



Mesure des observables de polarisation dans la photoproduction des mésons pseudoscalaires à GRAAL

P. Calvat

► **To cite this version:**

P. Calvat. Mesure des observables de polarisation dans la photoproduction des mésons pseudoscalaires à GRAAL. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. Français. <tel-00306733>

HAL Id: tel-00306733

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00306733>

Submitted on 29 Jul 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

Pascal CALVAT

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1

(Arrêtés ministériels du 5 Juillet 1984 et du 30 Mars 1992)

(spécialité : PHYSIQUE)

Mesure des observables de polarisation
dans la photoproduction des mésons
pseudoscalaires à GRAAL
Préparation des programmes d'analyse
et premiers résultats expérimentaux

Soutenue le 08 Janvier 1997

Composition du jury :

G. SAJOT	Président
P. LEVI SANDRI	Rapporteur
B. SAGHAI	Rapporteur
D. REBREYEND	Directeur de thèse
J. CHAUVIN	

Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Dominique Rebreyend qui a dirigé mon travail avec beaucoup d'attention et de disponibilité. Aux cours de ces trois années, j'ai apprécié son enthousiasme et sa passion pour la recherche scientifique. J'associe à ces remerciements Jean-Paul Bocquet et Claude Perrin qui ont beaucoup contribué à l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie tous les membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie et en particulier Paolo Levi Sandri et Bijan Saghai pour avoir rapporté sur cette thèse.

Ma reconnaissance va aussi aux membres de la collaboration, en particulier à Thomas Russew pour notre complémentarité dans le travail, à Henri Bugnet pour sa sympathie, à Emmanuelle Guinault et Gary Blanpied pour leurs fructueuses participations aux programmes d'analyse.

Je remercie ceux qui m'ont aidé à rédiger cette thèse, tout d'abord Anne-Catherine Delivry pour ses longues séances de correction ainsi qu'Armen Vartapetian pour son aide dans le rush final.

Je remercie les membres du service informatique de l'ISN pour leur patience et leur disponibilité, en particulier Christine Bragayra et Maurice Geynet.

Je remercie Dominique Barancourt, Brigitte Meillon, Georges Barbier, Joël Bouvier et Marcel Tournier pour leur gentillesse et leurs compétences.

Je remercie Alain Pellissier, André Maurice et Jean Ballon qui m'ont permis de découvrir la façon de construire des détecteurs.

Je remercie l'ensemble du personnel de l'Institut des Sciences Nucléaires, en particulier Bernard Vignon qui m'a accueilli dans son laboratoire et Joël Chauvin son successeur.

Je remercie tous ceux avec qui j'ai joué au foot, pour le meilleur et surtout pour le pire : Serge Kox (le roi de la tête dans la surface), François Charignon, Yonnel Michaud et Mafhoud Yamouni (grand maître à penser et philosophe de la vie).

Table des matières

Introduction	1
1 Photoproduction des mésons pseudoscalaires : aspects théoriques	3
1.1 Les mésons pseudoscalaires et la théorie des perturbations chirales	3
1.1.1 La symétrie chirale en QCD	3
1.1.2 Origine de la masse des mésons π , K et η dans le cadre des perturbations chirales	4
1.1.3 Désintégration du η	5
1.1.4 La règle de somme de Dashen-Weinstein	5
1.2 Approches phénoménologiques de la photoproduction	8
1.2.1 Le modèle isobarique	8
1.2.2 Modèle de quarks chiral	11
2 Ensemble expérimental GRAAL	13
2.1 L'ESRF	13
2.1.1 L'accélérateur	13
2.1.2 Le rayonnement synchrotron	15
2.1.3 Le rayonnement de freinage	15
2.2 La rétrodiffusion Compton	16
2.2.1 Cinématique	17
2.2.2 Intensité et profil du faisceau gammas	20
2.2.3 Polarisation	21
2.3 La ligne de faisceau	22
2.3.1 Implantation générale	22
2.3.2 Laser et optique associée	24
2.3.3 L'étiquetage	25
2.3.4 Le monitoring du faisceau	27
2.4 Le détecteur LAGRANGE	28
2.4.1 Présentation	28
2.4.2 Détection des gammas	31

2.4.3	Localisation des particules chargées	34
2.4.4	Identification des particules chargées	38
2.4.5	Cible	41
2.4.6	Le système d'acquisition: SAGA	41
3	Simulation et préparation des programmes d'analyse	45
3.1	Description générale	45
3.2	La simulation	47
3.2.1	Le Monte-Carlo: LAGGEN	48
3.2.2	La réponse des détecteurs: LAGDIG	49
3.3	Décodage des données expérimentales sous le format d'acquisition: DECODE	50
3.4	Reconstruction des événements physiques: PREAN	52
3.4.1	Principe général	52
3.4.2	Analyse des chambres planes multifils	53
3.4.3	Analyse des chambres cylindriques multifils	56
3.4.4	Analyse du tonneau et du mur de temps de vol	62
3.4.5	Analyse de la boule BGO et du détecteur de gerbes	63
4	Sélection des voies physiques	65
4.1	Sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) (confrontation simulation – expérience)	65
4.1.1	Identification du π^0 et du η avec le calorimètre électromagnétique	66
4.1.2	Calcul de l'impulsion du proton de recul et de l'énergie du gamma incident avec la boule BGO	69
4.1.3	Coupures d'identification	71
4.1.4	Evaluation du bruit de fond et efficacité	75
4.2	Sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	77
4.2.1	Calcul des impulsions par conservation de l'impulsion totale	78
4.2.2	Calcul des impulsions par double cinématique à deux corps	79
4.2.3	Coupures d'identification	80
4.2.4	Evaluation du bruit de fond et efficacité	84
5	Mesure des observables de polarisation de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	87
5.1	Formalisme et définition des observables de polarisation	88
5.1.1	Définition des repères	88
5.1.2	Expression des matrices densité des différentes particules	89

5.1.3	Définition des observables de polarisation	90
5.2	Mesure des composantes de la polarisation du lambda	94
5.2.1	Principe de la mesure	94
5.2.2	Extraction de la polarisation du lambda à partir des données simulées	95
5.2.3	Transformation de Lorentz du vecteur \mathbf{P}_Λ	99
5.3	Mesure des observables P , C_x et C_z avec un faisceau polarisé circulairement	99
5.4	Mesure des observables P , Σ , T , O_x et O_z avec un faisceau polarisé linéairement	100
6	Premiers résultats expérimentaux sur l'observable de polari- sation Σ du π^0 et η.	107
6.1	Conditions expérimentales	107
6.2	Méthode d'extraction de l'observable Σ	108
6.3	Mesure expérimentale de l'observable Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow$ $p\pi^0$	110
6.3.1	Discussion des résultats obtenus	110
6.3.2	Comparaison des résultats expérimentaux avec des pré- dictions par une analyse en onde partielle	112
6.3.3	Comparaison des résultats expérimentaux avec les me- sures existantes	114
6.4	Mesure expérimentale de l'observable Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$	116
	Conclusion	119
	A Polarisation du lambda	121
	B Cinématique à deux corps	123
B.1	Réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$)	123
B.2	Réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	124
B.3	Désintégration du lambda en $p\pi^-$	125
	C Réactions du générateur d'événements	127
	D Calcul des distances minimales à trois droites	129
	Bibliographie	131
	Table des figures	135
	Liste des tableaux	139

Introduction

Les premières observations des réactions de photoproduction des mésons π [1], η [2] et K^+ [3] sur le proton datent des années 60. Ensuite avec l'amélioration des techniques expérimentales, il devint possible de mesurer les sections efficaces totales et différentielles de ces réactions, du seuil jusqu'à des énergies de gamma de quelques GeV¹. Au début des années 70, malgré l'abondance des données collectées, essentiellement en section efficace, on ne disposait pas d'une compréhension complète des mécanismes des réactions de photoproduction. Par la suite ce type d'étude fut abandonné par les physiciens pour se diriger vers des énergies plus élevées.

Avec l'arrivée de nouveaux accélérateurs d'électrons à grande luminosité associés à des ensembles de détection 4π , les années 80 ont vu naître de nouveaux projets d'expériences qui vont permettre d'enrichir nos connaissances, quantitativement et qualitativement, sur les réactions de photoproduction. Des expériences récentes se sont déroulées à Mayence [7], Bonn [8] et Bates [9] sur la photoproduction du méson η , ainsi qu'à Bonn [10] et Tokyo [11] sur la photoproduction du K^+ . Des mesures similaires sont en préparation aux Etats Unis à CEBAF².

L'expérience GRAAL se situe dans le renouveau de ce domaine et grâce à son faisceau γ fortement polarisé, amènera de nouvelles mesures en particulier concernant les observables liées à la polarisation des particules. Dans un premier temps, des mesures seront réalisées dans le canal de photoproduction du π^0 et du η . Puis l'achèvement de l'ensemble de détection permettra la mesure des observables de simple et double polarisations de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, impliquant la polarisation du faisceau et du baryon de recul.

L'expérience GRAAL³ se situe dans le cadre de la physique hadronique dont l'enjeu est de comprendre la structure des hadrons en termes de quarks.

1. Voir par exemple les références: $\gamma p \rightarrow p \eta$ [4]; $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ [5]; $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ [6].

2. Continuous **E**lectron **B**eam **A**ccelerator **F**acility

3. **G**renoble **A**nneau **A**ccélérateur **L**aser

Cette physique se trouve dans le domaine non perturbatif de la QCD⁴ ce qui rend impossible la description des mécanismes des réactions à partir de cette théorie. Toutefois, dans la limite des basses énergies et des faibles masses de quarks, on peut développer une théorie effective basée sur la QCD appelée théorie des perturbations chirales, qui permet de décrire certains processus impliquant les mésons π , K et η . En dehors du domaine de validité de cette théorie, les mécanismes de ces réactions sont actuellement décrits par des modèles phénoménologiques (approche isobarique, approche à partir de quarks effectifs). Certains aspects théoriques concernant les mésons pseudoscalaires sont présentés dans le premier chapitre de cette thèse.

Le faisceau γ , ainsi que l'ensemble de détection de GRAAL, sont décrits dans le deuxième chapitre. L'ensemble des programmes d'analyse et de simulation, est présenté dans le troisième chapitre. Mon travail a essentiellement porté sur la mise au point des programmes de décodage des données, d'association des différents détecteurs et de caractérisation des réactions $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) et $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$.

Les coupures de selection de ces trois réactions sont explicitées dans le quatrième chapitre, ainsi qu'un calcul d'efficacité globale.

Dans le chapitre cinq sont décrites les méthodes d'extraction des observables de polarisation, liées au faisceau et à la particule de recul, de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$. Ces méthodes sont originales car les observables de doubles polarisations faisceau-recul n'ont jamais été mesurées auparavant.

Enfin, dans le dernier chapitre, sont présentés les premiers résultats expérimentaux sur l'asymétrie Σ des réactions $\vec{\gamma}p \rightarrow p\pi^0$ et $\vec{\gamma}p \rightarrow p\eta$.

Chapitre 1

Photoproduction des mésons pseudoscalaires : aspects théoriques

1.1 Les mésons pseudoscalaires et la théorie des perturbations chirales

1.1.1 La symétrie chirale en QCD

Dans la limite où la masse des quarks légers u , d et s est nulle, le Lagrangien de QCD devient invariant sous l'action d'une symétrie globale $U_V(1) \times SU(3)_L \times SU(3)_R$ [12]. L'origine de cette symétrie vient du découplage des projections d'hélicité droite et gauche pour des fermions de masse nulle. Cette symétrie ne se reflète pas cependant dans le spectre hadronique qui présente au mieux une symétrie $SU(3)_V$, correspondant à la voie octuple de Gell-Mann et Ne'eman. Cette différence entre les symétries du Lagrangien et du spectre hadronique traduit une brisure spontanée de symétrie. Le spectre des états liés de QCD contient alors un octet (sous la symétrie non brisée $SU(3)_V$) de bosons pseudoscalaires de masse nulle appelés bosons de Goldstone. Dans le monde réel, où les masses des quarks légers m_u , m_d et m_s sont différentes de zéro, ces bosons acquièrent une masse et sont identifiés aux états physiques π , K et η .

Ainsi les mésons π , K et η sont les seuls états mésoniques dont l'existence est prédite à l'heure actuelle par la QCD.

1.1.2 Origine de la masse des mésons π , K et η dans le cadre des perturbations chirales

Les termes de masse de quarks engendrent une brisure explicite du Lagrangien de QCD [12]. Ces termes introduits dans le Lagrangien aboutissent à un développement de la masse des mésons pseudoscalaires sur la masse des quarks, en prenant $\widehat{m} = (m_u + m_d)/2$:

$$\begin{aligned} M_\pi^2 &= (m_u + m_d)B_0 + O(m_{quark}^2) \\ M_K^2 &= (\widehat{m} + m_s)B_0 + O(m_{quark}^2) \\ M_\eta^2 &= \frac{2}{3}(\widehat{m} + 2m_s)B_0 + O(m_{quark}^2) \end{aligned}$$

avec F_0 qui désigne la constante de désintégration du pion $F_\pi = 92,4 \text{ MeV}$, dans la limite chirale ; B_0 désigne le condensat de paires de quarks.

$$B_0 = -\frac{\langle \bar{u}u \rangle_0}{F_0^2} = -\frac{\langle \bar{d}d \rangle_0}{F_0^2} = -\frac{\langle \bar{s}s \rangle_0}{F_0^2}$$

Si l'on suppose un grand condensat ($2\widehat{m}B_0 \sim M_\pi^2$), la contribution principale aux masses des mésons pseudoscalaires provient de ce condensat. Cette hypothèse implique une prédiction sur le rapport des masses de quarks :

$$\frac{m_s}{\widehat{m}} \sim 2\frac{M_K^2}{M_\pi^2} - 1 \sim 25$$

On peut aussi envisager le cas où le condensat ne joue pas un rôle majeur, c'est à dire $2\widehat{m}B_0 \ll M_\pi^2$. Dans cette situation, la contribution aux masses des mésons pseudoscalaires vient du terme quadratique dans les masses de quarks (pour plus de détails voir l'article [13]). Le rapport des masses de quarks m_s/\widehat{m} n'est plus fixé et varie entre 6,3 et 25. Le rapport 6,3 correspond à un condensat nul ($B_0 = 0$):

$$\frac{m_s}{\widehat{m}} \sim 2\frac{M_K}{M_\pi} - 1 \sim 6,3$$

Il n'y a pas d'argument théorique qui permet de trancher en faveur de l'une ou de l'autre possibilité. Cependant certains processus physiques, comme la diffusion $\pi\pi$ à basse énergie [13], les désintégrations du eta [14] ou la règle de somme de Dashen-Weinstein [15] peuvent être décrites dans le cadre de la théorie des perturbations chirales (chPT¹) et devraient permettre ainsi de mieux comprendre l'origine de la masse des mésons. Nous allons maintenant revenir plus en détail sur deux de ces processus pour lesquels l'expérience GRAAL peut espérer contribuer expérimentalement.

1. Chiral Perturbation Theory

1.1.3 Désintégration du η

Le méson η , d'une masse de $547,45 \pm 0,19 \text{ MeV}$, a une largeur de désintégration totale de l'ordre de 1 keV . Les principaux modes de décroissance de cette particule sont rappelés dans le tableau suivant [16] :

Modes de décroissance	Rapport de branchement
neutres	$(70.8 \pm 0.8)\%$
2γ	$(38.8 \pm 0.5)\%$
$3\pi^0$	$(31.9 \pm 0.4)\%$
$\pi^0 2\gamma$	$(7.1 \pm 1.4) \times 10^{-4}$
chargés	$(29.2 \pm 0.8)\%$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(23.6 \pm 0.6)\%$
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.88 \pm 0.15)\%$
$e^+ e^- \gamma$	$(5.0 \pm 1.2) \times 10^{-3}$

TAB. 1.1 - *Principaux modes de désintégration du eta*

La théorie des perturbations chirales permet de calculer pour tous ces modes, la largeur de désintégration.

Concernant l'expérience GRAAL, toute mesure directe sur les largeurs de désintégration est impossible étant donné que la résolution sur la masse invariante du eta est de l'ordre d'une dizaine de MeV . Par contre, les principaux rapports de branchement ayant déjà été mesurés, l'expérience GRAAL peut les utiliser pour vérifier la cohérence des mesures concernant cette particule.

Le diagramme de Dalitz, pour les modes de désintégration en $\pi^+ \pi^- \pi^0$ et $3\pi^0$, est décrit dans le cadre de chPT et doit pouvoir être mesuré avec le dispositif 4π . Ce diagramme est sensible dans chPT au rapport de masse des quarks $(m_d^2 - m_u^2)/m_s^2$ [17]. Pour le mode rare en $\pi^0 2\gamma$, la distribution en énergie des deux gammas est également calculée dans le cadre de chPT.

Cependant des simulations restent à faire sur ces modes afin d'évaluer les précisions que l'on peut attendre dans l'expérience GRAAL.

1.1.4 La règle de somme de Dashen-Weinstein

Une situation potentiellement sensible au mécanisme de brisure spontanée de la symétrie chirale est reliée aux déviations [15] des relations de Goldberger-Treiman [18].

De la désintégration faible $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, on peut écrire la relation :

$$(M_N + M_P)G_A^{NP}(0) = 2 F_\pi g_{\pi NN} + (m_u + m_d)H^{NP}(0)$$

où F_π est la constante de désintégration du pion ; $G_A^{NP}(0)$ est une fonction de structure axiale qui peut être mesurée par les expériences sur le temps de vie du neutron ; $H^{NP}(0)$ est un élément de matrice inconnu. Dans ce processus, le neutron se couple par interaction forte ($g_{\pi NN}$) au pion négatif qui se désintègre ensuite par interaction faible (F_π) en électron et anti-neutrino.

De la même façon, les décroissances faibles hypéroniques $\Sigma \rightarrow N + e + \nu$ et $\Lambda \rightarrow N + e + \nu$ permettent d'écrire les deux relations suivantes [19] :

$$\begin{aligned} (M_\Lambda + M_P)G_A^{\Lambda P}(0) &= -\sqrt{2} F_K g_\Lambda + (m_u + m_s)H^{\Lambda P}(0) \\ (M_N + M_\Sigma)G_A^{N\Sigma}(0) &= 2 F_K g_\Sigma + (m_u + m_s)H^{N\Sigma}(0) \end{aligned}$$

où F_K est la constante de désintégration du kaon.

Dans la limite chirale, où les masses des quarks sont nulles, les trois équations précédentes conduisent aux relations de Goldberger-Treiman et les déviations de celle-ci s'expriment en terme de l'élément de matrice $H^{bb'}(0)$. Cet élément de matrice est ensuite développé par rapport aux masses des quarks :

$$H^{bb'}(0) = \overset{\circ}{H}^{bb'}(0) + O(m_{quark})$$

L'invariance sous la symétrie $SU(3)_V$ dans la limite chirale fournit les trois relations suivantes :

$$\begin{aligned} \overset{\circ}{H}^{NP}(0) &= F + D \\ \overset{\circ}{H}^{\Lambda P}(0) &= -\sqrt{\frac{3}{2}}\left(F + \frac{D}{3}\right) \\ \overset{\circ}{H}^{N\Sigma}(0) &= -F + D \end{aligned}$$

L'élimination des deux éléments de matrice réduits F et D conduit à la règle de somme de Dashen-Weinstein [19] :

$$\frac{\sqrt{3}}{2}g_\Lambda + \frac{1}{2}g_\Sigma = 3 \Gamma_\Lambda + \Gamma_\Sigma + \frac{F_\pi g_{\pi NN} - M_N G_A^{NP}(0)}{2 F_K} \cdot \frac{m_s + \widehat{m}}{\widehat{m}} + O(m_{quark}^2)$$

Les valeurs des différentes constantes utilisées pour le calcul du rapport de masse des quarks sont :

$$- G_A^{NP}(0) = 1,259 \pm 0,004 - \text{Résultat des études sur la décroissance du neutron [12].}$$

- $F_\pi = (92,4 \pm 0,2) \text{ MeV}$ [12].
- $F_K = (112,0 \pm 0,2) \text{ MeV}$ [12].
- $\Gamma_\Lambda = 3,26 \pm 0,14$ et $|\Gamma_\Sigma| = 1,74 \pm 0,25$ [20].

La détermination des constantes de couplage g_Λ et g_Σ peut s'effectuer à partir de plusieurs réactions nucléaires impliquant le kaon.

Une analyse des données sur les voies KN et $\bar{K}N$, par les relations de dispersion, a permis à Martin [21] d'obtenir, en 1981, une estimation des deux constantes : $g_\Lambda = 13,2 \pm 1,2$; $|g_\Sigma| < 7$. En 1987, Antolin [22] réanalyse les données existantes sur les réactions du même type ($K^\pm p$ élastique, échange de charge et régénération des K^0) en améliorant la méthode d'analyse. Il aboutit aux valeurs : $g_\Lambda = 12,5 \pm 0,6$; $|g_\Sigma| < 6$.

Ces deux jeux de valeurs apportent une contrainte sur le rapport de masse des quarks m_s/\hat{m} , dans le cadre de la règle de somme de Dashen-Weinstein. La figure 1.1 montre les limites sur le rapport m_s/\hat{m} issu des deux auteurs.

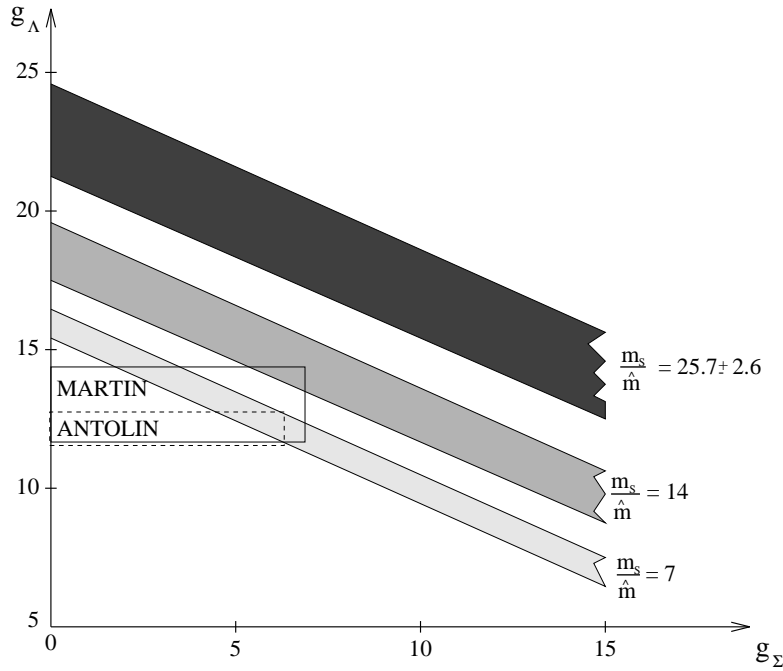


FIG. 1.1 - *Domaine de variation des constantes de couplage g_Λ et g_Σ pour différentes valeurs du rapport des masses de quark m_s/\hat{m} (tiré de [15]).*

L'extraction des constantes de couplages est également possible à partir des données sur les réactions de photoproduction d'étrangeté $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ ou

$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$. Les constantes peuvent être extraites de deux façons différentes : par les relations de dispersion ou par une approche phénoménologique telle que le modèle isobarique ou le modèle de quarks chiral.

En ce qui concerne le modèle dispersif, il s'avère extrêmement difficile d'emploi pour la photoproduction de kaons. La raison principale est que l'énergie seuil est telle que le nombre d'états à prendre en compte est très élevé, ce qui aboutit à un système d'équations couplées assez complexes. Pour le résoudre il faut faire de telles approximations que le modèle dispersif perd de sa validité [23].

Le modèle isobarique représente l'approche phénoménologique la plus utilisée pour la description de la photoproduction de kaons. L'amplitude de la réaction est décrite par des diagrammes de Feynman correspondant aux termes de Born et aux états résonnants dans les voies s , t et u . Les constantes de couplages g_Λ et g_Σ sont extraites dans les termes de Born.

Une alternative intéressante au modèle isobarique est le modèle de quarks chiral car il a très peu de paramètres libres. Ces deux approches sont décrites dans le paragraphe suivant.

Bien que ces modèles apparaissent à l'heure actuelle comme la seule façon d'extraire g_Λ et g_Σ à partir de la photoproduction, il faut rester prudent dans leur comparaison avec QCD.

1.2 Approches phénoménologiques de la photoproduction

1.2.1 Le modèle isobarique

L'approche isobarique utilise la technique des diagrammes de Feynman au premier ordre pour le calcul de l'amplitude de la réaction. Dans ces diagrammes sont représentés les termes de Born et la contribution de leurs états excités. Pendant que la voie s correspond à la propagation d'un état nucléonique, les voies u et t représentent respectivement l'échange des résonances de l'hypéron et du kaon. Il suffit de connaître les vertex et le(s) propagateur(s) de chaque diagramme pour calculer les éléments de la matrice de transition.

Chaque vertex est caractérisé par sa constante de couplage fondamentale, entrant ainsi comme paramètre libre dans le calcul des amplitudes de transition.

Les vertex et les propagateurs connus, la section efficace différentielle et les observables de polarisation peuvent être calculées en termes d'éléments de la matrice de transition. Un calcul de minimisation sur l'ensemble des données expérimentales permet d'obtenir les constantes de couplage de chaque vertex.

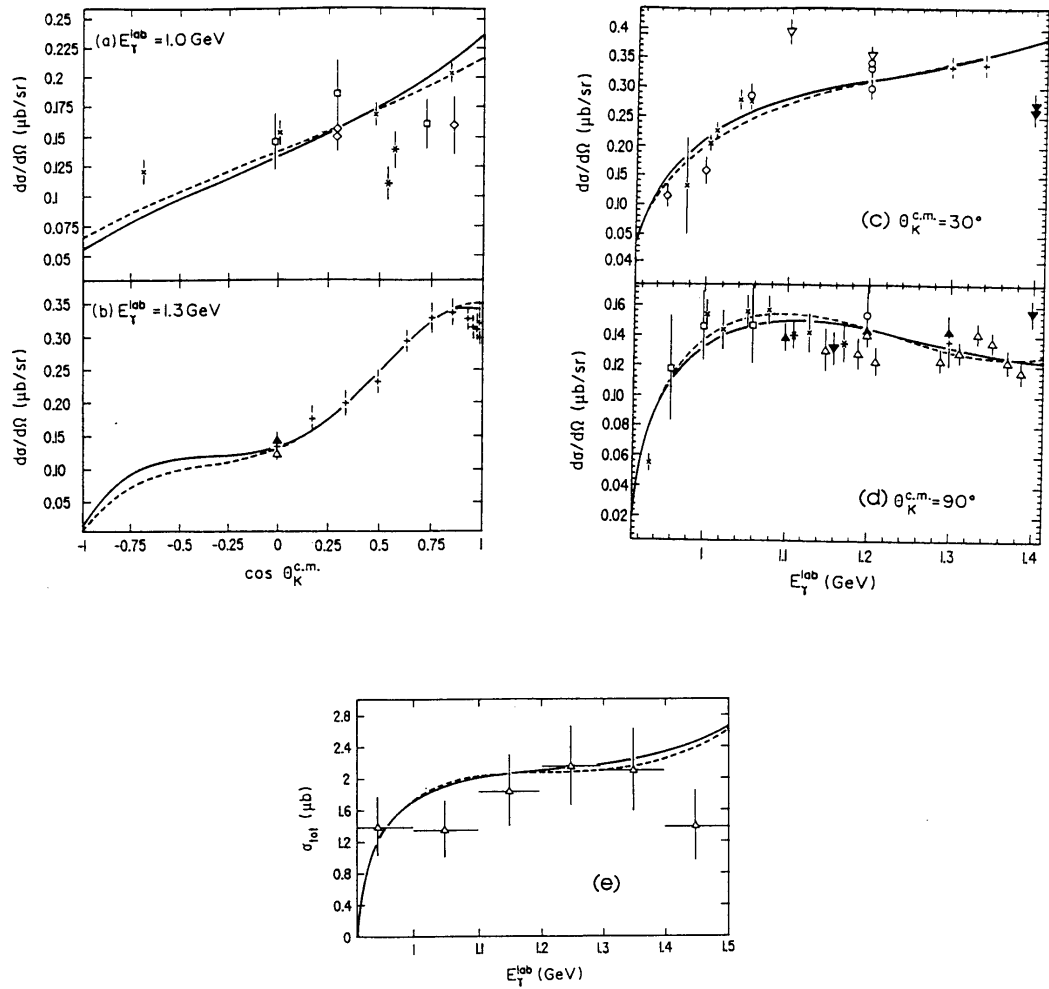


FIG. 1.2 - Prédiction des sections efficaces totale et différentielles, à partir de deux choix de résonances [25], pour le processus $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$.

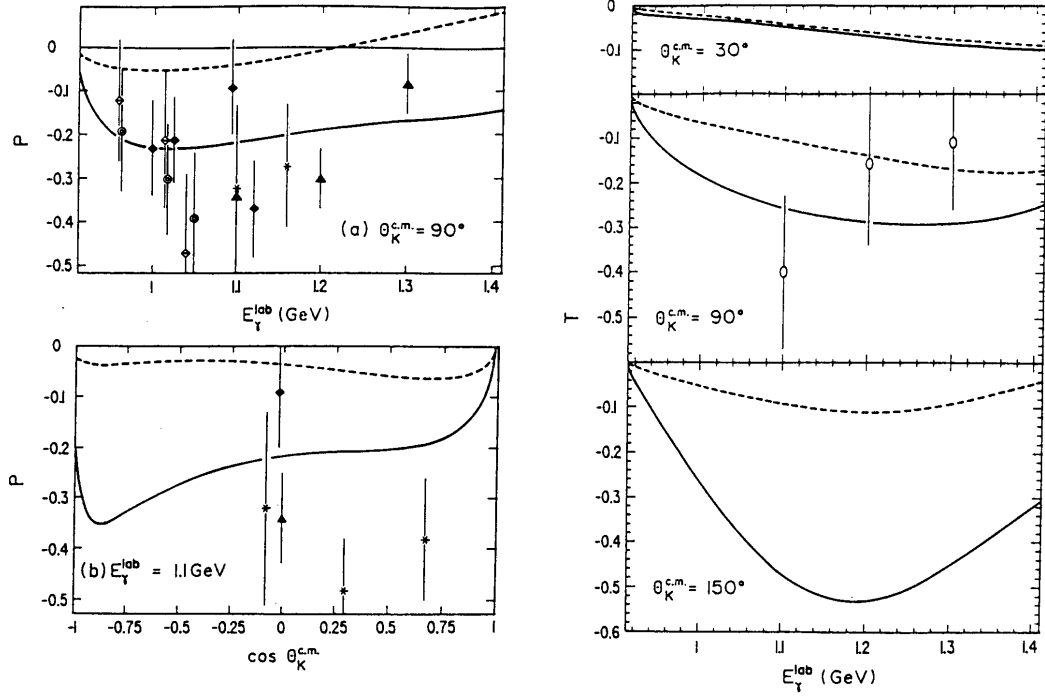


FIG. 1.3 - Prédiction des observables de simple polarisation P et T , à partir de deux choix de résonances [25], pour le processus $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$.

L'article [25] de Adelseck et Saghai de 1990 peut être considéré comme le travail le plus complet sur le mécanisme de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Ils ont ajusté leurs modèles sur toutes les données expérimentales accessibles avant la parution de l'article, en rejetant certaines données. Les figures 1.2 et 1.3 montrent la sensibilité des observables en fonction de deux choix différents dans les résonances intervenant dans le mécanisme réactionnel.

Les sections efficaces totale et différentielles (figure 1.2) ne présentent pas une grande sensibilité aux différents choix de résonances. Par contre, l'asymétrie de polarisation du lambda P et l'asymétrie de polarisation du proton T (figure 1.3) se comportent très différemment en fonction des deux jeux de résonances. On voit ainsi l'importance de mesurer les observables de polarisation pour affiner la compréhension du mécanisme réactionnel.

Ces données, en tenant compte des incertitudes, ont conduit à des valeurs des constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ en accord avec $SU(3)$ brisée à $\pm 20\%$ [26]. La brisure de $SU(3)$ définit un domaine de variations pour ces deux constantes en fonction de la constante $g_{\pi NN}$ [23].

Un travail similaire [27] est conduit sur la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$, dont le mécanisme réactionnel est dominé dans la région du seuil par la résonance S_{11} .

1.2.2 Modèle de quarks chiral

Le modèle de quarks non relativistes développé par Isgur et Karl [28] a été un succès pour reproduire le spectre des hadrons. Les bases de ce modèle peuvent être utilisées pour étudier la photoproduction des mésons pseudoscalaires (π [29], η [30], K [31]) dans le cadre de la symétrie chirale.

Dans ce modèle, le proton est considéré comme un système de trois quarks liés par les forces d'un oscillateur harmonique. Les résonances apparaissent comme des états excités de ces trois quarks. Le couplage des mésons aux résonances se fait par l'intermédiaire des quarks et par conséquent il y a moins de paramètres libres dans le modèle. Ceci constitue une différence significative avec les modèles traditionnels décrivant la photoproduction.

Le modèle présente plusieurs avantages : il est en accord avec le théorème de basses énergies [32] dans la région du seuil de photoproduction du pion. Les contributions des différentes résonances sont exprimées aux moyens des amplitudes CGLN [32] ce qui permet de calculer les observables de polarisation. La section efficace ne diverge pas en fonction de l'énergie du gamma (grâce aux facteurs de formes) ce qui est un problème dans l'approche isobarique [23]. Cependant l'introduction des facteurs de forme, ainsi que la prise en compte des résonances de spin supérieur à 1/2, améliorent la situation pour le modèle isobarique [33].

Chapitre 2

Ensemble expérimental GRAAL

2.1 L'ESRF

L'expérience GRAAL est installée auprès du synchrotron européen de Grenoble, l'ESRF¹, un institut de recherche fondé par douze pays européens². Il est situé au coeur des Alpes françaises. Le but principal de cette installation est de produire des faisceaux de rayons X afin d'étudier la structure atomique et moléculaire de la matière. L'intensité de ces faisceaux fait de l'ESRF la source la plus puissante de rayons X au monde.

2.1.1 L'accélérateur

L'accélérateur, présenté schématiquement sur la figure 2.1, est composé :

- d'un préinjecteur linéaire qui accélère les électrons jusqu'à une énergie de 200 *MeV*.
- d'un accélérateur synchrotron de 300 *m* de circonférence qui permet aux électrons d'atteindre leur énergie finale de 6 *GeV*.
- d'un anneau de stockage d'une circonférence de 844 *m* dans lequel circulent les électrons.

L'anneau, à l'intérieur duquel règne un ultravide de 10^{-10} Torr, permet le stockage et le maintien de la qualité du faisceau. 64 dipôles sont utilisés pour

1. European Synchrotron Radiation Facility.

2. L'Allemagne, la Belgique, le Danemark, l'Espagne, la Finlande, la France, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, le Royaume-Uni, la Suède et la Suisse.

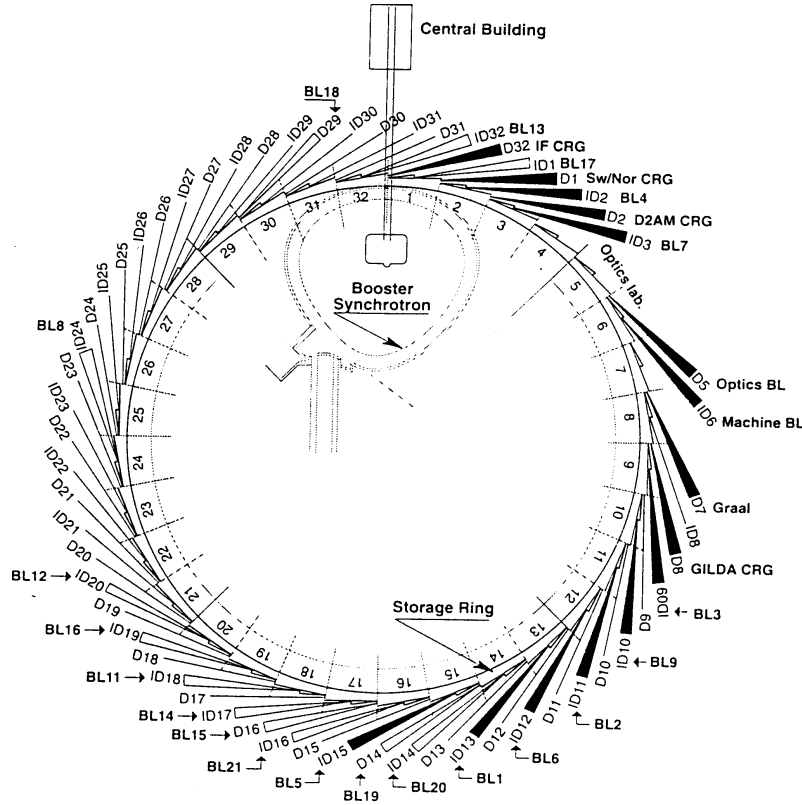


FIG. 2.1 - *Vue schématique de l'ESRF.*

courber la trajectoire des électrons. Actuellement la demi-vie du faisceau d'électrons est de l'ordre de 50 heures pour une intensité de 200 mA.

Les électrons circulent sous forme de paquets d'une largeur variant de 65 à 140 ps. Ces paquets, aussi appelés bunches, sont séparés par une période de 2,8 ns. Ce temps correspond à la fréquence des cavités radiofréquences (352 MHz) qui réinjectent aux électrons de l'anneau, l'énergie perdue par rayonnement synchrotron. Le mode de fonctionnement actuel est de 600 bunches ce qui correspond à un remplissage de 2/3 de l'anneau.

L'anneau est constitué de 64 sections droites correspondant à 64 lignes de lumière appelées D et ID (voir paragraphe suivant). Au milieu de la section droite de l'expérience GRAAL, les dimensions du faisceau sont $\sigma_x = 400 \mu m$ horizontalement et $\sigma_y = 40 \mu m$ verticalement.

2.1.2 Le rayonnement synchrotron

Ce rayonnement a été observé pour la première fois aux USA en 1947. Initialement (et encore de nos jours), il fut une source d’ennuis car il est la cause de la perte d’énergie des particules chargées lorsqu’elles sont déviées par les champs magnétiques des aimants. Ce rayonnement fut cependant reconnu dans les années soixantes, comme une source de lumière aux qualités exceptionnelles.

A l’ESRF, on peut distinguer deux types de lignes de lumière : les lignes ID (Insertion Device) et les lignes D (Dipôle).

Les lignes ID sont en vue d’une section droite dans laquelle le faisceau d’électrons subit des ondulations autour de sa direction de propagation, ce qui entraîne l’émission d’un rayonnement particulièrement intense. Ces ondulations sont obtenues soit par des onduleurs soit par des wigglers [34]. Ces deux dispositifs créent des rayons X qui sont répartis dans des pics très étroits par effet de résonance. Par exemple, un wiggler long d’un mètre produit 9 *kW* de rayons X pour des électrons 6 *GeV* et une intensité du faisceau de 100 *mA*.

Les lignes D utilisent le rayonnement qui accompagne l’accélération centrale des électrons dans les dipôles. C’est dans le prolongement d’une de ces lignes (D7) que se situe l’expérience GRAAL. Les rayons X, émis par les dipôles, sont très gênants pour GRAAL car ils sont à l’origine des problèmes de chauffage et obligent le blindage de certains détecteurs.

Le rayonnement synchrotron peut être également produit dans les quadripôles. Les champs magnétiques de ceux-ci étant faibles, le rayonnement est émis principalement dans le visible. Comme nous le verrons dans la section 2.3.2, cette lumière sera très utile pour aligner le faisceau laser de GRAAL avec le faisceau d’électrons.

2.1.3 Le rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung), qui est de même nature que le rayonnement synchrotron, est émis par un électron accéléré dans le champ électrique d’un noyau du gaz résiduel de la machine. Dans ce processus, les électrons peuvent perdre jusqu’à la totalité de leur énergie soit 6 *GeV*.

La distribution en énergie du rayonnement de freinage présente une dépendance en $1/E_\gamma$ et donc une forte concentration en basses énergies (cf. figure 2.2). Les gammas issus du rayonnement de freinage représentent une source de bruit de fond pour le faisceau GRAAL car ils ne sont pas polarisés. Le flux de ce rayonnement, pour des énergies supérieures à 400 *MeV*, a été

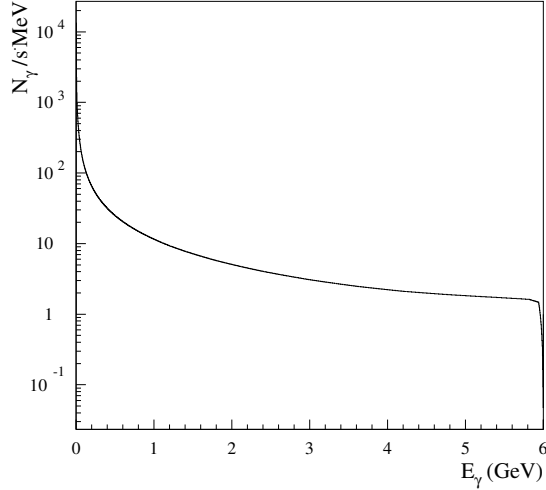


FIG. 2.2 - *Distribution en énergie du rayonnement de freinage.*

mesuré expérimentalement à $4 \cdot 10^4 \gamma/s$ au niveau du système d'étiquetage.

Jusqu'à nos jours, c'est le rayonnement de freinage qui a été le plus utilisé pour les expériences de photoproduction car il est facile d'obtenir de hauts flux de gammas, dont l'énergie peut atteindre celle des électrons producteurs. Une polarisation partielle du faisceau est possible mais difficile à obtenir : si le faisceau d'électrons arrive sous un angle bien défini sur certains cristaux, il peut se produire du rayonnement de freinage cohérent partiellement polarisé, qui atteint en théorie des valeurs proches de 80% [35]. Les expériences de ce type ont besoin d'un spectromètre de paires pour mesurer la polarisation du faisceau γ [36].

2.2 La rétrodiffusion Compton

Le faisceau de gammas de l'expérience GRAAL est produit par la rétrodiffusion Compton de photons laser sur les électrons stockés dans l'anneau.

La rétrodiffusion Compton, pour générer des faisceaux gammas, a été utilisée pour la première fois dans les années 60 dès l'invention du laser. Étant données les petites intensités des faisceaux d'électrons, les flux de gammas $\sim 10^2 - 10^3 \gamma/s$ étaient trop faibles pour être utilisés dans des expériences de physique. Les anneaux de stockage, dans lesquels circule un courant élevé d'électrons, et l'utilisation de lasers de puissance étaient la solution pour obtenir des flux plus importants.

La première expérience photonucléaire fut réalisée au laboratoire national

de Frascati en 1978 [37], avec un faisceau de $10^5 \gamma s^{-1}$. Actuellement, les différents faisceaux Compton dans le monde ont des flux de l'ordre de $10^6 - 10^7 \gamma/s$ (tableau 2.1).

Laboratoire	laser	$\lambda(\text{nm})$	$E_e(\text{GeV})$	$E_\gamma^{max}(\text{MeV})$	Flux (γ/s)
Lebedev (1964)	Rubis	694.3	0.6	7	10^2
CEA ^a (1965)	Rubis	694.3	6.0	400	10^2
SLAC ^b (1969-74)	Rubis	694.3	15.6	4660	10^3
SLAC (1980-83)	Nd-YAG	266.0	30.0	20000	10^3
LNF ^c (1978-90)	Ar-Ion	488.0	1.5	80	10^5
BNL (1988-)	Ar-Ion	351.1	2.5	370	10^7
VEPP ^d (1988-)	Ar-Ion	514.5	2.0	140	10^6
ESRF (1995-)	Ar-Ion	351.1	6.0	1500	$2 \cdot 10^6$

TAB. 2.1 - *Faisceaux de gammas produits par rétrodiffusion Compton.*

^a Cambridge Electron Accelerator.

^b Stanford Linear Accelerator Center.

^c Laboratori Nazionali di Frascati.

^d Novosibirsk.

L'expérience GRAAL est pour l'instant la seule à pouvoir étudier, à partir de gammas produits par diffusion Compton, les réactions de photoproduction des mésons η et K qui ont des seuils au dessus de 700 MeV .

2.2.1 Cinématique

La figure 2.3 montre une vue schématique de la diffusion Compton, ainsi qu'une définition de l'angle ϕ du photon incident et de l'angle θ du gamma retrodiffusé par rapport à la direction du faisceau d'électrons. L'énergie du gamma diffusé a pour expression [38] :

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + \frac{4\gamma E_L}{mc^2} + \theta^2 \gamma^2}$$

où E_L est l'énergie du laser et γmc^2 celle de l'électron.

L'angle ϕ du photon laser n'apparaît pas dans cette expression car il a très peu d'influence. Avec un angle ϕ de 1° , très grand comparé aux divergences du faisceau d'électrons et du laser, les changements sur l'énergie sont de l'ordre de 20 keV .

Le facteur γ étant de l'ordre de 12000, l'énergie des gammas décroît très rapidement avec l'angle θ . L'énergie est maximale pour un angle θ de 0° et vaut $1,47 \text{ GeV}$ pour des photons laser d'une énergie de $3,5 \text{ eV}$.

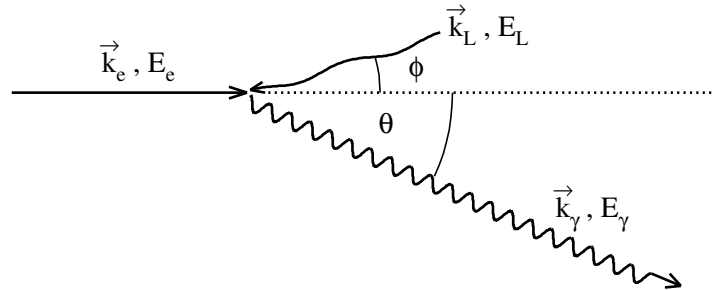


FIG. 2.3 - Définition des angles de la rétrodiffusion Compton.

Le spectre (a) de la figure 2.4 représente l'énergie du gamma en fonction de son angle d'émission. On remarque que les gammas sont émis dans un cône très étroit ($< 0,5 \text{ mrad}$). Une dispersion apparaît entre l'angle et l'énergie du gamma lorsque l'on tient compte des divergences du faisceau laser et du faisceau d'électrons.

Une des conséquences immédiate est que si nous collimatons le faisceau Compton, nous supprimons alors des gammas à toutes les énergies. Ceci est très visible sur le spectre (b) qui représente la distribution en énergie des gammas avant et après passage dans un collimateur rectangulaire de $7 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$ (courbe hachurée), situé à une trentaine de mètres de l'intersection. Le rôle de ce collimateur est de réduire les dimensions du faisceau gammas de telle sorte qu'il entre dans la cible sans toucher les structures denses de celle-ci. Nous devons donc être vigilants sur les dimensions du collimateur afin de ne pas perdre une part trop importante du flux de gammas.

Expérimentalement pour connaître l'énergie du gamma, on mesure la position de l'électron issu de la diffusion Compton, à la sortie du deuxième dipôle. Cette mesure est réalisée par un détecteur à microstrips silicium placé à la sortie du dipôle. Ce procédé est appelé étiquetage.

Connaissant la position de l'électron diffusé et la valeur du champ magnétique dans le dipôle, on peut calculer son énergie E' . L'énergie du gamma est obtenue simplement en soustrayant l'énergie de l'électron diffusé E' à 6 GeV .

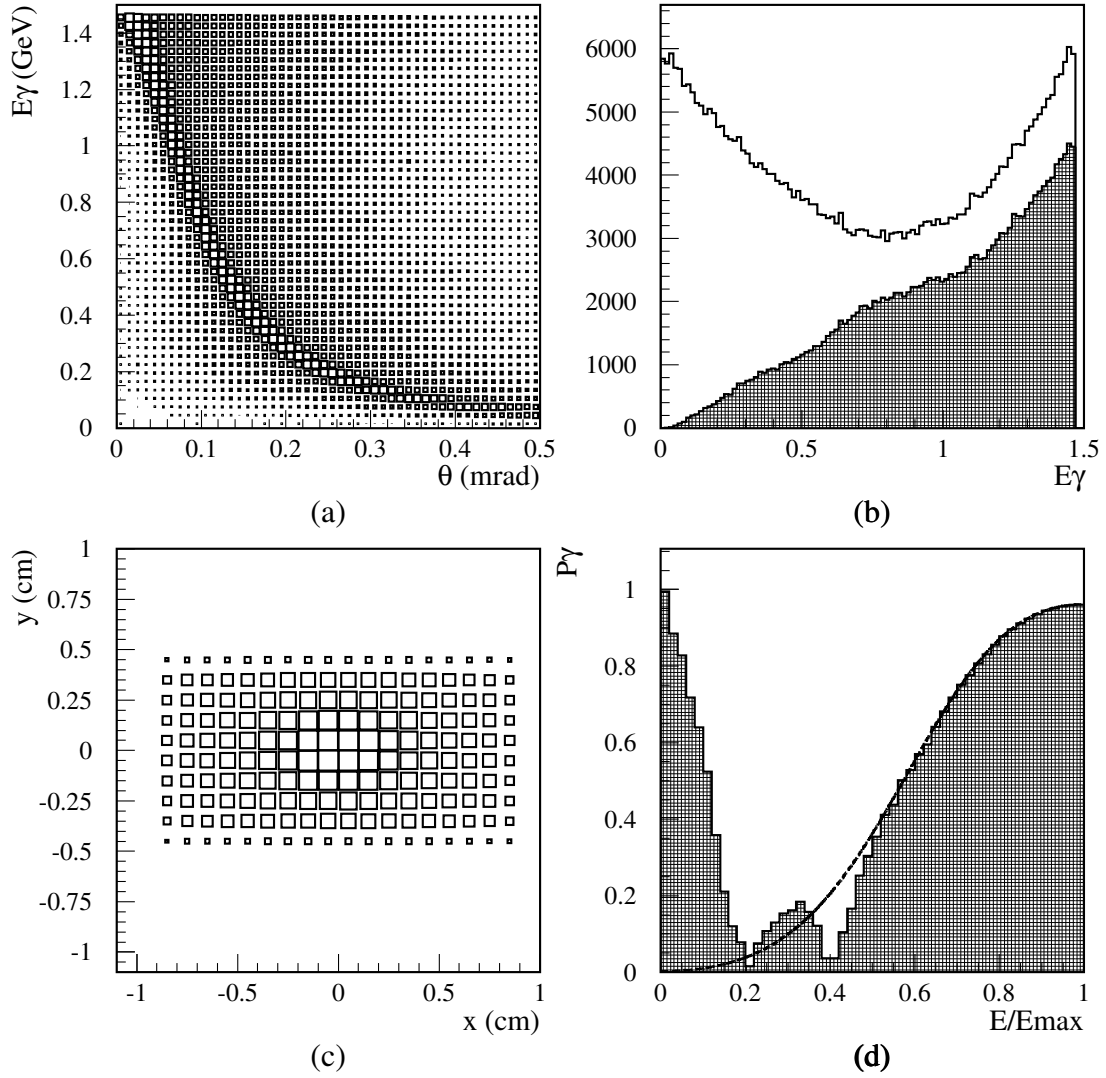


FIG. 2.4 - Caractéristiques du faisceau γ obtenues par simulation. (a)- Relation entre l'angle d'émission et l'énergie du gamma. (b)- Spectre en énergie du faisceau Compton. (c)- Profil du faisceau au niveau de la cible après le collimateur rectangulaire. (d)- Degré de polarisation linéaire sans collimation et après collimation (courbe hachurée).

2.2.2 Intensité et profil du faisceau gammas

Le flux du faisceau de gammas est calculé à partir de la section efficace de la diffusion Compton et des dimensions des faisceaux laser et d'électrons.

La section efficace totale pour la diffusion Compton est donnée par [38] :

$$\sigma = \frac{\pi}{2} r_0^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^3} \left[\frac{2\gamma(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \ln(1 + 2\gamma) \right] + \frac{\ln(1 + 2\gamma)}{2\gamma} - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\}$$

avec $r_0 = 2.818 \text{ fm}$ (rayon classique de l'électron) et $\gamma = E_L/m$.

Le taux de comptage obtenu par simulation [39], pour une intensité du faisceau d'électrons de 150 mA et une longueur d'onde laser de 514 nm , est de $2,6 \cdot 10^6 \gamma/s$ par watt laser. Expérimentalement, un flux de $\sim 10^6 \gamma/s$ par watt laser est mesuré pour une intensité machine de 150 mA . Cette différence provient essentiellement d'une défocalisation du faisceau laser, dans la zone d'intersection, dû à un chauffage par les rayons X du miroir qui réfléchit le faisceau laser dans la machine. Actuellement le flux de gammas est limité à une valeur de $2 \cdot 10^6 \gamma/s$ car l'expérience GRAAL ne peut pas diminuer de plus de 20 % la durée de vie du faisceau d'électrons de l'ESRF.

Le profil du faisceau de gammas est obtenu à partir de la section efficace différentielle Compton dans le laboratoire, dont l'expression est [38] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \frac{2}{m^2 x_1^2} U_0 E_\gamma^2$$

où E_L est l'énergie du photon laser et U_0 est défini par :

$$U_0 = 4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) - \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right)$$

Pour $\phi = 0$ (cf. figure 2.3), x_1 et x_2 sont donnés par :

$$x_1 = 2 \frac{\vec{k}_e \cdot \vec{k}_L - E_e E_L}{m^2} = -\frac{4\gamma E_L}{m}$$

$$x_2 = -2 \frac{\vec{k}_e \cdot \vec{k}_\gamma - E_e E_\gamma}{m^2} = \frac{\gamma E_\gamma \theta^2}{m}$$

Le spectre (c) de la figure 2.4 montre le profil du faisceau γ au niveau de la cible, après le passage dans le collimateur rectangulaire en plomb de 7 mm par 14 mm situé à une trentaine de mètres de l'intersection. Le maximum d'intensité au centre du faisceau correspond aux gammas de hautes énergies.

2.2.3 Polarisation

La polarisation est la caractéristique la plus intéressante du faisceau de gammas obtenu par diffusion Compton. Elle peut être facilement et rapidement changée (de circulaire à linéaire ou vice-versa) en polarisant la lumière laser. Le laser produisant des photons totalement polarisés linéairement, il suffit d'intercaler une lame demi-onde ou quart d'onde pour changer l'état de polarisation des photons. En installant une lame demi-onde, on fait tourner la polarisation linéaire initiale d'un angle quelconque. La lumière laser polarisée circulairement est obtenue par l'intermédiaire d'une lame quart d'onde.

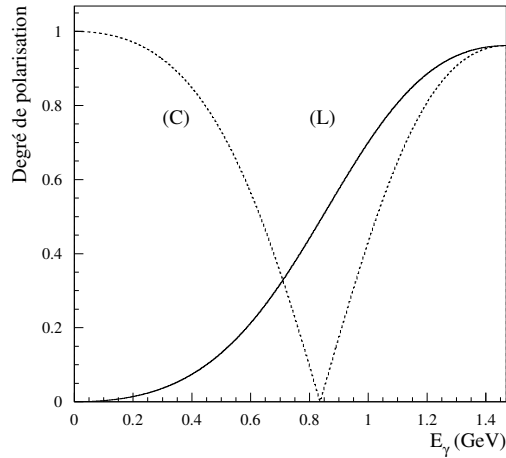


FIG. 2.5 - *Polarisation du faisceau GRAAL ($E_L = 3.53$ eV et $E_e = 6.0$ GeV) en fonction de l'énergie des gammas. (L) et (C) correspondent respectivement à une polarisation linéaire et circulaire.*

Dans la diffusion Compton, la polarisation du gamma est proportionnelle au degré de polarisation du laser et dépend de l'énergie du gamma.

La figure 2.5 montre les degrés de polarisation linéaire et circulaire [39] obtenus par un calcul d'après un article écrit par Arutyunian, Goldman et Tumanyan [40]. Le degré de polarisation des gammas atteint une valeur de 96% à l'énergie maximale en linéaire et 100% en circulaire. Ce chiffre est obtenu pour des photons laser polarisés à 100% linéairement ou circulairement. Expérimentalement le degré de polarisation du laser sera mesuré par un polarimètre [41] ce qui nous permettra de corriger éventuellement les deux courbes de la figure 2.5.

La collimation peut affecter la polarisation des gammas. Par exemple, le spectre (d) de la figure 2.4 montre le degré de polarisation linéaire après le

passage dans un collimateur rectangulaire de $7\text{ mm} \times 14\text{ mm}$. La polarisation est très bonne pour les gammas de haute énergie qui sont peu affectés par la collimation. Il est donc important de ne pas trop collimater le faisceau Compton.

2.3 La ligne de faisceau

2.3.1 Implantation générale

La ligne de faisceau GRAAL se décompose en trois grandes zones (voir figure 2.6) :

- la zone d’interaction entre le laser et le faisceau d’électrons.
- le local où se situe le laser et son optique associée.
- l’aire expérimentale où est installé l’ensemble de détection.

La zone d’interaction se trouve dans l’enceinte à vide d’une section droite de l’anneau entre deux dipôles. Cette portion de droite d’une longueur de $6,5\text{ m}$ est à une trentaine de mètres du laser.

A la sortie du deuxième dipôle, on trouve le système d’étiquetage dont la fonction est de mesurer l’énergie de l’électron ayant participé à la diffusion Compton. La ligne de vide transportant le faisceau Compton est connectée au vide de la machine au niveau du deuxième dipôle. Cette ligne traverse ensuite la salle blindée en plomb dans laquelle se trouve le laser. Un marbre de 5 m de long assure la stabilité du laser et de son optique. Une fenêtre de quartz permet au laser d’entrer dans la ligne de vide et de se réfléchir sur un miroir de béryllium en direction de la zone d’intersection. Deux doigts en cuivre, situés devant le miroir, le protège du rayonnement X de l’anneau. Un ensemble de trois moniteurs, disposant chacun d’une lame semi réfléchissante, permet de contrôler la position du faisceau laser en trois points différents.

Les gammas traversent le miroir de béryllium et sortent de l’enceinte à vide, puis de la salle laser en direction de l’aire expérimentale. Ils rencontrent ensuite un collimateur formé de quatre blocs de plomb d’une longueur de 30 cm . Derrière le collimateur, un aimant nettoyeur sépare les paires e^+e^- issues des gerbes électromagnétiques générées dans le plomb du collimateur.

Le faisceau entre alors dans une autre enceinte à vide afin de ne pas créer de nouvelles interactions avec la matière. Il rencontre la cible d’hydrogène qui se situe à 40 mètres de la zone d’interaction. Les gammas traversent ensuite un moniteur qui mesure une fraction du flux du faisceau γ . Enfin, les gammas sont stoppés dans un second moniteur, composé de fibres optiques scellées dans une matrice de plomb.

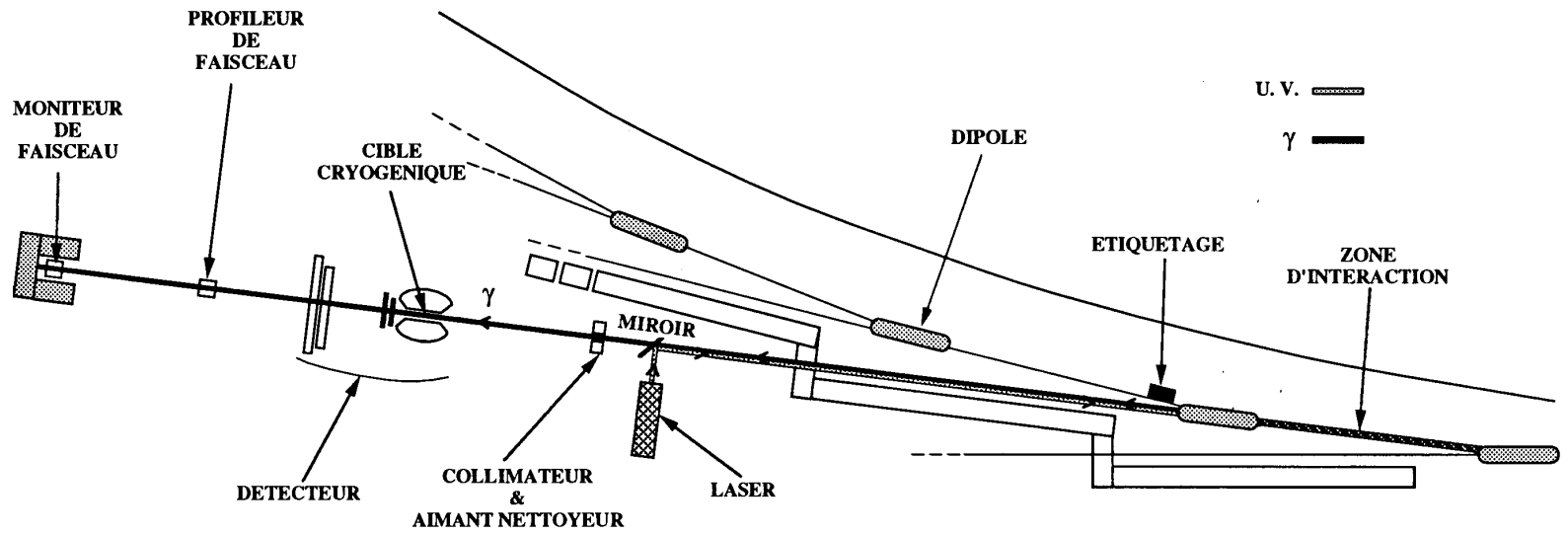


FIG. 2.6 - La ligne de faisceau de l'expérience GRAAL.

2.3.2 Laser et optique associée

Description du montage

Le banc d'optique est composé d'un bloc de granit d'une longueur de 5m sur lequel est posé un laser argon (figure 2.7). Fixés sur le bloc, plusieurs éléments d'optiques permettent de focaliser et d'orienter le faisceau laser en direction de la zone d'intersection.

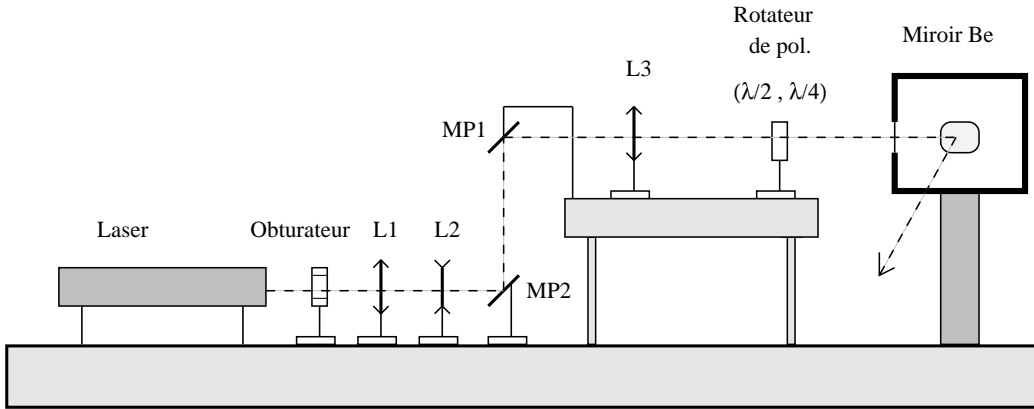


FIG. 2.7 - Vue schématique du banc optique.

Le laser peut délivrer une puissance lumineuse de 30 W dans le mode multiraie visible, 13 W pour une longueur d'onde de 514 nm et 7 W dans l'ultraviolet (351 nm). Le faisceau laser présente une divergence naturelle de 0,5 $mrad$ et sa forme est gaussienne. Pour refocaliser le laser, nous utilisons deux lentilles convergentes (L1 et L3) et une divergente (L2). Avec cette optique, la dimension du laser est estimée à 500 μm dans la zone d'intersection.

Pour amener le faisceau laser dans le plan des électrons, un périscope constitué de deux miroirs (MP1 et MP2) translate le faisceau du laser au niveau de la fenêtre d'entrée en quartz de l'enceinte à vide. Sur le miroir supérieur du périscope, on dispose de mouvements fins permettant des rotations de l'ordre du μrad qui est la précision nécessaire pour réaliser l'alignement.

Méthode pour obtenir l'intersection

Avec le montage décrit précédemment, il s'agit de superposer le faisceau laser et le faisceau d'électrons. Pour superposer deux droites, il faut disposer de quatre degrés de liberté (deux translations, deux rotations). Les rotations sont assurées par le miroir supérieur du périscope. Initialement, il était prévu

de réaliser les translations par un système de deux prismes. Cette solution a été abandonnée car nous avons trouvé une façon d'aligner en un point le faisceau laser et le faisceau d'électrons. Cet alignement est possible en utilisant la lumière visible, émise par les électrons dans les quadrupôles, qui a un trajet inverse de celui du faisceau laser.

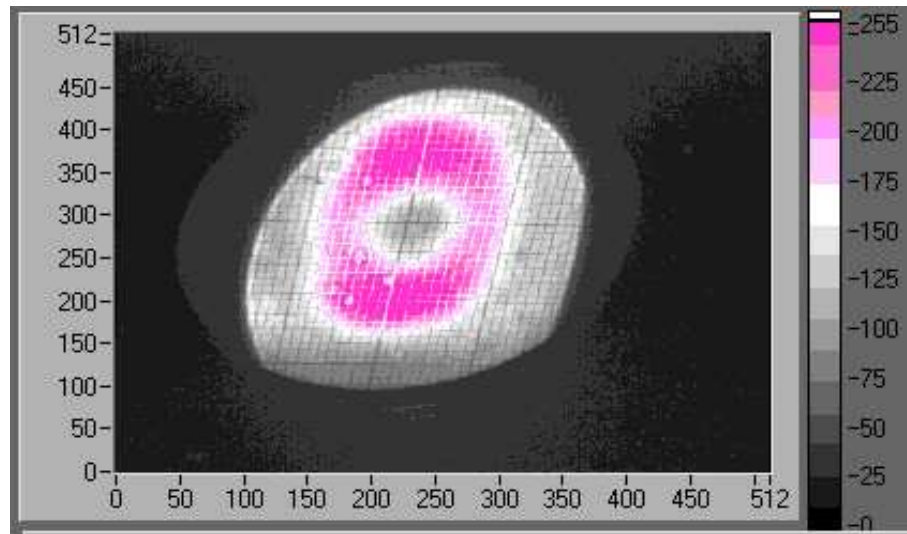


FIG. 2.8 - *Vue de la lumière synchrotron provenant des quadrupôles (abscisse : 100 \Rightarrow 1.35 cm, ordonnée : 100 \Rightarrow 1 cm).*

Une caméra CCD visualise la distribution de cette lumière au niveau du miroir supérieur (figure 2.8). On peut remarquer un minimum de luminosité dans la partie centrale de la distribution. Celui-ci correspond aux électrons, situés sur l'axe du faisceau, qui ne sont pas refocalisés par les quadrupôles. Le centre de la tâche lumineuse est donc aligné avec le faisceau d'électrons. Il suffit de centrer le laser sur cette tâche pour être aligné en un point. Ensuite les rotations autour de ce point permettent d'obtenir l'intersection. Avec cette méthode, l'obtention du faisceau Compton est très rapide. Il faut deux à trois heures si on réaligne toute l'optique posée sur le banc.

2.3.3 L'étiquetage

Le système d'étiquetage, installé à la sortie du deuxième dipôle, mesure la position de l'électron associé à un gamma. Ces électrons ayant cédé une partie de leur énergie au gamma sont séparés par le champ magnétique du dipôle.

Le système de détection se situe dans une boîte qui entre dans l'enceinte de l'anneau. La distance minimale au faisceau principal imposée par l'ESRF est de 10 mm . A l'intérieur de la boîte un ensemble de 128 microstrips de silicium, chacune large de $300\ \mu\text{m}$, relève la position des électrons. La lecture des microstrips est déclenchée par un ensemble de scintillateurs plastiques : deux grands de même largeur que l'ensemble des microstrips et huit petits, d'une largeur de $6,8\text{ mm}$, couvrant chacun 16 microstrips. Les petits scintillateurs se chevauchent sur 2 mm . La figure 2.9 montre, d'une façon schématique, l'arrangement des différents éléments du système d'étiquetage.

Par une triple coïncidence construite entre les deux grands plastiques et l'un des huit petits, ces scintillateurs éliminent une grande partie des rayons qui proviennent d'un absorbeur de rayons X situé à 20 cm . Ces rayons X sont également stoppés par l'enceinte étanche du système d'étiquetage. Celle-ci est composée de 2 mm de platine et de 2 mm de densimet qui est un alliage contenant 95% de tungstène.

L'information temps des scintillateurs est recalée sur le signal RF de l'anneau pour générer un signal start pour les mesures de temps de vol dans l'expérience.

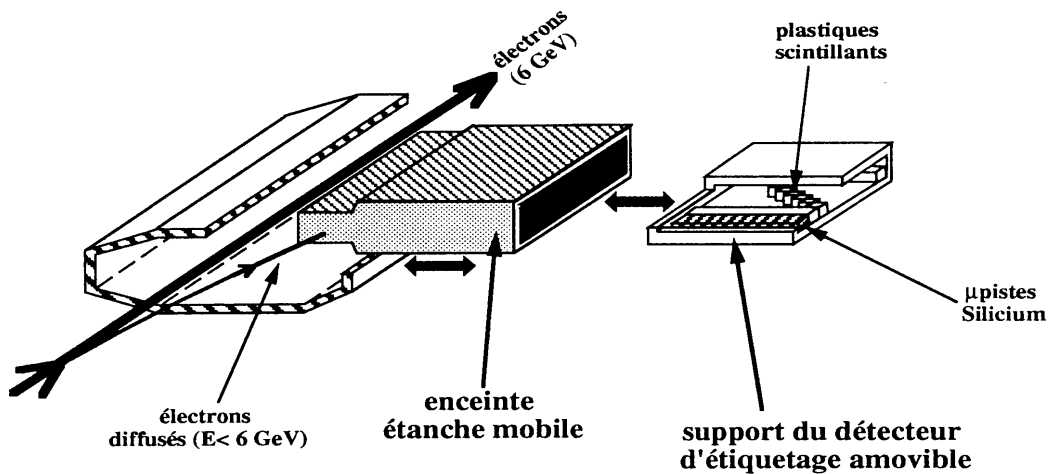


FIG. 2.9 - Schéma d'installation du détecteur d'étiquetage.

Le spectre (a) de la figure 2.10 montre la distance des électrons par rapport au faisceau principal pour des gammas de $1,5\text{ GeV}$. La dispersion sur la position vient du fait que les électrons traversent les éléments d'optique avec une énergie différente de 6 GeV . La largeur à mi-hauteur de $600\ \mu\text{m}$ correspond à une résolution de 16 MeV .

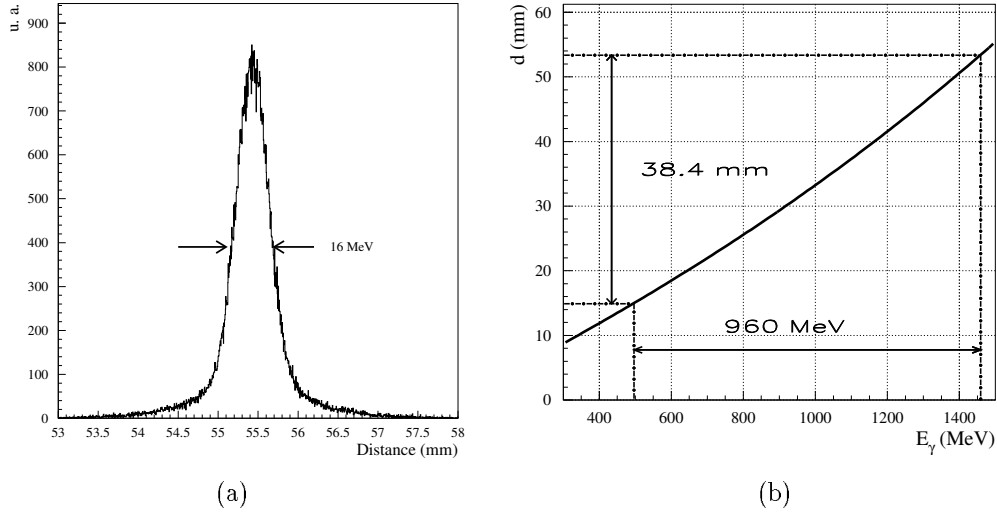


FIG. 2.10 - (a)- Distribution des distances au niveau des microstrips pour un gamma de 1,5 GeV. (b)- Position des électrons en fonction de leur énergies au niveau de l'étiquetage.

La correspondance entre l'énergie $E_\gamma(\text{GeV})$ et la position d de l'électron est donnée par la relation :

$$d = 166,21 \frac{E_\gamma}{(6 - E_\gamma)}$$

Cette relation détermine la plage en énergie couverte par les microstrips (spectre (b) de la figure 2.10). Etant donné qu'on ne peut pas approcher la boîte à moins de 10 mm du faisceau d'électrons (ce qui correspond au premier microstrip à 15 mm), l'énergie minimale mesurable pour les gammas est de 500 MeV. Le système étant mobile, on peut mesurer des énergies de gammas jusqu'à 1,8 GeV.

Les microstrips couvrent une distance de 3,84 cm, ce qui correspond environ à une plage de 960 MeV dans le cas où le premier microstrip est à 15 mm du faisceau d'électrons. Un microstrip correspond donc à 7,5 MeV.

2.3.4 Le monitoring du faisceau

A la fin de la ligne de faisceau, les gammas s'arrêtent dans un moniteur composé de fibres optiques scellées dans une matrice de plomb, semblable aux calorimètres électromagnétiques de l'expérience JETSET [42] au CERN. Ses dimensions ont été choisies pour enfermer 99% de la gerbe électromagnétique créée par un gamma de 1,5 GeV. L'efficacité de détection des gammas est de

100% avec une résolution en énergie proche de 20% en largeur à mi-hauteur. Ce détecteur peut compter des flux de gammas de l'ordre de $10^6 \gamma/s$. Au dessus de ce chiffre, on doit tenir compte des empilements qui faussent la mesure du moniteur.

Pour éviter les problèmes d'empilement, un deuxième moniteur d'une efficacité aux gammas de l'ordre de 3% permet de compter une fraction du flux du faisceau. Ce détecteur est constitué de trois plastiques et d'un convertisseur en aluminium, de 2 mm d'épaisseur, inséré entre le premier et le deuxième plastique.

Le trigger de validation du moniteur est $\bar{P}_1 + P_2 + P_3$, où P_1 , P_2 et P_3 sont les trois plastiques. Le plastique P_1 situé du côté faisceau gammas permet de supprimer les particules chargées contenues dans le faisceau. Les deux plastiques suivant valident le passage de l'électron et du positron issus du convertisseur. L'étalonnage de ce détecteur est réalisé à bas flux de gammas avec le premier moniteur.

2.4 Le détecteur LAGRANGE

2.4.1 Présentation

Le détecteur LAGRANGE³ (figure 2.11) est un ensemble de détection 4π sans champ magnétique. Pour détecter les gammas émis dans les réactions, le détecteur est équipé d'un calorimètre électromagnétique couvrant les angles compris entre 25° et 155° . Il est complété à l'avant par un détecteur de gerbes électromagnétiques.

L'expérience GRAAL ne dispose pas de calorimètre hadronique. Les réactions de photoproduction étant de faible multiplicité en particules chargées aux alentours du GeV , leurs quantités de mouvements peuvent être calculées en utilisant la mesure des traces et les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Les traces sont reconstruites par un ensemble de détection composé de : deux chambres cylindriques multifils entourant la cible et deux chambres planes multifils couvrant les angles avant.

Un double mur de plastiques scintillants permet d'identifier, par mesure de temps de vol sur une base de 3 mètres, les particules chargées émises vers l'avant. Un tonneau de scintillateurs plastiques de faible épaisseur, installé à l'intérieur du calorimètre électromagnétique, permet une identification des particules chargées par leur perte d'énergie. Ce tonneau peut servir également d'anticoïncidence pour les gammas détectés par le calorimètre.

3. Large Acceptance **GRAAL** Apparatus for Nuclear **G**amma **E**xperiments.

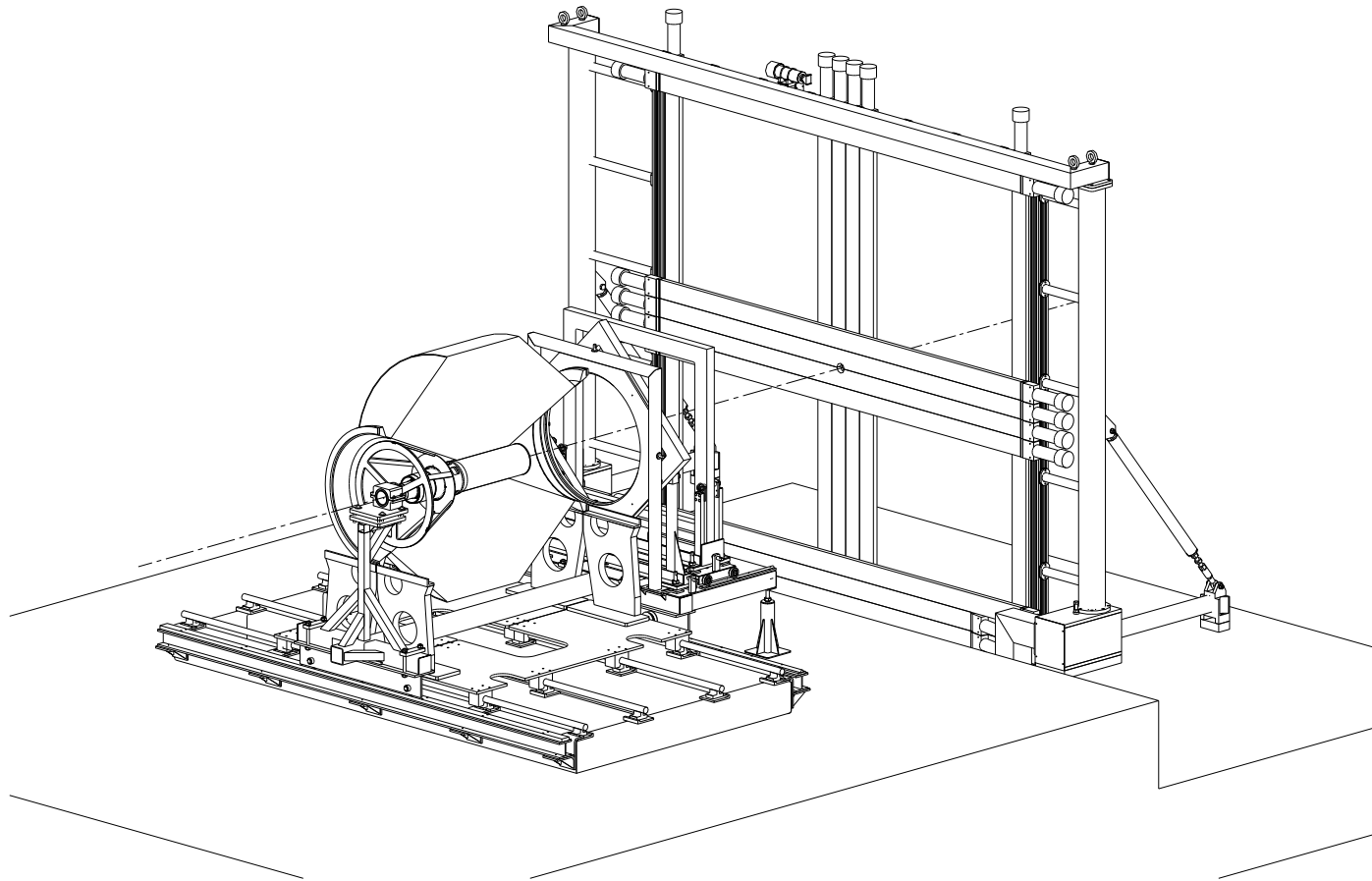


FIG. 2.11 - *Vue de l'ensemble du détecteur de particules.*

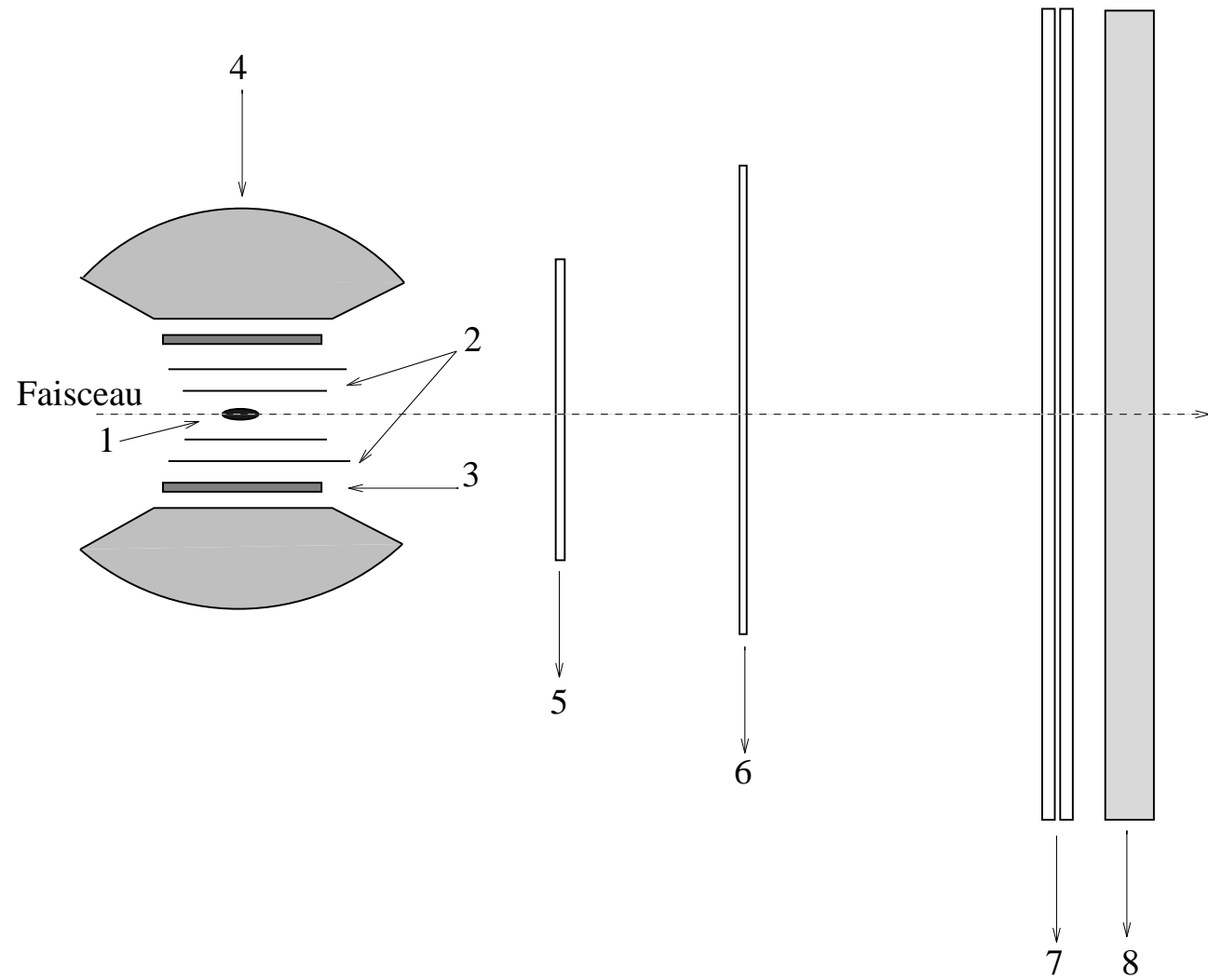


FIG. 2.12 - *Vue schématique du détecteur. 1- Cible. 2- Chambres à fils cylindriques. 3- Tonneau de plastiques. 4- Boule BGO. 5 et 6- Chambres à fils planes. 7- Double mur de scintillateurs plastiques. 8- Détecteur de gerbes.*

2.4.2 Détection des gammas

a) Le calorimètre électromagnétique BGO

Un calorimètre électromagnétique à grand angle solide détecte les gammas d'une large gamme d'énergie émis sous des angles $25^\circ < \theta < 155^\circ$ (détecteur 4 sur la figure 2.12). Il est composé de 480 cristaux de $Bi_4Ge_3O_{12}$ en forme de tronc de pyramide de 24 cm, soit 21 longueurs de radiation. Chaque cristal est enveloppé d'un réflecteur d'aluminium d'une épaisseur de 30 μm . Les cristaux sont arrangés sur 15 couronnes dans la direction θ (32 cristaux par couronne).

24 paniers en fibre de carbone permettent de supporter mécaniquement l'ensemble des cristaux. Les paniers sont ensuite fixés à la structure rigide du châssis en acier. Pour des raisons d'arrangement géométrique, il y a 8 formes différentes de cristaux. Ceux disposés à l'avant et à l'arrière sont plus minces que les cristaux centraux. Pour cette raison, leurs photomultiplicateurs associés sont d'un diamètre de 1,5" du type Hamamatsu R580. La partie centrale est lue par des photomultiplicateurs de 2" (Hamamatsu R329).

La résolution angulaire pour des photons d'énergie supérieure à 200 MeV est de 6° en θ et 7° en φ (figure 2.13). Cette résolution peut changer suivant l'algorithme qui est choisi pour calculer la direction moyenne d'un gamma. Sachant qu'une gerbe électromagnétique s'étale sur plusieurs cristaux, un calcul de barycentre sur les directions θ et φ des cristaux donne la direction du gamma. La pondération peut se faire par l'énergie déposée dans chaque cristal ou par une fonction de celle-ci (par exemple, on peut choisir une puissance de l'énergie).

Des mesures [44], présentées sur la figure 2.14, montrent la résolution en énergie $FWHM^4$ du calorimètre BGO en fonction de l'énergie des gammas. La résolution sur la mesure de l'énergie des gammas est reproduite par la fonction [43]:

$$FWHM[\%] = \sqrt{a^2 + \left(\frac{b}{E_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{c}{\sqrt{E_\gamma}}\right)^2} [GeV]$$

avec $a = 1,7441$, $b = 0,9701$ et $c = 2,3614$.

La réponse de la boule BGO aux particules chargées dépend fortement de leurs énergies et de leurs masses. Des simulations et des mesures [45] ont permis de déterminer la résolution $FWHM$ en énergie pour les protons jusqu'à une énergie de 173 MeV. Cette résolution est donnée par [46]:

$$FWHM[\%] = 209E^{-0.84}[MeV]$$

4. largeur à mi-hauteur

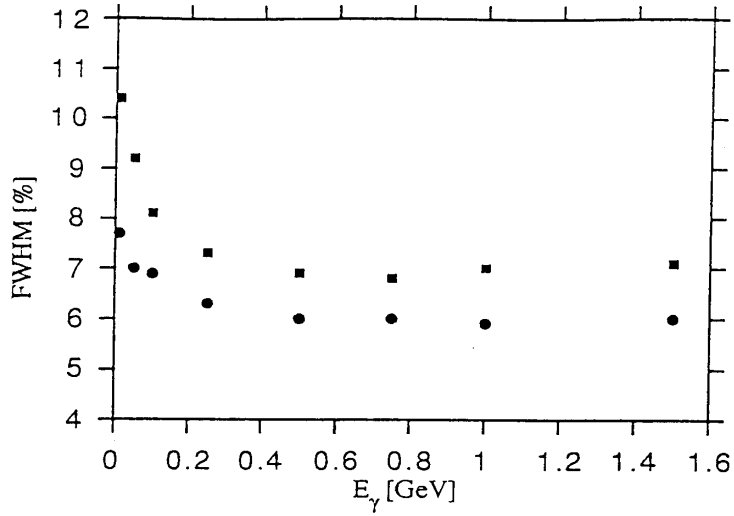


FIG. 2.13 - Résolution angulaire (FWHM) du calorimètre BGO pour θ (cercles) et φ (carrés) en fonction de l'énergie du photon incident (tiré de [43]).

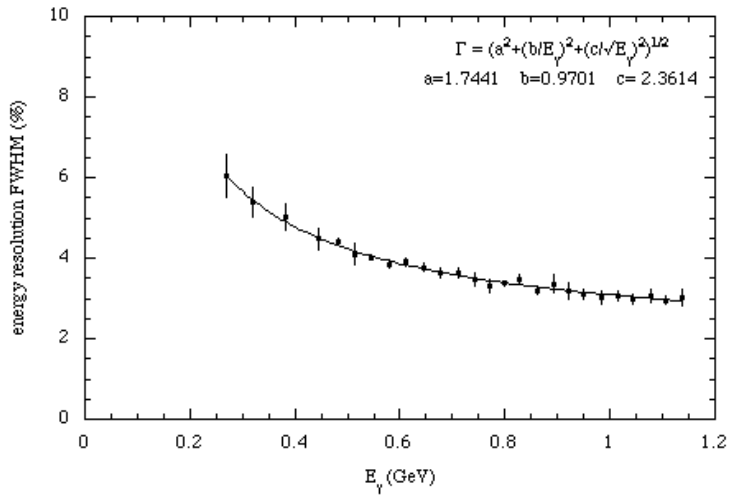


FIG. 2.14 - Résolution en énergie (FWHM) du calorimètre BGO en fonction de l'énergie du photon incident (tiré de [44]).

Cette résolution permet de mesurer l'énergie des particules chargées avec le calorimètre électromagnétique. Cependant nous devons tenir compte de la probabilité de réaction nucléaire qui augmente avec l'énergie du proton. Elle vaut 1,92% pour des protons de 40 MeV et 25% pour des protons de 170 MeV . Les réactions nucléaires faussent la mesure de l'énergie car les produits de réactions s'échappent du calorimètre.

Les autres particules chargées, comme les pions et les kaons, ne déposent qu'une partie de leur énergie dans le calorimètre [45]. La boule BGO n'est donc pas utilisable comme calorimètre hadronique pour ces particules, cependant elle peut apporter un complément d'informations.

b) Le détecteur avant de gerbes électromagnétiques

Le calorimètre électromagnétique est complété à l'avant par un détecteur de gerbes (détecteur 8 sur la figure 2.12) qui est placé immédiatement derrière le double mur de plastiques scintillants.

Le détecteur de gerbes est un ensemble de 16 modules verticaux. Chaque module est composé de 4 barres scintillantes de $300 \times 19 \times 4 \text{ cm}^3$ entre lesquelles sont interposées des plaques de plomb de 3 mm d'épaisseur servant de convertisseur électromagnétique. Le premier convertisseur rencontré par les particules, est une plaque d'acier de 25 mm de large qui sert également de support mécanique. Une deuxième plaque en acier termine le module à l'arrière. Les signaux des quatre plastiques scintillants sont transmis simultanément par deux grands guides de lumière placés en haut et bas des modules. Un trou de 6 cm de diamètre est percé à cheval dans les deux modules centraux pour laisser passer le faisceau.

Les photomultiplicateurs couplés au guide de lumière sont reliés à une électronique qui mesure l'énergie totale déposée dans un module, ainsi que le temps de vol des particules entre la cible et le module.

L'efficacité de ce système a été évalué par simulation à 95% pour la détection de photons d'énergie supérieure à quelques dizaines de MeV . Ce détecteur devrait permettre, en complément de la boule BGO, de connaître le nombre de gammas émis dans l'expérience.

A partir de la mesure de temps de vol, on peut déterminer la position d'un gamma suivant la vertical avec une précision de l'ordre de 10 cm . La position en horizontal est égale à la largeur d'un module. Cette mesure de position implique une précision de l'ordre de 2° sur l'angle des gammas.

L'information sur l'énergie du gamma n'est pas utilisable car la gerbe électromagnétique n'est pas contenue dans l'épaisseur des modules (~ 4 longueurs de radiation).

2.4.3 Localisation des particules chargées

Le détecteur de position est composé de deux chambres multifils cylindriques entourant la cible et de deux chambres planes qui couvrent les angles avant. L'ensemble de ces détecteurs permet de localiser la quasi totalité des particules chargées émises dans l'expérience.

a) Chambres planes multifils

Les chambres planes multifils sont des détecteurs de type *MWPC*⁵ à lecture fil à fil permettant de localiser plusieurs particules à la fois avec une bonne précision spatiale et des taux de comptage avoisinant 10^5 coups par seconde et par fil.

L'expérience GRAAL dispose de deux chambres planes situées dans la partie avant du détecteur (détecteurs 5 et 6 sur la figure 2.12). Elles sont installées à des distances de 90 *cm* et 130 *cm* du centre de la cible. Elles ont respectivement des surfaces utiles de $77 \times 77 \text{ cm}^2$ et $96 \times 96 \text{ cm}^2$, et couvrent les angles $\theta < 24^\circ$ et $\theta < 21^\circ$.

La chambre la plus proche est pivotée d'un angle de 45° par rapport à la direction du faisceau pour lever les ambiguïtés lors du passage simultané de plusieurs particules. Les deux chambres sont de conceptions identiques : des fils de tungstène doré de 30 μm de diamètre pour la première et de 35 μm pour la seconde. La chambre la plus proche de la cible possède 256 fils par plan alors que la plus éloignée en compte 320. Le pas des fils est de 3 *mm* pour l'ensemble des plans.

Un espace de 5 *mm* les sépare des cathodes, constituées d'une feuille de mylar de 23 μm et d'une couche d'aluminium de 30 *nm*. Une pièce circulaire de mylar d'un diamètre de 6 *cm*, collée au centre des plans de fils, insensibilise la partie centrale des chambres afin de permettre le passage du faisceau sans déclenchement des fils.

Les chambres fonctionnent avec un mélange de gaz, 85% d'argon et 15% d'éthane, retenu par les fenêtres extérieures en mylar de 23 μm d'épaisseur. L'empilement des différents plans constituant la chambre est montré sur la figure 2.15. En comptant les plans de fils, une particule chargée doit traverser sept plans. Cependant, l'épaisseur totale reste faible et par conséquent le parcours des particules est peu affecté par la traversée des chambres.

Mesure de l'efficacité

Si l'on suppose que les deux chambres multifils doivent détecter trois particules avec une efficacité ϵ par plan, l'efficacité globale de détection est

5. Multi Wire Proportional Chamber

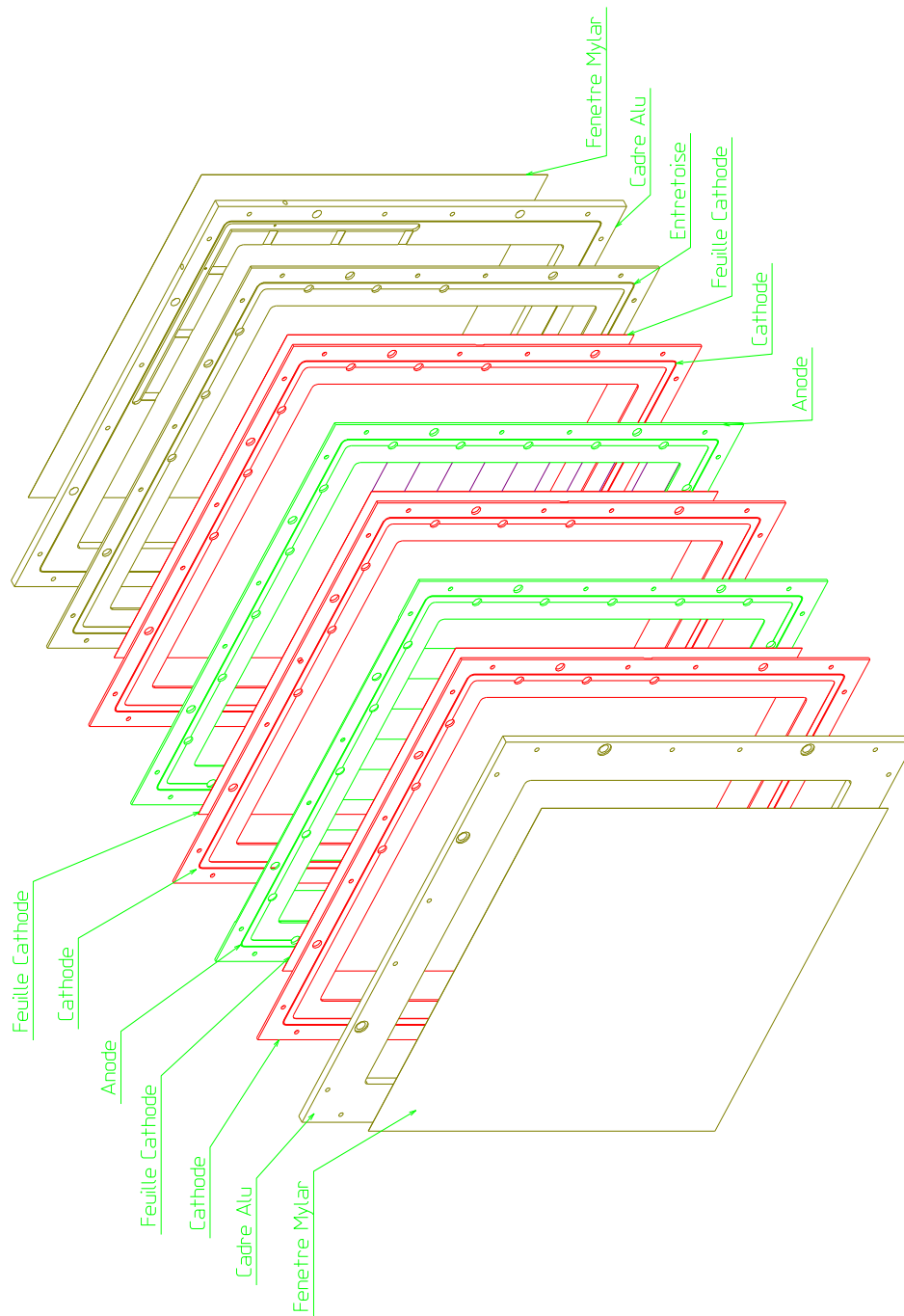


FIG. 2.15 - *Vue éclatée d'une chambre à fils plane de l'expérience GRAAL.*

alors de ϵ^{12} . Il est donc nécessaire d'optimiser le fonctionnement de chaque plan de fils afin d'avoir $\epsilon \simeq 100\%$.

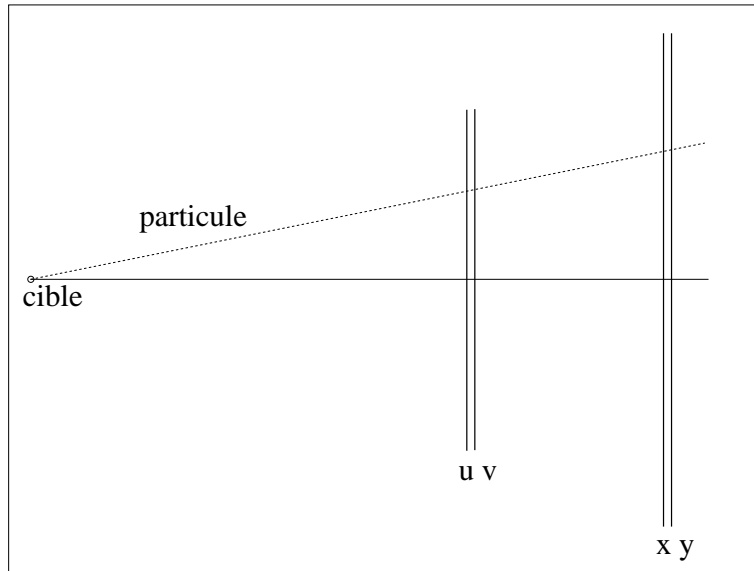


FIG. 2.16 - *Vue schématique des plans de fils d'une chambre plane.*

A partir des premières données, nous avons pu calculer l'efficacité de chaque plan de fils en imposant que les trois autres plans aient une multiplicité égale à 1. Ainsi nous sélectionnons les événements où une particule chargée a traversé les deux chambres planes (figure 2.16).

L'efficacité d'un plan est égale au nombre d'événements de multiplicité différentes de 0 divisé par le nombre total d'événements.

plan	total	m=0	m=1	m=2	m=2 adjacent	eff
u	13399	92	8982	4083	4048	99,3%
v	13402	134	8982	4053	4022	99,0%
x	13741	190	8982	4311	4193	98,6%
y	12711	252	8982	3268	3236	98,0%

TAB. 2.2 - *Multiplicité des plans de fils pour les données expérimentales.*

Les résultats de l'expérience sont reportés dans le tableau 2.2. On remarque une grande proportion de multiplicité égale à 2 (environ 1/3). Ceci

s'explique par le fait qu'une particule peut activer plusieurs fils lors de son passage dans le gaz. Les cas où deux fils sont adjacents représente 99% des événements de multiplicité 2.

L'efficacité est de 98,7% en moyenne par plan. Pour comprendre l'origine des multiplicités égales à 0 dans un plan, nous regardons dans l'autre chambre la position du point d'intersection. Ainsi nous pouvons localiser les zones d'inefficacité, sur le plan de multiplicité égal à 0. Nous avons remarqué que les inefficacités correspondent à des effets de bords des chambres et à la zone centrale insensibilisée.

Nous concluons que les inefficacités des plans sont très souvent d'origine géométrique. Ainsi l'efficacité de détection de chaque plan est de l'ordre de 100%.

Les résultats provenant du Monte-Carlo sont reportés dans le tableau 2.3. La simulation est réalisée en sélectionnant toutes les réactions de photoproduction sur le proton. Les coordonnées des particules chargées étant transformées en numéro de fils dans le Monte-Carlo, les événements de multiplicité égale à 1 représentent environ 99,6% des événements (cf. la colonne eff). Les multiplicités égales à 0 sont également d'origine géométrique.

plan	total	m=0	m=1	m=2	m=2 adjacent	eff
u	62512	12	61788	608	132	99,9%
v	62395	196	61788	379	119	99,7%
x	62351	12	61788	460	166	99,9%
y	62613	423	61788	365	32	99,3%

TAB. 2.3 - *Multiplicité des plans de fils pour les données simulées.*

b) Chambres cylindriques multifils

Dans la partie centrale du détecteur, deux chambres cylindriques multifils reconstruisent les trajectoires des particules chargées qui sont émises latéralement (détecteurs 2 sur la figure 2.12). Elles ont des diamètres respectifs de 10 et 17 cm. A l'intérieur de la chambre de plus petit diamètre vient se loger la cible avec ses écrans thermiques.

Avec des longueurs de 40 cm et 50,5 cm, les deux chambres couvrent les angles θ entre 16° et 160° . Les chambres sont décentrées de 3 cm vers l'avant afin d'accroître l'efficacité de détection des produits de désintégrations du lambda dont le parcours moyen est de 8 cm.

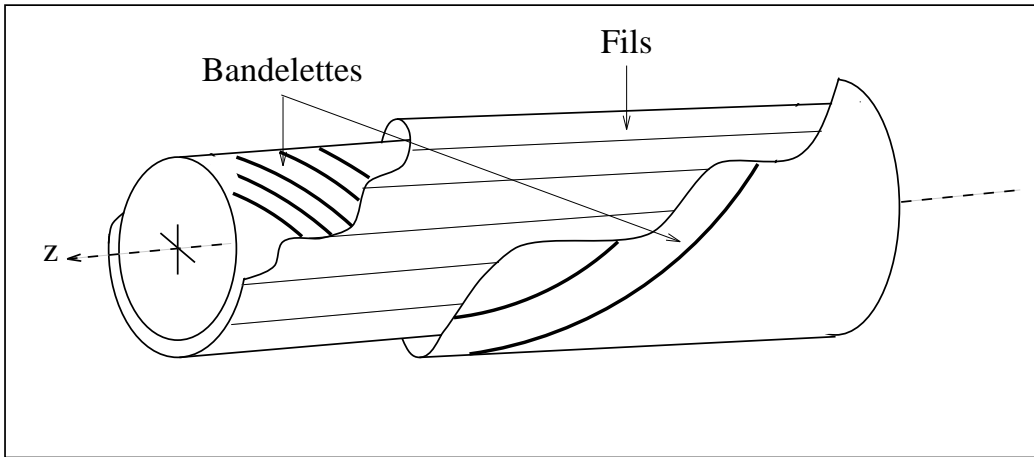


FIG. 2.17 - *Vue découpée d'une chambre cylindrique.*

Chaque chambre est constituée de deux coques de 3 mm d'épaisseur en mousse polyméthacrylate d'une densité $0,07\text{ g/cm}^3$. Entre les deux coques sont tissés des fils de tungstène doré d'un diamètre de $20\text{ }\mu\text{m}$. Cet ensemble de fils constitue l'anode. Un espace de 4 mm sépare l'anode des cathodes en cuivre collées sur les coques.

Les cathodes sont divisées en bandelettes d'une largeur de $3,5\text{ mm}$, espacées de $0,5\text{ mm}$. Ces bandelettes déposées sur une feuille de Kapton, forment une hélice une fois collées aux coques. Les hélices d'une coque tournent dans le sens opposé de celles de la seconde (figure 2.17). Les hélices ont été dessinées de telle sorte qu'elles ne reçoivent qu'une seule fois le même fil.

L'association de l'information des fils et les charges mesurées sur les bandelettes permet de reconstruire les coordonnées d'une particule sur le cylindre. Le croisement d'une hélice et d'un fil donne la position de la particule le long du cylindre. L'angle azimutal φ est donné par le fil.

2.4.4 Identification des particules chargées

a) Le double mur de scintillateurs plastiques

Les particules qui ont traversé les chambres à fil planes atteignent un double mur scintillant (détecteur 7 sur la figure 2.12), positionné à 3 m du centre de la cible. Le mur est composé de 26 barreaux horizontaux et 26 barreaux verticaux de $NE\ 110\text{ A}$. Les dimensions des barreaux sont $300\text{ cm} \times 11,5\text{ cm} \times 3\text{ cm}$. Pour des raisons d'encombrement, les 5 barres horizontales les plus basses ont une longueur de 260 cm . Un trou de 6 cm de diamètre a

été percé dans les deux barreaux centraux de chaque plan pour le passage du faisceau de gammas. En combinant le mur horizontal et le mur vertical, nous formons des cellules de $11,5 \text{ cm} \times 11,5 \text{ cm}$ qui ont une très faible probabilité d'être traversées simultanément par deux particules chargées.

Chaque barre de scintillant est couplée optiquement à un guide de lumière et à photomultiplicateur *Philips XP 2282 B*. Les quantités mesurées par ce double mur sont la perte d'énergie de chacune des particules, dans une épaisseur de plastique de l'ordre de 3 cm , et le temps de vol entre la cible et les deux murs.

Après l'installation du double mur scintillant, les caractéristiques des 52 barreaux ont été déterminées. En particulier, la vitesse de propagation de la lumière dans chaque scintillant a été calculée. La valeur obtenue est environ $14,5 \text{ cm/ns}$ qui est inférieure à la vitesse de $19,0 \text{ cm/ns}$ calculée avec l'indice $n = 1,58$ du scintillant. La différence entre les deux vitesses est due aux multiples réflexions dans le barreau qui augmente le temps pour arriver aux photomultiplicateurs.

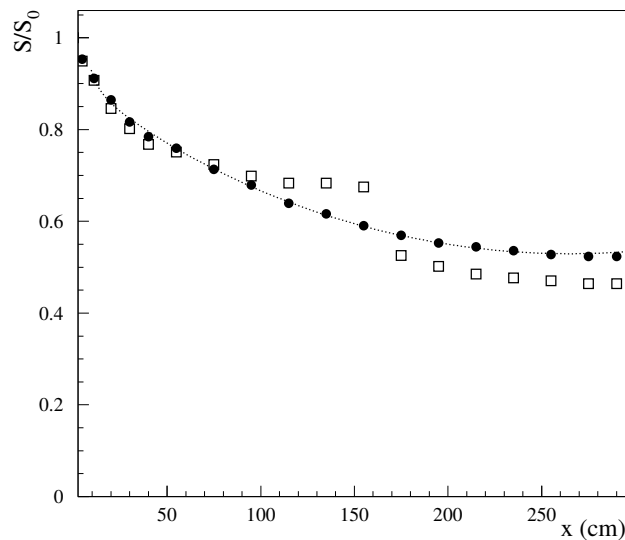


FIG. 2.18 - Atténuation du signal correspondant au dépôt d'énergie pour une barre normale (cercles) et une barre avec un trou (carrés) du mur scintillant en fonction de la position de la source. La courbe ajustée (pointillée) tient compte de la lumière directe et réfléchie [47].

L'atténuation de la lumière dans les barreaux peut être mesurée avec une source de ^{60}Co [47]. Le gamma issu du cobalt fait principalement une diffusion Compton avec les électrons du scintillant. La distribution de l'énergie de

l'électron de recul se termine par un front Compton dont la position permet de mesurer l'atténuation de la lumière. Les valeurs des courbes d'atténuations sont stockées pour être utilisées ultérieurement dans l'analyse afin de corriger l'atténuation de la lumière (figure 2.18).

L'information de la perte d'énergie des particules dans le scintillant donne une information supplémentaire pour leur identification [47]. En particulier, le proton peut se distinguer des kaons et pions dans une corrélation perte d'énergie en fonction du temps de vol.

Le signal "start" du temps de vol est donné par une coïncidence entre les signaux des scintillateurs plastiques du système d'étiquetage et la radiofréquence de la machine. La résolution en temps de vol, obtenue expérimentalement avec les particules ultra relativistes (électrons et positrons), est de 600 ps (largeur à mi-hauteur).

Le mur fournit un signal de multiplicité qui peut être utilisé pour construire un trigger expérimental sélectionnant les événements avec un nombre de particules chargées défini.

b) Le tonneau de plastiques

Le tonneau de plastiques est un ensemble de 32 barreaux placés entre les chambres cylindriques et la boule de BGO (détecteur 3 sur la figure 2.12). Chaque barreau correspond à une section en φ de la boule BGO. Le tonneau est constitué de plastiques *NE 102* de 5 mm d'épaisseur et de 43,4 cm de longueur, inséré dans une structure mince de fibres de carbone (0,5 mm) de 18,8 cm de diamètre. L'énergie déposée par les particules chargées est relevée par des photomultiplicateurs, du type Hamamatsu *R 1450*, placés à l'arrière du tonneau.

Le tonneau a deux fonctions bien définies. D'abord, il sert à définir la nature neutre ou chargée des particules qui atteignent la boule BGO. Ensuite, il permet une identification des particules chargées par $\Delta E/\Delta x$. Avec cette perte d'énergie, et si l'on connaît l'impulsion de la particule, nous pouvons calculer la masse de la particule par la formule de Bethe-Bloch. Le tonneau représente donc une pièce maîtresse pour l'expérience GRAAL.

La mesure de l'atténuation de la lumière dans chaque barreau a été effectuée en déplaçant une source de ^{106}Ru le long du barreau. Les mesures d'atténuation sont ensuite extrapolées par la superposition de deux exponentielles :

$$att(x) = c_1 \exp(c_2 * x) + c_3 \exp(c_4 * x)$$

où x est la distance au PM ; c_1 , c_2 , c_3 et c_4 étant les paramètres de l'ajustement.

Les coefficients des 32 barreaux sont ensuite tabulés. Ils seront utilisés dans l'analyse pour corriger les effets de l'atténuation de la lumière.

Le signal rapide des photomultiplicateurs peut être utilisé pour construire un trigger expérimental qui tient compte de la multiplicité en particules chargées.

2.4.5 Cible

La cible cryogénique est constituée d'une cellule contenant le matériau cible (H_2 , D_2 , 3He ou 4He), d'une résistance chauffante et d'un réfrigérateur à trois étages permettant la liquéfaction du gaz. Le passage par les trois échangeurs de chaleur permet de refroidir jusqu'à 3,8 K le matériau cible. La résistance sert à régler la température de la cible au niveau désiré. La cible utilisant l'hydrogène nécessite une température de 18 K. Trois longueurs de cible ont été prévues (3 cm, 5 cm et 10 cm) car la résolution angulaire du calorimètre dépend fortement de la dimension de la cible. Les deux premières tailles sont utilisées pour les expériences qui incluent le calorimètre électromagnétique (diffusion Compton sur le proton, photoproduction du π^0 , du η). La cible de 10 cm est prévue pour la réaction de photoproduction ($\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \rightarrow K^+ p \pi^-$) qui n'a pas besoin a priori du calorimètre électromagnétique.

2.4.6 Le système d'acquisition : SAGA

Le système d'acquisition fournit au programme d'analyse les données issues de l'ensemble de détection GRAAL. Ces données proviennent :

- d'un sous-ensemble formé par l'acquisition des détecteurs équipés d'une électronique ASIC⁶ [48] développée à l'ISN Grenoble, baptisé SAGA⁷.
- d'un sous-ensemble équipé d'une électronique de type FERA⁸.
- d'un sous-ensemble formé par le PC de contrôle qui fournit les données concernant le faisceau laser.

Les données de chaque sous-ensemble aboutissent au système général d'acquisition. Ce système se situe dans le châssis VME ISN (figure 2.19), piloté par un processeur de type 68040 – MV 167 fonctionnant sous le système d'exploitation Vx-Works.

6. **A**pplication **S**pecific **I**ntegrated **C**ircuit.

7. **S**ystème **A**cquisition **G**raal **A**sic.

8. **F**ast **E**ncode **R**eadout **A**DC.

Les ASIC et leur électronique associée sont implantés sur des cartes appelées plancher. Les planchers sont placés le plus près possible des détecteurs afin de diminuer la longueur des câbles transportant les signaux analogiques. Le codage des données a lieu directement sur le plancher et transite vers le châssis VME ISN au travers du bus ASIC de 32 bits (en bleu sur la figure 2.19).

Les données du bus FERA et du bus GPIB, reliés au PC de contrôle, aboutissent respectivement à une carte FASIC et une carte PCASIC situées toutes deux dans le châssis VME. Ces cartes servent d'interfaces pour transférer les données au système VME.

Le bus ASIC part de la carte Maître de bus, passe ensuite par les planchers où sont implantés les ASIC, puis par les cartes FASIC et PCASIC, pour se boucler sur la carte Maître.

Le microprocesseur *MV 167* transfère les données de la mémoire du Maître vers la station de travail SUN. La réception et le traitement des données en ligne sont assurés par le système OASIS⁹ adapté aux spécificités de l'électronique de GRAAL.

Les données sont ensuite stockées sur une bande magnétique DLT d'une capacité de 10 *Go*. Cette bande a l'avantage de posséder une mécanique sophistiquée qui permet de copier très rapidement les données sur une zone disque.

9. Open Acquisition System IPN LNSaturne.

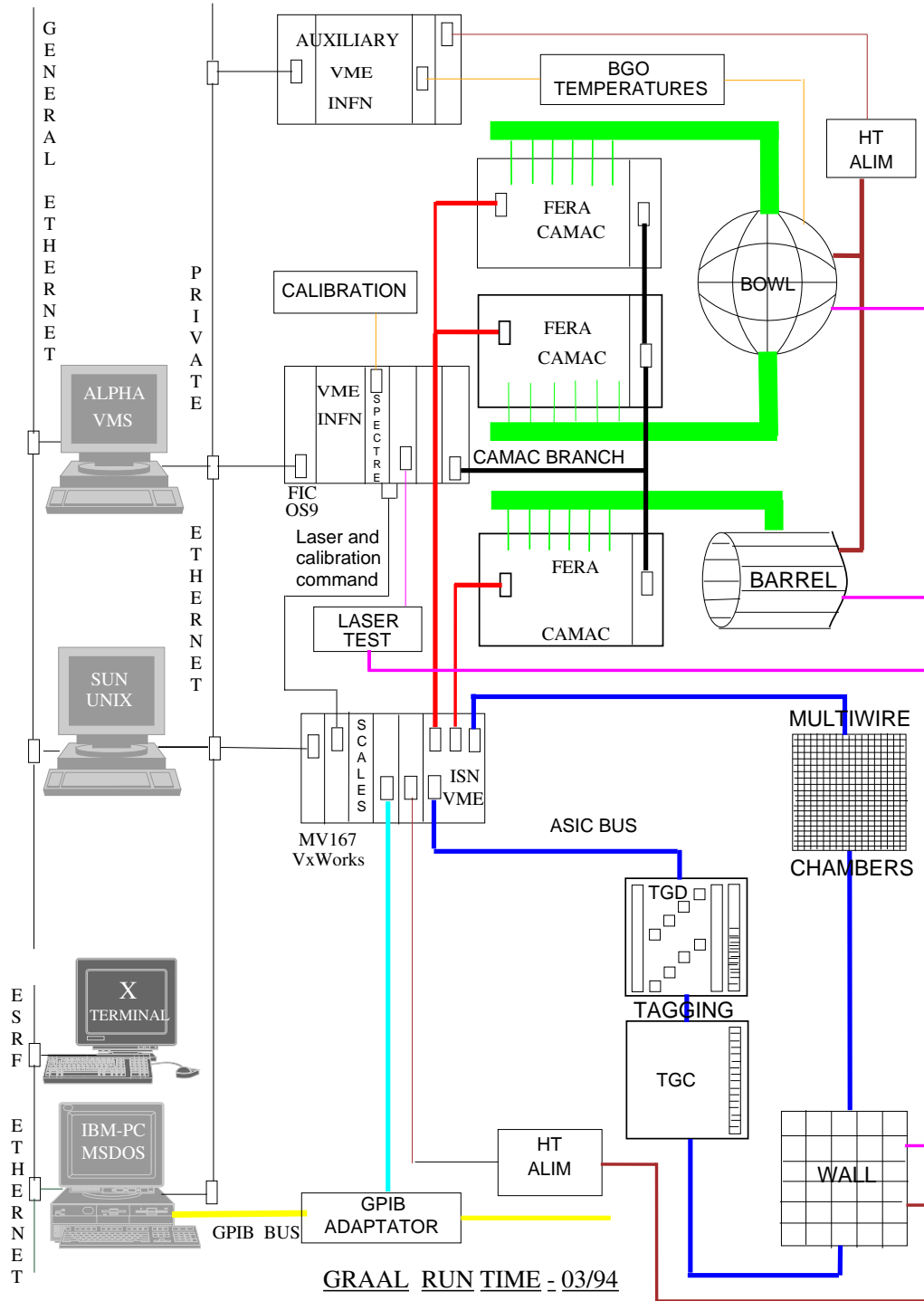


FIG. 2.19 - Schéma général de l'organisation de l'acquisition de GRAAL.

Chapitre 3

Simulation et préparation des programmes d'analyse

3.1 Description générale

Dans le cadre de la collaboration GRAAL, des simulations ont d'abord été effectuées pour optimiser l'arrangement des détecteurs de position [49] et les performances du calorimètre BGO [43] [45].

L'optimisation concernant les détecteurs de traces a été réalisée autour des réactions de photoproduction à trois particules chargées. L'identification de ces canaux repose sur la mesure des directions de ces particules. La position du mur de temps de vol, ainsi que l'épaisseur des lattes du tonneau, ont ainsi pu être déterminées pour obtenir une bonne identification des particules chargées.

Une étape importante de la simulation a été l'introduction [50] d'un générateur d'événements développé par un groupe de l'INFN [51]. Ce générateur inclut plus de trente réactions de photoproduction sur l'hydrogène et le deutérium de l'énergie seuil à 4 GeV (cf. annexe C).

Ainsi la mise au point des programmes d'analyse a pu commencer bien avant le démarrage de l'expérience. L'organigramme de l'ensemble des programmes est présenté par la figure 3.1. Tous les programmes sont écrits en fortran 77 et utilisent le logiciel de gestion de source CMZ [52] du CERN.

Nous utilisons ce code, tout d'abord, pour assurer la compatibilité des programmes sur les différents systèmes d'exploitation utilisés par la collaboration GRAAL (UNIX sur SUN, HP9000, IBM RISC/6000 ; OPEN-VMS sur ALPHA-VAX). Ensuite, une des possibilités intéressante de CMZ est de n'écrire qu'une seule fois les séquences répétitives comme par exemple les zones "common". Il devient ainsi facile de modifier les programmes sans prendre trop de risques.

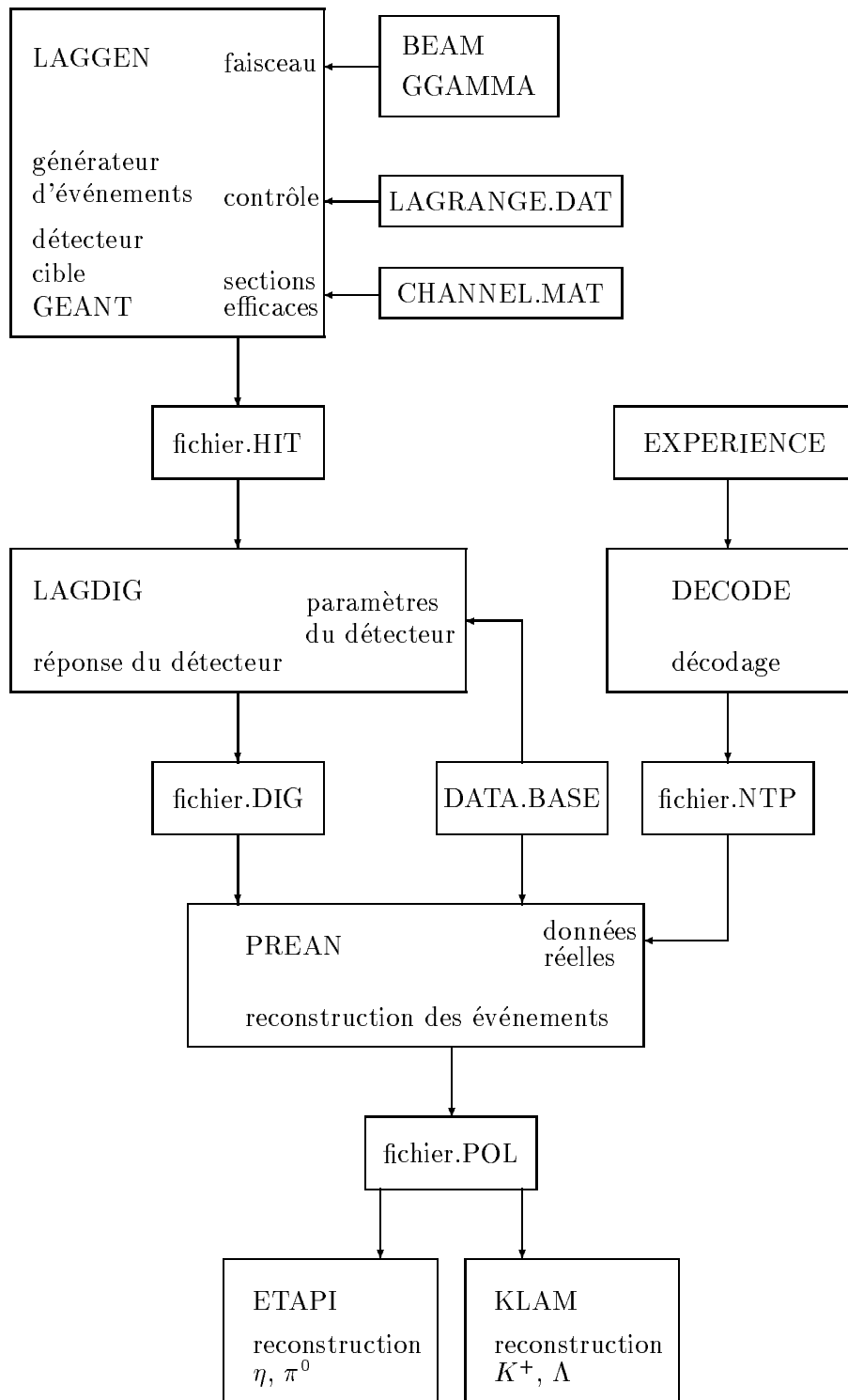


FIG. 3.1 - Ensemble des programmes de simulation et d'analyse de GRAAL.

Les fichiers de sortie des différents programmes sont des fichiers à accès direct RZ contenant des Ntuples¹ du type CWN² [53]. Ces fichiers peuvent être transférés entre les différents systèmes et peuvent être comprimés automatiquement d'un facteur entre 1,5 et 2 par rapport à un fichier binaire Fortran standard. Ceci est un avantage pour l'expérience GRAAL qui doit exploiter un nombre important de fichiers de données. La compression consiste pour les entiers à n'utiliser que le nombre de bits nécessaires au codage de la variable (au lieu d'utiliser des multiples de 16 bits comme l'impose le Fortran). Pour les réels, c'est la précision que l'on désire sur la valeur de la variable qui détermine les bits utiles. Enfin, toutes les variables d'un Ntuple sont visualisables facilement par le logiciel PAW³ [54].

L'ensemble des programmes de GRAAL, présenté sur la figure 3.1, est organisé en deux grandes parties qui convergent vers le programme PREAN dont le rôle est d'analyser et d'associer entre eux les différents détecteurs afin de reconstruire les événements nucléaires. La première chaîne est constituée par les programmes de simulation (BEAM, GGAMMA, LAGGEN et LAGDIG) et la seconde par les programmes d'acquisition (SAGA) et de décodage (DECODE). La sortie de la préanalyse est ensuite lue par les programmes ETAPI et KLAM qui sélectionnent les voies de photoproduction (π^0 , η et K^+).

Mon travail a consisté à élaborer une première version des programmes de décodage, de préanalyse et d'analyse des voies physiques. Dans le paragraphe suivant, je rappelle les principes généraux de la simulation, pour plus de détails voir la référence [50].

3.2 La simulation

La simulation, qui est indispensable pour préparer la logique des programmes d'analyse, a été séparée en deux parties (cf. figure 3.1). La description des détecteurs, la génération des événements nucléaires ainsi que le suivi des particules (tracking) se déroulent dans le programme LAGGEN. LAGDIG permet d'appliquer la réponse de chaque détecteur (atténuation, dispersion, seuil, bruit, etc.) aux données brutes issues de LAGGEN et de les digitaliser sous le même format que la sortie du programme de décodage.

L'avantage de la séparation LAGDIG/LAGGEN est de pouvoir modifier la réponse de certains détecteurs sans refaire la simulation qui est très

1. Fichier permettant l'accès interactif aux données
 2. Column-Wise-Ntuples
 3. Physics Analysis Workstation

couteuse en temps CPU.

LAGDIG lit également un fichier, appelé DATA.BASE, dans lequel se trouvent les paramètres caractérisant la réponse de chaque détecteur. Ces paramètres ont été mesurés expérimentalement ou déterminés par simulation pour les détecteurs non encore disponibles.

3.2.1 Le Monte-Carlo: LAGGEN

La description de l'ensemble de détection et l'interaction des particules avec la matière sont réalisées avec la version 3.21 du logiciel GEANT [55] du CERN. LAGGEN s'articule autour de deux fichiers d'entrée. Un premier fichier, nommé CHANNEL.MAT, contient les sections efficaces différentielles de chaque processus inclus dans le générateur d'événements [51]. Les sections efficaces différentielles sont tabulées de l'énergie seuil jusqu'à 4 GeV pour le gamma initial. Un second fichier, LAGRANGE.DAT, permet de définir les conditions de fonctionnement du Monte-Carlo. Ainsi l'utilisateur peut choisir les différentes réactions nucléaires, la dimension et la nature de la cible (hydrogène ou deutérium), l'énergie des gammas incidents (une énergie fixe ou le spectre Compton complet) et le seuil des processus physiques pour le "tracking" des particules.

Dans LAGGEN est introduite également la distribution spatiale du faisceau γ au niveau de la cible en fonction de l'état de polarisation et de E_γ . La simulation du faisceau, qui a été réalisée par des programmes indépendants BEAM et GGAMMA, utilise également GEANT. Au niveau de LAGGEN, on procède à un tirage aléatoire sur le profil du faisceau pour créer un gamma dans la cible. Ce gamma est ensuite utilisé pour générer la(les) réaction(s) choisie(s) dans le fichier d'initialisation.

Le programme LAGGEN produit en sortie un fichier avec l'extension HIT. Il contient les quantités physiques brutes suivantes:

- l'énergie déposée dans chaque cristal de BGO.
- la perte d'énergie et le temps de vol entre le vertex primaire et le point d'impact sur le tonneau de plastiques scintillants.
- les coordonnées cartésiennes des particules chargées dans les chambres à fils planes et cylindriques.
- la perte d'énergie et le temps de vol des particules pour le double mur de plastiques scintillants et pour le détecteur de gerbes.
- la polarisation et l'énergie des gammas.

3.2.2 La réponse des détecteurs: LAGDIG

Les prochains paragraphes présentent la façon dont les informations sont digitalisées et les principaux effets qui ont été retenus pour obtenir des données proches de la réalité. Toutes les dispersions incluses dans LAGDIG sont les largeurs à mi-hauteur (FWHM).

a) Chambres planes et cylindriques

Pour les chambres planes, les coordonnées cartésiennes sont transformées en numéro de fils. Une efficacité de détection peut être choisie pour chaque plan de fils, afin de vérifier dans l'analyse la méthode de calcul de l'efficacité.

Pour les chambres cylindriques, les numéros des fils et la charge d'influence sur les cathodes à bandelettes sont calculés pour chaque particule chargée. La charge créée autour du fil est prise proportionnelle à la perte d'énergie dans le gaz et dispersée de 30% pour tenir compte des fluctuations statistiques de l'avalanche. Enfin un bruit électronique est ajouté à la charge de chaque bandelette avant d'appliquer un seuil.

b) Mur de temps de vol et détecteur de gerbes

L'énergie déposée dans chaque barreau du mur de temps de vol est atténuée d'après des mesures faites expérimentalement avec une source de ^{60}Co . Les barreaux dont l'un des deux signaux est en dessous d'un seuil de 0,5 MeV , sont éliminés. Une dispersion de 10% est appliquée à la perte d'énergie qui est ensuite convertie en canal ADC⁴ (11 bits) sur une gamme de 50 MeV . Le temps de propagation de la lumière dans les barreaux est additionné au temps de vol des particules depuis le vertex primaire de la réaction. Une dispersion de 500 ps est ajoutée au temps résultant qui est ensuite convertit en canal TDC⁵ (11 bits) sur une gamme de 100 ns .

L'énergie déposée dans les modules du détecteur de gerbes est atténuée en fonction de la position de la particule, ceci d'après des calculs faits par un Monte-Carlo annexe. L'énergie mesurée par les photomultiplicateurs associés aux modules doit être supérieure à 1 MeV . Comme précédemment, une dispersion de 10% sur l'énergie est ajoutée pour tenir compte de la résolution du détecteur. L'énergie est ensuite convertie en canal ADC (11 bits) sur une gamme de 100 MeV . Nous ajoutons au temps de vol de la particule, le temps de propagation de la lumière dans le module d'indice 1,58. Après une dispersion de 1 ns sur le temps de vol, celui-ci est codé en canal TDC sur une gamme de 100 ns .

4. Analog to Digital Converter.

5. Time to Digital Converter.

c) Boule de BGO et tonneau de plastique

L'énergie déposée dans chaque cristal est atténuée de 10 *dB* et convertie en voie d'ADC avec une calibration identique à celle de l'expérience. L'atténuation de 10 *dB* est nécessaire expérimentalement pour rentrer dans la gamme de l'ADC. La calibration en énergie de l'ADC est réalisée sur le site avec une source de ^{22}Na qui émet un gamma de 1,27 *MeV*.

La perte d'énergie laissée par les particules chargées dans les barreaux du tonneau de plastiques scintillants, est atténuée en fonction de leurs positions. Des mesures avec une source de ^{106}Ru ont permis de déterminer les courbes d'atténuations de la lumière pour chacun des barreaux. Les pertes d'énergie en dessous de 100 *KeV* ne sont pas prises en compte. Enfin, la perte d'énergie est codée dans un ADC (11 bits) sur une gamme de 1,3 *GeV*.

d) Tagging

Le numéro du microstrip est calculé pour une énergie du gamma rétrodiffusé et une position du tagging fixée. Une dispersion de 600 μm est ajoutée sur la position de l'électron afin de tenir compte des dimensions du faisceau d'électrons dans l'anneau et du transport de l'électron diffusé. Les coups multiples ne sont pas simulés car il est difficile de connaître à l'avance les conditions réelles de fonctionnement de l'accélérateur.

Remarque

Les valeurs des résolutions pour chaque détecteur ont été choisies afin d'être les plus réalistes possible vis à vis de l'expérience. Il faut souligner que ces valeurs ne sont pas définitives et qu'elles devront être déterminées en fonction des données expérimentales.

3.3 Décodage des données expérimentales sous le format d'acquisition : DECODE

Le décodage des données expérimentales consiste à faire correspondre une adresse hexadécimale de l'acquisition avec la position réelle de la voie sur le détecteur. La valeur mesurée par cette voie est ensuite enregistrée dans le fichier de sortie (fichier NTP sur la figure 3.1). Le décodage est une opération minutieuse car l'expérience GRAAL compte plus de 2000 voies de mesure.

L'acquisition reçoit de l'expérience des buffers de données d'une taille de 30720 octets. Ces buffers sont enregistrés sur cassette DLT d'une capacité de 10 *Go*. C'est le standard *IN2P3* qui est utilisé pour l'enregistrement

des données. Suivant ce standard, l'acquisition écrit 3 blocs de tête qui sont utilisés lors de l'analyse pour l'identification exacte du run et des conditions expérimentales. Après ces blocs de tête, les blocs d'événements sont écrits successivement.

Un événement est composé d'un mot de tête, appelé aussi séparateur d'événement, et d'un mot de fin (EOE). Entre ces deux mots sont codés les informations des détecteurs qui ont été touchés. Chaque mot est codé sur 32 bits et doit être interprété en hexadécimal. Les mots sont identifiés au moyen de leurs quatre bits de poids fort. Le tableau 3.1 présente la structure des 4 bits de poids fort dans un événement de l'acquisition GRAAL.

valeur des 4 bits de poids fort	hexa	signification
0001	1	chambre plane {u,v}
0010	2	chambre plane {x,y}
0011	3	mur de temps de vol
0100	4	chambre cylindrique interne
0101	5	chambre cylindrique externe
0110	6	microstrip du tagging
1001	9	chambre profileur de faisceau
1011	b	bus FERA
1100	d	carte PC
1110	e	fin d'événement
1111	f	début d'événement

TAB. 3.1 - *Structure des 4 bits de poids fort pour chaque donnée d'un événement de l'acquisition GRAAL.*

De façon tout à fait générale, en ce qui concerne le codage des différents détecteurs, les 4 bits de poids fort servent à coder le détecteur touché et les 12 bits suivant permettent le codage de la voie du détecteur. Les 16 bits de poids faibles sont utilisés pour enregistrer la valeur mesurée par cette voie (ADC, TDC, pattern, etc..).

Le programme DECODE relit les fichiers provenant de l'acquisition avec un tableau d'entiers signés de 16 bits. Le programme recherche le mot de début d'événement (f pour les 4 bits de poids fort) et la longueur de l'événement courant (valeur des 16 bits de poids faible après le mot de tête). Une vérification de la position du mot de fin est effectuée.

Ensuite, une analyse plus détaillée du mot de tête (du bit 24 au bit 27) permet de déterminer le type de l'événement. Ces 4 bits sont appelés bits

de marquage. Le tableau 3.2 précise le type de l'événement en fonction de la valeur des 4 bits de marquage.

4 bits de marquage	hexa	signification
0000	0	acquisition normale (faisceau Compton)
0001	1	acquisition bruit de fond (Bremstrahlung)
0010	2	résultat de la calibration BGO
0011	3	calibration BGO avec laser
0100	4	températures BGO
0101	5	contenu des échelles CPT32
0110	6	contenu des échelles annexes VME
0111	7	température et pression cible par PC
1000	8	base de données ASIC
1001	9	base de données FERA

TAB. 3.2 - *Structure des 4 bits de marquage.*

Le programme est aiguillé sur des sous-routines correspondant à chaque cas cité dans le tableau 3.2. Ensuite, une analyse s'appuyant sur des correspondances d'adresses permet de transformer les informations pour les ranger dans des variables du Ntuple de sortie. A ce niveau de l'analyse aucune coupure n'est réalisée, ainsi le Ntuple contient toute l'information brute provenant de l'expérience.

3.4 Reconstruction des événements physiques : PREAN

3.4.1 Principe général

Les données provenant du programme LAGDIG ou DECODE, étant écrites sous le même format, sont traitées indifféremment par le programme PREAN. La fonction de PREAN est d'associer les différents détecteurs entre eux. Ce code fonctionne en trois grandes étapes.

Tout d'abord, le programme reconstruit les informations provenant des détecteurs de positions afin d'obtenir les traces des particules chargées. Cette étape nécessite une procédure de levées d'ambiguïtés lorsque plusieurs particules traversent en même temps les détecteurs de position. Dans un second temps, le programme doit associer les traces avec les deux murs⁶ placés à

6. Double mur de scintillateurs plastiques et détecteur de gerbes.

l'avant pour une identification en temps de vol ou avec le tonneau de plastiques pour une identification en perte d'énergie.

Enfin, le calorimètre électromagnétique et le détecteur de gerbes sont analysés en terme de clusters neutres ou chargés. La nature chargée ou neutre des particules est déterminée avec le tonneau pour le calorimètre BGO et avec le double mur de plastiques scintillants ou les chambres planes pour le détecteur de gerbes.

3.4.2 Analyse des chambres planes multifils

a) Ambiguïté

Pour comprendre le traitement complet des chambres à fils planes, nous prenons l'exemple de la figure 3.2 où trois particules traversent simultanément les chambres $\{u,v\}$ et $\{x,y\}$. Nous supposons que l'efficacité par plan est de

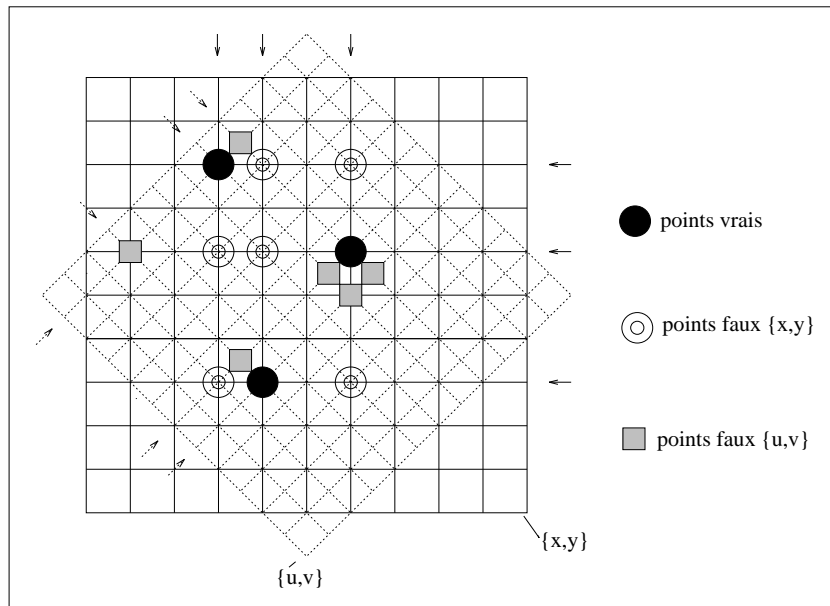


FIG. 3.2 - Levée des ambiguïtés dans le cas de 3 particules.

100% et que chaque particule touche un fil différent. Lorsque nous prenons l'intersection des fils des deux plans d'une chambre, il y a 9 intersections, donc 6 fausses. Les ambiguïtés combinatoires sont levées grâce à la rotation de la chambre plane $\{u,v\}$ d'un angle de 45° autour de l'axe du faisceau (voir figure 3.2 dans le cas de trois particules).

Pour lever les ambiguïtés, on projette homothétiquement les 9 points d'intersections de la chambre $\{u,v\}$ sur la chambre $\{x,y\}$. L'homothétie est de rapport zp_2/zp_1 (zp_1 et zp_2 sont les positions des chambres par rapport à la cible) et de centre, le milieu de la cible d'hydrogène. Les 9 images sont comparées avec les 9 intersections de la chambre $\{x,y\}$. Le point d'intersection de $\{x,y\}$ le plus proche d'une image de $\{u,v\}$ est le critère choisi pour associer un point de la chambre $\{u,v\}$ avec un point de la chambre $\{x,y\}$.

L'efficacité de ce procédé est très bonne. En effet, des simulations ont pu montrer que pour les réactions de photoproduction à trois particules chargées, on commet en moyenne des erreurs dans 0,20% des événements.

La méthode par projection homothétique est très efficace pour lever les ambiguïtés à condition que les particules soient émises dans la cible. Ceci est le cas pour toutes les particules qui ne se désintègrent pas par interaction faible. Dans le cas des voies $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ ou $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$, le lambda a un parcours d'environ 8 cm ce qui a pour effet de décaler vers l'avant le point d'émission du proton et du pion provenant de la désintégration du lambda. Pour ces réactions, le taux d'erreur est estimé à 0,5% pour des gammas de 1500 MeV, ce qui demeure excellent.

b) Correction sur les coordonnées

Après avoir levé les ambiguïtés, une correction est apportée sur les coordonnées fournies par l'intersection de deux fils car, dans une même chambre plane, les deux plans de fils sont séparés d'une distance d égale à 1cm (voir figure 3.4).

Les coordonnées calculées doivent être ramenées au milieu des deux plans. L'ordonnée et l'abscisse sont corrigées avec la connaissance de la trajectoire de la particule. La méthode de correction utilise donc les informations de la deuxième chambre plane.

Après avoir associées les différentes traces, on calcule les trois cosinus directeurs cx , cy et cz de la trajectoire afin de déterminer les coordonnées au milieu des deux plans. La correction à apporter sur les coordonnées (x,y) d'une chambre pour obtenir les coordonnées corrigées (x',y') est :

$$x' = x + cx * cz * d/2 \quad (3.1)$$

$$y' = y - cy * cz * d/2 \quad (3.2)$$

Les quatre spectres de gauche de la figure 3.3 représentent la différence entre les coordonnées reconstruites et les vraies coordonnées provenant du fichier HIT de LAGGEN. Nous remarquons que, sans correction, la largeur à mi-hauteur est de 5 mm. Cette résolution est supérieure à l'espacement de

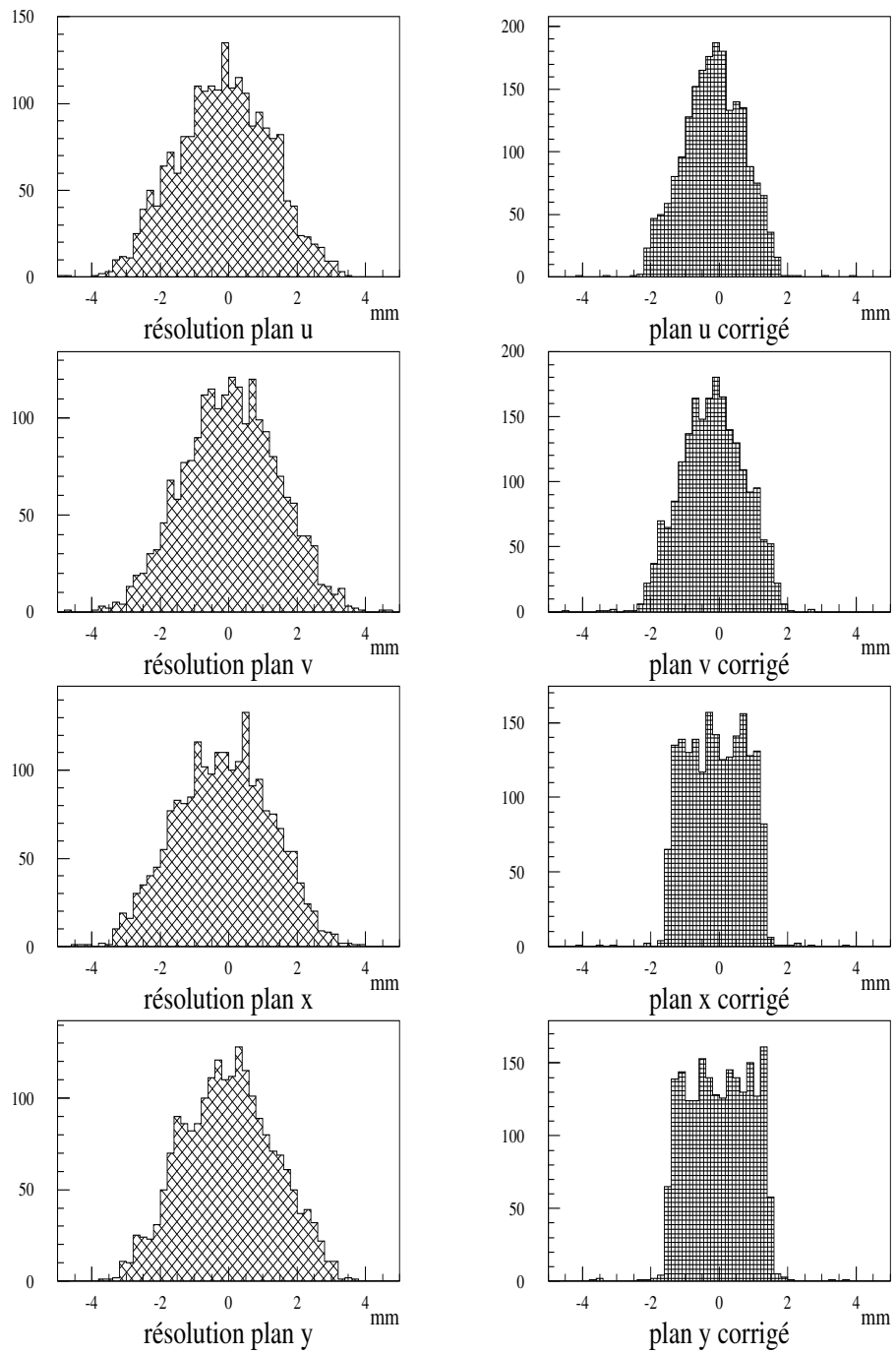


FIG. 3.3 - Résolution chambres planes sans et avec correction sur les coordonnées.

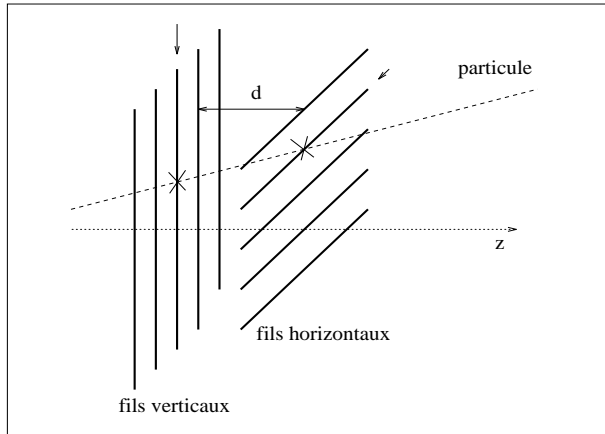


FIG. 3.4 - *Vue schématique des plans de fils des chambres planes.*

3 mm des fils. Les quatre spectres de droite montrent la différence entre les coordonnées corrigées, par les équations 3.1 et 3.2, et les vraies coordonnées. Les largeurs à mi-hauteur sont égales aux pas des fils après correction, ce qui correspond à une résolution de $0,5^\circ$ sur l'angle des traces. Pour la chambre $\{u,v\}$, la résolution a une forme triangulaire car cette chambre est tournée de 45° par rapport à l'axe du faisceau (la largeur à mi-hauteur doit être égale au pas des fils).

Bien que la correction apportée soit réalisée avec des coordonnées légèrement fausses, le résultat est très bon. En théorie, il serait nécessaire de faire plusieurs itérations, mais la simulation montre qu'une seule suffit.

3.4.3 Analyse des chambres cylindriques multifils

a) Modèle d'influence de charge

Pour reconstruire les coordonnées d'une particule chargée dans les chambres cylindriques, on combine l'information des fils et des deux cathodes à bandelettes enroulées hélicoïdalement (cf. figure 2.17). La levée des ambiguïtés, lors du passage simultané de plusieurs particules, se fait sur une seule chambre cylindrique contrairement au cas des chambres planes.

Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre, elle ionise le gaz du milieu en créant des paires ions-électrons. Les électrons primaires sont alors accélérés et donnent naissance à une avalanche. La charge spatiale résultant de cette avalanche influence électrostatiquement les bandelettes cuivrées. L'influence sur les cathodes dépend de la géométrie de la chambre. Elle est fonction de l'espacement et de la courbure des cathodes, mais aussi de l'écart

entre les fils.

Pour calculer la distribution de charge sur les cathodes, nous considérons une charge Q placée au milieu de deux plans conducteurs distants d'une longueur L des fils d'anodes (cf. figure 3.5). Dans ce modèle, les cylindres sont remplacés par des plans pour simplifier le problème. Cette approximation est valable si la largeur de la distribution de charge est petite devant le rayon de courbure de la chambre.

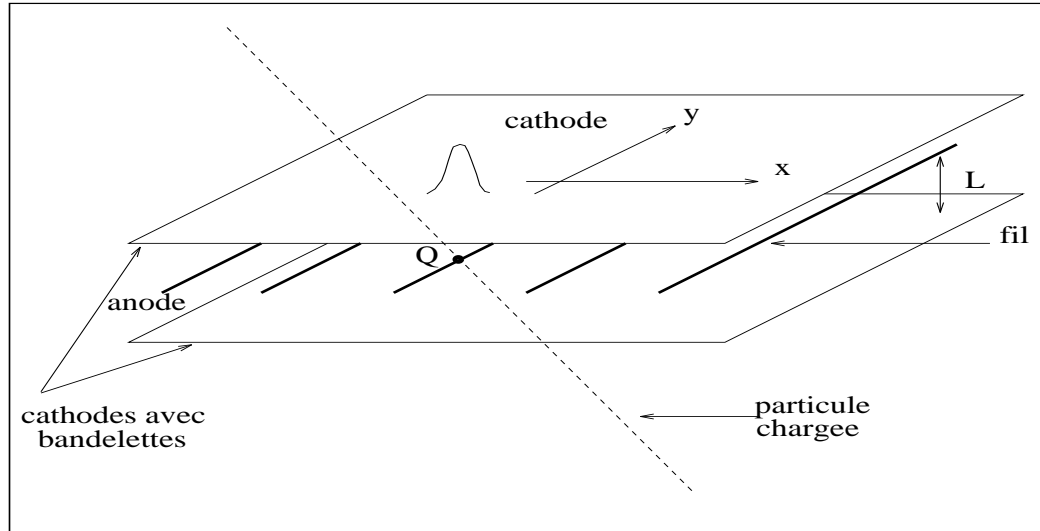


FIG. 3.5 - *Système de coordonnées utilisé pour le calcul de la charge d'influence.*

La méthode des images permet de calculer la densité surfacique de charge $\sigma(x, y)$ sur les cathodes [56] :

$$\sigma(x, y) = \frac{-Q}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)L}{\left((2n+1)^2 L^2 + x^2 + y^2 \right)^{3/2}}$$

La densité de charge projetée sur l'axe x est obtenue par intégration sur y :

$$\begin{aligned} \sigma(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x, y) dy \\ &= \frac{-Q}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)L}{(2n+1)^2 L^2 + x^2} \\ &= \frac{-Q}{4L} \operatorname{sech} \frac{\pi x}{2L} \end{aligned}$$

Le premier terme de la série correspond au cas de l'influence d'une charge Q en présence d'une seule cathode. La distribution est simplement une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur $2L$. Les termes suivant de la série entraînent la décroissance plus rapide du signal d'influence. La largeur à mi-hauteur du signal est alors égale à L .

Si nous divisons la cathode en bandelettes de largeur w parallèles à l'axe y , la fraction de charge B_i induite sur la i^{eme} bandelette située à une distance a du centre de la distribution $\sigma(x)$ est :

$$\begin{aligned} B_i &= \frac{-Q}{4L} \int_a^{a+w} \operatorname{sech} \frac{\pi x}{2L} dx \\ &= \frac{-Q}{2\pi} \left[\arctan \left(\sinh \frac{\pi x}{2L} \right) \right]_a^{a+w} \end{aligned}$$

L'intégrale de $-\infty$ à $+\infty$ de la distribution est égale à $-Q/2$. Nous collectons ainsi la moitié de la charge sur chaque plan de cathode. Cette intégrale montre aussi que nous sommes en accord avec le théorème des éléments correspondants en électrostatique.

b) Barycentre des bandelettes

Dans l'expérience, on mesure les charges d'influence sur chacune des bandelettes. Pour retrouver la position de la charge Q , on calcule le barycentre de la distribution en ne considérant que trois bandelettes adjacentes. On appelle respectivement B_L , B_{L-1} et B_{L+1} , les charges de la bandelette centrale et des deux bandelettes adjacentes. La position x_3 du barycentre est :

$$x_3 = w \frac{-B_{L-1} + B_{L+1}}{B_{L-1} + B_L + B_{L+1}} \quad (3.3)$$

Etant donné la largeur importante d'une bandelette et le faible nombre de bandelettes utilisées, la position du barycentre, calculée avec la relation 3.3, diffère de la vraie position (hormis dans le cas où B_{L-1} est égal à B_{L+1}). En ne choisissant que trois bandelettes significatives, on commet donc une erreur systématique car le signal d'influence est coupé de façon dissymétrique. Connaissant la largeur w d'une bandelette et la distance L , entre la cathode et l'anode, on peut corriger l'erreur systématique par un calcul utilisant le modèle d'influence de charge.

La figure 3.6 montre la distance entre la position du barycentre et la vraie position de la charge, suivant que l'on considère 3 ou 5 bandelettes significatives. Le fait que les courbes soient des droites est uniquement dû à la forme de la distribution de charge. L'écart, entre le barycentre et la vraie position, diminue lorsque le nombre de bandelettes pris en compte augmente.

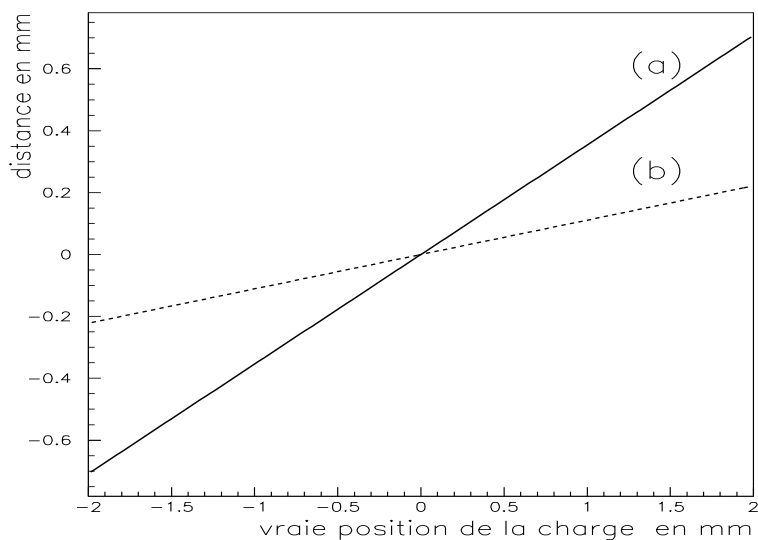


FIG. 3.6 - Distance entre la position du barycentre et la vraie position de la charge. (a)- Pour 3 bandelettes. (b)- Pour 5 bandelettes.

La courbe (a) nous permet de calculer la position x_3^c de la charge en fonction de la position x_3 du barycentre. Soit P la pente de la droite (a), la relation liant x_3^c à x_3 est :

$$x_3^c = \frac{x_3}{1 - P}$$

Lorsque nous considérons trois bandelettes, la pente P est de 0,35. Dans ce cas, la correction utilisée pour le calcul de la position de la charge est :

$$x_3^c = 1,56 x_3$$

La position de la charge d'influence est ensuite utilisée pour calculer les coordonnées de la particule sur le cylindre (paragraphe d). Le choix définitif du nombre de bandelettes se fera d'après les résultats expérimentaux.

c) Estimation du nombre de particules chargées qui ont traversé la chambre

L'analyse des bandelettes se complique lorsque plusieurs particules traversent simultanément la chambre car les signaux d'influence peuvent se re-

couvrir partiellement ou totalement. Tout le problème de l'analyse est donc de savoir si un cluster résulte de l'influence d'une ou plusieurs particules.

L'algorithme d'analyse des chambres cylindriques est basé sur l'idée qu'il y a autant de fils touchés que de particules qui traversent la chambre. On appelle N le nombre de fils activés, $N1$ le nombre de clusters sur la cathode inférieure et $N2$ le nombre de clusters sur la cathode supérieure (cf. figure 3.7). Pour déterminer $N1$ et $N2$, le programme PREAN fait une lecture de toutes les bandelettes. Dès qu'il rencontre une série de bandelettes adjacentes, il considère que cette série est un cluster.

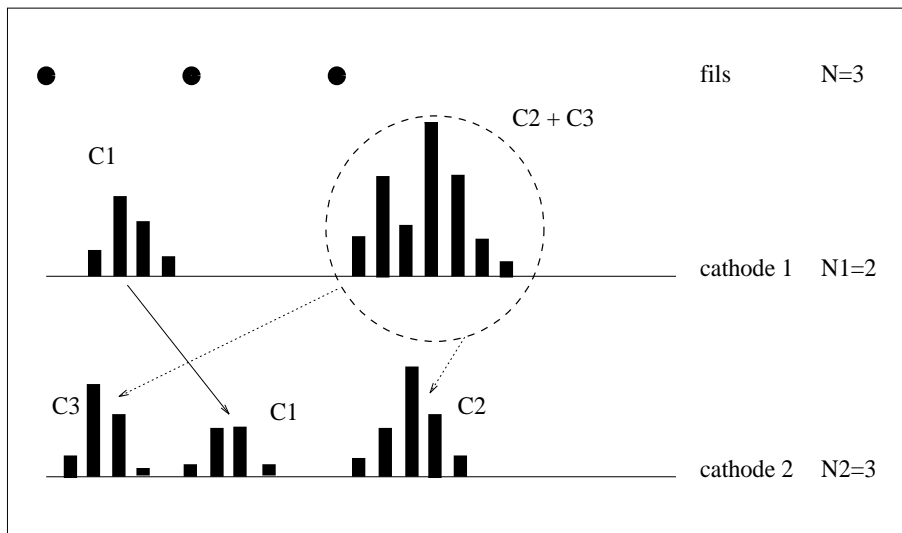


FIG. 3.7 - Exemple de recouvrement de signaux d'influence.

Le programme compare ensuite N , $N1$ et $N2$ et compte le nombre de particules par cluster. Par exemple sur la figure 3.7, le nombre de particules est égal à trois (nombre de fils). Sur la cathode 2, trois clusters sont observés ainsi il y a une particule dans chaque cluster. Pour la cathode 1, il n'y a que deux signaux à cause du recouvrement de deux clusters. La charge d'influence doit être la même sur les deux cathodes (théorème des éléments correspondants), ainsi on peut associer les signaux des deux cathodes. La charge $C1$ est reconnue sur les deux cathodes. Automatiquement, le programme dénombre deux particules dans le cluster de recouvrement.

Dans le cas où il y a une particule dans un cluster constitué d'au moins trois bandelettes, le programme calcule le barycentre par la méthode décrite précédemment. Dans les autres cas, le centre de gravité est déterminé de façon approximative, dans le pire des cas à une bandelette près.

Dans la simulation pour la plupart des événements à trois particules chargées, il n'y a pas superposition des clusters sur au moins un plan de cathode. Ainsi ce plan est celui qui fournit la précision attendue sur les coordonnées. L'autre plan de cathode sert uniquement à lever les ambiguïtés.

d) Reconstruction de la coordonnée z et levée d'ambiguïtés

Pour calculer les coordonnées d'une particule sur le cylindre, on déroule les cathodes dans le repère de la figure 3.8. L'abscisse est définie par la coordonnée z de la particule le long du cylindre. L'ordonnée est donnée par la position azimutale φ du fil multipliée par le rayon du cylindre R . L'axe ν matérialise la position du centre de gravité.

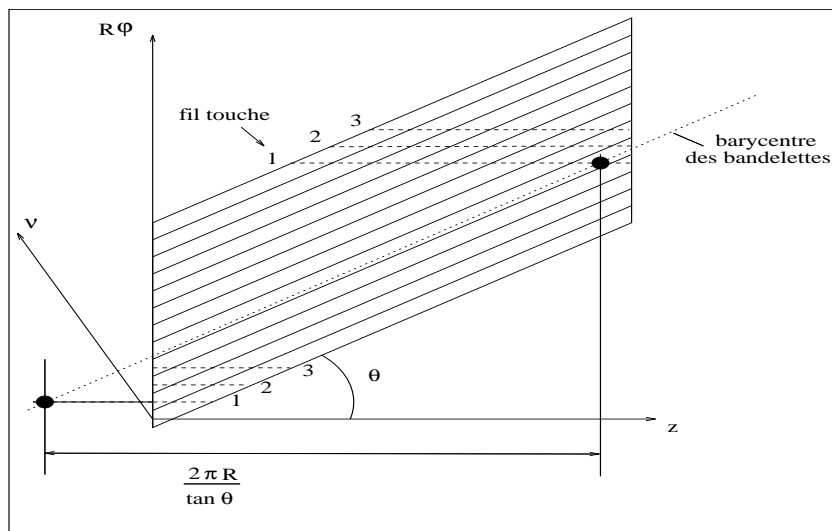


FIG. 3.8 - Reconstruction de la coordonnée z sur le cylindre. La ligne en pointillé représente le barycentre des bandelettes. $R\varphi$ est la position du fil touché autour du cylindre.

La coordonnée z d'une particule est définie par l'intersection du fil activé (numéro 1 sur la figure 3.8) et du barycentre (ligne en pointillé). Ensuite z est calculé en utilisant l'équation :

$$z = \frac{R\varphi}{\tan \theta} - \frac{\nu}{\sin \theta}$$

où θ est l'angle entre les bandelettes et les fils.

Pour un numéro de fil donné, la coordonnée z peut être à l'extérieur de la chambre cylindrique, car les fonctions trigonométriques ont une période de 2π . Dans ce cas, la coordonnée z s'écrit :

$$z = \frac{R\varphi}{\tan \theta} - \frac{v}{\sin \theta} + \frac{2\pi R}{\tan \theta} \quad \text{pour} \quad z < z_{cylindre}^{min}$$

$$z = \frac{R\varphi}{\tan \theta} - \frac{v}{\sin \theta} - \frac{2\pi R}{\tan \theta} \quad \text{pour} \quad z > z_{cylindre}^{max}$$

Pour lever les ambiguïtés, lorsque N particules traversent la chambre simultanément, on calcule pour un fil touché les N coordonnées z des points d'intersections entre ce fil et les N centres de gravité de la cathode inférieure d'une part ; puis les N coordonnées z' des points d'intersections entre ce même fil et les N barycentres de la deuxième cathode d'autre part. On effectue ensuite les N^2 différences $|z - z'|$ correspondantes. La plus petite différence définit le point à garder le long du fil. Dès lors les ambiguïtés sont levées.

Les simulations Monte-Carlo ont montré que cette identification des coordonnées est fautive dans seulement 0,32% des événements pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ et dans 0,64% des cas pour les autres processus hadroniques à trois particules chargées, pour une énergie de gamma égale à 1,5 GeV.

On trouve, par simulation, des résolutions à mi-hauteur de l'ordre de 500 μm pour la coordonnée z sur l'ensemble des deux chambres. La résolution en φ est égale à 2π divisé par le nombre de fils, ce qui correspond à $2,8^\circ$ pour la plus petite chambre et à $1,87^\circ$ pour l'autre.

Les coordonnées des deux chambres cylindriques sont ensuite associées pour obtenir les traces des particules, en imposant que deux points d'une trace aient le même angle azimutal.

3.4.4 Analyse du tonneau et du mur de temps de vol

a) Tonneau

L'information apportée par le tonneau de scintillateur est la mesure de la perte d'énergie des particules chargées qui le traversent. Le signal correspondant au dépôt d'énergie des particules est collecté par un photomultiplicateur placé à l'arrière de chaque barreau.

L'analyse de ce détecteur peut se faire à partir des traces dans les chambres cylindriques. Ceci n'est pas la seule possibilité, on peut également utiliser les informations provenant du calorimètre électromagnétique BGO.

L'analyse est réalisée en trois étapes. Tout d'abord, on calcule le point d'intersection entre une trace et le tonneau. A partir du point d'intersection, on détermine le numéro de barreau attendu pour cette trace et on le compare aux numéros des plastiques qui ont été activés. S'il n'y a pas de numéro

correspondant, la trace reconstruite par les chambres cylindriques n'est pas gardée pour la suite de l'analyse.

Pour les traces qui ont un plastique en coïncidence, la coordonnée z du point d'intersection permet de déterminer la distance d au photomultiplicateur et de corriger l'atténuation de la lumière dans le plastique (voir paragraphe 2.4.4).

Enfin, nous calculons l'épaisseur dx traversée par la particule. L'énergie corrigée est divisée par cette épaisseur pour obtenir une perte d'énergie par unité de longueur dE/dx . Cette perte d'énergie sera utilisée, avec le calcul de la quantité de mouvement, afin d'identifier la particule chargée.

b) Mur de temps de vol

L'information apportée par le mur est la mesure du temps de vol sur une base de 3m et de la perte d'énergie des particules chargées qui traversent le mur. La perte d'énergie peut être utilisée avec l'information du temps de vol pour identifier le proton [?]. Les barreaux fournissent également une mesure de l'angle des particules chargées avec une précision de $\sim 2^\circ$.

Le mur de temps de vol est analysé avec les traces reconstruites par les deux chambres planes. La logique d'association entre les traces et les barreaux est presque identique à celle du tonneau de plastiques. La seule différence est que trois barreaux sont testés, de chaque côté du point d'intersection entre la trace et le mur, pour associer une trace à un barreau. On peut ainsi prendre en compte les particules chargées qui se désintègrent entre la grande chambre plane et le double mur, comme par exemple les pions ou les kaons.

Le point d'impact sur un barreau permet de corriger précisément l'atténuation de la lumière afin d'obtenir une perte d'énergie de la particule chargée. Le temps de vol d'une particule est mesuré aux deux bouts d'un barreau. Le temps T_{tot} mesuré par le photomultiplicateur est égal à :

$$T_{tot} = T_\gamma + T_{vol} + T_{prop}$$

où T_γ est le temps de vol du gamma entre le système d'étiquetage et la cible, T_{vol} représente le temps de vol de la particule jusqu'à l'arrivée sur le scintillateur et T_{prop} correspond au temps de propagation de la lumière dans le plastique. T_γ est identique pour tous les événements.

3.4.5 Analyse de la boule BGO et du détecteur de gerbes

Actuellement le programme d'analyse regroupe les cristaux activés en clusters. Un cluster est défini comme un ensemble de cristaux adjacents. Dans la

simulation, le nombre moyen de cristaux par cluster est de 4 pour un gamma d'une centaine de MeV et de 1,5 pour les particules chargées.

La nature neutre ou chargée du cluster est déterminée par l'intermédiaire du tonneau de scintillants. Dans l'avenir, on peut envisager d'utiliser en plus l'information des chambres cylindriques pour localiser très précisément les particules chargées dans la boule BGO. Avec les directions moyennes des cristaux le programme calcule, par un barycentre, l'angle de la particule associée au cluster.

Le détecteur de gerbes est analysé avec les traces reconstruites par les chambres planes multifils. L'association des deux détecteurs est identique à celle utilisée pour le tonneau de plastique et le double mur de scintillant. Chaque module activé est alors associé à une particule neutre ou chargée. Dans les deux cas, le programme calcule la position de la particule le long du module, corrige l'atténuation de la lumière et détermine le temps de vol entre la cible et le module. La position de la particule, neutre ou chargée, est déterminée par différence de temps de vol avec une précision de 10 cm .

Le couplage du calorimètre électromagnétique et du détecteur de gerbes permet de compter le nombre total de gammas émis dans les réactions nucléaires pour des angles compris entre 0° et 155° .

Remarque

Les méthodes d'associations et d'analyses des détecteurs ne sont pas uniques. Dans la configuration actuelle la logique est centrée essentiellement sur les détecteurs de traces. Il est possible d'ajouter au programme d'autres méthodes d'analyses sans utiliser les détecteurs de positions.

Chapitre 4

Sélection des voies physiques

4.1 Sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) (confrontation simulation – expérience)

La sélection d'une réaction nucléaire nécessite l'identification des particules créées dans la voie de sortie. Dans le cas où le η ou le π^0 se désintègre en gammas, ces deux particules peuvent être identifiées par reconstruction de la masse invariante. L'énergie et les angles des gammas sont alors mesurés par le calorimètre électromagnétique. L'identification du proton de recul passe par le calcul de sa quantité de mouvement que l'on peut associer avec d'autres informations, comme la perte d'énergie ou le temps de vol.

Les données expérimentales utilisées pour cette analyse, ont été enregistrées pendant la période de tests et de mises au point de l'ensemble de détection et ne sont en aucun cas des données définitives. Les détecteurs disponibles étaient le calorimètre électromagnétique, le tonneau de plastiques scintillants et les chambres planes. Dans cette phase de réglage, un seuil de $3,2 \text{ MeV}$ a été appliquée sur chaque cristal de la boule BGO. L'expérience s'est effectuée avec une cible de 3 cm et un faisceau Compton d'énergie maximale égale à $1,1 \text{ GeV}$ obtenu avec la raie verte du Laser.

Les microstrips du système d'étiquetage n'étant pas encore opérationnels, l'information sur l'énergie du gamma incident n'était pas disponible. Nous avons donc utilisé la mesure de l'angle et de l'énergie du π^0 (ou du η) par le calorimètre électromagnétique, pour calculer l'énergie du gamma incident et du proton de recul grâce à la cinématique à deux corps (voir annexe B).

4.1.1 Identification du π^0 et du η avec le calorimètre électromagnétique

Lorsqu'un gamma pénètre dans la boule BGO, il crée une gerbe électromagnétique qui se répartit sur plusieurs cristaux adjacents. Cet ensemble de cristaux définit un cluster qui est reconnu par un algorithme du programme de préanalyse. Le tonneau de plastiques scintillants, ayant une très faible efficacité aux gammas ($\sim 1\%$), permet de déterminer si les clusters sont issus d'une particule neutre ou chargée.

Chaque cluster neutre est assimilé à un gamma dont l'énergie est égale à l'énergie du cluster. Les directions moyennes ($\varphi_{cristal}^i, \theta_{cristal}^i$) et l'énergie $E_{cristal}^i$ de chaque cristal sont utilisées pour calculer les angles (φ, θ) du gamma incident par un calcul de barycentre suivant la formule :

$$A = \left(\sum_{i=1}^n A_{cristal}^i \frac{E_{cristal}^i}{vol_{cristal}^i} \right) / \left(\sum_{i=1}^n \frac{E_{cristal}^i}{vol_{cristal}^i} \right)$$

où A est l'angle θ ou φ , n est le nombre de cristaux dans le cluster et $vol_{cristal}^i$ est le volume du i^{eme} cristal.

L'énergie E et les composantes p_x, p_y et p_z de l'impulsion d'un gamma, dans le calorimètre BGO, s'écrivent :

$$E = \sum_{i=1}^n E_{cristal}^i ; \quad p_x = E \sin \theta \cos \varphi ; \quad p_y = E \sin \theta \sin \varphi ; \quad p_z = E \cos \theta$$

Une sélection sur le nombre de gammas reconstruits permet d'identifier le mode de désintégration de la particule X . Le cas de la diffusion Compton sur le proton correspond simplement à un gamma identifié par le calorimètre BGO. Dans tous les autres cas, où il y a plus d'un gamma, nous devons calculer la masse invariante m_X de la particule X qui s'est désintégrée, en n gammas d'énergie E_i et d'impulsion \vec{p}_i . La masse invariante s'écrit :

$$m_X = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right)^2}$$

avec

- $n = 2$ pour $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \rightarrow p 2\gamma$ $(98.798 \pm 0.032)\%$
- $n = 2$ pour $\gamma p \rightarrow p \eta \rightarrow p 2\gamma$ $(38.8 \pm 0.5)\%$
- $n = 6$ pour $\gamma p \rightarrow p \eta \rightarrow p 3\pi^0 \rightarrow p 6\gamma$ $(31.9 \pm 0.4)\%$

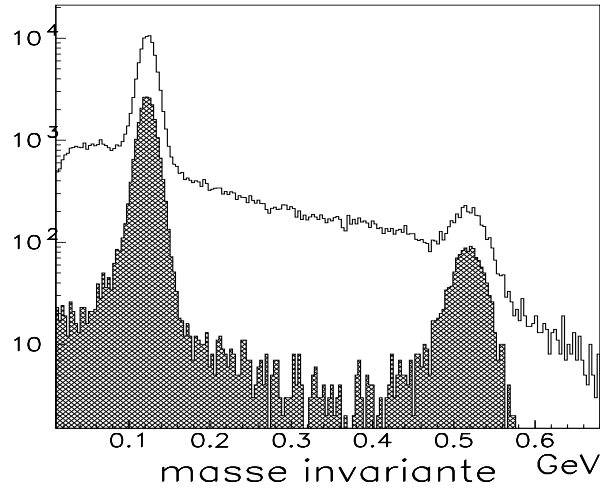


FIG. 4.1 - *Masse invariante de deux gammas obtenue expérimentalement. La courbe hachurée correspond à l'identification du proton de recul dans les chambres planes ou dans le tonneau de plastiques scintillants.*

La figure 4.1 montre le spectre de masse invariante obtenu expérimentalement en sélectionnant 2 gammas dans le calorimètre électromagnétique. Les pics correspondant aux π^0 et η apparaissent très nettement et permettent une identification de ces deux particules.

Une partie du bruit sur la masse invariante du π^0 et du η en 2 γ n'est pas vue dans la simulation. Ce bruit est attribué à des événements électromagnétiques générés en amont du calorimètre. Ils sont facilement éliminés lorsque nous exigeons un proton en coïncidence avec les deux gammas (courbe hachurée sur le figure 4.1). La sélection du proton est décrite dans le paragraphe 4.1.3.

La comparaison entre les masses invariantes obtenues par simulation et celles issues de l'expérience est présentée par la figure 4.2. Dans les deux cas, la position et la résolution des pics sont identiques. Les masses obtenues sont de 123 MeV ($\pm 10 \text{ MeV}$) pour le π^0 , de 520 MeV ($\pm 20 \text{ MeV}$) pour le η en mode deux gammas et de 500 MeV ($\pm 20 \text{ MeV}$) pour le η en mode six gammas. Le décalage avec les vraies masses des particules ($m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ et $m_{\eta} = 545 \text{ MeV}$) est dû au seuil sur les cristaux.

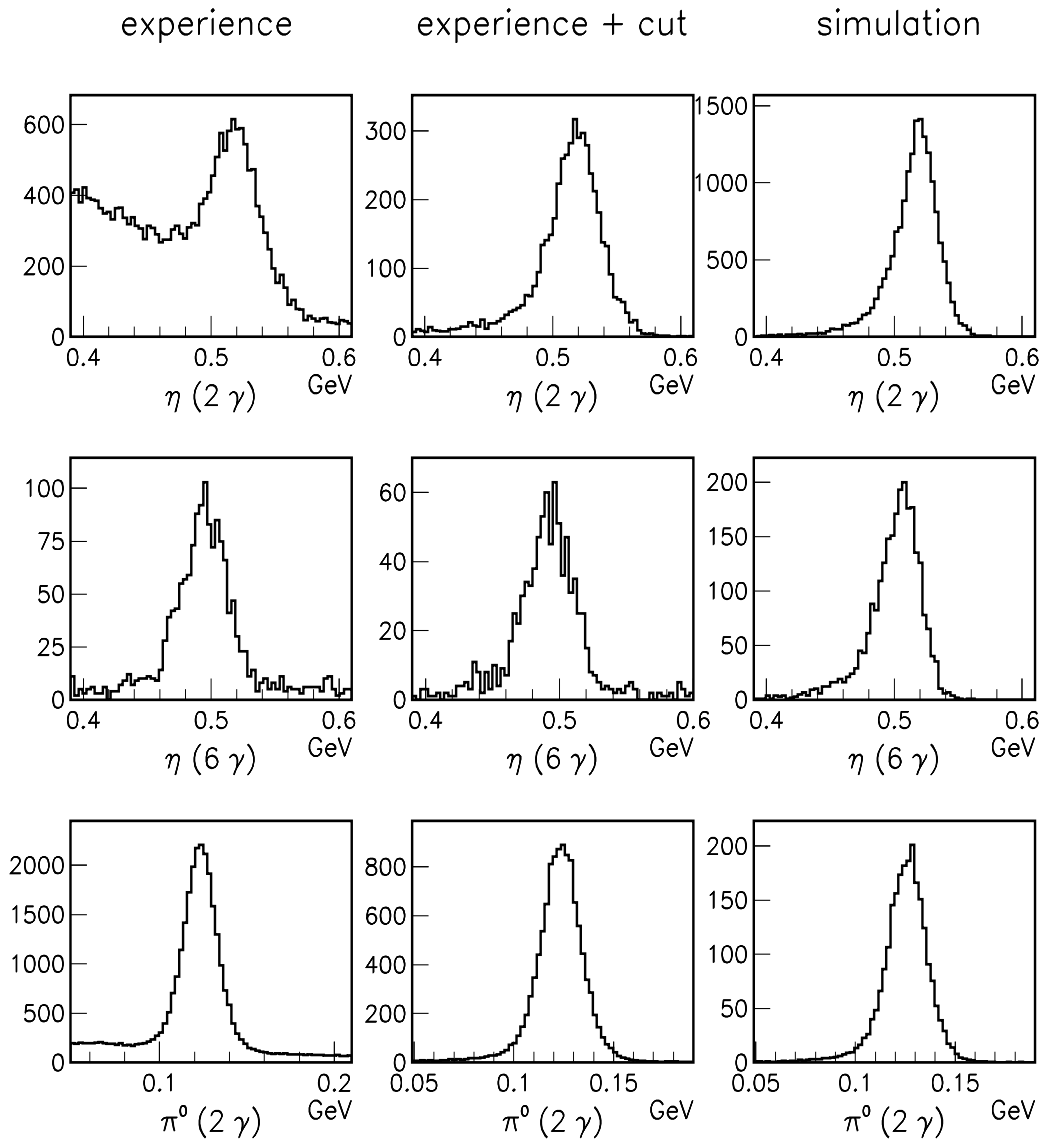


FIG. 4.2 - Masse invariante du η en 2 ou 6 γ et du π^0 en 2 γ , avec un seuil de 3,2 MeV par cristal. A gauche, ces masses issues de l'expérience sans coupures. Au milieu, avec coupures d'identification du proton. A droite, avec le Monte-Carlo en sélectionnant tous les canaux hadroniques et avec coupures d'identification du proton.

4.1.2 Calcul de l'impulsion du proton de recul et de l'énergie du gamma incident avec la boule BGO

Après avoir mesuré l'énergie E_X et l'angle θ_X du π^0 ou du η avec le calorimètre électromagnétique, nous calculons la quantité de mouvement du proton de recul ainsi que l'énergie du gamma incident par cinématique à deux corps (cf. annexe B).

L'énergie E_γ^{cin} du gamma initial est donnée par la relation :

$$E_\gamma^{cin} = \frac{2m_P E_X - m_X^2}{2\sqrt{E_X^2 - m_X^2} \cos \theta_X + 2(m_P - E_X)}$$

où m_P est la masse du proton cible.

Dès lors, nous calculons l'impulsion p_p^{cin} du proton associé à la particule X.

$$p_p^{cin} = \sqrt{p_X^2 + (E_\gamma^{cin})^2 - 2E_\gamma^{cin} p_X^z}$$

où p_X^z est la composante de l'impulsion de la particule X suivant l'axe z du laboratoire.

La précision sur E_γ^{cin} et sur p_p^{cin} dépend de la résolution en angle et en énergie du calorimètre électromagnétique. La résolution angulaire est donnée par l'ouverture moyenne des cristaux qui est de l'ordre de 6° (cf. figure 2.13) et par l'algorithme du programme de préanalyse qui calcule l'angle moyen de chaque gamma.

Pour estimer la précision de cette méthode, nous présentons sur la figure 4.3 des résultats de la simulation. Les histogrammes représentent les différences entre les quantités exactes (appelées réel) et les quantités mesurées à travers cette méthode.

La résolution obtenue sur l'énergie du gamma incident E_γ^{cin} , à partir du calcul par cinématique à deux corps, est présenté par le spectre (a). Nous constatons que l'énergie du gamma est diminuée en moyenne de 7% avec une largeur à mi-hauteur de 10%. Cette largeur est très supérieure à la résolution de 2% attendue pour le système d'étiquetage. Il sera donc impossible d'effectuer un découpage très fin en énergie pour la mesure des observables de cette réaction.

Pour les événements où le proton et le π^0 vont dans le calorimètre électromagnétique, l'énergie totale mesurée par ce détecteur est égale à l'énergie du gamma incident. La résolution obtenue de cette façon est de 8% en largeur à mi-hauteur (spectre (b)). On peut remarquer la trainée à basse énergie due aux réactions nucléaires engendrées par le proton.

La quantité de mouvement du proton p_p^{cin} est également décalée par rapport à la valeur réelle p_p^{reel} . Le décalage est de 8% avec une résolution à mi-hauteur de 18% (spectre (c)).

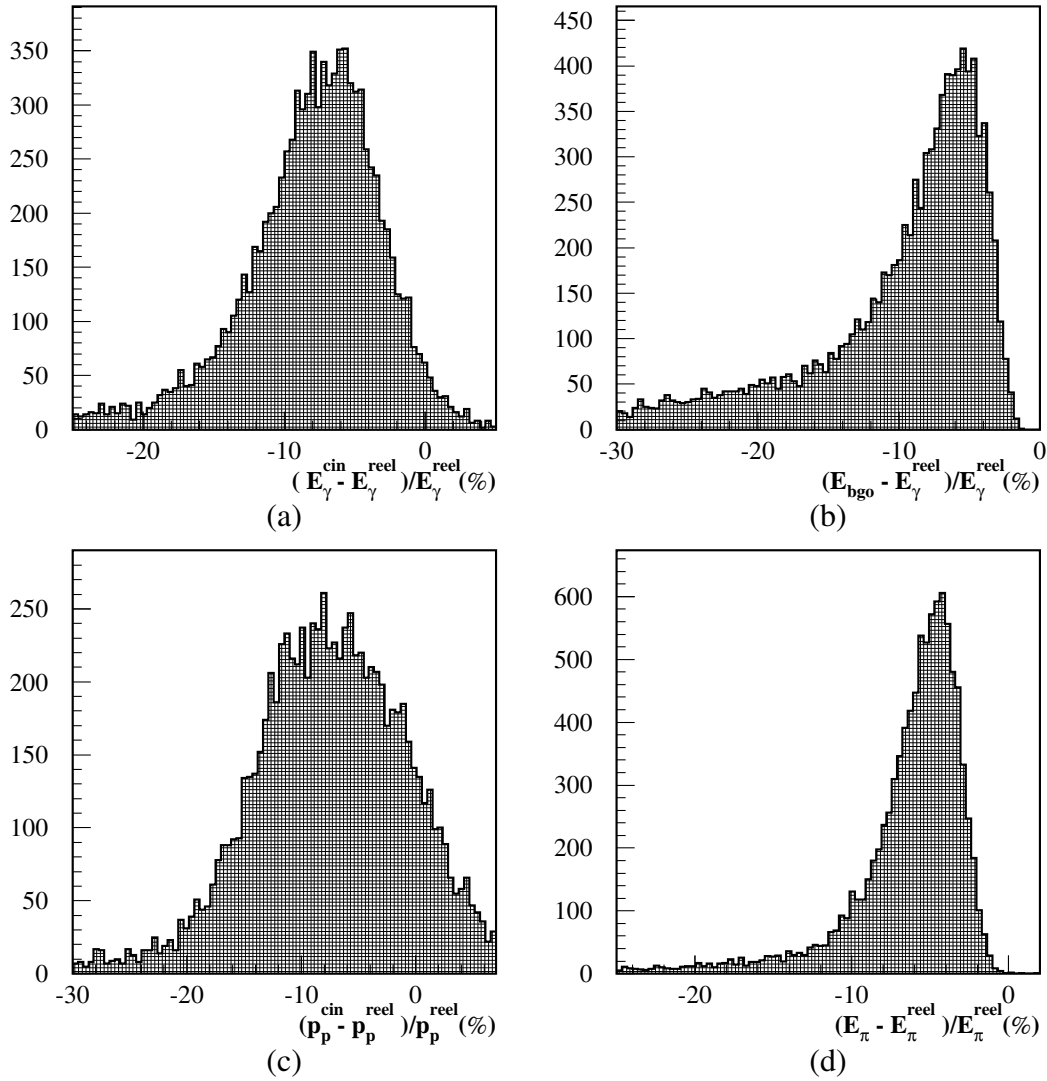


FIG. 4.3 - Résolution par simulation sur les énergies des particules de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi \pi^0$, avec un seuil de 3,2 MeV par cristal. (a)- Energie du γ incident calculée par cinématique à deux corps. (b)- Energie du γ incident mesurée par le calorimètre BGO avec le proton dans le tonneau de plastiques scintillants. (c)- Impulsion du proton calculée par cinématique à deux corps (d)- Energie du pion mesurée par le calorimètre BGO.

Enfin, le spectre (d) montre la précision obtenue sur l'énergie E_π du méson π^0 . La largeur à mi-hauteur est de 5% avec un décalage négatif de 4%. Cette précision ne correspond pas exactement à la résolution en énergie de la boule BGO (3% pour des gammas d'une centaine de MeV) à cause du seuil sur les cristaux.

Si nous remplaçons, dans la voie de sortie le π^0 par le η , les résultats de la figure 4.3 restent inchangés.

4.1.3 Coupures d'identification

Le spectre de masse invariante (cf. courbe non hachurée de la figure 4.1) permet d'identifier les décroissances neutres du π^0 et du η . Cependant dans le cas du π^0 , il existe plusieurs réactions où cette particule est créée (voir annexe C). Il est donc nécessaire de trouver des critères pour sélectionner la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. De même, il est indispensable d'appliquer des coupures pour isoler la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ pour supprimer le bruit sur la masse invariante provenant d'événements électromagnétiques en amont de l'ensemble de détection.

La cinématique à deux corps permet d'appliquer des coupures très sélectives qui vont éliminer une grande partie du bruit de fond. En effet lorsque l'énergie et les angles (φ_X et θ_X) de la particule X sont déterminés, le proton en corrélation est émis à des angles φ_p et θ_p fixés. Nous distinguerons le cas où le proton traverse les chambres planes ($\theta < 25^\circ$) du cas où celui-ci atteint le calorimètre BGO ($\theta > 25^\circ$).

Proton émis à $\theta > 25^\circ$

Dans ce cas, la boule BGO permet avec l'information du tonneau de plastiques, de mesurer les angles φ^{bgo} et θ^{bgo} de chaque particule chargée. La figure 4.4 compare différents résultats provenant de la simulation et de l'expérience.

Les spectres (a) et (b) montrent la différence entre l'angle du proton θ_p^{cin} calculé par cinématique et l'angle θ^{bgo} pour les réactions du type $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$). On obtient, dans l'expérience comme dans la simulation, une distribution gaussienne centrée sur 0° avec une largeur à mi-hauteur de 10° . Nous définissons une première coupure d'identification C_1 à $3,5 \sigma$:

$$C_1 = -15^\circ < \theta^{bgo} - \theta_p^{cin} < 15^\circ$$

Les deux spectres (c) et (d) présentent la différence entre le numéro de barreau N_X de la particule X calculé à partir de φ_X , et le numéro $N^{tonneau}$ de la particule chargée donné par le tonneau. Sachant qu'il y a 32 barreaux, la différence $|N_X - N^{tonneau}|$ doit être proche de 16, ce qui correspond à

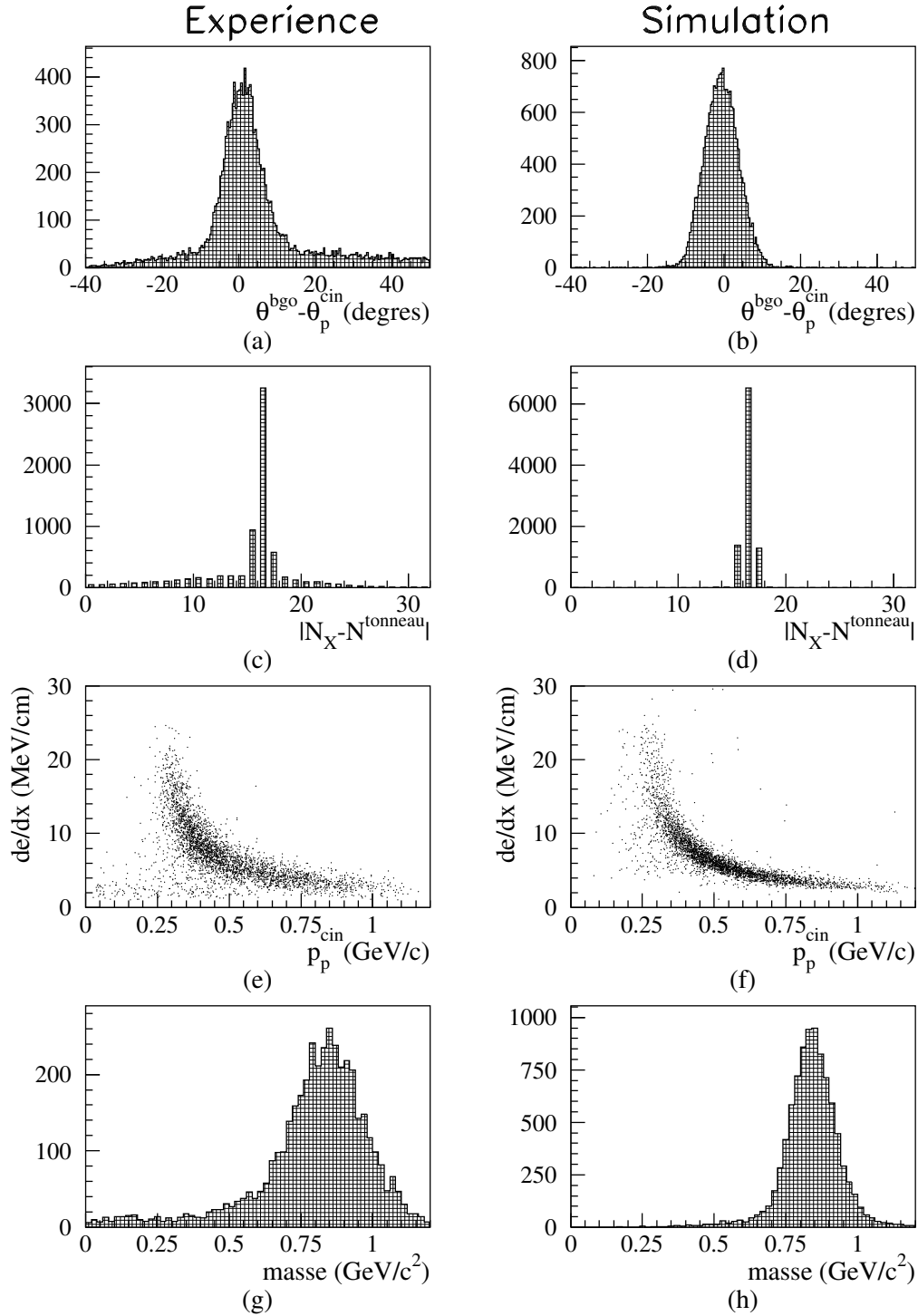


FIG. 4.4 - Identification de la réaction $\gamma + p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) avec le proton dans la boule BGO. (a) et (b)- Par l'angle du proton. (c) et (d)- Par le numéro de plastique du proton dans le tonneau. (e) et (f)- Par la perte d'énergie du proton dans le tonneau. (g) et (h)- Masse du proton reconstituée à partir de la perte d'énergie et de l'impulsion du proton.

un angle de 180° entre les deux particules. Expérimentalement c'est ce que l'on observe en sélectionnant un, deux ou six gammas dans la boule et une particule chargée dans le tonneau. Nous définissons une deuxième coupure d'identification C_2 :

$$C_2 = 14 < |N_X - N^{tonneau}| < 18$$

Enfin, le proton peut être identifié par sa perte d'énergie dans le tonneau. Les spectres bidimensionnels (e) et (f) de la figure 4.4, représentent la perte d'énergie par unité de longueur en fonction de l'impulsion du proton. On attend dans la simulation une forme en "banane" pour cette distribution (spectre (f)). Expérimentalement, cette forme est observée sur le spectre (e) avec une plus grande dispersion des points. Cette différence montre que le fonctionnement du tonneau de plastiques scintillants n'est pas optimisé.

Nous calculons ensuite la masse du proton à partir de la perte d'énergie et de la quantité de mouvement du proton. Le calcul s'effectue avec une forme approchée de la formule de Bethe-Bloch obtenue par simulation dont l'expression est :

$$m_p = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} - 1,664\right)p_p^2/1,583}$$

Expérimentalement la résolution sur la masse est de 35 % à mi-hauteur alors qu'elle est de 21 % dans la simulation. Une nouvelle coupure C_3 est définie par rapport à la situation expérimentale :

$$C_3 = 0,467 \text{ GeV} < m_p < 1,233 \text{ GeV}$$

Ces différentes coupures seront utilisées par la suite pour sélectionner la voie $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) lorsque le proton est détecté par le calorimètre BGO.

Proton émis à $\theta < 25^\circ$

Dans ce cas, les chambres planes peuvent être utilisées pour sélectionner le canal $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$). Il suffit de choisir les événements où les chambres planes ont détecté une particule chargée et de confronter les angles θ et φ de la cinématique avec les angles de la trace donnés par les chambres. L'absence du double mur ne permet pas d'identifier le proton par la mesure de son temps de vol et de sa perte d'énergie.

Les spectres (a) et (b) de la figure 4.5 présentent la différence entre l'angle du proton calculé par cinématique deux corps θ_p^{cin} et l'angle mesuré par les chambres $\theta^{chambre}$. Dans l'expérience comme dans la simulation, on obtient une distribution décentrée de 2° par rapport à 0° . Cependant la résolution

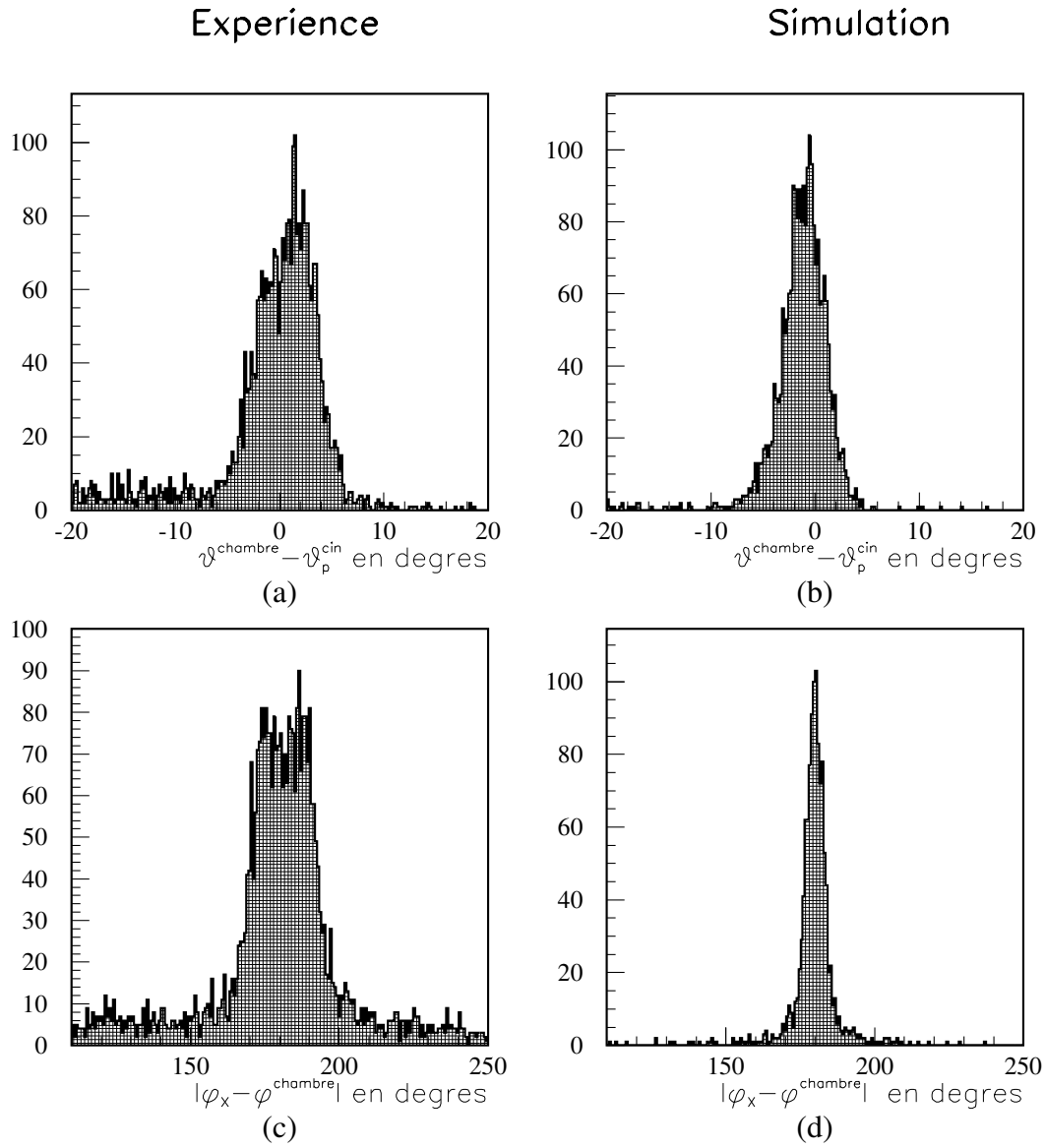


FIG. 4.5 - (a) et (b)- Différence entre l'angle du proton calculé par cinématique à deux corps et l'angle mesuré par les chambres planes, pour la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$). (c) et (d)- Différence entre l'angle azimutal de la particule X et l'angle azimutal mesuré par les chambres.

expérimentale est de 8° que l'on doit comparer à une résolution de 5° dans la simulation. Cet écart a permis de mettre en évidence un désalignement des chambres planes sur le site.

Nous définissons une nouvelle coupure C_4 par rapport à la situation expérimentale :

$$C_4 = -8^\circ < \theta^{chambre} - \theta_p^{cin} < 8^\circ$$

Enfin une dernière coupure C_5 peut être appliquée lorsqu'on regarde les spectres (c) et (d) de la figure 4.5. Dans ces deux spectres a été reportée la valeur absolue de la différence entre l'angle azimutal φ_X de la particule X et l'angle azimutal $\varphi^{chambre}$ de la particule chargée dans les chambres planes. Pour la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$), cette grandeur vaut 180° par conservation de l'impulsion totale. La différence des résolutions entre la simulation et l'expérience montre à nouveau le désalignement des chambres planes.

La coupure azimutale C_5 d'identification du proton dans les chambres est définie par rapport à la résolution expérimentale :

$$C_5 = 150^\circ < |\varphi^{chambre} - \varphi_X| < 210^\circ$$

Ces différentes coupures seront utilisées par la suite pour sélectionner la voie $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) lorsque le proton est dans les chambres planes.

4.1.4 Evaluation du bruit de fond et efficacité

L'évaluation du bruit de fond hadronique, des réactions $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$), est réalisée par simulation. Dans le Monte-Carlo, nous avons enregistré le numéro d'identification des particules de la voie de sortie, ce qui permet de suivre chaque réaction dans la chaîne d'analyse. Un grand nombre d'événements est généré en sélectionnant toutes les réactions de photoproduction sur le proton pour des gammas de $0,5 \text{ GeV}$ à $1,1 \text{ GeV}$. Chaque réaction est pondérée par la valeur de sa section efficace qui est fonction de l'énergie du gamma incident. Ensuite, les données simulées sont traitées par la chaîne d'analyse. En fin d'analyse, nous appliquons les coupures citées précédemment (C_1, C_2, C_3, C_4 et C_5) afin d'isoler la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$). De plus, nous devons définir une coupure sur la masse invariante m_{inv} afin de choisir le π^0 ou le η . Ainsi, lorsque nous appliquons toutes les coupures, nous pouvons identifier la bonne réaction, mais aussi la nature bruit de fond.

Voie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Les résultats de réduction de bruit de fond pour le π^0 sont reportés dans le tableau 4.1. L'efficacité globale pour ce canal est de 36%. La principale

perte d'efficacité est due d'une part, aux recouvrement des clusters neutres, et d'autre part, aux π^0 qui ne donnent pas deux gammas dans le calorimètre. Soit ces deux gammas sont émis à l'avant, soit un seul gamma parvient dans la boule BGO. L'utilisation du détecteur de gerbes électromagnétiques devrait permettre de récupérer ce type d'événements.

Coupure	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$		Bruit d. f. had.	
-	17916	100%	105372	100%
$90MeV < m_{inv} < 160MeV$	8082	45%	6648	6.3%
proton dans BGO	4920	27.5%	41	$3.9 \cdot 10^{-4}$
proton dans ch. plane	1530	8.5%	65	$6.1 \cdot 10^{-4}$
efficacité	36 %		10^{-3}	

TAB. 4.1 - Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.

On peut constater que le bruit de fond hadronique est réduit à une petite fraction de sa valeur initiale. Celui-ci représente 1,6% des événements π^0 . La majorité du bruit provient de la photoproduction de 2 π^0 . Avant d'appliquer la coupure C_3 correspondante au proton identifié par le tonneau de plastiques scintillants, le bruit est dominé par la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0\pi^+n$. Dans ce cas, le neutron n'est pas détecté et le π^+ simule un proton. La coupure C_3 , concernant l'identification du proton par le tonneau, supprime efficacement ce bruit car la perte d'énergie du π^+ est très différente de celle du proton.

Voie $\gamma p \rightarrow p\eta$

Dans le tableau 4.2 sont reportés les résultats de réduction de bruit fond et d'efficacité pour le η en deux et six gammas.

Pour le mode 2 γ , l'efficacité globale est de 14,2% pour un bruit de fond hadronique inférieur à 1%. Le bruit est composé de la photoproduction de 2 π^0 . Comme dans le cas du π^0 , beaucoup de η sont perdus par perte des deux gammas ou de l'un des deux à l'avant, ce qui contribue à une efficacité relativement moyenne.

Pour le mode 6 γ , l'efficacité est seulement de 2,1% pour un bruit de fond inexistant. Les inefficacités sont de même origine que les désintégrations du π^0 et du η en deux gammas.

Coupure	$\gamma p \rightarrow p\eta$		Bruit d. f. had.	
-	3779	100%	119509	100%
$460\text{MeV} < m_{inv} < 580\text{MeV}$ 2γ	781	20.6%	66	$5.5 \cdot 10^{-4}$
proton dans BGO 2γ	367	9.7%	3	$2.5 \cdot 10^{-5}$
proton dans ch. plane 2γ	189	5.0%	2	$1.6 \cdot 10^{-5}$
efficacité 2γ	14.7 %		$4.1 \cdot 10^{-5}$	
$440\text{MeV} < m_{inv} < 560\text{MeV}$ 6γ	129	3.4%	0	0
proton dans BGO 6γ	61	1.6%	0	0
proton dans cham. 6γ	19	0.5%	0	0
efficacité 6γ	2.1 %		0	

TAB. 4.2 - Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.

Remarques

Dans cette section, nous avons montré que nous pouvons sélectionner très proprement les réactions de photoproduction du π^0 et du η avec des efficacités de l'ordre de 30% par rapport aux modes de décroissance neutre. Lorsque l'ensemble de détection sera complet, ces efficacités pourront certainement être améliorées. Entre autres, il faudra compléter la réponse du calorimètre BGO avec le détecteur de gerbes avant afin d'identifier les gammas émis avec des angles inférieurs à 25 degrés. De plus, une extension des programmes permettant de discerner les clusters qui se recouvrent partiellement dans la boule BGO, devrait accroître l'efficacité globale.

4.2 Sélection de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$

Dans la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, le lambda se désintègre en $p+\pi^-$ (64,2%) ou en π^0+n (35,8%). Le neutron n'étant pas détecté dans l'expérience GRAAL, nous ne pouvons étudier que le mode à trois particules chargées (p , K^+ et π^-) dans la voie de sortie. Etant donné l'absence de champ magnétique, le calcul des impulsions n'est réalisable qu'au travers de la direction des traces et de l'énergie du photon gamma incident. Les trajectoires des trois particules sont mesurées par les chambres à fils planes ou cylindriques avec une bonne précision. La mesure du temps de vol ou de la perte d'énergie permet l'identification des trois particules.

Contrairement aux cas du π^0 et du η , il n'y a pas de données expérimentales sur le canal $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ car les chambres cylindriques et les microstrips

du système d'étiquetage sont actuellement indisponibles.

Dans la suite de l'exposé, je présenterai deux méthodes qui permettent de calculer les quantités de mouvement des particules. La première est basée sur la conservation de l'impulsion totale. La seconde s'appuie sur un calcul de doubles cinématiques à deux corps.

4.2.1 Calcul des impulsions par conservation de l'impulsion totale

La méthode la plus simple et la plus directe, pour déterminer les impulsions des trois particules est d'utiliser la loi de conservation de l'impulsion totale. Je ne parlerai ici que des principes de la méthode, pour plus de détails voir la référence [50]. Les impulsions sont calculées en résolvant le système suivant :

$$\begin{aligned} p_\gamma &= p_1 \cos \alpha_1 + p_2 \cos \alpha_2 + p_3 \cos \alpha_3 \\ 0 &= p_1 \cos \beta_1 + p_2 \cos \beta_2 + p_3 \cos \beta_3 \\ 0 &= p_1 \cos \gamma_1 + p_2 \cos \gamma_2 + p_3 \cos \gamma_3 \end{aligned}$$

où p_γ , p_1 , p_2 et p_3 sont respectivement les valeurs des impulsions du gamma (connue par l'étiquetage) et des trois particules chargées de l'état final. $\cos \alpha_i$, $\cos \beta_i$ et $\cos \gamma_i$ représentent les cosinus directeurs de la particule i par rapport aux axes x_{lab} , y_{lab} et z_{lab} . Les solutions de ce système d'équations linéaires sont données par :

$$p_1 = \frac{\begin{vmatrix} p_\gamma & \cos \alpha_2 & \cos \alpha_3 \\ 0 & \cos \beta_2 & \cos \beta_3 \\ 0 & \cos \gamma_2 & \cos \gamma_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \alpha_2 & \cos \alpha_3 \\ \cos \beta_1 & \cos \beta_2 & \cos \beta_3 \\ \cos \gamma_1 & \cos \gamma_2 & \cos \gamma_3 \end{vmatrix}} \quad p_2 = \frac{\begin{vmatrix} \cos \alpha_1 & p_\gamma & \cos \alpha_3 \\ \cos \beta_1 & 0 & \cos \beta_3 \\ \cos \gamma_1 & 0 & \cos \gamma_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \alpha_2 & \cos \alpha_3 \\ \cos \beta_1 & \cos \beta_2 & \cos \beta_3 \\ \cos \gamma_1 & \cos \gamma_2 & \cos \gamma_3 \end{vmatrix}}$$

$$p_3 = \frac{\begin{vmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \alpha_2 & p_\gamma \\ \cos \beta_1 & \cos \beta_2 & 0 \\ \cos \gamma_1 & \cos \gamma_2 & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \alpha_2 & \cos \alpha_3 \\ \cos \beta_1 & \cos \beta_2 & \cos \beta_3 \\ \cos \gamma_1 & \cos \gamma_2 & \cos \gamma_3 \end{vmatrix}}$$

Les trois impulsions sont inversement proportionnelles au déterminant de la matrice 3×3 des cosinus directeurs. Lorsque les trajectoires des trois

particules sont presque coplanéaires, le déterminant du système est proche de 0. Dans un tel cas des petites erreurs sur la détermination des traces impliquent des grandes erreurs pour les impulsions calculées (à cause de la division par 0). Pour pouvoir utiliser cette méthode de calcul, nous devons donc sélectionner les événements dont la valeur absolue du déterminant n'est pas trop faible (dans la pratique $> 0, 2$).

Le problème majeur de cette coupure est la suppression des événements où le proton est émis proche du plan de réaction. Etant donné que nous utilisons ensuite la distribution angulaire du proton, afin de calculer les observables de polarisation (cf. section 5.2), cette méthode rend l'extraction de ces variables difficile. J'ai donc été amené à développer une nouvelle méthode de calcul des impulsions basée sur la cinématique à deux corps.

4.2.2 Calcul des impulsions par double cinématique à deux corps

Le principe du calcul est basée sur la cinématique à deux corps, d'abord, pour le processus $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, et ensuite, pour la décroissance $\Lambda \rightarrow p \pi^-$.

Avant d'appliquer la méthode de calcul, nous sélectionnons les événements à trois traces. Avec la première cinématique à deux corps, nous calculons l'impulsion du kaon à partir de l'énergie du gamma et de l'une des traces, en supposant que celle-ci correspond au kaon. La quantité de mouvement et l'angle d'émission du lambda sont alors déterminés.

Grâce à la deuxième cinématique à deux corps, nous calculons les impulsions du proton et du pion en supposant que les deux autres traces sont respectivement un proton et un pion.

Avec trois particules, nous avons six permutations possibles dans l'attribution des traces. De plus, le calcul de cinématique à deux corps peut donner deux solutions pour une particule (voir annexe B). Le nombre maximum de solution est donc égal à 6 permutations \times 2 solutions kaon \times 2 solutions proton \times 2 solutions pion, soit 48.

Pour chaque permutation, nous résolvons trois équations du second degré. Lorsque le discriminant d'une équation est négatif, la permutation est rejetée. Cependant pour les faibles valeurs négatives du discriminant, celui-ci est approximé à 0. Cette approximation est nécessaire pour améliorer l'efficacité de la procédure, qui sinon supprimerait souvent la bonne permutation à cause des résolutions des détecteurs de traces et du système d'étiquetage.

La simulation montre que le nombre moyen de permutations est environ de 9 après rejet des mauvaises solutions. La configuration conservant le mieux l'impulsion et l'énergie totale est retenue comme la configuration réelle. La figure 4.6 montre la conservation de l'impulsion et de l'énergie totale obtenue

par simulation. Les largeurs à mi-hauteurs de ces distributions varient entre 20 et 30 MeV . A partir de ces quantités de mouvements, nous pouvons définir les coupures d'identification nécessaires pour éliminer les réactions parasites.

4.2.3 Coupures d'identification

La section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ est d'environ 2 μb qui doit être comparée à la section efficace de photoabsorption sur le proton qui est de l'ordre de 150 μb dans la gamme d'énergie du gamma entre 1,0 GeV et 1,5 GeV .

Parmi ces réactions de photoproduction sur le proton, 40% produisent trois particules chargées. On peut estimer que le bruit de fond est de 30 à 40 fois supérieur au signal recherché. De plus, la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ qui domine ce bruit de fond est très proche cinématiquement et dans la nature des particules¹ de la réaction à isoler.

a) Coupures cinématiques

Précédemment, nous avons montré comment calculer les quantités de mouvement de chacune des particules par cinématique à deux corps. Le choix de la solution cinématique s'est fait sur un critère de conservation de l'impulsion et de l'énergie totales. Pour le bruit de fond cette conservation sera en général mauvaise, ainsi nous pourrons définir des coupures qui rejeteront une partie de ce bruit de fond.

Les figures 4.6 montrent la conservation de l'impulsion et de l'énergie totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Nous définissons les quatres coupures suivantes :

$$\begin{aligned} C_1^x &= |p_K^x + p_P^x + p_\pi^x| < 50 \text{ MeV}/c \\ C_1^y &= |p_K^y + p_P^y + p_\pi^y| < 50 \text{ MeV}/c \\ C_1^z &= |p_K^z + p_P^z + p_\pi^z - P_\gamma| < 70 \text{ MeV}/c \\ C_1 &= |E_k + E_p + E_\pi - E_\gamma - m_p| < 60 \text{ MeV} \end{aligned}$$

b) Calcul des masses effectives

Après avoir déterminé les quantités de mouvement des trois particules, nous pouvons vérifier leur identité par le calcul de la masse effective. Ce calcul s'effectue soit à partir de la perte d'énergie dans le tonneau, soit à partir du temps de vol mesuré par le double mur de scintillateurs plastiques.

1. Nous devons distinguer un K^+ d'un π^+ .

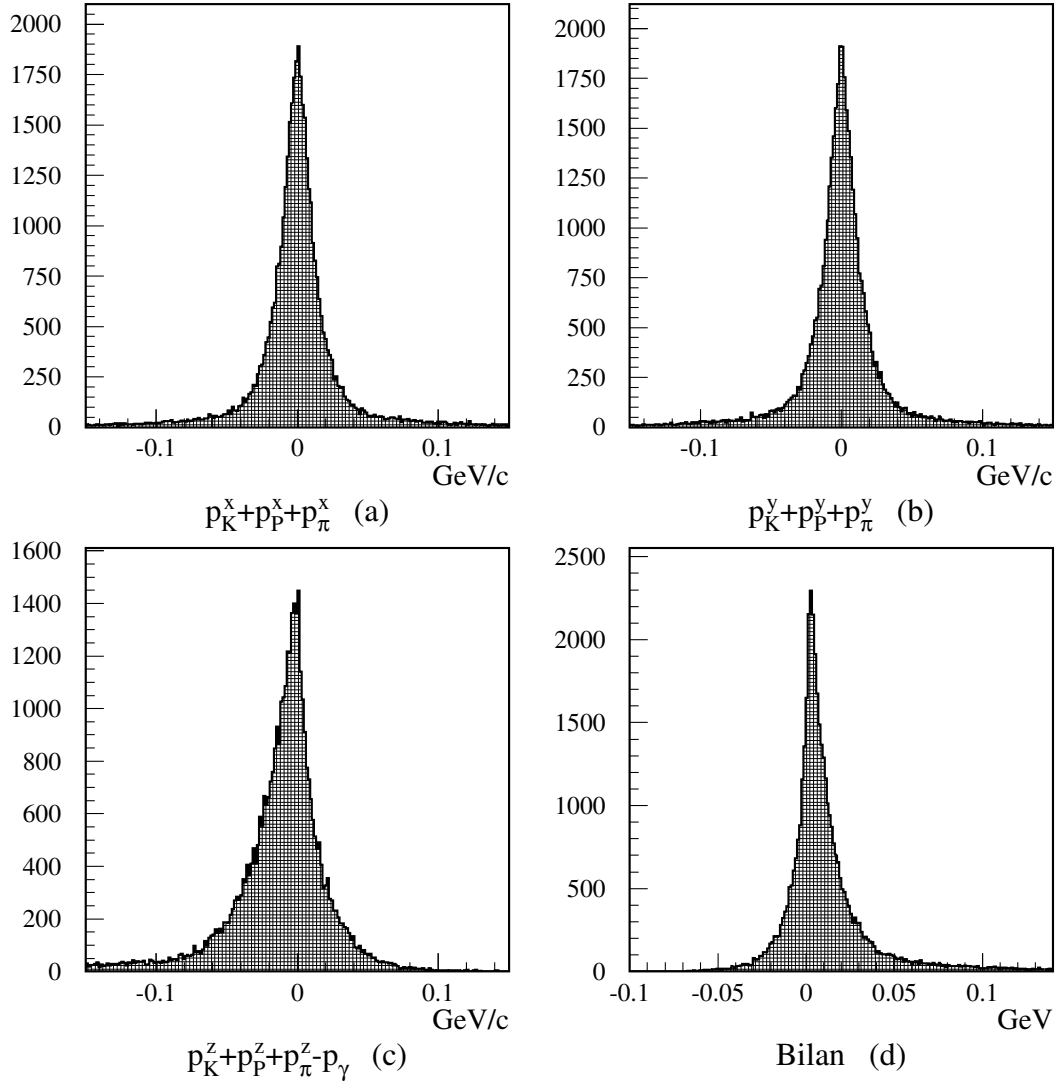


FIG. 4.6 - Réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. (a), (b) et (c)- Conservation de l'impulsion totale suivant les axes x , y et z . (d)- Conservation de l'énergie totale.

Pour une particule chargée qui traverse le tonneau de plastiques, sa masse m est donnée par la formule :

$$m = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{\Delta X} - 1,664\right)p^2/1,583}$$

où $\frac{\Delta E}{\Delta X}$ est la perte d'énergie par unité de longueur en MeV/cm et p l'impulsion de la particule en GeV .

Le calcul de la masse des particules chargées qui atteignent le mur de temps de vol est donnée par :

$$m = p\sqrt{\frac{t^2}{100} - 1}$$

où p est l'impulsion de la particule en GeV/c et t le temps de vol en ns ramené sur une base de 3 m .

Sur la figure 4.7, les spectres (a) et (b) représentent la corrélation entre la perte d'énergie ou le temps de vol en fonction des impulsions déterminées à partir des trois traces issues de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Ces deux spectres montrent que le critère pour choisir la bonne solution cinématique est efficace.

Le calcul des masses effectives permet de vérifier l'hypothèse faite sur l'identité de chaque particule lors du calcul des quantités de mouvement. L'identité supposée de chaque particule est indiquée sur les spectres (c), (d) et (e). Les spectres (c) et (d) montrent la bonne identification des trois masses, soit par temps de vol, soit par perte d'énergie. Le spectre (e) atteste que pour le bruit de fond hadronique, la supposition sur la nature des particules est mauvaise.

Il est facile d'établir des coupures pour confirmer l'identification des particules :

$$\begin{aligned} C_2^\pi &= 0,07 \text{ GeV}/c^2 < m_\pi < 0,2 \text{ GeV}/c^2 \\ C_2^K &= 0,35 \text{ GeV}/c^2 < m_K < 0,60 \text{ GeV}/c^2 \\ C_2^p &= 0,78 \text{ GeV}/c^2 < m_p < 1,12 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

c) Utilisation du parcours du lambda

Le lambda se désintégrant par interaction faible a un temps de vie propre suffisamment grand ($2,632 \cdot 10^{-10} \text{ s}$) pour que son parcours moyen dans le laboratoire soit de quelques centimètres. Cette réaction se distingue du bruit de fond hadronique (non hypéronique) où les particules sont émises du même point, le vertex.

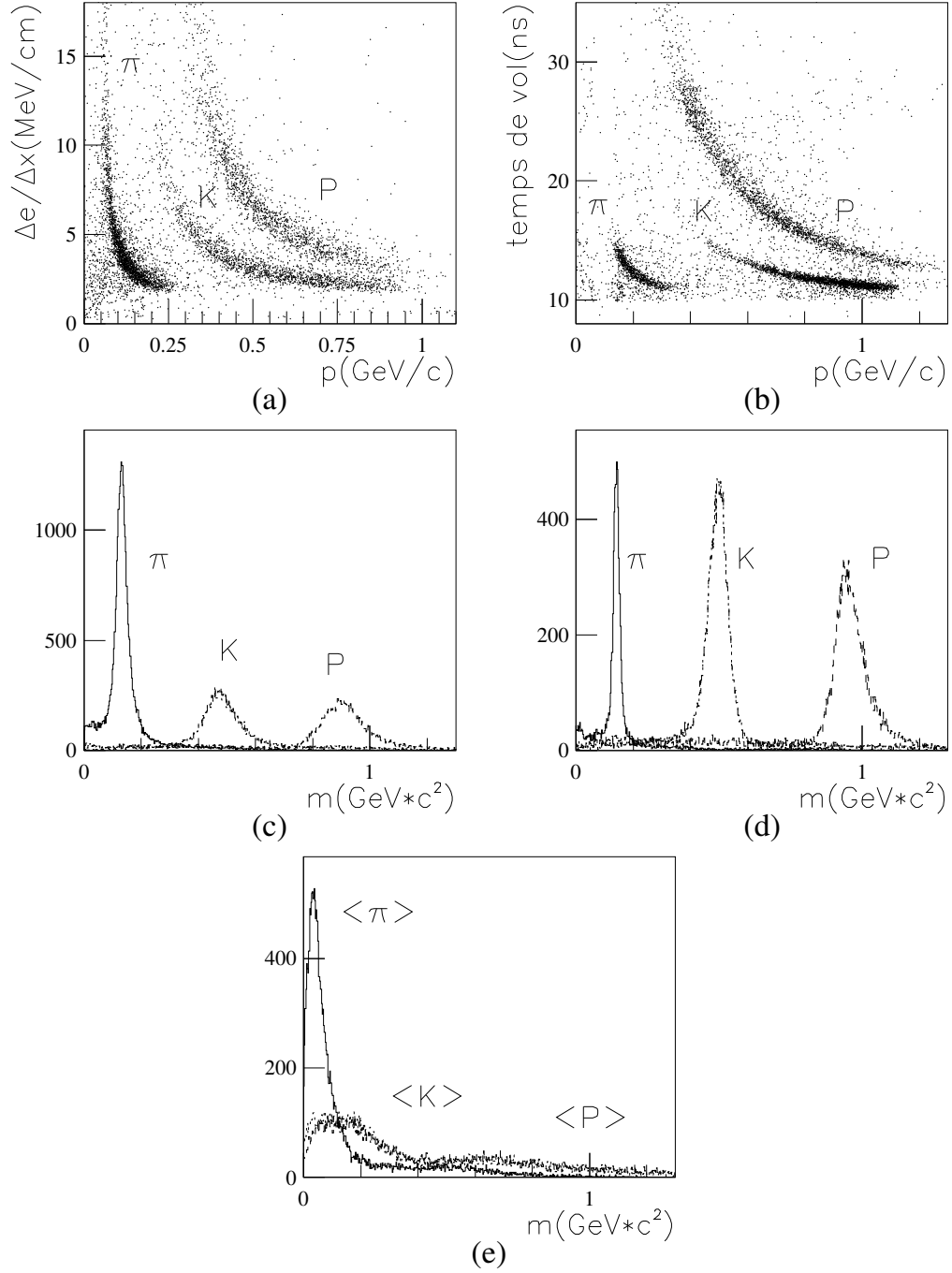


FIG. 4.7 - (a)- Perte d'énergie $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ pour les pions, les kaons et les protons dans les barreaux du tonneau. (b)- Temps de vol sur une distance de 3 m pour les pions, les kaons et les protons. (c)- Masses effectives résultantes de la perte d'énergie. (d)- Masses effectives résultantes du temps de vol. (e)- Masses effectives résultantes de la perte d'énergie et du temps de vol pour le bruit de fond de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$.

Pour $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, nous avons un premier vertex situé à l'endroit de la réaction de photoproduction et un second au niveau de la désintégration du lambda. Le premier vertex est impossible à reconstruire car le lambda n'est pas détecté. On détermine alors les coordonnées du point correspondant aux distances minimales par rapport aux trois trajectoires des particules (cf. annexe D). Nous calculons ensuite la distance moyenne d_{moy} aux trois trajectoires :

$$d_{moy} = 1/3(d_1^2 + d_2^2 + d_3^2)^{1/2}$$

Cette distance est plus grande pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ que pour le bruit de fond à trois particules chargées non hypéronique. Nous pouvons ainsi définir une coupure sur d_{moy} permettant de supprimer de nouveau une partie du bruit de fond hadronique :

$$C_3 = d_{moy} > 0,2 \text{ cm}$$

4.2.4 Evaluation du bruit de fond et efficacité

Une simulation incluant tous les canaux de photoproduction sur le proton à partir du faisceau Compton de 1,5 GeV et d'une cible de 10 cm a été effectuée pour l'étude du bruit de fond. Le signal de déclenchement (trigger) choisi dans la simulation est que la somme des multiplicités du tonneau et du mur de temps de vol doit être supérieure ou égale à trois. De plus la multiplicité du tonneau doit être non nulle afin d'éliminer une grande partie du bruit de fond électromagnétique.

Coupure	$\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$		Bruit d. f. had.	
-	793	100%	105890	100%
Solution cinématique	241	30.3%	16893	15.9%
Conservation impulsion Bilan en énergie	204	25.7%	4309	4.0%
Vertex	189	23.8%	1601	1.5%
Masse effectives	122	15.4%	1	$9.4 \cdot 10^{-6}$

TAB. 4.3 - Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.

Dans le fichier de sortie du Monte-Carlo, un identificateur permet de connaître la réaction simulée. Ainsi, nous pouvons suivre chacune des voies au travers de l'analyse et des coupures. Le tableau 4.3 montre le pourcentage des événements $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ après chaque coupure, ainsi que la réduction du bruit

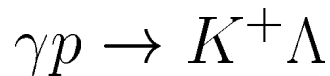
de fond. Après les coupures cinématiques et sur le vertex, nous supprimons environ 98,5% du bruit de fond hadronique. Mais celui-ci reste tout de même 10 fois supérieur aux bons événements. La coupure la plus efficace reste celle sur les masses effectives car elle élimine la presque totalité du bruit de fond hadronique. Si nous considérons uniquement les décroissances du lambda en $p + \pi^-$, l'efficacité de détection avoisine 22%.

Remarques

Nous disposons d'un jeu de coupures permettant de sélectionner très proprement la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, avec une efficacité de l'ordre de 15%. Afin de préserver le rôle majeur de la coupure sur les masses effectives, il est important que le tonneau et le double mur de plastiques fournissent des mesures précises sur les pertes d'énergies et temps de vol des différentes particules.

Chapitre 5

Mesure des observables de polarisation de la réaction



Nous avons vu dans le premier chapitre, qu'il est essentiel de mesurer précisément les observables de polarisation pour mieux comprendre les mécanismes des réactions de photoproduction des mésons pseudoscalaires. Au cours de ce chapitre, nous allons montrer comment on extrait ces observables pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Cette réaction est un cas particulièrement intéressant car le lambda est une particule auto-analysante. En effet, sa désintégration faible en proton et pion permet la mesure des variables de polarisation liées au baryon de recul.

Le travail présenté pour ce canal a été entièrement mis au point par la simulation avec une statistique de 100000 événements $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ce qui correspond à une prise de données d'une semaine avec un flux de $10^6 \gamma/s$ et une cible de 10 *cm* de longueur.

Comme nous le verrons au cours de ce chapitre, il est nécessaire d'utiliser un faisceau γ non polarisé pour estimer les inefficacités du détecteur. Or expérimentalement le faisceau est toujours polarisé. Cependant comme nous disposons de deux états orthogonaux (en linéaire ou en circulaire), nous pouvons sommer ces deux états pour générer un faisceau non polarisé.

Le formalisme utilisé par la suite est valable pour toutes les réactions de photoproduction d'un méson pseudoscalaire associé à un baryon de recul de spin 1/2.

5.1 Formalisme et définition des observables de polarisation

5.1.1 Définition des repères

Pour décrire les observables de polarisation, nous devons choisir un système d'axes de quantification dans lequel les états de spin des particules sont exprimés (cf. figure 5.1).

On définit un premier repère, noté $\{x, y, z\}$, pour décrire la polarisation du gamma incident ainsi que celle du proton cible. L'axe z correspond à la direction de l'impulsion du proton cible dans le centre de masse $\{\gamma, p\}$, l'axe y est colinéaire au vecteur unitaire $\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K / |\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_K|$ et l'axe x est dans la direction de $y \times z$.

Un second repère, noté $\{x', y', z'\}$, est utilisé pour exprimer le vecteur polarisation du lambda. L'axe z' est défini suivant l'impulsion du lambda, notée p_Λ , sur la figure 5.1. L'axe y' est confondu et de même sens que y et enfin, l'axe x' est défini par le produit vectoriel $y' \times z'$.

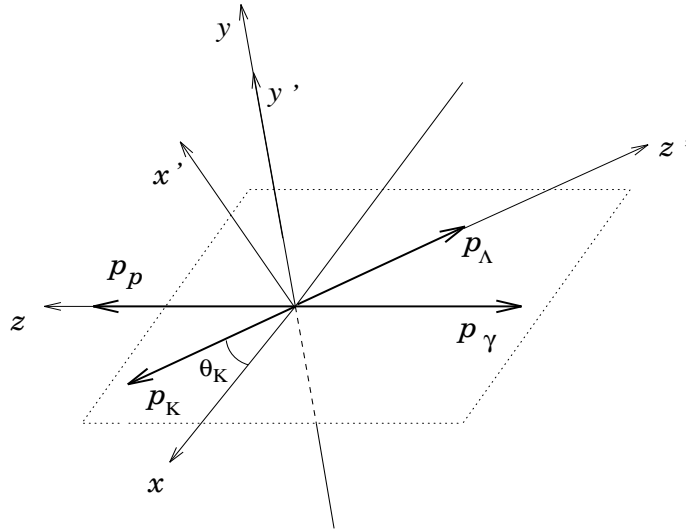


FIG. 5.1 - Définition des deux repères $\{x, y, z\}$ et $\{x', y', z'\}$ dans le centre de masse du gamma incident et du proton cible.

On remarquera que ces deux repères ne correspondent pas exactement aux conventions habituelles [58] qui stipulent que z est choisi suivant le sens du faisceau et l'axe z' suivant le sens du méson diffusé. Le lecteur devra être

vigilant aux définitions des axes s'il veut comparer une observable provenant d'expériences ou de modèles différents.

A chacune des particule (γ, p, Λ) est associée une matrice densité, notée ρ (exprimée dans les repères de la figure 5.1), qui contient les informations sur la probabilité de trouver la particule dans un état de spin donné.

5.1.2 Expression des matrices densité des différentes particules

Parmi les quatre particules de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, seul le kaon est de spin nul. Le lambda et le proton ont un spin 1/2, leur état de spin s'exprime naturellement avec les matrices de Pauli. Le photon incident a un spin égal à 1, mais n'ayant que deux états d'hélicité possible, il peut aussi se décomposer suivant ces mêmes matrices.

La matrice densité pour des particules de spin 1/2 est de dimension 2×2 et s'écrit :

$$\rho = \sum_{\alpha} |\alpha\rangle P_{\alpha} \langle \alpha|$$

où P_{α} est la probabilité que la particule soit dans l'état α .

Cette matrice densité peut se réécrire de la façon suivante :

$$\rho = \frac{1}{2}(\mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P})$$

où \mathbf{P} est le vecteur polarisation, $\boldsymbol{\sigma}$ sont les matrices de Pauli et \mathbf{I} est la matrice unité.

Dans le cas du proton, la matrice densité ρ_p est [25] :

$$\rho_p = \frac{1}{2}(\mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{P}_p) = \begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

où P_x, P_y et P_z sont les degrés de polarisation suivant les axes x, y et z .

Pour le lambda de recul, on a de même :

$$\rho_f = \frac{1}{2}(\mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma}' \cdot \mathbf{P}_f)$$

où $\boldsymbol{\sigma}'$ sont les matrices de Pauli liées au lambda dans le repère $\{x', y', z'\}$ et \mathbf{P}_f est son vecteur polarisation.

Pour le gamma, l'expression de ρ_{γ} est :

$$\rho_{\gamma} = \begin{pmatrix} 1 + \mathcal{P}_{\gamma} & -P_{\gamma} e^{-2i\varphi} \\ -P_{\gamma} e^{2i\varphi} & 1 - \mathcal{P}_{\gamma} \end{pmatrix}$$

Les états de base sont les états d'hélicité du photon. On a ainsi :

- \mathcal{P}_γ est le degré de polarisation circulaire droit (hélicité +1)
- P_γ est le degré de polarisation linéaire suivant l'axe $\hat{n} = \hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi$

Ces trois matrices densités seront utilisées, dans le prochain paragraphe, pour la définition des observables de polarisation.

5.1.3 Définition des observables de polarisation

Les amplitudes les plus adéquates, pour exprimer les observables dans la photoproduction des mésons pseudoscalaires, sont des combinaisons des amplitudes d'hélicité du canal s notée $f_{0,\Lambda;\gamma,N}$, où γ est l'hélicité du gamma, N l'hélicité de la cible et Λ l'hélicité de la particule de recul [57]. Par conservation de parité, il n'y a que quatre amplitudes indépendantes, dont l'expression est [58] :

$$\begin{aligned} f_{0,-\frac{1}{2};+1,+\frac{1}{2}} &= N = f_{0,+\frac{1}{2};-1,-\frac{1}{2}} & f_{0,+\frac{1}{2};+1,-\frac{1}{2}} &= D = -f_{0,-\frac{1}{2};-1,+\frac{1}{2}} \\ f_{0,+\frac{1}{2};-1,+\frac{1}{2}} &= F_1 = f_{0,+\frac{1}{2};-1,+\frac{1}{2}} & f_{0,+\frac{1}{2};+1,+\frac{1}{2}} &= F_2 = f_{0,-\frac{1}{2};-1,-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Dans une seconde étape, quatre autres amplitudes b_i sont définies à partir des amplitudes précédentes pour des raisons de simplification d'écriture :

$$\begin{aligned} b_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(F_1 + F_2) & b_3 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(F_1 - F_2) \\ b_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(N - D) & b_4 &= \sqrt{\frac{1}{2}}(N + D) \end{aligned}$$

Toutes les observables sont exprimables en fonction de forme bilinéaire des amplitudes indépendantes [59]. Il y a en tout 16 formes bilinéaires réelles de la forme $Re(b_i b_j^*)$ ou $Im(b_i b_j^*)$ qui sont reportées dans le tableau 5.1.

L'expression la plus générale de la section efficace différentielle¹ incluant tous les états de polarisation du faisceau γ , du proton cible et de la particule de recul est la suivante :

1. Expression dans le référentiel du proton cible et du gamma incident.

Observable	Polarisation ^a de			
	γ	p	Λ	
1. $\{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}^b$				$= b_1 ^2 + b_2 ^2 + b_3 ^2 + b_4 ^2$
Simple Polarisation				
2. $P \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$			y'	$= b_1 ^2 - b_2 ^2 + b_3 ^2 - b_4 ^2$
3. $\Sigma \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	p			$= b_1 ^2 + b_2 ^2 - b_3 ^2 - b_4 ^2$
4. $T \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$		y		$= b_1 ^2 - b_2 ^2 - b_3 ^2 + b_4 ^2$
Double Polarisation				
Faisceau-Cible				
5. $E \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	c	z		$= -2 \operatorname{Re}(b_1 b_3^* + b_2 b_4^*)$
6. $F \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	c	x		$= 2 \operatorname{Im}(b_1 b_3^* - b_2 b_4^*)$
7. $G \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	t	z		$= 2 \operatorname{Im}(b_1 b_3^* + b_2 b_4^*)$
8. $H \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	t	x		$= 2 \operatorname{Re}(b_1 b_3^* - b_2 b_4^*)$
Faisceau-Recul				
9. $C_x \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	c		x'	$= -2 \operatorname{Im}(b_1 b_4^* - b_2 b_3^*)$
10. $C_z \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	c		z'	$= 2 \operatorname{Re}(b_1 b_4^* + b_2 b_3^*)$
11. $O_x \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	t		x'	$= 2 \operatorname{Re}(b_1 b_4^* - b_2 b_3^*)$
12. $O_z \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$	t		z'	$= 2 \operatorname{Im}(b_1 b_4^* + b_2 b_3^*)$
Cible-Recul				
13. $T_x \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$		x	x'	$= 2 \operatorname{Re}(b_1 b_2^* - b_3 b_4^*)$
14. $T_z \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$		x	z'	$= 2 \operatorname{Im}(b_1 b_2^* - b_3 b_4^*)$
15. $L_x \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$		z	x'	$= -2 \operatorname{Im}(b_1 b_2^* + b_3 b_4^*)$
16. $L_z \cdot \{d\sigma/d\Omega\}/\mathcal{N}$		z	z'	$= 2 \operatorname{Re}(b_1 b_2^* + b_3 b_4^*)$

^a Les axes de quantification sont définis ainsi :

$$\hat{z} = \hat{\mathbf{p}}_p, \hat{y} = (\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_K)/|\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_K|, \hat{x} = \hat{y} \times \hat{z} \text{ et } \hat{z}' = \hat{\mathbf{p}}_\Lambda, \hat{y}' = \hat{y}, \hat{x}' = \hat{y}' \times \hat{z}'$$

p – photon polarisé linéairement ($0, \frac{\pi}{2}$ par rapport au plan de la réaction),

t – photon polarisé linéairement ($\pm \frac{\pi}{4}$ par rapport au plan de la réaction),

c – photon polarisé circulairement.

$$^b \mathcal{N} = (E_p + M_p)(E_\Lambda + M_\Lambda)|\mathbf{p}_K|/64\pi^2 s^2 |\mathbf{p}_\gamma|.$$

TAB. 5.1 - Observables de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ en fonction des amplitudes transverses b_j .

$$\begin{aligned}
\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left\{ \mathbf{1} - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi + P_x (\mathcal{P}_\gamma F + P_\gamma H \sin 2\varphi) \right. \\
&+ P_y (T + P_\gamma P \cos 2\varphi) + P_z (\mathcal{P}_\gamma E + P_\gamma G \sin 2\varphi) \left. \right\} \\
&+ \sigma_{x'} \left[\mathcal{P}_\gamma C_x + P_\gamma O_x \sin 2\varphi + P_x (T_x - P_\gamma L_z \cos 2\varphi) \right. \\
&+ P_y (P_\gamma C_z \sin 2\varphi - \mathcal{P}_\gamma O_z) + P_z (L_x + P_\gamma T_z \cos 2\varphi) \left. \right] \\
&+ \sigma_{y'} \left[P - P_\gamma T \cos 2\varphi + P_x (\mathcal{P}_\gamma G - P_\gamma E \sin 2\varphi) \right. \\
&+ P_y (\Sigma - P_\gamma \cos 2\varphi) + P_z (P_\gamma F \sin 2\varphi - \mathcal{P}_\gamma H) \left. \right] \\
&+ \sigma_{z'} \left[\mathcal{P}_\gamma C_z + P_\gamma O_z \sin 2\varphi + P_x (T_z + P_\gamma L_x \cos 2\varphi) \right. \\
&+ P_y (-P_\gamma C_z \sin 2\varphi + \mathcal{P}_\gamma O_z) + P_z (L_z - P_\gamma T_x \cos 2\varphi) \left. \right\} .
\end{aligned}$$

Les matrices $\sigma_{x'}$, $\sigma_{y'}$ et $\sigma_{z'}$ se réfèrent aux axes de quantification définis précédemment pour le lambda.

- $(d\sigma/d\Omega)_0$: section efficace non polarisée. Elle correspond au cas où la cible et le faisceau sont non polarisés et la polarisation du lambda non observée.
- Σ , T et P : observables de simple polarisation correspondant respectivement à l'asymétrie du faisceau, du proton cible et du lambda.
- (E, F, G, H) ; (C_x, C_z, O_x, O_z) ; (T_x, T_z, L_x, L_z) : observables de double polarisation correspondant respectivement aux faisceau-cible polarisés, faisceau-recul polarisés et cible-recul polarisés.

Les conditions expérimentales pour observer ces variables sont résumées dans le tableau 5.1. Si on n'observe pas la polarisation du lambda, l'expression de la section efficace différentielle se réduit à :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Tr \left(\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$$

Les traces des matrices $\sigma_{x'}$, $\sigma_{y'}$ et $\sigma_{z'}$ étant nulles, la section efficace différentielle a pour expression :

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left\{ 1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi + P_x (\mathcal{P}_\gamma F + P_\gamma H \sin 2\varphi) \right. \\
&+ P_y (T + P_\gamma P \cos 2\varphi) + P_z (\mathcal{P}_\gamma E + P_\gamma G \sin 2\varphi) \left. \right\} \quad (5.1)
\end{aligned}$$

Les 15 observables de polarisation ne sont pas indépendantes. Des relations non linéaires relient les différentes familles d'observables.

$$\begin{aligned}
E^2 + F^2 + G^2 + H^2 &= 1 + P^2 - \Sigma^2 - T^2 \\
FG - EH &= P - \Sigma T \\
C_x^2 + C_z^2 + O_x^2 + O_z^2 &= 1 + T^2 - \Sigma^2 - P^2 \\
C_z O_x - C_x O_z &= T - P \Sigma \\
T_x^2 + T_z^2 + L_x^2 + L_z^2 &= 1 + \Sigma^2 - P^2 - T^2 \\
L_z T_x - L_x T_z &= \Sigma - PT
\end{aligned}$$

Ces relations imposent une très forte contrainte sur les valeurs et les signes des observables mesurées. Elles sont donc essentielles pour la cohérence des mesures.

De plus, plusieurs inégalités permettent de définir des domaines de variations pour chaque observable [58, 59]. Pour les observables de simple polarisation, on a :

$$|P \pm T| \leq 1 \pm \Sigma, \quad |T \pm \Sigma| \leq 1 \pm P, \quad |P \pm \Sigma| \leq 1 \pm T.$$

Les observables de double polarisations sont limitées par les inégalités suivantes :

$$\begin{aligned}
|X_{BT}| &\leq \min\{\sqrt{1 - \Sigma^2}, \sqrt{1 - T^2}\} \text{ avec } X_{BT} = G, H, E \text{ ou } F. \\
|X_{BR}| &\leq \min\{\sqrt{1 - \Sigma^2}, \sqrt{1 - P^2}\} \text{ avec } X_{BR} = O_x, O_z, C_x \text{ ou } C_z. \\
|X_{TR}| &\leq \min\{\sqrt{1 - T^2}, \sqrt{1 - P^2}\} \text{ avec } X_{TR} = T_x, T_z, L_x \text{ ou } L_z.
\end{aligned}$$

Ces inégalités peuvent être très contraignantes si les observables de simple polarisation sont proches de 1 ou -1 , certaines observables de doubles polarisations sont alors limitées à zéro.

Au total, neuf observables doivent être mesurées pour la détermination complète des quatre amplitudes complexes [59]. Cela signifie qu'à part la section efficace différentielle et les trois asymétries de simple polarisation, cinq observables de double polarisations doivent être déterminées. Sur ces cinq observables trois au maximum peuvent appartenir au même ensemble faisceau-cible, faisceau-recul ou cible-recul. Il en résulte que pour la détermination complète des amplitudes de réaction, il est indispensable de disposer d'une cible polarisée.

La polarisation du lambda dans une direction \hat{n}' est donnée par l'expression suivante [25] :

$$\mathbf{P}_\Lambda \cdot \hat{n}' \frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Tr} \left(\boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{n}' \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$$

En combinant cette expression avec l'équation 5.1, les composantes de la polarisation du lambda s'écrivent, dans le cas le plus général d'un faisceau γ polarisé linéairement et circulairement et d'une cible non polarisée :

$$\mathbf{P}_\Lambda^{x'} = (\mathcal{P}_\gamma C_x + P_\gamma O_x \sin 2\varphi) / (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (5.2)$$

$$\mathbf{P}_\Lambda^{y'} = (P - P_\gamma T \cos 2\varphi) / (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (5.3)$$

$$\mathbf{P}_\Lambda^{z'} = (\mathcal{P}_\gamma C_z + P_\gamma O_z \sin 2\varphi) / (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi) \quad (5.4)$$

5.2 Mesure des composantes de la polarisation du lambda

5.2.1 Principe de la mesure

Dans le cas des réactions impliquant un lambda dans la voie finale, (photoproduction du Λ ou du Σ^0) il est possible de mesurer la polarisation de l'hypéron de recul en analysant la décroissance faible du lambda en proton et pion. Ce pouvoir auto-analysant du lambda est un grand avantage, comparé à d'autres réactions où la mesure de la composante transverse de la polarisation de la particule de recul nécessite une réaction secondaire à grand pouvoir d'analyse, utilisée dans un polarimètre.

Dans le référentiel du lambda, la distribution angulaire des protons est donnée par :

$$\frac{dN}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} (1 + \alpha |\vec{P}_\Lambda| \cos \theta) \quad (5.5)$$

où θ est l'angle entre l'impulsion du proton et la polarisation du lambda (cf. figure 5.2); α est un paramètre d'asymétrie qui a pour valeur 0.642 ± 0.013 [16].

Cette distribution montre que le proton est préférentiellement émis suivant la direction de la polarisation. Cette décroissance permet la mesure des composantes transverse et longitudinale de la polarisation.

Dans l'expérience, le problème est de mesurer les composantes de la polarisation sur les axes x' , y' et z' , sachant qu'on ne connaît pas l'angle entre le vecteur polarisation et l'impulsion du proton dans le système propre du

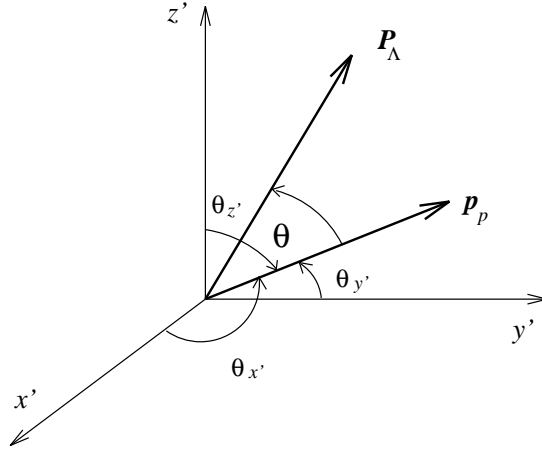


FIG. 5.2 - Définition des angles $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ utilisés lors de la détermination de la polarisation du lambda. \mathbf{p}_P est l'impulsion du proton de décroissance et \mathbf{P}_Λ est le vecteur polarisation du lambda.

lambda. En fait, nous pouvons montrer que la distribution angulaire des protons, suivant un des axes, est proportionnelle uniquement à la projection de la polarisation suivant ce même axe (voir annexe A). On obtient alors les relations suivantes :

$$\frac{dN_{proton}}{d\cos\theta_{x'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2}(1 + \alpha P_\Lambda^{x'} \cos\theta_{x'}) \quad (5.6)$$

$$\frac{dN_{proton}}{d\cos\theta_{y'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2}(1 + \alpha P_\Lambda^{y'} \cos\theta_{y'}) \quad (5.7)$$

$$\frac{dN_{proton}}{d\cos\theta_{z'}} = \frac{N_\Lambda^o}{2}(1 + \alpha P_\Lambda^{z'} \cos\theta_{z'}) \quad (5.8)$$

où $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ sont les angles entre l'impulsion du proton et respectivement les axes x' , y' et z' (cf. figure 5.2); N_Λ^o est le nombre de lambdas ayant donné une désintégration en proton et pion.

5.2.2 Extraction de la polarisation du lambda à partir des données simulées

Dans la simulation, nous avons dû redéfinir la particule lambda car, pour le logiciel GEANT la désintégration de cette particule en proton et en pion est isotrope dans le repère propre du lambda. La distribution du proton est modifiée par le vecteur polarisation du lambda qui dépend, d'une part,

de la valeur des observables de polarisation, et d'autre part, du degré de polarisation linéaire ou circulaire du faisceau γ . Les valeurs des observables sont prises constantes en fonction de l'énergie du gamma et de l'angle du kaon ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

Après avoir généré un grand nombre d'événements avec le Monte-Carlo, nous reconstruisons les événements physiques et appliquons les coupures pour isoler la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Connaissant les quantités de mouvement des trois particules chargées, nous pouvons alors calculer les angles $\theta_p^{x'}$, $\theta_p^{y'}$ et $\theta_p^{z'}$ du proton dans le référentiel du lambda.

a) Mesure de la polarisation du lambda suivant les axes x' et z'

Les spectres (a) et (b) de la figure 5.3 montrent les distributions reconstruites du $\cos \theta_p^{x'}$ pour les deux états de polarisation circulaire droite et gauche du faisceau γ . Dans les deux cas, la distribution attendue est une droite dont la pente est proportionnelle à la composante de la polarisation du lambda suivant l'axe x' (cf. relation 5.6). En raison du signe du degré de polarisation circulaire les deux droites ont des pentes opposées (cf. relation 5.2).

Ces deux droites ne sont pas observées sur les deux spectres (a) et (b). Les origines de leurs déformations sont les inefficacités liées à la géométrie du détecteur et aux coupures de sélection de la réaction.

Pour s'affranchir des inefficacités, une des solutions envisageable est de diviser chacun des spectres (a) et (b) de la figure 5.3 par la somme des deux spectres (spectre (c)). Cette somme caractérise une famille de lambdas non polarisés² suivant les axes x' et z' ($P_\Lambda^{x'} = 0$ et $P_\Lambda^{z'} = 0$) et correspond donc à l'efficacité pour l'échantillonnage en E_γ et $\theta_k^{c.m.}$.

Les deux spectres (d) et (e), obtenus après division, montrent que nous trouvons la droite attendue. Un simple "fit" permet d'extraire la composante $P_\Lambda^{x'}$ (de même pour $P_\Lambda^{z'}$) et d'obtenir les observables de polarisation intervenant suivant cette composante. On peut utiliser la même méthode en mélangeant des photons polarisés linéairement dans deux états orthogonaux.

b) Mesure de la polarisation du lambda suivant l'axe y'

Contrairement au cas précédent, la composante de la polarisation du lambda ne s'annule pas suivant l'axe y' en sommant deux états orthogonaux (cf. relation 5.3) mais est égale à P . Ainsi la somme des deux états orthogonaux ne représente plus une famille de lambdas non polarisés.

2. D'après les équations 5.2 et 5.4, nous sommes deux distributions de pente opposée en raison du signe de \mathcal{P}_γ .

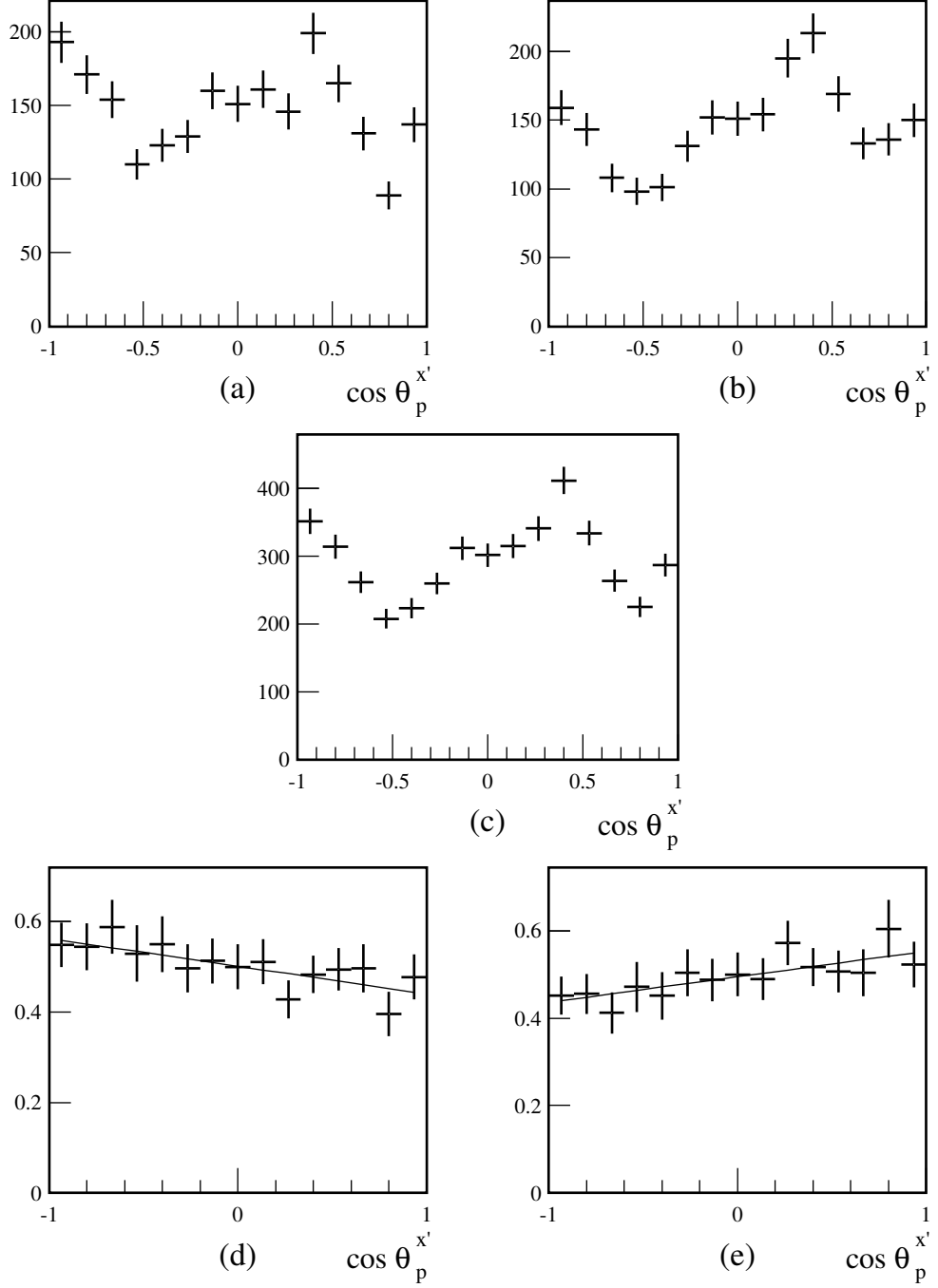


FIG. 5.3 - *Distribution du $\cos \theta_p^{x'}$ pour $1,33 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,47 \text{ GeV}$ et $0,5 < \cos \theta_K^{c.m.} < 1,0$. (a)- Pour une polarisation circulaire droite. (b)- Pour une polarisation circulaire gauche. (c)- La somme de (a) et (b). (d) et (e)- Distributions (a) et (b) divisées par (c)*

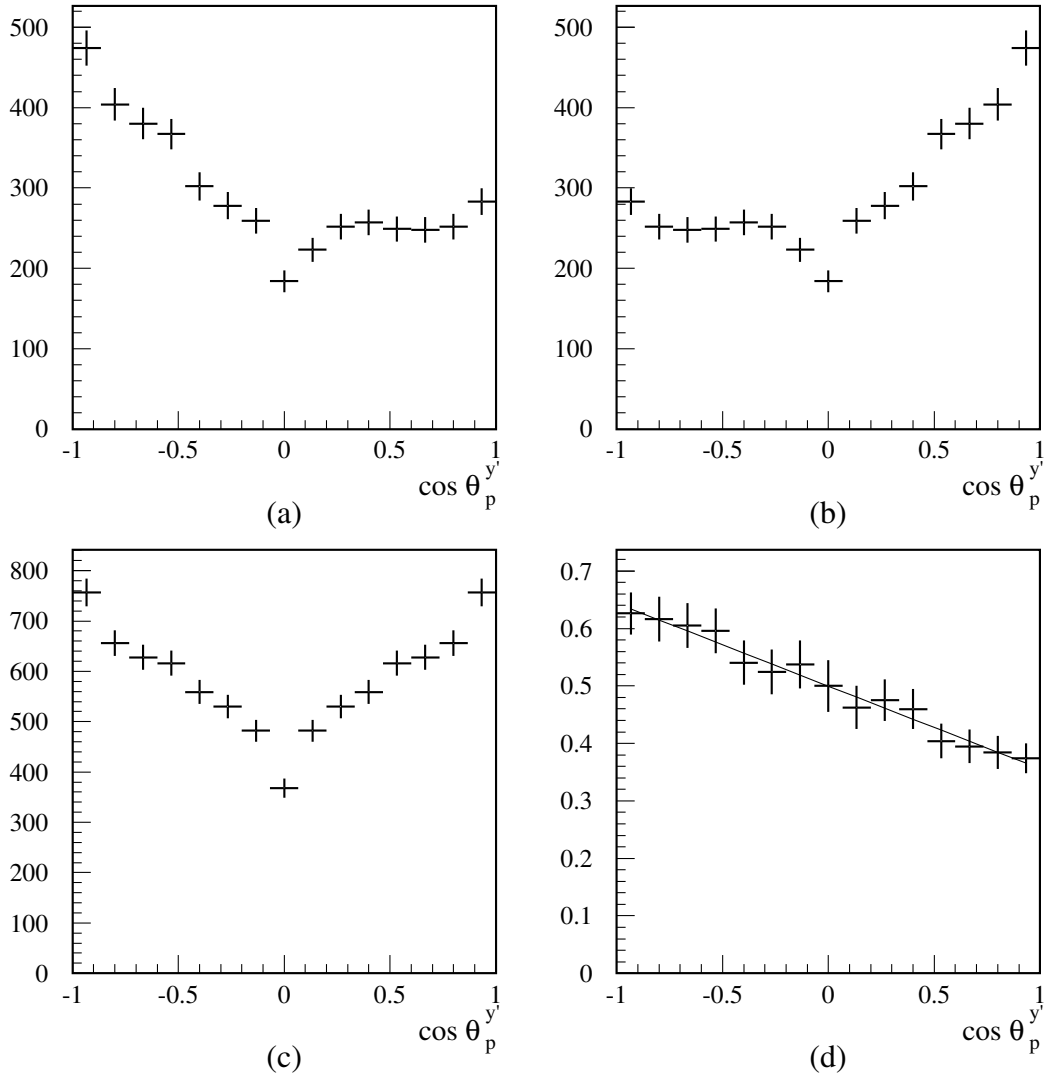


FIG. 5.4 - Distributions du $\cos \theta_p^{y'}$ dans le référentiel du lambda. (a)- Distribution brute. (b)- Symétrique de (a) par rapport à l'origine. (c)- Somme de (a) et (b). (d)- Distribution (a) divisée par (c).

Toutefois nous avons développé une méthode reposant sur l'hypothèse que l'efficacité est symétrique par rapport à $\cos \theta_p^{y'} = 0$. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'axe y' est toujours perpendiculaire au plan de réaction et que le détecteur est à symétrie cylindrique.

Dans ce cas, la somme du spectre (a) et de son symétrique (spectre (b)) par rapport à $\cos \theta_p^{y'} = 0$ représente l'efficacité. La division de la distribution du $\cos \theta_p^{y'}$ par la somme des spectres (a) et (b), nous permet d'obtenir la droite d'équation $0,5(1 + \alpha P_\Lambda^{y'} \cos \theta_p^{y'})$. $P_\Lambda^{y'}$ est ensuite extrait par un simple "fit". Toutefois, la validité de cette méthode devra être vérifiée expérimentalement.

5.2.3 Transformation de Lorentz du vecteur P_Λ

Les composantes de la polarisation du lambda étant déterminées dans son référentiel propre, nous devons ensuite effectuer une transformation de Lorentz sur P_Λ de ce référentiel vers le centre de masse du gamma incident et du proton cible.

Le quadrivecteur polarisation S_Λ du lambda dans un référentiel quelconque L est défini par [61] :

$$S_\Lambda = (s^L, \mathbf{P}_\Lambda^L)$$

La composante temporelle s^L est définie nulle dans le repère de l'hypéron. Soit R le référentiel propre de l'hypéron en mouvement par rapport à L , l'expression du quadrivecteur dans L est :

$$(s^L, \mathbf{P}_\Lambda^L) = (\gamma\beta s_\Lambda^R, \mathbf{P}_\Lambda^R + \beta \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \boldsymbol{\beta} \mathbf{P}_\Lambda^R)$$

où $\boldsymbol{\beta}$ est la vitesse du lambda par rapport au repère L .

5.3 Mesure des observables P , C_x et C_z avec un faisceau polarisé circulairement

En polarisation circulaire, l'expression du vecteur polarisation du lambda (équations 5.2, 5.3, 5.4) se réduit à :

$$\mathbf{P}_\Lambda = (\mathcal{P}_\gamma C_x, P, \mathcal{P}_\gamma C_z)$$

Après extraction des composantes de la polarisation du lambda, avec les deux méthodes décrites précédemment, nous reportons les valeurs des

observables P , C_x et C_z dans la figure 5.5, en fonction du cosinus de l'angle du kaon ou de l'énergie du gamma. L'observable P est obtenue en cumulant tout les événements provenant des deux états de polarisation circulaire. Les observables de double polarisation sont déduites des composantes $P_\Lambda^{x'}$ et $P_\Lambda^{z'}$ en divisant par le degré de polarisation circulaire. Les valeurs en pointillé sur les différents spectres représentent les valeurs des observables entrées dans la simulation.

Les erreurs sur ces observables sont celles provenant du "fit" Δ_{fit} divisées par le degrés de polarisation circulaire.

$$\Delta C_{x,z} = \frac{\Delta_{fit}}{\mathcal{P}_\gamma}$$

Δ_{fit} est proportionnelle à la racine carrée du nombre d'événements utilisés pour un découpage en angle et énergie. Ainsi, si nous divisons le degré de polarisation par deux, il faudra augmenter la statistique par 4 pour obtenir une erreur équivalentes sur C_x ou C_z , ce qui montre l'importance de disposer d'un faisceau ayant un degré de polarisation élevé. Les erreurs sont surestimées car nous avons utilisé le calcul standard du logiciel PAW, un nouveau calcul devra être effectué pour les réévaluer.

5.4 Mesure des observables P , Σ , T , O_x et O_z avec un faisceau polarisé linéairement

En polarisation linéaire, l'expression du vecteur polarisation du lambda (équations 5.2, 5.3, 5.4) se réduit à :

$$\mathbf{P}_\Lambda = \left(\frac{P_\gamma O_x \sin 2\varphi}{1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi}, \frac{P - P_\gamma T \cos 2\varphi}{1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi}, \frac{P_\gamma O_z \sin 2\varphi}{1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi} \right) \quad (5.9)$$

La section efficace différentielle est donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi)$$

Nous montrons dans les prochains paragraphes comment on extrait les observables de polarisation soit au travers du plan de réaction soit au travers de la polarisation du lambda. L'ensemble des résultats est reporté sur la figure 5.7.

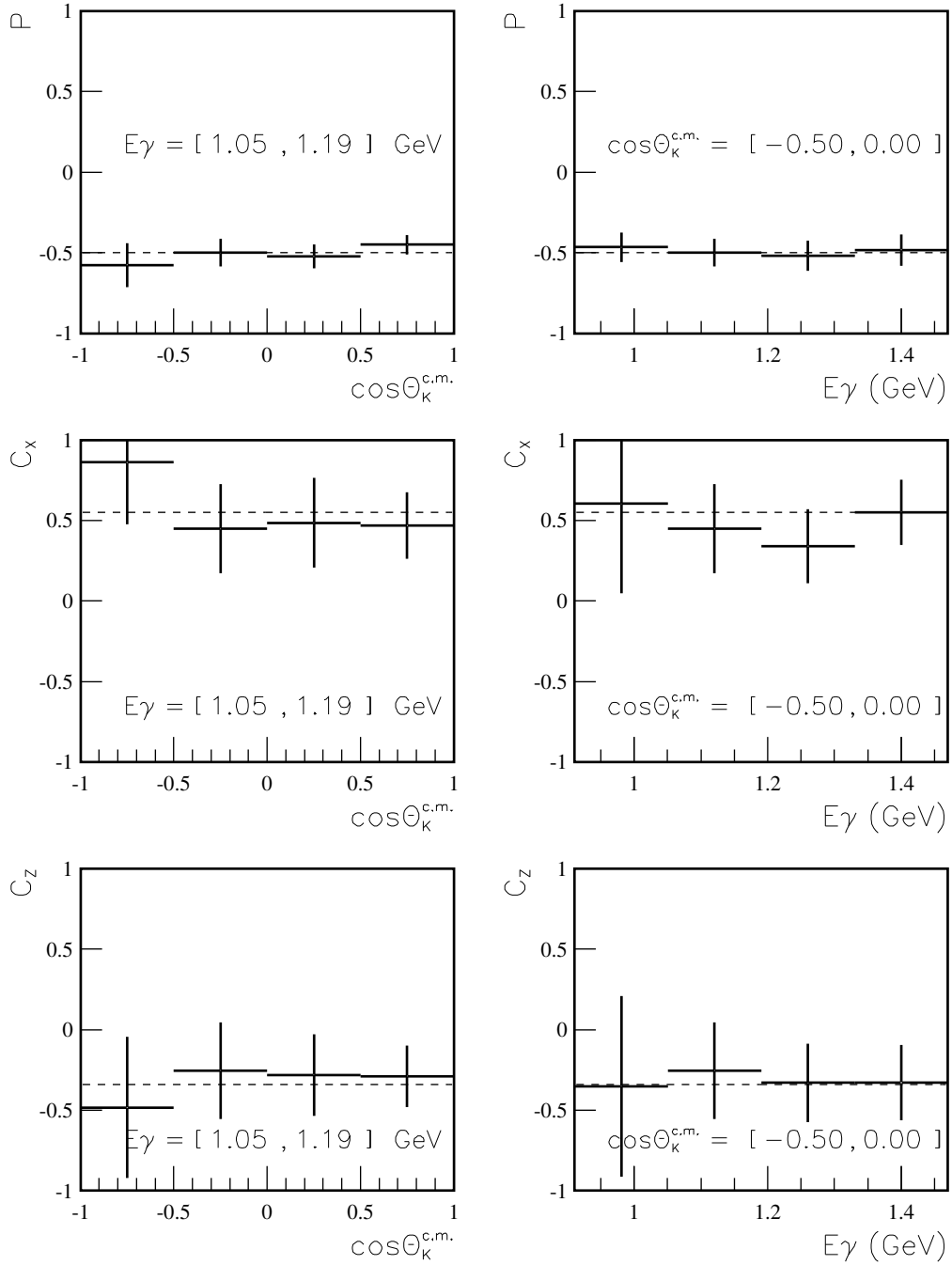


FIG. 5.5 - Valeurs des observables de polarisation P , C_x et C_z pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$. A gauche, en fonction du $\cos\theta_K^{c.m.}$ pour $1,05 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,19 \text{ GeV}$. A droite, en fonction de E_γ pour $-0,5 < \cos\theta_K^{c.m.} < 0,0$. Les pointillés représentent les valeurs des observables dans la simulation. Ces résultats correspondent à une semaine d'expérience avec un flux γ de $10^6 \gamma/s$ et une cible de 10 cm .

a) Observable Σ

Avec un détecteur 4π la mesure de cette observable est facile et se fait au travers de la distribution de l'angle azimutal φ (figure 5.6) du plan de réaction qui est de la forme $1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi$ (cf. relation 5.1).

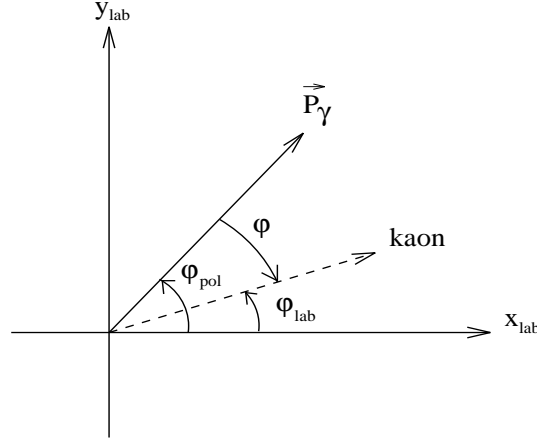


FIG. 5.6 - Définition des angles azimutaux intervenant dans le formalisme des polarisations.

Aucune correction d'inefficacité n'est appliquée car le détecteur est à symétrie cylindrique et donc assure en principe une efficacité constante en φ . Le terme $P_\gamma \Sigma$ est extrait par un simple ajustement.

b) Observable P et T

Les composantes de la polarisation du lambda dépendant de φ (cf. relation 5.9), l'extraction des observables de polarisation est plus compliquée que dans le cas d'un faisceau polarisé circulairement.

La moyenne des composantes de la polarisation³ du lambda, sur le domaine de variation de φ de 0 à 2π , est : $\langle \mathbf{P}_\Lambda \rangle = (0, P, 0)$.

Nous constatons que nous pouvons à nouveau mesurer l'observable P . Cette mesure représente un test de cohérence entre la valeur obtenue avec un faisceau circulaire et un faisceau linéaire.

De façon inattendue, nous pouvons aussi mesurer d'après la relation 5.9, l'observable T au travers de $P_\Lambda^{y'}$. Cette observable est mesurée normalement

3. Moyenne d'une composante : $\langle \mathbf{P}_\Lambda^i \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \mathbf{P}_\Lambda^i(\varphi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi) d\varphi}{\int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi) d\varphi}$ avec i égal à x' , y' ou z' .

en polarisant la cible et pour cette raison on l'appelle asymétrie de la cible. Pour comprendre l'extraction de cette observable, nous supposons que le faisceau de gammas est polarisé linéairement avec un angle de $\pm 45^\circ$ par rapport au plan horizontal. Nous définissons pour l'angle φ_{lab} (cf. figure 5.6), les deux secteurs angulaires suivant :

$$\begin{aligned}
S1 &= 0 < \varphi_{lab} < \frac{\pi}{2} \cup \pi < \varphi_{lab} < \frac{3\pi}{2} \\
S2 &= \frac{\pi}{2} < \varphi_{lab} < \pi \cup \frac{3\pi}{2} < \varphi_{lab} < 2\pi
\end{aligned}$$

Les valeurs moyennes de $P_\Lambda^{y'}$ suivant ces secteurs et l'angle de la polarisation sont reportés dans le tableau :

secteur et angle de pol. du γ	$\langle P_\Lambda^{y'} \rangle$
$(S1, +45^\circ)$ ou $(S2, -45^\circ)$	$(\pi/2P - P_\gamma T)/(\pi/2 - P_\gamma \Sigma)$
$(S1, -45^\circ)$ ou $(S2, +45^\circ)$	$(\pi/2P + P_\gamma T)/(\pi/2 + P_\gamma \Sigma)$

Nous construisons ensuite la distribution du $\cos \theta_p^{y'}$ sous les quatre conditions définies dans le tableau précédent. Connaissant préalablement les observables P et Σ et le degré de polarisation p_γ , on peut alors calculer l'observable T .

c) Observables O_x et O_z

Les observables O_x et O_z se mesurent au travers des composantes de la polarisation du lambda suivant les axes x' et z' (cf. relation 5.9). L'intégrale de ces deux composantes est nulle sur le domaine de variation de l'angle φ de 0 à 2π . Il est donc nécessaire de définir, comme dans le cas de l'observable T , des domaines angulaires en φ_{lab} . Nous supposons que nous travaillons avec deux états de polarisation linéaire avec un angle φ_{pol} égal respectivement à $+45^\circ$ et -45° par rapport au plan horizontal. Nous définissons les deux secteurs angulaires suivants :

$$\begin{aligned}
S1 &= \frac{\pi}{4} < \varphi_{lab} < \frac{3\pi}{4} \cup \frac{5\pi}{4} < \varphi_{lab} < \frac{7\pi}{4} \\
S2 &= -\frac{\pi}{4} < \varphi_{lab} < \frac{\pi}{4} \cup \frac{3\pi}{4} < \varphi_{lab} < \frac{5\pi}{4}
\end{aligned}$$

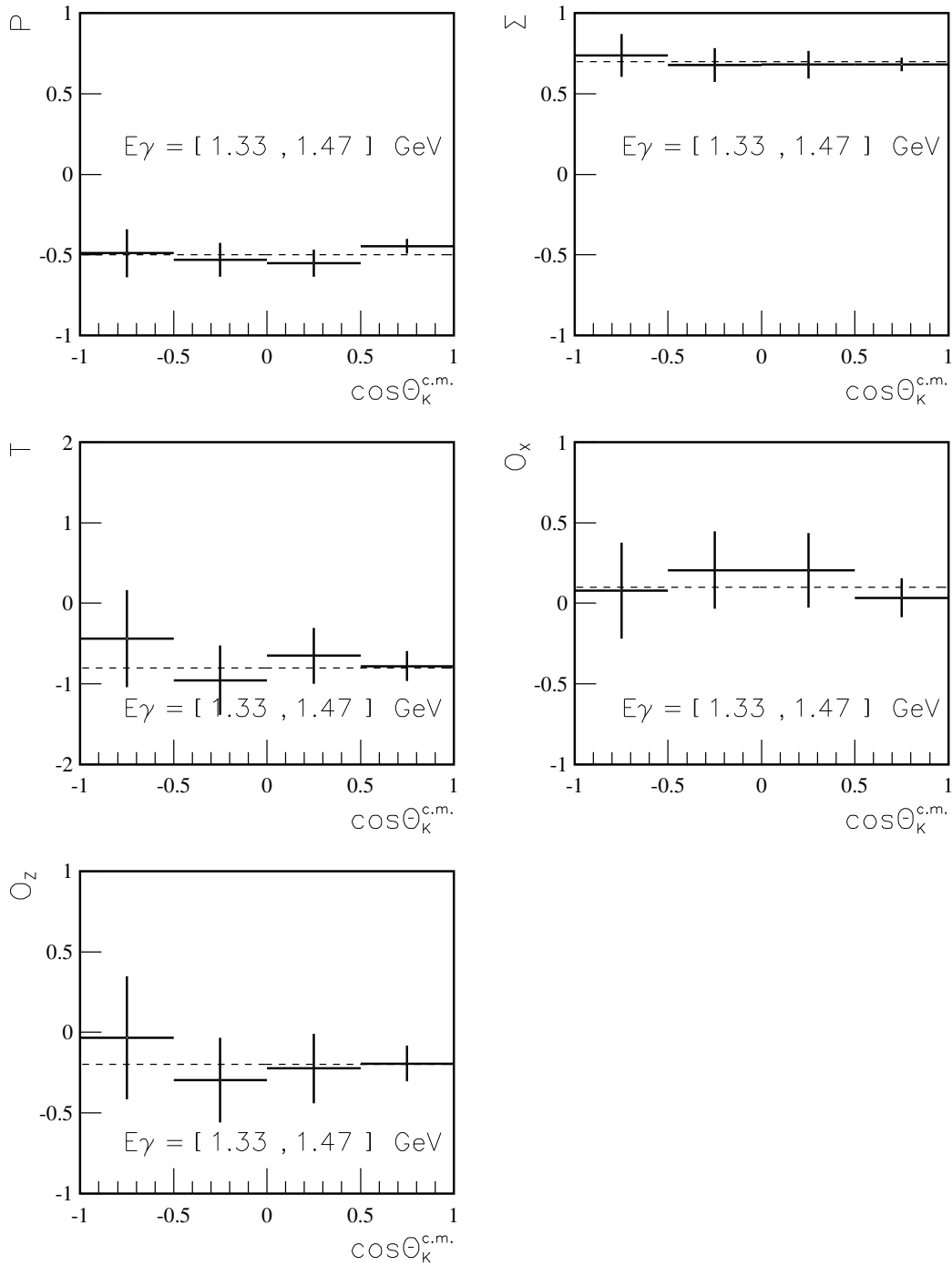


FIG. 5.7 - Valeurs des observables P , Σ , T , O_x et O_z pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ en fonction du $\cos\theta_K^{c.m.}$ pour $1,33 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,47 \text{ GeV}$. Les pointillés représentent les valeurs des observables dans la simulation. Ces résultats correspondent à une semaine d'expérience avec un flux γ de $10^6 \gamma/s$ et une cible de 10 cm.

Ces deux secteurs sont décalés de $\pi/4$ par rapport à ceux définis pour le calcul de T . Ce décalage vient du fait que l'observable T est multipliée par $\cos 2\varphi$, alors que les observables O_x et O_z le sont par $\sin 2\varphi$.

Les valeurs moyennes de $P_\Lambda^{x'}$ et $P_\Lambda^{z'}$ suivant ces secteurs et l'angle de la polarisation, sont reportés dans le tableau suivant :

secteur et angle de pol. du γ	$\langle P_\Lambda^{x'} \rangle$	$\langle P_\Lambda^{z'} \rangle$
$(S1, +45^\circ)$ ou $(S2, -45^\circ)$	$P_\gamma O_x$	$P_\gamma O_z$
$(S1, -45^\circ)$ ou $(S2, +45^\circ)$	$-P_\gamma O_x$	$-P_\gamma O_z$

Nous construisons alors les distributions des $\cos\theta_p^{x'}$ et $\cos\theta_p^{y'}$, sous les quatre conditions définies dans le tableau précédent. Après extraction des pentes des droites, une division par le degrés de polarisation linéaire P_γ permet d'obtenir O_x ou O_z .

Remarque

L'ensemble des observables (P , Σ , T , O_x et O_z) est ensuite reporté dans les spectres de la figure 5.7. Nous pouvons constater le bon accord avec les valeurs entrées dans le Monte-Carlo (en pointillé sur chaque spectre). Comme dans le cas de la polarisation circulaire les erreurs sont surestimées.

Ces résultats montrent que l'expérience GRAAL devrait être capable de mesurer, pour la première fois, les observables de doubles polarisation C_x , C_z , O_x et O_z , ainsi que les trois asymétries P , Σ et T jusqu'à $1,47 \text{ GeV}$.

Chapitre 6

Premiers résultats expérimentaux sur l'observable de polarisation Σ du π^0 et η .

6.1 Conditions expérimentales

Les premières prises de données qui ont eu lieu au printemps 1996, étaient destinées à vérifier pour la première fois le fonctionnement global de l'expérience GRAAL (détecteurs, système d'acquisition, programmes d'analyses, etc.). Seule une partie de l'ensemble de détection était opérationnel pendant cette période de tests : le calorimètre électromagnétique BGO, le tonneau de plastiques scintillants et les chambres planes multifils. En ce qui concerne la partie du système d'étiquetage constituée par les plastiques, elle a permis de générer le signal start de l'expérience. Les microstrips silicium n'étant pas encore disponibles, nous n'avons pas l'information sur l'énergie du gamma.

Toutefois, pour les réactions à deux corps, la connaissance de l'énergie et de l'angle de l'une des deux particules, suffit à caractériser la réaction (voir annexe B). Le calorimètre électromagnétique BGO mesure l'angle et l'énergie des π^0 et η , dans le cas des décroissances neutres, et permet ainsi de calculer l'énergie du gamma incident.

Le faisceau de gammas a été obtenu avec des photons laser polarisés horizontalement ou verticalement. Un basculement périodique de la polarisation du laser a permis de créer le même nombre de gammas dans les deux états de polarisation.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont préliminaires. Ils ont pour but essentiel de valider le fonctionnement complet de la chaîne d'analyse et des détecteurs présents. Pour cela, nous avons comparé l'observable Σ mesurée à GRAAL pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ avec les données existantes et

les résultats d'une analyse en onde partielle (tirée des nombreuses données en section efficace différentielle et de quelques mesures pour les observables de simple polarisation) dans la section 6.3

Le bon accord de nos données pour cette voie, soit avec les mesures existantes soit avec des prédictions de l'analyse en multipôles, nous a permis de mesurer avec confiance, pour la première fois, l'observable Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ du seuil (700 MeV) jusqu'à 1,1 GeV.

6.2 Méthode d'extraction de l'observable Σ

Pour un faisceau polarisé horizontalement, la section efficace différentielle de photoproduction du π^0 dans le laboratoire est:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab})$$

où φ_{lab} est l'angle azimutal du plan de réaction dans le laboratoire.

Pour un faisceau polarisé verticalement, elle s'écrit:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab})$$

Les distributions expérimentales $dN_1/d\varphi_{lab}$ et $dN_2/d\varphi_{lab}$ du méson π^0 , en fonction de son angle φ_{lab} , sont reportées respectivement dans les spectres (a) et (b) de la figure 6.1. Ces distributions correspondent à une expression du type:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{d\varphi_{lab}} &= K(\theta_{lab}, E_\gamma) \epsilon(\theta_{lab}, \varphi_{lab}, E_\gamma) (1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab}) \\ \frac{dN_2}{d\varphi_{lab}} &= K(\theta_{lab}, E_\gamma) \epsilon(\theta_{lab}, \varphi_{lab}, E_\gamma) (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab}) \end{aligned}$$

où ϵ représente l'efficacité de détection et des coupures pour cette réaction; K est une grandeur caractérisant le flux du faisceau γ , l'épaisseur de cible et la section efficace différentielle non polarisée.

Si l'on fait l'hypothèse que ϵ et K ne dépendent pas de l'état de polarisation du faisceau de gammas, la somme $dS/d\varphi_{lab}$, obtenue en additionnant les distributions issues des deux états de polarisation, est:

$$\frac{dS}{d\varphi_{lab}} = \frac{dN_1}{d\varphi_{lab}} + \frac{dN_2}{d\varphi_{lab}} = 2 K \epsilon$$

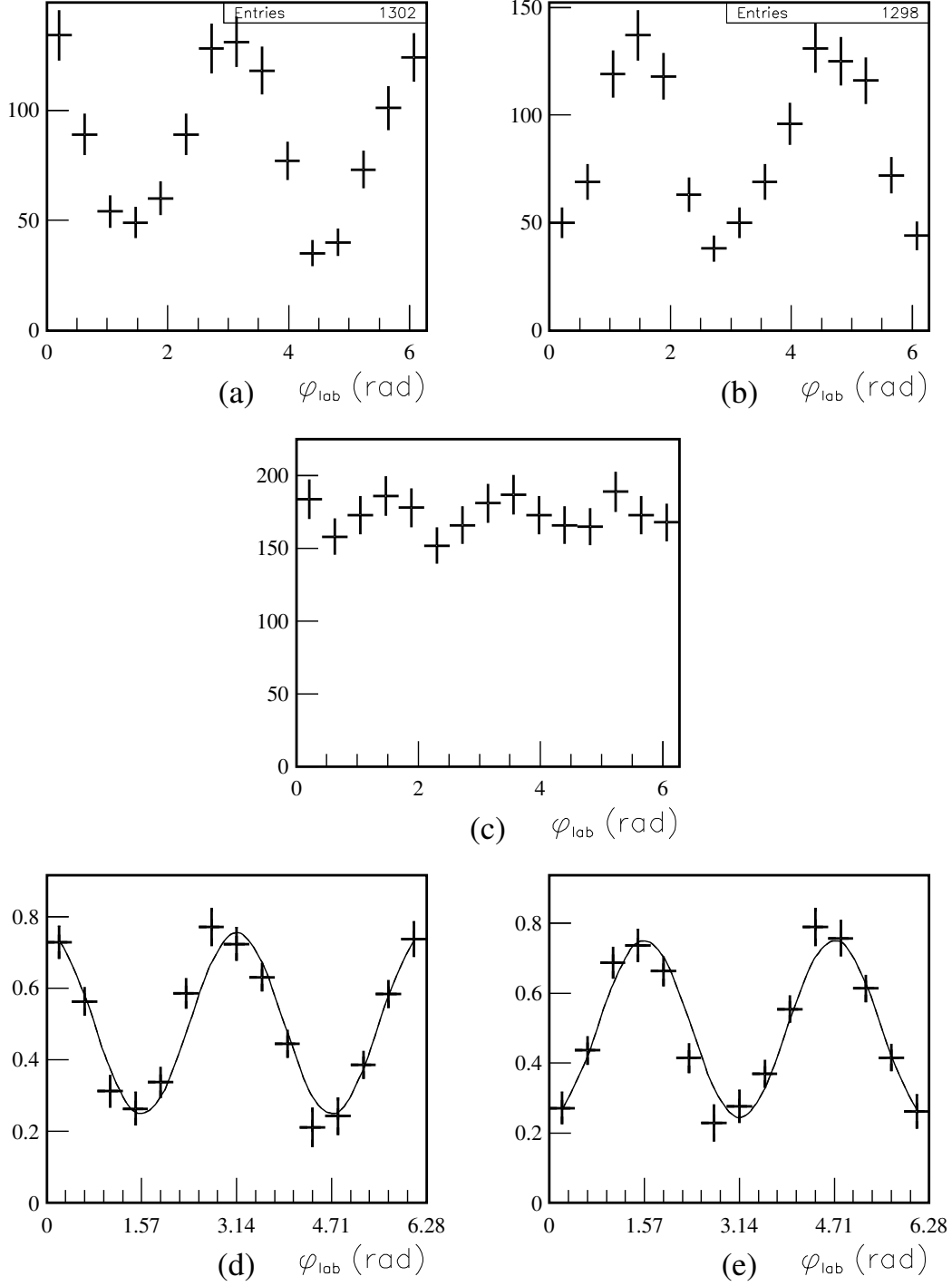


FIG. 6.1 - *Distribution de l'angle azimutal de la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour $-0.64 < \cos \theta_{\pi}^{c.m.} < -0.46$ et $0.80 \text{ GeV} < E_{\gamma} < 0.85 \text{ GeV}$. (a)- Polarisation horizontale. (b)- Polarisation verticale. (c)- Somme des spectres (a) et (b). (d) et (e)- Spectres corrigés des inefficacités.*

Maintenant si nous divisons la distribution azimutale du méson dans chacun des deux états par $dS/d\varphi_{lab}$, nous obtenons:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dS} &= 1/2 (1 + P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab}) \\ \frac{dN_2}{dS} &= 1/2 (1 - P_\gamma \Sigma \cos 2\varphi_{lab})\end{aligned}$$

Nous disposons ainsi d'une méthode d'extraction de Σ qui permet de s'affranchir de l'efficacité ϵ . L'amplitude a_2 et la hauteur moyenne a_1 sont ensuite extraites par un ajustement avec la fonction $a_1(1 + a_2 \cos 2\varphi)$. Le paramètre a_2 est égal à $P_\gamma \Sigma$, ainsi une division de a_2 par le degré de polarisation P_γ permet l'obtention de l'observable Σ .

Toutefois, il faut noter que cette procédure ne marche parfaitement que dans les conditions suivantes:

- le degré de polarisation du faisceau est identique dans chaque état.
- les deux états de polarisation sont orthogonaux.
- le nombre de gammas est identique pour les deux états.

En raison d'une dégradation du miroir de béryllium due aux rayons X, il se trouve que ces conditions n'étaient pas entièrement satisfaites ce qui entraîne une sous-estimation de l'observable Σ de l'ordre de 10%.

6.3 Mesure expérimentale de l'observable Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Après extraction, l'observable Σ est reportée avec ses erreurs sur la figure 6.2. Compte tenu de la résolution en énergie obtenue par le calcul de cinématique à deux corps, l'énergie du gamma est découpée par pas de 50 MeV de 700 à 1100 MeV . L'énergie minimale a été choisie égale à 700 MeV pour assurer un haut degré de polarisation (cf. figure 2.4) et l'énergie maximale correspond au front Compton obtenu avec la raie verte du laser.

6.3.1 Discussion des résultats obtenus

Les huit spectres de la figure 6.2 montrent que l'observable Σ est très structurée et subit de grandes variations entre 700 et 1100 MeV . Ces évolutions de formes sont le résultat d'interférences entre les différentes résonances

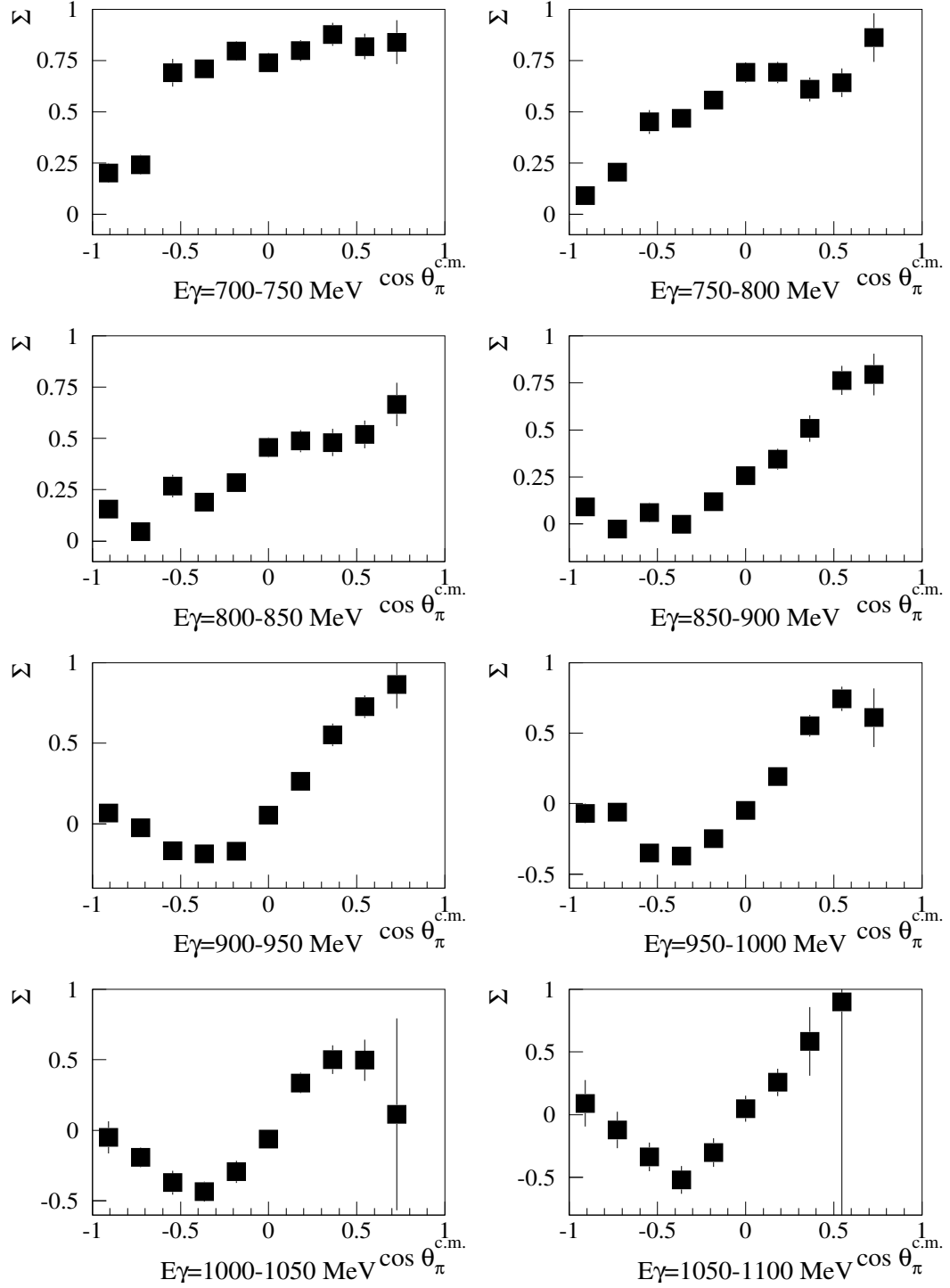


FIG. 6.2 - Mesure, par l'expérience GRAAL, de la dépendance angulaire de l'asymétrie Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour différents domaines en énergie du gamma.

intervenant dans le mécanisme de réaction dans cette gamme d'énergie. On peut remarquer sur chacun des spectres, une inefficacité pour les angles du π^0 proches de 0° dans le centre de masse. Celle-ci correspond au π^0 qui ne sont pas détectés par la boule BGO.

cible	ϕ_γ^a	H_2	Temps expérience	Nombre total de π^0	Nombre ^b de π^0
pleine	$1, 1.10^6 \gamma/s$	3 cm	48 h	104000	0,55
vide	$1, 1.10^6 \gamma/s$	0 cm	$5h15mn$	455	0,0183

TAB. 6.1 - *Taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ en cible pleine et cible vide.*

^a pour $0,7 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,1 \text{ GeV}$

^b pour $10^6 \gamma$

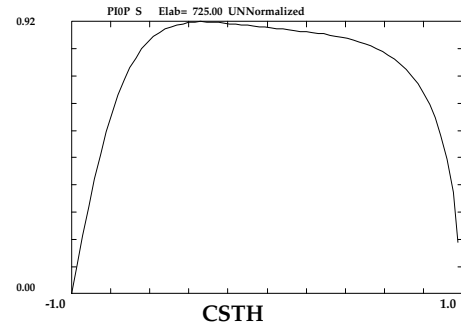
Les huit spectres ont été obtenus avec 104000 π^0 après avoir appliqué l'ensemble des coupures d'identification de la réaction. La comparaison entre les événements cible pleine et cible vide est montré dans le tableau 6.1. La contribution de la cible vide est estimée à 3% ce qui est compatible avec les épaisseurs des parois de la cible. Ce chiffre montre que le faisceau de gammas ne touche pas de structure dense de la cible et donc qu'il est bien aligné.

6.3.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec des prédictions par une analyse en onde partielle

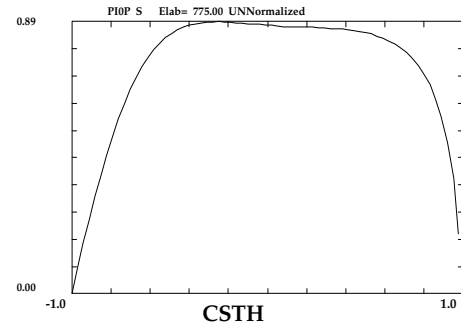
Les nombreuses données sur les sections efficaces différentielles de la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, ainsi que les quelques mesures des observables de polarisation (P , Σ et T) effectuées jusqu'à nos jours, permettent d'extraire les amplitudes de cette réaction par une analyse en ondes partielles [62] du seuil jusqu'à 2 GeV .

L'analyse en multipôle permet d'évaluer le rôle de chaque onde partielle associée à une valeur du moment orbital du système méson-baryon. Cette analyse consiste à décomposer les seize observables de la réaction (section efficace différentielle et observable de simple et double polarisations) suivant les polynômes de Legendre. Ces observables sont décrites par quatre classes de polynôme de Legendre [63][64]:

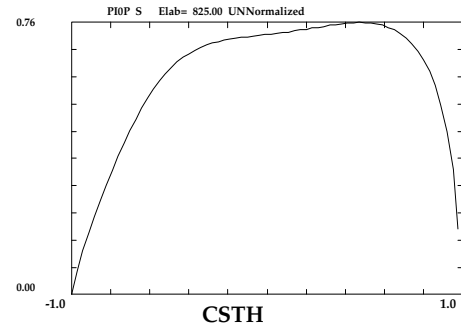
$$\mathcal{L}_0(\mathcal{I}; E; C_z; L_z), \mathcal{L}_{1a}(P; H; C_x; L_x), \mathcal{L}_{1b}(T; F; O_x; T_z), \mathcal{L}_2(\Sigma; G; O_z; T_x).$$



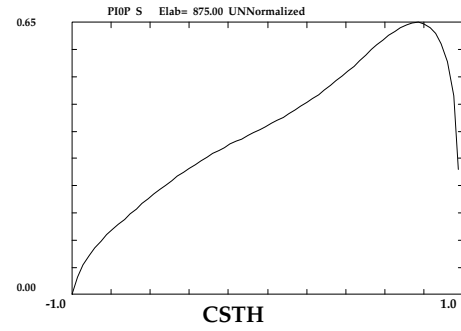
SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



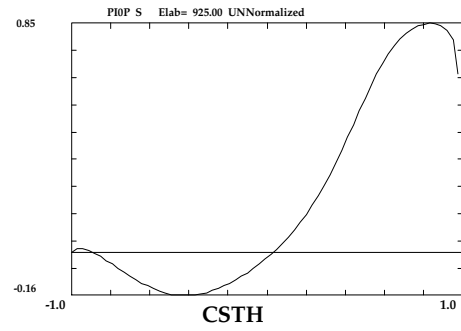
SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



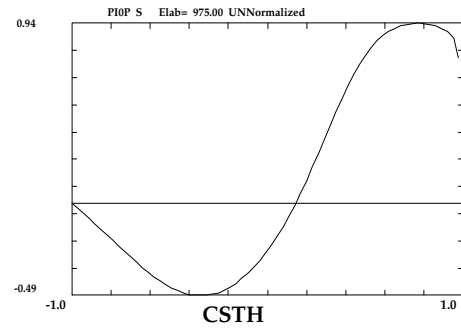
SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



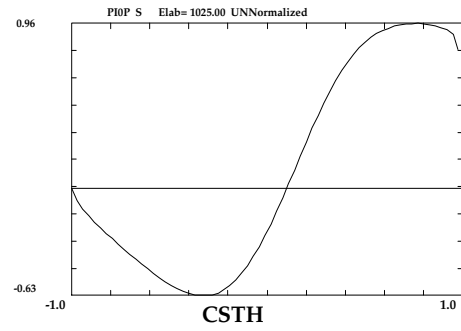
SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



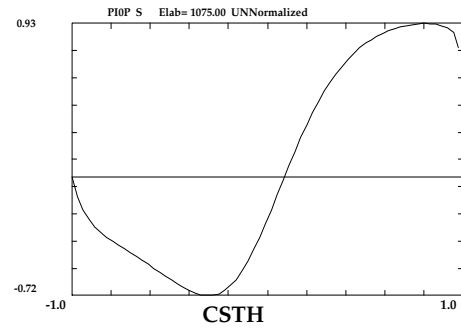
SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96



SM95 2000 MEV P[135] CHI/DP=31810/13415 8/95 SM
PR961 Photo-prod 4/96 Arndt/Strakovsky04/09/96

FIG. 6.3 - Prédiction de l'observable Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ par une analyse en onde partielle [62].

Pour les membres de la classe \mathcal{L}_1 , la décomposition d'une observable \mathcal{O} est:

$$\mathcal{O} \equiv \sum_{L \geq 0} A_L P_L(\cos \theta) \equiv \sum_{m \geq 0}^n a_m \cos^m \theta.$$

Les observables des classes \mathcal{L}_{1a} et \mathcal{L}_{1b} sont de la forme:

$$\mathcal{O} \equiv \sum_{L \geq 0} A'_L P_L(\cos \theta) \equiv \sin(\theta) \sum_{m \geq 0}^n a'_m \cos^m \theta.$$

Enfin, les observables de la classe \mathcal{L}_2 sont de la forme:

$$\mathcal{O} \equiv \sum_{L \geq 0} A''_L P_L(\cos \theta) \equiv \sin^2(\theta) \sum_{m \geq 0}^n a''_m \cos^m \theta.$$

Un ajustement sur les données expérimentales détermine les moments orbitaux (coefficients a_m, a'_m, a''_m) que l'on doit considérer pour reproduire le processus. Les coefficients résultent de la contribution de plusieurs multipôles (E_l^\pm, M_l^\pm) qui sont associés à des résonances de mêmes nombres quantiques. Ceci est justifié par le fait que dans le domaine des énergies intermédiaires, la photoproduction des mésons est dominée par les résonances.

Ensuite, il est possible de prédire le comportement des observables de spin non mesurées et en particulier leur sensibilité à chaque résonance. Ces observables peuvent résulter d'une seule résonance ($|E_l^\pm|^2, |M_l^\pm|^2, E_l^\pm \cdot M_l^\pm$) ou de l'interférence de deux résonances.

Les résultats de cette analyse sont reportés sur la figure 6.3 avec un découpage semblable à celui des données expérimentales de la figure 6.2. Nous pouvons constater le bon accord entre nos données expérimentales et les prédictions de cette analyse basée essentiellement sur les données en sections efficaces différentielles. La correspondance des formes n'est pas parfaite car les données issues de GRAAL sont intégrées sur des pas en énergie de 50 MeV alors que les distributions provenant de l'analyse en onde partielle sont calculées pour une énergie fixe. De plus, l'énergie du gamma est sous-estimée dans l'expérience (cf. section 4.1.2).

6.3.3 Comparaison des résultats expérimentaux avec les mesures existantes

Une comparaison directe peut aussi être faite entre l'asymétrie Σ mesurée à GRAAL et les données existantes sur cette observable. La figure 6.4 présente l'ensemble des mesures effectuées par plusieurs expériences, ainsi que les données préliminaires de l'expérience GRAAL. Les données récentes

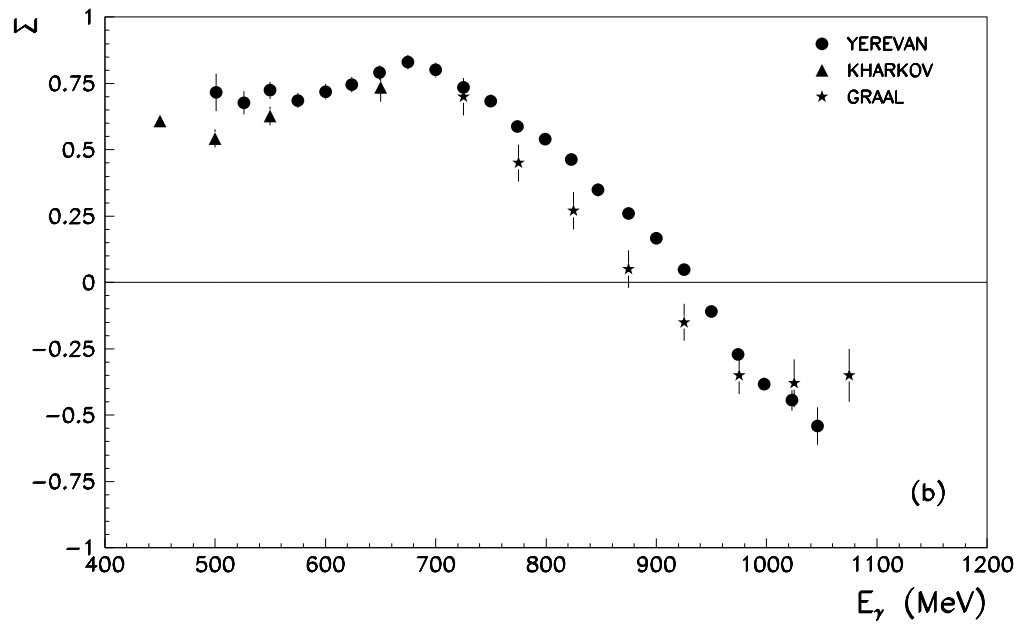
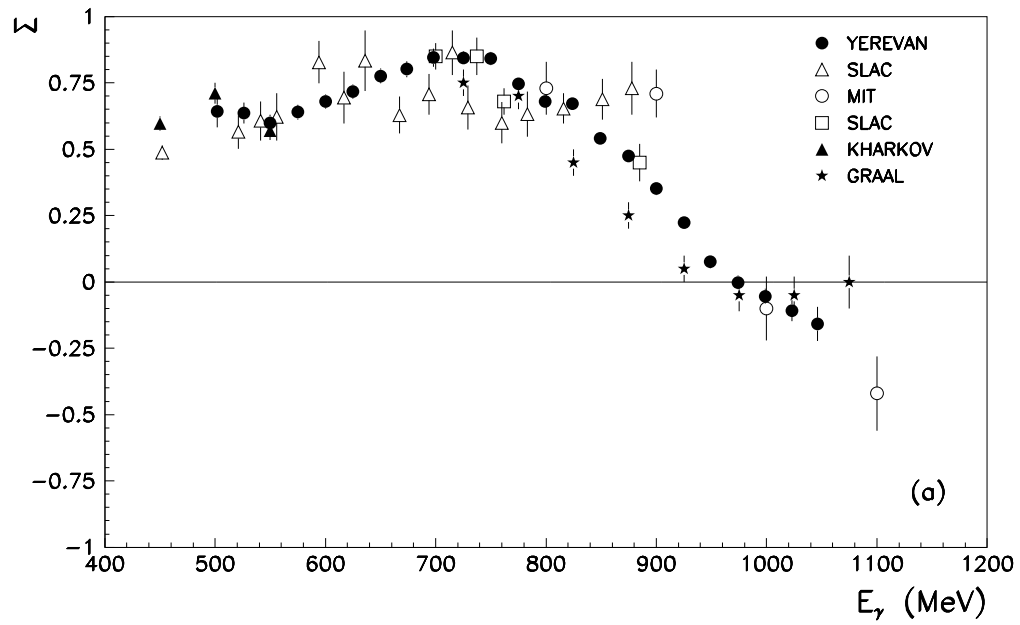


FIG. 6.4 - (a) et (b)- Dépendance de l'observable Σ , pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, en fonction de l'énergie E_γ respectivement à $\theta_\pi^{c.m.} = 90^\circ$ et $\theta_\pi^{c.m.} = 120^\circ$. Cercle noir [36]. Triangle vide [65]. Cercle vide [66]. Carré [67]. Triangle noir [68]. Etoile : Données très préliminaires de GRAAL.

de Yerevan [36] représentent actuellement la mesure la plus complète sur l'asymétrie Σ . Les données de GRAAL, comme nous pouvions l'attendre, sont décalées d'une cinquantaine de MeV par rapport à celles de Yerevan. Compte tenu de ces effets, l'accord semble très bon, en particulier on observe la même évolution avec l'énergie E_γ . La mesure de l'énergie du gamma par le système d'étiquetage devrait supprimer le décalage en énergie. L'achèvement du dispositif GRAAL permettra de comparer très finement les futurs résultats aux anciennes données existantes.

6.4 Mesure expérimentale de l'observable Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$

Grâce à la confiance acquise avec la réaction $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, nous pouvons mesurer l'observable Σ pour la voie $\gamma p \rightarrow p\eta$. La méthode d'extraction est rigoureusement identique à celle du π^0 .

Les huit spectres de la figure 6.5 montrent que l'asymétrie Σ est positive de l'énergie seuil à $1 GeV$. Lorsque l'énergie du gamma augmente, l'efficacité de détection décroît pour les angles du η proche de 0° dans le centre de masse. Le détecteur de gerbes placé aux angles avants devrait permettre la détection de la décroissance des η dans cette région du détecteur 4π .

cible	ϕ_γ^a	H_2	Temps expérience	Nombre total de η	Nombre ^b de η
pleine	$1, 1.10^6 \gamma/s$	$3 cm$	$48 h$	16000	0,083
vide	$1, 1.10^6 \gamma/s$	$0 cm$	$5h15mn$	455	$3, 3.10^{-3}$

TAB. 6.2 - Taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ en cible pleine et cible vide.

^a pour $0,7 GeV < E_\gamma < 1,1 GeV$

^b pour $10^6 \gamma$

La statistique utilisée pour la détermination de Σ est de 16000 η après application des coupures d'identification. Ceci représente environ 48 heures d'expérience avec un flux de $\sim 10^6 \gamma s^{-1}$. Les taux de comptage mesurés en cible pleine et cible vide (cf. tableau 6.2) montrent que les événements provenant de la cible vide représentent environ 4%. Ce pourcentage confirme celui trouvé pour le canal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$.

Ces résultats préliminaires ne constituent en aucun cas une mesure définitive, mais sont encourageants pour l'avenir.

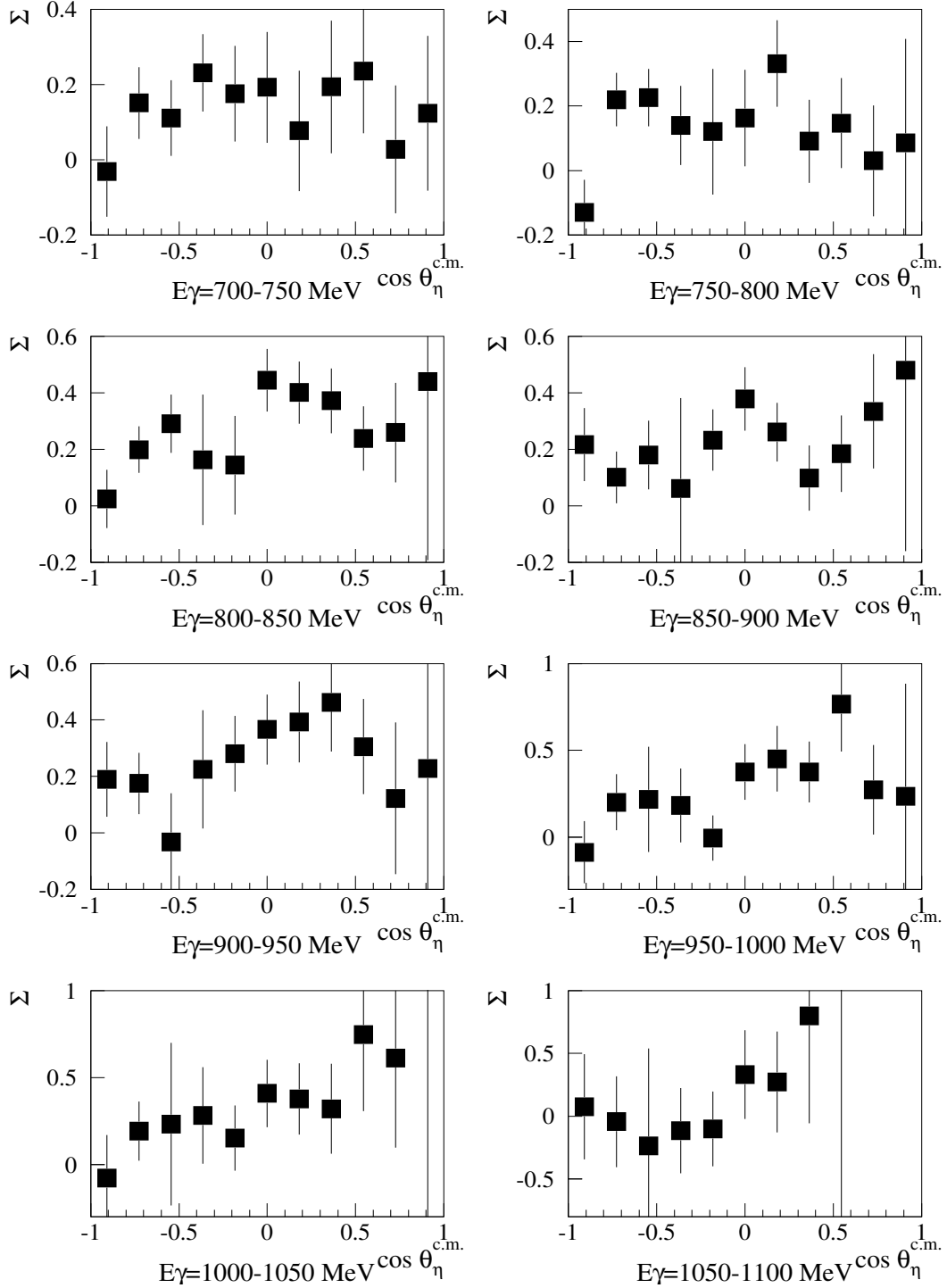


FIG. 6.5 - Mesure, par l'expérience GRAAL, de la dépendance angulaire de l'asymétrie Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ pour différents domaines en énergie du gamma (données préliminaires).

Conclusion

La conclusion principale de ce travail est que l'expérience GRAAL dispose maintenant d'une première version d'une chaîne d'analyse complète pour les canaux $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) et $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$. Les différents programmes ont permis de cerner très rapidement les principaux problèmes rencontrés pendant la phase de mise au point des détecteurs. Ils ont permis de valider le fonctionnement d'une grande partie du dispositif de détection 4π .

Le calorimètre électromagnétique BGO, pierre d'angle pour l'identification des gammas, a rapidement montré sa capacité à identifier les désintégrations neutres du π^0 et η . Les chambres planes multifils, situées aux angles avant, détectent les particules chargées avec une efficacité de 100%. Cette performance est en partie due à l'électronique de type ASIC qui équipe ces chambres.

Pour le canal $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, la simulation a permis de mettre au point une méthode originale de calcul des quantités de mouvements des particules p , K^+ et π^- permettant l'identification de ce canal, ainsi que les programmes de calcul des différentes observables de polarisation. La reproduction précise des trois observables de simple polarisation et des quatre observables de doubles polarisations faisceau-cible (introduites dans la simulation), pour un ensemble de données correspondant à 100000 réactions $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, tend à montrer que de telles quantités peuvent être mesurées pour la première fois par l'expérience GRAAL. Toutefois nous ne disposons pas encore de données expérimentales.

L'ensemble de la chaîne d'analyse a pu être testé avec les premières données expérimentales concernant le canal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ et a permis d'obtenir l'asymétrie du faisceau Σ pour cette réaction. Un très bon accord a été observé entre les données expérimentales et la simulation. Etant donné, les nombreuses mesures existantes pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, celles-ci peuvent être utilisées pour étalonner l'ensemble de l'expérience GRAAL.

Enfin en se basant sur l'analyse du canal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, nous avons pu extraire pour la première fois, les premiers résultats sur l'asymétrie Σ de la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$.

Annexe A

Polarisation du lambda

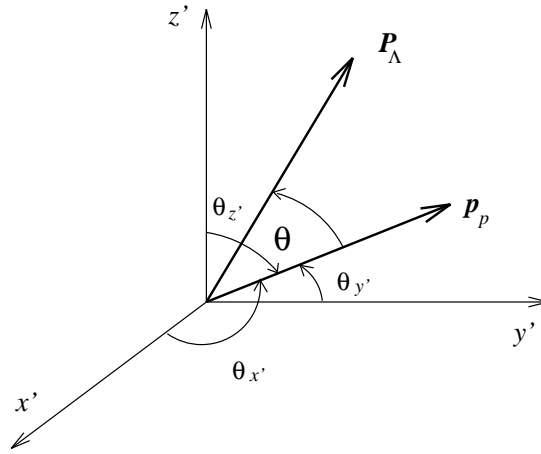


FIG. A.1 - Définition des angles $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ utilisés lors de la détermination de la polarisation du lambda. \mathbf{p}_P est l'impulsion du proton de décroissance et \mathbf{P}_Λ est le vecteur polarisation du lambda.

La distribution angulaire des protons de décroissance dans le référentiel du centre de masse du lambda est donnée par :

$$\frac{dN_{proton}}{d\varphi d \cos \theta} = \frac{N_\Lambda^0}{4\pi} (1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta) \quad (\text{A.1})$$

où N_Λ^0 est le nombre de lambdas qui se sont désintégrés en p et π^- ; α est un paramètre d'asymétrie qui a pour valeur 0.642 ± 0.013 [?].

Supposons que nous nous intéressons à la distribution des protons par rapport à l'axe z' . Nous décomposons alors le vecteur polarisation du lambda

en une composante longitudinale notée $\mathbf{P}_\Lambda^{z'}$ et une composante transverse notée \mathbf{P}_Λ^\perp .

$$\mathbf{P}_\Lambda = \mathbf{P}_\Lambda^{z'} + \mathbf{P}_\Lambda^\perp$$

L'équation A.1 s'écrit après intégration sur l'angle φ :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta} &= \frac{N_\Lambda^0}{2} (1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta) \\ \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta} &= \frac{N_\Lambda^0}{2} \left(1 + \alpha P_\Lambda \frac{\mathbf{p}_{proton} \cdot \mathbf{P}_\Lambda}{P_\Lambda p_{proton}}\right) \\ \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta} &= \frac{N_\Lambda^0}{2} \left(1 + \alpha \frac{(\mathbf{P}_\Lambda^{z'} + \mathbf{P}_\Lambda^\perp) \cdot \mathbf{p}_{proton}}{p_{proton}}\right) \\ \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta} &= \frac{N_\Lambda^0}{2} (1 + \alpha P_\Lambda^{z'} \cos \theta_{z'} + \alpha P_\Lambda^\perp \cos \theta_\perp) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Dès lors, nous aboutissons à une décomposition des composantes longitudinale et transverse. Nous pouvons calculer la distribution des protons par rapport à $\theta_{z'}$ en intégrant l'équation A.2 sur θ_\perp avec $\theta_{z'}$ constant. Nous avons donc :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{z'} N_\Lambda^0} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta} d\theta_\perp \\ \frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{z'} N_\Lambda^0} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta_\perp + \frac{\alpha P_\Lambda^\perp}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \theta_\perp d\theta_\perp + \frac{\alpha P_\Lambda^{z'}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos \theta_{z'} d\theta_\perp \end{aligned}$$

Nous aboutissons donc au résultat très simple :

$$\boxed{\frac{dN_{proton}}{d \cos \theta_{z'}} = \frac{N_\Lambda^0}{2} (1 + \alpha P_\Lambda^{z'} \cos \theta_{z'})}$$

Ceci montre qu'il suffit de mesurer la distribution de l'angle $\theta_{z'}$ pour déduire la composante suivant z' de la polarisation.

Annexe B

Cinématique à deux corps

B.1 Réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$)

Connaissant l'énergie E_X et l'angle θ_X de la particule X, la cinématique à deux corps permet de calculer l'énergie E_γ du gamma incident. Ensuite l'impulsion p_P du proton et son angle d'émission θ_P seront exprimés en fonction de ces mêmes grandeurs et de l'énergie E_γ .

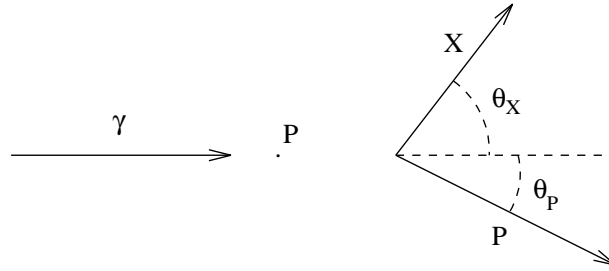


FIG. B.1 - Définition des angles de la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) dans le laboratoire.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion totale permet d'écrire les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} E_\gamma + m_P &= E_X + E_P \\ \mathbf{P}_\gamma &= \mathbf{P}_X + \mathbf{P}_P \end{cases}$$

L'élevation au carré des deux équations conduit à :

$$E_P^2 = m_P^2 + E_\gamma^2 + E_X^2 - 2m_P E_X + 2E_\gamma(m_P - E_X) \quad (\text{B.1})$$

$$p_P^2 = p_\gamma^2 + p_X^2 - 2p_\gamma p_X \cos \theta_X \quad (\text{B.2})$$

En soustrayant l'équation B.2 à l'équation B.1, nous éliminons l'énergie et l'impulsion du proton. Cela donne après simplification :

$$E_\gamma = \frac{2m_P E_X - m_X^2}{2\sqrt{E_X^2 - m_X^2} \cos \theta_X + 2(m_P - E_X)}$$

D'après l'équation B.2, nous déduisons tout simplement l'impulsion p_P du proton :

$$p_P = \sqrt{E_\gamma^2 + P_X^2 - 2E_\gamma p_X \cos \theta_X}$$

La conservation de l'impulsion totale permet de calculer l'angle du proton :

$$\theta_P = \arccos \frac{E_\gamma^2 - p_X \cos \theta_X}{p_P}$$

B.2 Réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

Dans la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$, lorsque nous connaissons l'angle du kaon et l'énergie du gamma, il est possible de calculer l'impulsion du kaon. Le calcul qui suit montre qu'il peut exister une ou deux solutions possibles suivant l'énergie du gamma.

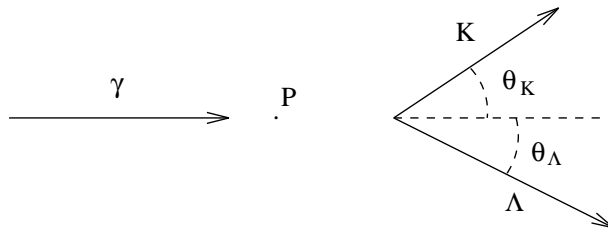


FIG. B.2 - Définition des angles de la réaction $\gamma + P \rightarrow K^+ \Lambda$ dans le laboratoire.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion totale permet d'écrire les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} E_\gamma + m_P &= E_K + E_\Lambda \\ \mathbf{P}_\gamma &= \mathbf{P}_K + \mathbf{P}_\Lambda \end{cases}$$

L'élevation au carré des deux équations précédentes conduit à :

$$(E_\gamma + m_P)^2 + E_K^2 - 2(E_\gamma + m_P)E_K = E_\Lambda^2 \quad (\text{B.3})$$

$$E_\gamma^2 + E_K^2 - m_K^2 - E_\Lambda^2 + m_\Lambda^2 = 2E_\gamma \sqrt{E_K^2 - m_K^2} \cos \theta_K \quad (\text{B.4})$$

Une nouvelle élévation de l'équation B.3 permet avec l'intermédiaire de l'équation B.4 d'aboutir à l'équation du second degré suivante :

$$A E_K^2 + B E_K + C = 0 \quad (\text{B.5})$$

avec

$$\begin{aligned} A &= 1 - \frac{E_\gamma^2 \cos^2 \theta_K}{(E_\gamma + m_P)^2} \\ B &= \frac{m_\Lambda^2 - m_K^2 - m_P^2 - 2E_\gamma m_P}{E_\gamma + m_P} \\ C &= \frac{(E_\gamma^2 + m_\Lambda^2 - m_K^2)^2}{4(E_\gamma + m_P)^2} + \frac{(E_\gamma + m_P)^2}{4} - \frac{E_\gamma^2 + m_\Lambda^2 - m_K^2}{2} \\ &\quad + \frac{E_\gamma^2 m_K^2 \cos^2 \theta_K}{(E_\gamma + m_P)^2} \end{aligned}$$

Suivant les valeurs mesurées pour l'angle θ_K et l'énergie E_γ du faisceau, nous pouvons avoir une ou deux valeurs physiquement acceptables pour E_K (les deux solutions de l'équation B.5). Le cas à deux solutions correspond à la situation où la vitesse du centre de masse du gamma et du proton est plus grande que la vitesse du kaon dans ce même centre de masse. Pour une énergie de gamma supérieure à 1,17 GeV, la vitesse du kaon devient plus grande que la vitesse du centre de masse.

Ainsi nous avons deux solutions possibles pour une énergie gamma inférieure à 1,17 GeV et une solution pour les énergies supérieures à cette valeur.

B.3 Désintégration du lambda en $p\pi^-$

Après avoir déterminé la quantité de mouvement du lambda, dans le paragraphe précédent, nous calculons les quantités de mouvement du proton

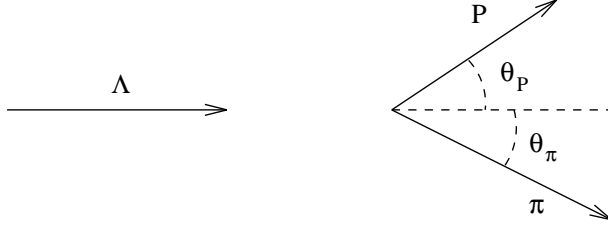


FIG. B.3 - Définition des angles de la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

et du pion connaissant l'angle de ces deux particules par rapport à la direction du lambda.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion du Λ permet d'écrire les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} E_\Lambda = E_P + E_\pi \\ \mathbf{P}_\Lambda = \mathbf{P}_P + \mathbf{P}_\pi \end{cases}$$

L'élevation au carré de ces deux équations conduit à :

$$p_\Lambda^2 + p_P^2 - 2p_\Lambda p_P \cos \theta_P = p_\pi^2 \quad (\text{B.6})$$

$$E_\Lambda^2 + E_P^2 - 2E_\Lambda E_P = E_\pi^2 \quad (\text{B.7})$$

Une nouvelle élévation de l'équation B.6 permet avec l'intermédiaire de l'équation B.7 d'aboutir à l'équation du second degré suivante :

$$A E_P^2 + B E_P + C = 0 \quad (\text{B.8})$$

avec

$$A = 4E_\Lambda^2 - 4(E_\Lambda^2 - m_\Lambda^2) \cos^2 \theta_P$$

$$B = 4(m_\pi^2 - m_\Lambda^2 - m_P^2)E_\Lambda$$

$$C = (m_\pi^2 - m_\Lambda^2 - m_P^2)^2 + 4(E_\Lambda^2 - m_\Lambda^2)m_P^2 \cos^2 \theta_P$$

Suivant l'énergie du lambda et les angles mesurés pour le proton et le pion, nous pouvons avoir une ou deux solutions pour le proton et le pion. Comme dans le paragraphe B.2, nous devons comparer la vitesse du centre de masse (ici la vitesse du lambda) aux vitesses des deux autres particules dans le référentiel lié au lambda. Pour une quantité de mouvement supérieure à $0,8 \text{ GeV}/c$, nous avons deux solutions pour le pion. Pour le proton nous avons toujours deux solutions à envisager.

Finalement, nous pouvons avoir jusqu'à 4 jeux de solutions pour un lambda qui se désintègre.

Annexe C

Réactions du générateur d'événements

Numéro	Réaction
1	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$
2	$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$
3	$\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$
4	$\gamma + n \rightarrow \pi^0 + n$
5	$\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$
6	$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ + \pi^0$
7	$\gamma + p \rightarrow \Delta^0 + \pi^+$
8	$\gamma + n \rightarrow \Delta^+ + \pi^-$
9	$\gamma + n \rightarrow \Delta^0 + \pi^0$
10	$\gamma + n \rightarrow \Delta^- + \pi^+$
11	$\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$
12	$\gamma + p \rightarrow \rho^+ + n$
13	$\gamma + n \rightarrow \rho^- + p$
14	$\gamma + n \rightarrow \rho^0 + n$
15	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$

Numéro	Réaction
16	$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$
17	$\gamma + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$
18	$\gamma + n \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$
19	$\gamma + p \rightarrow \eta + p$
20	$\gamma + n \rightarrow \eta + n$
21	$\gamma + p \rightarrow \omega + p$
22	$\gamma + n \rightarrow \omega + n$
23	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^- + p$
24	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + n$
25	$\gamma + n \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^- + n$
26	$\gamma + n \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p$
27	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p$
28	$\gamma + n \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + n$
29	$\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^+$
30	$\gamma + p \rightarrow \Sigma^0 + K^+$
31	$\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^0 + \pi^+$
32	$\gamma + p \rightarrow \gamma + p$
33	$\gamma + p \rightarrow \eta' + p$
34	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \gamma + n$
35	$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + p$
36	$\gamma + p \rightarrow \phi^0 + p$
37	$\gamma + p \rightarrow K^+ + K^- + p$
51	$\gamma + d \rightarrow \pi^0 + d$
52	$\gamma + d \rightarrow p + n$
55	$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \Delta^{++} + n + n$
56	$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^0 + d + p$
57	$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + d + p$
58	$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^- + \text{dibaryon} + p$

TAB. C.1 - Réactions incluses dans le générateur.

Annexe D

Calcul des distances minimales à trois droites

Dans cette annexe, nous calculons le point de distances minimales à trois droites déterminées par les équations :

$$\begin{aligned}x(t) &= x_i + \alpha_i t \\y(t) &= y_i + \beta_i t \\z(t) &= z_i + \gamma_i t\end{aligned}$$

où x_i, y_i, z_i est un point de la droite i ; $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ sont les cosinus directeurs des droites et t un paramètre libre.

On choisit un point M quelconque dans l'espace de coordonnées $\{x, y, z\}$, puis on définit la distance $d_i(t)$ entre M et un point i de la droite :

$$d_i^2(t) = (x - x_i - \alpha_i t)^2 + (y - y_i - \beta_i t)^2 + (z - z_i - \gamma_i t)^2$$

On appelle d_i^2 le minimum de $d_i^2(t)$ par rapport à t . d_i^2 est solution de l'équation :

$$\frac{\partial d_i^2(t)}{\partial t} = 0$$

On obtient :

$$\begin{aligned}d_i^2 &= \{(x - x_i)(1 - \alpha_i^2) - \alpha_i \beta_i (y - y_i) - \alpha_i \gamma_i (z - z_i)\}^2 \\&+ \{-\alpha_i \beta_i (x - x_i) + (y - y_i)(1 - \beta_i^2) - \beta_i \gamma_i (z - z_i)\}^2 \\&+ \{-\alpha_i \gamma_i (x - x_i) - \beta_i \gamma_i (y - y_i) - (z - z_i)(1 - \gamma_i^2)\}^2\end{aligned}\quad (\text{D.1})$$

Pour 3 droites, la minimisation de la somme des carrés des distances conduit aux équations sur la position $\{x, y, z\}$ du point minimum :

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial d_i^2}{\partial x} = 0, \quad \sum_{i=1}^3 \frac{\partial d_i^2}{\partial y} = 0, \quad \sum_{i=1}^3 \frac{\partial d_i^2}{\partial z} = 0$$

que l'on peut réécrire :

$$\begin{aligned}
\left[\sum_{i=1}^3 (1 - \alpha_i^2) \right] x &+ \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \beta_i \right] y + \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \gamma_i \right] z \\
&= \left[\sum_{i=1}^3 (1 - \alpha_i^2) \right] x_i + \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \beta_i \right] y_i + \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \gamma_i \right] z_i , \\
\left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \beta_i \right] x &+ \left[\sum_{i=1}^3 (1 - \beta_i^2) \right] y + \left[\sum_{i=1}^3 -\beta_i \gamma_i \right] z \\
&= \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \beta_i \right] x_i + \left[\sum_{i=1}^3 (1 - \beta_i^2) \right] y_i + \left[\sum_{i=1}^3 -\beta_i \gamma_i \right] z_i , \\
\left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \gamma_i \right] x &+ \left[\sum_{i=1}^3 -\beta_i \gamma_i \right] y + \left[\sum_{i=1}^3 (1 - \gamma_i^2) \right] z \\
&= \left[\sum_{i=1}^3 -\alpha_i \gamma_i \right] x_i + \left[\sum_{i=1}^3 -\beta_i \gamma_i \right] y_i + \left[\sum_{i=1}^3 (1 - \gamma_i^2) \right] z_i .
\end{aligned}$$

La solution de ce système d'équations donne les coordonnées $\{x_{moy}, y_{moy}, z_{moy}\}$ du point correspondant aux distances minimales aux trois droites. Avec ces coordonnées et l'équation D.1, nous calculons ensuite les distances (d_1 , d_2 et d_3) à chacune des droites.

La distance moyenne est ensuite donnée par :

$$d_{moy} = 1/3(d_1^2 + d_2^2 + d_3^2)^{1/2}$$

Bibliographie

- [1] S. White, E. M. McMillan and J. M. Peterson, Phys. Rev. **78** (1950) 84.
- [2] C. Bacci *et al.*, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 37.
- [3] P. L. Donoho and R. L. Walker, Phys. Rev. **107** (1957) 1198.
- [4] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration, Phys. Rev. **175** (1968) 1669.
- [5] P. L. Donoho, R. L. Walker, Phys. Rev. **112** (1958) 981.
- [6] B. D. McDaniel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **1** (1958) 109.
- [7] B. Krusche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3736; B. Krusche *et al.*, Phys. Lett. **B 358** (1995) 40.
- [8] J. W. Price *et al.*, Phys. Rev. **C 51** (1995) R2283.
- [9] S. A. Dytman *et al.*, Phys. Rev. **C 51** (1995) 2710.
- [10] M. Bockhorst *et al.*, Z. Phys. **C 63** (1994) 37.
- [11] S. Homma *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **57** (1988) 828.
- [12] M. Knecht, Contribution aux 7e Journées d'Etude Saturne, Ramatuelle, 29 Janvier - 2 Février 1996.
- [13] J. Stern, H. Sazdjian and N. H. Fuchs, Phys. Rev. **D 47** (1993) 3814.
- [14] R. Baur, J. Kambor and D. Wyler, Nucl. Phys. **B 460** (1996) 127.
- [15] N. H. Fuchs, H. Sazdjian and J. Stern, Phys. Lett. **B 238** (1990) 380.
- [16] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D 50** (1994) 1173.
- [17] J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. **B 250** (1985) 539.

- [18] M. L. Goldberger and S. B. Treiman, Phys. Rev. **110** (1958) 1178, 1478.
- [19] R. Dashen and M. Weinstein, Phys. Rev. **188** (1969) 2330.
- [20] J. Gasser, M. E. Sainio and A. Švarc, Nucl. Phys. **B 307** (1988) 779; J. Gasser, H. Leutwyler, M. P. Locher and M. E. Sainio, Phys. Lett. **B 213** (1988) 85.
- [21] A. D. Martin, Nucl. Phys. **B 179** (1981) 33.
- [22] J. Antolin, Phys. Rev. **D 35** (1987) 122; Z. Phys. **C 31** (1986) 417.
- [23] J.-C. David, Thèse, IPN Lyon 224-94 (1994).
- [24] W. Schorsch, J. Tietge and W. Weilmöck, Nucl. Phys. **B 55** (1973) 493.
- [25] R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. **C 42** (1990) 108.
- [26] R. A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. **C 45** (1992) 2030.
- [27] M. Benmerrouche, Nimai C. Mukhopadhyay and J.F. Zhang, Phys. Rev. **D 51** (1995) 3237.
- [28] N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. **D 18** (1978) 4178.
- [29] Zhenping Li, Phys. Rev. **D 50** (1994) 5639.
- [30] Zhenping Li, Phys. Rev. **D52** (1995) 4961.
- [31] Zhenping Li, Phys. Rev. **C 52** (1995) 1648.
- [32] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low and Y. Nambu, Phys. Rev. **106** (1957) 1345.
- [33] J.-C. David, C. Fayard, G.H. Lamot and B.Saghai, Phys. Rev. **C 53** (1996) 2613.
- [34] ESRF Foundation Phase Report (1987).
- [35] G. Diambri Palazzi, Rev. Mod. Phys. **40** (1968) 611.
- [36] A. Vartapetian, Thèse, Universität Hamburg (1994).
- [37] L. Federici *et al.*, Nuovo Cim. **59 B**, No. 2 (1980) 247.

- [38] A. I. Akhiezer and V. B. Berestetskii, *Quantum Electrodynamics* (Interscience Publishers, New York, 1965).
- [39] J.-P. Bocquet, ISN Grenoble, communication personnelle.
- [40] F. R. Arutyunian, I. I. Goldman and V. A. Tumanian, *Zh. Eksperim. Teor. Fiz.* **45** (1963) 312.
- [41] E. Guinault, Thèse en cours, IPN Orsay-Paris.
- [42] D.W. Hertzog *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 294** (1990) 446.
- [43] M. Anghinolfi *et al.*, LNF-90/084(r)(1990); Laboratori Nazionali di Frascati, 13-00044 Frascati, Italy.
- [44] P. Levi Sandri *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 370** (1996) 396.
- [45] L. Mazzaschi *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 305** (1991) 391.
- [46] A. Zucchiatti *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 321** (1992) 219.
- [47] D. Klaes, Diplomarbeit, IPN Orsay/universität Bonn (1995).
- [48] H. Bugnet, Thèse, ISN Grenoble (1995).
- [49] T. Russew, Diplomarbeit, ISN Grenoble/TU Dresden (1992).
- [50] T. Russew, Thèse, ISN Grenoble (1995).
- [51] P. Corvisiero *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 346** (1994) 433.
- [52] *CMZ - A Source Code Management System, User's Guide and Reference Manual*, (1994); CERN Program Library Office, CERN-CN Division, CH-1211 Geneva 23, Switzerland.
- [53] *HBOOK - Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup Y250 (1993); *ibid.*
- [54] *PAW - Physics Analysis Workstation*, CERN Program Library Long Writeup Q121 (1993); *ibid.*
- [55] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994); CERN Program Library Office, CERN-CN Division, CH-1211 Geneva 23, Switzerland.
- [56] I. Endo, T. Kawamoto, Y. Mizuno, T. Ohsugi, T. Tanigushi and T. Takeshita, *Nucl. Instr. and Meth.* **188** (1981) 51.

- [57] M. Jacob and G. C. Wick, *Ann. Phys. (N.Y.)* **7** (1958) 404.
- [58] G. R. Goldstein *et al.*, *Nucl. Phys.* **B 80** (1974) 164.
- [59] I. S. Barker, A. Donnachie and J. K. Storrow, *Nucl. Phys.* **B 95** (1975) 347.
- [60] A. S. Bratashevskii *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** (3), September 1985.
- [61] R. Hagedorn, *Relativistic kinematics*, Benjamin (1964).
- [62] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky and R. L. Workman, SAID program, <http://clsaid.phys.vt.edu>.
- [63] C. G. Fasano, F. Tabakin and B. Saghai, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 2430.
- [64] B. Saghai and F. Tabakin, *Phys. Rev. C* **53** (1996) 66.
- [65] R. Zdarko and E. Dally, *Nuovo Cim.* **10 A** (1972) 10.
- [66] J. Alspector *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 1403.
- [67] G. Knies *et al.*, *Phys. Rev. D* **10** (1974) 2778.
- [68] V. Ganenko *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **23** (1976) 162.

Table des figures

1.1	Domaine de variation des constantes de couplage g_Λ et g_Σ pour différentes valeurs du rapport des masses de quark m_s/\widehat{m}	7
1.2	Prédictions par un modèle isobarique des sections efficaces totale et différentielles pour le processus $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	9
1.3	Prédictions par un modèle isobarique des observables de simple polarisation P et T pour le processus $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	10
2.1	Vue schématique de l'ESRF.	14
2.2	Distribution en énergie du rayonnement de freinage.	16
2.3	Définition des angles de la rétrodiffusion Compton.	18
2.4	Caractéristiques du faisceau γ obtenues par simulation	19
2.5	Polarisation linéaire et circulaire du faisceau GRAAL en fonction de l'énergie des gammas.	21
2.6	La ligne de faisceau de l'expérience GRAAL.	23
2.7	Vue schématique du banc optique.	24
2.8	Vue de la lumière synchrotron provenant des quadrupôles.	25
2.9	Schéma d'installation du détecteur d'étiquetage.	26
2.10	Distribution des distances au niveau des microstrips pour un gamma de $1,5 \text{ GeV}$. Position des électrons en fonction de leur énergies au niveau de l'étiquetage	27
2.11	Vue de l'ensemble du détecteur de particules.	29
2.12	Vue schématique du détecteur	30
2.13	Résolution angulaire (FWHM) du calorimètre BGO pour θ et φ en fonction de l'énergie du photon incident.	32
2.14	Résolution en énergie (FWHM) du calorimètre BGO en fonction de l'énergie du photon incident.	32
2.15	Vue éclatée d'une chambre à fils plane de l'expérience GRAAL.	35
2.16	Vue schématique des plans de fils d'une chambre plane.	36
2.17	Vue découpée d'une chambre cylindrique.	38
2.18	Atténuation du signal correspondant au dépôt d'énergie pour une barre normale et une barre avec un trou en fonction de la position de la source.	39

2.19	Schéma général de l'organisation de l'acquisition de GRAAL.	43
3.1	Ensemble des programmes de simulation et d'analyse de GRAAL.	46
3.2	Levée des ambiguïtés dans le cas de 3 particules.	53
3.3	Résolution chambres planes sans et avec correction sur les coordonnées.	55
3.4	Vue schématique des plans de fils des chambres planes.	56
3.5	Système de coordonnées utilisé pour le calcul de la charge d'influence.	57
3.6	Distance entre la position du barycentre et la vraie position de la charge.	59
3.7	Exemple de recouvrement de signaux d'influence.	60
3.8	Reconstruction de la coordonnée z sur le cylindre	61
4.1	Masse invariante de deux gammas obtenue expérimentalement	67
4.2	Masse invariante du η en 2 ou 6 γ et du π^0 en 2 γ , avec un seuil de $3,2 MeV$ par cristal.	68
4.3	Résolution par simulation sur les énergies des particules de la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, avec un seuil de $3,2 MeV$ par cristal.	70
4.4	Identification de la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) avec le proton dans la boule BGO.	72
4.5	Différence entre l'angle du proton calculé par cinématique à deux corps et l'angle mesuré par les chambres planes, pour la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$).	74
4.6	Résolution sur la conservation de l'impulsion et de l'énergie totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	81
4.7	Spectres de temps de vol et de perte d'énergie pour les pions, les kaons et les protons en fonction de leurs impulsions.	83
5.1	Définition des deux repères $\{x, y, z\}$ et $\{x', y', z'\}$ dans le centre de masse du gamma incident et du proton cible.	88
5.2	Définition des angles $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ utilisés lors de la détermination de la polarisation du lambda.	95
5.3	Distributions, brutes et corrigées, du $\cos\theta_p^{x'}$ pour des polarisations circulaires droite et gauche.	97
5.4	Distributions, brutes et corrigées, du $\cos\theta_p^{y'}$ dans le référentiel du lambda.	98
5.5	Valeurs des observables de polarisation P , C_x et C_z pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	101
5.6	Définition des angles azimutaux intervenant dans le formalisme des polarisations.	102

5.7	Valeurs des observables P , Σ , T , O_x et O_z pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ en fonction du $\cos\theta_K^{c.m.}$ pour $1,33 \text{ GeV} < E_\gamma < 1,47 \text{ GeV}$	104
6.1	Distribution de l'angle azimutal de la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour une polarisation linéaire du faisceau γ	109
6.2	Mesure, par l'expérience GRAAL, de la dépendance angulaire de l'asymétrie Σ dans la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour différents domaines en énergie du gamma.	111
6.3	Prédiction de l'observable Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ par une analyse en onde partielle.	113
6.4	Dépendance de l'observable Σ , pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, en fonction de l'énergie E_γ respectivement à $\theta_\pi^{c.m.} = 90^\circ$ et $\theta_\pi^{c.m.} = 120^\circ$	115
6.5	Mesure, par l'expérience GRAAL, de la dépendance angulaire de l'asymétrie Σ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ pour différents domaines en énergie du gamma (données préliminaires).	117
A.1	Définition des angles $\theta_{x'}$, $\theta_{y'}$ et $\theta_{z'}$ utilisés lors de la détermination de la polarisation du lambda.	121
B.1	Définition des angles de la réaction $\gamma p \rightarrow pX$ ($X = \pi^0, \eta$) dans le laboratoire.	123
B.2	Définition des angles de la réaction $\gamma + P \rightarrow K^+\Lambda$ dans le laboratoire.	124
B.3	Définition des angles de la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	126

Liste des tableaux

1.1	Principaux modes de désintégration du eta	5
2.1	Faisceaux de gammas produits par rétrodiffusion Compton. . .	17
2.2	Multiplicité des plans de fils pour les données expérimentales.	36
2.3	Multiplicité des plans de fils pour les données simulées.	37
3.1	Structure des 4 bits de poids fort pour chaque donnée d'un événement de l'acquisition GRAAL.	51
3.2	Structure des 4 bits de marquage.	52
4.1	Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.	76
4.2	Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.	77
4.3	Réduction du bruit de fond hadronique, pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, avec une procédure d'analyse basée sur la cinématique à deux corps.	84
5.1	Observables de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ en fonction des amplitudes transverses b_j	91
6.1	Taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ en cible pleine et cible vide.	112
6.2	Taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\eta$ en cible pleine et cible vide.	116
C.1	Réactions incluses dans le générateur.	128