

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

8.5

DIFFUSION ELASTIQUE DES K DE 3,55 GeV/C  
PAR LES PROTONS, AU VOISINAGE DE 180°

*par*

*Jean DUFLO*

DIRECTION DE LA PHYSIQUE

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA - R - 3685

1969

Ja\*

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N.-SACLAY B.P. n°2, 91-GIF-sur-YVETTE-France

CEA-R-3685 - DUFLO Jean

DIFFUSION ELASTIQUE DES K DE 3,55 GeV/c PAR LES  
PROTONS, AU VOISINAGE DE 180°

Sommaire. - La diffusion élastique en arrière des  $K^+$  et  $K^-$  par les protons a été mesurée dans l'intervalle angulaire  $168^\circ < \theta_{cm} < 177^\circ$ .

Le dispositif expérimental comprenait des chambres à étincelles "optiques" pour mesurer les trois trajectoires de l'évènement diffusé, un ensemble de compteurs à scintillations et de compteurs Cerenkov pour sélectionner les évènements et déclencher les chambres, et un aimant pour déterminer le moment du proton de recul.

106 000 photographies ont été prises, dont 22 ont satisfait à tous les critères de diffusion élastique  $K^+p$ , mais aucun à ceux de la diffusion élastique  $K^-p$ .

./.

---

CEA-R-3685 - DUFLO Jean

3,55 GeV/c Kp ELASTIC SCATTERING NEAR 180°

Summary. - Backward elastic  $K^+p$  and  $K^-p$  scattering has been measured in the angular interval  $168^\circ < \theta_{c.m.} < 177^\circ$ .

The experimental apparatus included optical spark chambers to measure the three prongs of the event scattering, a set of scintillation counters and Cerenkov counters to select events and trigger chambers, and a magnet to determine the moment of the recoil proton.

106 000 photographs was taken. Of these, 22 satisfied all requirements as elastic  $K^+p$  scattering events. No event was found satisfy the kinematical criteria for  $K^-p$  elastic scattering.

The correspondant values of differential cross sections are :

./.

---

Les valeurs des sections efficaces différentielles correspondantes sont les suivantes :

$$(d\sigma/d\Omega)K^+p \rightarrow pK^+ = 17 \pm 4 \mu\text{b/ster.}$$

$$(d\sigma/d\Omega)K^-p \rightarrow pK^- \leq 0,6 \mu\text{b/ster.}$$

Les contaminations par les  $\pi$  diffusés vers l'arrière et les inélastiques ont été estimées.

La diffusion élastique  $K^+p$  présente nettement un pic arrière. Ces résultats s'accordent très bien avec les modèles d'échange, puisque pour les  $K^-$  la particule échangée devrait être un baryon d'étrangeté positive qui n'a pas été observée.

Un bon accord est obtenu avec les prévisions du modèle d'interférences développé par Barger et Cline pour les diffusions élastiques des  $\pi$ , ainsi qu'avec les prévisions qualitatives des modèles de Quarks.

1969 - Commissariat à l'Energie Atomique - France 106 p.

---

$$(d\sigma/d\Omega)K^+p \rightarrow pK^+ = 17 \pm 4 \mu\text{b/sr}$$

$$(d\sigma/d\Omega)K^-p \rightarrow pK^- \leq 0,6 \mu\text{b/sr}$$

Contaminations by  $\pi p$  backward scattering, and inelastic scattering were estimated. Elastic scattering  $K^+p$  exhibits a backward peak.

A reasonably satisfactory interpretation of our results is obtained by exchange models. There is, in fact, no definitely established particles which could intermediate the  $Kp^- \rightarrow pK^-$  process in exchange channel. That is in good agreement with our small value of  $K^-p$  backward elastic scattering cross section. Our results lend support to the conclusions of the interference model developed by Barger and Cline for the  $\pi p$  backward scattering, and to qualitative previsions of the Quark models.

1969 - Commissariat à l'Energie Atomique - France 106 p.

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7<sup>e</sup>.

## PLAN DE CLASSIFICATION

- |  |   |
|--|---|
| <b>1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS</b>  | <b>8. PHYSIQUE</b><br>8. 1 Accélérateurs<br>8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements<br>8. 3 Physique des plasmas<br>8. 4 Physique des états condensés de la matière<br>8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie<br>8. 6 Physique nucléaire<br>8. 7 Electronique quantique, lasers |
| <b>2. BIOLOGIE ET MEDECINE</b><br>2. 1 Biologie générale<br>2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie<br>2. 3 Médecine du travail<br>2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie<br>2. 5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine        | <b>9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHEMATIQUES</b>   |
| <b>3. CHIMIE</b><br>3. 1 Chimie générale<br>3. 2 Chimie analytique<br>3. 3 Procédés de séparation<br>3. 4 Radiochimie  | <b>10. PROTECTION ET CONTROLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS</b><br>10. 1 Protection sanitaire<br>10. 2 Contrôle des rayonnements<br>10. 3 Traitement des effluents   |
| <b>4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE</b>  | <b>11. SEPARATION DES ISOTOPES</b>  |
| <b>5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE</b>   | <b>12. TECHNIQUES</b><br>12. 1 Mécanique des fluides - Techniques du vide<br>12. 2 Techniques des températures extrêmes<br>12. 3 Mécanique et outillage   |
| <b>6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX</b><br>6. 1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux<br>6. 2 Effets des rayonnements sur les matériaux<br>6. 3 Corrosion  | <b>13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE</b><br>13. 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines<br>13. 2 Divers (documentation, administration, législation, etc...)   |
| <b>7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS</b><br>7. 1 Neutronique et physique des réacteurs<br>7. 2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité<br>7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs | <b>14. ETUDES ECONOMIQUES ET PROGRAMMES</b>   |

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII<sup>e</sup>.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII<sup>e</sup>.

N° d'enregistrement

au C.N.R.S.

AO 2097

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

### LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Jean DUFLO

PREMIERE THESE

DIFFUSION ELASTIQUE DES K DE 3,55 GeV/C  
PAR LES PROTONS, AU VOISINAGE DE 180°

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 6 mars 1968 devant la Commission d'Examen

MM. BERTHELOT                      Président

LEHMANN  
GOLDZAHL                      Examineurs

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay  
Direction de la Physique  
Département du Synchrotron Saturne

DIFFUSION ELASTIQUE DES K DE 3.55 GeV/C  
PAR LES PROTONS, AU VOISINAGE DE 180°

par

Jean DUFLO

Thèse pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

- Janvier 1969 -

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
A. - <u>INTRODUCTION</u> .....	3
B. - <u>DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE</u> .....	7
I) Présentation Générale .....	7
1) Principe de l'expérience .....	7
2) Disposition des instruments .....	8
II) Description détaillée .....	13
1) Le faisceau .....	13
2) Les chambres à étincelles .....	16
a) Les chambres à étincelles classiques .....	16
b) La chambre à électrodes transparentes .....	19
c) Commande électrique des chambres à étincelles.....	23
3) Le dispositif de purification de gaz .....	25
a) Choix du gaz .....	25
b) Description du dispositif de purification .....	25
4) Les Compteurs Cerenkov .....	29
a) Les compteurs sur le faisceau .....	29
b) Le compteur diffusant .....	32
5) La cible à hydrogène .....	34
6) Les compteurs à scintillation .....	36
7) L'aimant .....	37
8) L'électronique .....	38
C. - <u>RESULTATS</u> .....	39
I) Analyse des résultats .....	39
1) Contenu des films et causes de déclenchements .....	39
2) Le dépouillement des films .....	41
a) Sélection visuelle des candidats .....	41
b) Photographies des candidats .....	42
c) Mesures .....	42
d) Correction des bandes codées .....	42
3) La reconstruction et la sélection des bons événements	44

II) Mesures des sections efficaces différentielles .....	49
1) Evaluation du nombre de K incidents .....	49
2) Nombre d'événements : évaluation des contaminations	53
a) Contamination par les $\eta$ élastiques .....	54
b) Contamination par les inélastiques .....	56
3) Pondération des événements .....	56
a) Efficacité du dispositif expérimental.....	57
b) Corrections dues aux électrons projetés, aux interactions nucléaires et aux désintégrations ....	58
c) Corrections provenant du tri des candidats .....	60
4) Les résultats .....	60
5) Les erreurs .....	62
a) Les erreurs aléatoires .....	62
b) Les erreurs systématiques .....	66
D. - <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX ET MODELES THEORIQUES</u> <u>SUSCEPTIBLES D'ETRE CONFRONTES UTILEMENT A</u> <u>NOS RESULTATS</u> .....	67
I) Résultats expérimentaux .....	68
1) Expériences des diffusions élastiques des pions fournissant des résultats pour l'hémisphère arrière...	68
2) Diffusions des mésons K de haute énergie .....	73
a) Section efficace totale .....	73
b) Section efficace élastique totale .....	74
c) Section efficace différentielle .....	75
II) Les recherches théoriques .....	78
1) Les modèles optiques et statistiques .....	79
2) Le modèle d'interférences .....	81
3) Les modèles de particules composées .....	84
E. - <u>DISCUSSION ET CONCLUSION</u> .....	87
I) Comparaison avec les modèles théoriques .....	87
1) Le modèle d'interférences .....	87
2) Les modèles de particules composées .....	93
II) Conclusion .....	95

DIFFUSION ELASTIQUE DES K DE 3,55 GeV/C  
PAR LES PROTONS, AU VOISINAGE DE 180°

A. - INTRODUCTION

J'ai participé au sein du groupe de L. GOLDZAHL<sup>(+)</sup>, et en collaboration avec le groupe de A. LUNDBY<sup>(++)</sup>, du CERN, à une série d'expériences de diffusion élastique des pions de 3,55 - 3,30 et 2,85 GeV/c<sup>(+++)</sup>, d'antiprotons et de mésons K de 3,55 GeV/c.

Après avoir travaillé à la préparation de ces expériences et participé à leur réalisation auprès du synchrotron à protons du CERN, je me suis plus particulièrement attaché à l'analyse des résultats de diffusion des K vers l'arrière. Ce sont ces résultats et les moyens mis en oeuvre pour les obtenir qui font l'objet de cette thèse. Ces résultats ont été publiés (1); quant au dispositif expérimental, une description sommaire en a été fournie lors de la publication des résultats de diffusion en arrière des  $\pi$  de 3,55 GeV/c (2), ce dispositif étant, en effet, presque inchangé dans l'ensemble des expériences de diffusion vers l'arrière que nous avons réalisées. Une description détaillée de ce dispositif est présentée au Chapitre B.

Le travail de dépouillement et d'analyse des résultats est

- 
- (+) Avec Messieurs Banaigs, Berger, Bonnel et Plouin et l'assistance technique de Messieurs Mouëllic et Ploujoux.
- (++) dont Messieurs Baker, Carlson, Chabaud et Michaëlis assistés techniquement par Messieurs Anzoli, Kiessler et Stoëckli.
- (+++)  
Ces deux dernières quantités de mouvement correspondent à des résonances découvertes par Citron et al. (3). Les résultats de diffusion des pions vers l'arrière de 2,85 et 3,3 GeV/c ont été aussi publiés (4).

décrit au Chapitre C, (chapitre des résultats). La principale difficulté de ce dépouillement a résidé dans la séparation des bons événements d'un très important bruit de fond. Par ailleurs, les programmes de reconstruction, utilisés pour l'ensemble des expériences de diffusion que nous avons faites, ont demandé une préparation longue et délicate.

L'étude de la diffusion élastique des K dans l'hémisphère arrière s'intègre tout à fait dans le cadre des recherches actuelles, comme plusieurs physiciens l'ont récemment souligné. C'est ainsi que L. LYONS (5) suggérait à la Conférence d'Oxford de septembre 1965, que des expériences de diffusions élastiques ( $K^+p$ ) et  $K^-p$ ) soient effectuées afin d'apporter une vérification du mécanisme d'échange de baryons dans les retrodiffusions (L. LYONS montrait, en outre, que ce mécanisme est dans la plupart des interactions mélangé à des mécanismes différents dont il est difficile de dégager les contributions respectives). P. SONDEREGGER (6) rappelait à nouveau, dans le colloque de Dijon en juin 66, qu'on devait pouvoir tester l'échange de baryons par la diffusion arrière élastique ( $K^-p$ ), tandis que L. VAN HOVE (7), à la XIII<sup>e</sup> Conférence Internationale sur les Très Hautes Energies en septembre 66, insistait sur l'intérêt d'une étude détaillée de la section efficace  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  de cette interaction, aucune particule ou pôle ne semblant pouvoir y contribuer par l'intermédiaire du canal d'échange.

On voit donc l'intérêt de cette étude dont nous apportons les premiers éléments dans la région proche de  $180^\circ$  (+).

---

(+) Des expériences récentes de chambres à bulles (8.9.10.71) fournissent des limites supérieures pour les diffusions élastiques ( $Kp$ ) entre 3 et 5 Gev/c dans l'hémisphère arrière, mais avec, évidemment, une statistique plus pauvre que dans les expériences de chambres à étincelles. Les résultats fournis par ces expériences seront donnés ultérieurement (Chapitre D).

Les expériences de diffusion des pions ont permis l'élaboration de modèles (pôles de Regge - modèles de particules composées) dont les succès sont prometteurs. Après avoir exposé ces modèles et montré leurs limites (Chapitre D), dans le cadre de nos connaissances actuelles, je les confronterai - du moins qualitativement - à nos résultats et tenterai d'en tirer quelques conclusions (Chapitre E).

## B. - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

### I - PRESENTATION GENERALE

#### 1) Principe de l'expérience

Cette expérience a eu pour but de mesurer les sections efficaces différentielles de diffusion élastique des mésons K de 3,5 Gev/c de quantité de mouvement, au voisinage de 180°.

Le dispositif expérimental, installé auprès du synchrotron à protons du C.E.R.N.<sup>(+)</sup>, devait sélectionner les événements susceptibles de correspondre à une telle diffusion, photographier les trajectoires des événements retenus et, enfin, analyser la quantité de mouvement du proton de recul.

Ce dispositif comprenait, à cet effet :

- une cible à hydrogène, lieu des interactions
- un dispositif de sélection et de déclenchement, comprenant des compteurs à scintillations et des compteurs Cerenkov
- un aimant de chambre à bulles, sans fer
- des chambres à étincelles "optiques"
- un dispositif de prise de vues, comprenant un ensemble de miroirs plans, et deux caméras à avancement très rapide du film
- un dispositif électronique, lié au dispositif de sélection et de

---

(+) Centre Européen de Recherches Nucléaires à Genève (Suisse).

déclenchement, permettant le contrôle de l'expérience.

## 2) Disposition des instruments

Le dispositif expérimental est schématisé figures B1 et B2. La première figure montre la disposition du faisceau secondaire, à la sortie du synchrotron, et l'aire occupée par notre dispositif expérimental. La seconde montre la disposition des instruments utilisés dans ce dispositif. La cible est schématisée au centre de la figure. C'est essentiellement un cylindre d'hydrogène liquide, de 57 cm de long et 6 cm de diamètre, axé sur le faisceau, et thermiquement isolé.  $E_0, E_1 \dots E_6$  sont les chambres à étincelles.  $E_0, E_1$  et  $E_2$  fournissent les trajectoires du K incident puis diffusé vers l'arrière.  $E_3$  et  $E_4$  puis  $E_5$  et  $E_6$  matérialisent la trajectoire du proton de recul, avant et après déflexion par l'aimant.  $S_1, S_2 \dots S_7$  sont des compteurs à scintillations.  $S_1, S_2$  et  $S_3$  constituent le télescope d'entrée du faisceau ; ils le définissent en direction à environ  $10 \text{ mrad}$  près. Les compteurs  $S_4$  indiquent le passage du K diffusé et les compteurs  $S_5$  celui du proton de recul. Les signaux fournis par les compteurs en anticoïncidence  $S_6$  disposés sur le faisceau après l'aimant, et  $S_7$  autour de la cible sont destinés à éliminer des faux déclenchements dus aux événements inélastiques.

$\bar{C}_A, C_B, \bar{C}_C$  et  $C_D$  sont des compteurs Cerenkov ;  $\bar{C}_A, C_B$  et  $\bar{C}_C$ , disposés sur le faisceau, sélectionnent les K incidents, le compteur  $C_B$  fournissant des signaux pour les  $\pi$  et les K, les compteurs en anticoïncidence  $\bar{C}_A$  et  $\bar{C}_C$  empêchant les déclenchements dus aux  $\pi$ .  $\bar{C}_D$ , disposé sur la trajectoire du proton de recul, fonctionne lui aussi en anticoïncidence ; il est destiné à éliminer des événements inélastiques avec projection de pions vers l'avant.

Le schéma complet de déclenchement est représenté figure B3. Les chiffres fournis par les échelles de comptage étaient

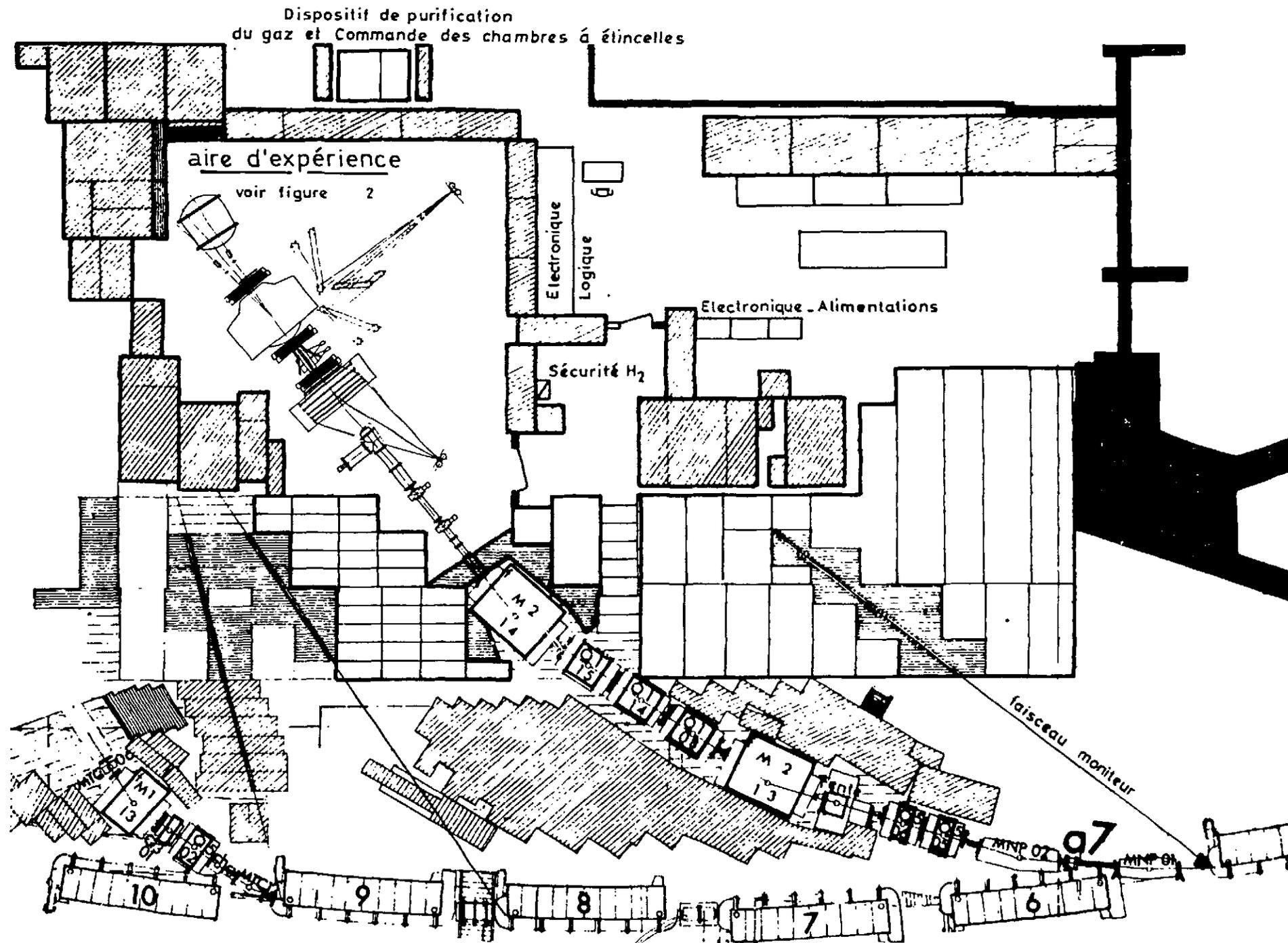


Figure B1. Faisceau issu du Synchrotron à Protons et aire d'expérience \_

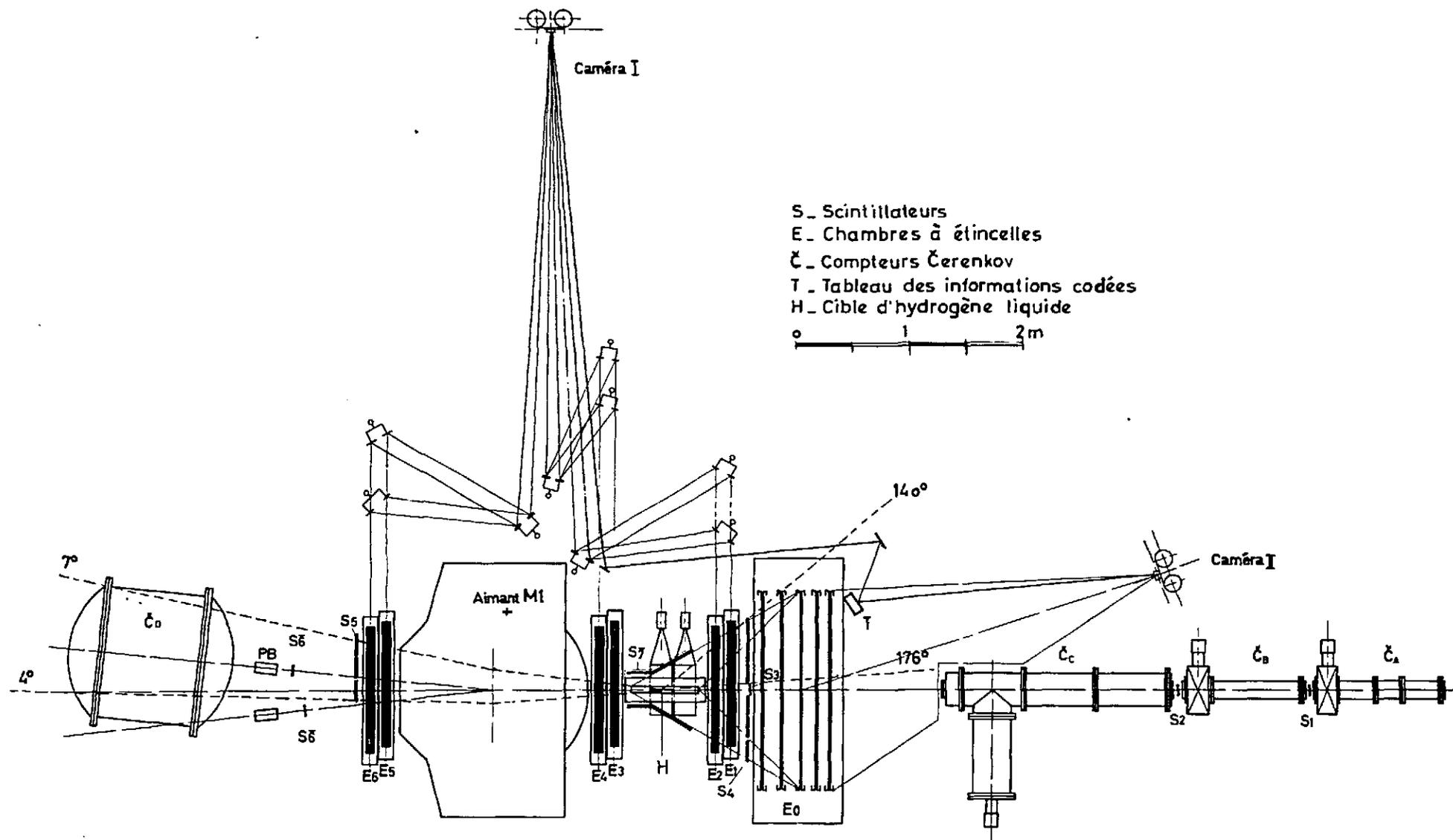


Figure B2 - Dispositif expérimental pour l'étude des diffusions vers l'arrière .

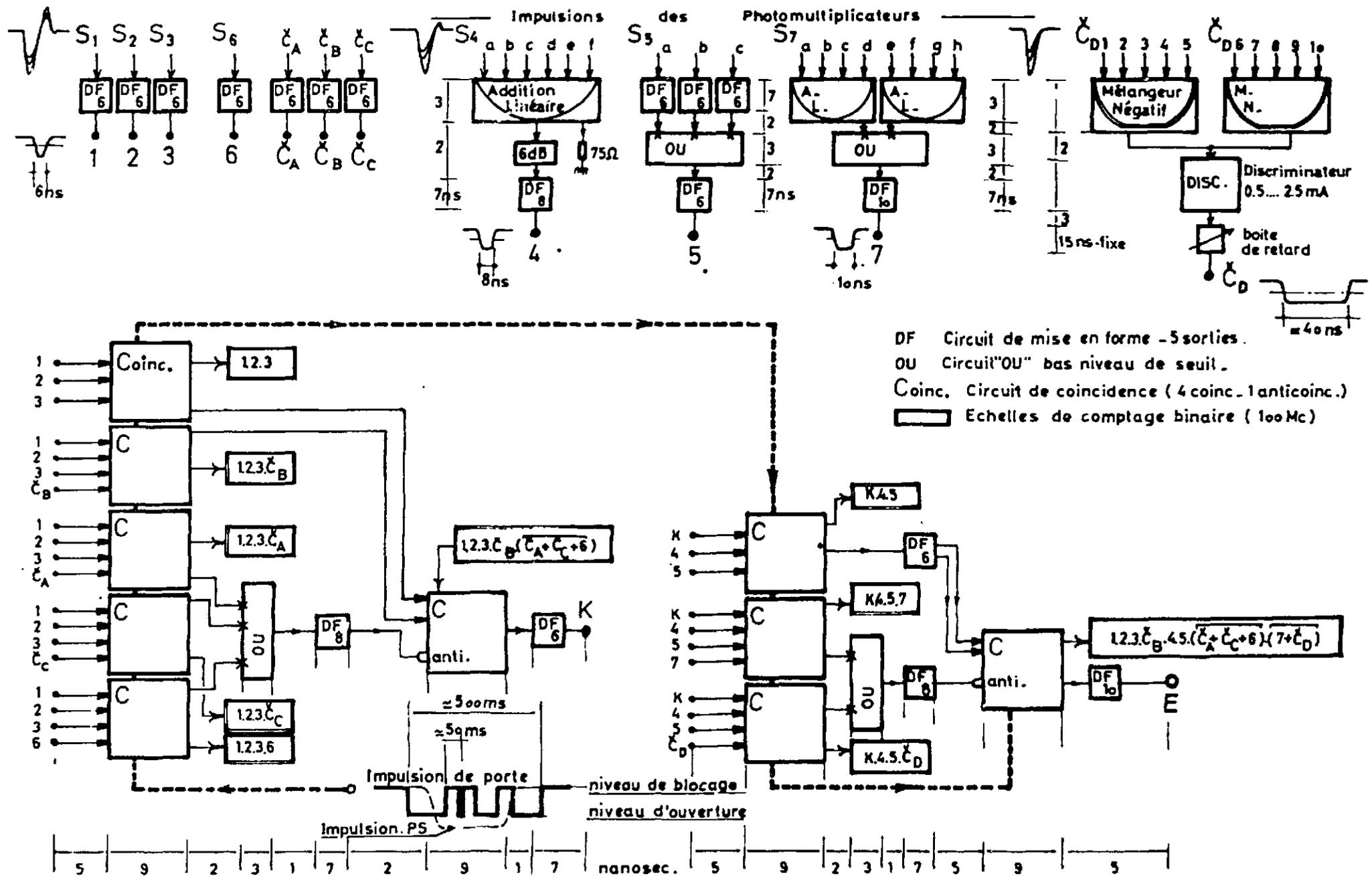


Fig.B3 Logique de déclenchement de l'expérience

imprimés sur commande des expérimentateurs (en particulier tous les 1000 vues, et à chaque changement de film dans les caméras). Le signal de sortie  $S_1 S_2 S_3 C_B S_4 S_5 (\bar{C}_A + \bar{C}_C + \bar{S}_6)(\bar{S}_7 + \bar{C}_D)$  déclenchait les chambres à étincelles, l'avancement des caméras, les flashes des marques fiduciaires situées sur les chambres à étincelles, et enfin les boîtes de données. Ces dernières, photographiées en même temps que les chambres, fournissaient divers renseignements sur les photos.

L'angle de déviation des protons de recul dans le champ magnétique de l'aimant étant faible (environ  $5^\circ$ ), on n'a pas tenu compte de cette déviation pour orienter cet aimant ; celui-ci a donc été disposé symétriquement sur le faisceau, pour ne pas compliquer le relevé topographique de l'ensemble.

La caméra I (figure B2) photographie la chambre à étincelles  $E_0$ , dont les électrodes sont en toile métallique transparente ; la position de cette caméra n'était conditionnée que par la nécessité de voir toutes les traces produites dans cette chambre, ainsi que les marques fiduciaires qui y sont fixées (+). La caméra II photographie les chambres  $E_1$  à  $E_6$  par l'intermédiaire de miroirs verticaux et de miroirs à  $45^\circ$  situés au-dessus des chambres de façon à avoir des projections verticales et horizontales des trajectoires, et, ensuite, de reconstituer leurs coordonnées dans l'espace. Cette caméra était disposée suffisamment loin pour voir tout l'intervalle entre les électrodes sans autre intermédiaire optique que les miroirs.

(+) La reconstruction des trajectoires dans la chambre  $E_0$  peut se faire quelle que soit la position de la caméra (12).

## II - DESCRIPTION DETAILLÉE

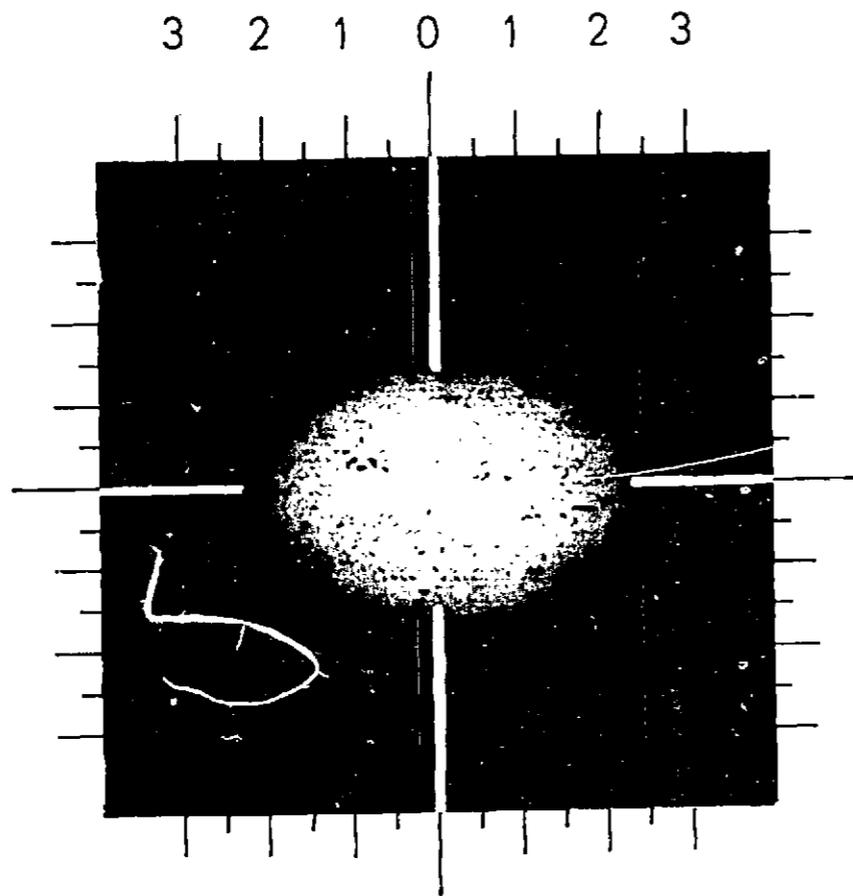
### 1) Le faisceau

Il est schématisé sur la Fig. B1. Créé à partir d'une cible de béryllium de 2 mm de diamètre et 20 mm de long qui intercepte 10 % du faisceau interne de l'accélérateur à protons du CERN, il forme un angle de  $5,6^\circ$  avec ce faisceau. Les particules sont conduites à la zone d'expérience et sélectionnées en quantité de mouvement par l'intermédiaire d'une série d'aimants et de quadrupoles. Un collimateur limite la bande d'impulsion utilisée ( $\pm 0,15$  % autour de 3,55 Gev/c dans notre expérience) et par là, le nombre de particules désiré. Ce faisceau a été étudié primitivement par M. BARBIER et al. (11 a) à partir du calcul de J.W. GARDNER et al. (11 b). Nous avons ajusté les courants dans les quadrupoles et les aimants pour obtenir l'impulsion maximum compatible avec cet appareillage, et focaliser ce faisceau sur le compteur  $S_3$ , situé près de la cible. On le contrôlait à l'aide d'un appareil permettant d'obtenir une photographie de la section du faisceau sur une émulsion polaroid, grâce à la lumière créée par les particules dans un bloc de filaments scintillants situé contre l'émulsion. La Fig. B4 a montre l'image de ce faisceau bien focalisé ; la Fig. B4 b montre ce même faisceau au niveau du compteur  $S_6$ .

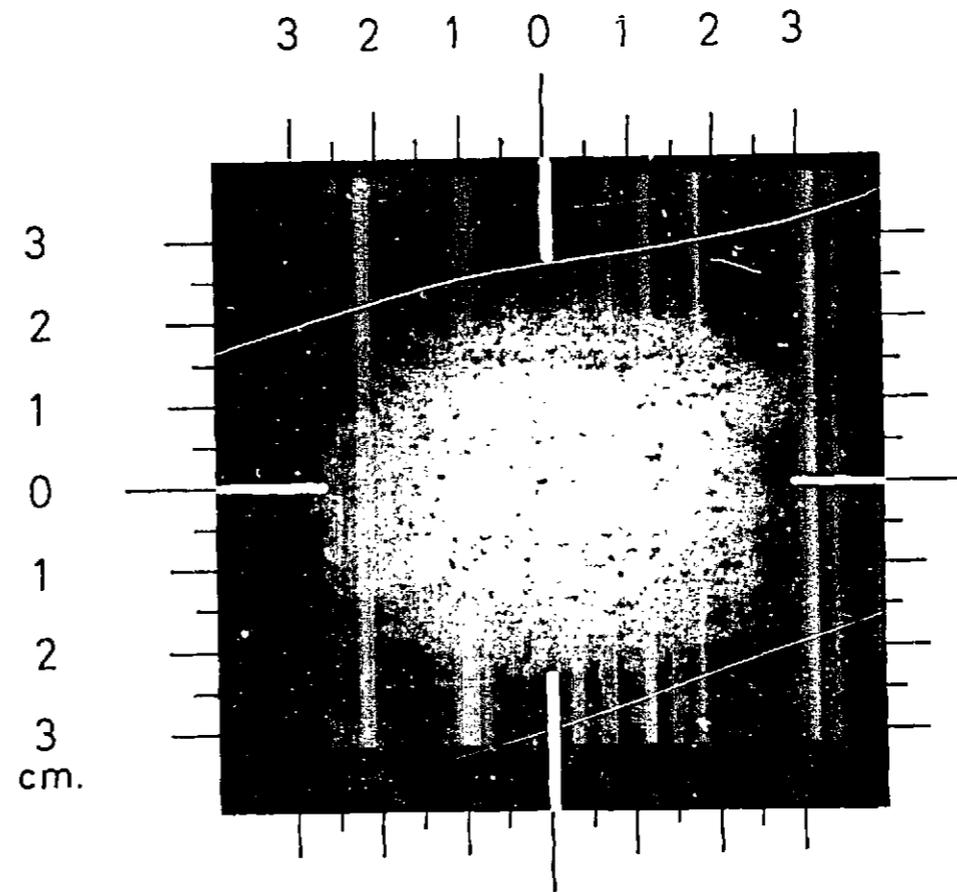
En fait, nous avons deux faisceaux, positif ou négatif, de composition différente :

en positif ...  $\pi^+$  et  $\mu^+$ , 68 % ;  $K^+$ , 2,7 % ; protons, 29 %  
 en négatif ...  $\pi^-$  et  $\mu^-$ , 97,7 % ;  $K^-$ , 1,74 % ; p , 0,5 %

Ces taux ont été mesurés à l'aide des compteurs Cerenkov placés sur le faisceau, et nous décrirons ces mesures dans le chapitre relatif aux résultats. La contamination en  $\mu$  a été calculée pour différents points du faisceau (13). Elle a été trouvée égale à 3 % au niveau du compteur Cerenkov  $C_B$ , et également 3 % au niveau de la cible.



(a) - au niveau du compteur  $S_3$   
 Taux de particules, comptage (123)  $\approx 3.5 \cdot 10^6$



(b) - au niveau du compteur  $S_6$   
 Taux de particules, comptage (123)  $\approx 1.3 \cdot 10^7$

Figure B4 - Images du faisceau des particules -

## 2) Les chambres à étincelles

Notre dispositif comprenait deux types de chambres à étincelles : d'une part un ensemble de 6 chambres "classiques", à électrodes à feuilles d'aluminium, et d'autre part, une chambre à électrodes transparentes en toile métallique (14). Cette dernière chambre avait été placée dans le dispositif dans le but d'étudier un domaine angulaire plus large que celui permis par les autres chambres. Malheureusement notre temps de machine ne nous a pas permis de bénéficier de cette possibilité. La chambre à électrodes transparentes présentant néanmoins des caractéristiques originales, j'en ferai la description après celle des chambres classiques.

### a) Les chambres à étincelles classiques

#### 1.- Description

La Fig. B5 représente une de ces chambres ; chacune est réalisée à l'aide de 8 cadres rectangulaires en plexiglass dont les dimensions sont les suivantes :

dimensions extérieures : 50 x 114 cm

dimensions intérieures : 40 x 104 cm

épaisseur : 5 cm.

Des feuilles d'aluminium sont tendues et collées sur ces cadres de façon à constituer 6 éléments. L'ensemble est isolé par deux feuilles de mylar <sup>(+)</sup> résistant à des variations de pression de plusieurs g/cm<sup>2</sup> et, le mylar étant perméable à la vapeur d'eau, par deux feuilles de kéleff <sup>(+)</sup>. Les épaisseurs de ces matériaux sont :

pour l'aluminium ..... 250 μ

pour le kéleff ..... 150 μ

pour le mylar ..... 250 μ

---

(+) Le mylar est un polyester transparent et le kéleff un dérivé chloré du téflon, lui aussi transparent (en faible épaisseur).

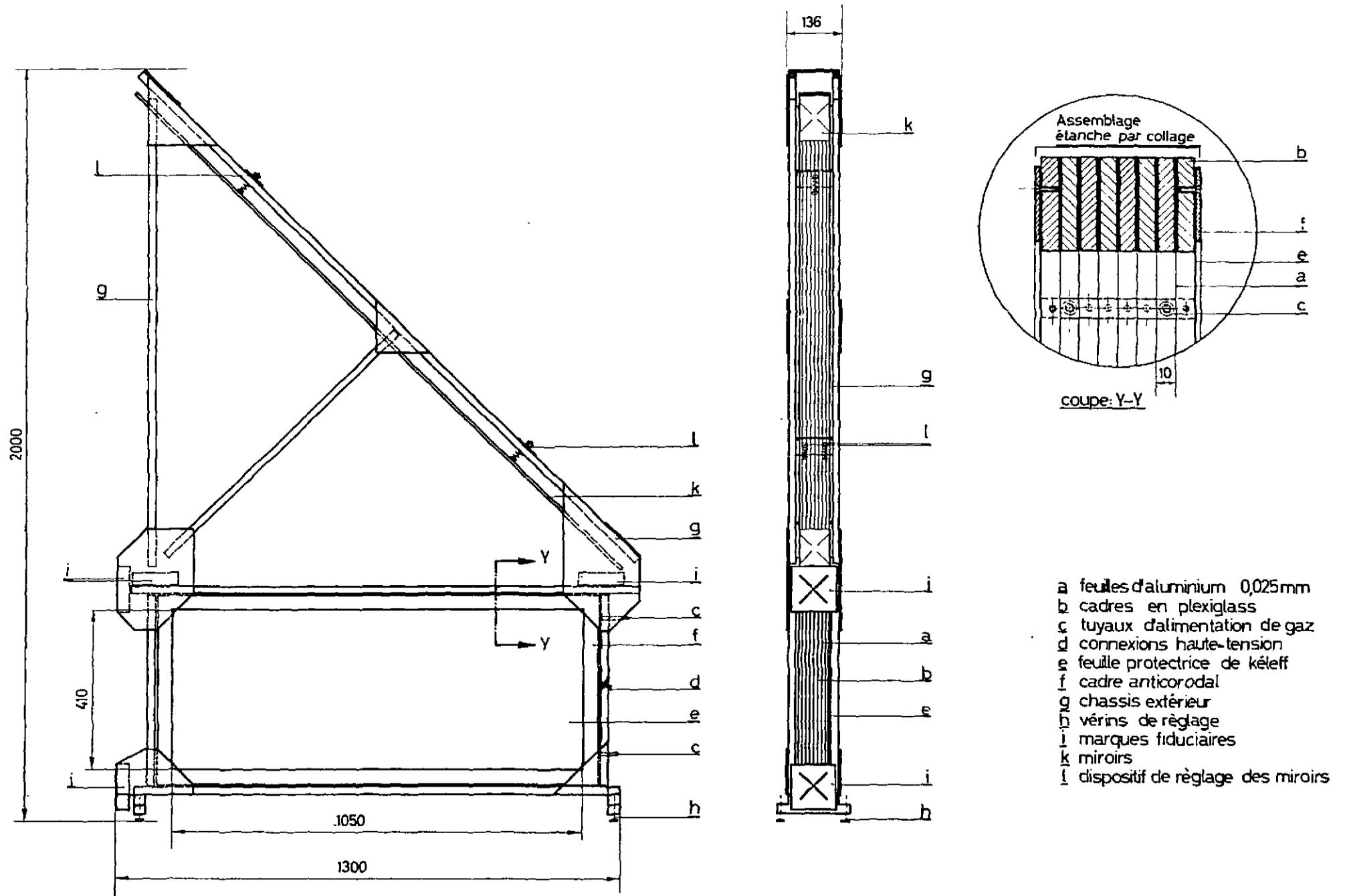


Figure B5 - Chambres à étincelles "classiques" à feuilles minces d'aluminium.

Ce sont, pour le faisceau, des obstacles peu importants en regard des scintillateurs, des fenêtres et du gaz sous pression des Cerenkov.

Le brassage du gaz dans ces chambres se faisant difficilement, nous avons construit une enceinte métallique pouvant contenir une chambre et permettant de la mettre sous vide, puis de la remplir sans perte de temps et de façon économique.

Les chambres ont fonctionné avec un mélange de 65 % de néon et de 35 % d'hélium (Hénogal). Le remplissage, la circulation et la purification du gaz ont nécessité la construction d'un appareil que nous décrirons ultérieurement. Le dispositif de déclenchement étant le même pour toutes les chambres, il sera présenté après la description de la chambre à électrodes transparentes.

## 2.- Disposition optique de prises de vue

Les étincelles produites dans les 6 chambres "classiques" étaient photographiées par une seule caméra, par l'intermédiaire des 18 miroirs verticaux et de 6 miroirs à 45°. Les deux vues, horizontale et verticale, sont en effet nécessaires pour reconstituer la trajectoire d'une particule dans l'espace. La Fig. B6 représente la photographie d'un événement. Un réglage long et délicat des miroirs a permis d'obtenir des trajets optiques et donc des grossissements peu différents pour toutes les chambres et aussi des images des étincelles d'intensité comparable.

Chaque chambre était repérée par 4 marques fiduciaires, 2 dans un plan vertical devant la chambre, et 2 autres dans un plan horizontal au-dessus de la chambre. Ces marques fiduciaires étaient constituées d'une croix découpée dans une plaque et éclairée de l'arrière par deux lampes flash déclenchées en même temps que les chambres à étincelles.

Les caméras ont été choisies pour leurs performances ; elles nous ont permis de photographier jusqu'à six événements pour

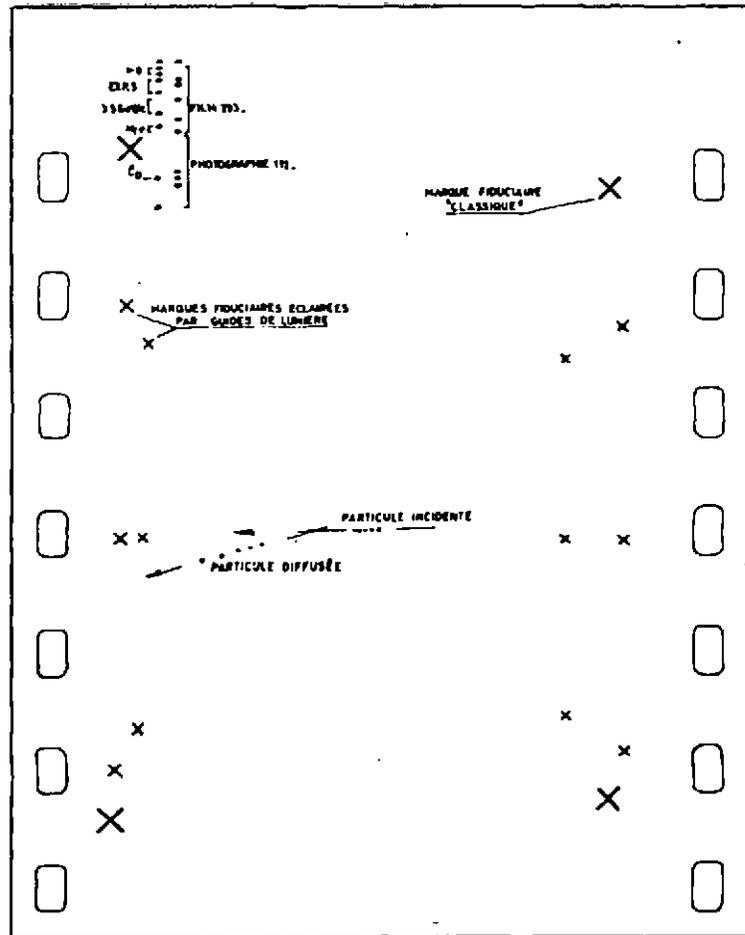


Figure B6

Photo de chambre "transparente"

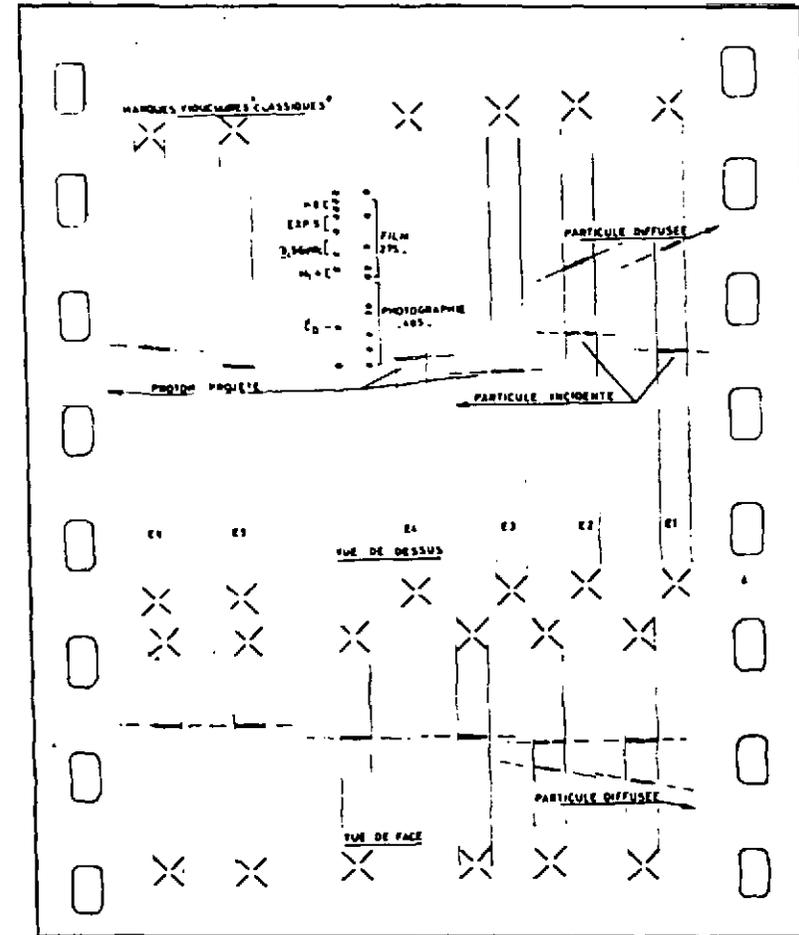


Figure B7

Photo de chambres "classiques"

des pulses de la machine de l'ordre de 250 ns. Un blocage électronique empêchait un nouveau déclenchement pendant l'avancement du film, les échelles de comptage étant évidemment aussi stoppées pendant cette période. Le film, du "Adox KB17", de sensibilité moyenne (40 ASA) était du 35 mm avec perforations. Le rapport de l'objet à l'image photographiée était d'environ 70.

Chaque cliché a été repéré en photographiant, outre les marques fiduciaires, une "boîte de données", constituée d'un ensemble de petites lampes flash qui s'éclairaient au moment de la prise de vue. Certaines fournissaient en système octal le numéro de la photo, d'autres enclenchées manuellement avant chaque expérience fournissaient aussi en système octal le numéro du film et le numéro de l'expérience. Un code indiquait le signe et l'impulsion des particules incidentes, le sens du champ magnétique et les numéros des compteurs Cerenkov utilisés.

#### b) La chambre à électrodes transparentes

L'intérêt de la chambre à électrodes transparentes est, d'une part, d'offrir la possibilité de photographier une trace à travers les éléments sans dispositif optique, même si leurs dimensions sont importantes, et, d'autre part, de permettre le repérage de cette trace avec une seule vue. Le système de montage que nous avons adapté pour réaliser les éléments de notre chambre, rend possible la construction de très grandes chambres à étincelles. Celle que nous avons construite est constituée de 5 doublets de toile d'acier tendue sur des cadres métalliques (acier ou dural) enfermés dans une enceinte remplie d'Hé-nogal, et disposés sur une plate-forme rigide munie de trois plots de réglage.

La Fig. B8 représente l'enceinte et les 5 éléments de la chambre.



## 1. - Description de chaque élément

La toile, en acier inoxydable, avec un fil de 0,05 mm de diamètre et une maille de 0,55 mm, est transparente à 82 %. Les cadres sont des carrés de 1 m 90 de côté. Ces grandes dimensions ont nécessité l'emploi d'un système de tension permanente (représenté sur la droite de la figure) permettant de rattrapper les défauts de planéité de la toile, défauts dus au montage de la toile ou à l'évolution mécanique de l'assemblage dans le temps. Chaque élément est constitué de 2 cadres identiques, maintenus parallèles et supportés par 4 coins en Résofil (ce matériau, très bon diélectrique, a été choisi pour sa stabilité chimique et mécanique dans le temps).

L'écartement des toiles d'un doublet a été fixé à 8 mm. Une valeur supérieure aurait diminué la précision sur la position de l'étincelle, tandis qu'un écart plus faible aurait abaissé le rendement de la chambre.

Les cinq éléments sont réunis par un assemblage rigide. Les distances entre éléments 15 et 20 cm ont été fixées à quelques dixièmes de mm près. Ces distances différentes ont été choisies de façon à lever le doute possible sur le sens des trajectoires (12).

Les longs essais menés avec cette chambre, puis cette expérience ont montré que le principe de construction est satisfaisant. Malgré sa finesse, la toile résiste très bien à l'action des étincelles. On a de plus remarqué que les bonnes conditions électriques et la pureté du gaz étant obtenues, un défaut de toile, par exemple un trou de quelques  $\text{cm}^2$ , n'entraînait pas de perturbation dans le fonctionnement de la chambre.

## 2. - Description de l'enceinte

Ses dimensions ont été calculées au plus juste pour contenir les 5 éléments, soit 75 cm de profondeur, 2,20 m de haut et autant de large. Elle est garnie sur 3 côtés de fenêtres transparentes consti-

tuées de feuilles de kéleff. Ces fenêtres permettent de photographier de face, mais la photographie peut aussi être prise de façon classique par la tranche. Elles n'offrent qu'un obstacle négligeable aux particules du faisceau. Cette enceinte a été spécialement conçue pour économiser le gaz au remplissage et éviter les pollutions pendant l'utilisation. La circulation de gaz dans la chambre s'effectue par l'intermédiaire de deux caissons, situés au-dessus et en-dessous des 5 doublets, les parois dirigées vers l'intérieur de l'enceinte étant percées d'une centaine de trous répartis uniformément (Fig.B8). Ainsi, on a évité le brassage du gaz et diminué, de façon appréciable, la quantité de gaz nécessaire au remplacement de l'air par l'hénoval.

Toutes les possibilités de formation d'eau dans la chambre ont été éliminées, les essais ayant montré que cet agent était l'un des plus nuisibles à son bon fonctionnement. Le plexiglas qui n'est pas imperméable à la vapeur d'eau a été éliminé de la construction.

Pendant toute l'expérience, la pression du gaz dans l'enceinte a été maintenue à quelques millimètres d'eau au-dessus de la pression atmosphérique, par l'intermédiaire d'un manomètre différentiel à contact, rempli d'une solution conductrice ( $\text{CO}_3\text{K}_2$ ) dans l'eau, qui commande l'ouverture et la fermeture des vannes électromagnétiques à l'entrée et à la sortie de la chambre.

### 3.- Marques fiduciaires

Ces marques, destinées à repérer la position des étincelles, ont fait l'objet d'une étude particulière (15). Etant donnée la précision recherchée - mieux que le millimètre sur la position de chaque étincelle - il a paru souhaitable de fixer ces repères sur les cadres des doublets, donc à l'intérieur de la chambre, plutôt que sur l'enceinte elle-même, moins rigide. Huit marques fiduciaires ont ainsi été fixées sur le premier et le dernier élément. L'originalité de ces marques réside dans leur éclairage par conduits de lumière. Ces conduits de lumière, des baguettes cylindriques de plexiglas pliées et entourées de papier

d'aluminium, reliaient la marque elle-même, un cylindre de plexiglas noirci sur lequel est gravé une croix, à un flash situé à l'extérieur de l'enceinte. Ce flash était aisément remplaçable en cas de panne.

La Fig. B7 est la photographie de la chambre déclenchée par un événement élastique. On y voit les traces de la particule avant et après diffusion dans la cible, ainsi que les marques fiduciaires et la boîte de données.

### c) Commande électrique des chambres à étincelles

Le dispositif de déclenchement des chambres à étincelles a été mis au point avec une chambre à électrodes transparentes, auprès du synchrocyclotron du CERN, en modifiant le dispositif de commande utilisé précédemment avec des chambres de plus petites dimensions (14). Le schéma du circuit électrique utilisé est représenté Fig.B9. Une première modification a eu pour but de diminuer le retard au déclenchement introduit par ce système. C'est ainsi qu'en remplaçant le thyatron de commande par un éclateur déclenché par un tube EL36, on a pu réduire ce retard de 50 ns et l'amener à environ 60 ns, câbles de liaison exclus, de la sortie de la coïncidence jusqu'à l'instant où l'impulsion de haute tension atteint la valeur désirée. Une seconde modification s'est avérée nécessaire au cours des essais : le remplacement des éclateurs à boules, utilisés précédemment, par des éclateurs d'un type nouveau permettant un débit de courant plus élevé. La décharge a lieu entre deux électrodes axiales en laiton, équipées de pastilles de tungstène à leurs extrémités. L'électrode de masse est placée suivant son axe et contient une électrode de déclenchement en tungstène, dont l'extrémité de forme tronconique assure une répartition homogène de la décharge. L'isolement est fait par céramique et plexiglas. L'utilisation de tungstène a permis aux éclateurs de fonctionner de façon ininterrompue pendant toute la durée des expériences que nous avons effectuées auprès du PS, durée pendant laquelle plus de  $10^6$  photos ont été prises, et ceci



sans usure appréciable. Seul un réglage de la distance interélectrodes était nécessaire de temps à autre, ce qui pouvait s'effectuer très aisément en vissant ou dévissant l'électrode de masse par rapport au boîtier. L'ensemble était sous courant d'azote à la pression atmosphérique afin d'éliminer la formation d'oxyde très destructeur.

Enfin des réservoirs capacitifs ont été réalisés, permettant de déclencher les chambres à étincelles jusqu'à 6 fois pendant la durée du pulse de la machine, la tension ne chutant alors que d'environ 10 %.

### 3) Le dispositif de purification de gaz

#### a) Choix du gaz

Pendant toutes les expériences, les chambres ont été remplies d'hénogal. Bien que les chambres à étincelles puissent fonctionner avec tous les gaz rares, ce mélange a été choisi pour plusieurs raisons. L'argon, bien moins coûteux, permet un fonctionnement excellent des chambres lorsque l'intensité du faisceau qui les traverse n'est pas trop élevé, mais malheureusement, les essais que nous avons effectués ont montré que lorsque l'intensité atteint  $10^5$  particules par seconde, des étincelles se forment sur des trajectoires autres que celle de la particule qui a déclenché, au détriment de celle-ci. L'explication généralement admise est que la résistance de l'étincelle dans l'argon est plus faible que dans des gaz tels que l'hélium et le néon, et qu'elle ne permet donc pas la formation de plusieurs étincelles consécutives par élément. Nous avons bien constaté qu'il était possible de détecter plusieurs trajectoires dans l'argon mais à condition qu'elles correspondent à des événements simultanés. Un autre inconvénient de l'argon est de ne permettre le fonctionnement des grandes chambres à étincelles que s'il contient un peu d'alcool, lequel rend difficile la purification du gaz pour son réemploi. Non seulement

l'addition d'alcool à l'hénogal n'est pas nécessaire, mais semble nuire au bon fonctionnement des chambres.

Le néon n'a pas été retenu à cause de son prix beaucoup plus élevé que celui de l'hénogal qui est le mélange intermédiaire dans la préparation du néon, mélange à partir duquel il devient très difficile de séparer ses constituants, ce qui explique la différence de prix. L'utilisation de néon, dans notre cas, ne semblait d'ailleurs pas présenter d'avantages suffisamment importants pour justifier cette dépense. Enfin l'hélium pur a été rejeté car il ne fournit pas de rendement suffisamment bon, le nombre d'ions créés dans l'hélium, lors du passage d'une particule chargée, étant moindre que dans les gaz lourds et la probabilité de formation d'une étincelle plus faible.

#### b) Description du dispositif de purification

La pureté du gaz étant nécessaire au bon fonctionnement des chambres à étincelles, nous avons été amenés à réaliser un dispositif de régénération et de purification, pouvant fonctionner en circuit fermé avec les chambres (16). L'appareil est schématisé Fig. B 10. Il est principalement destiné à éliminer l'oxygène et l'eau ; les matières organiques peuvent aussi être absorbées ainsi que l'azote et l'hydrogène mais dans des proportions moindres. Le dispositif comprend essentiellement une pompe à circulation à fort débit et des tubes contenant les uns un déshydratant, les autres un réducteur. De plus, un réservoir régularise le débit du gaz tandis que deux vannes électromagnétiques, commandées par un manomètre différentiel à contact relié au circuit de régénération disposé avant la pompe, évitent les surpressions ou les dépressions accidentelles.

Le déshydratant est un tamis moléculaire. C'est un silicate qui, par chimiadsorption, peut piéger jusqu'à 15 % de son poids d'eau. Bien qu'on puisse le régénérer en le soumettant pendant deux heures à un courant d'air à 350°, un dispositif de chauffage avait d'ail-

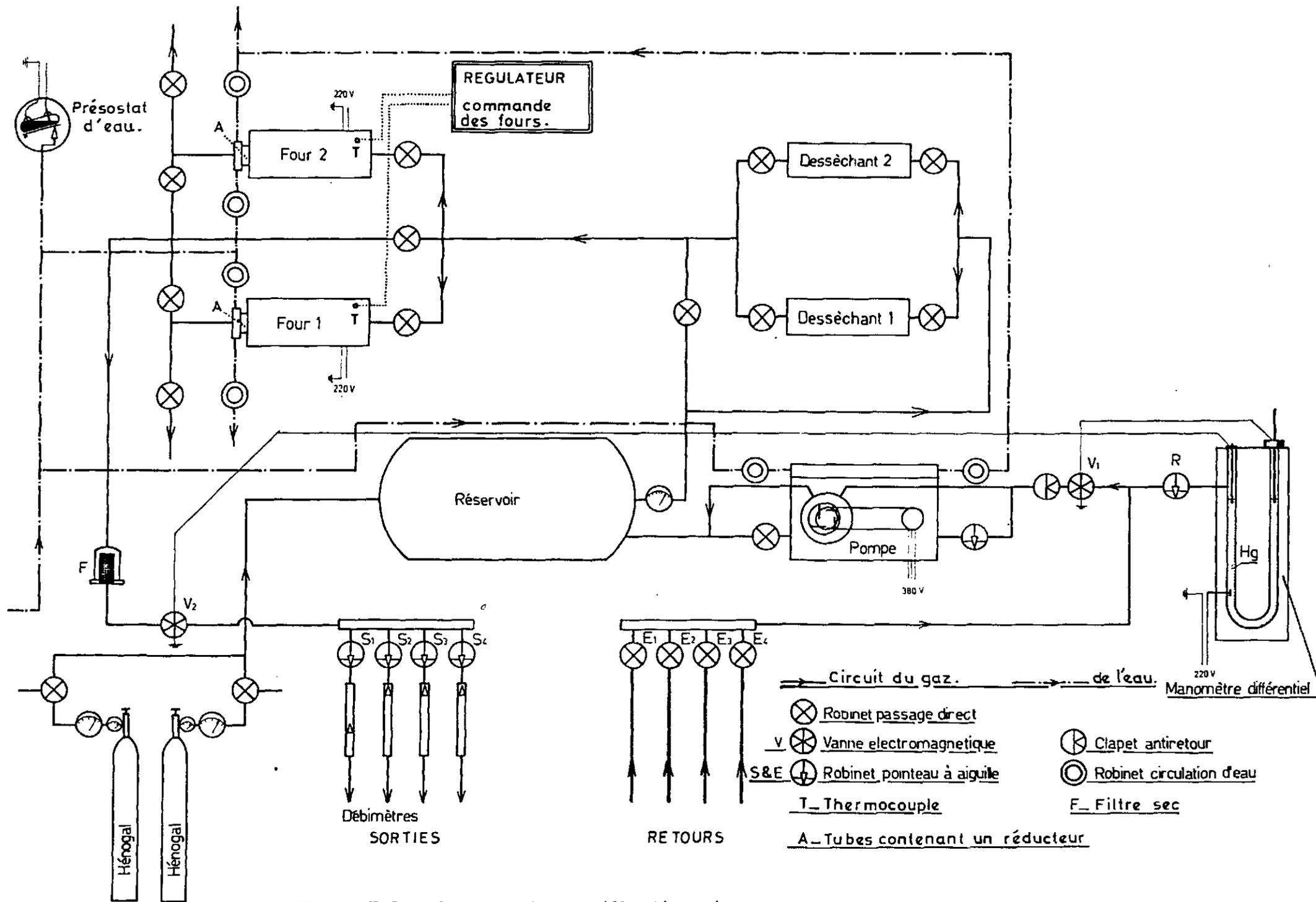


Figure B10\_ Circuit de purification de gaz \_

leurs été prévu à cet effet sur l'un des tubes de desséchant, il n'a pas été nécessaire d'effectuer cette opération, ni même de le renouveler pendant toute la durée des expériences.

Le réducteur est un alliage de titane et de zirconium, en copeaux. Le titane sert de catalyseur d'oxydation. L'alliage chauffé à 800° fixe principalement l'oxygène. Il fixe aussi l'azote à plus haute température mais des essais préalables ont montré que cette purification supplémentaire n'était pas nécessaire. Les tubes contenant le zirconium auraient d'ailleurs dû être, dans ce cas, en acier spécial, car ceux en acier ordinaire ("18/8") se percent vers 900°C par formation d'un eutectique fusible à cette température. Le zirconium présente sur le calcium l'avantage d'être très maniable et d'avoir un rendement excellent. Ce réducteur, lorsqu'il est brûlé, tombe en poudre et obstrue petit à petit le réservoir qui le contient. Il suffit de le remplacer lorsqu'on constate une diminution du débit gazeux.

Le zirconium absorbe aussi l'hydrogène. Le tamis moléculaire, lui, fixe les vapeurs organiques. C'est ainsi que nous avons pu régénérer de l'argon ou de l'HénoGal, après avoir chargé ces gaz d'alcool. Le zirconium était alors hors du circuit gazeux car il décompose ce produit.

La pompe à circulation est à palettes de graphite, sans huile. Nous avons pallié à son manque d'étanchéité en l'enfermant, avec son moteur, dans un réservoir mis en surpression par la pompe elle-même. Toute entrée d'air par la pompe a ainsi été écartée.

Les tubes de tamis et de zirconium ont été doublés afin de pouvoir renouveler les produits sans arrêter le fonctionnement du régénérateur. Cette mesure s'est avérée très efficace en ce qui concerne le zirconium dont la consommation était importante au moment du remplissage des chambres en gaz neuf ; en moyenne deux rechanges de zirconium étaient alors nécessaires (500 g).

Un circuit d'eau assure le refroidissement du gaz à la sortie des fours et empêche l'échauffement de la pompe et de son moteur. Un filtre arrête la poudre d'oxyde de zirconium qui peut être entraîné par le gaz ; il n'a jamais été nécessaire de remplacer ce filtre.

Pendant toute l'expérience, le gaz a été purifié par le régénérateur avec un débit de 20 à 30 litres/minute. Le même dispositif servait à l'ensemble des chambres. Un distributeur a été prévu à cet effet, les débits pour les petites et la grande chambres étant très différents. La régularité du débit dans les chambres classiques était assurée par l'intermédiaire de deux réservoirs, à l'entrée et à la sortie, dont les pressions étaient contrôlées par des manomètres différentiels à contact, du même type que ceux utilisés pour la chambre à électrodes transparentes ; le gaz passait ensuite à travers des barboteurs à huile permettant le contrôle du débit gazeux.

#### 4) Les Compteurs Cerenkov

Deux types de compteurs Cerenkov à seuil ont été utilisés - les compteurs  $\bar{C}_A$ ,  $C_B$  et  $\bar{C}_C$ , disposés sur le faisceau, dans lesquels la lumière produite par effet Cerenkov lors du passage d'une particule de vitesse suffisante, est dirigée vers un photomultiplicateur par l'intermédiaire de plusieurs miroirs, - le compteur  $\bar{C}_D$  dans lequel la lumière est diffusée par la paroi du compteur et recueillie par un ensemble de photomultiplicateurs. Je décrirai successivement ces deux types d'appareils, en indiquant leurs caractéristiques essentielles.

##### a) Les compteurs sur le faisceau

Les fig. B 11 a et b schématisent ces compteurs qui diffèrent par leurs dimensions et par leur gaz, mais non par leur principe de fonctionnement. La lumière, produite au sein du gaz comprimé contenu dans le compteur, est guidée et réfléchiée par des miroirs

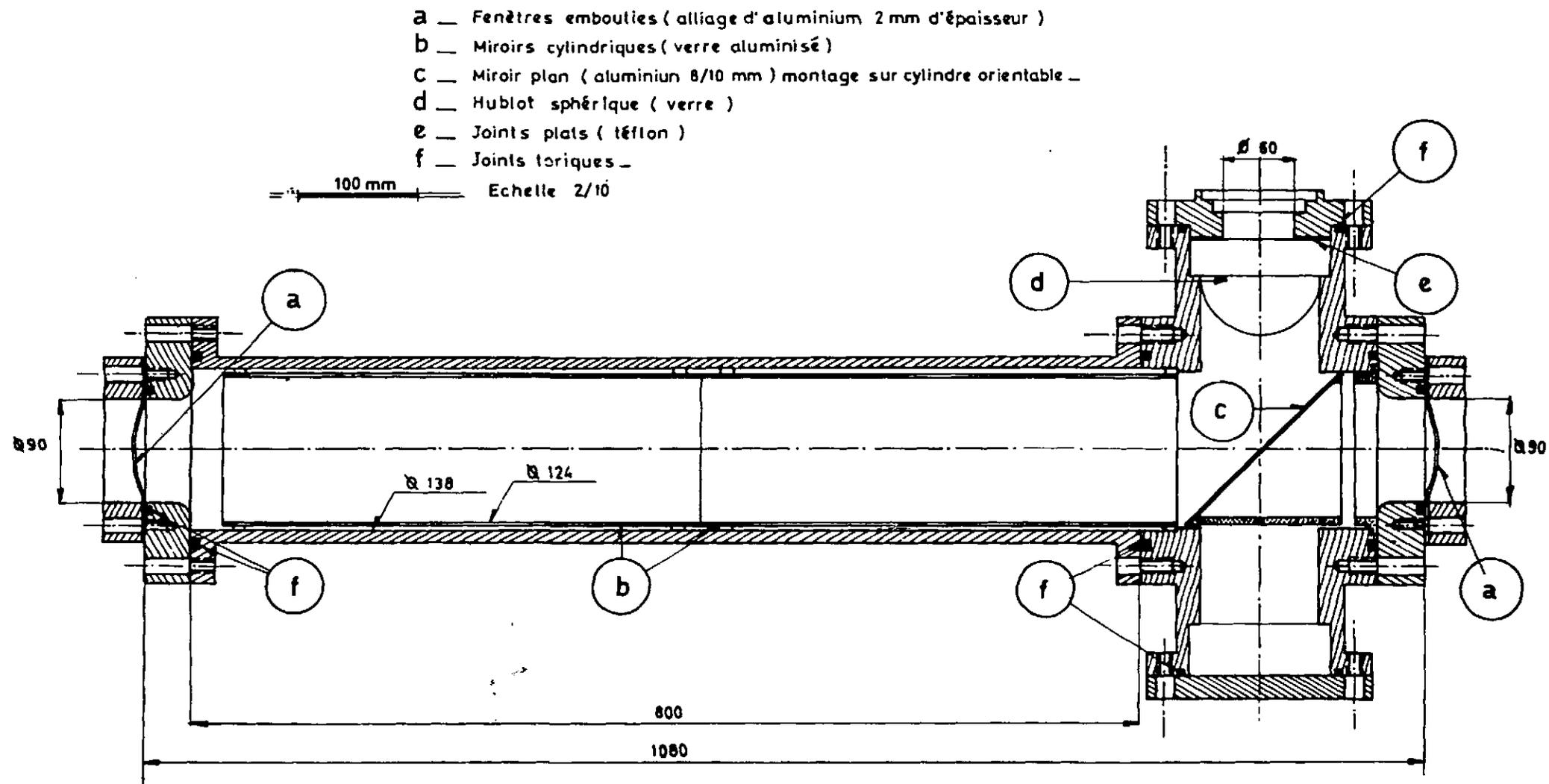


Figure 11a — Compteurs Čerenkov du faisceau

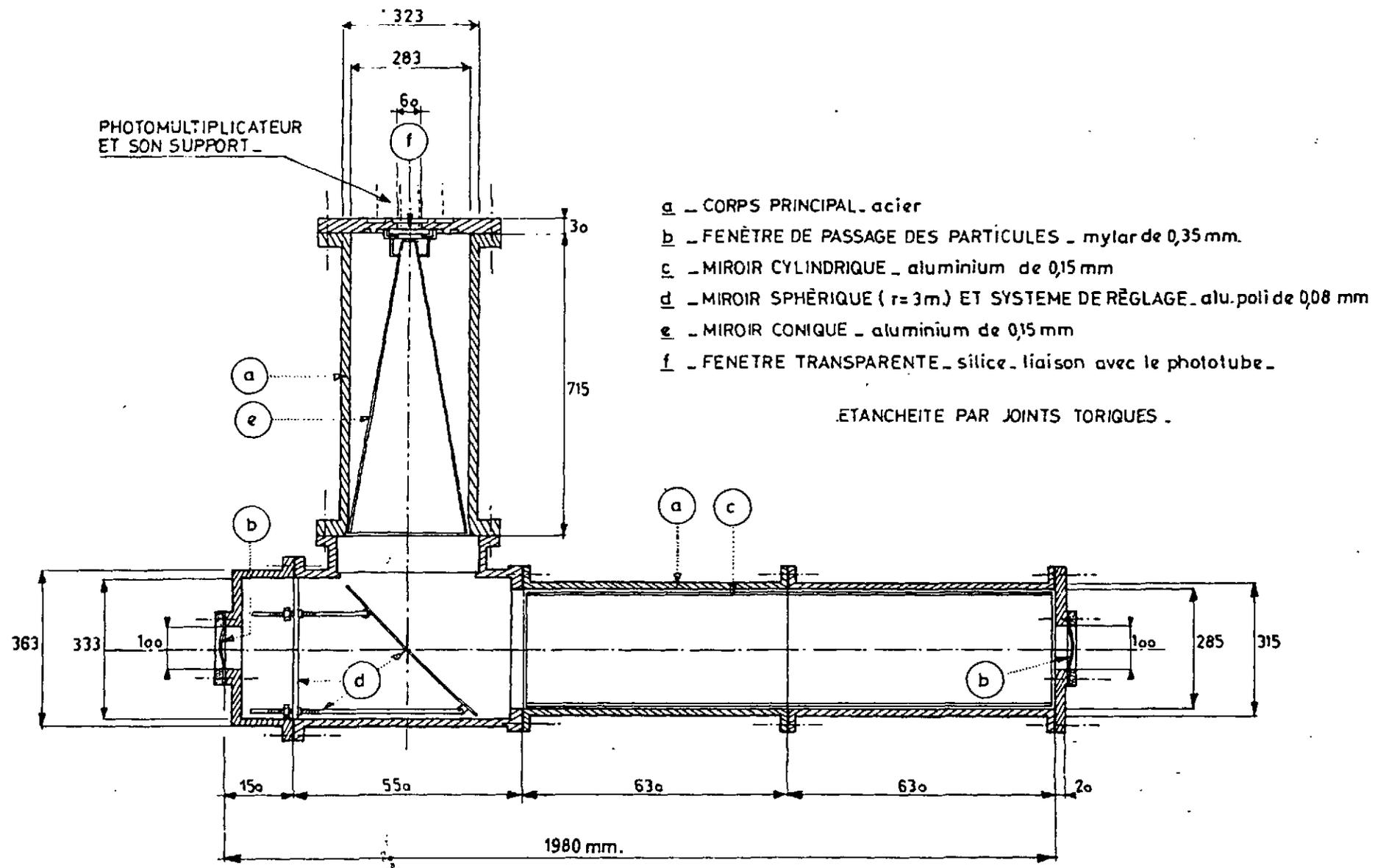


Figure 11b - Compteur Čerenkov du faisceau

cylindriques, puis sphérique et conique ou une lentille. Elle passe à travers une fenêtre de plexiglas ou de silice fondue transparente aux ultra-violets, pour tomber finalement sur un photomultiplicateur.

Les compteurs  $\overline{C}_A$  et  $\overline{C}_C$ , destinés à détecter les  $\pi$ , les  $\mu$  et les électrons, ont été remplis de propane à une pression supérieure au seuil de détection des  $\pi$ , soit 3 bars .

Le compteur  $C_B$  destiné à détecter les K a été rempli d'éthylène à une pression supérieure au seuil de détection des K, soit 17 bars . Ces gaz ont été choisis pour leur indice élevé afin d'introduire le minimum de matière dans le faisceau. L'épaisseur des calottes terminales a pu ainsi être amenée à 2 mm pour le compteur  $C_B$ . Les deux autres compteurs ont été fermés par des feuilles de mylar de 35/100 de mm.

Les longueurs des compteurs ont été choisies pour que leurs efficacités soient voisines de 100 %. Les résultats obtenus avec ces compteurs sont donnés au chapitre C.

#### b) Le compteur diffusant (17)

Le rôle de ce compteur, dans cette expérience, était de diminuer le taux de faux déclenchements produits par des événements inélastiques, avec production de pions vers l'avant, ou par les produits de désintégration du K. Ce rôle était moins important que dans les expériences de diffusion sur le côté, pour lesquelles ce compteur était précisément destiné ; dans ces expériences, il devait en effet éliminer les déclenchements très nombreux dûs aux diffusions vers l'avant.

Ce compteur est représenté Fig. B12. Sa surface de détection est d'environ 1 m<sup>2</sup>. Le fait que l'angle d'incidence des particules à discriminer soit très variable et l'intensité du flux de ces particules relativement faible, a conduit à écarter l'utilisation d'une optique focalisante et à collecter la lumière en peignant les parois avec une peinture composée de 45 % de magnésie et 55 % de résine acrylique,

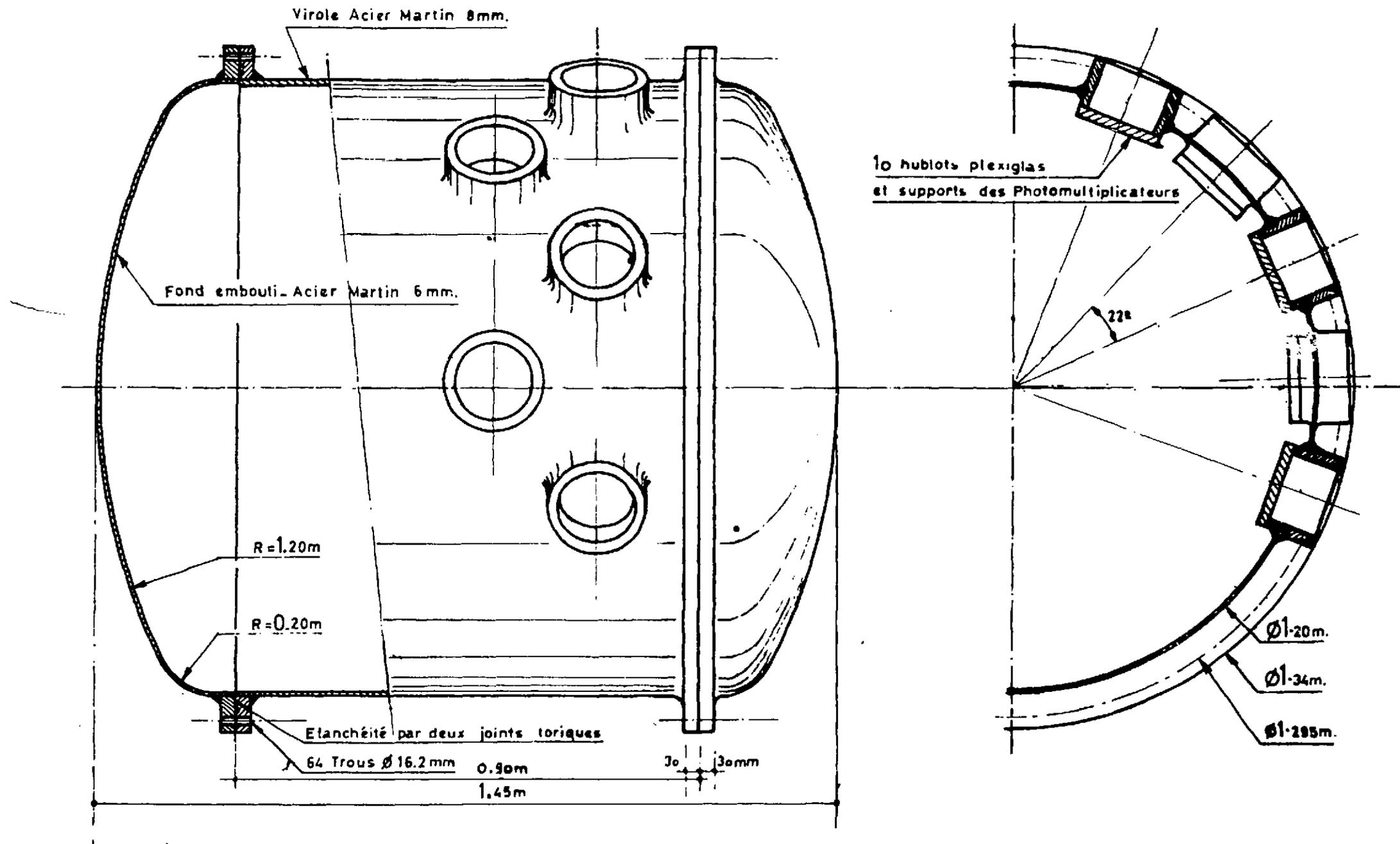


Fig. B12 Compteur Čerenkov à grande surface de détection

puis en les frottant avec de la magnésie pure. Le pouvoir diffusant ainsi atteint est de 94 %.

Le compteur a été rempli de propane. Le choix de ce gaz a été dicté comme pour les autres compteurs, par le souci d'avoir un indice suffisamment élevé de façon à limiter l'épaisseur des parois traversées par les particules. Les parois terminales et les hublots ont été calculés pour une pression de 8 bars, limite d'utilisation à la température ordinaire (sous cette pression, le propane se liquéfie dès 15°C); la pression d'utilisation était de 7,4 bars et le gaz était maintenu à 25°C par un cordon chauffant enroulé autour du compteur. Le compteur comportait 10 photomultiplicateurs 58AVP ou XP1040, dont les impulsions étaient envoyées sur un discriminateur à très faible seuil, permettant de détecter un électron produit par l'un des photomultiplicateurs. Les 10 photomultiplicateurs étaient divisés en deux groupes de 5; les deux groupes en addition donnaient pour des  $\pi$  de 3,5 GeV/c, une efficacité de 98,2 % mais avec un bruit de fond de 5,8 %; les deux groupes fonctionnant en coïncidence donnaient une efficacité de 88,4 %, mais avec un bruit de fond de 0,6 %. C'est cette dernière technique qui a été utilisée pendant l'expérience pour éviter de perdre des événements élastiques.

Par suite des interactions dans les parois et dans le gaz, le compteur a, pour des protons de 3,5 GeV/c, dont le  $\beta$  est inférieur à son seuil, une efficacité que nous avons mesurée de 8,6 %. Il a été tenu compte de cette correction dans l'évaluation des sections efficaces. Le taux de déclenchement parasites éliminés par ce compteur, dans cette expérience, était environ de 30 %.

#### 5) La cible à hydrogène

Cet appareil est représenté en coupe sur la Fig. B13. L'hydrogène liquide contenu dans un récipient de mylar de 0,2 mm d'épaisseur, de 8 cm de diamètre et de 57 cm de long. Cette enceinte est

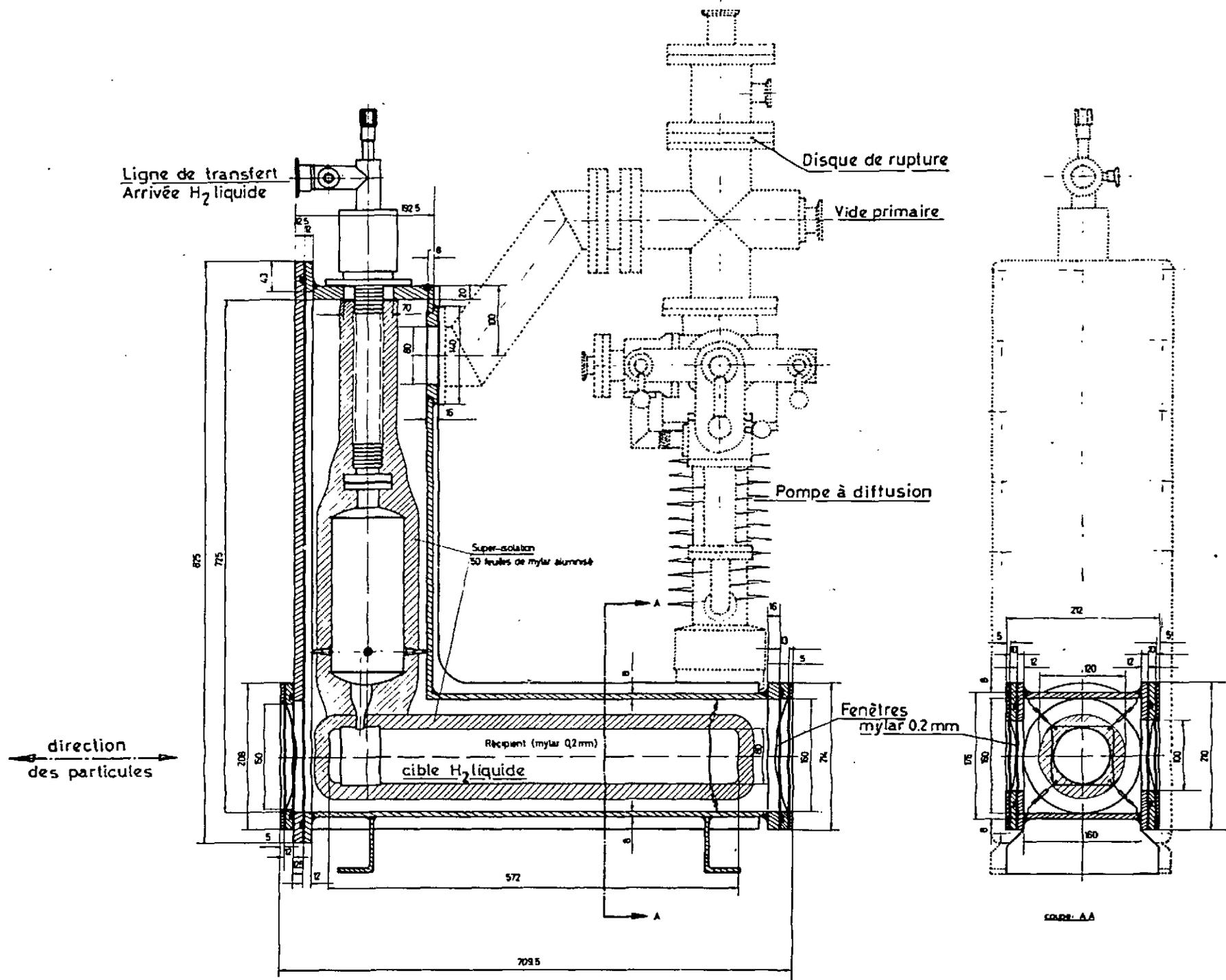


Figure B13 \_ La cible d'hydrogène liquide \_

isolée thermiquement de l'extérieur par une autre enceinte maintenue sous vide poussé et par 50 feuilles de mylar aluminisé. L'enceinte extérieure présente des fenêtres de mylar aux extrémités et sur les côtés. Une réserve d'hydrogène permet de conserver la cible pleine environ 10 heures. La quantité de matière ainsi introduite dans le faisceau est environ  $4 \text{ g/cm}^2$  dont  $0,2 \text{ g/cm}^2$  de mylar.

#### 6) Les compteurs à scintillations

Les compteurs à scintillations ont tous été équipés de plaques rectangulaires de plastique scintillant, chaque plaque étant reliée à un photomultiplicateur Philips 56 AVP par un guide de lumière en plexiglas, la plaque scintillante et le guide étant enrobés de feuilles d'aluminium. Les dimensions des scintillateurs variaient suivant leur emplacement et leur rôle dans le dispositif expérimental. Les photomultiplicateurs ont été équipés de deux chaînes d'amplification différentes suivant la position du compteur : classique en dehors du faisceau, mais avec stabilisation des tensions sur les dernières dynodes pour les compteurs soumis aux fortes intensités du faisceau, qui atteignaient  $10^6$  particules par seconde dans cette expérience.

Le faisceau incident était défini par le télescope  $S_1 S_2 S_3$ , les scintillateurs  $S_1$  et  $S_2$  ayant pour dimensions  $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}$ , et  $S_3$ ,  $5 \times 7 \times 0,5 \text{ cm}$  ; ce dernier a été choisi plus mince afin de réduire le nombre d'interactions entre le dernier compteur Cerenkov et la cible.

Le compteur  $\bar{S}_6$  était destiné à éliminer les déclenchements parasites provoqués par les particules du faisceau incident n'ayant pas subi d'interaction. Certains protons de recul produits dans des événements élastiques avaient une quantité de mouvement telle qu'ils déclenchaient le compteur en anti-coïncidence, éliminant du même coup de bons événements. Nous avons tenu compte de cette perte dans l'évaluation des sections efficaces.

Les compteurs  $S_5$ , grâce à leurs dimensions,  $45 \times 20 \times 1 \text{ cm}$ , étaient traversés par tous les protons de recul créés dans les diffusions élastiques détectés par les autres compteurs du dispositif.

Les compteurs  $S_4$ , disposés de part et d'autre du compteur  $S_3$ , entre la chambre  $E_0$  et les chambres  $E_1$  et  $E_2$ , couvraient totalement le domaine angulaire limité par ces dernières chambres (4 compteurs de  $80 \times 20 \times 1 \text{ cm}$ ).

Enfin, les compteurs  $\bar{S}_7$ , destinés à diminuer, comme le compteur  $\bar{C}_D$ , le taux de déclenchement par les événements inélastiques, étaient disposés autour de la cible de façon à ne pas intercepter de K diffusés élastiquement vers les compteurs  $S_4$ . Huit compteurs ont ainsi été utilisés (6 compteurs de  $45 \times 20 \times 1 \text{ cm}$ , et 2 compteurs de  $80 \times 20 \times 1 \text{ cm}$ ) ne contrôlant, malheureusement, que 40 % de l'angle solide autour de la cible car son encombrement ne permettait pas de disposer davantage de compteurs à scintillations. Le taux d'élimination de faux déclenchements était d'environ 30 %.

L'efficacité des compteurs à scintillation utilisés est pratiquement de 100 %.

#### 7) L'aimant

Le rôle de l'aimant est d'améliorer la discrimination des événements élastiques. Des expériences effectuées précédemment et décrites au Chapitre D, ont en effet montré l'utilité de cet instrument.

Celui que nous avons utilisé provenait d'une ancienne chambre à bulles de 30 cm. C'est un aimant avec un intervalle entre les bobines de 35 cm, dont le champ dans la partie traversée par les protons, était pratiquement constant, environ 16 Telsa. Les bobines étaient alimentées par un courant de 2000 ampères, fourni par une génératrice Oerlikon. Cet aimant était axé sur le faisceau incident et distant de 1,50 m du centre de la cible ; la déviation des particules, environ  $5^\circ$  pour des particules de  $3,5 \text{ GeV}/c$ , a permis de différencier,

compte tenu de la précision fournie par les chambres à étincelles, des particules présentant une différence de quantité de mouvement d'environ 100 Mev/c (3 % de la quantité de mouvement des particules du faisceau).

#### 8) L'électronique

Sans entrer dans le détail, voici la liste du matériel employé dans l'expérience et disposé suivant le schéma logique représenté Fig. B3.

- des photomultiplicateurs, leurs hautes tensions d'alimentation et leurs chaînes d'amplification,
- des circuits de mise en forme,
- des boîtes de retard variable par 1/2 et 1 nanoseconde,
- des circuits d'addition logique à 5 entrées (circuit ET et OU),
- des boîtes de coïncidence à 4 entrées de coïncidence et une anti-coïncidence,
- des échelles de comptage, avec affichage sur voltmètre et enregistrement sur papier,
- un oscilloscope donnant en permanence la forme de l'impulsion fournie par le PS, et la largeur de la "porte" principale qui débloquait l'électronique pendant le pulse de la machine.

Pour éviter de déclencher les chambres à étincelles pendant l'avancement du film, l'ensemble de l'électronique était maintenu bloqué pendant 50 ms chaque fois qu'un événement était détecté. Un blocage supplémentaire intervenait toutes les 1000 vues, afin de permettre des mesures de contrôle et de changer le film toutes les 3000 vues.

## C. - R E S U L T A T S

### I. ANALYSE DES RESULTATS

#### 1) Contenu des films et causes de déclenchements

Cette expérience a fourni 106.000 clichés à analyser, une moitié en  $K^+$ , l'autre en  $K^-$ .

Lors du dépouillement de ces clichés sur table de projection, 140 candidats ont été retenus comme étant susceptibles de correspondre à des événements élastiques. Après reconstruction de ces candidats, nous avons finalement trouvé 22 diffusions élastiques de  $K^+$ , et aucune diffusion de  $K^-$ .

Pour tenter de connaître les causes d'un aussi grand nombre de déclenchements du dispositif de détection, par rapport au peu d'événements élastiques trouvés, nous avons comparé les taux de déclenchements obtenus dans cette expérience, dans l'expérience de diffusion en arrière des  $\pi$ , dans des essais effectués avec la cible vide et dans des essais effectués à diverses intensités du faisceau.

Nous avons tout d'abord constaté que, pour un même nombre de particules incidentes détectées, le taux de déclenchements dans l'expérience avec les K était 10 fois supérieur à celui obtenu avec les pions. Nous avons par contre remarqué que les taux de déclenchements étaient sensiblement les mêmes en faisceau positif et en faisceau négatif, que la cible soit vide ou pleine.

Les déclenchements ne sont donc pas essentiellement dûs à des interactions inélastiques dans la cible.

Il ne semble pas possible non plus d'attribuer l'augmentation du taux de déclenchements entre les deux expériences à un bruit de fond accompagnant le faisceau. En effet, l'intensité du faisceau était plus élevé environ d'un facteur trois dans l'expérience de diffusion des K, alors qu'avec les  $\pi$  nous avons remarqué qu'une augmentation d'un facteur 4 n'augmentait pas le taux de déclenchements de plus de 15 %.

La différence observée entre les expériences de pions et de K, en ce qui concerne le déclenchement, semble plutôt provenir du nombre important de K qui se désintègrent en traversant le dispositif expérimental. Il y a, en effet, 15 % qui disparaissent entre le début de la cible et le dernier compteur en anticoincidence  $S_6$ , pour moins de 2% de pions. Il est toutefois possible qu'une partie des déclenchements provoqués par la désintégration du K ne soient pas dûs uniquement aux produits de désintégration mais aussi à la participation du bruit de fond accompagnant le faisceau, ou aux électrons projetés par les K incidents lors de leurs traversées des compteurs du faisceau.

Nous avons tenté de préciser les causes de déclenchements en analysant 4000 clichés pris au cours des expériences de  $\pi$  ou de K, avec ou sans hydrogène dans la cible. Nous n'avons pas observé de différences fondamentales dans les clichés provenant d'origines différentes.

15 à 20 % de ces clichés semblent devoir être attribués à des interactions de mésons incidents avant la cible, lors de la traversée des compteurs du faisceau.

Environ 10 % semblent dûs à des interactions au niveau de la cible quand celle-ci est pleine, et 2 à 3 % seulement quand elle est vide (interactions produites vraisemblablement dans les parois de cette cible).

10 % des clichés présentent des traces incidentes et des traces parasites, et les autres, soit 60 à 70 %, uniquement des traces incidentes.

Cet examen donne des résultats compatibles avec ce que nous avons déduit de l'étude des taux de déclenchements, mais n'apportent malheureusement pas de précisions supplémentaires.

L'inconvénient majeur de ces nombreux clichés est d'avoir augmenté les difficultés d'analyse. Nous n'aurions toutefois pas obtenu beaucoup plus d'événements en améliorant la discrimination pendant le temps de machine dont nous disposions.

## 2) Le dépouillement des films

a) Sélection visuelle des candidats : Elle a été réalisée à l'aide d'une table de projection du CERN, qui donnait des clichés une image agrandie 15 fois. Les critères de sélection étaient les suivants :

1. - les clichés retenus à l'analyse ne devaient contenir qu'une ou deux trajectoires incidentes. Nous avons renoncé, en effet, à analyser les photos contenant plus de deux trajectoires incidentes car, d'une part la lecture en était difficile et, d'autre part, le rendement des chambres à étincelles se trouvait alors être généralement insuffisant pour permettre l'observation des trajectoires complètes. C'est ainsi que nous avons dû rejeter 17 % des clichés de  $K^+$ , et 30 % des clichés de  $K^-$ , le faisceau étant plus intense dans cette partie de l'expérience.
2. - les angles formés par les trajectoires devaient être compris à l'intérieur des limites, prises très largement, que permettaient le dispositif expérimental et la cinématique. Un grand nombre de clichés ont ainsi été éliminés sans nécessiter des mesures précises (par exemple l'angle du proton ne pouvait dépasser  $5^\circ$ , et en première analyse on admettait  $10^\circ$ ).

3. - les directions des trajectoires de la particule diffusée et de la particule projetée vers l'avant devaient se situer de part et d'autre de la trajectoire de la particule incidente.

4. - la direction de la particule après l'aimant (visible dans les chambres  $E_5$  et  $E_6$ ) permettait de contrôler que la charge de la particule en avant était bien positive.

Les clichés ont, pour la plupart, été triés par deux et quelques fois trois physiciens, l'examen des clichés s'avérant souvent difficile lorsque plus d'une trajectoire incidente étaient enregistrées. La comparaison des candidats sélectionnés par chaque examinateur a permis de conclure qu'aucun événement élastique n'a été oublié.

b) Photographies des candidats : Tous les événements retenus ont été tirés sur papier au format de la table de projection.

c) Mesures : Les candidats retenus après ces divers examens visuels ont été mesurés à l'aide d'une table codée. Une première série de mesures a consisté à repérer, en plus des marques fiduciaires, les positions des deux étincelles les plus éloignées dans chaque chambre à étincelles. Pour tenter d'améliorer la sélection entre les K élastiques et les événements à cinématique voisine, une seconde série de mesures a été effectuée en doublant le nombre de repérages des étincelles dans chaque chambre. Une amélioration sensible de la sélection a été ainsi obtenue (voir les histogrammes correspondants, Fig. C1).

Remarques : 1- lorsque le nombre d'étincelles était insuffisant pour faire une seule mesure par étincelle, plusieurs repérages étaient faits sur la même,

2- dans les cas douteux où plusieurs trajectoires étaient possibles, les mesures étaient répétées pour chaque trajectoire.

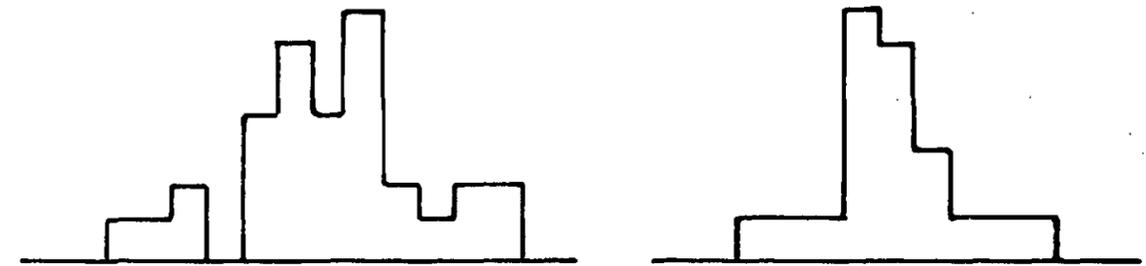
d) Corrections des bandes codées

Les bandes codées, obtenues lors des mesures sur table ont ensuite été relues à l'aide d'un "téléprinter" qui repère les erreurs

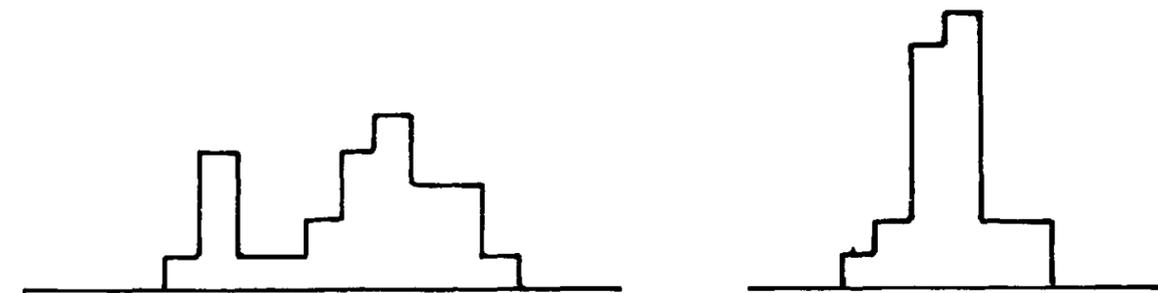
Histogrammes avec 2 et 4 mesures par chambre à étincelles

Histogrammes avec 2 mesures

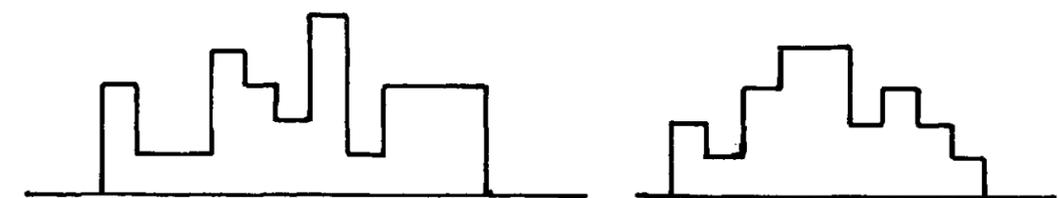
Histogrammes avec 4 mesures



Coplanéarité (coupure à  $\pm 3/100$  rad)



Ecart entre l'impulsion mesurée du proton et l'impulsion calculée  $\Delta p$  (coupure à - 0,3 et + 0,6 GeV/c)



Ecart entre l'angle mesuré du proton et l'angle calculé  $\Delta \theta_p$  (coupure à  $\pm 0,6$  degré)

Figure C.1

de perforations qui ont pu se produire. Ces bandes de papier sont alors traduites en bandes magnétiques par une calculatrice IBM 1401, pour pouvoir être soumises aux programmes de reconstruction. Les erreurs de caractères qui ont pu échapper au premier contrôle sont en même temps détectées et la bande de papier est, si nécessaire, à nouveau corrigée afin d'obtenir une version correcte sur bande magnétique.

3) La reconstruction et la sélection des bons événements.

Ce travail a été effectué à l'aide de programmes adaptés ou spécialement écrits par des physiciens de notre groupe ou du CERN (19), pour nos expériences de diffusions élastiques ( $\pi$ , K et  $\bar{p}$ ). Un premier programme (DEDAL) est destiné à traduire les données brutes sous forme codifiée standard, nécessaire aux calculatrices. Le second (PEST) est le programme de reconstruction proprement dit ; il effectue les opérations suivantes :

- décodage de la boîte de données,
- transformation des coordonnées mesurées en coordonnées propres à chaque chambre,
- changements de ces systèmes de coordonnées en un système commun (système du laboratoire, appelé système PEST),
- recherches des traces alignées dans un même ensemble de chambres formant télescope,
- recherche du vertex dans la cible,
- évaluation de la coplanéarité des traces,
- calcul des angles de diffusion et de recul,
- calcul de l'angle de recul du proton et de l'impulsion, à partir de la donnée de l'angle de diffusion vers l'arrière,
- analyse magnétique de l'impulsion du proton (20).

A certaines étapes, ce programme peut arrêter son travail

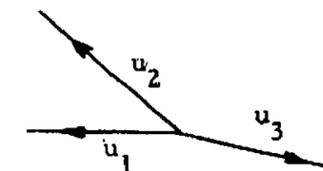
de reconstruction ; c'est le cas s'il ne trouve pas de vertex, par exemple, ou s'il manque une information. Les résultats sont transcrits sur papier et on contrôle les causes d'arrêt du programme afin d'éliminer les erreurs qui ont pu se glisser jusqu'à cette étape de l'analyse. Le programme est alors repassé autant de fois qu'il est nécessaire. A ce stade, le nombre de candidats étant petit (140), nous avons terminé les calculs sans l'aide du SUMX, programme du CERN, qui est d'habitude utilisé pour tracer les histogrammes nécessaires à la sélection définitive des événements (dans nos expériences de diffusion des  $\pi$  par exemple (2 et 4)). Nous avons aussi procédé d'une façon différente en adaptant une technique utilisée pour les chambres à bulles (21) ; cette méthode sera décrite ultérieurement (programme FIEL) (19).

Le programme PEST fournit les résultats suivants :

- 1) le numéro du film, en système octal (comme sur la boîte des données photographiée sur chaque cliché), et également en système décimal,
- 2) le numéro de la photo (dans les deux systèmes) ;
- 3) l'angle de coplanéarité, défini de la façon suivante (Fig. ci-contre) :

$$\alpha = (u_1 u_2 u_3) / |u_1 \wedge u_3|$$

C'est le produit mixte des trois vecteurs unitaires portés par les trajectoires du K incident, du K diffusé et du proton de recul, et divisé par le produit vectoriel des vecteurs portés par les trajectoires du K. C'est approximativement l'angle entre la trajectoire du proton et le plan défini par les trajectoires du K.



- 4) l'angle  $\Theta_p$  formé par les trajectoires du proton et de la particule incidente, et l'angle  $\Theta_K$  formé par les trajectoires de la particule diffusée et de la particule incidente.
- 5) la quantité de mouvement du proton  $p_{pr}$
- 6) les valeurs (obtenues par la cinématique) de l'angle de recul du proton et de sa quantité de mouvement à partir de l'impulsion incidente et

de l'angle de la particule diffusée, dans le cas où celle-ci est considérée comme un K, et dans le cas où elle est considérée comme un  $\pi$ .

Les histogrammes représentés (Fig. C2) ont été obtenus avec ces résultats, pour deux et pour quatre pointés par chambre à étincelles ; l'amélioration entre les deux séries de mesures est très sensible. Ces histogrammes ont permis de définir des valeurs moyennes et des dispersions pour l'angle  $\alpha$  (coplanéarité), pour  $\Delta \Theta_{pr}$  (différence entre la valeur calculée et la valeur mesurée de l'angle du proton, dans l'hypothèse où la particule incidente est un K et dans celle où elle est un  $\pi$ ) et enfin pour  $\Delta p_{pr}$  (différence entre la valeur calculée et la valeur mesurée de la quantité de mouvement du proton). Ces valeurs ont été obtenues en effectuant des coupures sur chaque histogramme, afin d'éliminer les candidats incompatibles avec la cinématique d'un événement élastique. Les moyennes cherchées devant être nulles, ces histogrammes ont permis de relever des erreurs systématiques, ce dont nous reparlerons à la fin de ce chapitre.

Les dispersions sur ces valeurs sont les suivantes :

$$\sigma_{\alpha} = 6 \text{ mr}$$

$$\sigma_{\Delta \Theta_{pr}} = 4 \text{ mr}$$

$$\sigma_{\Delta p_{pr}} = 100 \text{ Mev/c}$$

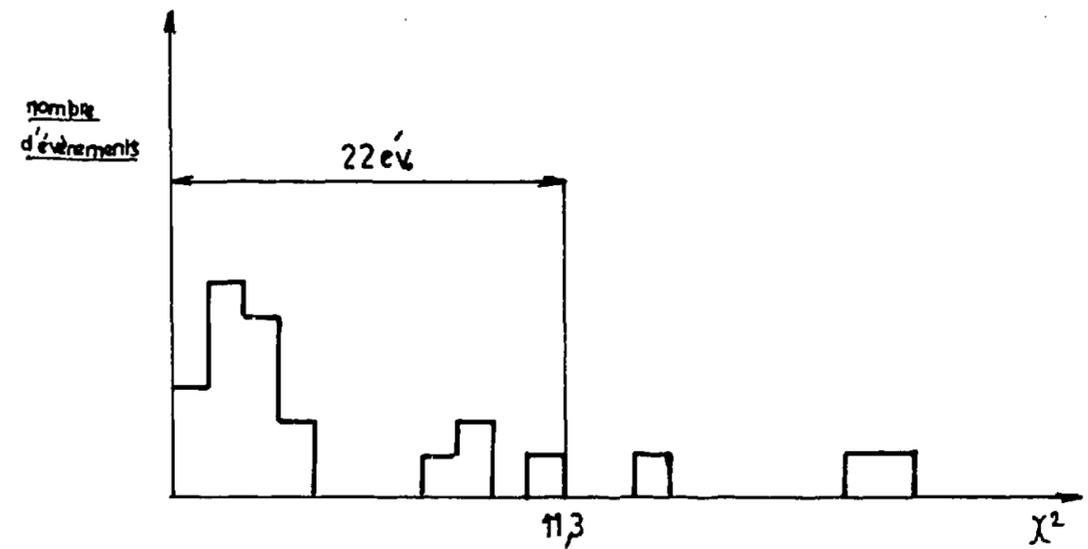
La connaissance de ces chiffres nous a permis de calculer un  $\chi^2$  à trois degrés de liberté, pour chaque événement :

$$\chi^2 = \frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{\sigma_{\alpha}^2} + \frac{(\Delta p_{pr} - \bar{\Delta p}_{pr})^2}{\sigma_{\Delta p_{pr}}^2} + \frac{(\Delta \Theta_{pr} - \bar{\Delta \Theta}_{pr})^2}{\sigma_{\Delta \Theta_{pr}}^2}$$

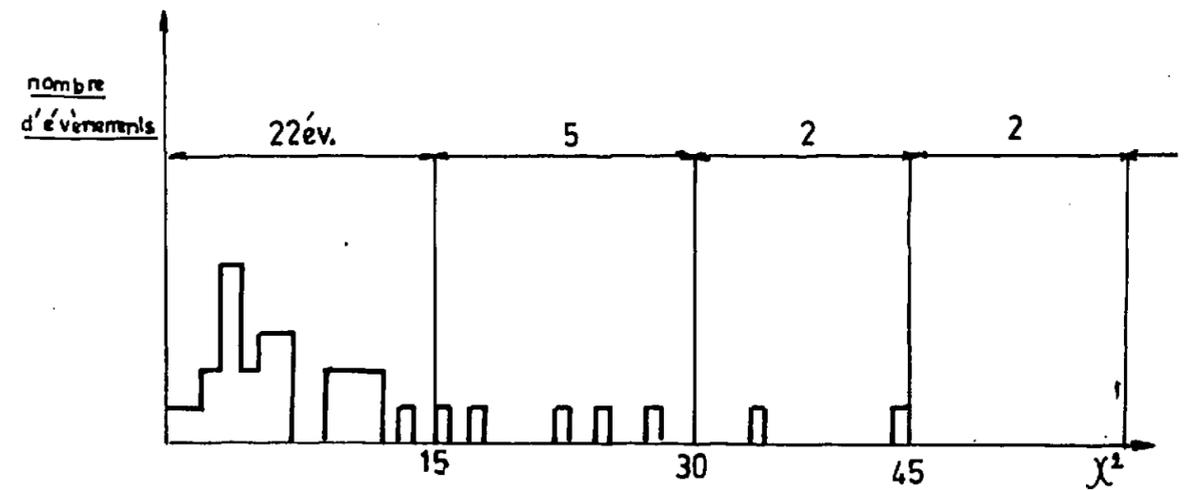
Nous avons ainsi rejeté les événements dont le seuil de probabilité était inférieur à 1 % ( $\chi^2 \geq 11,3$ ).

La sélection des événements par le programme FIEL se fait en deux étapes. La première partie du programme contrôle que

Histogrammes des  $\chi^2$  suivant les deux techniques mises en oeuvre



$\chi^2$  à 3° de liberté - Programme PEST  
Figure C.2 a



$\chi^2$  à 5° de liberté - Programme FIEL  
Figure C.2 b

les trajectoires issues du Vertex sont bien des droites par la mesure d'un  $\chi^2$  pour chaque trajectoire. Elle permet d'évaluer les dispersions des coordonnées des étincelles que déterminent les directions des traces des particules.

Les valeurs choisies pour le K incident et le proton de recul sont :  $\sigma_x = \sigma_y = 0,5 \text{ mm}$  ;  $\sigma_z = 1 \text{ mm}$ .

Ces valeurs sont trois fois plus grandes pour le K diffusé dont l'impulsion est au moins dix fois plus petite.

La seconde partie du programme contrôle l'élasticité des événements et comme il fait intervenir la dispersion sur toutes les directions, on aboutit à un  $\chi^2$  à 5° de liberté. Notons, en effet, que dans la reconstruction des événements par le programme PEST, la direction de la particule diffusée était prise comme base de calcul sans faire intervenir la dispersion sur cette trajectoire.

La figure C2 représente la distribution des  $\chi^2$ , avec les deux procédés mis en oeuvre. Les faibles différences observées peuvent être attribuées au fait que les mesures effectuées à l'aide de "PEST", utilisaient 4 pointés par chambre, alors que le programme "FIEL" n'en utilisait que deux.

Les dispersions observées sont tout à fait compatibles avec la diffusion multiple subie par les particules en interaction. Comme nous le verrons, les histogrammes des  $\chi^2$  nous ont permis d'évaluer l'importance des contaminations inélastiques.

Nous avons obtenu 22 événements répondant aux critères de diffusion élastique  $K^+p$ , un événement susceptible d'être une diffusion élastique  $\pi^+p$ , et aucun événement élastique  $K^-p$ , ni de contamination  $\pi^-p$ . Nous allons maintenant évaluer les sections efficaces correspondantes, en tenant compte des corrections que nous avons dû introduire et en indiquant les erreurs statistiques et systématiques qui accompagnent cette évaluation.

## II. MESURES DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Les valeurs des sections efficaces différentielles de diffusion des K vers l'arrière ont été calculées en affectant à chaque événement un "poids"  $p_i$  pour tenir compte de la longueur de cible, de l'efficacité de détection du dispositif expérimental et de l'efficacité du dépouillement et de l'analyse.

La section efficace différentielle, pour l'intervalle  $d\Omega$  d'angle solide du dispositif expérimental s'exprimera donc pour la relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} p_i}{\Delta\Omega \cdot N_K \cdot \eta \rho / A}$$

dans laquelle  $\eta = 6,06 \cdot 10^{23}$  est le nombre d'Avogadro

$\rho = 0,07$  est la densité de l'hydrogène liquide et A sa masse atomique ;  $N_K$  est le nombre de K incidents et n le nombre d'événements retenus à l'analyse.

Les valeurs obtenues sont corrigées pour tenir compte des événements susceptibles d'avoir été perdus au cours de l'expérience, ou pendant l'analyse. Ces valeurs sont affectées aussi d'une erreur aléatoire qui est fonction de la précision des mesures et de la précision des corrections ; nous verrons que cette "erreur aléatoire" est faible comparée à l'erreur statistique, étant donné le petit nombre d'événements détectés.

### 1) Evaluation du nombre de K incidents

C'est le produit

$$N_K = N_{123} t_K$$

dans lequel  $N_{123}$  est le nombre de particules du faisceau, déterminé par le télescope formé par les compteurs  $S_1, S_2, S_3$  et  $t_K$  le taux de K du faisceau obtenu à l'aide des compteurs Cerenkov  $\bar{C}_A \bar{C}_B \bar{C}_C \cdot t_K$  a été obtenu à l'aide des courbes de comptage effectués avant chaque ex-

périence, en fonction de la pression du gaz contenu dans le compteur  $C_B$ , la pression dans les compteurs  $\bar{C}_A$  et  $\bar{C}_C$  leur permettant de détecter les  $\pi$  avec un rendement voisin de 100 % sans compter les K. On a évalué  $t_K$  en prenant la différence entre le taux de comptage  $C_B(\bar{C}_A + \bar{C}_C)$  et le taux de bruit de fond, extrapolé à la pression d'utilisation (voir les Fig. C3 et C4) ; les valeurs ainsi obtenues sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{en } K^+ & , \quad t_K^+ = 2,69 \pm 0,03 \% \\ \text{en } K^- & , \quad t_K^- = 1,74 \pm 0,05 \% \end{aligned}$$

Les raisons qui nous amènent à évaluer ces taux de cette façon s'appuient sur plusieurs considérations expérimentales :

- nous avons tout d'abord constaté que le comportement des courbes de comptage des Cerenkov est différent suivant que le faisceau est positif ou négatif. Dans le premier cas, on n'observe pas de paliers comme on s'y attendait, mais deux courbes légèrement ascendantes à des niveaux différents suivant que la pression dans le compteur permettait de compter les K ou non. Par contre, le faisceau négatif donne bien deux paliers. Nous avons pensé que cette différence de comportement était due à des électrons projetés par les protons qui constituent une partie importante du faisceau positif (30 %). Le calcul du taux de comptage dû à ces électrons ayant donné des résultats tout à fait compatibles avec cette hypothèse (22), il nous restait alors à expliquer la partie du bruit de fond commune aux deux faisceaux positif et négatif. Nous avons ensuite remarqué que les courbes de comptage effectuées avec des Cerenkov  $\bar{C}_A$  et  $\bar{C}_C$  fonctionnant dans des conditions différentes (changement du compteur, du gaz et de la pression d'utilisation) mais avec un même faisceau, présentaient des paliers de hauteurs différentes dont la différence reste la même à 1 % près. Nous avons alors envisagé plusieurs hypothèses :

- le bruit de fond pourrait être "électronique". En introduisant dans le signal fourni par le compteur  $C_B$  un retard de 50 ns, le taux de comptage tombe en dessous de 0,02 %. Cette hypothèse a donc

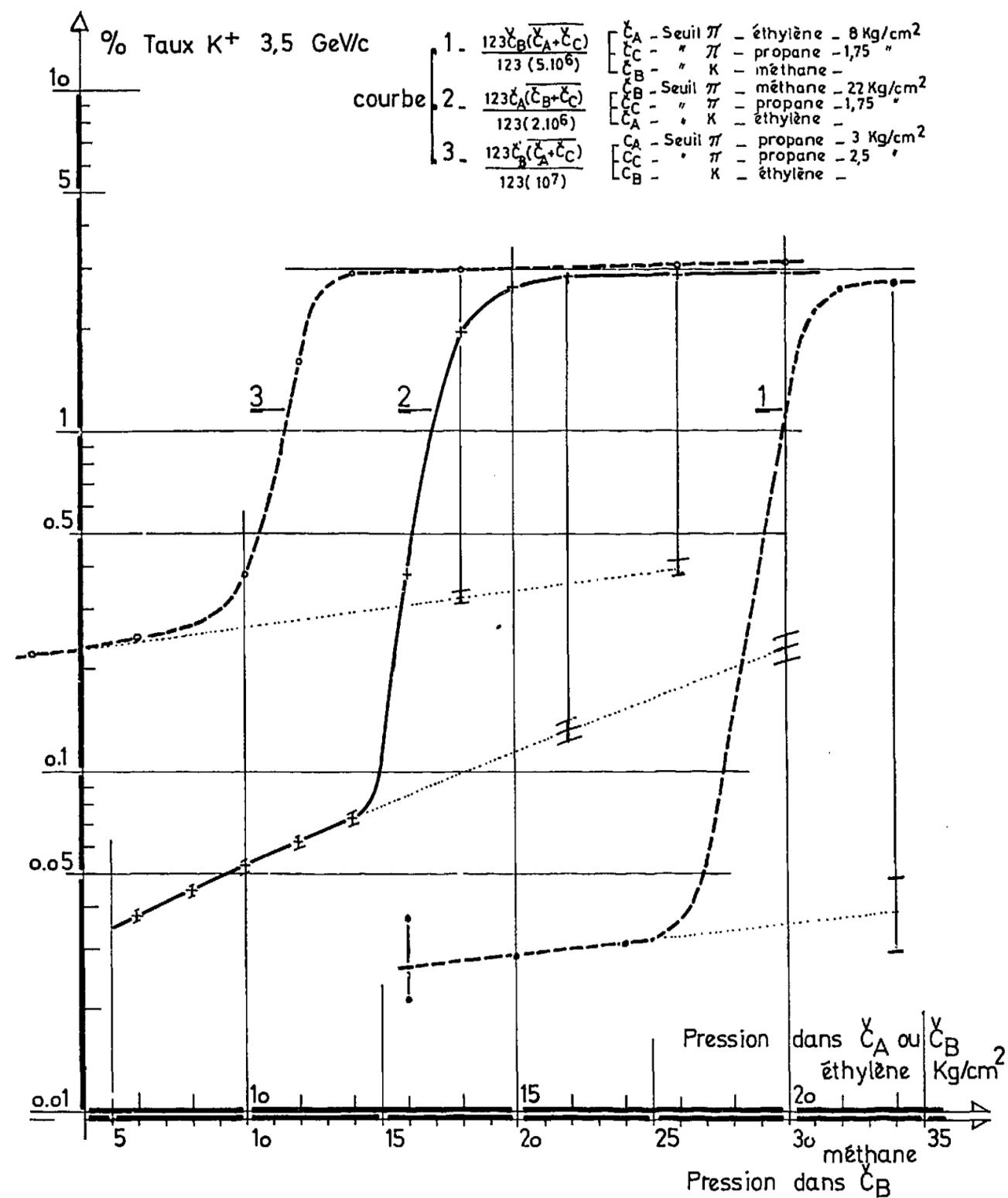


Figure C3 - Courbes de pression, détermination du seuil Cerenkov  $K^+$

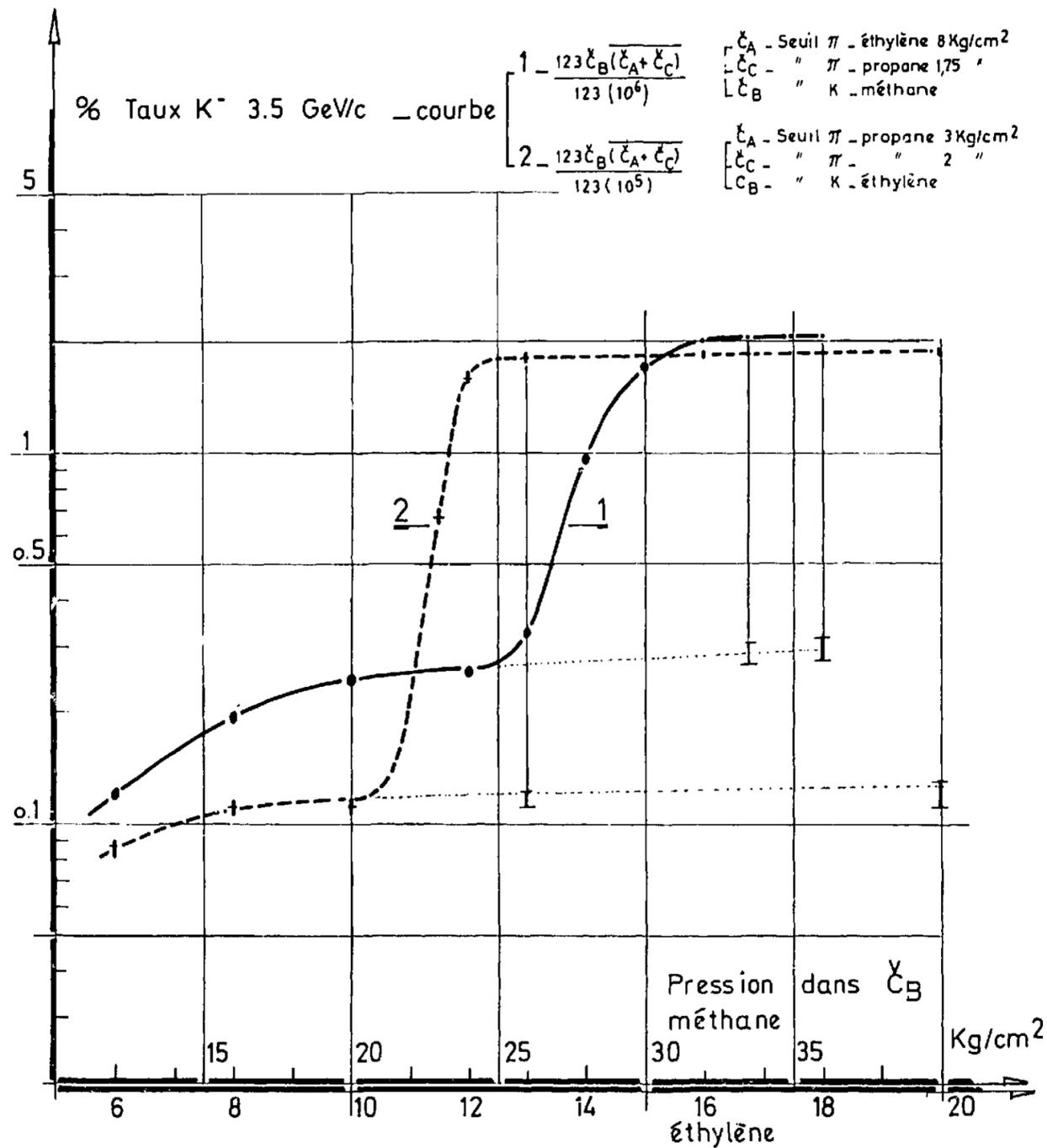


Figure C4 - Courbes de pression, détermination du seuil Cerenkov  $K^-$ .

été rejetée ;

- ce bruit de fond pourrait être dû à des  $\pi$ . Une analyse serrée des événements élastiques obtenus et des histogrammes, montre que pour 22 K diffusés élastiquement, un seul autre candidat pouvait être attribué à un  $\pi$  élastique. Sachant, d'après une expérience précédente (2), que le nombre de  $\pi^\pm$  attendus, si le bruit de fond observé est dû à des  $\pi$ , est 8, cette hypothèse doit aussi être rejetée.

Nous avons finalement trouvé que ce comptage parasite était certainement dû aux signaux fournis par des  $\mu$  d'énergie comprise entre 2 et 3,5 Gev, créés par désintégration des  $\pi$  de 3,55 Gev dans la zone expérimentale. Pour chaque pression du compteur  $C_B$ , il existe des  $\mu$  dont la vitesse est telle qu'ils ne fournissent pas de signaux dans les compteurs  $\bar{C}_A$  et  $\bar{C}_C$  (en anticoincidence) mais en fournissant dans le compteur qui compte les K. Le calcul du taux de comptage (22) dû à ces  $\mu$  confirme cette explication. Le fait que les paliers basse pression soient différents suivant le dispositif expérimental utilisé peut se justifier par la pression différente des compteurs  $\bar{C}_A$  ou  $\bar{C}_C$  qui éliminent plus ou moins les  $\mu$ . Le bruit de fond observé avec le faisceau négatif peut donc être attribué uniquement au comptage des  $\mu$  par le Cerenkov  $C_B$ . Dans le cas d'un faisceau positif, il s'explique par la superposition de l'effet dû à ces  $\mu$  et de celui des électrons. Il semble donc justifié de déduire le bruit de fond du nombre mesuré par le télescope incident, puisque ce bruit de fond ne peut être attribué à des K.

## 2) Nombre d'événements : évaluation des contaminations

Avant d'utiliser le chiffre obtenu en K (22 événements) nous avons dû évaluer les contaminations possibles (+). Ce sont les  $\pi$

(+) Ce qui n'a pas été nécessaire en  $K^-$  puisque nous n'avons aucun événement.

élastiques, ainsi que les K et  $\pi$  inélastiques dont la cinématique est très proche de celle des K élastiques.

a) Contamination par les  $\pi$  élastiques

1. - par la cinématique : Une première étape a montré que l'on pouvait distinguer les diffusions élastiques des K de celles des  $\pi$  lorsque la particule est diffusée entre 135 et 150° (dans le laboratoire), l'angle du proton de recul étant suffisamment différent dans les deux diffusions.

Ce domaine angulaire est le tiers du domaine étudié : la différence entre les angles des protons projetés par un K et par un  $\pi$  est en effet dans ce cas, supérieure à 12 mrad, et donc supérieure aussi aux écarts mesurables dans notre expérience. Tous les événements trouvés dans ce domaine ont répondu aux critères des K. Une seconde étape est venue confirmer ce résultat pour toute la région angulaire étudiée : nous avons tracé les histogrammes des  $\chi^2$  pour les K et les  $\pi$ , et nous avons trouvé un seul événement répondant aux critères de diffusion élastique  $\pi^+$  ; nous n'en avons trouvé aucun en  $\pi^-$ . La Fig. C5 montre 2 écarts standards entre les  $K^+$  et ce  $\pi^+$ .

2. - l'étude du bruit de fond observé en effectuant des courbes de comptage de K incidents à l'aide des compteurs Cerenkov a montré (Fig. C3 et C4), comme nous l'avons déjà écrit, qu'il pouvait s'expliquer par des  $\mu$  de 2 à 3,5 GeV/c provenant de la désintégration des K, et par des électrons projetés par les protons du faisceau positif. Ceci est compatible avec le résultat ci-dessus, un pion correspondant à peu près au 1/6 seulement du bruit de fond observé.

3. - nous avons enfin tenté d'observer les désintégrations des K diffusés dans la chambre à électrodes transparentes, 40 % de ces K s'étant désintégrés avant de sortir de cette chambre ; l'étude effectuée à l'aide des photos des événements retenus donne un résultat compatible avec les résultats ci-dessus,

mais la statistique des événements était insuffisante pour en déduire un résultat précis.

Nous avons conclu, en nous en tenant à l'étude cinématique, que l'hypothèse la plus probable en ce qui concerne la contamination en  $\pi$  est qu'elle est nulle, et inférieure à deux événements avec 95 % de probabilité.

b) Contamination par les inélastiques

L'étude du bruit de fond, dans notre expérience de diffusion élastique des  $\pi$  de 3,55 GeV/c (2), ayant montré que celui-ci était faible par rapport au pic élastique, le bruit de fond de  $\pi$  inélastiques peut donc être ici considéré comme inexistant.

Nous avons évalué le bruit de fond inélastique des K en traçant l'histogramme du  $\chi^2$  pour des valeurs bien supérieures à celles des événements retenus ( $\chi^2$  plus grand ou égale à 15 dans le cas de l'histogramme à 5° de liberté, Fig. C5, tracé à l'aide du programme FIEL) ; nous avons alors constaté qu'il subsistait un bruit de fond moyen même aux  $\chi^2$  élevés, qui ne pouvait être attribué qu'à un bruit de fond inélastique (la courbe de  $\chi^2$  doit en principe tendre très rapidement vers 0, si les écarts observés sont dus uniquement à la diffusion multiple). Nous avons été ainsi amené à penser que 10 % des événements retenus comme étant de bons événements sont des inélastiques, et nous en avons tenu compte dans l'évaluation des sections efficaces.

3) Pondération des événements

Pour calculer la section efficace différentielle, on a affecté à chaque événement un coefficient, ou poids, qui tient compte de l'efficacité du dispositif expérimental et d'un certain nombre de corrections dues aux désintégrations, aux interactions nucléaires et à l'analyse des clichés.

Histogrammes obtenus par le programme PEST  
calculés en admettant que la particule incidente est un  $\pi$  ou un K  
(les parties hachurées correspondent au domaine angulaire  
où le  $\pi$  et le K sont discernables par la cinématique)

a) Efficacité du dispositif expérimental

L'efficacité du dispositif dépend de la longueur "utile" de la cible, de l'efficacité géométrique du dispositif de détection, et de l'efficacité des appareils utilisés.

1.- La longueur "utile" de la cible : Pour calculer le poids de chaque événement, on a divisé la cible en volumes élémentaires  $v = 1 \times 1 \times 2,5$  cm, dont la plus grande dimension est dirigée suivant l'axe du faisceau. Chaque événement est affecté à l'un de ces volumes suivant les coordonnées de son vertex, avec un coefficient qui dépend de la longueur utile de la cible pour cet événement. Certaines parties de la cible ont en effet été supprimées pour certains angles de diffusion, parce que susceptible d'entraîner des erreurs difficiles à évaluer, par exemple, dans le cas où les particules diffusées ont trop de matière à traverser avant d'atteindre les chambres, ou encore lorsque le vertex est situé trop au bord des parois de la cible.

2.- L'efficacité géométrique du dispositif  
Elle a été calculée en tenant compte de la forme et de la position du vertex dans la cible, à l'aide d'un programme (FIKT6). Le principe du calcul repose tout d'abord sur la détermination pour chaque point de la cible de la fraction  $\Delta 2\pi$  de l'angle azimuthal détectable. A chaque diffusion correspond en effet des angles  $\Theta_K$  et  $\Theta_p$  des trajectoires du K diffusé et du proton par rapport au faisceau incident, dont on recherche l'intersection avec les diaphragmes correspondants à la cible, aux chambres à étincelles et aux compteurs. Ces diaphragmes sont associés pour chaque vertex de façon à prendre l'association la plus restrictive. Dans le cas de notre expérience, l'aimant et les compteurs à scintillations  $S_5$  ne limitaient aucun des cônes de diffusion des protons de recul, ce qui, évidemment, a beaucoup simplifié ce calcul.

3.- L'efficacité des instruments : Les nombreux essais effectués au début des expériences permettent d'estimer l'effi-

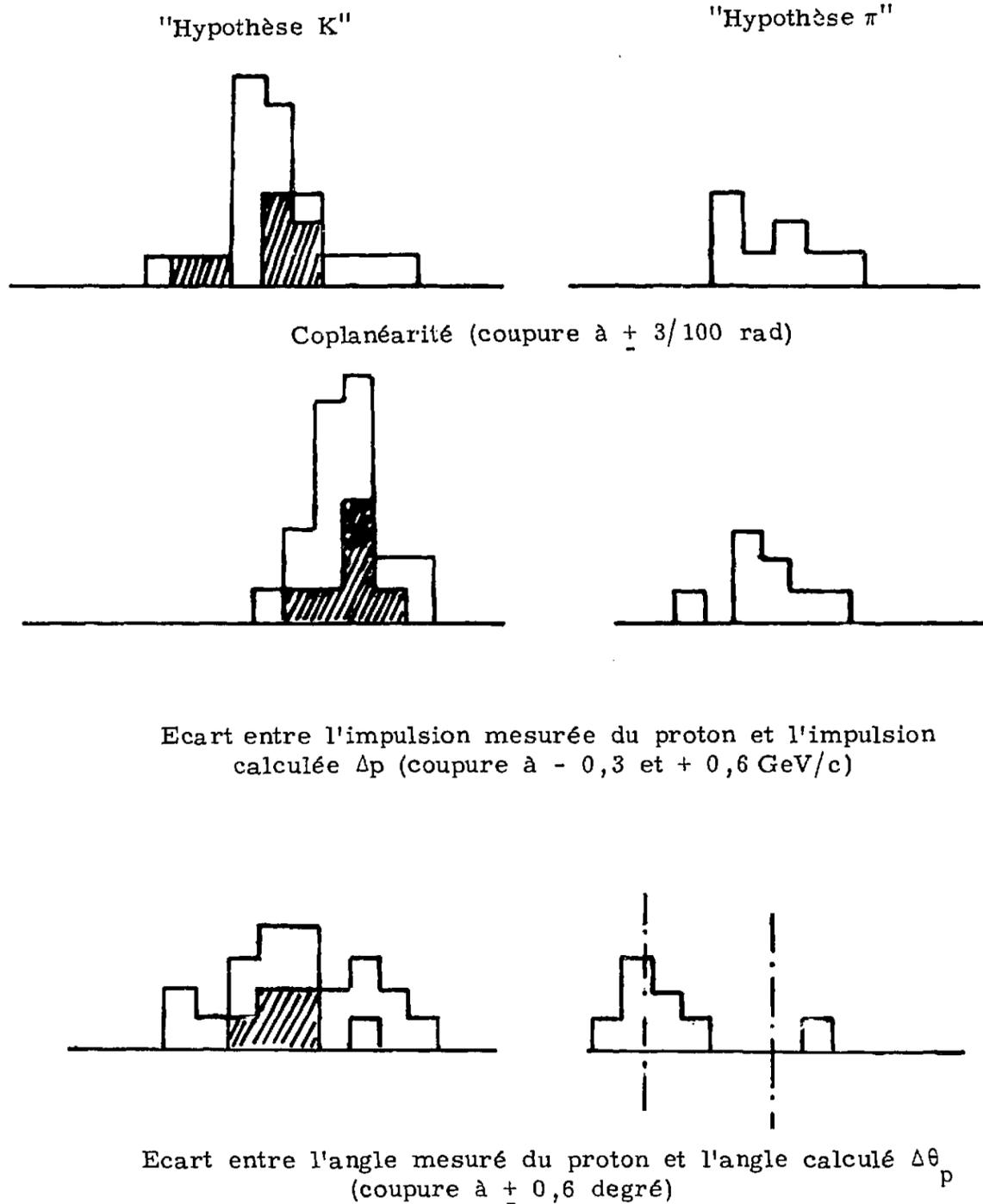


Figure C.5

cacité des compteurs à scintillation à 100 %.

L'efficacité des chambres à étincelles a, elle aussi, été estimée à 100 % ; il suffisait, en effet, d'une seule étincelle par chambre (contenant 6 intervalles) pour pouvoir reconstituer un événement. Cette condition a toujours été largement réalisée pour les films conservés au dépouillement.

Des essais préalables ont montré que l'efficacité des compteurs Cerenkov dans le faisceau était voisine de 100 % (l'efficacité globale pour mesurer le nombre de K incidents dans le faisceau a déjà été donnée).

Par contre, nous avons vu, dans la description du compteur Cerenkov  $\bar{C}_D$ , que l'efficacité de ce compteur n'est que de 88 % pour les protons de recul. Ce manque d'efficacité n'était toutefois pas gênant puisque ce compteur n'était destiné qu'à diminuer le nombre de faux déclenchements.

L'efficacité des appareils n'intervient donc pas dans la pondération des événements.

b) Corrections dues aux électrons projetés, aux interactions nucléaires et aux désintégrations

1.- Corrections dues aux faux déclenchements des compteurs en anticoincidence  $\bar{S}_7$  et  $\bar{C}_D$ .

Nous avons calculé que les électrons projetés par les K incidents, lors de la traversée des appareils situés avant la cible, puis de la cible elle-même, déclenchaient les compteurs  $\bar{S}_7$  éliminant ainsi 1 % des bons événements (22). La contribution de chaque appareil a été évaluée en admettant pour simplifier le calcul de cet effet, que son comportement est à peu près semblable à celui qu'il aurait dans un système fictif où la matière traversée est rassemblée au centre de gravité de cet appareil.

Par ailleurs des essais préalables, effectués en mettant

le compteur Cerenkov  $\bar{C}_D$  dans le faisceau positif dont un tiers des particules sont des protons, ont montré que 9 % des protons déclenchaient ce compteur, à 1 % près (17), soit par interaction nucléaire, soit par les électrons projetés produits lors de la traversée des parois et du gaz du compteur.

2.- Corrections dues aux interactions nucléaires

Environ 5 % des protons projetés lors d'une diffusion élastique subissent une nouvelle interaction dans la cible, les compteurs  $S_5$  ou les chambres à étincelles  $E_3, E_4, E_5$  ou  $E_6$ . Cette interaction entraîne l'élimination de l'événement soit en déclenchant une anticoincidence, soit à l'analyse des clichés. Il est donc nécessaire de tenir compte de cet effet.

Le méson K peut être dévié ou absorbé lors de la traversée de la cible et de ses parois. Pour en tenir compte on a calculé la correction à appliquer pour chaque point de la cible et chaque angle de diffusion appartenant au domaine étudié, à partir des valeurs des sections efficaces totales. Celles-ci sont connues pour l'hydrogène (voir Chapitre D). Pour tenir compte de la traversée de certaines parties de la cible, elles ont été calculées pour l'aluminium par une formule de R. WILLIAMS (23), qui, confrontée à l'expérience dans plusieurs cas (24), s'est révélée exacte à mieux que 5 % près. Les épaisseurs de matériaux traversés ont été évaluées à  $\pm 10$  % près, ces épaisseurs variant beaucoup suivant l'angle et l'endroit où passent les particules. Finalement la correction pour tenir compte des interactions des K est de  $2 \pm 1$  %.

3.- Corrections dues aux désintégrations du K

La désintégration des K incidents pendant la traversée de la cible entraîne une correction de 3 %. Celle des K diffusés entraîne une correction de 25 à 35 % suivant l'angle de diffusion. En effet, la quantité de mouvement du méson diffusé peut varier de 200 à 300 Mev/c.

c) Corrections provenant du tri des candidats

Le nombre de K incidents a été affecté d'un facteur correctif  $f^{(\pm)}$  pour tenir compte des clichés qui ont été systématiquement rejetés lorsqu'ils comportaient plus de deux trajectoires de particules incidentes. Ce facteur, obtenu en analysant 100 photos par films, est entaché d'une erreur qui a été calculée en faisant la moyenne quadratique des erreurs statistiques évaluées pour chaque film. On a ainsi obtenu :

$$\begin{aligned} \text{en } K^+, \quad f^+ &= 78 \pm 1,5 \% \\ \text{en } K^-, \quad f^- &= 68 \pm 1,5 \% \end{aligned}$$

Finalement l'ensemble de ces corrections nous a amené à affecter aux diffusions élastiques ( $K^+p$ ) obtenues dans cette expérience des poids variant de 0,05 à 0,33 suivant l'événement.

4) Les résultats

Ils sont présentés dans le Tableau C6 en fonction de l'angle solide  $\Omega$  (c.m.) et en fonction de  $u$ , carré du transfert de quantité de mouvement, entre le K incident et le proton de recul par l'intermédiaire du canal croisé. Cette dernière quantité est couramment utilisée pour représenter la section efficace différentielle dans l'hémisphère arrière.

Dans la présentation des résultats, nous avons divisé le domaine angulaire étudié en deux intervalles, afin d'avoir une idée de la pente de la section efficace au voisinage de  $180^\circ$ . Pour déterminer le nombre d'intervalles que nous pouvions raisonnablement choisir pour tracer la courbe de la section efficace différentielle, nous nous sommes donnés comme règle que chaque intervalle angulaire devait contenir au moins 5 événements, nombre communément utilisé dans les tests de  $\chi^2$ .

TABLEAU C 6

Sections efficaces différentielles pour la diffusion élastique (Kp) au voisinage de 180°, à 3,55 Gev/c.  
 On a pris pour section efficace à 0°, la valeur donnée par la relation  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_0 = (k\sigma_T/4\pi)^2$  dans laquelle  $\sigma_T$  est la section efficace totale, soit 17 mb pour la diffusion (K<sup>+</sup>p), et 27 mb pour (K<sup>-</sup>p).

$l_{c.m.} = 1,19 \text{ Gev/c}$  et  $s = 7,85 \text{ (Gev)}^2$ .

Particule	$\cos \theta_{c.m.}$	$\Delta \cos \theta_{c.m.}$	$-t$ (Gev/c) <sup>2</sup>	$u$ (Gev/c) <sup>2</sup>	Nombre d'évé- nements	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ μb/π	$(\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega})_0$ x 10 <sup>3</sup>	$\frac{d\sigma}{dU} = \frac{d\sigma}{d(-t)}$ μb/(Gev/c) <sup>2</sup>
K <sup>+</sup>	- 0.9835	0.013	5.607	0.005	7	14.9 ± 5.6	2.13	33.1 ± 12.5
K <sup>+</sup>	- 0.9940	0.008	5.636	0.035	15	21.3 ± 5.5	3.02	47.4 ± 12.2
K <sup>+</sup> (moyenne)	- 0.9875	0.021	5.618	0.016	22	17.3 ± 3.7	2.47	38.6 ± 8.2
K <sup>-</sup>	- 0.9875	0.021	5.618	0.016	0	0.6	0.04	1.4
K <sup>+</sup> (u = 0)	- 0.9818	-	5.602	0.000	-	14.0 ± 6.2	1.99	31.2 ± 13.8
K <sup>+</sup> (180° extra- pola.)	- 1.0000	-	5.653	0.052	-	26.1 ± 12.0	3.73	58.1 ± 26.7

Rapport  $\frac{d\sigma}{d\Omega} (K^+/K^-) > 25$

On a aussi indiqué, dans le tableau C6, la valeur des sections efficaces pour  $u = 0$ , et la valeur extrapolée à  $180^\circ$  pour la diffusion élastique ( $K^+p$ ). La limite supérieure fournie pour la diffusion élastique ( $K^-p$ ) correspond à un événement pour tout l'intervalle angulaire étudié. Ces résultats sont représentés sur les Fig. C7 en fonction de l'angle solide, et C8 en fonction de  $u$ , en même temps que ceux que nous avons obtenu pour les pions de même quantité de mouvement, avec un dispositif expérimental très proche (2).

La Fig. C9 représente, en même temps que nos résultats, ceux obtenus en avant et à grand angle par les autres expérimentateurs. Signalons que nous avons également réalisé des expériences de diffusion élastique des K en avant et sur le côté dont nous aurons prochainement les résultats.

### 5) Les erreurs

#### a) Les erreurs aléatoires

Elles ont été calculées pour tout le domaine angulaire étudié et pour les deux intervalles angulaires choisis en effectuant la somme quadratique de l'erreur statistique et des erreurs dont sont entachées les corrections détaillées au paragraphe précédent. L'erreur statistique a été obtenue en prenant la racine carrée de la variance du nombre d'événements trouvés dans chaque domaine angulaire considéré.

Je rappelle brièvement les corrections avec les erreurs dont elles sont entachées :

- |  |                   |
|--|-------------------|
| - élimination d'événements par les compteurs $S_7$                         | + 1 % $\pm$ 1/2 % |
| - élimination d'événements par le compteur $C_D$                           | + 9 % $\pm$ 1 %   |
| - pertes par absorption du proton de recul                                 | + 5 % $\pm$ 1/2 % |
| - pertes par absorption des K  | + 2 % $\pm$ 1 %   |
| - pertes par désintégration (suivant l'angle de diffusion)<br>du K diffusé | de 25 à 35 %      |
| - pertes par désintégration du K incident dans la cible                    | + 2 %             |

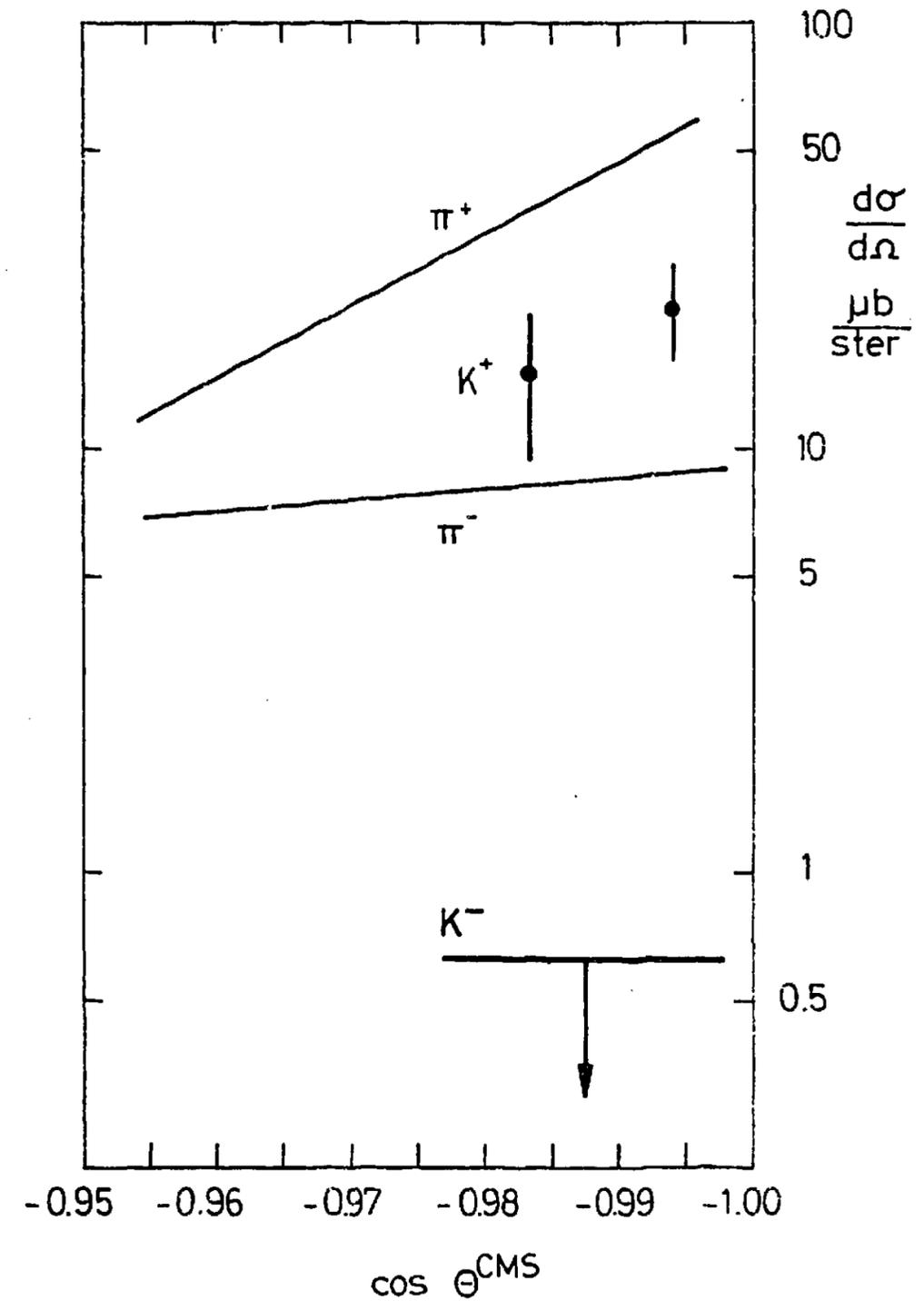


FIGURE C7

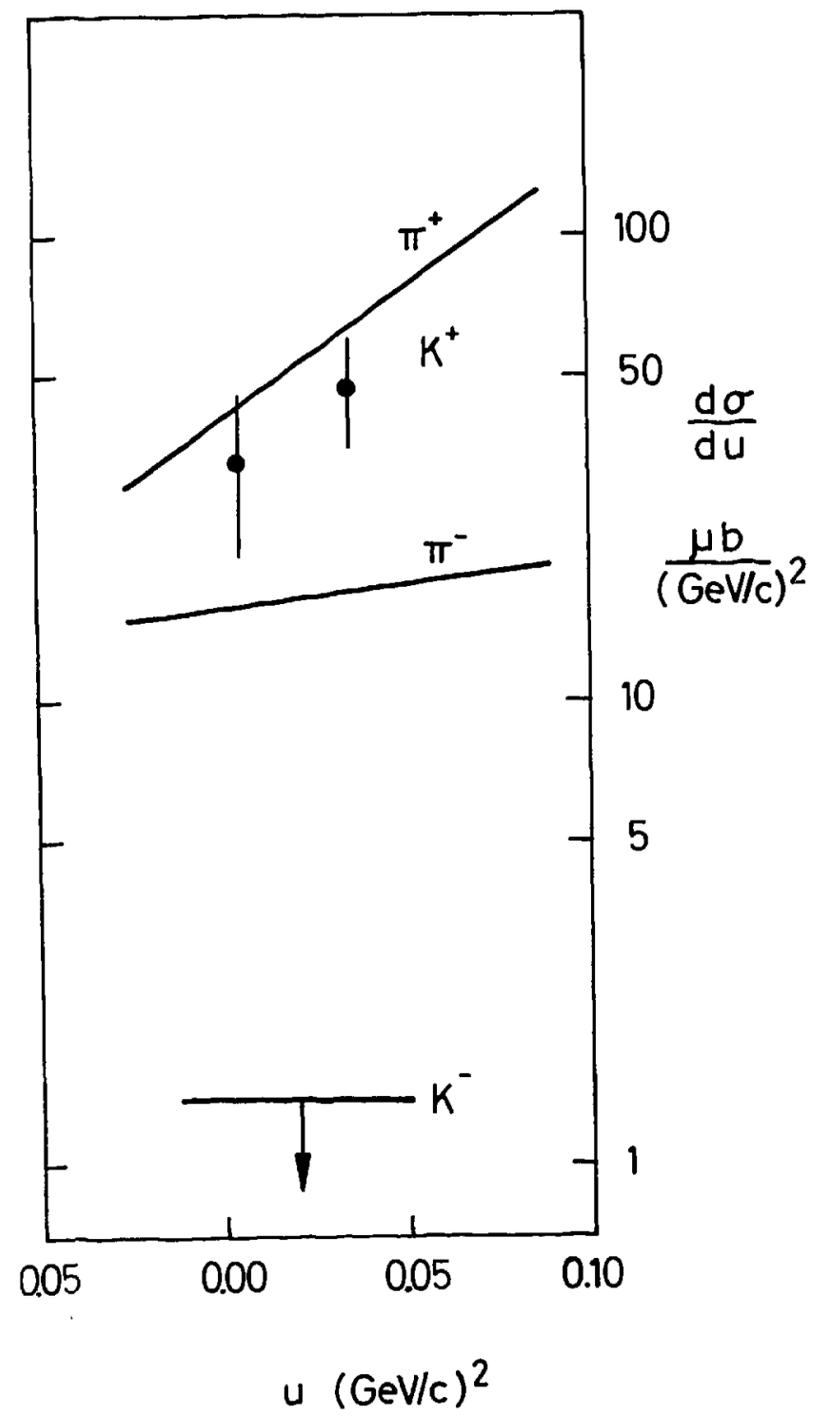


FIGURE C8

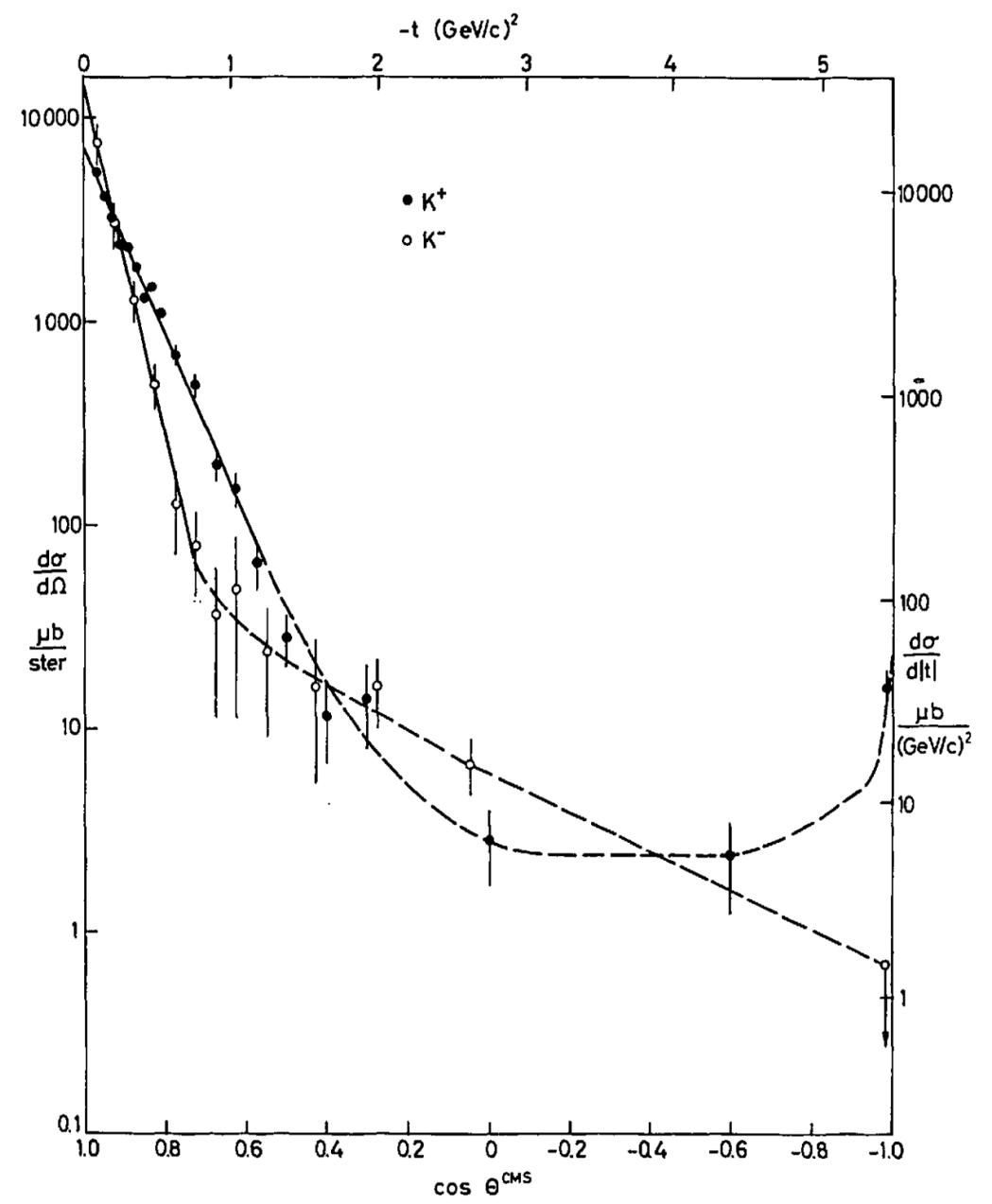


FIGURE C9

- événements rejetés par l'étude du  $\chi^2$ , comme étant des événements inélastiques - 10 %  $\pm$  5 %
- événements perdus au dépouillement des clichés (en  $K^+$ , évidemment !) + 22 %  $\pm$  1,5 %
- événements rejetés par le  $\chi^2$  + 1 %

Les valeurs des erreurs pour chaque intervalle angulaire étudié sont données dans le tableau C6, et représentées sur les courbes C7 et C8.

b) Les erreurs systématiques

La plupart des erreurs systématiques ont pu être éliminées après la reconstruction des événements en recherchant les causes de rejet des candidats sélectionnés au dépouillement. D'autres sont apparues quand on a tracé les histogrammes des événements en fonction de la coplanarité, de l'impulsion, et de l'angle du proton de recul, lorsque les valeurs moyennes observées n'étaient pas celles prévues par le calcul. C'est ainsi que nous avons pu déceler des erreurs dans le relevé des coordonnées des étincelles et des marques fiduciaires, dans les programmes de reconstruction ou encore des modifications de l'appareillage au cours des expériences. Nous avons aussi pu montrer que la valeur réelle de l'impulsion du faisceau était plus proche de 3,55 Gev/c que de 3,5 Gev/c, comme cela l'avait été prévu au début des expériences.

La plupart de ces erreurs ont pu être relevées grâce au grand nombre d'événements observés dans les expériences de diffusion des pions effectuées avec le même faisceau.

D. - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET MODELES THEORIQUES

SUSCEPTIBLES D'ETRE CONFRONTES UTILEMENT

A NOS RESULTATS

Les résultats fournis par les expériences de diffusion vers l'arrière des pions sont à la base des recherches théoriques actuelles et des modèles susceptibles d'expliquer nos résultats. Je commencerai donc par donner un aperçu des résultats obtenus dans ce domaine. J'en profiterai pour, parallèlement, montrer l'évolution des moyens techniques mis en oeuvre, ce qui ne peut être fait avec les expériences de diffusion élastiques vers l'arrière des K, encore trop peu nombreuses.

Je rappèlerai ensuite les principaux résultats des mesures de sections efficaces des K obtenus en dehors des nôtres, afin d'avoir une idée plus générale du comportement de ces mésons.

Après l'exposé de ces résultats expérimentaux je décrirai les modèles théoriques qui ont obtenu un certain succès avec les pions et qui peuvent, peut-être, fournir une interprétation, au moins qualitative, de la diffusion en arrière des K de 3,5 Gev/c.

## I - RESULTATS EXPERIMENTAUX

### 1) Expériences de diffusion élastique des pions fournissant des résultats dans l'hémisphère arrière.

Les premiers résultats de diffusion élastique des pions au voisinage de  $180^\circ$  ont été présentés par un groupe de soviétiques en 1962 (26). Dans leur expérience la vitesse et la direction du proton de recul étaient déterminés à l'aide de compteurs à scintillations et de compteurs Cerenkov. Ces expérimentateurs ont obtenu les sections efficaces suivantes :

$$\text{à } 3,14 \text{ GeV/c, } 0,92 \pm 0,47 \text{ mb/st}$$

$$\text{à } 4,6 \text{ GeV/c, } 0,38 \pm 0,24 \text{ mb/st}$$

Le domaine angulaire analysé était très petit ( $0,02 \text{ st.}$  autour de  $180^\circ$ ). Ces valeurs, beaucoup plus élevées que celles obtenues par la suite, ont été certainement faussées par des contaminations inélastiques.

Une expérience, destinée à l'étude des diffusions élastiques des pions de 3 à 5 GeV/c pour tous les angles de diffusion, a ensuite été réalisée à l'aide de chambres à étincelles (27). Cette expérience a, la première, rendu plausible dans le cas de  $\pi^+$  de 3 GeV/c l'existence d'une remontée de la section efficace différentielle vers l'arrière. Cette remontée avait été prévue peu de temps auparavant à l'aide d'un modèle optique déjà utilisé pour expliquer le pic de diffraction observé vers l'avant (50). Les expérimentateurs soulignaient toutefois que leurs résultats devaient être interprétés avec prudence, l'évaluation des contaminations inélastiques n'ayant pu être effectuée avec suffisamment de précision. Ils ont néanmoins établi qu'à 3 GeV/c et pour l'ensemble du pic arrière, la section efficace devait être inférieure à  $30 \mu\text{b}$ .

En 1964, une expérience effectuée avec la chambre à bulles de 81 cm de Saclay, et des  $\pi^+$  de 4 GeV/c, a permis de détecter 24 événements élastiques dans l'hémisphère arrière. Ce résultat a permis

de chiffrer la section efficace dans tout ce domaine angulaire à  $40 \mu\text{b} \pm 10$  et de montrer l'existence d'un pic. La même expérience, effectuée avec des  $\pi^-$  de même impulsion, n'a fourni, aux dires mêmes des auteurs, aucun résultat concluant.

Comme je l'ai signalé au début de cette thèse, nous avons réalisé des expériences de diffusion élastique des pions de 2,85, 3,30 et 3,55 GeV/c. Les premiers résultats ont été rapportés à la Conférence d'Oxford en octobre 1965, levant le doute sur l'existence d'un pic arrière dans la diffusion ( $\pi^- p$ ), à 3,55 GeV/c et améliorant beaucoup la précision sur la forme du pic arrière ( $\pi^+ p$ ). Ces résultats ont ensuite été publiés (2) ainsi que ceux concernant la diffusion vers l'arrière des pions de 2,85 et 3,3 GeV/c (4). Les sections efficaces obtenues à 3,55 GeV/c sont représentées Fig. C7 et C8 en même temps que celles des K de même impulsion. Les sections efficaces différentielles extrapolées à  $180^\circ$  à partir de nos résultats de diffusion des pions sont les suivantes :

$$\text{à } 2,85 \text{ GeV/c, en } \pi^+ : \frac{d\sigma}{d\Omega} 180^\circ = 177 \pm 15 \mu\text{b} ;$$

$$\text{à } 3,30 \text{ GeV/c, en } \pi^+ : \frac{d\sigma}{d\Omega} 180^\circ = 70 \pm 10 \mu\text{b} ; \text{ en } \pi^- : 11,6 \pm 2,2 \mu\text{b}$$

$$\text{à } 3,55 \text{ GeV/c, en } \pi^+ : \frac{d\sigma}{d\Omega} 180^\circ = 69,1 \pm 6 \mu\text{b} ; \text{ en } \pi^- : 9,3 \pm 0,9 \mu\text{b}$$

Ces valeurs, ainsi que les pentes des courbes observées sont en bon accord avec le modèle d'interférences proposé par BARGER et CLINE (55), dont nous reparlerons à la fin de ce chapitre.

Dans le même temps des nouvelles mesures ont été effectuées à Dubna (30a), avec des  $\pi^+$  de 3,15 GeV/c, à l'aide cette fois, de chambres à étincelles pour détecter le proton de recul et mesurer sa quantité de mouvement, et d'un compteur Cerenkov différentiel pour analyser le faisceau incident. La section efficace différentielle ainsi obtenue à  $180^\circ$  est :  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) 180^\circ = 91 \pm 9 \mu\text{b/st}$ .

La même expérience a été poursuivie à 4,1 et à 4,85 GeV/c.

L'analyse de l'ensemble des résultats ainsi obtenus montre là aussi l'existence d'un pic étroit dont la hauteur diminue lorsque l'impulsion des pions incidents augmente.

Une expérience analogue a été réalisée par l'Université de Michigan (31), avec des  $\pi^-$  de 2,5 à 6 GeV/c. Le dispositif expérimental comprenait des chambres à étincelles et des compteurs. L'identification des événements a été obtenue uniquement par l'utilisation des critères cinématiques, la précision fournie par les chambres ayant été jugée suffisante pour ne pas nécessiter d'analyse magnétique. Cette étude a porté sur tous les angles de diffusion. Elle a montré l'existence d'un pic arrière bien accentué à 2,5 et à 4 GeV/c, mais de pente presque nulle à 3 GeV/c.

Un groupe de Brookhaven a mesuré les sections efficaces des pions, à 4 et à 8 GeV/c, entre 170 et 180° (c.m.), à l'aide d'un dispositif de compteurs et en effectuant l'analyse magnétique des protons de recul. Une première analyse des résultats (29a) est venue confirmer l'existence d'un pic arrière très accentué dans les diffusions ( $\pi^+p$ ), aux deux impulsions étudiées, les sections efficaces étant 7 fois plus grandes à 4 qu'à 8 GeV/c. Pour comparer les largeurs de ces pics les résultats en arrière ont été représentés par une expression semblable à celle utilisée communément pour les pics de diffraction

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t_{\max}} \exp \alpha (t_{\max} - t)$$

avec  $\alpha_{4 \text{ GeV/c}} = 11 \pm 6 \text{ (GeV/c)}^2$

et  $\alpha_{8 \text{ GeV/c}} = 17 \pm 3 \text{ (GeV/c)}^2$

Rappelons qu'en avant les résultats ont pu être représentés par l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \exp -At$$

avec  $A = 8 \pm 1 \text{ (GeV/c)}^2$ .

On observe donc un rétrécissement du pic arrière quand l'impulsion augmente, ce qui le différencie du pic avant.

Une analyse plus serrée de cette expérience, publiée récemment (29b), a confirmé la remontée de la section efficace différentielle vers l'arrière dans la diffusion élastique des  $\pi^-$ , mise en évidence par C.T. COFFIN et al. (31) et par nous-mêmes (2). Cette remontée est bien moins accentuée que celle observée avec les  $\pi^+$ , mais l'effet de rétrécissement déjà observé avec ces pions est toutefois beaucoup plus sensible avec les  $\pi^-$ , quand on passe de 4 à 8 GeV/c.

Ces expériences, ont été poursuivies en remplaçant les compteurs par des chambres à étincelles (32). Une présélection cinématique des événements était réalisée à l'aide d'un tableau matriciel de circuits de coïncidence équipé de diodes à fiches dont la position pouvait être modifiée en cours d'expérience. L'existence des pics arrière dans les diffusions ( $\pi^+p$ ) et ( $\pi^-p$ ) a ainsi pu être à nouveau confirmée, ainsi que le rapport de l'ordre de 7 entre leurs sections efficaces à 180° ; toutefois ce rapport augmenterait légèrement avec l'impulsion des pions incidents. Cette expérience montre aussi que la pente du pic arrière ( $\pi^+p$ ) augmente peu avec l'impulsion, et que par contre celle du pic arrière ( $\pi^-p$ ) se relève sensiblement.

Enfin, des mesures systématiques de la section efficace différentielle élastique à 180° ont été récemment effectuées, d'une part à Argonne (33), avec des  $\pi^-$  de 1,6 à 5,3 GeV/c, et d'autre part à Dubna (34) avec des  $\pi^+$  de 2,06 à 4,7 GeV/c. La première série de mesures a été obtenue à l'aide de compteurs Cerenkov, de compteurs à scintillations, et de deux aimants permettant l'analyse magnétique du pion diffusé et du proton de recul. La seconde série de mesures a été effectuée avec un dispositif analogue comportant en plus des petites chambres à étincelles disposées sur les trajectoires des particules. Les résultats obtenus à 180° sont représentés sur les Fig. D1 et D2.

Diffusion élastique ( $\pi^+ p$ ) à  $180^\circ$

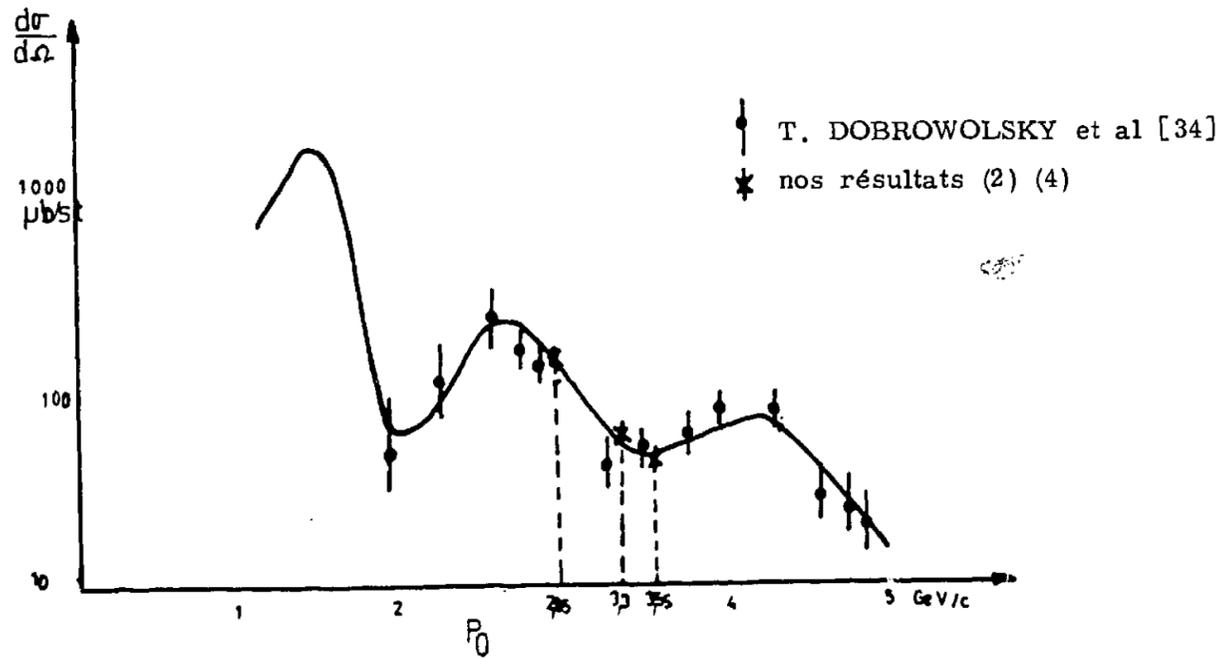


Figure D.1

Diffusion élastique ( $\pi^- p$ ) à  $180^\circ$

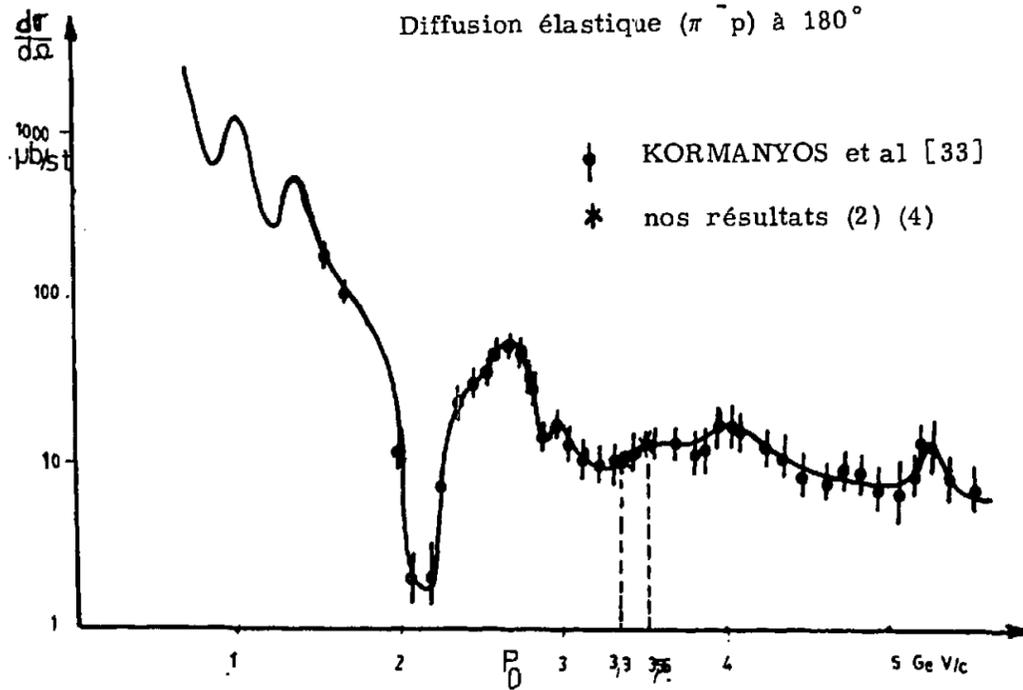


Figure D.2

2) Diffusion des mésons K de haute énergie

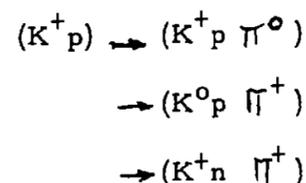
a) Sections efficaces totales

Les valeurs des sections efficaces totales entre 2 et 19 GeV/c ont été rassemblées dans le tableau ci-dessous. Les techniques utilisées pour les obtenir ont été brièvement indiquées. On constate que la section efficace totale ( $K^+ p$ ) ne varie pratiquement pas, alors que pour les K elle diminue légèrement lorsque la quantité de mouvement augmente.

Technique employée	Réf.	Particule incidente	Quantité de mouvement	Sections efficaces totales
Compteurs	(35)	$K^+$	8 à 19 GeV/c	$18,4 \text{ mb} \pm 1,2$
		$K^-$	" "	$28 \text{ à } 21 (\pm 1,5)$
Chambre à bulles de 30 cm	(36)	$K^-$	2 GeV/c	$30,4 \pm 1,0$
	(37)	$K^-$ {	3 GeV/c	$27,3 \pm 0,8$
		$K^-$ {	3,5 GeV/c	$27,15 \pm 0,7$
	( )	{	4,1 GeV/c	$25,1 \pm 0,6$
Chambre à bulles de 81 cm	(8)	$K^+$	3 GeV/c	$17,5 \pm 0,27$
	(9)	$K^+$	3,5 GeV/c	$17,2 \pm 0,3$
	(38)	$K^+$	5,0 GeV/c	$17,0 \pm 0,3$

Une analyse détaillée des sections efficaces totales des  $K^+$  et des  $K^-$  a été récemment effectuée (39) à Brookhaven à l'aide de compteurs, avec des cibles d'hydrogène et de deutérium, à des intervalles de 50 MeV/c, entre 1 et 2,45 GeV/c de quantité de mouvement. Cette expérience a mis en évidence (39a) l'existence d'une structure complexe des sections efficaces ( $K^- p$ ) et ( $K^- d$ ), se traduisant par une remontée de la section efficace à 1, 1,6 et 2,3 GeV/c (dans le laboratoire) ; les auteurs ont expliqué cette structure par les résonances  $Y^{*0}$  et  $Y^{*1}$ , de spin isotopique 0 et 1, dont nous serons amenés à reparler lors de l'interprétation de nos résultats. Avec les  $K^+$  la section efficace

a une structure plus simple, avec un maximum entre 0,9 et 1,3 Gev/c que les auteurs attribuent à l'influence des interactions inélastiques (39b)



Les sections efficaces de ces interactions présentent en effet des maxima dus aux états intermédiaires  $N_{33}^*$  (1238) ou  $K^*$  (890) qui expliqueraient la structure observée. Si celle-ci était due à une résonance, on devrait lui attribuer les nombres quantiques suivants : hypercharge  $Y = 2$ , étrangeté  $S = 1$ , et spin isotopique  $I = 1$  ou  $0$ . Un baryon possédant ces nombres quantiques n'a jamais été observé, ce qui rend cette hypothèse peu vraisemblable. Nous verrons que nos résultats renforcent cette opinion.

b) Sections efficaces élastiques totales

Elles sont rassemblées dans le tableau ci-dessous, en même temps que sont indiquées les techniques utilisées. On constate que les sections efficaces élastiques diminuent lorsque l'énergie de la particule incidente augmente, au profit, évidemment, des interactions inélastiques. Elles restent sensiblement les mêmes pour les  $K^+$  et pour les  $K^-$ .

Technique utilisée	Réf.	Particule incidente	Quantité de mouvement	Section efficace élastique totale
Chambre à bulles 30 cm	(36)	$K^-$	2 Gev/c	$7,46 \pm 0,3$
81 cm	(40)	$K^-$	3 Gev/c	$4,95 \pm 0,22$
"	(41)	$K^-$	3,46 Gev/c	$4,94 \pm 0,39$
30 inch	(10)	$K^-$	4,1 Gev/c	$4,3 \pm 0,35$
"	"	$K^-$	5,5 Gev/c	$4,1 \pm 0,30$
compteurs	(42)	$K^-$	7,2 Gev/c	$4 \pm 0,8$
"	"	$K^-$	9,0 Gev/c	$3,6 \pm 1$
Chambre à bulles 30 cm	(43)	$K^+$	2 Gev/c	$7,5 \pm 0,6$
81 cm	(8)	"	3	$4,8 \pm 0,4$
"	(9)	"	3,5	$4,36 \pm 0,36$
"	"	"	5	$3,82 \pm 0,4$
Compteurs	(42)	"	6,8	$3,5 \pm 0,5$
"	"	"	9,8	$3,4 \pm 0,3$

c) Sections efficaces différentielles

La diffusion élastique vers l'avant a été étudiée jusqu'à 16 Gev/c par une technique de compteurs. Des mesures ont aussi été effectuées en dehors du pic de diffraction jusqu'à 5 Gev/c à l'aide de chambres à bulles, permettant de connaître la distribution angulaire un peu au delà de  $90^\circ$  (c.m). Par contre très peu d'événements produits par des  $K$  incidents de quantité de mouvement supérieure à 1,5 Gev/c ont pu être observés dans l'hémisphère arrière.

Notre expérience est la première à avoir mis en évidence une remontée de la section efficace différentielle élastique dans la diffusion en arrière des  $K^+$  de 3,5 Gev/c, comparable à celle des pions, et à montrer l'absence de pic de même ordre de grandeur dans la diffusion en arrière des  $K^-$  de même quantité de mouvement.

Voici plus en détail les résultats obtenus jusqu'à maintenant, en dehors des nôtres.

1.- Résultats en avant et à grand angle.

Les mesures effectuées pour des faibles transferts de quantité de mouvement font apparaître un pic de diffraction, tant en  $K^+$  qu'en  $K^-$ . Les résultats obtenus avec des  $K^+$  (8, 9, 42 et 43) présentent un rétrécissement du pic lorsque la quantité de mouvement des particules incidentes augmente. Avec les  $K^-$  (10, 36, 40, 41) ce rétrécissement n'apparaît pas.

La section efficace différentielle élastique des K, pour les faibles transferts t de quantité de mouvement, a pu être représentée par une forme exponentielle, de la même façon que les pions (27) :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \exp(A+Bt + Ct^2)$$

A 3,5 GeV/c les coefficients A, B et C ont les valeurs suivantes :

$$\text{en } K^+, A = 0,9 \pm 0,1 ; B = 4,1 \pm 0,3 ; C = -0,33 \pm 0,33$$

$$\text{en } K^-, A = 3,7 \pm 0,1 ; B = 8,7 \pm 0,3 ; C = 2,0 \pm 0,44$$

Ces coefficients changent peu entre 3 et 5 GeV/c.

Les rapports des amplitudes réelles et imaginaires, calculés à partir du théorème optique et des valeurs connues des sections efficaces totales, A 3,5 GeV/c, mettent en évidence une contribution des amplitudes réelles dans la diffusion élastique en avant des  $K^+$ , mais pas en  $K^-$  :

$$\text{en } K^+, \frac{\text{Re } a}{\text{Im } a} = 0,31 \pm 0,21$$

$$\text{en } K^-, \frac{\text{Re } a}{\text{Im } a} = 0,075 \pm 0,12$$

Les résultats obtenus au C.E.R.N., à l'aide de la chambre à bulles de 81 cm de Saclay (8, 9, 10, 41), grâce à des faisceaux séparés de mésons K de 3, 3,5 et 5 GeV/c, ne présentent aucun pic secondaire, à part toutefois un léger épaulement de la section efficace différentielle élastique des  $K^-$  de 3 GeV/c, pour  $\cos \theta$  (c.m.) compris entre 0,1 et 0,5. Ces résultats sur le côté ont pu être interprétés avec assez de succès par un modèle optique et par l'échange de pôles de Regge ;

nous reparlerons de ces modèles dans un prochain paragraphe.

2.- Résultats pour l'hémisphère arrière.

Une première expérience de diffusion élastique vers l'arrière, avec des  $K^-$  de 0,8 à 1,2 GeV/c, a été entreprise dès 1962 (44) à l'aide d'une chambre à étincelles circulaire. Une remontée de la section efficace vers  $180^\circ$  a ainsi été mise en évidence et a été attribuée à une résonance dont la masse est de 1150 Mev.

Plus récemment une expérience effectuée à l'aide d'une chambre à bulles de 30 cm, et avec des  $K^-$  de 1,45 GeV/c (45) a montré la disparition du pic observé à plus basse énergie. Une bosse est encore apparente pour  $\cos \theta$  compris entre -0,7 et -0,9 et a été attribuée à la présence dans l'amplitude de diffusion d'un terme de retournement de spin qui s'annulerait à  $180^\circ$ . Des résultats analogues ont été observés dans ce même domaine d'énergie avec des  $\pi^-$  (46).

Aux énergies plus élevées on n'a pour le moment pas observé de remontée de la section efficace élastique vers l'arrière dans les expériences de diffusion ( $K^- p$ ).

Ainsi dans les mesures qui ont été effectuées avec des  $K^-$  de 2 GeV/c (36), de 3 et 3,5 GeV/c (41) et enfin de 4,1 et 5,5 GeV/c (10) pour tous les angles de diffusion, aucun événement n'a été détecté au voisinage de  $180^\circ$ . Par exemple, à 3,5 GeV/c, sur 1691 événements élastiques identifiés aucun n'était situé au delà de  $130^\circ$  (c.m.), ce qui place la limite supérieure de la section efficace entre  $130^\circ$  et  $180^\circ$  à  $10 \mu b$ .

Par contre des expériences analogues effectuées avec des  $K^+$  (8, 9, 42, 43) de mêmes quantités de mouvement ont permis d'obtenir quelques événements dans l'hémisphère arrière. Les expériences de chambre à bulles effectuées au CERN (8 et 9) en 1966 ont ainsi fourni 10 événements élastiques au delà de  $90^\circ$  (c.m.) sur un total de 1720. A 3,5 GeV/c le nombre de diffusions élastiques détectées vers l'arrière atteint 16 sur 2949, pour retomber à 3 sur un total de 1691 à 5 GeV/c. Ces expériences ont permis seulement d'évaluer la section efficace

élastique différentielle vers l'arrière à quelques  $\mu\text{b}/\text{ster}$ ,

Une expérience très récente (71), effectuée à Brookhaven à l'aide d'une chambre à bulles de 81 inch, est venue confirmer nos résultats à 3,5 GeV/c, encore que dans cette expérience 9 événements seulement aient été trouvés dans le domaine angulaire que nous avons étudié (+). Les conclusions théoriques de ces auteurs sont analogues aux nôtres.

## II - LES RECHERCHES THEORIQUES

Divers mécanismes ont été proposés pour expliquer les interactions des mésons aux hautes énergies. Ces mécanismes interfèrent malheureusement de façon encore mal connue dans la plupart des cas. Il semble toutefois qu'on puisse actuellement expliquer la plupart des interactions à deux corps (6) par deux mécanismes principaux : les processus diffractifs et les processus d'échange.

Les processus diffractifs sont caractérisés par des sections efficaces indépendantes de l'énergie ; le pic de diffraction observé dans les diffusions élastiques aux basses énergies, par exemple, relève de ce processus.

Les processus d'échange sont caractérisés par l'échange d'au moins un nombre quantique entre la particule incidente et la particule cible ; on associe à ce nombre quantique la notion d'échange d'une particule ou d'une trajectoire. Ce mécanisme est testé, lorsque d'autres processus n'entrent pas en compétition, par l'absence de pic s'il n'existe pas de particule ayant les nombres quantiques voulus. Le cas de la diffusion élastique en arrière des  $K^-$  de plus de 2 GeV/c (++) par les protons

(+) Il est toutefois regrettable que les auteurs aient omis de mentionner dans leur publication une partie de nos résultats et le fait que nous avons déjà publié ces conclusions.

(++) Nous avons, en effet, vu qu'un pic arrière avait été observé entre 1 et 2 GeV/c (44) qui s'expliquerait par un boson intermédiaire  $Y^{*0}$

en est un exemple. Suivant la portée des forces mises en jeu, la particule échangée est un boson ou un baryon, on constate en général l'existence d'un pic avant ou arrière (5) (la portée serait de l'ordre du fermi, dans le cas de l'échange d'un méson, et de 0,1 fermi, dans le cas de l'échange d'un baryon), mais il est fort probable que ce seul mécanisme est insuffisant pour tout expliquer.

### 1) Les modèles optiques et statistiques

De nombreux théoriciens ont tenté de représenter les sections efficaces différentielles élastiques pour tous les angles de diffusion par des modèles optiques, mais aucun de ces modèles n'arrive à rendre compte de l'ensemble des résultats obtenus que ce soit pour représenter l'influence de l'énergie des particules incidentes, prévoir l'existence et la position des maxima secondaires, expliquer les différences de hauteur des pics en arrière et en avant, ou les différences observées suivant la particule diffusée.

A partir d'un modèle de Yukawa, SERBER (47a) prévoit un comportement des diffusions élastiques en  $t^{-5}$  ( $t$ , carré du transfert de quantité de mouvement), puis en  $t^{-6}$  à plus haute énergie (47b). Ce modèle est repris par ALY et al. (48) qui améliorent cette représentation dans le cas des diffusions ( $\pi p$ ), à l'aide de 2 potentiels de YUKAWA, et malheureusement, de paramètres supplémentaires. KRISH, à partir d'un modèle semblable (49), écarte la difficulté du rétrécissement du pic de diffraction dans les diffusions vers l'avant ( $p p$ ), en représentant la section efficace différentielle en fonction du carré du moment transversal.

Le modèle de Serber a été utilisé par FRIDMAN et al. (45) pour représenter leurs résultats de diffusions des  $K^-$  de 1,45 GeV/c, et par CRITTENDEM et al. (36) pour des  $K^-$  de 2 GeV/c. L'accord n'est à peu près valable qu'en dessous de  $90^\circ$  (c.m.). Les résultats des diffusions des  $\pi^+$  de 4 et 8 GeV/c (29) et de 3,15 GeV/c (31) ont pu être

représentés par un modèle de Krish, en ajustant les paramètres en fonction des résultats expérimentaux ; on voit mal le sens de cette représentation, puisqu'initialement ce modèle est lié à la symétrie du système (p p).

A partir d'un modèle optique, mis au point pour décrire le pic de diffraction vers l'avant, BLOKHINSTEV (50) prévoit un pic vers l'arrière dans les diffusions méson-proton. Ce modèle a été utilisé par PERL et al. (24) pour représenter les diffusions ( $\pi^+ p$ ) à 3 GeV/c ; l'accord est satisfaisant dans la limite de précision de leurs résultats. Ce modèle ne prévoit pas les différences observées depuis, entre les hauteurs des pics des différents mésons. SIMMONS (51) a amélioré ce modèle en représentant le centre diffuseur par un disque absorbant dont le rayon et le coefficient d'absorption dépendent des particules et des quantités de mouvement mises en jeu. C'est ainsi que les résultats des diffusions élastiques ( $K^+ p$ ) à 3, 3,5 et 5 GeV/c ont pu être représentés (8 et 9) par un modèle de disque absorbant de rayon  $R = 0,35$  fermi, et de coefficient d'absorption  $\nu = 0,6$ . Cette interprétation ne convient que pour les diffusions dans l'hémisphère avant.

MINAMI (52) tente de représenter les sections efficaces différentielles élastiques, à tous les angles, à l'aide d'une amplitude purement imaginaire qui tient compte des pics avant et arrière par l'intermédiaire des canaux croisés t et u. La comparaison avec les résultats expérimentaux, par exemple avec ceux de DEBAISIEUX et al. (8 et 9) pour les  $K^+$  de 3, 3,5 et 5 GeV/c, n'est satisfaisante que pour des transferts de quantité de mouvement ne dépassant pas  $1 \text{ (GeV/c)}^2$ .

Il faut enfin signaler les succès obtenus par les modèles statistiques de HAGEDORN (53) et de WU et YANG (54) dans la représentation des sections efficaces différentielles à grand angle (pp) et ( $\pi p$ ). Ces modèles, basés sur l'hypothèse de la formation d'un état intermédiaire qui se désintègre suivant le canal élastique ou l'un des canaux inélastiques, suivant une loi statistique déterminée par l'expérience,

conduit à des relations exponentielles du type de celles utilisées dans le modèle de Krish. Le modèle de HAGEDORN (53) n'envisage malheureusement aucune interprétation particulière pour les diffusions vers l'arrière et conduit dans ce domaine angulaire à une section efficace différentielle plutôt constante, incompatible avec les résultats. Par contre le modèle de WU et YANG (54), prévoyant en plus un comportement en phase des états excités vers l'avant et vers l'arrière, conduit à des pics dans ces régions. Les premiers résultats de diffusion des  $\pi$  de 4 GeV/c vers l'arrière (29) ont ainsi pu être interprétés par ce modèle qui, toutefois, prévoit que les sections efficaces différentielles ( $\pi^+ p$ ) et ( $\pi^- p$ ) doivent tendre vers la même valeur à très haute énergie, ce qui n'a, pour le moment, pas été confirmé par l'expérience.

Il semble que le principal défaut de toutes ces représentations semi-théoriques, dans la mesure où elles sont en désaccord avec les résultats obtenus pour l'hémisphère arrière, est, qu'il n'y est pas tenu compte des processus d'échange, à la différence des modèles qui seront décrits maintenant.

## 2) Le modèle d'interférences

Ce modèle a été développé par BARGER et CLINE (55) et par DOBROWOLSKY et al. (34), pour interpréter les résultats des diffusions élastiques vers l'arrière des pions de 2 à 6 GeV/c de quantité de mouvement. La confrontation avec les résultats obtenus jusqu'à présent est satisfaisante (voir Fig. D1 et D2), et nous verrons que ce modèle peut être susceptible de fournir une interprétation de nos résultats sur la diffusion en arrière des K. Il est le fruit des progrès théoriques et expérimentaux les plus récents. Les progrès théoriques sont ceux de la théorie des pôles de Regge qui a surmonté la difficulté du rétrécissement du pic de diffraction ( $\pi p$ ), en montrant l'influence de l'échange des trajectoires de Regge autres que celle du vide. Les progrès expérimentaux résident principalement dans la découverte récente de nombreuses réso-

nances. Dans le cas des diffusions ( $\pi p$ ), ces résonances ont été observées grâce aux mesures précises des sections efficaces totales par CITRON et al. (3).

Le principe du modèle d'interférences, dont l'idée revient à HEINZ et ROSS (56), est de sommer l'amplitude due aux résonances dans le canal direct  $s$ , et l'amplitude d'échange "réggeisée" dans le canal croisé  $u$  pour obtenir l'amplitude réelle de diffusion à  $180^\circ$ .

Les grandes lignes de ce calcul sont les suivantes :

- l'amplitude dans le canal direct est obtenue à partir d'une somme d'amplitudes de Breit-Wigner (57) correspondant aux résonances connues ; celles de masses plus élevées, prévues, mais non encore identifiées, pouvant en principe être négligées, leur élasticité étant très faible (58) :

$$\sum_{\text{rés.}} f_{\text{rés.}}(\sqrt{s}, \theta = \pi) = \frac{1}{k} \sum_I \sum_{\text{rés.}} \alpha_I X_I \frac{(-1)^l (J+1/2)}{\mathcal{E}-i}$$

Cette somme est étendue à toutes les résonances d'un spin isotopique  $I$  et à tous les spins isotopiques suivant les relations classiques de spin isotopique,  $\alpha_I$  étant les coefficients de Clebsh-Gordon correspondants ( $f_{\pi^+ p} = f^{3/2}$  ;  $f_{\pi^- p} = 1/3 f^{3/2} + 2/3 f^{1/2}$ )

$X_I$  est l'élasticité de la résonance,  $l$  et  $J$  ses moments angulaires, orbital et total ;

$\mathcal{E} = (M^2 - s) / M\Gamma$ , dans laquelle  $M$  et  $\Gamma$  sont la masse et la largeur de la résonance (les valeurs de  $M, \Gamma, X_I$  proviennent des références 3 et 58).

- l'amplitude  $f_I(\sqrt{u}, \theta)$  due à une trajectoire dans le canal croisé est obtenue à partir d'un calcul effectué par W. SINGH (59) qui conduit à la relation :

$$f_I(\sqrt{u}, \theta) = \frac{E_u + M}{\sqrt{u}} \frac{[\alpha + 1/2][\alpha + 3/2]}{\cos \pi \alpha} \frac{1 + i \tau e^{-i\pi \alpha}}{\cos \pi \alpha} \left( \frac{s - M^2 - \mu^2}{s^0} \right)^{\alpha - 1/2}$$

dans laquelle :  $\alpha$  est la pente de la trajectoire, en fonction de  $\sqrt{u}$

$\Upsilon$  le résidu du pôle de Regge correspondant à cette trajectoire,

$s_0$  un coefficient arbitraire, admis constant, et calculé à partir des résultats à 8 GeV/c, où la contribution des résonances deviendrait négligeable,

$$\tau = (-1)^{J-1/2} \text{ est la signature du pôle.}$$

$\alpha$  a été évalué à l'aide de la représentation de Chew-Frautchi (60) dans laquelle les résonances connues suggèrent que  $\text{Re } \alpha = a + bu$  ;  $\Upsilon$  a été considéré comme constant et égal à 1 (GeV/c)<sup>2</sup> dans la diffusion ( $\pi^- p$ ). La sommation des amplitudes du canal croisé se fait, là aussi, suivant les relations de spin isotopiques correspondantes (les relations pour ( $\pi^- p$ ) dans le canal croisé étant les mêmes que celles utilisées pour la diffusion ( $\pi^+ p$ ) dans le canal direct, et inversement).

La correspondance dans le canal direct de l'amplitude de Regge est ensuite obtenue par la relation de symétrie de croisement :

$$f_I(\sqrt{s}, u) = \frac{E_s + M}{2\sqrt{s}} \left[ \frac{(\sqrt{u} - \sqrt{s} + 2M)}{E_u + M} f_I(\sqrt{u}, s) + \frac{(\sqrt{u} + \sqrt{s} - 2M)}{E_u - M} f_I(-\sqrt{u}, s) \right]$$

dans laquelle  $E_s = \frac{s - M^2 - \mu^2}{2\sqrt{s}}$ , est l'énergie du nucléon (c.m.) ;  $E_u$  est défini par une relation équivalente.

Ce calcul permet aux auteurs de montrer notamment que, dans le domaine de quantité de mouvement étudié :

- la diffusion ( $\pi^+ p$ ) à  $180^\circ$  est dominée par l'amplitude due aux résonances situées sur la trajectoire

- la diffusion ( $\pi^- p$ ) à  $180^\circ$  ne s'explique que par la somme des amplitudes de résonances dans le canal direct situées sur les trajectoires  $\Delta_S, N_\alpha$ , et  $N_Y$ , et de l'amplitude de la trajectoire  $\Delta_S$  dans le canal croisé. Il leur permet en outre d'assigner des parités à plusieurs résonances.

Quelques remarques s'imposent :

1) la confrontation avec les résultats est bonne au voisinage de 180°, entre 2 et 6 Gev/c. En dessous de 2 Gev, ou en dehors de ce domaine angulaire, d'autres mécanismes sont susceptibles d'intervenir : retournement de spin, bruit de fond lié aux processus qui interviennent dans la diffusion vers l'avant tels que l'échange de mésons, queue du pic de diffraction, etc... Au dessus de 6 Gev les amplitudes de résonances deviennent négligeables et la diffusion peut alors s'expliquer uniquement par l'intervention du canal croisé, comme l'ont montré CHIU et STACK (61).

2) le succès de ce modèle est lié au choix d'un certain nombre d'hypothèses, comme par exemple celles qui permettent d'assigner des valeurs à  $\alpha, \gamma, s_0$  et  $x_1$ . Aussi D. DIKMEN (62) a-t-il pu montrer qu'en faisant varier ces paramètres, dans les limites permises par l'expérience, on pouvait obtenir une aussi bonne représentation de la structure complexe de la section différentielle à 180° de ( $\pi^- p$ ), sans faire intervenir le canal croisé. C'est donc avec prudence qu'il faut aborder cette interprétation, et il est souhaitable que de nouveaux résultats expérimentaux viennent préciser les paramètres et justifier les hypothèses utilisées (+).

3) Les modèles de particules composées.

La première tentative d'utilisation d'un modèle de particules composées pour interpréter les diffusions élastiques à 180° a été entreprise par un groupe de chercheurs japonais (63) qui ont étudié et comparé les modèles de ce type susceptibles, du moins qualitativement, de rendre compte des résultats. Deux sortes de modèles ont été envisagés :

(+) Nos résultats récemment publiés (4) de diffusions en arrière des pions  $\pi^+$  à 3,3 et 2,85 Gev/c et  $\pi^-$  à 3,3 Gev/c sont en bon accord avec le modèle de Barger et Cline .

a) le modèle "atomique", dans lequel les mésons et les baryons seraient tous composés d'un petit nombre de constituants élémentaires, ("urparticules" ou "quarks", suivant les auteurs).

b) le modèle "moléculaire", proposé d'abord par SAKATA (64), dans lequel seuls les baryons seraient composés d'"urparticules" ; les mésons seraient alors formés de baryons et d'antibaryons fondamentaux.

Dans le premier cas les diffusions méson-proton seraient analogues à la diffusion deutéron-proton, alors que dans le second elles pourraient être comparées à la diffusion deutéron-tritium.

Les auteurs se basaient sur les résultats obtenus en 1964, avec des pions de 4 Gev/c (29a), dans lesquels le pic arrière ( $\pi^- p$ ) n'avait pu être observé, pour accorder une plus grande validité au modèle moléculaire. Les résultats nombreux et plus précis obtenus depuis renforcent au contraire le modèle atomique. Rappelons toutefois que le modèle "moléculaire" prévoit l'absence de pic arrière dans les diffusions élastiques ( $K^- p$ ). Dans ce modèle le pic observé dans la diffusion élastique ( $K^+ p$ ) vers l'arrière devrait être le même que celui observé dans la diffusion ( $\pi^+ p$ ).

Le modèle "atomique" le plus simple est basé sur la représentation de ZWEIG-GELLMAN (65) dans laquelle les constituants élémentaires u, s et d sont porteurs de la charge, l'étrangeté, le spin, etc... Les mésons et les baryons seraient alors composés de la façon suivante

$$\begin{aligned} \pi^+ &= (u\bar{d}) & K^+ &= (u\bar{s}) & p &= (u u d) \\ \pi^- &= (d\bar{u}) & K^- &= (s\bar{u}) & n &= (u d d) \\ \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & K^0 &= \frac{1}{2}(ud - du) s, \text{ etc...} \end{aligned}$$

A l'aide de cette représentation la diffusion élastique ( $\pi^+ p$ ) est schématisée par :

$$(u\bar{d}) + (uud) \rightarrow (u\bar{d}) + (uud)$$

dans laquelle deux constituants élémentaires peut être échangés. Dans le cas des diffusions élastiques ( $\pi^-p$ ), ( $K^+p$ ) et ( $K^-p$ ), ce sont respectivement 1, 2 et 0 "quark", qui peuvent être échangés.

Ce modèle a été reconsidéré par A. LUYBIMOV (66) à la lumière des derniers résultats de diffusions ( $\pi^-p$ ), et en s'appuyant sur les hypothèses de J. KOKEDDEE et L. VAN HOVE (67), concernant les diffusions en avant. Ces théoriciens pensent en effet que les amplitudes de diffusion sont proportionnelles aux nombres de canaux possibles d'échanges, sans que les amplitudes dues à chaque "quark" puissent interférer. Luybimov a ainsi été amené à prévoir que la forme du pic arrière devait être à peu près indépendante du moment transverse  $P_{\perp}$ ; cette hypothèse nous ramène à la représentation des résultats utilisée primitivement par J. OREAR et al. (29a) pour la diffusion des  $\pi^+$  de 4 et 8 GeV/c:

$$\frac{d\sigma}{du} = A \exp Bu$$

avec  $12 < B < 20$       à 4 GeV/c  
 et  $13 < B < 27$       à 8 GeV/c

Nos résultats de diffusion des pions de 3,55 GeV/c s'accordent à ce résultat en ce qui concerne les  $\pi^+$  (avec  $B_+ = 11,9 \pm 1,7$  (GeV/c)<sup>2</sup>) mais pas en  $\pi^-$  où la valeur trouvée pour  $B_-$  est beaucoup plus faible ( $B_- = 2,4 \pm 2$ ).

Ce modèle prévoit d'autre part, comme rapport des sections efficaces différentielles à 180°,  $R(\pi^+/\pi^-) = 4$ , ce qui ne s'accorde ni aux résultats de J. OREAR et al. (29), ni aux nôtres (2), puisque nous trouvons  $R(\pi^+/\pi^-) = 7,4 \pm 1$  à 3,55 GeV/c et à 180°.

Ce modèle prévoit enfin un pic arrière dans la diffusion ( $K^+p$ ) semblable à celui observé dans la diffusion ( $\pi^+p$ ), et l'absence de remontée de la section efficace vers l'arrière dans les diffusions élastiques ( $K^-p$ ).

## E. - DISCUSSION ET CONCLUSION

### I - COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DES MODELES THEORIQUES

Nous avons vu que, dans le cas des diffusions élastiques vers l'arrière, la confrontation des interprétations théoriques et des résultats expérimentaux de ces dernières années conduit à l'échec des modèles semi-empiriques, et le succès, au moins qualitatif, des modèles d'échange. Notre expérience semble confirmer ce résultat.

La présence d'un pic arrière élastique ( $K^+p$ ), et l'absence de pic ( $K^-p$ ) sont en effet, actuellement inexplicables dans le cas des modèles optiques et statistiques, soit parce qu'ils ne prévoient pas de pic, soit parce qu'ils n'envisagent pas l'existence de processus capable d'expliquer la différence importante observée entre les deux diffusions.

Il semble par contre possible de donner l'interprétation de nos résultats de diffusion des K de 3,5 GeV/c vers l'arrière dans le cadre des modèles d'interférences et de particules composées.

#### 1) Le modèle d'interférences

Nous avons vu que dans les mesures de sections efficaces totales ( $K^+p$ ) et ( $K^+d$ ) une seule structure avait été observée entre 0,9 et 1,3 GeV/c (39). Comme cette structure ne semble pas due à une résonance mais aux interactions inélastiques, l'absence de résonance (+) dans

(+) Cette hypothèse est vraisemblable, car la résonance qui pourrait être responsable de cette structure correspondrait alors à un baryon d'étrangeté +1, qui n'a jamais été observé de façon certaine.

le canal direct  $s$  de la diffusion ( $K^+p$ ) entraîne du même coup l'absence de trajectoire d'échange dans le canal croisé ( $K^-p$ ), ce qui simplifie l'interprétation des résultats. Les sections efficaces observées à  $180^\circ$  pour la diffusion ( $K^+p$ ) seraient alors dues au canal croisé, tandis que pour la diffusion ( $K^-p$ ), elles proviendraient uniquement des résonances dans le canal direct.

Dans le cas de la diffusion ( $K^-p$ ), il a été nécessaire d'introduire le canal croisé pour expliquer le pic observé à  $180^\circ$ , car dans le canal direct, les amplitudes de résonance de parité opposée tendent à s'éliminer entre elles.

Dans le cas de la diffusion ( $K^-p$ ) l'influence du canal direct, qui seul peut entrer en ligne de compte, devient négligeable à l'énergie que nous avons étudiée car les résonances d'hypérons sont connues pour avoir une élasticité plus faible que celle des résonances de nucléon (58).

Le calcul de la section efficace différentielle élastique au voisinage de  $180^\circ$  a été effectuée pour les  $K^-$  (68), à l'aide d'une formule de Breit-Wigner légèrement modifiée par l'introduction d'un facteur de forme dû à BIALAS et al. (69) (ce facteur de forme ne joue un rôle, en fait, que pour des quantités de mouvement supérieures à 3,5 Gev/c). La relation utilisée est la suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} \frac{1}{4} \left\{ \left[ \xi_l \left( \frac{(l+1) X_l^+ \epsilon_l^+ F + l X_l^- \epsilon_l^- F}{(\epsilon_l^+)^2 + 1} \right) P_l' \right]^2 + \left[ \xi_l \left( \frac{(l+1) X_l^+ F + l X_l^- F}{(\epsilon_l^+)^2 + 1} \right) P_l \right]^2 + \sin^2 \Theta \left\{ \left[ \xi_l \left( \frac{X_l^+ \epsilon_l^+ F - X_l^- \epsilon_l^- F}{(\epsilon_l^+)^2 + 1} \right) P_l' \right]^2 + \left[ \xi_l \left( \frac{X_l^+ F - X_l^- F}{(\epsilon_l^+)^2 + 1} \right) P_l \right]^2 \right\} \right\}$$

dans laquelle  $k$  est la quantité de mouvement (c. m.)

$$F, \text{ le facteur de forme : } F = \exp \left[ -2 \left( \frac{E - M_{res}}{E + M_{res}} \right)^2 \right],$$

relation dans laquelle  $E$  est l'énergie (c. m.),  $M$  la masse et  $\Gamma$  la

largeur de la résonance.

$X$  sont les paramètres d'élasticité

$$\xi = \frac{s - M_{res}}{M_{res} \Gamma}$$

Enfin les signes  $+$  et  $-$  correspondent aux moments orbitaux  $J^+ = l + 1/2$  et  $J^- = l - 1/2$ .

Les valeurs choisies pour les paramètres  $X$ ,  $M$  et  $\Gamma$  proviennent des références (39 et 58) et sont données dans le tableau E1. Dans ce tableau  $Y^{*0}$  et  $Y^{*1}$  sont les résonances de spin isotopiques 0 et 1, d'étrangeté -1.

Les valeurs des sections efficaces différentielles calculées à  $180^\circ$ , pour la diffusion ( $K^-p$ ), sont représentées Fig. E2. Pour des  $K^-$  de 3,5 Gev/c la valeur obtenue est  $0,56 \mu\text{b/ster}$ .

La fig. E3 représente la variation pour le domaine angulaire étudié dans notre expérience, de la section efficace différentielle calculée à l'aide de la formule ci-dessus ; la valeur moyenne que nous aurions dû observer, en poursuivant notre expérience beaucoup plus long temps, évidemment, est de l'ordre de  $0,42 \mu\text{b/st}$ . Dans nos conditions expérimentales un événement correspond à  $0,6 \mu\text{b/st}$ . Le calcul ci-dessus et notre résultat sont donc compatibles. Ceci renforce l'hypothèse que la structure observée dans les mesures de section efficace totale ( $K^+p$ ) (39) est due à des interactions inélastiques et non à des résonances d'étrangeté positive. Par ailleurs, la très faible influence des résonances observée dans la diffusion en arrière ( $K^-p$ ) s'accorde avec le comportement asymptotique observé dans les diffusions vers l'avant de ce méson, où, dès 2 Gev/c la section efficace peut être décrite uniquement par l'échange de pôles de Regge (70).

La remontée de la section efficace différentielle ( $K^+p$ ) peut s'interpréter par l'échange des trajectoires de spin isotopique 0 et 1, par l'intermédiaire du canal croisé ; bien que nos connaissances des résonances d'hypérons soient encore fragmentaires, il semble toutefois,

T A B L E A U E1

PARAMETRES UTILISES POUR CALCULER LA SECTION  
EFFICACE DIFFERENTIELLE A 180°  
POUR LA DIFFUSION ELASTIQUE ( $K^-p$ ).

Résonances	$\ell$	$M^-$	$T^-$	$X^-$	$J^P$
$Y_0^{*-}$	2	1520	16	0,39	$3/2^-$
$Y_0^{*-}$	4	2100	160	0,29	$7/2^-$
$Y_0^{*+}$	3	1820	85	0,60	$5/2^+$
$Y_0^{*+}$	5	2350	210	0,15	$9/2^+$
$Y_1^{*?}$	2	1670	40	0,25	$3/2 ?$
$Y_1^{*+}$	3	1910	60	0,08	$5/2^+$
	$\ell$	$M^+$	$T^+$	$X^+$	$J^P$
$Y_0^{*+}$	2	1827	75	0,10	$5/2^+$
$Y_1^{*?}$	1	1670	18	0,06	$3/2 ?$
$Y_1^{*+}$	3	2030	160	0,16	$7/2^+$
$Y_1^{*-}$	2	1765	90	0,50	$5/2^-$

(-)  $J = \ell - 1/2$   
 (+)  $J = \ell + 1/2$   
 (Ref. 39 (58))

Section efficace différentielle ( $K^-p$ )  $180^\circ$ , calculée  
par la formule de Breit-Wigner

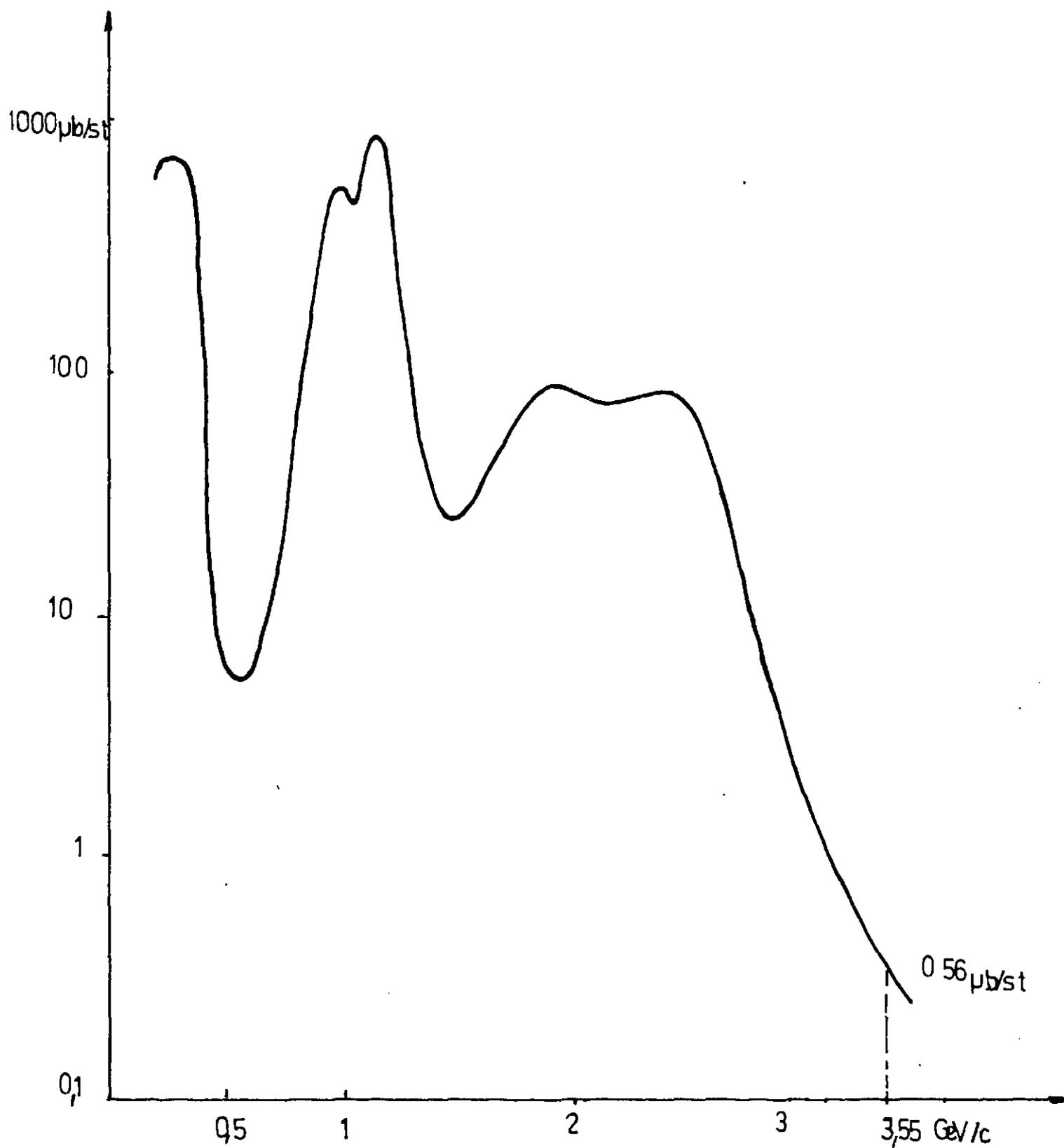
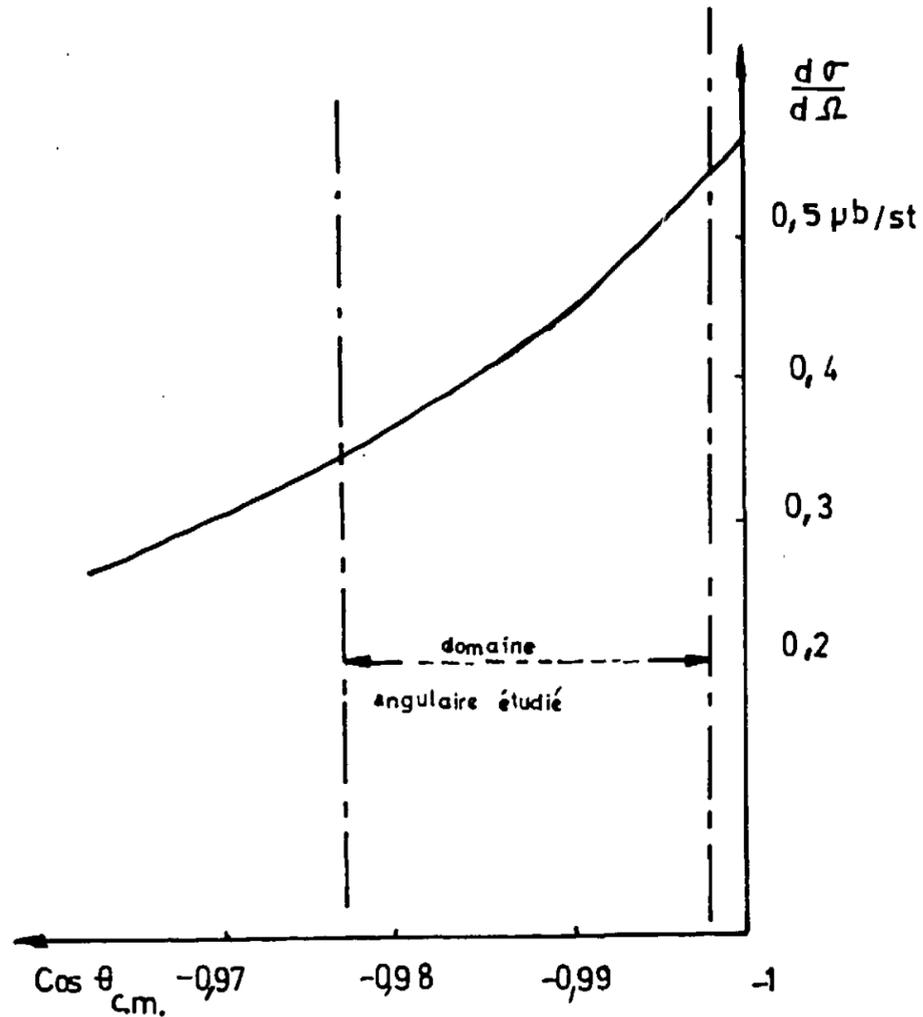


Figure E.2



Section efficace différentielle ( $K^-p$ ) pour des  $K^-$  de  $3,5 \text{ GeV}/c$  calculée par formule de Breit-Wigner

Figure E.3

d'après les résultats de R. L. COOL et al. (39) que la trajectoire  $\Sigma_S$  de spin  $I = 1$  (voir figure E4) soit au-dessus de la trajectoire  $\Delta_S$  qui contribue à la diffusion ( $\pi^-p$ ) dans le canal croisé : ceci expliquerait, dans la mesure où les résidus des pôles ne sont pas trop différents, que le pic ( $K^+p$ ) est au dessus du pic ( $\pi^-p$ ). L'absence de renseignements quant aux résidus des pôles ne permet pas, pour le moment, d'effectuer pour les  $K^+$  un calcul analogue à celui de BARGER et CLINE pour les pions.

## 2) Les modèles de particules composées

Tous les modèles basés sur un processus d'échange sont compatibles, du moins qualitativement, avec nos résultats. Les modèles de particules composées ne font pas exception ; nos résultats sont malheureusement statistiquement trop pauvres pour apporter des renseignements plus quantitatifs.

Les résultats de diffusions des pions nous permet d'accorder une préférence au modèle atomique. Ce choix n'est ni infirmé, ni renforcé par nos résultats puisque nous observons un pic ( $K^+p$ ) situé entre les deux pics ( $\pi^+p$ ) et ( $\pi^-p$ ). Des résultats plus précis devront être obtenus à la fois en  $\pi^+$ , et surtout en  $\pi^-$ , et en  $K$  si l'on veut vérifier les prévisions de LYUBIMOV, quant à la dépendance de la forme, du pic arrière par rapport au moment transversal  $P_{\perp}$ . Nous avons bien représenté les résultats de la diffusion arrière des  $K^+$  par la relation

$$\frac{d\sigma}{du} = A \exp Bu$$

mais la précision obtenue sur  $B$  est en fait peu satisfaisante, puisqu'elle correspond à

$$0 < B < 27 (\text{Gev}/c)^2,$$

avec une probabilité de 70 %.

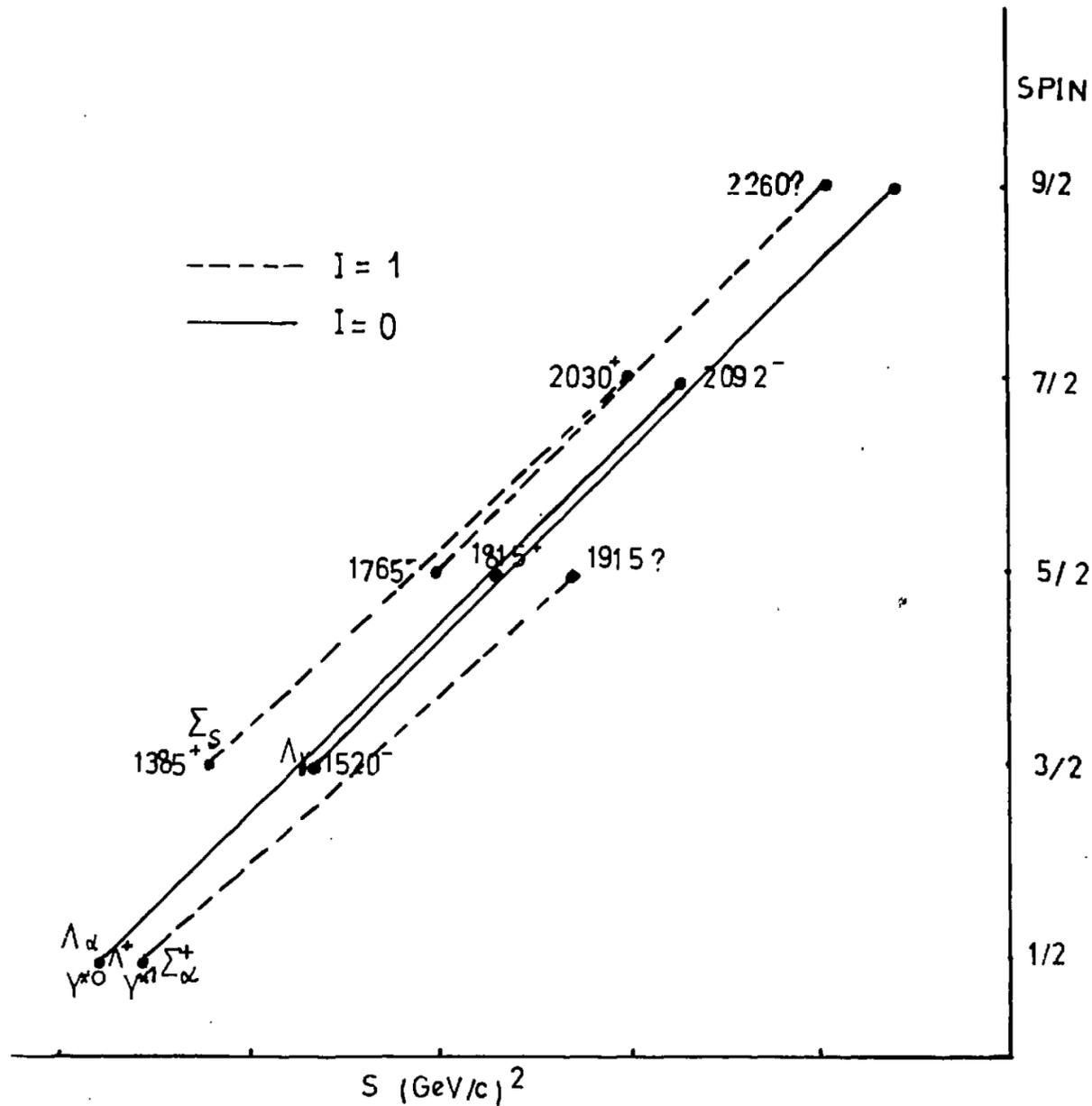
II - CONCLUSION

Le résultat le plus important de cette expérience est peut-être l'absence de pic arrière dans la diffusion élastique ( $K^-p$ ), de même grandeur que ceux observés dans les diffusions ( $\bar{N}p$ ) et  $K^+p$  : il confirme les prévisions des modèles d'échange et le comportement rapidement asymptotique de ce méson, dans la mesure où les résonances ne semblent déjà plus intervenir à cette énergie (ce qui ne paraît être le cas pour les pions qu'à partir de 6 à 8 Gev.).

Il est naturellement souhaitable que de nouvelles expériences viennent améliorer et compléter ces résultats, afin de préciser les mécanismes qui commencent à se dégager. Il serait, entre autre, particulièrement intéressant de mesurer les sections efficaces au voisinage de  $180^\circ$  des diffusions élastiques ( $K^-p$ ) pour des K incidents de 2 à 3 Gev/c; un dispositif analogue au nôtre serait suffisant pour contrôler le bien-fondé des prévisions qui s'appuient uniquement sur les résonances connues.

Des mesures de sections efficaces ( $K^+p$ ) au voisinage de  $180^\circ$  à plus haute énergie permettraient peut-être d'évaluer les résidus inconnus et de confronter alors nos résultats à 3,55 Gev/c avec le modèle d'échange des trajectoires de Regge, dont les succès sont par ailleurs déjà très nombreux.

*Manuscrit reçu le 14 novembre 1968*



Trajectoires des résonances d'hypérons  
d'après R.L. COOL et al [59]

Figure E.4

REMERCIEMENTS

Ma reconnaissance va tout d'abord à Monsieur le Professeur PERRIN qui, en me permettant d'entrer dans le groupe de Monsieur GOLDZAHL, m'a amené à participer aux recherches passionnantes que sont celles de la Physique des Hautes Energies, et à Monsieur le Professeur LEHMAN qui a accepté d'être mon directeur de thèse.

Je suis aussi très reconnaissant envers Messieurs GOLDZAHL, BANAIGS et LUNDBY qui m'ont fait profiter de leur grande expérience tant pratique que théorique, et n'ont cessé de me prodiguer leur amical soutien.

Je remercie très vivement tous les membres de notre groupe et ceux du groupe de Monsieur LUNDBY, dont la participation à cette expérience et l'esprit d'équipe ont été essentiels pour obtenir les résultats qui font l'objet de cette thèse. Je me dois de souligner l'importance du travail des collaborateurs techniques. C'est ainsi que l'efficacité et la compétence en électronique de Monsieur KIESSLER nous ont été particulièrement utiles, de même que l'aide de Messieurs ANZOLI et MOUELLIC, lors de la mise au point du dispositif, nous a été précieuse. Je dois aussi rappeler que les connaissances techniques et le dévouement de Messieurs PLOUJOUX et STOCKLI ne nous ont jamais fait défaut tant dans la préparation des expériences que dans leur réalisation.

Je remercie Messieurs JOUVET et CHAHINE ainsi que Madame THIBAUT, théoriciens au Collège de France, pour leurs avis éclairés quant à l'interprétation théorique des résultats.

Je remercie également Monsieur le Professeur BERTHELOT et Monsieur le Professeur GREGORY, Directeur du CERN, pour la confiance qu'ils m'ont accordée.

Je remercie le CERN qui nous a permis de réaliser cette expérience, ainsi que le CNRS et le CEA pour leur aide matérielle.

R E F E R E N C E S

- (1) J. BANAIGS, J. BERGER, C. BONNEL, J. DUFLO, L. GOLDZAHL  
et F. PLOUIN, Département Saturne, Saclay.  
W.F. BAKER, P.J. CARLSON, V. CHABAUD et A. LUNDBY  
CERN, Genève.  
Physics Letters, 24, (1967), 317.
- (2) J. BANAIGS, J. BERGER, C. BONNEL, J. DUFLO, L. GOLDZAHL  
et F. PLOUIN. Département Saturne, Saclay  
W.F. BAKER, P.J. CARLSON, V. CHABAUD, A. LUNDBY,  
E.G. MICHAELIS  
Physics Letters, 23, (1966), 605.
- (3) A. CITRON, W. GALBRAITH, T.F. KYCIA, B.A. LEONTIC,  
R.H. PHILLIPS, A. ROUSSET  
Phys. Rev. Letters, 13, (1964), 205.  
Phys. Rev. Letters, 14, (1964), 1091.
- (4) J. BANAIGS, J. BERGER, C. BONNEL, J. DUFLO, L. GOLDZAHL  
et F. PLOUIN. Département Saturne Saclay.  
W.F. BAKER, P.J. CARLSON, V. CHABAUD et A. LUNDBY,  
CERN Genève.  
Physics Letters, 25, (1967), 361.
- (5) L. LYONS - Conférence d'Oxford sur les particules élémentaires,  
Sept. 1965.
- (6) P. SONDEREGGER - Colloque de Dijon sur les interactions à  
2 corps, Juin 1966.
- (7) L. VAN HOVE - XIIIème Conférence sur la Physique des Hautes  
Energies Berkeley, Août-Septembre 1966.
- (8) J. DEBAISIEUX, F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, L. PAPE,  
R. WINDMOLDERS, R. GEORGE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT,  
V.P. HENRI, D.W.G. LEITH, G.R. LYNCH, F. MULLER,  
J.M. PERREAU, G. OTTER et P. SALLSTROM  
Nuovo Cimento, 43, (1966), 142.
- (9) W. DE BAERE, J. DEBAISIEUX, P. DUFOUR, F. GRARD,  
J. HEUGHEBAERT, L. PAPE, P. PETERS, F. VERBEURE,  
R. WINDMOLDERS, R. GEORGE, Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT,

- V. P. HENRI, B. JONGEJANS, D.W.G. LEITH, A. MOISSEV,  
F. MULLER, J.M. PERREAU et V. YARBA.  
Nuovo Cimento, 45A, (1966), 885.
- (10) J. MOTT, R. AMMAR, R. DAVIS, W. KROPAC, A. COOPER,  
M. DERRICK, T. FIELDO, L. HYMAN, J. LOKEN,  
F. SCHWEINGRUBER et J. SIMPSON  
Physics Letters, 23, (1966), 171.
- (11) a - L. BARBIER, J.D. DOWELL, P.I.P. KALMUS, B. LEONTIC,  
A. LUNDBY, R. MEUNIER, G. PETRUCCI, L. SOLINAS,  
J. P. STROOT et M. SZEPTYCKA  
Nucl. Inst. et Methods, 20, (1963), 66.  
b - J. W. GARDNER et D. WNTESIDE  
TRAMP (tracking et matching programme) (1961) NIRL/  
M/21.
- (12) V. CHABAUD et F. PLOUIN  
CERN, (1965) 65-12.
- (13) d'après J. FRONTEAU  
Nucl. Inst. et Methods, 16, (1962), 233
- (14) J. BANAIGS, J. DUFLO, L. GOLDZAHN, B. MOUELLIC,  
C. DELORME, R. LISSLER et E.G. MICHAELIS  
Nucl. Inst. et Methods, 26, (1964), 137.
- (15) J. BANAIGS, J. BERGER, B. MOUELLIC  
CERN, (1965), 65-13.
- (16) J. DUFLO  
Nucl. Inst. et Methods, 29, (1964), 319.
- (17) J. BANAIGS, J. BERGER, L. GOLDZAHN et B. MOUELLIC  
Nucl. Inst. et Methods, 48, (1967), 64.
- (18) Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V. P. HENRI, B. JONGEUANS,  
A. MOISEEV, F. MULLER, J.M. PERREAU, A. PROKES,  
V. YARBA et W. DE BAERE, J. DEBAISIEUX, P. DUFOUR,  
F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, L. PAPE, P. PEETERS,  
F. VERBEURE et R. WINDMOLDERS  
Nuovo-Cimento, 56, (1966), 539
- (19) Ces programmes de reconstruction ont été mis au point par  
W.F. BAKER, C. BONNEL, V. CHABAUD et F. PLOUIN.  
Tous les programmes cités sont des publications intérieures CERN.

- (20) D'après L. GRIFFITHS, C.R. SYMONS et B. ZACHAROV  
CERN, (1966), 66-17.
- (21) L. JANNEAU et D. MORRELET  
CERN, (1964), 64-13, vol. 1.
- (22) Le calcul du bruit de fond dans le Cerenkov CB dû aux  $\mu$  et aux  
électrons a été effectué par J. BANAIGS.(non publié).
- (23) R. WILLIAMS  
Rev. Mod. Physics, 36, (1964), 815.
- (24) B. JORDAN  
CERN, (1965), 65-14, 22.
- (25) V. CHABAUD  
CERN, NP/DH/67-4.
- (26) B.A. KULAKOV, M.F. LYKHACHEV, A.L. LUNBIMOV,  
Y.A. MALULENKO, I.A. SAVIN et V.S. STAVINSKI.  
Intern. Conf. on High Ener. Physics, CERN, (1962).
- (27) M.L. PERL, L.W. JONES et C.C. TINGS  
Phys. Rev., 132, (1963), 1252.
- (28) Collaboration AACHEN, BERLIN, BIRMINGHAM, BONN, HAMBURG,  
IMPERIAL COLLEGE, MUNICH  
Nuovo Cimento, 31, (1964), 485  
31, (1964), 729  
Intern. Conf. on High Energy Dubna (1964)  
Physics Letters, 10, (1964), 248.
- (29) J. OREAR, R. RUBINSTEIN, D.B. SCARL, D.W. WHITE,  
A.D. KRISH, W.R. FRISKEN, A.L. READ et H.R. RUDERMAN  
a) Phys. Rev. Letters, 15, (1964), 314.  
b) Phys. Rev., 152, (1966), 162.
- (30) I.A. SAVIN, A.S. VOVENKO, B.N. GUSKOV, M.F. LIKHACHEV,  
A.L. LYNBIMOV, Y.A. MATULENKO.  
a) Phys. Letters, 17, (1965), 68  
b) JETP Letters, 2, (1965), 345.
- (31) C.T. COFFINS, N. DIKMEN, L. ETTLINGER, D. MEYER,  
A. SANLYS, K. TERWILLIGER et D. WILLIAMS  
Phys. Rev. Letters, 15, (1965), 858.

- (32) H. BRODY, R. LANZA, R. MARSHALL, J. NIEDERER,  
W. SELOVE, M. SHOCHET et R. VAN BERG.  
Phys. Rev. Letters, 16, (1966), 828 et 968.
- (33) S.W. KORMANYOS, A.D. KRISH, J.R. O'FALLON, K. RUDDICK  
et L.G. RATNER  
Phys. Rev. Letters, 16, (1966), 709.
- (34) T. DOBROWOLSKY, B.N. GUSKOV, M.F. LIKLACHEV,  
A.L. LUBIMOV, Y.A. MATULENKO, V.S. STAVINSKY,  
A.S. VOVENKO  
Preprint Dubna P1, 3008, (1966).
- (35) W.F. BAKER, R.L. COOL, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA,  
R.H. PHILLIPS et A.L. READ  
Phys. Rev., 129, (1963), 2285.
- (36) R. CRITTENDEM, H.J. MARTIN, W. KERNAN, L. LERPUNER,  
A.C. LI, F. AYER, L. MARSHALL, et M.L.S. STEVENSON  
Phys. Rev. Letters, 12, (1964), 429.
- (37) A.N. DIDDENS, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA et K.F. RILEY  
Phys. Rev., 132, (1963), 2721.
- (38) W. GALBRAITH, E.W. JENKINS, J.F. KYCIA, B.A. LEONTIC,  
R.H. PHILLIPS, A.L. READ et R. RUBINSTEIN  
Phys. Rev., 138, (1965), 913.
- (39) R.L. COOL, G. GIACOMELLI, T.F. KYCIA, B.A. LEONTIC,  
K.K. LI, A. LUNDBY et J. TEIGER  
Phys. Rev. Letters, a) 16, (1966), 1228.  
b) 17, (1966), 102  
c) preprint, juillet 1967.
- (40) M.N. FOCACCI, S. FOCCARDI, G. GIACOMELLI, P. SERRA,  
M.P. ZERBETTO et L. MONASI  
Physics Letters, 19, (1965), 441.
- (41) J. GORDON  
Phys. Letters, 21, (1966), 117.
- (42) J. FOLEY, R.S. GILMORE, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE,  
S. OZAKI, E.H. WILLEN, R. YAMADA et L.C.L. YUAN  
Phys. Rev. Letters, 11, (1963), 503 et BNL 9270 (1965).

- (43) W. CHINOWSKY, G. GOLDHABER, S. GOLDHABER,  
T. O'HALLORAN et B. SCHWANGSCHILD  
UCRL 11669 (1964) et Phys. Rev., 139B, (1965), 1411.
- (44) L. SODICKSON  
Amer. Phys. Society, 8, (1963), 341.
- (45) A. FRIDMAN, O. BEMARI, A. MICHALON, B. SCHIBY,  
R. STRUB et G. ZECH  
CRN de Strasbourg, preprint (1965).
- (46) C. DAMERELL, A. ASHMORE, W.R. FRISKEN, R. RUBINSTEIN,  
J. OREAR, D. OWEN, F. PETERSON, A.L. READ, D.G. RYAN,  
D.H. WHITE - Bull. Am. Phys. Soc. 12, (1967), 469.
- (47) R. SERBER  
a) Phys. Rev. Letters, 10, (1963), 357.  
b) Rev. Mod. Physics, 36, (1964), 649.
- (48) H.H. ALY, D. LURIE, S. ROSENDORFF  
Phys. Rev. Letters, 7, (1963), 198.
- (49) A.D. KRISH  
Phys. Rev. Letters, 11, (1963), 217.
- (50) D.I. BLOKHINSTEV  
Nuovo Cimento, 23, (1962), 1061.
- (51) L.M. SIMMONS  
Phys. Rev. Letters, 12, (1964), 229.
- (52) S. MINAMI  
Phys. Rev., 133B, (1964), 1581.
- (53) R. HAGUEDORN  
Nuovo Cimento, 35, (1965), 216.
- (54) T.T. WU et L.N. YANG  
Phys. Rev., 137, (1965), B708.
- (55) BARGER et CLINE  
Phys. Rev. Letters, 16, (1966), 913 et 1220.
- (56) R. HEINZ et M. ROSS  
Phys. Rev. Letters, 14, (1964), 1091.
- (57) J.P. JACKSON  
Nuovo Cimento, 34, (1964), 1644.

- (58) A.H. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.J. PODOLSKY,  
J.R. PRICE, P. SODING, C.G. WOHL, M. ROOS et W.J. WILLIS  
UCRL-8030, Janvier 1967, preprint.
- (59) W. SINGH  
Phys. Rev., 129, (1963), 1889.
- (60) G.F. CHEW et S.C. FRAUTCHI  
Phys. Rev. Letters, 7, (1961), 394.
- (61) C.B. CHIU et J.D. STACK  
UCRL 16745 (1966).
- (62) D. DIKMEN - Phys. Rev. Letters, 18, (1967), 798.
- (63) Y. FUJIMOTO, S. MACHIDA et M. NAMIKI  
RUP 65/7, CERN, 568 (preprint)  
M. NAMIKI et I. CHBA  
Prog. Theor. Phys. Japon., 36, (1966), 651.  
IMACHI et S. SUGIDANO  
Prog. Theor. Phys. Japon., 36, (1966), 1023.
- (64) ZAKATA  
Prog. Theor. Phys. Japon., (1956).
- (65) L. GELLMAN  
Phys. Letters, 8, (1964), 214.  
ZWEIG  
tirage CERN, non publié.
- (66) A. LYUBIMOV  
Preprint CERN 2941 (1967)  
Journal expérimental physique (en russe) 4-II (1966), 493.
- (67) V. KOKKEDEE et L. VAN HOVE  
CERN TH642 (1966).
- (68) A. LUNDBY  
Communication privée, Juillet 1967.
- (69) A. BIALAS, E. BIALAS, O. CZYZEWSKY et A. KOTANSKY  
Nuovo Cimento, 48, (1967), 1111.
- (70) R.J.N. PHILLIPS et W. RARITA  
Phys. Rev., 139B, (1965), 1336.
- (71) D. CLINE, C. MOORE et D. REEDER  
Phys. Rev. Letters, 19, (1967), 675.

**FIN**