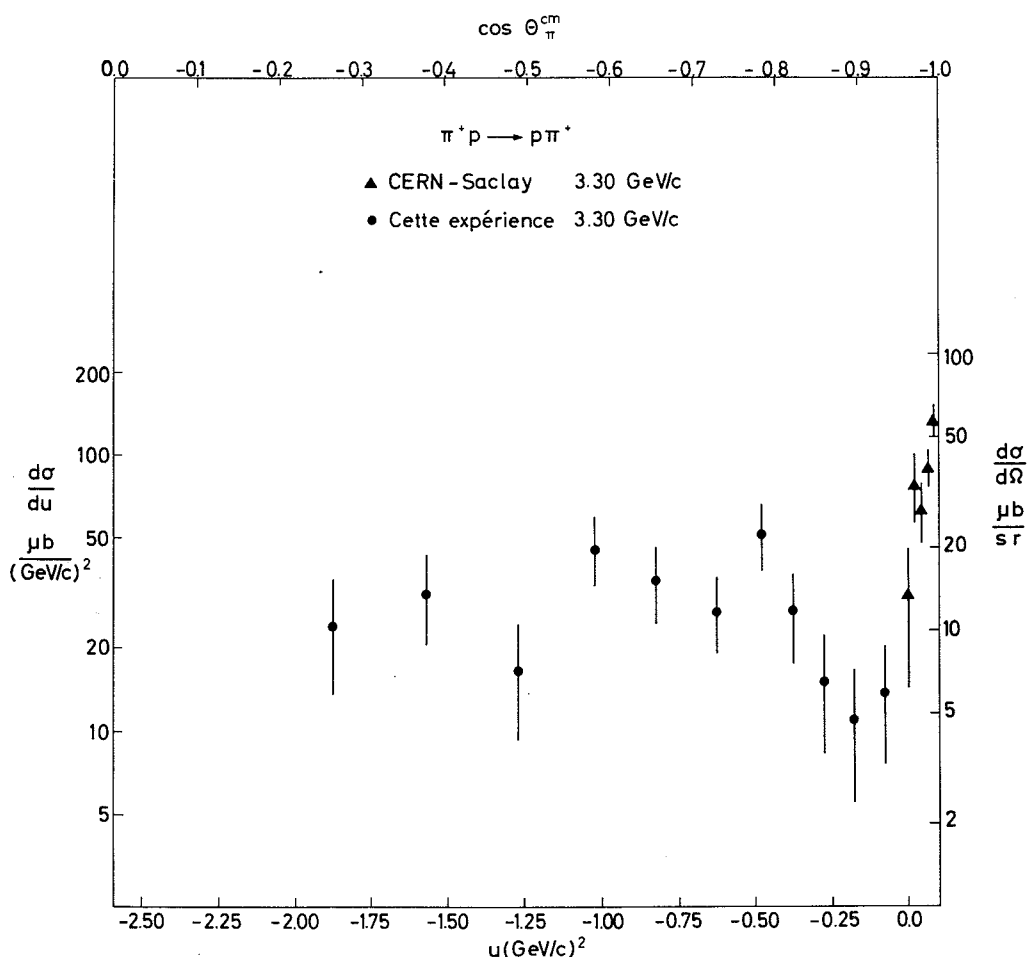


Fig. 13 Distribution angulaire de la diffusion élastique $\pi^+ p$ dans l'hémisphère arrière à 3,30 GeV/c.
[Référence : CERN-Saclay²⁾]

Dans les figures, les barres d'erreur représentent seulement l'erreur statistique de chaque point. Nous avons estimé, après avoir passé en revue les différentes sources d'erreurs possibles, que nos résultats peuvent être entachés d'une erreur systématique globale inférieure ou égale à 8%.

3.3 Rappel : paramètres de Mandelstam et réactions croisées²⁰⁻²³⁾

Nous terminerons par un bref rappel sur les invariants de Mandelstam, s , t et u , et sur la notion de réaction croisée, qui seront fréquemment utilisés dans le chapitre suivant.

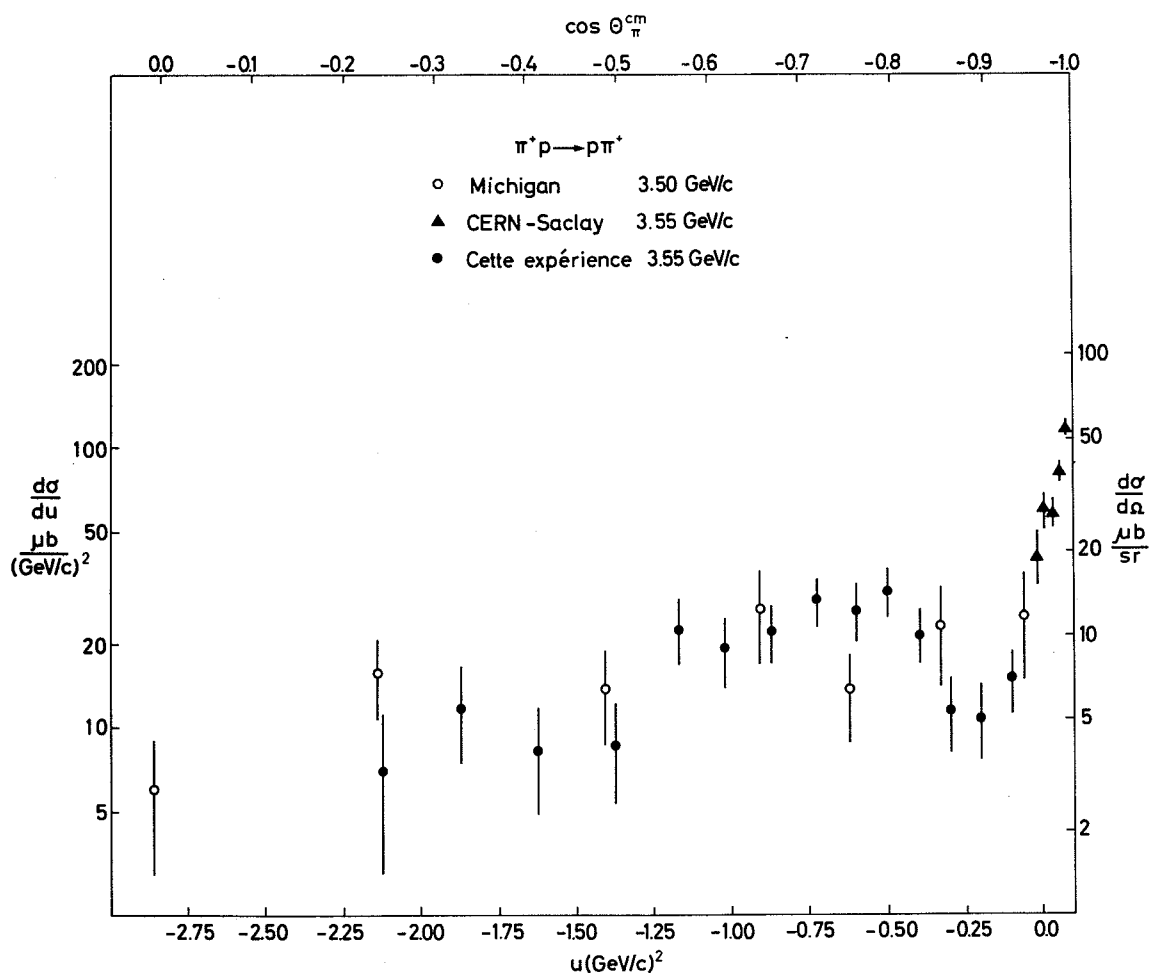


Fig. 14 Distribution angulaire de la diffusion élastique $\pi^+ p$ dans l'hémisphère arrière à 3,55 GeV/c.
[Références : Michigan¹⁸⁾, CERN-Saclay¹⁾]

Considérons par exemple la réaction :

$$\begin{array}{ccccccc} \pi^+ & & p & \rightarrow & \pi^+ & & p \\ (P_\pi) & (P_p) & & & (P'_\pi) & (P'_p) & \end{array} \quad (3)$$

où P_π , P_p , P'_π et P'_p désignent les quadri-vecteurs énergie-impulsion des quatre particules.

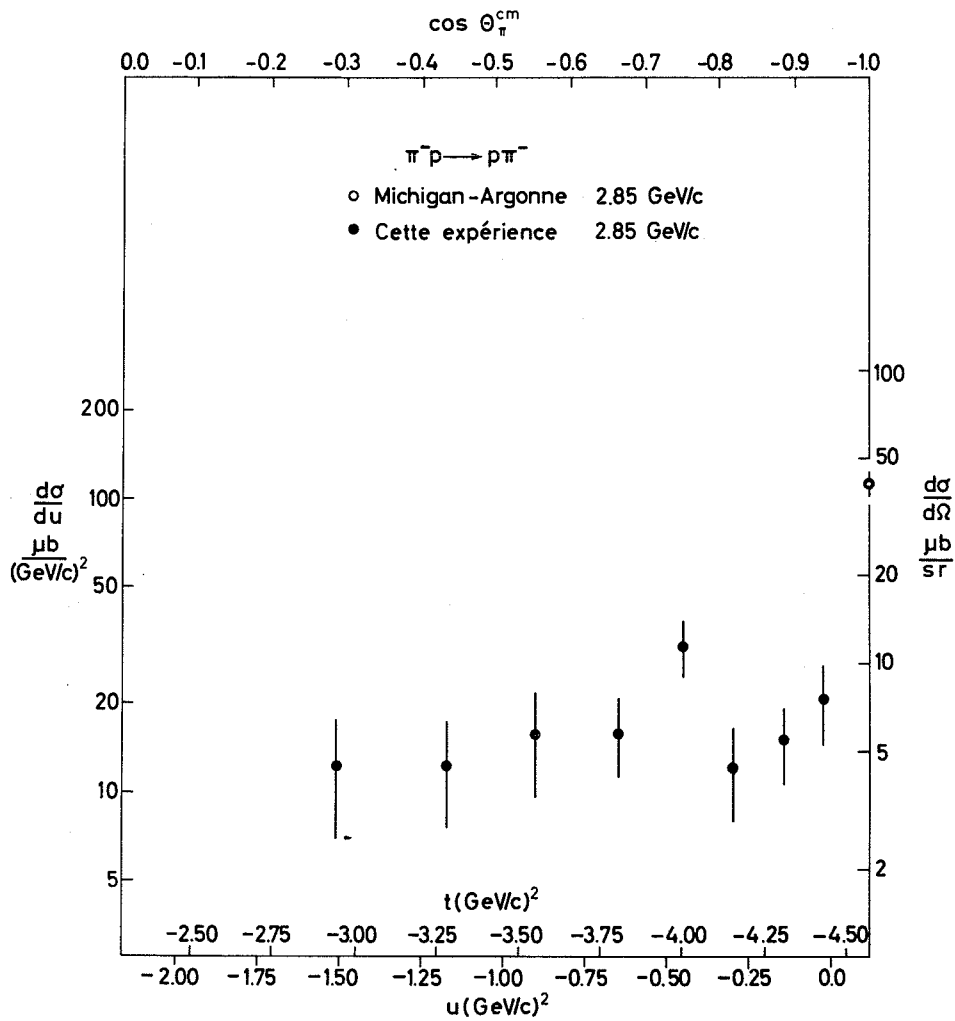


Fig. 15 Distribution angulaire de la diffusion élastique $\pi^- p$ dans l'hémisphère arrière à 2,85 GeV/c.
[Référence : Michigan-Argonne¹⁹⁾]

Les paramètres de Mandelstam sont définis par les expressions :

$$\begin{aligned} s &= (P_{\pi} + P_p)^2 = (P'_{\pi} + P'_{\bar{p}})^2, \\ t &= (P_{\pi} - P'_{\pi})^2 = (P_p - P'_{\bar{p}})^2, \\ u &= (P_{\pi} - P'_{\bar{p}})^2 = (P_p - P'_{\pi})^2, \end{aligned} \quad (4)$$

et ils satisfont la relation :

$$s + t + u = 2m_{\pi}^2 + 2m_p^2. \quad (5)$$

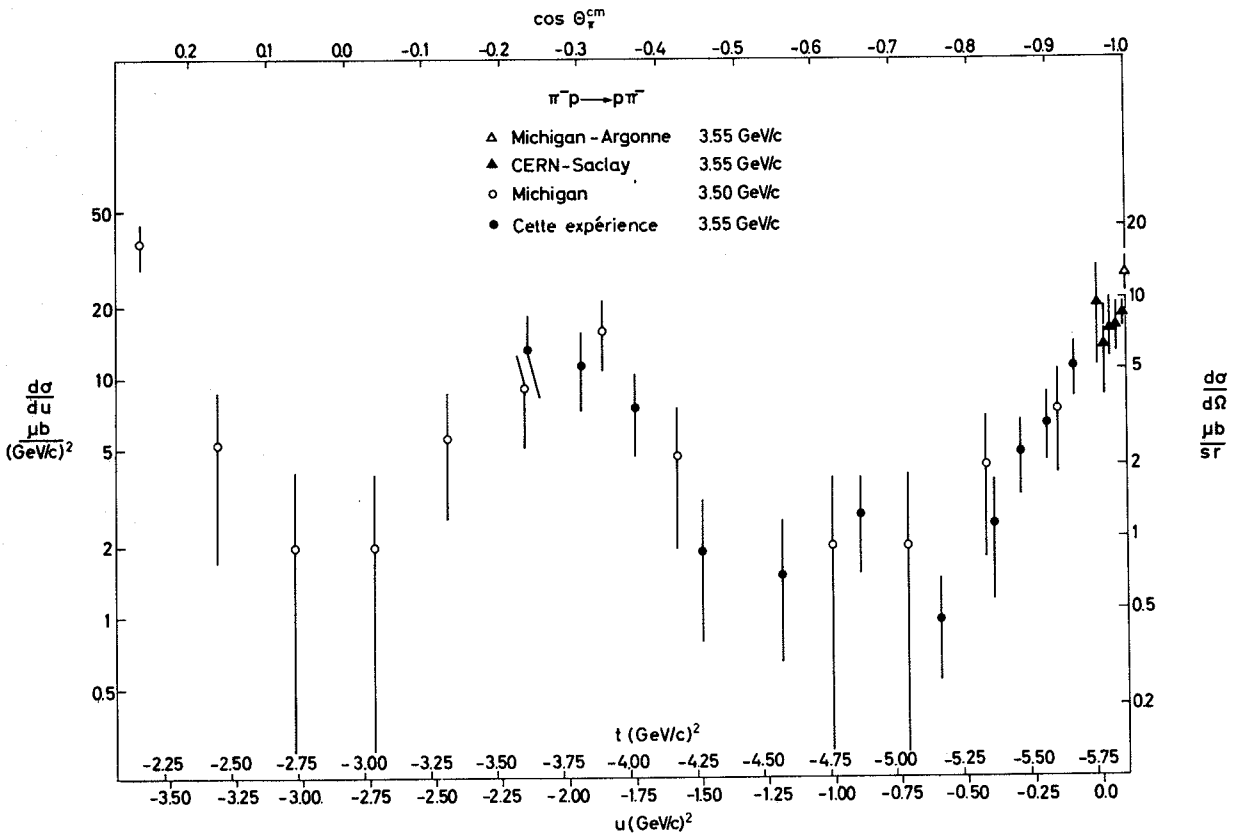


Fig. 16 Distribution angulaire de la diffusion élastique π^-p dans l'hémisphère arrière à $3,55 \text{ GeV}/c$.
[Références : Michigan-Argonne¹⁹), CERN-Saclay¹), Michigan¹⁸)]

On trouve, dans le système du centre de masse :

$$s = W^2 = \text{carré de l'énergie totale,}$$

$$t = -2k^2(1 - \cos \theta),$$

$$u = \frac{(m_p^2 - m_\pi^2)^2}{s} - 2k^2(1 + \cos \theta),$$

où θ et k désignent respectivement l'angle de diffusion du π et l'impulsion des particules.

Les deux dernières relations donnent immédiatement :

$$\frac{d\sigma}{du} = - \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Considérons maintenant la réaction croisée obtenue en remplaçant chacun des π^+ de la réaction (3) par son antiparticule dans l'autre membre avec une quadri-impulsion opposée :

$$\begin{array}{ccc} \pi^- & p & \rightarrow \pi^- & p \\ (-P'_\pi) & (P_p) & (-P_\pi) & (P'_p) \end{array} \quad (6)$$

Si l'on continue à définir, pour cette réaction, les paramètres s , t , u au moyen des relations (4), on constate que dans l'opération de croisement les interprétations physiques de s et u ont été échangées, celle de t restant la même : u représente le carré de l'énergie totale du système π^- -proton et s le module carré du transfert de quadri-impulsion du π^- incident au proton de recul.

On peut obtenir à partir de la réaction (3) une deuxième réaction croisée :

$$\begin{array}{ccc} \bar{p} & p & \rightarrow \pi^+ & \pi^- \\ (-P'_p) & (P_p) & (P'_\pi) & (-P_\pi) \end{array} \quad (7)$$

Ce sont alors les interprétations physiques de s et t qui ont été échangées, celle de u restant la même.

Les trois réactions précédentes sont appelées respectivement voie (s), voie (u) et voie (t) afin de rappeler, pour chacune d'elles, lequel des trois invariants doit être interprété comme le carré de l'énergie totale.

Compte tenu de la relation (5), l'état cinématique d'une quelconque des trois voies peut être représenté dans un plan par un point dont les distances orientées aux trois côtés d'un triangle équilatéral (de hauteur $2m_\pi^2 + 2m_p^2$) sont s , t et u .

Utilisant cette représentation, nous avons tracé dans la figure 17 les limites des régions physiques (distinctes) des trois réactions, ainsi que les intervalles observés dans notre expérience. Notons que, pour éviter des confusions, on convient de toujours appeler voie (s) la réaction étudiée expérimentalement.

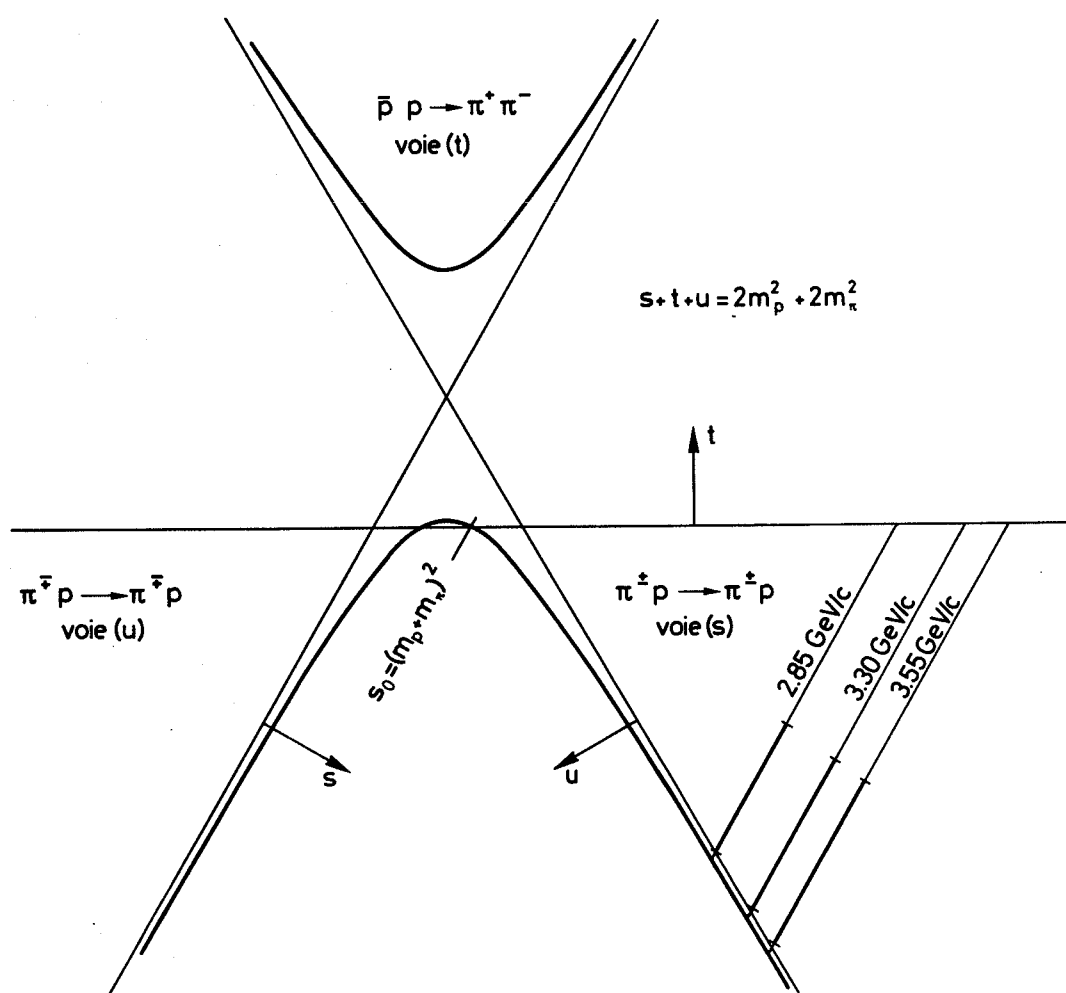


Fig. 17 Diagramme s, t, u pour les trois réactions croisées $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ et $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$. Les trois segments en trait gras correspondent aux intervalles angulaires observés dans notre expérience.

CHAPITRE III

DISCUSSION QUALITATIVE ET INTERPRETATION THEORIQUE DES RESULTATS

Dans toutes les figures que nous présenterons, comme dans les précédentes, ont été inclus les résultats obtenus par notre groupe au voisinage de 180° . Ces résultats ont été publiés et discutés en détail^{1,2,4)} et, dans la suite, nous traiterons essentiellement des nouveaux résultats.

1. DISCUSSION QUALITATIVE

a) Diffusion π^+p

Les résultats que nous avons obtenus à 2,85, 3,30 et 3,55 GeV/c présentent une grande ressemblance. Partant d'une valeur maximum M_1 à 180° , la section efficace décroît très rapidement, passe par un minimum m pour une valeur de u comprise entre $-0,15$ et $-0,20$ (GeV/c)², croît moins rapidement jusqu'à un deuxième maximum M_2 qu'elle atteint pour $u = -0,50$ (GeV/c)² environ, puis décroît lentement dans le reste de l'intervalle observé. Le rapport M_1/m vaut $23 \pm \frac{1}{6}$ à 2,85 GeV/c, et $14 \pm \frac{2}{4}$ à 3,30 et 3,55 GeV/c. Le rapport M_2/m vaut $6 \pm \frac{1}{2}$ à 2,85 GeV/c, et $3,4 \pm \frac{1}{1,5}$ en moyenne à 3,30 et à 3,55 GeV/c.

La première observation d'un tel comportement de la section efficace a été faite en 1966 par un groupe de Pennsylvanie à 4,4 et 7,8 GeV/c, leurs résultats, obtenus pour des valeurs de u inférieures à $-0,15$ (GeV/c)², venant compléter des résultats antérieurs obtenus à 4 et 8 GeV/c par un groupe mixte Cornell-Brookhaven^{24,25)}.

Des mesures plus précises et couvrant tout l'intervalle angulaire intéressant ont été faites récemment par ce dernier groupe à 5,9, 9,9 et 13,7 GeV/c^{26,27)}. Leurs résultats à 5,9 et 9,9 GeV/c ressemblent beaucoup aux nôtres, bien que les sections efficaces soient environ 20 fois et 200 fois plus faibles (fig. 18). On observe un minimum pour $u = -0,15$ à $-0,20$ (GeV/c)² et un deuxième maximum pour $u = -0,50$ (GeV/c)² environ. Le rapport M_2/m vaut $10 \pm \frac{2}{4}$ à 5,9 GeV/c et $4,5 \pm \frac{1}{1,5}$ à 9,9 GeV/c. Les auteurs indiquent d'autre part que la pente du pic arrière (en échelle logarithmique) semble être supérieure dans l'intervalle $-0,15 < u < -0,06$ (GeV/c)² à sa valeur au voisinage de 180° . Or nos résultats à 2,85 GeV/c autorisent la même remarque. A 13,7 GeV/c les résultats de ce groupe sont moins nets : on observe un minimum de la section efficace vers $u = -0,27$ (GeV/c)² et un deuxième maximum pour $u = -0,40$ (GeV/c)² environ, mais aucune mesure n'a été faite entre $u = -0,10$ et $u = -0,20$ (GeV/c)².

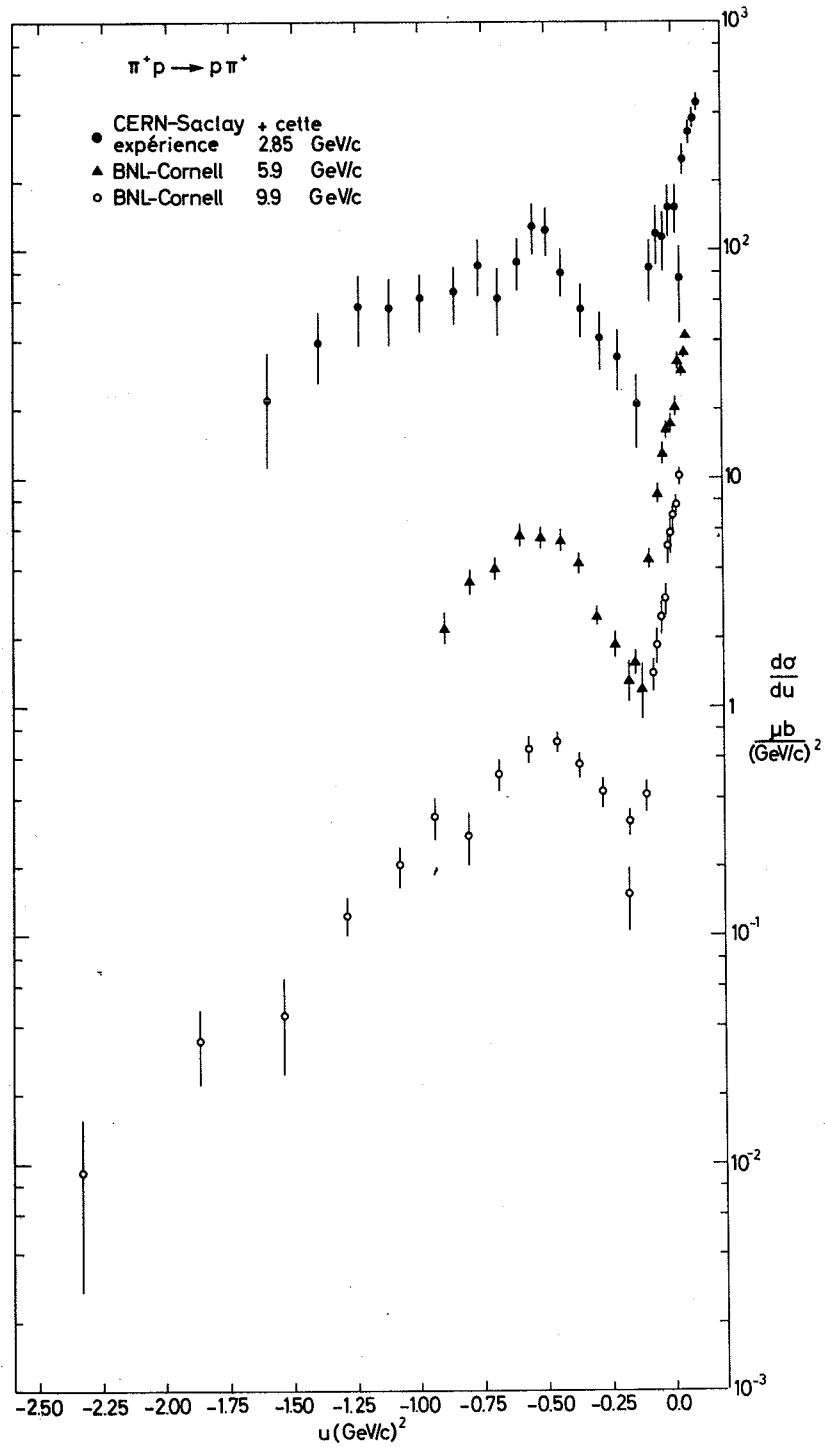


Fig. 18 Distributions angulaires de la diffusion $\pi^+ p$ à 2,85, 5,9 et 9,9 GeV/c dans l'intervalle $-2,5 (\text{GeV}/c)^2 < u < u_{\text{max}}$.
 [Références : CERN-Saclay²⁾, BNL-Cornell^{26,27)}]

Deux autres groupes ont fait des mesures à plus basse énergie : un groupe de Michigan, à sept impulsions comprises entre 2,3 et 4 GeV/c et un groupe mixte Brookhaven-Rochester, à douze impulsions comprises entre 1,48 et 2,93 GeV/c^{18,28}). Le comportement de la section efficace à 2,3 GeV/c et au-dessous est différent de celui que nous venons de décrire. Au-dessus de 2,3 GeV/c, la séquence pic arrière-minimum-deuxième maximum (pour les valeurs de u déjà mentionnées) peut être observée sauf dans les résultats de Michigan à 2,7 et 3,5 GeV/c. Il faut cependant noter que dans tous les cas (les mesures de Brookhaven-Rochester à 2,78 et 2,93 GeV/c en particulier) le rapport M_2/m est inférieur à 2. Ces désaccords avec nos résultats s'expliquent peut-être par une mauvaise estimation de la contamination inélastique dans ces deux expériences, l'impulsion du proton de recul n'étant mesurée dans aucune des deux.

Nous concluons en affirmant avoir mis en évidence que le mécanisme qui régit la diffusion élastique π^+p à haute énergie pour les valeurs de u supérieures à -2 (GeV/c)² intervient encore au-dessous de 3 GeV/c.

b) Diffusion π^-p

Les résultats que nous avons obtenus à 2,85 GeV/c, bien qu'assez peu précis, diffèrent nettement de ceux obtenus à 3,55 GeV/c. Nous commencerons par discuter les derniers.

Ces résultats confirment, pour $\cos \theta_{\pi}^{c.m.} < -0,2$, ceux du groupe de Michigan à 3,50 GeV/c¹⁸) et sont un peu plus précis. L'intérêt des uns et des autres apparaît lorsqu'on les compare aux mesures récentes faites par le groupe Brookhaven-Cornell à 5,9, 7,9 et 9,9 GeV/c^{26,27,29}) et par un groupe mixte Brookhaven - Carnegie-Mellon à 8 et 16 GeV/c³⁰). La comparaison peut être faite de deux manières : soit en interprétant la section efficace comme une fonction de u , soit en l'interprétant comme une fonction de t .

Tous les résultats obtenus dans l'intervalle $-2,5$ (GeV/c)² $< u < u_{\max}$, de 3,5 à 16 GeV/c, ont été rassemblés dans la figure 19. On y observe au voisinage de 180° un pic dont la pente en échelle logarithmique, environ trois fois plus faible que celle observée pour la diffusion π^+p , semble croître régulièrement avec l'énergie. D'autre part, au deuxième maximum de la distribution angulaire à 3,5 GeV/c observé vers $u = -2$ (GeV/c)² correspond un plateau à 9,9 GeV/c. Si une nouvelle expérience devait révéler l'existence, pour la même valeur de u , d'un maximum de la section efficace s'atténuant progressivement entre 3,5 et 10 GeV/c, on pourrait conclure comme précédemment à l'intervention d'un seul mécanisme.

Une autre interprétation est cependant possible lorsqu'on examine la figure 20 où nous avons rassemblé tous les résultats obtenus jusqu'à présent

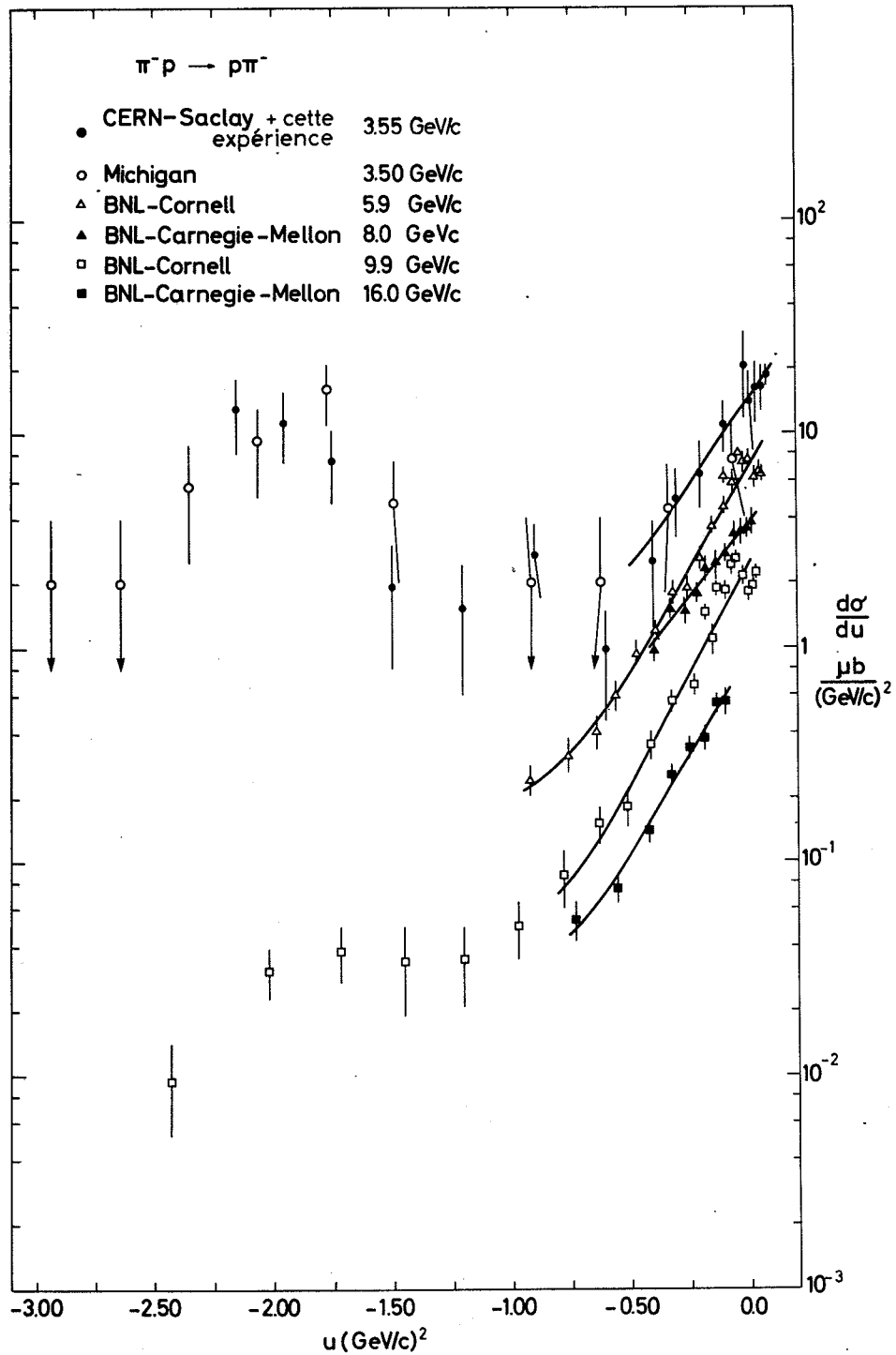


Fig. 19 Distributions angulaires de la diffusion $\pi^- p$ de 3,5 à 16 GeV/c dans l'intervalle $-2,5 (\text{GeV}/c)^2 < u < u_{\text{max}}$. Les profils en trait plein servent seulement à guider l'oeil.
[Références : CERN-Saclay¹⁾, Michigan¹⁸⁾, BNL-Cornell^{26, 27)}, BNL-Carnegie Mellon³⁰⁾.]

pour $t < -1$ (GeV/c)². Les quatre distributions présentent un minimum prononcé pour $t = -3$ (GeV/c)², suivi d'un maximum pour $t = -3,8$ (GeV/c)² environ, et d'une décroissance rapide avant la remontée du pic arrière. On pourrait alors penser que la diffusion élastique π^-p à haute énergie est régie par deux mécanismes compétitifs, dont l'un explique principalement le pic arrière et l'autre principalement la région du minimum pour $t = -3$ (GeV/c)².

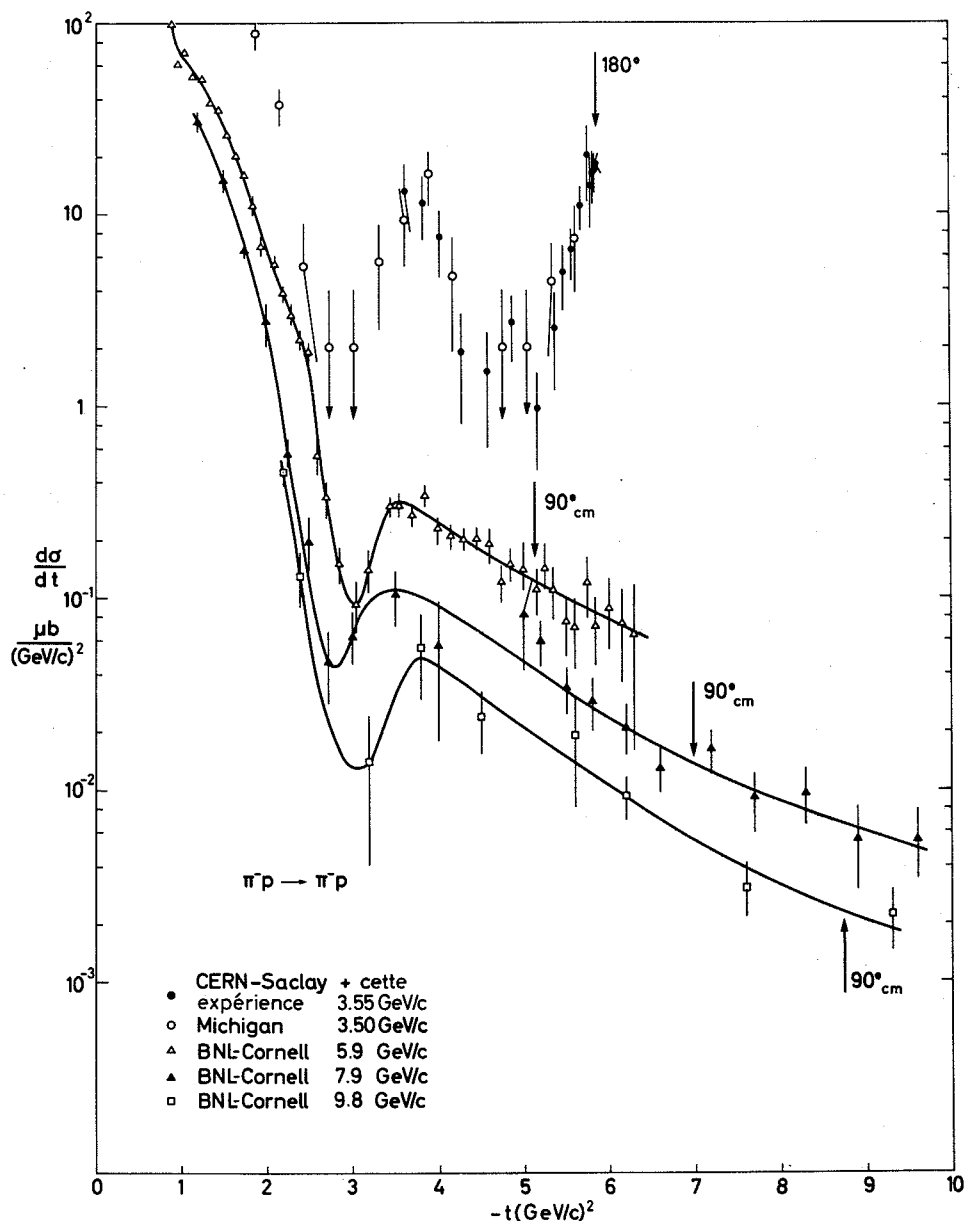


Fig. 20 Distributions angulaires de la diffusion π^-p de 3,5 à 9,8 GeV/c dans l'intervalle $1 < -t < 10$ (GeV/c)². Les profils en trait plein servent seulement à guider l'oeil. [Références : CERN-Saclay¹⁾, Michigan¹⁸⁾, BNL-Cornell^{25, 29)}.]

Il nous paraît impossible de choisir à présent entre ces deux interprétations. Nous verrons plus loin que le modèle d'échange d'un baryon considéré comme un pôle de Regge semble exclure la première mais, de toutes manières, seule une expérience entre 4 et 5 GeV/c permettra de décider avec certitude.

Quoi qu'il en soit, la situation est beaucoup plus compliquée à plus basse énergie. Nos résultats à 2,85 GeV/c, ceux du groupe de Michigan à 2,5 et 3 GeV/c¹⁸⁾, et ceux du groupe Brookhaven-Rochester, à six impulsions comprises entre 1,88 et 2,48 GeV/c²⁸⁾, montrent que l'allure de la distribution angulaire varie rapidement avec l'énergie, et l'on doit certainement tenir compte des nombreuses résonances existant dans cette région.

2. INTERPRETATION THEORIQUE

2.1 Introduction

De nombreux modèles théoriques ont été proposés pour expliquer tout d'abord le pic de la distribution angulaire des π^+ et des π^- au voisinage de 180° ³¹⁻³⁴⁾, puis la variation avec l'énergie de la section efficace à 180° ³⁵⁻³⁷⁾ et finalement l'ensemble des résultats obtenus dans l'hémisphère arrière pour des impulsions supérieures à 1,5 GeV/c^{28,38-43)}.

Les modèles qui donnent le meilleur accord avec l'expérience admettent que la diffusion $\pi^\pm p$ à grand angle procède de l'un ou l'autre, ou des deux mécanismes suivants :

- formation durant la collision, puis désintégration d'un état résonant du système π -proton,
- échange d'un baryon considéré comme un "pôle de Regge", c'est-à-dire d'une particule hypothétique ayant des nombres quantiques bien définis, à l'exception du spin.

La figure 21 donne une représentation commode de ces deux mécanismes. Elle permet une observation qui sera utilisée dans la suite : les nombres quantiques des pôles de Regge échangés dans la diffusion $\pi^+ p$ sont les mêmes que ceux du système $\pi^- p$, et réciproquement.

Suivant une terminologie établie par l'usage, nous parlerons de modèle de résonance, de modèle d'échange (modèle des pôles de Regge) ou de modèle d'interférence suivant que le premier mécanisme, le second ou les deux ensemble seront supposés intervenir.

Dans un souci de simplicité, nous emploierons fréquemment la notation introduite par Rosenfeld⁴⁴⁾ pour représenter une famille de particules dont les spins sont les termes d'une progression arithmétique de raison 2 et dont les autres nombres quantiques sont identiques. Le tableau suivant rappelle

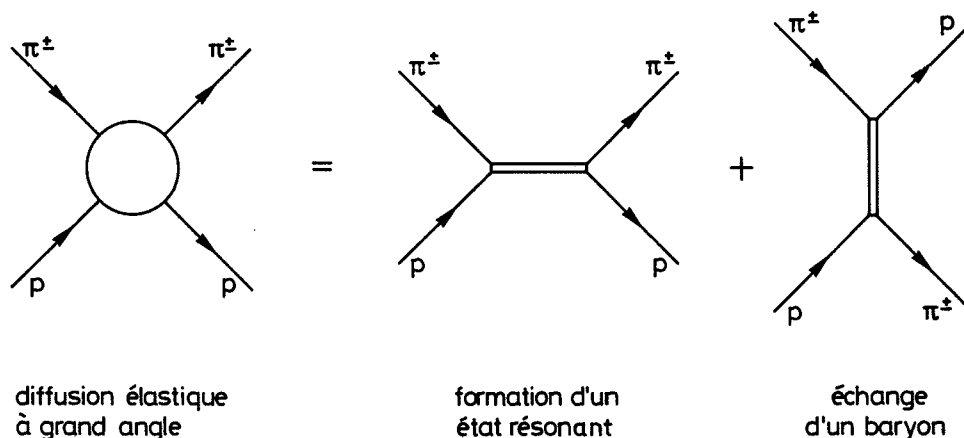


Fig. 21

cette notation pour les huit familles possibles du système π -nucléon.

Famille	Spin isotopique I	Spin et parité J^P
N_α	$1/2$	$1/2^+, 5/2^+, \dots$
N_β	$1/2$	$1/2^-, 5/2^-, \dots$
N_γ	$1/2$	$3/2^-, 7/2^-, \dots$
N_δ	$1/2$	$3/2^+, 7/2^+, \dots$
Δ_α	$3/2$	$1/2^+, 5/2^+, \dots$
Δ_β	$3/2$	$1/2^-, 5/2^-, \dots$
Δ_γ	$3/2$	$3/2^-, 7/2^-, \dots$
Δ_δ	$3/2$	$3/2^+, 7/2^+, \dots$

Les trois modèles précédents sont loin d'être parfaits, et leur utilisation présente de nombreuses ambiguïtés. Avant d'exposer notre plan de travail, et pour justifier notre choix, il nous a paru essentiel de rappeler la situation présente concernant les défauts de ces modèles et leurs domaines d'application.

a) Le modèle de résonance est un modèle essentiellement phénoménologique. Il ne vaut, bien entendu, que dans la mesure où la quasi-totalité des résonances susceptibles de contribuer à l'amplitude de la réaction étudiée sont connues indépendamment de cette réaction. Son principal défaut vient de ce

qu'on ne sait pas formuler de manière précise l'amplitude correspondant à une résonance donnée pour des énergies beaucoup plus petites ou beaucoup plus grandes que l'énergie correspondant au maximum de la résonance. A cet égard, la forme de Breit et Wigner qui est utilisée généralement semble donner une contribution trop importante loin du maximum^{38,42,45}); un certain nombre de facteurs correctifs ont été proposés pour remédier à cet effet^{42,45}) mais aucun d'eux ne repose sur une base très sérieuse.

b) Le modèle d'échange est, comme le modèle de résonance, un cas particulier du modèle d'interférence dans lequel on suppose l'amplitude de résonance négligeable.

Un grand nombre d'états résonants du système π -nucléon ont été découverts ces dernières années, soit directement en étudiant la variation avec l'énergie de la section efficace totale ou celle de la section efficace de diffusion élastique à 180° des π^+ et des π^- sur les protons^{19,28,37,46,47}), soit indirectement par des analyses en déphasage très élaborées de tous les résultats expérimentaux disponibles⁴⁸⁻⁵¹). D'une manière générale, on a trouvé que le rapport d'embranchement élastique des résonances, $x = \Gamma_{el}/\Gamma_{tot}$, diminue très rapidement lorsque leur masse croît.

On a donc été conduit à penser que le modèle d'échange doit suffire à rendre compte de la diffusion élastique au-dessus d'une certaine énergie. Cette hypothèse semble confirmée par le bon accord de calculs récents avec les résultats du groupe Brookhaven-Cornell⁴³).

c) Le domaine des moyennes énergies (disons entre 2 et 6 GeV/c) a été pendant longtemps le champ d'une extrême confusion; on a vu certains résultats expérimentaux sur la diffusion π^-p expliqués à la fois par un modèle d'interférence et par un modèle de résonance, tandis que d'autres résultats sur la diffusion π^+p dans le même intervalle d'énergie étaient expliqués par un modèle d'échange.

La situation est plus claire maintenant, et il semble que si la diffusion élastique $\pi^\pm p$ vers l'arrière peut être décrite à haute énergie par un modèle d'échange, elle puisse l'être à moyenne et basse énergie par un modèle d'interférence.

Il reste cependant un problème capital à résoudre : on sait à peu près comment formuler l'amplitude de résonance et l'amplitude d'échange, mais on ne sait pas de manière précise comment les combiner pour obtenir l'amplitude de diffusion complète.

Le premier modèle d'interférence, proposé en 1966 par Barger et Cline, postulait simplement l'addition des deux amplitudes, et cette procédure semblait justifiée par le bon accord trouvé avec l'expérience^{38,52,53}).

Mais, récemment, ce modèle a été condamné par Dolen, Horn et Schmid, dans une critique très complète dont nous reparlerons plus loin^{54,55}). Ces auteurs affirment que le modèle d'interférence additif revient à faire intervenir deux fois la contribution des résonances; ils proposent de le remplacer par un modèle d'interférence "modifié", dans lequel l'amplitude de diffusion complète est la somme des amplitudes de résonance et d'échange, moins un terme correctif représentant la valeur moyenne de la contribution des résonances au voisinage de l'énergie considérée.

Malheureusement, ce dernier modèle ne peut actuellement se prêter qu'à une comparaison semi-quantitative avec l'expérience, car il reste à trouver une formulation rigoureuse du terme correctif.

Il nous est apparu dans ces conditions que le plan de travail le plus raisonnable consistait non pas à rechercher à tout prix une forme empirique du terme correctif et à comparer les prédictions du modèle résultant avec nos mesures, mais plutôt à utiliser ces dernières d'une part, et les prédictions du modèle d'échange et du modèle de résonance d'autre part, pour essayer de confirmer ou d'infirmer, par différence, les idées de Dolen et coll.

Trois raisons motivent notre choix :

- a) Le modèle d'échange comporte un certain nombre de paramètres ou de fonctions inconnus, et le seul moyen de calculer l'amplitude d'échange aux énergies qui nous intéressent consiste à admettre que les valeurs des paramètres qui donnent un bon accord avec l'expérience à haute énergie peuvent être encore utilisées à plus basse énergie. L'imprécision d'une telle extrapolation, les ambiguïtés présentes dans la formulation de l'amplitude de résonance et celles, bien plus grandes, qui affecteraient une forme empirique du terme correctif, rendraient très douteuses les prédictions éventuelles du modèle d'interférence modifié.
- b) La majorité des exemples cités par Dolen et coll. en faveur de leur modèle concernent la variation d'une section efficace (totale ou différentielle) en fonction de l'énergie. Il est donc intéressant d'étudier aussi le bien-fondé de leurs idées dans le cas de distributions angulaires, et cela de la manière la moins ambiguë possible.
- c) La forte ressemblance observée au début de ce chapitre entre nos résultats -- à l'exception de ceux concernant la diffusion π^-p à 2,85 GeV/c -- et les résultats à haute énergie suggère que l'amplitude d'échange est prédominante jusqu'à 3 GeV/c. S'il s'avérait, malgré la présence de plusieurs résonances dans cette région, que le modèle d'échange seul expliquât nos résultats, on aurait une confirmation directe de la justesse du modèle d'interférence modifié. Ses auteurs prévoient en effet une compensation de la contri-

bution des résonances par le terme correctif lorsque les largeurs des résonances sont telles qu'elles empiètent les unes sur les autres.

La suite de ce chapitre comprend cinq parties :

Pour éviter des répétitions, nous résumerons dans la première les postulats et les prédictions du modèle des pôles de Regge ainsi que la situation actuelle concernant les résonances π -nucléon.

Les deux sections suivantes rappelleront la formulation de l'amplitude de résonance et celle de l'amplitude correspondant à l'échange d'un pôle de Regge.

La quatrième section sera consacrée au calcul des prédictions du modèle de résonance et du modèle d'échange pour la diffusion π^+p et pour la diffusion π^-p aux énergies étudiées dans notre expérience^{*)}.

Enfin, dans la dernière partie, nous comparerons ces prédictions à nos résultats, dans le cadre des idées du modèle d'interférence modifié, et nous tenterons de tirer les conclusions générales de ce travail.

2.2 Postulats et prédictions du modèle des pôles de Regge^{56-58, 22, 23)}

Considérons la diffusion élastique d'une particule A par une particule B, de masses égales à m, et supposées sans spin :

$$\begin{array}{ccccccc} A & & B & \rightarrow & A & & B \\ (P_A) & (P_B) & & & (P'_A) & (P'_B) & . \end{array}$$

Nous conviendrons d'appeler cette réaction la voie (u); toutes les quantités qui vont être définies se rapporteront au système du centre de masse :

θ désignera l'angle de diffusion de la particule A,

k, l'impulsion des particules,

P_A, P_B, P'_A, P'_B représenteront leurs quadrivecteurs énergie-impulsion,

W et u, l'énergie totale et son carré,

s désignera le module carré du transfert de quadri-impulsion de A à B.

On trouve les relations :

$$u = (P_A + P_B)^2 = W^2 = 4(k^2 + m^2) \quad (8)$$

$$s = (P_A - P'_B)^2 = -2k^2(1 + \cos \theta). \quad (9)$$

L'amplitude de diffusion F ne dépend que de deux paramètres; on utilisera W et θ , ou u et θ , ou encore u et s.

*) On trouve dans la littérature plus d'une demi-douzaine de formulations différentes du modèle d'échange. Pour avoir une extrapolation à basse énergie aussi bonne que possible, nous avons préféré reprendre la détermination numérique du modèle à haute énergie, en nous inspirant d'ailleurs de certaines des formulations existantes.

a) Postulats

- Les amplitudes d'ondes partielles $a_\ell(W)$ ($\ell = 0, 1, 2, \dots$) peuvent être prolongées analytiquement dans le plan des ℓ complexes, donc considérées comme des valeurs particulières d'une même fonction $a(\ell, W)$.
- $a(\ell, W)$ est une fonction méromorphe de ℓ , c'est-à-dire ne présente pas d'autres singularités qu'un certain nombre de pôles en $\ell = \alpha_i$ ($i = 1, 2, \dots$). On les appelle pôles de Regge.
- La position α_i d'un pôle de Regge est une fonction analytique du carré de l'énergie totale, $u = W^2$, si on laisse prendre à cette dernière des valeurs complexes. Un pôle de Regge se déplace donc dans le plan des ℓ complexes en fonction de u , et il y décrit, si u reste réel, une certaine courbe, $\alpha_i = \alpha_i(u)$, que l'on appelle trajectoire de Regge.
- La partie imaginaire de la position d'un pôle est nulle au-dessous du seuil de la réaction, $u_0 = 4m^2$, et positive au-dessus. Sa partie réelle est une fonction croissante de u au-dessous du seuil, mais ne le reste pas nécessairement au-dessus (fig. 22).
- Tout pôle de Regge est caractérisé par l'ensemble des nombres quantiques du système (A, B), à l'exception du moment angulaire, bien entendu. On doit retrouver ce pôle dans toutes les réactions ayant les mêmes nombres quantiques. Chaque pôle porte un attribut supplémentaire que l'on appelle sa signature, τ , qui est paire ou impaire ($\tau = +1$ ou -1).

b) Interprétation et comparaison avec l'expérience

Une représentation plus commode du déplacement d'un pôle de Regge en fonction de l'énergie consiste à tracer la variation de $\text{Re } \alpha(u)$ en fonction

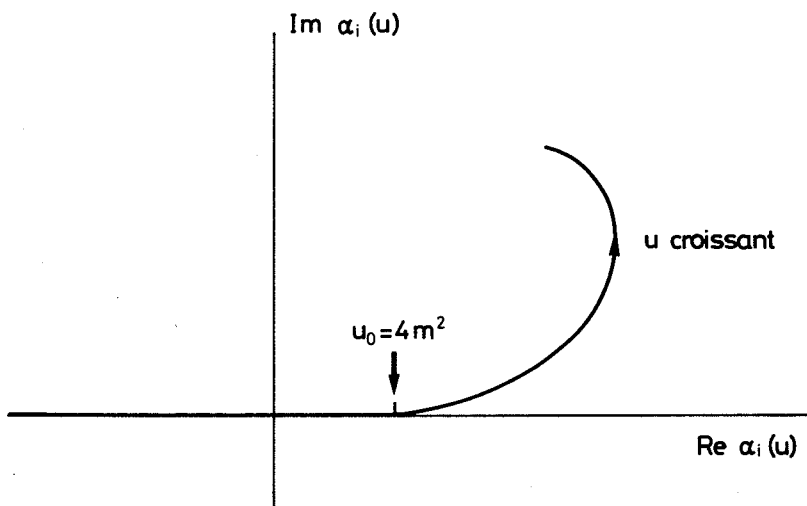


Fig. 22

de u (diagramme de Chew et Frautschi). Suivant l'usage, nous continuerons d'appeler trajectoire de Regge la courbe résultante, dont la figure 23 donne un exemple.

Si le pôle a les nombres quantiques d'un boson, on interprète comme indiquant l'existence d'un état lié ou d'une résonance du système (A, B) le passage de $\text{Re } \alpha(u)$, pour $u = u_R$, par une valeur entière $J \geq 0$ ayant même parité que la signature du pôle (état lié si $u_R < u_0$, état résonant si $u_R > u_0$). Cette interprétation ne vaut que si $[d \text{Re } \alpha(u)/du]_{u=u_R}$ est positif et $\text{Im } \alpha(u_R)$ suffisamment petit.

La masse de l'état lié ou de la résonance est alors donnée par $\sqrt{u_R}$, son spin par J , et, s'il s'agit d'une résonance, sa largeur Γ est donnée par la relation :

$$\frac{\Gamma}{2} = \frac{\text{Im } \alpha(u_R)}{\left[d \text{Re } \alpha(u)/d\sqrt{u} \right]_{u=u_R}} \quad (10)$$

Si le pôle a les nombres quantiques d'un fermion, on interprète de la même manière le passage de $\text{Re } \alpha(u)$ par une valeur demi-entière $J > 0$, telle que $J - 1/2$ ait la même parité que τ .

La première prédiction du modèle des pôles de Regge est donc l'association sur une même trajectoire d'états liés ou de résonances ayant les mêmes nombres quantiques, à l'exception du spin, variant de 2 en 2 unités.

Nous avons porté dans les diagrammes de Chew et Frautschi des figures 24 et 25 les points représentatifs de toutes les résonances connues du système

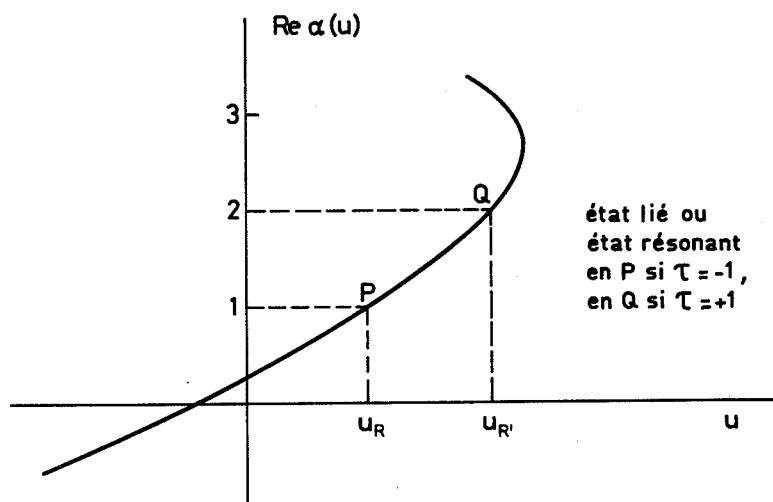


Fig. 23

π -nucléon^{47, 51}). Pour celles dont le spin et la parité n'ont pas été déterminés, on a choisi les valeurs les plus plausibles, compte tenu des prédictions du modèle des pôles de Regge^{35, 38}). On constate alors que les points représentatifs de onze résonances N_α , N_γ et Δ_δ définissent clairement trois trajectoires qui sont pratiquement droites et parallèles. Ce remarquable fait d'observation qui n'était pas prévu théoriquement, justifie *a posteriori* le choix précédent. La situation est moins claire en ce qui concerne les autres résonances, et nous ne parlerons pas des spéculations dont elles ont été l'objet.

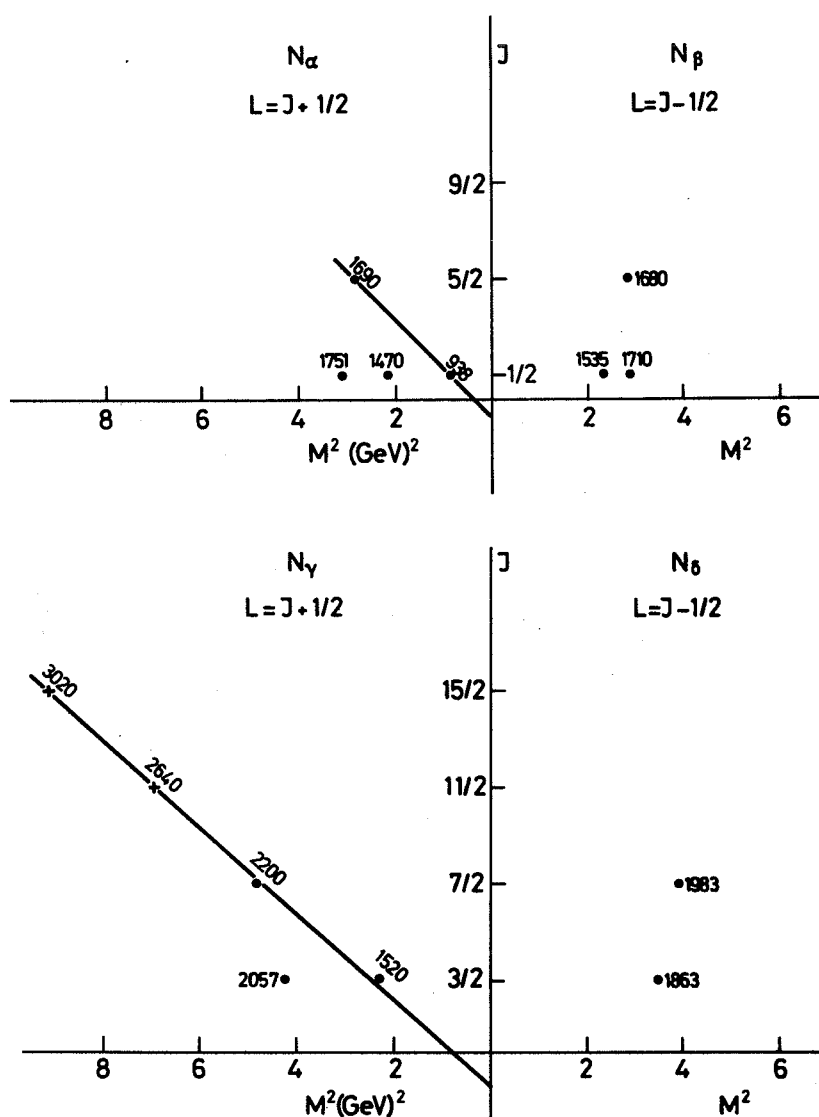


Fig. 24 Diagramme de Chew et Frautschi pour le nucléon et toutes les résonances connues du système π -nucléon de spin isotopique $I = 1/2$. Le spin et la parité des résonances marquées d'une croix n'ont pas encore été déterminés.

c) Application à la diffusion à haute énergie

Une formule très générale relie l'amplitude de diffusion de la réaction $A + B \rightarrow A + B$ à ses pôles de Regge :

$$F(u, \theta) = \sum_{i=1}^N \frac{\beta_i(u)}{2 \sin \pi \alpha_i(u)} [P_{\alpha_i(u)}(-\cos \theta) + \tau_i P_{\alpha_i(u)}(\cos \theta)] \quad (11)$$

dans laquelle les β_i sont les résidus associés aux N pôles situés en $\alpha_i(u)$

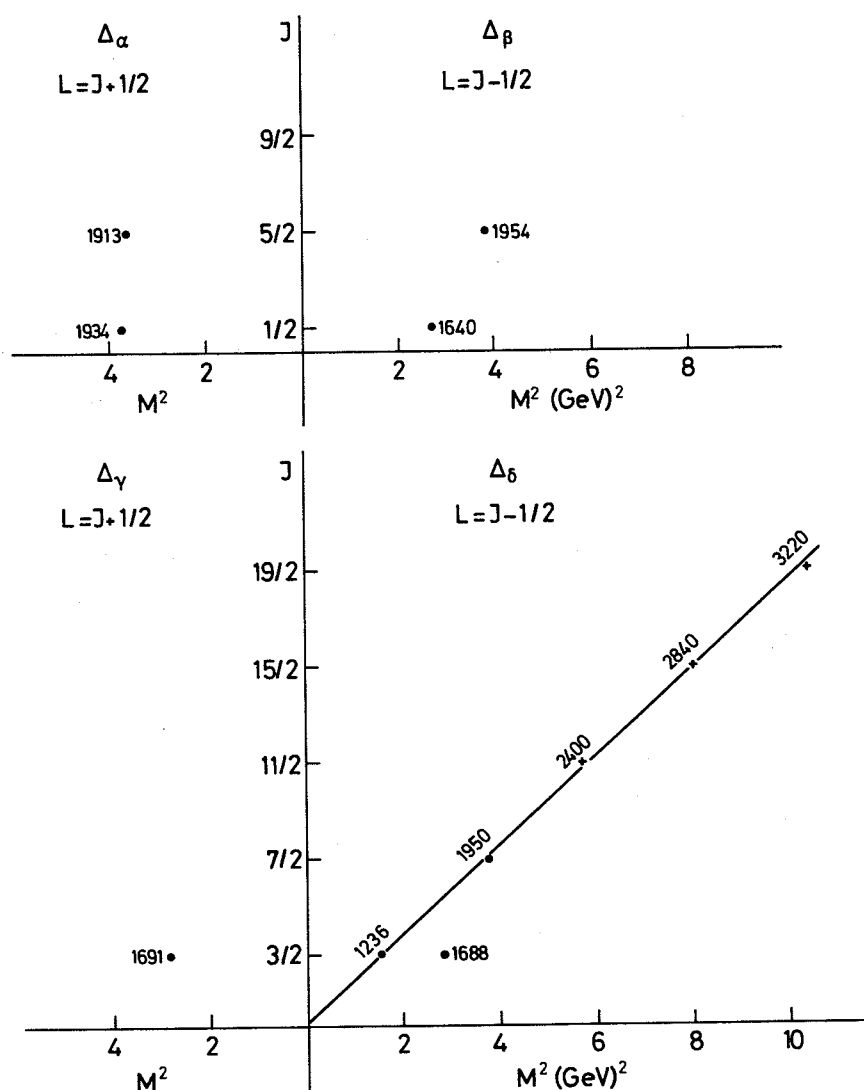


Fig. 25 Diagramme de Chew et Frautschi pour toutes les résonances connues du système π -nucléon de spin isotopique $I = 3/2$. Le spin et la parité des résonances marquées d'une croix n'ont pas encore été déterminés.

($i = 1, 2, \dots, N$), les τ_i sont les signatures des pôles, et les P_{α_i} désignent les fonctions de Legendre de 1^{re} espèce^{*)}.

Supposons maintenant que $\cos \theta$ prenne une valeur très grande tandis que u , le carré de l'énergie totale, reste petit. Les relations (8) et (9) montrent que s , le module carré du transfert de quadri-impulsion de A à B, devient aussi très grand et l'on trouve, en utilisant les propriétés des fonctions de Legendre :

$$F(u, \theta) \equiv \mathcal{F}(u, s) \underset{\substack{s \rightarrow \infty \\ u \text{ petit}}}{\approx} \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_i(u)}{\sin \pi \alpha_i(u)} \left(\frac{s}{s_0^i} \right)^{\alpha_i(u)} [1 + \tau e^{-i\pi \alpha_i(u)}] \quad (12)$$

où les constantes s_0^i ont été introduites pour des raisons dimensionnelles.

Cette relation ne présente évidemment aucun intérêt pour la diffusion dans la voie (u). Mais le principe de croisement affirme que la réaction croisée $A + \bar{B} \rightarrow A + \bar{B}$, correspondant à la voie (s), est décrite par la même amplitude $\mathcal{F}(u, s)$ que la première^{22, 23, 59, 60}). Compte tenu de l'échange des significations physiques de u et s dans l'opération de croisement, on a donc obtenu une prédiction de l'amplitude de diffusion dans la région physique de la réaction croisée, prédiction applicable à haute énergie (s grand) et pour de petites valeurs du transfert de quadri-impulsion de A à B (u petit). On doit remarquer la simplicité de la dépendance en énergie prévue par la relation (12).

Il est naturel d'interpréter l'amplitude $\mathcal{F}(u, s)$ de la réaction $A + \bar{B} \rightarrow A + \bar{B}$ comme résultant de l'échange de N pôles de Regge, pseudo-particules ayant un spin variable, $\text{Re } \alpha_i(u)$, et les nombres quantiques du système (A, B). Cette interprétation découle de celle qui a été faite des pôles de Regge dans la voie (u), compte tenu de l'opération de croisement permettant de passer à la voie (s).

2.3 Formulation de l'amplitude de résonance pour la diffusion π -proton

Les détails de ce calcul se trouvent dans de nombreux ouvrages^{21, 61, 62}), et nous nous contenterons d'en rappeler les résultats afin de préciser les notations et les conventions de signe.

Toutes les quantités introduites dans les formules suivantes se rapportent au système du centre de masse de la voie (s).

*) Une certaine intégrale, définie le long de la droite $\text{Re } \ell = -1/2$, devrait en toute rigueur apparaître dans la relation (11). On admet qu'elle peut être négligée devant les autres termes.

La section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée par la relation générale :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \theta) = \left| \chi_f^\dagger [f_1(s, \theta) + f_2(s, \theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{k}_f \vec{\sigma} \cdot \vec{k}_i] \chi_i \right|^2, \quad (13)$$

où θ désigne l'angle de diffusion du π ,

$\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$ sont des vecteurs unitaires représentant la direction du proton avant et après collision,

χ_i et χ_f sont des spineurs à 2 composantes représentant l'état de polarisation du proton,

$\vec{\sigma}$ ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$) désigne l'ensemble des 3 matrices de Pauli.

La relation (13) peut s'écrire sous une autre forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \theta) = \left| \chi_f^\dagger [f(s, \theta) + ig(s, \theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}] \chi_i \right|^2, \quad (14)$$

dans laquelle :

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f}{\sin \theta},$$

les amplitudes f (sans retournement de spin) et g (avec retournement de spin) étant reliées aux deux amplitudes f_1 et f_2 par les relations :

$$\begin{aligned} f &= f_1 + f_2 \cos \theta \\ g &= -f_2 \sin \theta. \end{aligned} \quad (15)$$

Dans le cas où le proton cible n'est pas polarisé et où l'on n'observe pas la polarisation du proton de recul, la relation (14) devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \theta) = |f(s, \theta)|^2 + |g(s, \theta)|^2. \quad (16)$$

L'analyse en ondes partielles des amplitudes f et g donne :

$$\begin{aligned} f(s, \theta) &= \sum_{J, \ell} (J + \frac{1}{2}) a_{J, \ell}(s) P_\ell(\cos \theta) \\ g(s, \theta) &= \sum_{J, \ell} (-1)^{J-\ell-\frac{1}{2}} a_{J, \ell}(s) \sin \theta P'_\ell(\cos \theta), \end{aligned} \quad (17)$$

ℓ ne pouvant prendre que les valeurs $J + 1/2$ ou $J - 1/2$.

Supposons maintenant que le système π -proton ait un état résonant de masse $M_R = \sqrt{s_R}$, de spin J et de parité $(-1)^{J+1}$. L'amplitude d'onde par-

tielle correspondante $a_{J,\ell}(s)$ peut être représentée, au voisinage de $s = s_R$ par la forme de Breit et Wigner :

$$a_{J,\ell}(s) = \frac{1}{k} \frac{x}{\varepsilon - i} = \frac{1}{k} \frac{x}{\frac{M_R^2 - s}{M_R \Gamma} - i}, \quad (18)$$

où k désigne l'impulsion du π et du proton avant et après la collision,

Γ la largeur de la résonance,

$x = \Gamma_{el}/\Gamma$ le rapport d'embranchement élastique de la résonance ou, plus brièvement, son élasticité.

Dans les limites de validité de la représentation de Breit et Wigner^{38, 61)}, la contribution d'un ou de plusieurs états résonants du système π -proton à l'amplitude de diffusion élastique est alors donnée par les relations (16), (17) et (18). Les amplitudes résonantes $a_{J,\ell}$ doivent, bien entendu, être multipliées par les coefficients de Clebsch-Gordan appropriés à la réaction et au spin isotopique des états résonants considérés.

2.4 Formulation de l'amplitude d'échange pour la diffusion π -proton

On trouvera les détails du calcul dans les articles de Singh⁶³⁾, Barger et Cline³⁸⁾, et Chiu et Stack³⁹⁾. Nous en retracerons seulement les grandes lignes.

Comme indiqué dans la section 2.2, on commence par rechercher l'amplitude de la réaction croisée de la réaction étudiée [correspondant respectivement à la voie (u) et à la voie (s)], puis on en déduit l'amplitude de cette dernière à l'aide des relations de croisement.

a) Calcul de la contribution d'un pôle de Regge à l'amplitude de diffusion des réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ ou $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ dans la voie (u)

Pour pouvoir appliquer le traitement de Regge, on commence par prolonger analytiquement les diverses amplitudes d'ondes partielles $a_{J-\frac{1}{2}}^J$ et $a_{J+\frac{1}{2}}^J$ ($J = 1/2, 3/2, \dots$) dans le plan complexe J . On trouve que cela n'est possible qu'à condition de définir séparément un prolongement analytique pour les valeurs paires de $J-\frac{1}{2}$ et un autre pour les valeurs impaires [ainsi s'introduit la signature des pôles de Regge, $\tau = (-1)^{J-\frac{1}{2}}$]. Les quatre amplitudes prolongées, $a_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau}$, $a_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau}$ ($\tau = \pm 1$), si on les considère comme des fonctions de $u = W^2$, présentent un certain nombre de singularités cinématiques, et il est avantageux, pour les éviter, de travailler dans le plan complexe W et de définir de nouvelles amplitudes :

$$h_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau}(W) = \frac{W}{E_u \pm m_p} \frac{a_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau}}{(k_u^2)^{J-\frac{1}{2}}},$$

E_u et k_u désignant respectivement l'énergie totale du proton et l'impulsion des particules dans le système du centre de masse :

$$E_u = \frac{u + m_p^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{u}}; \quad k_u = \frac{1}{4} \left[u - 2(m_p^2 + m_\pi^2) + \frac{(m_p^2 - m_\pi^2)^2}{u} \right].$$

Si l'on tient compte maintenant du spin isotopique, on voit que la diffusion π^-p dans la voie (u) est gouvernée par quatre amplitudes ($I = 1/2$) et quatre amplitudes ($I = 3/2$) et la diffusion π^+p par les quatre dernières seulement. Ces amplitudes ne sont pas indépendantes, et Singh⁶³⁾ a établi une importante propriété de symétrie :

$$h_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau}(W) = -h_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau}(-W), \quad (19)$$

qui est la généralisation, pour les valeurs complexes de J , de la relation de Mac Dowell⁶⁴⁾ :

$$a_{J-\frac{1}{2}}^J(W) = -a_{J+\frac{1}{2}}^J(-W) \quad \left(J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots \right).$$

Il en résulte que si l'une des amplitudes $h_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau}(W)$ a un pôle en $J = \alpha(W)$, l'amplitude correspondante $h_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau}(W)$ doit avoir de même un pôle en $J = \alpha(-W)$ et, si l'on désigne respectivement par $\alpha^-(W)$ et $\beta^-(W)$, $\alpha^+(W)$ et $\beta^+(W)$ la position du pôle et le résidu des deux amplitudes, ces quantités sont liées par les relations :

$$\begin{aligned} \alpha^+(W) &= \alpha^-(W) \\ \beta^+(W) &= -\beta^-(W). \end{aligned} \quad (20)$$

A tout pôle de Regge se trouve donc automatiquement associé un autre pôle, de même signature et de parité opposée, dont on doit tenir compte dès que l'on considère le premier. On trouve alors que leur contribution à l'amplitude f_1^C de la diffusion $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ dans la voie (u) est donnée par :

$$\begin{aligned} f_1^C(\sqrt{u}, s) &= \frac{\pi(E_u + m_p)}{2\sqrt{u}} \frac{(k_u^2)^{\alpha(\sqrt{u})-\frac{1}{2}} \beta(\sqrt{u})}{\cos \pi \alpha(\sqrt{u})} \left[P'_{\alpha(\sqrt{u})+\frac{1}{2}}(-\cos \theta_u) + \tau P'_{\alpha(\sqrt{u})+\frac{1}{2}}(\cos \theta_u) \right] \\ &+ \frac{\pi(E_u - m_p)}{2\sqrt{u}} \frac{(k_u^2)^{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}} \beta(-\sqrt{u})}{\cos \pi \alpha(-\sqrt{u})} \left[P'_{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}}(-\cos \theta_u) - \tau P'_{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}}(\cos \theta_u) \right], \end{aligned} \quad (21)$$

où les $P_{\alpha \pm \frac{1}{2}}$ sont les fonctions de Legendre de première espèce,
 θ_u désigne l'angle de diffusion du π ,
 τ est la signature des deux pôles,
 $\alpha(\sqrt{u})$ et $\beta(\sqrt{u})$ représentent la position du pôle et le résidu de l'amplitude $h_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau}(\sqrt{u})$ *).

Le premier terme de la relation précédente est la contribution du pôle de l'amplitude $h_{J-\frac{1}{2}}^J$ et le second celle du pôle de l'amplitude $h_{J+\frac{1}{2}}^J$. Pour simplifier le formalisme, on a convenu d'utiliser uniquement les quantités α^- et β^- relatives au pôle de l'amplitude $h_{J-\frac{1}{2}}^J$ (en supprimant leur indice) et d'exprimer α^+ et β^+ en fonction des précédentes au moyen des relations (20). Avec cette convention³⁹⁾, il est essentiel de noter qu'une résonance de masse M_R et de spin J correspond à $\text{Re } \alpha(M_R) = J$ si sa parité et sa signature sont opposées, mais qu'elle correspond à $\text{Re } \alpha(-M_R) = J$ lorsque sa parité est de même signe que sa signature.

L'expression (21) est encore très compliquée et l'on essaie de la simplifier par des approximations basées sur la forme asymptotique des fonctions de Legendre :

$$P'_{\alpha + \frac{1}{2}}(z) \underset{z \rightarrow \infty}{\approx} \frac{2\Gamma(\alpha + 1)}{\Gamma(\frac{1}{2})\Gamma(\alpha + \frac{1}{2})} (2z)^{\alpha - \frac{1}{2}}, \quad (22)$$

en se rappelant que la diffusion élastique à haute énergie et à grand angle dans la voie (s), qui est l'objet du calcul, correspond à de grandes valeurs de s et de petites valeurs de u .

L'inégalité des masses du π et du proton fait malheureusement apparaître une difficulté. L'argument des fonctions de Legendre est donné par la relation :

$$\begin{aligned} \cos \theta_u &= -\frac{1}{4k_u^2} \left[2s - 2(m_p^2 + m_\pi^2) + u - \frac{(m_p^2 - m_\pi^2)^2}{u} \right] \\ &= -\left[1 + \frac{2[su - (m_p^2 - m_\pi^2)^2]}{(u - m_p^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_p^2 m_\pi^2} \right] \end{aligned}$$

et l'on voit que si $\cos \theta_u$ croît avec s , comme souhaité, pour les valeurs négatives de u , il reste égal à +1 pour $u = 0$ et à -1 pour $u = u_{\text{max}} = (m_p^2 - m_\pi^2)^2/s$ [diffusion à 180° dans la voie (s)].

*) Comme précédemment, on a négligé dans la relation (21) une certaine intégrale définie le long de la droite $\text{Re } J = -1/2$. Une relation analogue existe pour $f_2^J(\sqrt{u}, s)$, mais elle ne sera pas utilisée dans la suite.

Cependant, un certain nombre d'auteurs ont étudié ce problème en détail^{65,66}) et réussi à justifier l'usage de la forme asymptotique (22), avec l'approximation $\cos \theta_u \approx -s/2k_u^2$, dans tout le domaine de variation de u . Utilisant ce résultat et négligeant les termes en $(\cos \theta_u)^{\alpha-3/2}$ devant les termes en $(\cos \theta_u)^{\alpha-1/2}$ *) , on trouve finalement l'expression simplifiée :

$$f_1^c(\sqrt{u}, s) \approx C \frac{E_u + m_p}{\sqrt{u}} \frac{\Gamma(\frac{1}{2})\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + 1]}{\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{1}{2}]} \frac{\beta(\sqrt{u})}{\cos \pi \alpha(\sqrt{u})} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}} \left[1 + \tau e^{-i\pi[\alpha(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}]}\right], \quad (23)$$

dans laquelle s_0 désigne une constante dimensionnelle arbitraire et C le coefficient de Clebsch-Gordan approprié à la réaction et au spin isotopique du pôle considéré, que nous avons omis jusqu'ici.

b) Calcul de la contribution de l'échange d'un pôle de Regge à la diffusion dans la voie (s)

On désire calculer la section efficace différentielle de la diffusion $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ vers l'arrière dans la voie (s) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\sqrt{s}, u) = |f(\sqrt{s}, u)|^2 + |g(\sqrt{s}, u)|^2. \quad (24)$$

Nous avons rappelé dans la section 2.3 les relations liant les amplitudes f et g aux amplitudes f_1 et f_2 :

$$\begin{aligned} f(\sqrt{s}, u) &= f_1(\sqrt{s}, u) + f_2(\sqrt{s}, u) \cos \theta \\ g(\sqrt{s}, u) &= -f_2(\sqrt{s}, u) \sin \theta. \end{aligned} \quad (25)$$

Mais une relation de symétrie (dont dérive la relation de Mac Dowell) lie f_1 et f_2 ⁶⁴) :

$$f_2(\sqrt{s}, u) = -f_1(-\sqrt{s}, u). \quad (26)$$

Il suffit donc de chercher à exprimer f_1 , amplitude de diffusion dans la voie (s) en fonction de f_1^c , amplitude de la réaction croisée dans la voie (u). L'application des relations de croisement donne :

$$f_1(\sqrt{s}, u) = \frac{E_s + m_p}{2\sqrt{s}} \left[(\sqrt{u} - \sqrt{s} + 2m_p) \frac{f_1^c(\sqrt{u}, s)}{E_u + m_p} + (\sqrt{u} + \sqrt{s} - 2m_p) \frac{f_1^c(-\sqrt{u}, s)}{E_u - m_p} \right] \quad (27)$$

où E_s désigne l'énergie totale du proton dans le système du centre de masse de la voie (s) [comme E_u dans la voie (u)] :

$$E_s = \frac{s + m_p^2 - m_\pi^2}{2\sqrt{s}}.$$

*) Cette approximation revient à négliger la contribution du pôle de l'amplitude $h_{J+\frac{1}{2}}^J(\sqrt{u})$ devant celle du pôle de l'amplitude $h_{J-\frac{1}{2}}^J(\sqrt{u})$.

Portant (23) dans (27), on obtient finalement :

$$f_1(\sqrt{s}, u) = C \frac{(\sqrt{s} + m_p)^2 - m_\pi^2}{4s\sqrt{u}} \left\{ (\sqrt{u} - \sqrt{s} + 2m_p) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}} \frac{\gamma(\sqrt{u})}{\cos \pi \alpha(\sqrt{u})} \left[1 + \tau e^{-i\pi[\alpha(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}]} \right] + \right. \\ \left. + (\sqrt{u} + \sqrt{s} - 2m_p) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(-\sqrt{u}) - \frac{1}{2}} \frac{\gamma(-\sqrt{u})}{\cos \pi \alpha(-\sqrt{u})} \left[1 + \tau e^{-i\pi[\alpha(-\sqrt{u}) - \frac{1}{2}]} \right] \right\} \quad (28)$$

avec :

$$\gamma(\sqrt{u}) = \frac{\Gamma(\frac{1}{2}) \Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + 1]}{\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{1}{2}]} \beta(\sqrt{u}) .$$

Les relations (24), (25), (26) et (28) permettent de calculer la section efficace de diffusion élastique à grand angle résultant de l'échange d'un seul pôle. Si plusieurs pôles sont échangés, on doit, bien entendu, additionner leurs contributions dans (28).

Nous concluons cette section par deux remarques importantes sur la structure de l'amplitude f_1 :

i) La fonction $\Gamma(z)$ a un nombre infini de pôles en $z = 0, -1, -2, \dots$. Il résulte de la présence des fonctions $\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + 1]$ et $\Gamma[\alpha(-\sqrt{u}) + 1]$ au numérateur de $\gamma(\sqrt{u})$ et de $\gamma(-\sqrt{u})$ que l'amplitude $f_1(\sqrt{s}, u)$ devrait aussi avoir un nombre infini de pôles pour les valeurs de $\sqrt{u}$ telles que $\alpha(\pm \sqrt{u}) = -1, -2, \dots$. Ce résultat est inacceptable physiquement, et l'on doit admettre que le résidu inconnu $\beta(\sqrt{u})$ est tel que les deux termes $\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + 1] \beta(\sqrt{u})$ et $\Gamma[\alpha(-\sqrt{u}) + 1] \times \beta(-\sqrt{u})$ ont un comportement régulier pour les valeurs précédentes de $\sqrt{u}$.

ii) La trajectoire d'un pôle de Regge, $\alpha(\sqrt{u})$, est aussi une fonction inconnue. La linéarité des trajectoires expérimentales observées dans les figures 24 et 25 suggère cependant que α est une fonction paire de $\sqrt{u}$. Il est alors facile de montrer que la présence des fonctions $\Gamma[\alpha(\sqrt{u}) + 1/2]$ et $\Gamma[\alpha(-\sqrt{u}) + 1/2]$ au dénominateur de $\gamma(\sqrt{u})$ et de $\gamma(-\sqrt{u})$ impose l'existence de zéros de l'amplitude f_1 (et donc des amplitudes f et g) pour les valeurs de $\sqrt{u}$ telles que :

$$\alpha(\sqrt{u}) = -\frac{1}{2}, -\frac{5}{2}, \dots, \quad \text{si } \tau = +1$$

$$\alpha(\sqrt{u}) = -\frac{3}{2}, -\frac{7}{2}, \dots, \quad \text{si } \tau = -1 .$$

La figure 26 illustre cette importante prédiction. Elle rappelle aussi l'interprétation physique des trajectoires de Regge dans la voie (u).

Notons finalement qu'il est commode, en vue de l'application numérique, de redéfinir la fonction $\gamma(\sqrt{u})$ pour tenir compte des remarques précédentes. Nous utiliserons l'expression suivante, suffisante pour des valeurs de u supérieures à $-2,5 \text{ (GeV/c)}^2$:

$$\gamma(\sqrt{u}) = \left[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{1}{2} \right] \left[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{3}{2} \right] \left[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{5}{2} \right] \bar{\gamma}(\sqrt{u}), \quad (29)$$

dans laquelle la fonction inconnue

$$\bar{\gamma}(\sqrt{u}) \equiv \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left[\alpha(\sqrt{u}) + 1\right]}{\Gamma\left[\alpha(\sqrt{u}) + \frac{7}{2}\right]} \beta(\sqrt{u}) \quad (30)$$

sera supposée régulière pour les valeurs de $\sqrt{u}$ telles que $\alpha(\pm \sqrt{u}) = -1, -2, \dots$

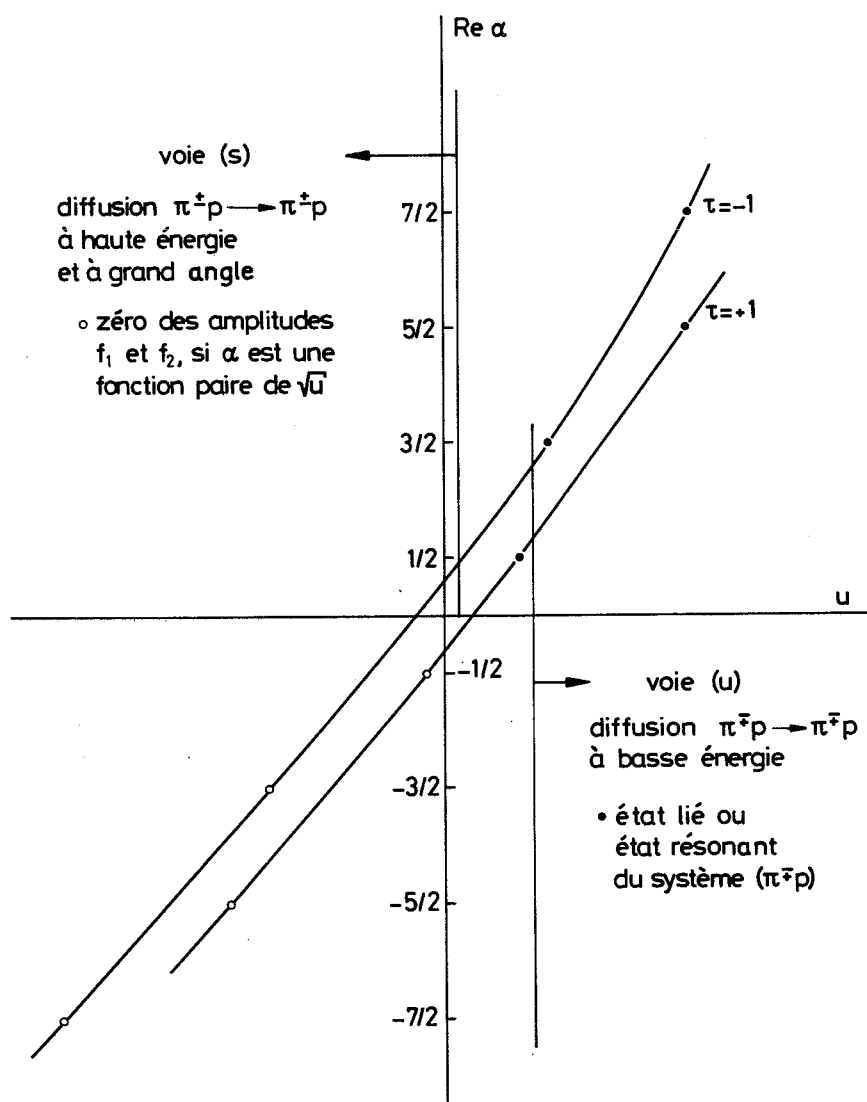


Fig. 26 Positions des zéros des amplitudes f_1 et f_2 lorsque la trajectoire du pôle de Regge échangé dans la diffusion est une fonction paire de $\sqrt{u}$

2.5 Calcul des prédictions du modèle d'échange et du modèle de résonance à 2,85 et 3,55 GeV/c

Comme nous l'avons déjà indiqué, nous commencerons par chercher les prédictions des deux modèles aux énergies extrêmes étudiées dans notre expérience, sans commenter les résultats trouvés^{*)}. Dans la section suivante, nous comparerons alors ces prédictions avec l'expérience et nous essaierons de tirer les conclusions générales de cette étude, compte tenu des diverses idées théoriques récentes.

a) Diffusion π^-p

i) Prédiction du modèle d'échange

Les relations donnant la contribution de l'échange d'un pôle de Regge à l'amplitude de diffusion font intervenir deux fonctions inconnues, $\alpha(\sqrt{u})$ et $\beta(\sqrt{u})$. Le nombre de pôles à prendre en considération est aussi inconnu, et le seul moyen d'obtenir des informations sur ces trois quantités est de recourir à l'expérience, à des énergies suffisantes pour qu'on puisse supposer négligeable la contribution des résonances.

Dans la diffusion π^-p , seuls des pôles Δ (Δ_α , Δ_β , Δ_γ ou Δ_δ) peuvent être échangés, et tous les calculs publiés jusqu'ici ne font intervenir qu'un seul pôle, le pôle Δ_δ qui se manifeste par l'existence des cinq résonances à 1236, 1950, 2400, 2840 et 3220 MeV (fig. 25). Cette hypothèse apparaît raisonnable si l'on remarque :

- que la trajectoire correspondante est la plus "haute" de toutes celles qui peuvent être tracées dans la figure 25 (en supposant qu'elles aient des pentes comparables),
- que la présence des termes $s^{\alpha(\sqrt{u})-\frac{1}{2}}$ et $s^{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}}$ dans les expressions des amplitudes f_1 et f_2 [formules (26) et (28)] implique que la contribution d'un pôle de Regge est d'autant plus grande que sa trajectoire est plus haute [à condition que les résidus $\gamma(\sqrt{u})$ associés aux divers pôles soient comparables].

^{*)} Nos résultats sur la diffusion π^+p à 3,30 GeV/c sont moins précis que ceux obtenus aux deux autres impulsions et dans le contexte de cette étude, on peut considérer que les impulsions de 3,30 et 3,55 GeV/c sont très voisines. Pour ces deux raisons, seuls les résultats à 2,85 et 3,55 GeV/c ont été utilisés dans la suite. Nous avons cependant vérifié, à la fin de notre travail, que les résultats à 3,30 GeV/c confirment les conclusions auxquelles conduit l'étude de la diffusion π^+p à 3,55 GeV/c.

Plusieurs représentations ont été proposées pour les fonctions $\alpha_{\Delta}(\sqrt{u})$ et $\bar{\gamma}_{\Delta}(\sqrt{u})$; nous avons adopté les suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) &= a + bu && \text{pour } u \geq 0, \\ &= a + bu + cu^2 && \text{pour } u < 0; \\ \bar{\gamma}_{\Delta}(\sqrt{u}) &= \gamma_0 \left(1 + \frac{\sqrt{u}}{m_{33}}\right) \left[\alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}\right],\end{aligned}\quad (31)$$

où a , b , c et γ_0 sont des paramètres réels ajustables, et m_{33} désigne la masse de la première résonance Δ_{δ} ($m_{33} = 1236$ MeV).

La représentation de $\alpha_{\Delta}(\sqrt{u})$ est équivalente à celle de Barger et Cline⁴³). Elle est basée sur deux faits d'expérience :

- les points représentatifs des cinq résonances Δ_{δ} sont pratiquement alignés dans le diagramme de Chew et Frautschi de la figure 25, et l'on pose :

$$\text{Re } \alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) = a + bu,$$

- dans cette même région, $\text{Im } \alpha_{\Delta}(\sqrt{u})$ est petit devant $\text{Re } \alpha_{\Delta}(\sqrt{u})$, comme le montre la relation (10) (on trouve par exemple $\text{Im } \alpha / \text{Re } \alpha \approx 1/10$ pour $\sqrt{u} = m_{33}$).

On fait alors l'approximation :

$$\alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) \approx \text{Re } \alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) = a + bu,$$

et l'on suppose que cette forme reste applicable dans la région de la diffusion élastique $u \leq [(m_p^2 - m_{\pi}^2)^2]/s$; le terme cu^2 tient compte de la possibilité d'une courbure de la trajectoire pour $u < 0$.

Cette représentation ne contient pas de termes impairs en $\sqrt{u}$. Elle implique donc, en vertu de la symétrie de Singh-MacDowell [formules (20)], l'existence d'une trajectoire symétrique Δ_{γ} sur laquelle on devrait trouver une famille de résonances ayant même masse et même spin que les résonances Δ_{δ} , mais une parité opposée.

La forme que nous avons choisie pour $\bar{\gamma}_{\Delta}(\sqrt{u})$ est celle de Igi et coll.⁶⁷) :

- la constante γ_0 mesure l'importance de la contribution du pôle à la diffusion π -proton,
- le terme *ad hoc* $(1 + \sqrt{u}/m_{33})$ traduit le fait qu'aucune résonance $3/2^-$ n'a été trouvée au voisinage de 1236 MeV,
- le terme $[\alpha_{\Delta}(\sqrt{u}) - 1/2]$, déjà envisagé par d'autres auteurs^{68, 69}), a été introduit par Igi et coll. pour la raison suivante.

Le résidu $\beta_{\Delta}(\sqrt{u})$, tout comme la trajectoire $\alpha_{\Delta}(\sqrt{u})$, relie analytiquement la diffusion $\pi^- p$ à grand angle et les résonances du système (π^+, p) . On

trouve que la largeur Γ et l'élasticité x d'une résonance de masse M_R et de spin J_R sont liées à β_Δ par l'expression :

$$\beta_\Delta(M_R) = \left[\frac{\sqrt{u}}{E_u + m_p} \left(\frac{s_0}{k_u^2} \right)^{J_R - \frac{1}{2}} \frac{\Gamma_x}{2k_u} \frac{d\alpha_\Delta(\sqrt{u})}{d(\sqrt{u})} \right]_{\sqrt{u}=M_R} \quad (32)$$

où E_u et k_u désignent respectivement l'énergie totale et l'impulsion du proton à la résonance.

Cette relation permet donc de prédire la valeur de Γx pour les résonances Δ_δ dès qu'on a déterminé $\beta_\Delta(\sqrt{u})$ dans la région de la diffusion $\pi^- p$. Dans ces conditions, Igi et coll. ont été amenés à introduire le terme $(\alpha - 1/2)$ dans la fonction $\bar{\gamma}_\Delta(\sqrt{u})$ [liée à $\beta_\Delta(\sqrt{u})$ par la relation (30)], afin d'obtenir un accord raisonnable entre la valeur prédite et la valeur mesurée de Γx pour la première résonance Δ_δ .

Utilisant les représentations (31), nous avons commencé par rechercher les valeurs des cinq paramètres a , b , c , γ_0 et s_0 qui donnent le meilleur accord avec l'expérience, à haute énergie. Nous avons choisi à cette fin les mesures du groupe Brookhaven-Cornell entre 5, 9 et 16,3 GeV/c²⁷), et celles-là seulement pour éviter d'être gênés par d'éventuelles différences de normalisation entre deux expériences. On trouve :

$$\begin{aligned} \alpha_\Delta(\sqrt{u}) &= 0,142 + 0,87 u + 0,22 u^2 \\ \gamma_0 &= 3,98 (\mu b)^{\frac{1}{2}} \\ s_0 &= 0,69 (\text{GeV})^2 \end{aligned} \quad (33)$$

avec $\chi^2 = 69$ pour 50 mesures.

On doit noter l'excellent accord de la détermination de $\alpha_\Delta(\sqrt{u})$ avec celle que l'on obtient pour $u > 0$ en ajustant une droite aux points représentatifs des cinq résonances Δ_δ (fig. 25) :

$$\text{Re } \alpha_\Delta(\sqrt{u}) = 0,15 + 0,90 u.$$

Munis des résultats (33), nous avons alors calculé les prédictions du modèle d'échange à 2,85 et 3,55 GeV/c. La figure 27 représente ces prédictions et les mesures correspondantes^{*)}.

*) Malgré les apparences, la représentation précédente présente plusieurs défauts. On trouve en effet que la prédiction de Γx , qui est correcte à 20% près pour la première résonance Δ_δ , est 120 fois trop grande pour la deuxième résonance Δ_δ . D'autre part, le terme en u^2 de la trajectoire $\alpha_\Delta(\sqrt{u})$ a été introduit de manière assez artificielle pour éviter le zéro que la section efficace devrait présenter vers $u = -1,85 (\text{GeV}/c)^2$ si la trajectoire était droite (remarque finale de la section 2.4), zéro qui n'a pas été observé expérimentalement (fig. 19). Ces deux défauts correspondent cependant à des valeurs de $|u|$ nettement supérieures à $1 (\text{GeV}/c)^2$ et, si l'on considère la valeur trouvée pour χ^2 et le bon accord des deux déterminations de $\alpha_\Delta(\sqrt{u})$, on peut espérer que la représentation adoptée permet une extrapolation convenable à basse énergie, dans l'intervalle $-1 (\text{GeV}/c)^2 < u < u_{\text{max}}$.

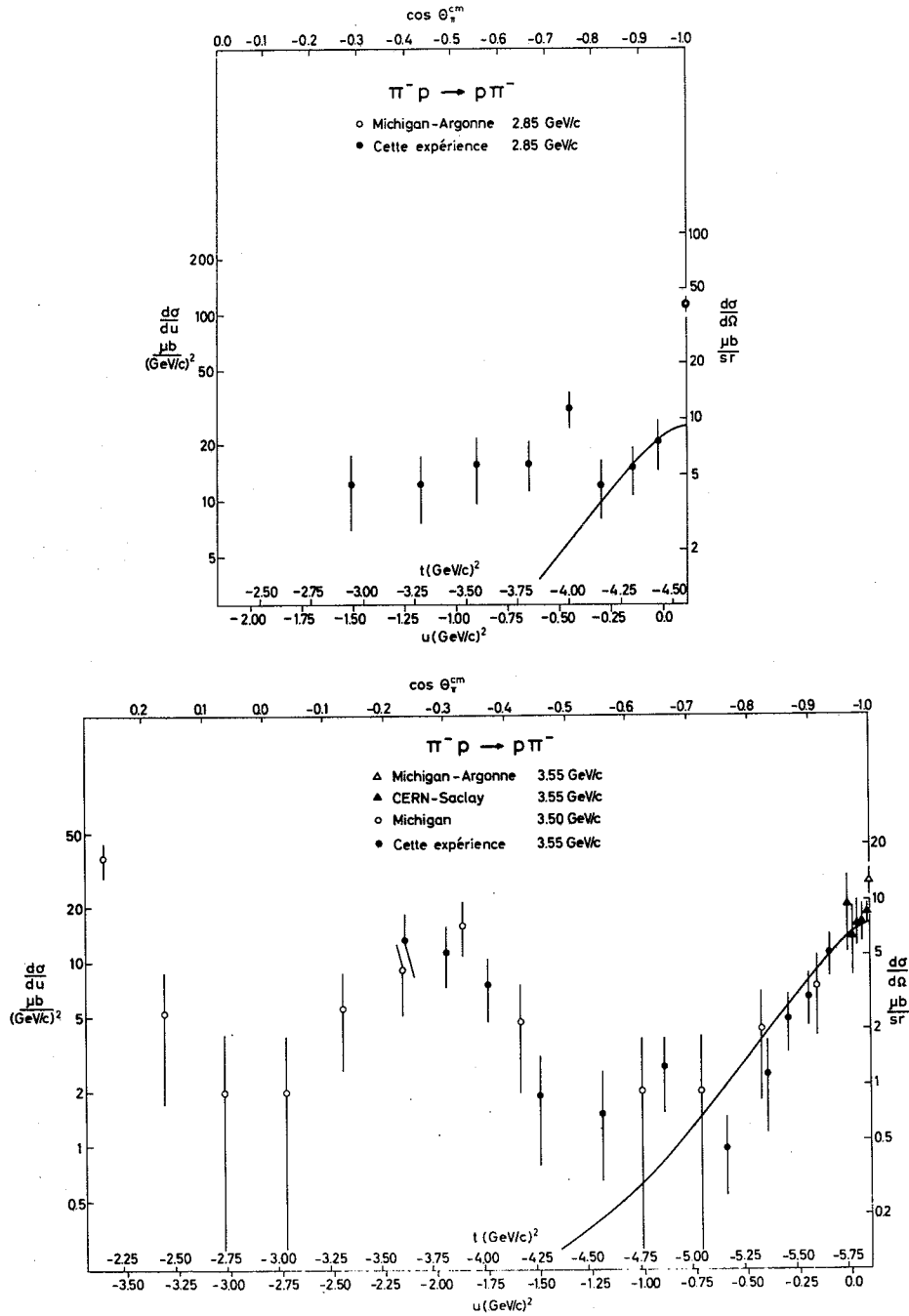


Fig. 27 Prédiction du modèle d'échange décrit dans le texte pour la diffusion $\pi^- p$ dans l'hémisphère arrière à 2,85 et 3,55 GeV/c

ii) Prédiction du modèle de résonance

Vingt-quatre états résonants du système π -nucléon ont été découverts jusqu'ici; tous peuvent contribuer à la diffusion π^+p . Une compilation récente de Johnson et Steiner⁵¹⁾ donne les valeurs de la masse M , de la largeur Γ , et de l'élasticité x des dix-neuf résonances dont le spin et la parité sont connus avec certitude. Pour les cinq autres, nous avons adopté les valeurs de J^P des figures 24 et 25 et les valeurs de M , Γ et x provenant des mesures de Citron et coll.^{46,47)}.

La forme de Breit et Wigner [formule (18)] n'est valable qu'au voisinage de $s = M^2$ et donne vraisemblablement une contribution trop importante loin du maximum. Pour étudier cet effet, nous avons introduit un facteur d'atténuation empirique dans la formule (18) :

$$a_{J,\ell}(s) = \frac{1}{k} \frac{x}{e^{K\epsilon^2} - i},$$

et nous avons fait varier le paramètre K .

La figure 28 montre les prédictions obtenues à 2,85 et 3,55 GeV/c, sans atténuation ($K = 0$) et avec une atténuation raisonnable ($K = 0,05$).

b) Diffusion π^+p

i) Prédiction du modèle d'échange

Des pôles N (N_α , N_β , N_γ ou N_δ), aussi bien que des pôles Δ , peuvent être échangés dans la diffusion π^+p , et cette dernière a été expliquée de manière assez satisfaisante à haute énergie par l'échange de deux pôles : le pôle Δ_δ et le pôle N_α qui se manifeste par l'existence du nucléon et de la résonance $5/2^+$ à 1690 MeV (fig. 24)*). Le minimum de la distribution angulaire, en

*) Cette manière de parler, fréquemment utilisée dans la littérature, peut prêter à confusion. En toute rigueur, on devrait parler de l'échange des pôles dominants des deux amplitudes :

$$\left[h_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau=-1}(\sqrt{u}) \right]_{I=\frac{3}{2}} \quad \text{et} \quad \left[h_{J-\frac{1}{2}}^{J,\tau=+1}(\sqrt{u}) \right]_{I=\frac{1}{2}}$$

(voir remarque de la page 62). Pour $\sqrt{u} > 0$, le premier pôle, situé en $\alpha_\Delta(\sqrt{u})$, se manifeste par l'existence des 5 résonances Δ_δ et le deuxième, situé en $\alpha_N(\sqrt{u})$, par l'existence de la résonance $N_\beta(5/2^-)$ à 1680 MeV. Mais, par suite de la symétrie de Mac Dowell, $\alpha_N(-\sqrt{u})$ est la trajectoire du pôle dominant de l'amplitude :

$$\left[h_{J+\frac{1}{2}}^{J,\tau=+1}(\sqrt{u}) \right]_{I=\frac{1}{2}},$$

pôle qui se manifeste, pour $-\sqrt{u} < 0$, par l'existence du nucléon et de la résonance $N_\alpha(5/2^+)$: on peut voir ici l'origine de cette terminologie ambiguë.

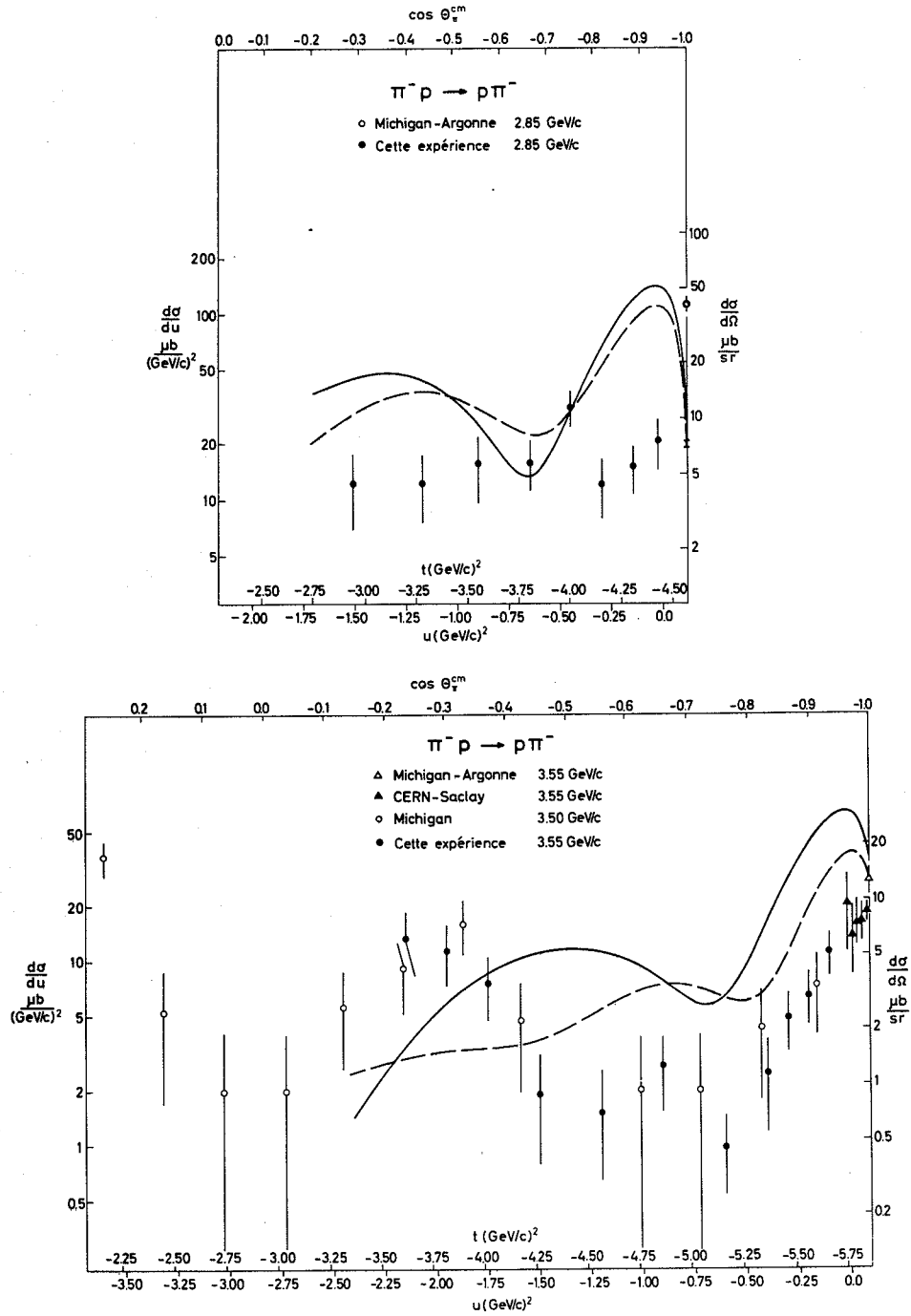


Fig. 28 Prédications du modèle de résonance décrit dans le texte pour la diffusion $\pi^- p$ dans l'hémisphère arrière à 2,85 et 3,55 GeV/c. Courbes en trait plein, $K = 0$; courbes en tirets, $K = 0,05$

particulier, a été interprété par Chiu et Stack³⁹⁾ comme résultant de la diminution très rapide de la contribution N_α au voisinage de la valeur $u = -0,15 \text{ (GeV/c)}^2$, pour laquelle $\alpha_N(\sqrt{u}) = -1/2$ (cf. remarque finale de la section 2.4).

Comme pour la diffusion π^-p , nous avons commencé par rechercher les valeurs des paramètres de l'amplitude d'échange donnant le meilleur accord avec l'expérience, à haute énergie. Nous avons bien entendu gardé les valeurs trouvées pour le pôle Δ_δ , et fait varier seulement les paramètres relatifs au pôle N_α . On a adopté pour $\alpha_N(\sqrt{u})$ et $\bar{\gamma}_N(\sqrt{u})$ les représentations suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_N(\sqrt{u}) &= a' + b'u \\ \bar{\gamma}_N(\sqrt{u}) &= \gamma'_0 \left(1 - \frac{\sqrt{u}}{m_p}\right) e^{Ku}\end{aligned}\tag{34}$$

où a' , b' , γ'_0 et K sont des paramètres réels ajustables et m_p désigne la masse du nucléon.

Le terme $(1 - \sqrt{u}/m_p)$ traduit ici le fait que l'on ne connaît aucun état lié $1/2^-$ du système π -nucléon au voisinage de 938 MeV.

Le terme e^{Ku} a été introduit pour obtenir un bon accord entre la valeur de la constante de couplage π -nucléon qu'on peut déduire de la fonction $\bar{\gamma}_N(\sqrt{u})$ [ou du résidu $\beta_N(\sqrt{u})$] et la valeur expérimentale $g^2/4\pi = 14,6$. En effet, de même qu'on trouve la relation (32) entre $\beta(M_R)$ et Γ_x pour une résonance, on trouve la relation suivante pour le nucléon ($\sqrt{u} = -m_p$) :

$$\beta_N(-m_p) = \frac{3}{8\pi} g^2 \frac{d\alpha_N(\sqrt{u})}{d(\sqrt{u})} \Big|_{\sqrt{u}=-m_p}\tag{35}$$

Le meilleur accord de la représentation (34) avec les mesures du groupe Brookhaven-Cornell à 5,9, 9,9 et 13,7 GeV/c²⁷⁾ a été obtenu pour :

$$\begin{aligned}\alpha_N(\sqrt{u}) &= -0,35 + 0,89 u , \\ \gamma'_0 &= -174 \text{ (}\mu\text{b)}^{1/2} , \\ K &= -0,56 \text{ (GeV/c)}^2 ,\end{aligned}\tag{36}$$

avec $\chi^2 = 175$ pour 50 mesures^{*)}.

Dans cet ajustement, nous avons d'une part imposé la condition $g^2 \text{ (calculé)} = g^2 \text{ (expérimental)}$ et d'autre part gardé pour s_0 la valeur

*) Notons que le signe de γ'_0 est fixé par la relation (35), tout comme celui de γ_0 , pour le pôle Δ_δ , l'est par la relation (32).

trouvée pour le pôle Δ_8 ; nous ne voyons en effet aucune raison pour que $s_0(N)$ soit différent de $s_0(\Delta)$.

Bien que la détermination de $\alpha_N(\sqrt{u})$ soit assez voisine de celle que l'on obtient en joignant, dans la figure 24, les points représentatifs du nucléon et de la résonance $5/2^+$:

$$\text{Re } \alpha_N(\sqrt{u}) = -0,39 + u ,$$

la valeur obtenue pour χ^2 est trop grande, et l'on trouve que le désaccord provient en grande partie de la région au voisinage du minimum de la section efficace.

On pourrait invoquer l'échange d'un autre pôle, le pôle N_γ qui se manifeste par l'existence des quatre résonances à 1520, 2200, 2640 et 3020 MeV (fig. 24); cela ne conduit à aucune amélioration significative.

On pourrait aussi, comme l'ont fait plusieurs auteurs^{39,40,42}, admettre que $\alpha_N(\sqrt{u})$ contient un terme en $\sqrt{u}$, ou bien rechercher une forme plus compliquée de la fonction $\bar{\gamma}_N(\sqrt{u})$, ou encore tenir compte des termes qui ont été négligés dans l'établissement de la relation (23); nous pensons que cela n'a pas beaucoup de sens, compte tenu de l'état présent de la théorie et de l'expérience.

Dans ces conditions, nous nous sommes contentés des résultats (36) et avons calculé les prédictions de ce modèle imparfait aux énergies extrêmes étudiées dans notre expérience. Les résultats trouvés sont représentés dans la figure 29.

ii) Prédictions du modèle de résonance

Seules les résonances $I = 3/2$ peuvent contribuer à la diffusion π^+p . Nous avons tenu compte des onze résonances connues, et représenté dans la figure 30 les résultats trouvés pour les deux valeurs $K = 0$ et $K = 0,05$ du facteur d'atténuation.

2.6 Conclusions

a) Les prédictions du modèle de résonance sont en désaccord très net avec l'expérience pour la diffusion π^-p à 2,85 et 3,55 GeV/c, et pour la diffusion π^+p à 3,55 GeV/c (fig. 28 et 30). En ce qui concerne la diffusion π^+p à 2,85 GeV/c, le désaccord porte essentiellement sur le rapport entre le deuxième maximum de la section efficace et son minimum pour $u = -0,15$ (GeV/c)²; on trouve qu'il persiste même lorsque l'on fait varier fortement les rapports d'embranchement élastique des deux résonances les plus proches, $\Delta_8(2400)$ et $\Delta_8(2840)$.

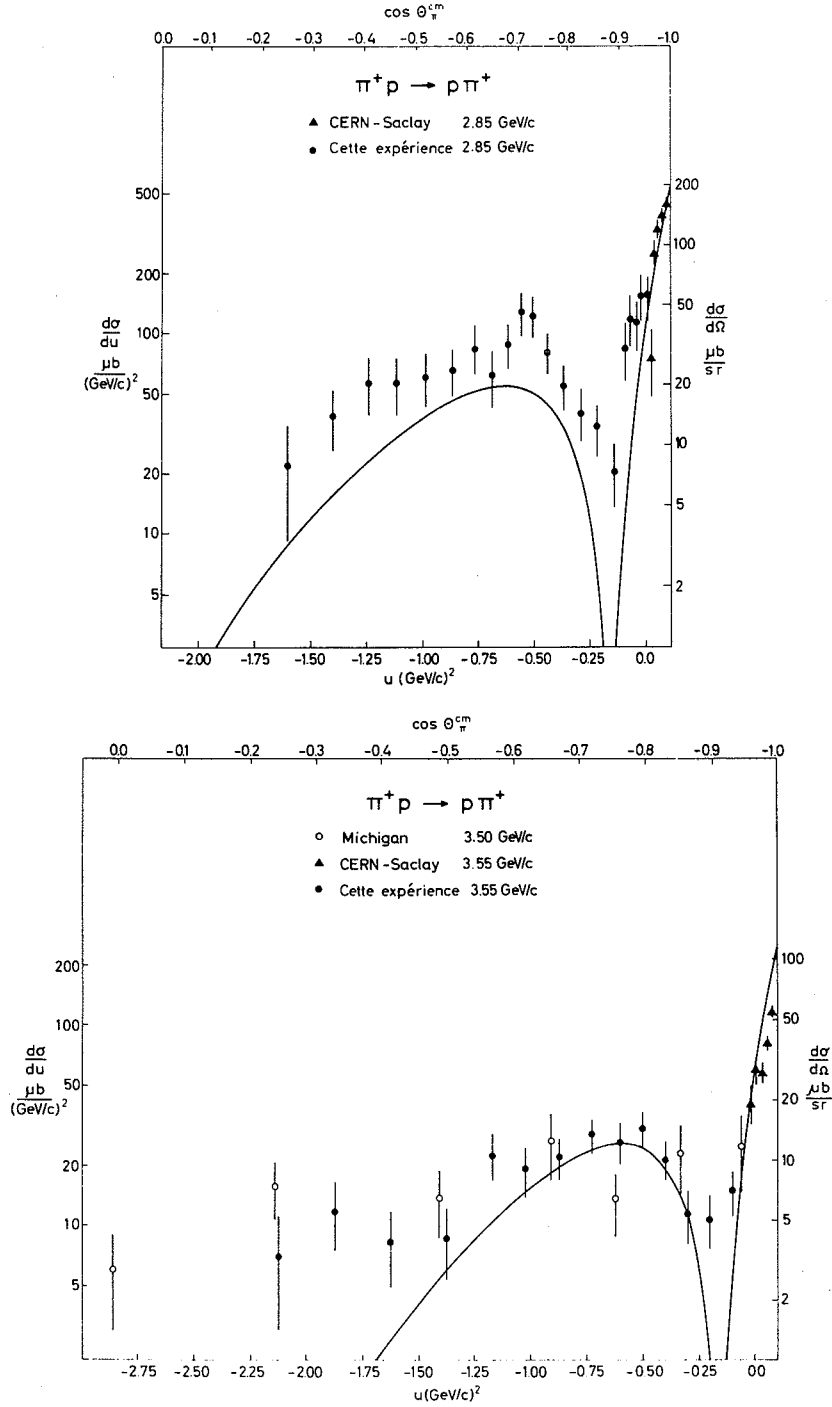


Fig. 29 Prédiction du modèle d'échange décrit dans le texte pour la diffusion $\pi^+ p$ dans l'hémisphère arrière à 2,85 et 3,55 GeV/c

b) Le modèle d'échange rend assez bien compte d'une partie de nos résultats à 3,55 GeV/c (fig. 27 et 29). L'accord est bon pour la diffusion π^-p dans la région $u > -0,8$ (GeV/c)² et presque acceptable pour la diffusion π^+p dans la région $u > -1,5$ (GeV/c)², sauf au voisinage immédiat du minimum. Il semble d'ailleurs que ce désaccord soit le reflet de l'imperfection du modèle à haute énergie, comme le suggère la figure 31 dans laquelle nous avons rassemblé tous les résultats existants entre 2 et 14 GeV/c pour $u = -0,15$ et $u = -0,50$ (GeV/c)².

A 2,85 GeV/c, la forme de la distribution angulaire de la diffusion π^+p est assez bien reproduite par le modèle d'échange mais, comme pour la diffusion π^-p , la section efficace prédite est trop faible et l'on doit admettre une contribution des résonances; nous avons cependant trouvé, comme Chiu et Stirling⁴²⁾, que le modèle d'interférence additif est inadéquat, car il prédit une section efficace beaucoup trop grande.

Ces conclusions ne valent, bien entendu, que dans la mesure où l'on a obtenu une bonne extrapolation du modèle d'échange à basse énergie. Il nous paraît impossible de chiffrer la précision de cette extrapolation mais on peut s'en faire une idée subjective en examinant les figures 31 et 32 (cette dernière étant l'équivalent de la figure 31 pour la diffusion π^-p).

c) Les observations précédentes confirment les conclusions du début de ce chapitre : le mécanisme d'échange d'un baryon, qui rend compte de la diffusion élastique en arrière à haute énergie, intervient encore au voisinage de 3 GeV/c, et sa contribution, non négligeable à 2,85 GeV/c, est dominante à 3,55 GeV/c. Ce dernier fait apparaît remarquable si l'on considère qu'il existe suffisamment de résonances au voisinage de 3,5 GeV/c pour expliquer au moins l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux.

d) La remarque précédente confirme à son tour les conclusions semi-quantitatives formulées par Dolen, Horn et Schmid dans leur critique du modèle d'interférence additif⁵⁴⁾.

Basant leur démonstration sur des "règles de somme à énergie finie", ces auteurs affirment en effet que l'amplitude correspondant à l'échange de tous les pôles de Regge qui contribuent à haute énergie doit rendre compte "en moyenne" des résultats expérimentaux dans la région des résonances. En d'autres termes, ils affirment que si l'on regarde la contribution des résonances, $F_{\text{Rés}}$, comme la superposition d'une partie variant lentement avec l'énergie et d'une autre partie oscillant rapidement autour de zéro, la première partie est déjà contenue dans l'amplitude d'échange, F_{Regge} ; ils appellent cette première partie la moyenne locale de l'amplitude de résonance ($F_{\text{Rés}}$).

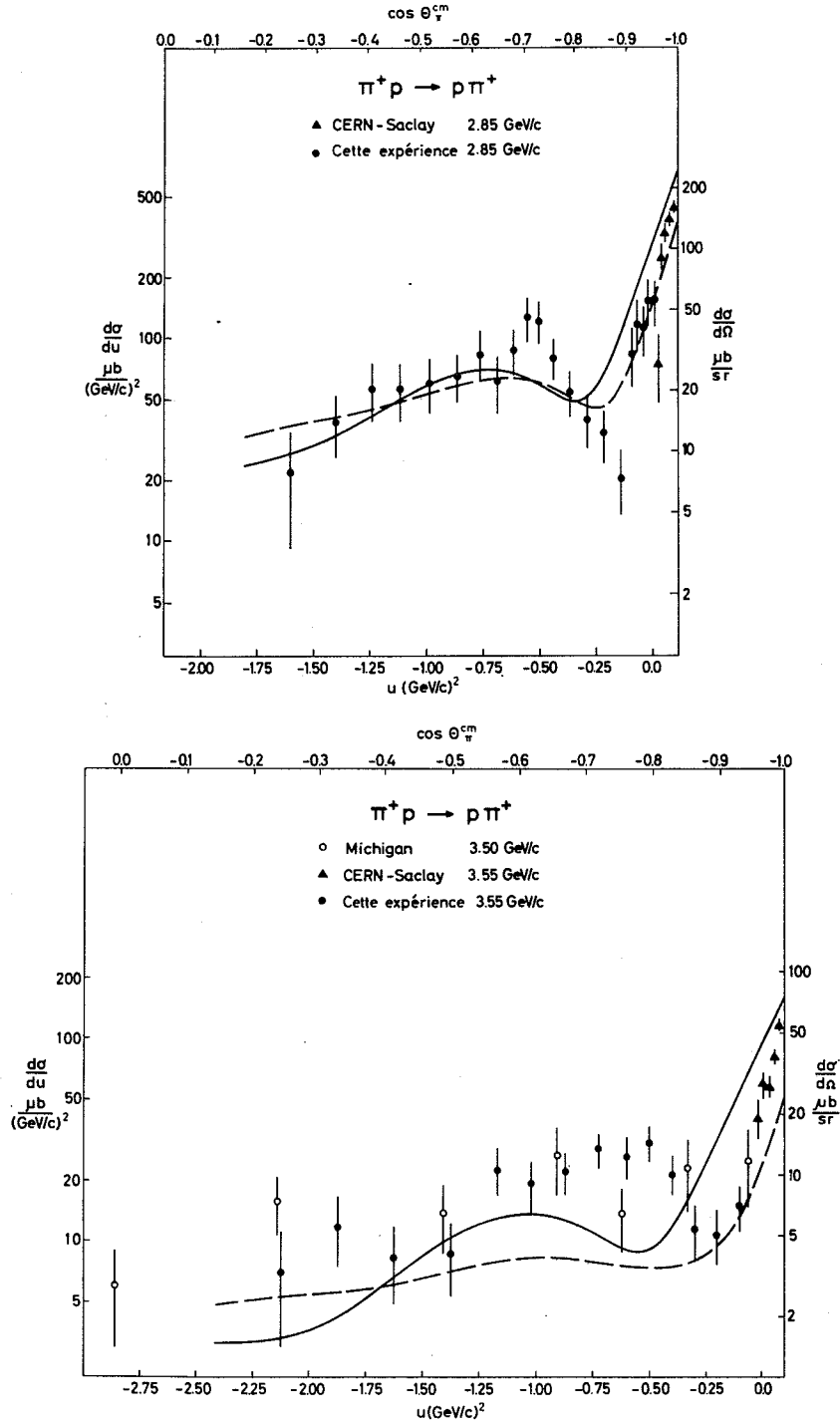


Fig. 30 Prédiction du modèle de résonance décrit dans le texte pour la diffusion π^+p dans l'hémisphère arrière à 2,85 et 3,55 GeV/c. Courbes en trait plein, $K = 0$; courbes en tirets, $K = 0,05$

Dolen et coll. concluent alors que le modèle d'interférence additif peut conduire à des résultats incorrects, car il fait intervenir implicitement deux fois le terme $\langle F_{\text{Rés}} \rangle$: une fois dans l'amplitude $F_{\text{Rés}}$, et une autre fois dans l'amplitude F_{Regge} . Ils proposent de calculer l'amplitude totale de diffusion, F , au moyen de la prescription :

$$F = F_{\text{Regge}} + F_{\text{Rés}} - \langle F_{\text{Rés}} \rangle .$$

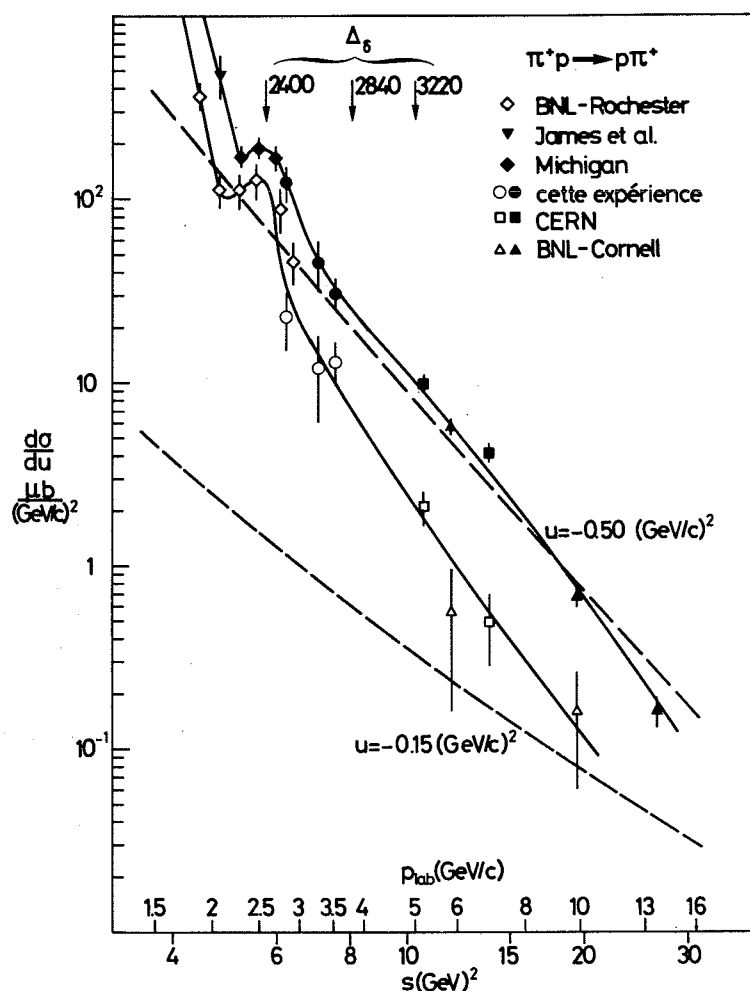


Fig. 31 Variation avec l'énergie de la section efficace de la diffusion élastique π^+p pour les deux valeurs $u = -0,15$ et $u = -0,50$ $(\text{GeV}/c)^2$. Les profils en trait plein servent seulement à guider l'oeil. Les courbes en tirets représentent les prédictions du modèle d'échange décrit dans la section 2.5.
[Références : BNL-Rochester²⁸⁾, James et coll.⁷⁸⁾, Michigan¹⁸⁾, CERN⁷³⁾, BNL-Cornell^{26,27)}.]

Il n'est malheureusement pas possible de comparer quantitativement les prédictions de ce modèle corrigé avec l'expérience, faute d'une procédure rigoureuse permettant de calculer le terme $\langle F_{\text{Rés}} \rangle$. Dolan et coll. font cependant remarquer que dans une région où les résonances empiètent fortement les unes sur les autres, $F_{\text{Rés}}$ devient très régulière, et donc voisine de $\langle F_{\text{Rés}} \rangle$, et qu'il en résulte :

$$F \approx F_{\text{Regge}}.$$

C'est précisément ce que semblent indiquer nos résultats à 3,55 GeV/c.

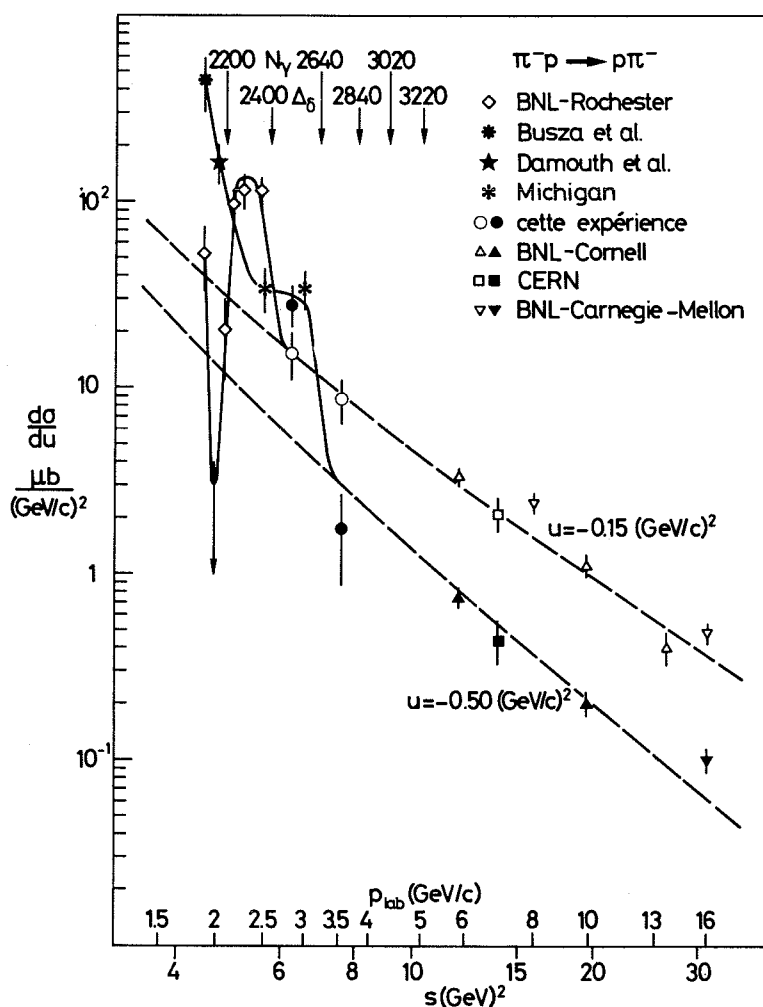


Fig. 32 Variation avec l'énergie de la section efficace de la diffusion élastique π^-p pour les deux valeurs $u = -0,15$ et $u = -0,50$ (GeV/c)². Les profils en trait plein servent seulement à guider l'oeil. Les courbes en tirets représentent les prédictions du modèle d'échange décrit dans la section 2.5.
[Références : BNL-Rochester²⁸), Busza et coll.⁷⁹), Damouth et coll.⁸⁰), Michigan¹⁸), BNL-Cornell^{26,27}), CERN⁷³), BNL-Carnegie Mellon³⁰).]

e) Nous pouvons maintenant revenir à l'interprétation du deuxième maximum de la distribution angulaire π^-p à 3,55 GeV/c, maximum apparaissant au voisinage de $u = -2$ (GeV/c)² ou de $t = -3,8$ (GeV/c)². La discussion précédente rend peu probable la possibilité d'un effet des résonances N_γ ou Δ_δ voisines. Il paraît exclu d'autre part qu'on puisse l'expliquer par le même mécanisme que pour le pic arrière (fig. 27).

L'interprétation la plus vraisemblable est celle avancée par Barger et Phillips⁷⁰⁾, et par Booth⁷¹⁾. Elle ressemble beaucoup à celle du minimum et du deuxième maximum de la distribution angulaire π^+p en arrière, avec cette différence que le mécanisme invoqué est celui qui régit la diffusion $\pi^\pm p$ vers l'avant, l'échange de mésons considérés comme des pôles de Regge de la voie (t).

On admet généralement que trois pôles sont échangés dans la diffusion $\pi^\pm p$ vers l'avant : le pôle de Pomeranchuk P, le pôle P' correspondant à la résonance f à 1260 MeV, et le pôle correspondant à la résonance ρ ⁷²⁾. Les auteurs précédents postulent l'existence d'un zéro du résidu associé au pôle P' pour la valeur de t telle que $\alpha_{P'}(t) = -2$. En admettant que la trajectoire est une droite, il en résulte un minimum de la section efficace au voisinage de $t = -3$ (GeV/c)² et par suite un maximum pour une valeur de |t| supérieure à la précédente, si l'on considère que la section efficace est, en moyenne, une fonction rapidement décroissante de |t| (fig. 20).

f) Tout au long de ce chapitre, nous avons eu l'occasion de souligner l'imprécision des résultats expérimentaux et l'imperfection des modèles théoriques. Il nous a paru intéressant de conclure cette discussion en indiquant les expériences qui nous semblent les plus susceptibles d'apporter rapidement des renseignements décisifs. Ces observations découlent immédiatement de l'examen des figures 31 et 32.

i) Etude précise de la diffusion élastique π^+p à haute énergie,
au voisinage de $u = -0,15$ (GeV/c)²

Il est possible qu'une partie du fort désaccord observé entre l'expérience et la théorie provienne d'une résolution angulaire insuffisante des expériences ou d'une mauvaise réjection des événements inélastiques. On remarque cependant dans la figure 31 que le résultat assez précis obtenu à 5,2 GeV/c par un groupe du CERN⁷³⁾ est sept fois plus grand que la valeur prédite par l'échange du seul pôle Δ_δ ^{*)}. La confirmation de ce résultat conduirait à admettre,

*) On peut remarquer que, si la contribution du pôle N_α s'annule pour la valeur de $\sqrt{u}$ correspondant à $\alpha_N(\sqrt{u}) = -\frac{1}{2}$, l'algèbre des coefficients de Clebsch-Gordan, appliquée à la contribution du pôle Δ_δ , prévoit :
 $(d\sigma/du)(\pi^-p) = 9 (d\sigma/du)(\pi^+p)$.

soit que la contribution des résonances n'est pas entièrement absorbée dans l'amplitude d'échange à cette énergie, soit à envisager une révision profonde du modèle d'échange [contribution d'autres pôles, contribution de "coupures de Regge", introduction de termes impairs en $\sqrt{u}$ dans les fonctions $\alpha(\sqrt{u})$, ...].

Une étude précise de la réaction d'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, au voisinage de la même valeur de u , permettrait, bien entendu, d'obtenir des renseignements complémentaires. A titre d'essai, nous avons comparé les prédictions du modèle de la section 2.5 aux mesures préliminaires d'un groupe de Minnesota à 3, 4 et 5 GeV/c⁷⁴). Ces mesures semblent récuser le changement de signe de la contribution Δ_8 impliqué par le terme $[\alpha(\sqrt{u}) - 1/2]$ de la représentation (31), mais cela ne remet pas en question les prévisions du modèle pour la diffusion élastique $\pi^+ p$ au voisinage de 3 GeV/c, car nous avons trouvé qu'elles dépendaient très peu du signe relatif de la contribution Δ_8 et de la contribution N_α .

ii) Mesure de la distribution angulaire $\pi^- p$ pour $|t| > 2$ (GeV/c)² à une ou plusieurs impulsions comprises entre 3,5 et 6 GeV/c

Nous avons déjà mentionné cette expérience; elle permettrait de confirmer le mécanisme proposé par Barger et Phillips.

iii) Mesure précise des distributions angulaires $\pi^+ p$ dans l'hémisphère arrière pour une série d'impulsions comprises entre 2,5 et 4 GeV/c - Mesure précise de la section efficace de la diffusion $\pi^+ p$ au voisinage de $u = -0,15$ (GeV/c)² entre 2 et 2,5 GeV/c

Cette étude pourrait contribuer de manière très significative à la mise au point du modèle d'interférence de Dolen et coll. :

- on observe dans cette région une variation très rapide de la section efficace en fonction de l'énergie,
- on n'y a trouvé qu'un petit nombre de résonances dominantes,
- l'amplitude d'échange est du même ordre de grandeur que l'amplitude de résonance, et plusieurs travaux récents⁷⁵⁻⁷⁷) laissent penser qu'une formulation plus précise de l'amplitude d'échange et donc une meilleure extrapolation sont en vue,
- pour la diffusion $\pi^+ p$, le phénomène de la disparition du minimum de la section efficace au-dessous de 2,85 GeV/c constitue un test important du modèle,
- pour la diffusion $\pi^- p$, on peut en dire autant du passage progressif du pic arrière de la distribution angulaire à un minimum très prononcé vers 2 GeV/c.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons étudié la diffusion élastique π^+p à 2,85, 3,30 et 3,55 GeV/c, et la diffusion élastique π^-p à 2,85 et 3,55 GeV/c dans l'intervalle angulaire s'étendant de 102° à 163° environ dans le système du centre de masse. Les résultats obtenus dans cette expérience complètent ceux précédemment trouvés par notre groupe au voisinage de 180° pour les mêmes impulsions incidentes^{1,2)}.

Le dispositif expérimental permettait de mesurer l'angle de diffusion du π ainsi que l'angle de recul et l'impulsion du proton. L'information fournie pour chaque événement par les chambres à étincelles était enregistrée par la méthode photographique. Les 200000 photographies prises dans l'expérience ont été mesurées automatiquement par Luciole, un appareil de mesure à spot mobile contrôlé par un ordinateur.

Dans les deux premiers chapitres de notre exposé, nous avons décrit le dispositif expérimental et, après avoir rappelé le principe de Luciole, nous avons détaillé les différentes phases de l'exploitation des mesures automatiques en vue de l'obtention des résultats de l'expérience.

Les distributions angulaires trouvées, à l'exception de celle de la diffusion π^-p à 2,85 GeV/c, présentent une grande ressemblance avec les distributions angulaires observées à plus haute énergie. Nous avons conclu que le mécanisme d'échange d'un baryon, qui explique assez bien ces dernières, intervient encore au voisinage de 3 GeV/c.

Afin de vérifier quantitativement cette observation, nous avons essayé dans le dernier chapitre de calculer aussi précisément que possible les prédictions du modèle d'échange de pôles de Regge aux énergies de notre expérience. Nous avons trouvé en particulier un assez bon accord entre ces prédictions et nos mesures à 3,55 GeV/c. Ce résultat indique une faible contribution à cette énergie du mécanisme de formation d'un état résonant, et il confirme ainsi les idées qui sont à la base du modèle d'interférence semi-quantitatif de Dolen, Horn et Schmid^{5,4)}.

Pour terminer, nous avons indiqué les expériences qui pourraient, à notre avis, contribuer le plus rapidement à la mise au point de ce modèle.

APPENDICE : TABLEAU DES RESULTATS

Sections efficaces différentielles de la diffusion élastique π^+p dans l'hémisphère arrière pour les impulsions incidentes 2,85 GeV/c (π^+), 3,30 GeV/c (π^+) et 3,55 GeV/c (π^+). On a seulement indiqué les erreurs statistiques. Une erreur systématique supplémentaire de $\pm 8\%$ est possible.

Réaction	$\cos \theta$ c.m.	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu\text{b/sr})$	Nombre d'évén.	$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$u \text{ (GeV/c)}^2$	$\Delta u \text{ (GeV/c)}^2$	$\frac{d\sigma}{du} = -\frac{d\sigma}{dt} [\mu\text{b/(GeV/c)}^2]$
$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+$ 2,85 GeV/c	-0,9537	$56,0 \pm 13,6$	17	4,4675	0,0125	0,025	$154,0 \pm 37,0$
	-0,9427	$55,1 \pm 13,4$	17	4,4425	-0,0125	0,025	$151,5 \pm 37,0$
	-0,9318	$40,7 \pm 11,3$	13	4,4175	-0,0375	0,025	$112,0 \pm 31,0$
	-0,9208	$43,3 \pm 12,0$	13	4,3925	-0,0625	0,025	$119,0 \pm 33,0$
	-0,9099	$30,5 \pm 9,6$	10	4,3675	-0,0875	0,025	$83,8 \pm 26,0$
	-0,8881	$7,5 \pm 2,7$	8	4,3175	-0,1375	0,075	$20,7 \pm 7,3$
	-0,8552	$12,3 \pm 3,7$	11	4,2425	-0,2125	0,075	$33,7 \pm 10,0$
	-0,8225	$14,7 \pm 4,2$	12	4,1675	-0,2875	0,075	$40,5 \pm 11,7$
	-0,7896	$19,9 \pm 5,0$	16	4,0925	-0,3625	0,075	$54,7 \pm 13,7$
	-0,7569	$29,1 \pm 6,5$	20	4,0175	-0,4375	0,075	$79,9 \pm 18,0$
	-0,7295	$44,3 \pm 10,2$	19	3,9550	-0,5000	0,050	$122,0 \pm 28,0$
	-0,7076	$46,2 \pm 11,2$	17	3,9050	-0,5500	0,050	$127,0 \pm 31,0$
	-0,6803	$31,9 \pm 8,0$	16	3,8425	-0,6125	0,075	$87,8 \pm 22,0$
	-0,6475	$22,5 \pm 7,1$	10	3,7675	-0,6875	0,075	$61,8 \pm 19,5$
	-0,6147	$30,8 \pm 8,5$	13	3,6925	-0,7625	0,075	$84,6 \pm 23,0$
	-0,5709	$23,9 \pm 6,2$	15	3,5925	-0,8625	0,125	$65,7 \pm 17,0$
	-0,5163	$22,2 \pm 6,4$	12	3,4675	-0,9875	0,125	$61,0 \pm 17,6$
	-0,4616	$20,4 \pm 6,5$	10	3,3425	-1,1125	0,125	$56,2 \pm 17,8$
	-0,4070	$20,8 \pm 6,9$	9	3,2175	-1,2375	0,125	$57,2 \pm 19,1$
	-0,3359	$14,2 \pm 4,7$	9	3,0550	-1,4000	0,200	$39,0 \pm 13,0$
	-0,2484	$8,0 \pm 4,6$	3	2,8550	-1,6000	0,200	$22,0 \pm 12,7$

(suite)

Réaction	$\cos \theta_{c.m.}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu b/sr)$	Nombre d'évén.	$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$u \text{ (GeV/c)}^2$	$\Delta u \text{ (GeV/c)}^2$	$\frac{d\sigma}{du} = -\frac{d\sigma}{dt} [\mu b/(\text{GeV/c})^2]$
$\pi^+ p \rightarrow p\pi^+$ 3,30 GeV/c	-0,9335	$6,0 \pm 2,7$	5	5,223	-0,075	0,10	$14,0 \pm 6,3$
	-0,8965	$4,8 \pm 2,4$	4	5,123	-0,475	0,10	$11,3 \pm 5,6$
	-0,8595	$6,6 \pm 3,0$	5	5,023	-0,275	0,10	$15,3 \pm 6,8$
	-0,8225	$11,8 \pm 4,2$	8	4,923	-0,375	0,10	$27,4 \pm 9,7$
	-0,7855	$22,5 \pm 6,0$	14	4,823	-0,475	0,10	$52,3 \pm 14,0$
	-0,7299	$11,8 \pm 3,6$	11	4,673	-0,625	0,20	$27,4 \pm 8,3$
	-0,6559	$15,2 \pm 4,6$	11	4,473	-0,825	0,20	$35,3 \pm 10,6$
	-0,5819	$20,0 \pm 5,5$	13	4,273	-1,025	0,20	$46,6 \pm 12,9$
	-0,4893	$7,2 \pm 3,2$	5	4,023	-1,275	0,30	$16,8 \pm 7,5$
	-0,3782	$13,7 \pm 4,8$	8	3,723	-1,575	0,30	$31,9 \pm 11,3$
	-0,2672	$10,5 \pm 4,7$	5	3,423	-1,875	0,30	$24,5 \pm 11,0$
$\pi^+ p \rightarrow p\pi^+$ 3,55 GeV/c	-0,9325	$7,0 \pm 1,7$	17	5,667	-0,100	0,10	$15,0 \pm 3,6$
	-0,8984	$5,1 \pm 1,5$	11	5,567	-0,200	0,10	$10,9 \pm 3,3$
	-0,8643	$5,4 \pm 1,6$	12	5,467	-0,300	0,10	$11,5 \pm 3,3$
	-0,8302	$10,1 \pm 2,2$	21	5,367	-0,400	0,10	$21,7 \pm 4,7$
	-0,7961	$14,4 \pm 2,7$	28	5,267	-0,500	0,10	$30,9 \pm 5,8$
	-0,7620	$12,3 \pm 2,8$	20	5,167	-0,600	0,10	$26,4 \pm 5,9$
	-0,7193	$13,4 \pm 2,6$	26	5,042	-0,725	0,15	$28,8 \pm 5,7$
	-0,6682	$10,4 \pm 2,5$	17	4,892	-0,875	0,15	$22,3 \pm 5,4$
	-0,6170	$9,0 \pm 2,5$	13	4,742	-1,025	0,15	$19,3 \pm 5,4$
	-0,5659	$10,6 \pm 2,8$	14	4,592	-1,175	0,15	$22,6 \pm 6,0$
	-0,4977	$4,1 \pm 1,6$	7	4,392	-1,375	0,25	$8,8 \pm 3,3$
	-0,4424	$3,9 \pm 1,6$	6	4,142	-1,625	0,25	$8,3 \pm 3,4$
	-0,3272	$5,6 \pm 2,1$	7	3,892	-1,875	0,25	$12,1 \pm 4,6$
	-0,2419	$3,3 \pm 1,9$	3	3,642	-2,125	0,25	$7,0 \pm 4,0$

(suite)

Réaction	$\cos \theta_{c.m.}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu b/sr)$	Nombre d'évén.	$-t \text{ (GeV/c)}^2$	$u \text{ (GeV/c)}^2$	$\Delta u \text{ (GeV/c)}^2$	$\frac{d\sigma}{du} = -\frac{d\sigma}{dt} [\mu b/(\text{GeV/c})^2]$
$\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ 2,85 GeV/c	-0,9372	$7,60 \pm 2,3$	11	4,4300	-0,0250	0,100	$20,70 \pm 6,2$
	-0,8826	$5,50 \pm 1,6$	12	4,3050	-0,1500	0,150	$15,20 \pm 4,4$
	-0,8170	$4,40 \pm 1,6$	8	4,1550	-0,3000	0,150	$12,00 \pm 4,2$
	-0,7514	$11,50 \pm 2,6$	19	4,0050	-0,4500	0,150	$31,70 \pm 7,3$
	-0,6639	$5,80 \pm 1,7$	11	3,8050	-0,6500	0,250	$16,00 \pm 4,8$
	-0,5546	$5,70 \pm 2,2$	7	3,5550	-0,9000	0,250	$15,70 \pm 5,9$
	-0,4343	$4,50 \pm 1,8$	6	3,2800	-1,1750	0,300	$12,30 \pm 5,0$
	-0,2867	$4,50 \pm 2,0$	5	2,9425	-1,5125	0,375	$12,50 \pm 5,6$
$\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ 3,55 GeV/c	-0,9325	$5,10 \pm 1,3$	16	5,6670	-0,1000	0,100	$10,90 \pm 2,7$
	-0,8984	$3,00 \pm 0,9$	11	5,5670	-0,2000	0,100	$6,40 \pm 1,9$
	-0,8643	$2,30 \pm 0,8$	8	5,4670	-0,3000	0,100	$4,90 \pm 1,7$
	-0,8302	$1,15 \pm 0,6$	4	5,3670	-0,4000	0,100	$2,50 \pm 1,3$
	-0,7620	$0,45 \pm 0,2$	4	5,1670	-0,6000	0,300	$0,96 \pm 0,5$
	-0,6597	$1,25 \pm 0,5$	7	4,8670	-0,9000	0,300	$2,70 \pm 1,0$
	-0,5574	$0,70 \pm 0,4$	3	4,5670	-1,2000	0,300	$1,50 \pm 0,9$
	-0,4551	$0,87 \pm 0,5$	3	4,2670	-1,5000	0,300	$1,90 \pm 1,1$
	-0,3698	$3,50 \pm 1,3$	7	4,0170	-1,7500	0,200	$7,50 \pm 2,8$
	-0,3016	$5,30 \pm 1,9$	8	3,8170	-1,9500	0,200	$11,40 \pm 4,0$
	-0,2334	$6,10 \pm 2,3$	7	3,6170	-2,1500	0,200	$13,00 \pm 4,9$

REFERENCES

- 1) W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud, A. Lundby, E.G. Michaelis, J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl et F. Plouin, Phys. Letters 23, 605 (1966).
- 2) W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud, A. Lundby, J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl et F. Plouin, Phys. Letters 25 B, 361 (1967).
- 3) J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl, F. Plouin, W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud et A. Lundby, Phys. Letters 24 B, 317 (1967).
- 4) W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud, A. Lundby, J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl et F. Plouin, Nuclear Phys. B9, 249 (1969).
- 5) J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl, F. Plouin, W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud et A. Lundby, Nuclear Phys. B8, 31 (1968).
- 6) J. Banaigs, J. Berger, C. Bonnel, J. Duflo, L. Goldzahl, F. Plouin, W.F. Baker, P.J. Carlson, V. Chabaud et A. Lundby (soumis à Nuclear Phys.).
- 7) M. Barbier, L. Chareyre, G. Petrucci, M. Sceptycka et F. Solinas, Rapport CERN 62-24 (1962).
- 8) J. Banaigs, J. Berger, L. Goldzahl et B. Mouellic, Nucl. Instrum. Methods 48, 64 (1967).
- 9) J. Berger, Thèse (Paris 1969).
- 10) H. Anders, T. Lingjaerde et D. Wiskott, Electronique nucléaire, Compte-rendu du colloque international organisé par la Société française des électroniciens et des radioélectriciens, Paris, 1963 (Publications de l'O.C.D.E. Paris 1964), p. 349.
- 11) H. Anders, T. Lingjaerde, J.A. Wilson et D. Wiskott, Programming for HPD and other flying spot devices, Meeting held at the Collège de France, Paris 1963 (Rapport CERN 63-34, 1963), p. 259.
- 12) A.E. Head et J.A. Wilson, Programming for flying spot devices, Conference held at the Centro Nazionale Analisi Fotogrammi INFN, Bologna 1964 (Rapport CERN 65-11, 1965), p. 57.
- 13) T.F. Andersson, P.M. Blackall, J. Daub, A.E. Head, M.B. Metcalf et V.J. Weights, International Conference on Programming for Flying Spot Devices held at Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Munich 1967, p. 86.
- 14) V. Chabaud et F. Plouin, Rapport CERN 65-15 (1965), p. 19.
- 15) R. Böck, Rapport CERN 60-30 (1960).
- 16) L. Jauneau et D. Morellet, Rapport CERN 64-13, Vol. I (1964).
- 17) V. Chabaud, Note interne CERN NP/DH/67-4 (1967).
- 18) C.T. Coffin, N. Dikmen, L. Ettlinger, D. Meyer, A. Saulys, K. Terwilliger et D. Williams, Phys. Rev. 159, 1169 (1967).
- 19) S.W. Kormanyos, A.D. Krisch, J.R. O'Fallon, K. Ruddick et L.G. Ratner, Phys. Rev. Letters 16, 709 (1966).
- 20) R. Omnès et M. Froissart, Mandelstam Theory and Regge Poles (W.A. Benjamin, Inc., New York et Amsterdam, 1963).
- 21) M. Froissart et R. Omnès, Physique des hautes énergies, Ecole d'été de Physique théorique, Les Houches, 1965 (Gordon and Breach Science Publishers, New York-London, Paris, 1965), p. 91.
- 22) B.E.Y. Svensson, 1967 CERN School of Physics (Rapport CERN 67-24, Vol. II, 1967).
- 23) L. Van Hove, Lectures of the Academic Training Programme of CERN (Rapport CERN 68-31, 1968).
- 24) H. Brody, R. Lanza, R. Marshall, J. Niederer, W. Selove, M. Shochet et R. Van Berg, Phys. Rev. Letters, 16, 828 (1966).
- 25) J. Orear, R. Rubinstein, D.B. Scarl, D.H. White, A.D. Krisch, W.R. Frisken, A.L. Read et H. Ruderman, Phys. Rev. 152, 1162 (1966).
- 26) A. Ashmore, C.J.S. Damerell, W.R. Frisken, R. Rubinstein, J. Orear, D.P. Owen, F.C. Peterson, A.L. Read, D.G. Ryan et D.H. White, Phys. Rev. Letters 19, 460 (1967).
- 27) J. Orear, D.P. Owen, F.C. Peterson, A.L. Read, D.G. Ryan, D.H. White, A. Ashmore, C.J.S. Damerell, W.R. Frisken et R. Rubinstein, Phys. Rev. Letters 21, 389 (1968).

- 28) A.S. Carroll, J. Fischer, A. Lundby, R.H. Phillips, C.L. Wang, F. Lobkowicz, A.C. Melissinos, Y. Nagashima et S. Tewksbury, Phys. Rev. Letters 20, 607 (1968).
- 29) A. Ashmore, C.J.S. Damerell, W.R. Frisken, R. Rubinstein, J. Orear, D.P. Owen, F.C. Peterson, A.L. Read, D.G. Ryan et D.H. White, Phys. Rev. Letters 21, 387 (1968).
- 30) E.W. Anderson, E.J. Bleser, H.R. Blieden, G.B. Collins, D. Garelick, J. Menes, F. Turkot, D. Birnbaum, R.M. Edelstein, N.C. Hien, T.J. McMahon, J. Mucci, J. Russ, Phys. Rev. Letters 20, 1529 (1968).
- 31) D.I. Blokhintsev, Nuovo Cimento 23, 1061 (1962).
- 32) M.L. Perl, L.W. Jones et C.C. Ting, Phys. Rev. 132, 1252 (1963).
- 33) R.M. Heinz et M.H. Ross, Phys. Rev. Letters 14, 1091 (1965).
- 34) L. Bertocchi et A. Capella, Nuovo Cimento 44, 1194 (1966).
- 35) V. Barger et D. Cline, Phys. Rev. Letters 16, 913 (1966).
- 36) F.N. Dikmen, Phys. Rev. Letters 18, 798 (1967).
- 37) T. Dobrowolski, B.N. Gus'Kov, M.F. Likhachev, A.L. Lubimov, Yu.A. Matulenko, V.S. Stavinsky et A.S. Vovenko, Phys. Letters 24 B, 203 (1967).
- 38) V. Barger et D. Cline, Phys. Rev. 155, 1792 (1967).
- 39) C.B. Chiu et J.D. Stack, Phys. Rev. 153, 1575 (1967).
- 40) Y. Yamamoto, Progr. Theor. Physics 38, 382 (1967).
- 41) A.P. Contogouris, J. Tran Thanh Van et M. Le Bellac, Nuclear Phys. B5, 683 (1967).
- 42) C.B. Chiu et A.V. Stirling, Phys. Letters 26 B, 236 (1968); Nuovo Cimento 56 A, 805 (1968).
- 43) V. Barger et D. Cline, Phys. Rev. Letters 19, 1504 (1967); Phys. Rev. Letters 21, 392 (1968).
- 44) A.H. Rosenfeld, Rapport UCRL - 10897 (1963).
- 45) A. Białas, E. Białas, O. Czyzewski, A. Kotański, Nuovo Cimento 48, 1111 (1967).
- 46) A. Citron, W. Galbraith, T.F. Kycia, B.A. Leontic, R.H. Phillips, A. Rousset et P.H. Sharp, Phys. Rev. 144, 1101 (1966).
- 47) W. Galbraith, Proc. Roy. Soc. 289 A, 521 (1966).
- 48) P. Bareyre, C. Bricman et G. Villet, Phys. Rev. 165, 1730 (1968).
- 49) C. Lovelace, Proc. of the 1967 Heidelberg Conf. on Elementary Particles (North Holland, Amsterdam, 1968), p. 79.
- 50) A. Donnachie, R.G. Kirsopp et C. Lovelace, Phys. Letters 26 B, 161 (1968).
- 51) C. Johnson et H. Steiner, Prétirage UCRL-18001 (1967).
- 52) V. Barger et M. Olsson, Phys. Rev. 151, 1123 (1966).
- 53) V. Barger et L. Durand III, rapport présenté à la Conf. Int. sur la Physique des Hautes Energies, Vienne 1968.
- 54) R. Dolen, D. Horn et C. Schmid, Phys. Rev. 166, 1768 (1968).
- 55) C. Schmid, Phys. Rev. Letters 20, 689 (1968).
- 56) T. Regge, Nuovo Cimento 14, 951 (1959); Nuovo Cimento 18, 947 (1960).
- 57) G.F. Chew et S.C. Frautschi, Phys. Rev. Letters 7, 394 (1961); Phys. Rev. Letters 8, 41 (1962).
- 58) S.C. Frautschi, M. Gell-Mann et F. Zachariasen, Phys. Rev. 126, 2204 (1962).
- 59) J. Bros, H. Epstein et V. Glaser, Comm. in Math. Physics 1, 240 (1965).
- 60) K. Nishijima, Fundamental Particles (W.A. Benjamin, Inc., New York-Amsterdam, 1963).
- 61) R.D. Tripp, Rapport CERN 65-7 (Rev) (1965).

- 62) M. Jacob et G.F. Chew, Strong-Interaction Physics (W.A. Benjamin, Inc., New York-Amsterdam, 1964).
- 63) V. Singh, Phys. Rev. 129, 1889 (1963).
- 64) S.W. Mac Dowell, Phys. Rev. 116, 774 (1959).
- 65) D.Z. Freedman et J.M. Wang, Phys. Rev. Letters 17, 569 (1966).
- 66) M.L. Goldberger et C.E. Jones, Phys. Rev. Letters 17, 105 (1966).
- 67) K. Igi, S. Matsuda, Y. Oyanagi et H. Sato, Phys. Rev. Letters 21, 580 (1968).
- 68) M. Gell-Mann, Proc. of the 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN (CERN Geneva 1962), p. 533.
- 69) G.F. Chew, Phys. Rev. Letters 16, 60 (1966).
- 70) V. Barger et R.J.N. Phillips, Phys. Rev. Letters 20, 564 (1968).
- 71) N.E. Booth, Phys. Rev. Letters 21, 465 (1968).
- 72) W. Rarita, R.J. Riddell Jr., C.B. Chiu et R.J.N. Phillips, Phys. Rev. 165, 1615 (1968).
- 73) W.F. Baker, K. Berkelman, P.J. Carlson, G.P. Fisher, P. Fleury, D. Hartill, R. Kalbach, A. Lundby, S. Mukhin, R. Nierhaus, K.P. Pretzl et J. Woulds, Phys. Letters 28 B, 291 (1968).
- 74) R.C. Chase, E. Coleman, H.W.J. Courant, E. Marquit, E. Petraske, H. Romer et K. Ruddick, rapport présenté à la Conf. Int. sur la Physique des Hautes Energies, Vienne 1968.
- 75) G. Veneziano, Nuovo Cimento 57 A, 190 (1968).
- 76) K. Igi, Phys. Letters 28 B, 330 (1968).
- 77) D. Atkinson et K. Dietz, Prétirage RPP/A42 (1968).
- 78) F.E. James, J.A. Johnson et H.L. Kraybill, Phys. Rev. 19, 72 (1965).
- 79) W. Busza, D.G. Davis, B.G. Duff, F.F. Heymann, C.C. Nimmon, D.T. Walton, E.H. Bellamy, T.F. Buckley, P.V. March, A. Stefanini, J.A. Strong et R.N.F. Walker, Prétirage RPP/H/21 (1966).
- 80) D.E. Damouth, L.W. Jones et M.L. Perl, Phys. Rev. Letters 11, 287 (1963).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

TESTS EXPERIMENTAUX DE L'ELECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

VU

Grenoble, le 21 mars 1969

Le Président de la thèse
L. NÉEL

VU, et permis d'imprimer
Grenoble

Le Doyen de la Faculté des Sciences
E. BONNIER

