

ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE

Pour distribution interne seulement

Rapport interne NP 69-3
14 juillet 1969

ETUDE D'UN SPECTROMETRE MAGNETIQUE;
SON UTILISATION POUR LA MISE EN EVIDENCE
D'UNE STRUCTURE DANS LE MESON A_2

C. Lechanoine

1. The first part of the document is a list of names and their corresponding dates.

2. The second part of the document is a list of names and their corresponding dates.

3. The third part of the document is a list of names and their corresponding dates.

4. The fourth part of the document is a list of names and their corresponding dates.

INTRODUCTION

L'ensemble de ce travail a pour but l'étude expérimentale de la structure dans le méson A_2 . Cette structure a été observée pour la première fois par le groupe de Masse Manquante du CERN (en abrégé MMS)^{1,2)}. L'étude du spectre de masse obtenu dans la réaction :

$$\pi^- + p \rightarrow p + X^- ,$$

où le proton de recul est détecté dans la région angulaire du pic du Jacobien, nous avait permis d'observer, d'une part des résonances nombreuses et étroites³⁾, et d'autre part un trou de 16 MeV de large au centre du A_2 , à 1297 MeV, correspondant à six écarts standard. Il était nécessaire de compléter ce premier résultat en déterminant la structure du A_2 dans des conditions dynamiques entièrement différentes. Pour cela nous avons étudié et réalisé un second spectromètre de masse manquante (en abrégé CBS), comportant cette fois un aimant qui permet d'étudier les résonances près du seuil de production à leur plus petit quadri-moment de transfert [$t = -0,22 \text{ (GeV/c)}^2$ pour $M_{A_2} = 1300 \text{ MeV}$]. Nos résultats expérimentaux confirment ceux obtenus au pic du Jacobien : on observe une structure en deux pics, d'égales amplitudes et largeurs, séparés par un trou correspondant à quatre écarts standard.

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
CHAPITRE I - METHODE DE MASSE MANQUANTE A ZERO DEGRE	1
1. SPECTROMETRE DE MASSE	1
1.1 Revue des différentes méthodes	1
1.1.1 Sections efficaces totales	1
1.1.2 Méthode de masse effective	2
1.1.3 Méthode de masse manquante	3
1.2 Méthode de masse manquante à zéro degré	4
2. MONTE CARLO	6
2.1 Génération des événements	7
2.1.1 Trajectoire du proton	7
2.1.2 Trajectoires des pions	8
2.2 Discrimination entre pions et protons	9
2.3 Identification de la trace du proton de recul dans les chambres 1 et 2	9
2.4 Perte d'énergie du proton de recul dans l'hydrogène de la cible	10
2.4.1 Génération des événements	11
2.4.2 Reconstruction du point d'impact	11
2.5 Efficacité du système	12
CHAPITRE II - SPECTROMETRE A BOSONS	13
1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	13
1.1 Cadre géographique	13
1.2 Conditions générales	14
2. DESCRIPTION TECHNIQUE DES DIFFERENTS APPAREILS	16
2.1 Hodoscopes	16
2.2 Compteurs Čerenkov	17
2.3 Cible à hydrogène	19
2.4 Chambres à fils	19
2.4.1 Principe de fonctionnement	19
2.4.2 Système de lecture	20
3. LOGIQUE DU SYSTEME	21
3.1 Logique rapide	21
3.2 Logique lente	21
3.3 Enregistrement des données par la calculatrice IBM 1800	22

	<u>Page</u>
CHAPITRE III - DETERMINATION DE LA MASSE MANQUANTE	25
1. CALCUL DE L'IMPULSION DU PROTON DE REcul PAR TEMPS DE VOL	25
2. CALCUL DE L'IMPULSION DU PROTON DE REcul PAR ANALYSE MAGNETIQUE	26
2.1 Polynômes de Tchebychef	27
2.1.1 Définition	27
2.1.2 Propriétés des expansions en polynômes de Tchebychef	27
2.2 Méthode	29
2.2.1 Première étape	29
2.2.2 Deuxième étape	30
2.3 Applications	30
2.3.1 Soixante-dix-sept cellules en x_3, x_4	32
2.3.2 Méthode polynomiale	32
3. IDENTIFICATION DU PROTON DE REcul	33
3.1 Sélection par temps de vol	33
3.2 Calcul de la masse du proton	34
4. RESOLUTION EN MASSE	36
4.1 Contribution de l'impulsion de la particule incidente p_1	36
4.2 Contribution de l'impulsion du proton de recul p_3	36
4.2.1 Calcul de Δp_{vertex}	37
4.2.2 Calcul de $\Delta p_{\text{(TOF)}}$	38
4.2.3 Calcul de $\Delta p_{\text{(aimant)}}$	38
4.3 Contribution de l'angle entre le proton de recul et la particule incidente	41
4.4 Résolution finale	43
CHAPITRE IV - ANALYSE DES DONNEES	45
1. ANALYSE DES DONNEES "ON-LINE"	45
1.1 Fonctionnement de l'IBM 1800	45
1.1.1 Répartition des mémoires	45
1.1.2 Programmes à option	45
1.2 Etude des diagnostics techniques	47
1.2.1 Distribution des événements dans l'hodoscope H0	47
1.2.2 Distribution des événements dans les hodoscopes H1, H2	48
1.2.3 Efficacité des chambres à fils	48

	<u>Page</u>
2. ANALYSE DES DONNEES "OFF-LINE"	51
2.1 Programmes de reconstruction	51
2.1.1 <i>Reconstruction de la position des étincelles</i>	52
2.1.2 <i>Reconstruction des traces</i>	52
2.1.3 <i>Détermination du point d'impact de la réaction</i>	55
2.2 Présentation des résultats	57
CHAPITRE V - RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE MESON A ₂	59
1. RESULTATS EXPERIMENTAUX DU SPECTROMETRE A BOSONS	59
1.1 Historique	59
1.2 Résultats expérimentaux	62
1.2.1 <i>Conditions cinématiques et géométriques</i>	62
1.2.2 <i>Résultats expérimentaux</i>	68
1.3 Paramétrage des données	71
1.3.1 <i>Un pic simple</i>	73
1.3.2 <i>Deux pics incohérents</i>	73
1.3.3 <i>Un double pôle</i>	73
1.3.4 <i>Deux pics cohérents pouvant interférer</i>	74
1.4 Evaluation de la section efficace	74
2. RESULTATS EXPERIMENTAUX DES CHAMBRES A BULLES SUR LE A ₂	77
2.1 Résonances mésoniques dans la région de masse du A ₂	77
2.2 Analyse des modes de désintégration et détermination des nombres quantiques du A ₂	78
2.2.1 <i>Modes de désintégration</i>	78
2.2.2 <i>Détermination des nombres quantiques</i>	79
2.3 Résultats compatibles avec l'existence d'une structure	80
3. EXPLICATIONS POSSIBLES D'UNE STRUCTURE DANS LE MESON A ₂	86
3.1 Double pôle	86
3.2 Deux résonances de mêmes nombres quantiques J ^{PC} = 2 ⁺⁺	89
3.3 Deux résonances de nombres quantiques différents	90
4. CONCLUSIONS	94
REFERENCES	97

CHAPITRE I

METHODE DE MASSE MANQUANTE A ZERO DEGRE

1. SPECTROMETRE DE MASSE

Nous allons d'abord situer la méthode de masse manquante parmi les autres techniques expérimentales permettant l'étude du spectre de masse des résonances. Ces dernières ayant un temps de vie très bref, de l'ordre de 10^{-16} à 10^{-25} secondes pour les interactions fortes, leur observation directe est donc impossible. On peut utiliser les trois méthodes décrites ci-dessous.

1.1 Revue des différentes méthodes

1.1.1 Sections efficaces totales

L'étude de la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie incidente a révélé des structures que l'on interprète comme étant des résonances. On a l'habitude de distinguer deux régions dans le comportement des sections efficaces totales.

- i) Pour une bande d'impulsion supérieure à 5 GeV/c, la section efficace décroît lentement vers les énergies croissantes et ne montre aucune structure.
- ii) Pour une bande d'impulsion allant jusqu'à environ 5 GeV/c, la section efficace montre des structures nombreuses, qu'on interprète comme étant des résonances. La hauteur de ces dernières décroît quand l'impulsion augmente.

Si une structure est observée, on peut déterminer sa masse M , sa largeur Γ , sa hauteur σ_R et son spin isotopique I .

Pour déterminer le spin isotopique d'une de ces résonances, on se sert de l'hypothèse d'indépendance de charges des interactions fortes. Par exemple, dans une diffusion pion-nucléon, on pourrait mesurer six sections efficaces totales π^+p , π^+n , π^-p , π^-n , π^0p , π^0n . Mais elles ne sont pas indépendantes, et peuvent être exprimées comme une combinaison linéaire de deux sections efficaces indépendantes $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{3/2}$ dans l'état pur d'isospin $I = 1/2$ et $I = 3/2$. Ainsi :

$$\begin{aligned} \sigma_T(\pi^+p) &= \sigma_{3/2} ; \\ \sigma_T(\pi^-p) &= \frac{1}{3}\sigma_{3/2} + \frac{2}{3}\sigma_{1/2} . \end{aligned}$$

Ainsi la détermination de l'isospin d'une structure demande la mesure de deux sections efficaces totales : $\sigma(\pi^-p)$, $\sigma(\pi^+p)$ pour la diffusion pion-nucléon, et $\sigma(\bar{p}n)$, $\sigma(\bar{p}p)$ pour la diffusion nucléon-nucléon. La forme de la résonance, en fonction de l'énergie totale E^* dans le centre de masse, pour un état pur d'isospin, est décrite par la formule de Breit-Wigner :

$$\sigma_T(E^*) = \frac{4\pi}{k^2} \cdot \frac{(2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)} \cdot \frac{x}{[(M-E^*)(2/\Gamma)]^2 + 1} \quad (1)$$

où :

k : le nombre d'ondes;

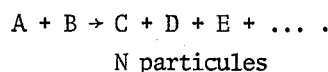
J, M, Γ : le moment angulaire total, la masse, et la largeur à mi-hauteur de la résonance;
 S_a, S_b : le spin de la particule incidente, et de celle de la cible;
 x : l'élasticité définie par le rapport suivant : nombre d'événements élastiques/
 nombre d'événements totaux.

L'étude du système nucléon-nucléon est rendue plus difficile par l'emploi d'une cible de deutéron.

Au cours de ces dernières années, presque toutes les résonances baryoniques ont été découvertes par cette méthode. L'étude des résonances mésoniques a été rendue possible grâce à la réalisation de faisceaux d'antiprotons. Ainsi l'expérience d'Abrams et al.⁴⁾ à Brookhaven semble confirmer l'existence des résonances mésoniques S, T d'isospin $I = 1$.

1.1.2 Méthode de masse effective

Considérons la réaction :



Ayant identifié ces N particules, connaissant leur direction et impulsion, on peut calculer leur masse effective :

$$M_{\text{eff}}^2 = \left[\sum_{i=1}^N E_i \right]^2 - \left[\sum_{i=1}^N \vec{P}_i \right]^2 \quad (2)$$

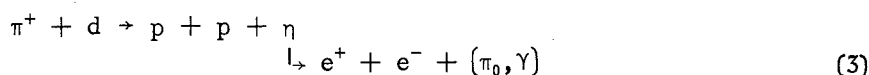
Une résonance se manifeste par un pic dans la distribution de masse effective des N particules secondaires. La forme de la résonance est aussi décrite par la formule de Breit-Wigner.

Cette méthode a été appliquée avec succès dans les expériences de chambres à bulles, et a conduit à la découverte de nombreuses résonances. En effet, cette méthode s'applique ici parfaitement, car la détection des produits de désintégration se fait dans un angle solide de 4π , ce qui permet d'identifier et de mesurer directions et impulsions des produits de désintégration chargés de la résonance.

Il existe cependant quelques limitations :

- i) D'une part, les chambres à hydrogène liquide ne permettent pas d'étudier directement les particules neutres : ce sont les chambres à liquide lourd qui ont maintenant rendu cette étude possible.
- ii) D'autre part, elles ne peuvent pas être déclenchées sur un type d'événement particulier que l'on désire étudier. Cela oblige à accumuler un grand nombre de photos dont une faible fraction contient des événements intéressants utilisables pour le spectre de masse. Le temps de dépouillement est relativement long, et la statistique est de ce fait plus longue à acquérir.

Dans la chambre à bulles à liquide lourd de Princeton, lors de l'étude de la désintégration électromagnétique du η au moyen de la réaction :



une présélection des photos a été réalisée au moyen d'un système de scintillateurs qui interdit le déclenchement des flashes pour toute autre réaction que (3)⁵⁾. Ainsi le temps de "scanning" a été réduit d'un facteur 2.

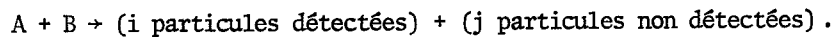
Il faut noter, que dans un cas très particulier, celui de la désintégration du A_2^- en 3π chargés⁶⁾, une expérience de compteurs n'utilisant aucun aimant a permis de calculer la masse effective de ces trois pions et de déterminer le spin et la parité du A_2 .

1.1.3 Méthode de masse manquante

a) Cas général

Les caractéristiques essentielles sont les suivantes : il n'est pas nécessaire d'identifier et de mesurer toutes les particules participant à une réaction; il suffit de mesurer directions et impulsions de la particule incidente et d'une partie des particules secondaires que l'on a identifiées au préalable.

Soit la réaction :



La masse effective de ces j particules est :

$$M_{\text{eff}}^2 = \left(\sum_{k=1}^j E_k \right)^2 - \left(\sum_{k=1}^j \vec{p}_k \right)^2 \quad (4)$$

Les lois de conservation d'impulsion et d'énergie donnent :

$$\sum_{k=1}^j E_k = E_T - \left(\sum_{\ell=1}^i E_\ell \right), \quad (5)$$

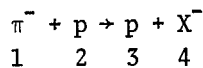
$$\sum_{k=1}^j \vec{p}_k = \vec{p}_T - \sum_{\ell=1}^i \vec{p}_\ell, \quad (6)$$

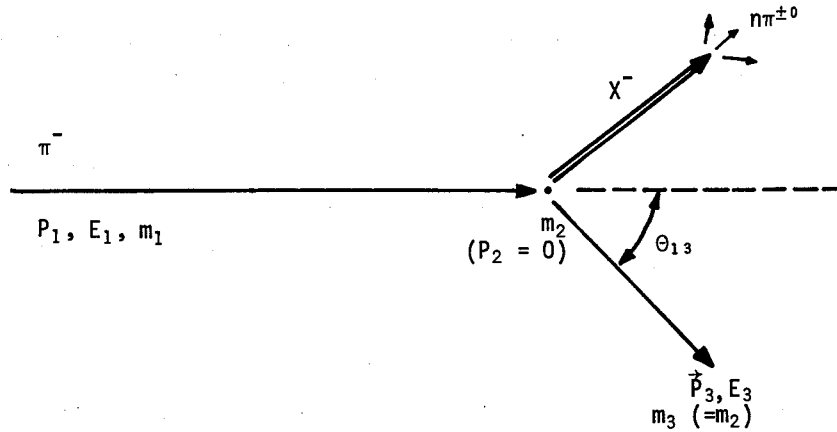
où E_T et \vec{p}_T sont l'énergie et l'impulsion totales dans leur système de référence. On définit la masse manquante par :

$$M_X^2 = \left[E_T - \sum_{1=1}^i E_1 \right]^2 - \left[\vec{p}_T - \sum_{1=1}^i \vec{p}_1 \right]^2 \quad (7)$$

b) Réaction à deux corps

Soit la réaction à deux corps suivante :





Le calcul de masse manquante se simplifie dans ce cas : les lois de conservation de l'énergie et l'impulsion du système donnent :

$$M_{X^-}^2 = M_4^2 = E_4^2 - \vec{p}_4^2 = (E_1 + m_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2$$

d'où :

$$M_{X^-}^2 = (E_1 + m_2 - E_3)^2 - p_1^2 - p_3^2 + 2p_1p_3 \cos \theta_{13} . \quad (8)$$

Dans le plan (θ_{13}, p_3) pour une valeur fixe de l'impulsion incidente p_1 , on peut tracer les courbes d'égale masse manquante. La figure 1 donne ces isobares pour une valeur de $p_1 = 12 \text{ GeV}/c$.

On remarque donc que, dans ce cas particulier de réaction à deux corps, il suffit d'identifier le proton de recul, de mesurer son impulsion et sa direction pour pouvoir faire un calcul de masse manquante. Ceci peut être fait très facilement par une expérience de compteurs. Le proton de recul ne sera pas détecté dans un angle solide de 4π , mais seulement dans des régions couvrant un angle solide limité.

Deux régions sont intéressantes : celle du pic du Jacobien⁷⁾ et celle du zéro degré que nous allons voir plus en détail maintenant.

1.2 Méthode de masse manquante à zéro degré

Dans cette méthode, le proton de recul est détecté dans un angle voisin de zéro vers l'avant dans le système du laboratoire.

D'après les lignes cinématiques (fig. 1), la masse est pratiquement indépendante de l'angle θ_{13} : une mesure de l'impulsion p_3 du proton de recul est donc suffisante pour déterminer le spectre de masse manquante [l'angle θ_{13} apparaît dans la formule (8) sous forme d'un cosinus].

Cette méthode présente les caractéristiques suivantes.

- a) Sur la figure 1, si l'on compare les zones d'angle (I) (région du Jacobien) et (II) (région du zéro degré) correspondant à la même bande d'impulsion p_3 , on remarque que la zone (II) placée à 0° permet d'atteindre des masses de $3,1 \text{ GeV}$, tandis que dans la zone (I) située au pic du Jacobien, la masse maximum que l'on peut atteindre est de $2,0 \text{ GeV}$. La

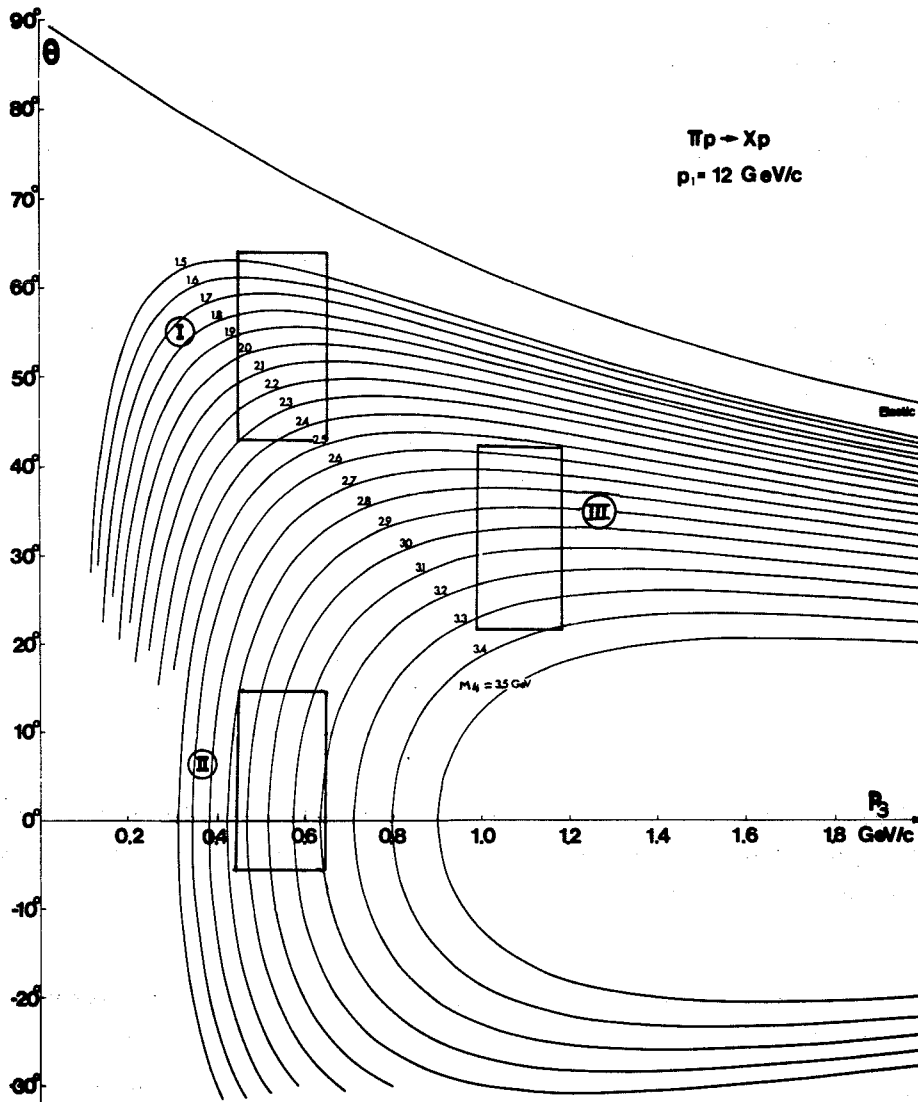


Fig. 1 Lignes cinématiques pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p X^-$.

zone (III) indique les conditions expérimentales ($1 < p_3 < 1,2 \text{ GeV/c}$), que l'on devrait adopter si l'on voulait étudier les masses de l'ordre de 3 GeV par la méthode du pic du Jacobien (la discrimination entre pions et protons par temps de vol est difficile dans ces conditions).

Ainsi, avec les faisceaux existant actuellement au CERN, il est possible d'étudier le spectre des mésons jusqu'à une masse de 4,5 GeV avec cette méthode à zéro degré.

b) Les résonances sont produites à leur plus petit quadrimoment de transfert. Considérons toujours la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ dans le système du laboratoire :

$$t = (p_2 - p_3)^2 = (E_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_2 - \vec{p}_3)^2$$

d'où :

$$t = - 2m_2 \cdot T_3 , \tag{9}$$

où T_3 est l'énergie cinétique de la particule 3 et m_2 la masse du proton. $|t|$ sera minimum si p_3 est minimum. D'après les lignes cinématiques de la figure 1 on voit qu'à masse manquante constante, l'impulsion du proton de recul est minimum pour un angle θ_{13} nul.

Dans le système du centre de masse, ceci correspond aux protons allant vers l'arrière. Ainsi :

$$t = (p_2^* - p_3^*)^2 = (E_3^* - E_2^*)^2 - (\vec{p}_2^* - \vec{p}_3^*)^2$$

où \vec{p}_2^* , E_2^* sont l'impulsion et l'énergie de la particule 2 dans le centre de masse, et \vec{p}_3^* , E_3^* sont relatifs à la particule 3. Soit :

$$t = 2m_2^2 - 2E_2^* \cdot E_3^* + 2p_2^* \cdot p_3^* \cdot \cos \alpha_{23}^* .$$

Or ici, $\alpha_{23}^* = 0^\circ$, et le module de t est minimum. Ainsi :

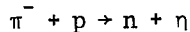
$$t = 2m_2^2 - 2E_2^* \cdot E_3^* + 2p_2^* \cdot p_3^* . \quad (10)$$

Soit :

$$t = -0,22 \text{ (GeV/c)}^2$$

pour $M_{X^-} = 1,3 \text{ GeV}$.

Les mécanismes de production et d'échange sont peu connus à zéro degré. Hyman et al.⁸⁾ ont étudié la production du η près du seuil de production, mais à son plus haut quadrimoment de transfert, dans la réaction :

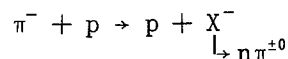


à une impulsion incidente de 670 et 805 MeV/c, où le η est identifié par mesure du temps de vol du neutron associé. Ils ont observé un fort signal du η sur 15% de bruit de fond.

Une étude détaillée par Monte Carlo a été faite pour savoir si l'expérience était possible et quelles en étaient les conditions optimales. (Toute cette étude a été faite pour les hautes masses, mais les résultats restent valables dans la région de masse du A_2 .)

2. MONTE CARLO

La réaction étudiée est la suivante :



Les principaux appareils du dispositif sont schématisés en figure 2.

Les conditions d'opération sont les suivantes :

- i) Faisceau de pions négatifs d'énergie incidente 12 GeV/c, dont la direction est définie par les hodoscopes.
- ii) Cible d'hydrogène liquide, longue de 30 cm, parallèle à la direction du faisceau incident.

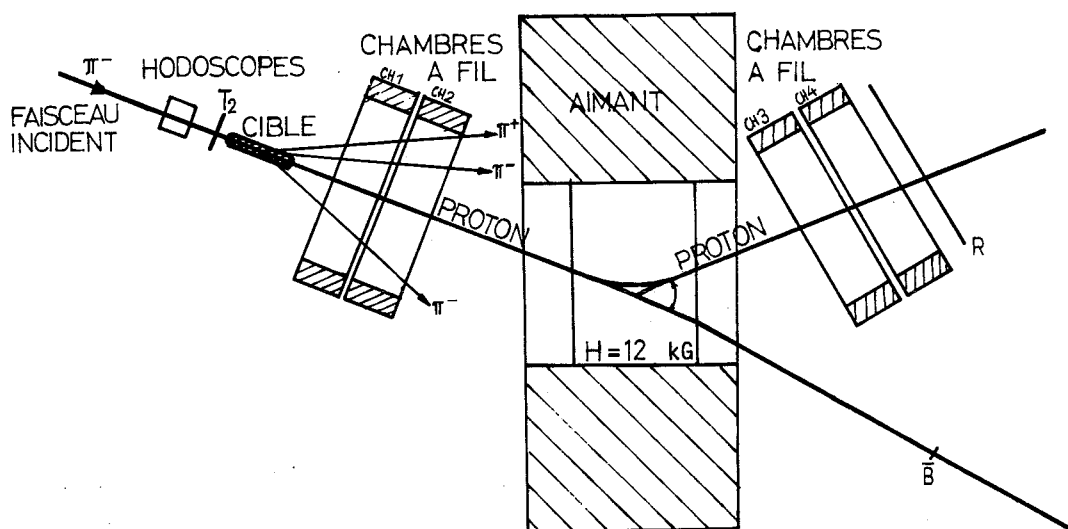


Fig. 2 Dispositif expérimental

- iii) Aimant à large entrefer, dont le champ magnétique de 12 kG est supposé homogène dans une boîte parallélépipédique de $(1,5 \times 1,0 \times 0,5) \text{ m}^3$.
- iv) Deux systèmes identiques de détection des particules chargées, constitués de deux chambres à fils chacun (CH1 à CH4), dont la résolution spatiale est $\pm 1 \text{ mm}$. Le proton, dont l'impulsion varie dans un intervalle fixe, est détecté vers l'avant, dans le laboratoire, dans un angle de $\pm 11,5^\circ$ horizontalement, et de $\pm 3^\circ$ verticalement. Ces conditions étaient imposées par les dimensions des chambres et de l'entrefer de l'aimant. L'impulsion du proton de recul est déterminée par deux mesures indépendantes : analyse magnétique et temps de vol entre les compteurs T_2 et R.

2.1 Génération des événements

2.1.1 Trajectoire du proton

Le point d'impact (x_V, y_V, z_V) de la réaction est généré à l'intérieur des limites géométriques de la cible, avec une densité de probabilité constante suivant l'axe. (On n'a pas tenu compte d'une distribution transversale, qui est négligeable comparée aux dimensions globales du système.) Donc x_V et z_V sont nuls, et $y_V \neq 0$ est compris entre -15 et +15 cm.

Aux bornes de l'intervalle de variation de l'impulsion p_3 du proton de recul, soit $p_{3\text{min}}$ et $p_{3\text{max}}$, correspondent d'après la cinématique (fig. 3) les masses M_{min} pour l'angle d'acceptance extrême ($\theta_{13} = 11,5^\circ$), et M_{max} pour l'angle d'acceptance minimum ($\theta_{13} = 0^\circ$).

Le spectre de masse est généré entre ces bornes avec une densité de probabilité constante. Pour chaque masse M_X , une valeur de p_3 est générée avec une densité de probabilité obéissant à une loi en e^{-at} ($a = 8$, $t = \text{quadriment du transfert}$), entre les valeurs extrêmes de l'intervalle p_3 autorisées pour chaque masse.

Connaissant p_3 , M_X et p_1 , on en déduit θ_{13} , et l'angle azimutal ϕ_{13} est choisi au hasard entre 0 et 2π .

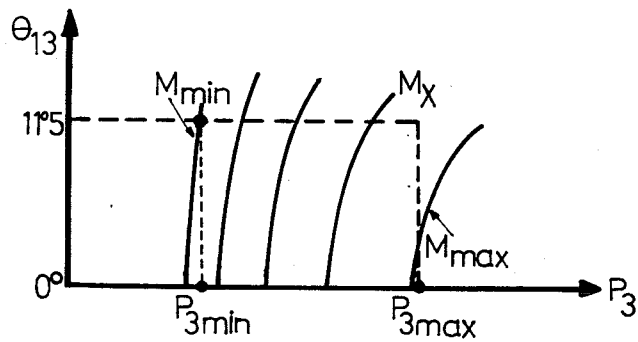


Fig. 3 Acceptance en masse

La trace du proton, définie par le point d'impact (y_v), l'impulsion (p_3), et la direction (θ_{13} , ϕ_{13}), pénètre dans le champ magnétique rectangulaire de 12 kG. Tous les événements pour lesquels le proton ne se meut pas librement dans le volume magnétique de l'entrefer sont éliminés. Finalement on obtient le spectre de transmission en masse du système en faisant les coupures imposées par la géométrie des chambres. Pour différentes valeurs de p_{3min} et p_{3max} , on obtient la fonction montrée en figure 4. La probabilité d'avoir un proton dans les chambres 3 et 4, donnée par le rapport entre le nombre d'événements pour lesquels le proton a traversé le télescope et le nombre total d'événements générés, est de 5%.

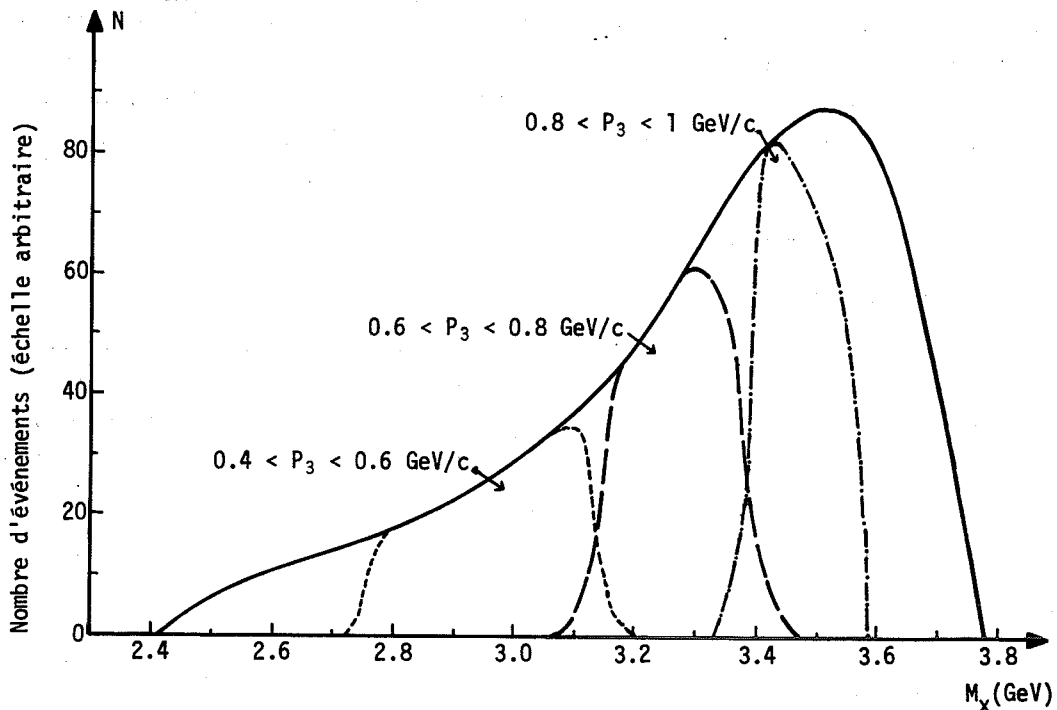


Fig. 4 Fonction de transmission du spectromètre pour les protons

2.1.2 Trajectoires des pions

La génération du point d'impact est la même qu'en 2.1.1. A partir de ce point, les pions de désintégration de la résonance sont générés suivant l'espace de phase, en supposant

que l'impulsion de la résonance est aussi de 12 GeV/c. Les multiplicités 3, 5, 7 des pions de désintégration de charges négative et positive ont été étudiées.

Ces diverses trajectoires ont été suivies à travers l'aimant de la même manière qu'en 2.1.1. Pour chaque combinaison de charges et de multiplicités, on a évalué la fonction de transmission : le spectre résultant est obtenu en faisant une somme pondérée de ces différentes fonctions⁹⁾. La probabilité d'avoir un pion ou plus dans les chambres 3 et 4 est ici de 16%.

2.2 Discrimination entre pions et protons

Nous avons vu dans la section précédente que la probabilité d'avoir un pion dans les chambres 3 et 4 est supérieure à celle d'avoir un proton : il est donc nécessaire de mettre au point une condition de déclenchement sélective sur les protons.

Le spectre de temps de vol, mesuré sur une distance de 5 m entre les compteurs T₂ et R, a été étudié séparément pour les protons et pour les pions. La figure 5 montre ces deux spectres, celui des pions étant la somme pondérée des différentes multiplicités 3, 5 et 7.

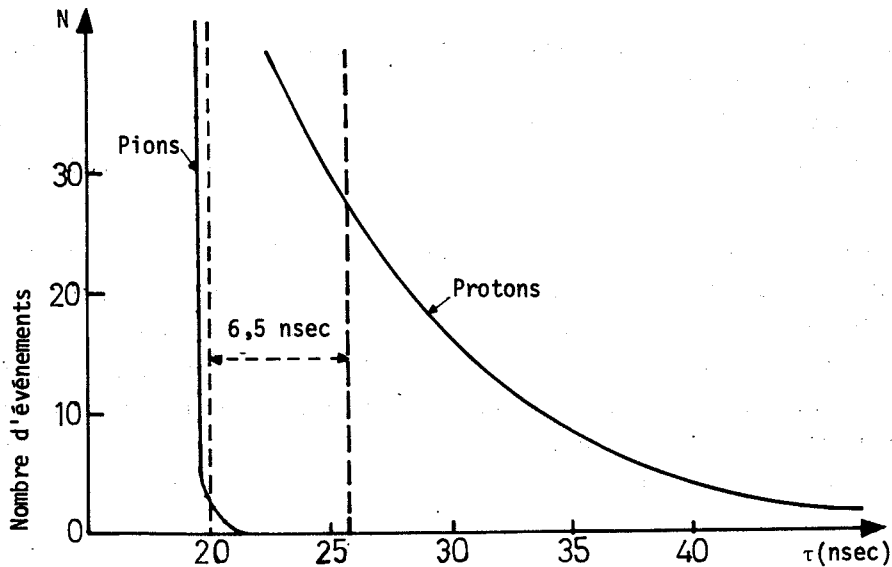


Fig. 5 Spectre de temps de vol sur une distance de 5 m

Due à la différence de longueur de parcours et aux grandes dimensions du compteur R, la différence de temps de vol mesuré entre deux particules identiques, de même vitesse, mais de trajectoires différentes, peut atteindre 6,5 nsec. Tenant compte de cette incertitude, le pourcentage de rejet des pions est supérieur à 98%, si le déclenchement ne se fait que pour des particules ayant un temps de vol supérieur à 26,5 nsec.

2.3 Identification de la trace du proton de recul dans les chambres 1 et 2

Des événements complets (pions et protons) ont été générés pour des multiplicités en pions de 3, 5 et 7.

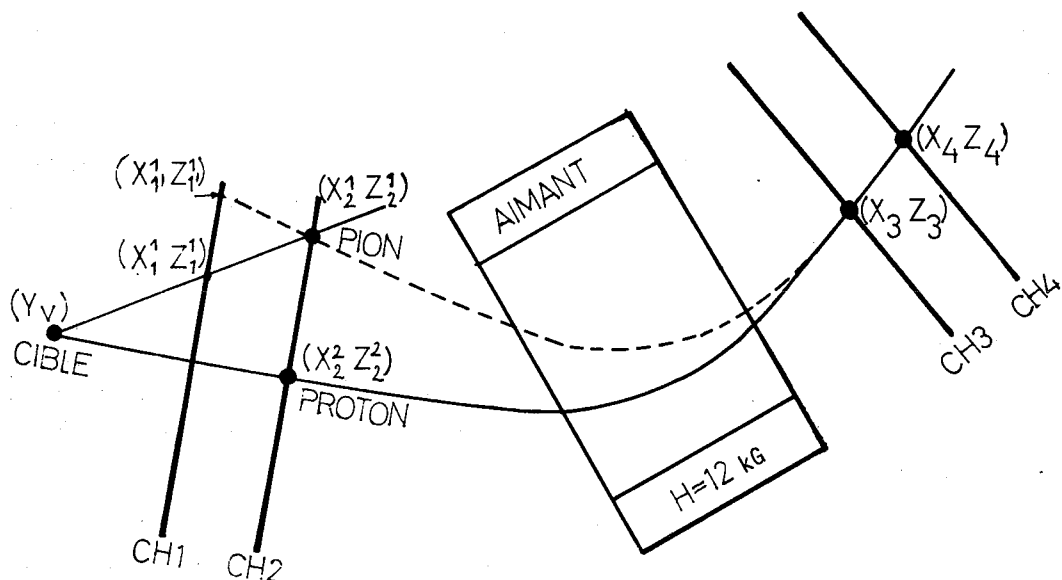


Fig. 6 Recherche de la trace du proton dans les chambres 1-2 dans le cas de 2 traces (1 pion + 1 proton)

Dans le cas où le proton seul pénètre dans les chambres 3 et 4, sa trajectoire après l'aimant est définie par deux points (X_3, Z_3) et (X_4, Z_4) donnés par les chambres 3 et 4. Les trajectoires avant l'aimant des N pions et du proton, soit $(N + 1)$ trajectoires, sont définies par le point d'impact Y_V et les points $(X_2^i, Z_2^i, i = 1, N + 1)$ donnés par la chambre 2 (fig. 6).

Connaissant le champ magnétique, on peut reconstruire les $(N + 1)$ trajectoires hypothétiques passant par les points $(X_2^i, Z_2^i, i = 1, N + 1)$ avant l'aimant. Ainsi les coordonnées du point d'intersection de chacune de ces trajectoires avec le plan médian de la chambre 1 peuvent être calculées, soit $(X_1^i, Z_1^i, i = 1, N + 1)$. La distance dans l'espace entre la position reconstruite 1' et la position générée 1 permet de séparer le proton des pions, comme l'indique clairement la figure 7. Il est donc possible d'identifier la trace du proton dans les chambres 1 et 2 avec une contamination en pions qui a été évaluée à 1,1%.

2.4 Perte d'énergie du proton de recul dans l'hydrogène de la cible

L'imprécision sur la longueur du parcours dans l'hydrogène se manifeste par des fluctuations sur la valeur de l'impulsion p_3 , ces dernières étant plus grandes pour les basses impulsions. L'étude des fluctuations sur la longueur de parcours a été faite de deux façons différentes :

- i) En reconstruisant le point d'impact à partir des pions de désintégration et du pion incident;
- ii) En reconstruisant le point d'impact à l'aide du proton de recul seulement et du pion incident.

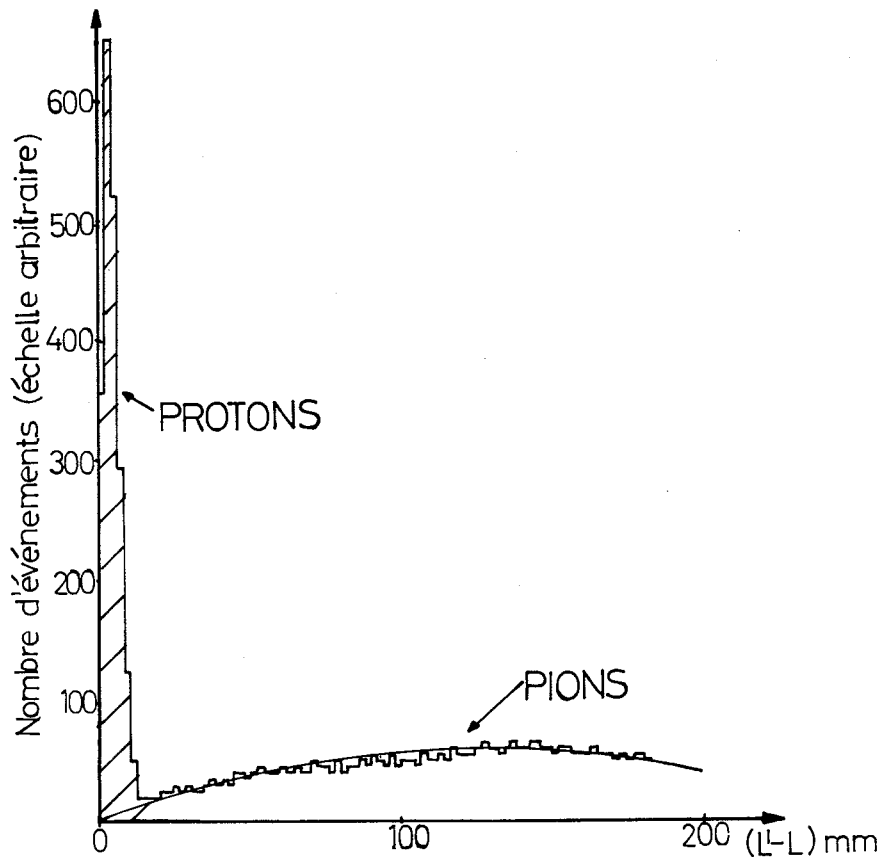


Fig. 7 Différence entre la position reconstruite dans la chambre et la trace la plus proche

2.4.1 Génération des événements

La distribution du point d'impact le long de l'axe du faisceau est générée comme on l'a décrit dans la section 1.2.1, mais sa distribution dans un plan perpendiculaire est prise gaussienne le long d'un rayon et de symétrie cylindrique. Sa largeur totale à mi-hauteur est égale à 20 mm.

La direction initiale du proton est générée isotropiquement, à l'intérieur d'un angle solide de demi-ouverture $11,5^\circ$. On peut alors évaluer la longueur de parcours dans l'hydrogène de la cible.

La diffusion multiple correspondant à ce parcours est ajoutée à la direction initiale, et la trajectoire est ensuite étendue jusqu'à la chambre 1, où elle subit une diffusion multiple de 3,9 mrad, due aux matériaux de la chambre. Puis la trajectoire est à nouveau étendue jusqu'à la chambre 2. Une erreur de ± 1 mm (résolution spatiale des chambres) est ajoutée aux coordonnées des points d'intersection des trajectoires et des chambres : on obtient ainsi les positions mesurées (X_1, Z_1) , (X_2, Z_2) .

2.4.2 Reconstruction du point d'impact

Les coordonnées de ce point, dans un plan perpendiculaire à la direction du faisceau (X_V, Z_V) , sont données par les hodoscopes incidents; la coordonnée longitudinale a été déterminée de deux manières différentes :

a) Avec le proton de recul seulement. Les points (X_1, Z_1) et (X_2, Z_2) définissent une droite. La position longitudinale du point d'impact est prise comme étant le milieu géométrique de la plus courte distance entre cette droite et le pion incident.

b) Avec les produits de désintégration. On utilise la même méthode que précédemment, mais les angles et les impulsions sont ici plus grands. La précision de reconstruction du point d'impact est trouvée de $\pm 7,0$ mm. On définit comme trajectoire mesurée la droite joignant ce point d'impact et le point de coordonnées (X_2, Z_2) . On peut alors calculer la longueur de parcours dans l'hydrogène L' , et comparer cette dernière à la longueur vraie L .

Ces deux méthodes donnent respectivement une incertitude de $\pm 15,0$ mm et $\pm 7,0$ mm sur la détermination de L . Le tableau 1 donne, pour une longueur de parcours moyenne de $L = 15$ cm, les fluctuations sur l'impulsion p_3 qui en résultent.

Tableau 1

p_3 (GeV/c)	Δp_3 (1 ^{re} méthode) (MeV/c)	Δp_3 (2 ^e méthode) (MeV/c)
0,3	$\pm 9,6$	$\pm 4,5$
0,5	$\pm 2,6$	$\pm 1,2$
0,7	$\pm 1,3$	$\pm 0,6$

2.5 Efficacité du système

L'efficacité du système et le pourcentage de mauvais déclenchements sont calculés au moyen des efficacités partielles pour trois groupes de valeurs de $p_{3\min}$ et $p_{3\max}$:

- i) ϵ_p , probabilité d'avoir un proton dans le système des chambres 3 et 4;
- ii) ϵ_π , probabilité de n'avoir aucune contamination en pions dans les chambres 3 et 4;
- iii) ϵ_R , probabilité de n'avoir aucune ambiguïté entre pion et proton lors de la reconstruction de la trace de ce dernier dans les chambres 1 et 2.

La probabilité d'avoir un déclenchement est donnée par $\epsilon_T = \epsilon_p \cdot \epsilon_\pi$, et la probabilité d'avoir un bon déclenchement est donnée par $\epsilon_G = \epsilon_T \cdot \epsilon_R$. Le rapport entre mauvais et bons déclenchements est défini par $\rho = 1 - \epsilon_R \cdot \epsilon_\pi$. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.

Tableau 2

Intervalle de p_3 (GeV/c)	ϵ_p	ϵ_π	ϵ_R	ϵ_G	ϵ_T	ρ
0,4 - 0,6	0,042	0,84	0,99	0,030	0,035	0,14
0,6 - 0,8	0,072	0,84	0,99	0,051	0,060	0,15
0,8 - 1,0	0,084	0,84	0,99	0,056	0,070	0,20

La résolution du système n'est pas traitée ici, car une étude détaillée de ce problème sera faite au chapitre III, section 4.

CHAPITRE II

SPECTROMETRE A BOSONS

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1.1 Cadre géographique

L'expérience a été faite au Synchrotron à protons du CERN. La zone expérimentale était située dans le Hall Sud, sur le faisceau q_5 (fig. 8).

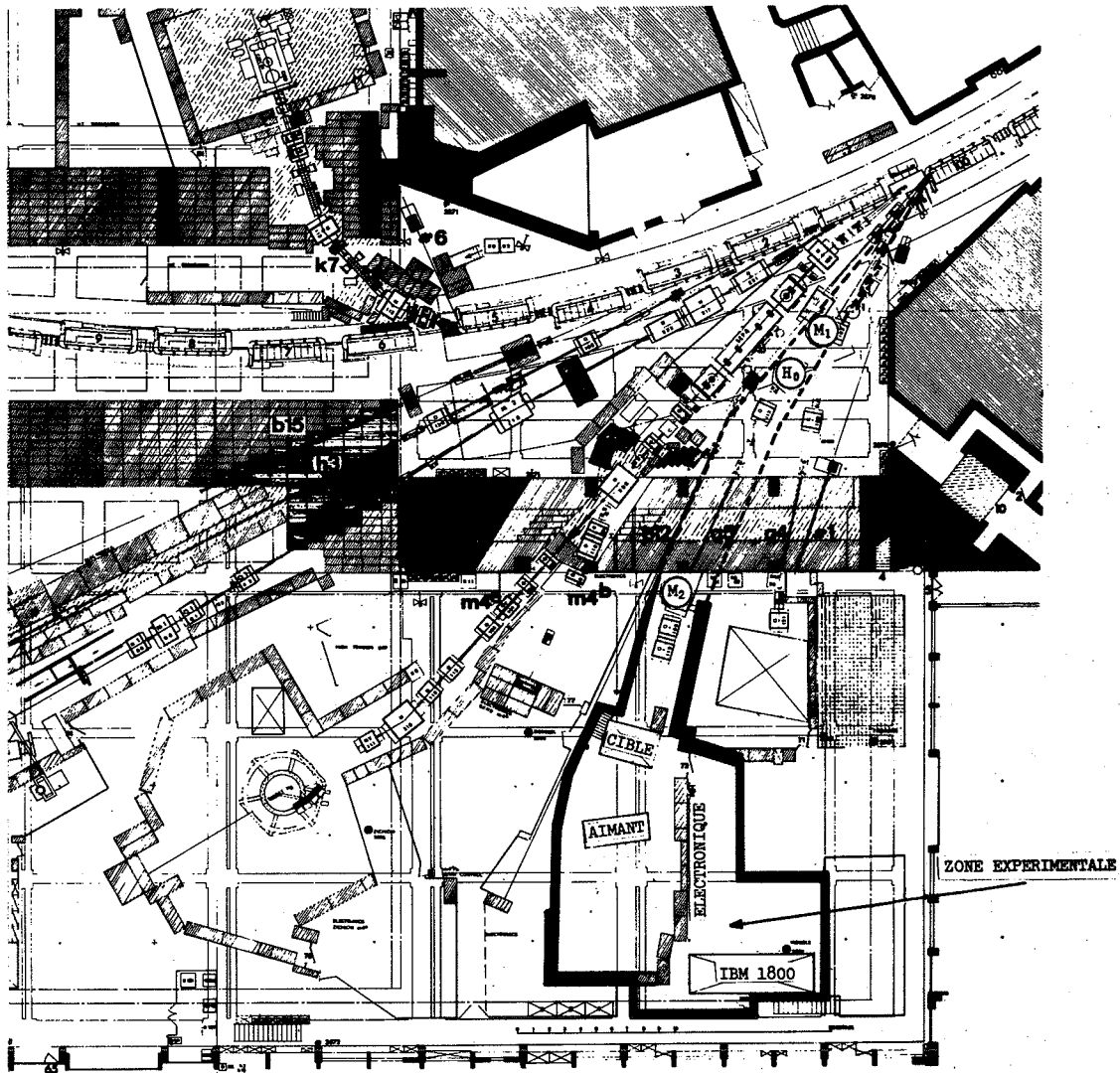


Fig. 8 Plan du Hall Sud

Sous conditions normales d'opération, les protons (environ 10^{12}) sont accélérés dans l'anneau jusqu'à 19,2 GeV/c. La cible $\hat{1}$ constituée par un barreau de béryllium de 20 mm de long et 1 mm de diamètre, intersecte le faisceau interne avec une période de 2 sec. Le faisceau est émis sous un angle de 0,350 radian. Un système de quadrupôles et d'aimants, sur une longueur de 40 m, focalise et sélectionne un spectre étroit d'impulsion.

Le nombre de particules incidentes par bouffée du SP est de $0,5 \cdot 10^5$ à $1 \cdot 10^5$. Le faisceau obtenu peut être positif ou négatif.

Pour une impulsion sélectionnée de 2,65 GeV/c (énergie à laquelle nous avons travaillé) le pourcentage relatif des constituants est indiqué dans le tableau 3.

Tableau 3

Faisceau positif	π^+ 28,3%	K^+ 0,9%	p 70,8%
Faisceau négatif	π^- 98,1%	K^- 1,2%	\bar{p} 0,7%

1.2 Conditions générales

Le schéma du dispositif est présenté sur la figure 9 .

Le spectre en masse des bosons X^- produits dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$ peut être obtenu par la méthode de masse manquante. Pour cela il faut :

a) Identifier la particule incidente comme étant un pion, et mesurer son impulsion et sa direction.

L'impulsion incidente est connue grâce aux mesures de déflexion et de courant dans les aimants de transport du faisceau (M1 et M2), et sa direction est déterminée par un système d'hodoscopes à scintillateurs H1 et H2.

Quant à la nature de la particule incidente, elle est déterminée par deux compteurs Čerenkov \check{C}_1 et \check{C}_2 .

b) Identifier le proton de recul, connaître sa trajectoire et son impulsion. L'identification du proton est réalisée au moyen d'une mesure combinée du temps de vol entre les compteurs T₂ et R, et d'une mesure de la déflexion magnétique entre les chambres 1 et 2 (CH1, CH2) et les chambres 3 et 4 (CH3, CH4).

Trajectoire et impulsion sont aussi déterminées par ces deux mesures. D'autre part, une connaissance précise du point d'impact de la réaction est nécessaire afin d'évaluer la perte d'énergie dans l'hydrogène de la cible. Un collimateur de plomb limite l'angle d'acceptance du proton à $\pm 3^\circ$ verticalement et entre -1° et $+14^\circ$ horizontalement.

c) Etudier les produits de désintégration de la résonance X^- , afin de faire une sélection de charges, et déterminer ainsi son mode de désintégration.

Une boîte parallélépipédique formée par quatre scintillateurs (D) entoure la cible, deux latéralement et les deux autres au-dessus et en dessous, afin de détecter les particules chargées, échappant à l'angle solide couvert par les chambres CH1 et CH2.

D'après la formule de masse manquante, on voit que, pour un angle de production voisin de zéro degré, la détermination de la masse se réduit à une mesure de l'impulsion du proton de recul. La mesure de cette quantité sera étudiée en détail au chapitre III, sections 1 et 2.

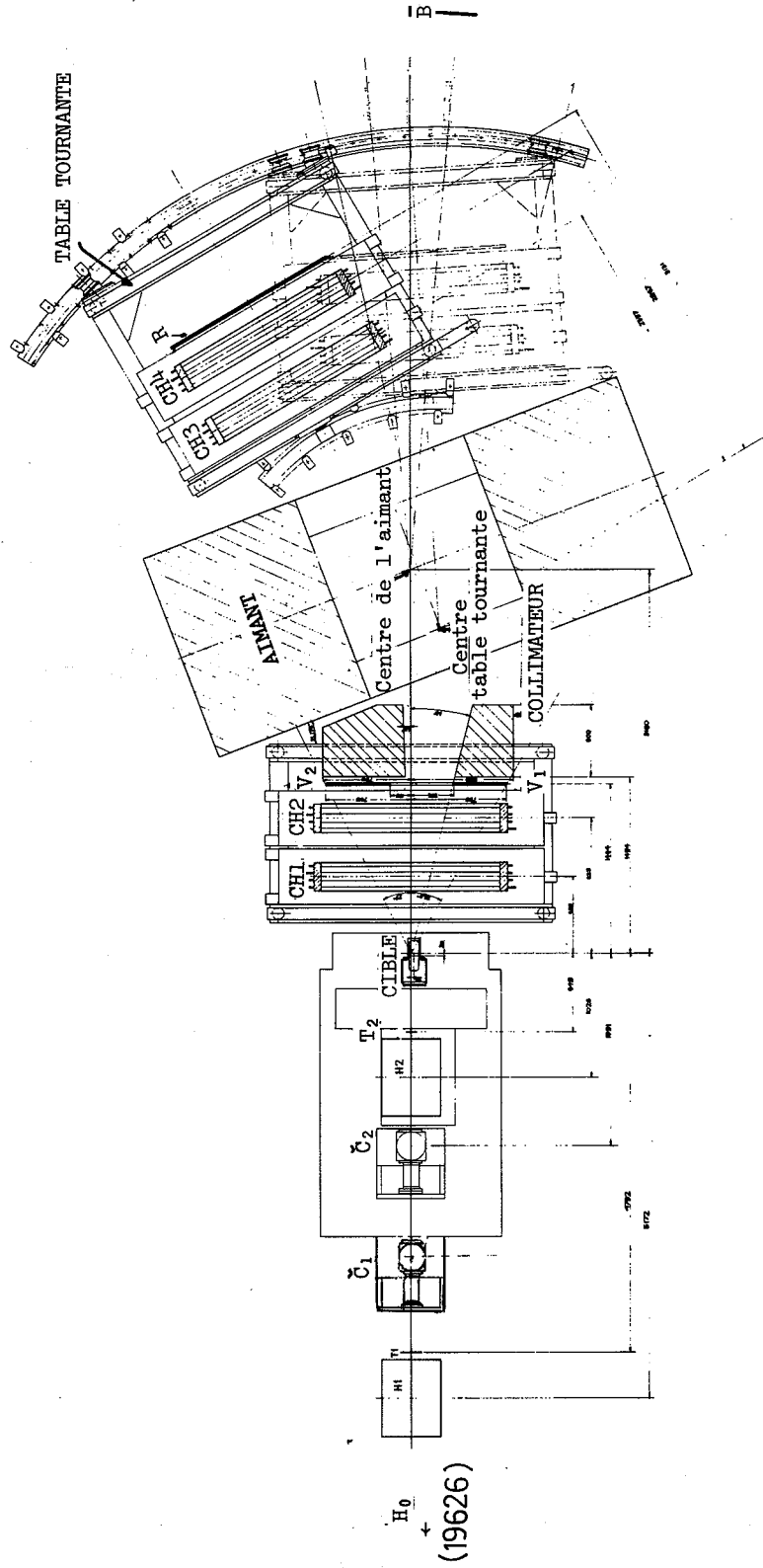


Fig. 9 Dispositif expérimental

2. DESCRIPTION TECHNIQUE DES DIFFERENTS APPAREILS

2.1 Hodoscopes

En descendant le faisceau, on rencontre successivement trois hodoscopes : H0, H1, H2, distants respectivement de 19626 mm, 5172 mm et 1026 mm de la cible.

a) H1 et H2 sont constitués par cinq scintillateurs horizontaux et cinq verticaux. Les compteurs horizontaux et verticaux sont intercalés et se recouvrent sur un tiers de leur largeur; on forme ainsi neuf éléments logiques horizontaux et neuf verticaux (fig. 10). Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 4.

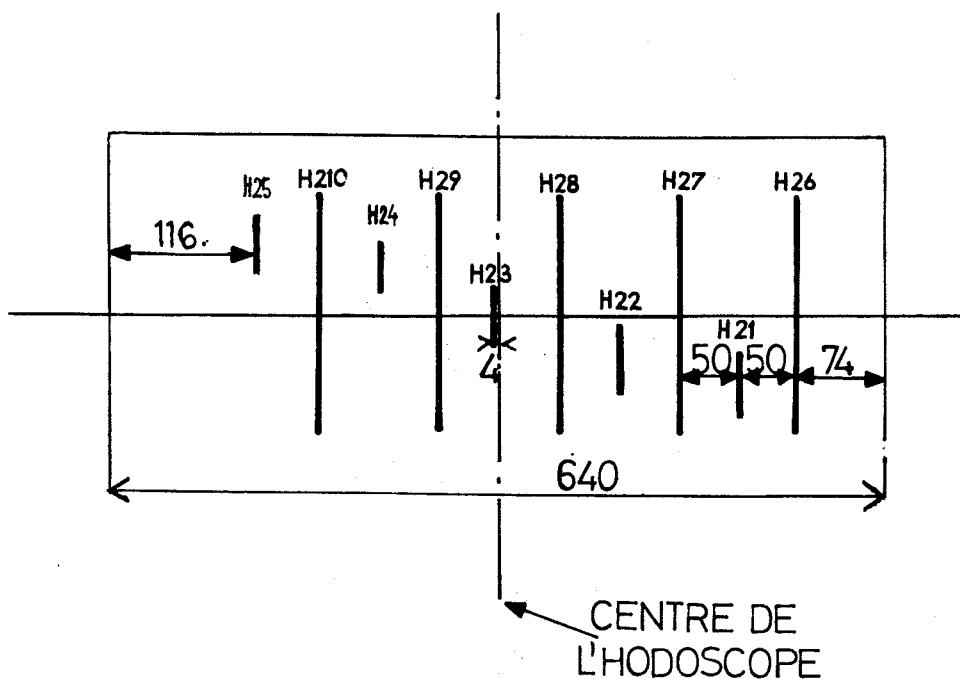


Fig. 10 Hodoscope H2 vu d'en haut

Tableau 4

Hodoscopes	Largeur des compteurs centraux (mm)	Largeur des compteurs extérieurs (mm)	Hauteur (mm)	Epaisseur (mm)	Recouvrement (mm)	Déplacement de chaque compteur perpendiculairement au faisceau (mm)	Largeur totale (mm)
H0	15	15	60	2	7,5	7,5	45
H1	33	22	100	1	11	22	99
H2	10	6,7	70	1	3,3	6,66	30

Ils forment ainsi une grille de cellules de $(11 \times 11) \text{ mm}^2$ pour H1 (fig. 11) et de $(3,3 \times 3,3) \text{ mm}^2$ pour H2. Grâce à ce système, on peut localiser la trajectoire de la particule incidente et lui attribuer comme coordonnées celles du centre géométrique de l'élément logique frappé.

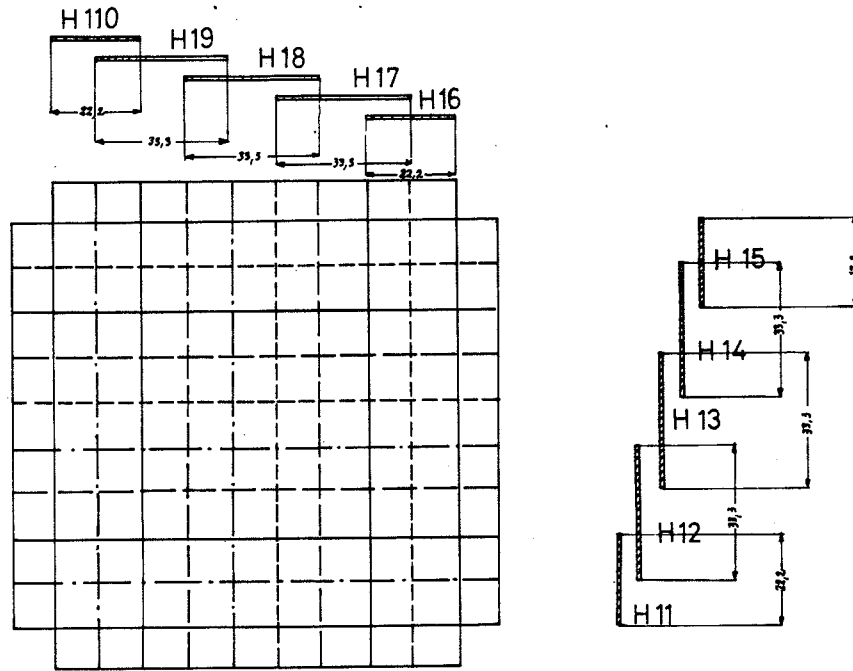


Fig. 11 Décomposition en cellules de l'hodoscope H1

b) L'hodoscope H0 est fait d'une série de cinq scintillateurs verticaux $[(60 \times 15 \times 2) \text{ mm}^3]$ se recouvrant sur la moitié de leur largeur; on a donc dans ce cas six éléments logiques d'égale largeur (voir tableau 4).

L'hodoscope H0 est placé après l'aimant M1, dont l'intensité du courant est proportionnelle à la valeur moyenne de l'impulsion \bar{P}_1 . Si la déflexion moyenne dans cet aimant est Δ , et que δ est la différence de déflexion entre deux éléments logiques consécutifs, la résolution du faisceau peut s'écrire $\delta P/P = \delta/\Delta$.

2.2 Compteurs Čerenkov

On identifie la particule incidente à l'aide de deux compteurs Čerenkov (\check{C}_1, \check{C}_2) à gaz, de type seuil. Le gaz utilisé est l'éthylène. Ces compteurs, de longueur respective 1000 et 500 mm, sont opérés à une pression de 20 atm pour \check{C}_1 et 30 atm pour \check{C}_2 .

Ainsi \check{C}_1 produit de la lumière pour les pions et \check{C}_2 pour les kaons et les pions. On identifie les antiprotons comme étant les particules ne produisant pas de lumière (fig. 12). Les quatre combinaisons possibles sont expliquées dans le tableau 5.

Tableau 5

Conditions Čerenkov	Particule identifiée
\check{C}_1, \check{C}_2	π
$\check{C}_1, \bar{\check{C}}_2$	non-sens
$\bar{\check{C}}_1, \check{C}_2$	K
$\bar{\check{C}}_1, \bar{\check{C}}_2$	\bar{p}

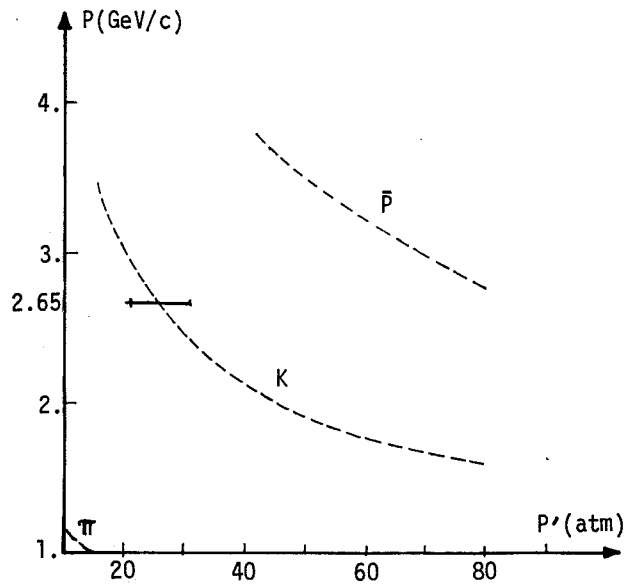


Fig. 12 Seuil de l'éthylène

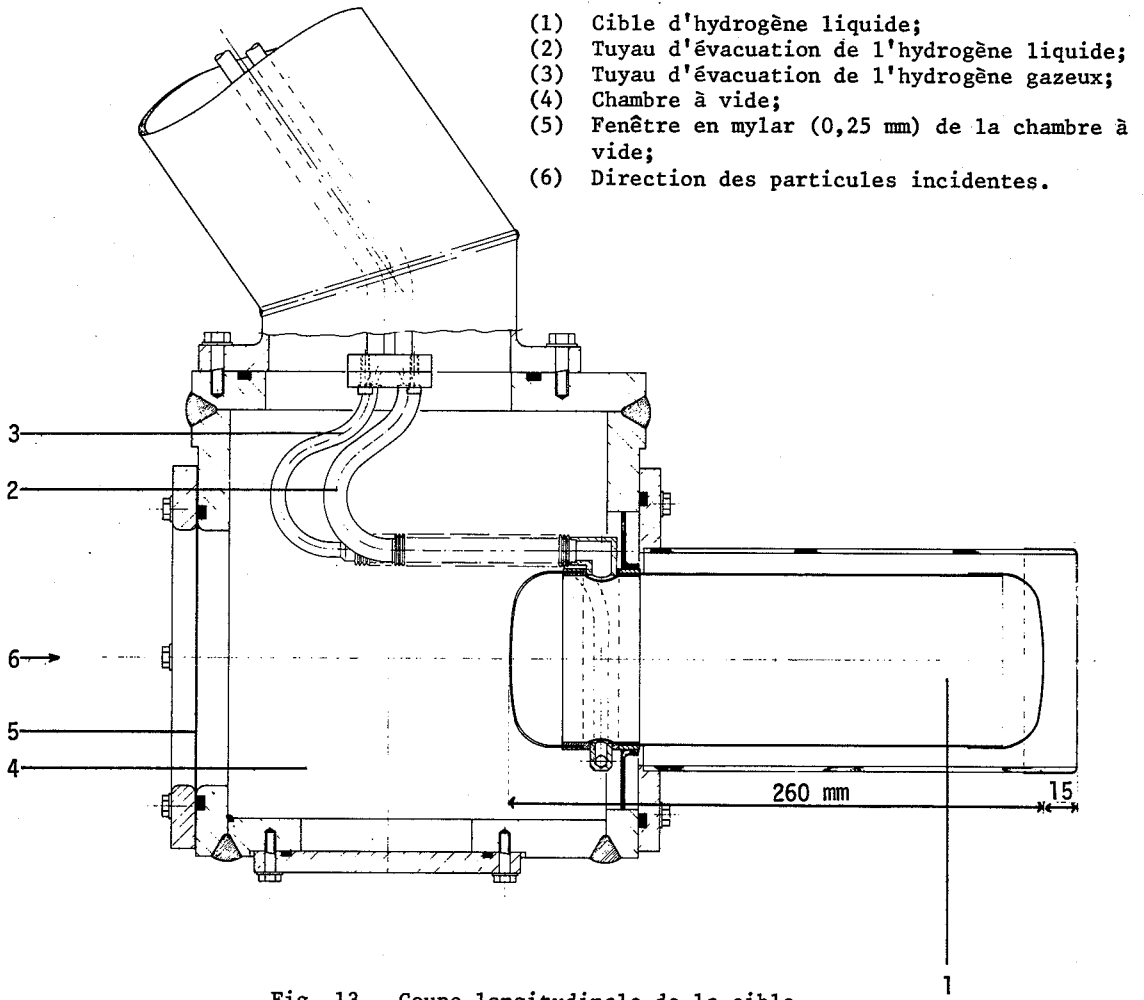


Fig. 13 Coupe longitudinale de la cible

2.3 Cible à hydrogène

La cible à hydrogène est un long cylindre en mylar (0,12 mm d'épaisseur) de 260 mm de long et 80 mm de diamètre. Elle présente les caractéristiques montrées dans la figure 13.

2.4 Chambres à fils^{10,11)}

Le spectromètre se compose essentiellement :

- i) D'un aimant à large entrefer [(500 × 1000 × 1500) mm³] pouvant donner un champ d'intensité < 16 kG.
- ii) De quatre chambres à fils à larges intervalles (CH1 à CH4), deux d'entre elles situées entre la cible et l'aimant pour analyser les produits de désintégration, et les deux autres après l'aimant pour détecter le proton de recul. Ces deux dernières sont montées sur une table tournante (voir fig. 9).

Les caractéristiques des chambres sont les suivantes :

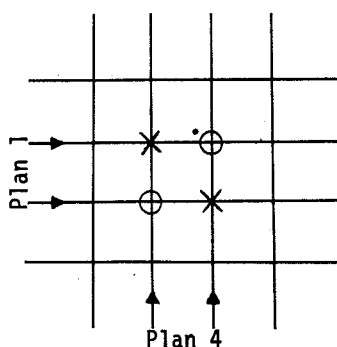
- i) (1500 × 1500) mm² de surface fiduciaire;
- ii) 50 mm d'intervalle; deux intervalles par chambre;
- iii) 1 mm d'espacement entre les fils de phosphorbronze de 0,1 mm de diamètre;
- iv) Gaz employé : hénogal (70% néon, 30% hélium), argon et fréon; leurs proportions respectives sont 90%, 10% et $2 \cdot 10^{-3}\%$;
- v) Temps de mémoire de 2 µsec ajustable par la proportion de fréon. La méthode de "clearing field" n'a pas été employée, car dans une chambre à large intervalle, le temps de collection des ions est long;
- vi) Chaque chambre est alimentée par un générateur de Marx à quatre étages. Le temps de montée de l'impulsion est de 30 nsec et sa longueur ajustable de 50 à 100 nsec.

2.4.1 Principe de fonctionnement

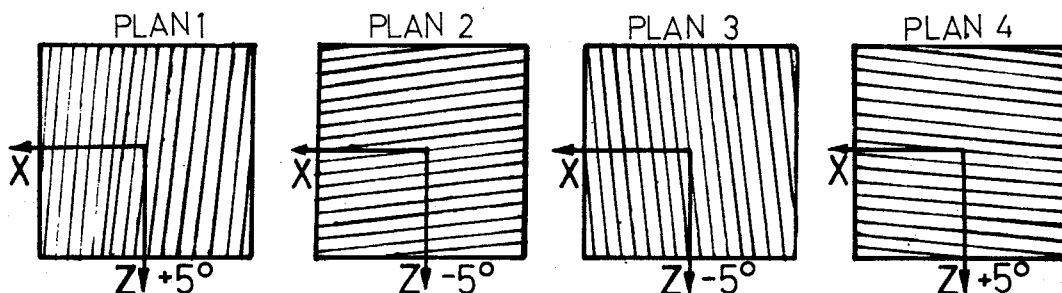
Chaque chambre consiste en un système de quatre électrodes, les deux extérieures étant mises à la masse et les deux intérieures à la haute tension. Une impulsion de haute tension de 50 kV est appliquée chaque fois qu'au moins une particule chargée a traversé les chambres (elle est détectée par le compteur R). Une étincelle se produit le long de la trajectoire dans chaque intervalle et non perpendiculairement aux électrodes (on dit que la chambre fonctionne en "track following mode"), et un fil par plan de chambre prend le courant de l'étincelle. La position des fils est repérée au moyen d'une lecture magnétostrictive.

Voyons maintenant la géométrie des chambres. Chaque chambre est formée de deux paires de plans, dont les fils des plans de chaque paire forment un système rectangulaire. L'orientation des deux paires l'une par rapport à l'autre a été imposée par le fait suivant :

Considérons une seule paire de plans de fils rectangulaires (plans 1 et 4 par exemple). Dans le cas où deux particules la traversent, il y a ambiguïté sur la position des étincelles : nous avons quatre solutions, comme l'indique le schéma suivant.



Pour résoudre ce problème, la deuxième paire de plans de fils rectangulaires est tournée de 10° par rapport à la première; en fait l'une est tournée de $+5^\circ$ et l'autre de -5° par rapport à la verticale. On voit sur le schéma suivant que les plans 1 et 4 forment l'un des systèmes rectangulaires et les plans 2 et 3 l'autre système.



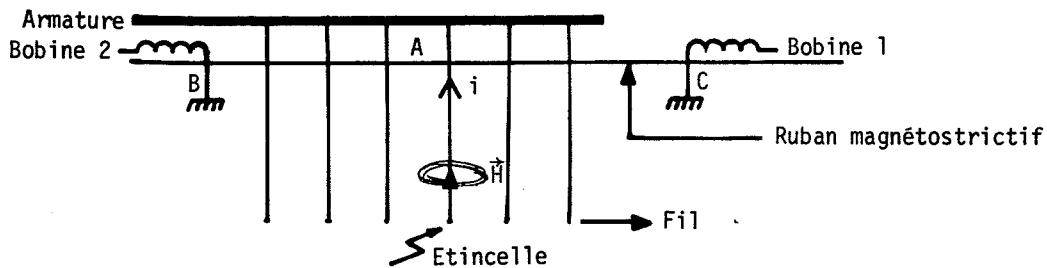
Les raisons pour lesquelles des chambres à large intervalle ont été employées sont les suivantes :

Il nous fallait un système permettant de détecter le proton de recul à 0° dans le laboratoire et les pions de désintégration de la résonance, c'est-à-dire un système capable de résoudre les hautes multiplicités. Cette condition est remplie par les chambres à large intervalle. En effet, voyons leurs avantages:

- i) Très peu de traces parasites ont été observées et les rayons δ ne gênent pas.
- ii) Très bonne efficacité pour les hautes multiplicités, car d'une trace à l'autre la variation relative du nombre d'ions primaires et d'électrons est très faible.
- iii) La chambre est opérée en "track following mode", ce qui permet de déterminer la position de l'étincelle avec un nombre minimum de plans. Ce mode de fonctionnement a été observé pour des traces dont l'angle d'incidence peut atteindre 25° . Cet angle limite dépend de la capacité de la chambre qui détermine le temps de montée du signal de haute tension.

2.4.2 Système de lecture

Le système de lecture utilisé ici est un ruban magnétostrictif de Co/Fe 50/50 traité (Vacoflux).



Le courant de l'étincelle traversant un fil crée un champ magnétique. Ce dernier produit, par effet magnétostrictif, une onde sonore qui se propage à la vitesse V dans le ruban. Ce ruban est entouré, à ses deux extrémités, par une bobine qui est le siège d'un courant induit quand le champ magnétique accompagnant l'onde sonore arrive. Une horloge à quartz (20 MHz) digitalise le temps mis par le signal magnétostrictif pour parcourir les distances AB et AC. Pour chaque événement, le système de lecture permet de digitaliser un maximum de cinq temps de parcours pour les chambres 1 et 2 et de deux pour les chambres 3 et 4. En fait, l'horloge à quartz ne commence à compter qu'après un certain temps ΔT ($\approx 20 \mu\text{sec}$) afin d'éviter les signaux parasites produits lors du déclenchement des chambres. Connaissant la vitesse de propagation V , on peut calculer la position de l'étincelle avec une précision d'autant meilleure qu'on lit aux deux extrémités.

3. LOGIQUE DU SYSTEME

3.1 Logique rapide (fig. 14)

La condition de déclenchement est la suivante :

$$T_1 T_2 V_1 \text{ ou } V_2 \bar{B} R_{1A} R_{1B} R_{2A} R_{2B} ,$$

c'est-à-dire qu'on demande les quatre conditions suivantes :

- i) Une particule incidente : $T_1 T_2$ en coïncidence
- ii) Une particule éliminée du faisceau incident : B en anticoïncidence.
- iii) Une réaction dont au moins une des particules de désintégration frappe les compteurs V_1 ou V_2 . Cette condition de déclenchement sélectionne déjà des événements probables et surtout ne déclenche les chambres 1 et 2 que lorsque les particules les ont traversées.
- iv) Une particule dans le compteur R (ce dernier étant vu par deux phototubes) c'est-à-dire que le proton de recul doit traverser le télescope : de plus la logique impose qu'elle arrive plus tard que des particules relativistes; le délai du compteur R est tel qu'on accepte seulement des protons dont l'impulsion est comprise entre 300 MeV/c et 900 MeV/c.

Si ces quatre conditions sont remplies, une impulsion est envoyée au commandeur, qui ordonne d'appliquer la haute tension aux chambres et qui fournit les signaux nécessaires pour l'enregistrement des données.

3.2 Logique lente

Cette partie comprend les échelles (au nombre de 128), et le système réglant la conversion entre ces dernières et la calculatrice IBM 1800 pour le transfert des données.

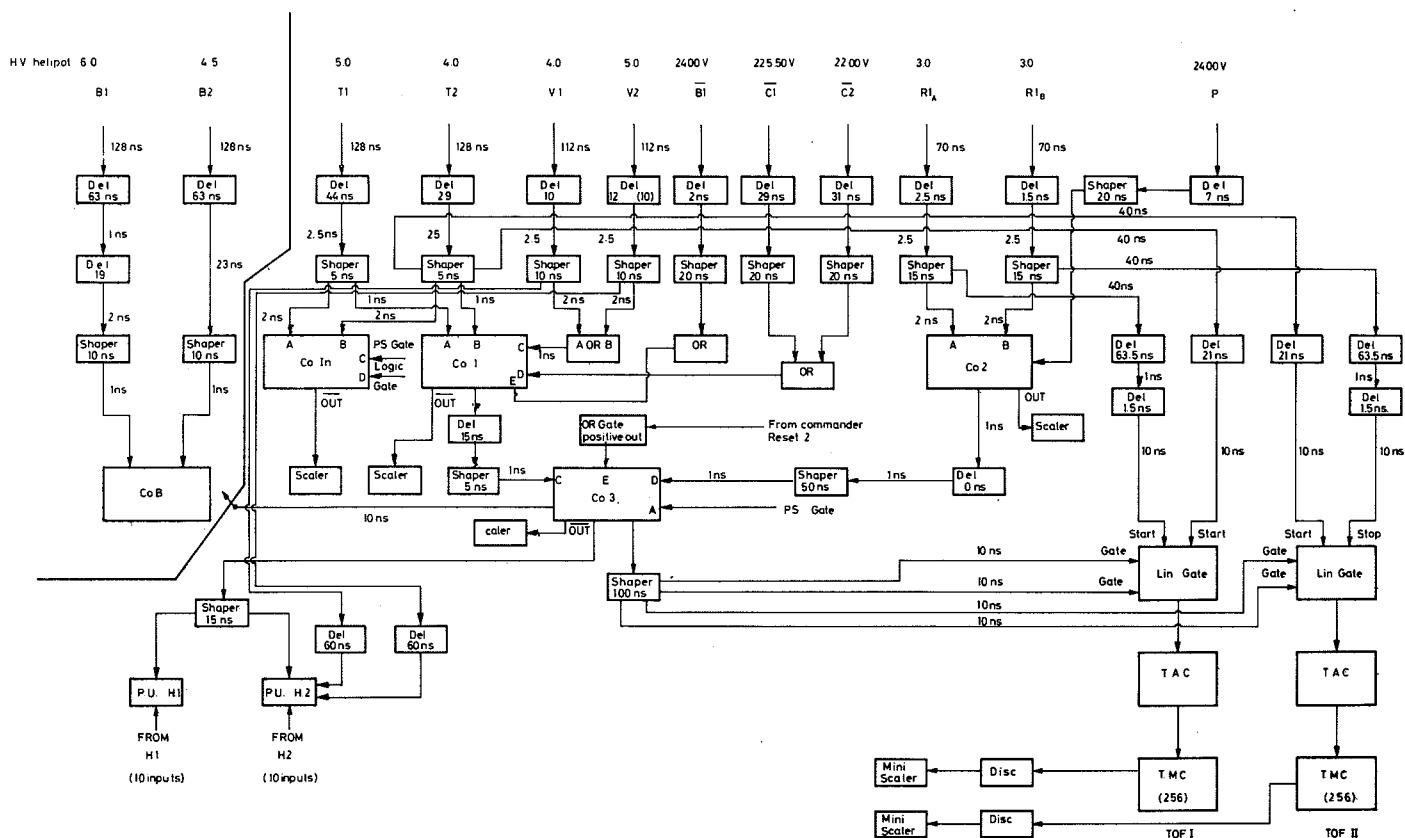


Fig. 14 Schéma de la logique rapide

Le processus est le suivant : en même temps que le commandeur ouvre les échelles, il bloque la coïncidence CO₃ pour un temps de 20 msec afin d'éviter le déclenchement des chambres pendant le processus de transfert. Simultanément, il envoie un signal à la calculatrice. Celle-ci arrête les calculs en cours, ajuste sa phase pour recevoir le transfert, puis envoie un signal de début de transfert; ce dernier commence en mode "Synchro", c'est-à-dire que chaque mot de seize "bits" est transmis par seize câbles, l'un après l'autre. Une fois les données recueillies et mises en mémoire, les échelles sont remises à zéro et le commandeur peut à nouveau déclencher les chambres. Le temps de transfert est de l'ordre de 3 msec.

Ces conversations échelles-calculatrice peuvent se faire jusqu'à dix fois pendant les 200 msec d'une bouffée du SP. En fait, le nombre d'événements était de trois à cinq par bouffée, soit environ 72 000 événements par jour.

3.3 Enregistrement des données par la calculatrice IBM 1800

Les événements mis en mémoire sont ensuite écrits sur bande magnétique (dix événements par enregistrement).

Chaque enregistrement est constitué de la manière suivante :

- i) Seize mots de contrôle dont le numéro du "run", la position de la table tournante, la valeur nominale de l'impulsion incidente choisie, la valeur du champ magnétique, etc.

ii) Cent vingt-huit échelles pour chacun des dix événements :

- No 1- 80 chambres 1 et 2
- 81-112 chambres 3 et 4
- 113 ΔT
- 114 TOF 1
- 115 TOF 2
- 116 Čerenkov
- 117 compteur des événements
- 118 vide
- 119 }
- 120 } nombre de pions incidents
- 121 PU 1 : (H1 : 1-10, D : 13-16)
- 122 PU 2 : (H2 : 1-10, V₁ : 11, V₂ : 12, Č₁ : 15, Č₂ : 16)
- 123 }
- 124 } vide
- 125 }
- 126 } moniteur de l'aimant
- 127 PU 3 : (H0 : 1-5)
- 128 Čerenkov

En fait, la calculatrice ne sert pas seulement à l'acquisition des données, mais elle peut traiter partiellement deux événements par bouffée du SP et donner ainsi des diagnostics "en ligne" sur les différents appareils du système : les hodoscopes, les chambres à fil, par exemple. Nous reviendrons sur cette analyse au chapitre IV, section 1.

CHAPITRE III

DETERMINATION DE LA MASSE MANQUANTE

1. CALCUL DE L'IMPULSION DU PROTON DE RECOL PAR TEMPS DE VOL

Nous appellerons temps de vol d'une particule le temps mis par cette dernière pour parcourir la distance séparant les deux compteurs T_2 et R. Le scintillateur T_2 est placé avant la cible sur la trajectoire du pion incident, et non sur celle du proton de recul afin d'éviter la diffusion multiple de ce dernier sur T_2 , et ses dimensions sont imposées par celles du faisceau en ce point.

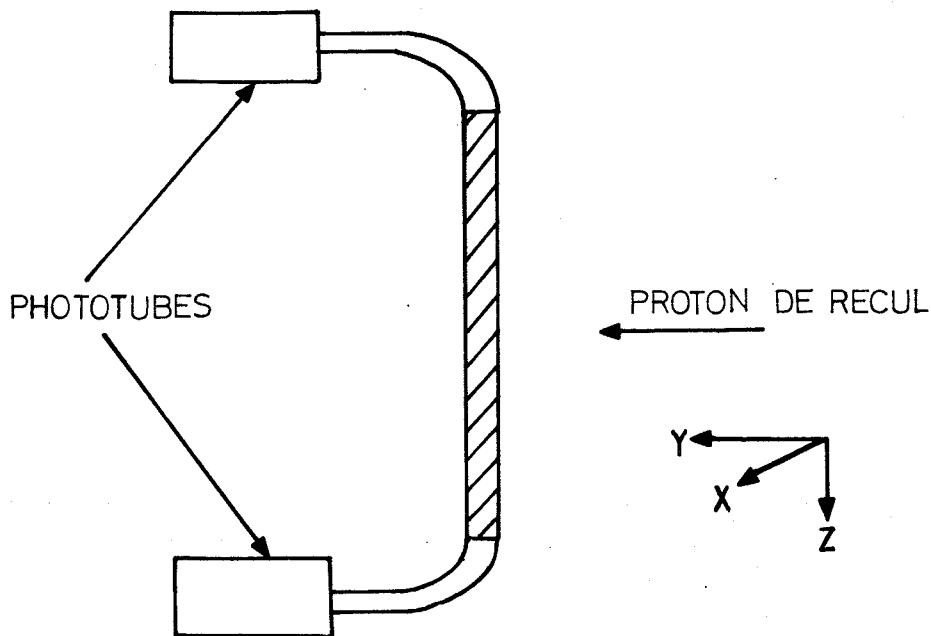


Fig. 15 Coupe schématique longitudinale du compteur R

Le compteur R [(1500 × 800 × 15) mm³] est vu à chaque extrémité (fig. 15) par un phototube, ce qui permet d'obtenir deux mesures indépendantes du temps de vol. Soit τ l'une de celles-ci. Elle se décompose ainsi :

- τ_1 : temps de vol entre le compteur T_2 et le point d'impact de la réaction Y_V (trajectoire du pion incident);
- τ_2 : temps de vol entre Y_V et le compteur R (trajectoire du proton).

Connaissant les positions respectives de T_2 et Y_V , on peut calculer τ_2 . Pour déterminer le β de la particule détectée, il faut tenir compte de deux facteurs :

- i) De la longueur effective L du parcours entre Y_V et R. En effet, il est important de calculer celle-ci avec précision : la différence de longueur de parcours entre deux trajectoires, l'une passant par le centre et l'autre par l'un des bords de l'aimant, peut valoir jusqu'à 6% du parcours moyen.
- ii) Du chemin de la lumière dans le compteur R.

Une carte détaillée du temps de transit de la lumière dans le compteur R en fonction des coordonnées du point d'impact de la particule a été faite : pour cela, on a envoyé sur le système un faisceau défocalisé de pions relativistes, le champ magnétique de l'aimant étant nul et la table tournante placée de telle façon que les longueurs de parcours soient pratiquement les mêmes pour toutes les trajectoires. On irradie ainsi tout le volume de l'entrefer, et le nombre d'événements dans l'ensemble du compteur R est élevé. Les coordonnées du point d'impact dans ce dernier (X_1, Z_1) sont déterminées à l'aide des chambres 3 et 4. Toutes ces particules, étant relativistes, devraient avoir le même temps de vol : on peut ainsi déterminer les corrections à faire sur ce dernier en fonction des coordonnées du point d'impact.

Pour le temps de vol mesuré par le phototube supérieur, la loi de correction que nous avons trouvée est la suivante :

$$\tau_2(\text{vrai}) = \tau_2(\text{calculé}) + (6,2 \cdot 10^{-3}) \cdot Z_1 - (3,7 \cdot 10^{-6}) \cdot X_1^2, \quad (11)$$

où les τ sont exprimés en nsec et Z et X en mm.

Pour l'autre phototube, le signe de la correction verticale est changé. L'incertitude sur la mesure du temps de vol est dans ces conditions $\Delta\tau = \pm 0,5$ nsec. On obtient alors :

$$\beta = \frac{L(\text{mm})}{c \cdot \tau_2(\text{nsec})} \quad \text{avec} \quad c = 300 \text{ mm/nsec}, \quad (12)$$

et l'impulsion est donnée par :

$$P = m \cdot \beta \cdot \gamma, \quad (13)$$

où m est la masse de la particule dont on a mesuré le temps de vol, ici le proton de recul. Nous reviendrons sur son identification à la section 3 de ce chapitre.

2. CALCUL DE L'IMPULSION DU PROTON DE REcul PAR ANALYSE MAGNETIQUE

Nous avons fait une carte de champ très détaillée de notre aimant à 3 kG : 75 284 points ont été mesurés. Quelques mesures ont été répétées à des champs magnétiques voisins (4, 5, 6 kG), dont on a pu conclure qu'une extrapolation linéaire était valable à mieux que 0,2% pour ces valeurs du champ.

Le principe de la détermination de l'impulsion est simple : connaissant la direction de la particule avant et après l'aimant, en déduire son impulsion. La simple loi de proportionnalité entre l'impulsion et l'inverse de la déflexion n'est pas assez précise, étant donné la largeur de l'intervalle d'impulsion dans lequel on travaille ($0,3 < p_3 < 0,9$ GeV/c) et la forme même de l'aimant.

Le procédé employé communément au CERN est le suivant; on cherche l'impulsion qui permet à la trajectoire de passer au mieux par les points expérimentaux, par une méthode d'itération. Cette dernière est de l'ordre de 1 sec par événement sur la calculatrice CDC 6600, ce qui est prohibitif pour cette expérience produisant 72 000 événements par jour, dont environ 30% passent par ce programme d'analyse. De plus, cette méthode demande que le champ magnétique au complet reste en mémoire, ce qui pose un sérieux problème.

La méthode que nous avons mise au point consiste à déterminer une fonction explicite, qui donne l'impulsion en fonction des quantités mesurées. On la construit à l'aide de la carte de champ pour la géométrie de l'expérience. Par la suite, elle donne directement l'impulsion à partir des données expérimentales. On l'obtient sous forme d'une expansion en polynômes de Tchebychef. Avant de voir la méthode employée pour la déterminer, rappelons quelques propriétés de ces polynômes.

2.1 Polynômes de Tchebychef¹²⁾

2.1.1 Définition

Ces polynômes sont un cas particulier des polynômes orthogonaux dans l'intervalle $[-1, +1]$. Un polynôme de degré r en X est défini par :

$$T_r(x) = \cos (r \arccos x) \quad \text{avec} \quad r \text{ entier} \geq 0, \quad (14)$$

ainsi les trois premiers polynômes valent :

$$\begin{aligned} T_0(x) &= 1 \\ T_1(x) &= x \\ T_2(x) &= 2x^2 - 1, \end{aligned}$$

et les autres peuvent être obtenus au moyen de la relation de récurrence :

$$T_{r+1}(x) - 2xT_r(x) + T_{r-1}(x) = 0. \quad (15)$$

Si l'on définit des points \bar{x}_i suivant une distribution en Tchebychef :

$$\bar{x}_i = \cos \frac{(2i-1)\pi}{2(m+1)}, \quad i = 1, 2, \dots, m+1, \quad (16)$$

ces polynômes ont la propriété suivante importante :

$$\sum_{i=1}^{m+1} T_k(\bar{x}_i) \cdot T_l(\bar{x}_i) = \begin{cases} 0 & \text{pour } k \neq l \\ (m+1)/2 & \text{pour } k = l \neq 0 \\ m+1 & \text{pour } k = l = 0. \end{cases} \quad (17)$$

On remarque que la distribution des points \bar{x}_i sur l'intervalle $[-1, +1]$ n'est pas uniforme : elle est plus dense aux extrémités de l'intervalle.

2.1.2 Propriétés des expansions en polynômes de Tchebychef

Soit une distribution de n points $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$ sur l'intervalle $[a, b]$. Nous voulons faire un ajustement de ces points au moyen d'un polynôme Y de degré m :

$$Y = k_0 + k_1x + k_2x^2 + \dots + k_mx^m. \quad (18)$$

Pour déterminer les coefficients k_0, \dots, k_m , la méthode des moindres carrés demande de résoudre un système de $(m+1)$ équations linéaires. Mais cette méthode ne marche pas toujours. D'autre part, si l'on désire changer le degré de la puissance maximum en x , une nouvelle série de coefficients doit être évaluée.

Avec les polynômes de Tchebychef, on peut éviter ces deux inconvénients : Faisons un ajustement des données avec l'expansion :

$$Y = C_0 \cdot T_0(x) + C_1 \cdot T_1(x) + \dots + C_m \cdot T_m(x) , \quad (19)$$

et appliquons la méthode des moindres carrés qui minimise l'expression :

$$S = \sum_{i=1}^n \left[Y_i - \sum_{j=0}^m C_j T_j(x_i) \right]^2 . \quad (20)$$

Le système d'équations simultanées :

$$\frac{\partial S}{\partial C_j} = 0 , \quad j = 0, 1, \dots, m \quad (21)$$

peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Sigma T_0^2(x_i) & \Sigma T_0(x_i)T_1(x_i) \dots & \Sigma T_0(x_i)T_m(x_i) \\ \Sigma T_1(x_i)T_0(x_i) & \Sigma T_1^2(x_i) \dots & \Sigma T_1(x_i)T_m(x_i) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \Sigma T_m(x_i)T_0(x_i) & \Sigma T_m(x_i)T_1(x_i) \dots & \Sigma T_m^2(x_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_0 \\ C_1 \\ \vdots \\ C_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma y_i T_0(x_i) \\ \Sigma y_i T_1(x_i) \\ \vdots \\ \Sigma y_i T_m(x_i) \end{bmatrix} ,$$

Ce qui peut s'écrire plus simplement :

$$[T] \cdot [C] = [E] .$$

Mais [T] peut être réduit à une matrice diagonale. En effet, les éléments non diagonaux de la forme :

$$\sum_{i=1}^n T_k(x_i) \cdot T_l(x_i) , \quad \text{avec } k \neq l$$

seraient nuls si les points x_i étaient répartis suivant une distribution en Tchebychef.

Pour remplir ces conditions, les points $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$ de l'intervalle $[a, b]$ sont changés en un groupe de points $(x'_1, y_1), (x'_2, y_2), \dots, (x'_n, y_n)$ de l'intervalle $[-1, +1]$ par la transformation suivante :

$$x'_i = \frac{x_i - (b + a)/2}{(b - a)/2} \quad (22)$$

On génère des points \bar{x}_i suivant l'équation (16) et les points \bar{y}_i sont calculés par interpolation inverse. Par cette transformation, les éléments non diagonaux sont nuls : il n'y a pas de système d'équations à résoudre et chaque coefficient s'obtient par une simple division :

$$C_j = \frac{\sum_{i=1}^{m+1} \bar{Y}_i \cdot \bar{T}_j(\bar{x}_i)}{\sum_{i=1}^{m+1} \bar{T}_j^2(\bar{x}_i)} , \quad j = 0, 1, \dots, m . \quad (23)$$

D'après l'équation (17), cette dernière formule devient :

$$C_j = \frac{2}{m+1} \sum_{i=1}^{m+1} \bar{Y}_i \cdot T_j(\bar{x}_i), \quad j \neq 0,$$

$$C_j = \frac{1}{m+1} \sum_{i=1}^{m+1} \bar{Y}_i \cdot T_j(\bar{x}_i), \quad j = 0,$$

Une autre propriété de ces ajustements par polynômes de Tchebychef est de minimiser la différence maximum entre points initiaux et points ajustés. Ce fait est important pour nous, car ainsi tout le volume magnétique sera traité d'une façon homogène.

2.2 Méthode¹³⁾

2.2.1 Première étape

Cette première étape consiste à générer un nombre suffisant de trajectoires à travers l'aimant afin de simuler tous les cas possibles pour la géométrie de l'expérience.

Les conditions initiales pour chaque trajectoire sont repérées par cinq quantités. On en choisit quatre (x_1, x_2, x_3, x_4) pour définir la position et la direction de la particule incidente pénétrant dans le champ magnétique, et la cinquième définit l'inverse de l'impulsion P^{-1} . Les variables x_1 à x_4 doivent être choisies de telle manière que leurs intervalles de variation soient indépendants les uns des autres.

Soit $[A_i, B_i]$ l'intervalle de variation de la i^e variable. Ces variables ξ_i sont générées suivant une distribution en Tchebychef sur leur intervalle respectif normalisé à $[-1, +1]$:

$$\xi_i = \cos \frac{(2\alpha_i - 1)\pi}{2N_i}, \quad \text{avec } \alpha_i = 1, \dots, N_i \quad (24)$$

et $i = 1, \dots, 5,$

où N_1, N_2, \dots, N_5 doivent être choisis de manière à obtenir la précision demandée à l'aide de la fonction finale.

On génère ainsi $N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot N_4 \cdot N_5$ trajectoires, et pour chacune d'elles, on calcule la projection horizontale de la déflexion D , ou n'importe quelle autre quantité qui soit fonction de l'impulsion quand les quatre variables x_1, \dots, x_4 sont données. Nous obtenons ainsi $N_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot N_4 \cdot N_5$ valeurs de la déflexion $D(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5)$, valeurs réparties dans l'intervalle de déflexion $[D_1, D_2]$. En fait, cet intervalle n'est pas seulement fonction de l'intervalle d'impulsion, mais il dépend aussi des combinaisons des quatre variables initiales. L'intervalle $[D_1, D_2]$ est choisi de manière à englober le tout. Ces valeurs de la déflexion D ne sont cependant pas réparties suivant une distribution de Tchebychef sur l'intervalle $[D_1, D_2]$, ce qui est nécessaire pour cette méthode. A cette fin, on normalise D sur l'intervalle $[-1, +1]$ puis, pour chaque combinaison des quatre variables normalisées ξ_1, \dots, ξ_4 , on distribue la variable de déflexion ξ_6 en Tchebychef sur cet intervalle normalisé, soit :

$$\xi_6 = \frac{\cos (2\alpha_6 - 1)\pi}{2N_6} \quad \text{avec } \begin{cases} \alpha_6 = 1, \dots, N_6 \\ N_6 \leq N_5 \end{cases}, \quad (25)$$

et la variable d'impulsion correspondante ξ_5 est obtenue par interpolation inverse.

2.2.2 Deuxième étape

Elle consiste à utiliser ces valeurs de ξ_5 pour déterminer la fonction cherchée.

Comme nous avons travaillé en variables de Tchebychef, nous pouvons calculer directement les coefficients C de la fonction finale, comme nous l'avons vu à la section 2.1.2, sans passer par la méthode des moindres carrés. On obtient ainsi :

$$\xi_5 = \sum_{\alpha_1=1}^{N_1} \cdot \sum_{\alpha_2=1}^{N_2} \cdot \sum_{\alpha_3=1}^{N_3} \cdot \sum_{\alpha_4=1}^{N_4} \cdot \sum_{\alpha_6=1}^{N_6} C_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4\alpha_6} \cdot T_{\alpha_1}(\xi_1) \dots, T_{\alpha_6}(\xi_6) . \quad (26)$$

Le nombre de termes significatifs dépend de la précision demandée et peut être déterminé par le test de Fischer; ce dernier donne l'ordre des polynômes au-dessus duquel la valeur moyenne des résidus ne décroît plus significativement.

L'inconvénient majeur de la formule (26) est la présence de ces cinq variables, alors que le FORTRAN du CERN n'en autorise que trois.

D'autre part, du point de vue du temps de machine, il peut être plus rapide de diviser ce volume à cinq dimensions en petites régions, dans chacune desquelles une fonction plus simple peut être trouvée. Mais ce nombre de régions doit être optimisé en fonction du temps de machine d'une part, et de la mémoire disponible sur la calculatrice d'autre part.

Nous verrons au paragraphe suivant que ces deux considérations nous ont conduit à évaluer l'impulsion en fonction de trois de ces variables, ceci pour un ensemble de valeurs discrètes des deux autres.

2.3 Applications

Cette méthode a été appliquée à notre expérience (fig. 16). La trajectoire incidente est définie par les coordonnées x_1 , x_2 et x_3 , x_4 dans le plan médian de la cible et dans le plan médian de l'aimant. La projection horizontale de l'angle de déflexion D entre les traces incidente et émergente est calculée. (Ces points sont répartis suivant une distribution en Tchebychef sur leur intervalle respectif.) Le nombre de points pour lesquels les trajectoires ont été générées est :

- a) Quatre points dans la cible ($N_1 = N_2 = 2$); la surface utilisée est un carré de (2×2) cm².
- b) Soixante-dix-sept points dans le plan médian de l'aimant : $N_3 = 11$ suivant 88 cm le long de la direction horizontale, et $N_4 = 7$ suivant 40 cm le long de la direction verticale. On peut remarquer que verticalement tout le volume magnétique est utilisé; par contre, horizontalement, il y a une zone morte pour les valeurs positives de X, là où les particules, si elles n'étaient pas absorbées par le collimateur de plomb, seraient déviées dans le fer. En chacun de ces 308 points, les trajectoires sont calculées pour onze différentes valeurs de l'impulsion prises dans l'intervalle (0,300-0,800 GeV/c), et la tangente de la déflexion horizontale D est déterminée.

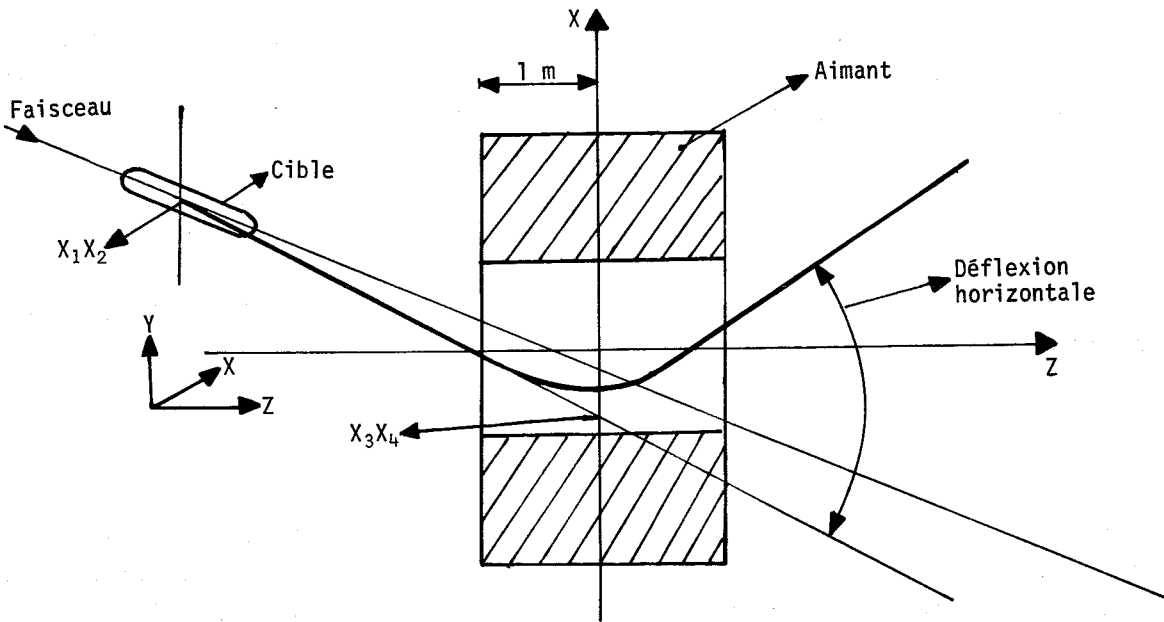


Fig. 16 Projection dans le plan XZ

X_1, X_3 sont les coordonnées horizontales;
 X_2, X_4 sont les coordonnées verticales.

Pour chaque combinaison des quatre premières variables, on trouve la loi de variation $1/P = f(D)$ (fig. 17) et, par interpolation inverse, on calcule la variable d'impulsion ξ_5 pour huit valeurs de la déflexion, valeurs prises en Tchebychef dans l'intervalle $[D_1, D_2]$ avec $D_1 = 0,250$ et $D_2 = 0,750$.

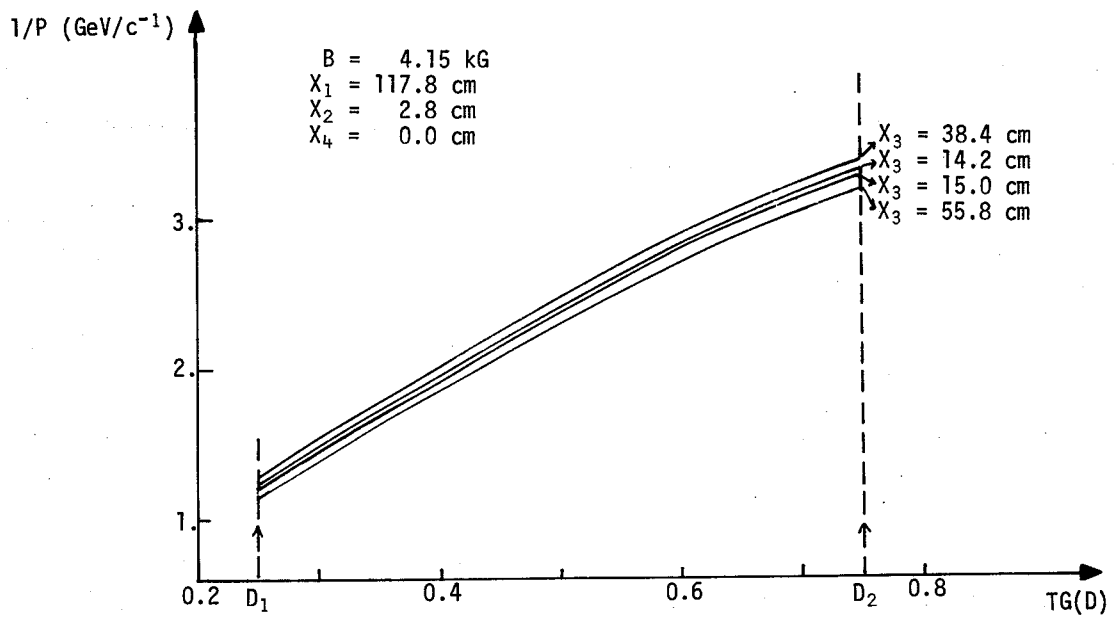


Fig. 17 Loi de variation $1/p = f(D)$ pour différentes valeurs de la variable X_3

Deux méthodes différentes ont été utilisées à partir de ce point. Dans les deux cas, on calcule l'impulsion en fonction de x_3 , x_4 et la tangente de D aux quatre points du plan de la cible; la valeur finale de l'impulsion étant obtenue par interpolation linéaire.

2.3.1 Soixante-dix-sept cellules en x_3 , x_4

L'intervalle de variation (x_3 , x_4) dans le plan médian de l'aimant peut être divisé en 11×7 cellules, correspondant aux points pour lesquels la génération des traces a été faite. A chaque cellule est attachée une loi de variation $1/P = f(D)$, et ξ_5 est exprimé par une expansion en Tchebychef de la déflexion :

$$\xi_5 = \sum_{\alpha_6=1}^{N_6} C_{\alpha_6} \cdot T_{\alpha_6}(\xi_6). \quad (27)$$

Si une précision de 0,5% est désirée, on trouve qu'il faut couper l'expansion à $N_6 = 3$, ce qui donne au total $4 \times 3 \times 77 = 924$ coefficients, mais une fois la cellule déterminée, seulement 4×3 coefficients sont utilisés pour chaque détermination de l'impulsion.

Pour connaître la précision de la méthode, on a généré des traces au hasard dans les intervalles de variation permis pour x_1 , x_2 , x_3 , x_4 et P, et calculé la déflexion D. Puis, utilisant pour chaque événement ces cinq informations x_1 , x_2 , x_3 , x_4 et D, on a calculé P' au moyen des 924 coefficients. La distribution $(P' - P)$ est montré dans la figure 18a.

2.3.2 Méthode polynomiale

Une expansion en polynômes de Tchebychef des coefficients C_{α_6} a été faite en fonction des variables x_3 et x_4 sur tout leur intervalle :

$$C_{\alpha_6} = \sum_{\alpha_3=1}^{N_3} \sum_{\alpha_4=1}^{N_4} C_{\alpha_3\alpha_4\alpha_6} \cdot T_{\alpha_3}(\xi_3) \cdot T_{\alpha_4}(\xi_4) \quad (28)$$

avec $\alpha_6 = 1, 2, 3$.

Comme nous avons vu à la section 2.1.2, ces coefficients $C_{\alpha_3\alpha_4\alpha_6}$ se calculent sans passer par la méthode des moindres carrés.

Pour obtenir une précision de 0,2%, il faut s'arrêter à $N_3 = N_4 = 5$, ce qui donne un nombre total de $4 \times 5 \times 5 \times 3 = 300$ coefficients, mais ici tous sont employés à chaque détermination de l'impulsion.

Utilisant les mêmes traces Monte Carlo qu'en 2.3.1, nous avons évalué la différence $(P' - P)$ montrée dans la figure 18b.

Cette méthode que nous avons été amenés à développer à l'occasion de l'analyse des données de cette expérience, donne des résultats satisfaisants par rapport aux programmes standard.

La place en mémoire gagnée est de trois ordres de grandeur, le gain en temps de machine est de deux ordres de grandeur, et cela sans perte de précision sur la détermination de l'impulsion.

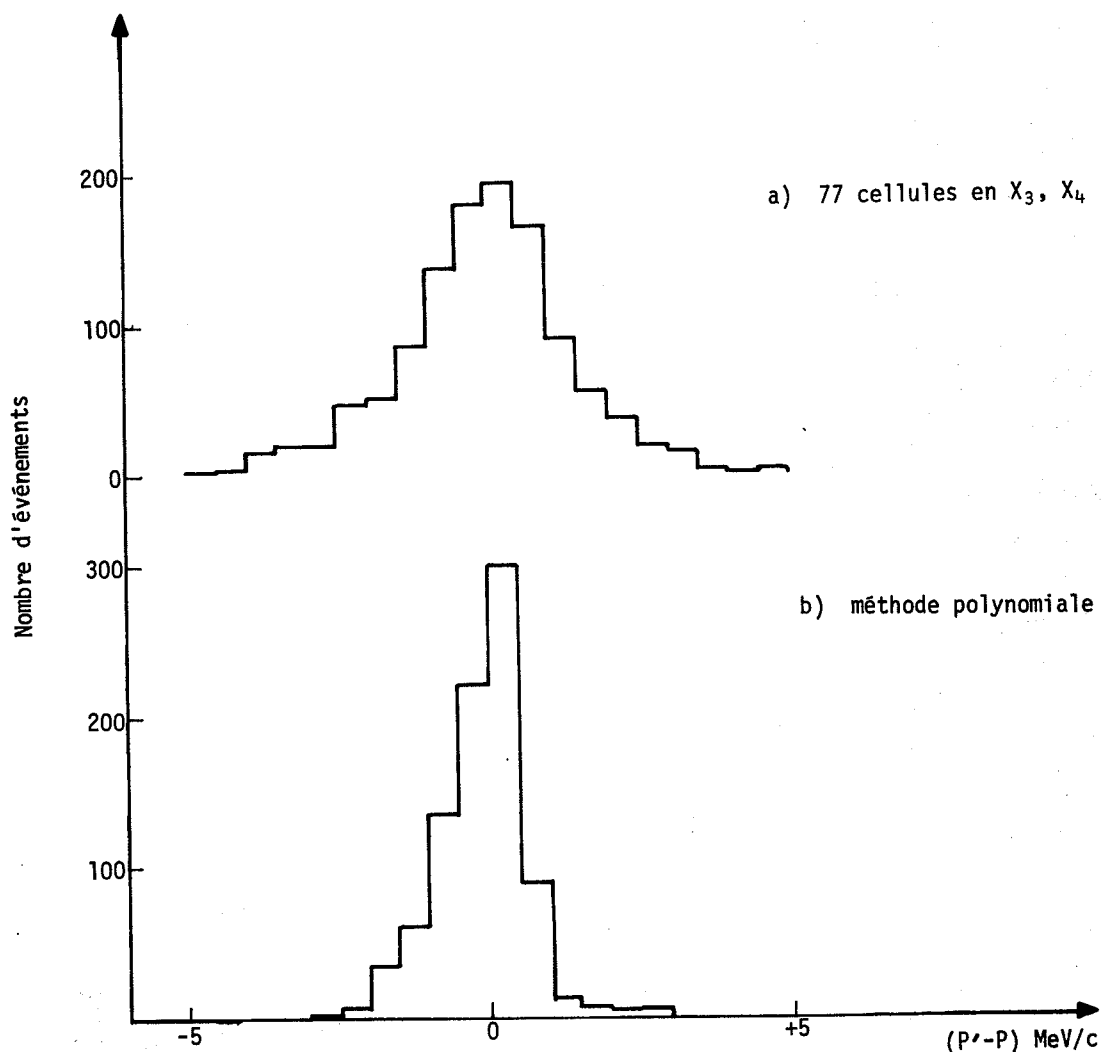


Fig. 18 Comparaison entre impulsion générée et calculée

Une comparaison directe entre impulsions calculées par le temps de vol et par l'analyse magnétique a été faite : mais, en raison de l'incertitude sur la détermination du temps de vol, on ne peut conclure à mieux que 1%. Seul un test fait sur des particules dont l'impulsion est parfaitement connue (protons diffusés élastiquement par exemple), nous permettrait de déterminer la précision de reconstruction de cette méthode.

3. IDENTIFICATION DU PROTON DE RECOL

L'identification du proton de recul parmi un fond parasite de mésons K^+ et π^+ a été réalisée par deux méthodes différentes.

3.1 Sélection par temps de vol

Nous avons vu à la section 1 qu'on mesurait le temps de vol entre les compteurs T_2 et R. Suivant la nature des particules p, π , K, nous obtenons trois courbes de temps de vol (fig. 19).

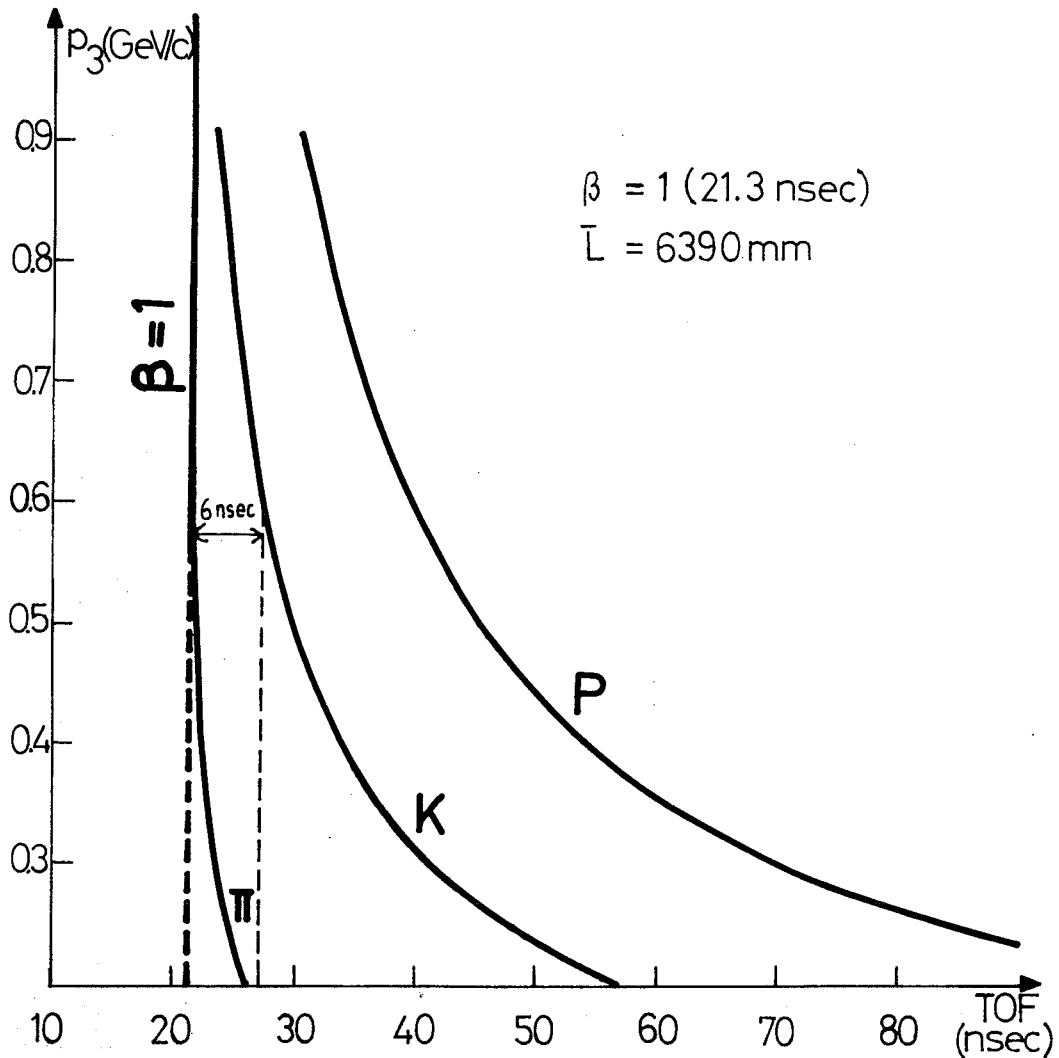


Fig. 19 Distribution du temps de vol des pions, protons et kaons

Les particules de $\beta = 1$ arrivent en 21,3 nsec. Dans la logique rapide, le temps de vol est déterminé avec une incertitude de 6 nsec, puisqu'on ne fait pas de correction pour le chemin de la lumière dans le compteur R. Tenant compte de cette incertitude, on voit qu'on peut couper tous les pions, mais accepter une fraction de K qui simule les protons.

3.2 Calcul de la masse du proton

Par temps de vol, on détermine le β de la particule, tandis que par analyse magnétique, c'est directement l'impulsion qu'on détermine. On peut ainsi calculer la masse de la particule :

$$m = \frac{P_{aimant}}{\beta \cdot \gamma} \quad (29)$$

La figure 20a donne la distribution de la masse du proton m . On voit distinctement trois pics : un pic pour les pions, un pour les kaons et le dernier, le plus important, pour les protons (de 60 MeV de large).

En faisant des coupures sur la masse du proton, on élimine ainsi les kaons et les pions que la mesure du temps de vol n'a pas permis de rejeter. La figure 20b montre ce même spectre, mais pour une autre condition de la logique rapide, où l'on accepte plus de particules relativistes.

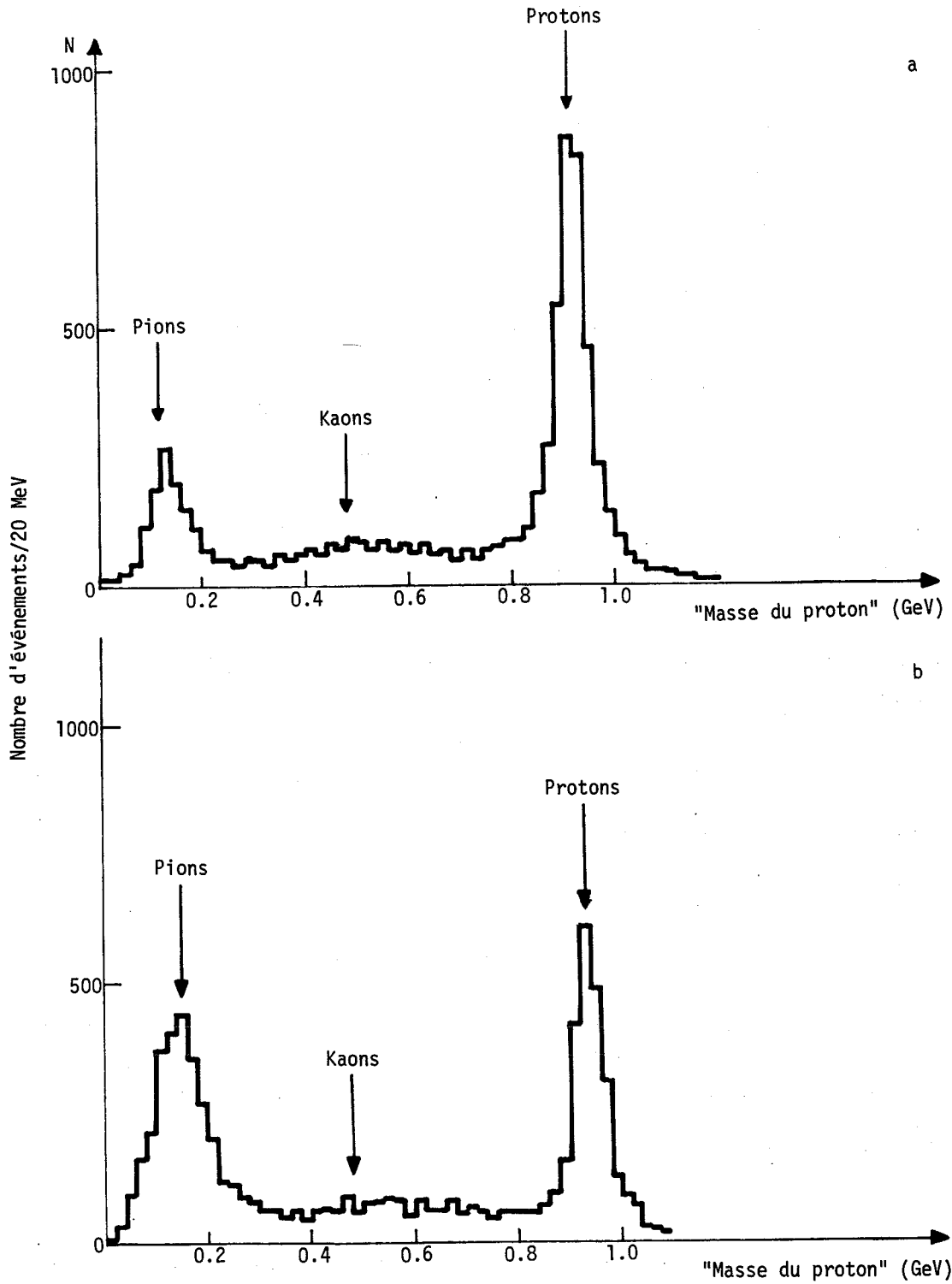


Fig. 20 Masse du proton

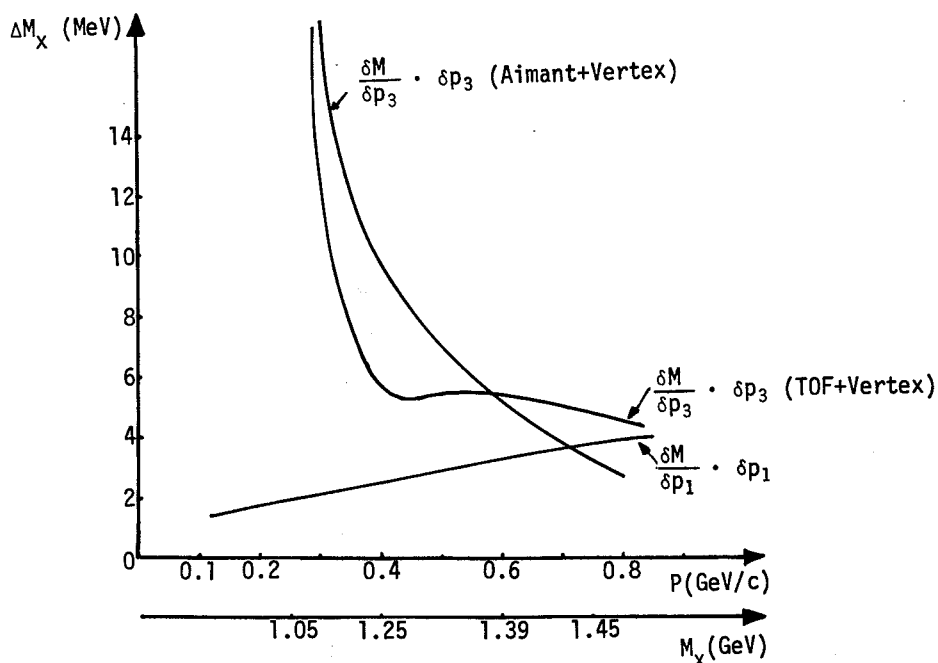


Fig. 21 Résolution en masse

4. RESOLUTION EN MASSE

Rappelons ici la formule de masse manquante (8) :

$$M^2 = (E_1 + m_2 - E_3)^2 - p_1^2 - p_3^2 + 2p_1p_3 \cos \theta_{13} .$$

Nous allons étudier séparément la contribution à la résolution totale de chacune des quantités mesurées p_1 , p_3 , $\cos \theta_{13}$:

$$\Delta M_{\text{tot}} = \sqrt{\Delta M^2(p_1) + \Delta M^2(p_3) + \Delta M^2(\theta_{13})} , \quad (30)$$

où Δ signifie toujours la demi-largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne.

4.1 Contribution de l'impulsion de la particule incidente p_1

$$\Delta M(p_1) = \frac{1}{M} (p_3 \cdot \cos \theta_{13} - T_3 \cdot \beta_1) \cdot \Delta p_1 . \quad (31)$$

Ici $\Delta p_1/p_1 = \pm 0,3\%$, valeur déterminée par la géométrie du faisceau au moyen de l'hodoscope H0. Dans les conditions de production $p_1 = 2,65$ GeV/c, $\theta_{13} = 0$, la figure 21 montre $\Delta M(p_1)$ en fonction de la masse manquante et de l'impulsion du proton de recul.

4.2 Contribution de l'impulsion du proton de recul p_3

$$\Delta M(p_3) = (p_1 \cdot \cos \theta_{13} - \beta_3 \cdot E_0) \cdot \Delta p_3 . \quad (32)$$

La valeur de Δp_3 dépend de la méthode employée pour déterminer l'impulsion du proton de recul. Si l'impulsion est calculée par temps de vol (TOF)

$$\Delta p_3 = \sqrt{\Delta p_{\text{TOF}}^2 + \Delta p_{\text{vertex}}^2} , \quad (33)$$

où Δp (vertex) est l'erreur sur l'impulsion provenant de l'imprécision sur la détermination du point d'impact (vertex) de la réaction. Si l'impulsion est calculée à l'aide de la déflexion magnétique :

$$\Delta p_3 = \sqrt{\Delta p_{\text{aimant}}^2 + \Delta p_{\text{vertex}}^2} \quad (34)$$

On peut même combiner les deux mesures indépendantes de TOF et de la déflexion magnétique :

$$\frac{1}{(\Delta p_{\text{total}})^2} = \frac{1}{(\Delta p_{\text{TOF}})^2} + \frac{1}{(\Delta p_{\text{aimant}})^2} \quad (35)$$

d'où :

$$\Delta p_3 = \sqrt{\Delta p_{\text{total}}^2 + \Delta p_{\text{vertex}}^2} \quad (36)$$

4.2.1 Calcul de Δp_{vertex}

Nous reviendrons au chapitre IV, section 2.1.3 sur la méthode de reconstruction du point d'impact de la réaction. En prenant comme cible une plaque de 3 mm d'épaisseur, placée perpendiculairement à la direction du faisceau, on a pu déterminer la précision de reconstruction du vertex, soit $\pm 1,5$ cm.

Les courbes d'absorption dans l'hydrogène permettent de calculer Δp_{vertex} pour différentes impulsions (fig. 22); on remarquera que la détermination du vertex est critique pour les impulsions inférieures à 400 MeV/c.

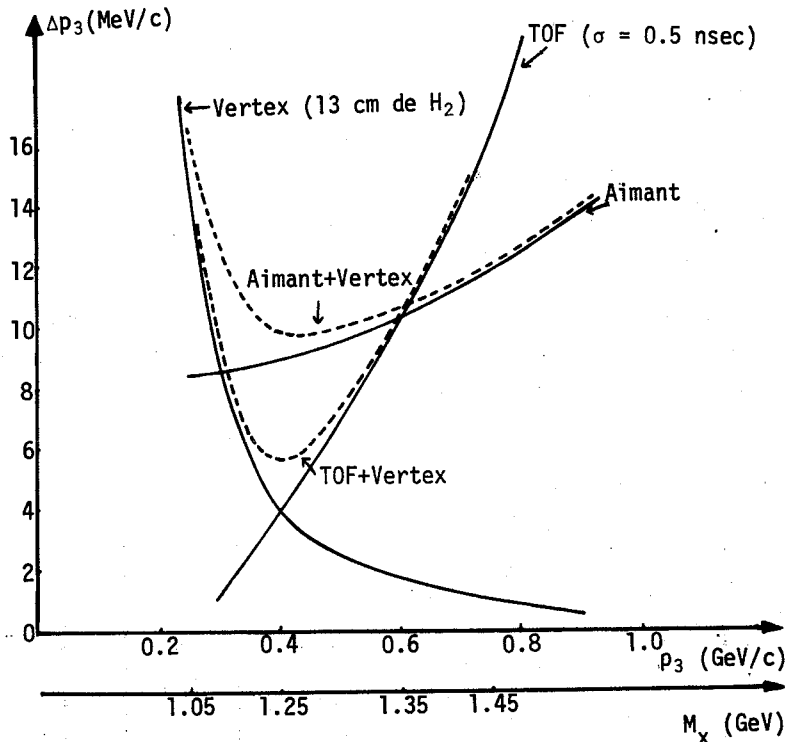


Fig. 22 Résolution en impulsion pour chaque contribution (TOF, aimant, vertex)

4.2.2 Calcul de $\Delta p_{(TOF)}$

D'après la formule (13), $\Delta p_{(TOF)} = p_3 \gamma^2 (\Delta \tau / \tau)$. L'erreur faite sur la mesure de p_3 dépend du temps de vol moyen choisi : c'est-à-dire que plus la distance L entre les compteurs T₂ et R est grande, plus l'erreur est faible.

Dans nos conditions d'expérience, $\bar{L} = 6390$ mm. Le figure 22 donne la variation de $\Delta p_{(TOF)}$ en fonction de p_3 pour $\Delta \tau = \pm 0,5$ nsec, et la figure 21 montre la résolution en masse.

4.2.3 Calcul de $\Delta p_{(aimant)}$

Soit D la projection horizontale de la déflexion calculée entre les chambres 1 et 2 et les chambres 3 et 4.

La loi de proportionnalité entre l'impulsion et l'inverse de la déflexion s'exprime, dans nos conditions expérimentales pour un champ magnétique de 4,15 kG, par :

$$p(\text{GeV}/c) = \frac{0,2}{D(\text{rad})} \quad \text{d'où} \quad \Delta p_{(aimant)} = \frac{p^2}{0,2} \cdot \Delta D \quad (37)$$

avec :

$$\Delta D = \sqrt{\Delta \theta_{ms}^2 + \Delta \theta_{géométrie}^2} \quad (38)$$

Nous allons étudier séparément chacune de ces contributions :

a) Etude de la diffusion coulombienne $\Delta \theta_{ms}$

Rappelons comment se calcule l'incertitude θ_{dc} due à la diffusion multiple coulombienne :

$$\theta_{dc}(\text{mrad}) = \frac{A}{p \cdot \beta} (1 + \epsilon) \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}} \quad (39)$$

où A = 15 mrad si l'on considère la projection de θ_{dc} sur un plan;

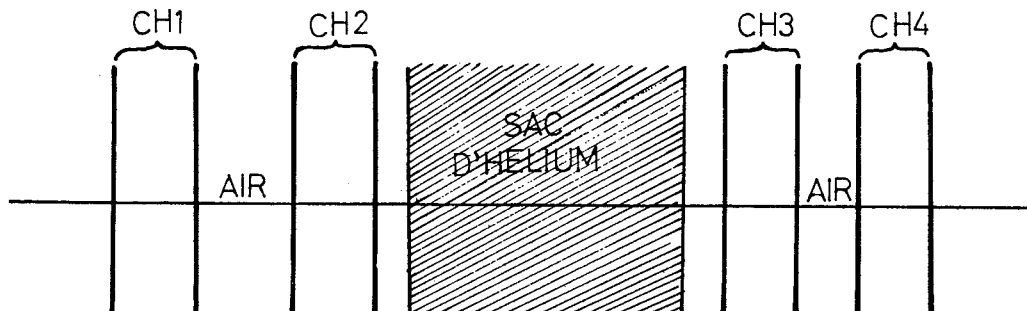
p : impulsion en GeV/c;

ϵ : facteur correctif généralement $< 1/10$ pour $L \geq 0,1 \times L_{rad}$;

L : longueur de parcours dans un certain milieu;

L_{rad} : longueur de radiation dans ce milieu.

Pour une variable aléatoire distribuée suivant une distribution gaussienne, on a $\Delta \theta_{ms} = 1,18 \theta_{dc}$ où $\Delta \theta_{ms}$ est la demi-largeur à mi-hauteur de la distribution. Les différents milieux que traverse la trajectoire du proton de recul peuvent être schématisés ainsi :



et le tableau 6 décrit les diverses diffusions que subit le proton le long de sa trajectoire.

Tableau 6

Origine	Matière	L : épaisseur (cm)	$\sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}}$
CH1	mylar	0,0075	0,017
CH2	hénogal	22	0,025
CH3	cuiivre	4 × 0,0007	0,045
CH4	mylar	0,0075	0,017
air	air	30	0,03
hélium	hélium	400	0,03

Les quatre chambres sont identiques : pour tenir compte de la diffusion des particules sur les fils des chambres, nous avons supposé que l'ensemble du cuivre constituant les fils d'un plan était réparti en une couche mince continue qui aurait ainsi 0,0007 cm d'épaisseur par plan.

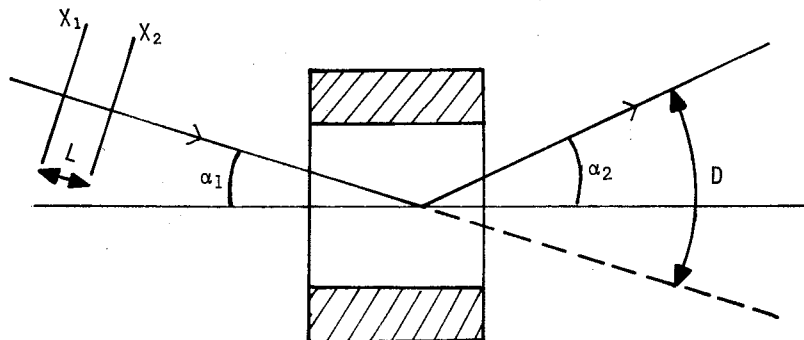
Pour des protons de 500 MeV/c, la contribution de la diffusion coulombienne vaut $\Delta\theta_{\text{ms}} = 6,8$ mrad, et pour les pions de même impulsion $\Delta\theta_{\text{ms}} = 3,2$ mrad.

Pour connaître expérimentalement cette contribution, nous avons envoyé un faisceau de particules positives de 500 MeV/c sur le système, le champ magnétique étant nul, et les chambres 3 et 4 étant placées sensiblement parallèles aux chambres 1 et 2. Séparément pour les pions et pour les protons sélectionnés par temps de vol, on calcule la projection horizontale de la déflexion D : on obtient (fig. 23) deux distributions gaussiennes centrées à zéro, et de demi-largeur $\Delta\theta = 3,5$ mrad pour les pions, et $\Delta\theta = 7,5$ mrad pour les protons. Ces résultats sont en accord avec les calculs précédents.

L'incertitude sur la mesure de l'angle de déflexion du proton de recul (ΔD) est calculée pour différentes impulsions, et la formule (37) donne $\Delta p_{\text{(aimant)}}$ montré en figure 22 et la résolution en masse est montrée dans la figure 21.

b) Etude de l'incertitude sur la mesure géométrique $\Delta\theta_{\text{géométrie}}$

La résolution spatiale des chambres a été mesurée et vaut $\pm 1,0$ mm = ΔX .



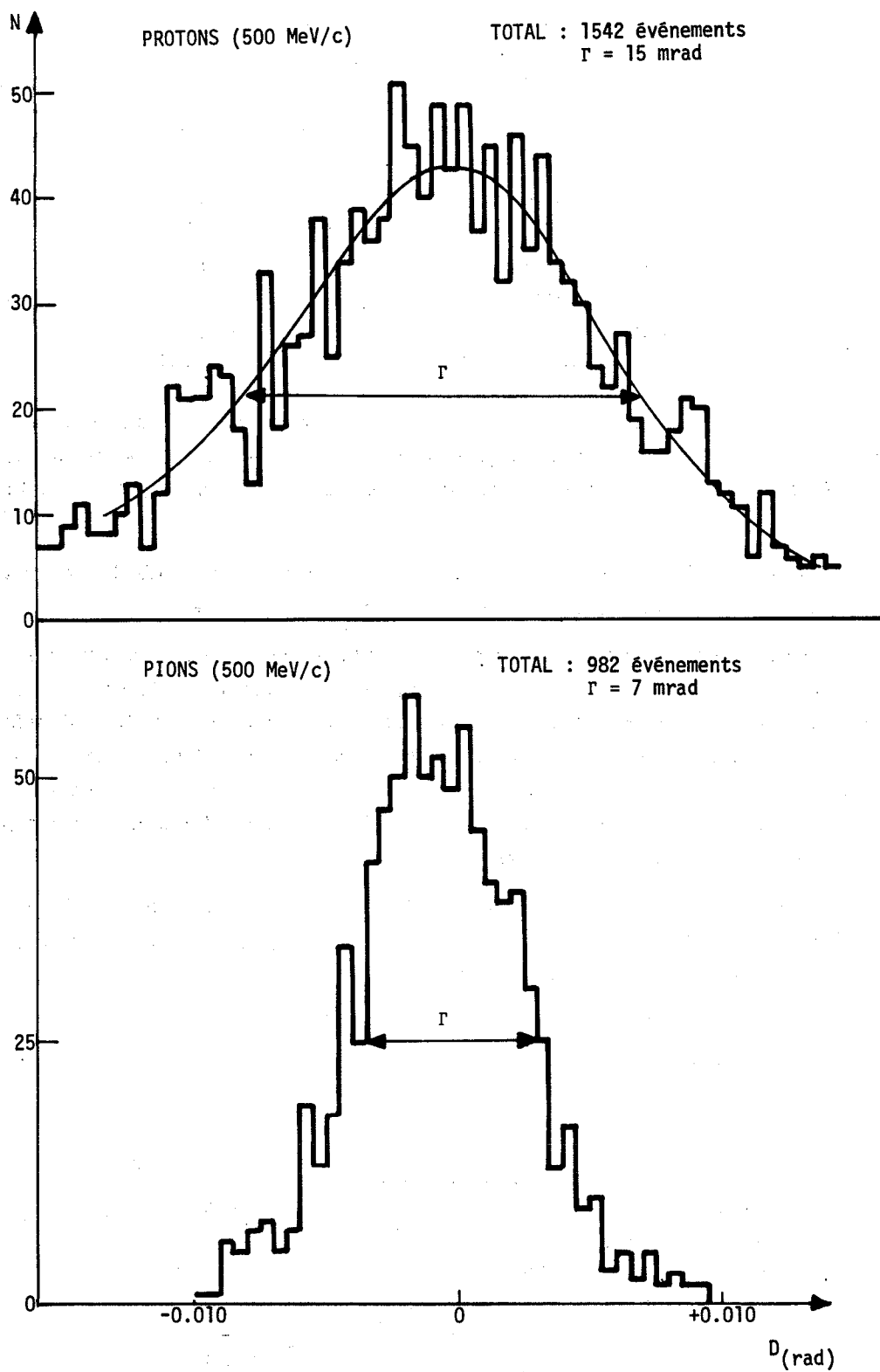


Fig. 23 Incertitude sur la mesure de l'angle de déflexion entre les chambres 1-2 et 3-4 pour des pions et protons de 500 MeV/c

$$D = \alpha_1 + \alpha_2 ,$$

d'où :

$$\Delta D_{\text{géométrie}} = \sqrt{\Delta \alpha_1^2 + \Delta \alpha_2^2} = \sqrt{2 \cdot \Delta \alpha} ,$$

puisque :

$$\Delta \alpha_1 = \Delta \alpha_2 \approx \Delta \alpha .$$

L'angle α_1 est déterminé par les chambres 1 et 2 :

$$\alpha_1 = \frac{x_1 - x_2}{L} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} x_1 \text{ donné par CH1} \\ x_2 \text{ donné par CH2} \\ L \text{ distance entre CH1 et CH2} \end{cases}$$

d'où :

$$\Delta \alpha = \sqrt{\left[\left(\frac{\partial \alpha}{\partial x_1} \right)^2 \cdot \Delta x_1^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x_2} \right)^2 \cdot \Delta x_2^2 \right]} = \frac{\Delta x}{L} \sqrt{2} ,$$

puisque :

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x .$$

Mais les coordonnées x_1 et x_2 sont données par des mesures sur deux plans de fils verticaux, donc :

$$\Delta x = \frac{\Delta X}{\sqrt{2}} \quad \text{d'où} \quad \Delta D_{\text{géométrie}} = \sqrt{2} \cdot \frac{\Delta X}{L}$$

$$\approx 0,002 \text{ rad} \quad \text{pour} \quad L = 490 \text{ mm} .$$

En conclusion, la relation (38) nous donne :

$\Delta D = 7,9 \text{ mrad}$ pour des protons de 500 MeV/c et $\Delta D = 3,7 \text{ mrad}$ pour des pions de même impulsion.

4.3 Contribution de l'angle entre le proton de recul et la particule incidente.

$$\Delta_M(\theta_{13}) = \frac{P_1 P_3}{M} \cdot \sin \theta_{13} \cdot \Delta \theta_{13} . \quad (40)$$

D'après cette formule, exactement à zéro degré $\Delta_M(\theta_{13}) = 0$; on peut montrer que $\Delta_M(\theta_{13})$ reste négligeable jusqu'à un angle de 15° . En effet :

$$\Delta \theta_{13} = \left[(\Delta \theta_{1H1,2})^2 + (\Delta \theta_{3CH1,2})^2 + (\Delta \theta_{iC}^{ms})^2 + (\Delta \theta_{3ciblep}^{ms})^2 + (\Delta \theta_{1cible\pi}^{ms})^2 + (\Delta \theta_{1H1,2}^{ms})^2 + (\Delta \theta_{1T1,T2}^{ms})^2 \right]^{1/2} . \quad (41)$$

(les deux premiers termes montrent l'incertitude sur la mesure géométrique).

La particule incidente est repérée par les hodoscopes H1 [cellules de $(11 \times 11) \text{ mm}^2$] et H2 [cellules de $(3,33 \times 3,33) \text{ mm}^2$], distants d'environ 4000 mm : l'erreur maximum que

l'on peut faire en prenant comme coordonnées le centre géométrique des éléments est de ± 1 mrad. (En fait on ne peut ajouter quadratiquement que deux distributions gaussiennes indépendantes.) Comme nous avons vu au paragraphe précédent b), $\Delta\theta_{3CH_{1,2}} = \pm 8$ mrad.

Le tableau 7 décrit les diffusions que subit le pion incident le long de sa trajectoire. (Au niveau de la cible, nous avons fait les calculs en supposant que l'interaction se produit au milieu de la cible, c'est-à-dire que le π incident et le proton de recul traversent tous deux 13 cm d'hydrogène.)

La diffusion coulombienne des pions d'impulsion 2,65 GeV/c sur la cible est de l'ordre de 0,88 mrad.

Tableau 7

Origine	Matière	L : épaisseur (cm)	$\sqrt{\frac{L}{L_{rad}}}$
\check{C}_1	aluminium	$2 \times 0,2$	0,167
\check{C}_1	éthylène (P = 20 atm)	100	0,38
\check{C}_2	mylar	$2 \times 0,3$	0,128
\check{C}_2	éthylène (P = 30 atm)	50	0,18
hodoscope H1	scintillateur	$4 \times 0,1$	0,1
hodoscope H2	scintillateur	$4 \times 0,1$	0,1
compteur T ₁	scintillateur	0,2	0,07
compteur T ₂	scintillateur	0,3	0,087
cible	mylar	$0,012 + 0,025$	} pion 0,035
cible	hydrogène	13	
cible	hydrogène	13	} proton 0,12
cible	mylar	$0,012 + 0,025$	

La figure 24 donne la variation de $\Delta M_{\theta_{13}}$ pour trois angles θ_{13} différents (5° , 10° , et 15°) en fonction de l'impulsion p_3 du proton de recul.

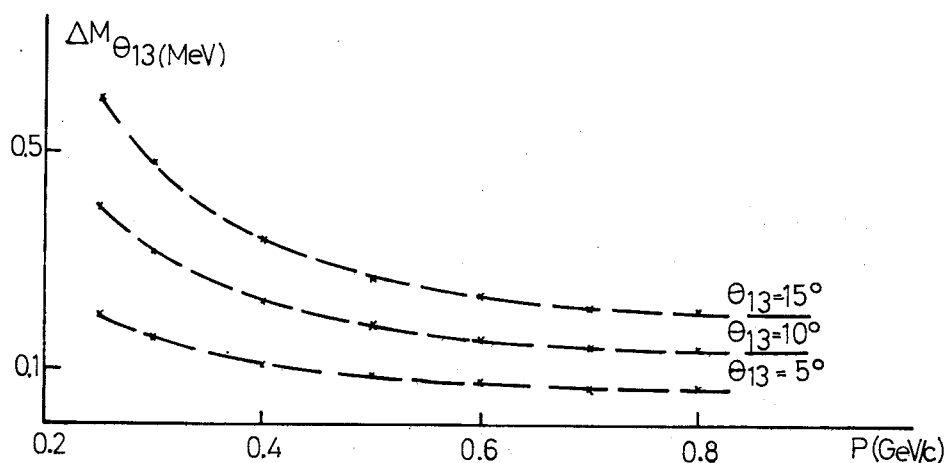


Fig. 24 Résolution en masse en fonction de l'angle θ_{13}

4.4 Résolution finale

En conclusion, la résolution en masse ne dépend pas de l'angle θ_{13} : elle ne dépend que des quantités p_1 et p_3 . De plus, la résolution du temps de vol est meilleure que celle de la reconstruction magnétique à cause de la diffusion coulombienne du proton de recul. Une comparaison de leur résolution en masse est montrée dans le tableau 8, pour une masse manquante de 1,300 GeV (valeur moyenne du A_2) et $p_1 = 2,65$ GeV/c.

Tableau 8

	$\Delta M_{(p_1)}$ (MeV)	$\Delta M_{(p_3)}$ (MeV)	$\Delta M_{(\text{vertex})}$ (MeV)	$\Delta M_{(\text{tot.})}$ (MeV)
Aimant	$\pm 2,6$	$\pm 7,6$	$\pm 3,1$	$\pm 8,6$
Temps de vol	$\pm 2,6$	$\pm 4,1$	$\pm 3,1$	$\pm 5,8$

CHAPITRE IV

ANALYSE DES DONNEES

La figure 25 montre le schéma du transfert des événements depuis l'enregistrement des informations par les 128 échelles jusqu'au traitement final "off-line" fait sur la calculatrice CDC 3800.

Nous avons vu au chapitre II, section 3.3 que l'acquisition des données et leur écriture sur bande magnétique étaient réalisées au moyen de la calculatrice IBM 1800. A partir de ce point, leur analyse est faite suivant deux canaux différents :

- i) Une analyse purement technique de deux événements par bouffée du SP (soit 50% du taux total de production) est faite par la 1800 entre deux bouffées du SP.
- ii) Une analyse technique et physique de tous les événements écrits sur bande magnétique est réalisée sur la CDC 3800. Le temps moyen d'analyse par événement est 138 msec (fig. 26).

Dans ce chapitre, nous allons étudier séparément ces deux canaux d'analyse et les différents diagnostics qu'ils fournissent.

1. ANALYSE DES DONNEES "ON-LINE"

1.1 Fonctionnement de l'IBM 1800

Elle possède deux fonctions distinctes et bien définies : l'une est l'acquisition et l'écriture des données sur bande magnétique par enregistrement de dix événements. L'autre consiste en une analyse partielle de deux événements par bouffée du SP; ce nombre n'est pas limité par le temps de calcul (la 1800 reste environ la moitié du temps sans travailler), mais par la place disponible en mémoire.

1.1.1 Répartition des mémoires

La 1800 possède 16 000 positions de mémoire, dont 3000 sont prises par les mémoires tampons et 8000 par le système gérant le fonctionnement de la machine (appelé TSX) : ces programmes sont écrits en langage assembleur afin d'occuper moins de place en mémoire et d'être exécutés plus rapidement. Il reste donc 5000 positions à la disposition d'un programmeur. Cette répartition en mémoire est illustrée dans le schéma suivant :

$$\begin{array}{rcccccc} 8000 & + & 3000 & + & 5000 & = & 16\ 000 \\ \hline \text{TSX} & & \text{Mémoires} & & \text{Programmes} & & \\ & & \text{tampons} & & \text{optionnels} & & \\ \hline & & \underbrace{\hspace{10em}} & & & & \\ & & \text{Partie toujours} & & & & \\ & & \text{en mémoire} & & & & \end{array}$$

On voit que la taille des programmes est limitée par la place en mémoire.

1.1.2 Programmes à option

Ces programmes sont écrits en FORTRAN, ce qui permet une modification rapide, avantage important dans une période de test d'un système. Ils sont chargés sur disque; au moyen

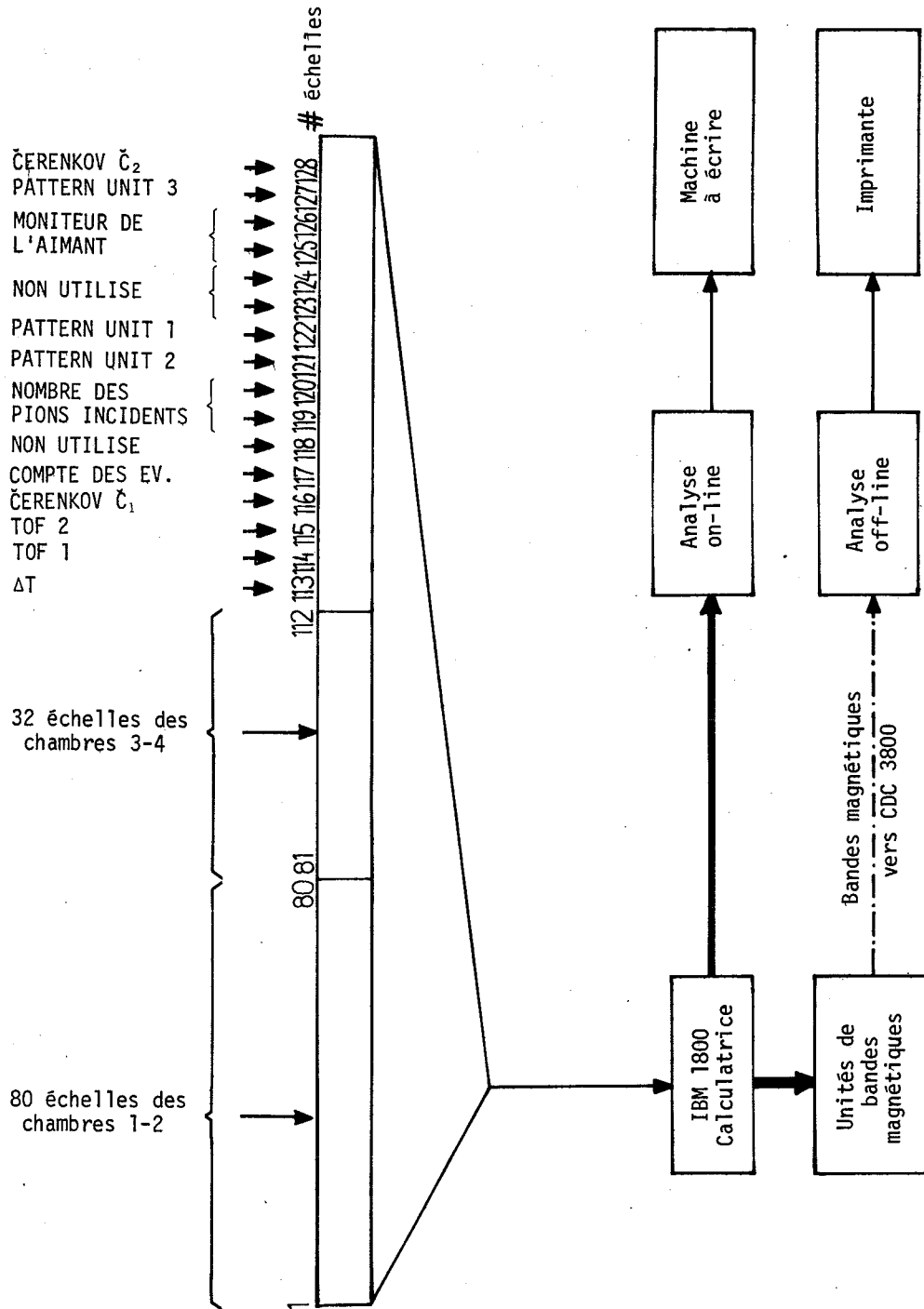


Fig. 25 Schéma du transfert de l'information

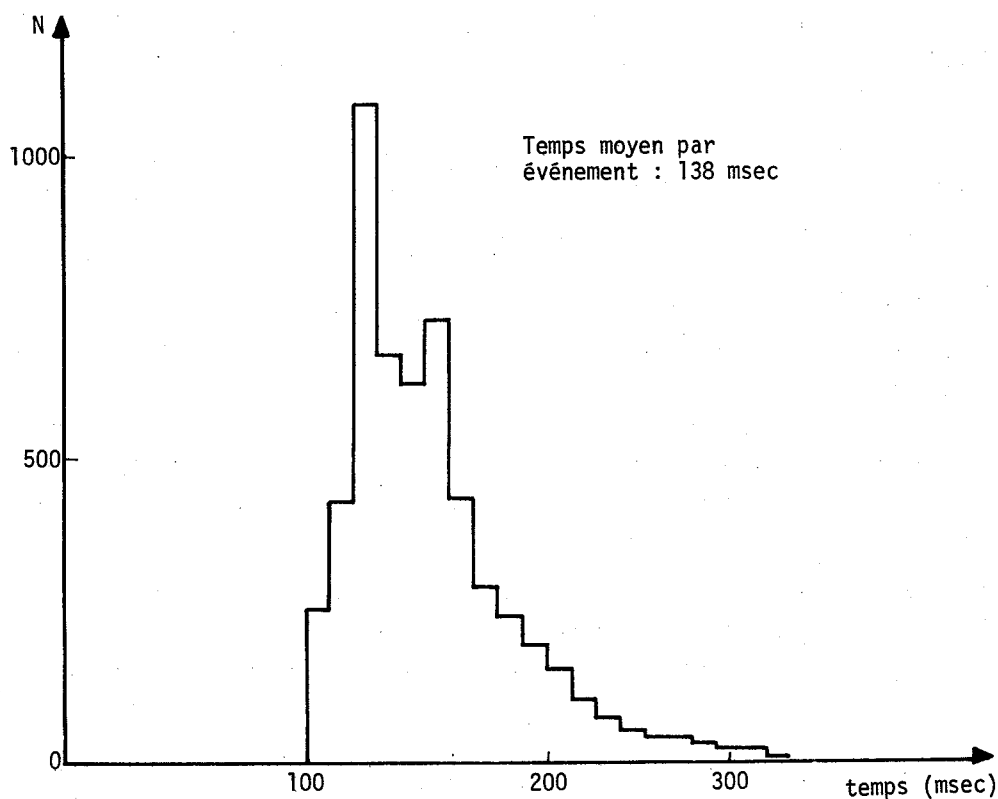


Fig. 26 Distribution du temps d'analyse par événement

d'une instruction tapée sur la machine à écrire, on peut mettre en mémoire au choix l'un de ces programmes, chacun d'eux étudiant une partie technique bien définie du système. Chaque événement analysé est mis en mémoire. Lorsque la statistique acquise est jugée suffisante, on peut, au moyen d'une instruction tapée sur la machine à écrire, obtenir un diagnostic total sur cet échantillonnage, diagnostic imprimé sur la machine à écrire.

Les options sont les suivantes :

- i) Distribution des événements dans l'hodoscope H0;
- ii) Distribution des événements dans les hodoscopes H1, H2;
- iii) Efficacité des chambres à fils.

Comme on le voit, ces programmes sont purement techniques et permettent un contrôle constant du système. Ainsi, toute inefficacité est détectée rapidement et la remise en état peut être faite immédiatement. Aucune étude physique des événements n'est faite ici : de toute façon, cette analyse est impossible, car la reconstruction des traces dans les chambres à fils nécessiterait un temps de calcul supérieur aux 200 msec séparant deux bouffées du SP.

1.2 Etude des diagnostics techniques

1.2.1 Distribution des événements dans l'hodoscope H0

Une répartition des événements par élément logique et physique (cf. chapitre II, section 2.1) est montrée ci-dessous :

	physique	1232	1422	1631	1609	1040	
Nombre d'événements par élément	logique	252	344	466	479	444	78

Les événements pour lesquels plus de deux éléments physiques ont été frappés sont rejetés. Le pourcentage des rejets est grand à cause du fort bruit de fond existant au niveau de la fente : il est en moyenne de 15 à 20%.

Le mauvais fonctionnement d'un des phototubes se manifesterait par une variation brutale du nombre d'événements enregistré par deux scintillateurs consécutifs. (Les éléments logiques extérieurs comptent moins ici, car ils sont en partie cachés par la fente.)

1.2.2 Distribution des événements dans les hodoscopes H1, H2

Les hodoscopes H1 et H2 forment une matrice de 9×9 éléments logiques (cf. chapitre II, section 2.1). La population de ces quatre-vingt-neuf cellules nous donne l'image du faisceau au niveau de chacun des deux hodoscopes (tableau 9). Ceci permet de centrer et de focaliser le faisceau sur les éléments centraux de H2 à l'aide des quadrupôles et des aimants. Séparément pour chaque hodoscope sont rejetés les événements pour lesquels l'information obtenue est d'un des types suivants :

- i) Aucun élément physique horizontal et/ou vertical frappé;
- ii) Plus de deux éléments physiques horizontaux et/ou verticaux frappés;
- iii) Deux éléments physiques non consécutifs horizontaux et/ou verticaux frappés.

Tableau 9

Répartition des événements dans l'hodoscope H2

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Somme
1	0	1	6	6	9	2	1	0	0	25
2	0	9	25	32	30	13	6	0	0	115
3	16	56	82	114	109	44	18	9	2	450
4	38	95	154	179	170	59	26	11	0	732
5	32	123	188	216	203	99	50	16	1	928
6	60	146	244	283	253	125	64	9	3	1187
7	16	56	144	127	107	55	23	1	0	499
8	5	19	60	72	53	22	11	1	1	244
9	0	1	2	17	19	3	2	1	0	45
Somme	167	506	875	1064	953	422	201	48	7	

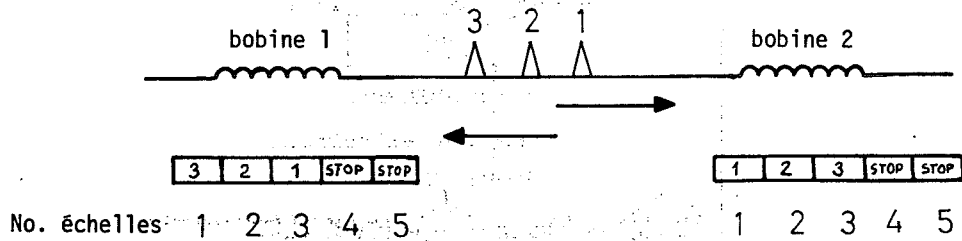
Le pourcentage moyen de rejet est de 5 à 8% pour chacun des deux hodoscopes. Il se décompose comme suit :

- 50% fautes de transfert;
- 35% plus de deux éléments physiques consécutifs frappés;
- 15% pas de signal.

1.2.3 Efficacité des chambres à fils

La première opération consiste à regarder la qualité des signaux magnétostrictifs reçus par chaque bobine. On sait, d'une part, que s'il y a eu une étincelle le contenu de la première échelle doit être inférieur au temps maximum de propagation du signal magnéto-

strictif le long du fil (STOP); d'autre part, que pour les événements à plusieurs traces le contenu des échelles doit être en ordre croissant : en effet, la première échelle enregistre d'abord l'étincelle la plus proche et ainsi de suite. Si ces deux conditions ne sont pas remplies, l'information de la bobine est rejetée.



La deuxième opération consiste à regarder la cohérence des signaux : on demande que la somme des comptes n_1, n_2 donnés par les deux bobines, pour la même étincelle, sur chaque barre de lecture, redonne la longueur L du fil magnétostrictif, soit :

$$\frac{1}{V} (n_1 + n_2) = L (\pm 12 \text{ mm : tolérance de la cohérence}) , \quad (42)$$

où V est la vitesse de propagation du signal magnétostrictif en comptes/mm. On voit sur le schéma précédent que la somme du contenu de l'échelle No 1 de la bobine 2 et de celui de l'échelle No 3 de la bobine 1 doit redonner L .

Le nombre d'étincelles cohérentes reçues par chacune des deux bobines (M_1, M_2) d'un même système de lecture devrait être égal : ainsi, la matrice représentant M_1 en fonction de M_2 doit être diagonale. Le tableau 10 montre une de ces matrices. L'efficacité est indiquée au-dessous : ceci permet d'ajuster la sensibilité des bobines l'une par rapport à l'autre.

Tableau 10

Matrice d'efficacité de deux bobines d'une même barre de lecture

		M ₂ →					
		0	1	2	3	4	5
M ₁	↓	0	0	0	1	0	0
	1	0	493	20	1	0	0
	2	0	31	1186	59	3	0
	3	0	4	69	944	50	1
	4	0	0	4	57	394	23
	5	0	0	0	4	24	104
		Efficacité = 89,9					

En ne considérant que les événements diagonaux de ces différentes matrices, on peut obtenir une distribution du nombre d'étincelles cohérentes pour chacun des plans des chambres (cf. tableau 11).

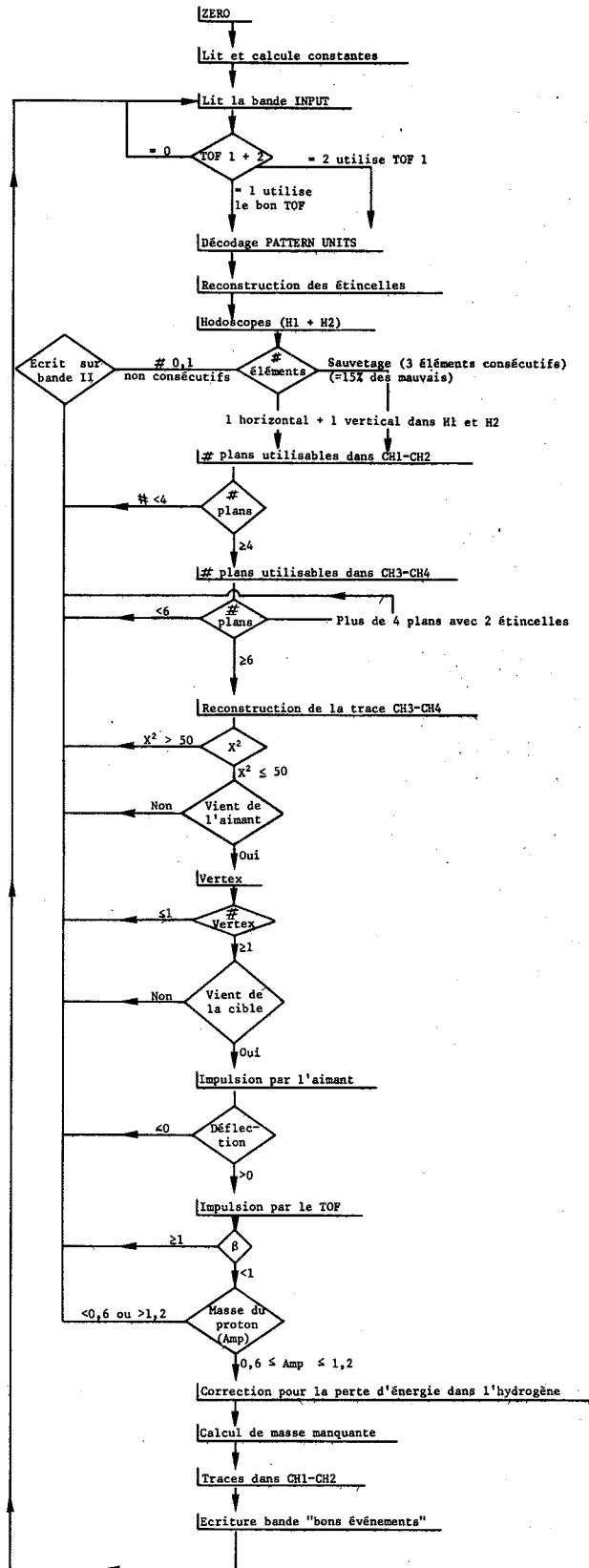


Fig. 27 Organigramme du programme "off-ligne"

Tableau 11

Nombre d'étincelles cohérentes par plan

Nombre d'étincelles cohérentes	Chambre 1				Chambre 2			
	1	586	493	492	415	452	389	472
2	1218	1186	1159	1132	1139	1117	1157	1151
3	795	942	877	945	916	895	906	878
4	259	393	322	420	361	379	355	374
5	37	69	51	112	88	81	65	78
Nombre d'étincelles cohérentes	Chambre 3				Chambre 4			
	1	2730	2779	2943	2904	3026	3072	2984
2	98	98	149	158	155	170	198	186

Ces tests permettent de vérifier le bon fonctionnement des chambres.

En conclusion, ces programmes nous permettent d'une part de détecter et de réparer immédiatement tout mauvais fonctionnement, et d'autre part nous garantissent que l'information écrite sur bande magnétique est techniquement bonne.

2. ANALYSE DES DONNEES "OFF-LINE"

On peut diviser en deux parties bien distinctes ce programme, dont l'organigramme est montré à la figure 27.

Dans la première partie, on regarde si l'on peut reconstruire un événement à partir des informations contenues sur la bande; par exemple, si les hodoscopes incidents permettent de reconstruire la trajectoire du pion incident, ou si un minimum de six plans de fils par paire de chambres contiennent une information.

Les événements rejetés au niveau de ces différents tests sont écrits sur bande magnétique; ceci permet de les analyser séparément par la suite et de comprendre les différentes causes de rejet.

A la fin de cette partie, on reste avec des "bons événements" pour lesquels on connaît la direction du pion incident et celle des produits de désintégration avant et après l'aimant, ainsi que le point d'impact de la réaction. Ces événements sont aussi écrits sur bande magnétique.

Dans la deuxième partie, une analyse physique de ces "bons événements" est faite : calcul de l'impulsion du proton de recul par temps de vol et par analyse magnétique, calcul de la masse manquante.

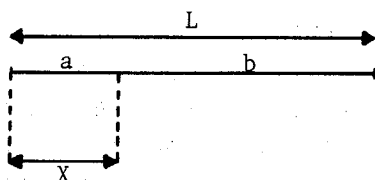
Nous allons voir séparément chacune de ces parties.

2.1 Programmes de reconstruction

Nous allons étudier plus particulièrement trois points.

- i) Reconstruction de la position des étincelles;
- ii) Reconstruction des trajectoires à partir des étincelles;
- iii) Détermination du point d'impact de la réaction.

2.1.1 Reconstruction de la position des étincelles



L : longueur totale du fil magnétostrictif

Il s'agit de calculer X : la méthode est différente suivant que les étincelles sont cohérentes ou non.

Soit V la vitesse de propagation du signal magnétostrictif (en mm/compte); ΔT le temps mort pendant lequel les échelles ne comptent pas et n_1, n_2 le nombre de comptes enregistrés par les deux bobines d'une même barre de lecture.

Dans le cas de cohérence, nous avons :

$$\begin{aligned} a = X &= (n_1 + \Delta T) \cdot V \\ b = L - X &= (n_2 + \Delta T) \cdot V, \end{aligned}$$

d'où :

$$X = \frac{L}{2} - \left(\frac{b - a}{2} \right) = \frac{L}{2} + \frac{V}{2} (n_1 - n_2) + C. \quad (43)$$

S'il n'y a pas cohérence, on détermine la position de l'étincelle à partir d'une seule lecture :

$$X = (n_1 + \Delta T)V + C. \quad (44)$$

La constante C est définie de telle sorte que la position du faisceau dans les chambres soit prise comme zéro, les chambres 3 et 4 étant mises en position parallèle aux chambres 1 et 2.

2.1.2 Reconstruction des traces

Les chambres 1 et 2 et les chambres 3 et 4 constituent deux systèmes identiques, et le raisonnement suivant est valable séparément pour chacun de ces systèmes. Numérotions les plans de 1 à 8 en suivant la direction du faisceau. Nous avons vu que chaque paire de plans (1 + 4), (2 + 3), (5 + 8), (6 + 7) forme un système orthogonal, et qu'un des systèmes de chaque chambre est tourné de 10° par rapport à l'autre. Les plans impairs donnent les coordonnées X , et les plans pairs les coordonnées Z (cf. chapitre II, section 2.4).

En principe une seule chambre donne assez d'informations pour pouvoir reconstruire la trajectoire. Cependant, d'une part, la précision sur la direction de la droite est moins bonne du fait que les deux points la définissant sont rapprochés; d'autre part, ceci nous oblige à rejeter les événements pour lesquels au moins un des plans n'a pas fonctionné. Il a donc fallu mettre au point une méthode pouvant travailler avec un minimum de six plans.

Une droite dans l'espace peut être définie par ses projections sur les plans (XX,Y) et (ZZ,Y) :

$$XX = a_x y + b_x \quad (45)$$

$$ZZ = a_z y + b_z \quad (46)$$

et dans un système tourné d'un angle α :

$$X' = a'_x Y + b'_x \quad (47)$$

$$Z' = a'_z Y + b'_z \quad (48)$$

avec :

$$\begin{aligned} a'_x &= a_x \cos \alpha - a_z \sin \alpha & \text{et} & & a'_z &= a_x \sin \alpha + a_z \cos \alpha \\ b'_x &= b_x \cos \alpha - b_z \sin \alpha & & & b'_z &= b_x \sin \alpha + b_z \cos \alpha . \end{aligned}$$

La méthode des moindres carrés demande de minimiser la quantité S :

$$S = \sum_{i=1}^4 W_i (X_i - X'_i)^2 + \sum_{k=1}^4 W_k (Z_k - Z'_k)^2, \quad (49)$$

où X et Z sont les coordonnées mesurées des étincelles et W_i, W_k des poids valant 1 ou 0 suivant que les plans i ou k ont donné ou non une information.

La formule (49) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} S = \sum_{i=1}^{8,2} W_i & \left[X_i - (a_x \cos \alpha_i - a_z \sin \alpha_i) Y_i - (b_x \cos \alpha_i - b_z \sin \alpha_i) \right]^2 \\ & + W'_k \left[Z_k - (a_x \sin \alpha_i + a_z \cos \alpha_i) Y_k - (b_x \sin \alpha_i + b_z \cos \alpha_i) \right]^2 \end{aligned}$$

avec $k = i + 1$. Si l'on minimise cette formule quadratique avec les paramètres a_x, b_x, a_z, b_z , on obtient quatre équations linéaires :

$$a_x \alpha_{11} + a_z \alpha_{12} + b_x \alpha_{13} + b_z \alpha_{14} = C_1, \quad (50)$$

$$a_x \alpha_{21} + a_z \alpha_{22} + b_x \alpha_{23} + b_z \alpha_{24} = C_2, \quad (51)$$

$$a_x \alpha_{31} + a_z \alpha_{32} + b_x \alpha_{33} + b_z \alpha_{34} = C_3, \quad (52)$$

$$a_x \alpha_{41} + a_z \alpha_{42} + b_x \alpha_{43} + b_z \alpha_{44} = C_4, \quad (53)$$

où :

$$\alpha_{11} = \Sigma (\cos^2 \alpha_i \cdot W_i \cdot Y_i^2 + \sin^2 \alpha_i \cdot W_k \cdot Y_k^2) \quad \text{avec} \quad \Sigma = \sum_{i=1}^{8,2} \quad \text{et} \quad \alpha_i = \alpha_k,$$

$$\alpha_{12} = - \Sigma \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i \cdot Y_i^2 - W_k \cdot Y_k^2)$$

$$\alpha_{13} = \Sigma(\cos^2 \alpha_i \cdot W_i \cdot Y_i + \sin^2 \alpha_i \cdot W_k \cdot Y_k)$$

$$\alpha_{14} = -\Sigma W_k \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i \cdot Y_i - Y_k \cdot W_k) ,$$

$$C_1 = \Sigma(X_i \cdot Y_i \cdot W_i \cdot \cos \alpha_i + Z_k \cdot Y_k \cdot W_k \cdot \sin \alpha_i)$$

$$\alpha_{21} = \Sigma \cos \alpha_i \sin \alpha_i (W_i \cdot Y_i^2 - W_k \cdot Y_k^2) = -\alpha_{12} ,$$

$$\alpha_{22} = -\Sigma(\sin^2 \alpha_i \cdot Y_i^2 \cdot W_i + \cos^2 \alpha_i \cdot Y_k \cdot W_k) ,$$

$$\alpha_{23} = \Sigma \cos \alpha_i \sin \alpha_i (W_i \cdot Y_i - W_k \cdot Y_k) = -\alpha_{14} ,$$

$$\alpha_{24} = -\Sigma(\sin^2 \alpha_i \cdot Y_i \cdot W_i + \cos^2 \alpha_i \cdot Y_k \cdot W_k) ,$$

$$C_2 = \Sigma \left[X_i \cdot \sin \alpha_i \cdot W_i \cdot Y_i - Z_k \cdot \cos \alpha_i \cdot Y_k \cdot W_k \right] .$$

$$\alpha_{31} = \Sigma(\cos^2 \alpha_i \cdot Y_i \cdot W_i + \sin^2 \alpha_i \cdot Y_k \cdot W_k) = \alpha_{13} ,$$

$$\alpha_{32} = -\Sigma \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i \cdot Y_i - W_k \cdot Y_k) = \alpha_{14} ,$$

$$\alpha_{33} = \Sigma(W_i \cdot \sin^2 \alpha_i + W_k \cdot \cos^2 \alpha_k) ,$$

$$\alpha_{34} = -\Sigma \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i - W_k) ,$$

$$C_3 = \Sigma(X_i \cos \alpha_i W_i + \sin \alpha_i W_k) .$$

$$\alpha_{41} = \Sigma \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i \cdot Y_i - W_k \cdot Y_k) = -\alpha_{14} ,$$

$$\alpha_{42} = \Sigma \sin^2 \alpha_i \cdot W_i \cdot Y_i + \cos^2 \alpha_i \cdot W_k \cdot Y_k = \alpha_{24}$$

$$\alpha_{43} = \Sigma \sin \alpha_i \cos \alpha_i (W_i - W_k) = -\alpha_{34} ,$$

$$\alpha_{44} = -\Sigma(W_i \cdot \sin^2 \alpha_i + W_k \cdot \cos^2 \alpha_k) = -\alpha_{33} ,$$

$$C_4 = \Sigma(W_i \cdot \sin^2 \alpha_i \cdot X_i + W_k \cdot \sin \alpha_i \cdot Z_k) .$$

Ces quatre paramètres a_x, b_x, a_z, b_z sont les paramètres de la trajectoire; on peut ainsi calculer la position reconstruite des étincelles dans chacun des huit plans et évaluer la différence entre positions reconstruites et mesurées dans chacun des plans, soit d_i , $i = 1, 8$. D'où :

$$S = \sum_{i=1}^8 d_i .$$

Dans le cas de plusieurs traces, la bonne combinaison d'étincelles est celle qui donne la plus petite valeur de S : la coupure a été mise à 50. On a remarqué que les traces émises à grand angle avaient une valeur de S plus grande, car les chambres ne fonctionnent plus exactement en "track following mode" : c'est afin de n'introduire aucun biais que la coupure sur S a été mise à 50.

2.1.3 Détermination du point d'impact de la réaction

La première idée qui vient à l'esprit quand on veut calculer le point d'impact d'une réaction est de calculer les trajectoires des produits de désintégration et de la particule incidente, puis de faire un ajustement global sur leurs cosinus directeurs. Cette méthode a été utilisée, mais elle demande beaucoup de temps de machine, c'est pourquoi il nous a fallu en chercher une autre.

Cette autre méthode consiste à rechercher parmi les particules de désintégration la trajectoire la plus inclinée, et à calculer la trajectoire incidente. On détermine le point d'impact comme étant le milieu géométrique de leur distance minimum.

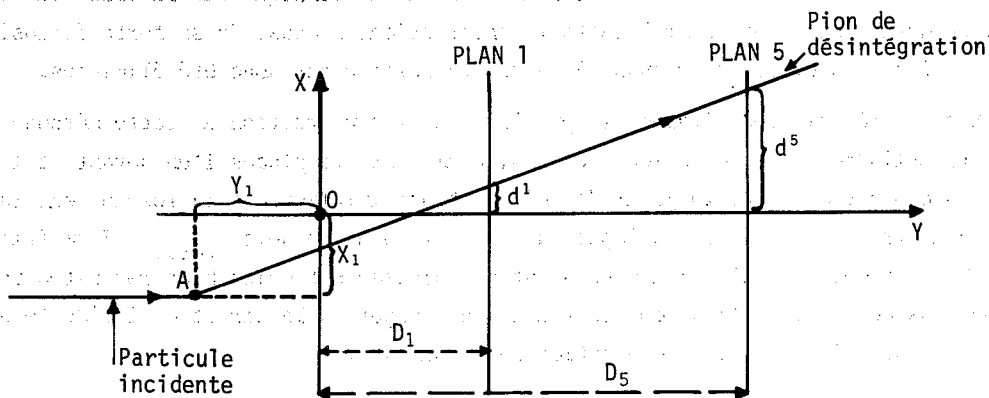
Cette méthode aussi a dû être abandonnée en raison du temps de machine nécessaire non pour ce simple calcul, mais pour la reconstruction des traces dans les chambres 1 et 2. N'ayant aucune information sur le point d'impact, il fallait essayer toutes les combinaisons possibles entre les étincelles des différents plans. On a donc développé une méthode de calcul plus directe du point d'impact, ce qui a aussi pour mérite de rendre plus rapide la reconstruction des traces.

L'idée en est la suivante : il n'est pas nécessaire de reconstruire les traces, les coordonnées des étincelles données par les huit plans de lecture suffisent.

Reprenons la numération des plans donnée à la section 2.1.2. Nous voyons que les paires de plans 1-5, 2-6, 3-7 et 4-8 sont formées de fils parallèles.

Traitons d'abord le cas où il n'y a qu'une trace dans les chambres : soit d^I ($I = 1, \dots, 8$) les coordonnées des étincelles dans les huit plans (l'indice I indique le numéro du plan).

Raisonnons sur les plans 1 et 5.



D_1 et D_5 sont les positions respectives des plans 1 et 5 le long de l'axe Y . Par chacun des points d^1 et d^5 , on peut faire passer une droite parallèle à la direction des fils. Ces deux droites, étant parallèles entre elles, définissent un plan que coupe la trajectoire de la particule incidente en un point $A(X_1, Y_1, Z_1)$. Nous avons :

$$\frac{d^5 - X_1}{d^1 - X_1} = \frac{D_5 - Y_1}{D_1 - Y_1} \quad (54)$$

d'où :

$$Y_1 = \frac{[D_5(d^1 - X_1)] - [D_1(d^5 - X_1)]}{d^1 - d^5} .$$

On peut faire ce même calcul pour les paires de plans 2-6, 3-7, 4-8. Ainsi, dans le cas d'une seule trace, et si les huit plans donnent une information, nous aurons quatre valeurs de Y_J ($J = 1, \dots, 4$; J étant le numéro de la combinaison).

Dans le cas de plusieurs traces, on envisage toutes les combinaisons possibles des étincelles, et les mauvaises (c'est-à-dire celles faisant intervenir deux étincelles n'appartenant pas à la même trace) sont éliminées en rejetant les points Y_J qui sont à l'extérieur d'une zone englobant les limites géométriques de la cible. Après ce test, nous restons donc avec N valeurs de Y_J ($J = 1, \dots, N$).

On calcule le point d'impact de la réaction Y_V en faisant une moyenne pondérée sur l'ensemble de ces N valeurs de Y_J :

$$Y_V = \frac{\sum_{J=1}^N Y_J(1/\sigma_J^2)}{S} , \quad (55)$$

où σ_J est le poids associé à chaque combinaison et $S = \sum_J (1/\sigma_J)^2$. On peut aussi étudier la répartition des points Y_J en calculant un χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_J \left[\frac{Y_V - Y_J}{\sigma_J} \right]^2 . \quad (56)$$

Lors de la mise au point de ce programme, nous avons remarqué que la trace du proton de recul ne devait pas contribuer à cette reconstruction, à cause de sa forte diffusion multiple. Les étincelles appartenant à cette trajectoire ont donc été éliminées.

Un test a été fait pour évaluer la précision de reconstruction de cette méthode : deux petits cylindres de 3 mm de long, en aluminium, ont été placés l'un devant et l'autre derrière la cible vide. La longueur des cibles étant inférieure à la résolution, la largeur de la distribution du point d'impact donne la résolution soit $\Gamma_{\text{total}} = 3$ cm (fig. 28a et b). On voit que la cible située en amont du faisceau est moins bien reconstruite parce que dans ce cas l'inclinaison des traces par rapport à la direction incidente est plus faible. Voyons maintenant la présentation des résultats.

2.2 Présentation des résultats

Au cours de cette analyse, environ 70% des événements sont rejetés, et la distribution du pourcentage des rejets est montrée dans le tableau 12.

Un diagnostic des chambres plus complet que dans le programme "on-line" est fait, et plusieurs distributions sont étudiées, dont les plus importantes sont montrées dans la figure 29. La forme de la distribution du point d'impact est due à l'absorption des pro-

Tableau 12

Deux temps de vol nuls	< 1%
Taux de rejet des hodoscopes H1, H2	5%
$\beta_p > 1$	1%
Pas de reconstruction du point d'impact	23%
Point d'impact reconstruit hors des limites géométriques de la cible	4%
Coupure sur la masse du proton	16%
Taux de rejet des chambres 3 et 4	21%
et ces 21% sont répartis comme suit :	
Moins de six plans ont fonctionné	7%
S > 50	14%

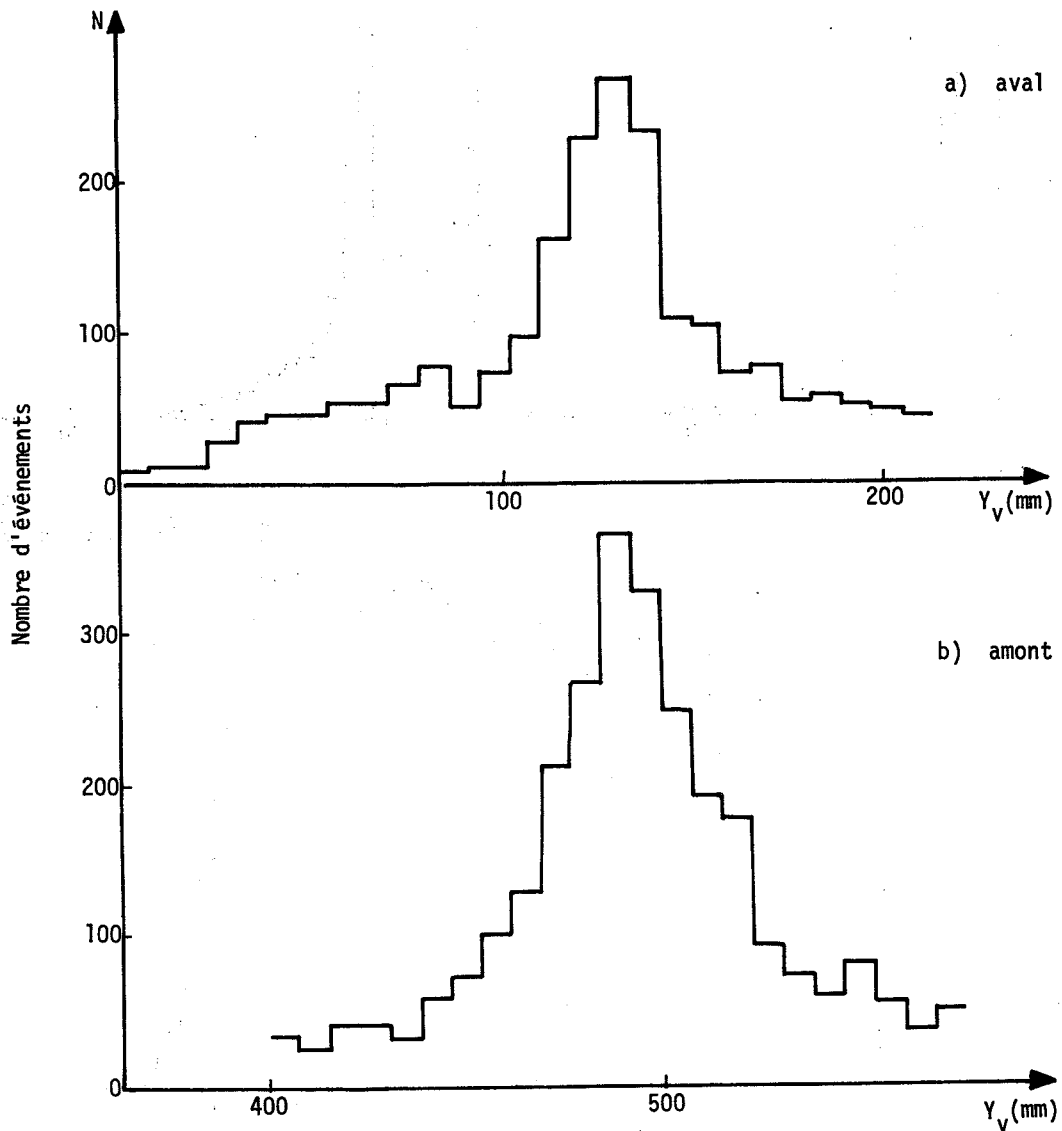


Fig. 28 Reconstruction de deux petites cibles
(a) cible placée en aval du faisceau;
(b) cible placée en amont du faisceau.

tons de basse impulsion dans la cible, et à la variation de l'acceptance angulaire du proton de recul entre les deux extrémités de la cible.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier les spectres de masse manquante obtenus au terme final de ce traitement des données.

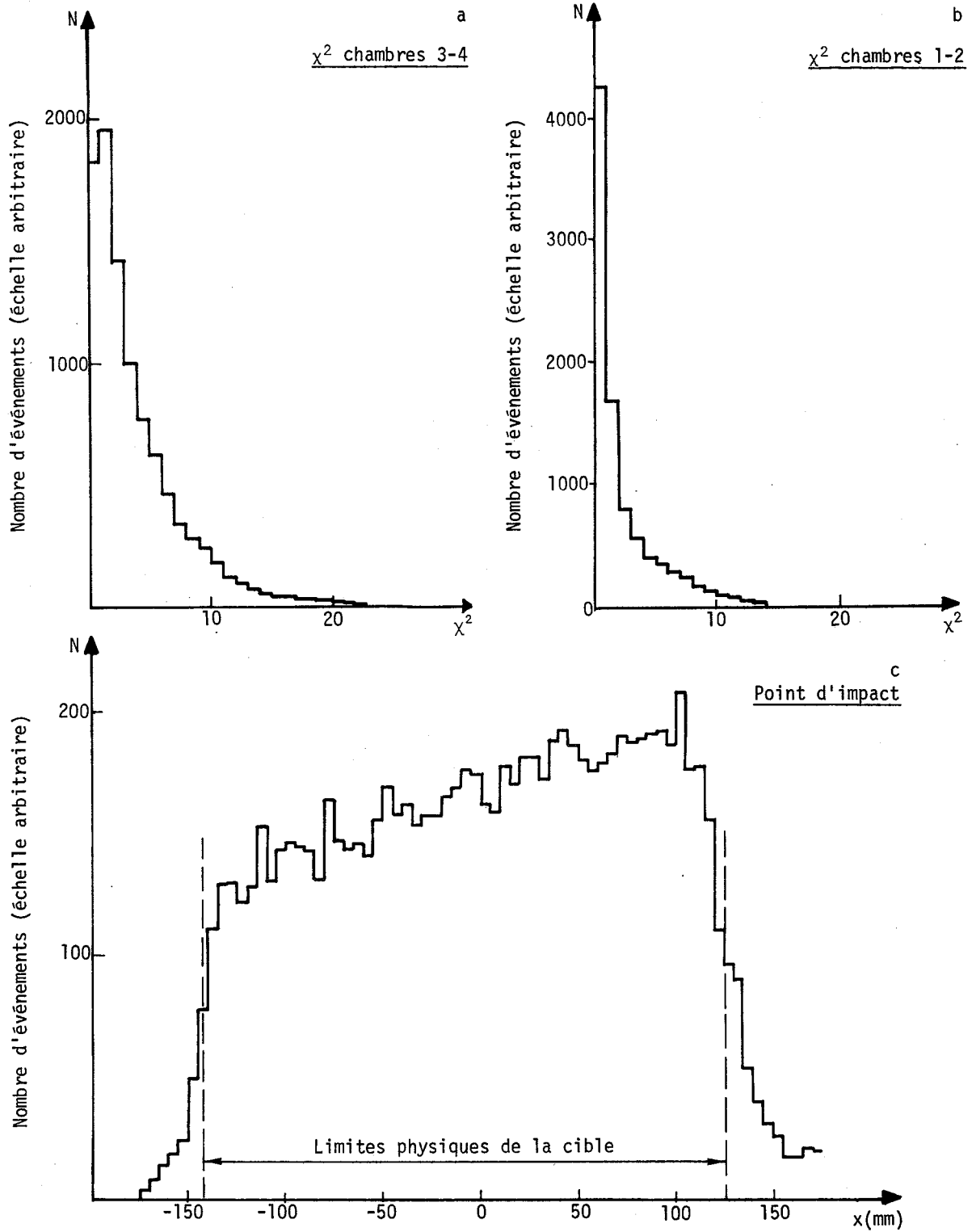
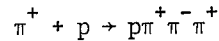


Fig. 29

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE MESON A_2

Au début de 1964, Goldhaber et al.¹⁴⁾ ont observé un large pic dans la masse effective du système $\rho^0\pi^+$ dans la région de masse 1,0-1,4 GeV. La réaction étudiée était :



à une impulsion incidente de 3,65 GeV/c. Au cours de la même année, deux expériences [l'une¹⁵⁾ en π^- à 3,2 GeV/c, et l'autre¹⁶⁾ en π^+ à 4 GeV/c] résolvaient ce large pic en deux pics associés au $\rho^0\pi^-$ dont l'un était le méson A_2 .

Par la suite, une étude de ses différents modes de désintégration a été faite de manière à déterminer les nombres quantiques de ce méson A_2 . Même actuellement, cette détermination n'est pas clairement établie : $I^{GJP} = 1^-2^+$ est la plus couramment admise.

Cependant, la découverte d'une structure dans le A_2 par le groupe de Masse manquante du CERN en 1965¹⁾ et 1967²⁾ remet tout en question.

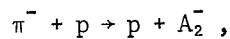
Dans ce chapitre, nous allons d'abord montrer nos résultats sur le A_2 ; ensuite, nous regarderons les informations données par les chambres à bulles; nous terminerons en présentant quelques hypothèses sur l'interprétation de la structure observée dans ce méson.

1. RESULTATS EXPERIMENTAUX DU SPECTROMETRE A BOSONS

Rappelons d'abord les conditions dans lesquelles une structure dans le méson A_2 a été découverte.

1.1 Historique

La première indication d'une structure a été publiée en 1965 par le groupe de Masse manquante du CERN¹⁾. La réaction étudiée était :



où le proton de recul est détecté dans la région angulaire du pic du Jacobien. Deux expériences avaient été faites sous différentes conditions :

a) L'une, en mai 1965, à une impulsion incidente de 6 GeV/c. L'absorbant définissant le parcours du proton de recul avait une épaisseur variable avec l'angle de détection θ_{13} , de telle sorte que la bande d'impulsion sélectionnée variait en fonction de l'angle θ_{13} . Il était ainsi possible de se trouver au pic du Jacobien de chaque masse manquante (voir fig. 1). Les résultats sont montrés dans la figure 30a.

b) L'autre, en octobre 1965, à une impulsion incidente de 7 GeV/c, et avec une épaisseur constante d'absorbant. La figure 30b montre ces résultats.

L'étude de cette structure a été reprise par le même groupe en janvier 1967²⁾. La méthode de mesure de l'impulsion du proton de recul avait été améliorée : la bande d'impulsion était sélectionnée au moyen de cinq scintillateurs définissant chacun un intervalle d'impulsion de 30 MeV de large. Connaissant le scintillateur à l'intérieur duquel le

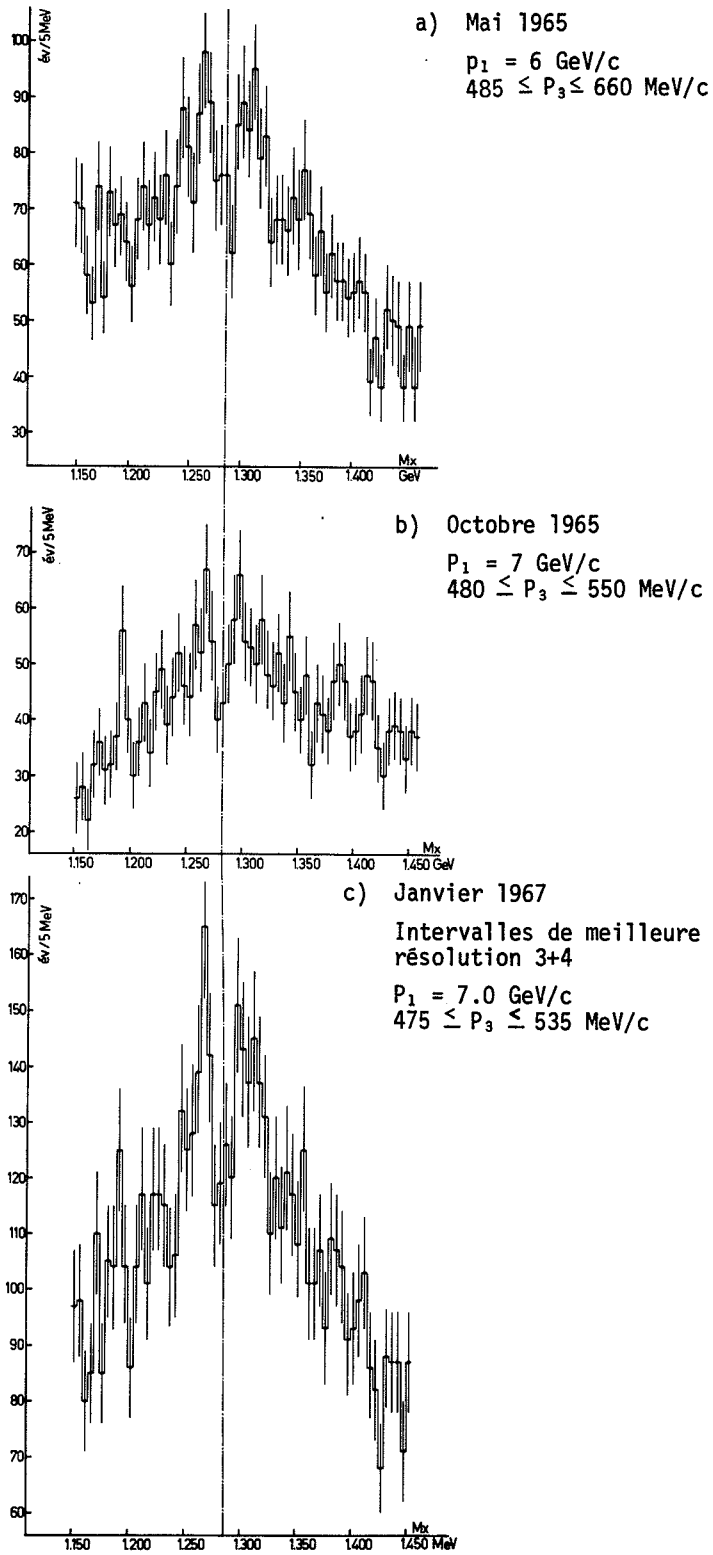


Fig. 30 Ensemble des spectres de masse manquante obtenus par la méthode du pic du jacobien (MMS)

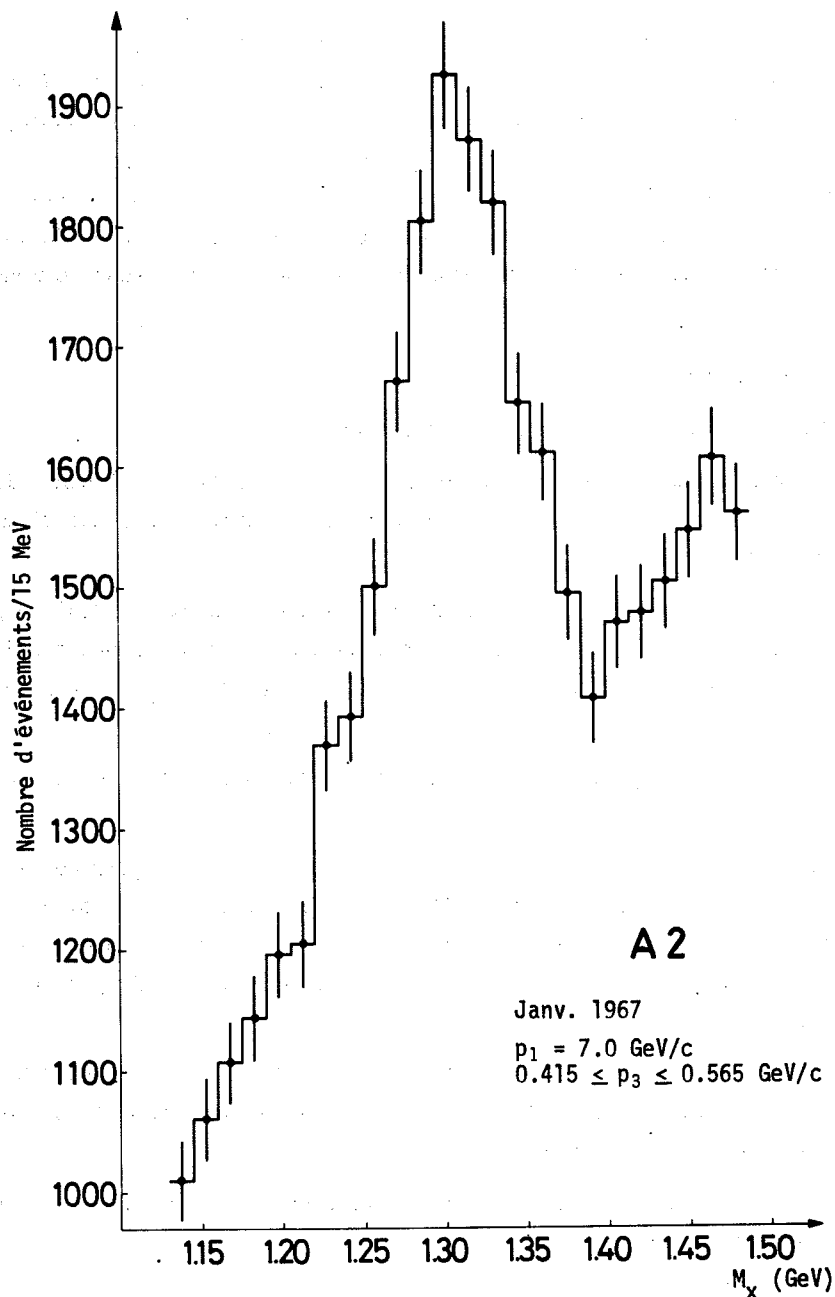


Fig. 31 Spectre de masse manquante du A_2

proton de recul s'est arrêté, on détermine son impulsion à 30 MeV/c près. Les données totales sont montrées dans la figure 31. Elles ont été divisées en cinq groupes correspondant aux cinq intervalles d'impulsion (fig. 32b, c, d, e, f). On remarque que la résolution en masse indiquée sur chaque figure pour la région du A_2 (1300 MeV), varie avec l'intervalle : elle dépend fortement de p_3 , comme l'indique la figure 32a, et est minimum au pic du Jacobien. La somme des données provenant des intervalles 3 et 4, pour lesquels la résolution en masse est la meilleure, montre un trou significatif (fig. 30c).

A la somme des données pour ces deux intervalles on a ajouté les deux expériences précédentes (mai et octobre 1965) en centrant pour chacune des expériences le pic global du

A_2 sur la valeur moyenne de leur masse centrale. Ceci est permis, car la valeur absolue de l'impulsion du faisceau n'est connue qu'à $\pm 2\%$ près, ce qui correspond à une incertitude absolue de ± 16 MeV sur l'échelle en masse. La figure 33 montre cette somme, un trou de 15 MeV de large, compatible avec notre résolution, centré à 1297 MeV, et de 6,9 écarts standard, est clairement visible. Le A_2 , produit à un quadrimoment de transfert compris entre $-0,23$ et $-0,40$ $(\text{GeV}/c)^2$, apparaît comme deux pics d'amplitude et de largeur sensiblement égales. Telle était la situation expérimentale quand nous avons commencé cette expérience.

1.2 Résultats expérimentaux¹⁷⁾

1.2.1 Conditions cinématiques et géométriques

Les conditions cinématiques dans lesquelles nous avons travaillé sont illustrées dans la figure 34 (θ_{13} est l'angle entre le π^- incident et le proton de recul d'impulsion p_3 dans le laboratoire).

On voit que pour une impulsion incidente relativement faible -- 2,65 GeV/c ici -- les isobares de masse manquante sont espacés : en conséquence, pour la bande d'impulsion sélectionnée ($300 < p_3 < 900$ MeV/c), la largeur du spectre de masse sera faible ($1130 < M_X < 1460$ MeV).

Il est pratiquement impossible de faire varier l'impulsion incidente pour améliorer cet intervalle :

- a) Si on l'augmente, les lignes d'isobare se contractent vers l'origine, l'impulsion du proton de recul associé à l'isobare $M_X = 1300$ MeV diminue, et sa détermination devient critique à cause de la perte d'énergie du proton de recul dans l'hydrogène de la cible (par exemple, $p_3 = 370$ MeV/c pour $p_1 = 3$ GeV/c, tandis que $p_3 = 460$ MeV/c pour $p_1 = 2,65$ GeV/c à $M_X = 1300$ MeV).
- b) D'autre part, si l'on diminue cette impulsion incidente, on se rapproche du seuil de production, et la section efficace devient encore plus faible, comme l'indique la figure 35. (A 2,65 GeV/c incident, $\sigma = 25$ μb .)

Toutes ces considérations nous ont contraints à choisir une impulsion incidente de l'ordre de 2,65 GeV/c.

Les facteurs qui restreignent la bande de masse sont donc :

- i) d'une part, vers les basses masses, l'absorption dans l'hydrogène de la cible, et
- ii) d'autre part, vers les hautes masses, la fin de l'espace de phase qui est à 1460 MeV, correspondant à une impulsion p_3 de 900 MeV/c.

Pour toute impulsion inférieure à 900 MeV/c, les protons de recul vont vers l'arrière dans le centre de masse avec un angle proche de 180° .

Quelle est la forme générale du spectre de masse, et comment se manifestera le A_2 ? Afin de rendre l'étude du A_2 plus facile, nous avons fait les coupures suivantes.

Considérons la transformation cinématique du c.m. dans le laboratoire : plus on se rapproche du seuil de production, plus le rapport θ^*/θ devient grand. Cela est illustré dans la figure 36 pour deux masses : 1200 et 1400 MeV, (θ étant l'angle entre le proton de recul et le pion incident dans le système du laboratoire et θ^* ce même angle, mais dans le centre de masse.)

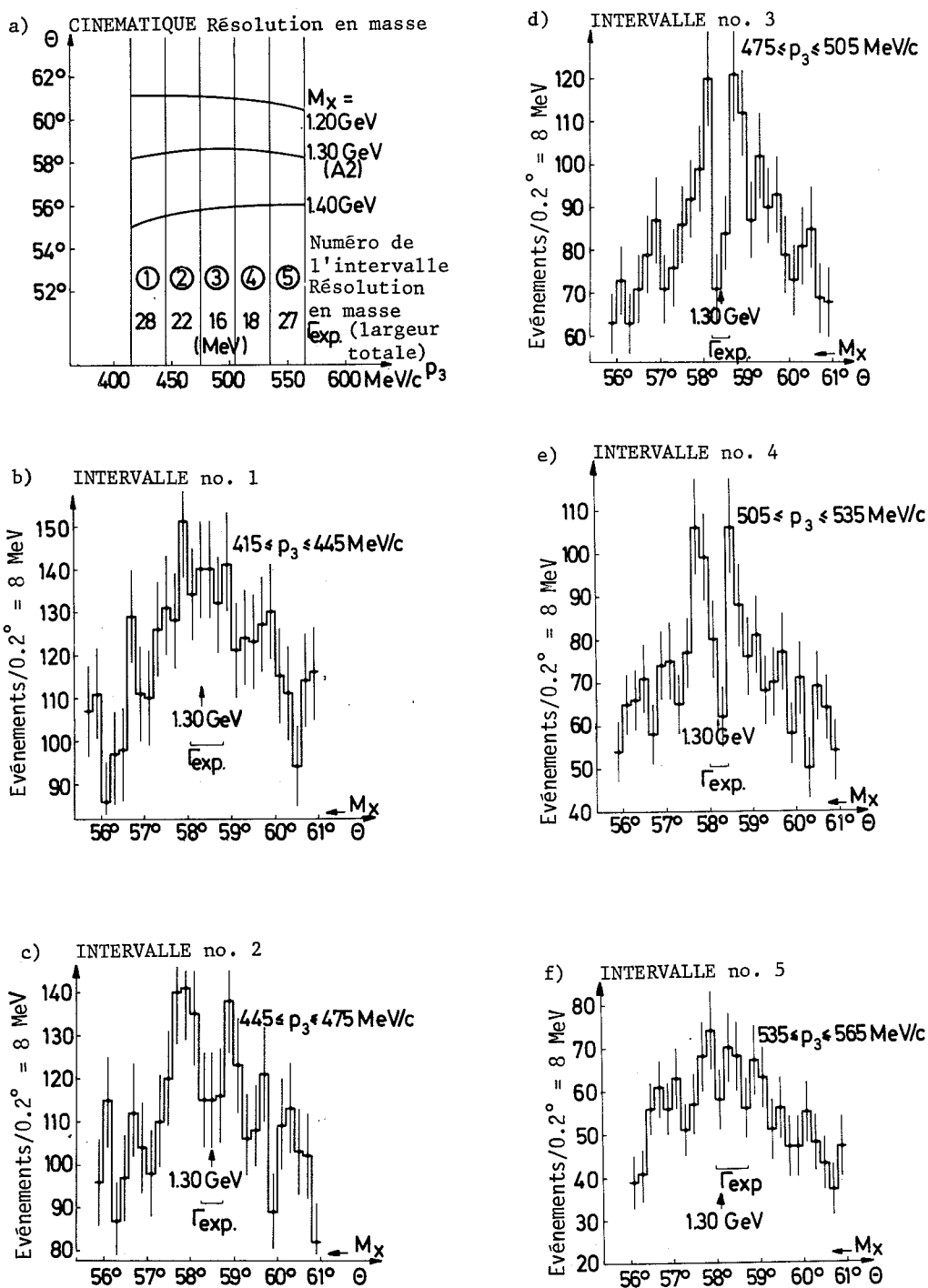


Fig. 32 (a) Cinématique;

(b)-(f) Spectre de masse manquante dans la région du A_2 pour cinq intervalles de résolution variable.

Notre acceptation angulaire dans le centre de masse sera donc plus grande pour les hautes masses. La figure 37 donne la distribution de la masse manquante en fonction de θ^* . On voit que pour $\theta^* > 176^\circ$, on obtient une distribution en masse uniforme entre 1200 et 1400 MeV. Cela justifie les coupures appliquées sur tous les spectres en masse que nous allons montrer par la suite.

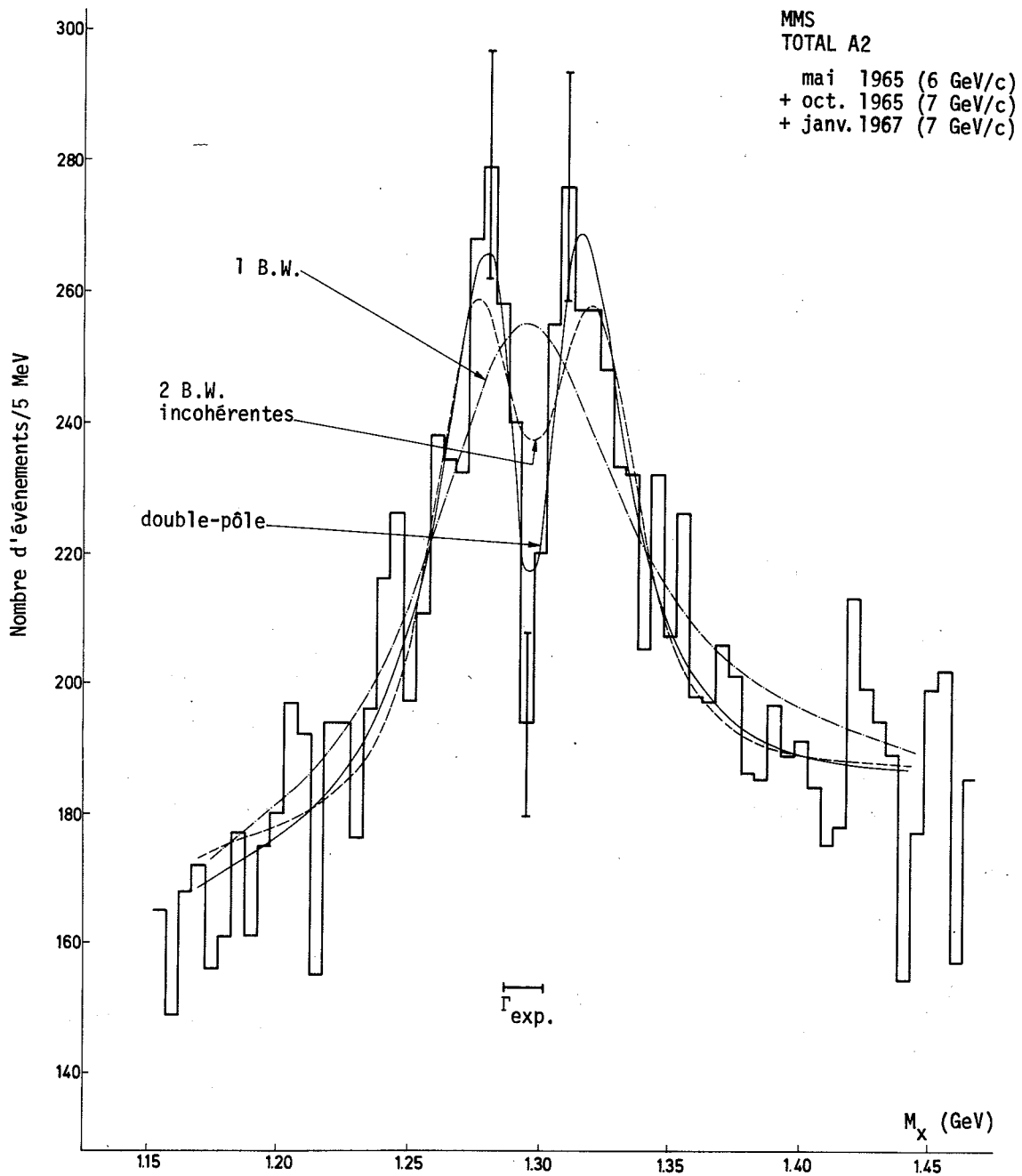


Fig. 33 Spectre total de masse manquante du spectromètre de masse manquante (MMS)

Le mode de désintégration dominant du A_2 étant $(\rho\pi)$, nous observons surtout les deux modes de désintégration suivants :



dont le système détecte les trois pions chargés.

Cela correspond à notre sélection en charges "trois chargées" (fig. 38b). En fait, nous ajoutons aussi les événements pour lesquels le système n'a détecté que deux traces;

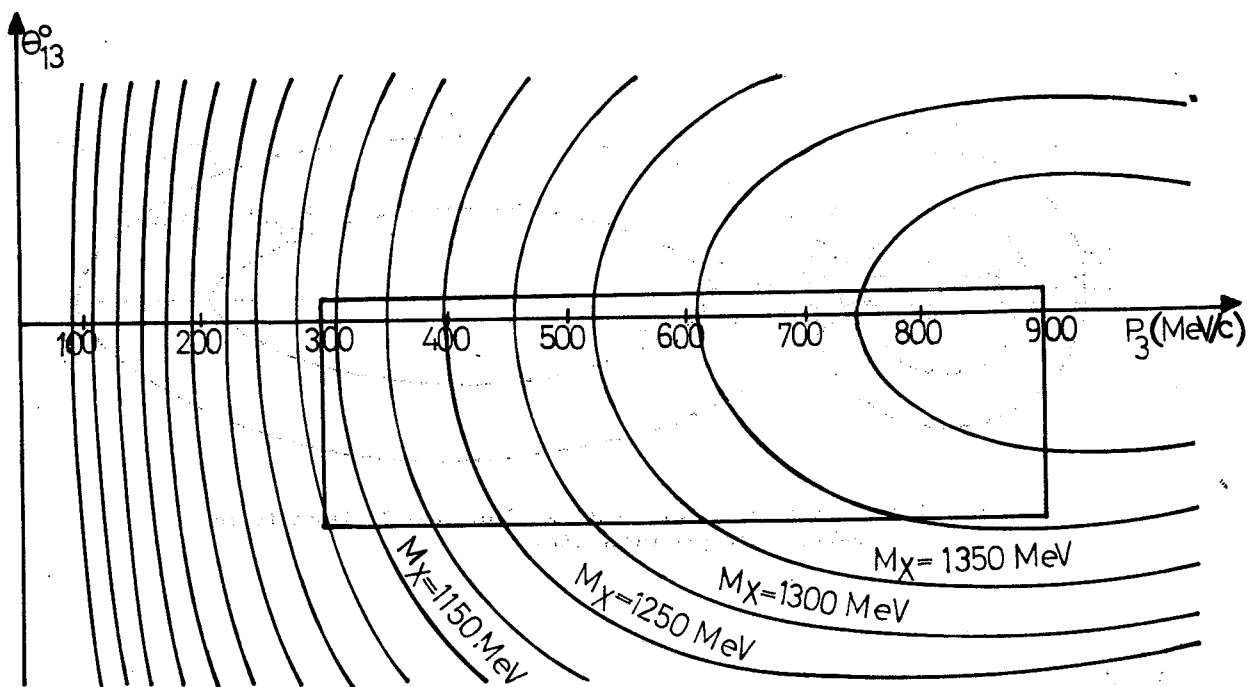


Fig. 34 Lignes cinématiques pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p+X$ à une impulsion incidente $P_1 = 2.65 \text{ GeV}/c$.
(La zone encadrée désigne notre acceptation géométrique.)

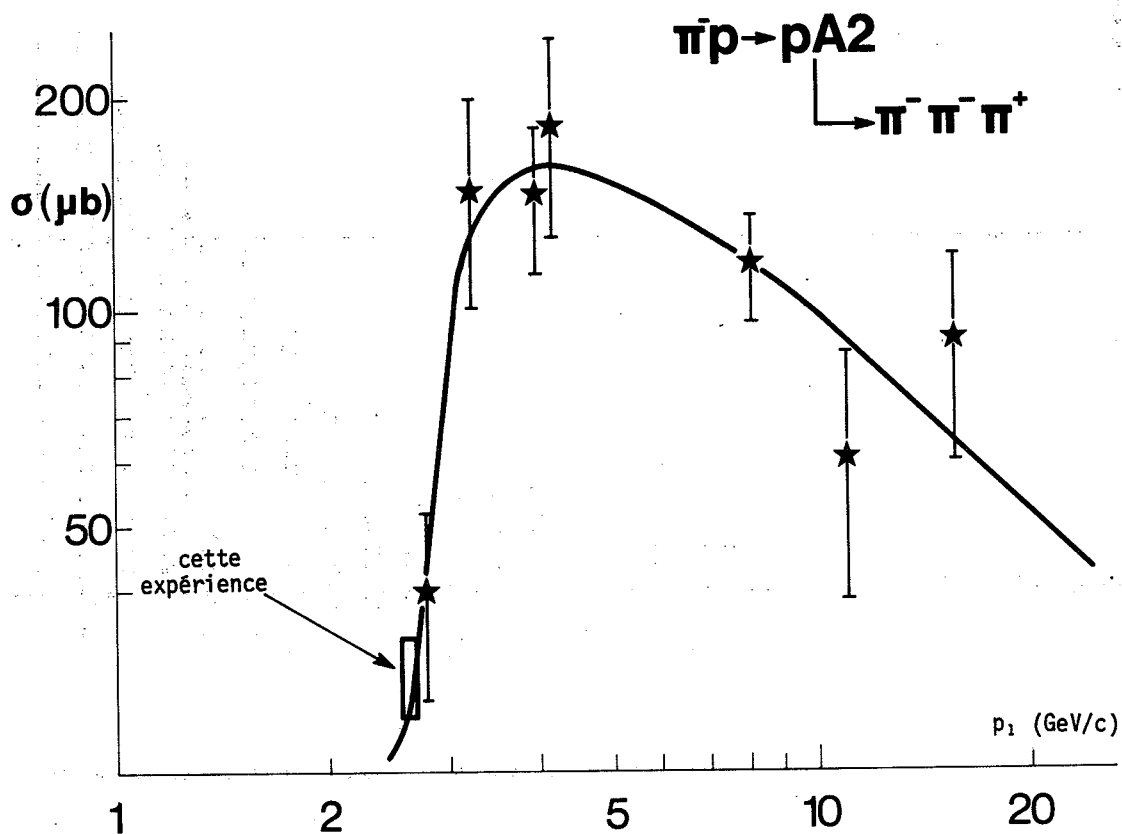


Fig. 35 Courbe d'excitation pour la production du A_2 (compilation de D.R.O. Morrison; CERN, TC-Division)

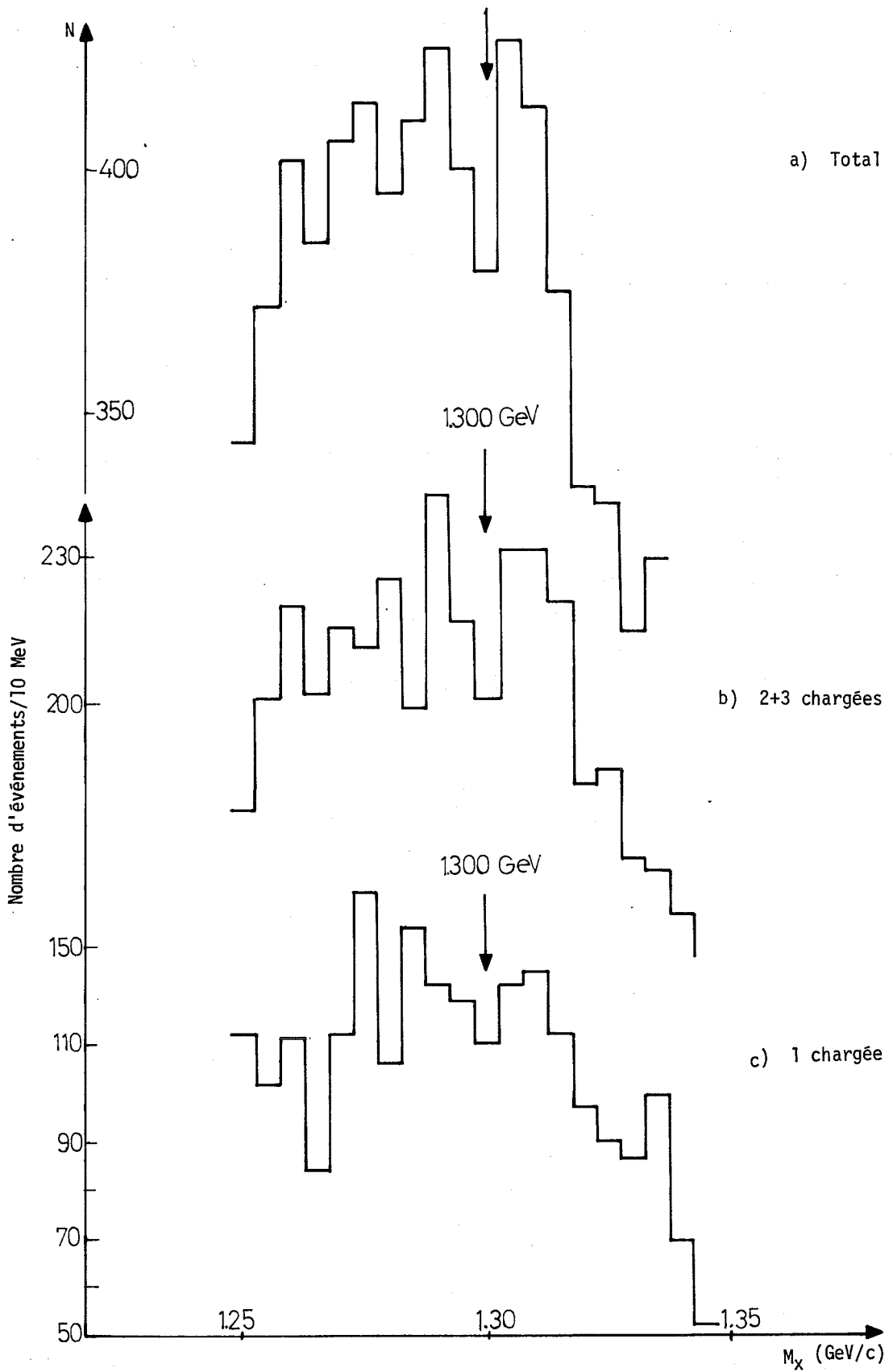


Fig. 38 Masse manquante pour différentes sélections de charges

le pourcentage des traces accidentelles étant inférieur à 10%, ce dernier cas est dû à un mauvais fonctionnement des chambres, ou bien au cas où une trace échappe à l'angle solide, ou bien encore au cas où deux traces frappent le même compteur D :



dont le système détecte le pion négatif (fig. 38c). Mais ici la condition de déclenchement introduit un gros biais; en effet, on ne déclenche le système que si au moins une particule chargée a frappé les compteurs V1 ou V2. Ceci explique pourquoi le rapport de branchement :

$$\frac{A_2^- \rightarrow 1 \text{ chargée}}{A_2^- \rightarrow 3 \text{ chargées}} = 0,65 \pm 0,15$$

est inférieur à 1, valeur attendue puisque l'indépendance de charge prédit une production égale de $\rho^- \pi^0$ et $\rho^0 \pi^-$.

1.2.2 Résultats expérimentaux

Les données sur le A_2 présentées ici ont été acquises pendant la période de novembre 1967 à mai 1968 pour deux arrangements géométriques différents du système.

a) Pendant la première phase (novembre 1967 à janvier 1968), les données ont été acquises sous différentes conditions illustrées dans le tableau 13.

Tableau 13

p_1 (GeV/c) π^-	Champ magnétique B (kG)	Angle table tournante TT
2,60	3,0	27°
2,60	2,0	18°
2,55	2,0	18°
2,65	2,0	18°

Ces divers changements permettent de détecter les pics non physiques : ainsi dans la région du A_2 , une variation de 50 MeV/c de l'impulsion incidente correspond à une variation de 30 MeV en masse, ou bien encore à masse constante ($M_X = 1300$ MeV), ceci correspond à une variation de 20 MeV/c de l'impulsion du proton de recul (fig. 39).

Les spectres en masse correspondants sont montrés en figures 40a, b, c, d. (Les différentes conditions d'opération sont indiquées à côté des figures.) La sélection commune à tous ces histogrammes est $\theta^* > 176^\circ$ et 2 + 3 particules chargées. (La forme du spectre montré dans la figure 40d est différente, car les masses comprises entre 1200 et 1400 MeV n'étaient pas acceptées uniformément jusqu'à 180° dans le centre de masse.)

Un trou significatif est visible dans chacun de ces spectres, et leur somme est montrée dans la figure 40e.

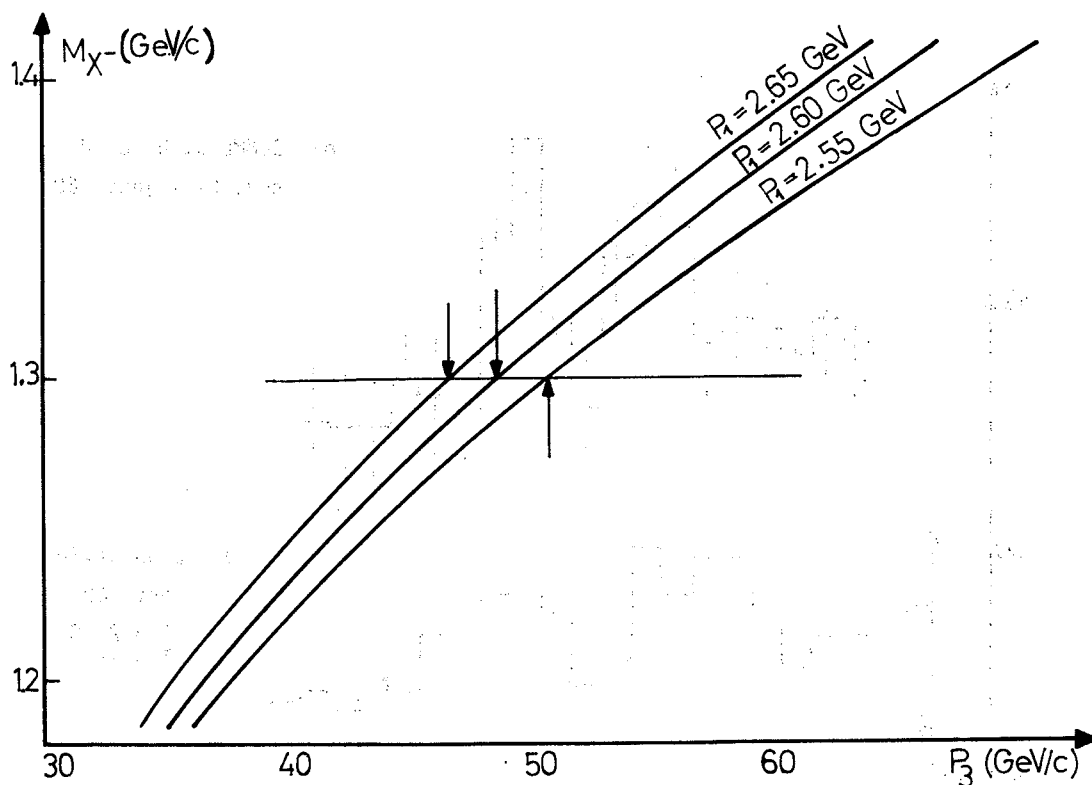


Fig. 39 Variation de P_3 en fonction de la masse manquante pour trois valeurs discrètes de P_1

b) Pour la deuxième phase (mars à mai 1968), le système a été comprimé afin d'accroître l'acceptance angulaire du proton de recul dans le centre de masse (on a gagné un facteur 2), de pouvoir travailler à un champ magnétique plus élevé (ce qui améliore la résolution en masse de la reconstruction magnétique), et d'éliminer éventuellement tout pic non physique.

D'autre part, l'hodoscope H0 a été introduit afin de mieux connaître la résolution du faisceau incident (cf. chapitre II, section 2.1) : pour toute cette production, nous avons $P_1 = 2,652 \pm 0,015 \text{ GeV/c}$. Les différentes conditions de production sont illustrées dans le tableau 14.

Tableau 14

p_1 (GeV/c)	Champ magnétique B (kG)	Angle table tournante TT
$2,65\pi^+$	5,5	30°
$2,65\pi^-$	4,15	24°

Une courte production a été faite avec un faisceau de pions positifs (fig. 41a), puis 700 000 événements ont été pris en avril-mai avec un faisceau de pions négatifs ($P_1 = 2,65 \text{ GeV/c}$). La figure 41 montre, en b et c, deux spectres en masse obtenus, l'un par temps de vol et l'autre par analyse magnétique. Le trou en c est moins prononcé : ceci est dû à une résolution en masse moins bonne ($\pm 8,6 \text{ MeV}$ seulement).

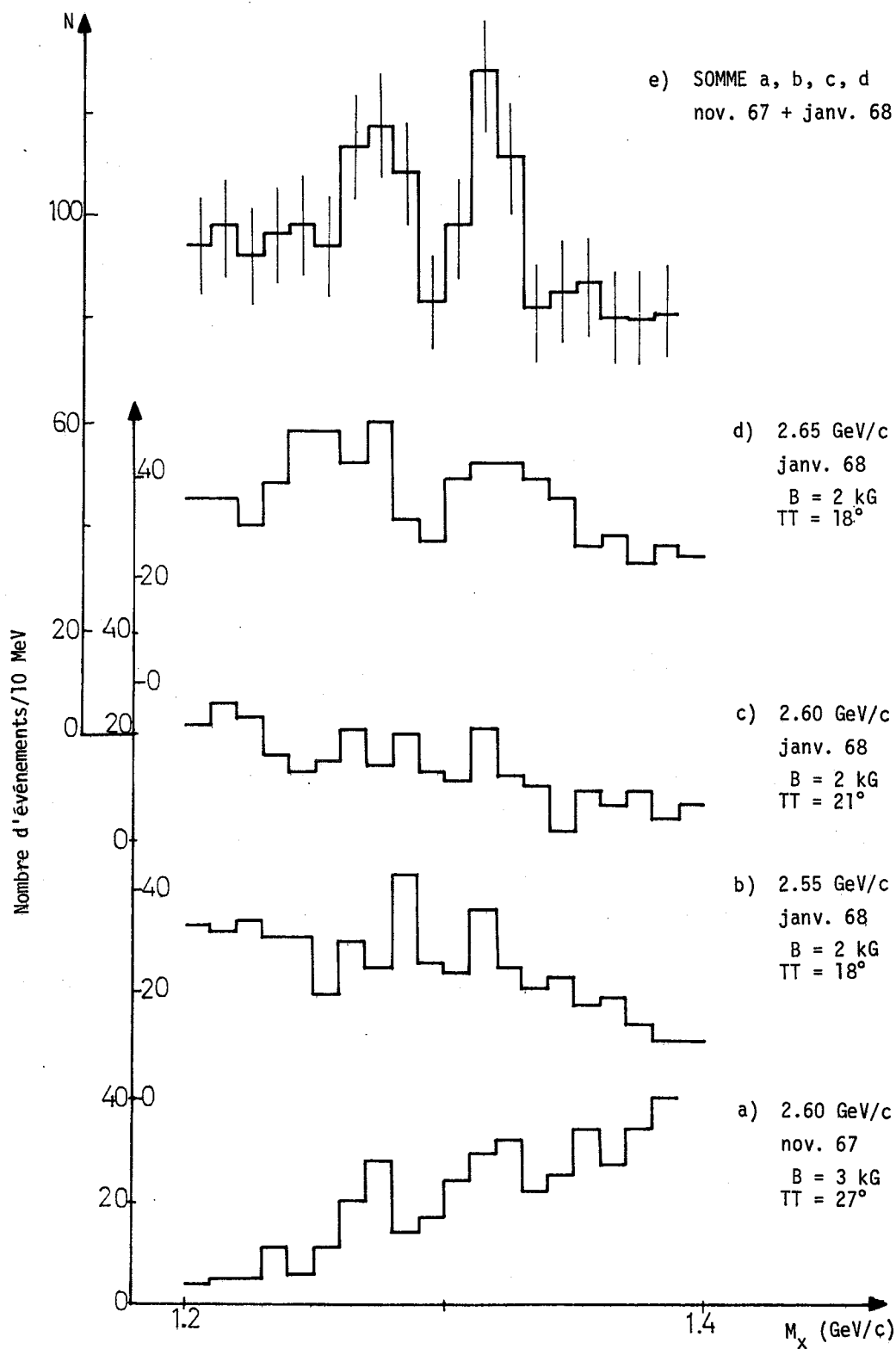


Fig. 40 Spectre de masse manquante (trois traces dans les chambres 1-2 et $\theta^* > 176^\circ$)

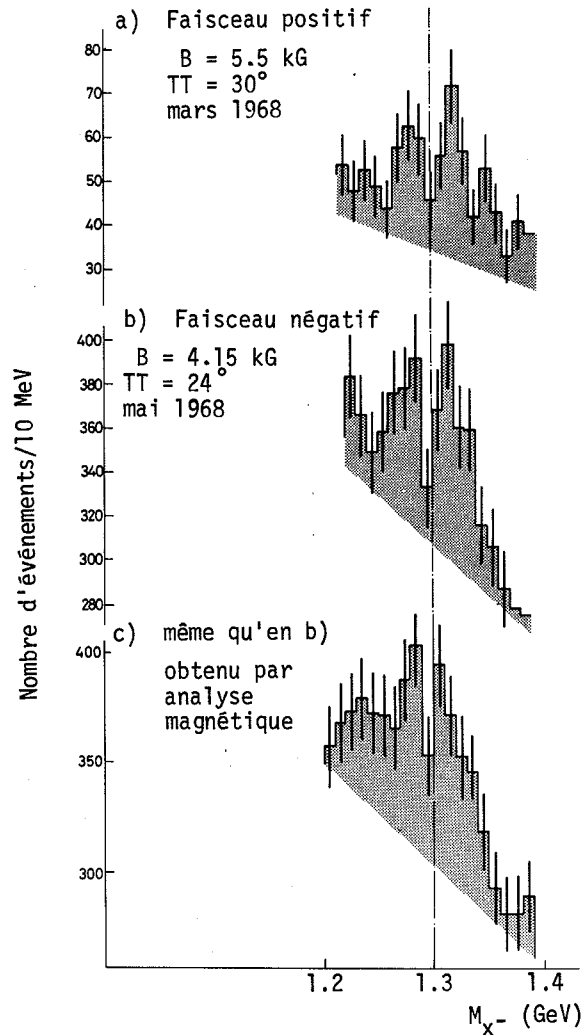


Fig. 41 Spectres de masse manquante obtenus sous différentes conditions

Le rapport signal sur bruit de fond du pic du A_2 est ici seulement de 1:5, car on se trouve près du seuil de production (comparé à 1:1,5 dans les données du MMS).

Tous ces spectres de masse, obtenus sous différentes conditions, montrent un trou à $1298 (\pm 5)$ MeV : nous les avons donc additionnés (fig. 42a). La figure 42b montre l'ensemble des données du MMS. Les trous coïncident en masse et ont sensiblement la même largeur; leur poids statistique est de 4,3 écarts standard pour les données du CBS et de 5,0 écarts pour celles du MMS. La structure du A_2 est donc identique, bien qu'il se trouve sur un espace de phase de forme différente, cela à cause d'une impulsion incidente différente. La somme CBS + MMS montrée en fig. 42c présente un trou de 7 écarts standard.

1.3 Paramétrage des données

Différents ajustements à ces données (CBS, MMS, CBS + MMS) ont été faits avec les hypothèses suivantes sur la forme du A_2 :

- un pic simple,
- deux pics incohérents,

- un double pôle,
- deux pics cohérents pouvant interférer.

La détermination du bruit de fond est la suivante pour ces différents spectres :

a) Pour les données du MMS, la forme du bruit de fond était connue expérimentalement; il était interpolé sous le pic du A_2 à partir des régions inférieures et supérieures. Donc seule l'amplitude du bruit de fond est libre et s'ajuste, aux erreurs expérimentales près, pour chacune des trois différentes hypothèses (soit un paramètre libre); on a trouvé que

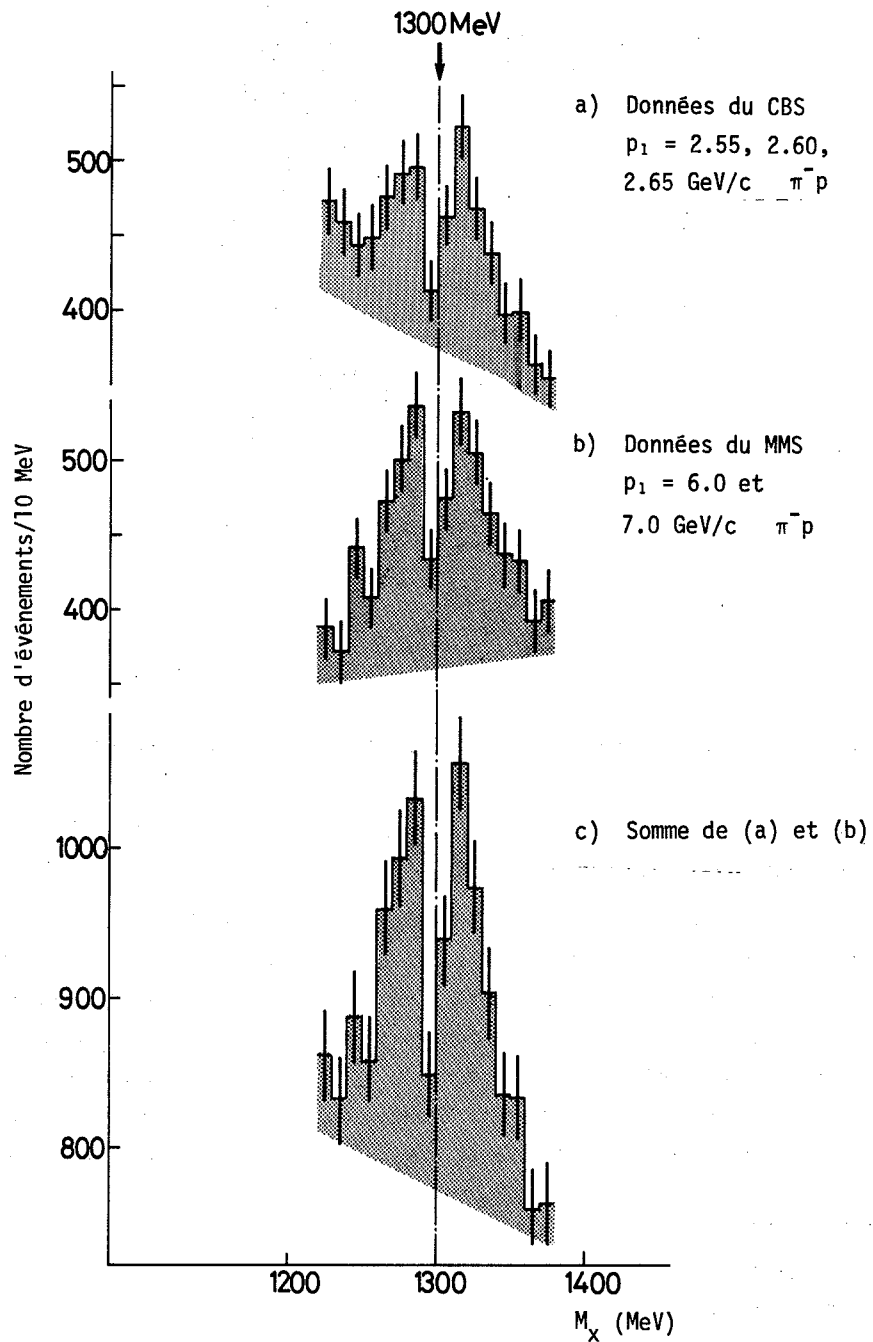


Fig. 42 Comparaison de l'ensemble des données CBS+MMS

l'amplitude était pratiquement la même, quelle que soit l'hypothèse sur la forme de la résonance.

b) Pour les données du CBS, cette détermination est beaucoup plus délicate étant donné la faible largeur du spectre de masse; la forme et l'amplitude sont données ici par un polynôme du quatrième degré, soit cinq paramètres libres. Dans ce cas la forme et l'amplitude du bruit de fond peuvent varier suivant l'hypothèse sur la forme de la résonance. De fait, la forme varie peu, mais le bruit de fond se place plus haut avec l'hypothèse de deux pics indépendants qu'avec l'hypothèse du double pôle, ceci afin d'améliorer le χ^2 en comblant le trou.

Pour la somme CBS + MMS, les ajustements ont été faits séparément pour les deux groupes de données; avec les mêmes valeurs pour les paramètres de la résonance; seuls les bruits de fond sont indépendants, et le calcul du χ^2 a été fait sur le total.

Dans tous ces différents ajustements, on a introduit la résolution expérimentale gaussienne ($\sigma = 5$ MeV).

1.3.1 Un pic simple

Ceci implique une résonance unique.

L'amplitude est ajustée à l'aide de la formule suivante :

$$A(M) = \frac{(M_1 \Gamma_1)^{\frac{1}{2}}}{(M_1^2 - M^2) - i \Gamma_1 M_1} \quad (57)$$

où M_1 et Γ_1 sont respectivement la masse et la largeur de la résonance. [Γ_1 étant faible (≈ 90 MeV), nous avons supposé qu'il n'y a aucune variation de la largeur en fonction de l'énergie.] On a donc deux paramètres libres, Γ_1 et M_1 , indépendamment de ceux du bruit de fond.

1.3.2 Deux pics incohérents

Ceci implique deux résonances de nombres quantiques différents (J ou P) ne pouvant ainsi interférer.

Deux Breit-Wigner incohérentes de la forme (57) ont été utilisées. Dans ce cas, nous avons cinq paramètres libres :

- deux masses : M_1, M_2 ,
- deux largeurs : Γ_1, Γ_2 , et
- l'amplitude relative des deux pics : W_1 ,

auxquels viennent s'ajouter ceux du bruit de fond.

1.3.3 Un double pôle

L'expression suivante, qui contient *a priori* la symétrie apparente dans la structure du A_2 (égale largeur et amplitude des deux pics), a été utilisée :

$$A(M) = \frac{\Gamma_0^2 (M - M_0)^2}{\left\{ (M - M_0)^2 + \frac{\Gamma_0^2}{4} \right\}^2} \quad (58)$$

Nous avons ici un ajustement à deux paramètres, M_0 et Γ_0 , indépendamment de ceux du bruit de fond.

(Nous reviendrons à la section 3.1 sur l'interprétation de cette formule.)

1.3.4 Deux pics cohérents pouvant interférer

D'autre part, sur toute la statistique que nous possédons (CBS + MMS), nous avons essayé de faire différents ajustements avec l'hypothèse de deux résonances dans la même amplitude d'onde partielle, correspondant à A_2^H et A_2^L et pouvant interférer. Ceci implique deux résonances voisines de même spin-parité.

Dans le cas d'interactions électromagnétiques, la G-parité ou l'isospin peuvent être différents : voir interférence entre le ρ et ω de $J^P = 1^-$ mais $G_\rho = -G_\omega = 1$ et $I_\rho = 1$, $I_\omega = 0$ ¹⁸⁾.

On a essayé les hypothèses suivantes :

- a) Une somme de deux résonances dans la matrice de réaction R' :

$$R' = \frac{\Gamma_1/2}{E - M_1} + \frac{\Gamma_2/2}{E - M_2}$$

et l'amplitude est donnée par :

$$|T'|^2 = |(R'^{-1} - i)^{-1}|^2.$$

- b) Une somme cohérente de deux Breit-Wigner de la forme (57), de masse centrale proche, d'égale largeur et amplitude, mais de phase destructive l'une par rapport à l'autre dans leur région de recouvrement (différence de phase = $175 \pm 10^\circ$) ¹⁸⁾.

- c) Une somme cohérente de deux Breit-Wigner dégénérées en masse, mais de largeur différente ($\Gamma_1 = 90$ MeV, $\Gamma_2 \approx 12$ MeV). La Breit-Wigner étroite a une interférence destructive au centre de la largeur, ce qui a pour effet de produire le trou.

L'ensemble des résultats des ajustements sur les trois différents groupes est donné dans le tableau 15, et les spectres de masse correspondants sont montrés sur les figures 33 et 43a, b.

De ces différents ajustements, nous pouvons conclure que l'hypothèse de deux Breit-Wigner incohérentes paraît peu vraisemblable [$P(\chi^2) < 1\%$]. Seules les hypothèses impliquant le même état de spin-parité des deux pics (deux Breit-Wigner cohérentes ou double pôle) donnent un bon ajustement [$P(\chi^2) \geq 40\%$].

1.4 Evaluation de la section efficace ^{*)}

La section efficace différentielle est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{N_{ev.}}{\Delta t} \times \frac{1}{N_{H_2}} \times \frac{360}{\Delta\phi} \times \frac{1}{N_\pi} \quad (59)$$

^{*)} Tous les résultats sont donnés ici pour un spectre sans sélection de charge.

Tableau 15

Tableau comparatif des ajustements pour diverses hypothèses sur la forme du A_2

	Hypothèse sur la forme du A_2	M_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	M_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)	$P(X_2)$
MMS	Une Breit-Wigner	1297 ± 16	95 ± 15	-	-	< 1%
	Deux Breit-Wigner incohérentes	1274 ± 16	29 ± 10	1320 ± 16	35 ± 10	15%
	Double pôle	1296 ± 16	30 ± 3	-	-	70%
CBS	Deux Breit-Wigner incohérentes	1273 ± 10	22 ± 5	1317 ± 10	16 ± 5	3%
	Double pôle	1298 ± 4	30 ± 3	-	-	15%
CBS + MMS	Deux Breit-Wigner incohérentes	1279 ± 4	22 ± 5	1318 ± 4	21 ± 3	$\leq 0.2\%$
	Double pôle	1298 ± 4	28 ± 3	-	-	$\geq 40\%$
	Deux Breit-Wigner cohérentes sol. sym.	1289 ± 4	22 ± 3	1309 ± 4	22 ± 3	$\geq 40\%$
	Deux Breit-Wigner cohérentes (large-étroite)	1298 ± 4	90 ± 5	1297 ± 4	12 ± 5	$\geq 40\%$
	Deux pôles dans la matrice R'	1286 ± 3	38 ± 7	1311 ± 3	43 ± 7	$\geq 40\%$

dans laquelle :

$\Delta\phi/360$: ouverture azimutale du télescope (= 150/360) définie par l'aimant et le compteur R;

N_{H_2} : nombre d'atomes par cm^2 dans la cible = $L_{cm} \times \rho \times d_{g/cm^3}$;

L : longueur de la cible (26 cm);

ρ : nombre d'Avogadro;

d : densité de l'hydrogène, soit $N_{H_2} = 1,1 \times 10^{24} g/cm^2$;

$N_{év.}$: nombre d'événements dans le A_2 au-dessus du bruit de fond ($\sim 330 \pm 100$);

N_π : nombre de pions incidents ayant contribué à la production des $N_{év.}$;

Δt : intervalle de quadrimoment de transfert pour lequel les $N_{év.}$ ont été mesurés,
 $t = 2p_2^* p_3^* (\cos \theta_{max}^* - \cos \theta_{min}^*)$.

Pour la masse du A_2 , $\Delta t = 0,00297$ pour $t = -0,22 (GeV/c)^2$. Au total nous avons donc :

$$\frac{d\sigma}{dt} = 380 \pm 120 \mu b$$

(L'incertitude provient surtout du nombre d'événements que l'on estime être au-dessus du bruit de fond) :

$$\sigma_{totale} = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt_{min}} \cdot e^{-10t} dt \quad (60)$$

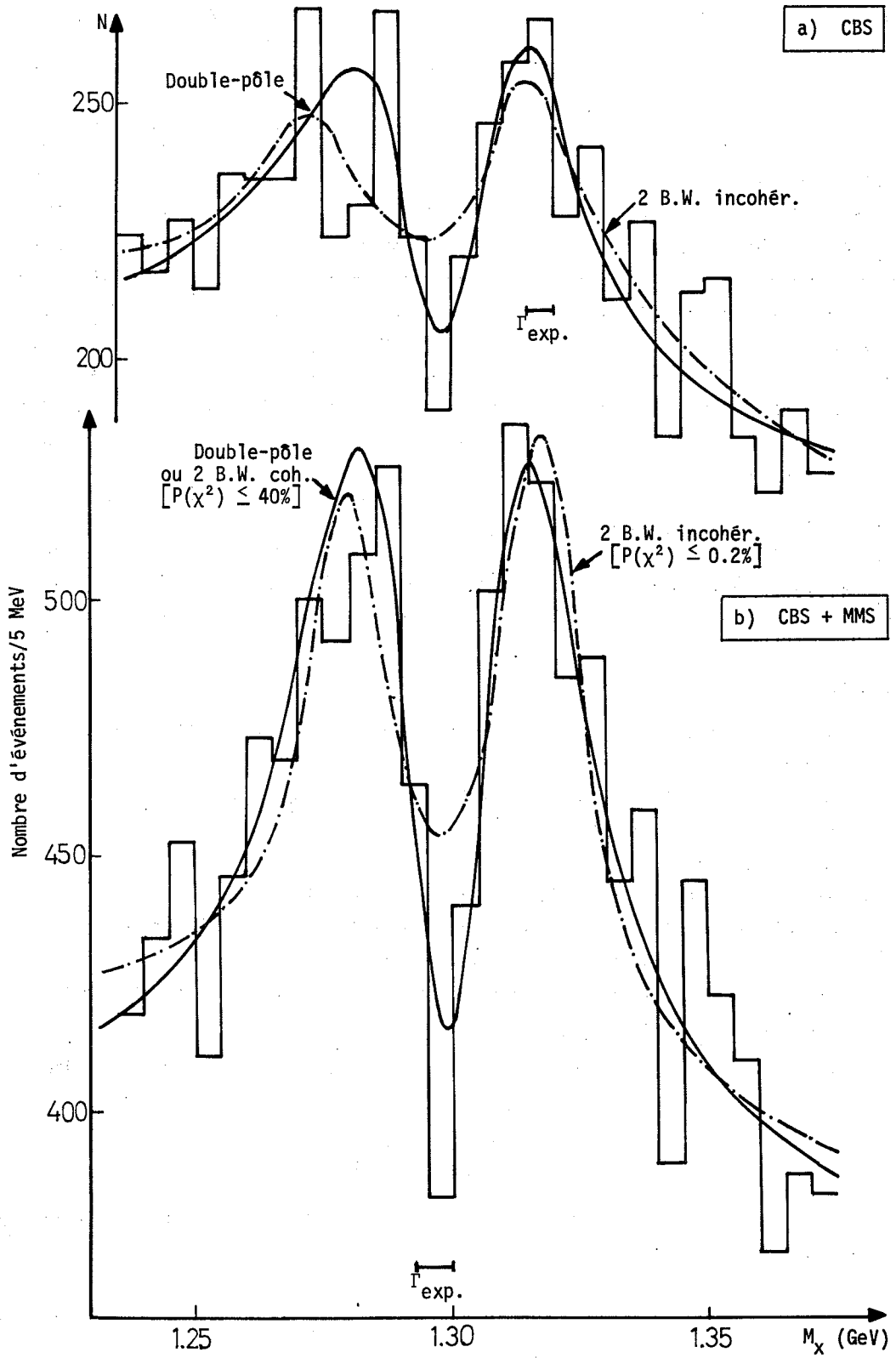


Fig. 43 (a) Ajustement des données du CBS
(b) Ajustement des données de CBS+MMS

Ce qui, dans notre cas près du seuil (t_{\min}), peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{totale}} \approx \frac{1}{10} \cdot \frac{d\sigma}{dt_{\min}}$$

$$\sigma_{\text{tot}} \approx 38 \pm 12 \mu\text{b}$$

sans sélection de charge.

Ce résultat est à comparer avec celui prédit par D.R.O. Morrison qui donnait $\approx 25 \mu\text{b}$ pour la désintégration du A_2 en 3π chargés, soit environ $50 \mu\text{b}$ sans sélection de charge.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX DES CHAMBRES A BULLES SUR LE A_2

Une compilation sur l'ensemble des résultats disponibles a été faite dans les tables de Berkeley et donne :

$$\begin{aligned} M_{A_2} &= 1304 \pm 4 \text{ MeV} \\ \Gamma_{A_2} &= 89,7 \pm 3,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

2.1 Résonances mésoniques dans la région de masse du A_2

Avant d'étudier et de comparer les résultats expérimentaux d'autres expériences, en particulier ceux des chambres à bulles, nous allons situer le A_2 dans le spectre de masse des résonances mésoniques et regarder comment, pour chaque état de la charge, la présence d'autres résonances peut compliquer son étude.

a) Dans l'état neutre, on connaît actuellement quatre résonances de masse voisine de celle du A_2 :

	M(MeV)	Γ (MeV)	$I_{J^G P}$
D^0	1285	35	$0^+(1^+)$
f^0	1265	145	$0^+ 2^+$
E^0	1420	70	$0^+ 0^-$
B	1220	123	$1^+ 1^+$

et d'autre part, si le A_2^0 possède les mêmes nombres quantiques qu'une de ces quatre résonances, il peut y avoir interférence entre leurs deux amplitudes. On voit dans ces conditions que l'étude du A_2^0 est délicate. Pour illustrer ceci, nous citerons une expérience de compteurs¹⁹⁾ ayant étudié le A_2 dans l'état final $K_1^0 K_1^0$ neutres, produit dans la réaction $\pi^- p$ à 5,7 et 12 GeV/c. Dans leur spectre de masse, le A_2^0 n'est jamais différencié du f^0 , ce dernier présentant le même mode de désintégration, lui aussi 2^+ , et pouvant ainsi interférer. Dans l'hypothèse de non-interférence entre les amplitudes du A_2^0 et du f^0 , la masse du A_2^0 est trouvée à $1344 \pm 7 \text{ MeV}$, valeur trop haute comparée à l'ensemble des résultats.

b) Dans l'état chargé (étude permise par le CBS), son observation est rendue difficile par la présence voisine du Bouddha B, résonance large ($\Gamma \approx 123 \text{ MeV}$), du $A_{1,5}$ ($M = 1180 \text{ MeV}$, $\Gamma \approx 60 \text{ MeV}$) s'il existe, et du A_1 ($M = 1070 \text{ MeV}$, $\Gamma \approx 80 \text{ MeV}$)^{20,21)}. D'autre part, le mécanisme de Deck pénètre dans la région du A_2 et contribue au bruit de fond. La figure 44 montre le spectre que nous avons obtenu dans cette région de masse au pic du Jacobien à

7 GeV/c. La bande de quadrimoment de transfert sélectionnée était $0,18 < -t < 0,40$ (GeV/c)², conditions peu favorables pour observer des résonances ayant un mécanisme de production très périphérique. En effet, dans la région de masse du A_1 , nous ne voyons qu'un large épaulement, et le $A_{1,5}$ n'apparaît pas clairement non plus. Dans cette nouvelle expérience sur le A_2 (CBS) produisant les résonances à leur plus petit quadrimoment de transfert, nous n'avons pas pu obtenir de nouvelles informations, car notre acceptation en masse ne descendait pas en dessous de 1200 MeV.

c) Il y a un point que nous traiterons tout de suite : le méson A_2 est-il un état d'isospin $I = 2$? Un pic en $(\rho^-\pi^-)$ à 1320 MeV, pic de ≈ 4 écarts standard a été observé dans la réaction $\pi^-d \rightarrow pp\pi^-\pi^-\pi^0$ à 5,04 GeV/c²²). D'une part, son poids statistique est faible [Rosenfeld, à la conférence de Philadelphie²³], a montré qu'avec les 150 000 histogrammes publiés chaque année, on pouvait produire plusieurs fluctuations statistiques de 4 écarts standard], et d'autre part la section efficace de production $(\rho\pi)^{--}$ étant de 15 μb à 5 GeV/c, les coefficients de Clebsch-Gordan nous prédisent une section efficace de 2 μb pour l'état $(\rho\pi)^-$, ce qui est négligeable, comparé aux 150 μb trouvés expérimentalement²⁴). De cela il ressort clairement que ce pic d'isospin 2, s'il est confirmé, est différent du A_2 ($I = 1$).

2.2 Analyse des modes de désintégration et détermination des nombres quantiques du A_2

2.2.1 Modes de désintégration

On connaît actuellement cinq modes de désintégration forts du A_2 :

$$\overbrace{\rho\pi, \bar{K}\bar{K}, \eta\pi, \eta'\pi, \pi^+\pi^-\pi^0}^{A_2}$$

et leurs différents rapports de branchement sont donnés dans les tables de Berkeley :

$$\Gamma(A_2 \rightarrow \rho\pi)/\Gamma(A_2 \rightarrow \text{total}) = 83 \pm 1\% , ,$$

$$\Gamma(A_2 \rightarrow \eta\pi)/\Gamma(A_2 \rightarrow \text{total}) = 11,6 \pm 3,5\% ,$$

$$\Gamma(A_2 \rightarrow \eta\pi)/\Gamma(A_2 \rightarrow \rho\pi) = 13,6 \pm 4,6\% ,$$

et :

$$\Gamma(A_2 \rightarrow \bar{K}\bar{K})/\Gamma(A_2 \rightarrow \rho\pi) = 3,0 \pm 6\% .$$

Pour les deux derniers modes, autorisés par les lois de conservation des interactions fortes, on ne connaît pour l'instant qu'une limite supérieure : la désintégration du $A_2 \rightarrow \eta'\pi$ a été déterminée par plusieurs expériences dont les résultats sont peu consistants. Nous citerons pour chacun d'eux les plus récents :

i) La collaboration Aachen-Berlin-CERN²⁵) donne :

$$\Gamma(A_2^- \rightarrow \eta'\pi^-)/\Gamma(A_2^- \rightarrow \text{total}) \approx 0,4 \pm 0,4\% ;$$

ii) Benson et al.²⁶) obtiennent :

$$\Gamma(A_2^0 \rightarrow 3\pi)/\Gamma(A_2 \rightarrow \rho\pi) \leq 0,17\% .$$

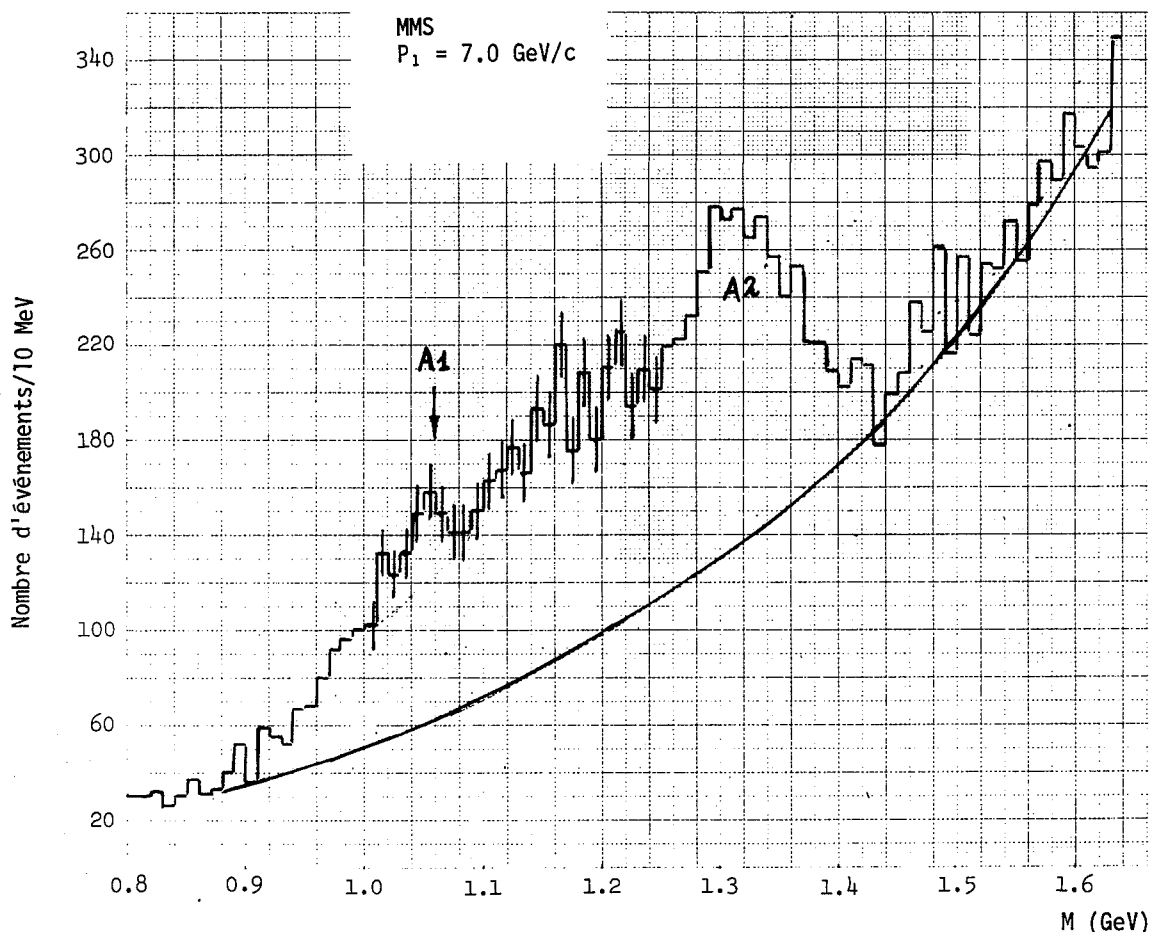


Fig. 44 Spectre de masse manquante dans la région du A_1

2.2.2 Détermination des nombres quantiques

Faisant l'hypothèse que les pics observés sont les différents modes de désintégration d'une même particule, nous pouvons en conclure le spin et la parité.

a) Si $A_2 \rightarrow \rho\pi$

La G-parité du A_2 doit être -1, et $J^P = 0^+$ est interdit.

b) Si $A_2 \rightarrow K^\pm K^0$

Le A_2 existe sous l'état chargé, donc $I = 1$. [Nous avons vu que le pic en $(\rho^-\pi^-, I = 2)$ est différent du A_2 .]

Si l'on combine les résultats de (a) et (b), on peut en déduire la conjugaison de charge C du A_2^0 : $G = C(-1)^I$ d'où $C = +1$.

c) Si $A_2 \rightarrow K\bar{K}$

Pour un système neutre, non étrange, la G-parité définie par $G = C(-1)^I = (-1)^{I+\ell}$, doit être négative d'après (a), donc $\ell = 0, 2, 4, \dots$, etc. et $J = \ell$. Par conséquent $J^P = 2^+, 4^+, \dots$ (0^+ exclu pour tout système de 3π). En raison d'une barrière centrifuge plus forte pour $J^P = 4^+$, on peut conclure de ce qui précède que les nombres quantiques les plus probables pour le A_2 sont :

$$\boxed{1^G J^P = 1^- 2^+} ,$$

ce que l'on peut déduire aussi du tableau 16.

Tableau 16

J^P	$\rho\pi$	$K\bar{K}$	$K_1^0 K_1^0$	$\eta\pi$	$\eta'\pi$	$(3\pi)^0$
0^-	Interdit	Interdit	Interdit	Interdit	Interdit	Interdit
0^+						
1^-			Interdit			
1^+		Interdit	Interdit	Interdit	Interdit	
2^-		Interdit	Interdit	Interdit	Interdit	
2^+						

On détermine généralement le spin et la parité du A_2 en étudiant ou bien la densité de population des événements dans un diagramme de Dalitz, ou bien directement les distributions angulaires des produits de désintégration. Mais les résultats des différentes expériences ne sont pas compatibles entre eux : 2^+ , 1^- , 2^- sont souvent trouvés. Il faut remarquer qu'au-dessous de 4 GeV/c, la plupart des auteurs donnent 2^+ tandis qu'à haute énergie 2^- et 1^+ sont souvent trouvés : ceci peut être dû au fait que vers les hautes énergies, le mécanisme de Deck pénètre dans la région du A_2 et contribue au bruit de fond de type $1^+/2^-$.

2.3 Résultats compatibles avec l'existence d'une structure

Dans cette section, nous allons regarder plus particulièrement les expériences de chambre à bulles trouvant des spectres compatibles avec l'existence d'une structure dans le A_2 . Les résultats présentés ici sont les plus récents, mais cette section sera bientôt dépassée, étant donné le rythme accéléré de production des résultats.

La recherche de la structure ne donne pas des résultats entièrement négatifs, mais ils sont en général peu concluants. Trois expériences seulement semblent avoir des évidences plus convaincantes²⁷⁻²⁹). Nous allons les regarder par ordre chronologique.

a) La première expérience a été réalisée à Brookhaven sur la chambre à bulles de 2 m exposée à un faisceau de π^- de 6 GeV/c²⁷). Les réactions étudiées sont :

- (I) $\pi^- p \rightarrow p M M^0$
- (II) $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0$,
- (III) $\pi^- p \rightarrow K_1^0 K_1^0 + \text{neutres}$,
- (IV) $\pi^- p \rightarrow p K^- K_1^0$.

Dans l'étude de la première réaction, trois régions cinématiques ayant une résolution variable ont été définies (cf. tableau 17).

Tableau 17

	P (GeV/c)	$-t$ (GeV/c) ²	Résolution (MeV)
Région I	0,310 - 0,485	0,094 - 0,221	12 ± 3
Région II	0,485 - 0,660	0,221 - 0,394	10 ± 2
Région III	0,660 - 0,835	0,394 - 0,596	14 ± 3

Les figures 45a, b, c montrent, pour chacune de ces trois régions, la distribution de la masse effective du système ($\pi^- + MM^0$), ainsi que la distribution de la masse manquante MM^0 dans la région du A_2 . La figure 45b montre un trou de 10 MeV de large centré à 1295 MeV. Mais d'après leurs différents ajustements, l'hypothèse d'un pic unique semble aussi probable que celle de deux pics, ou d'un double pôle.

Le point le plus important de leur analyse est le suivant : dans le système $K_1^0 K_1^0$ (impliquant que le A_2 est un état $0^+, 2^+, 4^+$), ils n'ont observé qu'un seul pic étroit ($\Gamma = 21 \pm 10$ MeV) centré sur le plus haut pic du A_2 , soit A_2^H (fig. 46a). Cela indiquerait

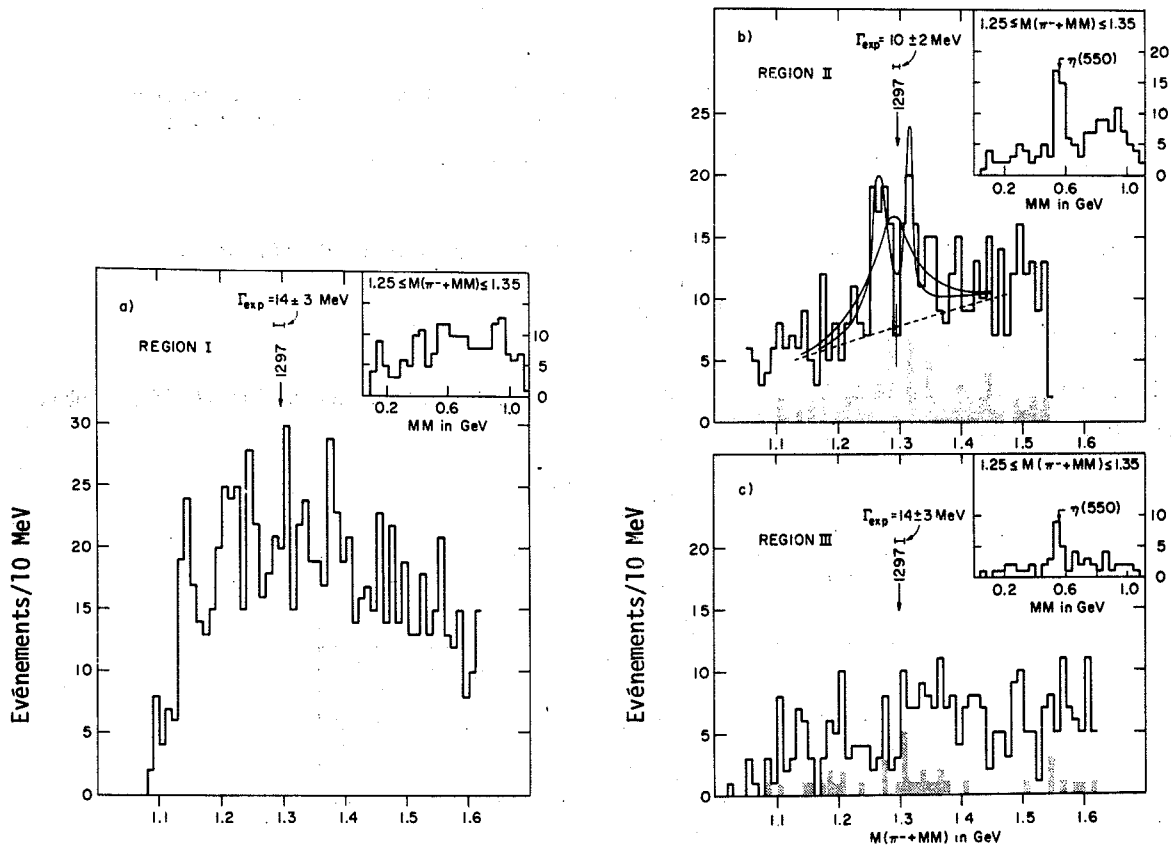


Fig. 45 Masse effective du système ($\pi^- + MM$) pour trois régions de résolution différente en (a) sont dessinés les ajustements obtenus avec l'hydrogène de une et de deux résonances dans la région du A_2 ; en (b) et (c), le spectre ombré correspond aux événements $\pi\eta$. Dans chaque cadre est montrée la masse manquante MM dans la région du A_2 .

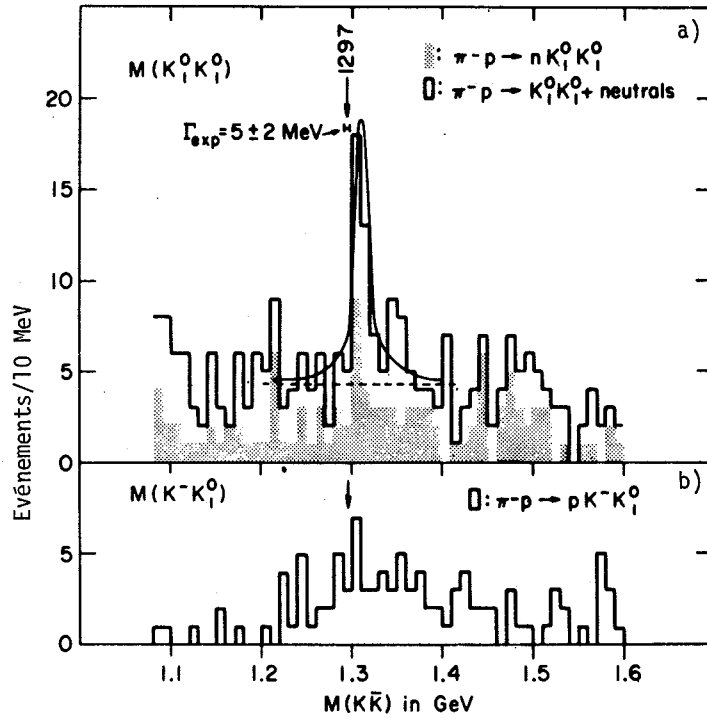


Fig. 46 (a) Masse effective du $K_1^0 K_1^0$ dans la réaction (ii-iii) le spectre ombré ne comprend que les événements de la réaction (ii);
 (b) Masse effective du $K^- K_1^0$ dans la réaction (iv).

que les deux pics du A_2 sont deux résonances de nombres quantiques différents :

- i) $J^P = 2^+$ pour le A_2^H (0^+ étant éliminé puisque $A_2 \rightarrow \rho\pi$), et
- ii) $J^P = 1^-, 3^-$ pour le A_2^L ,

mais le fait que le système $K^- K_1^0$ ne montre rien rend cet argument assez faible (fig. 46b). Ces résultats sont résumés dans le tableau 18.

Tableau 18

Origine	Masse (MeV)		Largeur (MeV)	
	A_2^L	A_2^H	A_2^L	A_2^H
$\pi^- + MM$	1269 ± 5	1315 ± 5	24 ± 10	12 ± 10
$K_1^0 K_1^0$	-	1311 ± 5	-	21 ± 10 - 6

Quelles conclusions peut-on tirer de cette expérience? On serait tenté de conclure à l'existence de deux résonances de nombres quantiques différents, le pic situé à la masse la plus petite étant 2^- et le pic supérieur 2^+ . Mais si, d'une part, on regarde l'ensemble des données actuellement publiées sur le A_2 se désintégrant en $K_1^0 K_1^0$ et $K_1^0 K^+$, on peut remarquer que la masse moyenne centrale du A_2 se trouve à 1320 MeV (valeur du pic supérieur du

A_2), mais que sa largeur est d'environ 90 MeV (au lieu des 21 MeV observés ici). Comme l'a écrit B. French dans son rapport à la Conférence de Vienne, une partie de ces 90 MeV peut être due à l'addition de différentes expériences, mais un facteur 4 est difficilement explicable. D'autre part, il est difficile de conclure sur la désintégration d'un boson d'isospin $I = 1$ à partir de l'analyse d'un système neutre dans une région de masse contenant d'autres résonances neutres D^0 ($M_{D^0} = 1280$ MeV) et surtout le f^0 ($M_{f^0} = 1265$ MeV) lui aussi de $J^P = 2^+$ pouvant ainsi interférer avec le A_2^0 .

b) La deuxième expérience²⁸⁾ a été réalisée au CERN : 200 000 photos ont été prises sur la chambre à bulles de 2 m, exposée à un faisceau de π^- de $3,94 \pm 0,02$ GeV/c. Seuls les événements à quatre traces du type :

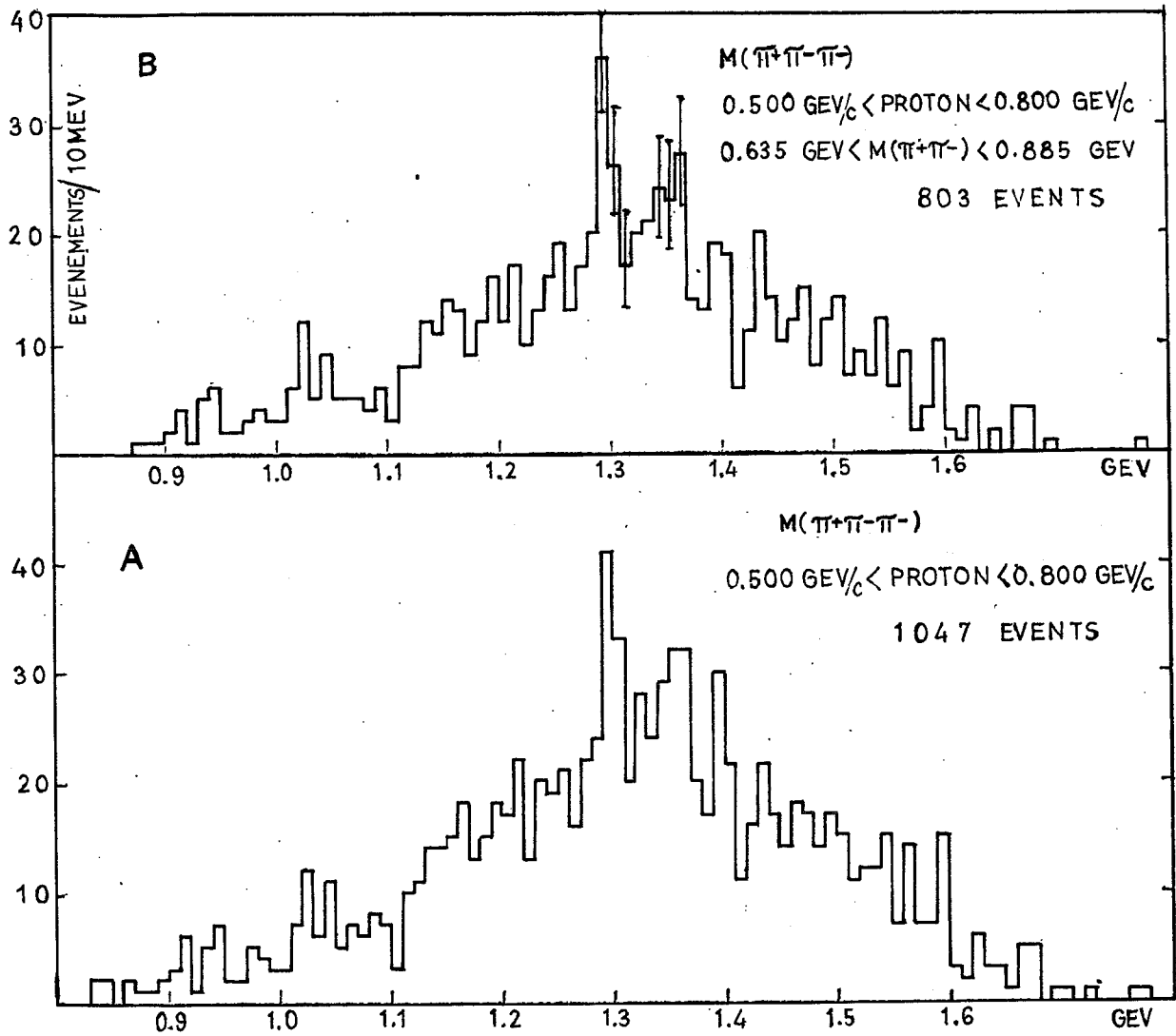
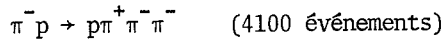


Fig. 47 Distribution de la masse effective $\pi^+\pi^-\pi^-$

ont été étudiés; une sélection sur l'impulsion du proton de recul $500 < p_3 < 800$ MeV/c a été faite afin d'améliorer la résolution en masse effective du système des 3π : $\Gamma_M = \pm 8$ MeV. Pour cette sélection, la distribution de masse effective est montrée à la figure 47a; dans la figure 47b on a sélectionné les événements pour lesquels la masse effective du système ($\pi^+\pi^-$) est voisine de celle du ρ (760 ± 125 MeV). Dans ces deux spectres, on voit une structure, mais d'une part la position du trou est déplacée de 20 MeV par rapport aux résultats de notre expérience, et d'autre part l'écart entre les maxima des deux pics est de 60 MeV, au lieu de 40 MeV dans nos spectres.

c) La troisième expérience²⁹⁾ réalisée au CERN sur la chambre à bulles de 80 cm, avec un faisceau d'antiprotons de 700 MeV/c, a étudié le A_2 dans la réaction d'annihilation suivante :



La figure 48a montre la masse carrée du système ($K_1^0 K^\pm$) après rejet des K^* [$M^2(K\pi) < 0,9 \text{ GeV}^2$].

L'étude du même canal dans deux expériences d'annihilation $\bar{p}p$, l'une au repos³⁰⁾ :



l'autre à 1,2 GeV/c³¹⁾ :



a permis d'accroître la statistique. La somme de ces trois expériences est montrée dans la figure 48, le poids statistique du trou observé est de trois écarts standard, et les amplitudes des deux pics sont approximativement égales.

Le tableau 19 résume les différents ajustements (fig. 48a et b) essayés sur ces spectres.

Tableau 19

Impulsion \bar{P} (GeV/c)	Hypothèses sur la forme du A_2	M_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	M_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)	$P(\chi^2)$ *)
0,7	Double pôle	1300 ± 3	26 ± 5	-	-	93%
0,7	Deux Breit-Wigner incohérentes	1278 ± 3	$13 \pm \frac{20}{5}$	1314 ± 3	$13 \pm \frac{20}{5}$	60%
0,7	Une Breit-Wigner	1298 ± 8	69 ± 20	-	-	22%
0,0	Double pôle	1304 ± 3	32 ± 6	-	-	50%
1,2	Double pôle	1308 ± 6	29 ± 10	-	-	10%
Total	Double pôle	1303 ± 2	31 ± 4	-	-	65%
Total	Une Breit-Wigner	1296 ± 7	$124 \pm \frac{41}{27}$	-	-	4%
Total	Deux Breit-Wigner incohérentes	1281 ± 3	$22 \pm \frac{10}{7}$	1325 ± 3	$22 \pm \frac{10}{7}$	28%

*) Les niveaux de confiance sont calculés sur l'intervalle $1,49 < M^2(K_1^0 K^\pm) < 1,85 \text{ GeV}^2$.

Compte tenu de la faible statistique, le spectre de masse montré en figure 48b est compatible avec la nôtre, et leurs ajustements sont, eux aussi, en faveur d'une structure en double pic dans le A_2 .

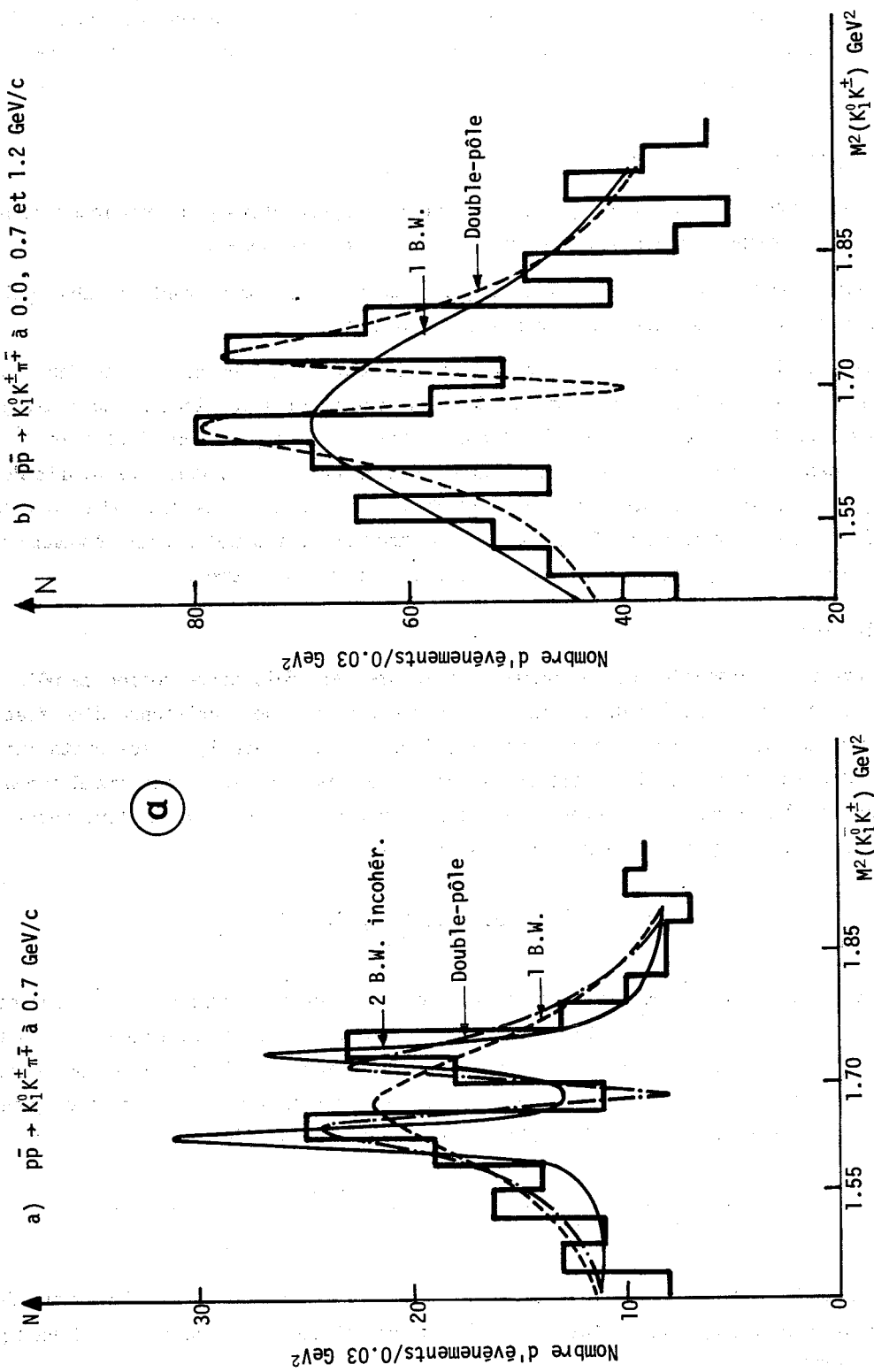


Fig. 48 Distribution du carré de la masse effective $K_1^0 K_1^\pm$ dans une région de masse autour de celle du A_2

Telle se présente en ce moment la situation expérimentale. Il faut toutefois remarquer que dans les réactions pion-proton, on observe une structure pour un intervalle limité de quadrimoment de transfert $t_{(p \rightarrow p)}$, région où la résolution est la meilleure; il est donc impossible de savoir si cette structure présente ou non une forte dépendance en t . Il paraît intéressant d'examiner quelques hypothèses proposées par les théoriciens pour expliquer la structure dans le A_2 .

3. EXPLICATIONS POSSIBLES D'UNE STRUCTURE DANS LE MESON A_2

Un grand nombre d'auteurs ont proposé des modèles spéculatifs pour expliquer ce phénomène³²⁻⁴²). Certains l'expliquent au moyen d'une seule résonance :

- a) Un premier modèle dû à Peaslee³²) explique ce double pic comme étant une absorption de la résonance par elle-même dans son mécanisme de production.
- b) Coulter et Shaw³³) ont proposé un modèle de diffusion dans lequel un trou dans le facteur d'inélasticité η (c'est-à-dire un pic dans la section efficace inélastique) est associé à deux pics dans la section efficace élastique et totale. De plus, Fujii et Kato³⁴) ont montré que, dans l'hypothèse de deux pôles dans le plan complexe s , dans une amplitude de diffusion, le phénomène indiqué par Coulter et Shaw se produit si ces deux pôles ont la même partie réelle. Mais en général toutes ces théories font appel à deux résonances : c'est cet aspect-là du problème que nous verrons tout particulièrement.

3.1 Double pôle

Goldberger et Watson³⁵) ont introduit pour la première fois cette notion de pôle double en étudiant, dans une réaction de diffusion, les conséquences de l'existence d'un état virtuel de temps de vie long à une énergie particulière $E = E_0$. Ainsi, si les états initiaux et finaux contiennent chacun deux particules, et si le temps de vie Δt est grand comparé au temps de vol des particules libres interagissant à travers leur région d'interaction mutuelle, les états propres de la matrice S sont de la forme :

$$S(E) = \left(\frac{E - E_0 - i\Gamma/2}{E - E_0 + i\Gamma/2} \right)^r \cdot e^{2i\nu(E)} \quad (61)$$

où $r = 1, 2, 3, \dots$ entier positif (n'ayant aucune signification physique), $\nu(E)$ représente la phase du bruit de fond et Γ la largeur (\hbar/Γ étant le temps de vie de Wigner). Pour $r = 1$ nous retrouvons la Breit-Wigner conventionnelle. Pour $r = 2$ nous avons un double pôle. Si $\Delta t (\approx \hbar/\Gamma)$ est grand, soit Γ petit, $\nu(E)$ est pratiquement constant et on peut l'ignorer. Dans ces conditions, la section efficace totale donnée par :

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J + 1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \frac{\Gamma^2(E - E_0)^2}{\left[(E - E_0)^2 - \Gamma^2/4 \right]^2 + \Gamma^2(E - E_0)^2}$$

(où S_a, S_b sont les spins des particules incidentes, k leur impulsion dans le centre de masse et J le moment angulaire total de la résonance) présente, en fonction de l'énergie, deux bosses symétriques.

Bell et Goebel^{36a}) ont repris cette idée et construit différents modèles présentant des pôles doubles dans une amplitude d'onde partielle. Pour ces derniers, la coïncidence de

deux simples résonances dégénérées en masse de mêmes nombres quantiques provoquerait ce phénomène de pôle double.

Ainsi ces deux résonances, de mêmes nombres quantiques, n'ont pas une loi de désintégration exponentielle, puisqu'elles peuvent faire des transitions de l'une à l'autre.

Pour une particule instable, la loi de désintégration exponentielle est donnée par :

$$\psi(t) \propto e^{-i(M_0 - i/2\Gamma)(t-\tau)} \quad \text{pour } t > \tau, \quad (62)$$

où τ est le temps à l'origine, Γ^{-1} le temps de vie et M_0 l'énergie centrale. Cependant, si le processus de production est stationnaire et donne une énergie bien définie, on peut représenter ceci par la superposition avec des phases appropriées ($e^{-iE\tau}$) d'une infinité de contributions du type (62), ayant chacune une différente origine du temps. Au temps $t = 0$:

$$\tilde{\psi}(E) \propto \int_{-\infty}^0 d\tau e^{-iE\tau} e^{-i(M_0 - i/2\Gamma)(t-\tau)}, \quad (63)$$

soit

$$\tilde{\psi}(E) \propto \frac{1}{E - (M_0 - i/2\Gamma)} \quad \text{et} \quad |\tilde{\psi}|^2 \propto \left| E - (M_0 - \frac{1}{2}\Gamma) \right|^{-2}$$

On retrouve ainsi que la forme de la résonance est donnée par une Breit-Wigner. Dans le cas de deux résonances proches de masses M_1 et M_2 (M_1 et M_2 étant imaginaires, $M_1 = M_0 - i\Gamma_{1/2}$ et $M_2 = M_0 - i\Gamma_{2/2}$) et de mêmes nombres quantiques, Bell^{36b}) a montré que la loi générale de désintégration est de la forme :

$$\frac{F(M_1) e^{-iM_1 t} - F(M_2) e^{-iM_2 t}}{(M_1 - M_2)} \quad (64)$$

où $F(M)$ est fonction de M et dépend des modes de production et de détection. Nous nous intéressons au cas où $M_1 \rightarrow M_2 = M$ (soit $M = M_0 - i\Gamma_{0/2}$). Alors la loi générale de désintégration est :

$$\psi \propto \frac{d}{dM} \left[F(M) e^{-iMt} \right] = e^{-iMt} \left[F'(M) - itF(M) \right]$$

que l'on peut écrire en introduisant $\Gamma = -2 \text{Im } M$ (par raison de dimension) :

$$\psi \propto e^{-iMt} (A - \frac{1}{2}\Gamma Bt), \quad (65)$$

où A et B sont des constantes dépendant des modes de détection et de production. Si nous reprenons les notations de (62), au temps $t = 0$ la formule (63) nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}(E) &= i \int_{-\infty}^0 d\tau e^{-iE\tau} e^{-iM\tau} (A + \frac{1}{2}\Gamma\tau B) \\ \tilde{\psi} &= \frac{A}{E - M} - \frac{i}{2} \frac{\Gamma B}{(E - M)^2} \end{aligned} \quad (66)$$

et la forme des résonances observées est donnée par :

$$\left| \frac{A}{E - M} - \frac{i}{2} \frac{\Gamma B}{(E - M)^2} \right|^2 \quad (67)$$

Un cas particulier important est celui d'une réaction élastique à deux corps dans l'état initial et final. Ainsi $A = B$, et la forme de la résonance est donnée par (67), soit :

$$\left(\frac{E - M_0}{(E - M_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_0^2} \right)^2 \quad (68)$$

On peut obtenir ce même résultat en regardant ce que prédit la matrice S dans le cas de deux pôles dans la même amplitude d'onde partielle.

Dans le cas de deux pôles séparés à $E = M_1$ et $E = M_2$, on a :

$$S = e^{2i\delta} = \frac{(E - M_1^*)}{(E - M_1)} \cdot \frac{(E - M_2^*)}{(E - M_2)} e^{2i\nu(E)} \quad (69)$$

dont on obtient le numérateur en écrivant la condition d'unitarité ($e^{2i\delta})^{-1} = (e^{2i\delta})^*$ (où δ est la partie réelle du déphasage), et, comme précédemment :

$$M_1 = E_1 - i\Gamma_{1/2}, \quad M_2 = E_2 - i\Gamma_{2/2},$$

$\nu(E)$ étant la phase relative du bruit de fond. Si l'on ignore le bruit de fond, l'intensité diffusée élastiquement est :

$$I(E) \propto \left| e^{2i\delta(E)} - 1 \right|^2 = \left[\frac{(E - M_1^*)}{(E - M_1)} \cdot \frac{(E - M_2^*)}{(E - M_2)} - 1 \right]^2 = \left\{ \frac{1}{2} \frac{\Gamma_1(E - E_2) + \Gamma_2(E - E_1)}{\left[(E - E_1) + \frac{i\Gamma_1}{2} \right] \left[(E - E_2) + \frac{i\Gamma_2}{2} \right]} \right\}^2 \quad (70)$$

A la limite, si $M_1 = M_2 = M_0 - i\Gamma_{0/2}$, cette dernière formule devient :

$$A(M) = \left[\frac{(E - M_0)\Gamma_0}{(E - M_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_0^2} \right]^2 \quad (71)$$

La figure 49 illustre le cas du double pôle, ainsi que deux cas voisins pour lesquels M_1 et M_2 sont peu différents. Mais quand cette paire de résonance est produite dans une réaction plus compliquée, ne formant qu'une partie des états finaux, la formule (70) ne s'applique plus en général. Ceci est clair dans le cas de deux résonances séparées. En effet on peut imaginer que la production relative de ces deux résonances est différente dans différents cas. Mais certains mécanismes généralement admis de nos jours permettent d'appliquer cette formule. Supposons que la réaction se produit en deux étapes : plutôt que la résonance elle-même, ce sont les produits de désintégration de la résonance qui sont créés; en conséquence ces produits diffusent l'un l'autre à travers l'état résonant. Une approximation de l'effet de cette interaction dans l'état final est donnée selon Goldberger et Watson³⁵⁾ par le terme $(\sin \delta)^2$ qui est précisément l'équation (70).

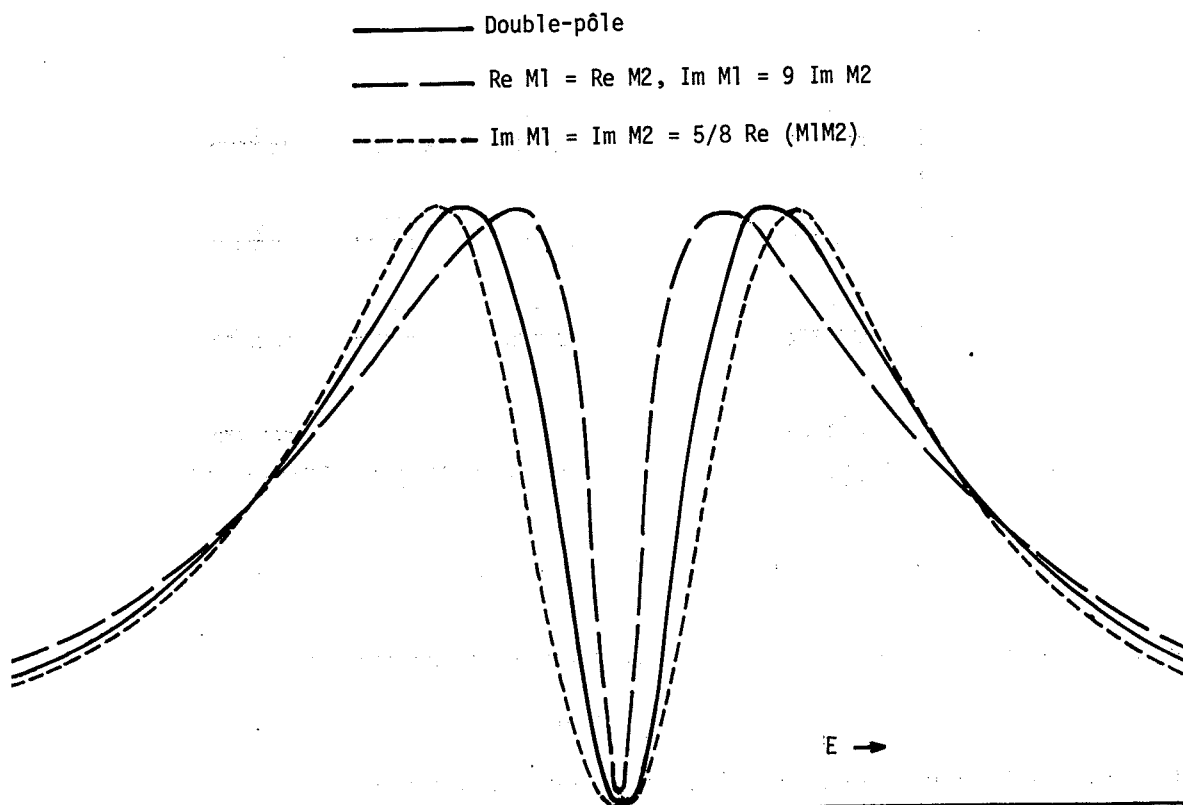


Fig. 49 Courbes théoriques de double-pôle

Ainsi, si l'on croit que le A_2 est un pôle double et si l'on croit que $SU(3)$ est une bonne symétrie, tous les membres du même nonet devraient alors présenter cette même structure : le $K^*(1430)$, le f^0 par exemple. Or, à la Conférence de Vienne, une évidence pour une éventuelle structure dans la région du f^0 a été présentée³⁷⁾, mais il faut ici se montrer sceptique, car ces résultats sont peu convaincants.

3.2 Deux résonances de mêmes nombres quantiques $J^{PC} = 2^{++}$

Ceci peut être déduit de l'étude du modèle des quarks. Les quarks, introduits au début de 1964 par Gell-Mann³⁸⁾ et Zweig³⁹⁾, s'ils existent, sont vraisemblablement des fermions lourds, de spin $1/2$ et de parité intrinsèque P positive. Dans le modèle des quarks, les mésons sont considérés comme des états liés de la paire quark-antiquark $q\bar{q}$, ce qui est dû à une force attractive entre eux (la nature précise de cette force n'est pas connue).

Le système $q_i-\bar{q}_j$ ($i, j = 1, 2, 3$ ou n, p, λ) permet de former des nonets en termes de $SU(3)$.

Le spin S du système $q_i-\bar{q}_j$ vaut donc 0 ou 1 suivant que les spins des quarks sont parallèles ou antiparallèles. D'autre part, s'il existe entre le quark et l'antiquark un moment cinétique orbital $L > 0$, il va se former quatre sous-niveaux dus au couplage spin-orbite. Ces différents niveaux sont montrés dans la figure 50 pour $L \leq 3$. Chaque niveau représente un nonet dans $SU(3)$ et est caractérisé par J^{PC} défini comme suit : puisque le quark et l'antiquark ont une parité intrinsèque opposée, la parité P du système $q_i-\bar{q}_j$ est donnée par :

$$P_{q\bar{q}} = (-1)^{L+1}$$

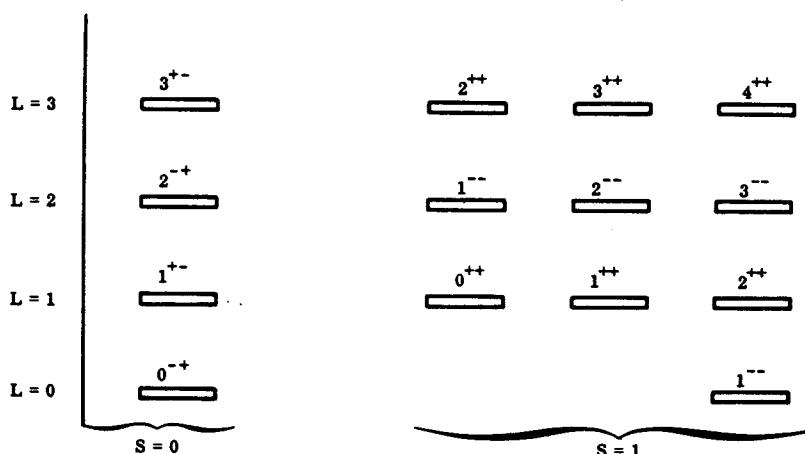


Fig. 50 Niveaux d'énergie du système $q\bar{q}$ pour $L \leq 3$

et pour les états neutres non étranges la conjugaison de charge C est :

$$C_{q\bar{q}} = (-1)^{L+S}.$$

L'état $J^{PC} = 2^{++}$ peut provenir des deux configurations suivantes :

$$L = 1, \quad S = 1,$$

$$L = 3, \quad S = 1.$$

Ainsi, l'un des pics du A_2 appartiendrait au multiplet $J^P = 2^+(L = 1)$, tandis que l'autre ne serait qu'un membre du supermultiplet $L = 3$; sa masse, par un effet de couplage spin-orbite $\vec{L} \cdot \vec{S}$, serait ramenée à la masse du A_2 . Ces deux résonances peuvent ainsi interférer.

Avant de terminer cette section, regardons comment se manifesteraient ces deux résonances $A_2\bar{A}_2$ de même spin-parité dans un diagramme de Chew-Frautschi. En terme de Regge, cela voudrait dire qu'il y a pour $\alpha(s) = 2$, deux trajectoires très proches l'une de l'autre³⁸⁾. Si ces deux trajectoires restent voisines, toutes les particules leur appartenant devraient présenter la même structure que le A_2 . Or, aucune structure n'a été observée, par exemple, dans le ρ . Cela pourrait peut-être indiquer que la distance entre ces deux trajectoires est plus grande pour $J = 1$ et l'équivalent du \bar{A}_2 serait le ρ' (le ρ' a été introduit pour expliquer la polarisation de l'ordre de 15% observée dans la réaction $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ où l'échange seul du ρ prédit une polarisation nulle). Ici aussi, par accident, on aurait à la même masse deux résonances de mêmes nombres quantiques qui pourraient ainsi interférer.

3.3 Deux résonances de nombres quantiques différents

a) Prédications de l'étude de la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie incidente.

Morrison^{24, 41)} a montré que les résultats expérimentaux étaient compatibles avec l'hypothèse de deux $(\rho\pi)$ résonances, toutes deux d'isospin $I = 1$, l'une de spin-parité $J^P = 2^+$ et

La résonance de $J^P(2^+)$ ne devrait être produite dans la réaction (V) que par échange d'un méson, puisque l'équation (73) n'est pas satisfaite. En conséquence, pour la réaction (V), la variation de la section efficace pour le A_2 observé devrait indiquer une valeur de n comprise entre 0 pour l'échange d'un poméron ($J^P = 2^-$ ou 1^+) et 1 pour l'échange d'un méson ($J^P = 2^+$), ce qui explique le résultat expérimental $n = 0,51 \pm 0,20^{+1}$.

Pour les réactions (II), (III) et (IV), où seul un méson peut être échangé, l'exposant devrait valoir 2 : les résultats expérimentaux n'ont permis de vérifier cette hypothèse que pour la réaction (II). Combinant les résultats de Beutsch et al.¹⁹⁾ avec ceux obtenus à plus basse énergie⁴²⁾, la section efficace a été trouvée décroissante avec un exposant $n = 1,6^{+0,4}$
 $- 0,3$, résultat escompté pour l'échange d'un méson.

De cette étude des variations de sections efficaces réalisée par Morrison, il ressort clairement qu'il y a deux résonances au voisinage de 1300 MeV, et qu'elles sont de nombres quantiques différents.

b) Le modèle des quarks, comme il a été conçu à l'origine, prédisait que les mésons de plus basse énergie devaient être classés suivant les niveaux d'énergie d'un oscillateur harmonique à trois dimensions. Ces mésons devraient avoir le même spectre de masse et les mêmes nombres quantiques que la paire $q_i-\bar{q}_j$. Ceci donne un schéma pratique de classification pour les mésons connus.

Plus particulièrement, pour expliquer la structure dans le A_2 , Zweig⁴³⁾ propose ceci : l'un des pics serait une résonance 2^+ correspondant au niveau fondamental d'excitation radial, tandis que l'autre serait un des triplets du premier niveau d'excitation radial du nonet 0^- . Examinons ce que prédit ce modèle : les niveaux d'énergie E pour une particule se déplaçant dans un potentiel central à trois dimensions apparaissent pour :

$$E = (n + \frac{3}{2})\omega\hbar \quad \text{où} \quad n = L + 2k,$$

L est le moment angulaire orbital, et $k = 0, 1, 2, \dots$ est associé au nombre de zéros de la fonction d'onde radiale.

Ces niveaux sont donc distants de deux unités de moment angulaire. Ainsi on peut représenter les niveaux d'énergie en fonction de L . A chaque niveau (n, L) , on peut associer un nombre quantique S , de moment angulaire qui peut prendre la valeur 0 ou 1 correspondant au spin total du système $q_i-\bar{q}_j$. Le moment angulaire total du système, c'est-à-dire le spin du méson, est donné par J où $J = |L + S|, \dots, |L - S|$. Finalement, pour chaque (n, L, S, J) , il y a neuf états possibles du système $q_i-\bar{q}_j$ ($i, j = 1, 2, 3$ ou n, p, λ).

En conclusion, un méson peut être représenté par $(n, L, S, J, q_i, \bar{q}_j)$ et en première approximation la masse carrée du méson ne dépend que de $n = L + 2k$. Mais il y a des perturbations qui séparent ces niveaux : en particulier pour le A_2 , un terme anharmonique sépare le niveau $(n = 2, L = 2)$ du niveau $(n = 2, L = 0)$ et le deuxième pic du A_2 appartiendrait à ce multiplet 0^- .

c) A la conférence de Vienne (septembre 1968), Gell-Mann et Zweig⁴⁴⁾ ont proposé un nouveau modèle de classification des mésons utilisant un oscillateur harmonique à quatre dimensions. Ce modèle essaie de résoudre la difficulté suivante.

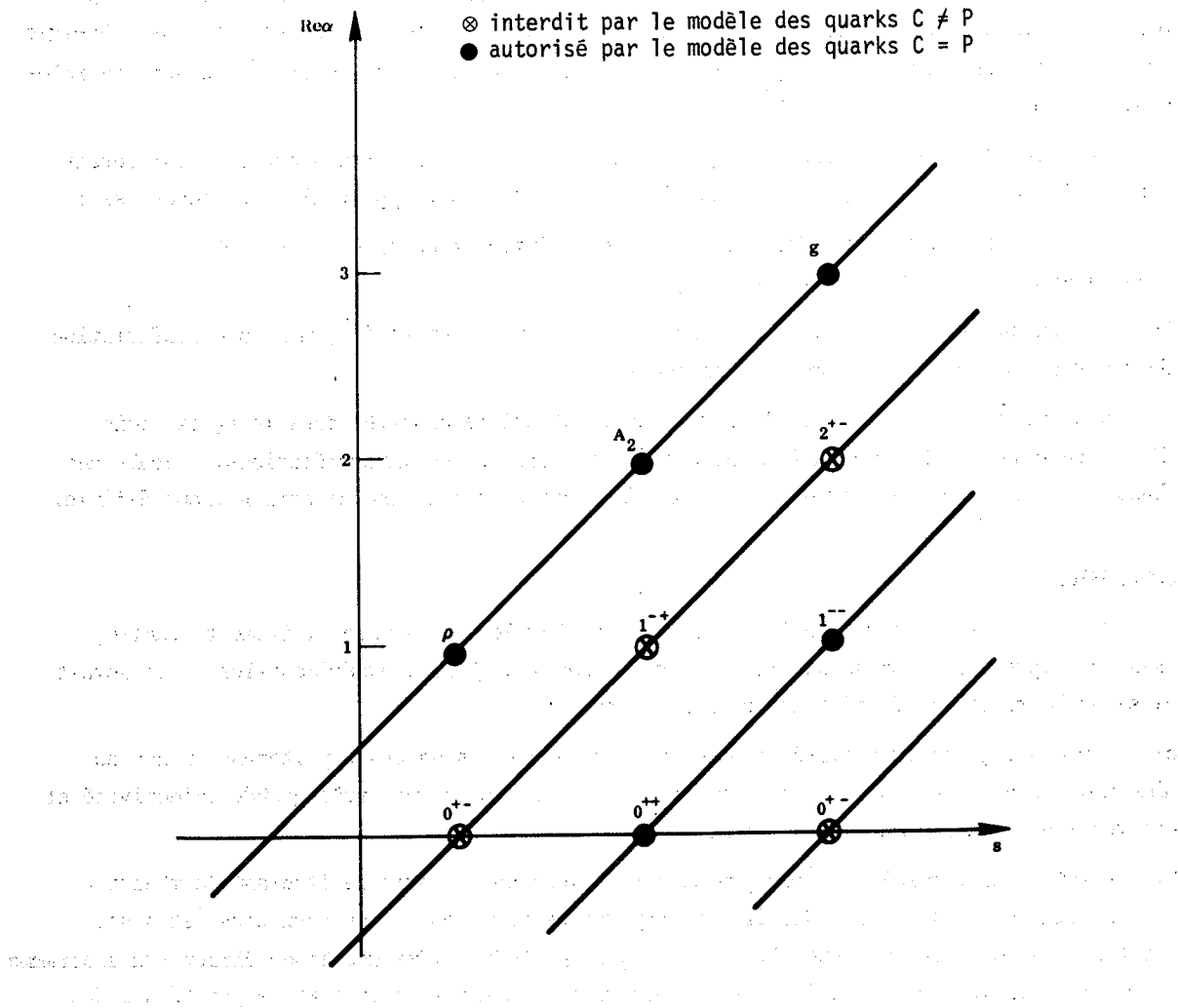


Fig. 51 Trajectoires du ρ et du A_2 et leurs trajectoires filles (supposant qu'elles sont dégénérées)

D'après le modèle des quarks, les mésons de parité naturelle (0^+ , 1^- , 2^+ , ...) doivent avoir une conjugaison de charge normale, c'est-à-dire $C = P$ pour les mésons non étranges et neutres, et expérimentalement on n'a découvert aucun méson violant cette loi. Mais les trajectoires de Regge, qui de leur côté ont donné de bonnes prédictions (R, S, T, U), prédisent des états violant cette loi. En effet, si les trajectoires filles sont parallèles aux trajectoires mères, et matérialisent des particules à quelques ou tous les points de bonne signature, nous avons donc des trajectoires filles impaires ayant $C = -P$, bien que tous ces états soient de parité naturelle, ce qui est illustré dans la figure 51.

Gell-Mann et Zweig ont remarqué que cette contradiction vient du fait que le modèle des quarks non relativiste fait intervenir des états qui ont les propriétés des états stationnaires d'un oscillateur harmonique à trois dimensions, tandis que le formalisme des trajectoires filles est basé sur l'existence d'une symétrie plus large. Gell-Mann et Zweig ont donc construit un modèle dans lequel le spin S et le moment angulaire orbital L du quark

ont quatre dimensions, et sont accompagnés des nombres quantiques supplémentaires imposés par cette symétrie plus large. (Par exemple pour les vecteurs-mésons de plus basse énergie, cette "4^e composante" est interprétée comme étant l'état fille du nonet 1^{--} , ayant sensiblement la même masse et de $J^{PC} = 0^{+-}$.)

On voit, d'après la figure 51, qu'il pourrait exister un autre nonet 1^{-+} , qui serait "la fille" du nonet du $A_2(2^{++})$. Ainsi le $A_2^L(1270)$ pourrait appartenir à ce nonet, si :

- i) A_2^L et A_2^H possèdent tous deux les modes de désintégration en $\rho\pi$ et $\eta\pi$, et
- ii) si seulement A_2^H se désintègre en $K_1^0 K_1^0$.

Ceci est en parfait accord avec les résultats de Crennell et al.²⁷⁾, mais une confirmation de ces résultats serait vivement souhaitable.

Nous pouvons constater que la nature de la structure observée dans le A_2 est loin d'être comprise et donne lieu à de nombreuses et différentes interprétations. Seuls des futurs résultats expérimentaux permettront de s'orienter dans une direction mieux définie.

4. CONCLUSIONS

Nous pouvons conclure que la structure dans le méson A_2 semble clairement établie, mais la compréhension de sa nature demande de nouvelles études expérimentales. Il serait ainsi souhaitable de répondre aux points suivants :

- a) D'une part, regarder systématiquement si d'autres résonances appartenant ou non au même nonet présentent aussi cette structure. (Cela demande une très grande objectivité et des résultats convaincants en eux-mêmes.)
- b) D'autre part, refaire à très grande statistique une expérience étudiant la réaction $\pi^- + p$ afin de connaître les différents rapports de branchement des deux pics [et ainsi vérifier les résultats de Crennell et al.²⁷⁾] et peut-être même une étude directe du diagramme de Dalitz pour les deux moitiés du A_2 permettrait de définir le spin et la parité des deux pics observés dans le méson A_2 .

Remerciements

Je tiens à remercier ici tout particulièrement les Professeurs B. Maglič et M. Morand qui m'ont permis de joindre le groupe de Masse Manquante au CERN, ainsi que le Dr W. Kienzle, pour toute la confiance qu'ils m'ont témoignée, ce qui m'a grandement stimulée à écrire cette thèse.

Aux professeurs G. Cocconi et P. Preiswerk, je tiens à exprimer ma reconnaissance pour m'avoir accueillie au CERN dans la division NP, où j'ai pu entreprendre ce travail dans d'excellentes conditions.

Cet ouvrage est le résultat d'un travail de groupe : je remercie M. H. Benz, Prof. G. Chikovani, Dr G. Damgaard, Dr. M.N. Focacci, Dr W. Kienzle, M. G. Laverrière, Prof. M. Martin, C. Nef, Dr P. Schübelin, R. Baud, Dr B. Bosjaković, J. Cotteron, R. Klanner et Dr A. Weitsch, pour toutes les discussions intéressantes et constructives que nous avons eues, pour toute l'aide et le soutien moral qu'ils m'ont apportés constamment, et sans les travaux desquels toute rédaction aurait été impossible.

Je tiens aussi à remercier le Dr H. Wind pour tout le plaisir que j'ai eu à travailler avec lui.

J'ai une reconnaissance toute particulière envers Mme R. Lambert pour toute l'aide qu'elle m'a apportée pour l'excellente présentation de ce travail.

REFERENCES

- 1) B. Levrat, C.A. Tolstrup, P. Schübelin, C. Nef, M. Martin, B.C. Maglič, W. Kienzle, M.N. Focacci, L. Dubal et G. Chikovani, Phys.Letters 22, 714 (1966).
- 2) G. Chikovani, M.N. Focacci, W. Kienzle, C. Lechanoine, B. Levrat, B.C. Maglič, M. Martin, P. Schübelin, L. Dubal, M. Fischer, P. Grieder, H.A. Neal et C. Nef, Phys.Letters 25B, 44 (1967).
- 3) M.N. Focacci, W. Kienzle, B. Levrat, B.C. Maglič et M. Martin, Phys.Letters 19, 444 (1965).
- 4) R.J. Abrams, R.L. Cool, G. Giacomelli, T.F. Kycia, B.A. Leontic, K.K. Li et D.N. Michael, Phys.Rev.Letters 18, 1209 (1967).
- 5) M. Bazin, A.T. Goshaw, R. Zacher, H. Blumenfeld, R.K. Yagaki et C.R. Sun, Phys.Rev. Letters 19, 1157 (1967).
- 6) G.E. Chikovani, M.N. Focacci, W. Kienzle, U. Kruse, C. Lechanoine, B. Levrat, M. Martin et P. Schübelin, papier présenté à la Conférence internationale sur les particules élémentaires, Heidelberg, septembre 1967.
G.E. Chikovani, M.N. Focacci, W. Kienzle, U. Kruse, C. Lechanoine, M. Martin et P. Schübelin, Phys.Letters 28B, 526 (1969).
- 7) B.C. Maglič et G. Costa, Phys.Letters 18, 185 (1965);
L. Dubal, NP Internal Report 68-1 (1968).
- 8) E. Hyman, W. Lee, J. Peoples, J. Schiff, C. Schultz et S. Stein, Nevis 155 (1967).
- 9) J. Bartke et O. Czyzewski, XIII^e Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Berkeley, 1966.
- 10) G.E. Chikovani, G.C. Laverrière et P. Schübelin, Nuclear Instrum.Methods 47, 273-276 (1967).
- 11) G.E. Chikovani, M. Fischer, M.N. Focacci, W. Kienzle, G.C. Laverrière, C. Lechanoine, B. Levrat, M. Martin et P. Schübelin, CERN 67-13 (1968).
- 12) Voir, par exemple, C. Lanezos, "Applied Mathematics" (Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J., 1956).
- 13) C. Lechanoine, M. Martin et H. Wind, Nuclear Instrum.Methods 69, 122 (1969)
- 14) G. Goldhaber, J. Brown, S. Goldhaber, J. Kadyk, B. Shen et G. Trilling, Phys.Rev. Letters 12, 336 (1964).
- 15) S. Chung, O. Dahl, L. Hardy, R. Hess, G. Kalbfleisch, J. Kitz, D. Miller et G. Smith, Phys.Rev.Letters 12, 621 (1964).
- 16) Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.)-München Collab., Phys.Letters 10, 226 (1964).
- 17) H. Benz, G.E. Chikovani, G. Damgaard, M.N. Focacci, W. Kienzle, C. Lechanoine, M. Martin, C. Nef, P. Schübelin, R. Baud, B. Bošnjaković, R. Cotteron, R. Klanner et A. Weitsch, Phys.Letters 28B, 233 (1968).
- 18) J. Pišút et M. Roos, CERN preprint TH-885 (1968).
- 19) W. Beutsch, W.E. Fischer, B. Gobbi, M. Pepin, E. Polgar, P. Astbury, G. Brautti, G. Finocchiaro, J.C. Lasalle, A. Michelini, K.M. Terwilliger, D. Websdale et C.H. West, Phys.Letters 25B, 357 (1967).
- 20) G. Ascoli, H.B. Crawley, U. Kruse, D.W. Mortara, E. Schafer, A. Shapiro et B. Terreault, Phys.Rev.Letters 21, 113 (1968).
- 21) Aachen-Berlin-bonn-CERN-Warsaw Collab., papier présenté à la Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Vienne, 1968.

- 22) R. Vanderhagen, J. Huc, P. Fleury, J. Duboc, R. George, M. Goldberg, B. Makowski, N. Armenise, B. Ghidini, W. Picciarelli, A. Romano, A. Forino, R. Gessaroli, G. Quareni et A. Quareni-Vignudelli, Phys.Letters 24B, 493 (1968).
- 23) A.H. Rosenfeld, rapport UCRL 18266 (1968).
- 24) D.R.O. Morrison, "Review of inelastic two-body reactions", Conférence internationale sur les réactions à deux corps aux hautes énergies, Stony Brook, N.Y., 1966.
- 25) Aachen-Berlin-CERN Collab., Nuclear Phys. B4, 501 (1968).
- 26) G. Benson, L. Lovell, E. Marquit, B. Roe, D. Sinclair et J. Vandervelde, Phys.Rev. Letters 16, 1177 (1966).
- 27) D. Crennell, U. Karshon, K. Lai, J.M. Scarr et I.O. Skillicorn, Phys.Rev.Letters 20, 1318 (1968).
- 28) H. Blumenfeld, F. Bruyant, J. Diaz, L. Montanet, J. Rubio, M. Abranovitch, G. Baton, R. Hubbard, A. Levêque, et M. Neveu-René, papier présenté à la Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Vienne, 1968.
- 29) M. Aguilar-Benitez, J. Barlow, L.D. Jacobs, P. Malecki, L. Montanet, M. Tomas, B. Lörstad et N. West, Phys.Letters 29B, 62 (1969).
- 30) A. Astier, J. Cohen-Ganouna, M. Della-Negra, B. Maréchal, L. Montanet, M. Tomas, M. Baubillier et J. Duboc, Phys.Letters 25B, 294 (1967).
Voir aussi B. Conforto et al., Nuclear Phys. B3, 469 (1967).
- 31) J. Barlow, E. Lillstøl, L. Montanet, L. Tallone-Lombardi, C. D'Andlauer, A. Astier, L. Dobrzynski, S. Wojcicki, A.M. Adamson, J. Duboc, F. James, M. Goldberg, R.A. Donald, R. James, J.E.A. Lys et T. Nisar, Nuovo Cimento 50, 701 (1967).
- 32) D.C. Peaslee, papier présenté à la Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Vienne, 1968.
- 33) P.W. Coulter et G.L. Shaw, à paraître dans Phys.Rev.Letters.
- 34) Y. Fujii et M. Kato, preprint CERN 68-3231 (1968).
- 35) M.L. Goldberger et K.M. Watson, "Collision Theory" (John Wiley and Sons, New York, 1964); Phys.Rev. 136B, 1472 (1964).
- 36a) J.S. Bell et C.J. Goebel, Phys.Rev. 138 5B, 1198 (1968);
- 36b) J.S. Bell, CERN preprint TH-784 (1967).
- 37) Notre-Dame-Purdue-SLAC Compilation, papier présenté à la Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Vienne, 1968.
- 38) M. Gell-Mann, Phys.Letters 8, 214 (1964).
- 39) G. Zweig, CERN preprints TH-401 et 402 (1964) (non publiés).
- 40) Shu-Yuan-Chu et P. Kraus, UCR-34P107-71.
- 41) D.R.O. Morrison, Phys.Letters 25B, 238 (1967).
- 42) R. Armenteros, D.N. Edwards, J. Jacobsen, L. Montanet, J. Vandermeulen, C. D'Andlauer, A. Astier, P. Baillon, J. Cohen-Ganouna, C. de Fox, J. Siaud et P. Rivett, Phys.Letters 17, 344 (1965).
- 43) G. Zweig, CALT-68-162, AEC Research and Development Report, papier présenté à la Conférence internationale sur la spectroscopie des mésons, Philadelphie, 1968.
- 44) M. Gell-Mann et G. Zweig, papier présenté à la Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Vienne, 1968 [cf. comptes-rendus de cette conférence (Genève, 1968), rapport de H. Harari, p. 195].

