

EX-CEA-N 2538

9

AB

14 DEC. 1987

CEA-N-2538



- Note CEA-N-2538 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Elémentaires

**ETUDE DE SYSTEMES DIBARYONIQUES ETRANGES
DANS LES REACTIONS $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$
ET $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ ENTRE 0,9 ET 1,4 GeV/c**



par

Claude PIGOT

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051701

- Novembre 1987 -

Note CEA-N-2538

DESCRIPTION-MATIERE (*mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS*)

en français

MODELE DU SAC
RESONANCES DIBARYONIQUES
ETRANGEITE
METHODE DU TEMPS DE VOL
DETECTEURS CERENKOV

en anglais

BAG MODEL
DIBARYON RESONANCES
STRANGENESS
TIME OF FLIGHT METHOD
CHERENKOV COUNTERS

NOTE CEA-N-2538 - Claude PIGOT

**"ETUDE DE SYSTEMES DIBARYONIQUES ETRANGES DANS LES REACTIONS
 $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$ ET $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ ENTRE 0,9 ET 1,4 GeV/c"**

Sommaire - Cette thèse présente les résultats de l'analyse de l'expérience "Dibaryon" (PS 159) réalisée au CERN. Cette expérience étudie les systèmes dibaryoniques étranges dans les réactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$ et $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ entre 0,9 et 1,4 GeV/c. Une limite supérieure en section efficace est établie, de l'ordre de 5 à 40 nb/sr à 0°, pour la production d'un dibaryon d'étrangeté $S = -2$ recherché dans la réaction $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, pour une masse comprise entre 2100 et 2500 MeV/c².

Un signal dans le spectre de masse du système X^+ , à 2129 MeV/c², déjà mis en évidence dans la réaction $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$, est observé dans la réaction $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$. Son étude est poursuivie dans ces deux voies à différentes énergies. Le modèle du diagramme triangulaire, avec sigma intermédiaire échangé, permet de rendre compte de la variation de la section efficace de production entre les deux voies et en fonction de l'énergie.

1987

177 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

NOTE CEA-N-2538 - Claude PIGOT

**"STUDY OF STRANGE DIBARYONIC SYSTEMS IN THE REACTIONS $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$,
 $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$ AND $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ BETWEEN .9 AND 1.4 GeV/c."**

Summary - This thesis presents the results of the analysis of the experiment "Dibaryon" (PS 159), performed at CERN. This experiment studies the strange dibaryonic systems in the reactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$ and $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ between .9 and 1.4 GeV/c. A dibaryon, with strangeness -2, is searched for in the reaction $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$.

An upper limit for the production cross section of such a state is established in the range 5 to 40 nb/sr, for a dibaryon mass between 2100 to 2500 MeV/c².

A signal in the mass spectrum of the X^+ system, at 2129 MeV/c², already indicated in the reaction $K^- + d \rightarrow \bar{\pi}^- + X^+$, is observed in the reaction $\bar{\pi}^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$.

A study of this signal is performed in these two channels at different energies. The triangular diagram model, with an intermediary sigma exchanged, is in good agreement with the variation of the production cross section in the two channels and as a function of the energy.

1987

177 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

ORSAY
N° d'ordre :

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude PIGOT

ETUDE DE SYSTEMES DIBARYONIQUES ETRANGES
DANS LES REACTIONS $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$
ET $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ ENTRE 0,9 ET 1,4 GeV/c

Soutenue le 30 juin 1987, devant la Commission d'Examen

MM.	A. BOUYSSY	Président
G.	COHEN-TANNOUDJI	
J.	DUCLOS	
R.	FRASCARIA	Examinateurs
M.	GUSAKOW	
E.	PAULI	

- Note CEA-N-2538 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Elémentaires

ETUDE DE SYSTEMES DIBARYONIQUES ETRANGES
DANS LES REACTIONS $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$
ET $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ ENTRE 0,9 ET 1,4 GeV/c

par

Claude PIGOT

REMERCIEMENTS

Je remercie Mrs P. Lehmann et R. Turlay pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et permis d'achever cette thèse.

Mrs A. Bouyssy, G. Cohen-Tannoudji, J. Duclos, R. Frascaria et M. Gussakow ont accepté de participer au jury. Mr R. Frascaria a, d'autre part, accepté de se charger du rapport scientifique. Je leur exprime à tous ma vive reconnaissance.

J'exprime ma gratitude à Mr E. Pauli, qui a dirigé mon travail, ainsi qu'aux autres membres de l'équipe de Saclay : Mrs J.P. de Brion et J.B. Cheze, Mme A. Caillet-N'Guyen, Mrs J. Derré, G. Marel et G. Vrana.

Tous mes remerciements vont à Mr R. Elbez et à Mme D. Breisch pour les dessins, à Mmes O. Lebey et E. Frassati, à Mr D. Pouillet et à Mme Y. Goutard pour la frappe la mise en page et le tirage du texte.

Enfin, ce travail étant le résultat d'une collaboration internationale avec une équipe de l'I.N.F.N. de Rome et de l'université de Vanderbilt (USA), je tiens à exprimer le grand plaisir que j'ai eu à travailler avec Mrs G. d'Agostini, G. Auriemma, A. Bezaguet, R. Llosa, G. Marini, G. Martellotti, F. Massa, A. Nigro, Mme A. Frenkel, Mrs S. Reucroft, C.E. Roos, A. Sciubba, Mme S. Tentindo, Mrs Webster et E.G.H. Williams.

INTRODUCTION

Après le succès du modèle simple des quarks pour prédire et classer la quasi-totalité des résonances hadroniques connues à ce jour, la chromodynamique quantique devrait permettre de franchir l'étape suivante pour comprendre, préciser et détailler la structure intime des hadrons.

Cette théorie sur l'interaction entre quarks est fondée sur le postulat d'un nouveau nombre quantique : la couleur.

L'existence de la couleur comme nouveau degré de liberté des quarks, introduite à l'origine pour résoudre les problèmes de statistique posés par les baryons des multiplets fondamentaux, n'a reçu pour l'instant que des confirmations indirectes.

En règle générale, l'introduction d'un nouveau degré de liberté se manifeste par un accroissement significatif du nombre d'états physiques observables. Ceci peut être vérifié avec la découverte de nouvelles saveurs. Le charme en offre un bon exemple. Même si la nécessité d'apparaître comme des singulets de couleur, apparemment imposée aux états physiques, gèle ce degré de liberté au niveau des hadrons "ordinaires" composés du nombre minimal de constituants, une telle spectroscopie révélatrice de la couleur doit pouvoir être mise en évidence par la découverte d'états composés de plus de trois quarks ou antiquarks.

De tels états, appelés états multiquarks, apporteraient une preuve directe de l'existence de la couleur. Leur étude permettrait de préciser les mécanismes de l'interaction entre quarks.

Malheureusement les résultats expérimentaux n'ont pas répondu à l'attente des modèles théoriques. Les expériences recherchant des états étroits de baryonium (deux quarks, deux antiquarks) tels que les avait

prédits le modèle de la "chimie de la couleur" sont à l'origine de résultats contradictoires. L'existence éventuelle de mésobaryons (quatre quarks, un antiquark), comme par exemple les baryons d'étrangeté + 1 ou d'isospin 5/2, n'est pas confirmée par les dernières analyses. Le désintérêt dans ce domaine s'est concrétisé par la diminution des publications qui leur sont actuellement consacrées [1].

Il n'en est pas de même pour le domaine des dibaryons (états à six quarks) qui parallèlement aux nouveaux états exotiques, boules de glu et hadrons hybrides (états constitués de gluons ou de quarks et de gluons), engendre toujours un intérêt soutenu. Ceci est principalement dû à l'observation répétée de signaux, interprétés en tant que dibaryons, surtout dans le domaine non étrange. Ceci montre tout l'intérêt de l'étude des dibaryons. Ils présentent l'avantage d'exhiber un nombre quantique exotique sans ambiguïté, leur nombre baryonique.

Malheureusement, la distinction n'est pas facile à faire entre des états nucléaires ou hypernucléaires "classiques" et les états multibaryoniques que prédisent les modèles fondés sur la chromodynamique quantique. L'étude de la spectroscopie des dibaryons pourrait permettre de lever cette ambiguïté.

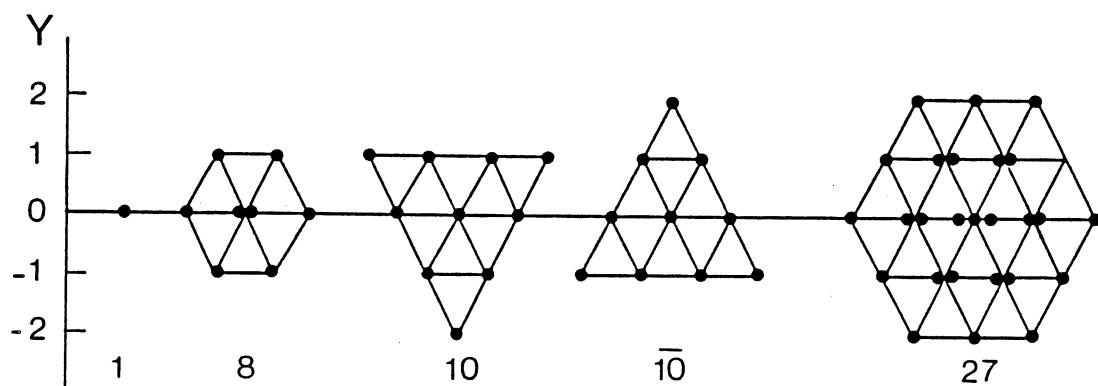
Le présent mémoire repose sur les données de l'expérience "Dibaryons" menée au PS du CERN à l'aide d'un spectromètre magnétique à un bras. Cette expérience a été conçue pour la recherche d'états dibaryoniques étroits d'étrangeté -2 dans la zone de masse comprise entre 2,1 et 2,5 GeV/c². Les états visés avaient été prédits par différents modèles traitant des états multiquarks comme le modèle du sac. Ces modèles seront présentés dans le chapitre I. Dans les chapitres II et III seront décrits l'appareillage expérimental, et le traitement des données. Le chapitre IV présentera les données correspondant à la recherche d'états d'étrangeté -2, ainsi que la limite supérieure en section efficace que l'on peut en déduire. Enfin le chapitre V traitera de l'étude d'un signal, correspondant à un état d'étrangeté -1, déjà observé dans plusieurs expériences au seuil ΣN et qui n'a jamais pu être interprété correctement.

CHAPITRE I : THEORIE ET MODELES

A - DIBARYONS ET SYMETRIE UNITAIRE

Les premières prédictions concernant l'existence de multiplets d'états dibaryoniques ont été faites par Oakes en 1963 [2].

Dans le cadre de la représentation SU(3) de saveur Oakes combine l'octet des baryons $J^P = 1/2^+$ par lui-même et obtient la décomposition en représentations irréductibles présentée ci-dessous avec les diagrammes de Young associés. L'indice A,S vaut respectivement pour antisymétrique, symétrique dans l'échange des deux baryons.



$$8 \otimes 8 = (1 \oplus 8 \oplus 27)_S \oplus (8 \oplus 10 \oplus \bar{10})_A$$

Ce raisonnement a été étendu en 1964 par Dyson et Xuong [3]. Dans le cadre de la représentation SU(6) de saveur \times spin on obtient, en combinant le 56-plet des baryons par lui-même, la décomposition en représentations irréductibles suivante :

$$56 \otimes 56 = 462 \oplus 1050 \oplus 1134 \oplus 490$$
$$\begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \otimes \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|c|c|c|c|c|} \hline \square & \square & \square & \square & \square & \square \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|c|c|c|} \hline \square & \square & \square & \square & \square \\ \hline \square & & & & \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline \square & \square & \square & \square \\ \hline \square & \square & & \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|c|} \hline \square & \square & \square \\ \hline \end{array}$$

Seules les représentations 1050 et 490 qui sont antisymétriques correspondront à des états physiques. La décomposition de ces représentations sur $SU(3)$ saveur \otimes $SU(2)$ spin est donnée dans l'annexe [1-A].

Restreignons-nous à la décomposition en représentations irréductibles de Oakes. Celle-ci est incluse dans le 490-plet et le 1050-plet de Dyson et Xuong.

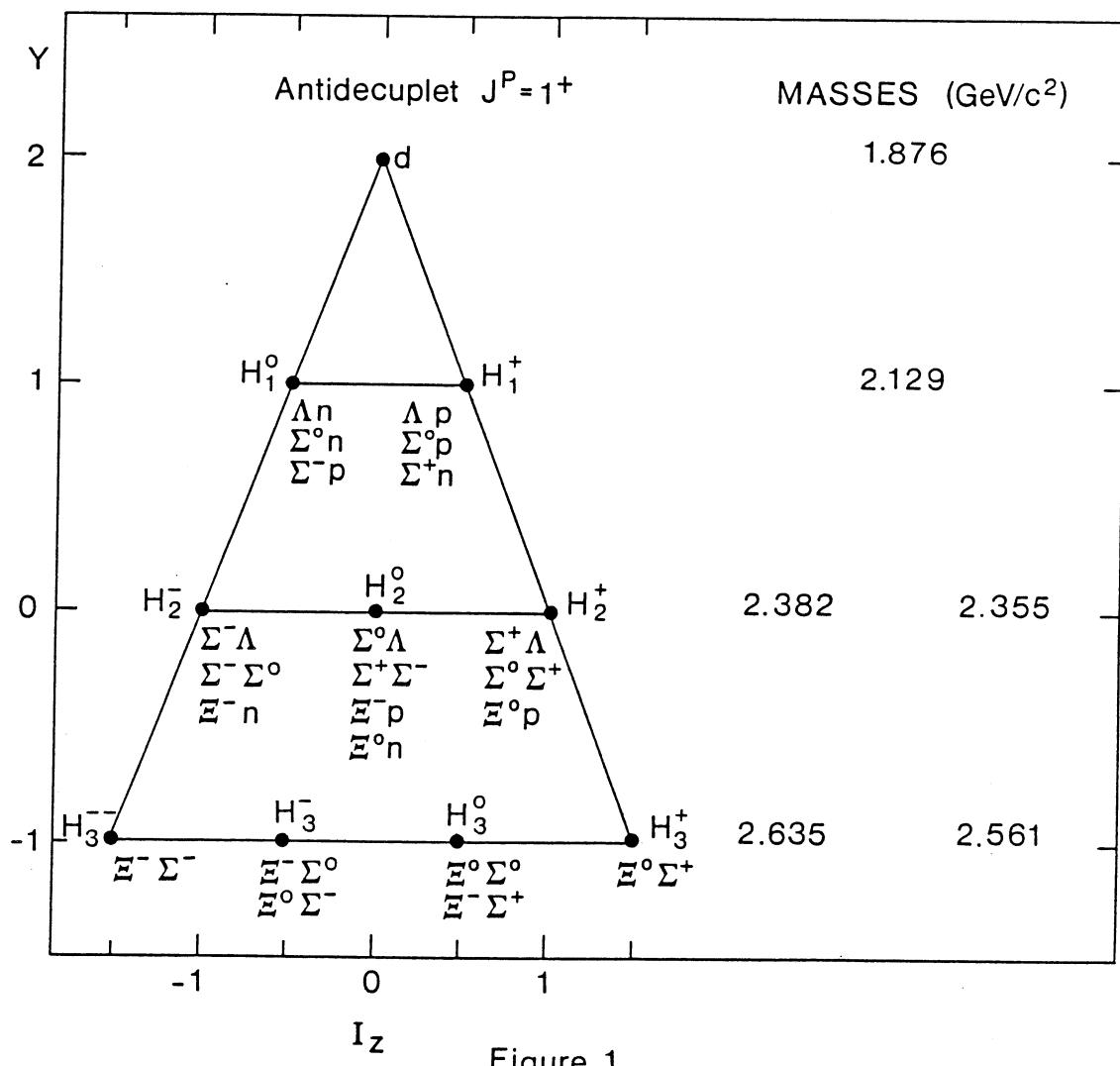
Compte tenu du principe de Pauli généralisé, les seules ondes permises pour les multiplets antisymétriques (symétriques) sont :
 $2S+1 L_J = {}^3 S_1, {}^1 P_1, {}^3 D_{1,2,3}, \text{etc...} ({}^1 S_0, {}^3 P_{0,1,2}, {}^1 D_2 \text{etc...})$.

A ces ondes correspondent respectivement les spin-parités :
 $J^P = 1^+, 1^-, 1^+, 2^+, 3^+, 3^-, (0^+, 0^-, 1^-, 2^-, 2^+, 3^-, \text{etc...})$.

Considérons l'antidécuplet (voir Figure [1]). A l'onde ${}^3 S_1$ correspondra dans l'état fondamental, un état de Spin-parité $J^P = 1^+$.

L'état appartenant à l'antidécuplet, d'isospin nul et d'hypercharge + 2, correspond aux nombres quantiques du deuton.

Identifiant cet état au deuton, Oakes associe de façon analogue l'effet observé à $2130 \text{ MeV}/c^2$ dans le spectre de masse du système Λp [4,5] à l'état d'isospin $+1/2$ d'hypercharge +1 de l'antidécuplet ; nous désignerons par la suite cet effet sous le nom de " H_1^+ ".



Oakes suppose que, dans la mesure où la symétrie $SU(3)$ _{saveur} n'est pas trop brisée, les autres états du multiplet existent sous la forme d'états liés analogues au deuton ou, à la limite, de résonances.

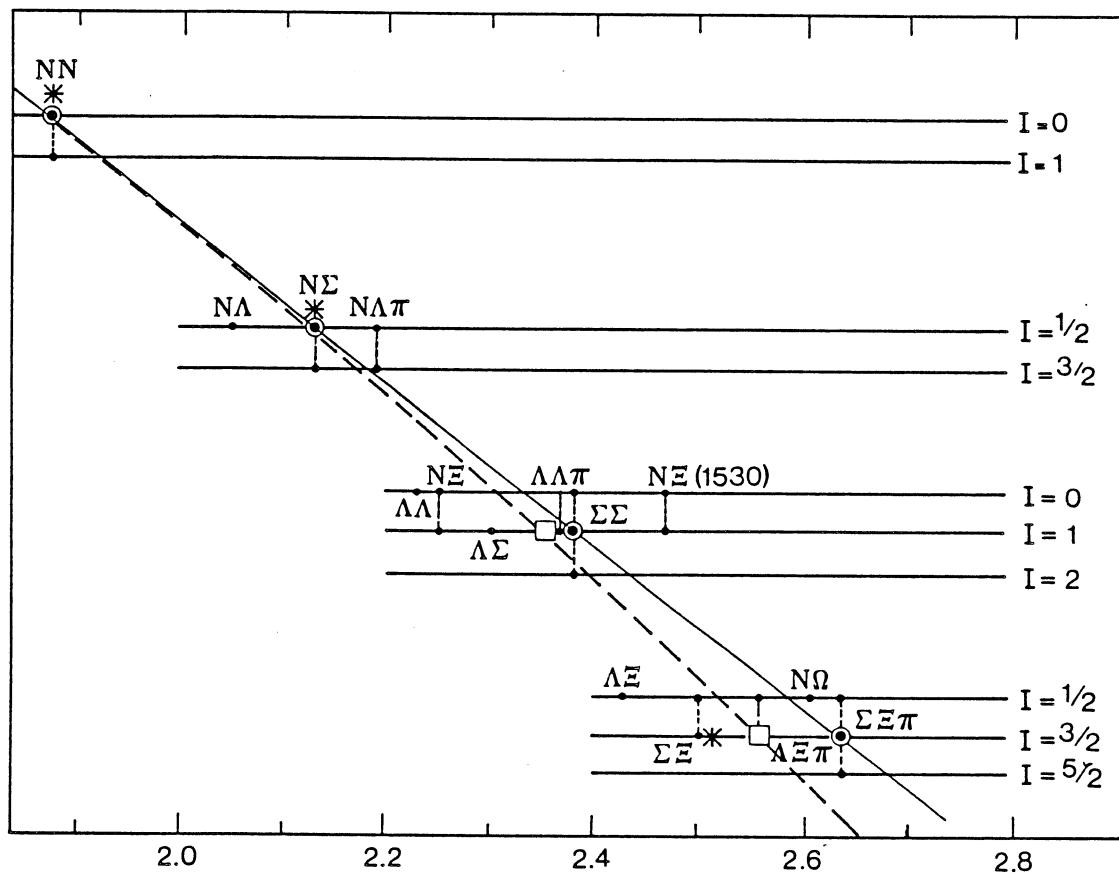
IL applique la formule de Gell Mann et Okubo (GMO) à ces états.

La formule classique s'applique aux masses carrées des mésons qui sont des bosons.

Les dibaryons, obtenus par la combinaison de deux fermions, sont formellement des bosons. En conséquence, Oakes applique aux masses carrées

des dibaryons la formule de GMO qui, pour une représentation de type triangulaire comme l'antidécuplet, se réduit à une loi d'espacement régulier.

Les masses des états prédis sont présentées dans la figure [2] relativement aux différents seuils baryon-baryon et données dans la colonne de droite de la Figure [1]; la colonne de gauche correspond à une loi d'espacement linéaire en masse. Notons que l'adoption d'une loi d'espacement linéaire en masse n'entraîne pas une grande différence pour l'état d'hypercharge nulle.



* CURIALE M GeV/c²)

La courbe continue représente une loi d'espacement régulier en masse ; la courbe en tirets, une loi en masse carrée.

Figure 2

En fait, la formule de GMO, telle qu'elle a été définie par de Rujula et al. [6], représente une structure des interactions quark-quark à l'intérieur des hadrons. Une formule de ce type s'appliquera donc aux états dibaryoniques dans la mesure où ceux-ci pourront être considérés comme formés d'un seul hadron contenant six quarks interagissant directement l'un avec l'autre par l'intermédiaire de gluons. De tels états de dimensions limitées pourront être construits dans le cadre du modèle du sac (voir § [I-B-2]).

Il est par contre difficile de justifier l'application de la formule de GMO à des états analogues au deuton ; c'est à dire à un système de deux triplets de quarks singulets de couleur et gardant en première approximation leur individualité.

On peut, pour de tels états, construire comme Curiale [7] une formule de masse en étudiant la brisure introduite par $SU(3)$ saveur dans un système de deux baryons liés par un potentiel à "longue portée" décrit par l'échange de mésons.

En posant par hypothèse que la brisure entre les états d'un multiplet provient essentiellement des différences de masse entre les hadrons mis en jeu, Curiale calcule la masse de certains des partenaires du deuton dans l'antidécuplet.

Il détermine alors une résonance dans le canal ΛN au seuil ΣN à 2131 MeV/c² qu'il est évidemment tentant d'identifier au H_1^+ et calcule une masse de 2502 MeV/c² au seuil $\Xi \Sigma$ pour l'état d'isospin 3/2. Les prédictions de Curiale sont portées sur la figure [2]. Un calcul analogue avait déjà été réalisé par Pappademos [8] sur le comportement au seuil des états ΞN et $\Lambda \Sigma$, concluant à l'absence dans ces canaux d'état lié ou d'état lié instable.

B - DIBARYONS ET MODELES DE QUARKS

Le développement des modèles de quarks confinés a entraîné un regain d'intérêt pour les hadrons exotiques.

La nécessité du confinement de la couleur, apparemment requise par les expériences actuelles, n'est pas encore une conséquence directe de la chromodynamique quantique.

Le mécanisme du confinement a donc été imposé aux modèles qui étudient la structure des hadrons.

Les modèles de sac et de corde en sont l'illustration.

1) LES MODELES DE CORDE

Dans le cadre du modèle des cordes duales, on associe dans les diffusions hadron-hadron les résonances formées dans la voie s aux états échangés dans la voie t :

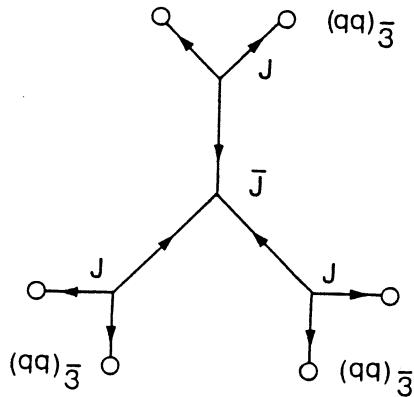
C'est ainsi que la diffusion baryon-antibaryon fait apparaître toute une famille d'états exotiques ; les baryoniums.

Le modèle des cordes duales a été appliqué extensivement à la phénoménologie du baryonium (Cf. Ref. [9]). Une étude aussi exhaustive n'existe pas, à notre connaissance, pour les dibaryons.

Les développements des modèles de corde ont été nombreux, aussi ne présenterons-nous, à titre d'exemple, que le modèle d'Imachi qui a traité explicitement des dibaryons.

Dans le modèle des cordes - jonctions d'Imachi et al., [10,11], les hadrons se construisent à partir de quarks et de jonctions. La coupure

des cordes reliant chaque élément ne peut se faire qu'en obtenant deux hadrons de trialité nulle et singulets de couleur. Les quarks reliés à une même jonction se trouvent dans un état antisymétrique de couleur ; on attribue en conséquence à la jonction la propagation du nombre baryonique ainsi que l'essentiel de la masse du baryon. La structure la plus fondamentale que l'on puisse envisager pour un dibaryon est la suivante :



Elle correspond à six quarks reliés par trois jonctions J et une anti-jonction \bar{J} .

En appliquant les règles d'Imachi [12] on obtient une masse égale à celle de quatre jonctions, corrigée du potentiel attractif entre l'anti-jonction et les trois jonctions :

$$M = 4 \times 1085 - 3 \times 235 = 3635 \text{ MeV/c}^2 .$$

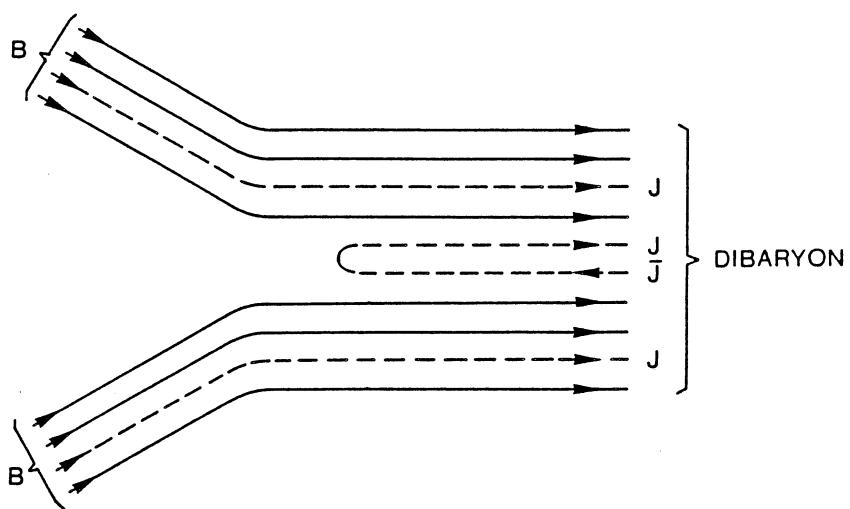
Dans le cadre de ce modèle, les règles de sélection s'exprimeront en termes de constituants, quarks et jonctions.

Pour un vertex à trois hadrons :

- Une ligne de constituant ne pourra être connectée à celle d'un anticonstituant du même hadron.
- Chacun des trois hadrons devra échanger une ligne de constituant avec les deux autres hadrons.

On absorbe ainsi la règle OZI.

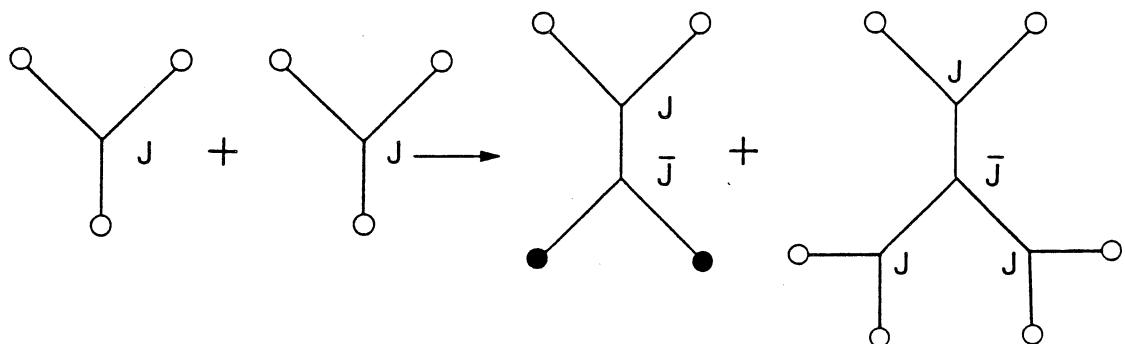
En conséquence de ces règles, le diagramme ci-dessous est interdit.



Il sera impossible d'observer un dibaryon en formation à partir de deux baryons. Pour la même raison, sa désintégration en deux baryons sera fortement inhibée.

L'état dont nous avons calculé ci-dessus la masse, inférieure à celle de quatre nucléons, aura une largeur étroite compte tenu de la nécessité de conserver les quatre jonctions dans l'état final.

A partir de deux baryons dans l'état initial, la réaction autorisée la plus simple amenant à la production d'un dibaryon entraîne la production simultanée d'un autre "exotique", un baryonium.



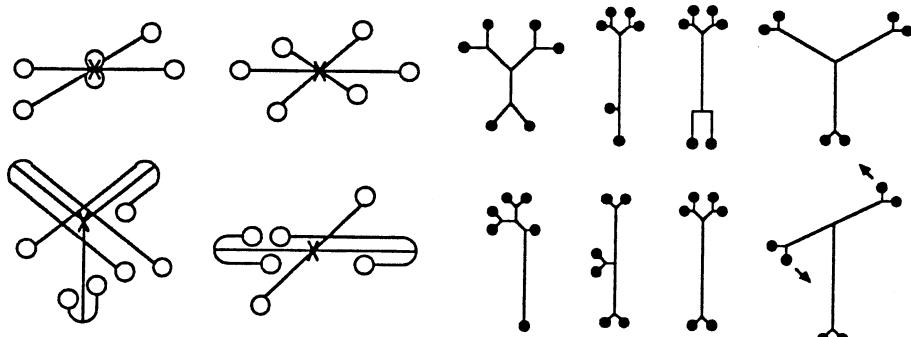
Une voie de recherche, apparemment plus accessible, consisterait à rechercher dans l'état initial la préexistence d'une structure dibaryonique.

Le deuton, qui n'est pas dans le cadre de ce modèle considéré comme un dibaryon, pourrait présenter avec une faible probabilité une telle composante.

L'énergie de liaison par nucléon est plus élevée dans les noyaux lourds et pourrait y favoriser l'existence d'états multiquarks. Ceci est un argument très qualitatif en faveur de leur utilisation comme cible.

En conclusion, il faut noter que les modèles de corde ne permettent que des déterminations très approximatives de la masse des états multiquarks. Ils apportent peu d'information sur les largeurs et les sections efficaces, si ce n'est par le biais des règles de sélection.

Il faut cependant souligner la diversité des développements qu'une telle approche permet. Nous présentons, comme illustration, dans la figure ci-dessous, des représentations de dibaryons extraites des références [13,14].



Hadrons exotiques compliqués
par K. KIKKAWA et al. [13]

Dibaryons par
D.B. LICHTENBERG et al. [14]

2) LE MODELE DU SAC DU MIT

Dans le modèle du MIT, les hadrons sont formés de quarks et de gluons porteurs d'une charge colorée et contenus dans un volume bien délimité ; le sac [15,16].

Le confinement du flux chromoélectrique dans le sac est assuré par l'introduction d'une constante, assimilable à une pression du vide, qui tend à restreindre l'espace occupé par le flux et les constituants de la matière hadronique. Seuls les hadrons de dimension finie auront une énergie finie ; ainsi s'obtient la nécessité de n'observer que des singulets de couleur.

Pour les hadrons sans excitation orbitale, formés de quarks de valence légers (*u,d,s*), le sac est supposé adopter la forme d'une sphère dans laquelle le mouvement des quarks relativistes (les quarks *u* et *d* sont supposés de masse nulle) contrebalance la pression du vide.

La masse du sac s'écrira :

$$M(R) = E_V + E_q + E_0 + E_C .$$

- E_V représente l'énergie de volume du sac associée à la pression B ; $E_V = 4/3 \pi B R^3$, où R est le rayon du sac.

- E_q représente la contribution en énergie des quarks.

Le problème d'une particule de spin 1/2 et de masse nulle confinée dans une cavité sphérique a été résolu par Bogolioubov [17].

L'énergie de l'état fondamental est alors une fonction de R ;

$$E = 2,04/R .$$

La solution a été étendue par le groupe du MIT au problème d'une particule de masse finie ; dans ce cas $E = [x(mR)^2 + m^2 R^2]^{1/2}/R$ où x est une fonction lentement variable de mR , égale à 2,04 pour $m = 0$, et tendant asymptotiquement vers π quand mR tend vers l'infini.

$$E_q = 1/R \sum_i [x(m_i R)^2 + m_i^2 R^2]^{1/2}$$

- $E_0 = Z_0/R$, où le paramètre Z_0 est une estimation phénoménologique de l'énergie de point zéro associée aux fluctuations quantiques des champs confinés dans le sac. Il permet aussi de corriger la contribution provenant du mouvement du centre de masse du sac. En effet, dans le modèle du sac, les quarks sont confinés par les limites arbitraires d'un sac statique. Leurs mouvements ne sont donc pas corrélés comme ils le seraient si les quarks étaient confinés par l'intermédiaire d'un potentiel attractif entre les quarks pris deux à deux. Il en résulte un mouvement oscillatoire du centre de masse du système qui ajoute la contribution de son énergie cinétique à la masse du hadron. Cette contribution, aberrante, est proportionnelle à l'impulsion moyenne des quarks et varie en $1/R$. L'ajustement du paramètre Z_0 permet, donc, de la prendre en compte.

En minimisant $M_0 = E_v + E_q + E_0$ par rapport à R , on obtiendra le rayon du sac à l'équilibre.

- E_c est le terme d'interaction électromagnétique de couleur. Il se décompose en deux parties.

a) La contribution électrostatique est proportionnelle à l'opérateur de Casimir quadratique de $SU(3)$ _{couleur} dans la mesure où la symétrie $SU(3)$ _{saveur} n'est pas brisée.

Pour un singulet de couleur, la valeur propre de l'opérateur de Casimir est nulle. La contribution résiduelle due à la brisure de $SU(3)$ _{saveur} peut alors être négligée.

b) La contribution magnétique de couleur, responsable de la brisure hyperfine, sera introduite comme une correction à la masse du sac calculée à partir des termes précédents.

Cette correction est donnée par :

$$\Delta E_M = - \frac{\alpha_C}{R} \sum_{i>j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j H(m_i R, m_j R) ,$$

où : $\vec{\sigma}_i$ est le vecteur de spin et $\vec{\lambda}_i$ le vecteur de couleur du $i^{\text{ème}}$ quark.

H mesure la force de l'interaction quark-quark et dépend de leurs masses.

Si on néglige, ici aussi, la brisure de $SU(3)$ saveur :

$$\Delta E_M = \frac{\alpha_C H(0,0)}{R} (8N - 1/2 C_6 + 4/3 J(J+1)) .$$

N est le nombre de quarks, C_6 l'opérateur de Casimir quadratique de $SU(3)_{\text{couleur}} \times SU(2)_J$ et J le moment angulaire.

En considérant arbitrairement la masse des quarks non étranges comme nulle, la masse du sac ne dépendra alors que de quatre paramètres physiquement interprétables :

B , Z_0 , m_s la masse du quark étrange et $\alpha_C = g^2/4\pi$ la constante de couplage quark-gluon.

Ces paramètres seront ajustés à partir de quatre masses de hadrons physiquement observables ; le nucléon, le Δ , le ω et le Ω .

Le résultat de l'ajustement donne alors les valeurs présentées dans la figure [3] extraite de la référence [16]. L'ajustement est satisfaisant si l'on excepte le pion.

La réussite du modèle du sac pour traiter avec le même formalisme aussi bien les mésons que les baryons permet d'espérer que son extrapolation

à des états multiquarks, si ceux-ci ont une existence physique, n'est pas purement arbitraire.

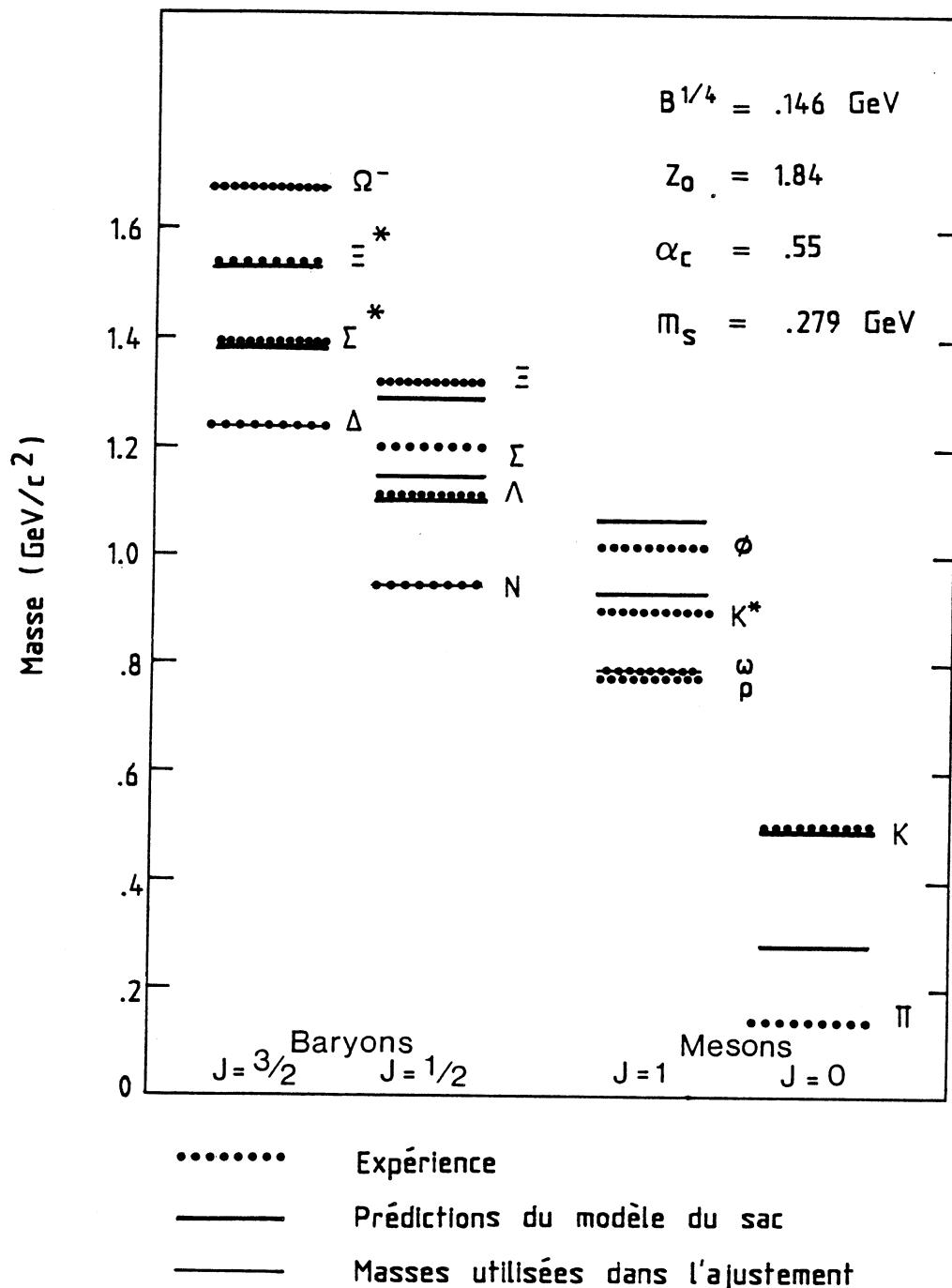


Figure 3

3) LES MULTIPLETS DIBARYONIQUES DANS LE CADRE DU MODELE DU SAC

Considérons le cas d'un hadron dans son état fondamental, formé de quarks en onde S. Un système de tels quarks peut être classé, en ce qui concerne leur spin, avec l'aide de la symétrie $SU(2)_J$.

Pour trois saveurs (u,d,s) chaque quark apparaît sous dix huit formes : trois saveurs \times trois couleurs \times deux états de spin total. On utilisera donc $SU(18)$ pour classifier ce type de hadrons [18].

Les quarks colorés obéissent à la statistique de Fermi, nous n'aurons à considérer que la représentation irréductible totalement antisymétrique de $SU(18)$.

Ce multiplet peut se réduire sur : $SU(6)_{\text{saveur}} \times J \otimes SU(3)_{\text{couleur}}$; voir annexe [1-B].

Seuls les états singulets de couleur apparaissent comme physiques ; ces états, antisymétriques de couleur, correspondent aux représentations irréductibles symétriques de $SU(6)_{\text{saveur}} \times J$.

Pour les dibaryons, il s'agit d'un 490-plet que nous pouvons réduire sur $SU(3)_{\text{saveur}} \otimes SU(2)_J$:

$$[490] = (1,1) \oplus (8,3) \oplus (8,5) \oplus (10,3) \oplus (\overline{10},3) \oplus (27,1) \\ \oplus (27,5) \oplus (\overline{10},7) \oplus (35,3) \oplus (28,1) .$$

La représentation de $SU(6)_{\text{couleur}} \times J$ associée à chaque multiplet de $SU(3)_{\text{saveur}}$ est donnée dans le tableau [1].

Conséquence de la statistique de Fermi, la représentation de $SU(6)_{\text{couleur}} \times J$ sera d'autant plus symétrique qu'elle sera associée à une représentation de $SU(3)_{\text{saveur}}$ plus antisymétrique.

Spin	Représentations de SU(3) saveur	Dimension	Représentations de SU(6) couleur×spin	Dimension	Valeurs de C_6 couleur×spin
0		28		1	0
1		35		35	48
1 et 3		$\bar{10}$		175	96
0 et 2		27		189	80
1		10		280	96
1 et 2		8		896	120
0		1		490	144

Tableau 1

Aux représentations de saveur les plus antisymétriques sont associées les valeurs C_6 de l'opérateur de Casimir de $SU(6)$ couleur $\times J$ les plus élevées qui correspondent aux interactions magnétiques de couleur les plus attractives (voir §[I-B-2-b]), donc aux plus faibles masses.

Les multiplets sont donnés par ordre de masse décroissante dans la décomposition du 490-plet présentée ci-dessus.

Remarquons qu'aux multiplets les plus bas en masse ne correspondent que des états étranges (cf. §[I-A]).

Les masses des multiplets les plus légers calculées par Jaffe [19] sont présentées dans la figure ci-dessous :

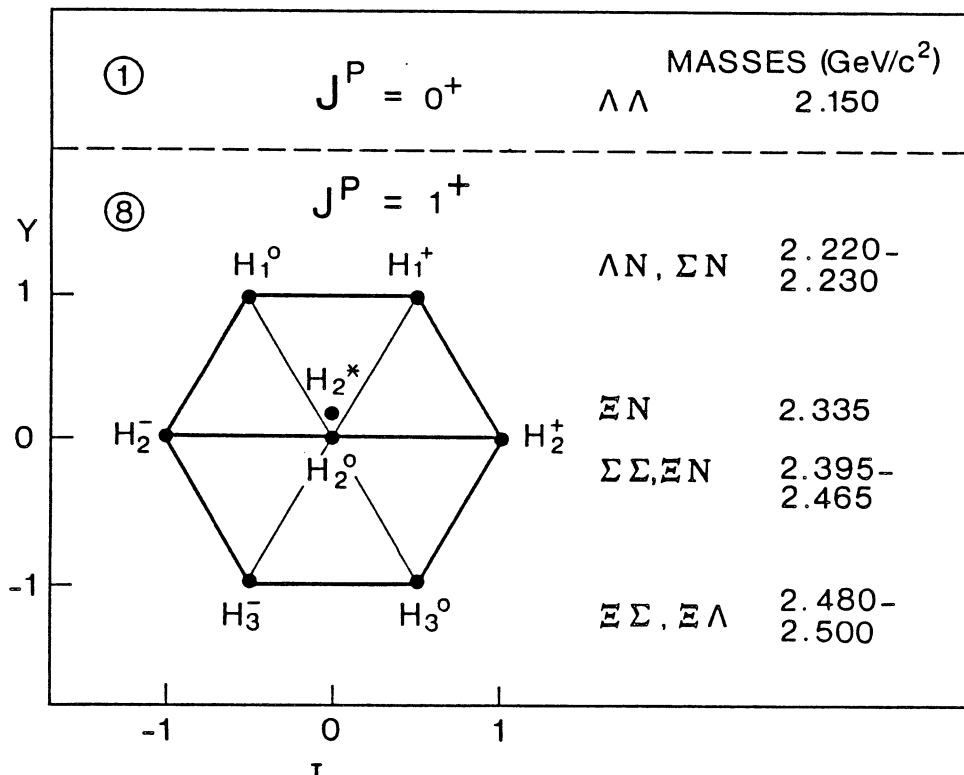


Figure 4

Le calcul a été étendu à l'ensemble des multiplets ainsi qu'aux dibaryons ayant une excitation orbitale (cf. Mulders et al. [20,21]).

Dans ce dernier cas, le dibaryon adopte la forme d'un cigare avec deux sous-ensembles de quarks à chaque extrémité.

Les quatre configurations possibles sont représentées ci-dessous avec leur lien de couleur :

$$\left(\frac{q^5}{3}\right)_3 - q_3, \quad \left(\frac{q^4}{3}\right)_3 - \left(\frac{q^2}{3}\right)_3, \quad \left(\frac{q^4}{6}\right)_6 - \left(\frac{q^2}{6}\right)_6, \quad \left(\frac{q^3}{8}\right)_8 - \left(\frac{q^3}{8}\right)_8.$$

Aux trois liens de couleur possibles correspondront trois pentes différentes pour les trajectoires de Regge :

$$1/\alpha' = [1,1 \text{ GeV}^2] (3/4 f_c^2)^{1/2},$$

où f_c^2 est la valeur propre de l'opérateur de Casimir quadratique pour la représentation de $SU(3)_{\text{couleur}}$ à laquelle correspond chacun des sous-ensembles de quarks.

lien de couleur	f_c^2
3 - $\bar{3}$	4/3
6 - $\bar{6}$	10/3
8 - 8	3

Pour une liaison de couleur $3-\bar{3}$ on retrouve la pente universelle ($1/\alpha' = 1,1 \text{ GeV}^2$).

L'intercept correspondra à la masse de l'état $6q$ dans l'approximation sphérique précédente.

La correction due à l'interaction magnétique de couleur est calculée séparément pour chacun des sous-ensembles, l'interaction magnétique de couleur étant à faible portée.

d'où :

$$M = (M_0^2 + 1/\alpha' \ell)^{1/2} + \delta E_{M1} + \delta E_{M2} .$$

Les modèles de sac ont évolué. Le modèle du sac du MIT intégrait deux propriétés essentielles de la chromodynamique quantique, le confinement et la liberté asymptotique en laissant des quarks de masse nulle ou presque nulle se mouvoir librement à l'intérieur d'une cavité. Un tel modèle viole, par contre, la symétrie chirale. En effet, la chiralité d'un quark de masse nulle est changée lors d'une réflexion avec conservation de son spin sur une frontière de sac intangible comme l'exige le confinement.

De nouveaux modèles ont été développés qui couplent un champ de pions à la surface du sac pour restaurer la symétrie chirale.

Nous citerons le modèle du petit sac [22] et le modèle du sac avec nuage [23].

L'introduction d'un paramètre supplémentaire décrivant le couplage du champ de pions avec le sac améliore, bien entendu, l'ajustement entre les états calculés par le modèle et les états physiquement observables [24].

La principale critique que l'on peut faire à l'encontre des modèles de sac est que les états multi-quarks prédits à l'exception du "ΛΛ" possèdent, à quelques configurations près, des voies de désintégration "superpermises" selon la terminologie de Jaffe.

En effet, il est souvent possible de réarranger les quarks de valence en deux sous-ensembles singulets de couleur qui n'ont aucune raison de rester confinés :

$$q^2 \bar{q}^2 \rightarrow q \bar{q} + q \bar{q} ,$$

$$q^4 \bar{q} \rightarrow q^3 + q \bar{q} ,$$

$$q^6 \rightarrow q^3 + q^3 .$$

Les dibaryons ont, parmi toutes les configurations $q^3 + q^3$ possibles, 20 % de probabilité seulement de donner deux sous-ensembles singulets de couleur. Cette probabilité atteint 33 % au minimum pour les mésobaryons et les baryoniums [25]. Les dibaryons apparaissent ainsi comme les états les plus stables face à ce type de désintégration. Celles-ci entraîneront cependant des largeurs très importantes, supérieures à la centaine de MeV/c² correspondant aux désintégrations simplement "permises" où il est nécessaire de créer une paire quark-antiquark (exemple $\Delta \rightarrow N + \pi$).

Dans ces conditions, il est douteux que la majorité des états multiquarks, dont le nombre des configurations possibles est considérable, apparaissent comme des résonances caractérisées.

Compte tenu de cette évolution des idées, Jaffe et Low [26] ont développé un formalisme qui permet de relier les états discrets calculés suivant le modèle du sac avec les diffusions hadron-hadron sans faire intervenir obligatoirement des résonances classiques. Ils introduisent une matrice, la matrice "P", et démontrent que les états multiquarks calculés à partir d'hypothèses physiques "artificielles", comme celles qui consistent à supposer un confinement dans un sac doté de limites abruptes, correspondent à des pôles de la matrice "P" ou " primitives". Ces pôles peuvent être déterminés à partir des déphasages mesurés expérimentalement.

Une telle étude [27] a été effectuée pour la diffusion KN, à la recherche de mésobaryons ($q^4 \bar{q}$) d'étrangeté + 1. Cette étude n'a mis en évidence aucune résonance, au sens classique du terme, mais, par contre, des pôles de la matrice "P" en accord avec les états du modèle du sac ; ce qui semble confirmer le bien fondé de la démarche de Jaffe et Low. Ceci n'exclut pas que ces pôles puissent être associés à des états physiques observables si, par exemple, des règles de sélection défavorisent les désintégrations "superpermises" du sac hadronique.

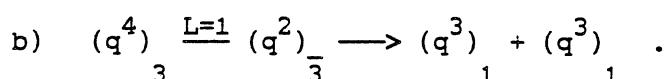
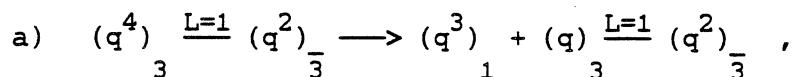
Dans le domaine des dibaryons ceci est évidemment le cas, en ce qui concerne les configurations sphériques, du singulet de saveur ($Y=0$, $J^P=0^+$) prédict à $2150 \text{ MeV}/c^2$ en dessous du seuil $\Delta\Lambda$ et donc stable vis à vis des interactions fortes.

Pour les configurations avec moment angulaire, en "forme de cigare", la stabilité de certains types de configuration a été étudiée par Aerts et al. [28] dans le cadre du modèle du sac et par Chan Hong Mo [29] avec la chimie de la couleur.

4) DIBARYONS AVEC MOMENT ANGULAIRE DANS LE CADRE DU MODELE DU SAC DU MIT

Aerts et al. [30] se sont restreints à l'étude des dibaryons formés de 2 ensembles de quarks séparés par un moment angulaire relatif. Parmi les quatre configurations possibles présentées au paragraphe [I-B-3], seules les configurations $(q^4)_3 \underline{L} (q^2)_3$ avec $L = 1$, contenant un ou deux quarks étranges, dont l'un appartient au sous ensemble q^4 , se révèlent stables.

Les états les plus fondamentaux correspondant à cette structure se trouvent en dessous des seuils de désintégration $BB\pi$ et leur désintégration en Baryon-Baryon est défavorisée. En effet, Il existe deux voies de désintégration :



La première amène à la production de baryon avec excitation orbitale correspondant à des seuils au dessus des masses obtenues avec le modèle du sac pour ce type d'état. La deuxième voie, avec échange de quark par effet tunnel à travers la barrière centrifuge, sera d'autant plus défavorisée que le quark échangé sera fortement lié au sous-ensemble d'origine ; c'est à dire que les forces électromagnétiques de couleur seront plus attractives, ce qui est le cas pour les configurations très antisymétriques en saveur que l'on peut obtenir avec un sous-ensemble q^4 uniquement en y incluant 1 ou 2 quarks étranges [21].

Les configurations en question, en dessous des seuils $\Lambda N\pi$ et $\Lambda\Lambda\pi$ correspondant, sont présentées dans le tableau [2]. On remarquera que, pour l'hypercharge $Y = 1$, ce genre d'état est plus léger que les états q^6 , formés de 6 quarks dans un sac sphérique.

Structure	Y	$f(y,i)s$	$2I+1, 2S+1 L_J$	Masse (MeV/c ²)
$(qqqs)_3^{L=1} - (qq)_{\bar{3}}$	1	$3(1/3, 1/2)0 , \bar{3}(2/3, 0)0$	$^21 P_1$	2112
$(qqqs)_3^{L=1} - (qq)_{\bar{3}}$	1	$3(1/3, 1/2)1 , \bar{3}(2/3, 0)0$	$^{23} P_J$	2152
$(qqss)_3^{L=1} - (qq)_{\bar{3}}$	0	$3(-2/3, 0)0 , \bar{3}(2/3, 0)0$	$^{11} P_1$	2295
$(qqqs)_3^{L=1} - (qs)_{\bar{3}}$	0	$3(1/3, 1/2)0 , \bar{3}(-1/3, 1/2)0$	$^{11} P_1 \quad ^{31} P_1$	2297
$(qqss)_3^{L=1} - (qq)_{\bar{3}}$	0	$3(-2/3, 0)1 , \bar{3}(2/3, 0)0$	$^{13} P_J$	2330
$(qqqs)_3^{L=1} - (qs)_{\bar{3}}$	0	$3(1/3, 1/2)1 , \bar{3}(-1/3, 1/2)0$	$^{13} P_J \quad ^{33} P_J$	2337

Tableau [2]

Chaque sous-ensemble de quarks est représenté par $f(y,i)s$ où f est la représentation de saveur, y l'hypercharge, i l'isospin et s le spin.

L'étude menée par Aerts et al. conclut à une largeur $\Gamma \leq 10 \text{ MeV}/c^2$ et donne des valeurs de section efficace de production pour les réactions proposées :

$$d(K^-, \pi^-) D_t(Y=1, {}^{2S+1}L_J = {}^3P_{0,1,2}, I=1/2),$$

$$He^3(K^-, \pi^+) N, D_S(Y=1, {}^{2S+1}L_J = {}^1P_1, I=1/2),$$

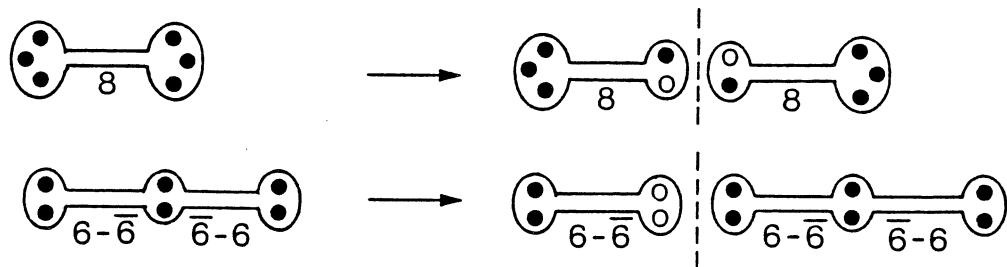
de l'ordre du $\mu b/\text{sr}$.

5) LA CHIMIE DE LA COULEUR

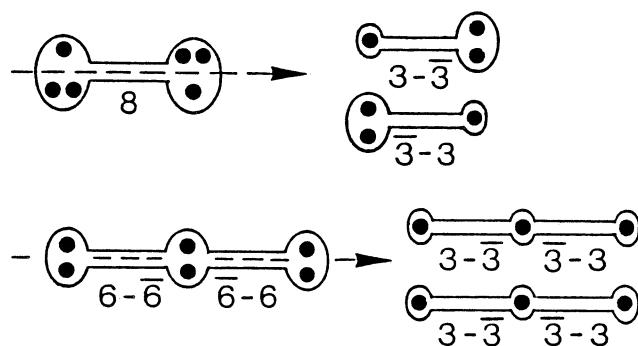
Chan Hong Mo et al. [29] ont étudié plus particulièrement les configurations qui défavorisent les désintégrations "superpermises" et rendraient ainsi possible l'observation d'états multiquarks.

Ces configurations correspondent à des sous-ensembles de quarks (diquarks, triquarks, éventuellement quadriquarks) porteurs de charge colorée, reliés entre eux par un tube de couleur. Chan Hong Mo souligne l'analogie de ces ions avec ceux de la chimie traditionnelle. La stabilité de ces différentes configurations dépend de leurs liens de couleur.

Les tubes de couleur reliant des sous-ensembles dans les représentations $6-\bar{6}$ ou $8-8$ ne peuvent être coupés qu'avec création de deux paires quark-antiquark :



ce qui rend un tel mode de désintégration très rare. La désintégration qui consiste à diviser le flux de couleur dans le sens de la longueur suivant le schéma ci-dessous est énergétiquement impossible pour des tubes créés avec la même longueur car la somme de deux tubes $3-\bar{3}$ est plus massive qu'un seul tube $6-\bar{6}$ ou $8-8$.



Si les tubes produits sont plus courts, la désintégration doit surmonter la barrière centrifuge.

La configuration est donc d'autant plus stable vis-à-vis de ce mode de désintégration que son moment angulaire est grand.

Le mélange d'une liaison $6-\bar{6}$ avec une liaison $3-\bar{3}$ ou d'une liaison $8-8$ avec $1_c^1_c$ qui procéde par une interaction magnétique de couleur, à faible portée, est également défavorisé par un grand moment angulaire. La conclusion, paradoxale, est que les configurations les plus massives, correspondant aux grands moments angulaires, sont en fait les plus stables. Chan Hong Mo suggère une largeur caractéristique de l'ordre de $10 \text{ MeV}/c^2$ pour de tels états dibaryoniques. Leur désintégration procéderait par "évaporation" de mésons au niveau d'un des ions jusqu'à ce que la réduction du moment angulaire orbital permette le mélange des liaisons de couleur avec la liaison $3-\bar{3}$ et facilite sa coupure ultérieure.

Dans le cadre de ce modèle, la masse des états est donnée par la formule :

$$M^2 = (\sum M_i)^2 + \text{cste} \times L$$

où les M_i représentent les masses des ions qui ne dépendent que de leur contenu en quark et de leur symétrie couleur-spin.

La constante dépend de la nature de la liaison de couleur et L est le moment angulaire orbital total.

Les valeurs correspondant aux ions et aux liaisons de couleur les plus élémentaires sont résumées dans l'annexe [1-C]. Ceci nous amène à calculer en prenant comme exemple la configuration suivante :

$$(qs)_{J=1}^{C=6} \xrightarrow{\ell=2} (qs)_{J=1}^{C=6} \xrightarrow{\ell'=2} (qq)_{J=1}^{C=6}$$

une masse de : $M = [(1,03+2 \times 1,21)^2 + 1,58 \times 4]^{1/2} = 4,27 \text{ GeV}/c^2$.

On constate donc que les premiers états stables envisagés par ce modèle et correspondant à un moment angulaire déjà élevé ont des masses lourdes.

6) CONCLUSION

Depuis les premiers travaux théoriques sur les dibaryons, les idées ont considérablement évolué. Alors que Oakes avait inclus le deuton dans ses multiplets, les modèles de quarks colorés et confinés ont introduit des multiplets dibaryoniques d'une autre nature. Ces modèles amènent à faire une claire distinction entre la phénoménologie des états nucléaires et celle des états six quarks :

Les états nucléaires ont une structure ouverte avec une distance moyenne de l'ordre de 2 Fermis entre deux nucléons. A ces structures correspondent des faibles énergies de liaison (2,2 MeV pour le deuton), et des faibles énergies d'excitation (de l'ordre de la dizaine de MeV pour les noyaux légers avec excitation orbitale). Chaque nucléon garde son individualité et par conséquent l'emploi de l'approximation de l'impulsion se trouve pleinement justifiée.

Au contraire, l'état 6 quarks correspond à un objet compact : 1,3 Fermis de rayon hadronique prédit par le modèle du sac. Les énergies de liaison sont élevées : 80 MeV par rapport au seuil $\Lambda\Lambda$ pour le singulett de SU(3) du modèle du sac si on s'en rapporte au calcul de Jaffe [19]. Les modèles prévoient des trajectoires de Regge avec la pente caractéristique des trajectoires hadroniques classiques pour une liaison de couleur $3-\bar{3}$ et même plus forte pour des liaisons $8-8$ ou $6-\bar{6}$; auquel cas la nature "exotique" des dibaryons devient évidente.

La mise en évidence de tels états six quarks se fera donc, principalement, par l'étude de leur spectroscopie ; la symétrie de l'interaction entre quarks permettant d'appliquer une formule de masse de type GMO à ces états, ce qui est impossible pour des états nucléaires liés aux seuils baryon-baryon. Enfin cette étude pourra être complétée par celle de leurs modes de production et de désintégration ; ceux-ci pouvant être gouvernés par des règles de sélection spécifiques.

L'absence de résultats expérimentaux significatifs a sérieusement ébranlé une conception aussi claire des états dibaryoniques. En contre-

partie les modèles de potentiel baryon-baryon qui incluaient à leurs débuts un cœur répulsif purement phénoménologique, font de plus en plus souvent appel à un état six-quarks pour décrire l'interaction à courte portée. Jaffe [19], déjà, avait interprété les états multiquarks situés au-dessus de tous les seuils baryon-baryon associés comme l'évidence d'une répulsion à courte distance dans les canaux correspondants.

Ces modèles de potentiel, fondés sur le recouvrement des sacs baryoniques à courte distance, étudiés dans un premier temps par De Tar [31], ont été abondamment développés depuis. Une telle conception a reçu un soutien du modèle des quarks non relativistes [6,32]. Ce modèle, dans lequel des quarks massifs interagissent par l'intermédiaire d'un potentiel phénoménologique, a été appliqué, avec le succès que l'on sait, à la spectroscopie des baryons.

Maltman et al. [33] l'ont appliqué avec succès au cas du deuton et ont conclu à une origine en terme d'état six-quarks de la répulsion à courte portée entre nucléons. Une telle convergence est encourageante, d'autant plus que l'hypothèse de la présence d'états six-quarks dans les noyaux, déjà invoquée, entre autres, par Hoegaasen et al. [34,35] pour expliquer le comportement du facteur de forme élastique du deuton à grand transfert, est maintenant reprise par certains auteurs [36,37,38] pour rendre compte de l'observation de la dépendance des fonctions de structure du nucléon suivant le noyau auquel il est intégré [39,40,41]. La présence d'état six-quarks dans le noyau permet ainsi de rendre qualitativement compte de phénomènes divers. En extrapolant à partir des états six quarks, il est alors séduisant d'imaginer que le comportement des noyaux puisse être directement décrit à partir d'une configuration multiquarks dont les interactions seraient gouvernées par QCD ; la description classique par l'intermédiaire de potentiels nucléon-nucléon n'étant plus qu'une approximation. Dans ce cas, nous disposerions d'une théorie unifiée pour décrire la structure des noyaux aussi bien que celle des baryons.

CHAPITRE II : DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - DESCRIPTION GENERALE

L'expérience "Dibaryons" (PS159) a été installée dans le Hall Est du synchrotron à Proton du CERN sur le faisceau K24.

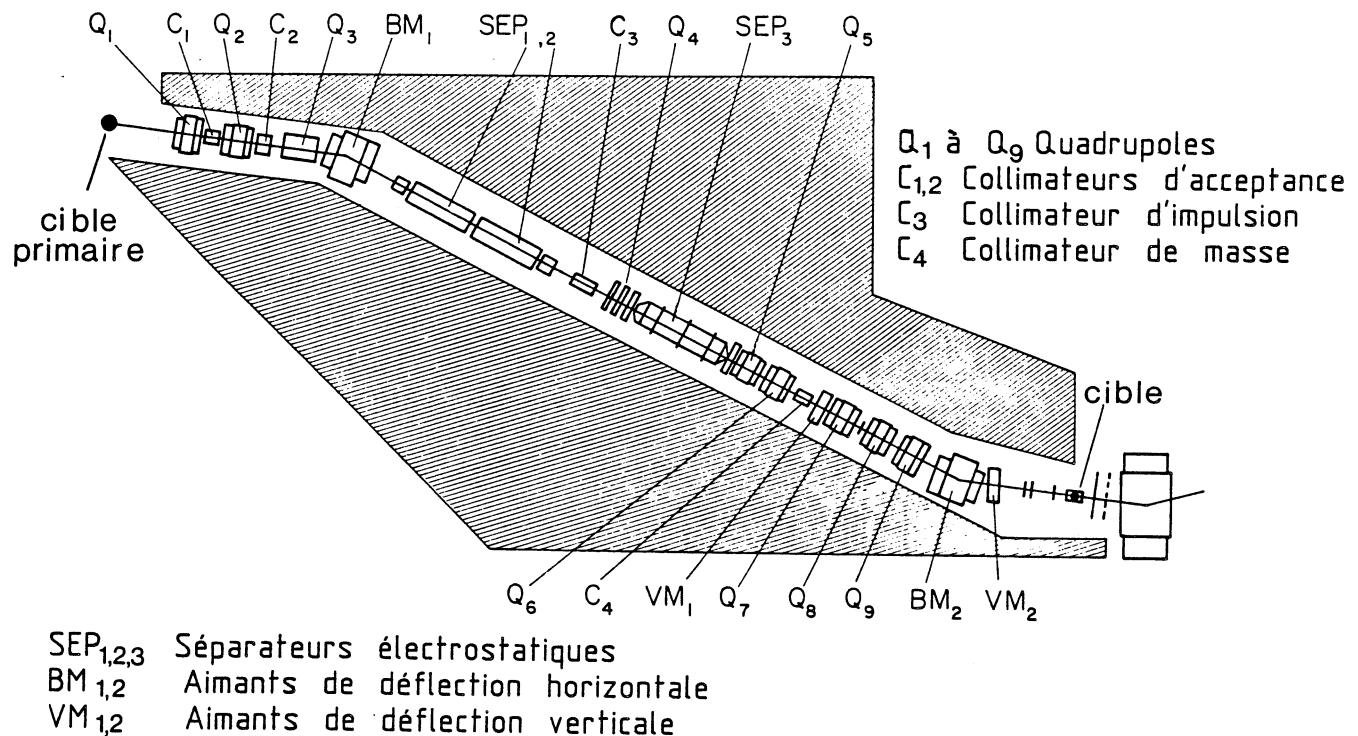
Elle a été conçue pour étudier la réaction $K^- d \rightarrow K^+ + \text{masse manquante}$.

Elle consiste en un faisceau séparé (voir Fig. [5]) de $K^- d$ d'impulsion inférieure à 1,5 GeV/c, un spectromètre faisceau, une cible de deutérium et un spectromètre aval (voir Fig. [6]), autour d'un aimant à grande ouverture ; l'aimant "Vénus" avec 40 cm d'ouverture verticale et 168 cm d'ouverture horizontale.

L'acceptance est essentiellement limitée aux petits transferts ; ± 5 degrés dans le plan vertical et environ ± 15 degrés dans le plan horizontal vers l'avant.

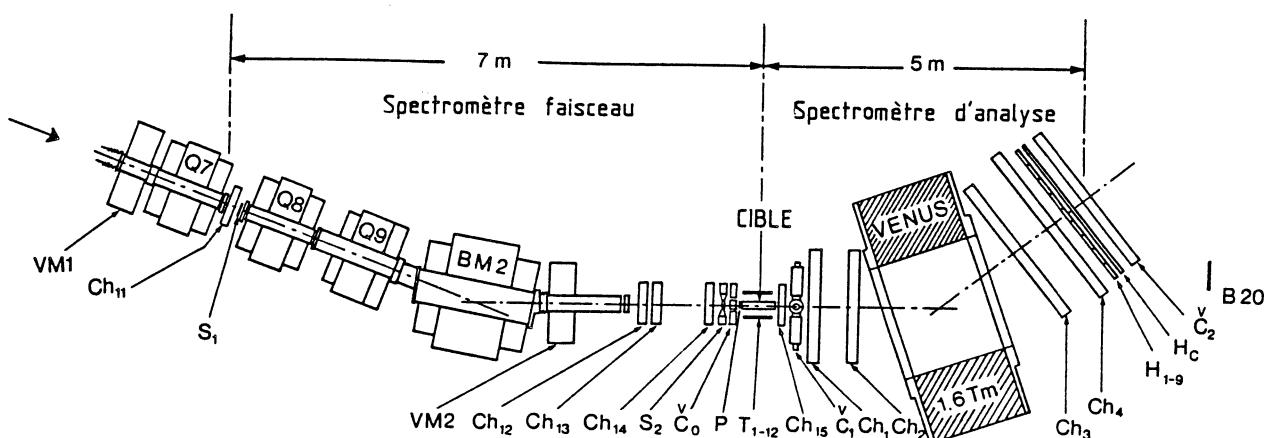
La valeur du pouvoir de déflexion du champ magnétique, de 1,6 Tesla-mètre, a été choisie pour analyser, avec une résolution acceptable dans le spectromètre aval, les impulsions entre 0,45 GeV/c et 1 GeV/c.

Le bras de levier est de 60 cm pour les deux couples de chambres placés avant et après l'aimant "Vénus" ; c'est le meilleur compromis entre la résolution finale et l'acceptance totale de l'expérience.



Ligne de faisceau K24

Figure 5



COMPTEURS CERENKOV

\check{C}_0 : Aérogel ($n = 1.05$)

\check{C}_1 : Aérogel ($n = 1.094$)

\check{C}_2 : Eau avec produit fluorescent

CHAMBRES à FIL PROPORTIONNELLES

Ch_{11,12,13,14,15} : 1mm d'espacement

Ch_{1,2,3,4} : 2mm d'espacement

COMPTEURS à SCINTILLATION

S₁ : Pilot-U

$5 \times 10 \times 0.5 \text{ cm}^3$

S₂ : Pilot-U

$5 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$

P : NE 110

$4 \times 3 \times 0.3 \text{ cm}^3$

T_i ($i=1, \dots, 12$) : NE 110

H_j ($j=1, \dots, 9$) : Pilot-U $25 \times 75 \times 2.5 \text{ cm}^3$

H_c : NE 110

$225 \times 55 \times 1 \text{ cm}^3$

B 20 : NE 110

$20 \times 20 \times 1 \text{ cm}^3$

LE SPECTROMETRE FAISCEAU ET LE SPECTROMETRE D'ANALYSE

Figure 6

Un compteur γ Cerenkov à aérogel dans le faisceau, un compteur γ Cerenkov à aérogel et un compteur γ Cerenkov à eau dans le spectromètre aval permettent de définir le déclenchement rapide. On mesure le temps de vol des particules dans le faisceau et dans le spectromètre aval pour un premier filtrage en ligne et pour l'analyse finale.

L'ensemble du dispositif expérimental a été décrit dans la référence [42].

B - LE FAISCEAU

Le faisceau a été décrit en détail dans la référence [43]. Les protons du Synchrotron à Protons de 24 GeV/c avec une intensité de $1,6 \cdot 10^{12}$ particules par cycle sont envoyés sur une cible en tungstène de 50 mm de long. Environ 60 % des protons interagissent et produisent un faisceau secondaire à 0° dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Une acceptance angulaire de 2,2 mstéradians.
- Une impulsion maximum disponible de 1,5 GeV/c due à la limitation en courant de l'aimant M_1 , le premier aimant de déflection horizontale du faisceau K24.
- La longueur totale entre la cible primaire et la cible de deutérium liquide est de 36,6 m. L'impulsion du faisceau est sélectionnée après le dipôle M_1 par le collimateur horizontal C_3 (voir Figure [5]) qui donne une dispersion $\Delta p/p$ sur l'impulsion de $\pm 2\%$, pour des kaons et de $\pm 5\%$, pour des pions, avec l'ouverture choisie.

Le faisceau est séparé par trois séparateurs électrostatiques ; deux de 2 m et un de 3 m. Ils opèrent respectivement à ± 250 kV, ± 350 kV, ± 350 kV, avec un gradient d'environ 70kV/cm.

Le rapport K^-/π^- , ainsi que l'intensité totale dépendent alors de l'ouverture du collimateur vertical C_4 .

Pour l'ouverture choisie de 1,2 mm, on obtient un rapport K^-/π^- de 0,23 ; correspondant à un flux d'environ $2,4 \cdot 10^4 K^-$ déversement pour un faisceau de $9 \cdot 10^4$ particules au total. Pour les prises de données en pions incidents, le faisceau est seulement limité par l'intensité maximale supportable par les chambres du spectromètre faisceau, et les possibilités du système d'acquisition. L'intensité en fonctionnement normal est d'environ $3 \cdot 10^5$ pions/cycle pour un déversement de 300 ms.

C - LE SPECTROMETRE FAISCEAU

L'impulsion du faisceau est mesurée par un spectromètre faisceau (voir Figure [6]). Celui-ci est constitué par quatre chambres proportionnelles (chambres 11, 12, 13, 14) associées à l'aimant BM2.

Ces chambres sont composées de deux plans (20 cm x 20 cm de zone utile) de fils de 10 μm de diamètre espacés d'un mm, correspondant à une résolution spatiale de $\sim 0,3$ mm. Les cathodes sont en mylar graphité. Le mélange gazeux utilisé est constitué de 75 % d'argon, 25 % d'isobutane et 0,3 % de fréon. L'argon passe dans du méthylal à 0°C.

L'électronique de lecture utilise des circuits intégrés "FILAS" [44] à huit canaux et des modules Camac "JCF10" ; voir Figure [7].

La première chambre (chambre 11) est placée avant le dipôle BM2 à un point focal horizontal pour réduire l'erreur sur l'impulsion introduite par la diffusion multiple dans la chambre.

Les trois autres chambres sont placées après BM2 ; les chambres 12 et 13 sont accolées et compensent leur inefficacité individuelle. La chambre

14 permet, avec l'information des chambres 12 et 13, de déterminer la trajectoire de la particule incidente après BM2. La chambre 11 est unique avant BM2 ; aussi toute perte d'information due à une inefficacité, ou toute ambiguïté due à une double digitisation, ne permet plus pour l'impulsion du faisceau qu'une détermination statistique assez inefficace.

La proportion de tels événements, bien que faible, a tendance à s'accroître avec le flux incident qu'il convient donc de limiter pour optimiser l'acquisition d'événements correctement reconstructibles.

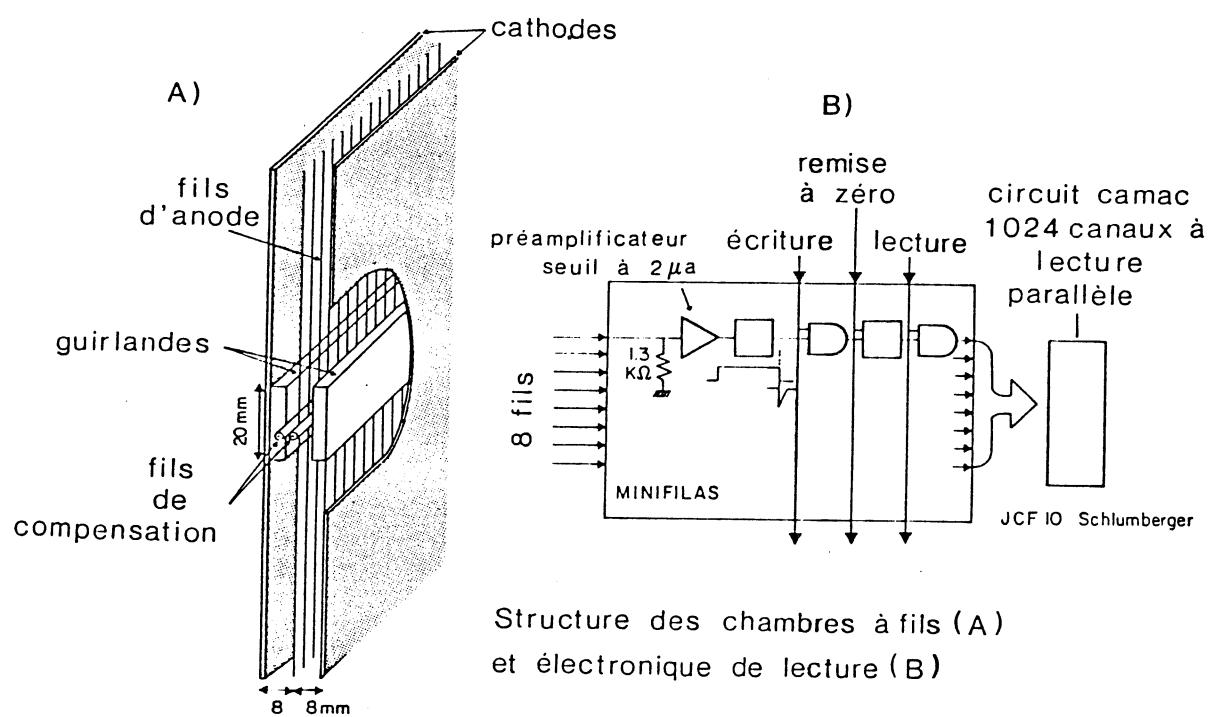
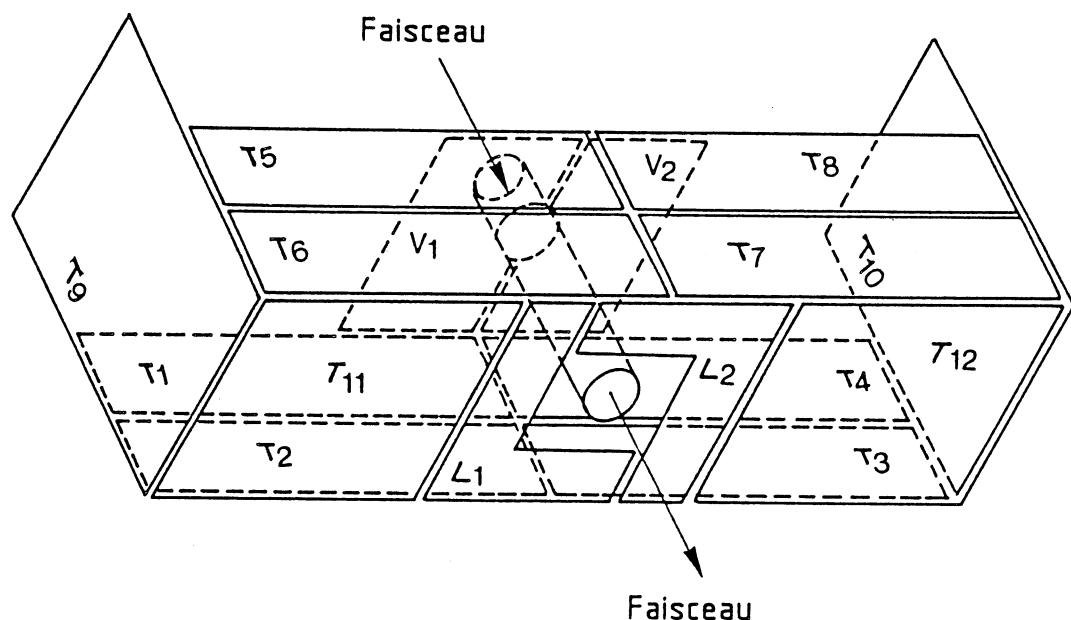


Figure 7

Pour conserver la même dispersion sur l'impulsion du faisceau, il est nécessaire de contrôler en permanence le champ magnétique de l'aimant BM2. Tous les cinq déversements, la composante utile de l'aimant est mesurée par une sonde à effet Hall placée à demeure. La même opération est réalisée pour l'aimant du spectromètre aval "Vénus".

D - LA CIBLE

La cible consiste en un cylindre de mylar rempli de deutérium (ou d'hydrogène) liquide (voir Figure [9]) contenu dans une enceinte à vide constituée par un cylindre de dellite (papier bakelisé). La cible est entourée par un ensemble de 16 compteurs à scintillation, les compteurs T, pour permettre l'analyse de la multiplicité des particules produites au vertex d'interaction associées à la particule analysée dans notre spectromètre aval (voir Figure [8]).



Compteurs à scintillation permettant de faire l'étude en multiplicité des particules sortant de la cible

Figure 8

Les quarante centimètres de longueur de la cible de deutérium liquide correspondent à une sensibilité de 1,95 événements par barn et par particule incidente.

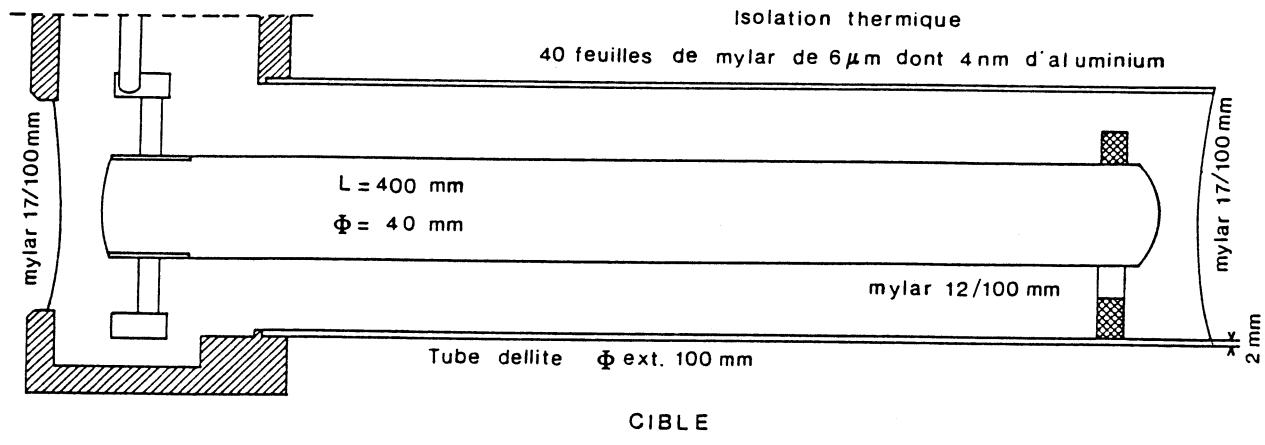


Figure 9

E - LE SPECTROMETRE AVAL

Le spectromètre aval est constitué par l'aimant "Vénus" associé à quatre grandes chambres proportionnelles à fil (Cf. Fig. [6]). L'aimant "Vénus" a été muni de blindages à l'entrée et à la sortie pour réduire le champ de fuite. Les quatre grandes chambres sont composées par trois plans de fils, dont deux sont perpendiculaires et le dernier incliné à 14° par rapport au plan de fil vertical. Les fils de $20 \mu\text{m}$ de diamètre sont espacés de 2 mm , correspondant à une résolution spatiale de $\sim 0,6 \text{ mm}$ par plan et environ $0,4 \text{ mm}$ pour la coordonnée horizontale (reconstruite à partir des plans de fils verticaux et obliques). La zone utile étant inférieure à la zone utilisable ($200 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$) pour les chambres 1 et 2, celles-ci ont vu leur origine décalée pour éviter une perte d'efficacité due à la présence d'une guirlande de kapton pour maintenir l'espacement des fils par rapport aux plans cathodiques (voir Figure [7]). Ceci n'a pas été possible pour les chambres 3 et 4.

Les quatre grandes chambres sont munies de plans de cathode en mylar graphité ($50 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et le gaz utilisé est un mélange de 75 %

d'argon, 25 % d'isobutane et 0,3 % de fréon. L'argon passe dans de l'alcool isopropylique à la température de 7°C.

Le système de lecture est le même que celui utilisé pour les petites chambres du spectromètre faisceau. La chambre 15, identique aux chambres faisceau, est associée aux chambres 1 et 2 pour la détermination de la trajectoire de la particule avant l'aimant d'analyse quand le compteur Cerenkov V_1 n'est pas en place. Elle permet, en toute circonstance, une meilleure détermination du vertex d'interaction dans la cible.

L'acceptance angulaire est définie, après l'aimant "Vénus", par le compteur à scintillation H_C .

L'axe des chambres 3 et 4 a été tourné de 38° par rapport à l'axe des chambres 1 et 2 pour optimiser l'acceptance des particules dont la charge correspond à la polarité du champ établi dans l'aimant "Vénus".

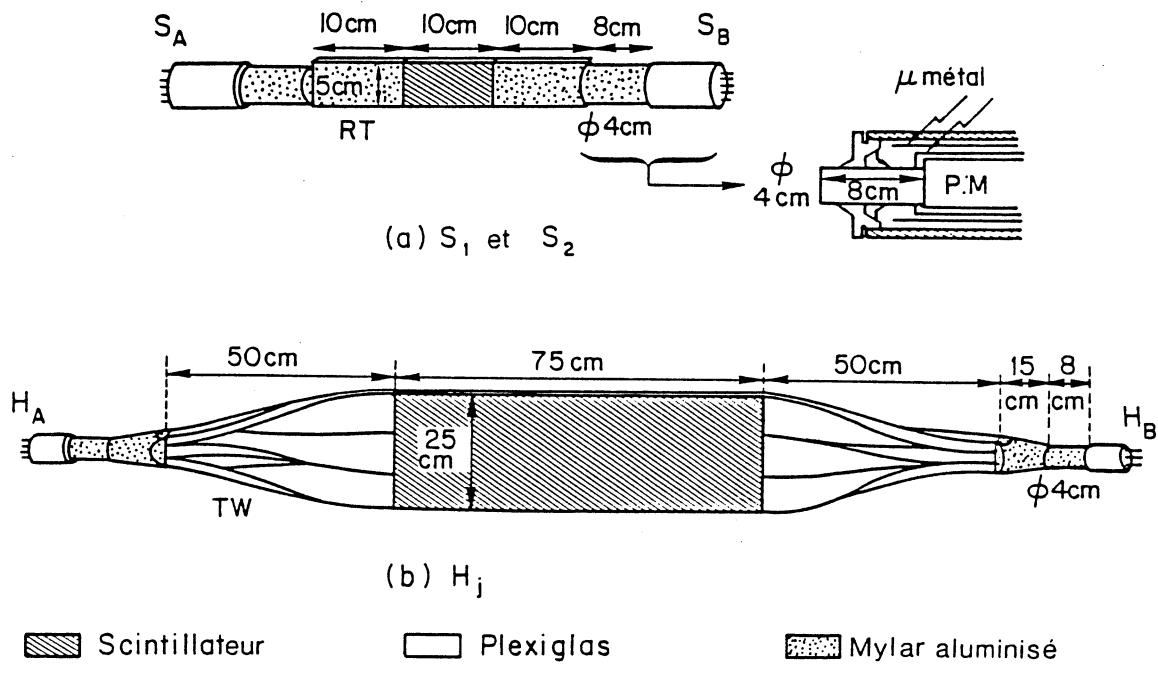
F - LA MESURE DU TEMPS DE VOL

La mesure du temps de vol a été décrite dans les références [45,46,47]. Indépendamment de la nécessité d'effectuer une sélection des particules au niveau du déclenchement, tâche qui incombe aux compteurs Cerenkov, deux mesures de temps de vol, sur la ligne de faisceau et dans le spectromètre aval, permettent de séparer sans ambiguïté les particules, d'abord par un choix en ligne, ensuite pendant l'analyse finale des données.

1) LA MESURE DU TEMPS DE VOL SUR LE FAISCEAU

Le temps de vol est mesuré sur 7,5 m environ (Cf. Fig. [6]) entre les compteurs S_1 et S_2 ($10 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$ de dimension) réalisés en scintillateur à réponse rapide PILOT-U [48].

Ces scintillateurs sont optiquement couplés à deux photomultiplicateurs XP 2020 [49] par l'intermédiaire de guides de lumière rectilignes (Cf. Fig. [10]).



Compteurs à scintillation du temps de vol

Figure 10

La mesure du temps de vol a pour rôle d'effectuer la séparation des particules incidentes à $1,4 \text{ GeV}/c$, essentiellement celle des pions et des kaons (soit $1,35 \text{ ns}$ de différence en temps de vol). Les résultats sont présentés dans la Figure [11]. La résolution mesurée est de $\sigma = 110$ picosecondes après correction en hauteur d'impulsion.

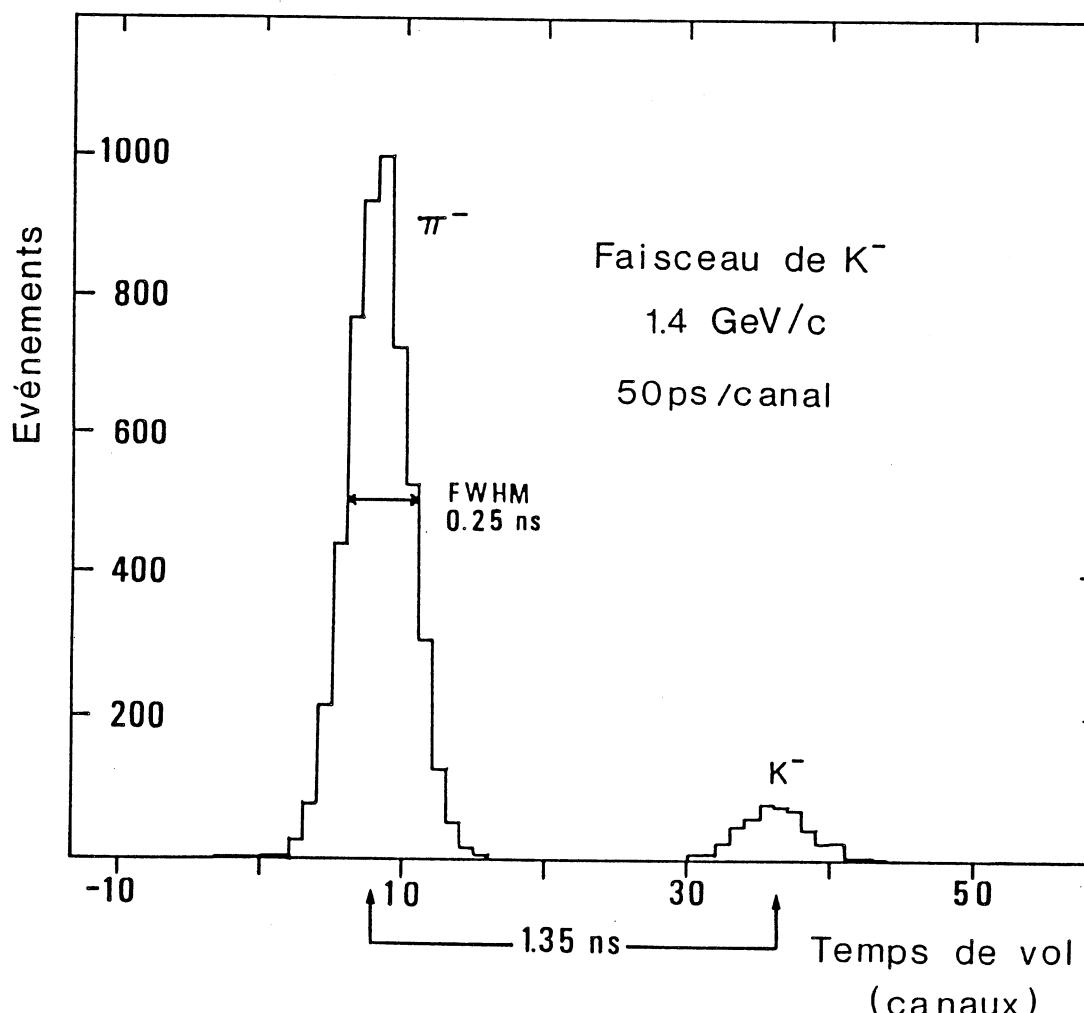


Figure 11

2) LA MESURE DU TEMPS DE VOL DANS LE SPECTROMETRE AVAL.

Le temps de vol est mesuré sur 5,5 m en moyenne entre le compteur S_2 et un hodoscope composé de neuf compteurs à scintillation de $25 \times 75 \times 2,5 \text{ cm}^3$ de dimensions dont chaque extrémité est raccordée à un photomultiplicateur XP 2020 [49] par l'intermédiaire d'un guide de lumière torsadé (voir Fig. [10]). La résolution moyenne pour l'ensemble des compteurs est $\sigma = 200$ picosecondes correspondant à une résolution intrinsèque de $\sigma = 150$ picosecondes pour chaque couple $S_2 - H_i$ ($i \rightarrow 1,9$).

La présence d'une multiplicité mH supérieure ou égale à 1, est requise dans notre déclenchement ; les neuf raquettes de l'hodoscope sont disposées sans zone de recouvrement et l'inefficacité à la jointure de deux raquettes entraîne une perte d'environ 2,45 % des événements.

G - LES COMPTEURS $\text{CERENKOV A AEROGEL DE SILICE}$

- Les compteurs $\text{CERENKOV } \chi_0$ et χ_1 (cf. Fig. [6]) sont décrits dans la référence [50].

1) LE COMPTEUR $\text{CERENKOV } \chi_0$

Le compteur χ_0 consiste en une boîte de $10 \times 8 \times 8 \text{ cm}^3$ (Cf. Fig. [12]) tapissée de deux épaisseurs de millipore (un papier filtre à base d'esters de cellulose à haut pouvoir diffusant).

Deux photomultiplicateurs XP 2020 (photocathode de 44 mm de diamètre) sont optiquement couplés à la boîte par l'intermédiaire de guides de lumière cylindriques en verre aluminisé (coefficient de transmission de l'ordre de 50 %).

Le radiateur est constitué par trois blocs d'aérogel d'indice $1,05 \pm 0,003$ présentant une épaisseur de 7,5 cm au faisceau.

Pour la valeur moyenne de l'indice les seuils pour les pions et les kaons sont respectivement à 0,44 GeV/c et 1,54 GeV/c ; ce qui permet d'obtenir une bonne séparation pour un faisceau de 1,4 GeV/c.

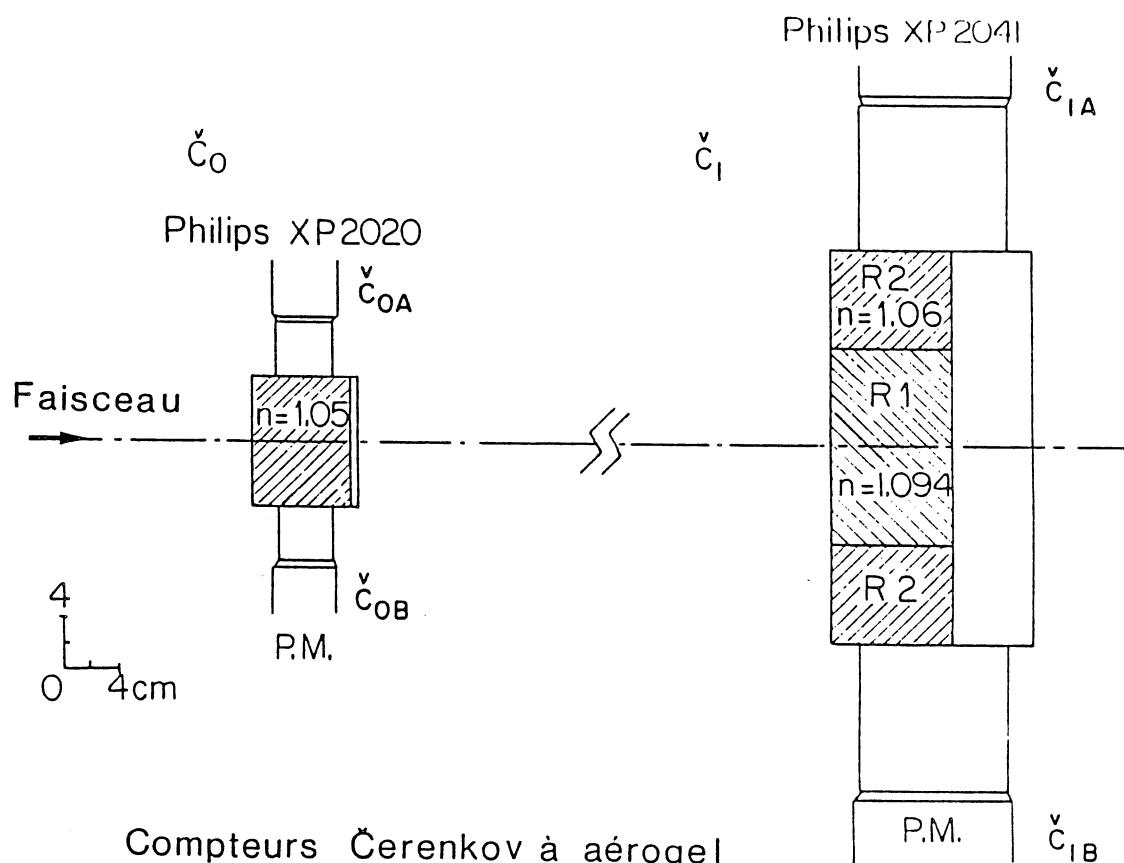


Figure 12

L'efficacité résiduelle sur un kaon de 1,4 GeV/c correspond à un nombre moyen de 0,06 photoélectrons ; soit une perte d'environ 6 % des kaons incidents pour un seuil de discrimination suffisamment bas. Sur les pions de 1,4 GeV/c, la moyenne de 17 photoélectrons détectés permet de les identifier sans ambiguïté.

Dans la figure [13] on a porté en ordonnée la hauteur de pulse du compteur C_0 et en abscisse le temps de vol pour un faisceau de kaons contaminé en pions. Le compteur C_0 est mis en anticoincidence dans notre déclenchement. La séparation est excellente.

Le seuil de discrimination est choisi à 100 mV ; dans cette configuration seuls $3 \cdot 10^{-3}$ des pions incidents contribuent au déclenchement pour une perte d'environ 5 % des kaons.

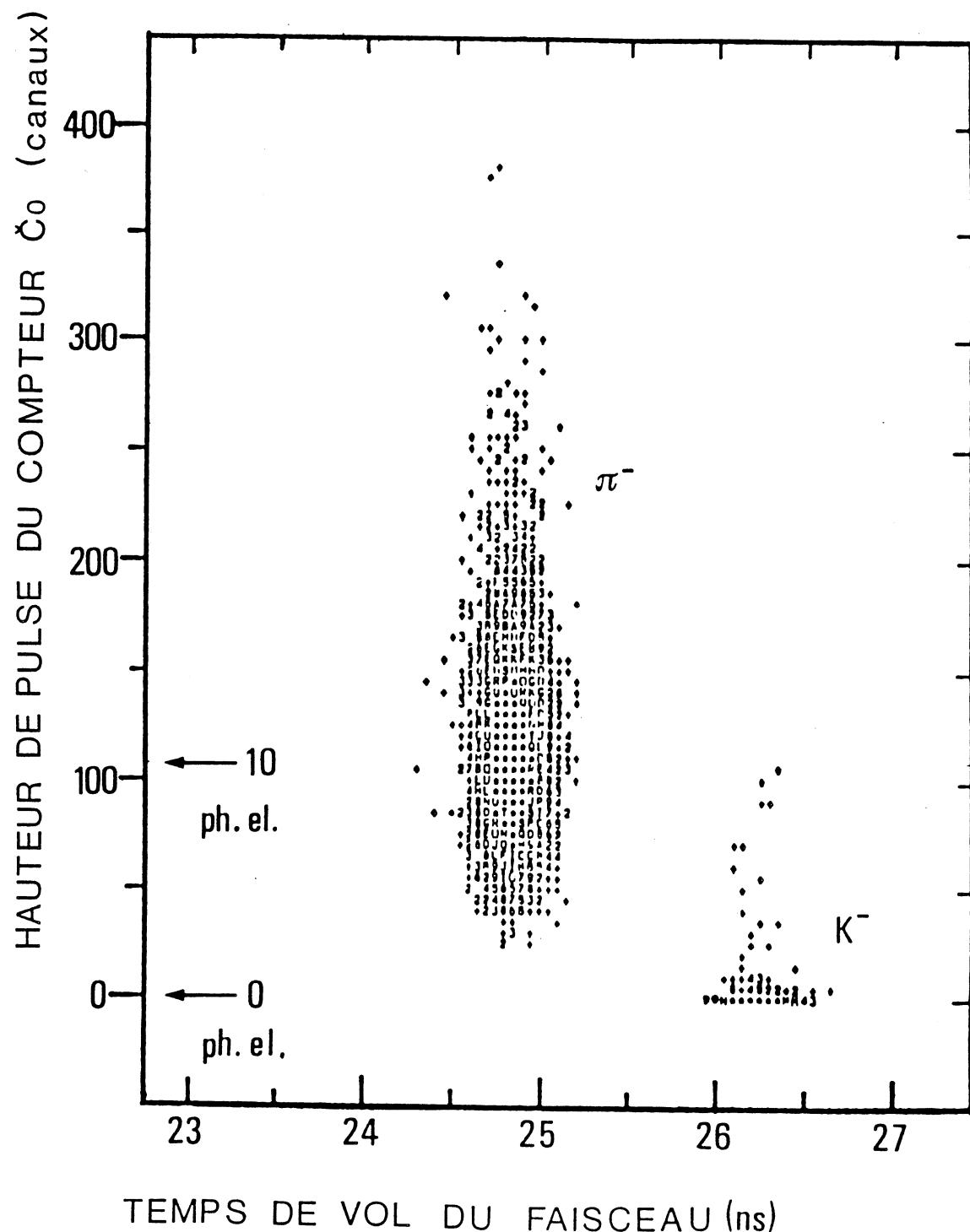


Figure 13

2) LE COMPTEUR C_1^{V} CERENKOV

Le compteur C_1^{V} consiste en une boîte de $30 \times 15 \times 15 \text{ cm}^3$ (Cf. Fig. [12]) tapissée de deux épaisseurs de millipore et couplée optiquement par l'intermédiaire de deux guides de lumière en verre aluminisé à deux photomultiplicateurs XP 2041 (photocathode de 110 mm de diamètre) [51].

La boîte est remplie avec 24 blocs d'aérogel dont la moitié, d'indice $1,094 \pm 0,01$, a été disposée au centre du compteur sur l'axe du faisceau et l'autre moitié, d'indice $1,06 \pm 0,003$, sur les côtés. L'épaisseur de gel présentée au faisceau est de 9 cm.

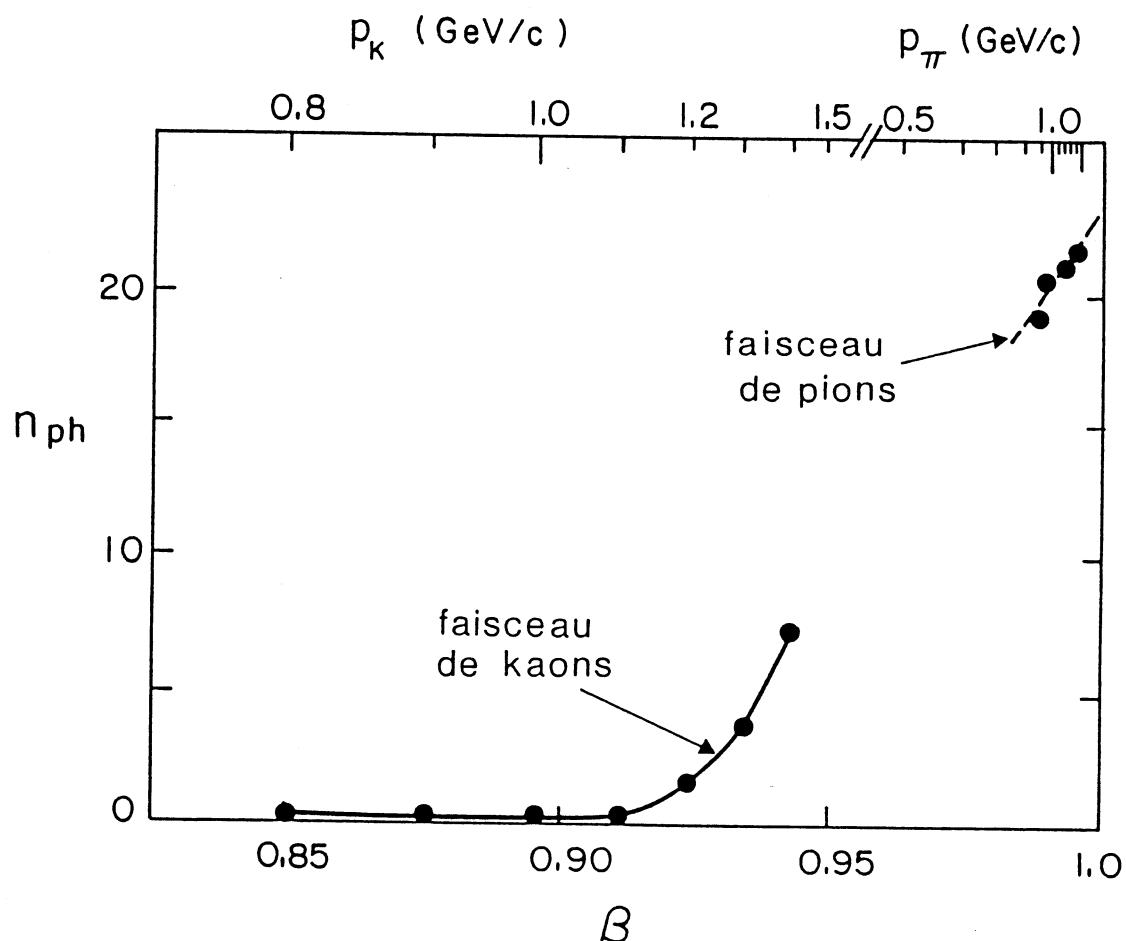
- Le compteur C_1^{V} a deux fonctions :
- Il doit rejeter les kaons du faisceau qui n'ont pas interagi et dont la désintégration en pions chargés submergerait notre déclenchement ; ce qui conduit à choisir un indice assez élevé sur l'axe du faisceau pour obtenir une efficacité de réjection suffisante des kaons à $1,4 \text{ GeV}/c$ d'impulsion incidente (Cf. Tableau ci-dessous).
- Il doit, d'autre part, rejeter les pions dans la zone utile d'acceptance de notre spectromètre aval, soit entre 0,5 et 1 GeV/c , sur toute l'acceptance angulaire. Cela nous permet de choisir un indice moins élevé pour la zone extérieure au faisceau.

Indice moyen	Impulsion au seuil pour des pions	Impulsion au seuil pour des kaons
1,06	0,4	1,4
1,094	0,32	1,12

Le nombre moyen de photoélectrons détectés dans la zone d'indice 1,094 du C_1 en fonction du β de la particule incidente est présenté dans la figure [14]. Pour des kaons de 1,4 GeV/c on obtient une moyenne de 7 photoélectrons.

Le seuil de discrimination a été choisi à 30 mV.

La perte due à l'efficacité résiduelle du C_1 sur les kaons diffusés est alors estimée à 8 % vers 700 MeV/c pour tout le compteur ; elle est principalement due à la scintillation du revêtement diffusant [52].



Courbe de seuil du compteur C_1

Figure 14

H - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE L'ETUDE PRELIMINAIRE

Il est intéressant de comparer les résultats mesurés sur les compteurs C_0 et C_1 avec le nombre maximal de photons que l'on peut théoriquement en attendre.

En suivant Jelley [53], le nombre moyen de photoélectrons par unité de longueur du radiateur est donné par la formule suivante :

$$\frac{dN_e}{dl} = \frac{2\pi}{137} \xi \eta_0 \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \int \frac{s(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda ,$$

les longueurs étant exprimées en cm. L'intégrale donne l'efficacité de la photocathode intégrée sur toutes les longueurs d'onde. ξ représente l'efficacité de collection sur la photocathode et η_0 l'efficacité quantique maximale de la photocathode corrigée de l'efficacité de collection des électrons produits sur les premières dynodes, soit $\eta_0 = \eta_q \times \epsilon_c$.

Dans l'approximation d'une boîte sphérique, ξ se calcule à partir du rapport k des surfaces utiles de photocathode sur la surface diffusante de la boîte, suivant la formule :

$$\xi = t \times \frac{k}{k+(1-\epsilon)} ,$$

où ϵ est le coefficient de diffusion du millipore pris égal à 0,9 et t le coefficient de transmission des guides de lumière, soit 0,5.

L'intégrale :

$$\int \frac{s(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda ,$$

ne dépend que du type de la photocathode et de sa fenêtre.

Ceci nous donne pour le XP 2020 et le XP 2041 :

$$\eta_q \int \frac{S(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \approx 3800 \text{ cm}^{-1} \quad [49].$$

En prenant l'efficacité de collection des photoélectrons égale à 0,9 (ceci est une limite supérieure ; valable pour des photomultiplicateurs à petite photocathode, type XP 2020, et pour les grandes longueurs d'onde), on obtient pour des pions d'impulsion 1,4 GeV/c :

$N C_0^X = 20,8$ phe pour 17 phe observés,

$N C_1^X = 52,8$ phe pour 21,8 phe observés.

L'accord est satisfaisant pour le C_0^X .

Pour le C_1^X , la différence observée s'explique par la mauvaise transmission des aérogels utilisés pour des photons émis dans le bleu.

Nous n'avons pas tenu compte dans ce calcul des absorptions et diffusions dans les aérogels (importantes pour les petites longueurs d'onde) [52]. Un programme de simulation incluant ces paramètres, réalisé lors de la conception de l'appareillage, rend compte de façon satisfaisante du nombre de photoélectrons observés dans les deux cas.

I - LE COMPTEUR CERENKOV A EAU C_2^X .

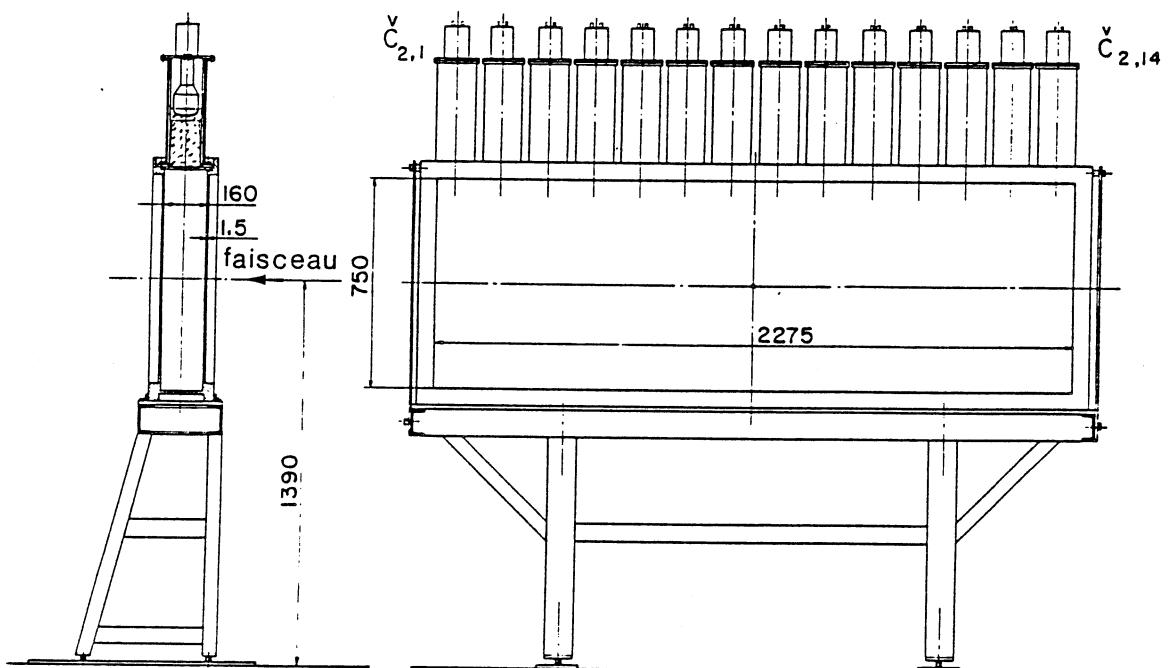
L'abondance des protons produits dans la cible, qui contaminent notre déclenchement, a rendu nécessaire l'utilisation d'un compteur Cerenkov à eau.

Les seuils sont respectivement de 0,16 GeV/c, 0,56 GeV/c et 1,07 GeV/c pour les pions, kaons et protons dans l'eau. Il est possible en mettant le compteur en coïncidence dans le déclenchement d'enrichir nos

données en pions ou kaons suivant la réaction étudiée dans une zone d'impulsion utile de 0,5 à 1 GeV/c pour la valeur normale du champ magnétique de l'aimant "Vénus".

Le compteur consiste en une boîte parallélépipédique de $277,5 \times 60 \times 16 \text{ cm}^3$ en aluminium de 1,6 mm d'épaisseur (Cf. Fig. [15]). Pour éviter au maximum les déformations de la boîte dues à la pression hydrostatique, nous avons établi la pression atmosphérique à mi hauteur du niveau d'eau.

Le radiateur est de l'eau distillée additionnée d'un produit fluorescent (acide di-potasso 2 - amino 6,8 - naphtalène - disulphonique à la concentration de 10 mg par litre) [54]. La boîte a été revêtue intérieurement d'un produit diffusant à base d'oxyde de titane (NE 560) fourni par Nuclear Enterprise.



Compteur Čerenkov à eau

Figure 15

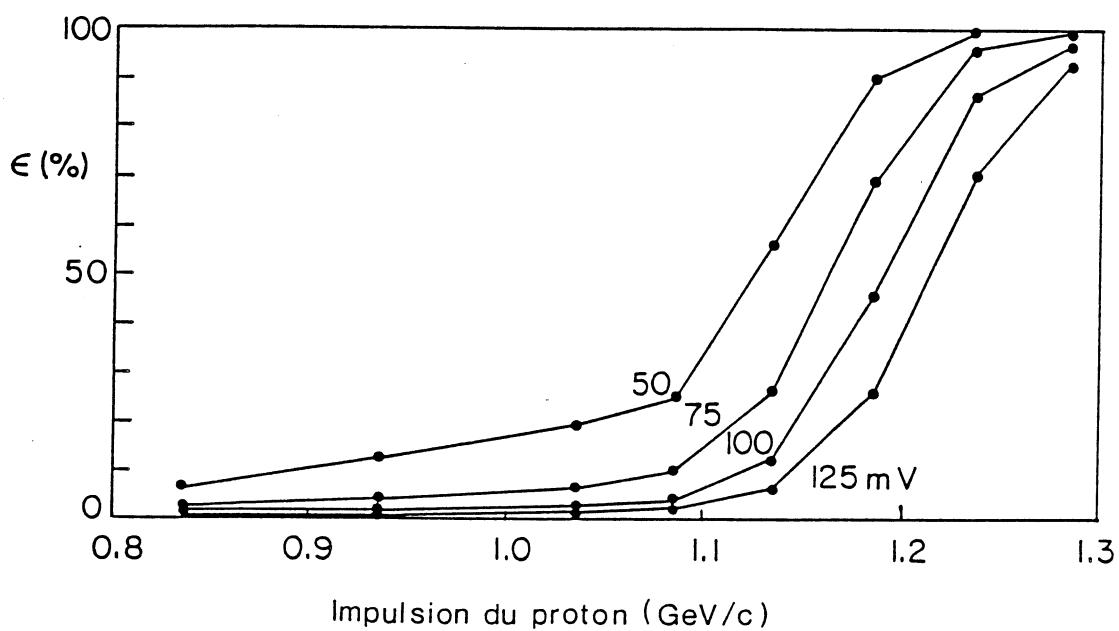
La surface de l'eau est en contact avec une fenêtre de plexiglass de 5 mm d'épaisseur, optiquement connectée à 14 photomultiplicateurs Philips XP 2041 [51] (à photocathode de 110 mm de diamètre par des guides

de lumière cylindriques en plexiglass (13 cm de diamètre par 15,6 cm de longueur) recouverts de mylar aluminisé. Les gains des 14 photomultiplicateurs ont été égalisés à l'aide d'un faisceau de pions.

Les 14 signaux sont sommés avant d'être traités par l'électronique de déclenchement.

Les performances de cet appareillage, à savoir la réjection des protons en dessous du seuil de 1,07 GeV/c sont présentées dans la figure [16] en fonction de différents seuils de discrimination. Le seuil a été choisi à 90 mV pour notre déclenchement.

A cette valeur, la perte introduite par le compteur C_2 , en coïncidence dans notre déclenchement, sur les K^+ est de l'ordre de 2,6 % .



Courbe d'efficacité du compteur Čérenkov à eau

Figure 16

J - L'ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

L'électronique de déclenchement utilise le standard CAMAC et s'organise autour d'une "porte rapide". Les différents éléments se regroupent en trois fonctions (voir Fig. [17]).

1) Une partie "faisceau". Celui-ci est défini géométriquement par les compteurs S_1 et S_2 et focalisé sur la cible par le compteur P . Le compteur \bar{C}_0 est en coïncidence pour un faisceau de pions, en anticoïncidence pour un faisceau de kaons.

2) Une partie définissant l'acceptance du spectromètre aval. Le compteur H_C détermine l'acceptance verticale après l'aimant "Vénus" ; les compteurs H_1 à H_9 déterminent l'acceptance horizontale et la présence d'une et d'une seule particule pour une reconstruction sans ambiguïté.

3) Une partie "Signature de l'interaction". Les compteurs \bar{C}_1 et \bar{C}_2 permettent de définir la nature de la particule produite. Le compteur B20 rejette les particules faisceau n'ayant pas interagi. Les compteurs T_1 à T_{12} permettent de sélectionner les événements où une ou plusieurs particules à grand angle sont produites associées à la particule qui est à l'origine du déclenchement.

Des données ont été prises pour l'étude de la réaction $K^- d \rightarrow K^+ + MM$ avec le déclenchement suivant :

$$S_1 \cdot S_2 \cdot P \cdot \bar{C}_0 \cdot (mH=1) \cdot H_C \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 .$$

L'amélioration des programmes d'acquisition en cours d'expérience a permis de supprimer le compteur C_2 du déclenchement. Cela a permis d'accroître l'acceptance aux K^+ de basse impulsion, donc aux grandes masses manquantes pour environ 28 % de l'échantillon total.

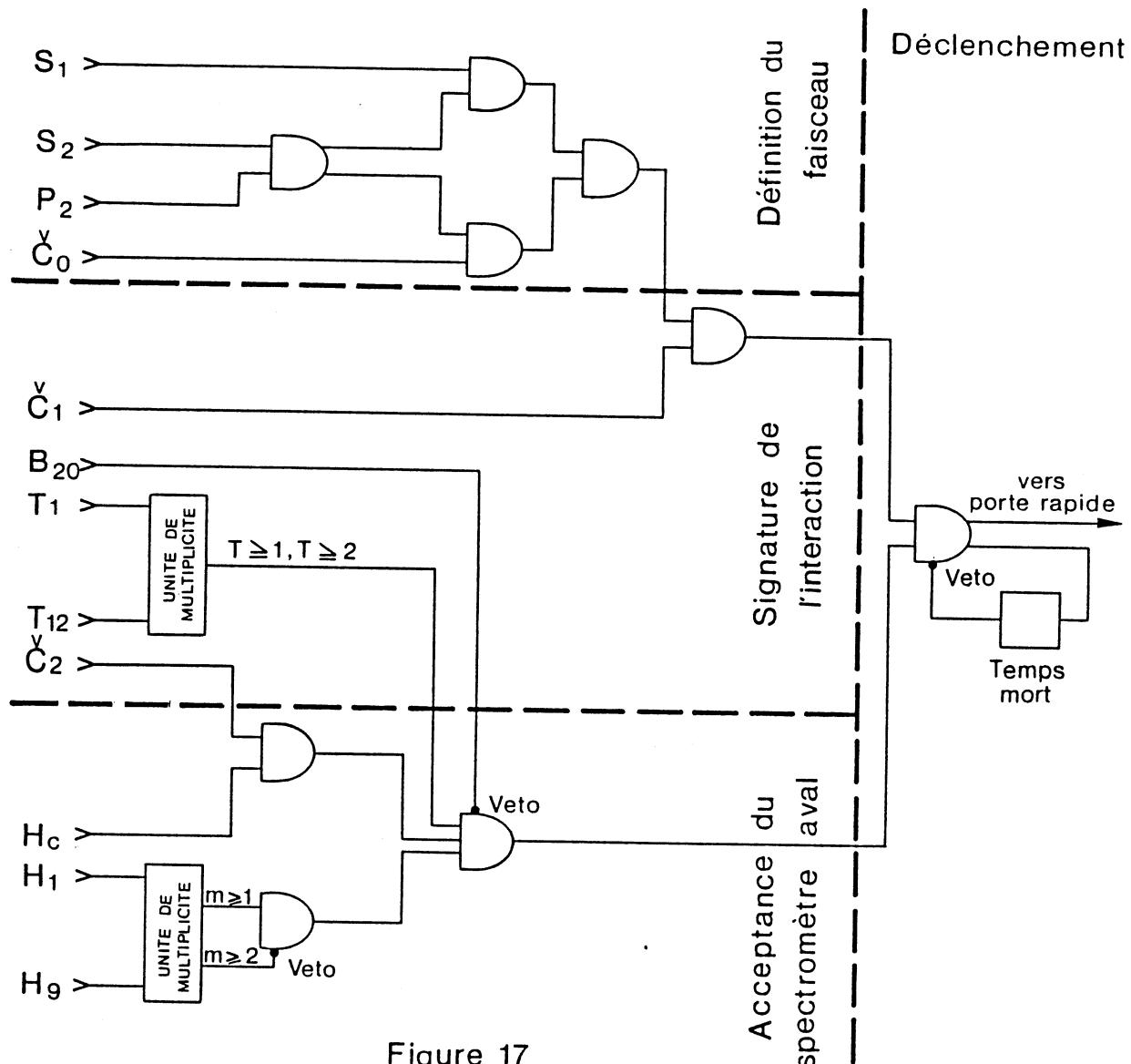


Figure 17

Pour la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + MM$, on a utilisé le déclenchement :

$$S_1 \cdot S_2 \cdot P \cdot \bar{C}_0 \cdot (mH=1) \cdot H_C \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot (mT \geq 1 \text{ ou } mT \geq 2) .$$

et pour la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + MM$:

$$S_1 \cdot S_2 \cdot P \cdot (mH=1) \cdot H_C \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot (mT \geq 1 \text{ ou } mT \geq 2) .$$

K - ACQUISITION ET SELECTION EN LIGNE

Le système d'acquisition se compose d'un ordinateur NORSK-DATA Nord 10S avec une mémoire résidente de 96 K octets et une mémoire-cache de 1 K octet, couplé à un disque de 10 Mégabytes. L'ordinateur est couplé au système CAMAC par un interface GEC Elliott. L'accès au système est possible en temps partagé.

Le système standard CERN d'acquisition de données, DAS [55] a été implanté sur notre machine. Dans sa configuration normale, adaptée à notre expérience, la place en mémoire occupée par les différentes tâches de DAS sont les suivantes :

ZDAS 20K, ZPHYS 18K, ZMONX 4K.

Le fonctionnement du système s'organise autour de deux mémoires par lesquelles transittent les données acquises.

Un programme d'acquisition en langage machine, fixé en mémoire résidente de l'ordinateur, permet la lecture rapide des données "CAMAC" (3 ms pour un événement de 340 mots de longueur en moyenne) pendant le déversement de 600 ms de durée. Les événements acquis sont alors mis dans une première mémoire tampon de 31 K octets. Entre deux déversements ces événements, jusqu'à concurrence de 80 événements/déversement, sont traités par ZPHYS et, après réduction et contrôle en ligne, transférés dans une deuxième mémoire tampon pour être formatés et écrits sur bande.

Un programme de contrôle ZCONT est exécuté en début et fin de chaque déversement. Il permet de contrôler et d'enregistrer sur chaque événement les paramètres importants dont certains sont lentement variables avec le temps, comme la valeur du champ magnétique de l'aimant "Vénus". La connaissance de ses fluctuations est nécessaire à une bonne résolution, en masse manquante sur une longue période de prise de données. Le programme de traitement et de contrôle ZPHYS est écrit en Fortran temps réel.

Ceci permet de conserver la souplesse indispensable pour réaliser les modifications nécessaires pour l'évolution de l'expérience. Il a deux fonctions principales :

1) Le contrôle de l'appareillage

a) La réalisation d'histogrammes avec les amplitudes des photomultiplicateurs, les réponses des chambres à fils, etc..., qui permettent un contrôle direct du bon fonctionnement de l'appareillage.

b) Le calcul de certaines grandeurs physiques à partir des données acquises, telles que l'impulsion du faisceau, l'impulsion de la particule dans le spectromètre aval, la position du vertex (Cf. Fig. [18]).

La vérification des distributions de ces grandeurs permet un contrôle puissant et aisément de l'appareillage expérimental. Ceci autorise un changement rapide des conditions expérimentales ; pour l'étude d'une nouvelle réaction par exemple.

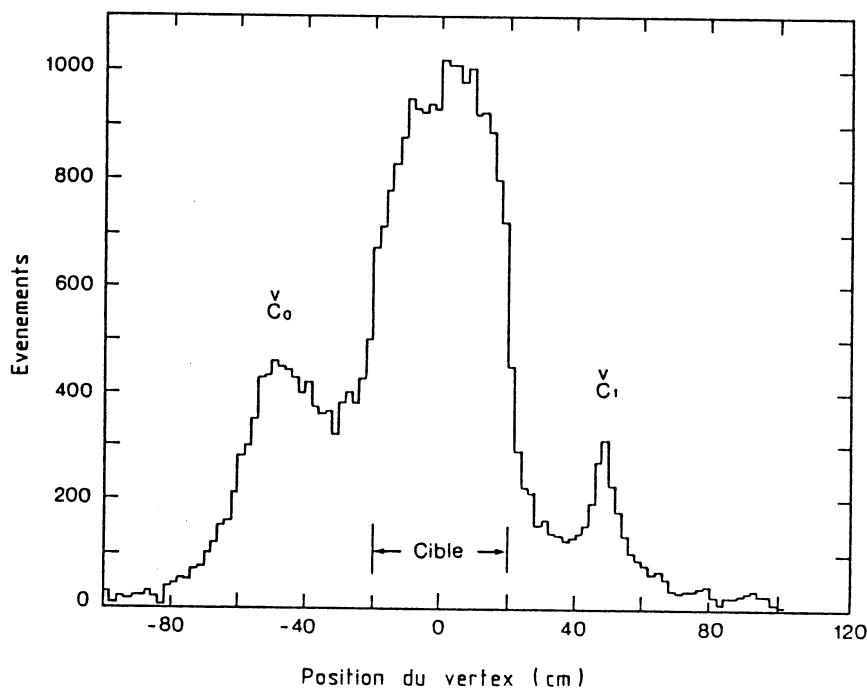


Figure 18

2) Le traitement des événements en vue de la réduction des données.

Ce traitement a deux fonctions :

- a) La réjection des événements impossibles à reconstruire à cause de l'inefficacité simultanée de plusieurs plans d'une chambre dans le spectromètre aval, ou pour lesquels subsiste une ambiguïté sur la nature des particules qui est due à un problème de fonctionnement dans l'électronique du temps de vol. C'est le cas de deux particules incidentes simultanées par exemple.
- b) Pour les événements correctement acquis, une première procédure permet, à partir des digitisations de chaque plan, de reconstruire les triplets dans les plan XYU correspondant au passage de la ou des particules.

Une deuxième procédure permet de sélectionner parmi toutes les combinaisons possibles de points dans les quatre chambres en aval de la cible, jusqu'à huit traces physiques et de calculer les grandeurs physiques qui leur sont associées. Le champ de l'aimant d'analyse "Vénus" peut être considéré, en bonne approximation, comme carré, et le champ de fuite comme négligeable. On obtiendra une bonne détermination de l'impulsion en tenant uniquement compte de l'angle de déflection :

$$P = \text{Cste}/(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) ,$$

θ_1 et θ_2 étant les angles à l'entrée et à la sortie de l'aimant.

Pour la même raison, on peut valablement approximer la trajectoire de la particule dans la zone efficace de champ magnétique par une hélice. La dimension de cette zone a été optimisée à 110 cm à l'aide d'un programme de simulation.

Le paramètre de sélection choisi, à savoir la distance entre le point d'intersection de la trace extrapolée suivant la méthode précédente avec le plan de sortie de l'aimant "Vénus" et l'intersection obtenue par

extrapolation des deux dernières chambres du spectromètre aval, permet de trier, parmi toutes les combinaisons possibles, les seules traces physiques. La Figure [19] présente la distribution du paramètre de sélection ; la distance se trouve être, pour la quasi totalité des traces physiques, comprise entre ± 4 cm. Une coupure entre ces deux valeurs constitue notre critère de sélection.

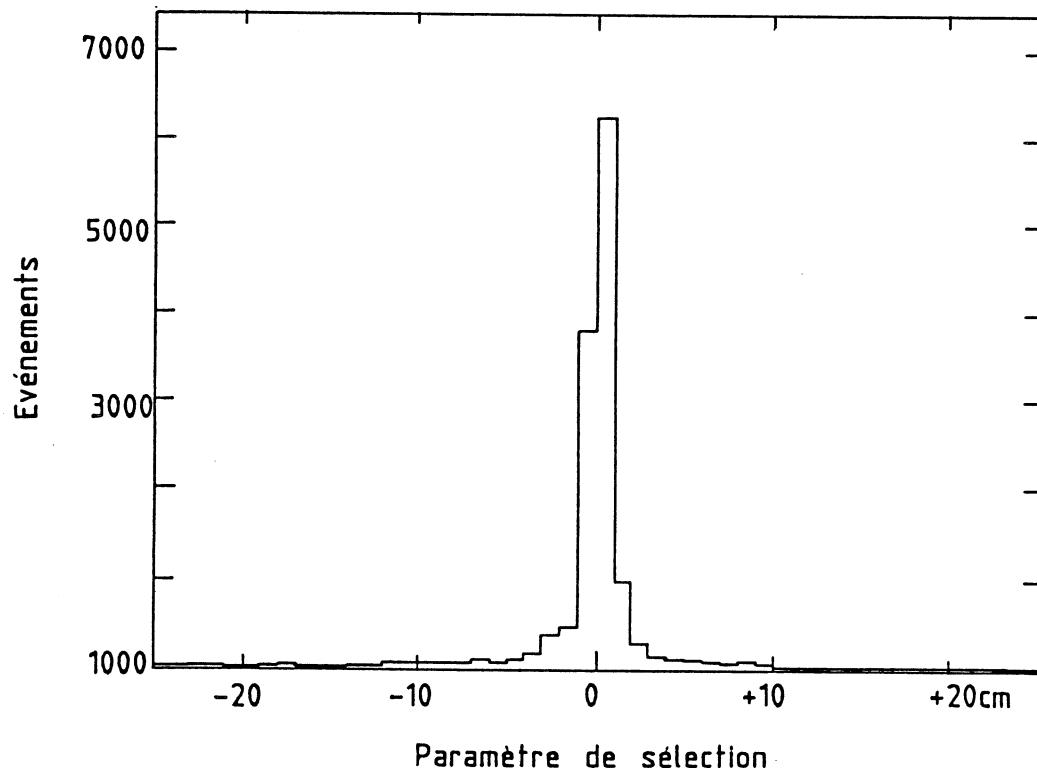


Figure 19

La majeure partie des déclenchements est ordinairement engendrée par les pions de désintégration des kaons incidents ou par des protons dont l'impulsion est au dessus du seuil de réjection du Cerenkov à eau C_2 .

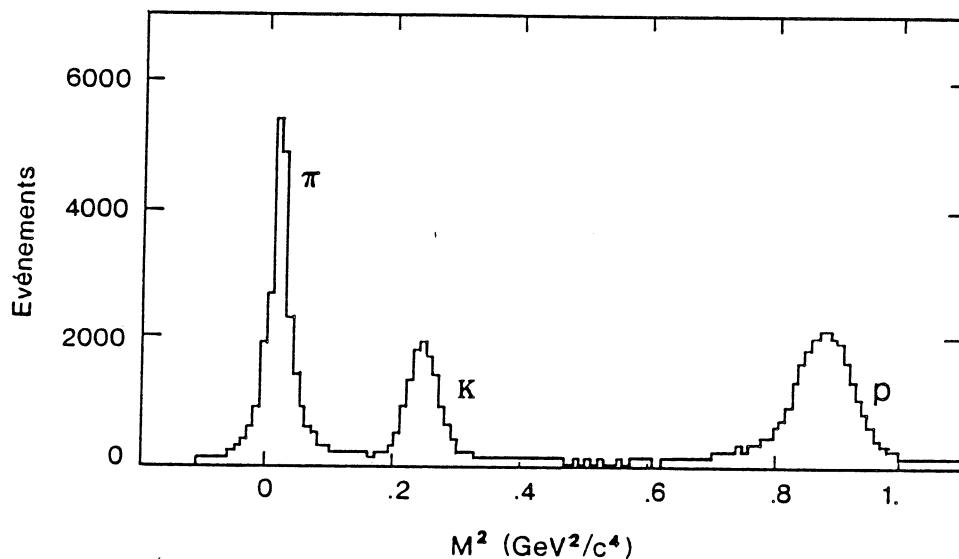
Il convient donc de déterminer la nature de la particule produite et suivie dans le spectromètre d'analyse pour effectuer le choix nécessaire.

Avec la même approximation que précédemment (trajectoire hélicoïdale dans le champ efficace), il est possible de calculer la longueur parcou-

rue depuis la cible jusqu'aux hodoscopes situés après l'aimant "Vénus". En associant cette longueur au temps de vol dans le spectromètre aval et à la précédente détermination de l'impulsion, on obtient une valeur de la masse carrée de la particule considérée suivant la formule :

$$M^2 = P^2 [(\text{TOF} \times C/L)^2 - 1] .$$

La Figure [20] présente un spectre obtenu en ligne où apparaissent les trois pics correspondant respectivement aux pions, kaons et protons.

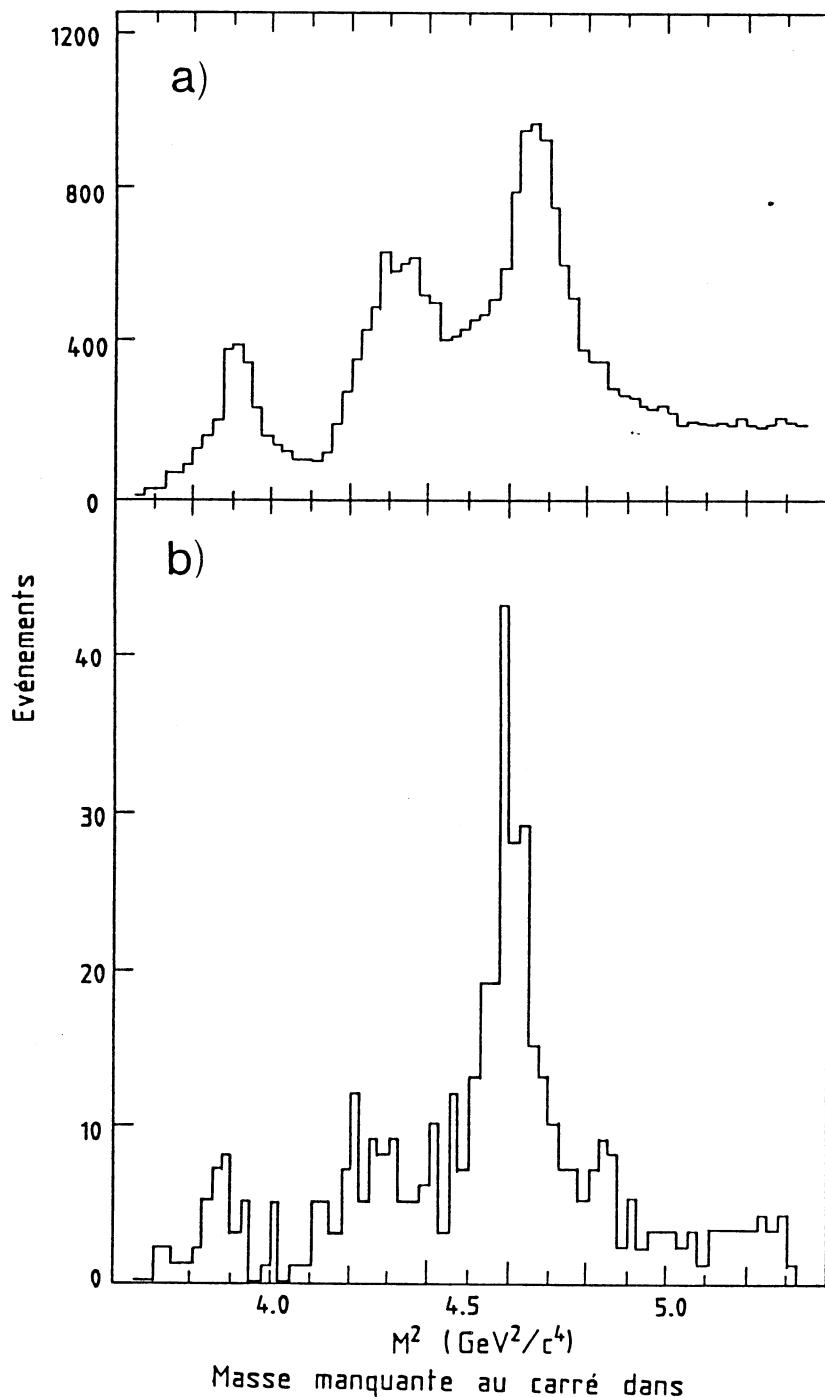


Massé carrée reconstruite de la particule
dans le spectromètre d'analyse

Figure 20

Une coupure sur la masse ainsi reconstruite, et sur l'impulsion permet alors de sélectionner une ou plusieurs réactions. C'est ainsi que parallèlement à la réaction principale $K^- d \rightarrow K^+ + MM$, il a été possible d'acquérir des événements sur la réaction $K^- d \rightarrow \pi^+ + MM$, tout en réduisant les données conservées sur bande à un petit pourcentage du total initial. L'ensemble des critères de sélection est suffisamment précis pour permettre de réaliser en ligne l'histogramme en masse manquante d'une des réactions étudiées.

La Figure [21] présente les spectres, obtenus en ligne, correspondant à la masse manquante au carré dans la réaction : $K^-d \rightarrow \pi^- + MM$ à 1,4 GeV/c incident ; le spectre a) correspond à une multiplicité des compteurs $T \geq 1$, le spectre b) à une multiplicité ≥ 2 où l'effet au seuil ΣN apparaît alors nettement.



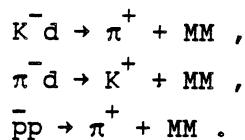
Massé manquante au carré dans
la réaction $K^-d \rightarrow \pi^- + MM$.

Figure 21

L - CONCLUSION

Conçu à l'origine pour l'étude de la réaction $K^- d \rightarrow K^+ + MM$, l'appareillage expérimental que nous venons de décrire s'est révélé suffisamment souple pour être adapté à l'étude d'autres réactions. Cette adaptation s'est faite, essentiellement, en modifiant le rôle des compteurs Cerenkov C_0 et C_1 et des scintillateurs T dans le déclenchement. Parallèlement, la versatilité du programme en ligne a permis d'effectuer, dans chaque cas, une réduction des données suffisamment sévère pour faciliter l'analyse ultérieure des réactions impliquant une grande statistique ; par exemple en pions incidents.

C'est ainsi que, dans le cadre de l'expérience dibaryons, nous avons pu, aussi, étudier les réactions suivantes :



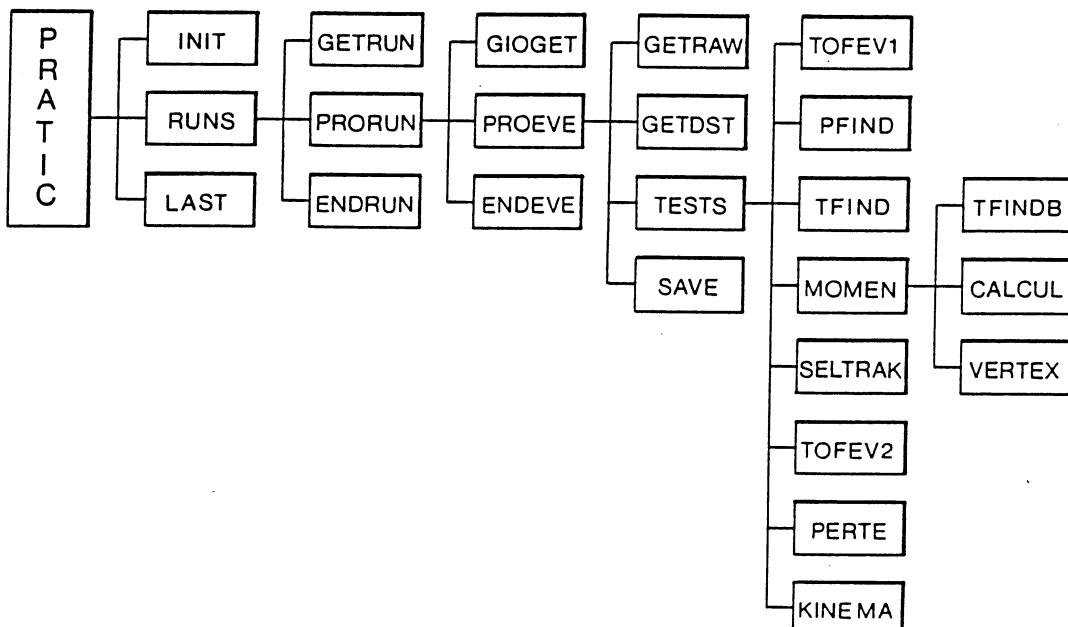
Le résultat de ces études a été présenté dans les Références [56,57].

CHAPITRE III : TRAITEMENT DES DONNEES

A - A PROGRAMME D'ANALYSE "PRATIC"

Après la première réduction en ligne, les données conservées sur bande sont traitées par le programme d'analyse PRATIC en vue de la sélection définitive et du calcul des grandeurs cinématiques avec la résolution finale.

Le programme PRATIC a été adapté à partir de PATRAC [58]. Un schéma simplifié du programme est présenté dans la figure [22].



Le Programme d'analyse PRATIC

Figure 22

Chaque événement est analysé dans le sous-programme TESTS de la façon suivante :

1) LE TEMPS DE VOL

Dans TOFEV1, l'ensemble des données correspondant au temps de vol, les amplitudes des ADC's et les valeurs lues sur les TDC's sont analysées en vue de la réjection des accidentelles électroniques et des événements irreconstructibles.

Cette réjection est réalisée en exigeant une stricte corrélation en temps entre les signaux "Bas" des deux photomultiplicateurs des compteurs à scintillation S_1 et S_2 ainsi qu'entre les signaux "Haut" et "Bas" de chaque photomultiplicateur. Les temps déterminés par chaque compteur sont finalement corrigés en fonction de l'amplitude du signal. La correction est donnée, en fonction de la valeur moyenne $\langle A \rangle$ de la charge collectée sur les deux photomultiplicateurs de chaque compteur par la formule :

$$\delta t = k (1/\sqrt{\langle A \rangle} - 1/\sqrt{\langle A_0 \rangle}) ,$$

où A_0 est choisi près du maximum de la distribution des amplitudes et k est ajusté à 5 ns. pc^{1/2} en analysant des particules de nature et d'impulsion connues.

Enfin, la nature de la particule incidente est déterminée par temps de vol à ce niveau et les événements qui ne correspondent pas à la réaction étudiée sont rejetés.

2) RECONSTRUCTION DES TRACES

a) Reconstruction des points d'intersection des traces avec les chambres

Dans PFIND, les coordonnées des quatre grandes chambres 1, 2, 3, et 4 sont analysées pour la reconstruction des triplets de coordonnées (X, Y et U) correspondant à l'intersection d'une trace physique avec la chambre considérée.

b) Méthode des composantes principales.

Une ou plusieurs traces physiques dans le spectromètre aval sont alors reconstruites par le sous-programme TFIND, à partir des points précédents ; ces traces sont déterminées sur la base d'un critère assez peu contraignant ; le critère choisi est une coupure sur les composantes principales :

Les coordonnées horizontales de chaque point d'intersection d'une trace physique avec les quatre grandes chambres sont corrélées et décrivent une hypersurface à trois dimensions. La méthode des composantes principales consiste à approximer l'hypersurface décrite par les coordonnées horizontales mesurées dans les chambres par un hyperplan et à considérer les combinaisons dont la distance à cet hyperplan est inférieure à une limite fixée, comme étant celles qui correspondent à des traces physiques.

Pour ce faire, on réalise un changement de repère en définissant quatre nouvelles coordonnées, combinaisons linéaires des anciennes, tel que l'hyperplan approximant l'hypersurface soit confondu avec l'hyperplan défini par trois de ces axes.

La valeur de la composante sur le quatrième axe perpendiculaire à l'hyperplan constituera alors le paramètre de sélection. Une étude par

simulation de traces dans notre appareillage a prouvé le bien-fondé de l'approximation par un hyperplan de l'hypersurface à trois dimensions.

L'intérêt de cette méthode est de permettre une première sélection rapide des combinaisons possibles pour une analyse ultérieure plus complète.

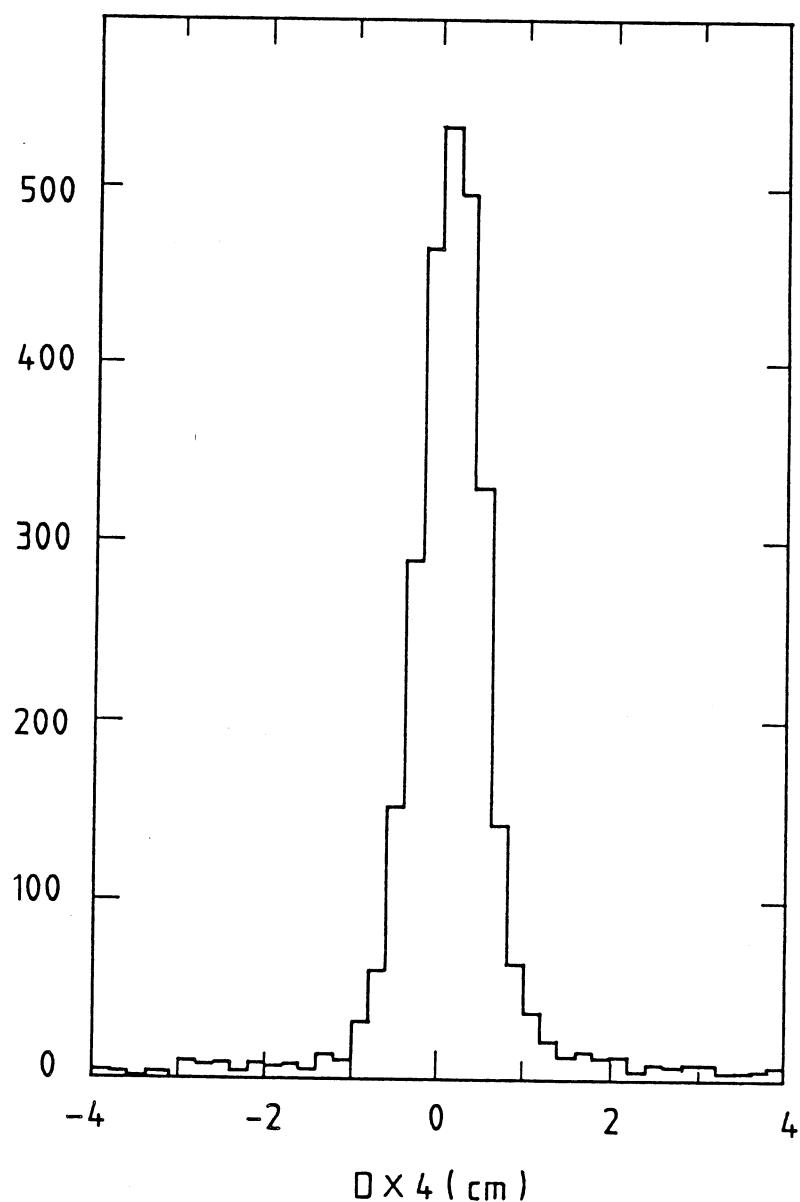
c) Contraintes

Pour la suite de l'analyse, il convient de rejeter les événements qui correspondent à une rediffusion dans le spectromètre aval, une désintégration avant la dernière chambre, ou à tout autre bruit de fond.

Pour cela trois contraintes ont été choisies, DY3, DY4 et DX4 qui sont respectivement les différences entre les coordonnées verticales mesurées sur les plans Y des chambres 3 et 4 et la coordonnée horizontale mesurée sur le plan X de la chambre 4 avec les coordonnées que l'on peut calculer sur la base d'une extrapolation des traces dans les chambres 1 et 2 à travers l'aimant "Vénus". Pour ce faire, on assimile "Vénus" à un dipôle parfait. Les trajectoires sont donc hélicoïdales dans la zone de champ efficace.

L'effet du champ de fuite est introduit comme une correction à l'entrée et à la sortie de l'aimant. Cette correction correspond à une focalisation pour les coordonnées verticales et à une translation pour la coordonnée horizontale (Cf. [43]). La distribution de la contrainte DX4 est présentée dans la figure [23]. Les écarts standards sur DY3, DY4 et DX4 sont respectivement de 4 mm, 6 mm et 4 mm qui correspondent en fait à l'erreur due à la résolution des chambres ; comme le vérifie l'analyse des traces droites sans champ. Les approximations faites sont donc suffisantes. Quand tous les plans sont efficaces, les coupures imposées sur les contraintes sont les suivantes :

- 3 cm < DY3 < 3 cm ,
- 4 cm < DY4 < 4 cm ,
- 1 cm < DX4 < 1 cm .



Précision de la reconstruction de la coordonnée horizontale dans la chambre 4 :

$$\Delta X_4^c = X_4^c - X_4^m$$

X_4^c : coordonnées reconstruites

X_4^m : coordonnées mesurées

Figure 23

3) CALCUL DES IMPULSIONS ET DE LA POSITION DU VERTEX

Le sous programme MOMEN opère une sélection plus restrictive des traces précédemment reconstruites et détermine leur impulsion dans CALCUL. Il reconstruit aussi la trajectoire de la particule incidente dans TFINDB et calcule son impulsion. Enfin il détermine la position du vertex d'interaction dans VERTEX.

a) Calcul de l'impulsion dans le spectromètre aval

Prenant en compte le champ de fuite de l'aimant "Vénus", l'Impulsion dans le spectromètre aval s'écrit (Cf. [43]) :

$P = P_0 + \Delta P$ où P_0 est une première détermination de l'impulsion à partir d'hypothèses simplificatrices (les mêmes que dans le programme en ligne). ΔP n'est plus qu'une correction dépendant de l'impulsion et des deux angles d'entrée dans l'aimant (angle horizontal et angle vertical). On admet donc que l'interaction a lieu dans une cible quasi ponctuelle.

ΔP s'écrit sous forme d'un développement en polynomes de Chebyschev fonction de chacune des trois variables, dont les coefficients sont ajustés sur des traces reconstruites avec la carte du champ de l'aimant "Vénus". Ces traces sont choisies pour correspondre aux racines des polynomes.

L'intérêt de cette méthode est de fournir la meilleure représentation possible d'une fonction pour un nombre fini de points d'interpolation sur lesquels les erreurs sont du même ordre (Cf. [59]).

b) Calcul de l'impulsion dans le spectromètre faisceau

La valeur de l'impulsion moyenne du faisceau est déterminée par BM2. La détermination finale revient à calculer une correction $\Delta P/P$ sur cette valeur. Cette correction est une simple fonction linéaire des coordonnées dans les chambres 11, 12 et 14, suivant la formule (Cf. [43]) :

$$\Delta P/P = -1,278 X_{11} + 0,548 X_{12} - 1,232 X_{14} - 0,33 Y_{11} + 0,02 Y_{12} + 0,01 Y_{14}.$$

c) Détermination du vertex

La position du vertex est calculée dans VERTEX. La plus petite perpendiculaire commune entre les deux traces reconstruites avant et après la cible constitue le paramètre de sélection pour le rejet des événements où l'une des particules a subi une diffusion à grand angle avant ou après le vertex d'interaction.

La coupure choisie, $PPPC < 1 \text{ cm}$, rejette 4 % des événements.

La résolution sur la reconstruction du vertex suivant les coordonnées perpendiculaires à l'axe de la cible est de $\sigma = 3 \text{ mm}$.

La coupure sur la coordonnée radiale a été choisie à $R \leq 20 \text{ mm}$, ce qui correspond au rayon de la cible.

La résolution sur la coordonnée longitudinale Z dépend de l'angle entre les deux traces ; elle est donnée par : $\sigma_Z(\text{mm}) = 1,5/\theta(\text{radian})$ ($\sim 3 \text{ cm}$ pour $\theta = 3^\circ$).

La coupure sur la coordonnée longitudinale a été choisie à :

$$- 20 \text{ cm} < Z < + 27 \text{ cm} .$$

Elle permet d'inclure les événements en fin de cible dont le vertex se retrouve hors de celle-ci par l'effet de l'erreur de reconstruction.

Le vertex en Z est présenté dans la figure [24] avec les coupures choisies. La coupure est plus sévère à gauche, à cause de la proximité du compteur P qui constitue une cible parasite. La coupure en Z entraîne le rejet d'environ 20 % des événements. La courbe en pointillés représente les données cible-vide.

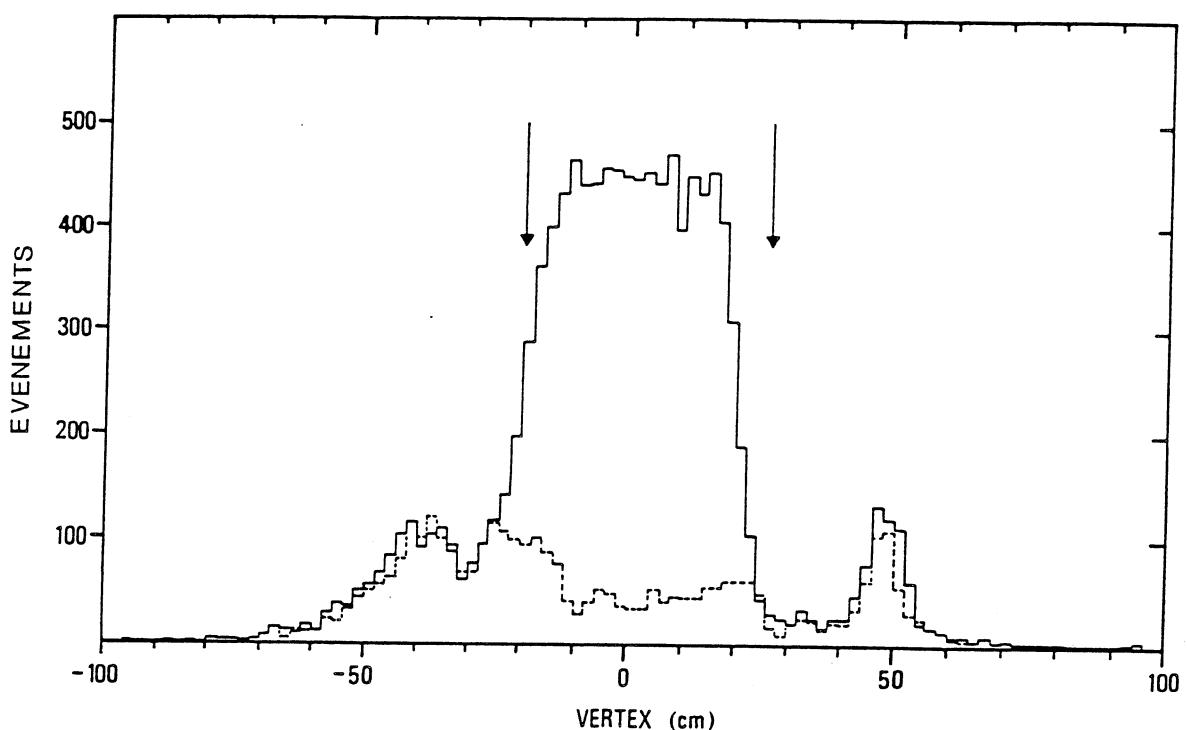


FIGURE 24

4) DETERMINATION DE LA NATURE DE LA PARTICULE DIFFUSEE

Dans SELTRAK la correspondance de la ou des traces physiques reconstruites dans MOMEN avec les réponses des hodoscopes est vérifiée. La coordonnée verticale est reconstruite à partir de la différence des temps mesurés sur chacun des deux photomultiplicateurs placés aux extrémités des compteurs H_i .

La résolution sur la coordonnée verticale ainsi calculée est de $\sigma = 2 \text{ cm}$; cette coordonnée doit correspondre à l'extrapolation de la trace reconstruite dans le spectromètre aval.

La masse de la particule est alors calculée dans TOFEV2 à partir des grandeurs physiques déterminées dans MOMEN à savoir la position du vertex, la longueur de la trace et son impulsions associées aux données du temps de vol. Le diagramme présenté dans la Fig. [25] illustre la séparation obtenue entre les pions, kaons et protons ; M^2 , porté en abscisse, représente la masse carrée de la particule calculée avec la

formule : $M^2 = p^2 [(\text{Temps de vol} \times c/\text{longueur parcourue})^2 - 1]$. La séparation reste acceptable même à grande impulsion. Les événements pour lesquels pourrait subsister une ambiguïté par la mesure du temps de vol, sont alors séparés sur la base de l'amplitude du signal du compteur Cerenkov à eau χ_2 .

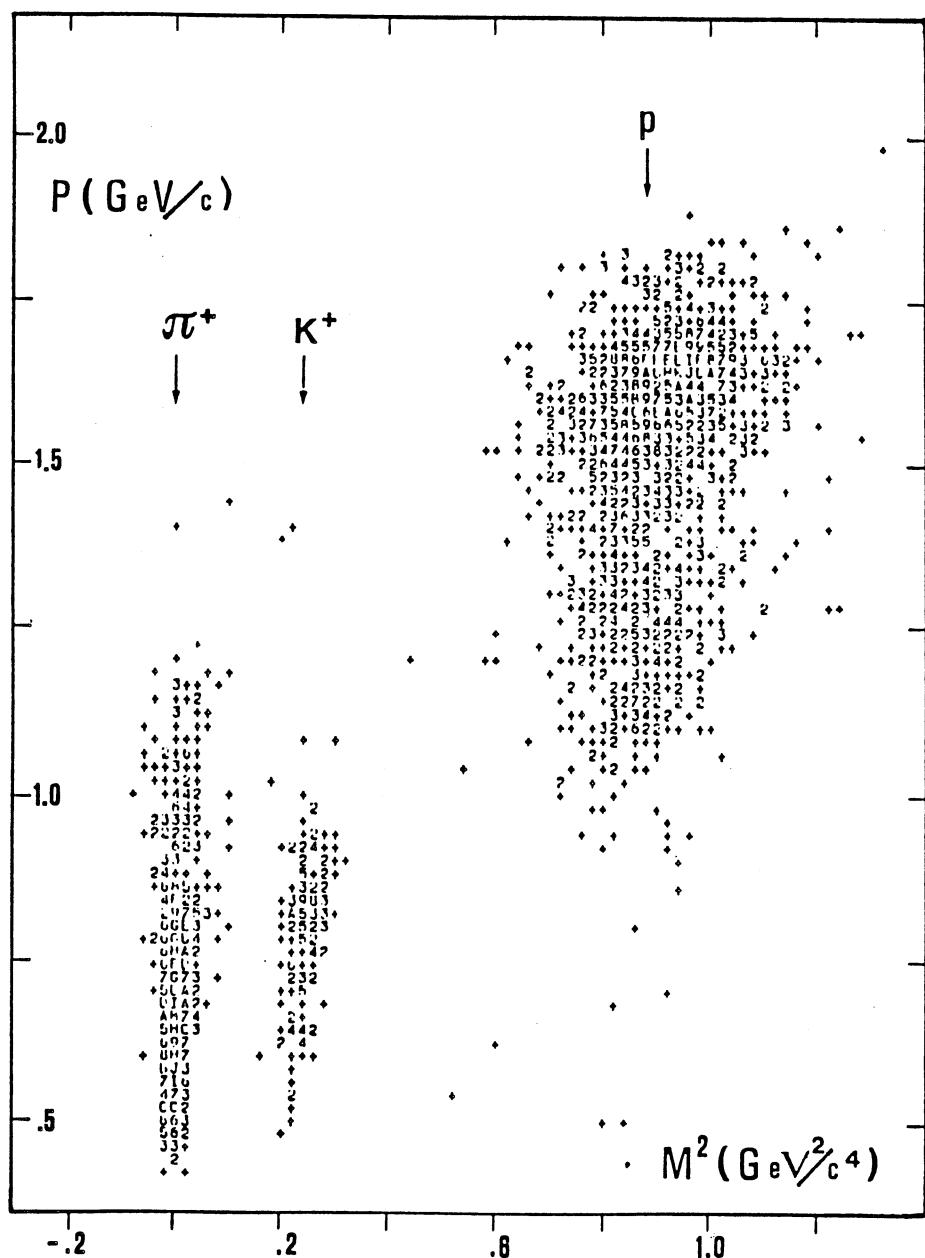


FIGURE 25

Une fois la nature des particules déterminée et leurs paramètres cinématiques calculés, la perte moyenne d'énergie des particules mises en jeu est évaluée pour chacun des éléments de l'appareillage dans le sous-programme PERTE.

La détermination finale des grandeurs physiques telles que le transfert d'impulsion, la masse manquante à une réaction donnée, etc... est alors réalisée dans KINEMA.

B - PERFORMANCES DU PROGRAMME PRATIC

1) EFFICACITE DE RECONSTRUCTION

a) Coupures sur le vertex et les contraintes :

La coupure sur la plus petite perpendiculaire commune entraîne un rejet de 4 % des événements dont 2 à 2,5 % sont de bons événements. La coupure en Z permet de rejeter 20 % des événements dont 8 à 9 % sont de bons événements. L'influence des coupures sur le rayon du vertex reconstruit et les contraintes sont négligeables, une fois que les coupures précédentes ont été réalisées.

b) Pertes dues au temps de vol

Le bruit de fond d'un photomultiplicateur, ou bien une particule parasite, peuvent produire un signal START ou STOP non corrélé avec le temps de vol réel. Ces événements sont éliminés suivant la procédure exposée dans le § [III-A.1]. La perte due à cette coupure ne devient important qu'à haut flux, et est négligeable en fonctionnement standard.

c) Inefficacités des petites chambres

Les chambres 12 et 13 étant redondantes et une inefficacité de la chambre 14 pouvant être compensée par une bonne reconstruction du vertex, l'inefficacité due aux petites chambres provient essentiellement de la chambre 11 qui supporte le plus grand flux de particules ($\sim 2 \cdot 10^6$ particules/sec.). Environ 20 % des événements présentent une double digitisation. Sur ce total, 7 % présentent une ambiguïté qui ne peut être levée et qui ne permet pas de calculer l'impulsion du faisceau ; ces événements sont donc rejetés. D'autre part 5 % des événements sont éliminés à cause d'une inefficacité des fils verticaux.

d) Inefficacités des grandes chambres

Pour les grandes chambres du spectromètre aval, l'efficacité moyenne par plan est de 0,957. On demande, au moins, deux plans efficaces sur trois, par chambre, pour pouvoir reconstruire une intersection ; l'efficacité par chambre sera donc de :

$$1 - 3 \times (\bar{\epsilon}_{\text{plan}})^2 = 0,9954$$

Seuls les événements pour lesquels les quatres intersections peuvent être reconstruites sont conservés. L'efficacité totale des grandes chambres sera donc de : $(0,9945)^4 = 0,978$.

e) Conclusion

L'efficacité de reconstruction du programme PRATIC ne dépend pratiquement pas de la réaction physique étudiée. Elle est estimée à $\sim 85\%$ en fonctionnement normal. Les 15 % d'événements rejetés proviennent essentiellement des inefficacités des chambres et de la présence d'ambiguités dans la chambre 11.

2) RESOLUTIONS

a) Résolution sur l'impulsion du faisceau

L'erreur due à la résolution des chambres a été estimée à :

$$\sigma_p^{\text{RES}} = 0,055 \%$$

Celle qui correspond à la diffusion multiple dans les chambres 12 et 13 est de :

$$\sigma_p^{\text{DM}} = 0,06 \%$$

L'erreur due à la fluctuation en perte d'énergie dans la matière traversée jusqu'au vertex d'interaction a pour valeur moyenne :

$$\sigma_p^{\text{FPE}} = \frac{2,1}{\beta} \text{ MeV/c}$$

b) Résolution sur l'impulsion dans le spectromètre aval

Au premier ordre l'impulsion est donnée par la formule :

$$P = \frac{0,299}{\sin\theta_1 + \sin\theta_2}$$

On a :

$$\sigma_P \neq \sqrt{2} \frac{P^2}{0,299} \sigma_\theta ,$$

$$\text{avec } \sigma_\theta \neq \sqrt{2} \frac{\sigma_x}{D} ,$$

σ_x étant la résolution due aux grandes chambres et D la distance chambre 1- chambre 2, chambre 3 - chambre 4.

On obtient finalement :

$$\sigma_{P \text{ (MeV/c)}}^{\text{RES}} = 6,6 P_{\text{(GeV/c)}}^2$$

La quantité de matière traversée dans la cible et les compteurs est en moyenne, à peu de choses près, équivalente pour une particule diffusée comme pour une particule faisceau.

La valeur moyenne de la fluctuation en perte d'énergie sera donc donnée par la même formule :

$$\sigma_{P \text{ (MeV/c)}}^{\text{FPE}} = \frac{2,1}{\beta} .$$

c) Résolution sur la masse manquante

La masse manquante carrée est donnée par la formule suivante :

$$M^2 = (E_1 + mc - E_2)^2 - (\vec{P}_1 - \vec{P}_2)^2 ,$$

où mc est la masse de la cible, (E_1, \vec{P}_1) le quadrivecteur de la particule incidente, (E_2, \vec{P}_2) le quadrivecteur de la particule diffusée.

En différentiant, on obtient l'expression :

$$dM = \frac{\partial M}{\partial P_1} dP_1 + \frac{\partial M}{\partial P_2} dP_2 ,$$

où $\frac{\partial M}{\partial P_1} = \frac{1}{M} \left[(mc - E_2) \frac{P_1}{E_1} + P_2 \right]$

et $\frac{\partial M}{\partial P_2} = \frac{1}{M} \left[(mc + E_1) \frac{P_2}{E_2} - P_1 \right] ;$

d'où $\sigma_M = \left[\left(\frac{\partial M}{\partial P_1} \right)^2 \sigma_{P_1}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial P_2} \right)^2 \sigma_{P_2}^2 \right]^{1/2} .$

Ce qui nous permet de calculer les résolutions en masse manquante pour les réactions étudiées (voir tableau [3]).

Le calcul de la résolution sur la masse manquante a été vérifié avec la réaction de calibration $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ à 1,4 GeV/c.

Le spectre en masse manquante est présenté dans la figure [26]. La résolution mesurée $\sigma_M = 3,5 \text{ MeV}/c^2$ est compatible avec la résolution calculée $\sigma_M = 3,8 \text{ MeV}/c^2$.

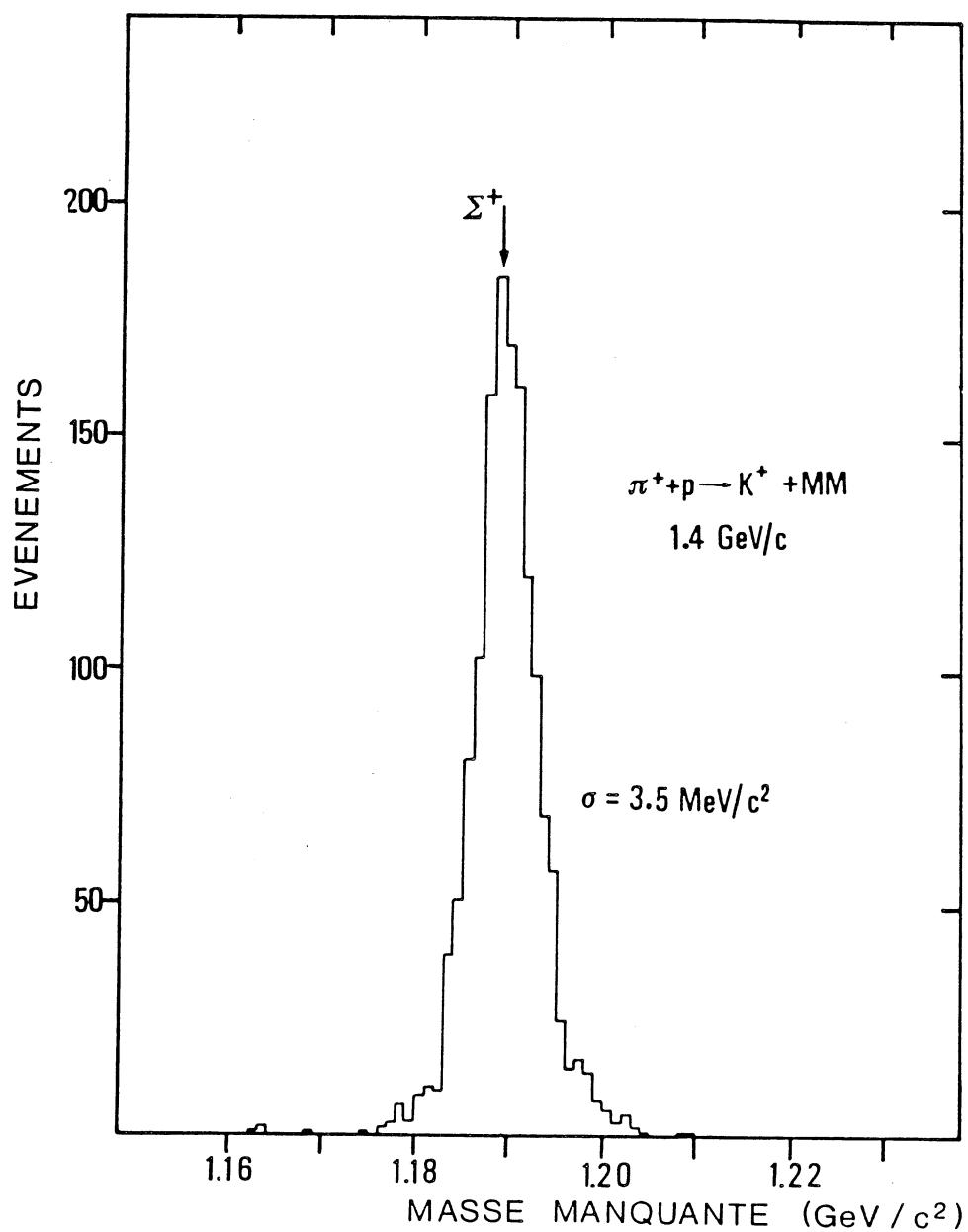


FIGURE 26

Réactions	P_1 GeV/c	σP_1 MeV/c	P_2 GeV/c	σP_2 MeV/c	σ_M MeV/c ²
$K^- d \rightarrow K^+ \Xi^- n_s^{(1)}$	1,4	2,5	0,8	4,9	3,7
$K^- d \rightarrow \pi^- + M^{(2)}$	1,4	2,5	1,2	9,7	9,1
$K^- d \rightarrow \pi^- + M^{(2)}$	1,06	2,5	0,9	5,7	5,6
$K^- d \rightarrow \pi^- + M^{(2)}$	0,92	2,5	0,75	4,3	4,4
$\pi^+ d \rightarrow K^+ + M^{(2)}$	1,4	2,4	1,0	7,0	5,5
$\pi^+ d \rightarrow K^+ + M^{(2)}$	1,2	2,3	0,75	4,5	3,4
$\pi^+ d \rightarrow K^+ + M^{(2)}$	1,06	2,3	0,6	4,7 ⁽³⁾	3,2

(1) Masse ($\Xi^- n_s$) = 2,261 GeV/c²

(2) $M \approx 2,130$ GeV/c²

(3) Le champ magnétique du spectromètre aval a été réduit aux 5/8 de sa valeur initiale

Tableau [3]

CHAPITRE IV : ETUDE ET RECHERCHE EXPERIMENTALE DE DIBARYONS
D'ETRANGEté -2

A - SITUATION EXPERIMENTALE

La recherche systématique de dibaryons d'étrangeté -2 date de ces quinze dernières années. Les résultats, provenant en majorité d'expériences de chambre à bulles sont résumés dans le tableau [4].

L'effet observé autour de $2360-2370 \text{ MeV}/c^2$ [60] disparaît en augmentant la statistique (Cf. [62]). Une résonance est proposée par D.P. Goyal et al. [65] à $2480 \text{ MeV}/c^2$; elle demande confirmation.

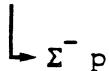
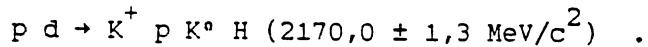
La seule expérience conçue pour rechercher un des états prédis par le modèle du sac du MIT, l'état lié "ΛΛ" singulet de $SU(3)$ à la masse de $2150 \text{ MeV}/c^2$, donne une limite supérieure en section efficace de 40 nanobarns (Cf. A.S. Carroll et al. [64]).

La réaction choisie $pp \rightarrow K^+ K^+ + \text{Masse manquante}$ n'était, sans doute, pas la plus favorable pour l'observation d'un tel état; comme le soulignent A.T.M. Aerts et al. [66]. En effet la production du "ΛΛ" est fortement défavorisée par les conditions cinématiques qui requièrent une double dissociation $p \rightarrow K^+ \Lambda$ où chacun des Λ est très virtuel. Des calculs de A.M. Badalyan et al. [67] établissent une section efficace pour cette réaction de l'ordre du nanobarn.

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statistique	Effet observé dans le spectre de masse (ΞN) ou ($\Lambda \Lambda$) Mev/c ²	Largeur Mev/c ²
P. Beillière et al. [60], 1972	Chambre à bulles propane-iréon K^- Noyau $\rightarrow (\Lambda\Lambda) + \dots$	2.1	14.	200 événements après coupure	2367. \pm 4. à 3.7 écarts standards	15.
B.A. Shabazian et al. [61], 1973	Chambre à bulles propane $\pi^- \}$ C ¹² $\rightarrow (\Lambda\Lambda) + \dots$	n 7. π^- 4.	10.	57	2370. à 2.2 écarts standards	56.
G. Wilquet et al. [62], 1975	Même expérience que P. Beillière et al. mais augmentation de statistique	—	—	500 ($\Lambda\Lambda$) avant coupure, 110 ($\Xi^- p$)	L'effet précédent est réduit en ($\Lambda\Lambda$), rien en ($\Xi^- p$)	—
J.G. Guy et al. [63], 1977	Chambre à bulles K^- Pt $\rightarrow (\Lambda\Lambda) + \dots$	12.	36.	500	Une épaule autour de 2390.	—
A.S. Carroll et al. [64], 1978	Spectromètre à double bras $p p \rightarrow K^+ K^+ +$ masse manquante	5.1 à 5.9	6.	—	Limites supérieures en section efficace pour un dibaryon étroit 2100 à 2230 : 40 nb 2230 à 2350 : 30 nb 2350 à 2480 : 90 nb	—
D.P. Goyal et al. [65], 1980	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow (\Xi^- p) + \dots$	1.45 à 1.65	30.	600	Une épaule à 2360. Un effet à 2480.	—

Tableau [4]

D'autre part, l'observation d'hypernoyaux $\Lambda\Lambda^N$ n'excluerait pas, d'après B. Kerbikov [68], l'existence d'un H avec une masse située près du seuil ($\Lambda\Lambda$). Signalons, enfin, que B.A. Shahbazyan et al. [69] ont interprété un événement isolé de chambre à bulles par la production du " $\Lambda\Lambda$ " dans la réaction :



B - PREDICTIONS EN MASSE ET EN SECTION EFFICACE

Le but initial de la présente expérience était la recherche de dibaryon produit dans la réaction :



La masse manquante correspond à un état que nous appellerons " H_2^- " d'étrangeté -2, d'isospin 1.

L'acceptance de notre appareillage, favorisant la diffusion vers l'avant, voit les états de même spin-parité 1^+ que le deuton. Dans ces conditions, un tel dibaryon peut être placé aussi bien dans l'antidécuplet de Oakes que dans l'octet de Jaffe.

Les prédictions en masse sont résumées dans le tableau [5]. Ces prédictions sont très approximatives puisqu'à l'intérieur d'un même modèle, comme le modèle du sac du MIT, la masse calculée dépend des ingrédients utilisés. Ainsi Liu et Wong [70] obtiennent-ils un accroissement de la masse des dibaryons de l'ordre de 40 à 80 MeV/c^2 en améliorant la correction sur le mouvement du centre de masse (voir § [I - B - 2]).

L'état H_2^- correspondant possède des voies de désintégration "superpermises", Ξ^-n par exemple, et il n'est pas sûr qu'il puisse apparaître comme un état physique observable.

En ce qui concerne un éventuel état lié Ξ^-n , une analyse faite par Nagels et al. du potentiel Ξ^-n [71,72] concluait à l'absence d'un tel état. Bozoian et al., par contre, à partir d'un potentiel Ξ^-n dérivé du modèle du sac chiral [73] obtiennent un état lié au seuil Ξ^-n . Cet état serait l'analogue du deuton avec une énergie de liaison parfaitement comparable.

Quand aux masses correspondant au modèle d'Imachi et aux configurations de Chan Hong Mo, elles sont très élevées, nettement au dessus de la région de masse explorée par notre expérience.

Référence	Masse (Gev/c ²)
R.J. OAKES [2] extrapolation linéaire -en masse carrée -en masse (Cf § I-A)	2.355 2.382
Modèle du sac R.L. JAFFE [19] A.T.M. AERTS [74] K. SAITO et al. [75]	2.395 à 2.460 2.390 ± .020 2.410
M. BOZOIAN et al. [73]	Etat lié (Ξ^-n) avec 1.92 Mev d'énergie de liaison $M \approx 2.259$
A.P. BALACHANDRAN et al. [76]	2.402

Tableau [5]

L'acceptance de notre appareillage pour un dibaryon H_2^- a été évaluée par programme de simulation et est présentée dans la figure [27] en fonction de la valeur de sa masse. En retranchant le compteur Cerenkov du déclenchement, on améliore l'acceptance aux hautes masses (courbe en pointillés).

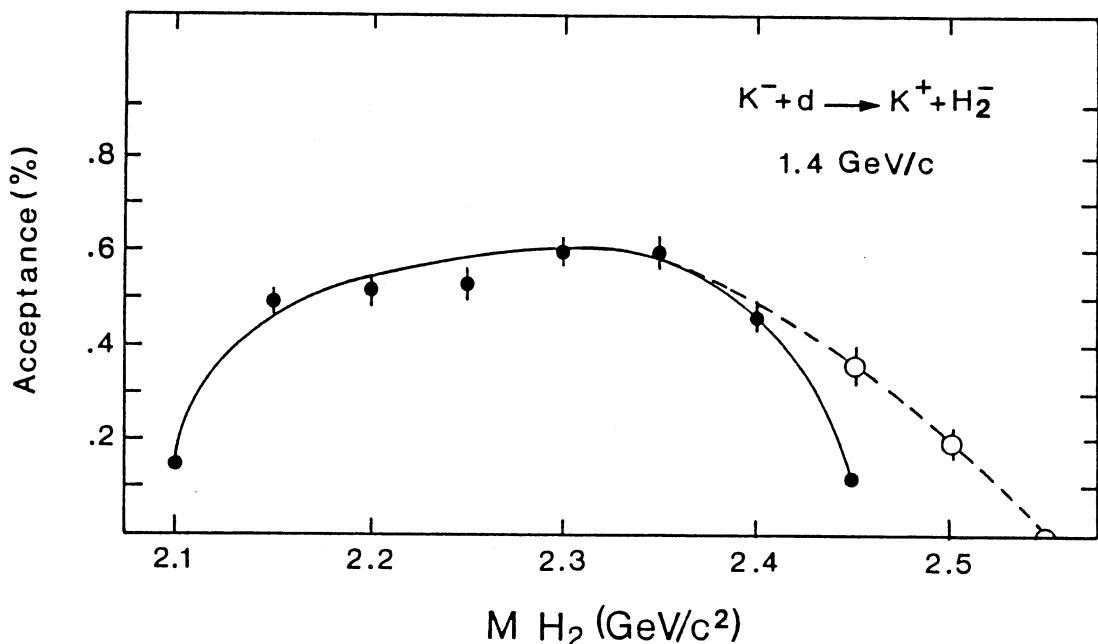
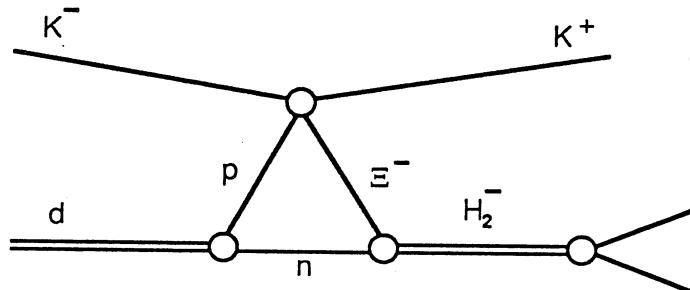


Fig. 27

Les modèles actuels ne permettent pas de prédictions sur les sections efficaces de production des dibaryons, si ce n'est de façon très qualitative par le biais de règles de sélection.

On peut, cependant, calculer une valeur de la section efficace de production du H_2^- , en prenant pour hypothèse que celui-ci est créé par l'intermédiaire d'un diagramme triangulaire suivant le schéma ci-dessous ; de façon analogue à l'effet H_1^+ observé au seuil ΣN , qui a déjà été traité dans le cadre du même diagramme, avec échange de Σ intermédiaire, en suivant le modèle de Dosch et al. [77,78] (Cf. Annexe [2-A]).



Pour ce faire, on extrapole, à partir de la valeur de la section efficace de production du H_1^+ extraite des références [4,79], la valeur de la section efficace de production d'un état analogue avec les nombres quantiques du H_2^- . Dans ces conditions on écrit :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d\sigma[K^- d \rightarrow K^+ H_2^-]}{d\Omega_{K^+}^*} \right]_{\theta_{K^+}^* = 0^\circ} \\ &= \left[\frac{d\sigma[K^- d \rightarrow \pi^- H_1^+]}{d\Omega_{\pi^-}^*} \right]_{\theta_{\pi^-}^* = 0^\circ} \times \frac{KF_{H_2^-}}{KF_{H_1^+}} \times \frac{F^2[H_2^-]}{F^2[H_1^+]} \\ & \times \frac{\left| f(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-) \right|^2}{\left| \Sigma f(K^- N \rightarrow \pi^- \Sigma) \right|^2} \times \frac{T^2[H_2^-]}{T^2[H_1^+]} . \end{aligned}$$

Le facteur KF représente l'espace de phase disponible et les facteurs de flux dans le diagramme triangulaire ; il a été calculé dans les références [77,78,80] ainsi que le facteur F^2 qui exprime l'influence de la fonction d'onde du deutérium ; c'est à dire la probabilité de trouver dans le deuton les deux nucléons dans la configuration favorable à la formation du dibaryon au vertex hypéron-nucléon. Ce facteur dépend du moment quadrivecteur transféré, de la masse du système dibaryonique et de l'hypéron intermédiaire considéré.

Le facteur $F^2(H_1^+)$ correspondant à un Λ intermédiaire est négligeable, par suite on ne tiendra compte dans le rapport des sections efficaces d'alimentation au vertex K^- nucléon cible que des Σ intermédiaires.

Les sections efficaces vers l'avant, $|f(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-)|^2$ et $|\Sigma f(K^- N \rightarrow \pi^- \Sigma)|^2$, sont extraites des références [81,82,83,84,85].

Enfin, à défaut d'autres hypothèses, nous supposons que les amplitudes de diffusion $T(YN \rightarrow H)$ sont égales pour le H_1^+ et le H_2^- .

Ceci nous donne une estimation de la section efficace de production, vers l'avant à 0° , d'un dibaryon H_2^- , analogue au H_1^+ considéré comme un effet dynamique, qui varie de 100nb/sr à 35nb/sr pour une masse de H_2^- comprise entre 2,3 et 2,4 GeV/c^2 .

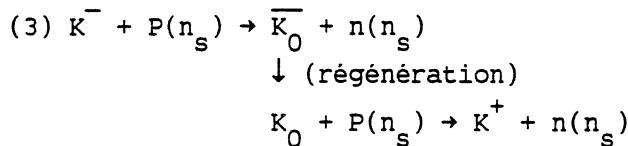
C - SIMULATION ET AJUSTEMENT DES DONNEES

Les contributions attendues dans la réaction $K^- d \rightarrow K^+ + MM$ proviennent des réactions suivantes :

- avec nucléon spectateur :

	Seuil
(1) $K^- + p(n_s) \rightarrow K^+ + \Sigma^-(n_s)$	$2,261 \text{ GeV}/c^2$
(2) $K^- + n(N_s) \rightarrow K^+ + \begin{cases} \Xi^0 \pi^-(n_s) \\ \Xi^- \pi^0(n_s) \\ \Xi^- \pi^-(P_s) \end{cases}$	$\sim 2,395 \text{ GeV}/c^2$

- avec rediffusion du K_0^- suivant le mécanisme :



- sans nucléon spectateur :

	Seuil
(4) $K^- + d \rightarrow K^+ + \Lambda + \Sigma^-$	$2,313 \text{ GeV}/c^2$
(5) $K^- + d \rightarrow K^+ + \Lambda + \Lambda + \pi^-$	$2,371 \text{ GeV}/c^2$
(6) $K^- + d \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + \Sigma^-$	$2,390 \text{ GeV}/c^2$

- (7) Les réactions sur proton ou sur nucléon lié dans un noyau des parois de la cible.

- Les réactions où le K^- incident est confondu avec un π^- , le K^+ diffusé avec un π^+ :

	Seuil dans l'hypothèse $K^- + d \rightarrow K^+ + MM$
(8) $\pi^- + d \rightarrow K^+ + \Sigma^- + n$	$2,212 \text{ GeV}/c^2$
(9) $K^- + d \rightarrow \pi^+ + \Sigma^- + n$	$2,044 \text{ GeV}/c^2$

L'absence de contamination notable en dessous du seuil $E^- n$ dans le spectre de masse manquante présenté dans la figure [30] permet d'affirmer que les contaminations (8) et (9) sont négligeables comme le laissait supposer la bonne détermination des particules incidentes et diffusées dans le spectromètre.

La réaction (3) a été simulée par programme ; la contribution attendue est faible et le spectre de masse manquante engendré plat dans le domaine de masse étudié. Un fond constant a été introduit dans le programme d'ajustement pour tenir compte de ces contributions.

La contribution (7) a été introduite dans le programme d'ajustement à partir des données cible-vide dont le spectre est présenté dans la figure [28].

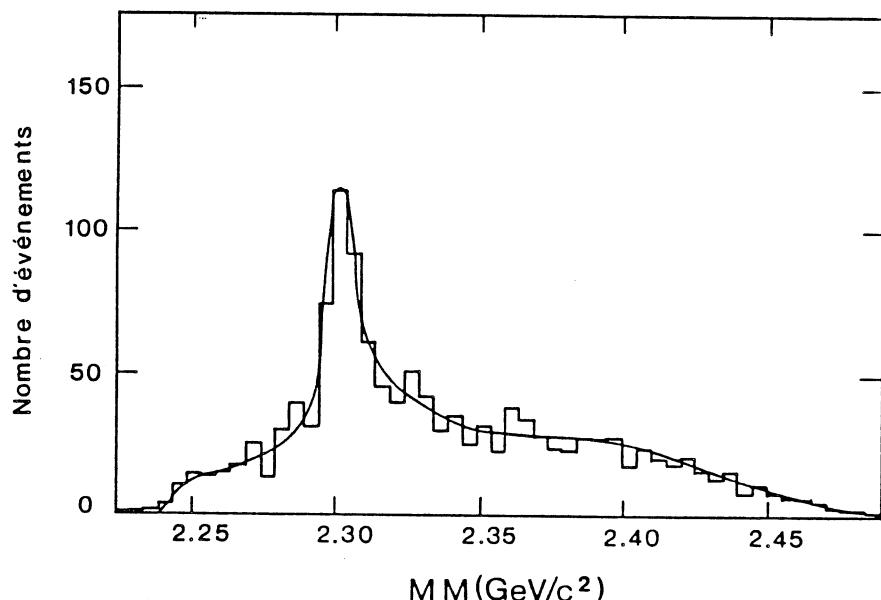


Fig. 28

Les réactions (4), (5) et (6) qui intéressent les deux nucléons sont fortement défavorisées par rapport aux réactions avec nucléon spectateur.

La contribution de la réaction (4), supposée la plus importante à cause de son seuil relativement bas, a été simulée avec un espace de phase à trois corps dans l'état final ; le spectre est présenté dans la figure [29].

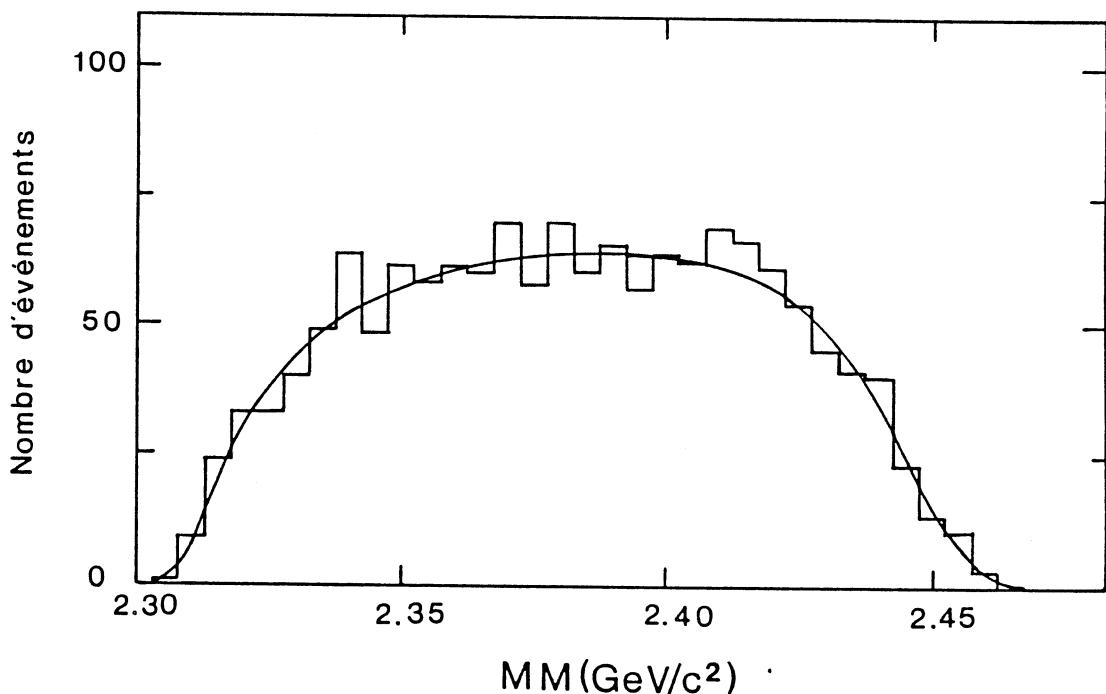


Fig. 29

Nous avons négligé la contribution (2) dont l'influence ne peut qu'être faible, compte tenu de son seuil situé à la limite supérieure du spectre de masse manquante étudié. La contribution principale au "fond", c'est-à-dire la réaction (1) a été simulée par un programme de Monte Carlo avec les hypothèses suivantes :

On utilise l'approximation de l'impulsion :

La réaction a lieu sur l'un des nucléons du deuton, le deuxième nucléon, que l'on appelle "spectateur", n'est pas perturbé et garde son impulsion de Fermi au cours de l'interaction. Nous ne tiendrons donc pas compte des effets dus à la double diffusion du méson entrant ou sortant que nous considérerons, dans le cas du deuton, comme négligeables.

Le mouvement de Fermi dans le deuton est représenté par la paramétrisation d'Alberi [86] (voir figure [52]).

Le nucléon cible, seul, est considéré comme virtuel de façon à conserver l'énergie impulsion du deuton.

La section efficace au vertex d'interaction kaon-nucléon est prise équivalente à celle sur nucléon libre pour une même énergie dans le système du centre de masse kaon-nucléon cible.

La valeur de la section efficace sur nucléon libre pour un K^+ produit à 0° vers l'avant a été tirée de la référence [81].

En toute rigueur une telle procédure ne représente correctement le fond que si la réinteraction dans l'état final $\Xi^- + n$ est suffisamment faible pour être négligée ; ceci à l'exception, bien sûr, de tout comportement résonnant étroit que l'on espère alors voir comme un pic émergeant du fond.

D - LES DONNEES

Les données, relatives à 8767 événements correspondant à un flux incident total de $4,1 \times 10^{10} K^-$, sont présentées dans la figure [30].

Dans notre acceptance la sensibilité est de 0,3 événement/nb.

Le meilleur ajustement est donné sur la figure par la courbe continue. Celui-ci donne 4 % de fond constant et 5 % d'événement hors-cible ; le reste correspond à la réaction (1).

Nous pouvons en déduire la section efficace différentielle de la réaction à 1,4 GeV/c :

$$\left[\frac{d\sigma(K^- d \rightarrow K^+ \Xi^- n)}{d\Omega_{K^+}^*} \right]_{\theta_{K^+}^* = 0^\circ} = 2,4 \pm 0,6 \mu b/sr$$

L'ajustement donne une contribution nulle provenant de la réaction (4), ce qui justifie à posteriori d'avoir négligé les contributions (5) et (6).

Le χ^2 est de 122 pour 38 degrés de liberté. L'accord n'est pas totalement satisfaisant entre les données et la simulation ; ce que l'on observe effectivement dans la région de masse 2,33 - 2,37 GeV/c². Indépendamment du modèle choisi pour représenter le fond, deux facteurs importants influent sur la forme de la simulation : la représentation correcte de l'acceptance de l'appareillage et la dépendance en énergie de la section efficace au vertex $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ introduites dans le programme de simulation.

On peut se convaincre que l'acceptance a été correctement introduite en constatant la bonne simulation de la distribution en moment de transfert. Les données et l'ajustement sont présentés dans la figure [31]. On peut observer que l'acceptance de notre appareillage est fortement favorisée vers l'avant.

La même simulation de l'acceptance a été utilisée avec succès pour représenter les données dans deux autres réactions ; $\pi^- d \rightarrow K^+ X$ et $K^- d \rightarrow \pi^+ X$, voir référence [56].

Par contre, compte tenu de la rareté des données expérimentales sur la réaction $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ à 0°, la dépendance en énergie, utilisée dans le programme de simulation, établie sur la solution (c) de l'analyse de la référence [81], n'a qu'une valeur très relative.

Dans ces conditions il n'est pas étonnant qu'un certain désaccord subsiste entre les données et l'ajustement.

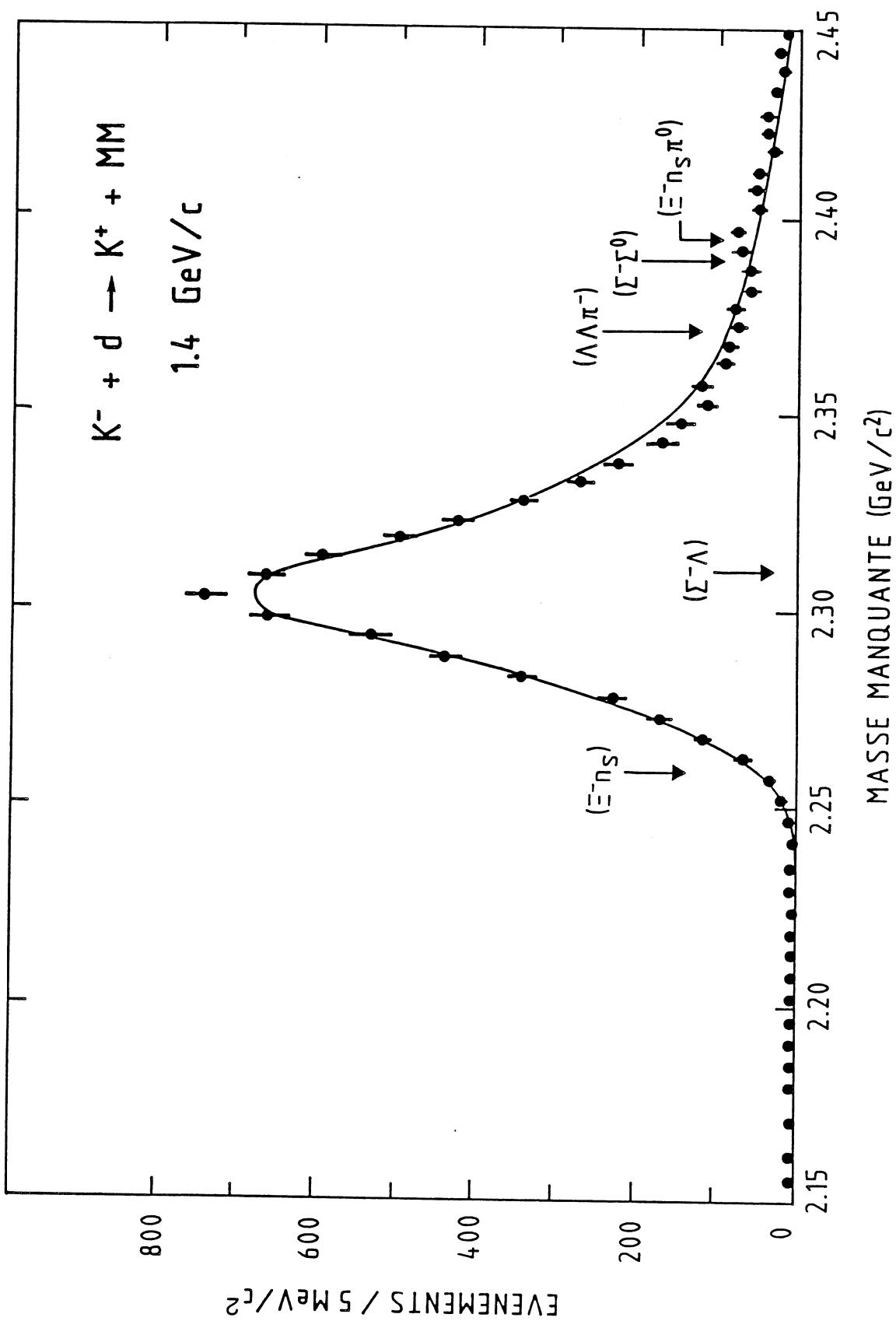


Figure 30

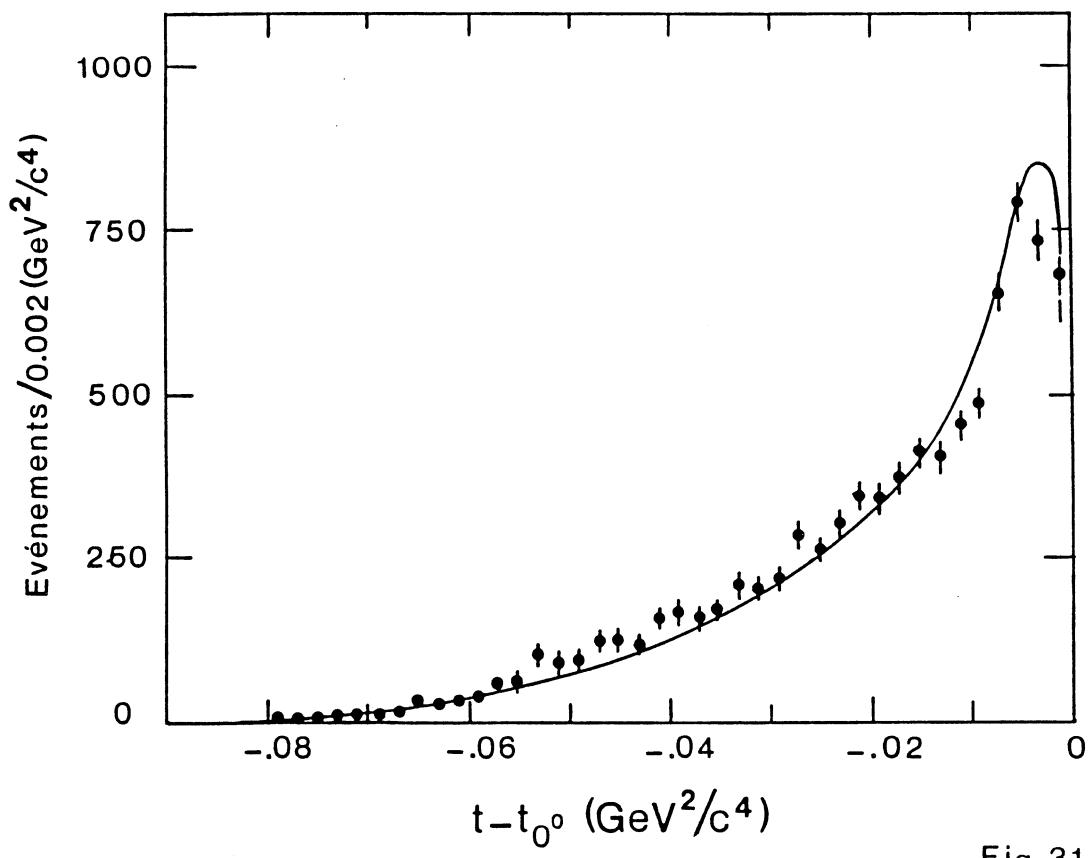


Fig. 31

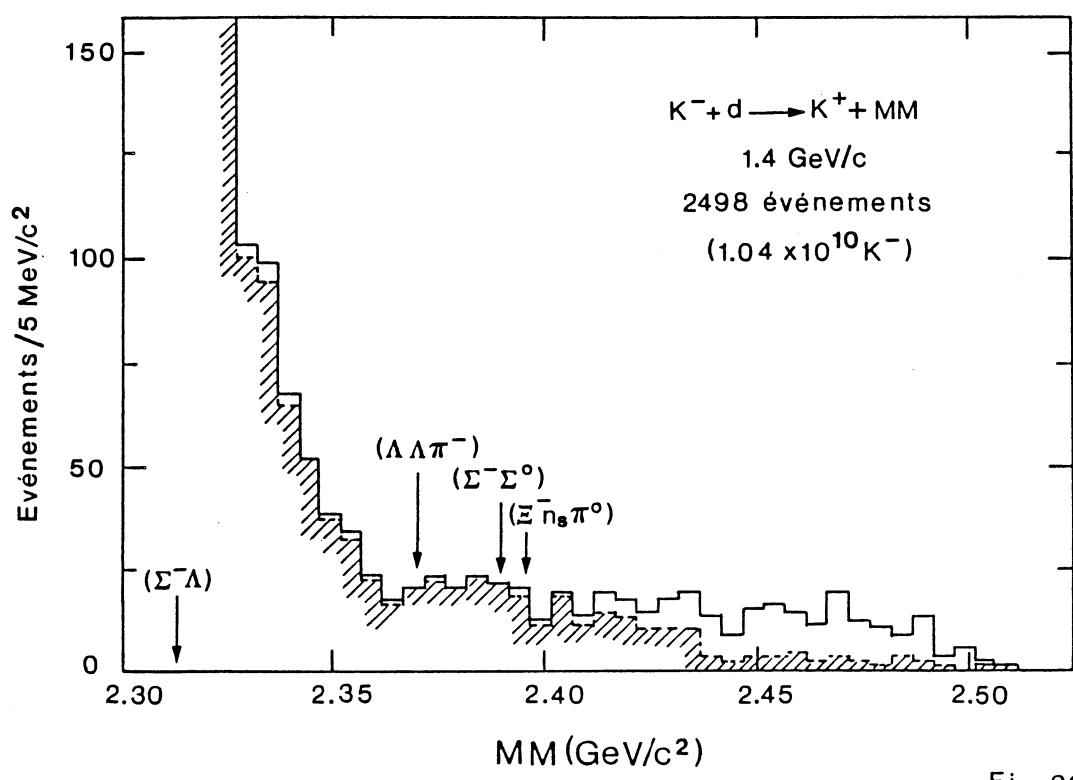


Fig. 32

Une partie des données a été prise sans le Cerenkov à eau dans le déclenchement. Les 2498 événements, correspondant à un flux de $1,04 \cdot 10^{10} K^-$ sont présentés dans la figure [32]. Ils permettent d'explorer la région de masse au dessus de $2,4 \text{ GeV}/c^2$.

Dans aucune des données n'apparaît de pic étroit susceptible d'être interprété en terme de résonance ou d'état lié. En conséquence nous nous contenterons de donner une courbe de limite supérieure pour la section efficace de production d'un dibaryon de largeur étroite ($\Gamma \leq 8 \text{ MeV}/c^2$) en fonction de sa masse. Cette limite supérieure dépendra du fond ainsi que de l'acceptance de l'appareillage pour le dibaryon à la masse considérée.

La limite supérieure à 95 % de niveau de confiance est obtenue à partir de la déviation standard calculée pour chaque intervalle de masse et pondérée par une distribution gaussienne qui rend compte de la résolution expérimentale. Les limites correspondant à l'ensemble des événements sont montrées dans la figure [33]. Les données prises sans Cerenkov à eau dans le déclenchement permettent d'extrapoler cette limite au dessus de $2,45 \text{ GeV}/c^2$. La limite correspondante est représentée par une courbe en pointillés.

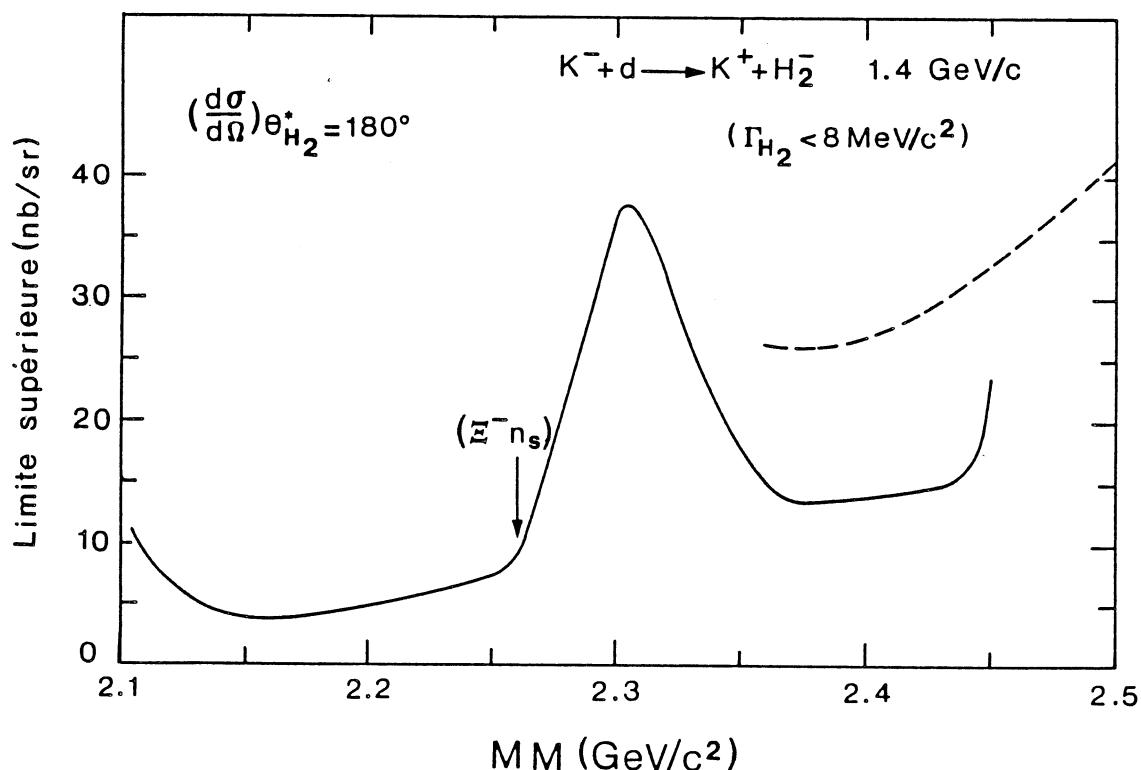


Fig. 33

E - CONCLUSION

En conclusion nous ne présentons aucune évidence en faveur de l'existence d'un état lié au seuil $\Xi^- n$ ou d'un dibaryon ayant les nombres quantiques du système $\Xi^- n$ dans la zone de masse accessible à cette expérience. Le résultat de cette analyse a été publié dans la référence [81-bis].

La limite en section efficace donnée est inférieure aux estimations que l'on peut extrapoler à partir du H_1^+ dans la zone de masse qui correspond aux prédictions du modèle du sac.

La résonance proposée à 2,48 GeV/c par Goyal et al. [65] n'apparaît pas sur nos données.

Le résultat négatif de notre recherche semble aller dans le sens de l'évolution des idées actuelles qui suggèrent l'impossibilité d'observer en tant que résonance étroite la majeure partie des états du modèle du sac. Il faut souligner que, pour cette étude, nous ne disposions pas dans l'appareillage d'un détecteur autour de la cible. Celui-ci nous aurait permis de réduire le bruit de fond $\Xi^- n_s$ sous un éventuel dibaryon dans le même esprit que le détecteur que nous avons été amenés à installer pour l'étude du H_1^+ (Cf §[v-B]).

Cependant, la présence d'un neutron spectateur ne nous aurait pas permis d'améliorer de façon radicale le rapport signal/fond sans l'aide d'un détecteur beaucoup plus sophistiqué que l'hodoscope utilisé.

Récemment A.T.M. Aerts et al. [30] ont attiré l'attention sur les états du modèle du sac avec excitation orbitale. Ces états, mentionnés au §(I-B-4), seraient étroits ($\Gamma \gtrsim 10$ MeV/c²) et pourraient, pour les états d'hypercharge nulle, être observés dans les réactions :

$$d(K^-, K^+) D' t \quad (I = 1, \quad ^3P_{J=0,1,2}, \quad M = 2337 \text{ MeV/c}^2),$$

$H_e^3(K^-, K^+) N, D'_s (I = 0 \text{ ou } I = 1, ^1P_1, M = 2295-2297 \text{ MeV}/c^2)$.

Nous n'avons pas observé l'état en onde 3P_J dans nos données. La limite supérieure en section efficace pour la production d'un tel état, dans la zone de masse correspondante, varie de 20 à 30 nb/sr à 0° vers l'avant. Aerts et al. n'avaient fait aucune prédition quant aux sections efficaces de production de cet état.

Pour être en mesure d'observer un état de ce type, on peut améliorer les conditions expérimentales d'une expérience de masse manquante analogue à la nôtre. Un mécanisme, faisant intervenir la rediffusion d'un Ξ^- intermédiaire sur le nucléon restant, a été proposé pour rendre compte de la production de dibaryons [80,87]. Il sera donc intéressant de fixer l'impulsion incidente entre 1,6 et 1,8 GeV/c ; cette plage d'impulsion correspond au maximum de section efficace de production de Ξ^- sur proton libre.

D'autre part, la possibilité d'analyser le K^+ à angle de production variable peut permettre d'extraire un dibaryon du fond et de préciser son onde.

Enfin, un détecteur central, suffisamment sophistiqué pour étudier les désintégrations d'un éventuel dibaryon, et de signer, par exemple, les désintégrations en deux hypérons, permettrait d'éliminer, du même coup, le bruit de fond dû au neutron spectateur.

CHAPITRE V : ETUDE DU SIGNAL H_1^+ ($s=-1$) AU SEUIL ΣN

A - SITUATION EXPERIMENTALE

La situation expérimentale des états dibaryoniques d'étrangeté -1 est exposée dans les tableau [6,7,8,9,10]. Nous nous restreindrons à l'étude de l'effet " H_1^+ " d'isospin 1/2 au seuil ΣN .

Le H_1^+ n'apparaît régulièrement que dans la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$ où sa masse et sa largeur, déterminées dans différentes expériences, sont homogènes.

Les spectres de masse du système (Λp) extraits des principales expériences sont présentés dans la figure [34]. Le spectre de W.H. Sims et al., intègre aussi des données sur le système (Λn).

Pour favoriser le pic au seuil ΣN par rapport au fond dû au proton spectateur, l'ensemble des expériences impose une coupure sur l'impulsion minimale du proton du système (Λp). Cette coupure varie de 150 à 300 MeV/c.

Braun, Eastwood et Cline imposent une coupure supplémentaire sur l'angle $\widehat{K^- \pi^-}$; respectivement :

$$\cos \theta^*(K^-, \pi^-) \leq 0,9 ; 0,9 ; 0,8 .$$

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statis- tique	Effet observé dans le spectre de masse (YN) Mev/c ²	Largeur Mev/c ²
O.I. Dahl et al. [88], 1961	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$	$\leq .45$	—	300	2130.	—
D. Cline et al. [89], 1968	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$.4	—	1400	2126.	$<10.$
G. Alexander et al. [90], 1969	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$	1.007 et 1.106	3.	560 après coupe sur l'impulsion du spectateur	2130.	—
Tai Ho Tan [5], 1969	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$	à l'arrêt	1.	2470	2128.7 ± .2 ; 2138.8 ± .7	$7 \pm 6; 9.1 \pm 2.4$
W.H. Sims et al. [91], 1971	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$ $\pi \pi (\Lambda N)$	de .67 à .925	2.6	2431	Idem	Idem
					2127. ± 1.	8. ± 1.
					en (Λp) et (Λn)	

Tableau [6], Réactions K^- sur deutérium

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statis- tique	Effet observé dans le spectre de masse (YN) Mev/c ²	Largeur Mev/c ²
D. Eastwood et al. [79], 1971	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$	1.45 et 1.65	3.	4000 et 500 après coupe sur l'impulsion du spectateur	2129.	10.
O. Braun et al. [4], 1977	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^- (\Lambda p)$.68 $\leq P \leq$.84	2.	9600	2129. \pm 4. une épaulement à 2180.	5.9 ± 1.6
D. P. Goyal et al. [92], 1978	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Lambda p)$	1.45 et 1.65	—	2500.	2130. et un effet à 2200.	—
D. P. Goyal et al. [93,93-bis], 1980	Chambre à bulles $K^- d \rightarrow \pi^0 \pi^- (\Sigma^- p)$	1.45 et 1.65	—	1500	2301. \pm 5.	$21. \pm 14.$
M. May et al. [94], 1982	$K^- d \rightarrow \pi^- + X^+$ $(\theta_{K\pi}^* = 4^\circ)$.8	4.	3300	Un excès d'événements au seuil ΣN dans le spectre de masse manquante	—

Tableau [7] , Réactions K^- sur deutérium , suite

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statis- tique	Effet observé dans le spectre de masse (YN) Mev/c ²	Largeur Mev/c ²
T. Buran et al. [95], 1966	Chambre à bulles (CF ³ Br) K ⁻ Noyau ---> (Λ p) + (Λ n) +	à l'arrêt	7.	1100	effet dans la zone de masse 2210.-2230.	20.
I.R. Kenyon et al. [96], 1968	Chambre à bulles K ⁻ He ⁴ ---> π ⁻ d (Λ p)	à l'arrêt	—	150	excès dans la région de masse 2060.-2100. trop faible statistique	—
K. Burrell et al. [97], 1970	Chambre à bulles K ⁻ He ⁴ ---> π ⁻ d (Λ p)	à l'arrêt et à faible impulsion	—	200 + 200	un effet au seuil Σ N	—
P. Beillaire et al. [98], 1976	Chambre à bulles propane-fréon K ⁻ Noyau ---> (Λ p) +	2.1	35.	1000 2000	pas d'effet observé	—
R. Roosen et al. [99], 1979	Chambre à bulles K ⁻ He ⁴ ---> π ⁻ d (Λ p)	à l'arrêt	—	1200	2120.	30.

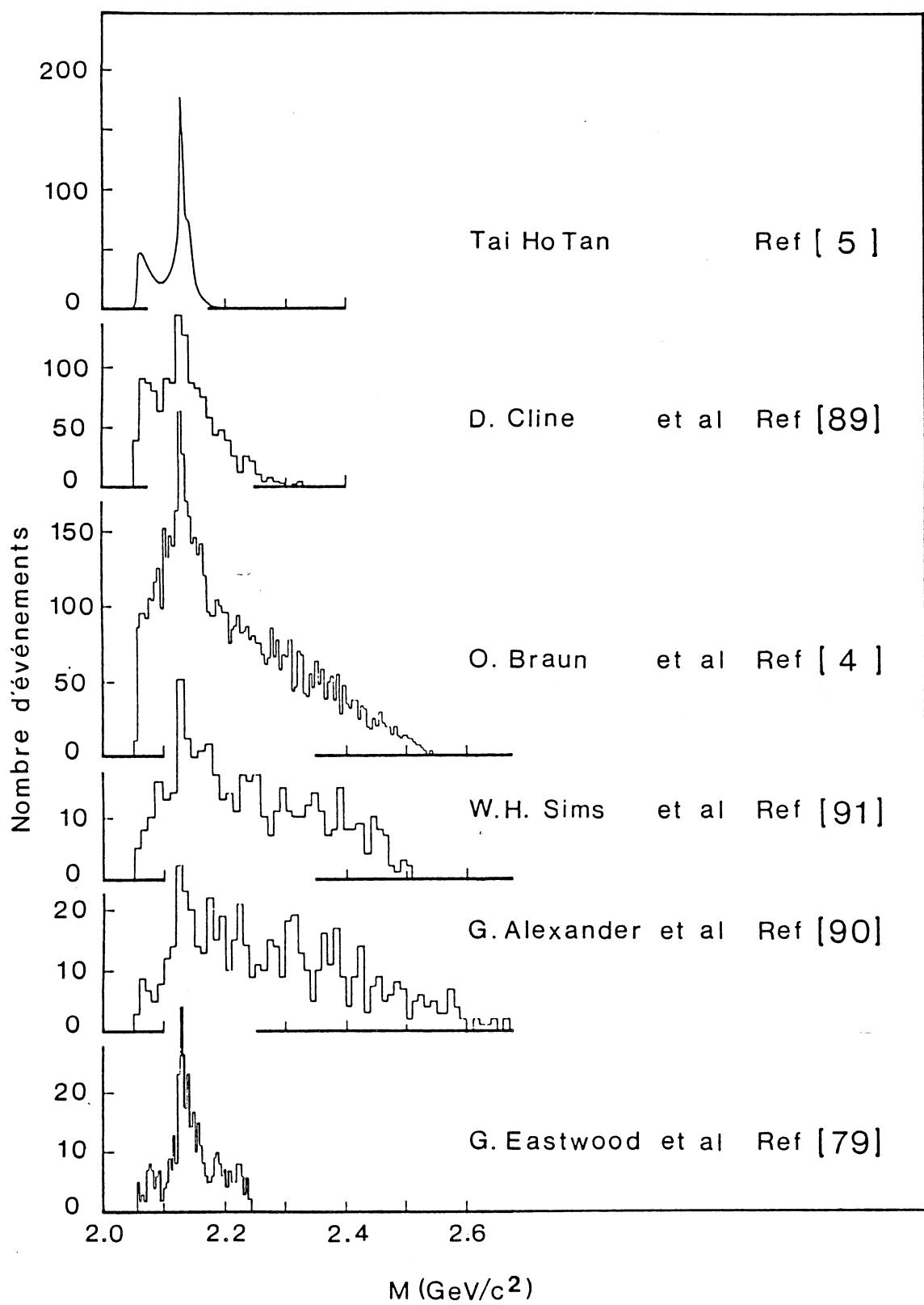
Tableau [8], Réactions K⁻ sur Noyaux

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statis- tique	Effet observé dans le spectre de masse (Y N) Mev/c ²	Largeur Mev/c
E. Bierman et al. [100], 1966	Chambre à bulles $p p \rightarrow \{ K^+ + (\bar{\Lambda} p) \}$	5.	—	280 (Λp) 140 (Σp)	pas d'effet observé (trop peu de statistique)	—
W. Chinowsky et al. [101], 1968	$p p \rightarrow K^+ + (\Lambda p)$	6.	—	op	pas de résonance observée pour (faible statistique)	—
M. Firebaugh et al. [102], 1968	Chambre à bulles $p p \rightarrow \{ K^+ (\Lambda p) / (\Sigma N) \}$	7.9	—	—	pas d'effet observé (faible statistique)	—
J.T. Reed et al. [103], 1968	$p p \rightarrow K^+ + (\Lambda p)$	3.2 et 3.7	8.	—	2058. rien autour du seuil ΣN	—
M.W.Arenton et al. [104], 1983	$p p \rightarrow K^+ + (\Lambda p)$	11.74	4.	1400 événements avec K^+ vers l'avant	limite supérieure de 10 nb pour tout état étroit autour du seuil ΣN	—

Tableau [9], Réactions proton proton

Auteurs Référence	Réaction	Impulsion incidente Gev/c	Résolution Mev/c ²	Statis- tique	Effet observé dans le spectre de masse (YN) Mev/c ²	Largeur Mev/c ²
P.A. Piroue et al. [105], 1964	p Be $\rightarrow K^+ + \chi$	3.75	—	—	2360.	—
H.O. Cohn et al. [106], 1964	Chambre à bulles $\Sigma^- He^4 \rightarrow H^3 + (\Lambda n)$	à l'arrêt	—	90	2098. ± 6.	20.
V.F. Vishnevskii [107], 1967	Chambre à bulles propane $n p \rightarrow (\Lambda p) + \dots$	jusqu'à 11.	25.	250	2573. ± 8.	80.
B.A. Shabazian et al. [61], 1973	Chambre à bulles propane $n_{12}^C \rightarrow (\Lambda p) + \dots$ $\pi_{12}^- C \rightarrow (\Lambda p) + \dots$	neutrons de 2. à 11. pions de 4.	15.	800	2125.2 ± 2.5	20.6±5.
B.A. Shabazian et al. [108], 1981	Idem en $(\Lambda p \pi^+)$ et en $(\Lambda p \pi^-)$	Idem 20.	600	2251.4 ± 3.9	2495.2 ± 8.7	21.1±5.4 204.7±5.6

Tableau [10] , Autres réactions



Spectres de Masse du système ΛP
dans la réaction $K^-d \rightarrow \pi^- (\Lambda P)$
Figure 34

On établit, à partir des résultats de ces expériences, les paramètres suivants :

$$M = 2129 \begin{array}{l} +1 \\ -3 \end{array} \text{ MeV/c}^2 ,$$
$$\Gamma \leq 10 \text{ MeV/c}^2 .$$

Braun, Tai Ho Tan, Alexander, Eastwood et Cline ont étudié la distribution angulaire du Λ par rapport au deuton initial dans le repère du centre de masse (Λp).

Les asymétries (Avant - Arrière)/(Avant + Arrière) et (Polaire - Equatorial) /(Polaire + Equatorial) sont compatibles avec zéro au seuil ΣN . Les études de Braun et Tai Ho Tan sont compatibles avec l'absence de polarisation du Λ .

Braun établit une importante dépendance de la section efficace de production en fonction du moment de transfert :

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{\alpha t} , \quad \alpha = 29 \pm 6 \text{ GeV}^{-2} .$$

Le mécanisme de production très périphérique et la désintégration isotrope suggèrent fortement que le H_1^+ est dans un état 3S_1 analogue au deuton.

Des valeurs de la section efficace totale de production du H_1^+ avec K^- incident sur deuton ont été établies par Braun et par Eastwood :

$25 \pm 5 \mu b$ selon Braun pour une impulsion incidente comprise entre 0,68 et 0,84 GeV/c.

Eastwood donne une valeur de $39 \mu b$ relative à la totalité de ses événements, y compris ceux du fond ; en fixant pour le H_1^+ la masse et la largeur aux valeurs moyennes déterminées plus haut sur l'ensemble des expériences, on estime la section efficace totale à $20 \mu b$ pour une impulsion du K^- comprise entre 1,45 et 1,65 GeV/c.

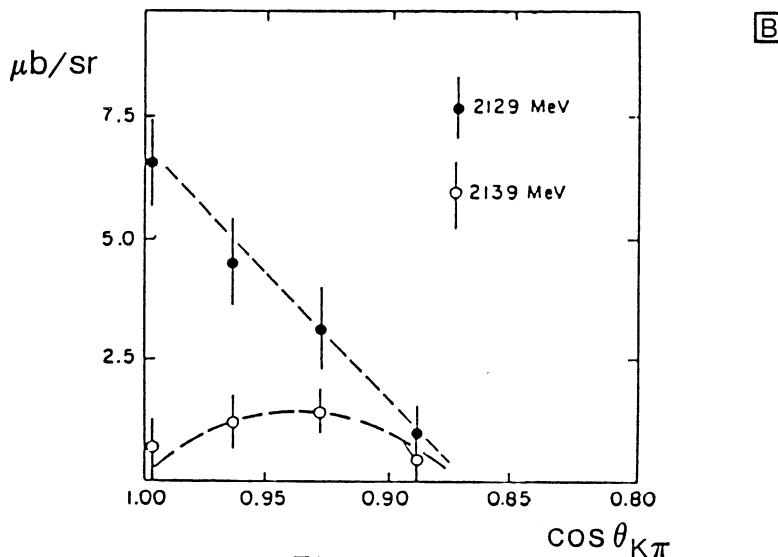
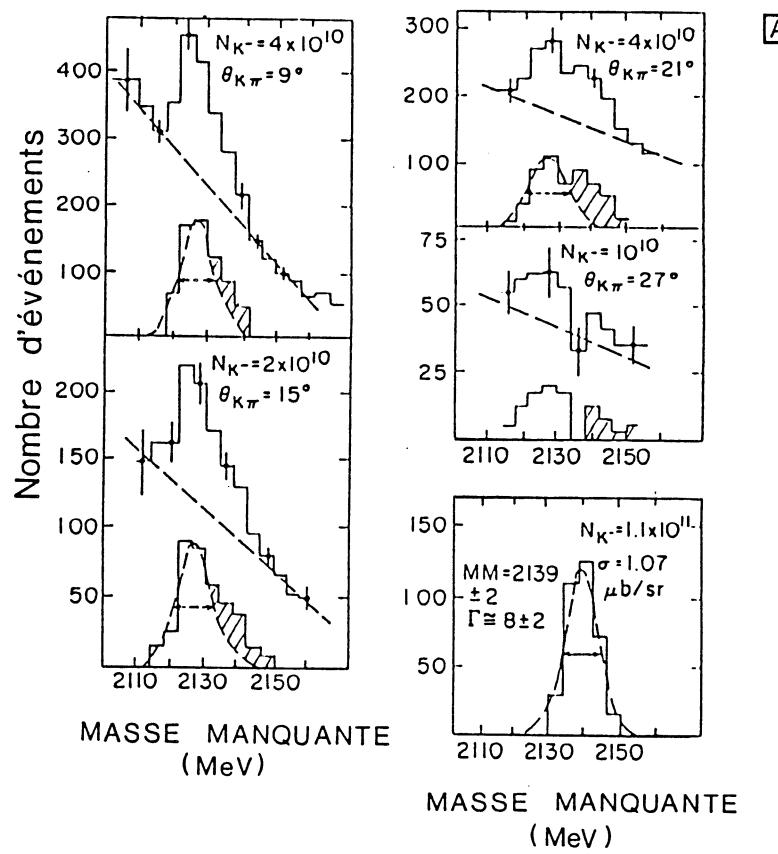


Fig. 35

Des résultats préliminaires ont été présentés par l'expérience AGS 773 [109] en cours à Brookhaven. Cette expérience étudie la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + \text{masse manquante}$ pour une impulsion incidente de $0,87 \text{ GeV}/c$. Le π^- produit est analysé à grand angle entre 9° et 27° . Les résultats sont présentés dans la figure [35 - a] en fonction de l'angle de production.

Dans les spectres de masse manquante, l'effet au seuil ΣN , qui se détache du fond, représenté par la courbe en pointillés, se déplace vers les hautes masses et augmente de largeur. Il correspondrait à la superposition de deux pics ; d'une part le H_1^+ à $2129 \text{ MeV}/c^2$ avec une largeur de $16 \text{ MeV}/c^2$; d'autre part un effet à $2139,0 \pm 2,0 \text{ MeV}/c^2$ et $\Gamma = 8,0 \pm 2,0 \text{ MeV}/c^2$ dont la signification statistique est de 4 écarts-standards. Ici aussi la section efficace différentielle de production du H_1^+ diminue avec l'augmentation du transfert (voir figure [35 - b]).

Par contre, le deuxième effet présente son maximum de section efficace pour un angle de production voisin de 21° . Ce comportement correspond bien à un état en onde P ; cet effet est donc un candidat pour le dibaryon Dt prédit par Aerts et al. [30] (voir § [I-B-4]). Le spectre présenté figure [36] représente la totalité des données disponibles à l'heure actuelle pour un angle de production $\theta\pi^- \approx 21^\circ$.

Soulignons que Tai Ho Tan avait déjà mis en évidence un deuxième pic en plus du H_1^+ dont les paramètres sont tout à fait comparables (voir figure [37] et tableau [6]). D'autre part, on observe une dissymétrie des pics présentés dans la figure [34]. L'aile droite est systématiquement plus importante.

On n'observe aucun effet dans les expériences $pp \rightarrow K^+ + X$ réalisées avant 1983 (voir tableau [9]), y compris dans les expériences à grande statistique comme celles de Reed et al. [103] et d'Arenton et al. [104].

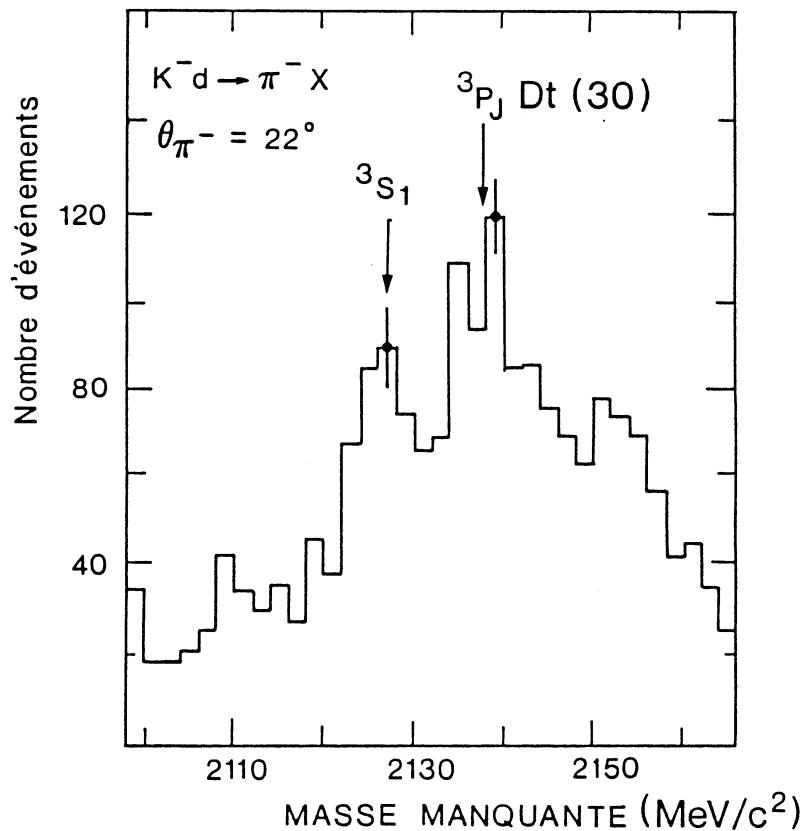


FIG. 36

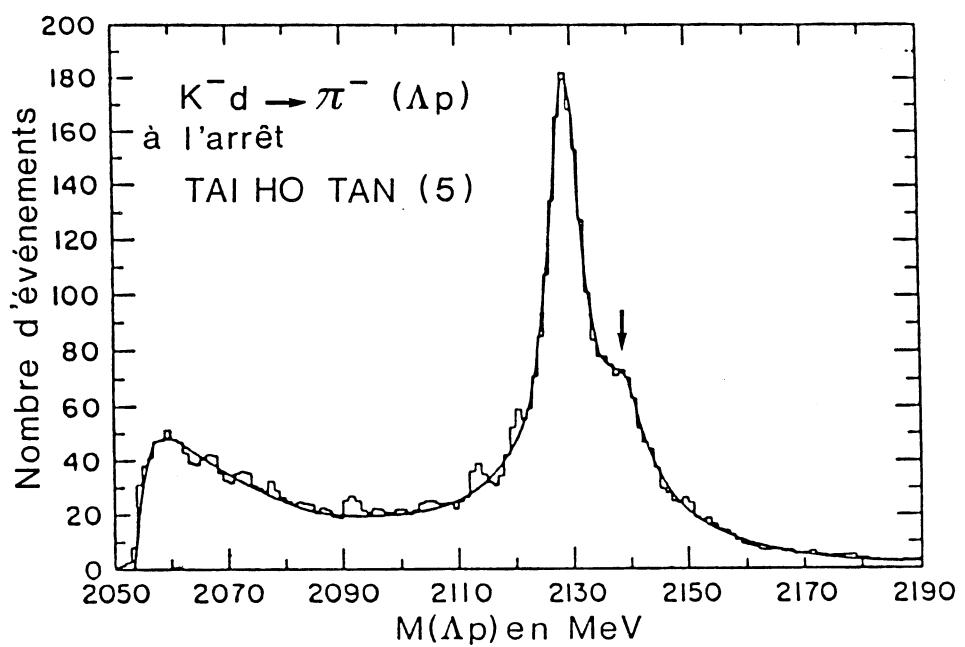
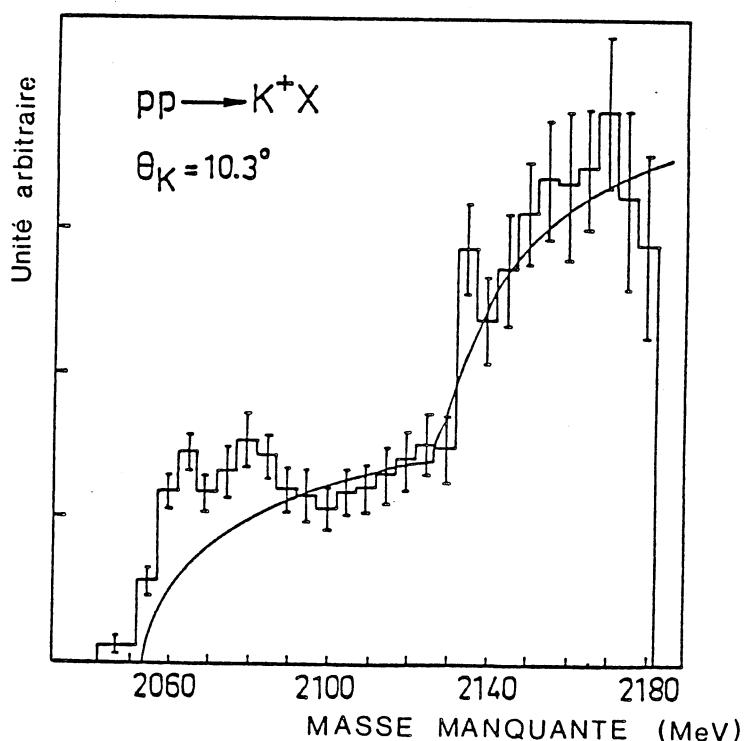


Fig. 37

Ceci est vraisemblablement dû à une résolution insuffisante. Une expérience actuellement en cours au LNS à Saclay (Expérience N°121, voir référence [110]), étudiant la masse manquante associée à un K^+ produit à grand angle, pour une énergie de proton incident égale à 2,3 GeV, a présenté des résultats préliminaires (voir figure [38]).



Spectre de masse manquante de la réaction $pp \rightarrow K^+ X$ pour $\theta_K = 10^\circ 3$.

Figure 38

Le spectre de masse manquante présente bien un pic* entre 2130 et 2140 MeV/c^2 . On observe d'autre part une double structure au seuil Λp . Une modélisation de la réaction $pp \rightarrow K^+ \Lambda p$ en approximation d'impulsion avec réinteraction dans l'état final rend compte de la première bosse. Le deuxième pic à $2085 \text{ MeV}/c^2$ n'a pas encore reçu d'interprétation et constitue un candidat pour un dibaryon, peut-être le D_s de Aerts et al. (voir § [I-B-4]).

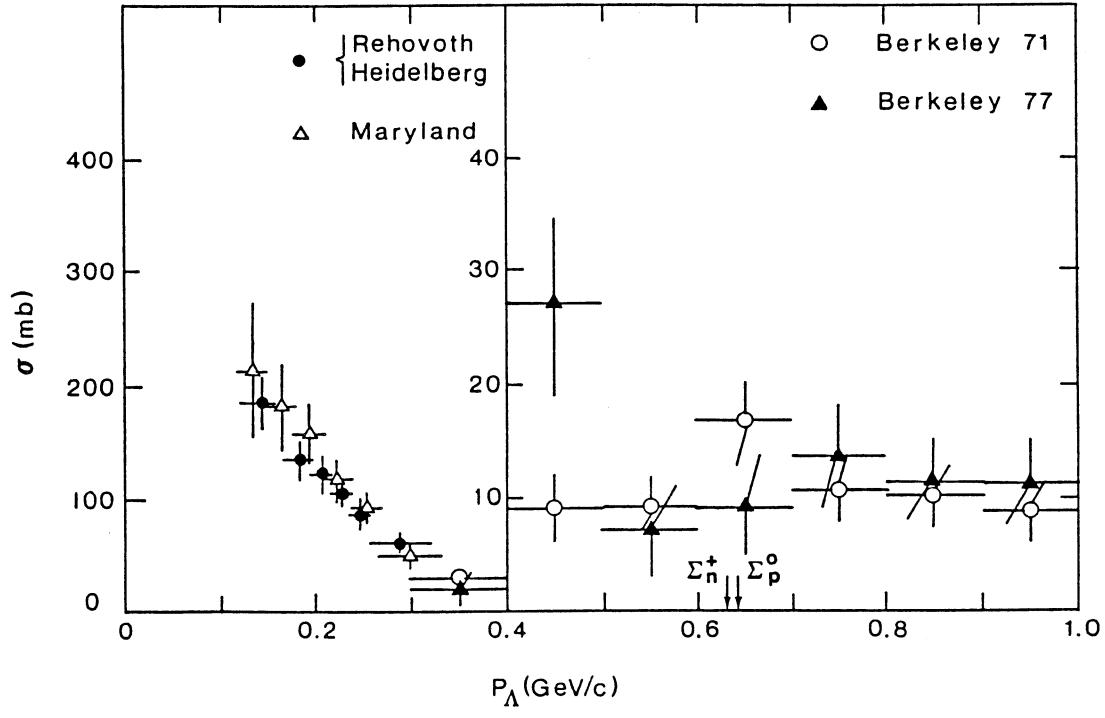
La situation est moins évidente pour les réactions sur noyaux (voir tableau [8]).

* Dans une analyse récente réalisée pendant le mois de Juin 1987 et portant sur une statistique bien supérieure, cette structure se résout en deux pics étroits. L'un de ces pics se situe à $2129 \text{ MeV}/c^2$, l'autre à $2139 \text{ MeV}/c^2$, confirmant, ainsi, les résultats de Piekarz et al. [109].

Les expériences qui bénéficient d'une résolution et d'une statistique suffisantes mettent en évidence un effet équivalent au seuil ΣN quoique apparemment plus large et à une masse légèrement plus basse. (Roosen [99], Shabazian [61]).

Les données sur la diffusion élastique Λp provenant des références [111,112,113,114], sont présentées dans la figure [39]. Compte tenu des erreurs ces données ne peuvent pas apporter de conclusions sur la présence d'un signal au seuil ΣN .

Il est également impossible de tirer une conclusion de la diffusion ΣN à cause de la rareté des données dans la région du seuil, les traces de Σ correspondantes étant extrêmement courtes et difficiles à mesurer.



Diffusion élastique Λp

Figure 39

B - ETUDE EN MULTIPLICITE

Après avoir conclu notre recherche sur le H_2^- , il nous a été facile d'extrapoler notre appareillage à l'étude des caractéristiques du H_1^+ . Cet appareillage est particulièrement adapté à des états qui, comme le H_1^+ , sont produits vers l'avant avec une forte pente en t.

Les conditions de notre recherche sont très différentes des conditions de la chambre à bulle où l'effet H_1^+ est vu directement dans la masse invariante des deux baryons produits et identifiés comme étant un lambda et un proton. D'autre part, en chambre à bulle tout l'angle solide est accessible, ce qui permet d'étudier l'évolution du spectre en fonction du moment transféré.

Enfin il est possible d'effectuer une coupure sur l'impulsion du proton pour réduire la contribution provenant de la production d'hypérons au vertex (2) sans réinteraction (voir figure [40 - a]).

Nous ne pouvons, quant à nous, que déterminer le spectre de masse manquante dans les deux réactions qui nous sont accessibles :



Dans ce cas la masse manquante peut aussi bien correspondre à un système ΣN qu'à un système Λp , ou à tout autre système ayant les mêmes nombres quantiques.

La situation est donc beaucoup moins confortable pour étudier le signal H_1^+ à cause des contributions supplémentaires que nous devrons évaluer. Le "bruit de fond" avec production de Σ est d'autant plus gênant que son maximum se situe au voisinage de l'effet H_1^+ .

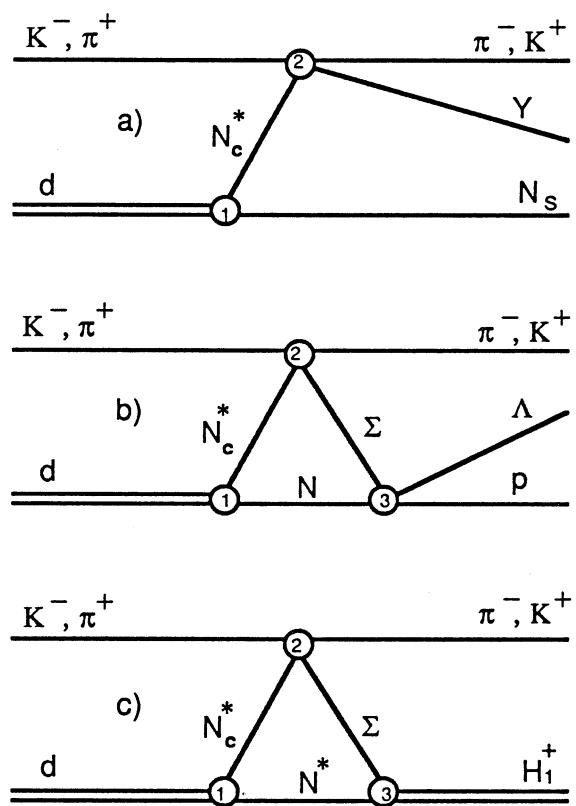


Figure 40

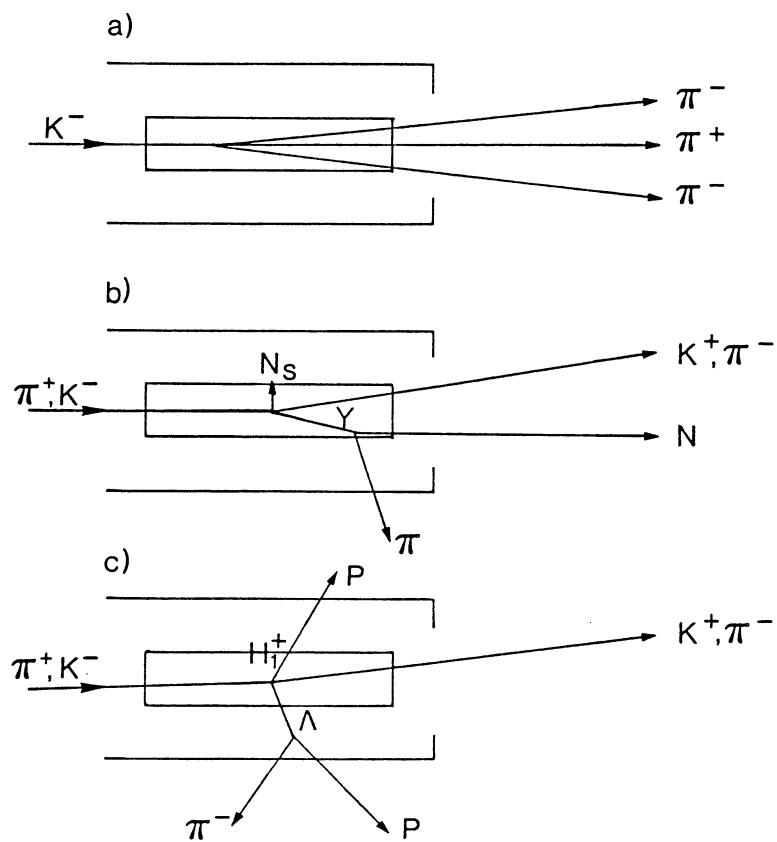


Figure 41

Pour résoudre ce problème, ainsi que pour trouver une solution aux taux de déclenchement élevés excédant les capacités de notre système d'acquisition, nous avons recherché un moyen de diminuer le déclenchement sur le "fond" ainsi que sur la contamination due aux désintégrations de kaons incidents.

La solution retenue, après étude de Monte Carlo, a été de disposer un hodoscope de compteurs à scintillation "T" autour de la cible pour effectuer une analyse en multiplicité (voir figure [8] , § II-D). Ceci permet de s'affranchir de la majorité des désintégrations de K^- (voir fig. [41-a]), que cela soit en un chargé et des neutres, ou en trois pions chargés, puisque les pions sont alors distribués dans un cône étroit vers l'avant et n'atteignent pas l'hodoscope. En effet l'angle d'ouverture maximal par rapport à l'axe du faisceau pour un pion provenant de la désintégration en trois pions d'un kaon de 1,4 GeV/c est de 15,4°, bien en deçà de l'angle minimal de 21,4° requis pour intercepter l'un des compteurs T dans le cas le plus favorable d'une désintégration en début de cible.

Considérons maintenant les événements pour lesquels un hypéron est produit et dont la réinteraction avec le nucléon restant peut être négligée. L'impulsion du nucléon suivra la distribution du mouvement de Fermi. Dans la majorité des cas le nucléon spectateur ne donnera pas de signal dans les compteurs T, qu'il s'agisse d'un neutron, ou d'un proton trop lent pour sortir de la cible. Dans ce cas, l'influence des compteurs T correspondra à la coupure effectuée sur l'impulsion du proton spectateur dans les précédentes analyses de données en chambre à bulle. Le mésон sortant, analysé dans notre spectromètre aval, doit obligatoirement être produit vers l'avant pour rentrer dans notre acceptance ; en conséquence l'hypéron associé et le baryon provenant de sa désintégration seront, eux aussi, produits vers l'avant. La principale contribution à la multiplicité dans les compteurs T proviendra alors du pion de désintégration de l'hypéron qui, du fait de sa faible masse, est produit plus isotropiquement dans le laboratoire (voir figure [41 - b]).

La situation change radicalement quand un dibaryon est produit ; le nucléon résultant de sa désintégration n'est plus spectateur et l'impulsion manquante est partagée entre les deux baryons de l'état final.

Dans le cas d'un H_1^+ (2130) produit, le proton possède une impulsion moyenne dans le système du centre de masse du Λ et du proton de 0,28 GeV/c. Le H_1^+ se désintègre de façon isotrope et le proton partage avec le Λ une impulsion longitudinale manquante de 0,19 GeV/c pour des K^- incidents de 1,4 GeV/c.

Nous voyons que l'impulsion du proton est sans commune mesure avec l'impulsion de Fermi des nucléons spectateurs, c'est à dire 50 MeV/c en moyenne. Dans ces conditions, le proton sort de la cible et peut donner un signal dans les compteurs T. Le lambda produit, associé à un proton non spectateur, aura une impulsion transversale par rapport à l'axe de la cible plus importante et, par conséquent, aura plus de chances de donner un signal double dans l'hodoscope par l'intermédiaire de sa désintégration en $p\pi^-$ (voir figure [41 - c]).

En conséquence, nous pouvons espérer une multiplicité triple pour un signal ayant les caractéristiques du H_1^+ . L'acceptance de notre appareillage pour les différentes contributions a été calculée par programme de simulation avec les mêmes hypothèses que celles du chapitre [IV]. Les valeurs de l'acceptance pour la multiplicité $mT \geq 0$ sont présentées dans le tableau [11].

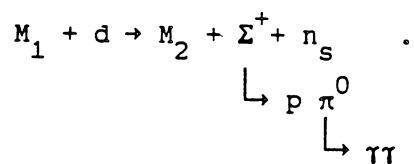
Nous avons pris l'hypothèse d'une production isotrope dans le centre de masse du méson incident et du nucléon cible pour les réactions avec nucléon spectateur et dans le centre de masse méson incident - deuton pour la production de H_1^+ .

	$K^- d \rightarrow \pi^- X^+$			$\pi^+ d \rightarrow K^+ X^+$		
$P (\text{GeV}/c)$.92	1.06	1.4	1.06	1.2	1.4
Λp_s	.95%	.97%	1.00%	.84%	.99%	.99%
$\Sigma^0 p_s$.97%	1.03%	1.05%	.90%	.94%	1.10%
$\Sigma^+ n_s$.97%	1.03%	1.05%	.90%	.94%	1.10%
H_1^+	.68%	.71%	.67%	.38%	.49%	.53%

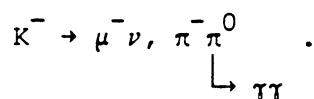
Acceptances de l'appareillage aux différentes contributions en multiplicité $mT \geq 0$

Tableau [11]

Les multiplicités élevées $mT \geq 2$ et $mT \geq 3$ nous ont obligés à tenir compte, à côté des désintégrations en chargés des hypérons produits, des digitisations dans les compteurs T provenant des nucléons spectateurs, ainsi que des rayons δ , des matérialisations et des électrons Compton induits par les γ produits dans les désintégrations de π^0 ou de Σ^0 . Ces sources de digitisation deviennent même prépondérantes en multiplicité $MT \geq 3$ pour les contributions :



Nous avons simulé l'apparition de tels mécanismes dans la matière de la cible et des compteurs T et vérifié les résultats sur les données correspondant aux contaminations dues aux désintégrations du faisceau :



L'évolution de l'acceptance de notre appareillage en fonction de la multiplicité a été calculée par programme de Monte Carlo pour les différentes contributions. Les acceptances, normalisées aux valeurs correspondant à la multiplicité $mT \geq 0$, sont présentées dans le tableau [12].

On peut vérifier qu'une multiplicité élevée favorise au minimum d'un facteur 10 le H_1^+ par rapport aux contributions avec nucléon spectateur.

$K^- d \rightarrow \pi^- X^+$				$\pi^+ d \rightarrow K^+ X^+$				
	H_1^+	Λp_s	$\Sigma^0 p_s$	$\Sigma^+ n_s$	H_1^+	Λp_s	$\Sigma^0 p_s$	$\Sigma^+ n_s$
$mT \geq 0$	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.	1.
$mT \geq 1$.68	.439	.426	.405	.63	.355	.337	.325
$mT \geq 2$.25	.088	.080	.021	.023	.043	.034	.016
$mT \geq 3$.05	.005	.005	.0004	.05	.003	.002	.0004

Evolution de l'acceptance en fonction de la multiplicité pour les différentes contributions; l'acceptance pour la multiplicité $mT \geq 0$ est normalisée à 1.

Tableau [12]

Signalons que l'expérience AGS 773 [115], actuellement en cours (voir § [V-A]), a adopté la même solution que notre expérience pour favoriser un signal dibaryonique sur le fond.

L'hodoscope installé autour de la cible a la forme d'un tronc de cylindre de section décagonale, segmenté en profondeur. Ce dispositif permet de déterminer, approximativement, l'impulsion de la particule en fonction de son parcours et d'effectuer des coupures plus sophistiquées. On peut, dans ces conditions, favoriser un dibaryon par rapport au fond spectateur par un facteur supérieur à 100.

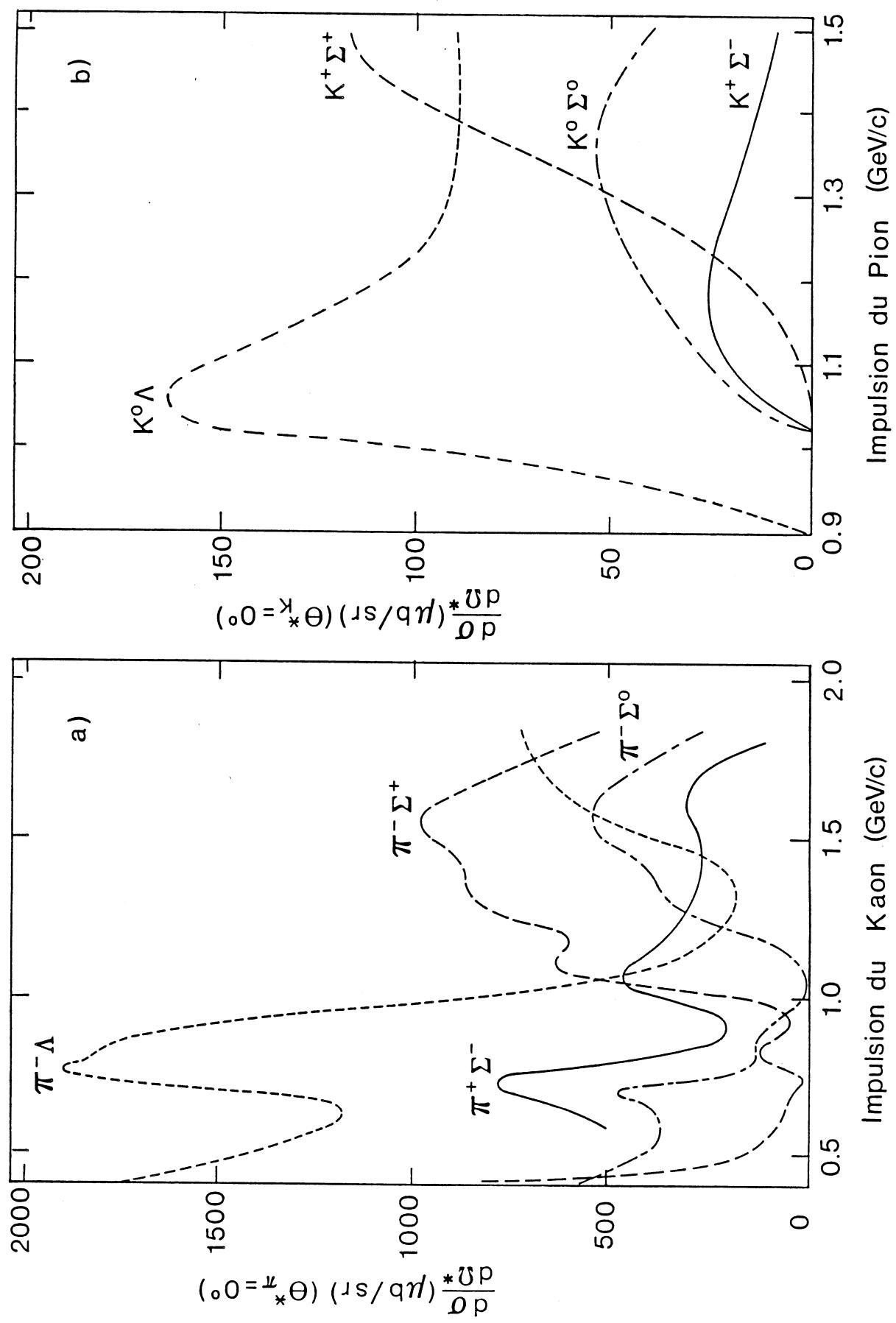


Figure 42

Impulsion du Kaon (GeV/c)

Impulsion du Pion (GeV/c)

C - DONNEES ET SIMULATION

Nous avons pris pour les réactions (1) et (2), avec des déclenchements en multiplicité $mT \geq 1$ et $mT \geq 2$, des données correspondant aux nombres de particules incidentes suivantes (voir Tableau [13]).

		$K^- d \rightarrow \pi^- M M(1)$			$\pi^+ d \rightarrow K^+ M M(2)$		
Déclenchement	P (GeV/c)	.92	1.06	1.4	1.06	1.2	1.4
$mT \geq 1$		$1.02 \cdot 10^8$	$2.9 \cdot 10^7$	$6.85 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^9$	$2.16 \cdot 10^9$	$.72 \cdot 10^{10}$
$mT \geq 2$		$4.56 \cdot 10^8$	$11.55 \cdot 10^8$	$5.03 \cdot 10^9$	$6.0 \cdot 10^{10}$	$7.68 \cdot 10^{10}$	$6.26 \cdot 10^{10}$

Tableau [13]

Des données prises avec un déclenchement en multiplicité $mT \geq 2$, nous avons extrait, hors ligne, des lots correspondant à une multiplicité $mT \geq 3$. Nous avons ajusté nos données dans les deux réactions avec les contributions significatives.

En premier lieu nous avons introduit les trois contributions provenant de la production de Λ , de Σ^+ ou de Σ^0 avec nucléon spectateur (cf. figure [40 - a]).

Nous avons utilisé pour déterminer ces contributions la même méthode de Monte Carlo que dans le paragraphe [IV-C] avec les mêmes hypothèses. Les sections efficaces de production des Σ 's et Λ ont été extraites des références [84,116 à 124] et sont présentées dans la figure [42].

Les conditions cinématiques diffèrent notablement de la réaction (1) à la réaction (2). L'impulsion transférée à l'hypéron dans les réactions

d'échange d'étrangeté $K^- N \rightarrow \pi^- Y$ et $\pi^+ N \rightarrow K^+ Y$ au vertex (2) (cf figure [40-a]), pour un mésон produit vers l'avant sur un nucléon cible au repos, est présentée en fonction de l'impulsion incidente dans la figure [43] extraite de la référence [125].

En K^- incident, l'impulsion transférée à l'hypéron est faible et même, pour certaines valeurs de l'impulsion incidente dites "magiques", nulle ; c'est autour de ces valeurs que Dahl, Cline, Sims, Braun et al. ont pris leurs données.

A l'inverse, pour un π^+ incident, l'impulsion transférée est toujours élevée. Corrélativement, pour une même impulsion incidente, le π^- emportera une impulsion plus grande que le K^+ . Ceci a deux conséquences :

Premièrement, pour une même valeur de champ magnétique dans le spectromètre aval la résolution est meilleure dans la réaction (2) (voir §[III-B-2-c]).

D'autre part, les contributions au fond provenant de la production d'hypéron avec nucléon spectateur auront un spectre en masse manquante dans la réaction (2) déplacé vers les hautes masses par rapport à la réaction (1), la masse du système YN variant en corrélation avec l'impulsion transférée sur l'hypéron.

La situation dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ MM$ (2) sera ainsi plus favorable pour extraire un effet au seuil ΣN , sous réserve que celui-ci soit produit avec une section efficace comparable à celle observée dans la voie directe (1).

Dans une seconde étape, nous avons ajouté la contribution provenant d'une réinteraction $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ au vertex (3) (cf. figure [40 - b]) en supposant une amplitude de réaction $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ constante. Le détail des calculs est donné dans l'annexe [2-A]. Nous avons négligé, comme dans la référence [77,78], la réinteraction provenant d'un Λ intermédiaire dont le spectre est presque plat et d'importance négligeable. Les courbes de cette contribution avec Σ intermédiaire sont données pour les deux réactions dans la figure [44], non convoluées de la section efficace de production de l'hypéron intermédiaire au vertex (2).

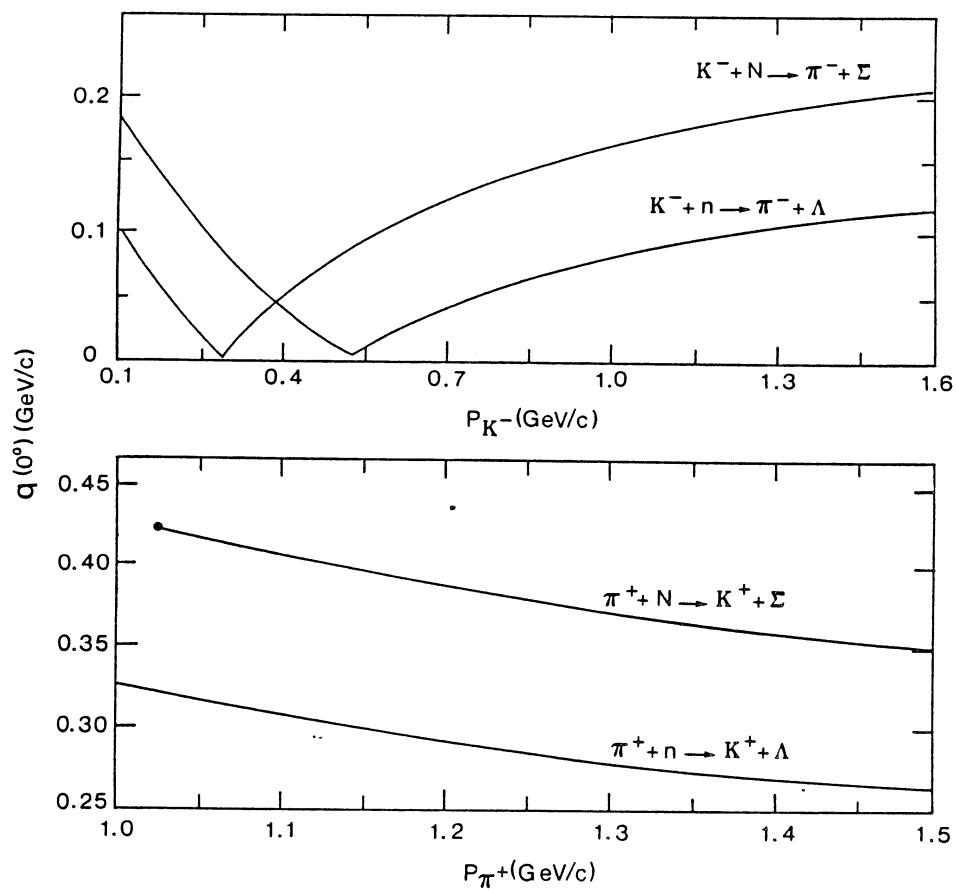
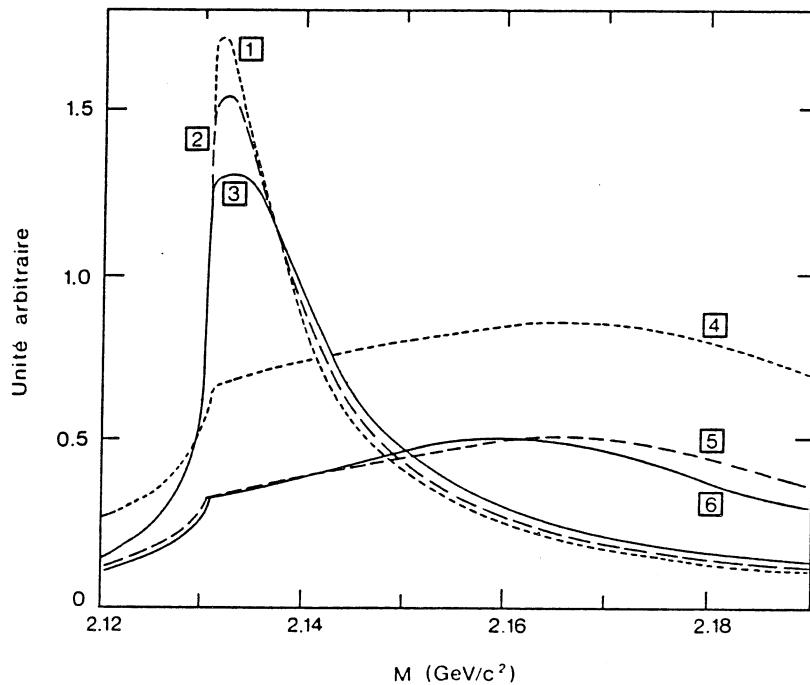


Figure 43



Spectres de la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$
dans la réaction (1) à 0,92 GeV/c [1], à 1,06 GeV/c [2], à 1,4 GeV/c [3];
dans la réaction (2) à 1,06 GeV/c [4], à 1,2 GeV/c [5], à 1,4 GeV/c [6].

Figure 44

Les spectres sont assez homogènes dans une même voie, mais diffèrent radicalement entre les deux réactions. Plus précisément, le spectre de conversion correspondant à la réaction (2) ne présente pas de pic au voisinage immédiat du seuil ΣN et ne pourra donc rendre compte d'un éventuel pic à cet endroit.

Finalement, pour la réaction (1), nous avons introduit les contributions provenant de la désintégration du K^- incident. En effet, les données sont contaminées par les désintégrations du faisceau, principalement en $\pi^-\pi^0$, $\mu^-\nu$ et $\pi^-\pi^-\pi^+$. La dernière contribution ne débute qu'à l'extrémité supérieure du spectre de masse manquante et n'interfère pas avec la région qui nous intéresse. Nous n'avons donc introduit que les contributions provenant des désintégrations en $\pi^-\pi^0$ et $\mu^-\nu$.

Nous avons négligé les autres modes de désintégration, soit que leur taux de branchement soit faible, soit que leur mode de désintégration en trois particules donne un fond plat d'importance significative seulement dans la zone de haute masse manquante, hors de notre champ d'investigation. Il n'est pas possible, avec notre appareillage, de faire la différence entre un μ^- et un π^- ; nous devrons donc évaluer l'importance des deux premières contributions dans le spectre de masse calculé avec l'hypothèse de la réaction (1) $K^-d \rightarrow \pi^- + MM$.

Les seuils de ces spectres varient en fonction de l'impulsion incidente et, à 1,4 GeV/c, le spectre de désintégration en $\pi^-\pi^0$ recouvre celui de la production de lambda avec proton spectateur; ce qui rend difficile la séparation des deux contributions.

Nous avons, enfin, négligé la désintégration du faisceau de π^+ dans la réaction (2).

Le tableau [14] présente le résultat des ajustements sur les données en multiplicité $mT \geq 2$ dans les six conditions expérimentales étudiées.

Le χ^2/N est globalement mauvais, ce qui correspond à une mauvaise représentation des données par notre ajustement dans la région du seuil ΣN .

Nous avons donc été amenés à introduire une dernière contribution, simulant une résonance, pour représenter l'excès d'événement au seuil. L'introduction de cette dernière contribution améliore sensiblement le résultat des ajustements (voir tableau [14]). L'amélioration la plus spectaculaire intervient dans la réaction (2) à 1,4 GeV/c incident ; il s'agit de la situation la plus favorable où le spectre de masse correspondant à la production de Σ avec nucléon spectateur pique vers les hautes masses et où la contribution due à la conversion dans l'état final ne peut simuler un effet au seuil ΣN .

Nous avons essayé deux formes possibles de résonance, une Gaussienne et une Breit et Wigner. Les ajustements sont également satisfaisants avec l'une ou l'autre forme ; nous avons donc choisi d'ajuster nos données avec une Breit et Wigner de façon à pouvoir comparer nos résultats aux données disponibles dans la littérature. Dans tous les cas, nous avons calibré notre échelle de masse sur le spectre de Λ avec proton spectateur.

	$K^- d \rightarrow \pi^- X^+$			$\pi^+ d \rightarrow K^+ X^+$		
P (GeV/c)	.92	1.06	1.4	1.06	1.2	1.4
χ^2 / N sans B. W.	135/99	248/99	963/99	103/69	155/69	356/69
χ^2 / N avec B. W.	129/96	133/96	265/96	98/66	88/66	96/66

Résultats de l'ajustement, sur les données, d'une simulation avec une courbe de Breit et Wigner et sans courbe de Breit et Wigner

Tableau [14]

1) AJUSTEMENTS SUR LA REACTION $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X$

Ces ajustements ont été effectués avec sept paramètres variables : les trois contributions avec nucléon spectateur, la contribution due à la réinteraction dans l'état final, et enfin, la normalisation, la largeur et la position en masse de la courbe de Breit et Wigner.

L'ensemble des spectres, à 1,4 1,2 et 1,06 GeV/c incident, aux différentes multiplicités, sont présentés dans les figures [45,46,47,48]. La courbe en trait continu correspond à l'ensemble des contributions ; la contribution essentielle provenant de la production d'hypéron avec nucléon spectateur. La courbe en tirets correspond à la contribution avec réinteraction $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$. Enfin la courbe en pointillés représente la Breit et Wigner du H_1^+ . A 1,06 GeV/c d'impulsion incidente, le spectre expérimental correspondant à la multiplicité $mT \geq 1$ peut être ajusté presque exclusivement avec la contribution due à la production de Λ avec proton spectateur (seuil à $2,054 \text{ GeV}/c^2$). En multiplicité $mT \geq 3$ la statistique est trop faible pour être significative et le spectre correspondant n'est pas présenté.

L'évolution en multiplicité est particulièrement spectaculaire à 1,4 GeV/c incident (cf. figure [45]). Compte tenu de la large statistique disponible à cette énergie, il a été possible de renforcer les coupures pour rejeter la quasi-totalité du fond "spectateur".

La coupure consiste, d'abord, à sélectionner les seuls événements correspondant à la configuration suivante des digitisations dans les compteurs T (voir figure [8]) :

$$[(T_5 \cup T_6) \cap (T_4 \cup T_3)] \cup [(T_1 \cup T_2) \cap (T_7 \cup T_8)] \cup [(T_9 \cup T_{11}) \cap (T_{10} \cup T_{12})];$$

ce qui revient à exiger deux particules issues du vertex et de directions globalement opposées. D'autre part, les événements correspondant à un vertex reconstruit dans les 15 premiers centimètres de la cible sont

rejetés ; ce qui revient à imposer un angle minimum de 30° entre la trajectoire de la particule concernée et l'axe de la cible.

Ces conditions sont de nature, comme nous l'avons vu dans le §[V-B], à favoriser un H_1^+ se désintégrant de façon isotrope en deux corps, par rapport au fond "spectateur".

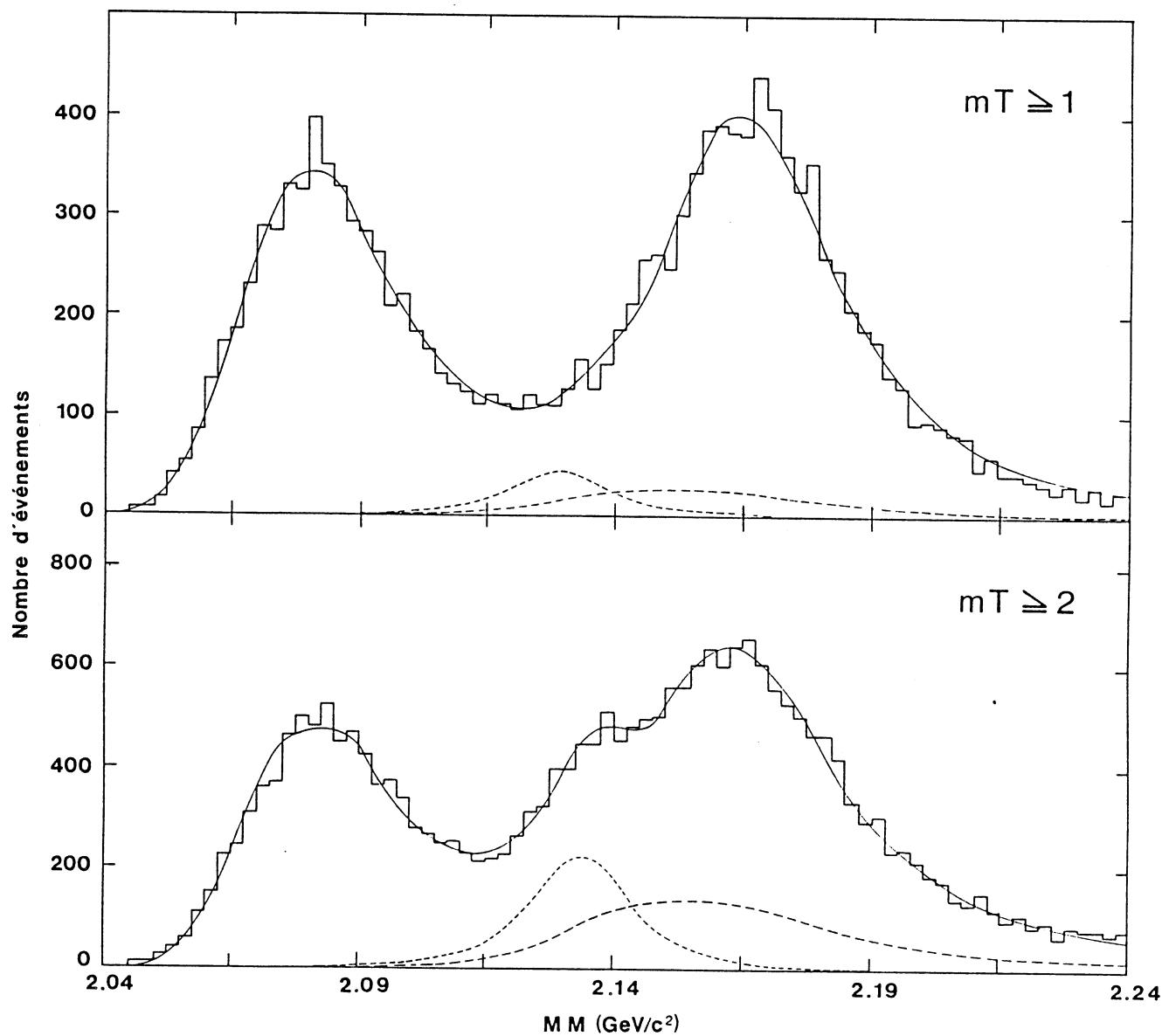
Le spectre est présenté au bas de la figure [46]. Le H_1^+ se détache alors nettement du fond ; la Breit et Wigner et la contribution avec réinteraction sont alors les deux contributions essentiellement utilisées par le programme d'ajustement.

Nous avons utilisé les données en multiplicité $mT \geq 2$ où la statistique disponible est la plus confortable et le H_1^+ raisonnablement détaché du fond pour extraire la valeur des paramètres de la Breit et Wigner. La masse, la largeur et le χ^2/N associé résultant de ces ajustements sont présentés dans le tableau [15]. La section efficace différentielle pour un K^+ produit à 0° vers l'avant, est obtenue en se normalisant sur le fond correspondant à la production de Λ avec proton spectateur. Les valeurs sont données dans le tableau [16] (voir § [V-C-2]).

Réaction	$K^- d \rightarrow \pi^- H_1^+$	$\pi^+ d \rightarrow K^+ H_1^+$				
$P(\text{GeV}/c)$.92	1.06	1.4	1.06	1.2	1.4
$M(\text{MeV}/c^2)$	2128.8 ± 1.2 ± 2.	2124.6 ± .8 ± 2.	2129.8 ± .2 ± 2.	2130.8 ± 2.7 ± 2.	2133.0 ± 2.1 ± 2.	2134.0 ± .8 ± 2.
$\Gamma(\text{MeV}/c^2)$	≤ 12.9	≤ 7.9	≤ 6.2	23.0 ± 6. ± 2.	23.0 ± 6.5 ± 2.	15.4 ± 2. ± 2.
χ^2/N	265/96	133/96	129/96	96/66	88/66	98/66

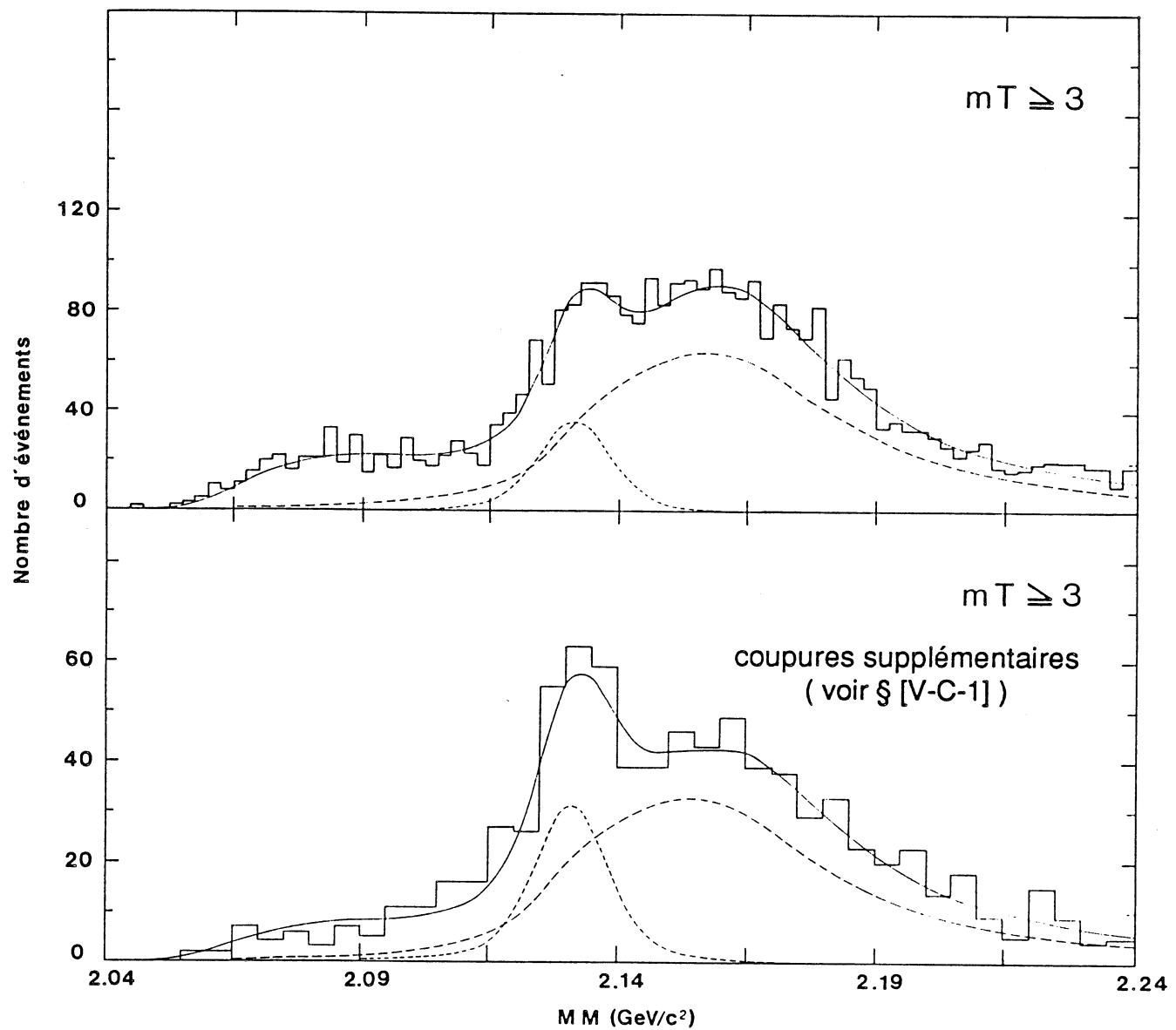
Paramètres de la courbe de Breit et Wigner ajustée. Les erreurs sont respectivement statistiques et systématisques.

Tableau [15]



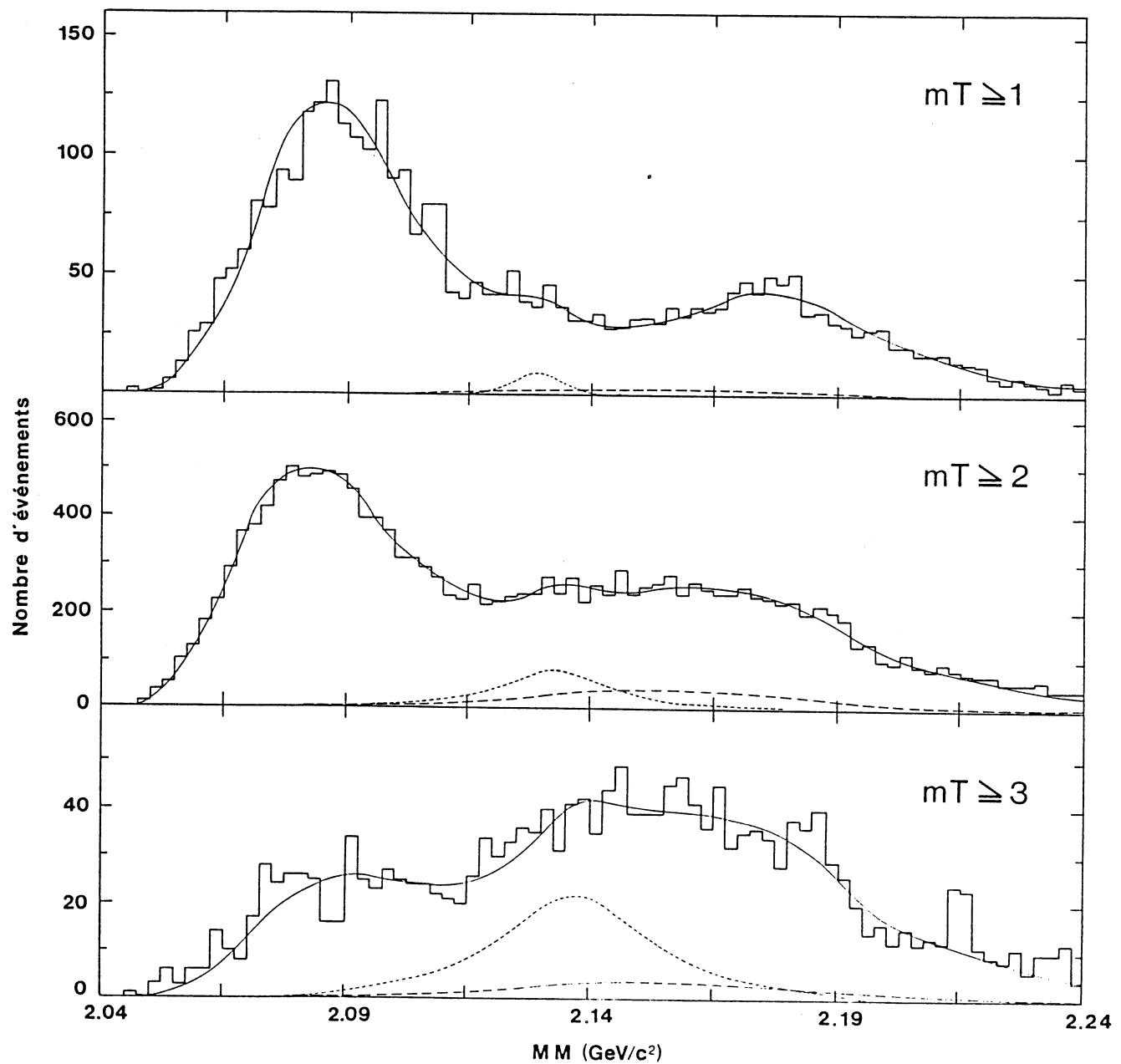
Spectres de masse manquante dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X^+$
à 1,4 GeV/c incident

Figure 45



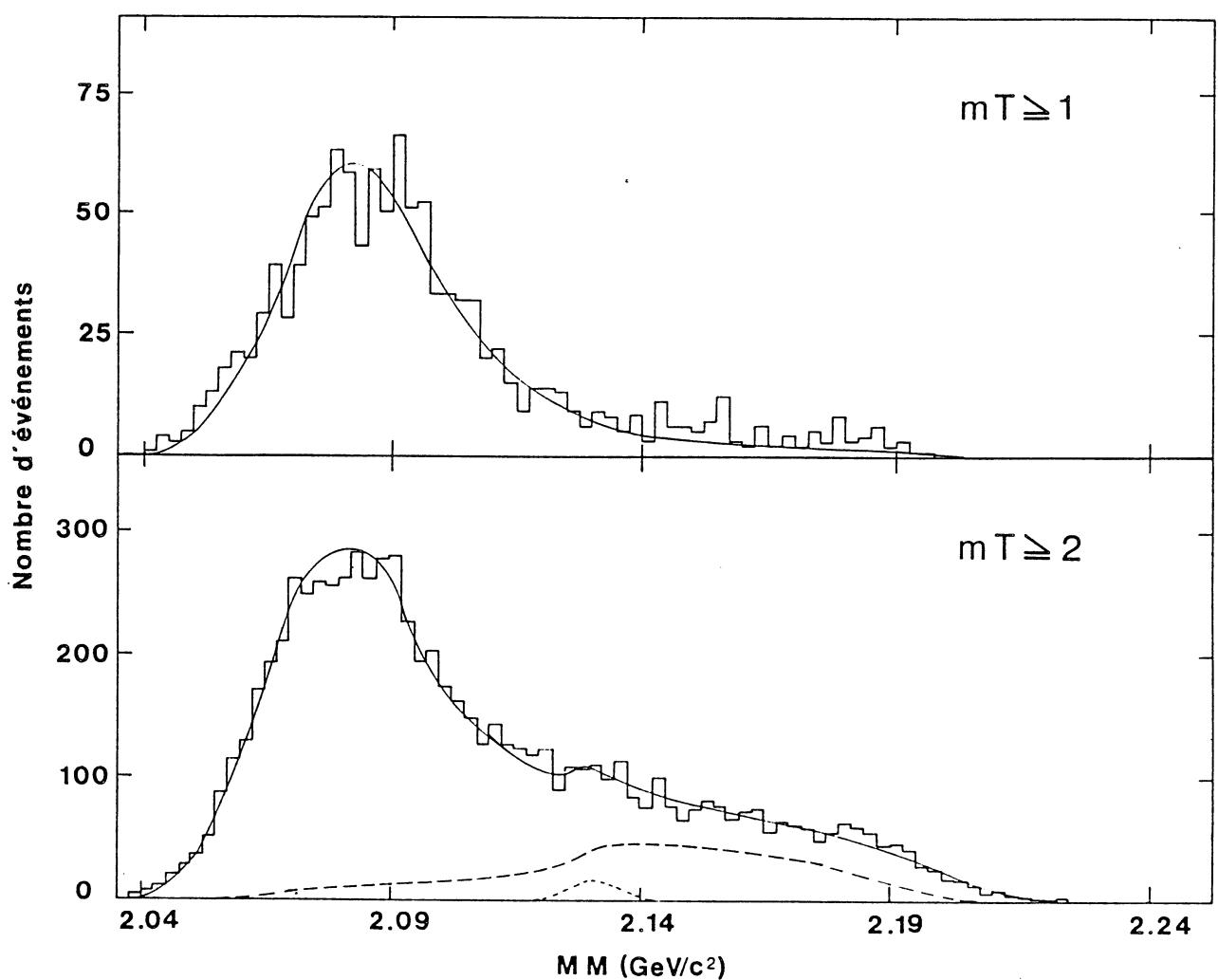
Spectres de masse manquante dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X^+$
à $1,4 \text{ GeV}/c$ incident

Figure 46



Spectres de masse manquante dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X^+$
à 1,2 GeV/c incident

Figure 47



Spectres de masse manquante dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X^+$
à $1,06 \text{ GeV}/c$ incident

Figure 48

2) AJUSTEMENTS SUR LA REACTION $K^- + d \rightarrow \pi^- + X$

Ces ajustements ont été réalisés avec neuf paramètres variables, les sept précédemment définis et les deux désintégrations du faisceau que nous avons prises en considération : la contribution $K^- \rightarrow \mu^- \nu$ ($MM < 2,0$ GeV/c²) est nettement séparée du reste du spectre. La contribution $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ débute entre 2,0 GeV/c² et 2,05 GeV/c². L'ensemble des spectres à 1,4, 1,06 et 0,92 GeV/c incident, aux différentes multiplicités, sont présentés dans les figures [49,50,51].

A 1,4 GeV/c incident, le spectre Λ - proton spectateur et celui dû à la contribution $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ se recouvrent. Aussi, pour fixer la calibration en masse, nous avons dû évaluer le rapport des deux contributions en l'extrapolant à partir des énergies inférieures où celles-ci sont nettement séparées. Vers les hautes masses ($MM > 2,2$ GeV/c²) l'excès d'événements correspond à la désintégration $K^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$.

Comme dans la réaction (2) l'accroissement de la multiplicité mT défavorise les contributions avec nucléon spectateur.

Un problème supplémentaire se pose dans cette réaction ; le programme de minimisation doit ajuster dans une petite zone de masse, autour et au dessus du seuil ΣN , trois contributions (la Breit et Wigner du H_1^+ , la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ et la contribution provenant de la production de Σ avec nucléon spectateur) bien moins nettement séparées que dans la réaction (2). Pour réduire le nombre de paramètres variables, nous avons fixé la contribution due aux Σ 's par rapport au Λ en utilisant les données publiées dans la littérature [84,116 à 124] (voir figure [42]), pour 1,4 et 1,06 GeV/c incident.

Les valeurs pour la masse et la largeur de la Breit et Wigner, extraites de ces ajustements, sont données dans le tableau [15], les sections efficaces dans le tableau [16]. La masse et les largeurs ainsi déterminées sont relativement dispersées. Leur valeur influe sur la normalisation de la Breit et Wigner. Pour effectuer une analyse de la

dépendance en énergie, nous avons fixé la masse et la largeur de la Breit et Wigner à une valeur moyenne :

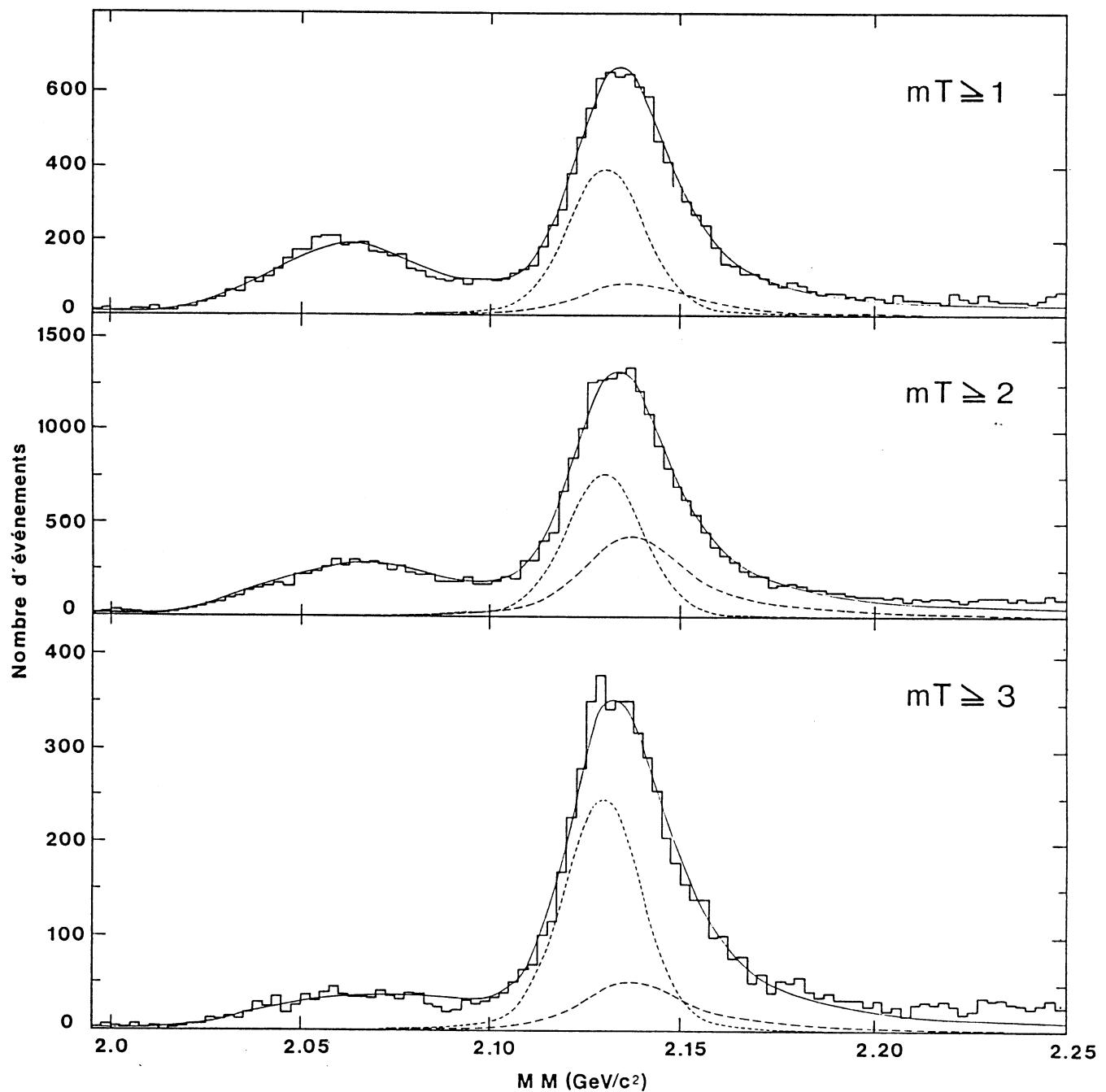
$$M = 2129 \text{ MeV/c}^2, \Gamma = 10 \text{ MeV/c}^2 .$$

Les nouvelles valeurs de la normalisation sont très proches des anciennes sauf à 1,06 GeV/c où l'écart atteint 30 %.

Réaction	$K^- d \rightarrow \pi^- H_1^+$			$\pi^+ d \rightarrow K^+ H_1^+$		
P (GeV/c)	.92	1.06	1.4	1.06	1.2	1.4
$d\sigma/d\Omega^*$ ($\mu b/Sr$)	58. $\pm 24.$ $\pm 6.$	145. $\pm 19.$ $\pm 15.$	490. $\pm 27.$ $\pm 98.$.32 $\pm .19$ $\pm .03$	3.5 ± 1.1 $\pm .4$	8.7 ± 1.2 $\pm .9$

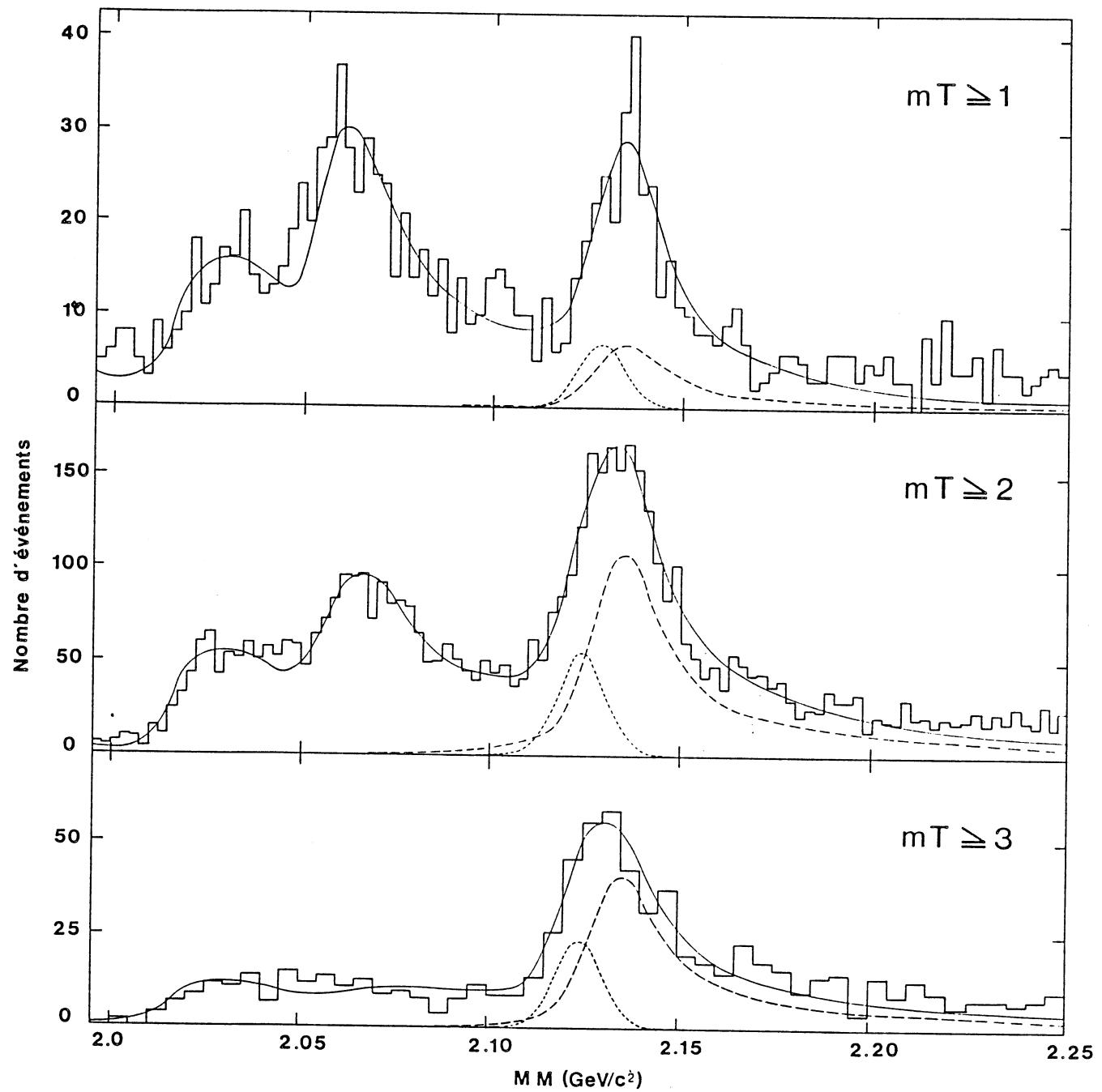
Valeurs de la section efficace de production du H_1^+ . Les erreurs sont respectivement statistiques et systématiques.

Tableau [16]

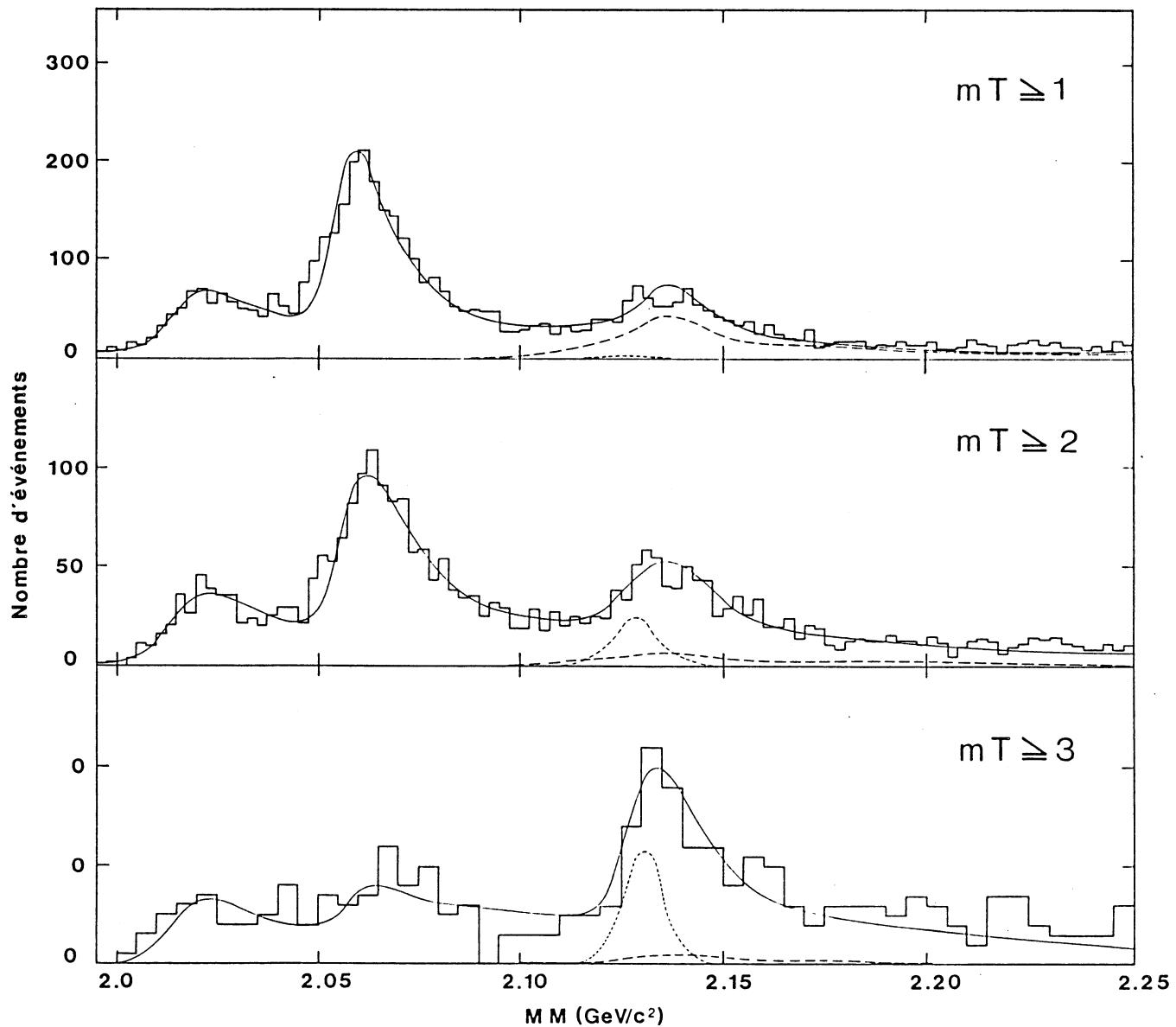


Spectres de masse manquante dans la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + X^+$
à $1,4 \text{ GeV}/c$ incident

Figure 49



Spectres de masse manquante dans la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + X^+$
à $1,06 \text{ GeV}/c$ incident
Figure 50



Spectres de masse manquante dans la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + X^+$
à 0,92 GeV/c incident

Figure 51

3) EVALUATION DES ERREURS SYSTEMATIQUES

Les paramètres de la courbe de Breit et Wigner sont entachés d'erreurs systématiques qui proviennent des erreurs commises sur la forme des fonds avec nucléon spectateur.

En effet, d'une part, la calibration en masse repose sur la forme supposée du fond avec production de Λ . D'autre part, comme le signal est extrait des données par soustraction des fonds avec production de Σ^0 et Σ^+ , la masse et la largeur du signal dépendront de la forme de ces contributions.

En ce qui concerne la largeur, une incertitude supplémentaire provient de la résolution expérimentale calculée à chaque impulsion et dont on évalue l'erreur à 10 %. Il devient alors difficile, et cela est surtout sensible avec des K^- incidents, de déconvoluer une largeur de BW d'une largeur de résolution expérimentale bien supérieure, voir tableau [3].

Pour estimer les erreurs systématiques, nous avons admis comme hypothèse que l'incertitude sur la forme des fonds provenant des erreurs sur les sections efficaces, extraites de la littérature et utilisées comme ingrédients dans les programmes de simulation, était beaucoup plus importante que les imperfections inhérentes au modèle de simulation choisi.

Nous avons alors fait varier les sections efficaces d'alimentation et réintroduit les fonds ainsi obtenus dans le programme d'ajustement.

On utilise pour chaque contribution, Σ^+ et Σ^0 d'une part et Λ d'autre part, deux nouvelles courbes de section efficace obtenues en multipliant la valeur initiale par un facteur variant linéairement en fonction de l'énergie dans le centre de masse, croissant et décroissant de façon à garder les nouvelles courbes de section efficace à l'intérieur de leurs erreurs. On s'attend par cette procédure à obtenir de nouvelles

déterminations des paramètres dont l'écart sera maximal par rapport aux valeurs initiales.

L'erreur systématique peut alors être estimée à partir de l'écart quadratique moyen des quatre nouvelles déterminations de masse et de largeur obtenues en combinant les nouvelles courbes de section efficace des deux contributions. Nous avons fixé l'erreur systématique sur la masse de la BW à $2 \text{ MeV}/c^2$ pour l'ensemble des énergies des deux voies.

Pour fixer le maximum de paramètres dans nos programmes d'ajustement, nous avons calculé la résolution à chaque énergie. Nous avons vu dans le § [III-B-2] que la résolution calculée était en accord, à 10 % près, avec la résolution mesurée expérimentalement sur une réaction de calibration. Ceci nous donne une estimation de l'erreur commise sur la résolution et aussi de l'erreur systématique introduite sur la largeur de la BW. Nous avons estimé cette erreur systématique à $2 \text{ MeV}/c^2$ pour la réaction (2).

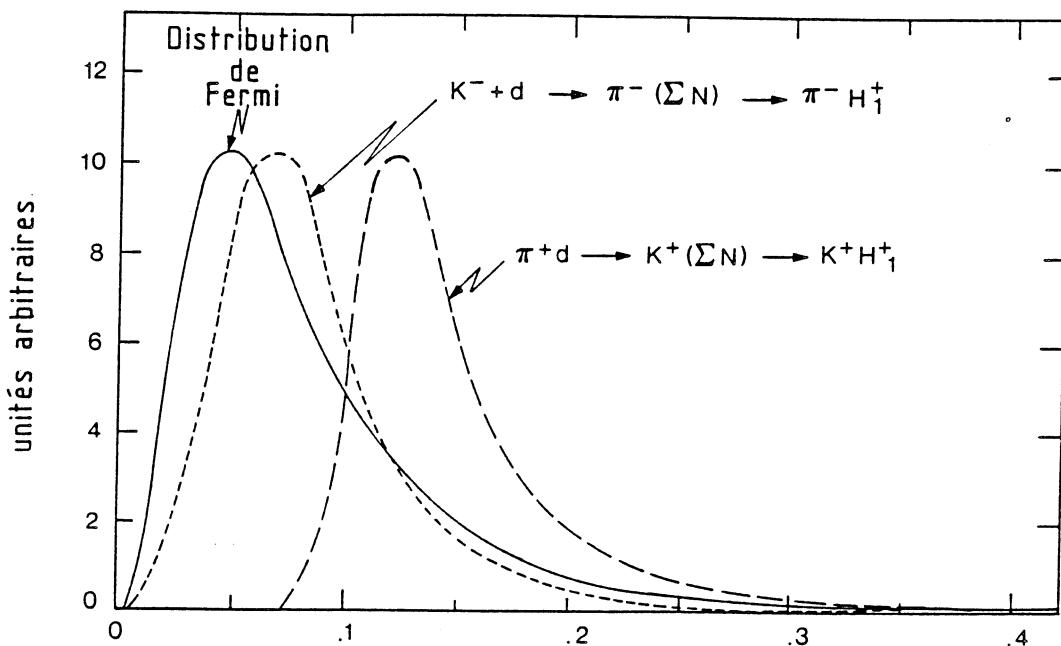
**D - ETUDE DE LA DEPENDANCE EN ENERGIE DE LA SECTION EFFICACE
DE PRODUCTION DU H_1^+ .**

Pour étudier la dépendance en énergie, les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions de deux modèles utilisant le diagramme triangulaire (voir figure [40]).

Nous avons employé deux méthodes différentes. D'une part, nous avons utilisé un programme de Monte Carlo. D'autre part, nous avons repris la méthode analytique que nous avions déjà appliquée au calcul de la conversion dans le § [V - C] (cf annexe [2 - A]).

1) METHODE PAR MONTE CARLO

Nous avons pris les hypothèses suivantes : Au vertex (1) (voir figure [40 - c]), la probabilité de trouver les deux nucléons avec une impulsion de Fermi donnée est déterminée en utilisant la paramétrisation établie par G. Alberi et al. [86] (voir figure [52]).



Distribution de l'impulsion d'un nucléon dans le deuton (Distribution de Fermi) et distributions de l'impulsion des nucléons participant à la formation du H_1^+ par l'intermédiaire d'un Σ dans la réaction (1) et (2)

Figure 52

Nous avons utilisé deux méthodes pour traiter les nucléons issus du vertex (1). En premier lieu, nous avons, alternativement, pris le nucléon cible virtuel et le nucléon "spectateur" réel, puis l'inverse. En second lieu, nous avons pris les deux nucléons également virtuels de façon à conserver l'énergie-impulsion au vertex (1), en posant :

$$E_{\text{nucléon cible}} = E_{\text{nucléon spectateur}} = E_{\text{deuton}} / 2 .$$

Ces deux méthodes donnent à 1 % près les mêmes résultats. Nous avons donc utilisé la deuxième méthode qui est la plus simple.

Au vertex (2), nous avons, comme pour la méthode analytique, négligé la contribution du Λ à la formation du H_1^+ . Les amplitudes de transition $M_1 N_c^* \rightarrow M_2 \Sigma$ sont supposées égales à celles sur nucléon libre à \sqrt{s} équivalent et extraites de la littérature [84,116 à 124].

Notre acceptance est limitée vers l'avant. Les impulsions de Fermi en jeu étant faibles par rapport aux impulsions des mésons incidents et produits ; des petits angles $\widehat{M_1 M_2}$ dans le laboratoire correspondent à des petits angles dans le centre de masse ($M_1 N_c^*$). Nous ne tiendrons, donc, compte que des sections efficaces différentielles vers l'avant. Elles sont présentées dans la figure [42].

Nous avons sommé les amplitudes en tenant compte des interférences d'isospin (voir Annexe [2-B]). La brisure d'isospin entre les deux voies avec Σ^0 et Σ^+ intermédiaires est négligée. Nous avons tenu compte au vertex (2) de la variation du flux relatif de la particule incidente M_1 sur le nucléon cible N_c^* . Nous avons suivi le calcul de R. Armenteros et al. [118] (voir Annexe [2-C]).

Le Σ échangé entre le vertex (2) et (3) est pris sur sa couche de masse.

Au vertex (3), nous avons pris une fonction crêteau, non nulle au seuil ΣN et symétrique de part et d'autre de ce seuil. Les résultats sont insensibles à une variation de largeur, pour autant que celle-ci soit inférieure ou égale à $10 \text{ MeV}/c^2$ qui est l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux pour le H_1^+ . Nous avons adopté cette valeur pour optimiser le temps calcul. Enfin l'intégration sur le diagramme triangulaire est réalisée par Monte Carlo. Les résultats sont présentés dans la figure [53], normalisés à la valeur obtenue dans la voie $K^- d \rightarrow \pi^- + X$ à $1,4 \text{ GeV}/c$, par la courbe continue.

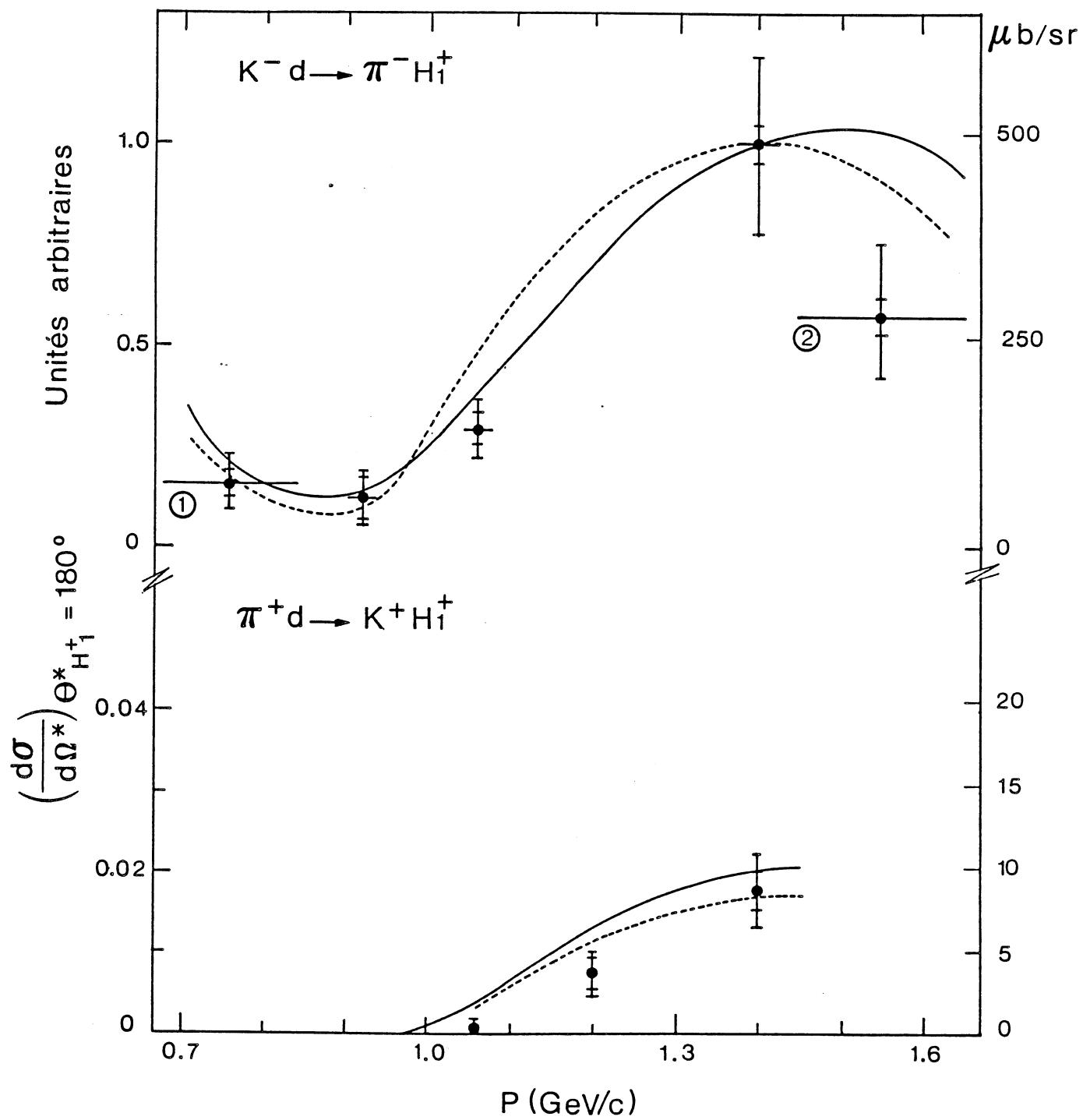


Figure 53

La distribution, au vertex (1), du moment de Fermi des nucléons contribuant à la production du H_1^+ à 180° avec un Σ intermédiaire est présentée dans la figure [52] pour les réactions (1) et (2) à $1,4 \text{ GeV}/c$ incident. L'impulsion moyenne des nucléons participant à la réaction (1) est inférieure à celle correspondant à la réaction (2), et se rapproche du maximum de la distribution de Fermi. En conséquence, la contribution du vertex (1) à la réaction (1) est beaucoup plus importante, et ce phénomène est la cause des valeurs plus grandes, d'un ordre de grandeur, des sections efficaces de production du H_1^+ de la réaction (1) par rapport à celles de la réaction (2).

Pour une réaction donnée, les variations dépendent essentiellement des sections efficaces de production de Σ au vertex (2).

La courbe discontinue représente le résultat du calcul analytique (Cf annexe [2-A]).

La différence entre les deux courbes donne une idée des erreurs systématiques correspondant au choix des modèles. On peut comparer ces deux modèles aux résultats expérimentaux, en y incluant les données de O. Braun et al. (1) et de D. Eastwood et al. (2). Les sections efficaces différentielles vers l'avant sont extrapolées à partir des deux sections efficaces totales publiées en prenant l'hypothèse d'une pente en transfert de $29 \pm 6 \text{ GeV}^{-2}$ observée par Braun. Les erreurs sur les points (1) et (2) correspondent, alors, d'une part à l'erreur statistique, d'autre part, à l'erreur sur la pente.

Le modèle du diagramme triangulaire rend bien compte de la variation en énergie de la section efficace du signal H_1^+ .

E - DEPENDANCE EN TRANSFERT

Le programme de simulation nous a permis d'étudier le comportement en transfert de la production d'un système (ΣN_s^*) correspondant à la masse du H_1^+ , produit vers l'avant dans la région de transfert minimum.

Dans la figure [54] nous avons représenté la distribution du transfert $|t'| = |t-t_{\min}|$ en fonction de la valeur absolue de l'impulsion spectateur dans le laboratoire pour les deux voies à 1,4 GeV/c incident.

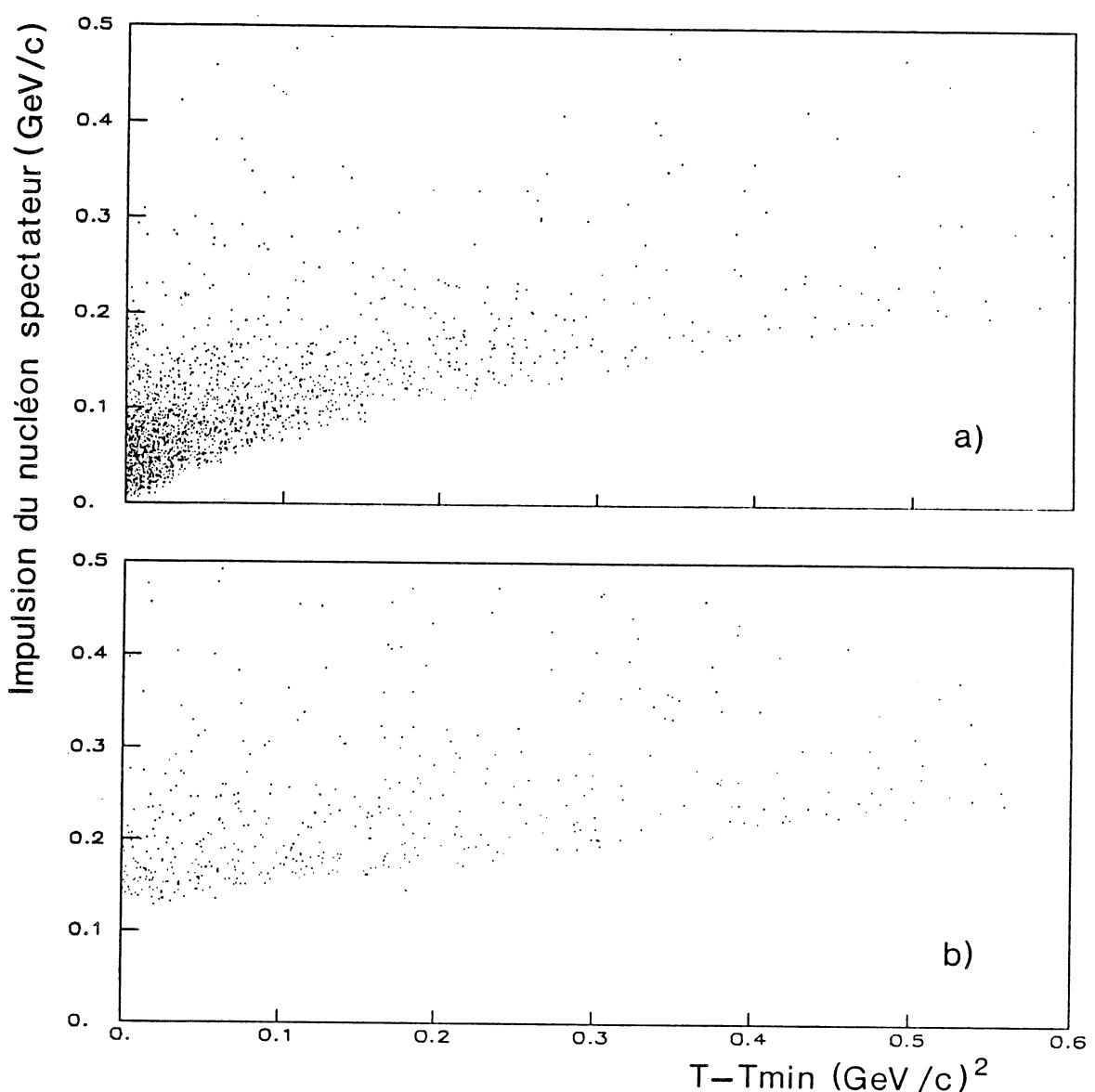


Figure 54

On observe une limite cinématique qui autorise seulement les impulsions de Fermi élevées, donc participant avec une faible probabilité à la production de H_1^+ à grand transfert. Ceci détermine une forte pente en transfert pour la section efficace de production qui n'est que le reflet de la structure du deuton ; la faible énergie de liaison favorisant les faibles impulsions de Fermi.

Cet effet est particulièrement marqué en K^- incident (voir figure [54-a]). Un ajustement sur les résultats de la simulation, limité à des transferts $t \leq 0,15 (\text{GeV}/c)^2$, donne une pente de :

$$b = 26 (\text{GeV}/c)^{-2} \text{ à } 1,4 \text{ GeV}/c \text{ incident.}$$

La pente est beaucoup moins accusée en π^+ incident (voir figure [54-b]) où l'on n'observe que :

$$b = 8 (\text{GeV}/c)^{-2} \text{ à la même impulsion.}$$

La valeur de la pente dépend peu, à l'intérieur de chaque voie, des impulsions incidentes. La pente caractéristique de la réaction sur nucléon au vertex (2) du diagramme triangulaire s'additionne à l'effet précédent ; on peut donc rendre compte du résultat de Braun et al. [4] qui donnent :

$$b = 29 \pm 6 (\text{GeV}/c)^{-2}$$

pour des K^- incidents de 0,68 à 0,84 GeV/c.

Une étude réalisée par Tohru Mizuno [126] est arrivée à une conclusion équivalente.

F - INTERPRETATION DU H_1^+ .

La possibilité de l'existence d'un état au seuil ΣN a donné lieu à de nombreuses analyses. De façon analogue aux dibaryons non étranges où la proximité du seuil ΔN complique l'interprétation d'états "excités" du deuton, la proximité du signal H_1^+ et du seuil ΣN a posé un problème et il ne faut pas s'étonner que les analyses apparaissent plus ou moins contradictoires.

D'abord, il faut signaler que l'interprétation de cet effet comme un état à 6 quarks n'a jamais été sérieusement retenue. En effet, d'une part les modèles dibaryoniques proprement dits, comme le modèle du sac, proposent pour l'état correspondant le plus léger, appartenant à l'octet $J^P = 1^+$, une masse bien plus élevée que celle observée expérimentalement ($m = 2,22 \pm 2,23 \text{ GeV}/c^2$ pour le modèle du sac du MIT), et cette masse n'a fait qu'augmenter avec le raffinement des modèles. D'autre part, cet effet étant situé au seuil ΣN a été, tout naturellement, interprété dans le cadre d'une rediffusion d'un hypéron intermédiaire à l'intérieur du deuton, amenant à la formation d'une résonance ou d'un état lié de deux baryons par l'intermédiaire d'un potentiel hadronique classique.

Dans le cadre d'une interprétation classique, deux cas peuvent être envisagés. Ils s'inscrivent, tous les deux, dans le cadre du modèle triangulaire (voir figure [40 - b,c] où l'hypéron, préalablement produit sur le nucléon cible, réinteragit avec le nucléon restant :

- a) La cinématique de la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + X$ est particulière en ce qu'elle autorise une production de Σ avec une impulsion transférée faible, si ce n'est nulle (voir figure [43]). D'autre part, la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ est une réaction exothermique dont la section efficace suit, près du seuil, la loi en $1/v$ et, dans le cadre du diagramme triangulaire, le système ΣN interagit sous le seuil. Ces conditions autorisent un maximum dans le spectre Λp juste au seuil. Cet effet, auquel on réfère souvent dans la littérature sous le nom de cusp, a été calculé avec précision par Dosch et al. [77,78] en supposant une amplitude de réaction constante au

vertex de conversion (vertex (3) de la figure [40 - b]). C'est la voie que G. Alexander et al. [90] ont choisie pour interpréter leurs données ; ils utilisent donc le diagramme triangulaire avec conversion dans l'état final pour ajuster leurs spectres et estiment que cet effet suffit pour expliquer toutes les structures au seuil. L'effet qu'ils calculent présentent cependant un maximum vers $2139 \text{ MeV}/c^2$ et une largeur de 10 à 40 MeV/c^2 qui dépend fortement de l'impulsion du K^- incident. O. Dahl et al. [88] ont, également, adopté cette interprétation. Bunnel et al. [97], ainsi que Roosen et al. [99] l'ont reprise pour rendre compte des effets observés dans leurs données sur la diffusion $K^- \text{He}^4$.

b) Il existe un effet dynamique, c'est à dire un maximum dans l'amplitude de réinteraction $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ au voisinage du seuil ΣN . Cette structure peut correspondre à un état lié ΣN instable apparaissant comme une résonance Λp .

Cet effet pourra être observé dans la voie élastique $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$. Un tel mécanisme, en transférant une partie de l'impulsion du Λ au proton, rendrait qualitativement compte de l'influence, sur l'émergence de l'effet au dessus du fond quasi-libre, de la coupure sur l'impulsion du "proton spectateur". Cette interprétation du H_1^+ a été envisagée par O. Braun et al. pour leurs données. Il pourra, cependant et surtout, être observé dans la voie $\Sigma n \rightarrow \Lambda p$ où les conditions cinématiques sont favorables.

C'est ainsi que la majorité des expérimentateurs préfèrent interpréter leurs résultats par la présence d'une résonance ou d'un état lié instable ΣN , généralement associé à la conversion dans l'état final $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$. C'est notamment le cas de O. Braun et al. [4], D. Cline et al. [89], D. Eastwood et al. [79], B.A. Shabazyan et al. [61], W.H. Sims et al. [91] et Tai Ho Tan [5].

La contribution de la conversion dans l'état final, en supposant une amplitude de conversion constante, ne peut expliquer, à elle seule, les données en $K^- d \rightarrow \pi^- + X$; en effet, la conversion donne un pic plus large et une masse légèrement plus élevée, ainsi que l'a démontré l'étude de Dosch et al.. Ceci est encore plus évident dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X$ où la réaction de conversion ne présente pas son maximum au seuil ΣN mais 30 à 40 MeV/c^2 au-dessus de ce seuil (voir figure [44]) et ne peut donc ren-

dre compte de la structure au seuil (voir figure [45, 46]). L'étude de la conversion par B.A. Shahbazyan et al. [127] amène aux mêmes conclusions.

On peut écarter, d'autre part, une contribution appréciable de la réinteraction avec Λ intermédiaire dans la production du H_1^+ dans les réactions sur deutérium. En effet rien ne contraindrait, alors, la section efficace de production du H_1^+ à avoir une dépendance en énergie qui puisse être reliée à la production de Σ 's au vertex méson-nucléon (vertex (2) de la figure [40]) comme celle que nous observons sur les données, où la section efficace différentielle de production du H_1^+ en K^- incident atteint son maximum (cf. figure [53]) là même où la production de Λ est minimum (cf figure [42]).

Pour déterminer la nature de la structure dans la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$, Dosch et al. ont traité le vertex de réinteraction avec le formalisme de la portée effective et de la longueur de diffusion et ont ajusté leurs paramètres de façon à reproduire les données existantes dans la diffusion K^- deuton, essentiellement les données de Eastwood [79] et de Braun [4].

Les paramètres ainsi déterminés entraînent, selon Dosch et al., une interprétation en termes d'état lié instable dans le système ΣN correspondant à une résonance Λp à la même énergie [128] entre 2125 et 2127 MeV/c².

M.N. Nagels, T.A. Rijken et J.J. de Swart d'une part, J.T. Brown, B.W. Downs et C.K. Iddings d'autre part, ont utilisé les données existantes dans la diffusion hypéron-proton libre pour ajuster les paramètres de leurs modèles de potentiel avec échange de boson et un cœur répulsif, que nous appellerons respectivement NRS et BDI.

Le potentiel BDI-1 [129], le premier en date, implique une résonance au seuil ΣN . Le deuxième potentiel calculé par le même groupe, BDI-2 [130], n'en a, par contre, plus besoin. A l'inverse NRS-D [71] n'entraînait pas l'existence d'une résonance à l'origine. Par contre NRS-F [72], le dernier potentiel en date, permet de conclure à l'existence d'une résonance en onde $^3S_1 - ^3D_1$ au seuil ΣN . Il faut remarquer qu'une augmentation de 10 % seulement de l'intensité de l'interaction ΣN au seuil, correspondant à une faible modification des paramètres, suffit à faire apparaître une résonance. Ces potentiels reposent en grande partie

sur des hypothèses théoriques qui suppléent à l'insuffisance des données expérimentales.

La confrontation de ces modèles avec les données $K^- d \rightarrow \pi^- + (\Lambda p)$ avec le π^- à 0° vers l'avant, qui apportent une information nouvelle sur la diffusion ΣN en état triplet de spin pur, puisque à 0° vers l'avant l'amplitude avec retournement de spin est nulle, peut éventuellement permettre de trancher entre ces potentiels.

Cette étude a été réalisée par R.H. Dalitz, C.R. Hemming et E.J. Morris [131,132,133]. Les potentiels BDI-1, BDI-2 et NRS-D ont été utilisés pour décrire la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ dans le deutérium et confrontés aux données expérimentales de Braun et de Tai Ho Tan. Cette étude a été étendue à NRS-F dans la référence [134].

Les quatre potentiels donnent une description également satisfaisante des données. On ne peut donc choisir entre ces potentiels en utilisant cette méthode.

De façon analogue, Tohru Mizuno [126] a construit son propre modèle de potentiel ΣN avec échange de boson et ajusté ses paramètres sur les données de Braun. Il conclut à l'existence d'un état lié ΣN situé 1 MeV/c² en dessous du seuil ΣN .

Satoh et al. [135,136] et Ryang et al. [137] ont utilisé un potentiel central pour représenter l'interaction ΣN . Des modèles de potentiel construits avec l'hypothèse d'un état lié ΣN instable avec 3 MeV d'énergie de liaison donnent une représentation jugée correcte des données de Cline au seuil ΣN , alors que l'hypothèse d'un effet cinématique seul n'est pas satisfaisante. Avec le même type de potentiel, A. Nishimura [138] détermine ses paramètres en ajustant les données de Braun et de Tai Ho Tan, et aboutit à une résonance, située à 2128,4 MeV/c²; l'effet cinématique, ne pouvant à lui seul, expliquer les données.

Enfin, Toker et Gal [139] ont introduit l'influence de tous les diagrammes de diffusion additionnels, dans l'état final et dans l'état initial, avec le formalisme de Faddeev. Ils concluent que les données disponibles sont trop grossières pour permettre de trancher sur l'existence d'un état lié instable ΣN .

Un consensus se dégage de toutes ces analyses. Un effet cinématique, seul, est largement insuffisant pour rendre compte des données. Pour y parvenir, une structure dans l'amplitude $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ en onde $^3S_1 - ^3D_1$ est nécessaire près du seuil $\Sigma^+ N$. L'interprétation unique et définitive de cette structure ne peut malheureusement pas être établie sur la base des données actuelles.

Récemment H. Piekarz [109] a présenté, pour l'expérience AGS 773, des résultats sur la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + \text{Masse manquante}$ avec un π^- produit à grand angle (voir § [V - A]). Il observe, pour le dibaryon Dt de Aerts et al. [30], un candidat à $2139,0 \pm 2,0 \text{ MeV}/c^2$. Cet état, si son existence se confirmait, devrait être vu dans la réaction croisée $\pi^+ d \rightarrow K^+ + \text{Masse manquante}$.

La production d'un état dibaryonique $L = 1$ comme le Dt, à partir du deuton, atteint son maximum pour un transfert d'impulsion q de l'ordre de $400 \text{ MeV}/c$ (voir référence [115]).

Ce transfert d'impulsion est atteint pour un pion produit à grand angle dans les réactions avec K incident ; le candidat proposé par Piekarz émerge du fond vers 21° .

Il n'en est pas de même pour les réactions en pion incident où le transfert d'impulsion à 0° est déjà grand (voir figure [43]).

Selon Dover [140], la section efficace différentielle de production du Dt, dans la réaction $d(\pi^+, K^+) Dt$, pour une masse autour de $2130 \text{ MeV}/c^2$ et une impulsion incidente de $1,05 \text{ GeV}/c$, atteint son maximum de $0,77 \mu\text{b}/\text{sr}$ à 0° vers l'avant.

Les conditions expérimentales de nos prises de données favorisent donc un tel effet en π^+ incident.

La procédure que nous avons adoptée pour l'analyse des spectres expérimentaux nous a amenés à ajuster une seule Breit et Wigner dans la

zone du seuil ΣN . Les paramètres ajustés de la Breit et Wigner sont donnés dans le tableau [15].

Les valeurs de la masse et de la largeur sont systématiquement plus élevées en π^+ incident.

La présence d'une résonance étroite supplémentaire à plus haute masse pourrait entraîner une telle déviation. En ce sens, nos données ne sont donc pas incompatibles avec l'existence d'un candidat pour le Dt de Aerts et al., tel que proposé par Piekarz. Il ne semble pas, cependant, que la section efficace de production d'un tel effet puisse, alors, avoir l'amplitude prédictive.

G - CONCLUSION

L'analyse de nos données a été publiée dans la référence [140-bis].

Le résultat des ajustements montre que, près du seuil ΣN , la réinteraction dans l'état final $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ avec un élément de matrice constant ne peut expliquer à elle seule les distributions expérimentales. Dans les deux réactions, $K^- d \rightarrow \pi^- + MM$ (1) et $\pi^+ d \rightarrow K^+ + MM$ (2) à toutes les énergies, nous avons besoin de prendre en compte la contribution du H_1^+ qui se comporte comme une résonance.

Le H_1^+ est bien représenté par une Breit et Wigner. En prenant la moyenne pondérée des résultats correspondant aux données prises en multiplicité $mT \geq 2$ (voir tableau [15]), on obtient les valeurs suivantes pour la masse et la largeur du H_1^+ :

$$M = 2129,8 \pm 0,2 \pm 2 \text{ MeV/c}^2 ,$$
$$\Gamma = 16,7 \pm 1,9 \pm 2 \text{ MeV/c}^2 .$$

Les erreurs sont, respectivement, statistiques et systématiques.

La section efficace différentielle de production, pour un H_1^+ produit à 180° dans le centre de masse, varie entre $490\mu b/sr$ et $58\mu b/sr$ pour la réaction (1) et entre $9\mu b/sr$ et $0,3\mu b/sr$ pour la réaction (2). Sa dépendance en énergie, ainsi que le rapport entre les deux voies est bien reproduite par des modèles fondés sur le diagramme triangulaire avec réinteraction d'un Σ intermédiaire sur le nucléon restant. Ceci démontre l'existence d'une structure dans l'amplitude de diffusion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ mais ne préjuge pas de sa nature.

L'étude du H_1^+ , à partir des données publiées, a conduit à des résultats contradictoires. Une interprétation en termes d'état 6 quarks semble exclue. Une partie des expérimentateurs expliquent leurs données par un simple effet de seuil dû à la conversion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$; d'autres envisagent l'existence d'une résonance ou d'un état lié instable ΣN . L'analyse théorique, dans le cadre de modèles de potentiel ΣN , démontre la présence d'une structure dans l'amplitude de diffusion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ au seuil. Certains de ces modèles impliquent une résonance, les autres non. Le débat sur l'origine du H_1^+ n'est pas clos...

Cette expérience a permis, pour la première fois, l'observation du H_1^+ dans la réaction (2). Dans le cadre des réactions sur deutérium, la réaction (2) présente, pour l'étude du H_1^+ , quelques avantages par rapport à la réaction (1). D'une part, la réinteraction dans l'état final ne présente pas au seuil de pic susceptible de compliquer l'analyse du H_1^+ (voir Figure [44]); d'autre part, les fonds avec nucléon spectateur se trouvent décalés vers les hautes masses et ceci, d'autant plus que l'impulsion incidente est grande. Enfin, on peut constater (cf annexe [2-B]) que, dans le cadre du diagramme triangulaire, la production du H_1^+ par un Σ^+ intermédiaire est favorisée d'un facteur 2 par rapport à un Σ^0 . Ainsi le H_1^+ apparaît clairement dans la réaction (2) à $1,4 \text{ GeV}/c$ (voir figures [45,46]) où, par rapport aux autres énergies, la section efficace de production du Σ^+ dépasse celle du Σ^0 (voir figure [42]).

La condition expérimentale la plus favorable correspondrait donc à une impulsion incidente supérieure ou égale à $1,5 \text{ GeV}/c$ où la section efficace de production du Σ^+ est maximale et optimise la production du

H_1^+ , tandis que celle du Σ^0 décroît, minimisant le fond avec nucléon spectateur.

Il faut cependant remarquer que la présence d'une résonance à 2140 MeV/c², candidat pour le Dt de Aerts et al. [30], est de nature, si elle se confirme, à compliquer l'analyse du H_1^+ dans la réaction (2). Les deux pics sont, en effet, extrêmement proches en masse et ont un comportement en transfert équivalent, le Dt étant favorisé vers l'avant [140].

CONCLUSION GENERALE

L'étude de la réaction $K^- d \rightarrow K^+ + X^-$, à $1,4 \text{ GeV}/c$ incident, a permis d'établir une limite supérieure de la section efficace de production d'un état " H_2^- " ($S = -2$, $B = 2$, $I = 1$, $J^P = 1^+$) dans une zone de masse comprise entre $2,1$ et $2,5 \text{ GeV}/c^2$.

Notre appareillage nous a également permis d'étudier, dans la voie $K^- d \rightarrow \pi^- + X^+$ à $1,4$, $1,06$, et $0,92 \text{ GeV}/c$ et dans la voie $\pi^+ d \rightarrow K^+ + X^+$ à $1,4$, $1,2$ et $1,06 \text{ GeV}/c$ incident, le signal " H_1^+ " ($S = -1$, $B = 2$, $I = 1/2$, $J^P = 1^+$) qui n'avait jusqu'à présent été observé que dans la première voie, en K^- incident.

Les paramètres de la courbe de Breit et Wigner que nous avons ajustée sur le signal sont :

$$M = 2129,8 \pm 0,2 \pm 2,0 \text{ MeV}/c^2 ,$$
$$\Gamma = 16,7 \pm 1,9 \pm 2,0 \text{ MeV}/c^2 .$$

La dépendance en énergie de la section efficace de production de cet effet est convenablement représentée par les modèles s'inspirant du diagramme triangulaire avec réinteraction de l'hypéron produit sur le nucléon restant dans l'état final.

Il est cependant impossible de trancher sur la nature du signal. Compte tenu des difficultés qu'introduit le mouvement de Fermi dans les interactions sur deuton, il semble qu'une étude approfondie de la diffusion hypéron-proton libre soit plus à même de préciser sans ambiguïté la nature de l'effet " H_1^+ ". Celle-ci nécessite une statistique élevée à basse énergie que l'on peut espérer obtenir auprès d'un synchrotron à protons à très haute intensité.

Réaction	Section efficace estimée ou taux de branchement	Expérience (projetée) en cours
(1) $d(K^-, \pi^-)Dt$ ($\theta\pi \neq 0^\circ$)	.5 à 2. $\mu b/sr$, $P_k = .95 \text{ GeV/c}$ [30]	AGS 773 [115]
(2) $d(\pi^+, K^+)Dt$ ($\theta K = 0^\circ$)	.77 $\mu b/sr$, $P_\pi = 1.05 \text{ GeV/c}$ [140]	AGS 798 [141]
(3) ${}^3\text{He}(K^-, \pi^+)n, Ds$ ($\theta\pi \neq 0^\circ$)	$\approx .4 \mu b/sr$, $P_k = .8 \text{ à } .9 \text{ GeV/c}$ [30]	AGS 820 [142]
(4) ${}^3\text{He}(\pi^-, K^+)n, Ds$ ($\theta K = 0^\circ$)		
(5) $d(K^-, K^+)D't$		
(6) ${}^3\text{He}(K^-, K^+)n, D's$		AGS 830 [143]
(7) ${}^3\text{He}(K^-, K^+)n, H$ ($\theta K = 0^\circ$) $\downarrow \Lambda, n$.4 à .5 $\mu b/sr$, $P_k = 1.8 \text{ GeV/c}$ ($mH = 2.15 \text{ GeV/c}$) [87]	AGS 830 [143] KEK 127 [144]
(8) $\Xi^- p \rightarrow \{ H + \gamma$ à l'arrêt	$R \approx 10^{-4}$ ($mH < 2.15 \text{ GeV/c}^2$) [149]	
(9) $\Xi^- {}^4\text{He} \rightarrow H + t$ à l'arrêt	$R \leq 10^{-2}$ ($mH = 2.15 \text{ GeV/c}^2$) $R > .1$ près du seuil $\Lambda\Lambda$ [149]	
(10) $\Xi^- d \rightarrow H + n$ à l'arrêt	$R = .2 \text{ à } 2.10^{-3}$ ($mH = 2.15 \text{ GeV/c}^2$) $R > .1$ près du seuil $\Lambda\Lambda$ [149]	AGS 813 [145,146,147]
(11) $K^- d \rightarrow K^* H$ $\downarrow K^+ \pi^-$	$\approx 40 \text{ nb/sr}$, $P_k = 3 \text{ GeV/c}$ [140]	(V.L. FITCH) [148]
(12) $\Sigma^- d \rightarrow n + \{ Dt$ à l'arrêt	(si $mDt <$ seuil ΣN) $R < .1$ $R < .01$ [140]	
(13) $pp \rightarrow K^+ + \{ Dt$ Ds		Expérience 121 LNS [110]

Tableau [17]

Malgré l'absence de résultats expérimentaux décisifs et l'évolution des idées intervenues parallèlement à nos prises de données, depuis les prédictions de Jaffe [19] en 1977 (voir § I-B-3), l'étude des dibaryons se poursuit.

Si l'espoir de mettre en évidence les états q^6 (6 quarks en onde s dans un sac sphérique), situés au dessus de seuils de désintégration forte, a été progressivement abandonné, la question de l'existence du H ou "AA" ($J^P = 0^+$, $Y = 0$, $I = 0$, $M \approx 2150 \text{ MeV}/c^2$ [19]) reste toujours posée. La masse du H a été réévaluée suivant de nombreuses méthodes [24,75,76,152,153,154] et les prédictions varient dans un intervalle de masse très large ; le H pouvant même, selon certains modèles, ne pas être lié.

Récemment Aerts et Dover [30] ont attiré l'attention sur la possibilité d'existence d'autres états dibaryoniques. Ces états de structure $(q^4)_3 - (q^2)_3$ en onde P, le D_s ($Y = 1$, $I = 1/2$, $^{2s+1}L_J = ^1P_1$), le D_t ($Y = 1$, $I = 1/2$, 3P_J), le D'_s ($Y = 0$, $I = 0,1$, 1P_1) et le D'_t ($Y = 0$, $I = 0,1$, 3P_J) auraient une largeur étroite ($\Gamma \leq 10 \text{ MeV}/c^2$) et pourraient être observés expérimentalement.

De nombreuses réactions ont été proposées pour la recherche de ces états. Une liste non exhaustive est donnée dans le tableau [17].

Un certain nombre d'expériences ont été mises en place ; un programme ambitieux a été entrepris à Brookhaven. Ces expériences devraient porter leurs fruits dans les années qui viennent. Déjà deux d'entre elles sont à l'origine de résultats prometteurs (voir § V-A) et proposent des candidats pour les états D_s et D_t .

S'agit-il de cette première étape, attendue, d'une spectroscopie dibaryonique ?

ANNEXE 1

Annexes du chapitre I

A) Réductions des multiplets 1050 et 490 de SU(6)

Les représentations 1050 et 490 de SU(6) se décomposent sur SU(3) \otimes SU(2) de la façon suivante :

$$1050 = (28,5) \oplus (35,3 \oplus 5 \oplus 7) \oplus (27,1 \oplus 3 \oplus 5) \oplus (\bar{10},3) \\ \oplus (10,3 \oplus 5) \oplus (8,1 \oplus 3)$$

$$490 = (28,1) \oplus (35,3) \oplus (27,1 \oplus 5) \oplus (\bar{10},3 \oplus 7) \oplus (10,3) \\ \oplus (8,3 \oplus 5) \oplus (1,1)$$

Les multiplets d'isospin et d'hypercharge provenant de la décomposition des multiplets de SU(3) inclus dans la décomposition du 490-plet de SU(6) sont donnés dans le tableau [18].

(I, Y)	
1	(0,0)
8	(1/2,1) \oplus (0,0) \oplus (1,0) \oplus (1/2,-1)
10	(3/2,1) \oplus (1,0) \oplus (1/2,-1) \oplus (0,-2)
$\bar{10}$	(0,2) \oplus (1/2,1) \oplus (1,0) \oplus (3/2,-1)
27	(1,2) \oplus (1/2,1) \oplus (3/2,1) \oplus (0,0) \oplus (1,0) \oplus (2,0) \oplus (1/2,-1) \oplus (3/2,-1) \oplus (1,-2)
35	(2,2) \oplus (3/2,1) \oplus (5/2,1) \oplus (1,0) \oplus (2,0) \oplus (1/2,-1) \oplus (3/2,-1) \oplus (0,-2) \oplus (1,-2) \oplus (1/2,-3)
28	(3,2) \oplus (5/2,1) \oplus (2,0) \oplus (3/2,-1) \oplus (1,-2) \oplus (1/2,-3) \oplus (0,-4)

Tableau [18]

B) Réduction du multiplet totalement antisymétrique de SU(18)

Le multiplet totalement antisymétrique de SU(18) se décompose sur $SU(6)$ _{saveur} \times spin \otimes $SU(3)$ _{couleur} de la façon suivante :

$$[18564] = (490,1) \oplus (896,8) \oplus (175,1\bar{0}) \oplus (280,10) \oplus (189,27) \\ \oplus (35,35) \oplus (1,28)$$

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} = \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \\
 [18564] = (490,1) \oplus (896,8) \oplus (175,1\bar{0}) \\
 \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \\
 \oplus (280,10) \oplus (189,27) \oplus (35,35) \\
 \oplus \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \\ \boxed{} \end{array} \\
 \oplus (1,28)
 \end{array}$$

C) Valeurs des masses des ions et liaisons de couleur mis en jeu dans la chimie de la couleur

La masse et la stabilité des ions et des liaisons de couleur mis en jeu par la "Chimie de la couleur" sont données dans le tableau [19].

Ion ou Liaison	Masse (Gev/c ²)	Stabilité (Mode de désintégration)
$c = 6$ (QQ) $j = 0$ $i = 1$	1.13	Stable
$c = 6$ (QQ) $j = 1$ $i = 0$	1.03	Stable
$c = 6$ (QS) $j = 0$ $i = 1/2$	1.28	Stable
$c = 6$ (QS) $j = 1$ $i = 1/2$	1.21	Stable
$c = 8$ (QQQ) $j = 1/2$ $i = 3/2$	1.58	\rightarrow (QQQ) $j=1/2$ $i=1/2$ + $\bar{\pi}$
$c = 8$ (QQQ) $j = 1/2$ $i = 1/2$	1.34	Stable
$c = 8$ (QQQ) $j = 3/2$ $i = 1/2$	1.42	Stable
Liaison 6-6	1.58	
Liaison 8-8	1.50	

s représente un quark étrange

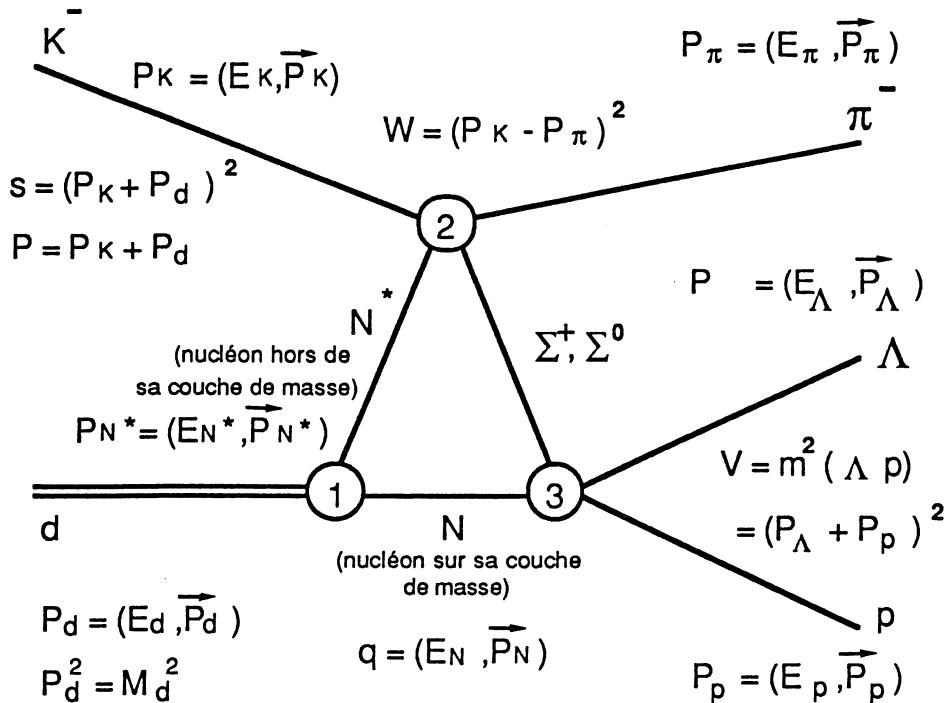
Tableau [19]

ANNEXE 2

Annexes du chapitre V

A) Calcul du diagramme triangulaire suivant le modèle de H.G. DOSCH et al. [77,78,128,155].

Pour exposer le modèle, nous prendrons, pour les grandeurs cinématiques intervenant dans le diagramme triangulaire, les conventions suivantes, valables pour la réaction $K^- d \rightarrow \pi^- + (\Sigma N)$ avec réaction dans l'état final. Ces conventions sont immédiatement extrapolables à la réaction croisée en permutant P_K et P_π .



Tous les quadrivecteurs énergie-impulsion sont déterminés dans le système du laboratoire . Dans la suite, nous symboliserons le système du centre de masse (Kd) par * , (KN^*) par \dagger et (Λp) par Δ .

La section efficace différentielle s'écrit :

$$d\sigma = (1/4F) \times dLIPS(s, P_\pi, P_\Lambda, P_p) |M_{if}|^2 ,$$

où F est le facteur de flux de MØLLER : $F = |\vec{P}_k^*| \times \sqrt{s}$, et dLIPS est l'élément d'espace de phase invariant relativiste.

$$dLIPS = 2\pi^4 \frac{\partial^4 [P - (P_\pi + P_\Lambda + P_p)]}{(2\pi)^9} \times \frac{d^3\vec{P}_p/2E_p}{d^3\vec{P}_\Lambda/2E_\Lambda} \\ \times \frac{d^3\vec{P}_\pi/2E_\pi}{d^3\vec{P}_\Lambda/2E_\Lambda}$$

En se plaçant dans le repère du centre de masse (Λp), on obtient :

$$d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times \partial^4 (P_k^\Delta + P_d^\Delta - P_\pi^\Delta - P_\Lambda^\Delta - P_p^\Delta) \times d^3\vec{P}_p^\Delta / 2E_p^\Delta \\ \times d^3\vec{P}_\Lambda^\Delta / 2E_\Lambda^\Delta \times d^3\vec{P}_\pi^\Delta / 2E_\pi^\Delta ,$$

$$d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times \partial (E_k^\Delta + E_d^\Delta - E_\pi^\Delta - E_\Lambda^\Delta - E_p^\Delta) \times 1/2E_p^\Delta \\ \times d^3\vec{P}_\Lambda^\Delta / 2E_\Lambda^\Delta \times d^3\vec{P}_\pi^\Delta / 2E_\pi^\Delta ,$$

où $d^3\vec{P}_\Lambda^\Delta = |\vec{P}_\Lambda^\Delta|^2 \times d|\vec{P}_\Lambda^\Delta| \times d\Omega_\Lambda^\Delta = |\vec{P}_\Lambda^\Delta| \times E_\Lambda^\Delta \times dE_\Lambda^\Delta \times d\Omega_\Lambda^\Delta$.

$$\text{D'où } d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times \partial (E_k^\Delta + E_d^\Delta - E_\pi^\Delta - E_\Lambda^\Delta - E_p^\Delta) \\ \times (|\vec{P}_\Lambda^\Delta| \times dE_\Lambda^\Delta \times d\Omega_\Lambda^\Delta / 4E_p^\Delta) \times d^3\vec{P}_\pi^\Delta / 2E_\pi^\Delta .$$

$$\partial (E_k^\Delta + E_d^\Delta - E_\pi^\Delta - E_\Lambda^\Delta - E_p^\Delta) \times dE_\Lambda^\Delta \text{ donne par intégration :} \\ 1/(1 + dE_p^\Delta/dE_\Lambda^\Delta) ,$$

avec $dE_p^\Delta/dE_\Lambda^\Delta = E_\Lambda^\Delta/E_p^\Delta$,

soit :

$$\partial (E_k^\Delta + E_d^\Delta - E_\pi^\Delta - E_\Lambda^\Delta - E_p^\Delta) \times dE_\Lambda^\Delta = 1/(1 + E_\Lambda^\Delta/E_p^\Delta) = E_p^\Delta / (E_\Lambda^\Delta + E_p^\Delta) ,$$

d'où $d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times d^3\vec{P}_\pi^\Delta / 2E_\pi^\Delta \times |\vec{P}_\Lambda^\Delta| \times d\Omega_\Lambda^\Delta / 4\sqrt{v} ,$

car $E_{\Lambda}^{\Delta} + E_p^{\Delta} = \sqrt{v}$

En supposant la distribution du Λ et du proton isotrope dans le centre de masse (Λp), ce qui correspond à une diffusion en onde S du Σ intermédiaire sur le nucléon du vertex 3, on obtient :

$$d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times \pi \times (|\vec{P}_{\Lambda}^{\Delta}| / \sqrt{v}) \times d^3\vec{P}_{\pi} / 2E_{\pi} .$$

Dans le centre de masse (Kd) :

$$d^3\vec{P}_{\pi}^* / 2E_{\pi}^* = (|\vec{P}_{\pi}^*|^2 \times d|\vec{P}_{\pi}^*| \times d\Omega_{\pi}^*) / 2E_{\pi}^* ,$$

avec $|\vec{P}_{\pi}^*| \times d|\vec{P}_{\pi}^*| = E_{\pi}^* \times dE_{\pi}^* ,$

donc $d^3\vec{P}_{\pi}^* / 2E_{\pi}^* = (|\vec{P}_{\pi}^*|/2) \times dE_{\pi}^* \times d\Omega_{\pi}^* .$

Nous avons : $E_{\pi}^* = \sqrt{s} - (s + (\sqrt{v})^2 - m_{\pi}^2) / 2\sqrt{s} ,$

en conséquence $dE_{\pi}^* = \sqrt{v} \times d\sqrt{v} / \sqrt{s} ,$

donc $d\sigma = (|M_{if}|^2 / 4F) \times 1/(2\pi)^5 \times \pi \times |\vec{P}_{\Lambda}^{\Delta}| \times (|\vec{P}_{\pi}^*|/2) \times (1/\sqrt{s}) \times d\sqrt{v} \times d\Omega_{\pi}^* ,$

et $d\sigma / d\sqrt{v} \times d\Omega_{\pi}^* = |M_{if}|^2 / [(2\pi)^4 \times 16 s] \times |\vec{P}_{\pi}^*| \times |\vec{P}_{\Lambda}^{\Delta}| / |\vec{P}_k^*| .$

En utilisant la relation :

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc ,$$

on a :

$$|\vec{P}_{\pi}^*| = \lambda^{1/2}(s, m_{\pi}^2, v) / 2\sqrt{s} ,$$

$$|\vec{P}_k^*| = \lambda^{1/2}(s, m_k^2, m_d^2) / 2\sqrt{s} ,$$

$$|\vec{P}_{\Lambda}^{\Delta}| = \lambda^{1/2}(v, m_{\Lambda}^2, m_p^2) / 2\sqrt{v} ,$$

d'où :

$$d\sigma / d\sqrt{v} \times d\Omega_{\pi}^* = |M_{if}|^2 / [(2\pi)^4 \times 32 s \times \sqrt{v}] \times \lambda^{1/2}(s, m_{\pi}^2, v) \times \lambda^{1/2}(v, m_{\Lambda}^2, m_p^2) / \lambda^{1/2}(s, m_k^2, m_d^2) .$$

Pour évaluer $|M_{if}|^2$ nous prendrons les hypothèses suivantes :

Pour l'amplitude de diffusion $\Sigma N \rightarrow \Lambda p$ au vertex 3, on ne prendra en considération que la contribution en onde S.

Comme nous nous intéressons uniquement au comportement vers l'avant ($\cos \theta^* \pi \geq 0,9$), nous pourrons négliger, au vertex 2, les amplitudes de production d'hyperon avec retournement de spin. D'autre part, comme nous partons, au vertex 1, d'une cible, le deuton, qui est dans un état triplet de spin, seule l'amplitude de réinteraction hyperon-nucléon en état triplet de spin, t_t^Y , interviendra au vertex 3.

On considérera cette amplitude comme constante.

Enfin on admettra que l'amplitude $f^Y(K^- N \rightarrow \pi^- \Sigma)$, au vertex 2, est une constante pour une impulsion incidente donnée.

On écrira, en moyennant sur les états de spin du deuton :

$$|M_{if}|^2 = 1/3 \sum_{ij} \text{Tr}(M_{ij}^* M_{ij}) ;$$

et en factorisant les amplitudes t_t^Y et f^Y prises comme constantes :

$$M_{ij} = \sum_{Y=\Sigma^{+,0}} 32/\pi^2 \times \sqrt{m_p} \times \sqrt{m_\Lambda} \times t_t^Y \times \sqrt{s} \times f^Y \times m_p \times F^Y(v, w, Y) \times \delta_{ij} .$$

On pourra exprimer f^Y en fonction de la section efficace différentielle de production de Σ :

$$\begin{aligned} d\sigma / d\Omega_{\pi^+} &= |f^Y|^2 \times |\vec{P}_\pi^\dagger| / |\vec{P}_K^\dagger| , \\ &= |f^Y|^2 \times \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_\pi^2, m_Y^2) / \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_K^2, m_N^2) . \end{aligned}$$

Finalement nous aurons :

$$d\sigma / d\sqrt{v} \times d\Omega_{\pi^+} = \text{Cste} \times KF \times |t_t^Y|^2 \times (d\sigma / d\Omega_{\pi^+}) \times |F^Y|^2 ,$$

avec le facteur cinématique KF égal à :

$$\begin{aligned} KF &= 1/s\sqrt{v} \times (\lambda^{1/2}(s, m_\pi^2, v) \times \lambda^{1/2}(v, m_\Lambda^2, m_p^2)) / \lambda^{1/2}(s, m_K^2, m_d^2)) \\ &\times m_p m_\Lambda \times (s^\dagger \times \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_K^2, m_N^2)) / \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_\pi^2, m_Y^2)) \times m_p^2 . \end{aligned}$$

$d\sigma / d\Omega_{\pi^+}$ et le facteur cinématique correspondant :

$$(s^\dagger \times \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_K^2, m_N^2)) / \lambda^{1/2}(s^\dagger, m_\pi^2, m_Y^2) ,$$

sont évalués pour la valeur de $s^{\frac{1}{2}}$ moyenne correspondant à l'énergie incidente considérée.

Pour cette évaluation, H.G. Dosch et al. [77] ont utilisé l'approximation :

$$P_N^* = P_d/2 .$$

Cette approximation est valable uniquement pour de petites impulsions de Fermi, qui correspondent à la réaction avec K^- incident à faible impulsion.

Pour étendre l'étude à de plus hautes impulsions et à la réaction croisée, nous avons évalué le facteur cinétique pour un méson produit vers l'avant et une vitesse du Σ intermédiaire égale à celle du nucléon au vertex 3 :

$$\beta_{\Sigma} = \beta_N .$$

Nous avons alors utilisé les sections efficaces de production du Σ sur nucléon libre à $s^{\frac{1}{2}}$ équivalent.

Enfin, on intègre $|F^Y|^2$ en utilisant les relations de dispersion :

$$\text{Im } F^Y = 1/2i \times \text{Disc } F^Y \quad \text{et}$$

$$\text{Re } F^Y(v, w, Y) = 1/\pi \times P \int_{(m_N + m_Y)^2}^{\infty} dv' / (v' - v) \text{ Im } F^Y(v, w, Y) ,$$

où $P \int$ désigne l'intégrale principale.

La discontinuité de F^Y s'écrit :

$$\text{Disc } F^Y(v, w, Y) = (2\pi i)^2 \times \int d^4q \ S(P_N^2) \ \delta(q^2 - m_N^2) \ \delta[(q - P_p - P_\Lambda) - m_Y^2] ,$$

où $S(P_N^2)$ représente la partie en onde S de la fonction d'onde du deuton avec un nucléon sur sa couche de masse.

En se plaçant dans le système du centre de masse (Λp), on a :

$$d^4q^\Delta = dE_N^\Delta \times d^3\vec{P}_N^\Delta = dE_N^\Delta \times |\vec{P}_N^\Delta|^2 \times d|\vec{P}_N^\Delta| \times d\Omega_N^\Delta ,$$

puis $\delta(q^\Delta{}^2 - m_N^2) = \delta(E_N^\Delta{}^2 - |\vec{P}_N^\Delta|^2 - m_N^2) ,$

enfin $\delta[(q^\Delta - P_p^\Delta - P_\Lambda^\Delta) - m_Y^2] = \delta[v + m_N^2 - 2\sqrt{v} \times \sqrt{(m_N^2 + |\vec{P}_N^\Delta|^2) - m_Y^2}] .$

En intégrant par rapport à dE_N^Δ et $d|\vec{P}_N^\Delta|$, on obtient :

$$\text{Disc } F^Y = (2\pi i)^2 \times \int - |\vec{P}_N^\Delta| / 4\sqrt{v} \times S(P_N^{2*}) \times d\Omega_N^\Delta .$$

$$\text{D'autre part : } d\Omega_N^\Delta = d\phi^\Delta d\cos\theta_N^\Delta ;$$

donc, en intégrant sur $d\phi^\Delta$:

$$\text{Disc } F^Y = 2\pi^3 \times |\vec{P}_N^\Delta| / \sqrt{v} \times \int_{-1}^{+1} S(P_N^{2*}) \times d\cos\theta_N^\Delta .$$

Nous avons traité le deuton comme H.G. Dosch et al. [77] :

$$\begin{aligned} S(P_N^{2*}) &= F(m_N^2, P_N^{2*}) / (P_N^{2*} - m_N^2) \\ &= (8v2\pi) / \sqrt{m_d} \times \sqrt{[(\alpha+\beta)^3 \times \alpha\beta]} \times 1 / (P_N^{2*} - m_N^2) \\ &\quad \times 1 / (P_N^{2*} - m_N^2 - 2\beta^2 + 2\alpha^2) \end{aligned}$$

$$\text{où } \beta = 0,2548 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad \alpha = \sqrt{(2m_N \times E_B)} = 0,045 \text{ GeV} .$$

En posant $k = (8v2\pi) / \sqrt{m_d} \times \sqrt{[(\alpha+\beta)^3 \times \alpha\beta]} \times 1 / (2\alpha^2 - 2\beta^2)$, nous aurons :

$$S = k \times [1 / (P_N^{2*} - m_N^2 - 2\beta^2 + 2\alpha^2) - 1 / (P_N^{2*} - m_N^2)] .$$

D'autre part, nous avons :

$$P_N^{2*} = (P_d^\Delta \cdot q^\Delta)^2 = m_d^2 + m_N^2 - 2E_d^\Delta E_N^\Delta + 2|\vec{P}_d^\Delta||\vec{P}_N^\Delta|\cos\theta_N^\Delta$$

$$\text{En posant : } b = 2|\vec{P}_d^\Delta||\vec{P}_N^\Delta|\cos\theta_N^\Delta ,$$

$$a_1 = m_d^2 - 2E_d^\Delta E_N^\Delta ,$$

$$a_2 = m_d^2 - 2E_d^\Delta E_N^\Delta - 2\beta^2 + 2\alpha^2 ,$$

on aura :

$$S = k \times \sum_{j=1,2} (-1)^j / (a_j + b \cos\theta_N^\Delta) ,$$

que nous intégrerons facilement :

$$\text{Disc } F = \pi^3 k / (\sqrt{v} \times |\vec{P}_d^\Delta|) \times \text{Log} [(a_2+b)(a_1-b)] / [(a_1+b)(a_2-b)]$$

Compte tenu de la relation de dispersion :

$$F^Y(v, w, Y) = 1/2\pi i \times P \int_{(mN+mY)^2}^{\infty} dv' / (v' - v) \text{ Disc } F^Y(v, w, Y) \\ + 1/2 \times \text{Disc } F^Y(v, w, Y) ,$$

on déterminera $F^Y(v, w, Y)$ en intégrant par programme par rapport à v' .

Ceci nous permet, enfin, de calculer $d\sigma / d\sqrt{v} \times d\Omega \pi^*$.

Le résultat des calculs est donné par les courbes de la figure [44] pour une amplitude d'alimentation prise constante au vertex 2 (voir §[V - C]).

B) Calcul des干涉ences d'isospin

$$|\pi^+, p\rangle = |1, +1\rangle |1/2, +1/2\rangle = |3/2, +3/2\rangle$$

$$|\pi^+, n\rangle = |1, +1\rangle |1/2, -1/2\rangle = 1/\sqrt{3} |3/2, +1/2\rangle + \sqrt{2}/\sqrt{3} |1/2, +1/2\rangle$$

$$|K^+, \Sigma^+\rangle = |1/2, +1/2\rangle |1, +1\rangle = |3/2, +3/2\rangle$$

$$|K^+, \Sigma^0\rangle = |1/2, +1/2\rangle |1, 0\rangle = \sqrt{2}/\sqrt{3} |3/2, +1/2\rangle - 1/\sqrt{3} |1/2, +1/2\rangle$$

$$|K^0, \Sigma^+\rangle = |1/2, -1/2\rangle |1, +1\rangle = 1/\sqrt{3} |3/2, +1/2\rangle + \sqrt{2}/\sqrt{3} |1/2, +1/2\rangle$$

Les amplitudes de diffusion $\pi^+ N \rightarrow K \Sigma$ s'exprimeront:

$$a_1 = \langle K^+, \Sigma^+ | A | \pi^+, p \rangle = \langle 3/2, +3/2 | A | 3/2, +3/2 \rangle$$

$$\begin{aligned} a_2 &= \langle K^+, \Sigma^0 | A | \pi^+, n \rangle = \sqrt{2}/3 \langle 3/2, +1/2 | A | 3/2, +1/2 \rangle \\ &\quad - \sqrt{2}/3 \langle 1/2, +1/2 | A | 1/2, +1/2 \rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_3 &= \langle K^0, \Sigma^+ | A | \pi^+, n \rangle = 1/3 \langle 3/2, +1/2 | A | 3/2, +1/2 \rangle \\ &\quad + 2/3 \langle 1/2, +1/2 | A | 1/2, +1/2 \rangle \end{aligned}$$

Par le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle 3/2, 3/2 | A | 3/2, 3/2 \rangle = \langle 3/2, 1/2 | A | 3/2, 1/2 \rangle = A_{3/2}$$

$$a_1(\pi^+, p \rightarrow K^+, \Sigma^+) = A_{3/2}$$

$$a_2(\pi^+, n \rightarrow K^+, \Sigma^0) = \sqrt{2}/3 A_{3/2} - \sqrt{2}/3 A_{1/2}$$

$$a_3(\pi^+, n \rightarrow K^0, \Sigma^+) = 1/3 A_{3/2} + 2/3 A_{1/2}$$

$A_{3/2}, A_{1/2}$ étant les amplitudes d'isospin $3/2, 1/2$

Par symétrie d'isospin :

$$a_2(\pi^+, n \rightarrow K^+, \Sigma^0) = a_2(\pi^-, p \rightarrow K^0, \Sigma^0)$$

$$a_3(\pi^+, n \rightarrow K^0, \Sigma^+) = a_3(\pi^-, p \rightarrow K^+, \Sigma^-)$$

Les sections efficaces des réactions en $\pi^-, p \rightarrow K, \Sigma$
comme en $\pi^+, p \rightarrow K, \Sigma$ peuvent être trouvées dans la littérature.

En suivant un raisonnement analogue, nous écrirons les amplitudes des réactions $K^-, N \rightarrow \pi, \Sigma$:

$$a_4(K^-, n \rightarrow \pi^-, \Sigma^0) = 1/\sqrt{2} A_1$$

$$a_5(K^-, p \rightarrow \pi^-, \Sigma^+) = 1/2 A_1 - 1/\sqrt{6} A_0$$

$$a_6(K^-, p \rightarrow \pi^+, \Sigma^-) = -1/2 A_1 - 1/\sqrt{6} A_0$$

A_1, A_0 étant les amplitudes d'isospin 1, 0

Suivant le multiplet auquel nous l'intégrons, nous décomposerons le H_1^+ sur le seul octet des baryons $J^P = 1/2^+$:

$$|H_1^+_{[8a]}\rangle = \sqrt{6}/6 (|\Sigma^+, n\rangle - |n, \Sigma^+\rangle) - \sqrt{3}/6 (|\Sigma^0, p\rangle - |p, \Sigma^0\rangle) \\ - 1/2 (|\Lambda, p\rangle - |p, \Lambda\rangle)$$

$$|H_1^+_{[10^*]}\rangle = -\sqrt{6}/6 (|\Sigma^+, n\rangle - |n, \Sigma^+\rangle) + \sqrt{3}/6 (|\Sigma^0, p\rangle - |p, \Sigma^0\rangle) \\ - 1/2 (|\Lambda, p\rangle - |p, \Lambda\rangle)$$

Pour le Deuton : $|d\rangle = \sqrt{2}/2 (|n, p\rangle - |p, n\rangle)$

Nous pouvons en extraire les rapports des couplages au premier et troisième vertex du diagramme triangulaire pour les deux voies considérées (par les Σ 's uniquement), voir fig [55] :

$$\frac{G(\Sigma^+, n, H_1^+)}{G(\Sigma^0, p, H_1^+)} = -\sqrt{2} \quad \frac{G(d, n, p)}{G(d, p, n)} = -1$$

Nous pourrons donc écrire :

$$a(\pi^+, d \rightarrow K^+, H_1^+) = C [a_1(\pi^+, p \rightarrow K^+, \Sigma^+) \\ + 1/\sqrt{2} a_2(\pi^+, n \rightarrow K^+, \Sigma^0)]$$

où le facteur C condense l'influence des paramètres cinématiques aux trois vertex.

$$\begin{aligned} |a|^2 &= C^2 |a_1 + 1/\sqrt{2} a_2|^2 \\ &= C^2 |A_{3/2} + 1/3 A_{3/2} - 1/3 A_{1/2}|^2 \\ &= C^2 (16/9 |A_{3/2}|^2 + 1/9 |A_{1/2}|^2 - 8/9 \operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2}) \end{aligned}$$

Calculons la valeur de $\operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2}$:

Nous avons :

$$|a_1|^2 = |A_{3/2}|^2$$

$$|a_2|^2 = 2/9 |A_{3/2}|^2 + 2/9 |A_{1/2}|^2 - 4/9 \operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2}$$

$$|a_3|^2 = 1/9 |A_{3/2}|^2 + 4/9 |A_{1/2}|^2 + 4/9 \operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2}$$

Soit un système de trois équations à trois inconnues qui nous permet d'extraire les valeurs de $A_{3/2}$, $A_{1/2}$, $\operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2}$

Donc :

$$16/9 |A_{3/2}|^2 = 16/9 |a_1|^2$$

$$1/9 |A_{1/2}|^2 = 1/6 (|a_2|^2 + |a_3|^2 - 1/3 |a_1|^2)$$

$$-8/9 \operatorname{Re} A_{3/2}^* A_{1/2} = 4/3 |a_2|^2 - 2/3 |a_3|^2 - 2/9 |a_1|^2$$

Finalement :

$$|a|^2 = C^2 (3/2 |a_1|^2 + 3/2 |a_2|^2 - 1/2 |a_3|^2)$$

De façon analogue :

$$\begin{aligned} b(K^-, d \rightarrow \pi^-, H_1^+) &= C [a_5(K^-, p \rightarrow \pi^-, \Sigma^+) \\ &\quad + 1/\sqrt{2} a_4(K^-, n \rightarrow \pi^-, \Sigma^0)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |b|^2 &= C^2 |a_5 + 1/\sqrt{2} a_4|^2 \\ &= C^2 |1/2 A_1 - 1/\sqrt{6} A_0 + 1/2 A_1|^2 \\ &= C^2 (|A_1|^2 + 1/6 |A_0|^2 - \sqrt{2}/\sqrt{3} \operatorname{Re} A_1^* A_0) \end{aligned}$$

Nous avons :

$$|a_4|^2 = 1/2 |A_1|^2$$

$$|a_5|^2 = 1/4 |A_1|^2 + 1/6 |A_0|^2 - 1/\sqrt{6} \operatorname{Re} A_1^* A_0$$

$$|a_6|^2 = 1/4 |A_1|^2 + 1/6 |A_0|^2 + 1/\sqrt{6} \operatorname{Re} A_1^* A_0$$

Nous en tirons :

$$|A_1|^2 = 2 |a_4|^2$$

$$1/6 |A_0|^2 = 1/2 |a_6|^2 + 1/2 |a_5|^2 - 1/2 |a_4|^2$$

$$-\sqrt{2}/\sqrt{3} \operatorname{Re} A_1^* A_0 = |a_5|^2 - |a_6|^2$$

Et , finalement :

$$|b|^2 = C^2 (3/2 |a_4|^2 + 3/2 |a_5|^2 - 1/2 |a_6|^2)$$

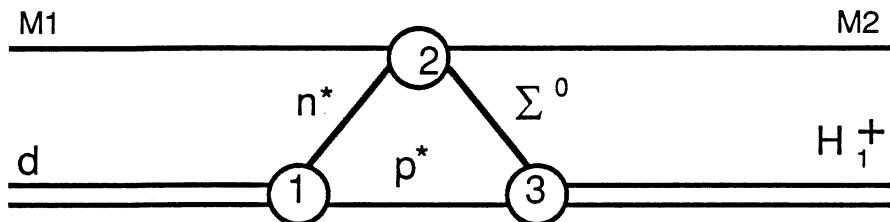
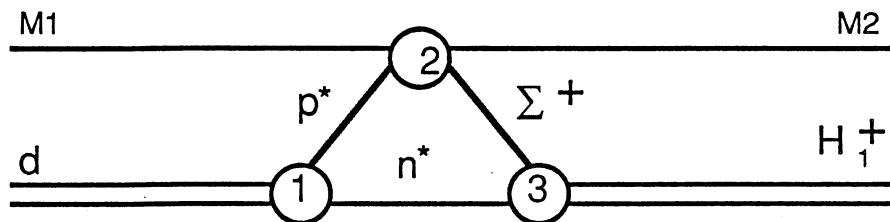


Figure [55]

$\pi^- N \rightarrow K^- \Sigma^+$			
Impulsion du faisceau (Gev/c)	1.06	1.2	1.4
Impulsion équivalente sur proton libre dans la zone cinématique du H1 ⁺ (Gev/c)	1.2	1.34	1.52
Réaction (les sections efficaces sont données en $\mu b/sr$)			
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+ : a_1$	16.5	65.5	120.
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0 : a_2$	41.5	52.	39.
$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^- : a_3$	25.6	16.7	8.3
$3/2 a_1 ^2 + 3/2 a_2 ^2$ - $1/2 a_3 ^2$	74.2	167.9	234.35

Tableau [20]

$K^- N \rightarrow \pi^- \Sigma^0$						
Impulsion du faisceau (Gev/c)	.75	.92	1.06	1.4	1.45	1.65
Réaction (les sections efficaces sont données en $\mu b/sr$)						
$K^- n \rightarrow \pi^- \Sigma^0 : a_4$	318.	98.	0.	402.	455.	520.
$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+ : a_5$	0.	43.	463.	866.	899.	920.
$K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^- : a_6$	636.	140.	463.	274.	282.	303.
$3/2 a_4 ^2 + 3/2 a_5 ^2$ - $1/2 a_6 ^2$	159.	141.5	463.	1765.	1890.	2008.5
Moyenne 1.45 et 1.65 Gev/c : 1949.25						

Tableau [21]

C) Correction de flux

La section efficace sur un nucléon cible animé d'une impulsion de Fermi à l'intérieur d'un noyau de deutérium se déduit de la section efficace sur nucléon libre par l'intermédiaire d'un facteur correctif que l'on calcule suivant la méthode d'Armenteros et al. [118].

Le flux de K^- par rapport au nucléon cible dépend de l'impulsion du nucléon à l'intérieur du deuton ; la probabilité d'interaction est d'autant plus grande que le flux relatif vu par nucléon est grand.

Le taux d'interaction , à impulsion de Fermi donnée , s'écrit dans le repère du nucléon :

$$dN = \sigma \times \Phi_N(K^-) \times dt_N ,$$

où $\Phi_N(K^-)$ est le flux de K^- dans le repère du nucléon et dt_N est le temps propre du nucléon .

$$\Phi_N(K^-) = \rho_N(K^-) \times V_N(K^-) ,$$

$$\text{avec } \rho_N(K^-) = N_{K^-} / S \times L_N$$

Dans le laboratoire :

$$\Phi_{lab}(K^-) = V_{lab}(K^-) \times N_{K^-} / S \times L_{lab} ,$$

Donc

$$\Phi_N(K^-) / \Phi_{lab}(K^-) = (L_{lab} / L_N) \times (V_N(K^-) / V_{lab}(K^-)) ,$$

$$\Phi_N(K^-) / \Phi_{lab}(K^-) = (E_N(K^-) / E_{lab}(K^-)) \times (\beta_N(K^-) / \beta_{lab}(K^-)) ,$$

d'où :

$$\Phi_N(K^-) = \Phi_{lab}(K^-) \times (P_N(K^-) / P_{lab}(K^-)) .$$

D'autre part :

$$dt_N = dt_{lab} \times (M_N^* / E_{lab}(N^*)) ;$$

donc le facteur correctif s'écrira :

$$F_f = (P_N(K^-) / P_{lab}(K^-)) \times (M_N^* / E_{lab}(N^*)) .$$

On calcule de façon analogue le facteur de correction pour un faisceau de π^+ .

Références

- (1) T. BARNES RAL-85-005
- (2) R.J. OAKES Phys. Review **131** (1963) 2239
- (3) F.J. DYSON et al. Phys. Rev. Letters **13** (1964) 815
- (4) O. BRAUN et al. Nucl. Physics **B124** (1977) 45
- (5) TAI HO TAN Phys. Rev. Letters **23** (1969) 395
- (6) A. de RUJULA et al. Phys. Review **D12** (1975) 147
- (7) J.S. CURIALE Nuovo Cimento **22A** (1974) 527
- (8) J.N. PAPPADEMOS Phys. Review **163** (1967) 1788
- (9) L. MONTANET et al. Phys. Reports **63** (1980) 153
- (10) M. IMACHI et al. Prog. of Theor. Physics **55** (1976) 551
- (11) M. IMACHI et al. Prog. of Theor. Physics **57** (1977) 517
- (12) M. IMACHI et al. Prog. of Theor. Physics **59** (1978) 1290
- (13) K. KIKKAWA et al. Phys. Review **D19** (1979) 1011
- (14) D.B. LICHTENBERG et al. Phys. Review **D18** (1978) 2569
- (15) A. CHODOS et al. Phys. Review **D9** (1974) 3471
- (16) T. DEGRAND et al. Phys. Review **D12** (1975) 2060
- (17) P.N. BOGORIOUBOV Ann. de l'Inst. Henri Poincaré **8** (1967) 163
- (18) H. HØEGAASEN et al. TH-2586 CERN (1978)
- (19) R.L. JAFFE Phys. Rev. Letters **38** (1977) 195
- (20) P.J. MULDERS et al. THEF-NYM-79.19
- (21) P.J. MULDERS et al. Phys. Review **D21** (1980) 2653
- (22) G.E. BROWN et al. Phys. Letters **82B** (1979) 177
- (23) A.W. THOMAS et al. Adv. in Nuc. Phy. **13** (1983) 1
- (24) P.J. MULDERS et al. TH-3443-CERN (1982)
- (25) R.P. BICKERSTAFF et al. Lett. al Nuovo Cimento **34** (1982) 348
- (26) R.L. JAFFE et al. Phys. Review **D19** (1979) 2105
- (27) O. HAMON-LE CALVEZ Thèse d'Etat, Université
Pierre et Marie Curie (1980)
- (28) A.T.M. AERTS TH-3855 CERN (1984)
- (29) CHAN HONG MO et al. Phys. Letters **76B** (1978) 634
- (30) A.T.M. AERTS et al. Nucl. Physics **B253** (1985) 116
- (31) C. de TAR Phys. Review **D17** (1978) 323
- (32) N. ISGUR et al. Phys. Review **D20** (1979) 1191
- (33) K. MALTMAN et al. Phys. Review **D29** (1984) 952

- (34) H. HŒGAASEN et al. TH-2668 CERN (1979)
- (35) V.A. MATVEEV et al. Lett. al Nuovo Cimento **20** (1977) 435
- (36) J. DIAS DE DEUS MPI-PAE/P Th 61/83 (1983)
- (37) R.L. JAFFE Phys. Rev. Letters **50** (1983) 228
- (38) C.E. CARLSON et al. Phys. Rev. Letters **51** (1983) 261
- (39) SLAC-PUB-3089 UR 846/COO-3065-353
- (40) J.J. AUBERT et al. Phys. Letters **123B** (1983) 275
- (41) T. KANKI et al. Prog. of Theor. Physics **73** (1985) 414
- (42) G. d'AGOSTINI et al. Nucl. Inst. and Methods **188** (1981) 29
- (43) A. CAILLET Thèse 3^{eme} Cycle, Université Paris-Sud
Centre d'Orsay (1981)
- (44) J. POINSIGNON Nucl. Inst. and Methods **156** (1978) 141
- (45) G. d'AGOSTINI et al. CERN EP/80-228 (1980)
- (46) G. d'AGOSTINI et al. Nucl. Inst. and Methods **185** (1981) 49
- (47) G. d'AGOSTINI et al. Thèse, Université de Rome (1979)
- (48) Nuclear Enterprises Bulletin **412** (Juin 1974)
- (49) R T C Tubes Electro-Optiques (1975-1976)
- (50) J.P. de BRION et al. Nucl. Inst. and Methods **179** (1981) 61
- (51) PHILIPS Electron tubes data handbook (1980)
- (52) M. BOURDINAUD et al. Nucl. Inst. and Methods **136** (1976) 99
- (53) J.V. JELLEY "Cerenkov Radiation", Pergamon Press (1958) 113
- (54) A.B. BEZAGUET et al. Nucl. Inst. and Methods **158** (1979) 303
- (55) A. BOGAERTS CERN DD/EE/79-3 (1979)
- (56) G. d'AGOSTINI et al. Phys. Letters **104B** (1981) 330
- (57) A. BEZAGUET et al. Proc. of the 5th symposium on nucleon
anti-nucleon interactions, Bressanone, ITALIE (1980) 315
- (58) R. BRUN CERN DD/EE/79-3 (1979)
- (59) H. WIND CERN Computing School (1972)
- (60) P. BEILLIERE et al. Phys. Letters **39B** (1972) 671
- (61) B.A. SHAHBAZYAN et al. Nucl. Physics **B53** (1973) 19
- (62) G. WILQUET et al. Phys. Letters **57B** (1975) 97
- (63) J.G. GUY et al. RL-77-054/A
- (64) A.S. CARROLL et al. Phys. Rev. Letters **41** (1978) 777
- (65) D.P. GOYAL et al. Phys. Review **D21** (1980) 607
- (66) A.T.M. AERTS et al. Phys. Rev. Letters **49** (1982) 1752
- (67) A.M. BADALYAN et al. Soviet Journal of Nuclear Physics
36 (1982) 860
- (68) B. KERBIKOV Soviet Journal of Nuclear Physics **39** (1984) 516
- (69) B.A. SHAHBAZYAN et al. DUBNA JINR-N3-84 (1984) 42
- (70) K.F. LIU et al. Phys. Letters **113B** (1982) 1

- (71) M.M. NAGELS et al. Phys. Review **D15** (1977) 2547
- (72) M.M. NAGELS et al. Phys. Review **D20** (1979) 1633
- (73) M. BOZOIAN et al. CERN 26172 C1 (1983)
- (74) A.T.M. AERTS Thèse, Université de NIMEGUE (1979)
- (75) K. SAITO et al. Prog. of Theor. Physics **72** (1984) 674
- (76) A.P. BALACHANDRAN et al. Nucl. Physics **B256** (1985) 525
- (77) H.G. DOSCH et al. Phys. Review **D18** (1978) 4071
- (78) H.G. DOSCH et al. Z. Physik , Particles and Fields **3** (1980) 249
- (79) D. EASTWOOD et al. Phys. Review **D3** (1971) 2603
- (80) PSC 77-5 CERN 27 Avril 1977
- (81) G. BURGUN Thèse 3^{eme} Cycle,
Université de Strasbourg (1969)
- (81-bis) G. d'AGOSTINI et al. Nucl. Physics **B209** (1982) 1
- (82) J.P. BERGE et al. Phys. Review **147** (1966) 945
- (83) C. BALTAY et al. Phys. Review **D9** (1974) 49
- (84) G.P. GOPAL et al. Nucl. Physics **B119** (1977) 362
- (85) P.H. DAUBER et al. Phys. Review **179** (1969) 1262
- (86) G. ALBERI et al. Phys. Rev. Letters **34** (1975) 503
- (87) A.T.M. AERTS et al. Phys. Review **D28** (1983) 450
- (88) O.I. DAHL et al. Phys. Rev. Letters **6** (1961) 142
- (89) D. CLINE et al. Phys. Rev. Letters **20** (1968) 1452
- (90) G. ALEXANDER et al. Phys. Rev. Letters **22** (1969) 483
- (91) W.H. SIMS et al. Phys. Review **D3** (1971) 1162
- (92) D.P. GOYAL et al. Phys. Review **D18** (1978) 948
- (93) D.P. GOYAL et al. Conférence BARYON 1980
Université de Toronto, CANADA (1980) 361
- (93-bis) D.P. GOYAL et al. Prog. of Theor. Physics **64** (1980) 700
- (94) M. MAY et al. Phys. Review **C25** (1982) 1079
- (95) T. BURAN et al. Phys. Letters **20** (1966) 318
- (96) I. R. KENYON et al. Phys. Review **165** (1968) 1445
- (97) K. BUNNEL et al. Phys. Review **D2** (1970) 98
- (98) P. BEILLIERE et al. Université de BRUXELLES IIHE 76.9 (1976)
- (99) R. ROOSEN et al. Nuovo Cimento **49A** (1979) 217
- (100) E. BIERNAN et al. Phys. Review **147** (1966) 922
- (101) W. CHINOWSKY Phys. Review **165** (1968) 1466
- (102) M. FIREBAUGH et al. Phys. Review **172** (1968) 1358
- (103) J.T. REED et al. Phys. Review **168** (1968) 1495
- (104) M.W. ARENTON et al. Phys. Review **D28** (1983) 657
- (105) P.A. PIROUE et al. Phys. Letters **11** (1964) 164
- (106) H.O. COHN et al. Phys. Rev. Letters **13** (1964) 668

- (107) V.F. VISHNEVSKII JETP Letters **5** (1967) 252
- (108) B.A. SHAHBAZYAN et al. DUBNA (1981) D1-81-113
- (109) H. PIEKARZ Nucl. Physics **A450** (1986) 85c
- (110) R. FRASCARIA Comptes rendus des Journées d'études de Saturne, Orsay 10-14/11/1986
- (111) G. ALEXANDER et al. Phys. Review **173** (1968) 1452
- (112) B. SECHI-ZORN et al. Phys. Review **175** (1968) 1735
- (113) J.A. KADIK et al. Nucl. Physics **B27** (1971) 13
- (114) J.H. HAUPTMAN et al. Nucl. Physics **B125** (1977) 29
- (115) H. PIEKARZ et al. AGS proposal **773** (1981)
- (116) C. COUTURES Thèse d'Etat, Université Paris XI (1980)
- (117) P. LIVANOS Thèse d'Etat, Université Paris XI (1980)
- (118) R. ARMENTEROS et al. Nucl. Physics **B18** (1970) 425
- (119) R. ARMENTEROS et al. Nucl. Physics **B8** (1968) 233
- (120) R. ARMENTEROS et al. Nucl. Physics **B21** (1970) 15
- (121) G.F. COX et al. Nucl. Physics **B19** (1970) 61
- (122) M.J. CORDEN et al. Nucl. Physics **B129** (1977) 253
- (123) V. HEPP et al. Nucl. Physics **B115** (1976) 82
- (124) A. de BELLEFON et al. Nuovo Cimento **7A** (1972) 567
- (125) C.B. DOVER et al. Phys. Reports **89** (1982) 3
- (126) T. MIZUNO Prog. of Theor. Physics **62** (1979) 1691
- (127) B.A. SHAHBAZYAN et al. JINR-E1-10037 DUBNA (1976)
- (128) H.G. DOSCH et al. TH 2310-CERN (1977)
- (129) J.T. BROWN et al. Ann. of Phys. **60** (1970) 148
- (130) J.T. BROWN et al. Nucl. Physics **B47** (1972) 138
- (131) R.H. DALITZ et al. Conference on Hypernuclear and Low Energy Kaon Physics, Jablonna, POLOGNE, 11-14 septembre 1979
- (132) C.R. HEMMING thèse, Université d'Oxford, octobre 1978
- (133) E. MORRIS thèse, Université d'Oxford, septembre 1974
- (134) R.H. DALITZ et al. Czech. Journal of Phys. **B32** (1982) 1021
- (135) E. SATOH et al. Phys. Rev. Letters **35** (1975) 1128
- (136) E. SATOH Nucl. Physics **B102** (1976) 51
- (137) S. RYANG et al. Prog. of Theor. Physics **56** (1976) 1826
- (138) A. NISHIMURA UT-309 (1978)
- (139) G. TOKER et al. Phys. Letters **88B** (1979) 235
- (140) C.B. DOVER Nucl. Physics **A450** (1986) 95c
- (140-bis) C. PIGOT et al. Nucl. Physics **B249** (1985) 172
- (141) J.C. PENG et al. AGS proposal **798** (1984)
- (142) H. PIEKARZ et al. AGS proposal **820** (1985)
- (143) H. PIEKARZ et al. AGS proposal **830** (1986)

- (144) KEK-127 Proceedings of the KEK International Workshop on Nuclear Physics in the GeV region (1984)
- (145) G.B. FRANKLIN et al. AGS proposal **813** (1985)
- (146) G.B. FRANKLIN et al. Nucl. Physics **A450** (1986) 117c
- (147) G.B. FRANKLIN et al. CMU DOE ER/03244-113 (1985)
- (148) V.L. FITCH Proceedings of the Hawaii conference (1985)
- (149) A.T.M. AERTS et al. Phys. Review **D29** (1984) 433
- (150) M. OKA et al. Phys. Letters **130B** (1983) 365
- (151) S.A. YOST et al. Phys. Review **D32** (1985) 816
- (152) R.L. JAFFE et al. Nucl. Physics **B258** (1985) 468
- (153) J.L. ROSNER Enrico Fermi Institute 85-84 (1985)
- (154) L.A. KOND RATYUK et al. ITEP-5 (1985)
- (155) H.G. DOSCH et al. HD-THEP-9 (1979)

Manuscrit reçu le 29 septembre 1987

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	3
CHAPITRE I : THEORIE ET MODELES	5
A - DIBARYONS ET SYMETRIE UNITAIRE	5
B - DIBARYONS ET MODELES DE QUARKS	10
1) LES MODELES DE CORDE	10
2) LE MODELE DU SAC DU MIT	14
3) LES MULTIPLETS DIBARYONIQUES DANS LE CADRE DU MODELE DU SAC	18
4) DIBARYONS AVEC MOMENT ANGULAIRE DANS LE CADRE DU MODELE DU SAC DU MIT	24
5) LA CHIMIE DE LA COULEUR	26
6) CONCLUSION	29
CHAPITRE II : DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	31
A - DESCRIPTION GENERALE	31
B - LE FAISCEAU	33
C - LE SPECTROMETRE FAISCEAU	34
D - LA CIBLE	36
E - LE SPECTROMETRE AVAL	37
F - LA MESURE DU TEMPS DE VOL	38
1) LA MESURE DU TEMPS DE VOL SUR LE FAISCEAU	39
2) LA MESURE DU TEMPS DE VOL DANS LE SPECTROMETRE AVAL.	40
G - LES COMPTEURS γ CERENKOV A AEROGEL DE SILICE	41
1) LE COMPTEUR γ CERENKOV χ_0	41
2) LE COMPTEUR γ CERENKOV χ_1	44
H - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE L'ETUDE PRELIMINAIRE	46
I - LE COMPTEUR γ CERENKOV A EAU χ_2	47
J - L'ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT	50
K - ACQUISITION ET SELECTION EN LIGNE	52
L - CONCLUSION	58

CHAPITRE III : TRAITEMENT DES DONNEES	59
A - A PROGRAMME D'ANALYSE "PRATIC"	59
1) LE TEMPS DE VOL	60
2) RECONSTRUCTION DES TRACES	61
3) CALCUL DES IMPULSIONS ET DE LA POSITION DU VERTEX	64
4) DETERMINATION DE LA NATURE DE LA PARTICULE DIFFUSEE	66
B - PERFORMANCES DU PROGRAMME PRATIC	68
1) EFFICACITE DE RECONSTRUCTION	68
2) RESOLUTIONS	70
 CHAPITRE IV : ETUDE ET RECHERCHE EXPERIMENTALE DE DIBARYONS	
D'ETRANGEUR -2	74
A - SITUATION EXPERIMENTALE	74
B - PREDICTIONS EN MASSE ET EN SECTION EFFICACE	76
C - SIMULATION ET AJUSTEMENT DES DONNEES	80
D - LES DONNEES	83
E - CONCLUSION	88
 CHAPITRE V : ETUDE DU SIGNAL H_1^+ ($S=-1$) AU SEUIL ΣN	90
A - SITUATION EXPERIMENTALE	90
B - ETUDE EN MULTIPLICITE	103
C - DONNEES ET SIMULATION	111
1) AJUSTEMENTS SUR LA REACTION $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$	116
2) AJUSTEMENTS SUR LA REACTION $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$	122
3) EVALUATION DES ERREURS SYSTEMATIQUES	127
D - ETUDE DE LA DEPENDANCE EN ENERGIE DE LA SECTION EFFICACE	128
1) METHODE PAR MONTE CARLO	129
E - DEPENDANCE EN TRANSFERT	133
F - INTERPRETATION DU H_1^+	135
G - CONCLUSION	140
 CONCLUSION GENERALE	143

ANNEXE 1 : ANNEXE DU CHAPITRE I	146
A - REDUCTION DES MULTIPLETS 1050 et 490 DE SU(6)	146
B - REDUCTION DU MULTIPLET TOTALEMENT ANTISYMETRIQUE DE SU(18)	147
C - CHIMIE DE LA COULEUR	148
 ANNEXE 2 : ANNEXES DU CHAPITRE V	 149
A - CALCUL DU DIAGRAMME TRIANGULAIRE SUIVANT LE MODELE DE H.G. DOSCH ET AL.	149
B - CALCUL DES INTERFERENCES D'ISOSPIN	156
C - CORRECTION DE FLUX	161
 REFERENCES	 162

Titre :

Etude de systèmes dibaryoniques étranges dans les réactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$ et $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ entre 0,9 et 1,4 GeV/c.

Résumé :

Cette thèse présente les résultats de l'analyse de l'expérience "Dibaryon" (PS159) réalisée au CERN. Cette expérience étudie les systèmes dibaryoniques étranges dans les réactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$ et $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ entre 0,9 et 1,4 GeV/c.

Une limite supérieure en section efficace est établie, de l'ordre de 5 à 40 nb/sr à 0°, pour la production d'un dibaryon d'étrangeté $S = -2$ recherché dans la réaction $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, pour une masse comprise entre 2100 et 2500 MeV/c².

Un signal dans le spectre de masse du système X^+ , à 2129 MeV/c², déjà mis en évidence dans la réaction $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$, est observé dans la réaction $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$.

Son étude est poursuivie dans ces deux voies à différentes énergies. Le modèle du diagramme triangulaire, avec sigma intermédiaire échangé, permet de rendre compte de la variation de la section efficace de production entre les deux voies et en fonction de l'énergie.

Mots clés :

Dibaryon, Lambda N (2130), Etrangeté, Diagramme triangulaire.

Title :

Study of strange dibaryonic systems in the reactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$ and $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ between .9 and 1.4 GeV/c.

Abstract :

This thesis presents the results of the analysis of the experiment "Dibaryon" (PS159), performed at CERN. This experiment studies the strange dibaryonic systems in the reactions $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$, $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$ and $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$ between .9 and 1.4 GeV/c.

A dibaryon, with strangeness -2, is searched for in the reaction $K^- + d \rightarrow K^+ + X^-$. An upper limit for the production cross section of such a state is established in the range 5 to 40 nb/sr, for a dibaryon mass between 2100 to 2500 MeV/c².

A signal in the mass spectrum of the X^+ system, at 2129 MeV/c², already indicated in the reaction $K^- + d \rightarrow \pi^- + X^+$, is observed in the reaction $\pi^+ + d \rightarrow K^+ + X^+$.

A study of this signal is performed in these two channels at different energies. The triangular diagram model, with an intermediary sigma exchanged, is in good agreement with the variation of the production cross section in the two channels and as a function of the energy.

Key words :

Dibaryon, Lambda N (2130), Strangeness, Triangular diagram.