

Rapport interne NP 72-7
4 mai 1972

ETUDE DE LA REACTION $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ A 2,17 ET 2,34 GeV/c^{*)}

H. Pessard

4 2544233

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00056713

G E N E V E

1972

Thèse-1972-Pessard

*) Ce rapport a fait l'objet d'une thèse de Doctorat soutenue à l'Université de Paris VI, le 26 avril 1972.

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
I. INTRODUCTION	1
II. ETUDE DES DISTRIBUTIONS CARACTERISTIQUES DANS LA REACTION $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$	7
2.1 Distribution angulaire de production; $d\sigma/dt$	7
2.1.1 Caractère périphérique de la réaction	8
2.2 Distribution angulaire de désintégration des états résonants	9
2.2.1 Rappels sur le formalisme de matrice-densité	9
2.2.2 Exemple du Δ_{1236}^{++} dans la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$	11
2.2.3 Cas du K_{890}^* dans la réaction $K^+p \rightarrow K_{890}^{*+}p$	21
2.3 Sensibilité de ces distributions aux paramètres des différentes interprétations théoriques	22
2.3.1 Particules échangées	22
2.3.2 Interprétation de la section différentielle $d\sigma/dt$	23
2.3.3 Interprétation de la distribution angulaire de désintégration des résonances ou de sa représentation ρ_{ij}	29
III. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	35
3.1 Appareillage	35
3.1.1 Observation du vertex de production	35
3.1.2 Détection du K^0 par ses produits chargés	38
3.2 Electronique associée - Le déclenchement	42
3.3 Acquisition des données	42
IV. RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS	47
4.1 Reconstruction géométrique des événements	47
4.1.1 Organisation en projections - Cas des chambres cylindriques	47
4.1.2 Reconnaissance des traces dans les projections	49
4.1.3 Association des traces obtenues dans l'espace	55

	<u>Page</u>
4.1.4 Détermination du vertex de production	59
4.1.5 Détermination du vertex de désintégration	61
4.1.6 Mesure des impulsions dans le spectromètre	63
4.2 Reconstruction cinématique des événements	65
4.3 Performance des programmes de reconstruction	69
V. DETERMINATION DES DISTRIBUTIONS EXPERIMENTALES - SELECTION DES EVENEMENTS	73
5.1 Principe des calculs d'acceptance	73
5.2 Les programmes de simulation	75
5.2.1 Génération des événements simulés	75
5.2.2 Traitement des événements simulés	77
5.3 Sélection des événements $K^+p \rightarrow K^0 p \pi^+$ $\quad \quad \quad \searrow \pi^+ \pi^-$	80
5.4 Estimation de la qualité de notre échantillon d'événements	83
5.5 Sélection des événements des différentes voies	85
VI. RESULTATS - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ANTERIEURS ET LES PREDICTIONS THEORIQUES	89
6.1 Obtention des résultats	89
6.1.1 Statistiques obtenues	89
6.1.2 Sections efficaces différentielles	90
6.1.3 Distributions angulaires de désintégration - Eléments de matrice-densité	96
6.2 Interprétation des résultats	106
6.2.1 Quelques interprétations phénoménologiques	106
6.2.2 Comparaison avec les résultats antérieurs	109
6.2.3 Comparaison avec différents modèles théoriques	113
VII. CONCLUSION	119
REFERENCES	121

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le professeur J. Teillac qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur le professeur P. Falk-Vairant qui m'a introduit dans la physique expérimentale au sein de son groupe des hautes énergies, et qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

Que Monsieur M. Vivargent, qui dirige le groupe expérimental dans lequel il m'a accueilli, et qui n'a cessé de porter une constante attention à l'évolution de mon travail, reçoive l'expression de ma toute particulière gratitude.

Je remercie également Monsieur le professeur P. Lehmann et Messieurs F. Muller et K. Winter qui ont bien voulu faire partie de mon jury de thèse, et dont les conseils ont été pour moi un soutien précieux.

Ce travail n'aurait pu voir le jour si Messieurs J.J. Aubert, W. Bartl, X. de Bouard, V. Lepeltier, L. Massonnet, G. Neuhofer, F. Niebergall, M. Regler, M. Steuer, H. Stier, M. Vivargent, T.R. Willitts, K. Winter et M. Yvert n'avaient tous collaboré à sa réalisation expérimentale. Je les en remercie très vivement, avec une mention particulière pour Monsieur M. Yvert dont l'aide amicale a rendu ma tâche plus facile.

Notre groupe a bénéficié de la grande compétence de Monsieur M. Metcalf dans le domaine de la programmation; je lui fais part de toute ma reconnaissance.

Je remercie Messieurs J.C. Bel, J. Dufournaud, B. Friend, J.C. Lacotte et J.P. Reuter pour l'efficacité de leur aide sur le plan technique.

La diligence avec laquelle Mesdames E. Henrichsen, E. Lafouge et R.M. Meyer, Mesdemoiselles M. Kunzlé, E. Lauper, J. Melin et M.N. Pagès ont mené à bien la réalisation matérielle de cette thèse mérite les remerciements les plus chaleureux.

I. INTRODUCTION

La physique des mésons K neutres a une importance primordiale dans le domaine des interactions faibles. La découverte de désintégration K_L^0 en deux pions^[1.1] a mis en évidence la non conservation de CP dans la désintégration des K^0 . Pour éprouver les différentes théories avancées, il est nécessaire d'étudier avec précision les autres canaux de désintégration des K^0 .

La violation de CP dans un de ces canaux se traduit par un déphasage entre les différentes amplitudes possibles. Elle se détermine en mesurant, dans la distribution en temps propre de la désintégration, les termes d'interférence qui résultent de la superposition de ces amplitudes.

Si, au temps $t = 0$, la fonction d'onde représentant les K neutres s'écrit

$$\Psi(0) = \frac{1}{\sqrt{1+|R|^2}} (|K_L^0\rangle + R |K_S^0\rangle)$$

et si a_S et a_L sont les taux de désintégration du K_S^0 et du K_L^0 dans un état final f :

$$a_S = \langle f | T | K_S^0 \rangle$$

$$a_L = \langle f | T | K_L^0 \rangle ,$$

la distribution en temps propre des désintégrations f aura la forme :

$$\Gamma_f(t) \propto a_L^2 \left\{ e^{-\gamma_L t} + |R|^2 \left| \frac{a_S}{a_L} \right|^2 e^{-\gamma_S t} + 2R \left[\cos \Delta m t \cdot \operatorname{Re} \left(\frac{a_S}{a_L} \right) - \sin \Delta m t \cdot \operatorname{Im} \left(\frac{a_S}{a_L} \right) \right] e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \right\} .$$

La sensibilité de la mesure est d'autant plus grande que le terme d'interférence qui résulte de la violation de CP est plus important. Ce terme est le produit de $\text{Im}(a_S/a_L)$ par le facteur R, que l'on a donc intérêt à choisir de module maximal. Les meilleures conditions seront obtenues pour $R = 1$ ou -1 correspondant à des états initiaux K^0 ou $\bar{K}^0$.

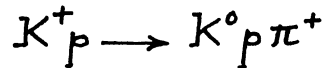
La réaction choisie pour produire les K^0 ou $\bar{K}^0$ devra :

- 1) avoir une section efficace convenable, étant donné la faiblesse des taux de désintégration dans les modes autres que le mode 2π , aux petits temps propres;
- 2) permettre une excellente définition des caractéristiques des K^0 : direction, impulsion p_{K^0} , longueur de désintégration L_{K^0} , et donc temps propre

$$\tau = \frac{M_{K^0}}{p_{K^0}} L_{K^0}$$

(avec $c = 1$; M_{K^0} est la masse du K^0).

La réaction d'échange de charge inélastique



répond avec avantage à ces impératifs.

La section efficace (fig. I.1) est de l'ordre de 3,5 mb à 2,3 GeV/c. Les conditions sont favorables à une bonne reconstruction des événements :

- a) Détection facilitée par la cinématique de la réaction, surtout pour des techniques de compteurs : K^0 produit vers l'avant, π^+ et proton mesurés autour de la cible (fig. I.2). Les particules à détecter sont toutes chargées, à part le K^0 (ce qui facilite un déclenchement). Les échanges de charge à 2 corps n'ont pas cette propriété ($K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$) ou bien exigent une cible de deutérium ($K^+n \rightarrow K^0p$).
- b) Détermination précise du point de production du K^0 , intersection de trois traces chargées (K^+ , proton, π^+). Ceci est nécessaire à une bonne définition de la longueur de vie du K^0 .

Cette importante condition n'est pas satisfaite pour d'autres processus tels que $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 K^0$.

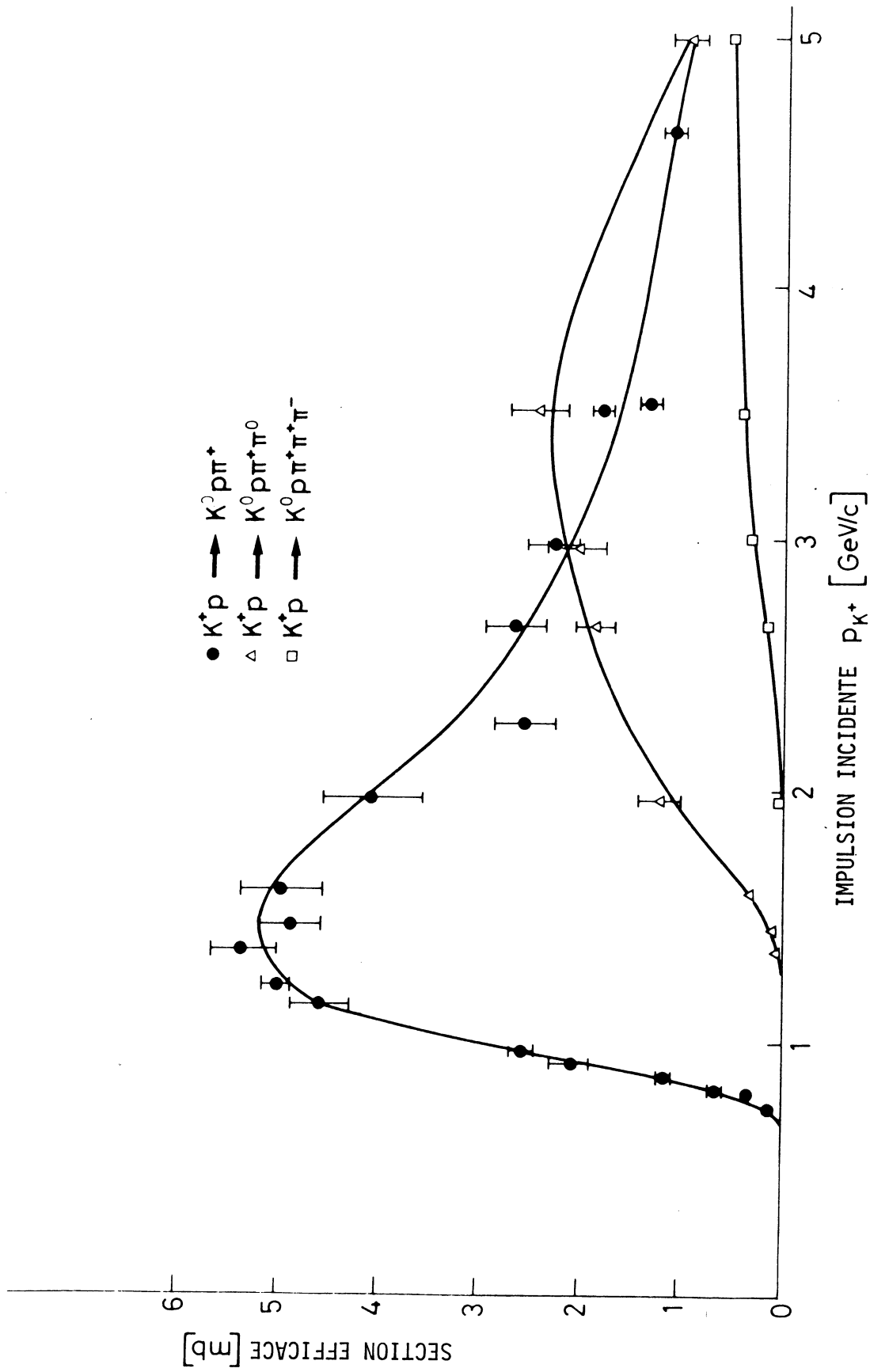
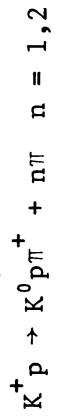
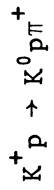


Fig. I.1 Sections efficaces totales des réactions



en fonction de l'impulsion incidente.

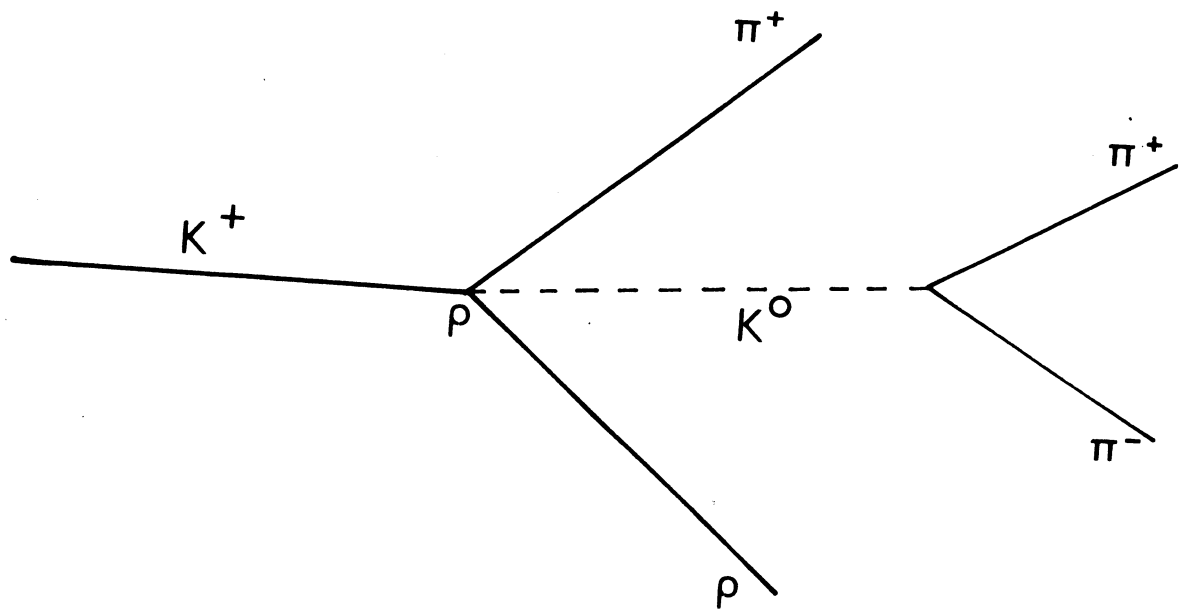
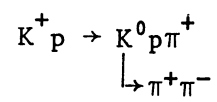


Fig. I.2 Schéma de la réaction



c) L'impulsion du K^0 peut être obtenue à l'aide du seul vertex de production par un ajustement à une contrainte : il suffit de mesurer les directions du K^+ , du π^+ , du proton et celle du K^0 par son point de désintégration, l'impulsion du K^+ incident étant connue.

Notons que les faisceaux neutres peuvent fournir des flux de K^0 beaucoup plus importants mais que l'impulsion des K^0 ne peut être déterminée à la production et que leur emploi aux petits temps de vie est très difficile.

Ce mode de production $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ présente de tels avantages qu'il devrait s'imposer pour effectuer nombre d'expériences sur les K^0 . La connaissance de la cinématique de production, apportée par l'étude de la réaction, permet alors une meilleure évaluation des expériences, contribue au calcul des paramètres expérimentaux et sert enfin dans l'analyse des résultats.

Nous présentons ici une étude de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ à 2,17 et 2,34 GeV/c, réalisée dans le cadre d'une expérience d'électronique effectuée au CERN par la collaboration CERN-Orsay(IPN)-Vienne en 1970 et 1971. Cette expérience avait pour but principal de déterminer la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$ concernant le courant hadronique dans la désintégration K^0 [I.2]. Elle a permis également une étude de la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [I.3]. Nous avons utilisé pour cette étude la désintégration prédominante à petits temps propres du K^0 en deux pions :

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- .$$

Ce choix permet de reconstruire les événements à l'aide d'un ajustement global à cinq contraintes sur les deux vertex de production et de désintégration du K^0 . Nous avons en effet mesuré les directions et les impulsions des deux pions à la désintégration et les directions du K^+ , du K^0 , du π^+ et du proton de recul, l'impulsion du K^+ étant connue.

L'étude des désintégrations en 2π n'était pas considérée comme un objectif prioritaire dans cette expérience — l'échantillon de 2,17 GeV/c provient de données prises en faisceau parasite (1% de l'intensité normale), l'échantillon de 2,34 GeV/c a été enregistré avec un facteur moyen

de réduction de 70. Nous avons pu cependant disposer de 3 500 et 15 900 événements à 2,17 et 2,34 GeV/c et réaliser une étude intéressante de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p \pi^+$ pour deux raisons principales :

- L'acceptance de l'appareillage limitant l'angle d'émission du K^0 , notre statistique se trouve dans la région des petits moments transférés qui est, comme nous le verrons, la plus intéressante du point de vue de la physique.
- Cette acceptance favorisait essentiellement le canal résonant $K^+p \rightarrow K^0 \Delta_{(1236)}^{++}$.

En ce qui concerne le canal de production de Δ^{++} , nous avons pu extraire la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ avec une précision beaucoup plus grande que dans les expériences antérieures. Il en est de même pour la distribution angulaire de désintégration du Δ^{++} , que nous avons décrite par les paramètres ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$ et $\text{Re } \rho_{3-1}$ dans un formalisme de matrice-densité. Ces paramètres ont été déterminés à différents intervalles de moment transféré.

Les précisions obtenues nous ont permis de tirer des conclusions originales sur le plan théorique quant au mécanisme de la réaction $K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ et d'étudier différents modèles phénoménologiques.

En ce qui concerne le canal résonant $K^+p \rightarrow K_{(890)}^{*+}p$, qui contribue essentiellement au reste des événements $K^+p \rightarrow K^0p \pi^+$ à cette énergie, notre statistique plus pauvre ne nous a pas permis d'atteindre de telles précisions. La section efficace différentielle $d\sigma/dt$ et les éléments de matrice-densité du K^* , ρ_{00} , ρ_{1-1} et $\text{Re } \rho_{10}$ ont cependant été déterminés.

Nous exposerons d'abord les principes de l'étude théorique (chap. II); le dispositif expérimental, comprenant l'appareillage et le système d'acquisition des données sera décrit dans le chapitre III. Nous présenterons ensuite les principes de la reconstruction des événements (chap. IV), de la sélection des événements et du calcul des distributions (chap. V). Enfin, les résultats seront présentés et discutés dans le chapitre VI qui comprend une comparaison avec les résultats antérieurs et les prédictions théoriques.

II. ETUDE DES DISTRIBUTIONS CARACTERISTIQUES DANS LA REACTION $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$

2.1 Distribution angulaire de production; $d\sigma/dt$

Notre étude de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ a été effectuée principalement dans les canaux "à quasi deux corps" du type :

$$K^+_p \rightarrow M + B$$

où M et B sont respectivement un méson ou une résonance mésonique et un baryon ou une résonance baryonique.

Pour les réactions à deux corps ou à quasi deux corps, la distribution de la variable t ,

$$t = [\underline{P}_{K^+} - \underline{P}_M]^2$$

[où les quantités $\underline{P}$ représentent les quadrimoments impulsion-énergie des particules :

$$\underline{P}_{K^+} = (i\vec{P}_{K^+}, E_{K^+})$$

et

$$\underline{P}_M = (i\vec{P}_M, E_M)]$$

carré du quadrivecteur impulsion-énergie transféré, ou plus simplement moment transféré, apporte une information caractéristique du mécanisme de la réaction. En effet, la quantité

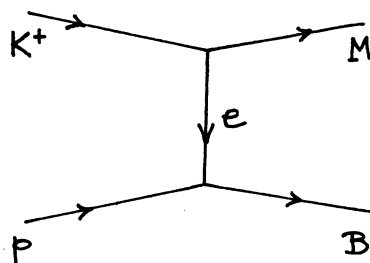
$$t = -(\vec{P}_{K^+} - \vec{P}_M)^2 + (E_{K^+} - E_M)^2 = m_{K^+}^2 + m_M^2 - 2E_{K^+}E_M + 2|\vec{P}_{K^+}||\vec{P}_M|\cos\theta^*$$

écrite dans le système du centre de masse où E_M et E_{K^+} sont des constantes à une énergie donnée, est linéaire en $\cos\theta^*$, θ^* étant l'angle de production du méson M dans le centre de masse. La distribution en t , c'est-à-dire la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ correspond à la distribution

de l'angle de production pour des masses bien définies de M et B. Si M ou B sont des résonances, nous substituerons à t une autre variable linéaire en $\cos \theta^*$.

2.1.1 Caractère périphérique de la réaction

Dans les réactions à deux ou quasi deux corps, on observe en général un maximum très prononcé pour les petites valeurs de t (petits angles de production); d'où l'idée que ces réactions obéissent à des mécanismes dits périphériques qui favorisent les déflections plus faibles, les particules initiales interagissant en échangeant entre elles une ou plusieurs particules virtuelles. Dans ce cas, on ne retient que les contributions à la matrice de transition des diagrammes de Feynman du type :



où e , la particule échangée, est l'une des particules connues dont les nombres quantiques satisfont aux lois de conservation pour

$$e \rightarrow K^+ + \bar{M}$$

$$e \rightarrow \bar{p} + B.$$

La découverte essentielle est que e doit correspondre à une particule existante.

D'après les règles de Feynman, l'échange d'une particule de masse μ apporte à l'amplitude de diffusion une contribution de la forme

$$M_1(t) \frac{1}{t - \mu^2} M_2(t)$$

où M_1 et M_2 représentent les termes introduits à chaque vertex (couplages variant lentement en t) et où $1/(t - \mu^2)$ est le propagateur de la particule échangée. On voit qu'il existe un pôle pour la valeur $t = \mu^2$ en dehors de la région physique. Le terme polaire devient prépondérant dans

l'amplitude de diffusion si l'on s'approche suffisamment de cette valeur, donc aux petits transferts. Il est également nécessaire que les masses échangées soient petites. Les pentes de distributions suggèrent que l'échange du méson de plus petite masse soit dominant : c'est l'origine des modèles OME (one meson exchange).

Dans le cas de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$, l'observation du moment transféré t du K^+ au K^0 montre immédiatement le caractère périphérique de l'interaction. Cependant, la forme de la distribution $d\sigma/dt$ vers l'avant est extrêmement intéressante à définir. Nous verrons que les modulations du pic peuvent permettre de mieux caractériser les particules échangées, ou de conclure à la dominance d'une amplitude déterminée dans certaines régions, quand ces modulations ont le même comportement que l'amplitude. La plus ou moins forte collimation vers l'avant pourra faire pencher en faveur d'un échange de pôle de Regge de préférence à un échange de particules, ou en faveur d'effets d'absorption importants.

2.2 Distribution angulaire de désintégration des états résonants

Une autre approche du mécanisme de production peut être apportée par l'étude de la matrice-densité de l'une des particules produites, si celle-ci possède un spin. En effet, après sa production, cette particule se trouve dans un mélange d'états de spin, au sens de la mécanique quantique. Ce mélange dépend du mécanisme de production et peut nous informer sur lui, par exemple dans un formalisme de matrice-densité. Il est possible d'accéder aux composantes de ce mélange (c'est-à-dire aux éléments de matrice-densité) si la particule en question est une résonance et que l'on observe la distribution angulaire de ses produits de désintégration comme nous le montrons maintenant.

2.2.1 Rappels sur le formalisme de matrice-densité

i) Définitions

Un état de spin pur s'écrit :

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |\phi_n\rangle \quad \text{avec} \quad \sum_n |c_n|^2 = 1$$

sur une base $|\phi_n\rangle$ d'états propres orthonormés d'un ensemble complet d'opérateurs qui commutent. La valeur moyenne d'un opérateur O sur cet état pur est :

$$\langle O \rangle = \langle \psi | O | \psi \rangle$$

qui s'écrit aussi si $c_{nn'}$ est la matrice représentative de l'opérateur O sur la base des $|\phi_n\rangle$:

$$\langle O \rangle = \sum_{n,n'} O_{n'n} c_n^* c_{n'}.$$

Pour un mélange statistique d'états $|\psi^{(i)}\rangle$ avec des probabilités p_i , la valeur moyenne de l'opérateur O sera :

$$\langle O \rangle = \sum_i p_i \langle O \rangle_i = \sum_i p_i \left[\sum_{n,n'} c_n^{i*} c_{n'}^i O_{n'n} \right].$$

On définit la matrice densité par

$$\rho_{nn'} = \sum_i p_i c_n^{i*} c_{n'}^i = \overline{c_n^* c_{n'}}.$$

(la barre $\overline{\quad}$ dénote la valeur moyenne) et l'on aura :

$$\langle O \rangle = \sum_{n,n'} O_{n'n} \rho_{nn'} = \sum_n (O\rho)_{nn}$$

$$\langle O \rangle = \text{Trace}(O\rho). \quad (\text{II.1})$$

ii) Principales propriétés de la matrice-densité

1) Elle est hermitique :

$$\rho_{n'n} = \overline{c_n^* c_{n'}} = \left(\overline{c_{n'}^* c_n} \right)^* = \rho_{nn'}^*.$$

2) Sa trace est égale à 1 :

$$\sum_n \rho_{nn} = \sum_n \overline{c_n^* c_n} = \sum_n \sum_i p_i |c_n^i|^2 = \sum_i p_i = 1.$$

3) Les éléments diagonaux ρ_{nn} de cette matrice représentent les probabilités de trouver l'état de base $|\phi_n\rangle$ lors d'une mesure :

$$\rho_{nn} = \overline{|c_n|^2}.$$

4) Par changement du système de base par un opérateur unitaire U la matrice dans le nouveau système s'exprime par :

$$\rho' = U \rho U^{-1}$$

les valeurs moyennes restant invariantes sous la transformation correspondante :

$$\langle O' \rangle = \text{Trace}(O' \rho') = \text{Trace}(U O U^{-1} U \rho U^{-1}) = \text{Trace}(O \rho)$$

car la trace est invariante sous une transformation unitaire.

2.2.2 Exemple du Δ_{1236}^{++} dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$

i) Distribution angulaire de désintégration

Le mélange d'états de spin du Δ^{++} produit dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ est entièrement déterminé par la dynamique de la production. Il peut être caractérisé par la matrice-densité du Δ^{++} .

Cependant, seuls les produits de désintégration de cette résonance sont accessibles à notre observation. Nous allons montrer que l'étude de la désintégration du Δ^{++} permet de connaître les éléments de sa matrice-densité.

Dans la désintégration par interaction forte du Δ :

$$\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$$

où les spin-parités J^P sont

$$\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ 0^-$$

le moment cinétique total $\frac{3}{2}$ et sa projection sur un axe sont conservés; le vecteur d'état du Δ^{++} et celui du système $(p \pi^+)$ ont donc les composantes sur la base des états de spin $|\frac{3}{2}, \mu\rangle$ avec les mêmes probabilités.

On peut donc parler indifféremment de la matrice-densité du Δ^{++} ou de celle du système $(p\pi^+)$.

L'état de spin de la fonction d'onde du système $(p\pi^+)$ peut donc s'écrire comme une superposition d'états de moment cinétique :

$$|\psi\rangle = \sum_{\mu} c_{2\mu} |3/2 \mu\rangle .$$

Comme le moment cinétique total de ce système se compose d'un spin $\frac{1}{2}$ (du proton) et d'un moment cinétique orbital $\ell = 1$ (imposé par la conservation de la parité), on peut décrire les états $|3/2, \mu\rangle$ sous la forme suivante :

$$\sum_{\substack{m, m' \\ m+m'=\mu}} |1 m, \frac{1}{2} m'\rangle \langle 1 m, \frac{1}{2} m' | 3/2 \mu\rangle$$

soit :

$$|3/2 \ 3/2\rangle = |11\rangle |1/2 \ 1/2\rangle$$

$$|3/2 \ 1/2\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |11\rangle |1/2 \ -1/2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |10\rangle |1/2 \ 1/2\rangle$$

$$|3/2 \ -1/2\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |10\rangle |1/2 \ -1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1-1\rangle |1/2 \ 1/2\rangle$$

$$|3/2 \ -3/2\rangle = |1-1\rangle |1/2 \ -1/2\rangle .$$

Nous pouvons représenter les états propres $|1, m\rangle$ du moment cinétique orbital par les harmoniques sphériques $Y_1^m(\theta, \phi)$, θ et ϕ étant les coordonnées sphériques du proton (ou du π^+) dans un référentiel quelconque utilisé dans le centre de masse du système $(p\pi^+)$. Nous noterons en outre les états propres du spin $\frac{1}{2}$ par les symboles $\uparrow$ et $\downarrow$. On a donc pour le système $(p\pi^+)$ une superposition d'états :

$$\begin{aligned} \psi(\theta, \phi) = & c_3 Y_1^1(\theta, \phi) \uparrow + c_1 \left[\sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^1(\theta, \phi) \downarrow + \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0(\theta, \phi) \uparrow \right] \\ & + c_{-1} \left[\sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0(\theta, \phi) \downarrow + \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^{-1}(\theta, \phi) \uparrow \right] + c_{-3} Y_1^{-1}(\theta, \phi) \downarrow . \end{aligned}$$

La distribution angulaire $W(\theta, \phi)$ des particules p ou π^+ dans leur système de centre de masse sera :

$$W(\theta, \phi) = \overline{\psi^*(\theta, \phi) \psi(\theta, \phi)} .$$

Dans l'expression de $W(\theta, \phi)$ apparaissent les quantités $\overline{c_{2\mu'}^*} c_{2\mu}$ qui sont les éléments de matrice-densité $\rho_{2\mu, 2\mu'}$.

$$\rho_{2\mu, 2\mu'} = \overline{c_{2\mu'}^*} c_{2\mu}$$

Nous allons, dès à présent, fixer un référentiel qui permettra de simplifier les calculs pour des raisons de symétrie.

ii) Choix d'un référentiel

Introduit par Gottfried et Jackson^[II.1] et maintenant communément utilisé, il est choisi de façon à exploiter les conditions apportées par la production par interaction forte des particules π^+ et p . Dans le centre de masse du Δ , nous prenons comme axe Oz (axe de quantification) la direction du proton incident, et comme axe Oy la normale du plan de production du Δ : $(\vec{p}_{p_{inc}}, \vec{p}_{K^+})$ (voir fig. II.1).

Dans ce référentiel, la direction du proton (ou du π^+) est repérée par ses coordonnées sphériques θ, ϕ . On peut montrer^[II.2] que ϕ est un angle de Treiman-Yang pour la réaction de production du Δ^{++} .

iii) Relation entre les éléments de matrice-densité et la distribution angulaire

La distribution angulaire $W(\theta, \phi)$ est fonction des seules variables $\rho_{2\mu, 2\mu'}$

$$W(\theta, \phi) = f(\rho_{2\mu, 2\mu'}) .$$

Cependant, la désintégration par interaction forte de la résonance Δ permet de simplifier l'expression de f .

1) La conservation de la parité entraîne que deux configurations de particules sortantes symétriques par rapport au plan de production sont également probables. Avec le référentiel choisi, ceci entraîne (voir fig. II.1) que les configurations $(\theta, \phi) \uparrow$ et $(\theta, -\phi) \downarrow$ sont également probables.

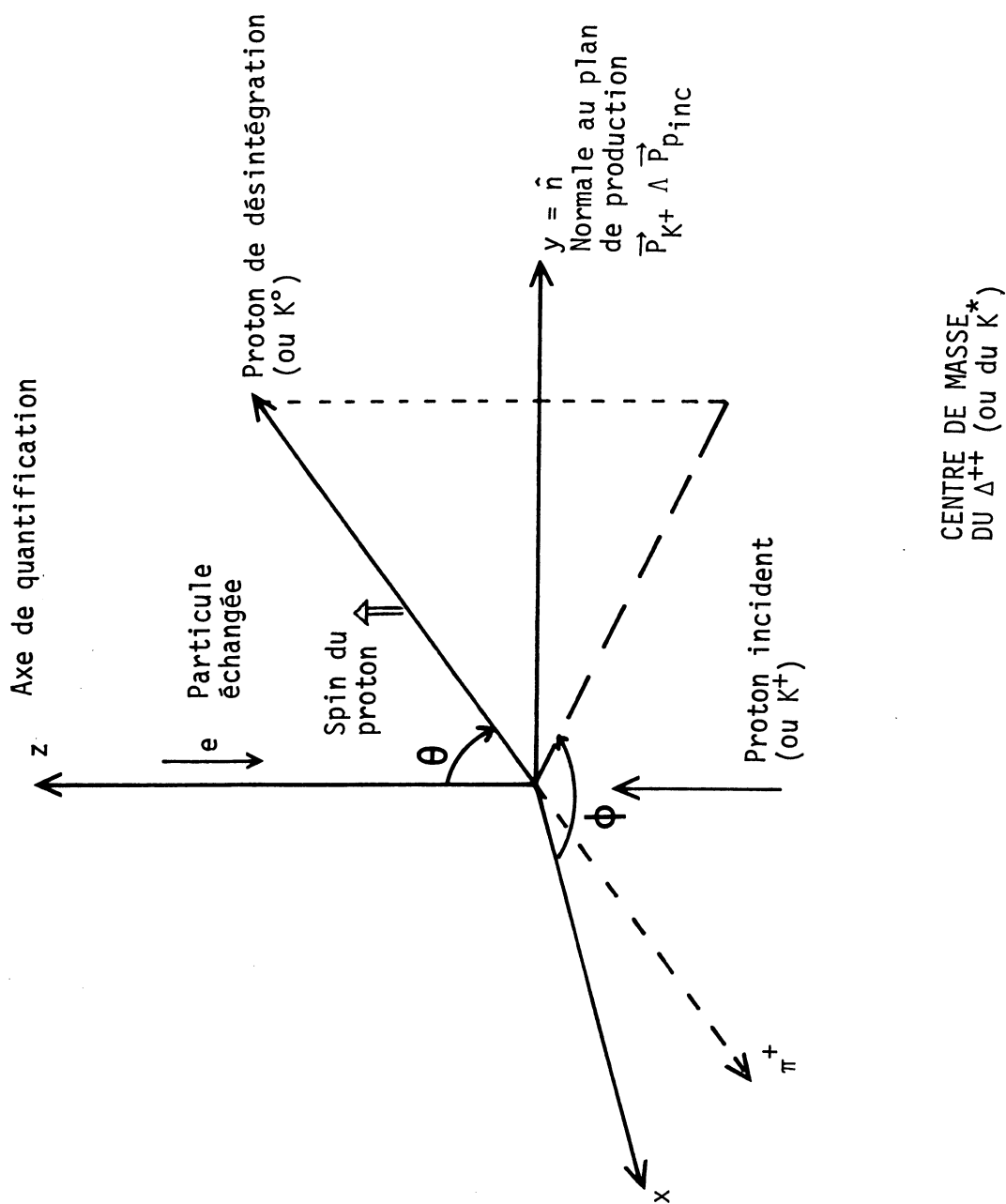


Fig. II.1 Référentiel de Gottfried et Jackson pour l'étude de la désintégration du Δ^{++} (ou du K^{*+}).

On peut poser

$$\psi = \psi_1 \uparrow + \psi_2 \downarrow ,$$

et l'on aura

$$\psi^* \psi = \psi_1^* \psi_1 + \psi_2^* \psi_2 = w_1(\theta, \phi) + w_2(\theta, \phi) = w(\theta, \phi) .$$

Puisque

$$\overline{w_1(\theta, \phi)} = \overline{w_2(\theta, -\phi)} ,$$

on a

$$\left. \begin{aligned} \text{PP}_\phi [\overline{w_1(\theta, \phi)}] &= \text{PP}_\phi [\overline{w_2(\theta, \phi)}] \\ \text{PI}_\phi [\overline{w_1(\theta, \phi)}] &= - \text{PI}_\phi [\overline{w_2(\theta, \phi)}] \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.2})$$

(où PP_ϕ signifie Partie paire en ϕ et PI_ϕ Partie impaire en ϕ), ce qui entraîne :

$$W(\theta, \phi) = \overline{\psi^* \psi} = \overline{w(\theta, \phi)} = 2 \text{PP}_\phi [\overline{w_1(\theta, \phi)}] \quad (\text{II.3})$$

$W(\theta, \phi)$ est simplifié; des relations sont introduites entre les éléments $\rho_{2\mu, 2\mu'}$ par les égalités (II.2).

Pour un spin de proton $\uparrow\uparrow$

$$\psi_1(\theta, \phi) = c_3 Y_1^1 + c_1 \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 + c_{-1} \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^{-1}$$

$$\begin{aligned} w_1(\theta, \phi) = \psi_1^* \psi_1 &= c_3^* c_3 Y_1^{1*} Y_1^1 + c_1^* c_1 \frac{2}{3} Y_1^{0*} Y_1^0 \\ &+ c_{-1}^* c_{-1} \frac{1}{3} Y_1^{-1*} Y_1^{-1} + 2 \text{Re} [c_1^* c_3 \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 Y_1^{0*}] \\ &+ 2 \text{Re} [c_{-1}^* c_3 \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^1 Y_1^{-1*}] + 2 \text{Re} [c_{-1}^* c_1 \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 Y_1^{-1*}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{w_1(\theta, \phi)} = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} \rho_{33} \sin^2 \theta + \frac{2}{3} \rho_{11} \cos^2 \theta + \frac{1}{6} \rho_{-1-1} \sin^2 \theta \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{3}} \cos \theta \sin \theta [\operatorname{Re} \rho_{31} \cos \phi - \operatorname{Im} \rho_{31} \sin \phi] \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{1}{3}} \sin^2 \theta [\operatorname{Re} \rho_{3-1} \cos 2\phi - \operatorname{Im} \rho_{3-1} \sin 2\phi] \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \sin \theta \cos \theta [\operatorname{Re} \rho_{1-1} \cos \phi - \operatorname{Im} \rho_{1-1} \sin \phi] \right\}. \end{aligned}$$

En faisant le même calcul pour un spin du proton $\downarrow$ avec :

$$\psi_2(\theta, \phi) = c_1 \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^1 + c_{-1} \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 + c_{-3} Y_1^{-1},$$

on trouve :

$$\begin{aligned} \overline{w_2(\theta, \phi)} = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} \rho_{-2-2} \sin^2 \theta + \frac{2}{3} \rho_{-1-1} \cos^2 \theta + \frac{1}{6} \rho_{11} \sin^2 \theta \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \sin \theta \cos \theta [\operatorname{Re} \rho_{1-1} \cos \phi - \operatorname{Im} \rho_{1-1} \sin \phi] \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{1}{3}} \sin^2 \theta [\operatorname{Re} \rho_{1-3} \cos 2\phi - \operatorname{Im} \rho_{1-3} \sin 2\phi] \right. \\ \left. + \frac{2}{\sqrt{3}} \sin \theta \cos \theta [\operatorname{Re} \rho_{-1-3} \cos \phi - \operatorname{Im} \rho_{-1-3} \sin \phi] \right\}. \end{aligned}$$

En utilisant (II.3), on trouve :

$$\begin{aligned} W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \rho_{33} \sin^2 \theta + \frac{4}{3} \rho_{11} \cos^2 \theta + \frac{1}{3} \rho_{-1-1} \sin^2 \theta \right. \\ \left. - \frac{4}{\sqrt{3}} \cos \theta \sin \theta \cos \phi \operatorname{Re} \rho_{31} \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{3}} \sin^2 \theta \cos 2\phi \operatorname{Re} \rho_{3-1} + \frac{4}{3} \sin \theta \cos \theta \cos \phi \operatorname{Re} \rho_{1-1} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Avec les relations (II.2), on tire des expressions de $\overline{w_1(\theta, \phi)}$ et de $\overline{w_2(\theta, \phi)}$

- termes en $\sin^2 \theta$ et en $\cos^2 \theta$:

$$\rho_{11} = \rho_{-1-1} \quad \text{et} \quad \rho_{33} = \rho_{-3-3}, \quad (\text{II.5})$$

- terme en $\sin \theta \cos \theta \cos \phi$:

$$2 \operatorname{Re} \rho_{1-1} = \sqrt{3} (\operatorname{Re} \rho_{1-3} + \operatorname{Re} \rho_{31}) , \quad (\text{II.6})$$

- terme en $\sin^2 \theta \cos 2\phi$:

$$\operatorname{Re} \rho_{3-1} = \operatorname{Re} \rho_{1-3} ,$$

- terme en $\sin^2 \theta \sin 2\phi$:

$$\operatorname{Im} \rho_{3-1} = - \operatorname{Im} \rho_{1-3} .$$

Des deux dernières égalités, on tire

$$\rho_{1-3} = \rho_{3-1}^* \quad (\text{II.7})$$

- terme en $\sin \theta \cos \theta \sin \phi$:

$$\operatorname{Im} \rho_{31} = \operatorname{Im} \rho_{-1-3} . \quad (\text{II.8})$$

2) La conservation de la parité entraîne que la valeur moyenne de la projection du moment cinétique total du système ($p\pi^+$) doit être nulle sur les axes Ox et Oz qui caractérisent le plan de production du Δ .

Ceci s'exprime par (II.1) :

$$\operatorname{Trace} (J_x \rho) = 0 \quad (\text{II.9})$$

$$\operatorname{Trace} (J_z \rho) = 0 \quad (\text{II.10})$$

J_x et J_z étant les opérateurs projection du moment cinétique total $3/2$ sur Ox et Oz. Ceci apporte de nouvelles simplifications sur $W(\theta, \phi)$ et entre les éléments ρ .

Ecrivons tout d'abord la matrice-densité ρ ; un ensemble de Δ de spin $\frac{3}{2}$ peut être décrit par une matrice-densité 4×4 d'éléments $\rho_{2\mu, 2\mu'}$ sur la base des états propres $|\frac{3}{2}, \mu\rangle$. Les $\rho_{2\mu, 2\mu'}$ sont des nombres complexes, mais le nombre de paramètres réels intervenant est réduit à 16 du fait de l'hermiticité (éléments diagonaux réels et symétrie conjuguée par rapport à la diagonale). On peut écrire la matrice-densité ρ sous la forme :

$$\rho = \begin{vmatrix} \rho_{33} & \rho_{31} & \rho_{3-1} & \rho_{3-3} \\ \rho_{31}^* & \rho_{11} & \rho_{1-1} & \rho_{1-3} \\ \rho_{3-1}^* & \rho_{1-1}^* & \rho_{-1-1} & \rho_{-1-3} \\ \rho_{3-3}^* & \rho_{1-3}^* & \rho_{-1-3}^* & \rho_{-3-3} \end{vmatrix}.$$

Les matrices représentatives de J_z et de J_x sont :

- Pour J_z :

$$J_z = \begin{vmatrix} \frac{3}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \end{vmatrix} \quad \text{car } J_z |\frac{3}{2} m\rangle = m |\frac{3}{2} m\rangle$$

et (II.10) conduit à :

$$\frac{3}{2} \rho_{33} + \frac{1}{2} \rho_{11} - \frac{1}{2} \rho_{-1-1} - \frac{3}{2} \rho_{-3-3} = 0,$$

qui est redondant avec (II.5).

- Pour J_x , on construit J_+ et J_- en utilisant la relation

$$J_{\pm} |j m\rangle = \sqrt{j(j+1) - m(m\pm 1)} |j m\pm 1\rangle$$

et l'on en tire

$$J_x = \frac{J_+ + J_-}{2} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{vmatrix} .$$

La condition (II.9), $\text{trace}(J_x \rho) = 0$ entraîne

$$\sqrt{3} (\text{Re } \rho_{31} + \text{Re } \rho_{-1-3}) + 2 \text{Re } \rho_{1-1} = 0$$

qui, combiné avec (II.6) donne

$$\text{Re } \rho_{1-1} = 0 , \quad (\text{II.11})$$

et

$$\text{Re } \rho_{-1-3} = - \text{Re } \rho_{31}$$

qui, combiné avec (II.8) donne

$$\rho_{-1-3} = - \rho_{31}^* . \quad (\text{II.12})$$

D'une façon générale, on peut montrer^[II.3] que si l'état initial n'est pas polarisé et que l'axe de quantification est dans le plan de production :

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'}$$

d'où (II.5), (II.7), (II.11), (II.12) et, en plus :

$$\rho_{-33} = - \rho_{3-3}$$

qui, avec la condition d'hermiticité

$$\rho_{-33} = \rho_{3-3}^*$$

entraîne

$$\operatorname{Re} \rho_{3-3} = 0.$$

D'autre part, la condition $\operatorname{trace}(\rho) = 1$, combinée à (II.5), entraîne :

$$\rho_{11} = \frac{1}{2} - \rho_{33}. \quad (\text{II.13})$$

Avec les relations (II.5), (II.7), (II.11), (II.12), (II.13), la matrice densité est réduite à la forme :

$$\rho_{\Delta} = \begin{vmatrix} \rho_{33} & \rho_{31} & \rho_{3-1} & \rho_{3-3} \\ \rho_{31}^* & \frac{1}{2} - \rho_{33} & \rho_{1-1} & \rho_{3-1}^* \\ \rho_{3-1}^* & -\rho_{1-1} & \frac{1}{2} - \rho_{33} & -\rho_{31}^* \\ -\rho_{3-3} & \rho_{3-1} & -\rho_{31} & \rho_{33} \end{vmatrix}$$

et la distribution angulaire de désintégration du Δ (II.4) devient :

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \rho_{33} \sin^2 \theta + \left(\frac{1}{2} - \rho_{33} \right) \left(\frac{1}{3} + \cos^2 \theta \right) - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{31} \sin 2\theta \cos \phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right\}. \quad (\text{II.14})$$

Grâce au référentiel utilisé, $W(\theta, \phi)$ dépend de paramètres ρ_{ij} séparés. Ceux-ci sont au nombre de trois, mais nous avons aussi réduit le nombre de paramètres définissant la matrice ρ_{Δ} à sept :

$$\text{les trois paramètres} \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_{33} \quad \text{réel} \\ \operatorname{Re} \rho_{31} \\ \operatorname{Re} \rho_{3-1} \end{array} \right.$$

$$\text{et quatre autres} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Im } \rho_{31} \\ \text{Im } \rho_{3-1} \\ \text{Im } \rho_{1-1} \\ \text{Im } \rho_{3-3} \end{array} \right.$$

qui n'étaient pas accessibles dans cette expérience. Ils interviennent dans d'autres observables, comme la polarisation du Δ .

2.2.3 Cas du K_{890}^* dans la réaction $K^+ p \rightarrow K_{890}^{*+} p$

Le K^* de spin 1 a une matrice-densité

$$\rho_{K^*} = \begin{vmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & \rho_{0-1} \\ \rho_{1-1}^* & \rho_{0-1}^* & \rho_{-1-1} \end{vmatrix}.$$

Pour sa désintégration $K^* \rightarrow K\pi$, on utilise exactement la méthode précédente : le système $(K\pi)$ est représenté par une superposition d'états

$$|\psi'\rangle = c_1 |11\rangle + c_0 |10\rangle + c_{-1} |1-1\rangle$$

d'où :

$$\psi'(\theta', \phi') = c_1 Y_1'(\theta', \phi') + c_0 Y_1^0(\theta', \phi') + c_{-1} Y_1^{-1}(\theta', \phi').$$

On est conduit, dans un référentiel analogue au précédent, à une distribution angulaire :

$$W(\theta', \phi') = \overline{\psi'^* \psi'} = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2} (1 - \rho_{00}) \sin^2 \theta' + \rho_{00} \cos^2 \theta' - \rho_{1-1} \sin^2 \theta' \cos 2\phi' - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta' \cos \phi' \right\} \quad (\text{II.15})$$

ρ_{K^*} se réduit alors à :

$$\rho_{K^*} = \begin{vmatrix} \frac{1-\rho_{00}}{2} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} & -\rho_{10} & \frac{1-\rho_{00}}{2} \end{vmatrix}.$$

Tous les éléments sont accessibles par la distribution angulaire du K^* , à part $\text{Im } \rho_{10}$.

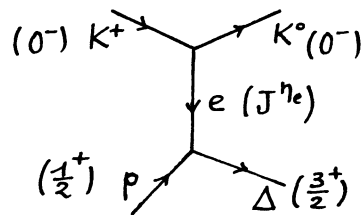
2.3 Sensibilité de ces distributions aux paramètres des différentes interprétations théoriques

Nous avons montré, sur l'exemple de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$, qu'il est possible de déterminer les éléments ρ_{ij} de matrice-densité d'un état résonant en même temps que la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ par l'étude des produits de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$.

En ce qui concerne la section efficace différentielle des canaux $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ et $K^+p \rightarrow K^{*+}p$, nous avons mentionné leur caractère périphérique. Dans cette optique, examinons quelles sont les particules échangées possibles.

2.3.1 Particules échangées

- Pour la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta_{1236}^{++}$



On ne peut échanger qu'un méson ($\Delta B = 0$) non étrange ($\Delta S = 0$) d'isospin $I \geq 1$ (échange d'une charge).

La conservation du moment cinétique $\ell = J$ et celle de la parité

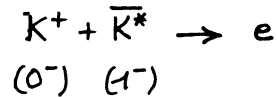
$$\eta_K \eta_{\bar{K}} (-1)^\ell = \eta_e$$

(les η sont les parités intrinsèques des particules) au vertex mésonique, entraînent la parité naturelle pour e .

Pour répondre à ces conditions, nous connaissons le $\rho_{765}^{(1-)}$ et le $A_{21300}^{(2+)}$ comme particules dont l'existence est certaine.

- Pour la réaction $K^+p \rightarrow K_{890}^{*+}p$

Parmi les mésons non étranges, seul l'échange de 0^+ est interdit par conservation de la parité au vertex



(car si $J_e = 0$, un moment orbital $\ell = 1$ est seul permis).

Dans la liste des particules connues de masse inférieure à $1 \text{ GeV}/c^2$, il existe des mésons pseudoscalaires 0^- (π , η , X^0) et vectoriels 1^- (ρ , ω , ϕ). Nous verrons que l'on peut distinguer expérimentalement d'une façon simple ces deux catégories d'échange.

2.3.2 Interprétation de la section différentielle $d\sigma/dt$

i) Modèles d'échange de particules

Si l'on se place dans le cadre d'un modèle périphérique d'échange de méson, la pente de la distribution $d\sigma/dt$ sera significative de la masse échangée puisque le facteur important de l'amplitude est constitué par le propagateur en $1/(t - \mu^2)$ de la particule échangée. Cependant, on observe en général une décroissance plus forte que prévue de cette distribution qui conduirait à des masses échangées plus petites que celles attendues. Les fonctions de t que l'on introduit dans les termes de couplage pour corriger cet effet doivent être parfois si importantes que le modèle perd un peu de son intérêt, la variation en t venant principalement de ces fonctions quelque peu arbitraires.

ii) Modèles d'absorption

Une autre façon de remédier à cet inconvénient dans le cadre d'un tel modèle est l'introduction d'effets absorbifs dans l'état initial et dans l'état final de la réaction. Ces effets sont importants surtout pour les ondes partielles de petit moment cinétique (correspondant aux petits paramètres d'impact, donc à la région la moins périphérique : transferts moyens et grands) et accentuent de façon prononcée la distribution vers l'avant de $d\sigma/dt$. Un tel modèle d'absorption, même s'il reproduit bien les données, aura cependant l'inconvénient de rendre plus difficiles les conclusions sur le mécanisme de base de la réaction.

iii) Modèles de Regge

En observant que la décroissance de $d\sigma/dt$ semble être trop rapide pour un modèle d'échange de particules, l'idée d'un autre type de mécanisme

est suggéré, qui est l'échange de pôles de Regge, dont la formulation est bien connue^[II.4].

Soit $A^t(s, t)$ l'amplitude de Regge dans le canal t , comportant des pôles de Regge. En appliquant la transformation de Sommerfield et Watson, on écrira :

$$A^t(s, t) = \sum_i \beta_i(t) \frac{P_{\alpha_i}(-\cos\theta_t) + \xi_i P_{\alpha_i}(\cos\theta_t)}{\sin \pi \alpha_i} + I(t, \cos\theta_t)$$

$\cos \theta_t$: cosinus de l'angle de production dans le canal t (que nous appellerons z en dehors de la région physique);

$\beta_i(t)$: fonctions de résidu des pôles;

α_i : trajectoires des pôles fonctions de t ;

I : intégrale de fond;

ξ_i : signatures des pôles.

Dans le cas de la dominance d'un pôle, on aura, en appliquant la symétrie de croisement :

$$A^s(s, t) \longrightarrow \beta_i(t) \zeta_i(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}$$

pour s grand et t petit, $\zeta_i(t)$ étant le facteur de signature :

$$\zeta_i(t) = \frac{1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi \alpha_i(t)}$$

$\beta_i(t)$ englobe les facteurs variant lentement en t .

La section efficace différentielle a la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{1}{s^2} |A^s(s, t)|^2 \longrightarrow B(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2}.$$

Aux petits t , si l'on écrit $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'(0) \times t$

$$\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha'(0)t} = e^{2\alpha'(0) \cdot \text{Log}(\frac{s}{s_0}) \cdot t} = e^{at}$$

et

$$\frac{d\sigma}{dt} \longrightarrow B(t) e^{at} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(0)-2}.$$

Le problème est de savoir si l'énergie que nous considérons ici est suffisante pour qu'un terme en z^α soit une bonne approximation de $P_\alpha(z)$ et qu'on admette la dominance d'un petit nombre de pôles de Regge. Il faut pour cela que $|z|$ soit grand devant 1. Dans notre domaine de transfert et à 2,3 GeV/c, z varie entre -2 et -2,8 ce qui conduit à des erreurs de l'ordre de 5% dans l'approximation pour les valeurs de α qui ont de l'intérêt^[II.5]. Le modèle paraît donc applicable. Dans le cas de la dominance d'un pôle, la forme de la distribution $d\sigma/dt$ permettra de tirer des conclusions immédiates, surtout si le nombre des possibilités est restreint, comme pour le canal $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$.

iv) Formalisme d'amplitudes d'hélicité

Quel que soit le modèle envisagé, il est commode (et plus conforme à l'idée du périphérisme) d'analyser la collision $a + b \rightarrow c + d$ en termes d'amplitudes pour le canal t correspondant

$$a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d .$$

Puisque nous sommes en présence de particules à spin, nous choisirons la représentation en amplitudes d'hélicité pour lesquelles les relations de croisement sont les plus simples^[II.6]; soit

$$\langle \lambda_d \bar{\lambda}_b | F(\underline{p}_d \underline{p}_{\bar{b}}; \underline{p}_{\bar{c}} \underline{p}_a) | \bar{\lambda}_c \lambda_a \rangle$$

une telle amplitude dans le canal t que nous écrirons $F(s,t)$ dans le centre de masse de la voie t . Les λ_i sont les hélicités, les $\underline{p}_i$ les quadrimoments des particules. On peut montrer^[II.7] que la conservation de la parité entraîne pour ces amplitudes la relation de symétrie :

$$\langle -\lambda_d -\bar{\lambda}_b | F(s,t) | -\bar{\lambda}_c -\lambda_a \rangle = \frac{\eta_d \eta_{\bar{b}}}{\eta_a \eta_{\bar{c}}} \frac{(-1)^{s_d+s_{\bar{b}}-s_c-s_a}}{(-1)^{\lambda_d-\bar{\lambda}_b-\bar{\lambda}_c+\lambda_a}} \langle \lambda_d \bar{\lambda}_b | F(s,t) | \bar{\lambda}_c \lambda_a \rangle \quad (\text{II.16})$$

les η_i et s_i sont les parités intrinsèques et les spins des particules.

La section efficace différentielle s'écrit alors, s'il n'y a pas de polarisation initiale et qu'on ne mesure aucun spin :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{qq'} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi}{qq'} \frac{1}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \frac{q'}{sq} \sum_{\lambda_a \bar{\lambda}_b \lambda_c \lambda_d} |\langle \lambda_d \bar{\lambda}_b | F(s,t) | \bar{\lambda}_c \lambda_a \rangle|^2$$

q et q' : impulsions dans le centre de masse des particules initiales et finales.

Dans le cas d'une réaction K^+p :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{sq^2} \sum_{\lambda_c \lambda_d} |\langle \lambda_d \bar{\lambda}_b | F(s,t) | \bar{\lambda}_c 0 \rangle|^2$$

en tenant compte d'une symétrie en $\bar{\lambda}_b$.

v) Application du formalisme d'amplitudes d'hélicité à la réaction $K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ et aux modèles envisagés

Pour $K^+p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$, on peut se ramener à quatre amplitudes d'hélicité $F(s,t)$ avec la relation de symétrie (II.16).

Nous utiliserons à l'avenir les amplitudes :

$$F_{31}, F_{11}, F_{1-1}, F_{3-1},$$

notées sous la forme $F_{\lambda_d \bar{\lambda}_b \bar{\lambda}_c \lambda_a}$ soit ici $F_{\lambda_\Delta \bar{\lambda}_p 00}$ ou $F_{\lambda_\Delta \bar{\lambda}_p}$.

Nous aurons :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{sq^2} [|F_{31}|^2 + |F_{11}|^2 + |F_{1-1}|^2 + |F_{3-1}|^2] .$$

Nous pouvons appliquer ce formalisme d'amplitudes d'hélicité dans les modèles décrits

- Au modèle d'échange de particule;
- Au modèle d'échange de particule avec absorption : on peut considérer le développement en états de moment cinétique des amplitudes dans le canal s [II.7]

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}(s, \theta_s) = \sum_j (j + \frac{1}{2}) F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^j d_{\lambda_\mu}^j(\theta_s) \quad (\text{II.17})$$

θ_s = angle de production

$\lambda = \lambda_a - \lambda_b$

$\mu = \lambda_c - \lambda_d$

d_{λ_μ} = opérateurs du groupe de rotation de dimension $(2j + 1)$.

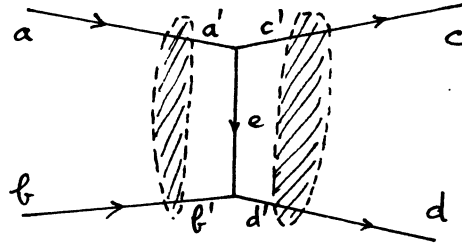
Pour les grands j et les petits angles θ_s , on peut écrire :

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^x \simeq \int_{x_{\min}}^{\infty} x F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^x J_n(\omega x) dx$$

avec x correspondant à $j + \frac{1}{2}$, $\omega = 2 \sin \theta_s / 2$, les J_n sont les fonctions de Bessel d'ordre $n = \mu - \lambda$. L'effet d'absorption est obtenu en prenant :

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^x \simeq e^{i\delta_d(x)} F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^{x(1)} e^{i\delta_{ab}(x)}$$

[(1) pour l'échange de particule] où $\delta_{cd}(x)$ et $\delta_{ab}(x)$ sont les déphasages de la diffusion élastique pour les états final et initial. Ceci réduit la contribution des ondes partielles de petit j et correspond au diagramme



Les zones hachurées figurent les diffusions élastiques.

c) Au modèle d'échange de pôle de Regge

Les amplitudes d'hélicité F_{λ}^t dans le canal t peuvent être explicitées dans un formalisme de Regge avec les avantages suivants :

- Dans le cas de la dominance d'un pôle et si $t_{\min}$ est petit, on peut faire l'approximation [II.8]

$$F_{\lambda}^t = g_{\lambda}(t) \left(\frac{s-u}{2} \right)^{\alpha(t)};$$

- Dans le cas d'échange de deux pôles de Regge, on additionne simplement les amplitudes respectives :

$$F_{\lambda}^t = g_{\lambda}^1(t) \left(\frac{s-u}{2} \right)^{\alpha_1(t)} + g_{\lambda}^2(t) \left(\frac{s-u}{2} \right)^{\alpha_2(t)}.$$

vi) Intérêt de la région des
petits moments transférés

Indépendamment d'un modèle, il est important de remarquer que dans le développement (II.17), les fonctions rotationnelles $d_{\lambda\mu}^j$ peuvent s'écrire dans la limite des grands j et des petits angles de production (région périphérique) :

$$d_{\lambda\mu}^j(\theta) \approx J_n[(2j+1) \sin \frac{\theta}{2}]$$

($J_n(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre n)

d'où, si θ est petit, une dépendance en θ_s de la forme $(\sin \theta_s/2)^n$ où n est le saut d'hélicité $(\lambda_c - \lambda_d) - (\lambda_a - \lambda_b)$ entre l'état final et l'état initial. Dans cette représentation, nous démontrons donc le comportement des amplitudes d'hélicité à petit transfert en $(\sin \theta_s/2)^n$. Dans le canal $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ où $n = \lambda_p - \lambda_\Delta$, ceci nous indique le comportement des amplitudes F suivant le saut d'hélicité n . Les amplitudes avec saut d'hélicité s'annulent à $t = t_{\min}$ ($\theta_s = 0$) et non les amplitudes sans saut d'hélicité. La forme de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ est donc très importante aux valeurs de t les plus petites, car elle peut mettre en évidence l'absence relative d'amplitudes sans saut d'hélicité.

vii) La réaction $K^+p \rightarrow K^{*+}p$

Dans le cas de la réaction $K^+p \rightarrow K^{*+}p$ l'application du formalisme des amplitudes d'hélicité est possible, mais plus difficile, car il faut tenir compte de trois particules à spin, les protons initial et final et le $K^*(1^-)$ conduisant à six amplitudes d'hélicité

$$F_{\lambda_p \lambda_{p'} \lambda_{K^*} \lambda_K}^{\lambda_p \lambda_{p'} \lambda_{K^*} \lambda_K}$$

D'autre part, le nombre de particules échangées permises pour cette réaction est relativement grand, ce qui rend difficile des prédictions précises dans un modèle d'échange de particules ou de trajectoires de Regge. Mais nous verrons que certains tests sur les éléments de matrice-densité du K^* peuvent faire pencher en faveur de la dominance d'échanges simples. Toutefois, il faut noter qu'à condition d'effectuer une somme sur les états de spin du proton sortant, il n'y a pas de terme d'interférence entre les contributions des échanges pseudoscalaires et vectoriels^[II.9], on aura donc :

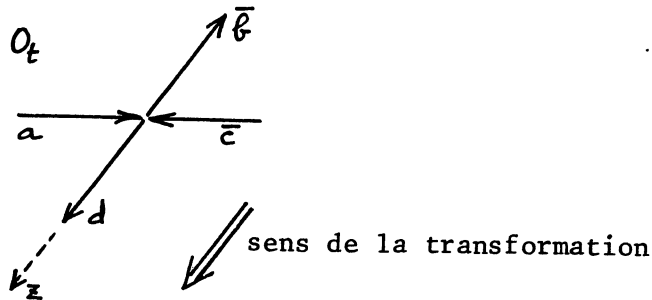
$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_p}{dt} + \frac{d\sigma_v}{dt}$$

où σ_p correspond à l'échange de particule pseudoscalaire, σ_v à l'échange de particule vectorielle.

2.3.3 Interprétation de la distribution angulaire de désintégration des résonances ou de sa représentation ρ_{ij}

i) Le canal Δ^{++}

Dans la production du $\Delta^{++}_{(1236)}$ par la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$, le formalisme des amplitudes d'hélicité du canal t a un intérêt tout particulier. En effet, pour passer du centre de masse O_t du canal t



(qui est $a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d$, soit $K^+\bar{K}^0 \rightarrow \bar{p}\Delta^{++}$), où sont définies les hélicités, au centre de masse O_d de d (c'est-à-dire du Δ) dans lequel nous étudions la désintégration de la résonance d , il faut une transformation de Lorentz suivant l'impulsion de d , qui n'affecte pas les hélicités λ_d et $\bar{\lambda}_b$. Par conséquent, les amplitudes $F_{\lambda_d \bar{\lambda}_b}$ ne changent pas. D'autre part, avec le choix de l'axe de quantification z , l'hélicité de d dans O_t est égale à la troisième composante m du spin de d dans O_d . On a :

$$\langle m \bar{\lambda}_b | F(s,t) | 00 \rangle_{O_d} = \langle \lambda_d \bar{\lambda}_b | F(s,t) | 00 \rangle_{O_t},$$

c'est le grand intérêt du référentiel choisi (on a également $\bar{\lambda}_b = s_z \text{ proton}$). Les éléments de matrice-densité du Δ^{++} seront

$$\langle m | \rho_\Delta | m' \rangle = \sum_{\bar{\lambda}_p} \langle m \bar{\lambda}_p | F(s,t) | 00 \rangle \langle m' \bar{\lambda}_p | F(s,t) | 00 \rangle^*,$$

soit

$$\rho_{mm'} = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_p} F_{m\lambda_p} F_{m'\lambda_p}^*$$

où la constante de normalisation N est fixée par la condition $\text{Trace}(\rho) = 1$. Si le proton initial n'est pas polarisé, la relation de symétrie (II.16) entraîne

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'},$$

et l'on a

$$\rho_{33} = \frac{|F_{31}|^2 + |F_{3-1}|^2}{2S} \quad \text{Re } \rho_{31} = \text{Re } \frac{F_{31} F_{11}^* + F_{3-1} F_{1-1}^*}{2S} \quad (\text{II.18})$$

$$\text{Re } \rho_{3-1} = \text{Re } \frac{F_{31} F_{1-1}^* - F_{3-1} F_{11}^*}{2S} \quad \text{avec } S = |F_{11}|^2 + |F_{31}|^2 + |F_{1-1}|^2 + |F_{3-1}|^2.$$

ii) Interprétations théoriques

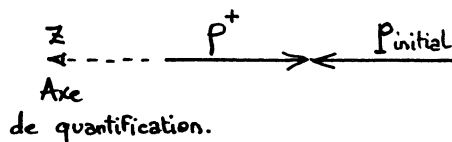
Une interprétation simple de la distribution angulaire de désintégration du Δ nous est proposée par Stodolsky et Sakurai^[II.10]. Si l'échange du ρ est dominant, ces auteurs utilisent une analogie ρ -photon pour prédire la distribution angulaire de désintégration du Δ^{++} en termes de couplages multipolaires. Dans la réaction de photoproduction

$$\gamma + p \rightarrow \Delta_{(1236)}^+$$

l'amplitude est connue pour être régie par un couplage $M1$; il en sera de même au vertex :

$$p^+ + p \rightarrow \Delta_{(1236)}^{++}.$$

Abandonnons le formalisme de couplage multipolaire pour celui des amplitudes d'hélicité que nous utilisons. Le caractère $M1$ de la transition signifie qu'un objet dans l'état de spin $|\vec{1}, \mu\rangle$ est échangé avec la restriction $\mu \neq 0$



puisque l'objet échangé a une direction colinéaire avec l'axe de quantification dans notre référentiel, et qu'il n'y a pas de changement de parité.

L'amplitude qui produit le Δ^{++} dans l'état de spin $|3/2 M\rangle$ sera proportionnelle au coefficient $\langle 1\mu, 1/2 m_p | 3/2 M \rangle$. Puisque dans notre référentiel m_p et M correspondent à λ_Δ et $\bar{\lambda}_p$, les amplitudes d'hélicité $F_{\lambda_\Delta \bar{\lambda}_p}$ seront dans le rapport de ces coefficients soit :

$$\begin{aligned} F_{11} &: 0 & \text{car } \mu = 0 & \text{est interdit} \\ F_{3-1} &: 0 & \text{car } \mu = 2 & \text{est impossible} \\ F_{31} &: 1 \\ F_{1-1} &: 1/\sqrt{3} \end{aligned}$$

On aura donc $F_{11} = F_{3-1} = 0$ et $F_{31} = \sqrt{3} F_{1-1}$ ce qui donne d'après les relations (II.18) :

$$\rho_{33} = \frac{3}{8}, \quad \text{Re } \rho_{31} = 0, \quad \text{Re } \rho_{3-1} = \frac{\sqrt{3}}{8}.$$

Un modèle d'échange de particule a été calculé par Jackson et Pilkuhn^[II.9] sous les mêmes hypothèses (couplage M1) et donne des prédictions très voisines.

L'introduction d'effets d'absorption dans un modèle d'échange de particule comme il est décrit plus haut, en réduisant les contributions des petites ondes partielles, altère les corrélations angulaires de désintégration. En effet, les amplitudes d'hélicité

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}(s, \theta_s) = \sum_j (j + \frac{1}{2}) F_{\lambda}^j d_{\lambda \mu}^j(\theta_s)$$

avec les notations déjà introduites, sont modifiées puisque les amplitudes F_{λ}^j de petit j sont réduites.

Il sera intéressant de voir si, pour mieux reproduire la section efficace différentielle, les effets d'absorption introduits ne conduisent pas à des éléments de matrice-densité en désaccord avec l'expérience.

Dans un modèle d'échange de trajectoires de Regge, la paramétrisation en amplitudes d'hélicité du canal t permettra d'obtenir directement les éléments de matrice-densité par les relations (II.18).

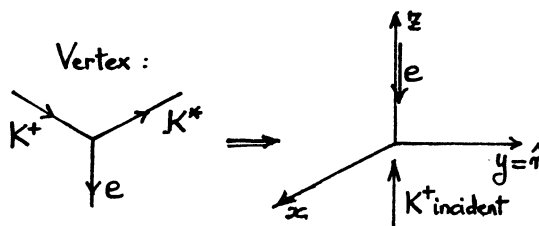
On voit que, par rapport à tous ces modèles, la région des petits moments transférés est la plus intéressante, car elle permet de distinguer le mieux les différentes prédictions.

iii) Le canal K^*

Pour le K_{890}^* produit dans le canal $K^+ p \rightarrow K^{*+} p$, nous pouvons obtenir une interprétation simple des éléments de matrice-densité [II.2]. Nous avons vu que la matrice-densité du K^* pouvait s'écrire :

$$\rho_{K^*} = \begin{vmatrix} \frac{1-\rho_{00}}{2} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} & -\rho_{10} & \frac{1-\rho_{00}}{2} \end{vmatrix} \quad .$$

Dans le référentiel de Jackson que nous utilisons (système du K^* au repos), les impulsions des particules K^+ et e sont alignées.



Sur l'axe de quantification z , leur moment cinétique relatif ℓ aura une troisième composante m_z nulle.

L'amplitude pour le K^* soit dans un état de spin $|1, M\rangle$, sera proportionnelle au coefficient $\langle \ell 0; J_e M_e | 1, M \rangle$. On voit donc que, pour l'échange de mésons pseudoscalaires ($J_e = M_e = 0$), le K^* ne peut être que dans l'état $M = 0$ et la matrice-densité n'a qu'un seul élément non nul $\rho_{00} = 1$.

$$\rho_{K^*} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} .$$

Pour l'échange de méson vectoriel ($J_e \geq 1$), le coefficient de l'état $|1, 0\rangle$ du K^* , $\langle \ell, 0; J_e, 0 | 1, 0 \rangle$ est nul si $J_e + \ell$ est pair. Ce sera le cas si e a la parité naturelle $P_e = (-1)^{J_e}$, car on doit avoir $P_e = (-1)^\ell$ par conservation de la parité au vertex.

Si on échange un méson vectoriel de parité naturelle (comme un 1^-), les états $M = 0$ du K^* sont supprimés et la matrice-densité se réduit à :

$$\rho_{K^*} = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} & 0 & \rho_{1-1} \\ 0 & 0 & 0 \\ \rho_{1-1} & 0 & \frac{1}{2} \end{vmatrix} \quad \text{et } \ell = J_e .$$

Pour l'échange de méson vectoriel de parité non naturelle, tous les éléments sont différents de zéro en général. Notons qu'une valeur non nulle de ρ_{10} demande un tel échange.

En dehors de ce cas, puisque les contributions des échanges pseudo-scalaires et vectoriels n'interfèrent pas, la valeur de ρ_{00} peut être interprétée comme la proportion d'échanges pseudoscalaires dans ce canal.

iv) Relations possibles entre les éléments de matrice-densité

Les éléments de matrice-densité des résonances produites peuvent donner lieu à des interprétations très simples concernant le mécanisme de production. Si l'on échange un seul objet (c'est-à-dire un ensemble de nombres quantiques), Ringland et Thews ont montré^[II.11] que l'on doit avoir une relation entre les éléments de matrice-densité :

- Pour la production du Δ_{1236}

$$(\operatorname{Re} \rho_{31})^2 + (\operatorname{Re} \rho_{3-1})^2 = \rho_{33} \left(\frac{1}{2} - \rho_{33} \right) .$$

- Pour la production du K_{890}^*

$$2(\operatorname{Re} \rho_{10})^2 = \rho_{00} (\rho_{11} - \rho_{1-1}) .$$

Dans le cas du K^* , les échanges peuvent avoir différentes natures :

- Parité naturelle : échange de type ρ ;
- Parité non naturelle $\left\{ \begin{array}{l} PG (-1)^I = -1 \text{ échange de type } \pi, \\ PG (-1)^I = +1 \text{ échange de type } A_1. \end{array} \right.$

où P, G et I sont respectivement la parité, la G-parité et l'isospin de l'objet échangé.

On a alors des relations supplémentaires :

- a) Si tous les échanges ont la même nature de parité :

$$\left(\frac{x^2-1}{x^2+1} \right) \leq \frac{|\rho_{1-1}|}{\rho_{11}} \leq 1$$

(où x est le cosinus de l'angle de production dans le canal t), avec ρ_{1-1} positif si cette parité est naturelle et sinon, négatif.

- b) Pour des échanges de type π :

$$\rho_{1-1} = - \rho_{11} .$$

- c) Pour des échanges de type A_1 :

$$\rho_{1-1} = - \left(\frac{x^2-1}{x^2+1} \right) \rho_{11} .$$

Il faut bien remarquer que ces conditions sont seulement nécessaires. Mentionnons également que des considérations très générales sur les propriétés des matrices ρ conduisent à poser des inégalités entre les éléments qui peuvent constituer des tests des mesures effectuées. Il s'agit entre autres des conditions de positivité. Nous parlerons plus tard, au cours de la discussion de nos résultats expérimentaux, de ces inégalités qui ne donnent lieu à aucune interprétation du mécanisme des réactions.

III. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1 Appareillage

L'appareillage (fig. III.1) de notre expérience, destiné à l'étude de différentes désintégrations de K^0 , se compose de deux parties : l'une sert à l'observation du vertex de production du K^0 , l'autre permet de mesurer sa désintégration. Cette dernière partie est située vers l'avant, car la production de K^0 dans cette direction est favorisée par le caractère périphérique de la réaction étudiée.

3.1.1 Observation du vertex de production

La réaction de production choisie, $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ est effectuée à l'aide d'un faisceau de K^+ d'impulsion d'environ 2,3 GeV/c dirigé sur une cible à hydrogène liquide. L'impulsion choisie est le résultat d'une optimisation entre la section efficace de la réaction qui décroît avec l'énergie et l'acceptance de l'appareillage qui croît avec elle. Notons qu'à la valeur choisie, la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ est dominante par rapport aux réactions avec π supplémentaires (fig. I.1).

i) Le faisceau

Le faisceau est un faisceau dérivé à 150 mrad d'une cible interne du synchrotron à protons du CERN (PS). Une séparation électrostatique (avec un champ de 62 kV/cm sur 10 m de longueur) est opérée au cours de son acheminement, et la contamination en pions au niveau de la cible est égale à 5 π^+ par K^+ .

La résolution en impulsion variait entre 0,5 et 1,5%.

ii) La cible

La cible à hydrogène liquide est constituée d'un cylindre de 4 cm de diamètre et de 45 cm de long, refroidi par une circulation d'hélium liquide asservie à la température. La cible est entourée par une enveloppe cylindrique en dalite (sorte de carton fort) de 1,5 mm d'épaisseur.

iii) Détection du vertex de production

L'observation du vertex de production se fait à l'aide d'un télescope de faisceau qui définit la particule incidente et d'un ensemble de chambres à étincelles cylindriques placées autour de la cible, qui servent à mesurer le π^+ et le proton de recul.

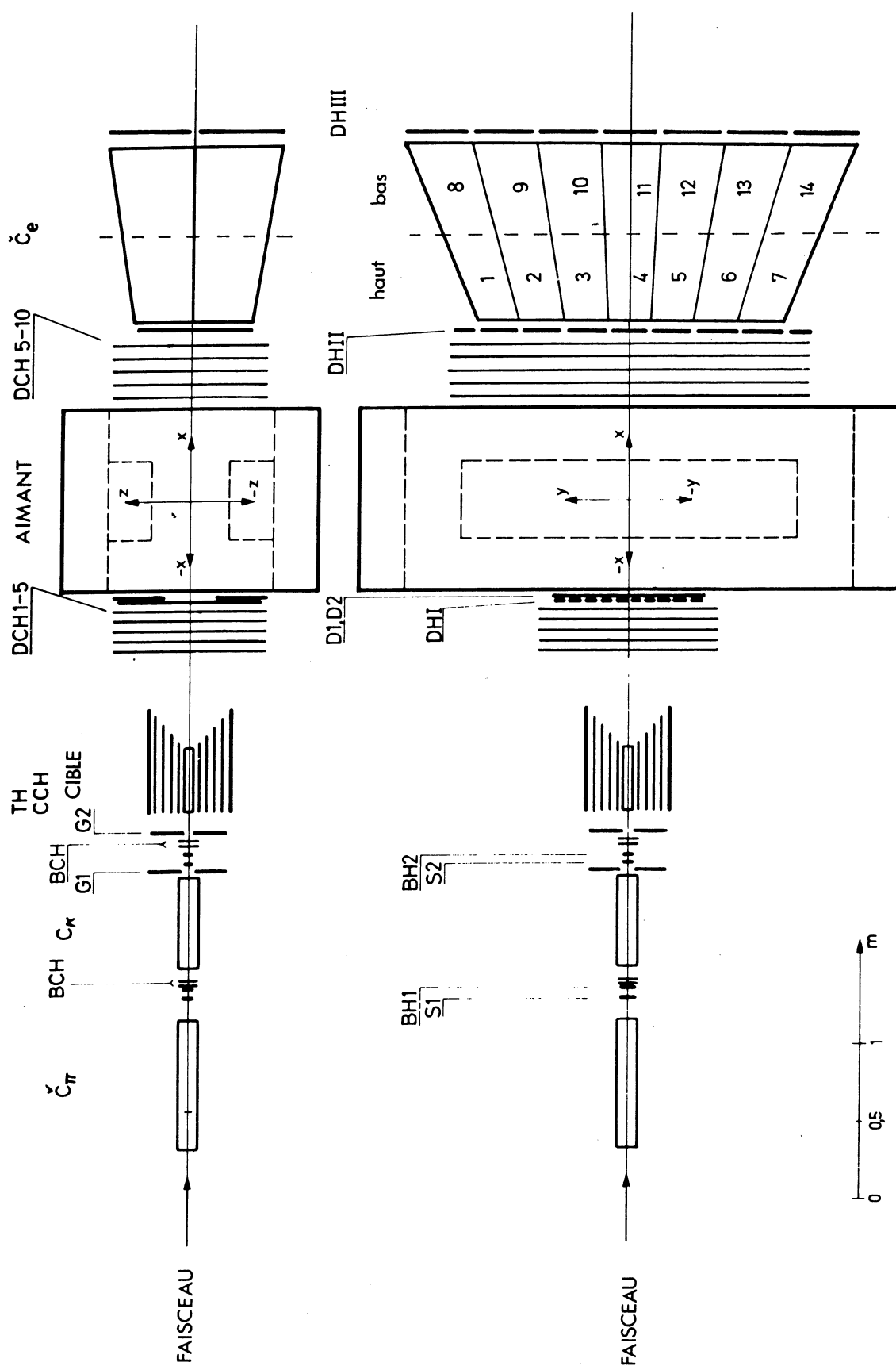


Fig. III.1 Vue schématique de l'appareillage.

a) Le télescope de faisceau

Le télescope se compose de deux compteurs Čerenkov à seuil (C_{π} et C_K) qui permettent de sélectionner les K^+ , de deux compteurs S_1 et S_2 en coïncidence et de deux compteurs de garde G_1 et G_2 en anticoïncidence. Un K^+ incident sera défini par le signal $S_1 S_2 \bar{G}_1 \bar{G}_2 C_K \bar{C}_{\pi}$.

La contamination en pions de ce signal est de l'ordre de 30%. La contamination en protons est pratiquement éliminée. Pour 3×10^{11} protons sur la cible interne, nous avons en moyenne par cycle du PS 4×10^4 signaux K^+ pour un flux arrivant de 3×10^5 particules. La direction du K^+ est mesurée par deux dispositifs qui permettent de résoudre les difficultés associées à une haute intensité :

- D'une part, deux hodoscopes de compteurs à scintillation BH1 et BH2 (comprenant huit éléments verticaux et huit éléments horizontaux de 5 mm de largeur pour BH2 et de 8 et 12 mm de largeur pour BH1); ces hodoscopes sont interrogés sur un temps très court (20 nsec) à la suite d'un signal de la logique de déclenchement;
- D'autre part, deux jeux de deux petites chambres à étincelles à fils, BCH1-4 (distance entre fils : 1 mm), séparées d'environ 1 m, permettent de reconstruire la direction du K^+ avec une précision de 1,5 mrad. Le temps sensible des chambres ($\sim 1 \mu\text{sec}$) étant relativement grand, la trace du K^+ incident qui a produit le déclenchement est distinguée des traces accidentelles grâce au volume défini par les éléments d'hodoscopes BH1 et BH2 touchés.

b) Chambres cylindriques et hodoscopes

Les directions du π^+ et du proton de recul sont mesurées dans quatre chambres à étincelles CCH1-4 [III.1] associées à un hodoscope prismatique TH de 12 compteurs à scintillation. Cet hodoscope doit indiquer le passage de deux particules chargées (TH = 2) requis par la condition de déclenchement. Les chambres à étincelles sont des chambres à fils à mémoires de ferrite, alimentées par des thyatron à haute tension. Pour concilier deux impératifs, une compacité imposée par des raisons d'acceptance en angle solide, et un nombre de plans de fils suffisant pour une reconstruction précise des traces, une solution originale a été adoptée : la lecture des tores de ferrite [III.2] s'effectue sur les plans haute tension comme

sur les plans masse à l'extrémité des cylindres. Des transformateurs permettent d'isoler électriquement les chambres proprement dites du système de lecture.

Chaque chambre est constituée de deux feuilles de vétronite (fibre de verre) distantes de 8 mm et de 0,25 mm d'épaisseur, roulées en cylindre. Des fils de cuivre parallèles (distants de 1 mm pour les chambres intérieures, de 2 mm pour les chambres extérieures) sont imprimés sur les feuilles. Les fils de trois cylindres sont parallèles à l'axe du cylindre et fournissent les projections des traces en coordonnées polaires dans un plan yOz (fig. IV.1). Quatre autres feuilles ont leurs fils bobinés en hélice à un angle de 45° autour de l'axe. L'hélice a moins d'un tour pour éviter les ambiguïtés. Ces cylindres donnent la position des étincelles suivant l'axe x (fig. IV.2). Une cinquième hélice enroulée à un angle de -45° sert à lever les ambiguïtés de l'association dans l'espace des traces trouvées dans les deux projections. Le choix des rayons entre 8 et 23 cm et des longueurs des cylindres provient de la précision voulue de reconstruction des traces et d'un compromis entre l'angle solide d'acceptance du proton et du π^+ et l'espace d'échappée des produits de désintégration du K^0 . La figure III.2 montre un exemple de performance de ces chambres.

3.1.2 Détection du K^0 par ses produits chargés

i) Principe du spectromètre

Le mode chargé dominant $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est le plus facile à détecter et à reconstruire. Nous l'avons utilisé dans cette étude. La mesure de la désintégration en $\pi^+ \pi^-$ se fait à l'aide d'un spectromètre composé d'un aimant à grand entrefer placé entre deux ensembles de chambres à étincelles planes. Deux hodoscopes de compteurs, DHI et DHII à dix et neuf éléments, permettent de demander le passage de deux particules chargées avant l'aimant, et d'au moins une après l'aimant ($DHI = 2$, $DHII \geq 1$).

Le premier ensemble de chambres avant l'aimant permet de mesurer les directions des pions et de déterminer le point de désintégration du K^0 . La mesure des directions des pions après l'aimant permet de déterminer leur impulsion. L'aimant a une ouverture de $200 \times 50 \text{ cm}^2$ et une profondeur de 50 cm. Il est utilisé avec un champ relativement faible de 6 kG pour pouvoir observer après l'aimant un plus grand nombre de particules.

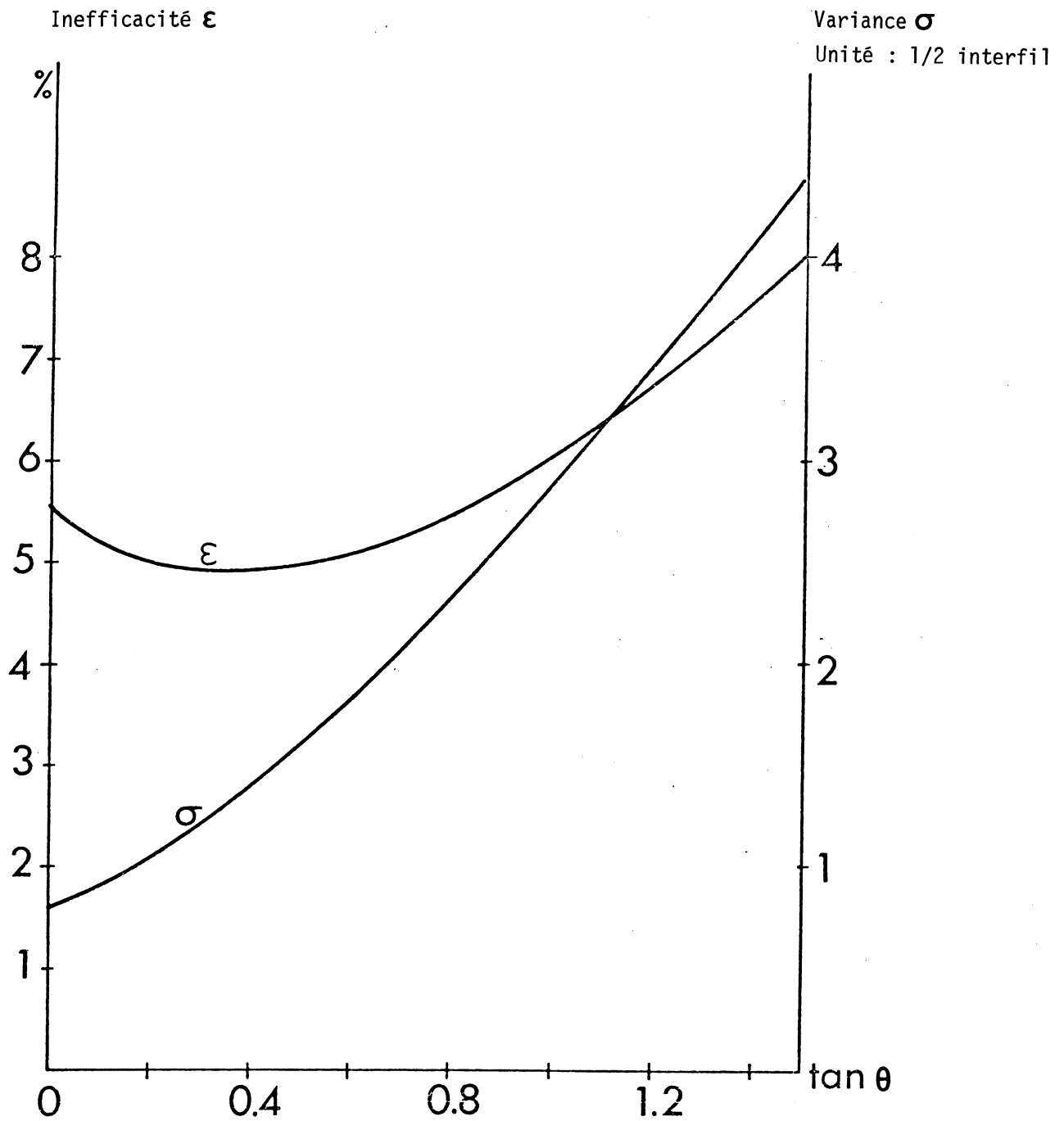


Fig. III.2 Inefficacité ε des chambres cylindriques pour les événements à double trace en fonction de l'angle θ entre la trace et la normale au plan de fils. Deviation standard des étincelles, σ , en fonction de cet angle.

ii) Les chambres à étincelles planes

Les deux séries de chambres planes^[III.3] (DCH 1-5, DCH 6-10) comprennent chacune cinq chambres de 8 mm d'espacement concentrées sur une distance de 30 cm pour DCH1-5. Chaque chambre comporte deux plans de fils de cuivre (distance entre fils : 1,5 mm) qui servent à la fois d'électrodes et de plans de lecture. Le système de lecture et sa liaison avec les chambres sont du même type que dans les chambres cylindriques. Le couplage de la haute tension par l'intermédiaire d'une capacité permet d'isoler les fils les uns des autres et d'obtenir une meilleure efficacité pour les étincelles voisines. Le choix du nombre de plans et de la distance entre fils est dicté par plusieurs considérations :

- Un grand angle solide de passage dans l'aimant des particules demande la compacité de l'ensemble DCH1-5.
- Une bonne efficacité demande un nombre important de plans.
- La distance entre fils est fixée compte tenu de la résolution en impulsion que l'on peut obtenir avec la quantité de matière traversée.

Comme pour les autres chambres à fils de l'expérience, l'ordre des différents types de plans (fils horizontaux, verticaux ou inclinés dans les chambres planes) est également le résultat d'une optimisation visant l'efficacité de reconstruction maximale. D'autre part, l'ordre des plans cathode et anode est alterné pour réduire les effets de déplacement d'étincelles pour les traces inclinées sur la normale des plans.

Pour réduire le temps mort des chambres, on conjugue l'utilisation d'un mélange de gaz constitué de 98,5% d'hénogal (70% He + 30% Ne) et de 1,5% d'alcool isopropylique, et celle d'un champ de balayage continu de quelques dizaines de volts.

Pour les chambres planes on atteint une efficacité de 95% dans la reconstruction des événements deux traces, et un système de cinq chambres demeure efficace si l'une des chambres n'a pas fonctionné. La figure III.3 montre l'efficacité de l'une de ces chambres.

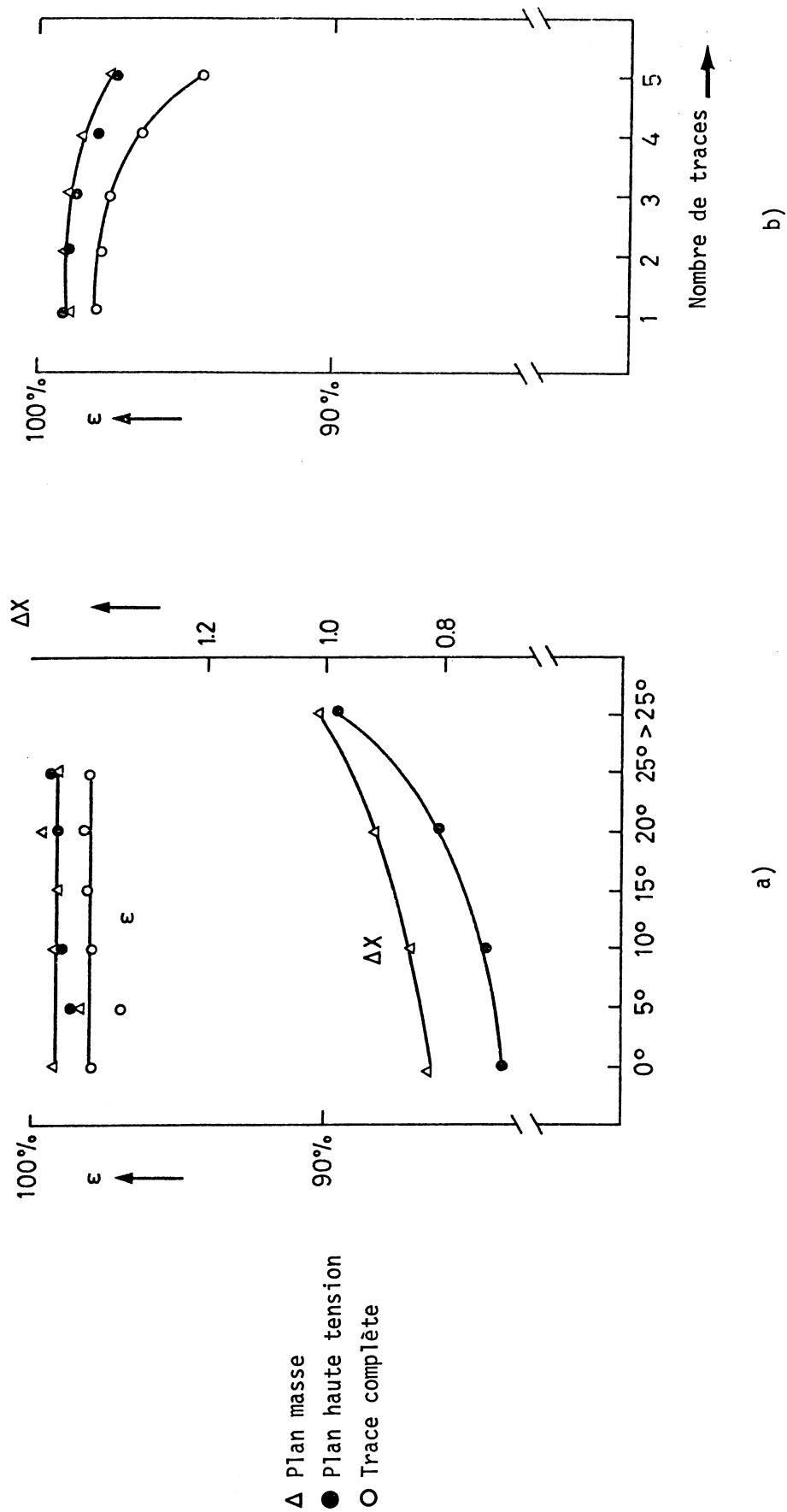


Fig. III.3 a) Efficacité de reconstruction ϵ d'une chambre plane en fonction de l'angle d'incidence de la trace

- pour une projection (plan masse et plan haute tension)
- pour une trace dans l'espace

Résolution spatiale ΔX en unité d'espace entre fils.

b) Efficacité ϵ de reconstruction d'une trace dans une chambre plane en fonction du nombre de traces additionnelles.

3.2 Electronique associée - Le déclenchement

Ce survol de l'appareillage nous a permis de distinguer les différentes conditions sur les compteurs devant être réunies pour un éventuel déclenchement des chambres à étincelles. Les configurations des compteurs touchés pour un événement supposé $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ correspond au signal

$$\downarrow \pi^+ \pi^-$$

$$(S_1 S_2 \overline{G_1} \overline{G_2} C_K \overline{C_K}) \cdot (TH=2) \cdot (DHI \neq 2) \cdot (DHI \geq 1) \cdot$$

Etant donné le grand nombre de compteurs utilisés dans l'expérience, une logique électronique classique de coïncidences et d'anticoïncidences rapides est assez compliquée, difficile à manier (l'alignement en temps global est très délicat) et peu flexible. Aussi, un nouveau système^[III.4], dont le principe est de séparer les fonctions logiques et les coïncidences, a dû être réalisé (fig. III.4). L'alignement en temps est opéré en mettant chaque compteur en coïncidence dans des registres avec le signal K^+ ($S_1 S_2 \overline{G_1} \overline{G_2} \overline{C_K} C_K$), la fenêtre en temps de chaque compteur étant déterminée par le signal K^+ lui-même. Ces opérations engendrent des niveaux continus de courant. Les opérations logiques sont alors faites sur les niveaux avec des circuits à seuil et des circuits de combinaisons logiques, et le résultat est de nouveau mis en coïncidence avec le signal K^+ auquel on ajoute un retard suffisant pour couvrir le temps de propagation de la logique. Ce retard est le seul à ajuster, la coïncidence K^+ étant faite. Il représente aussi le temps mort total du système.

Ce système a l'avantage d'une grande flexibilité (les fonctions logiques peuvent être immédiatement modifiées par une série d'interrupteurs), et facilite la mise en coïncidence des compteurs.

Les registres sont remis à zéro ainsi que le signal K^+ si la logique signale l'absence d'événement, sinon les chambres sont déclenchées puis leur lecture s'effectue et l'événement est traité.

3.3 Acquisition des données

Le traitement de l'information^[III.5] est effectué par une petite calculatrice en ligne Varian 620i d'une capacité de 8 k-mots de 16 bits (cycle de base : 1,8 μ sec), connectée à un disque de 64 pistes de 4 k-mots. Pour chaque événement, le résultat de la lecture des 36 plans de fils

totalisant 25 000 tores est transmis dans la mémoire de l'ordinateur par l'intermédiaire d'un interface connecté au système de lecture. La fin de la transmission engendre un signal et le programme de traitement est alors initialisé par un circuit d'interruption, qui comporte 16 niveaux. Les registres contenant les informations sur les compteurs ainsi que diverses échelles sont lus; les conditions de déclenchement sont vérifiées; les adresses de tores sont transformées en coordonnées et largeurs d'étincelles. L'information résultante est transférée sur bande magnétique. D'autres parties du programme sont chargées successivement en mémoire, entre deux cycles de l'accélérateur. Elles permettent de vérifier le fonctionnement des compteurs, l'efficacité locale des chambres et de générer les histogrammes de diverses quantités. Les erreurs sont signalées par des messages sur un téléscripneur. Une de ces parties de programme permet aussi de représenter sur un écran cathodique relié à l'ordinateur le schéma d'un événement (fig. III.5). L'appareillage est figuré dans deux projections, ainsi que les étincelles et les compteurs touchés.

A la fin de chaque période d'enregistrement, un sommaire de la période, d'environ deux pages, est imprimé sur le téléscripneur.

Notons que le taux d'acquisition des données est limité à moins de dix événements par cycle du PS. Cette limite est due à la capacité de la mémoire (environ 400 tores touchés par événement).

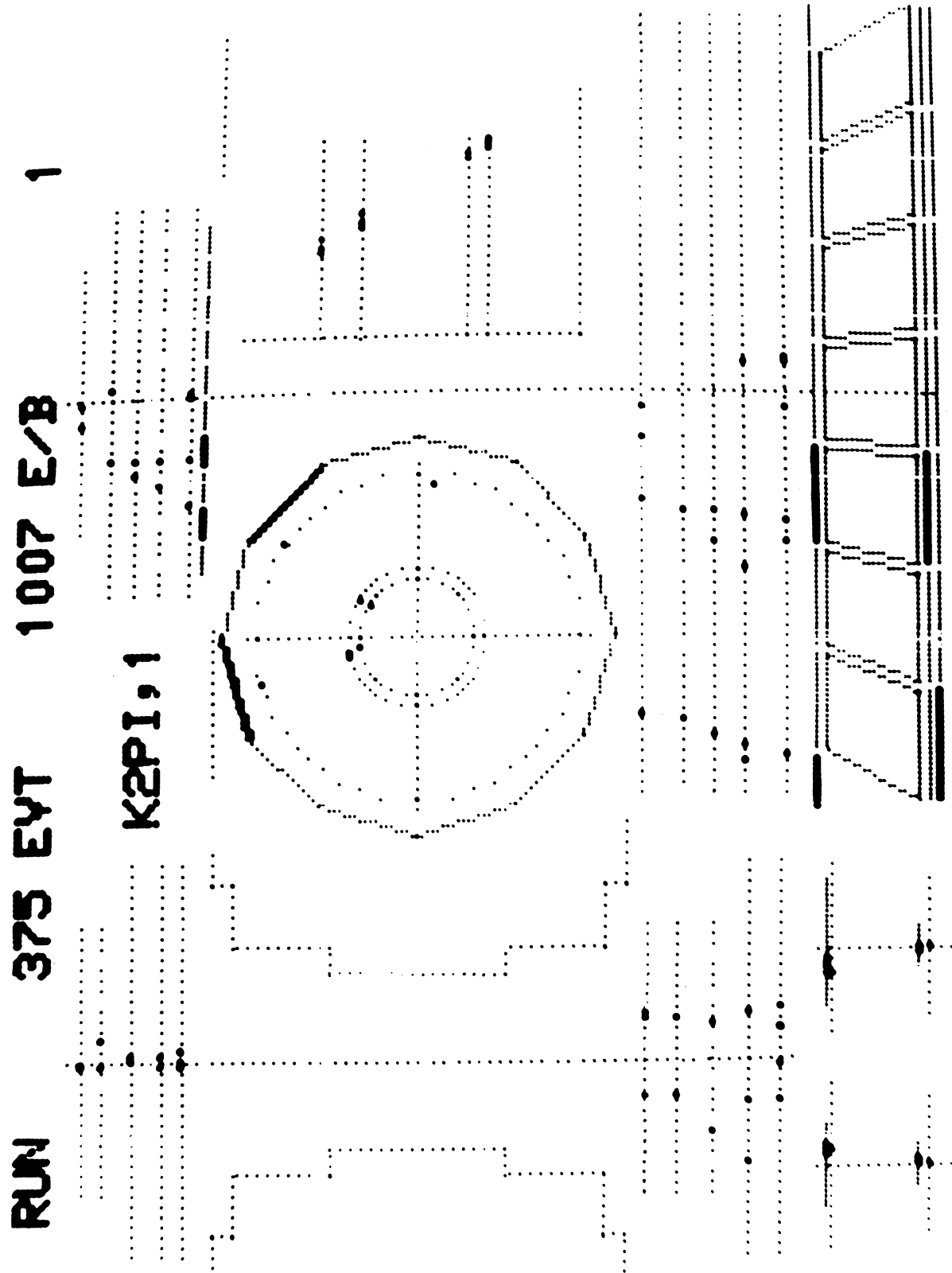


Fig. III.5 Représentation d'un événement sur écran cathodique.

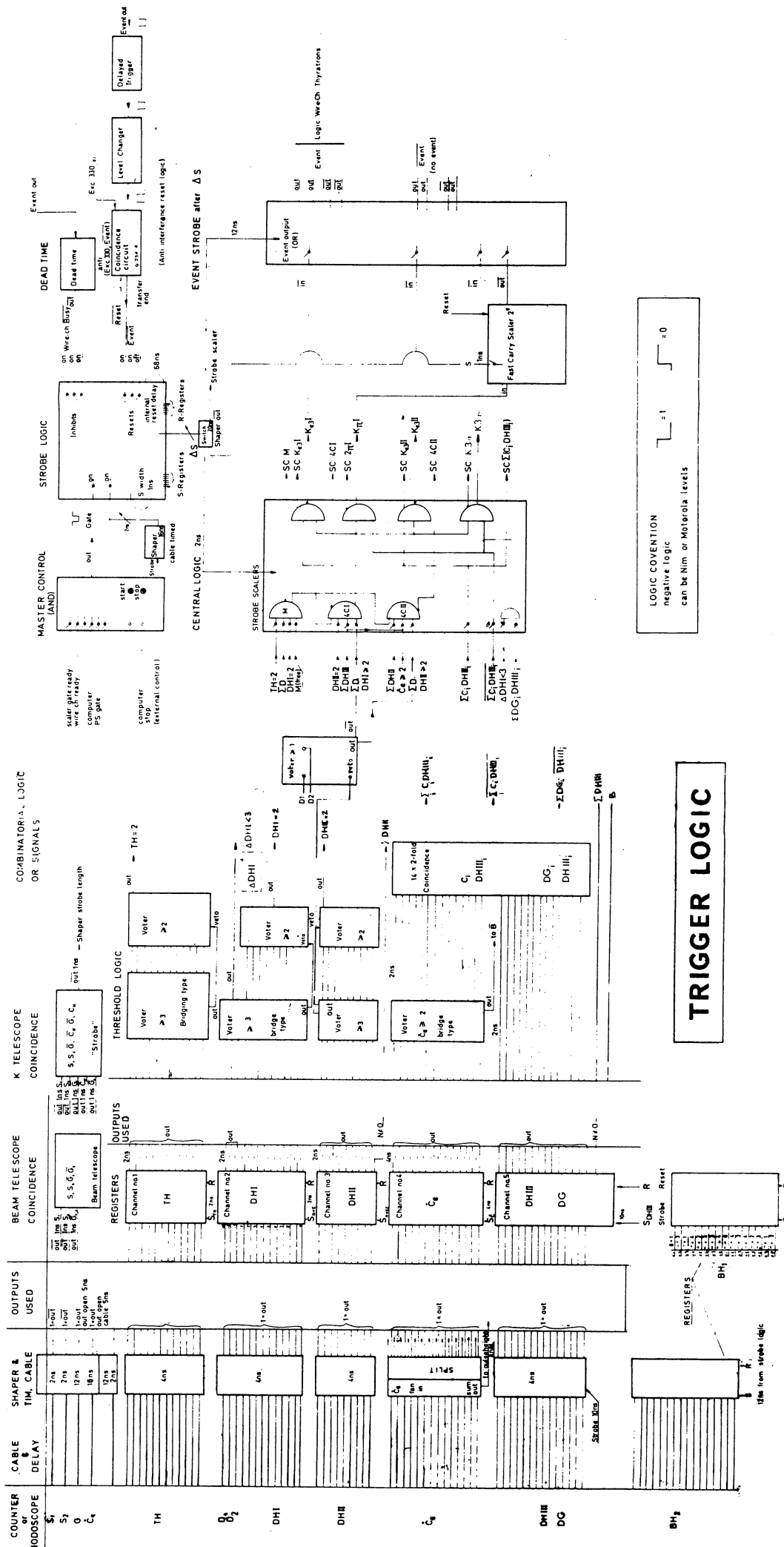


Fig. III.4 Logique de déclenchement de l'expérience.

IV. RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

Les bandes magnétiques contenant l'information sur les événements (coordonnées des étincelles, compteurs touchés, échelles) sont traitées sur grande calculatrice (CDC 6500 ou 6600). La reconstruction se fait en deux parties.

4.1 Reconstruction géométrique des événements

Elle consiste à reconstituer la position et la direction des traces dans l'espace, et à calculer les impulsions des particules traversant le spectromètre. Le traitement du vertex de production et celui du vertex de désintégration se font séparément. Ils utilisent cependant la même méthode : les traces sont reconstruites dans deux projections et associées ensuite dans l'espace.

4.1.1 Organisation en projections - Cas des chambres cylindriques

Le choix des projections est évident pour les chambres planes où les fils parallèles d'un plan sont principalement horizontaux ou verticaux. On projette donc les coordonnées des étincelles dans les plans perpendiculaires xOy et xOz (avec la définition des axes de la figure II.1). Dans les chambres cylindriques, les fils sont, soit parallèles à l'axe x des cylindres, soit enroulés en hélice autour de cet axe.

i) Fils parallèles à l'axe

Pour les fils parallèles à l'axe on choisit un plan de projection yz . Une étincelle produite sur un cylindre i de rayon donné R_i est repérée par sa coordonnée angulaire θ_i . Dans cette projection, une trace peut être décrite par ses coordonnées polaires θ et r (fig. IV.1) avec la relation :

$$\theta_i = \theta + \text{Arc sin } \frac{r}{R_i}$$

où, puisque r limité au rayon du faisceau est petit devant le rayon des chambres :

$$\theta_i \simeq \theta + \frac{r}{R_i} . \quad (\text{IV.1})$$

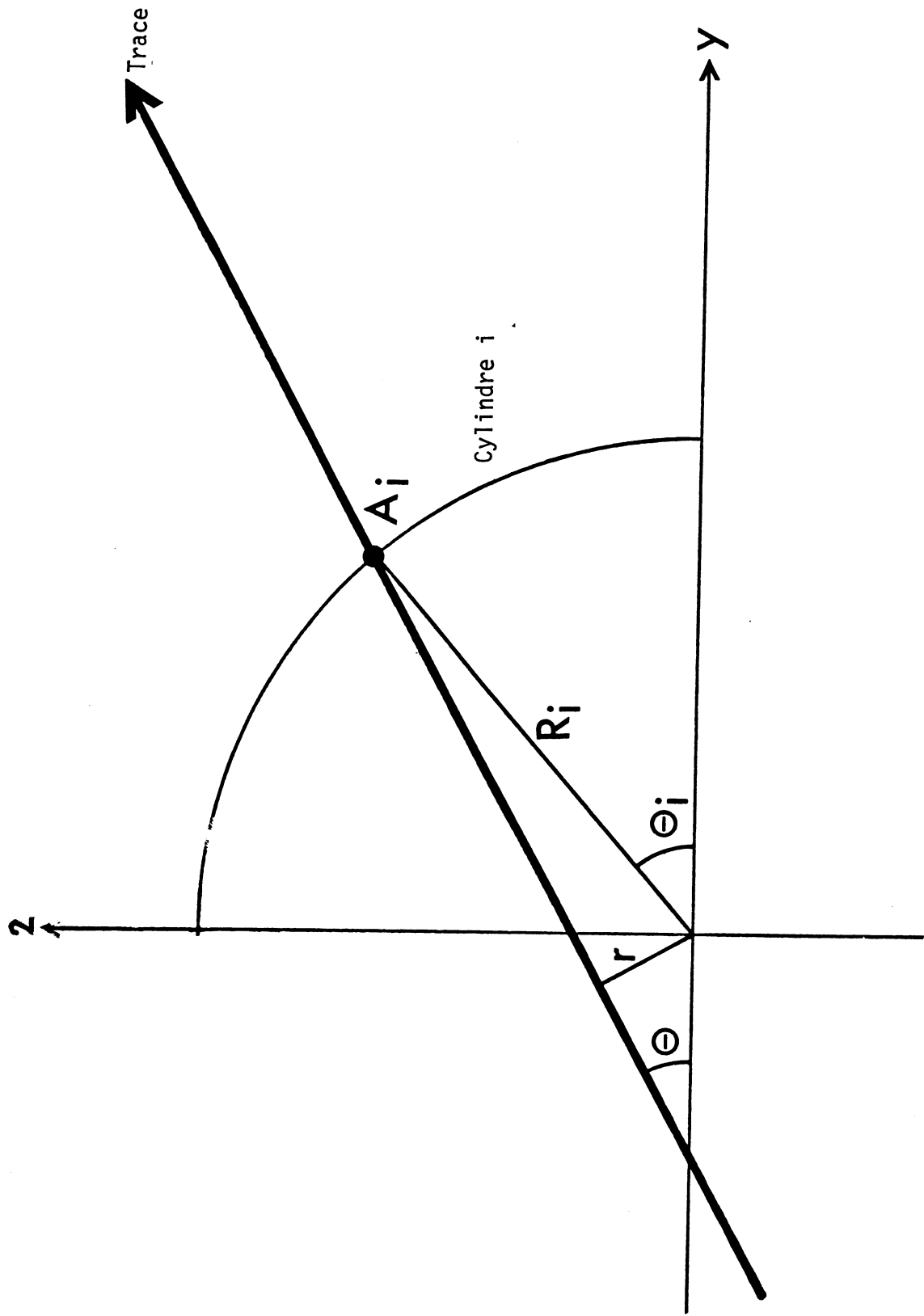


Fig. IV.1 Projection d'une trace dans un plan (y, z) pour les chambres cylindriques à fils parallèles à l'axe.

ii) Fils en hélice

Pour les fils en hélice, une étincelle A_j sur un cylindre j de rayon R_j est repérée par sa coordonnée angulaire ϕ_j (fig. IV.2) à la face de sortie de coordonnée X_0 sur Ox . La coordonnée X_j de l'étincelle A_j est donnée par :

$$\phi_j - \theta_j = \alpha_j (X_j - X_0)$$

où θ_j est l'angle azimuthal de l'étincelle (connu par le θ_i du plan correspondant dans la projection yz) et α_j l'inverse du pas de l'hélice du cylindre j .

Le pas des hélices, par construction, est proportionnel aux rayons des cylindres, et $\alpha_j = \beta/R_j$ avec $\beta = \tan 45^\circ = 1$. Dans le plan (r, x) contenant la trace et parallèle à Ox , la trace est représentée (fig. IV.3) par les deux paramètres p et q d'une droite

$$X_j = p r_j + q$$

où $r_j = \sqrt{R_j^2 - r^2}$. (r est donné par la projection yz .)

Les ϕ_j et les R_j permettent donc de déterminer les paramètres p et q de la trace dans cette projection, connaissant la projection yz . En utilisant la relation (IV.1) et l'approximation $r^2 \ll R_j^2$

$$\phi_j \simeq (\theta + \beta p) + \left[\frac{1}{R_j} \right] (\beta [q - X_0] + r) \quad (IV.2)$$

D'après (IV.2), on voit que l'on peut, comme dans des chambres planes, représenter les coordonnées θ_i et ϕ_j des étincelles d'une trace par deux droites dans les projections $(\theta_i, 1/R)$ et $(\phi_j, 1/R)$.

4.1.2 Reconnaissance des traces dans les projections

Pour chaque ensemble de plans de fils parallèles de même orientation, nous avons maintenant une projection où les coordonnées des étincelles d'une trace varient linéairement avec la coordonnée du plan (x pour les chambres planes, $1/R$ pour les chambres cylindriques). Prenons l'exemple des plans de fils parallèles à Oz d'un ensemble de chambres planes (fig. IV.4). Les étincelles sont repérées par leurs coordonnées y_k .

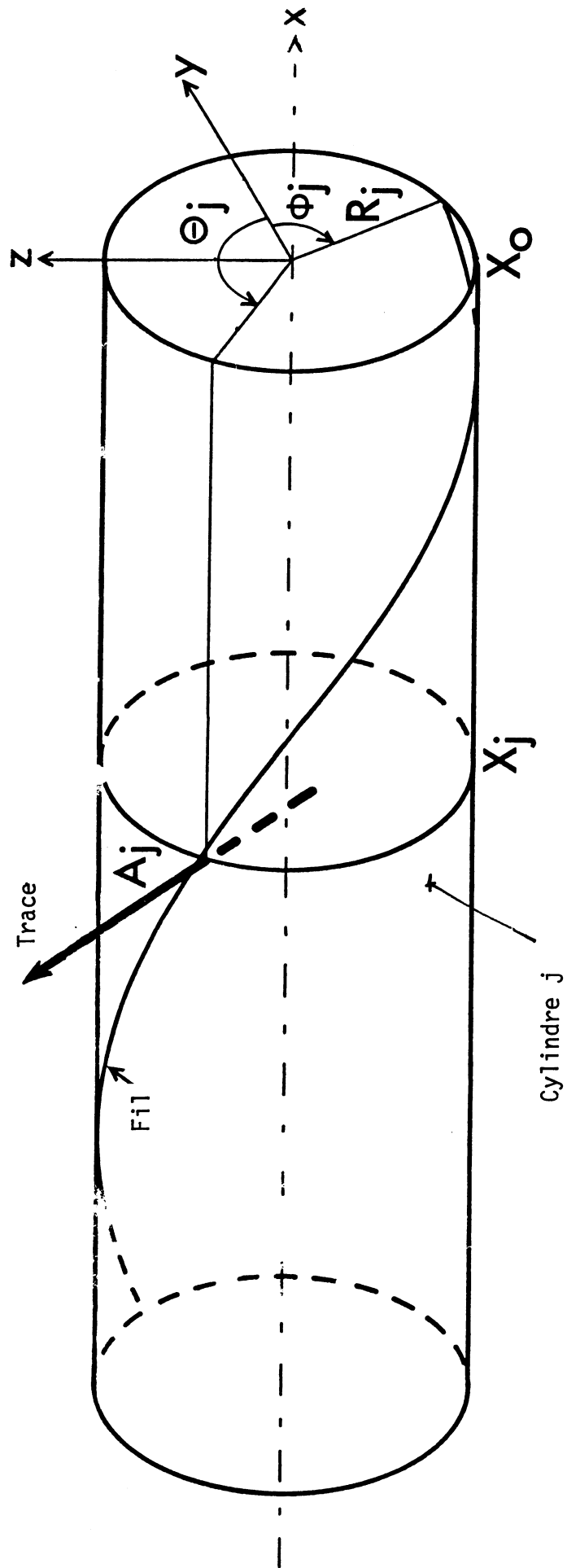


Fig. IV.2 Intersection d'une trace avec les fils en hélice dans les chambres cylindriques.

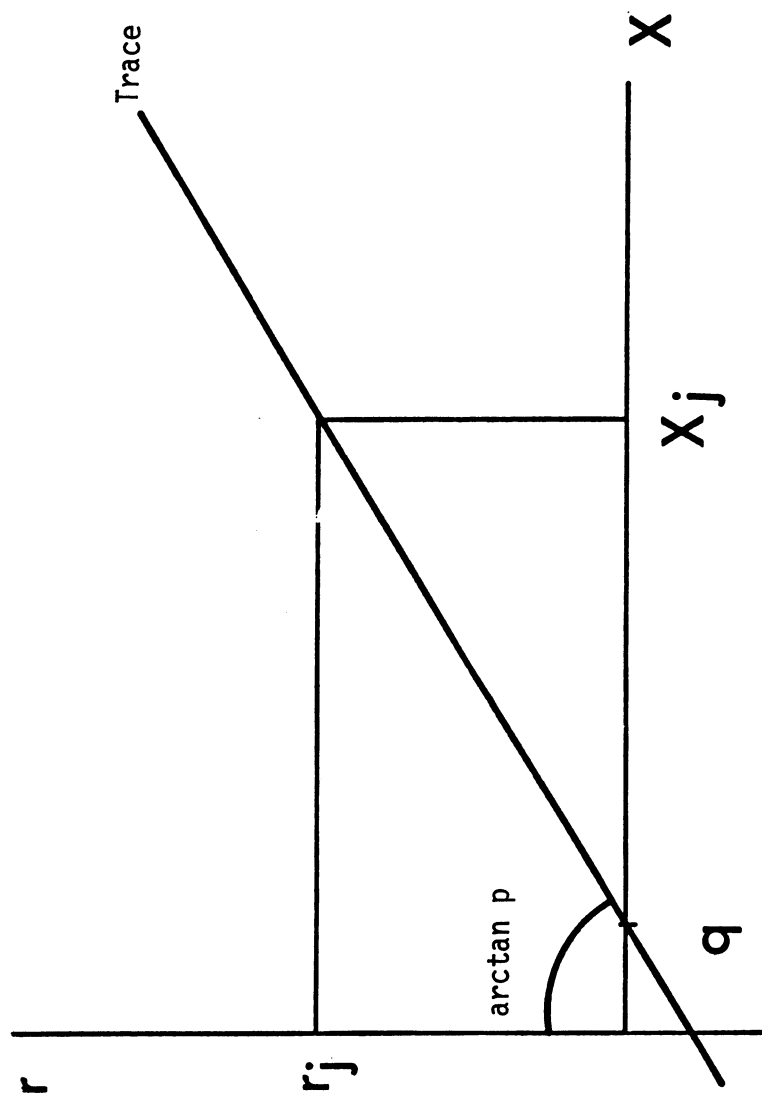


Fig. IV.3 Projection dans un plan (x,r) d'une trace obtenue par les fils en hélice des chambres cylindriques.

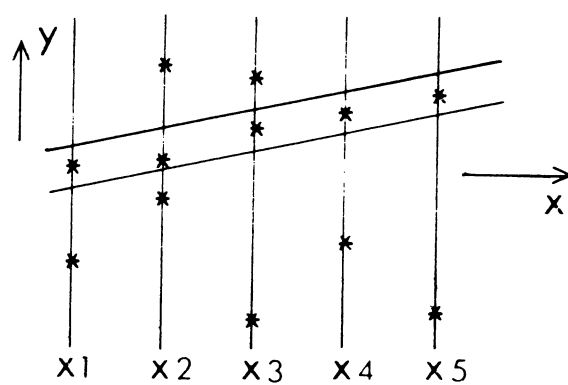


Fig. IV.4 Principe de la recherche des traces dans les projections.

Celles des étincelles correspondant à une trace droite varient linéairement avec x .

La méthode suivante est utilisée pour rechercher les traces : on parcourt les deux plans extrêmes (x_1 et x_5 dans la figure IV.4); aux combinaisons deux à deux d'une étincelle de chacun de ces plans, on associe deux lignes de part et d'autre de la ligne qui les joint. A l'intérieur de la "route" ainsi établie, on cherche s'il y a des étincelles dans les plans intermédiaires. Un nombre minimal d'étincelles dans la route définit une trace supposée. Pour pallier une inefficacité des plans extrêmes, l'opération est continuée en partant d'autres plans. Les traces trouvées ne sont retenues que si elles satisfont à certains critères (angle maximal possible pour que les traces proviennent de la cible ou de ses environs, correspondance avec un élément d'hodoscope touché). Les traces reconnues d'une projection sont ensuite classées pour un ensemble de chambres :

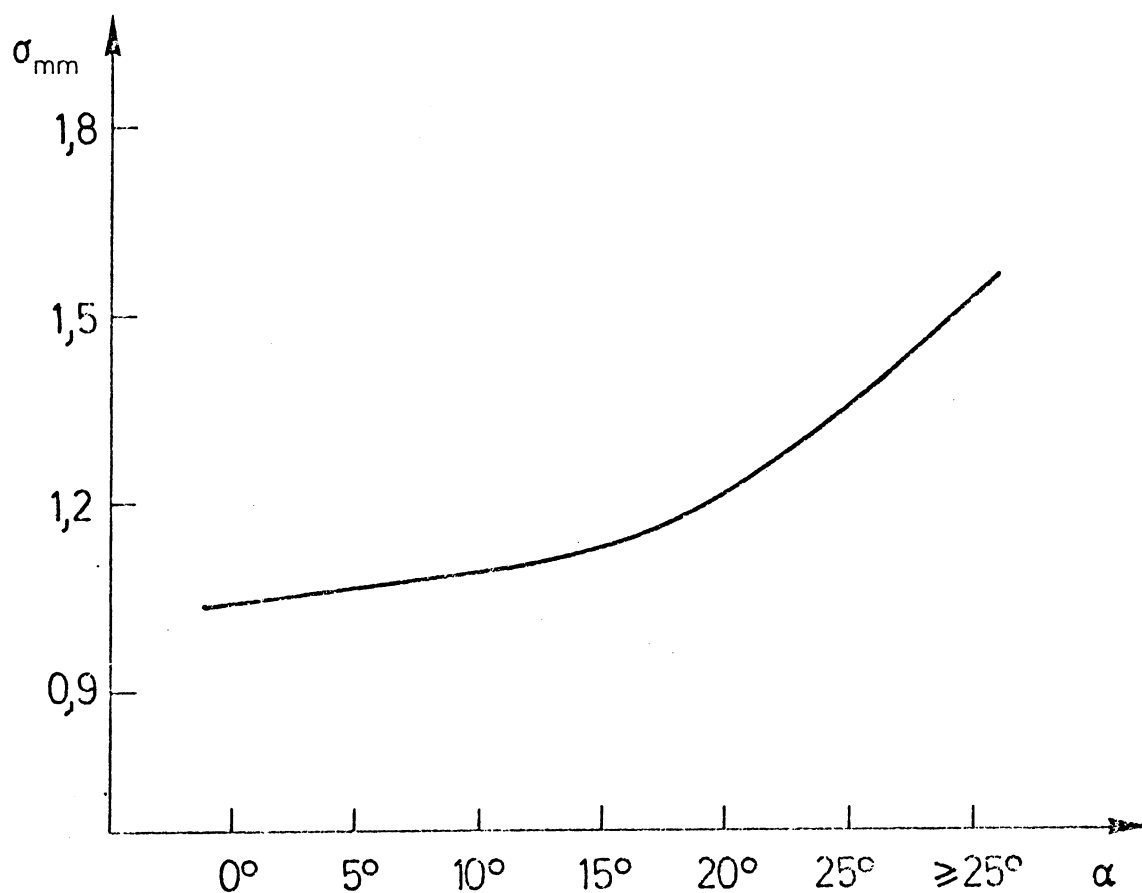
- i) selon le nombre d'étincelles utilisées;
- ii) selon le χ^2 d'un ajustement en droite effectué sur les positions des étincelles par une méthode des moindres carrés. On sait que le χ^2 d'un tel ajustement est

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(p_k \text{ ajusté} - p_k \text{ mesuré})^2}{\sigma_{p_k}^2}$$

où les p_k sont les coordonnées des positions des étincelles, σ_{p_k} les variances de ces positions. Les droites ajustées dont le χ^2 a une probabilité $\leq 1\%$ sont rejetées.

Les largeurs de route employées pour la reconnaissance des traces ont été établies empiriquement en fonction de l'angle α des traces avec la normale aux plans de fils et des variances σ concernant les positions des étincelles. La figure III.2 nous a montré la variance σ pour les chambres cylindriques en fonction de l'angle α (la variance σ a été déterminée à un angle α donné de telle sorte que le χ^2 expérimental d'un échantillon de droites de pente correspondante soit distribué avec la forme théorique requise par le nombre de degrés de liberté). La figure IV.5 montre la variation de σ en fonction de α dans les grandes chambres planes. Pour les ajustements dans toutes les projections, les

σ fonction de α



σ résolution géométrique des chambres planes

α inclinaison des particules

Fig. IV.5 Variance de la position des étincelles dans les chambres planes en fonction de l'angle d'incidence des traces.

variances σ utilisées ont été choisies selon la formule empirique :

$$\sigma = u + v \operatorname{tg}^2 \alpha .$$

L'inclinaison d'une trace par rapport à la normale aux plans peut aussi avoir des effets systématiques sur la position de l'étincelle : d'une part, le plan de fils qui est l'électrode négative entraîne un déplacement des ions induits par la trace; d'autre part, la décharge a tendance à se produire perpendiculairement aux plans (fig. IV.6). Le résultat est une déviation systématique des positions mesurées dans les deux plans. Nous résolvons ce problème en plaçant dans le traitement les plans dans des positions fictives atténuant cet effet. Ces positions ont été déterminées expérimentalement à l'aide d'un lot de traces traversant les chambres, en cherchant le minimum des variances obtenues pour différentes positions fictives des électrodes (fig. IV.7).

4.1.3 Association des traces obtenues dans l'espace

Nous disposons à présent d'un lot de traces dans chaque projection. Au niveau de chaque groupe de chambres, l'événement est rejeté si le nombre de traces candidates n'est pas suffisant en vue du nombre de particules devant avoir traversé les chambres. Nous procédons ensuite à l'association dans l'espace des traces projetées pour chaque ensemble de chambres.

Dans le cas général, nous avons plusieurs traces candidates par projection. Le nombre d'associations possibles est le nombre de combinaisons deux à deux des traces candidates d'une projection et de l'autre. Pour permettre de sélectionner les associations réelles, des plans de fils d'une inclinaison particulière, différente de celles des plans ayant donné les deux projections, ont été inclus dans chaque groupe de chambres. Les chambres à étincelles mesurant les K^+ incidents échappent à cette règle : en effet, les hodoscopes croisés BH1 et BH2 permettent, en général, de sélectionner une seule trace par projection; il n'y a alors plus d'ambiguïté pour l'association dans l'espace.

Dans un groupe de cinq chambres planes, deux plans de fils parallèles à un axe z' , faisant un angle γ avec l'axe z , permettent de lever l'ambiguïté des associations (fig. IV.8). En effet, pour chaque association

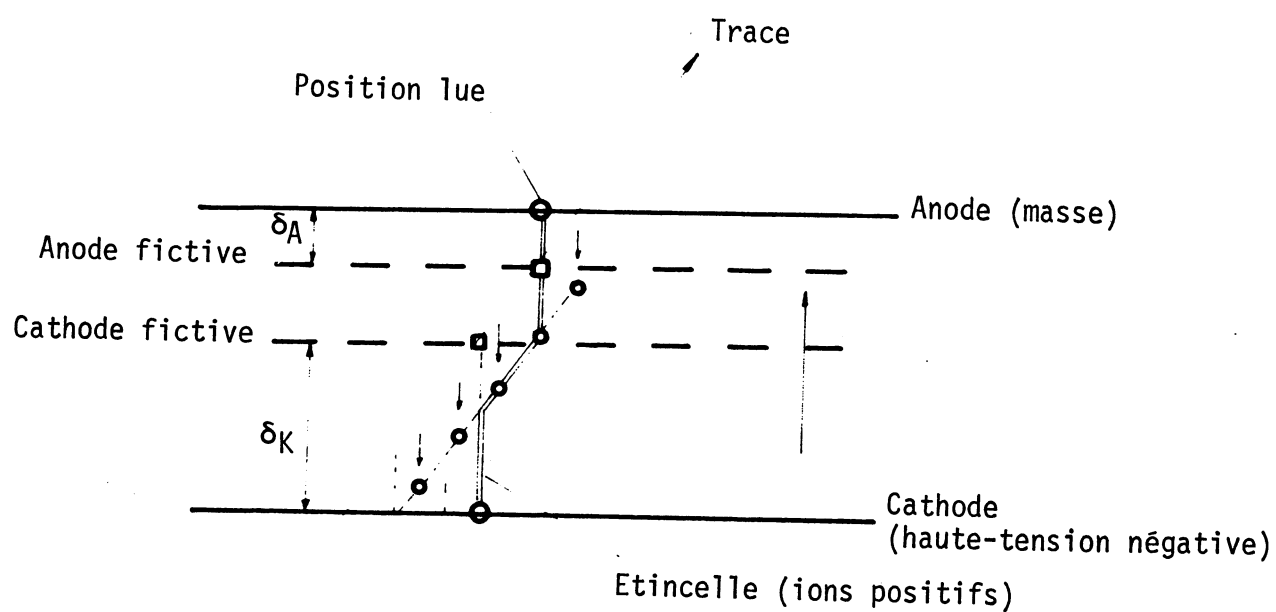


Fig. IV.6 Effet systématique sur la position des étincelles dû à l'inclinaison des traces par rapport aux électrodes.

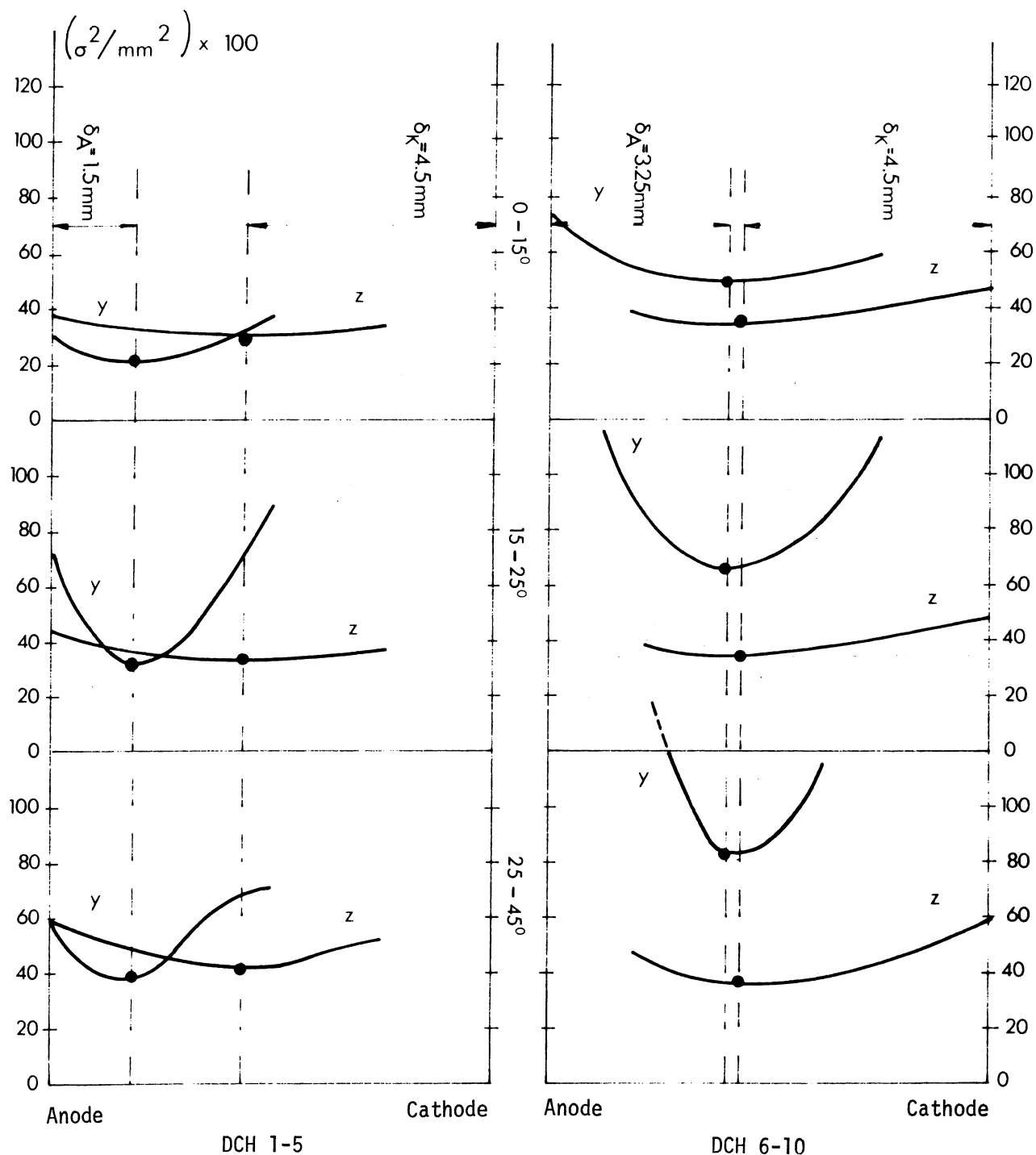


Fig. IV.7 Déterminations des positions fictives des électrodes destinées à corriger l'effet de déviation systématique des étincelles (chambres planes DCH1-10).

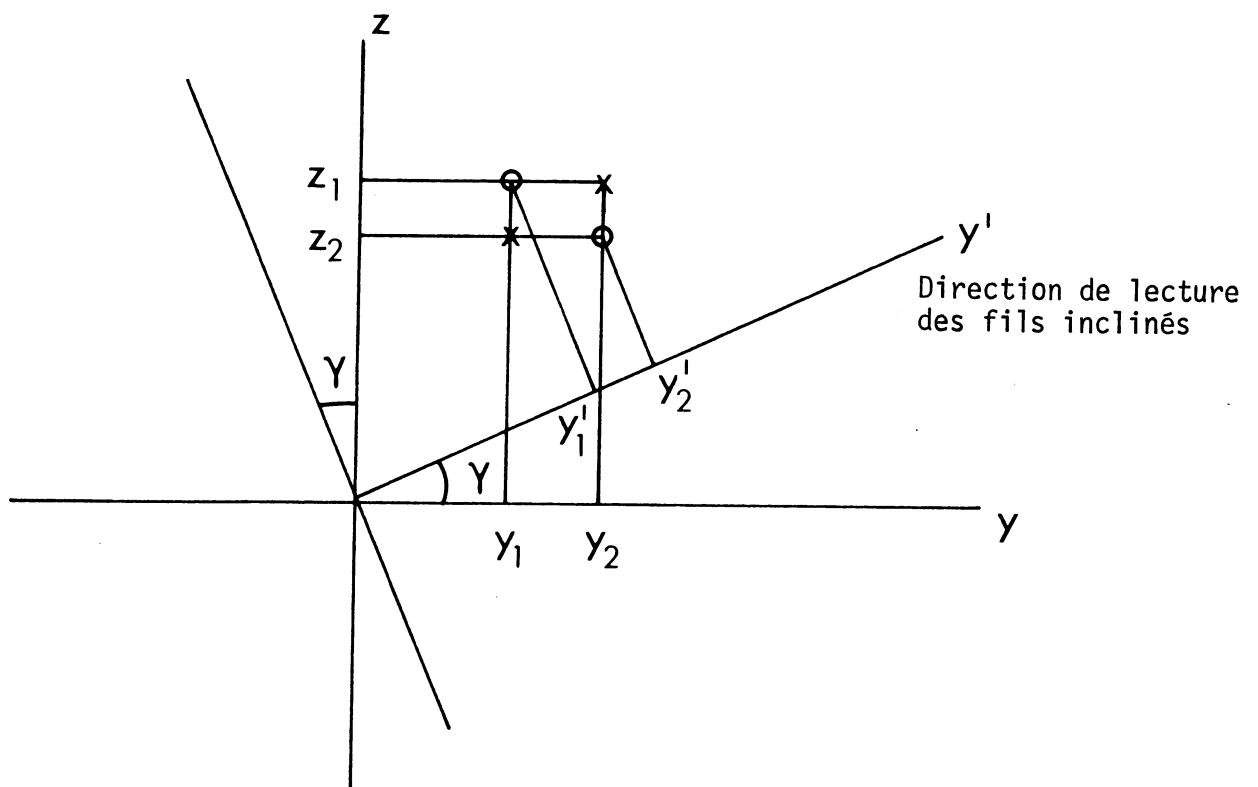


Fig. IV.8 Levée de l'ambiguïté résultant de l'association dans l'espace des projections de deux traces (chambres planes).

possible d'une droite dans la projection xy, $y = ax + b$, et d'une droite dans la projection xz, $z = cx + d$, on calcule $y' = (ax_i + b) \cos \gamma + (cx_i + d) \sin \gamma$. y' doit être la coordonnée approximative d'une étincelle dans le plan de fils faisant un angle γ avec z situé à $x = x_i$ si l'association est réelle. Nous retenons les associations pour lesquelles la quantité y' peut être associée à une étincelle du plan d'orientation z' correspondant, pour au moins un de ces plans.

Dans les chambres cylindriques, un plan de fils parallèles enroulés en hélice suivant un angle de -45° sert à lever l'ambiguïté des associations des projections $(\theta_i, 1/R)$ et $(\phi_j, 1/R)$. Pour toute association de deux droites définies par leurs paramètres θ, r dans une projection et p, q dans l'autre, on peut calculer

$$\phi' = (\theta + \beta' p) + \left[\frac{1}{R'} \right] (\beta' [q - X_0] + r)$$

d'après la relation (IV.2), avec $\beta' = \tan(-45^\circ) = -1$, où R' est le rayon du cylindre portant l'hélice à -45° . Quand l'association est réelle, ϕ' doit correspondre environ à la position d'une étincelle sur ce cylindre. Si tel est le cas, l'association est retenue. En général, si une seule association répond à la condition et qu'il n'y a que deux traces candidates par projection, la seule association restante est retenue. Toutes les associations ayant été examinées, l'événement est rejeté si le nombre d'associations retenu est inférieur au nombre de traces cherchées dans les chambres, ou si ce nombre est trop grand (> 16).

Il reste à présent à déterminer les positions des vertex de production et de désintégration du K^0 , car les droites trouvées, en général, ne se coupent pas.

4.1.4 Détermination du vertex de production

Le vertex de production est l'intersection de trois traces, celle du K^+ incident et celles des deux particules de recul π^+ et proton mesurées dans les chambres cylindriques. Seuls sont traités les événements où au moins une trace incidente retenue traverse la région de la cible. Avec les droites dans l'espace trouvées dans les chambres cylindriques, nous formons des couples deux à deux. Un tel couple n'est retenu que si

les deux droites se coupent à l'intérieur de la cible avec une certaine tolérance (déterminée expérimentalement). Nous demandons aussi qu'une droite de faisceau arrive au même endroit (avec une tolérance sur la somme des distances aux deux premières droites). Pour de telles combinaisons de trois droites, un ajustement est alors opéré sur les directions des trois droites dans l'espace (décrites par six paramètres) et les trois coordonnées du vertex de production cherché (neuf inconnues). Chaque étincelle est déplacée pour satisfaire à la contrainte de se trouver sur la droite qui lui correspond. L'ajustement se fait par une méthode de minimisation sur les écarts aux positions des étincelles mesurées; en première approximation

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(p_i \text{ mesuré} - p_i \text{ ajusté})^2}{\sigma_{p_i}^2}$$

est la quantité minimisée; N est le nombre d'étincelles utilisées, les p_i leurs positions, de variances σ_{p_i} supposées distribuées gaussiennement. Notons que pour la trace du K^+ dont on connaît l'impulsion, les variances employées tiennent compte de la diffusion coulombienne multiple due à la matière traversée par cette particule (compteur Čerenkov). Pour les autres particules, on ne tient pas compte de la diffusion multiple, qui est beaucoup plus faible. Nous avons estimé inutile une redétermination du vertex au moment où l'on connaît les impulsions de ces particules.

La méthode d'ajustement employée est décrite en détail dans la référence [IV.1]. La minimisation du χ^2 se fait au cours d'un processus d'itération qui permet de déterminer les matrices d'erreurs sur les quantités ajustées. Notons que les paramètres de départ pour la position du vertex sont choisis à partir de la trace de faisceau pour les coordonnées y et z, à partir des deux traces de recul pour la coordonnée x. Le processus itératif est stoppé lorsque l'accroissement du χ^2 devient très petit et positif. Si le nombre d'itérations est trop grand, ou, en cas de convergence, si le χ^2 obtenu a une probabilité $\leq 1\%$, la solution n'est pas retenue.

Nous obtenons finalement pour le vertex de production, un certain nombre de solutions pour toutes les combinaisons envisagées. L'événement est rejeté s'il n'y en a pas. Sinon, les solutions sont classées par ordre de préférence selon le nombre d'étincelles utilisées ou, à égalité,

selon la valeur de χ^2 obtenu. La solution du plus grand nombre d'étincelles ou de meilleur χ^2 est adoptée.

4.1.5 Détermination du vertex de désintégration

Le vertex de désintégration du K^0 , intersection des traces du π^+ et du π^- dans les chambres planes avant l'aimant, est ajusté d'une façon analogue. A l'aide des positions d'étincelles, on peut déterminer par une minimisation de χ^2 les quatre paramètres des deux droites dans l'espace et les trois paramètres du point de désintégration. Nous envisageons tous les couples de droites retenues précédemment pourvu que leur plus courte distance CD ne soit pas trop grande et que le milieu B de CD se trouve dans une région convenable (les vertex situés dans le bloc des chambres ne sont pas acceptés sauf entre la première et la deuxième chambre). Pour l'ajustement, la position initiale choisie du vertex est le point B. Finalement, les solutions dont le χ^2 a une probabilité $\geq 1\%$ sont classées suivant les mêmes critères qu'au vertex de production. La figure IV.9 montre un exemple de distribution du χ^2 pour ce vertex. S'il n'y a pas de solution, l'événement est rejeté. Cependant, le choix de la meilleure solution n'est pas encore effectué, pour deux raisons :

i) La première raison est que l'on procède à une redétermination du vertex pour les meilleures solutions quand les impulsions sont connues; nous tenons alors compte de la diffusion coulombienne dans l'enveloppe en dalite (1,5 mm d'épaisseur pour une densité d'environ 1,2) de la cible si les traces la traversent. Nous tenons compte aussi de la déviation dans le champ magnétique des étincelles correspondant aux chambres les plus proches de l'aimant. Les positions de ces étincelles sont recalculées avec les directions et impulsions trouvées, définissant de nouvelles droites. Les points d'impact éventuels des traces avec l'enveloppe de la cible sont calculés. Le nouvel ajustement prend alors pour valeurs mesurées les quatre coordonnées de ces points (deux coordonnées par point suffisent puisqu'ils reposent sur un cylindre d'axe x de rayon donné) et les nouvelles directions des droites définies par quatre paramètres. Les quantités à ajuster sont ces quatre paramètres et les trois coordonnées du point de vertex. Les variances introduites sur les coordonnées du point de vertex tiennent compte de la diffusion multiple introduite et permettent une discontinuité dans les directions des droites.

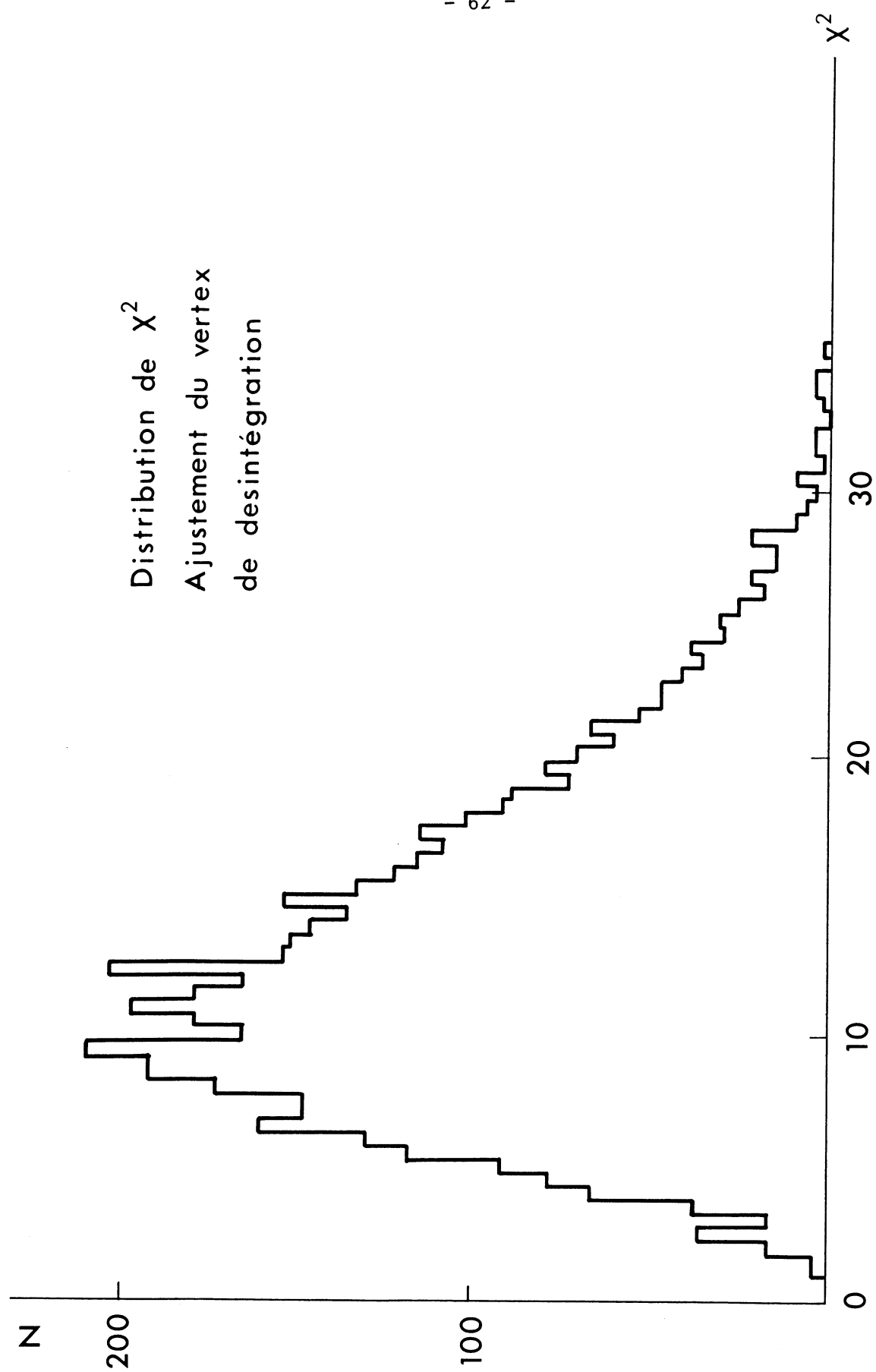


Fig. IV.9 Exemple de distribution de χ^2 pour l'ajustement du vertex de désintégration.

ii) L'autre raison de ne pas choisir immédiatement une solution est que l'association des droites à travers l'aimant pour le calcul de l'impulsion des particules, peut définir un autre critère de sélection.

4.1.6 Mesure des impulsions dans le spectromètre

i) Association des droites avant et après l'aimant

Pour chaque vertex de désintégration reconnu, on tente d'associer les deux droites avant l'aimant avec toutes les droites reconnues après l'aimant. Deux traces sont dites associées à travers l'aimant si elles remplissent les conditions suivantes :

1) La différence des pentes suivant z , dz/ds , où ds est l'élément curviligne défini par $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, doit être nulle à une tolérance près.

2) La différence des pentes suivant y , dy/ds doit être comprise entre deux limites correspondant aux impulsions extrêmes admises, avec une tolérance.

3) Dans la projection yx , les deux droites doivent se croiser à l'intérieur de l'aimant.

4) Une impulsion est calculée avec la différence des dy/ds dans l'hypothèse d'un champ uniforme dirigé suivant l'axe z ; le point de sortie de l'aimant calculé à partir de la trace entrante doit correspondre dans certaines limites à l'impact de la droite après l'aimant dans la face de sortie.

Le vertex de désintégration est alors choisi comme le meilleur vertex parmi ceux qui correspondent à des traces associées à travers l'aimant. Nous procédons alors à la détermination précise des impulsions.

ii) Détermination de l'impulsion

Le champ de l'aimant est en fait inhomogène. Cependant, la méthode consistant à calculer plusieurs fois avec précision une trajectoire point par point pour déterminer l'impulsion d'une particule par un processus d'itération n'est pas acceptable, le temps de calcul demandé étant trop grand. Nous avons utilisé une autre méthode^[IV.2] qui consiste à chercher

une forme analytique décrivant l'impulsion en fonction explicite des paramètres de la trajectoire. La forme utilisée est un développement en polynômes de Tchebycheff; ces polynômes, qui s'écrivent $T_j(x) = \cos(j \text{ Arc cos } x)$, sont choisis pour leur propriété d'orthogonalité :

$$\sum_{\alpha} T_j(x_{\alpha}) T_k(x_{\alpha}) = 0 \quad j \neq k$$

si

$$x_{\alpha} = \cos[(2\alpha-1)\pi/2N] \quad \alpha = 1, 2, \dots, N.$$

Nous cherchons à déterminer l'impulsion d'une particule en fonction des variables $y, dy/ds, z, dz/ds$ qui caractérisent l'impact et la direction des trajectoires à la face d'entrée de l'aimant, et de la variable D , qui est la déflexion de la trajectoire dans le plan horizontal. Cette fonction impulsion est obtenue par le calcul, connaissant la carte du champ magnétique. On procède de la façon suivante : on choisit un nombre N_i de valeurs pour chaque quantité $y, dy/ds, z, dz/ds$ et p l'impulsion, les quantités étant sous une forme ξ_i normalisée dans l'intervalle $[-1, +1]$

$$\xi_i = \frac{2x_i - A_i - B_i}{B_i - A_i} \quad i = 1, 2, 3, 4, 5.$$

(les x_i représentent $y, dy/ds, z, dz/ds$ et p pour $i = 1, 2, 3, 4, 5$; les A_i et les B_i sont les valeurs minimales et maximales des quantités x_i). Les N_i valeurs d'une quantité ξ_i sont choisies suivant une distribution de Tchebycheff :

$$\xi_i(\alpha_i) = \cos[(2\alpha_i-1)\pi/2N_i] \quad \alpha_i = 1, 2, 3, \dots, N_i.$$

Pour chacune des $N_1 \times N_2 \times N_3 \times N_4 \times N_5$, combinaisons de ces quantités, on calcule par une méthode point par point la déflexion D due à la traversée du champ.

D'autre part, on définit un ensemble de N_6 (on prend en général $N_6 = N_5$) valeurs de D sous la forme normalisée ξ avec la distribution :

$$\xi_6(\alpha_6) = \cos[(2\alpha_6-1)\pi/2N_6] \quad \alpha_6 = 1, 2, \dots, N_6.$$

Par interpolation, à l'aide des déflexions calculées point par point, on peut obtenir les valeurs de l'impulsion ξ_5 correspondant à chaque combinaison des variables $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_6$ ayant une distribution de Tchebycheff. Ceci nous donne un certain nombre de points de la fonction impulsion ξ_5 , que nous voulons obtenir sous forme de développement en polynômes de Tchebycheff :

$$\xi_5 = \sum_{\alpha_1=1}^{N_1} \sum_{\alpha_2=1}^{N_2} \sum_{\alpha_3=1}^{N_3} \sum_{\alpha_4=1}^{N_4} \sum_{\alpha_6=1}^{N_6} C_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_6} \cdot \quad (IV.3)$$

$$T_{\alpha_1}(\xi_1) T_{\alpha_2}(\xi_2) T_{\alpha_3}(\xi_3) T_{\alpha_4}(\xi_4) T_{\alpha_6}(\xi_6).$$

Nous déterminons les coefficients $C_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_6}$ en résolvant un système de $N_1 \times N_2 \times N_3 \times N_4 \times N_6$ équations (valeurs de ξ_5) à $N_1 \times N_2 \times N_3 \times N_4 \times N_6$ inconnues $C_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_6}$. La propriété d'orthogonalité des polynômes de Tchebycheff fait que le développement (IV.3) garde les mêmes coefficients si l'on réduit N_1, N_2, N_3, N_4, N_6 à des valeurs $N'_1, N'_2, N'_3, N'_4, N'_6$ plus petites. Pour un champ magnétique donné, nous calculerons à l'avance les coefficients du développement avec des nombres N_1, N_2, N_3, N_4, N_6 assez grands pour avoir une bonne précision.

Pour calculer l'impulsion des trajectoires réelles, nous utiliserons la formule (IV.3) avec moins de termes. Avec un millier de termes retenus, la figure IV.10 montre la précision que nous obtenons sur l'impulsion. Elle entraîne des erreurs en général inférieures à celles introduites par la diffusion multiple dans la matière (hodoscope DHI, chambres) et par la mesure de la déflexion (fig. IV.11).

4.2 Reconstruction cinématique des événements

La reconstruction géométrique, pour chaque événement non éliminé, a permis de déterminer les directions de toutes les particules correspondant à la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ avec $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (les positions des vertex définissant la direction du K^0) ainsi que l'impulsion des π de désintégration du K^0 ayant traversé l'aimant; l'impulsion du K^+ est connue. Nous appelons maintenant ces grandeurs quantités mesurées.

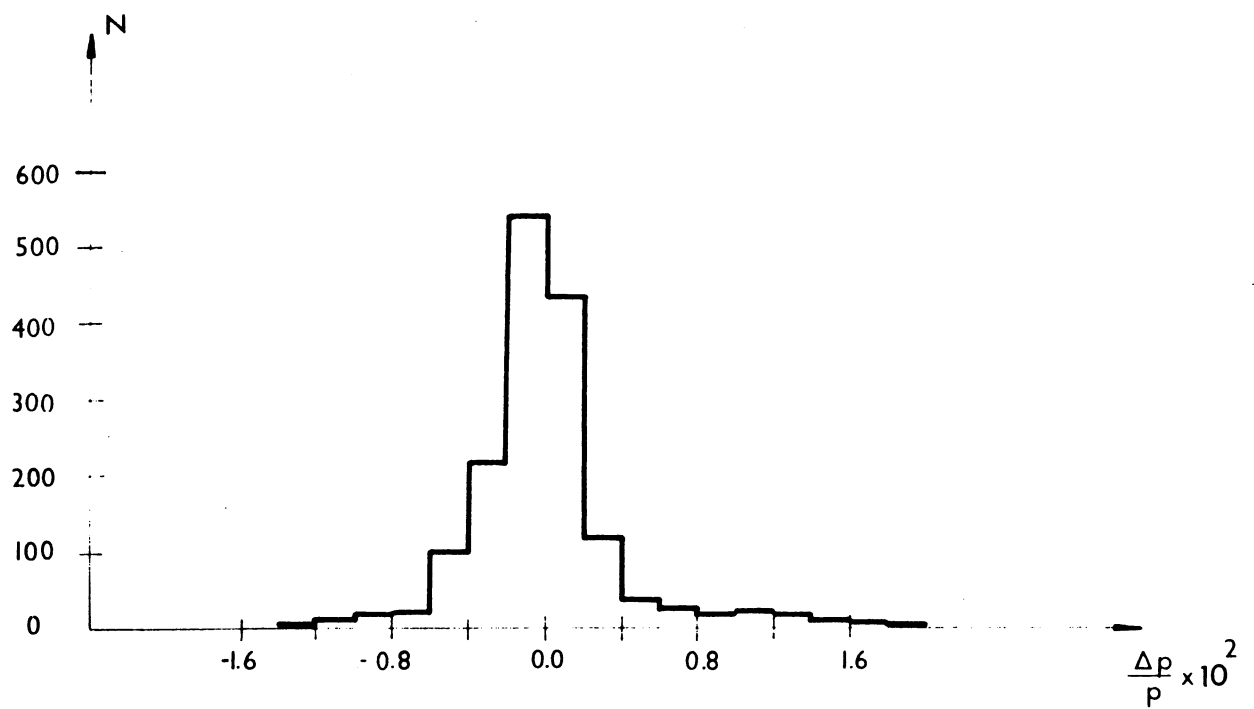


Fig. IV.10 Distribution de l'erreur introduite sur l'impulsion avec une méthode de polynômes de Tchebycheff.

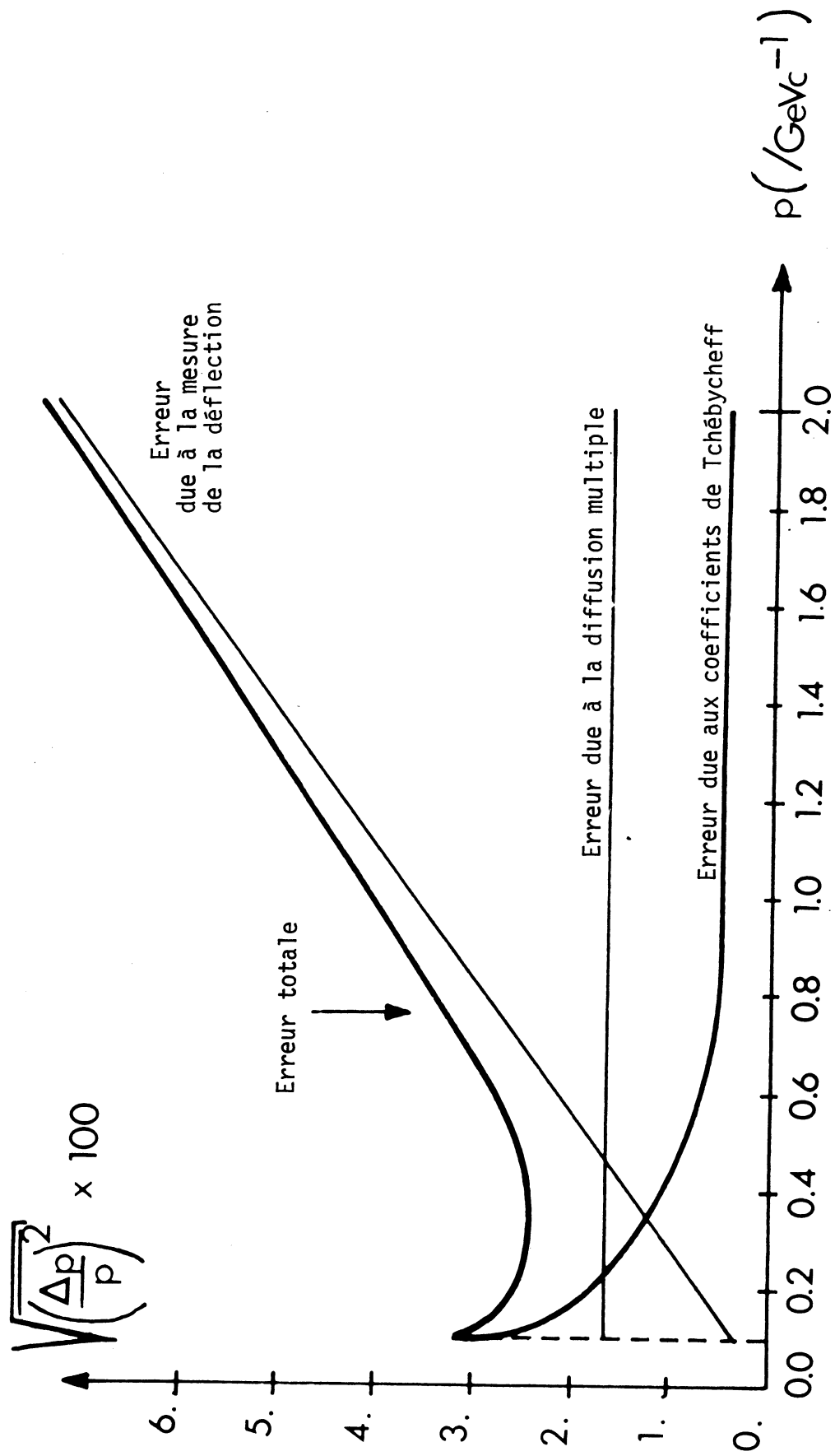


Fig. IV.11 Variations des diverses contributions à l'erreur totale sur l'impulsion en fonction de cette impulsion.

Précisons ici que nous avons enregistré et traité deux classes d'événements distinctes : dans la première, nous exigeons que les deux pions traversent l'aimant; dans la seconde, nous acceptons qu'un seul des deux pions traverse l'aimant. Nous les appelons respectivement classe 1 et classe 2. Les deux classes d'événements sont signées dès le déclenchement par deux compteurs D_1 et D_2 définissant dans la face d'entrée de l'aimant une ouverture telle que les pions provenant de la réaction traversent l'aimant s'ils ne touchent pas ces compteurs.

Pour que la reconstitution de l'événement soit complète, il reste donc, si l'on fait l'hypothèse de la réaction, à déterminer les impulsions des particules suivantes :

- π^+ et proton de recul, K^0 dans la classe 1, soit p_{π^+} , p_p , p_{K^0} ;
- π^+ et proton de recul, K^0 , un pion de désintégration dans la classe 2, soit p_{π^+} , p_p , p_{K^0} , p_{π_2} .

Ces trois (ou quatre) inconnues peuvent être déterminées grâce aux équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie à chaque vertex, soit huit équations. Le système, surdéterminé, permet l'ajustement des quantités mesurées par une méthode de minimisation de χ^2 semblable à celle que nous avons signalé plus haut.

Il est important de remarquer que, si les erreurs sur les quantités mesurées ont des distributions gaussiennes, le χ^2 sur les écarts (à ces quantités) satisfaisant les équations de contraintes, peut être interprété comme donnant la probabilité de l'hypothèse de départ. Pour satisfaire approximativement cette condition, les quantités mesurées présentées à l'ajustement seront :

$$\left. \frac{dy}{dz} \right|_{K^+}, \left. \frac{dz}{dz} \right|_{K^+}, \left. \frac{dy}{dz} \right|_{K^0}, \left. \frac{dz}{dz} \right|_{K^0},$$

$$\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}, \theta_p, \phi_p, p_{K^+},$$

$$\left. \frac{dy}{dz} \right|_{\pi_1}, \left. \frac{dz}{dz} \right|_{\pi_1}, \left. \frac{dy}{dz} \right|_{\pi_2}, \left. \frac{dz}{dz} \right|_{\pi_2}, p_{\pi_1} \text{ (et } p_{\pi_2} \text{ pour la classe 1)}$$

(θ et ϕ : angles polaires).

La matrice des variances sur ces quantités a été déterminée lors de l'ajustement des vertex.

La valeur de χ^2 est considérée alors comme un test d'hypothèse. En fait, l'hypothèse de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ n'est pas tout à fait suffisante :

$$\begin{array}{c} K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+ \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \pi^+ \pi^- \end{array}$$

nous n'avons pas identifié les particules π et proton de recul et avons par conséquent deux possibilités dans l'attribution des masses. Nous effectuons l'ajustement dans les deux cas, la plus petite valeur du χ^2 étant prise comme définition de la meilleure hypothèse. Ce procédé échoue dans un petit nombre de cas, comme nous le verrons dans le prochain chapitre. La figure IV.12 présente un exemple de la distribution de χ^2 pour une sélection d'événements.

Les valeurs des quantités inconnues choisies pour initialiser le processus d'itération, sont calculées en utilisant un nombre d'équations de contraintes égal au nombre d'inconnues. L'itération est effectuée un certain nombre de fois (ou de "tours"), elle est arrêtée si l'une des conditions suivantes est remplie :

- nombre de tours trop grand (> 20);
- variation relative du χ^2 : $\Delta\chi^2/\chi^2$ inférieure à 10^{-6} entre deux itérations, le χ^2 étant grand;
- équations de contraintes satisfaites à moins de 0,1 keV près;
- valeur du $\chi^2 > 10^7$.

Nous définissons la convergence de l'ajustement par la troisième condition, qui est la condition d'arrêt dans presque tous les cas pour de bons événements. Cependant, aucun rejet n'est effectué à ce niveau.

4.3 Performance des programmes de reconstruction

Si les programmes de reconstruction remplissent correctement leur fonction, leur performance ne dépend que de l'efficacité de l'appareillage, principalement en ce qui concerne le déclenchement et la mesure des traces.

Pour la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ avec $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, environ 1,35 million de déclenchements ont été enregistrés. Mais la condition du déclenchement est assez peu sélective puisqu'en particulier, le fait que les deux particules chargées allant vers l'avant proviennent de la désintégration

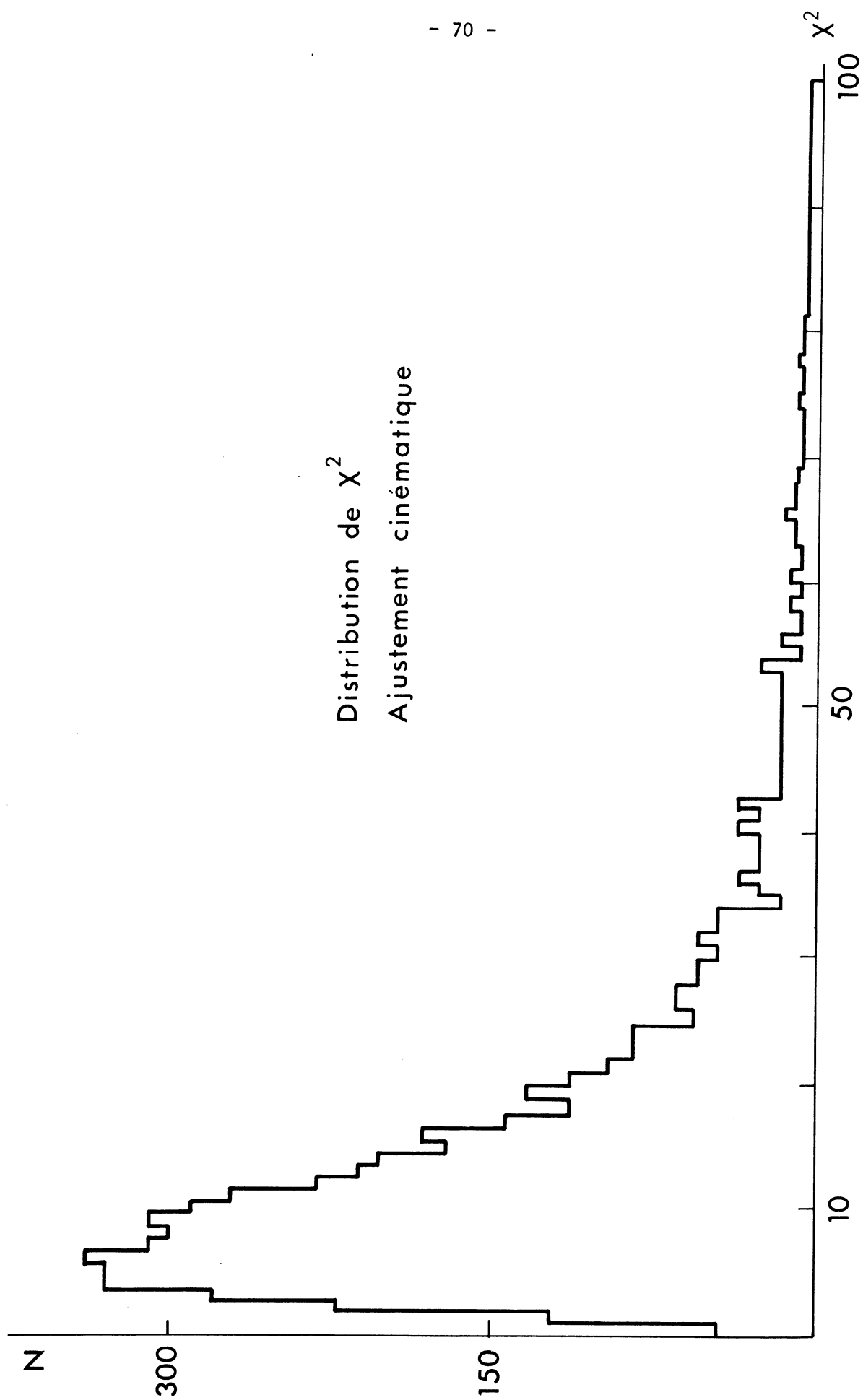


Fig. IV.12 Distribution de χ^2 pour l'ajustement cinématique d'événements de classe 1 sélectionnés sur des critères géométriques et pour lesquels on a requis la convergence de l'ajustement.

d'une particule neutre, n'est pas demandé. Nous avons donc un grand nombre de déclenchements dits parasites qui influence très fortement les taux de rejets enregistrés aux différents niveaux.

La reconstruction géométrique accepte en moyenne 19% des événements. Les pertes peuvent être détaillées de la façon suivante (taux successifs) :

- Inefficacité de reconstruction des traces dans les chambres
(les 3/4 des pertes sont dues à la reconstruction dans les
chambres cylindriques) ~ 60%
- Pertes dues à l'association des traces dans l'espace (surtout
dans les chambres cylindriques et les chambres planes après
l'aimant) ~ 25%
- Pertes dues aux ajustements des vertex (surtout vertex de
désintégration) ~ 25%
- Rejets de l'association à travers l'aimant ~ 15%

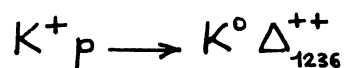
La reconstruction cinématique n'introduit pas de rejets. En fait, quelques coupures sont déjà effectuées avant la cinématique, dont nous parlerons au chapitre suivant.

En ce qui concerne la performance en qualité des reconstructions, nous en jugerons lors de l'analyse des événements fournis, que nous abordons maintenant.

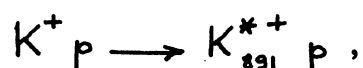
V. DETERMINATION DES DISTRIBUTIONS EXPERIMENTALES - SELECTION DES EVENEMENTS

5.1 Principe des calculs d'acceptance

Comme nous l'avons indiqué au chapitre II, nous voulons déterminer les distributions caractéristiques des canaux résonants



et



c'est-à-dire les distributions angulaires de production (distribution en moment transféré) et de désintégration des résonances Δ^{++} et K^{*+} . Pour cela, nous devons appliquer aux distributions expérimentales correspondant aux réactions étudiées des corrections dues à l'acceptance des événements intervenant.

Nous définissons l'acceptance d'un événement donné par la probabilité qu'il figure dans les distributions expérimentales au stade final de l'analyse. Cette acceptance dépend des quantités cinématiques qui définissent l'événement (impulsion incidente, moment transféré, angles de désintégration de la résonance, masse de la résonance, temps de vie du K^0) et de sa localisation géométrique par rapport à l'appareillage (direction incidente, point d'interaction, matière rencontrée par les particules). L'acceptance est liée, de plus, aux performances des détecteurs, des programmes de reconstruction et aux conditions de sélection des événements retenus dans les distributions.

L'acceptance d'un événement a pu être déterminée uniquement en fonction des quantités t , $\cos \theta$, ϕ dont les distributions sont nos inconnues, une moyenne pondérée étant effectuée sur toutes les autres variables dont les distributions nous sont connues. Ceci a été rendu possible par la réalisation d'un vaste programme de simulation d'événements. La méthode de simulation consiste à générer toutes les quantités définissant un événement, suivant leur distribution, à l'aide de nombres au hasard. Les distributions des quantités cinématiques que l'on cherche à déterminer peuvent être arbitrairement choisies.

En fait, nous avons intérêt à choisir des distributions les plus proches possible des distributions réelles, déjà approximativement connues. De cette façon, quand le calcul de l'acceptance aura permis de déterminer précisément les distributions physiques, le procédé consistant à pondérer les événements suivant la différence entre distributions générées et distributions physiques pour simuler parfaitement les distributions expérimentales permettra d'approfondir les conditions de sélection des événements. Les nouvelles conditions de sélection définissent un nouvel échantillon d'événements avec lequel on peut recommencer tout le processus. L'itération ainsi définie converge immédiatement si les distributions générées sont proches de la réalité au départ.

Nous avons pu utiliser cette méthode pour déterminer en une ou deux itérations l'acceptance des événements

$$A(\cos \theta, \phi, t)$$

en fonction de t moment transféré et $\cos \theta, \phi$ les paramètres angulaires de désintégration de la résonance (angles dans le référentiel de Jackson). Les distributions réelles en $(\cos \theta, \phi)$ et t sont :

$$W_{\text{réel}}(\cos \theta, \phi) = \int_{\pi} \frac{W_{\text{mesurée}}(\cos \theta, \phi, t)}{A(\cos \theta, \phi, t)} dt \quad (\text{V.1})$$

dans un intervalle T de moment transféré, et

$$g_{\text{réel}}(t) = \int \frac{W_{\text{mesurée}}(\cos \theta, \phi, t)}{A(\cos \theta, \phi, t)} d\cos \theta d\phi \quad (\text{V.2})$$

où $g(t)$ est la distribution en t dans l'angle solide total de désintégration Ω .

L'acceptance $A(\cos \theta, \phi, t)$ ne sera pas calculée explicitement car les intégrations des formules (V.1) et (V.2) peuvent être effectuées numériquement, à partir de la distribution en $(\cos \theta, \phi, t)$ que l'on génère pour les événements simulés et de la distribution acceptée correspondante.

5.2 Les programmes de simulation

Nous allons décrire avec plus de détails les programmes de simulation qui, outre l'acceptance, ont permis de mettre au point les conditions de sélection des événements et d'évaluer certains fonds résiduels.

En ce qui concerne les réactions parasites (ou réactions de fond) leurs distributions cinématiques sont souvent très mal connues, mais on pourra les simuler dans les conditions les plus défavorables pour obtenir une limite supérieure de leur contamination.

5.2.1 Génération des événements simulés

La simulation des événements dans les conditions de l'expérience comporte les éléments suivants :

- l'impulsion de la particule incidente est distribuée suivant une "fonction-triangle", déterminée expérimentalement;
- la distribution angulaire du faisceau est générée conformément à la distribution mesurée. Elle tient compte des limites imposées par les collimateurs;
- le point d'interaction est choisi au hasard dans les limites de la cible de l'expérience en tenant compte de l'absorption des particules incidentes dans l'hydrogène liquide et des conditions de focalisation connues expérimentalement. La position de ce point permet de relier l'événement simulé à la géométrie de l'appareillage, la direction du faisceau étant repérée par rapport aux axes de l'expérience;
- la génération des événements proprement dits est programmée de façon très générale : il est possible de simuler toute réaction à deux ou trois corps avec cascade éventuelle. Chaque particule intermédiaire peut avoir une distribution en masse de résonance, ou bien se désintégrer avec un temps de vie dont la distribution comporte plusieurs options. Les désintégrations successives peuvent comporter des corrélations cinématiques ou angulaires.

Dans le cas de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ nous avons généré séparément des événements correspondant aux trois canaux possibles :

$$K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$$

$$K^+ p \rightarrow K^{*+} p$$

$$K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+ \text{ non résonant.}$$

Pour les deux premiers canaux, à quasi deux corps, les résonances sont générées avec une distribution en masse M de Breit et Wigner proportionnelle à $(\Gamma^2/4)/[(M-M_0)^2 + \Gamma^2/4]$ où M_0 et Γ sont la masse centrale et la largeur des résonances.

La distribution angulaire de production a été générée au hasard uniforme en angle azimutal : pour l'angle radial, la distribution choisie correspondait à une distribution en moment transféré de la forme e^{3t} d'après les résultats expérimentaux antérieurs [V.1].

La distribution angulaire de désintégration des résonances a été générée dans le référentiel de Jackson où nous étudierons cette distribution :

a) pour le Δ^{++} selon une loi de probabilité de la forme

$$W(\theta, \phi) \propto 1/6 + 1/2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi$$

qui correspond à la prédiction de Stodolsky et Sakurai [II.10] dans ce référentiel, dont nous savons l'accord relativement bon avec les résultats expérimentaux dans notre gamme d'énergie;

b) pour le K^* selon une loi de probabilité uniforme;

c) pour le canal non résonant, la production $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ a été générée suivant une distribution d'espace de phase en ce qui concerne les énergies cinétiques des particules sortantes; angulairement, une distribution "périphérique" a été choisie (le moment transféré du K^+ au K^0 étant distribué selon une loi en e^{3t}), ce qui semble correspondre le mieux à la réalité [V.2].

Nous avons ensuite simulé la désintégration du K^0 en deux pions, avec une distribution angulaire uniforme dans le centre de masse et une distribution de temps de vol de la forme

$$e^{-\gamma_s t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\gamma_L t} + 2 |\eta_{+-}| \cos(\Delta m t - \phi_{+-}) e^{-\frac{\gamma_L + \gamma_s}{2} t}$$

$$\text{avec } \gamma_s = \frac{1}{\tau_s} \quad \tau_s = 0,862 \times 10^{-10} \text{ sec} \quad |\eta_{+-}| = 1,92 \times 10^{-3}$$

$$\gamma_L = \frac{1}{\tau_L} \quad \tau_L = 5,38 \times 10^{-8} \text{ sec} \quad |\phi_{+-}| = 44^\circ$$

$$\Delta m = m_{K_L^0} - m_{K_S^0} = 0,469/\tau_s .$$

Il a été tenu compte de la désintégration éventuelle des pions avant que leur direction ait pu être mesurée.

5.2.2 Traitement des événements simulés

L'événement physique simulé est alors complètement déterminé dans l'espace. Comme il a été relié au système de coordonnées de l'expérience, nous pouvons à présent tenir compte des conditions imposées par l'appareillage :

i) La diffusion multiple des particules chargées, due à l'enveloppe de la cible (qui constitue une quantité de matière non négligeable) est simulée : des déflexions sur les trajectoires des particules sont introduites, les angles de déflexion étant distribués selon une loi gaussienne autour de l'angle de diffusion moyen projeté :

$$\bar{\theta} = \frac{15}{P\beta_{(MeV/c)}} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}}$$

où P et β sont l'impulsion et la vitesse de la particule, L la longueur traversée dans le matériau de longueur de radiation L_{rad} . Dans la suite du traitement, on considérera les nouvelles directions des traces. Notons que les diffusions multiples du K^+ incident dans le compteur Čerenkov C_K et celle des pions de désintégration du K^0 dans l'hodoscope DHI sont également traitées dans un stade ultérieur de la simulation.

ii) Pour les particules de recul π^+ et proton, qui peuvent avoir des impulsions très basses, on calcule si la matière traversée dans les chambres cylindriques et leur support mécanique est suffisante pour que l'une ou l'autre des particules soit absorbée avant de pouvoir déclencher l'hodoscope de compteurs TH. Si tel est le cas, l'événement est rejeté.

On calcule pour cet effet la longueur de matière traversée en g/cm^2 d'un matériau équivalent; des tables donnant la longueur d'absorption^[v.3] pour une particule donnée en fonction de son énergie sont alors utilisées.

iii) Nous reproduisons ensuite la condition de déclenchement de l'expérience pour rejeter les événements qui n'y satisfont pas.

Les points d'impacts des traces chargées dans tous les compteurs sont calculés. Des marges sont admises pour les compteurs situés après l'aimant, car, au niveau du passage de l'aimant, les trajectoires sont calculées dans l'hypothèse d'un champ magnétique homogène à une seule composante dirigée selon O_z . De cette façon, on ne transportera plus, dans les calculs de trajectoire précis, que les événements ayant satisfait à peu près à la condition du déclenchement.

iv) Les trajectoires des particules traversant le champ magnétique sont calculées par tranches successives à l'aide de la carte du champ réel de l'aimant. Cette méthode est très précise mais demande un temps de calcul assez grand. Au cours du calcul de la trajectoire, les intersections avec les plans de chambres à étincelles sont déterminées; la diffusion des particules au passage de l'hodoscope DHI est simulée.

L'événement est rejeté si les deux particules ne parviennent pas à traverser l'aimant, soit qu'elles heurtent les pôles ou les faces intérieures latérales de l'aimant, soit que la déflexion soit supérieure à 90° .

A la fin du calcul, les points d'impact avec les hodoscopes sont recalculés et la condition du déclenchement peut être appliquée strictement.

v) Au dernier stade de la simulation, les positions des étincelles correspondant aux traces sont calculées dans les différentes chambres. Ces positions sont générées au hasard suivant une distribution gaussienne autour de l'intersection de la trace avec le plan de chambre. Les déviations standard utilisées sont celles qui ont été déterminées expérimentalement et utilisées au cours de la reconstruction. Il est tenu compte des positions fictives de l'anode et de la cathode des chambres.

De plus, une étincelle donnée est supprimée avec une probabilité correspondant à l'inefficacité de la chambre à cet endroit, déterminée expérimentalement.

Nous obtenons ainsi un lot d'événements simulés non seulement correspondant dans le plus grand détail aux conditions expérimentales mais pouvant encore être présentés sous la même forme (coordonnées d'étincelles et numéros de compteurs) que les événements réels enregistrés dans l'expérience. Ce lot d'événements simulés est susceptible d'être traité par les programmes d'analyse géométrique et cinématique et de subir les mêmes conditions de sélection que les autres événements. Ce procédé a un double avantage : il permet de détecter d'éventuelles erreurs dans l'ensemble des programmes (simulation et reconstruction); de plus, si la reconstruction et la sélection des événements n'ont pas une efficacité uniforme en fonction des quantités dont on mesure les distributions, les effets résultants sont automatiquement inclus dans les acceptances.

Pour vérifier que les conditions géométriques et les résolutions sont convenablement simulées, nous avons déterminé la vie moyenne du K^0 à vie courte (dans le domaine de temps de désintégration que nous observons, le nombre de désintégrations de K_L^0 est négligeable) qui est une quantité bien connue expérimentalement. Nous avons calculé l'acceptance en fonction du temps propre du K^0 à l'aide du programme de simulation et du processus d'itération décrit plus haut. Le résultat que nous avons obtenu est :

$$\tau_s = (0,877 \pm 0,018) 10^{-10} \text{ sec.},$$

en très bon accord avec la valeur mondiale^[V.4] :

$$\tau_s = (0,862 \pm 0,006) 10^{-10} \text{ sec.}.$$

Ce résultat montre également que les conditions de sélection ont permis de séparer un échantillon d'événements correspondant bien à la production d'un K^0 .

Les nombres d'événements simulés que nous avons générés sont indiqués ci-après :

Tableau V.1

Impulsion	Canal	Nombre généré	Nombre accepté
2,17	Δ	480 000	4 800 (classe 1)
2,34	Δ	315 000	17 900
2,34	K^*	75 000	1 330

5.3 Sélection des événements $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-$

Les conditions de sélection, qui sont des coupures sur certaines quantités, ont été définies à l'aide du programme de simulation de façon à obtenir un échantillon pur d'événements du type $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^-$ en gardant

le plus grand nombre possible de bons événements.

Avant même la reconstruction cinématique, les événements sont rejetés s'ils ne satisfont pas aux deux conditions suivantes :

- $\theta_{+-} > 80$ mrad où θ_{+-} est l'angle entre le π^+ et le π^- de désintégration;
- $L_{K^0} > 3$ cm où L_{K^0} est la longueur du vol du K^0 .

Ces coupures rejettent 75% des événements reconstruits géométriquement. Un tel taux de rejet reflète l'importance des déclenchements parasites correspondant à des réactions où les quatre particules chargées sortantes proviennent d'un même vertex. La perte en bons événements est insignifiante pour la coupure en θ_{+-} , l'angle d'ouverture moyen des deux π étant situé vers 450 mrad par la cinématique de la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Pour la coupure sur L_{K^0} , l'impulsion du K^0 étant de 1,9 GeV/c en moyenne, la perte en bons événements est d'environ 26%, mais une telle coupure est indispensable pour éliminer les événements à un seul vertex et, d'autre part, est nécessaire pour bien définir la direction du K^0 qui sera ensuite ajustée dans la reconstruction cinématique.

Après l'ajustement cinématique, d'autres conditions sont appliquées, dont nous donnons les taux de rejets successifs.

- Une coupure supplémentaire sur la longueur de vol du K^0 : $L_{K^0} > 4$ cm. Cette coupure introduit environ 9% de rejets, elle améliore encore la précision de mesure sur la direction du K^0 et diminue la contribution des fonds à un seul vertex;

- Une condition géométrique interdisant aux traces des pions de désintégration du K^0 de traverser la quantité de matière non négligeable constituée par certains supports des chambres cylindriques. En effet, la diffusion multiple correspondante n'a pas été calculée dans la simulation. Cette condition rejette 14% des événements expérimentaux.

L'ajustement cinématique est effectué en fait dans deux hypothèses :

- réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ avec désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$;
- réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ où l'on tient compte de la direction du K^0 , mais non des directions et des impulsions des deux pions de désintégration.

Nous demandons la convergence de l'ajustement dans le deuxième cas avec un χ^2 de valeur inférieure à 100. Les bons événements répondent tous à cette condition. Les 35% d'événements expérimentaux rejetés ne correspondaient donc pas à l'hypothèse $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$.

En ce qui concerne l'ajustement pour l'hypothèse $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ avec $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, nous demandons que la valeur du χ^2 corresponde à une probabilité supérieure à 1% et que cet ajustement converge. Les valeurs de coupure employées sur le χ^2 ne sont pas tout à fait les valeurs que l'on peut calculer d'après le nombre de degrés de liberté : en effet, de telles valeurs correspondent à des distributions de variances gaussiennes, ce qui n'est pas exactement le cas. Nous avons en fait choisi des valeurs telles que 1% seulement des bons événements simulés soient perdus dans chacune des classes d'événements.

Cette coupure introduit environ 43% de rejets supplémentaires sur les événements expérimentaux. Elle est la coupure la plus efficace contre le fond, comme l'illustre la figure V.1 qui montre les effets successifs des principales coupures citées sur la masse invariante mesurée du système $\pi^+\pi^-$.

Un événement ayant satisfait à l'ensemble des coupures est ce que nous appellerons un "bon" événement.

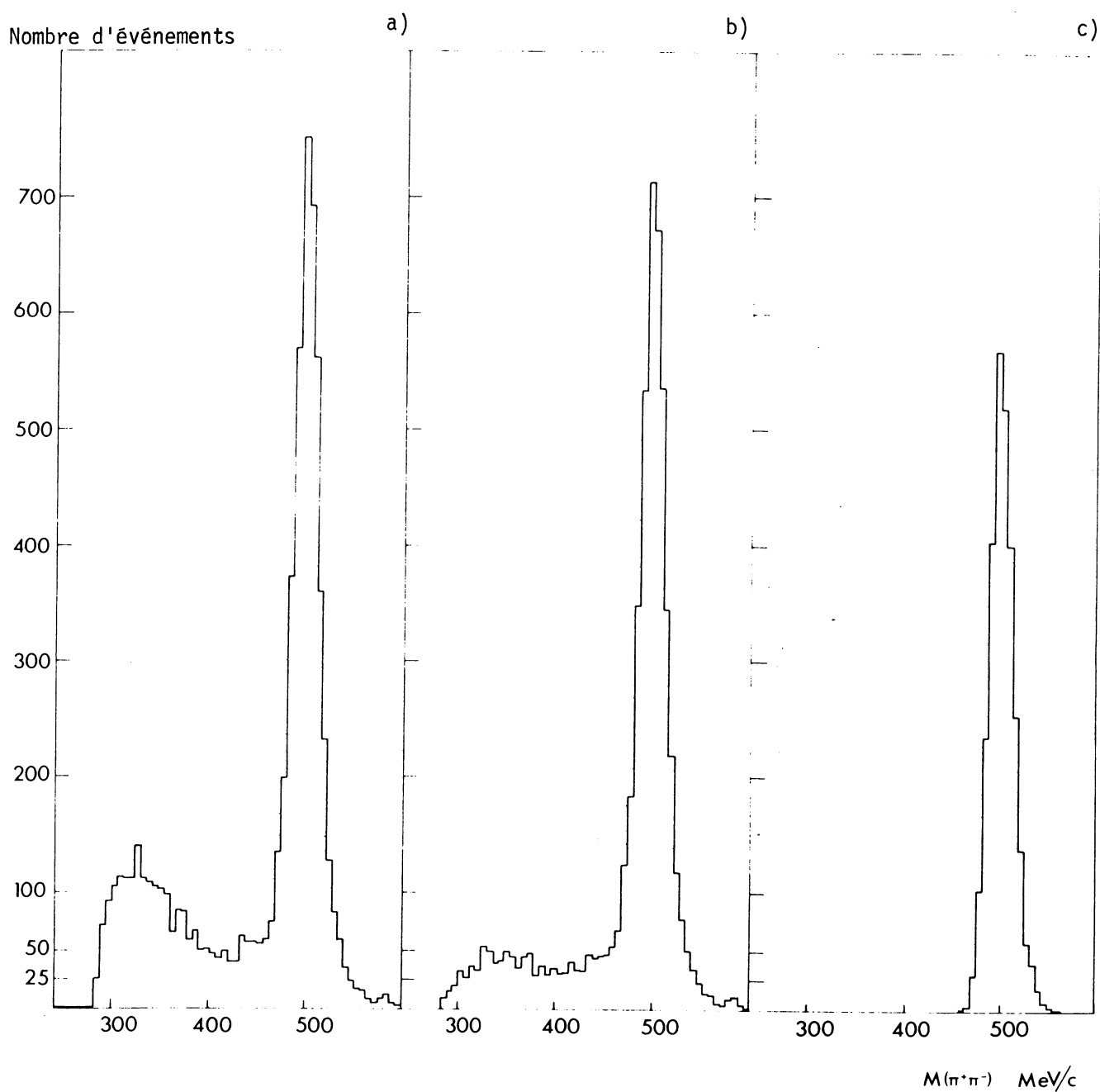


Fig. V.1 Spectre de la masse invariante ($\pi^+\pi^-$) mesurée, à différentes phases de la sélection des événements

- a) après la reconstruction
- b) en demandant que la longueur de vol du K^0 soit supérieure à 4 cm
- c) en demandant un bon χ^2 de l'ajustement cinématique.

5.4 Estimation de la qualité de notre échantillon d'événements

Notre résultat sur la vie moyenne du K_S^0 est une condition nécessaire si l'on veut conclure que la reconstruction et la sélection des événements ont été effectuées correctement. En ce qui concerne la qualité de nos événements, il nous reste à évaluer les résolutions de mesure pouvant influencer sur nos résultats et l'importance du fond (événements provenant d'autres réactions) que nous pouvons estimer petite à priori.

i) Résolutions

Examinons les résolutions, établies à l'aide du programme de simulation des quantités cinématiques dont nous voulons déterminer les distributions : le moment transféré t , les paramètres angulaires $\cos \theta$ et ϕ de la désintégration d'une résonance (par exemple le Δ_{1236}) dans le référentiel de Jackson.

- Pour le moment transféré t , la valeur moyenne de l'erreur Δt par rapport à la valeur réelle est de l'ordre de $\pm 0,003 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. La résolution $\Delta t/t$ est à peu près constante dans tout le domaine considéré : $\Delta t/t \sim 2,5\%$;

- Pour les paramètres angulaires $\cos \theta$ et ϕ dans l'exemple du Δ , nous avons en moyenne $\Delta \cos \theta = \pm 0,035$ et $\Delta \phi = \pm 0,02$.

Ces résolutions n'introduiront dans nos résultats que de petites erreurs par rapport aux erreurs statistiques. En effet, les largeurs d'intervalle choisies pour déterminer la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ et la distribution angulaire de désintégration $W(\cos \theta, \phi)$ sont telles que l'erreur statistique sur la population d'un intervalle est grande devant l'erreur introduite par la résolution des quantités mesurées t , $\cos \theta$ et ϕ .

Notons que les erreurs sur la masse invariante ($K^0\pi^+$) et sur la masse invariante (π^+p) sont de l'ordre de :

$$\Delta M = \pm 15 \text{ MeV/c}^2 .$$

ii) Evaluation des fonds résiduels

Les réactions parasites peuvent être de deux sortes :

- D'une part, les réactions à un seul vertex ne provenant pas de la production d'une particule ayant une durée de vie appréciable (par exemple

$K^+ p \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- p$). Elles correspondent dans la figure V.1a, représentant le spectre de masse invariante $M_{\pi^+ \pi^-}$, principalement à des masses de 280 MeV/c² à 400 MeV/c² qui disparaissent complètement au stade final de la sélection (fig. V.1c). Il ne reste plus qu'un pic étroit autour de la valeur de la masse de K^0 . On peut avoir une limite sur la réjection des événements à un seul vertex en regardant le nombre d'événements où les particules traversant l'aimant ont toutes les deux des charges positives et ne viennent donc pas de la désintégration d'une particule neutre. Après sélection des bons événements, la proportion est inférieure à 1,5%.

- Dans le cas de la production d'un Λ^0 émis éventuellement vers l'avant, il y a une différence de 250 MeV entre les bilans énergétiques de la désintégration dans le cas le plus défavorable (en moyenne, de 580 MeV). Ce cas est donc toujours rejeté dans l'ajustement cinématique.

- Les réactions les plus facilement confondues sont celles où un K^0 est produit. Nous pouvons avoir la réaction $\pi^+ p \rightarrow p K^+ K^0$ induite par un π^+ incident mais nous avons calculé que la contamination introduite était inférieure à 1%. Le cas le plus dangereux de réaction parasite où un K^0 est produit est la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+ \pi^0$ pour laquelle les bilans en énergie à comparer peuvent ne différer que par la masse d'un pion. Nous avons simulé cette réaction en tenant compte des différents canaux résonants qui peuvent la produire.

L'acceptance globale de la réaction est inférieure à $0,6 \times 10^{-3}$.
La contamination résultante est de

$$\frac{0,6 \times 10^{-3}}{0,055} \times \frac{1,5}{3,5} = 5 \times 10^{-3}$$

l'acceptance globale de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 p \pi^+$ étant de 5,5% et 1,5/3,5 étant le rapport des sections efficaces (figure I.1).

Nous pouvons finalement conclure que la contamination par des réactions parasites de notre échantillon d'événements est inférieure à 1%.

5.5 Sélection des événements des différentes voies

Comme nous l'avons déjà mentionné, la réaction $K^+p \rightarrow K^0 p \pi^+$ peut provenir à 2,3 GeV/c de trois canaux

$$K^+p \rightarrow K^0 \Delta_{1236}^{++} ,$$

$$K^+p \rightarrow K_{891}^{*+} p ,$$

$$K^+p \rightarrow K^0 p \pi^+ \quad \text{non résonant} .$$

La dominance des canaux résonants peut être illustrée par le diagramme de Dalitz de notre échantillon à 2,17 GeV/c (fig. V.2). La séparation des canaux résonants du fond non résonant n'est jamais parfaite par définition; il existe un autre problème pour séparer la résonance K^* de la résonance Δ qui se recouvrent dans le diagramme de Dalitz en masses invariantes. Il y a alors plusieurs procédés pour résoudre ce problème :

- Pour étudier le canal Δ , il est possible de séparer le diagramme de Dalitz en deux parties par une ligne correspondant à l'équation $\cos \lambda^* = 0$ où λ^* est l'angle entre la direction du proton dans le centre de masse du Δ et la direction du Δ dans le centre de masse de la réaction. A chaque position dans le diagramme correspond une position dans l'autre partie du diagramme qui est conjuguée de la première par opération parité. On se limite alors à l'étude d'une seule partie, celle qui ne contient pas le recouvrement avec l'autre résonance. On peut opérer de la même façon dans l'étude du canal K^* .

- Eberhard et Pripstein^[V.5] suggèrent de remplacer les événements de la région de recouvrement par les événements "conjugués" par rapport à la ligne $\cos \lambda^* = 0$ pour lesquels on changera $\cos \lambda^*$ en $-\cos \lambda^*$, pour utiliser ainsi la presque totalité des événements situés dans la bande d'une résonance.

Ces méthodes ne sont pas applicables dans notre cas, car l'acceptance varie selon les régions du diagramme de Dalitz et est faible dans les régions "conjuguées" par rapport à une ligne $\cos \lambda^* = 0$ pour les deux résonances.

DIAGRAMME DE DALITZ

POUR LA REACTION $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ (3480evts.)

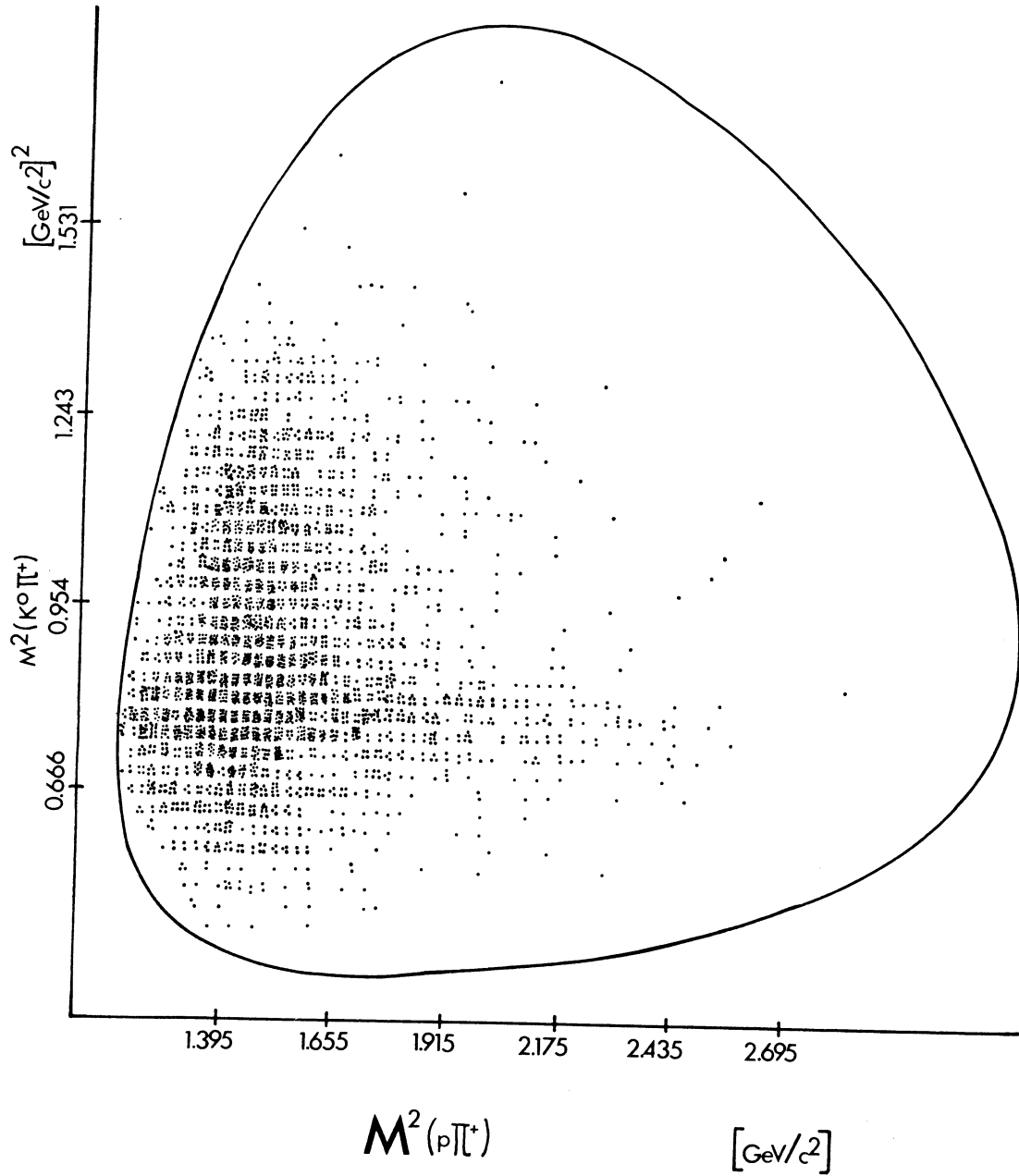


Fig. V.2 Diagramme de Dalitz pour l'état final $K^0p\pi^+$ de l'échantillon à 2,17 GeV/c.

Nous avons employé la méthode suivante : la région de recouvrement a été éliminée, et les coupures en masses invariantes correspondantes introduites dans la simulation des événements. Nous avons calculé analytiquement les effets de telles coupures et vérifié que l'acceptance déterminée par simulation rendait bien compte de ces effets.

Nous avons défini les événements du canal Δ par les conditions :

$$1146 \leq M_{\pi^+p} \leq 1326 \text{ MeV}/c^2$$

$$M_{K^0\pi^+} \geq 928,5 \text{ MeV}/c^2, \quad M_{K^+\pi^+} \leq 853,5 \text{ MeV}/c^2$$

correspondant à des masses centrales de $1236 \text{ MeV}/c^2$ pour le Δ , de $891 \text{ MeV}/c^2$ pour le $K^*[V.4]$.

Nous avons calculé que le fond non résonant représente alors moins de 7,5% des événements en supposant la section efficace dans un rapport 0,35 avec celle du canal Δ [V.6]. Les largeurs des bandes des résonances ont été choisies en observant les variations de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ du canal Δ pour différentes largeurs. Dans des limites plus étroites, on trouve une forme caractéristique de $d\sigma/dt$, qui tend à disparaître si l'on prend des limites plus larges. Le canal K^* a été défini par les conditions complémentaires :

$$853,5 \leq M_{K^0\pi^+} \leq 928,5 \text{ MeV}/c^2, \quad M_{\pi^+p} \geq 1326 \text{ MeV}/c^2, \quad M_{\pi^+p} \leq 1146 \text{ MeV}/c^2.$$

Bien que l'acceptance du canal K^* soit du même ordre que celle du fond non résonant, la contamination de ce fond n'est pas plus grande que dans la bande du Δ , la résonance K^* étant plus étroite.

Avant d'aborder l'étude des résultats, mentionnons que la simulation a permis de déterminer que, dans environ 4% des cas, l'ajustement cinématique choisit la mauvaise solution pour l'identification du π^+ et du proton. Une telle erreur correspond au cas où les impulsions de ces particules sont très voisines et ne change donc pas la valeur de l'impulsion

du K^0 et par suite la valeur du moment transféré pour le canal Δ . Cependant, la distribution angulaire $W_{\Delta}(\cos \theta, \phi)$ de désintégration du Δ est affectée, l'angle ϕ étant changé en $\phi + \pi$ (le fait que $\cos \theta$ soit changé en $-\cos \theta$ n'affecte pas la distribution). Pour le canal K^* , moment transféré et distribution angulaire sont affectés, car une erreur est introduite sur la masse du K^* pour ces événements. Cela a peu d'importance dans notre expérience où les erreurs statistiques concernant le canal K^* sont assez grandes.

VI. RESULTATS - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX ANTERIEURS ET LES PREDICTIONS THEORIQUES

6.1 Obtention des résultats

6.1.1 Statistiques obtenues

Nous avons disposé de deux échantillons d'événements enregistrés à des impulsions incidentes de 2,17 et 2,34 GeV/c. Le tableau ci-dessous indique les statistiques obtenues aux principales phases de l'analyse.

Impulsion incidente	2,17 GeV/c	2,34 GeV/c
Nombre de déclenchements	250 000	1 130 000
Nombre d'événements après reconstruction géométrique	84 000	219 000
"Bons" événements ($K^0 p \pi^+$) $\downarrow$ $\pi^+ \pi^-$	3 488	15 902
"Bons" événements classe 1	2 385	4 456
"Bons" événements classe 2	1 103	11 446

La proportion d'événements reconstruits géométriquement est plus grande à 2,17 GeV/c : le programme de reconstruction géométrique n'était pas encore dans sa version définitive et les rejets avaient lieu ultérieurement. On voit que les proportions de bons événements sont environ les mêmes aux deux énergies. Les taux de rejets indiqués aux chapitres IV et V correspondent à la version de programme plus récente utilisée à 2,34 GeV/c.

Avec les définitions des coupures dans les masses invariantes que nous avons choisies, les bons événements étaient répartis comme suit dans les canaux résonants :

- Bons événements "sélection Δ " : 60% environ;
- Bons événements "sélection K^* " : 10% environ.

Rappelons que la région de recouvrement des deux résonances dans le diagramme de Dalitz n'est pas tenue en compte dans ces chiffres. Les proportions trouvées ne reflètent absolument pas les réels taux relatifs de production des résonances Δ et K^* à cette énergie; en effet, les événements correspondant à la production d'une résonance K^* sont défavorisés ici pour deux raisons :

- Le K^* étant produit en général vers l'avant, les cas cinématiques où le π^+ de désintégration (dans $K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+$) pourra être détecté à grand angle autour de la cible, sont rares. L'acceptance de l'appareillage est environ deux fois plus favorable au canal Δ .
- La sélection des événements résonants K^* , en supprimant la région de recouvrement avec la résonance Δ , fait abandonner un grand nombre d'événements, la résonance Δ ayant une grande largeur. D'autre part, les événements où le système $\pi^+ p$ a une grande masse invariante ($\gtrsim 1,45 \text{ GeV}/c^2$) ont une acceptance pratiquement nulle (fig. V.2). Finalement, la seule portion de la bande du K^* dans le diagramme de Dalitz qui comporte une certaine statistique correspond à des masses invariantes ($\pi^+ p$) entre 1,326 et 1,45 GeV/c^2 ce qui représente une faible partie du total.

Pour les événements sélectionnés des voies résonantes, nous avons déterminé et corrigé pour l'acceptance les distributions angulaires de production et de désintégration correspondantes. Le canal K^* n'a pas été étudié à 2,17 GeV/c par manque de statistique.

6.1.2 Sections efficaces différentielles

Les sections efficaces différentielles ont été déterminées en fonction de la variable t'

$$t' = t - t_{\min}$$

où t est le moment transféré et $t_{\min}$ sa valeur minimale pour chaque événement considéré (qui dépend de la masse de la résonance entrant en jeu). Le paramètre t' permet de mieux décrire la distribution de l'angle de production dans le centre de masse θ^* que le paramètre t , car $t_{\min}$ varie sensiblement d'un événement à l'autre dans le cas de résonances larges comme le Δ . Nous avons donc mesuré les événements et calculé l'acceptance pour différents intervalles de t' . Dans un intervalle, l'acceptance est déterminée par le rapport du nombre d'événements simulés générés et acceptés dans cet intervalle, selon la méthode décrite au chapitre précédent. La figure VI.1 montre cette acceptance à 2,34 GeV/c pour le canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$. Elle varie de façon monotone avec t' .

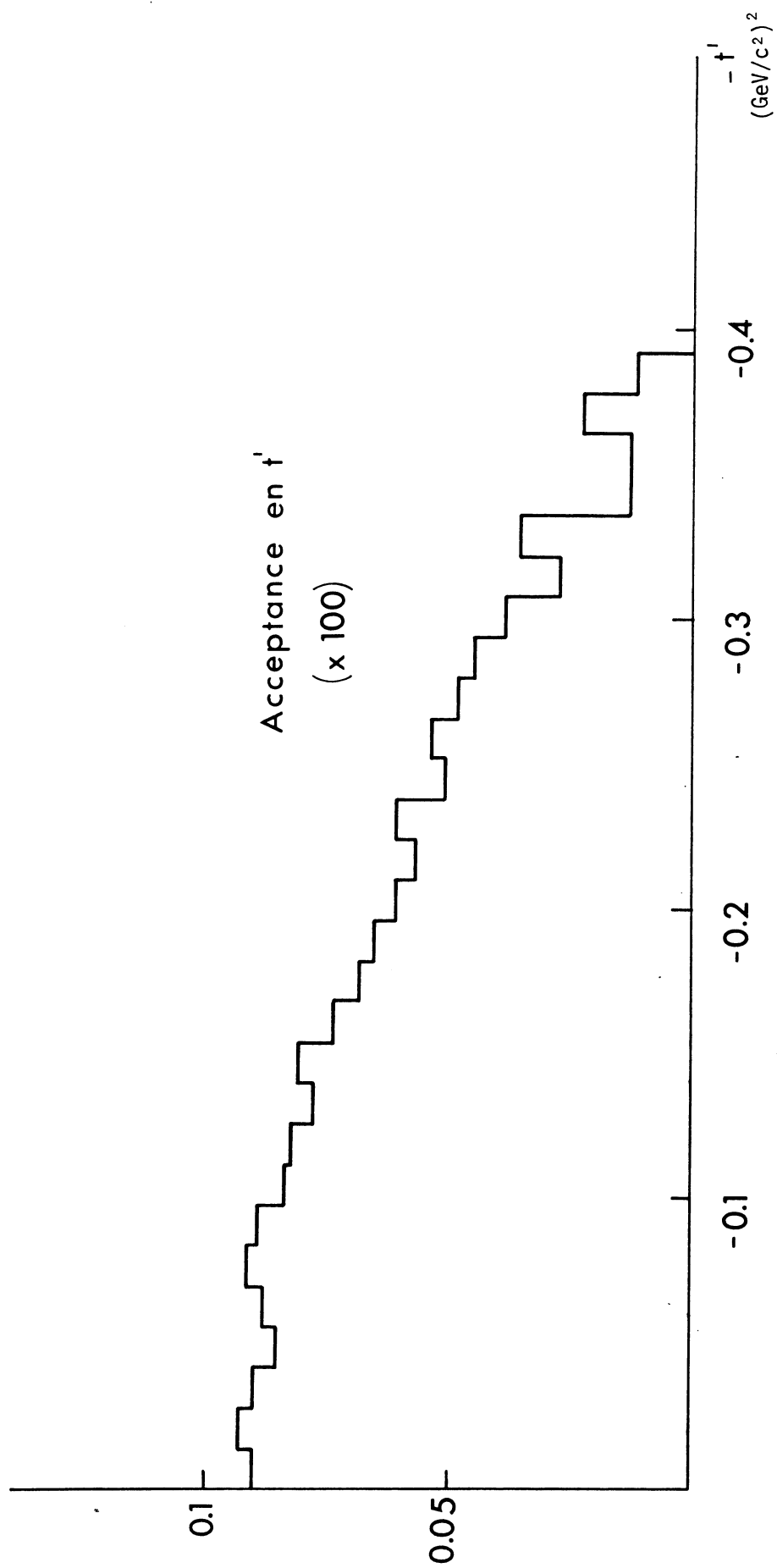


Fig. VI.1 Acceptance expérimentale en fonction de la variable $t' = t - t_{\min}$ pour le canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ à 2,34 GeV/c.

Notons ici que les deux classes d'événements utilisées, analysées séparément, conduisent à des résultats compatibles en ce qui concerne tant les sections efficaces différentielles que les distributions angulaires de désintégration. Pour les résultats que nous présentons, les échantillons correspondants n'ont donc pas été séparés. Mais les acceptances en t' des deux classes sont différentes. La classe 1, où les deux pions de désintégration du K^0 traversent l'aimant a une acceptance moins étendue par rapport au transfert de moment. C'est pour cette raison que notre échantillon à 2,17 GeV/c, pour lequel nous n'utilisons que les événements de classe 1, correspondant au déclenchement, a été étudié dans un domaine de moment transféré du K^+ au K^0 :

$$|t| \leq 0,25 \quad (\text{GeV}/c^2)^2$$

alors que notre échantillon à 2,34 GeV/c était étudié dans le domaine :

$$|t| \leq 0,4 \quad (\text{GeV}/c^2)^2 .$$

En ce qui concerne le canal K^* , le domaine de moment transféré du K^+ au K^* est $0,06 \leq |t| \leq 0,6 \quad (\text{GeV}/c^2)^2$, l'acceptance étant nulle à très petit t .

La normalisation de nos sections efficaces n'a pu être effectuée, car la contamination due aux π^+ dans le faisceau donnant lieu au signal électronique " K^+ " ne peut être calculée avec précision.

Une normalisation relative des échantillons à 2,17 et 2,34 GeV/c n'est même pas possible, les conditions ayant été différentes pour les deux périodes d'enregistrement correspondantes. Les distributions $d\sigma/dt'$ seront donc présentées avec une échelle arbitraire.

i) Section efficace différentielle du canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta_{1236}^{++}$

Le moment transféré considéré est celui de K^+ au K^0 . Les résultats donnés dans le tableau VI.1 et la figure VI.2 correspondent à des échantillons de 1461 et 7989 événements à 2,17 et 2,34 GeV/c. On observe dans la distribution $d\sigma/dt'$ une décroissance vers l'avant ($t' = 0$) dont nous verrons le grand intérêt théorique. Nous avons vérifié que cette caractéristique subsiste lorsqu'on fait varier la largeur de la bande en masse invariante ($\pi^+ p$) dans le domaine correspondant au Δ et qu'elle disparaît en dehors de ce domaine.

Tableau VI.1

Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ pour la réaction
 $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ à 2,17 GeV/c et 2,34 GeV/c

Intervalle t' (GeV/c ²) ²	$d\sigma/dt'$ 2,17 GeV/c (unité arbitraire)	$d\sigma/dt'$ 2,34 GeV/c (unité arbitraire)
0 ; -0,01	2,18 ± 0,31	7,79 ± 1,14
-0,01 ; -0,02	3,49 ± 0,43	17,14 ± 1,70
-0,02 ; -0,03	4,91 ± 0,53	22,31 ± 1,99
-0,03 ; -0,04	7,06 ± 0,77	29,55 ± 2,58
-0,04 ; -0,055	9,08 ± 0,83	37,10 ± 2,49
-0,055 ; -0,07	10,36 ± 1,10	38,16 ± 2,51
-0,07 ; -0,085	9,35 ± 1,04	33,90 ± 2,24
-0,085 ; -0,1	12,52 ± 1,38	33,41 ± 2,31
-0,1 ; -0,115	11,76 ± 1,55	38,17 ± 2,66
-0,115 ; -0,13	13,22 ± 1,91	40,74 ± 2,99
-0,13 ; -0,145	11,57 ± 1,78	35,72 ± 2,82
-0,145 ; -0,16	11,18 ± 1,79	33,29 ± 2,66
-0,16 ; -0,18	13,83 ± 2,33	34,35 ± 2,63
-0,18 ; -0,2	7,69 ± 1,60	41,06 ± 3,26
-0,2 ; -0,225	12,98 ± 2,90	34,27 ± 2,78
-0,225 ; -0,25	10,94 ± 2,55	28,99 ± 2,58
-0,25 ; -0,3	-	25,15 ± 1,84
-0,3 ; -0,4	-	21,19 ± 1,63

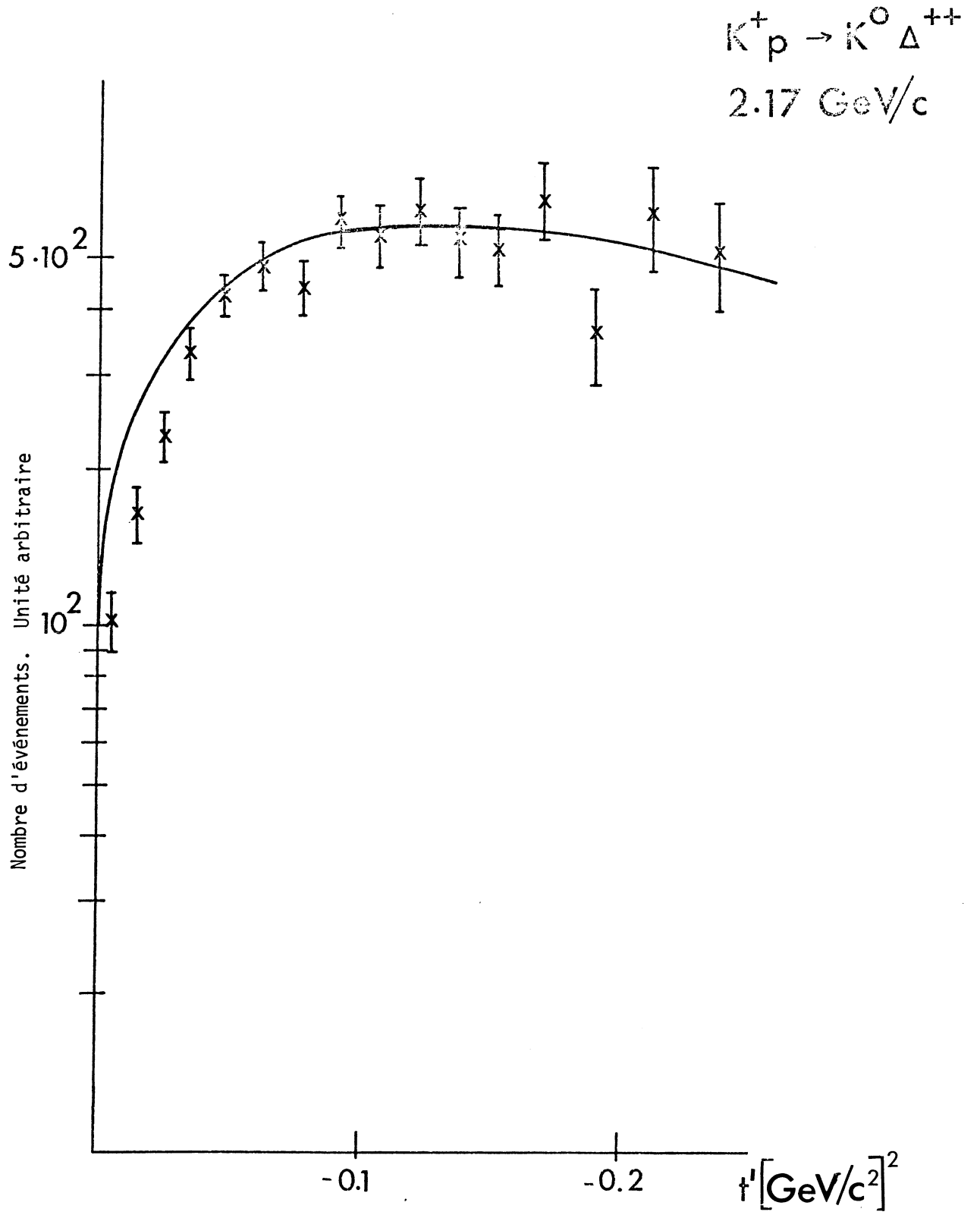


Fig. VI.2 a) Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ du canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ à 2,17 GeV/c

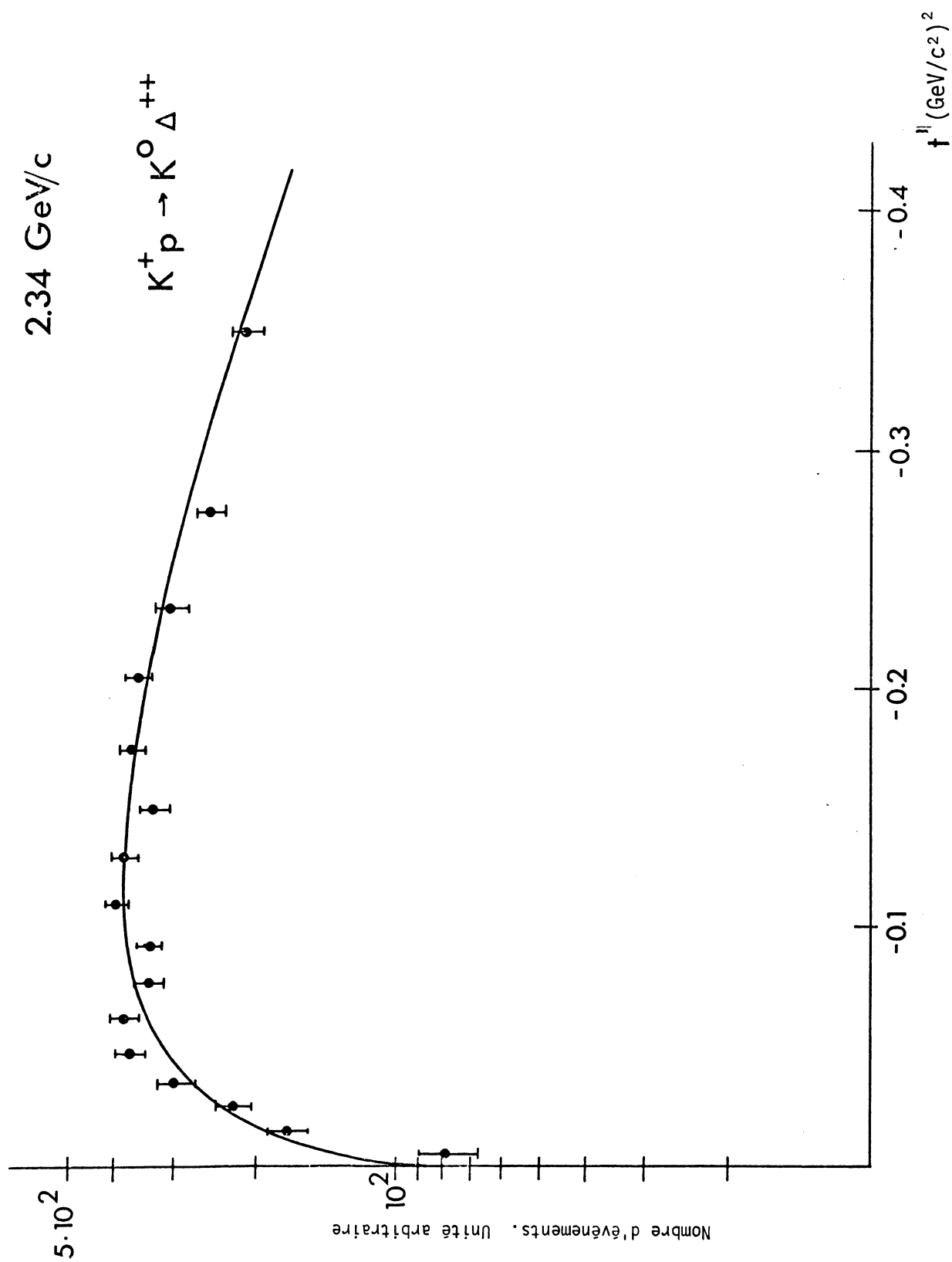


Fig. VI.2 b) Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ du canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ à 2,34 GeV/c

Pour être certain que cette décroissance ne provient pas d'un effet systématique de mesure, nous avons déterminé la distribution $d\sigma/dt'$ aux petites valeurs de t' pour deux régions de masses invariantes (π^+p), l'une inférieure à la masse centrale de la résonance Δ [1236 (MeV/c)^2], l'autre supérieure (fig. VI.3). Les résultats obtenus sont les mêmes, alors que pour les masses invariantes (π^+p) les plus faibles, les impulsions du π^+ et du proton sont plus petites, ce qui accentue les effets d'absorption et de diffusion multiple.

Pour les valeurs de $|t'|$ plus élevées [$\geq 0,15 \text{ (GeV/c)}^2$], la distribution $d\sigma/dt'$ obtenue est compatible avec la forme e^{3t} connue antérieurement.

ii) Section efficace différentielle du canal $K^+p \rightarrow K_{891}^{*+}p$

Ici, t' correspond au transfert du K^+ au K^* . Le tableau VI.2 montre la distribution en t' pour ce canal à $2,34 \text{ GeV/c}$, pour un échantillon de 1594 événements. La figure VI.4 montre ce résultat en même temps que l'acceptance en fonction de t' .

Les erreurs indiquées dans nos résultats sont des erreurs statistiques correspondant à un écart standard. Nous avons vérifié que les erreurs dues à la résolution et aux réactions autres que $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ introduisent des erreurs petites devant les erreurs statistiques. Nous estimons que le fond non résonant, qui est aussi défavorisé que le canal K^* du point de vue de l'acceptance et produit en moindre quantité, a peu d'influence sur les sections efficaces différentielles trouvées puisque nous le supposons distribué suivant une loi en moment transféré de la forme e^{3t} . Nous avons calculé que, même dans la région $|t'| \leq 0,05 \text{ (GeV/c)}^2$ du canal Δ , la contamination du fond non résonant ne dépasse pas 10%, en supposant une distribution en e^{3t} et un rapport de branchement de 0,35 avec le canal Δ .

Les erreurs sont dues en partie aux statistiques des événements simulés qui, pour des raisons de temps de calcul, sont peu supérieures aux statistiques expérimentales. Elles sont même inférieures dans le cas du canal K^* .

6.1.3 Distributions angulaires de désintégration -
Eléments de matrice-densité

Pour les événements sélectionnés en vue de l'étude des canaux résonants, nous avons déterminé les distributions angulaires de désintégration dans le référentiel de Jackson correspondant : $W(\cos \theta, \phi)$.

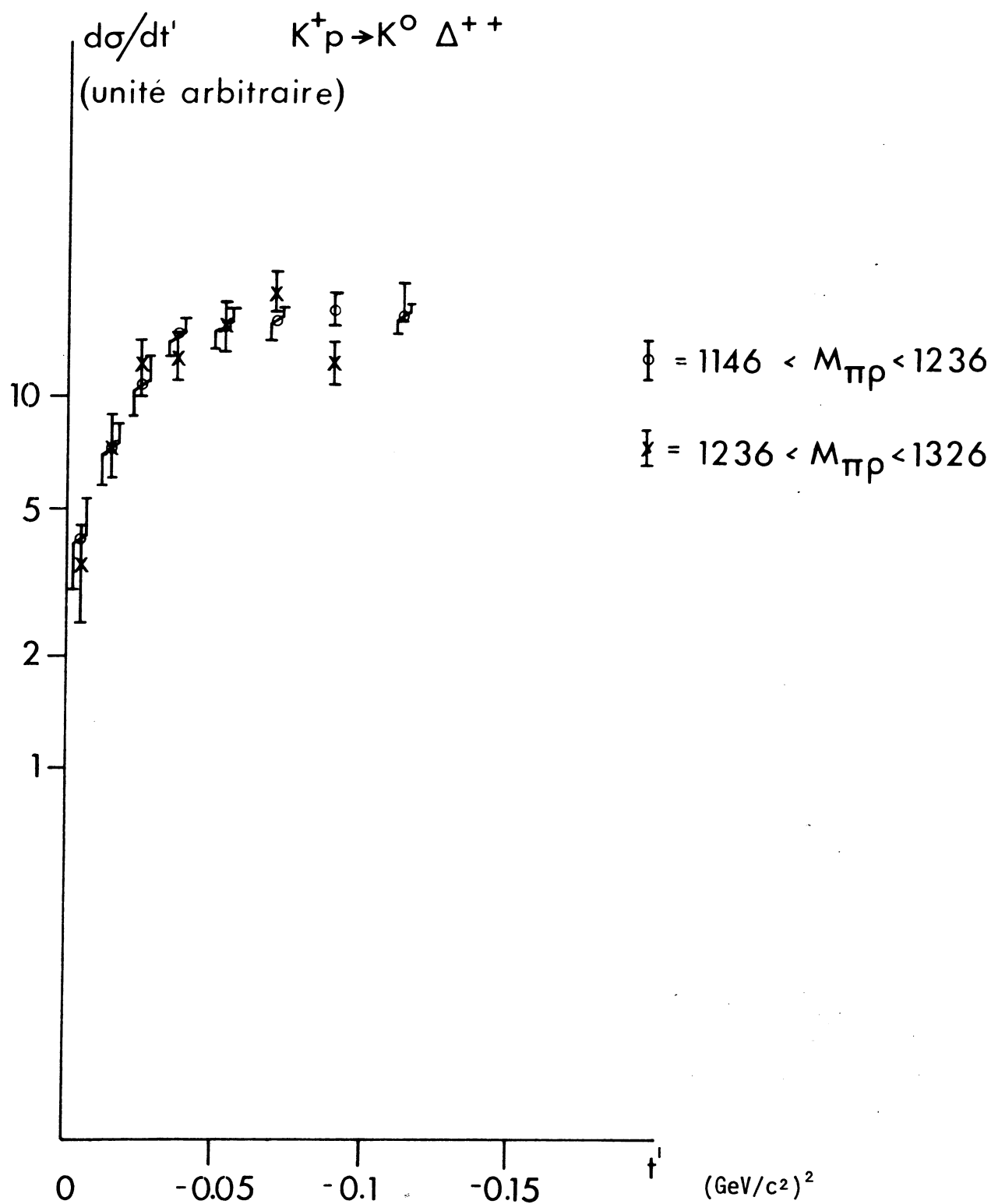


Fig. VI.3 Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ du canal $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ pour les deux régions de masse invariante (π^+p) .

$$1146 \leq M_{\pi^+p} \leq 1236 \text{ MeV}/c^2$$

$$1236 \leq M_{\pi^+p} \leq 1326 \text{ MeV}/c^2$$

Tableau VI.2

Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$
pour la réaction $K^+p \rightarrow K^*+p$ à 2,34 GeV/c

Intervalle $-t'$ (GeV/c ²) ²	$d\sigma/dt'$ (unité arbitraire)
0 ; 0,04	-
0,04; 0,06	84,5
0,06; 0,1	54,3
0,1 ; 0,13	60,4
0,13; 0,16	52,3
0,16; 0,2	33,2
0,2 ; 0,25	41,3
0,25; 0,32	33,1
0,32; 0,5	20,0
0,5 ; 0,7	7,7

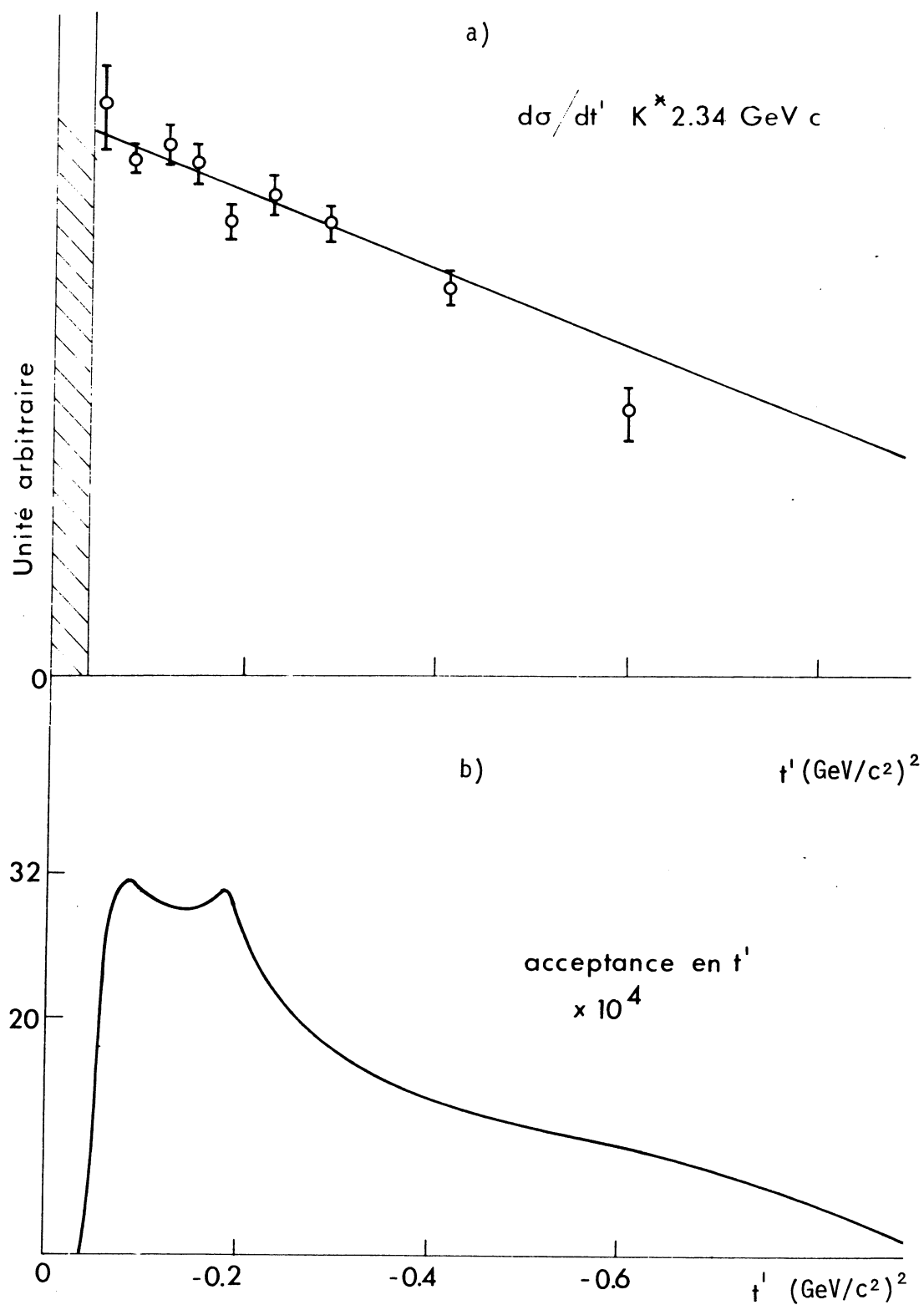


Fig. VI.4 a) Section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ du canal $K^+p \rightarrow K^{*+}p$ à 2,34 GeV/c.
b) Acceptance en fonction de t' .

i) Canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$

La figure VI.5 montre la distribution angulaire mesurée $W_{\Delta}(\cos \theta, \phi)$ de désintégration du Δ^{++} . On voit que sans correction d'acceptance cette distribution est déjà en accord qualitatif avec la distribution prédite pour une transition M1 au vertex $p-\Delta$ (modèle de Stodolsky et Sakurai^[II.10]).

Nous avons déterminé les paramètres ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$ et $\text{Re } \rho_{3-1}$ de cette distribution dans le formalisme de matrice-densité exposé au chapitre II. Ces paramètres ont été ajustés par une méthode de minimisation de χ^2 à l'aide de la relation (II.14) :

$$W(\cos \theta, \phi) \propto \rho_{33} (1 - \cos^2 \theta) + \left(\frac{1}{2} - \rho_{33}\right) \left(\frac{1}{3} + \cos^2 \theta\right) - \frac{4}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31} \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \cos \theta \cos \phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3-1} (1 - \cos^2 \theta) \cos 2\phi.$$

L'ajustement a été effectué à l'aide du programme de minimisation MINUIT^[VI.1] de la bibliothèque de programmes du CERN. Les quantités mesurées sont les nombres d'événements dans chaque intervalle à deux dimensions $(\cos \theta, \phi)$ choisi. Il est tenu compte, à ce niveau, de l'acceptance en effectuant numériquement l'intégration (V.1). Les paramètres inconnus sont cherchés en partant de valeurs arbitraires. Nous avons vérifié que les résultats ne dépendaient pas des valeurs de départ choisies, ni de la position ou du nombre des intervalles $(\cos \theta, \phi)$ utilisés. Les erreurs sur les quantités ajustées sont calculées par le programme. Si l'on admet que les erreurs de mesure sont gaussiennes (à propos du caractère aléatoire des erreurs de mesure, on peut faire les mêmes remarques que pour les sections efficaces différentielles), la valeur du $\chi^2_{\min}$ obtenu peut être considérée comme un test d'hypothèse; nous allons en voir une conséquence par la suite.

Nous avons effectué l'ajustement des paramètres ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$ et $\text{Re } \rho_{3-1}$ pour les événements correspondant à différents intervalles de moment transféré. Les résultats obtenus à 2,17 et 2,34 GeV/c sont résumés dans le tableau VI.3 et illustrés dans les figures VI.6, VI.7 et VI.9.

Les éléments de matrice ont été déterminés pour différentes largeurs de la bande en masse invariante définissant le Δ sans que des variations significatives de ces éléments puissent être détectées.

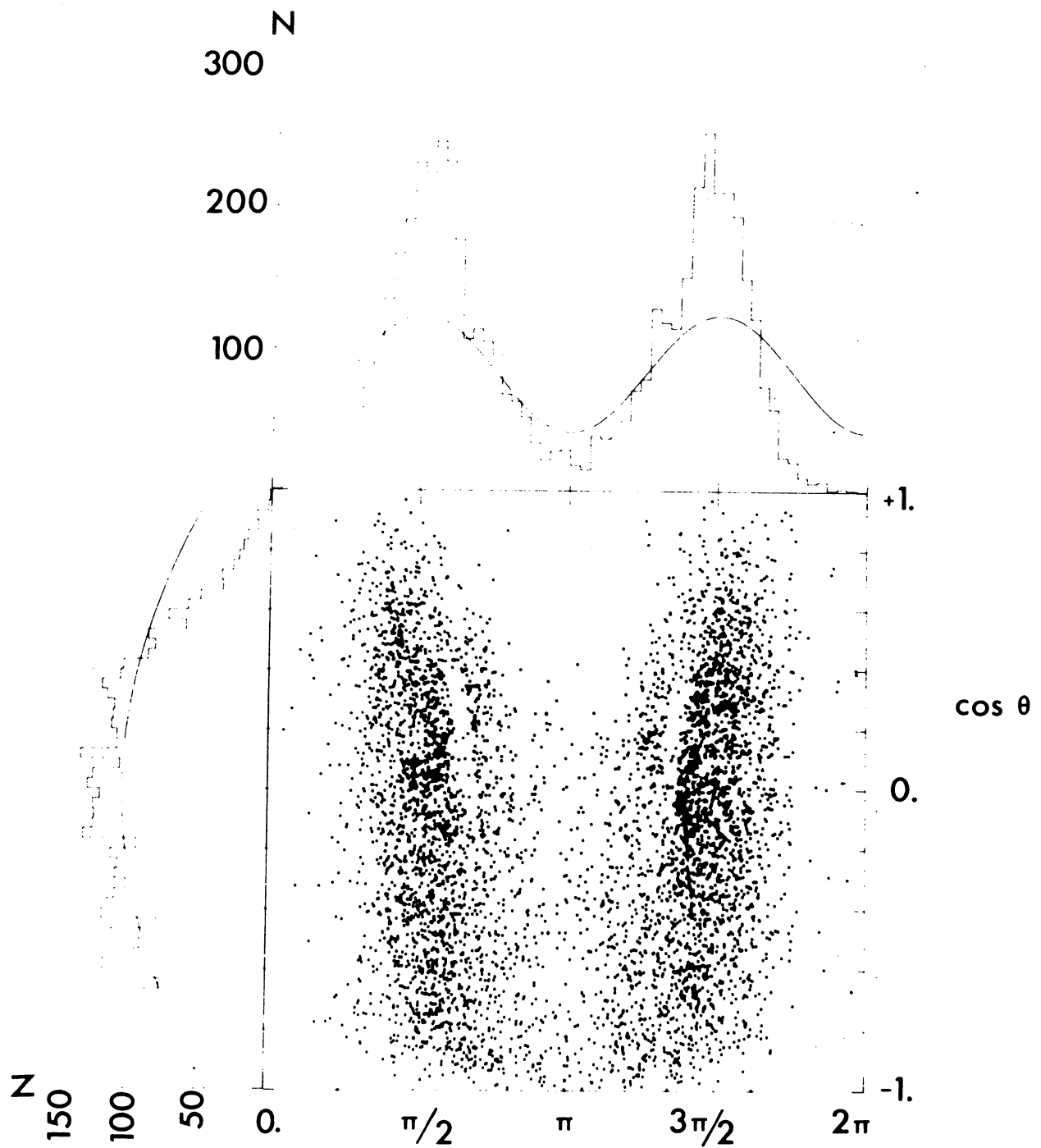


Fig. VI.5 Distribution angulaire de désintégration du Δ pour la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ à 2,34 GeV/c, mesurée dans le référentiel de Jackson. La courbe pleine représente la prédiction théorique dans le cas d'une transition de type M1 au vertex baryonique.

Tableau VI.3

Eléments de matrice-densité du Δ^{++} produit dans la réaction
 $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ à 2,17 GeV/c et 2,34 GeV/c

Impulsion GeV/c	Intervalle t (GeV/c) ²	ρ_{33}	Re ρ_{31}	Re ρ_{3-1}	χ^2 pour 16 degrés de liberté	terme de positivité ($\times 10^4$)
2,34	0 ; -0,05	0,235 $\pm$ 0,037	0,054 $\pm$ 0,036	0,139 $\pm$ 0,088	15,1	225 $\pm$ 214
2,34	-0,05; -0,1	0,340 $\pm$ 0,033	-0,019 $\pm$ 0,029	0,236 $\pm$ 0,094	14,7	642 $\pm$ 124
2,34	-0,1 ; -0,17	0,303 $\pm$ 0,029	0,064 $\pm$ 0,028	0,304 $\pm$ 0,061	13,2	924 $\pm$ 291
2,34	-0,17; -0,25	0,286 $\pm$ 0,034	0,058 $\pm$ 0,033	0,232 $\pm$ 0,095	10,8	585 $\pm$ 341
2,34	-0,25; -0,4	0,346 $\pm$ 0,040	0,008 $\pm$ 0,038	0,189 $\pm$ 0,112	17,7	446 $\pm$ 916
2,17	0 ; -0,05	0,265 $\pm$ 0,049	-0,135 $\pm$ 0,039	0,065 $\pm$ 0,073	14,8	227 $\pm$ 209
2,17	-0,05; -0,1	0,298 $\pm$ 0,045	-0,005 $\pm$ 0,042	0,249 $\pm$ 0,072	24,6	643 $\pm$ 316
2,17	-0,1 ; -0,25	0,355 $\pm$ 0,044	0,012 $\pm$ 0,042	0,346 $\pm$ 0,127	19,7	1310 $\pm$ 660

Tableau VI.4

Eléments de matrice-densité du K^{*+} produit dans la réaction
 $K^+ p \rightarrow K^{*+} p$ à 2,34 GeV/c

Impulsion GeV/c	Intervalle t (GeV/c) ²	ρ_{00}	Re ρ_{10}	ρ_{1-1}	χ^2 pour 5 degrés de liberté
2,34	-0,06; -0,7	0,197 $\pm$ 0,055	-0,088 $\pm$ 0,046	0,227 $\pm$ 0,125	5,9

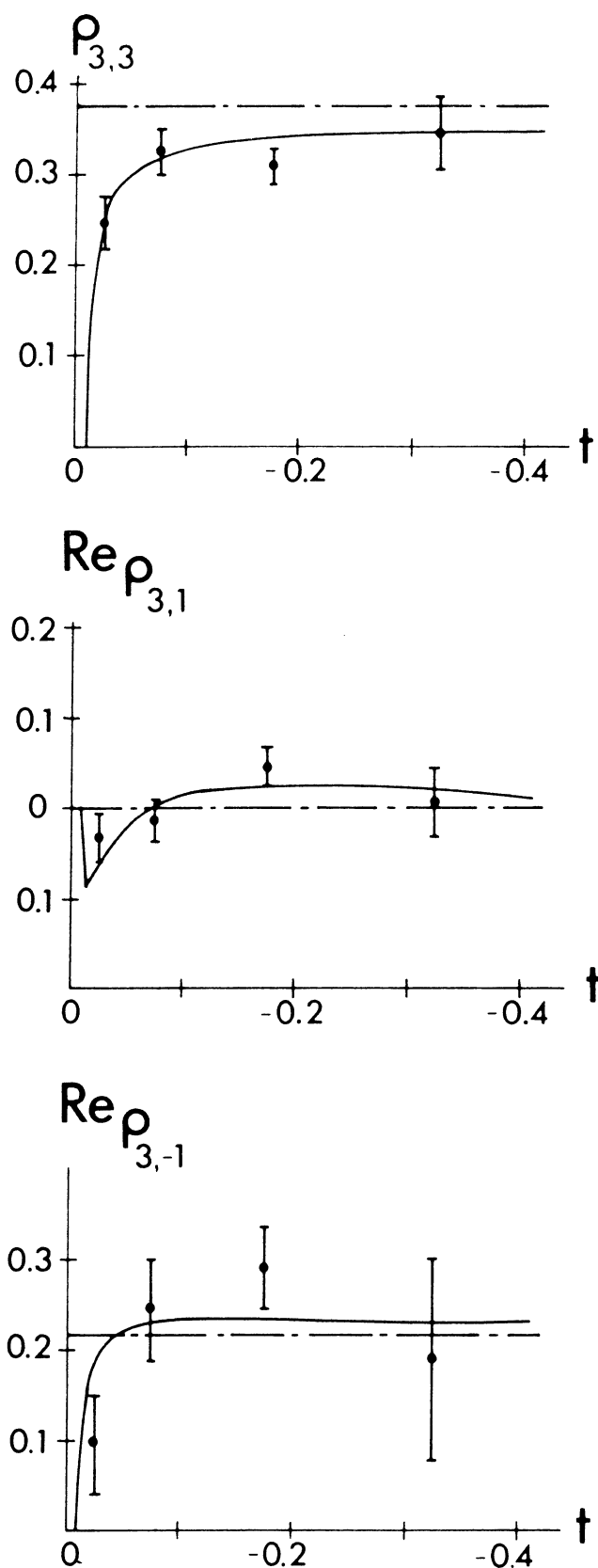


Fig. VI.6 Eléments de matrice densité, ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$, $\text{Re } \rho_{3-1}$ pour le Δ^{++} dans la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ en fonction du moment transféré t . Les résultats à 2,17 et 2,34 GeV/c sont combinés car l'effet dû à la différence des énergies est négligeable. Les courbes montrent les prédictions du modèle de Regge de Krammer et Maor(VI.9).

Les effets dus au fond non résonant n'ont pu être atteints par un ajustement des éléments ρ_{ij} correspondant à un petit échantillon de ce fond (344 événements) sélectionné en dehors des bandes des résonances. La valeur du χ^2 de l'ajustement obtenu (68 pour 12 degrés de liberté) montre clairement que l'hypothèse de la désintégration d'une particule $3/2^+$ est mauvaise pour ces événements, mais la valeur des éléments obtenus n'a pas de signification.

En définitive, nous voyons que les éléments de matrice-densité ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$, $\text{Re } \rho_{3-1}$ déterminés pour le canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$ sont en assez bon accord avec la prédiction correspondant au modèle de Stodolsky et Sakurai [II.10]

$$\rho_{33} = \frac{3}{8} \quad \text{Re } \rho_{31} = 0 \quad \text{Re } \rho_{3-1} = \frac{\sqrt{3}}{8}$$

sauf en ce qui concerne la région en transfert proche de $t = 0$.

ii) Canal $K^+ p \rightarrow K_{891}^* p$

En examinant les expressions (II.14) et (II.15) qui décrivent la distribution angulaire du Δ et du K^* dans les référentiels de Jackson respectifs, en fonction des éléments de matrice-densité de la résonance correspondante, nous avons observé que les deux expressions ont exactement la même forme si l'on fait les substitutions :

$$\begin{array}{ccc} K^* & \begin{array}{c} \rho_{00} \\ -\sqrt{2} \text{Re } \rho_{10} \\ -\rho_{1-1} \end{array} & \begin{array}{c} \longleftrightarrow \\ \longleftrightarrow \\ \longleftrightarrow \end{array} \begin{array}{c} \frac{2}{3}(1-2\rho_{33}) \\ -\frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31} \\ -\frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3-1} \end{array} \quad \Delta \end{array}$$

Dans ces conditions, à partir de la distribution angulaire mesurée $W_{K^*}(\cos \theta', \phi')$, le programme d'ajustement qui a servi à déterminer les éléments ρ_{ij} du Δ peut être utilisé pour déterminer les éléments de matrice densité ρ_{00} , $\text{Re } \rho_{10}$, $\rho_{1,-1}$ du K^* . (Les résultats correspondant à un lot de 935 événements sont présentés dans le tableau VI.4.)

Nous allons maintenant examiner les éléments de matrice-densité obtenus. Minnaert [VI.2] a montré comment la condition de positivité d'une matrice-densité ρ (les valeurs propres doivent être positives) peut être exprimée par des conditions sur les traces s_k des matrices ρ élevées à

la puissance k (k variant de 1 à 2J). Dans le cas de la matrice $4 \times 4 \rho_{\Delta}$ du Δ , ces conditions peuvent se traduire par :

$$0 \leq \rho_{33} \leq \frac{1}{2}$$

$$(\rho_{33} - \frac{1}{4})^2 + (\operatorname{Re} \rho_{3-1})^2 + (\operatorname{Re} \rho_{31})^2 \leq (\frac{1}{4})^2 \quad (\text{VI.1})$$

La première condition est vérifiée pour toutes les valeurs de ρ_{33} trouvées. Pour la seconde, nous avons calculé la quantité du premier membre pour chaque ensemble de valeurs des éléments ρ . Cette quantité, portée dans le tableau VI.3, est toujours inférieure à 0,0625 à un écart près, sauf dans un des cas où la différence est de 1,3 écart. Ces conditions de positivité sont une vérification de la qualité des résultats mais ne donnent lieu à aucune interprétation sur le mécanisme de la réaction. Il en est de même des tests de Daboul^[VI.3] qui, écrivant les éléments de matrice densité sous la forme d'un produit de deux vecteurs complexes :

$$p_{ij} = (v_i, v_j) = p_{ji}^*$$

en déduit les inégalités :

$$|p_{ij}| = |(v_i, v_j)| \leq |v_i| |v_j| = \sqrt{p_{ii} p_{jj}}$$

$$|p_{mj} \pm p_{nj}| = |(v_m \pm v_n, v_j)| \leq |v_m \pm v_n| |v_j|$$

$$= \sqrt{(p_{mm} + p_{nn} \pm 2 \operatorname{Re} p_{mn}) p_{jj}}$$

Dans le cas de la matrice-densité du Δ , on doit avoir :

$$|p_{31}| \text{ et } |p_{3-1}| \leq \sqrt{p_{33} p_{11}}$$

$$|p_{31} - p_{3-1}| \leq \sqrt{2 p_{33} p_{11}}$$

et

$$|\operatorname{Re} p_{3\pm 1}| \leq \sqrt{p_{11} (\frac{1}{2} - 2 |\operatorname{Re} p_{3\mp 1}|)} \quad \text{avec} \quad p_{11} = \text{Minimum}(p_{11}, p_{33}).$$

Les conditions sont vérifiées à une déviation près pour les éléments ρ_{ij} que nous avons obtenus.

Pour les éléments de matrice-densité du K^* , les conditions de positivité et les conditions de Daboul sont identiques :

$$0 \leq \rho_{11} \leq \frac{1}{2}$$

$$\text{avec } \rho_{11} = \frac{1 - \rho_{00}}{2} = 0,40 \pm 0,03$$

$$|\rho_{1-1}| \leq \rho_{11}$$

$$|\operatorname{Re} \rho_{10}| \leq \sqrt{(\frac{1}{2} - \rho_{11})(\rho_{11} - \rho_{1-1})}.$$

Les éléments que nous avons obtenus vérifient sans exception ces inégalités.

Ces diverses vérifications nous permettent de conclure à la pureté de nos échantillons expérimentaux.

6.2 Interprétation des résultats

6.2.1 Quelques interprétations phénoménologiques

1) Dans le cas de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$, la forme de la section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ observée indique la dominance d'amplitudes avec saut d'hélicité. En effet, nous avons vu que ces amplitudes, au voisinage de $t' = 0$, s'annulent comme $(\sin \theta^*/2)^n$ où n est le saut d'hélicité entre le proton et le Δ . Dans le formalisme d'amplitudes d'hélicité de la voie t que nous avons choisi au chapitre II, la section efficace différentielle s'écrit en fonction des quatre amplitudes F_{31} , F_{11} , F_{1-1} , F_{3-1} de la réaction :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{sq^2} [|F_{31}|^2 + |F_{11}|^2 + |F_{1-1}|^2 + |F_{3-1}|^2].$$

Nous n'avons utilisé le paramètre $t' = t - t_{\min}$ que pour éviter de croire à une décroissance due à des effets de variation d'espace de phase près de $t = 0$. Nous parlerons à présent de la section efficace $d\sigma/dt$, car les prédictions théoriques sont souvent calculées avec une largeur de masse nulle pour le Δ et t' est peu différent de t dans ce cas.

La décroissance expérimentale très évidente de $d\sigma/dt'$ vers $t = 0$ indique que l'amplitude sans saut d'hélicité F_{11} n'est pas dominante. Nous allons voir maintenant que l'examen des éléments de matrice-densité ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$ et $\text{Re } \rho_{3-1}$ nous permet d'aller plus loin dans ce genre de conclusions.

Nous avons écrit (II.18) les éléments ρ dans le formalisme d'amplitudes d'hélicité :

$$\rho_{33} = \frac{|F_{31}|^2 + |F_{3-1}|^2}{2S} \quad \text{Re } \rho_{31} = \text{Re} \frac{F_{31} F_{11}^* + F_{3-1} F_{1-1}^*}{2S}$$

$$\text{Re } \rho_{3-1} = \text{Re} \frac{F_{31} F_{1-1}^* - F_{3-1} F_{11}^*}{2S}$$

avec :

$$S = |F_{31}|^2 + |F_{11}|^2 + |F_{1-1}|^2 + |F_{3-1}|^2$$

$$S \propto \frac{d\sigma}{dt}.$$

Mettant à part le voisinage de $t = 0$, nous pouvons dire que le comportement expérimental des éléments ρ peut se schématiser par :

$$\rho_{33} \neq 0 \quad \text{Re } \rho_{31} \simeq 0 \quad \text{Re } \rho_{3-1} \neq 0.$$

Nous supposons F_{11} petit. Si $F_{11} \simeq 0$, l'observation $\text{Re } \rho_{31} = 0$ entraîne F_{3-1} ou $F_{1-1} = 0$, mais si F_{1-1} était nul, on aurait alors $\text{Re } \rho_{3-1} = 0$. On en déduit donc :

$$F_{3-1} \simeq 0 \quad \text{et} \quad \begin{cases} F_{31} \neq 0 \\ F_{1-1} \neq 0 \end{cases}.$$

En dehors du voisinage de $t = 0$, où la section efficace devient plus petite, la réaction est donc dominée par les amplitudes de simple saut d'hélicité.

Examinons maintenant la condition de Ringland et Thews [II.11] pour l'échange d'un seul ensemble de nombres quantiques. Pour le Δ , nous devons avoir :

$$(\operatorname{Re} \rho_{31})^2 + (\operatorname{Re} \rho_{3-1})^2 = \rho_{33} \rho_{11} .$$

Cette condition correspond à l'égalité dans la deuxième condition de positivité (VI.1).

Les éléments trouvés sont toujours compatibles avec l'égalité (VI.1), excepté dans l'intervalle de moment transféré $[0; -0,05 \text{ GeV}^2]$. Ceci est vrai aussi bien à 2,17 qu'à 2,34 GeV/c et indique un échange multiple, au moins à très petit moment transféré.

2) Les résultats concernant la réaction $K^+ p \rightarrow K_{891}^{*+} p$ comportent des erreurs statistiques importantes. L'erreur sur la masse du K^* dans les cas d'ambiguïté $\pi^+ p$ entache légèrement les résolutions en moment transféré et en angles de désintégration du K^* . Pour ces raisons, nous nous limiterons à des interprétations théoriques très simples à propos de ces résultats.

En ce qui concerne les éléments de matrice-densité, la condition de Ringland et Thews pour un échange unique :

$$2 (\operatorname{Re} \rho_{10})^2 - \rho_{00} (\rho_{11} - \rho_{1-1}) = 0$$

donne, pour le premier membre, une valeur $-0,019 \pm 0,037$ compatible avec zéro. Nous ne pouvons donc rien conclure. Cependant, la valeur $-0,088 \pm 0,046$ de $\operatorname{Re} \rho_{10}$, peu compatible avec zéro, pourrait indiquer un échange de parité anti-naturelle. En supposant le cas contraire (échange de parité naturelle), la valeur de ρ_{00} , $0,20 \pm 0,06$, indique qu'un échange de méson pseudoscalaire n'est pas dominant, ce qui est en accord avec la valeur non nulle de ρ_{1-1} . Notons à ce sujet que les éléments trouvés sont compatibles avec la condition de Ringland et Thews pour des échanges de même nature de parité

$$\frac{(x^2 - 1)}{(x^2 + 1)} \leq \frac{|\rho_{1-1}|}{\rho_{11}} \leq 1$$

x : cosinus de l'angle de production dans le canal t ;

$(x^2 - 1)/(x^2 + 1) = 0,66$ valeur moyenne sur l'intervalle de moment transféré considéré, et

$$\frac{|\rho_{1-1}|}{\rho_{11}} = 0,57 \pm 0,32 .$$

Le signe de ρ_{1-1} indique que ces échanges auraient la parité naturelle.
Les conditions

$$\rho_{1-1} = -\rho_{11}$$

et

$$\rho_{1-1} = -\left(\frac{x^2-1}{x^2+1}\right) \rho_{11}$$

pour les différents types d'échanges de parité non naturelle, ne sont pas remplies.

Avant d'aborder les interprétations théoriques plus élaborées, nous allons regarder si nos résultats sont compatibles avec les résultats antérieurs. Nous verrons dans l'affirmative si leur précision plus grande permet d'apporter une information nouvelle dans l'interprétation du mécanisme de la réaction.

6.2.2 Comparaison avec les résultats antérieurs

Les expériences précédentes concernant la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ ont été effectuées dans des chambres à bulles. Dans les expériences faites en chambres à bulles, l'acceptance des événements est assez uniforme, ce qui permet d'utiliser certaines méthodes comme la méthode des moments^[VI.4] pour déterminer les éléments de matrice-densité. Cette méthode a l'avantage de fournir aussi les moments dits illégaux dont les valeurs non nulles indiquent la présence d'événements ne provenant pas de la désintégration étudiée. La méthode permet par conséquent d'étudier l'influence des fonds non résonants, mais elle requiert une bonne acceptance sur tout le domaine des paramètres angulaires de désintégration et ne nous était donc pas permise. De même la détermination des coefficients du développement en polynômes de Legendre^[VI.5] de la section efficace différentielle $d\sigma/d\theta^*$, qui est intéressante, ne nous a pas été possible, l'intervalle de $\cos \theta^*$ que nous pouvons étudier étant trop restreint ($1 \leq \cos \theta^* \leq 0,72$ pour la production du Δ).

Le tableau VI.5 résume les conditions et les résultats des différentes expériences antérieures ayant étudié la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ entre 1,14 et 12,7 GeV/c d'impulsion incidente. Les statistiques sont en général assez faibles, à l'exception de celles obtenues par la collaboration

Tableau VI.5

Principales expériences ayant étudié
la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ entre 1,4 et 12,7 GeV/c

Références	Collaboration	Impulsion incidente GeV/c	Nbr. d'événements $K^+p + K^0p\pi^+$	Etude du canal $K^+p + K^0\Delta^{++}$		
				dσ/dt	ρ_{ij}	ρ_{ij} fonct. de t
a) J.M. Brunet et al., présenté à la Conf. Int. sur les Part. Elem., Lund (1969).	CDF-Saclay-Londres	2,1 2,31 2,53 2,72	699 632 715 762	oui " " "	oui " " "	oui " " "
b) Y. Goldschmidt et al., Nuovo Cimento <u>46</u> A, 539 (1966). W. De Baere et al., Nuovo Cimento <u>51</u> A, 401 (1967). G. Bassompierre et al., Nuclear Phys. <u>B9</u> , 295 (1969).	Bruxelles-CERN	2,97 3,46 4,97 8,25	771 1696 1727 876	oui " " "	oui " " "	oui " " "
c) F. Griffiths et al., Preprint CERN, PRE 14057 (1971).	Glasgow-Bologne	de 0,9 1,5 9 énergies	~ 300 par énergie	oui " "	oui " "	non " "
d) E. Boldt et al. Phys. Rev. <u>133</u> B, 220 (1969).	CDF-Saclay	1,14	206	oui	non	non
e) R.W. Bland et al., Nuclear Phys. <u>B13</u> , 595 (1969); Nuclear Phys. <u>B18</u> , 537 (1970).	Berkeley	1,2 1,37 1,58	3000 1503 750	oui " "	oui " "	oui " "
f) G.B. Chadwick et al., Phys. Letters <u>6</u> , 309 (1963). A. Bettini et al. Phys. Letters <u>16</u> , 83 (1966).	Oxford-Padova	1,45	907	non	non	non
g) S. Goldhaber et al., Phys.Rev.Letters <u>15</u> , 737 (1965); Phys.Rev. <u>142</u> , 913 (1966).	Berkeley	1,96 2,3	588 602	oui	non	non
h) F. Bomse et al., Phys. Rev. <u>158</u> , 1298 (1967).	Baltimore	2,26	709	oui	oui	non
i) R. Newman et al., Phys. Rev. <u>158</u> , 1310 (1967).	Berkeley-Stanford	2,65	200	non	oui	non
j) M. Ferro-Luzzi et al., Nuovo Cimento <u>36</u> 1101 (1965).	CERN	3,0	747	oui	oui	oui
k) P. Sällström et al. Nuovo Cimento <u>49</u> A, 348 (1967).	Stockholm	3,0	239	oui	oui	non
l) J.M. Bishop et al., Nuclear Phys. <u>B9</u> , 403 (1969).	Madison	3,53	2361	non	non	non
m) C. Fu et al., Nuclear Phys. <u>B28</u> , 528 (1971).	Berkeley	4,6	482	oui	oui	oui
n) D.J. Mellena, Rapport UCLA-1047 (1970).	Univ. Calif.- Los Angeles	7,3	703	oui	oui	oui
o) V.G. Lind et al., Nuclear Phys. <u>B14</u> , 1 (1969).	Berkeley	9,0	517	oui	oui	non
p) K. Barnham et al., Nuclear Phys. <u>B28</u> , 171 (1971).	Birmingham-Glasgow- Oxford	9,5	1173	oui	oui	non
q) P.J. Davis et al., Rapport LBL-36 (1971)	Berkeley	12,0	~ 1900	non	non	non
r) J.C. Berlinghieri et al., Nuclear Phys. <u>B8</u> , 333 (1968).	Rochester	12,7	205	oui	oui	non

Bruxelles-CERN [tab. VI.5 (b)] et par le LRL de Berkeley [tab. VI.5 (e)].

Mais il convient de mentionner une expérience récente en chambres à bulles à quatre énergies entre 1,2 et 1,7 GeV/c, dont les premiers résultats ont été présentés à la Conférence internationale d'Amsterdam de 1971 [VI.6].

Les résultats concernent les deux énergies 1,4 et 1,7 GeV/c où les statistiques obtenues sont de 30 000 et 6 000 événements. Ces résultats sont comparables aux nôtres, malgré la différence des énergies. Nous remarquons que, disposant d'une statistique inférieure à 30 000 événements, nos erreurs sont cependant égales ou plus faibles que celle de l'échantillon 1,4 GeV/c, en ce qui concerne la section efficace différentielle et les éléments de matrice-densité du Δ . Les raisons en sont les suivantes :

- Dans l'expérience en question, la statistique est répartie sur tout le domaine angulaire en $\cos \theta^*$, ce qui n'est pas notre cas;
- A 1,4 GeV/c, la région de recouvrement des résonances qui n'est pas exploitable occupe une très grande partie du diagramme de Dalitz.

Pour relier nos résultats à d'autres pour lesquels les intervalles en transfert choisis sont beaucoup plus grands, nous avons ajusté pour nos données à 2,34 GeV/c les éléments de matrice-densité du Δ^{++} dans l'intervalle de transfert $0 \leq |t| \leq 0,25 \text{ (GeV)}^2$. Nous avons trouvé :

$$\rho_{33} = 0,253 \pm 0,018$$

$$\text{Re } \rho_{31} = 0,031 \pm 0,018$$

$$\text{Re } \rho_{3-1} = 0,281 \pm 0,051.$$

Ces chiffres sont en accord avec la plupart des résultats donnés pour ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$, $\text{Re } \rho_{3-1}$ dans la même gamme d'énergie (figure VI.7), et montrent que les précisions obtenues dans notre expérience sont tout à fait supérieures.

Les résultats obtenus sur la production du K_{890}^* sont compatibles avec les résultats antérieurs : la ligne en trait plein de la figure VI.4 représente la fonction e^{3t} et n'est pas en désaccord avec la section efficace différentielle obtenue. Les éléments de matrice-densité du K^* sont en bon accord avec les résultats antérieurs (figure VI.7), mais les précisions obtenues sont moins bonnes.

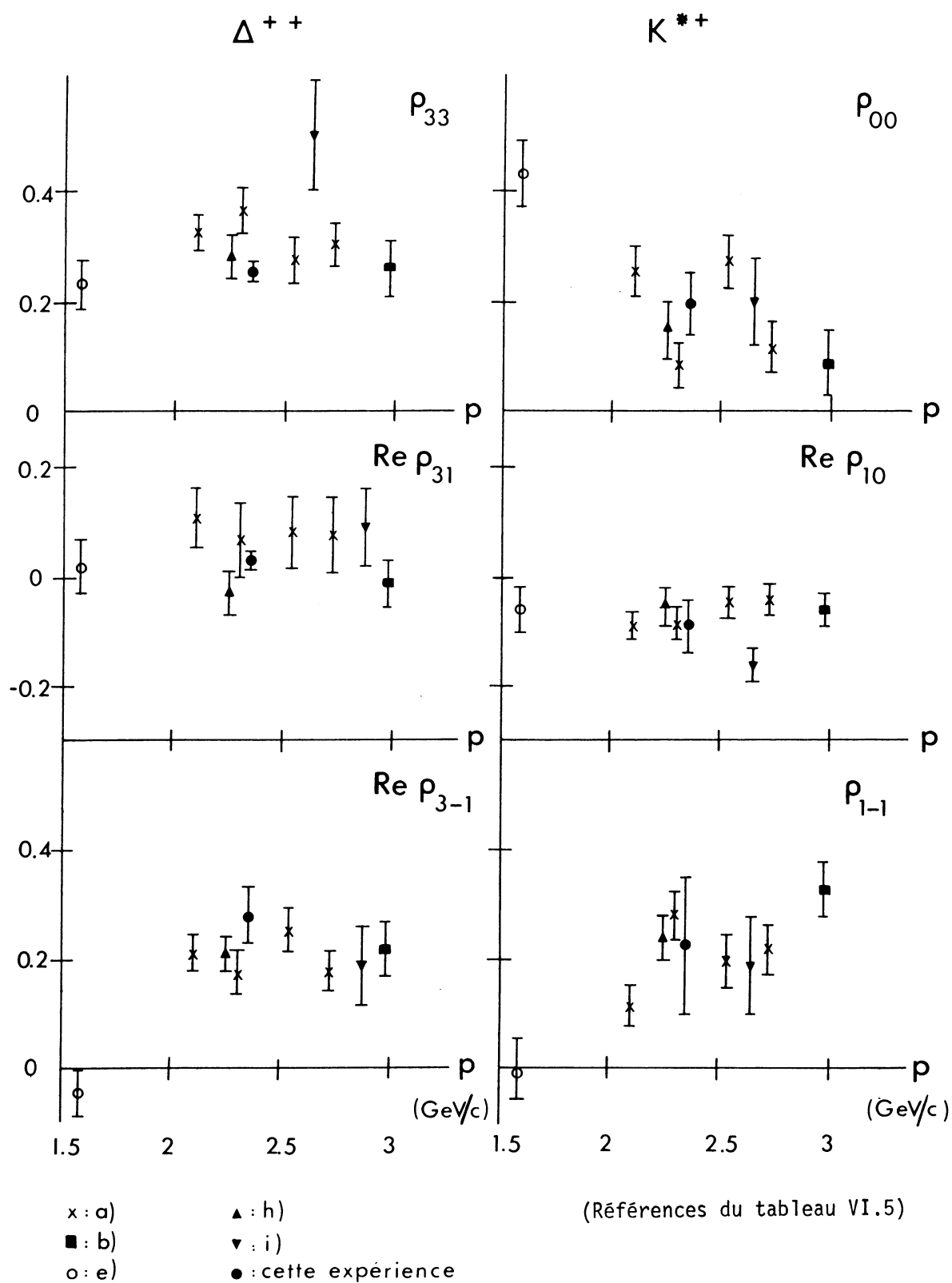


Fig. VI.7 Eléments de matrice densité du Δ^{++} et du K^{*+} produits dans les réactions $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ et $K^+p \rightarrow K^{*+}p$ en fonction de l'énergie.

En définitive, si l'on excepte le récent résultat à 1,4 GeV/c qui concerne une énergie assez différente, notre échantillon d'événements, par sa haute statistique et sa précision dans le domaine des petits transferts de moment, apporte un très grand supplément d'information dans l'étude de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$, par rapport au canal résonant $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$.

6.2.3 Comparaison avec différents modèles théoriques

Ecartons tout d'abord le cas du canal $K^+p \rightarrow K_{891}^{*+}p$. Nous n'avons pu fournir la section efficace différentielle au voisinage de $t = 0$. En dehors de cette région, les précisions obtenues ne sont pas excellentes. D'autre part, les éléments de matrice-densité du K^* n'ont été déterminés que pour un seul intervalle de moment transféré à cause du manque de statistique. Nous ne pouvons donc pas étudier la variation de ces éléments en fonction de t . Pour ces raisons, nous ne présentons pas de modèle théorique pour le canal $K^+p \rightarrow K^{*+}p$, et nous limiterons nos conclusions sur le mécanisme de cette réaction aux remarques énoncées plus haut.

i) Modèles d'échange de particule

Dans le cas de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$, la masse de la particule échangée de plus petite masse possible étant le ρ de masse 765 MeV/c², les prédictions pour l'échange de particule en ce qui concerne la section efficace différentielle sont très loin de la réalité expérimentale. Nous avons calculé la prédiction pour la section efficace différentielle du modèle d'échange de méson ρ avec l'hypothèse du couplage dipolaire magnétique dans la version de Jackson et Pilkuhn^[II.9]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{3s q^2} \frac{g^2}{4\pi} \frac{G_1^2}{4\pi} \frac{1}{(m_p + m_\Delta)^2} \left| \frac{1}{m_\rho^2 - t} \right|^2 \cdot \left\{ S \left[\frac{3m_\Delta^2 + m_p^2 - t}{m_\Delta^2} \right] + m_K^2 t p_t^2 [(m_p - m_\Delta)^2 - t] \right\}$$

où q est l'impulsion du K^+ dans le centre de masse ;

s le carré de l'énergie totale dans le système de centre de masse ;

g et G_1 les constantes de couplages aux vertex mésonique et baryonique ;

$S = q^2 q'^2 \sin^2 \theta^*$ avec q' : impulsion du K^0 dans le centre de masse ;

et θ^* , angle de production dans le centre de masse ;

$$p_t^2 = 1/4t [t - (m_{K^+} + m_{K^0})^2] [t - (m_{K^+} - m_{K^0})^2].$$

La distribution obtenue est beaucoup trop peu accentuée vers l'avant (fig. VI.8). Cependant, avec les mêmes hypothèses, les éléments de matrice densité sont assez bien reproduits. Nous avons déjà décrit le modèle de Stodolsky et Sakurai^[II.10] pour l'échange de ρ avec couplage M1 au vertex des baryons; ce modèle donne la prédiction simple

$$\rho_{33} = \frac{3}{8} \quad \text{Re } \rho_{31} = 0 \quad \text{Re } \rho_{3-1} = \frac{\sqrt{3}}{8}$$

qui est assez bien vérifiée en dehors du voisinage de $t = 0$. Les calculs de Jackson et Pilkuhn qui sont dérivés de ce modèle, donnent des prédictions peu différentes (fig. VI.9).

Ces faits semblent indiquer que la principale caractéristique du mécanisme de la réaction est le couplage M1 au vertex baryonique, comme le suggèrent Renninger et Sarma^[VI.7], pour le vertex $pA_2\Delta$ comme pour le vertex $p\rho\Delta$.

ii) Modèle d'échange de particule avec absorption

Nous avons étudié un autre modèle^[VI.8] d'échange de ρ , avec introduction d'effets d'absorption dans l'état initial et dans l'état final de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$. Rappelons que l'effet d'absorption est obtenu en remplaçant l'amplitude d'hélicité

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_2 \lambda_b}^{\lambda} \quad \text{par} \quad e^{i\delta_2(x)} F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_2 \lambda_b}^{\lambda} e^{i\delta_1(x)}$$

dans le développement en états de moment cinétique de l'amplitude d'hélicité correspondant à l'échange de particule. δ_1 et δ_2 sont les déphasages de la diffusion élastique $ab \rightarrow ab$ et $cd \rightarrow cd$, représentés par l'approximation :

$$e^{2i\delta_f(x)} \simeq 1 - C_f e^{-\gamma_f x^2} \quad f = 1, 2$$

où

$$C_f = \frac{\sigma_{Tf}}{4\pi A_f} \quad \gamma_f = \frac{1}{2q^2 A_f}$$

σ_{Tf} est la section efficace de diffusion élastique ab ou cd ;

A_f est le paramètre qui apparaît quand on décrit la section efficace différentielle de diffusion élastique ab ou cd sous la forme exponentielle.

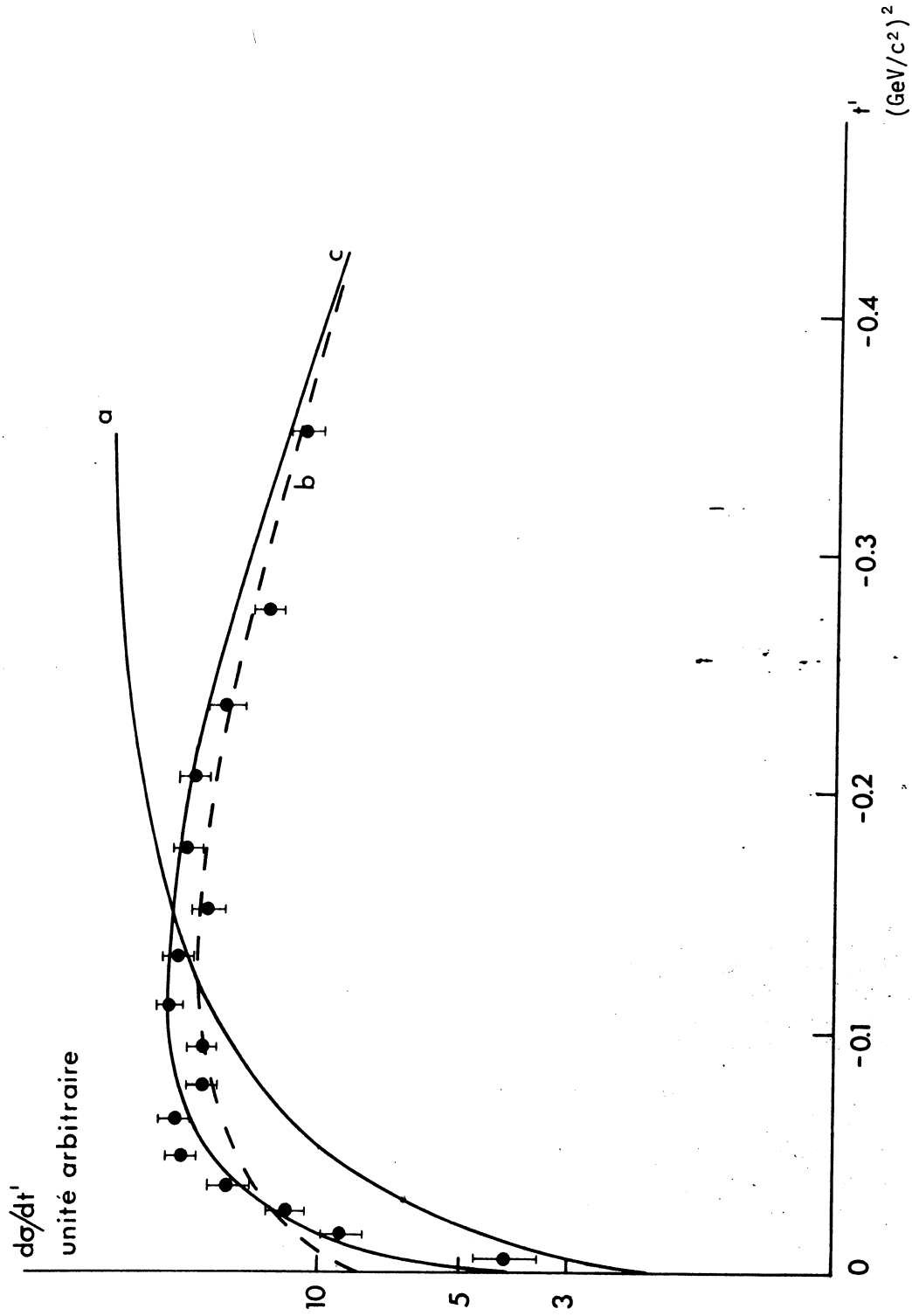


Fig. VI.8 Prédiction à 2,34 GeV/c sur la section efficace $d\sigma/dt'$ du canal $K^+p \rightarrow K^0\Lambda^{++}$
a) du modèle d'échange de ρ avec transition M1 de Jackson et Pilkuhn [II.8]
b) du modèle d'échange de ρ avec absorption de la référence [VI.8]
c) du modèle de Regge d'échange de ρ et A_2 de Krammer et Maor [VI.9].

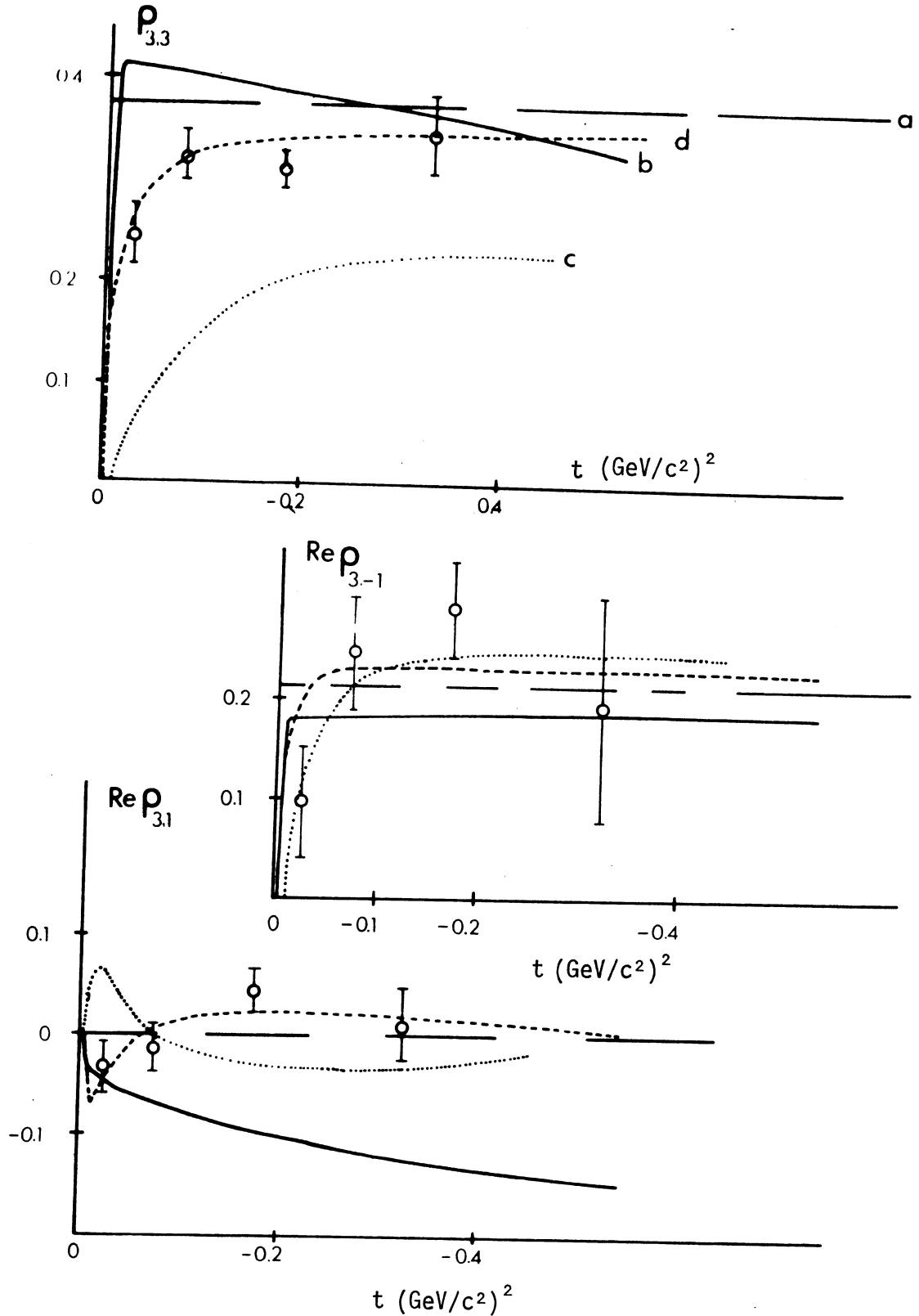


Fig. VI.9 Prédications à 2,3 GeV/c sur les éléments de matrice-densité ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{31}$, $\text{Re } \rho_{3-1}$ du Δ^{++} dans la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$
a) du modèle d'échange de ρ avec transition M1 de Stodolsky et Sakurai[II.10].
b) du modèle analogue de Jackson et Pilkuhn[II.9].
c) du modèle d'échange de ρ avec absorption[VI.8].
d) du modèle de Regge d'échange de ρ et A_2 de Krammer et Maor[VI.9].

$$\frac{d\sigma_f}{dt} \propto e^{A_f t}.$$

Pour la diffusion élastique K^+p à notre énergie, on choisit :

$$C_1 = 1 \quad \gamma_1 = 0,19.$$

La diffusion élastique $K^0\Delta^{++}$ n'étant pas connue, on choisit en général

$$C_2 = 1 \quad \gamma_2 = \frac{3}{4} \gamma_1 = 0,14.$$

Nous avons calculé les prédictions correspondantes. Celles-ci (figs VI.8 et VI.9) ne sont pas en bon accord avec nos données expérimentales : l'introduction d'effets d'absorption ne parvient pas à donner à la section efficace différentielle prédite une décroissance aussi rapide qu'en réalité, et déforme suffisamment la distribution angulaire de désintégration pour que le désaccord avec l'expérience soit flagrant (l'élément ρ_{33} de matrice-densité en montre l'exemple).

iii) Modèle d'échange de trajectoires de Regge

Nous avons également calculé les prédictions d'un modèle de Regge^[VI.9] avec échange des deux trajectoires possibles ρ et A_2 où les résidus ont été ajustés à partir de données expérimentales provenant de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ à des énergies de 3,0, 3,5 et 5 GeV/c. L'accord avec nos données est excellent, aussi bien pour la section efficace différentielle (fig. VI.2) que pour la variation en fonction de t (fig. VI.6) des éléments de matrice-densité. Ces derniers sont facilement calculés à l'aide des relations (II.18), la paramétrisation choisie étant celle des amplitudes d'hélicité de la voie t . Ainsi, l'énergie considérée est suffisante pour qu'un simple modèle de Regge soit appliqué avec succès. Ceci peut être dû au fait qu'il n'y a pas de résonance produite dans le canal s de la réaction.

Il faut remarquer qu'une partie du succès du modèle peut provenir de ce que les résidus de Regge $\gamma(t)$ utilisés entraînent, pour les amplitudes d'hélicité, un comportement qualitativement peu différent de celui qu'elles auraient dans le cas d'une transition M_1 au vertex baryonique. En effet, pour le ρ comme pour le A_2 , les résidus vérifient à peu près les relations

$$\gamma_{11}(t) = 0, \quad \gamma_{31}(t) = \sqrt{3} \gamma_{1-1}(t).$$

Au voisinage de $t = 0$, la section efficace différentielle et les éléments de matrice-densité sont également bien reproduits; ceci constitue une autre indication que le fond non résonant dans cette région des petits transferts ne joue pas un rôle important.

Dans cette région, le caractère dipolaire magnétique de la transition n'étant plus en accord avec les données, une contribution à la transition de type quadrupolaire électrique E2 serait peut-être à envisager.

VII. CONCLUSION

Cette étude expérimentale de la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ à 2,17 et 2,34 GeV/c a permis, grâce à une haute statistique dans le domaine des petits moments transférés du K^+ au K^0 , de décrire avec une précision toute nouvelle la section efficace différentielle du canal résonant $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ ainsi que les éléments de matrice-densité de la résonance Δ^{++} produite.

L'étude de ces paramètres décrivant la réaction, alliée à une comparaison avec les prédictions d'un certain nombre de modèles théoriques, nous a permis de tirer les conclusions suivantes sur le mécanisme de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$.

a) En dehors de la région
des moments transférés voisins de zéro

- Les amplitudes de saut d'hélicité simple semblent dominer le mécanisme de la réaction.
- Cette dominance peut être expliquée par un caractère dipolaire magnétique de la transition au vertex des baryons. Ceci n'est pas en contradiction formelle avec le succès du modèle d'échange de trajectoires de Regge de Krammer et Maor^[VI.9].
- Le mécanisme de la réaction peut être dominé par un échange unique, d'après le test de Ringland et Thews^[II.11].
- Un modèle d'échange d'une particule ne se révèle cependant pas capable de décrire correctement la section efficace différentielle de la réaction, même avec introduction d'effets d'absorption (modèle de Jackson et al.^[VI.8]).
- Appliqué à des impulsions incidentes aussi basses que 2,3 GeV/c, un modèle de Regge avec échange de deux trajectoires (ρ et A_2) peut reproduire les données de façon très satisfaisante.

b) Dans la région
des moments transférés voisins de zéro

- Le mécanisme de la réaction procède par l'échange de plusieurs particules ou trajectoires. Il y a donc échange de ρ et de A_2 qui sont les deux seuls possibles.
- Le caractère dipolaire magnétique de la transition n'est plus vérifié.

Si, au voisinage de $t = 0$, il n'y a pas d'influence du fond non résonnant introduisant d'autres ondes dans le système $(\pi^+ p)$ que l'onde $P_{3/2}$ du Δ , on peut supposer l'existence d'une petite contribution à caractère quadrupolaire électrique E2. Cette contribution serait due à l'échange de A_2 pour lequel on ne peut faire d'analogie avec le photon.

Une investigation plus précise encore de ce domaine de moment transféré permettrait peut-être de résoudre cette question.

REFERENCES

- I. 1 J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, Phys. Rev. Letters 13, 138 (1964).
- I. 2 G. Neuhofer, F. Niebergall, M. Regler, H.E. Stier, K. Winter, J.J. Aubert, X. de Bouard, V. Lepeltier, L. Massonnet, H. Pessard, M. Vivargent, T.R. Willitts, M. Yvert, W. Bartl et M. Steuer, Experimental study of the validity of the $\Delta S/\Delta Q$ Rule in $K^0 \rightarrow \pi \nu$ decays, présenté à la Conférence internationale sur les particules élémentaires, Amsterdam, 1971.
- I. 3 J.J. Aubert, F. Niebergall, H. Stier, T.R. Willitts, K. Winter, X. de Bouard, V. Lepeltier, L. Massonnet, H. Pessard, M. Vivargent, M. Yvert, W. Bartl, M. Regler et M. Steuer, Experimental study of the time-dependent intensity of $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, présenté à la 15e Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Kiev, 1970.
- II. 1 K. Gottfried et J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33, 309 (1964).
- II. 2 J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34, 1644 (1964).
- II. 3 W. Koch, Comptes rendus de l'Ecole de Pâques pour les physiciens, Herceg-Noví, 1964, Rapport CERN 64-13, Vol. II, p. 113.
- II. 4 G.F. Chew et S.C. Frautschi, Phys. Rev. Letters 7, 394 (1961).
S.C. Frautschi, M. Gell-Mann et F. Zachariasen, Phys. Rev. 126, 2204 (1962).
- II. 5 K. Gottfried et J.D. Jackson, Phys. Letters 8, 144 (1964).
- II. 6 T.L. Trueman et G.C. Wick, Ann. Phys. 26, 322 (1964).
- II. 7 M. Jacob et G.C. Wick, Ann. Phys. 7, 404 (1959).
- II. 8 J.D. Jackson et G.E. Hite, Phys. Rev. 169, 1248 (1968).
- II. 9 J.D. Jackson et H. Pilkuhn, Nuovo Cimento 33, 906 (1964).
- II.10 L. Stodolsky et J.J. Sakurai, Phys. Rev. Letters 11, 90 (1963).
L. Stodolsky, Phys. Rev. 134 B, 1099 (1964).
- II.11 G.A. Ringland et R.L. Thews, Phys. Rev. 170, 1569 (1968).
- III. 1 F. Niebergall, M. Regler, K. Winter, J.J. Aubert, X. de Bouard, V. Lepeltier, L. Massonnet, H. Pessard, M. Vivargent, T.R. Willitts, M. Yvert, W. Bartl et M. Steuer, A system of cylindrical wire spark chambers, soumis à Nuclear Instrum. Methods.
- III. 2 S. Galster, J. Görres, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, W. Schmidt-Parzefall et H. Schopper, Nuclear Instrum. Methods 46, 208 (1967).

- III.3 J.J. Aubert, F. Niebergall, T.R. Willitts, K. Winter, X. de Bouard, V. Lepeltier, L. Massonnet, H. Pessard, M. Vivargent, M. Yvert, W. Bartl, M. Regler et M. Steuer, Nuclear Instrum. Methods 91, 493 (1971).
- III.4 J. Dufournaud et B. Friend, Rapport CERN 69-21 (1969).
- III.5 J.J. Aubert, B. Friend, B. Hopson, F. Niebergall, H. Stier, T.R. Willitts, K. Winter, X. de Bouard, J. Dufournaud, V. Lepeltier, L. Massonnet, H. Pessard, M. Vivargent, M. Yvert, W. Bartl, M. Regler et M. Steuer, Computer-controlled data acquisition system for a wire spark chamber experiment, présenté à la Conférence internationale sur l'instrumentation pour la physique des hautes énergies, Doubna, 1970.
- IV.1 R. Böck, Rapport CERN 60-30 (1960).
L. Jauneau et D. Morellet, Comptes rendus de l'Ecole de Pâques pour les physiciens, Herceg-Novci, 1964, Rapport CERN 64-13, Vol. I, p.1.
- IV.2 C. Lechanoine, M. Martin et H. Wind, Nuclear Instrum. Methods 69, 122 (1969).
- V.1 D'après une interpolation provenant de : D.R.O. Morrison, Review of quasi two-body reactions, Compte rendu donné à la 15^e Conférence internationale sur la physique des hautes énergies, Kiev, 1970.
- V.2 Groupe " K^+ ", Division TC, CERN, Communication privée.
- V.3 C. Serre, Rapport CERN 67-5 (1967).
J.F. Janni, Air Force Weapons Laboratory, New Mexico, Rapport AFWL-TR-65-150 (1966).
- V.4 Particle Data Group, Review of particles properties, Phys. Letters 33 B, 1 (1970).
- V.5 P. Eberhard et M. Pripstein, Phys. Rev. Letters 10, 351 (1963).
- V.6 D'après une interpolation provenant de: E. Flaminio, J.D. Hansen, D.R.O. Morrison et N. Tovey, Compilation of K^+ induced reaction, CERN/HERA 70-4 (1970).
- VI.1 F. James et M. Roos, Programme MINUIT, CERN computer 6000 series program library - D 506.
- VI.2 P. Minnaert, Phys. Rev. Letters 16, 672 (1966); Phys. Rev. 151, 1306 (1966).
- VI.3 J. Daboul, Nuclear Phys. B4, 180 (1967).
- VI.4 N. Schmitz, Comptes rendus de l'Ecole de Pâques pour les physiciens, Bad Kreuznach, 1965, Rapport CERN 65-24, Vol. I, p. 1.

- VI.5 B.E.Y. Svensson, Comptes rendus de l'Ecole de physique du CERN, Rättvik, 1967, Rapport CERN 67-24, Vol. II, p.3-1.
- VI.6 E. Lesquoy, G. Burgun, A. Muller, E. Pauli, S. Zylberajch, F. James, L. Montanet, E. Paul, P. Saetre et D.M. Sendall, Production of Δ^{++} and K^* in the reaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$ at 1.4 and 1.7 GeV/c, présenté à la Conférence internationale sur les particules élémentaires, Amsterdam, 1971.
- VI.7 G. Renninger et K. Sarma, Phys. Rev. 178, 2201 (1969).
- VI.8 K. Gottfried et J.D. Jackson, Phys. Letters 8, 144 (1964);
Nuovo Cimento 34, 735 (1964).
J.D. Jackson, Rev. Mod. Phys. 37, 484 (1965).
J.D. Jackson, J.T. Donohue, K. Gottfried, R. Keyser et B.E.Y. Svensson, Phys. Rev. 139 B, 428 (1965).
- VI.9 M. Krammer et U. Maor, Nuovo Cimento 52 A, 308 (1967). Nuclear Phys. B13, 651 (1969).

N.B. La table VI.5 contient une vingtaine de références se rapportant aux expériences ayant étudié la réaction $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+$.