



HAL
open science

Photoproduction de mésons vecteurs : premiers résultats avec CLAS

Thierry Auger

► **To cite this version:**

Thierry Auger. Photoproduction de mésons vecteurs : premiers résultats avec CLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-7, Denis Diderot, 1999. Français. NNT : . tel-02615413

HAL Id: tel-02615413

<https://theses.hal.science/tel-02615413>

Submitted on 22 May 2020

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.

Remerciements

August 13, 1999

Ce travail a été réalisé au Centre d'étude de Saclay du Commissariat à l'Energie Atomique dans le Service de Physique Nucléaire, ainsi qu'au Jefferson Lab. en Virginie aux U.S.A. . Je voudrais remercier toutes les personnes qui ont permis que ces trois années passionnantes se concrétisent par cette thèse.

En premier lieu, je remercie très sincèrement Jean Marc Laget pour avoir accepté de diriger ma thèse. Je lui suis particulièrement reconnaissant pour son soutien et son aide à tous les moments critiques ainsi que de m'avoir fait partager son intérêt envers la physique hadronique.

Je voudrais remercier Claude Marchand qui a été mon responsable vis à vis du CEA. Par son enthousiasme communicatif et son dynamisme, il a su me guider et me motiver pour aller toujours plus loin.

J'ai été très touché par l'intérêt et l'aide dont Gérard Audit a fait preuve. Il a été un formidable instructeur, instruisant le bon sens et la simplicité partout où cela était nécessaire. Ses qualités, tant humaines que de physicien, font vraiment de lui une personne remarquable avec qui j'ai eu la chance de travailler.

Le groupe Hall B du SPhN qui comprenait également Eric Anciant, François Roudot et Laurent Farhi, a constitué un environnement stimulant et enthousiaste duquel je suis très heureux d'avoir pu faire parti.

Je remercie très sincèrement Robert Frascaria et Bernhard Mecking d'avoir accepté d'être mes rapporteurs attentifs et intéressés. Je remercie François Le Diberder, Guy Roche et Giovanni Ricco pour avoir gentiment accepté de faire partie du jury.

Je remercie très chaleureusement Sylvain Bouchigny et Nicolas Couchoud, tous deux alors stagiaires DEA, pour leur aide dévouée et précieuse lors de l'analyse de l'expérience.

De l'autre côté de l'Atlantique, je remercie le groupe du Hall B qui nous a accueilli pour nous permettre de faire nos expériences avec CLAS. Je remercie tout particulièrement Elton Smith pour son aide continue dans mes projets, ainsi que Vardan Gyurjyan, Serguei Boiarinov et Elliot Wollin du groupe d'acquisition pour toute l'aide précieuse qu'ils ont bien voulu m'accorder lors du démarrage de l'expérience. Thanks guys, it's been a lot of fun.

Je remercie également toute l'équipe de physique hadronique de l'université George Washington pour leur aide pendant les deux ans de la préparation de l'expérience.

Je remercie également Marco Battaglieri et toute l'équipe de notre collaboration Gènoises, avec qui il a été un véritable plaisir de travailler, notamment en Italie entre deux virées en Vespa.

Cette thèse n'aurait pas eu lieu sans le soutien initial de Jean Mouget puis de Jacques Martino, tous deux successivement Chef du Service de physique nucléaire. Je les en remercie chaleureusement.

Je remercie très chaleureusement Jean Mouly et André Kazhakstan du groupe électronique du SPhN pour leur aide pour construire nos modules diviseur haute fréquence. Je remercie également très chaleureusement le groupe informatique du SPhN, Alain Chaumeaux et Pierre François Honoré, pour leurs efforts continuels pour nous aider dans toutes nos tâches informatiques.

Je remercie très sincèrement Jacqueline Thuillière pour son aide pour préparer ce manuscrit et pour m'avoir souvent secondé dans mes recherches bibliographiques. Je remercie également Angèle Séné pour toutes les recherches bibliographiques qu'elle a effectuée sur mon sujet.

Le dernier mot ira pour Julie, Tony, Mark, Jay, Vincent, Dominique, Marc, Marcus, Patrick, Claire, Rosella, Pascal, Qwatar et Isabelle. Pour tous les moments de bonne humeur que nous avons pu passer ensemble.

Abstract

vector meson elastic photoproduction at high tranfert t allows one to study t channel exchange processes, in particular the pomeron exchange, on a scale of distance of the order of 0.2-0.3 fm. The scale of the probed distances becomes small enough to hope to disentangle the non-perturbative structure of the pomeron.

The combination of the high duty cycle electron accelerator TJNAF and the large acceptance detector CLAS allows to explore these processes for the first time in the full kinematic range up to photon energies of 6 GeV.

The photon flux normalisation apparatus and the normalisation procedure are described. The particule identification method using the RF bunch structure of the electron beam is detailed as well as different channels CLAS gives access to, including backward f_2 photoproduction. Preliminary results on the total cross section for the $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ channel (which is the main decay channel for the ρ vector meson) are presented. The quality of the first results on angular distribution of ρ photoproduction demonstrate the power of CLAS for the study of the pomeron structure at high tranfert.

keywords : photoproduction, vector meson, pomeron, high tranfert, intermediate energy.

Table des matières

1 Motivations physiques	5
1.1 Les mésons vecteurs	5
1.1.1 Découverte des mésons vecteurs légers.	5
1.1.2 Caractéristiques.	5
1.1.3 Les mésons vecteurs lourds	7
1.2 La structure hadronique du photon	7
1.2.1 Similarités entre les réactions hadroniques et les réactions photo-induites	8
1.2.2 Les facteurs de forme	12
1.2.3 La structure résolue du photon	13
1.2.4 Phénoménologie des pôles de Regge	15
1.3 Photoproduction de particule : VDM	19
1.3.1 Section efficace totale	20
1.3.2 Au delà de VDM	21
1.3.3 Absorption sur les noyaux	23
1.4 Le canal $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$	23
1.4.1 Caractéristiques expérimentales	24
1.4.2 Prédiction de VDM pour $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	29
1.4.3 Les mécanismes de production	30
1.5 Le pomeron	37
1.5.1 Caractéristiques	37
1.5.2 Modèles non-perturbatif du Pomeron	39
1.5.3 Application à l'électroproduction de mésons vecteurs	41
1.6 Motivation des expériences à JLab	43
1.6.1 Photoproduction de ϕ	44

1.6.2	Photoproduction de ρ	46
1.6.3	Structure à courte portée de la structure nucléaire	46
1.7	Cadre de cette thèse	47
2	CLAS	49
2.1	Le faisceau d'électrons	49
2.1.1	L'injecteur	49
2.1.2	Les cavités accélératrices	50
2.2	Le spectromètre d'étiquetage ou Tagger.	50
2.3	CLAS	52
2.3.1	Généralités	52
2.3.2	Les bobines de champ magnétique	52
2.3.3	Les chambres à dérive	53
2.3.4	Les calorimètres électromagnétiques et les détecteurs Cerenkov	58
2.3.5	Les scintillateurs temps de vol.	60
2.3.6	Les "start-counters"	64
2.3.7	La cible cryogénique	65
2.4	Le système de déclenchement de CLAS	70
2.5	L'acquisition de CLAS	71
3	La normalisation du faisceau de photons	75
3.1	Introduction	75
3.1.1	La production de γ par rayonnement de freinage.	75
3.1.2	L'énergie du faisceau de CEBAF.	76
3.2	Principe de la normalisation	76
3.2.1	Le détecteur d'absorption totale	77
3.2.2	Les détecteurs de paires	78
3.2.3	Schéma final de la normalisation.	80
3.3	Le tagger	81
3.3.1	L'instrumentation	81
3.3.2	Les échelles associées	81
3.3.3	L'analyse avec le tagger	83

3.3.4	Performances obtenues	86
3.3.5	La ligne de photon après le tagger	87
3.3.6	L'efficacité d'étiquetage	88
3.4	Principe détaillé de la normalisation	88
3.4.1	Quantités extraites d'un run de normalisation	89
3.4.2	Extraction du nombre de photons par canal en énergie	90
3.5	Application à g1 et g6	91
3.5.1	$N_\gamma(E_j)_{norm}$ et mesure des coefficients ε_j	94
3.5.2	Comparaison TDC/échelles	96
3.5.3	Discussion	97
3.6	Instabilités électroniques	100
4	Analyse	105
4.1	Canaux étudiés	105
4.2	Identification des particules	105
4.2.1	Condition de déclenchement	105
4.2.2	Algorithme d'identification	107
4.2.3	Résultats pour l'identification	113
4.3	Corrections des pertes d'énergie	115
4.4	Panorama des canaux accessibles avec CLAS	116
4.4.1	Production de mésons non-étranges	117
4.4.2	$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	119
4.4.3	Production de ω	120
4.4.4	Production de résonances étranges	120
4.4.5	Le canal $\gamma p \rightarrow \phi p$	120
4.5	Détection de la photoproduction de f_2 aux angles arrières	123
4.6	Discussion	125
5	Premiers résultats de CLAS	127
5.1	Extraction des efficacités	127
5.2	σ_{tot} pour $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	131
5.2.1	Section efficace totale intégré dans CLAS	131

5.2.2	Estimation des erreurs systématiques	132
5.2.3	Comparaison dans l'acceptance de CLAS	133
5.2.4	Extrapolation hors de l'acceptance	137
5.2.5	Discussion	138
5.3	Résultats préliminaires pour la photoproduction de ρ	139
A	Analyse de la décroissance	151
A.1	Relation	151
A.2	Les systèmes de référence	154
B	Le diviseur RF	157
B.1	Montage électronique	157
B.2	Tests de performance	157
B.3	Installation auprès de l'accélérateur	158

Introduction

Révéléateur de la structure hadronique du photon, la photoproduction de mésons vecteurs (ρ , ω , ϕ , J/Ψ) sur cible fixe a toujours été un sujet de prédilection de la physique hadronique. Ces processus, que l'on qualifie de diffractif par analogie avec le phénomène de diffraction en optique, permettent d'étudier les mécanismes d'échange dans la voie t entre le photon et la cible.

L'un d'entre-eux, l'échange du pomeron, tient une place à part. Il s'agit d'un échange qui intervient également dans les réactions élastiques hadroniques comme $pp \rightarrow pp$ ou $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$. Les nombres quantiques échangés sont ceux du vide, et à l'heure actuelle, il n'y a pas de particule connue qui lui soit associée. On pense qu'il s'agit d'un phénomène qui vient d'une resommation des degrés de liberté fondamentaux de la Chromodynamique Quantique, mais dans un régime non-perturbatif.

Dans le cadre d'un modèle développé à partir de la théorie de Regge, l'échange du pomeron est assimilé à l'échange d'une trajectoire de Regge. Ce modèle prédit que la dépendance angulaire de production des mésons vecteurs doit chuter comme l'exponentielle du transfert t , qui donne une distribution angulaire majoritairement vers l'avant dans le référentiel du laboratoire.

Une deuxième classe de modèles paramétrise le pomeron comme l'échange de deux gluons non-perturbatifs qui, d'après des calculs sur réseau, ne se propagent pas au delà d'une distance de 0,2 à 0,3 fm à cause du confinement. La dépendance angulaire prédite par ces modèles est alors radicalement différentes pour les transferts $t > 1 \text{ GeV}^2$ où l'échelle d'énergie en jeu permet de sonder des distances plus courtes.

L'intérêt de la photoproduction des mésons vecteurs à des transferts $t > 1 \text{ GeV}^2$ vient donc de la possibilité de sonder des échelles de distances où l'on pourrait obtenir une compréhension de la dynamique de l'échange du pomeron

Dans les premières données de photoproduction de mésons vecteurs dans les années 70 ou dans les récentes données de HERA à beaucoup plus haute énergie, la faible statistique accumulée qui se focalisait sur la production à l'avant a limité l'étude des mésons vecteurs à des transferts $t < 1 \text{ GeV}^2$. L'avènement des accélérateurs à 100 % de cycle utile et de grande intensité comme TJNAF combiné avec des détecteurs de grande acceptance tel que CLAS permet de revisiter ces processus aux énergies intermédiaires avec une précision jamais atteinte et permet d'espérer un jeu de données complet sur toute la gamme cinématique en particulier pour les transferts $t > 1 \text{ GeV}^2$.

Dans le premier chapitre, nous décrivons la problématique physique du pomeron dans le régime non-perturbatif de la photoproduction. Nous commencerons par décrire l'état actuel

des connaissances sur la structure hadronique du photon, ainsi que la théorie qui décrit cette structure: VDM (Vector Meson Dominance). Puis on commentera les différents modèles de pomeron et en quoi les données de CLAS sur la photoproduction de mésons vecteurs vont permettre d'apporter de nouveaux éléments pour la problématique du pomeron.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons l'ensemble expérimental que nous avons utilisé: le détecteur CLAS avec son système d'étiquetage de photons de freinage pour les expériences de photoproduction.

Nous décrivons ensuite la méthode que nous avons mise au point pour la normalisation du flux de photons.

Nous montrerons dans le quatrième chapitre comment faire l'identification des particules dans CLAS par la technique de temps de vol et comment nous l'avons améliorée en utilisant la radio-fréquence de l'accélérateur. Nous décrivons alors les résultats que nous avons obtenus à l'aide d'un module diviseur de fréquence que nous avons développé et installé. Nous montrerons ensuite comment on peut détecter plusieurs canaux dont la production de mésons vecteurs. Nous montrerons également comment mettre en évidence la production vers l'arrière du méson tenseur f_2 .

Dans le dernier chapitre, nous nous concentrerons sur le canal $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ à partir d'un échantillon faible de la statistique totale. Nous nous servons de ce canal sur-contraint pour obtenir les efficacités de détection du proton et du π^+ . Puis, nous présenterons les premiers résultats de section efficace totale obtenus avec CLAS en photoproduction qui montrent que tous les éléments du détecteurs CLAS sont d'ores et déjà bien maîtrisés. Nous discuterons des distributions angulaires de production de ρ pour des énergies de photons compris entre 1,5 et 2,4 GeV. Nous nous comparerons alors aux données de ABBHHM. Enfin, au delà des résonances ($E_\gamma > 3$ GeV), nous présenterons les premiers résultats qui augure favorablement de ce que CLAS apportera à ce domaine.

Chapitre 1

Motivations physiques

1.1 Les mésons vecteurs

1.1.1 Découverte des mésons vecteurs légers.

Le méson vecteur ρ a été découvert indirectement à la fin des années 50 par ses effets sur le facteur de forme du nucléon. En effet, pour comprendre le facteur de forme isovectoriel du nucléon que l'on mesure dans les réactions élastiques $eN \rightarrow eN$, il faut supposer qu'il y a un état résonnant $\pi - \pi$ possédant les nombres quantiques $I = 1$ et $J = 1$ [Bau78]. Des expériences de diffusion de pion $\pi^- p \rightarrow \pi\pi N$ furent alors réalisées [Erw61] pour essayer de mettre en évidence ce méson vecteur (qui fut baptisé rho). Les réactions étudiées étaient $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ et $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$. Cette expérience mit en évidence un pic dans les deux masses invariantes $\pi^- \pi^0$ et $\pi^- \pi^+$ à 765 MeV. Le rapport des deux réactions ($\simeq 2:1$) indiquait qu'il s'agit d'un état d'isospin $I = 1$.

Sa masse est maintenant établie à $M_\rho = 770 \text{ MeV}$ et sa largeur (principalement due à la décroissance forte en deux pions) est de $\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$. Les premières expériences de photoproduction de ρ furent faites dès 1961 [Leo61].

Le ω et le ϕ furent eux découverts dans des expériences en chambre à bulle avec les réactions $p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$ et en $K^- p \rightarrow \Lambda^0 + K + K$ [Mag61][Ber62], en observant la décroissance en mésons scalaires. On trouva que leur isospin est nul ($I = 0$) mais que comme le ρ , ils ont $J^{PC} = 1^{--}$.

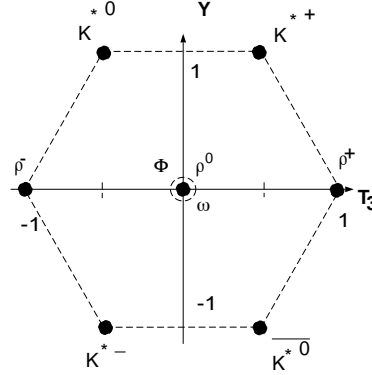
Après la découverte de ces états, on s'intéressa de manière systématique aux mécanismes de leur production avec la sonde électromagnétique en photon réel, en électroproduction et en collision e^+e^- quand le Q^2 du photon virtuel est de l'ordre de la masse des mésons vecteurs, c'est à dire de l'ordre de 1 GeV^2 .

1.1.2 Caractéristiques.

On a représenté sur la table (1.2), les caractéristiques principales des mésons vecteurs légers ρ , ω et Φ .

Particule	décroissances principales	masse(MeV)	Largeur(MeV)	J^P	C	I	Y
$\rho (= \frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}})$	$\pi\pi \cong 100\%$	$768,1 \pm 0,5 MeV$	$151,5 \pm 1,2 MeV$	1^-	-1	1	0
$\omega (= \frac{u\bar{u}+d\bar{d}}{\sqrt{2}})$	$\pi^+\pi^-\pi^0 \cong 88,8 \pm 0,6\%$ $\pi^0\gamma \cong 8,5 \pm 0,5\%$	$781,95 \pm 0,14 MeV$	$8,43 \pm 0,1 MeV$	1^-	-1	0	0
$\phi (= s\bar{s})$	$K^+K^- \cong 49,1 \pm 0,8\%$ $K_L^0 K_S^0 \cong 34,4 \pm 0,7\%$	$1019,413 \pm 0,008 MeV$	$4,43 \pm 0,008 MeV$	1^-	-1	0	0

TAB. 1.2 – Caractéristiques des mésons vecteurs.

FIG. 1.1 – Multiplet des mésons vecteurs $J^P = 1^-$.

Les mésons sont composés d'une paire de quark-antiquark. Dans le modèle le plus simple, les mésons vecteurs légers sont classifiés dans un multiplet de $SU(3)$, correspondant à la décomposition :

$$[3] \otimes [\bar{3}] = [8] \oplus [1]$$

où $[3]$ correspond à la représentation irréductible d'un quark et $[\bar{3}]$ à la représentation irréductible d'un anti-quark. Graphiquement on représente cela dans un tableau de Young (fig (1.1)):

L'état $Y = 0$ et $T_3 = 0$ (Y est l'hypercharge et T_3 la composante magnétique de l'opérateur d'isospin) est dégénéré, à cause du mélange de $SU(3)$, les particules physiques Φ et ω ne sont pas état propre pur de $SU(3)$. Les symétries de ce groupe impliquent que les masses du Φ et du ω sont égales. Or, elles ne le sont pas, la symétrie $SU(3)$ n'étant pas exacte.

Si l'on suppose cependant que les interactions fortes sont invariantes de façon approchée sous $SU(3)$ et que le photon est un singlet de $SU(3)$, on peut relier entre elles les constantes de couplage des mésons vecteurs f_ρ , f_ω et f_ϕ au photon. On obtient par exemple la relation suivante :

$$\frac{1}{f_{\rho^0}} = \frac{\sqrt{3} \sin \theta}{f_\omega} = -\frac{\sqrt{3} \cos \theta}{f_\phi}$$

où θ est l'angle de mélange entre les états $|\omega\rangle$ et $|\phi\rangle$ tel que :

$$|\phi\rangle = \cos\theta |\phi^8\rangle + \sin\theta |\omega^1\rangle$$

$$|\omega\rangle = -\sin\theta |\phi^8\rangle + \cos\theta |\omega^1\rangle$$

$|\phi^8\rangle$ et $|\omega^1\rangle$ sont les vecteurs propres respectivement de l'octet et du singlet de SU(3) ayant $Y = 0$ et $T_3 = 0$. Pour le mélange idéal, c.à.d. $\tan\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}$, on obtient la relation souvent rencontrée :

$$\frac{1}{f_\rho} : \frac{1}{f_\omega} : \frac{1}{f_\phi} = 3 : 1 : (-\sqrt{2})$$

1.1.3 Les mésons vecteurs lourds

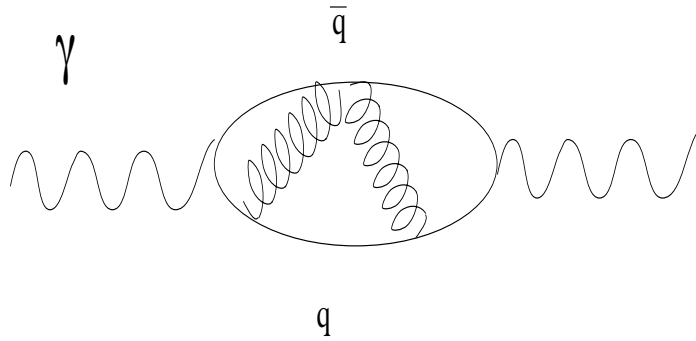
En 1974, puis en 1977 [Cah89], on découvre d'autres mésons vecteurs : le J/ψ composé d'une paire de quark-antiquark $c\bar{c}$, d'une masse $M_{J/\psi} \simeq 3 \text{ GeV}$ et le Υ composé de $b\bar{b}$ avec une masse $M_\Upsilon = 9,5 \text{ GeV}$. Avec la confirmation en 1996 de l'existence du quark top, il ne fait pas de doute qu'il existe aussi un méson vecteur associé $t\bar{t}$, cependant sa masse est trop grande pour avoir été détecté aux énergies accessibles à ce jour.

Ces mésons vecteurs ont été découverts en collision e^+e^- . Les nouvelles données sur l'électroproduction de J/ψ à HERA ont suscité un renouveau des travaux sur l'électroproduction des mésons vecteurs.

1.2 La structure hadronique du photon

Il est très tôt apparu que les réactions de photoproduction ont de grandes similarités avec les réactions de collision hadron-hadron. Une hypothèse séduisante pour comprendre l'origine physique d'une telle ressemblance est que le photon se métamorphose en méson vecteur (les mésons vecteurs ayant les mêmes nombres quantiques que le photon $J^{PC} = 1^{--}$) et interagit avec la cible par cette structure.

Pour représenter la structure en terme de méson vecteur, on fait une séparation en deux étapes. On suppose d'abord que le photon a une structure interne indépendante, puis que cette structure interagit avec la cible pour donner une réaction hadronique. Il n'est cependant pas évident que cette séparation ait un sens physique car le photon fluctue constamment entre les états de mésons vecteurs et celui de photon. Il faut donc que la fluctuation dure suffisamment longtemps. En effet, le photon commence par fluctuer en une paire de quark-antiquark qui interagissent non-perturbativement, s'ils en ont le temps, pour se constituer en méson vecteur.



On estime le temps de vie (ou temps de formation) d'une fluctuation avec le principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$t_f \sim \frac{2E_\gamma}{Q^2 + M_V^2}$$

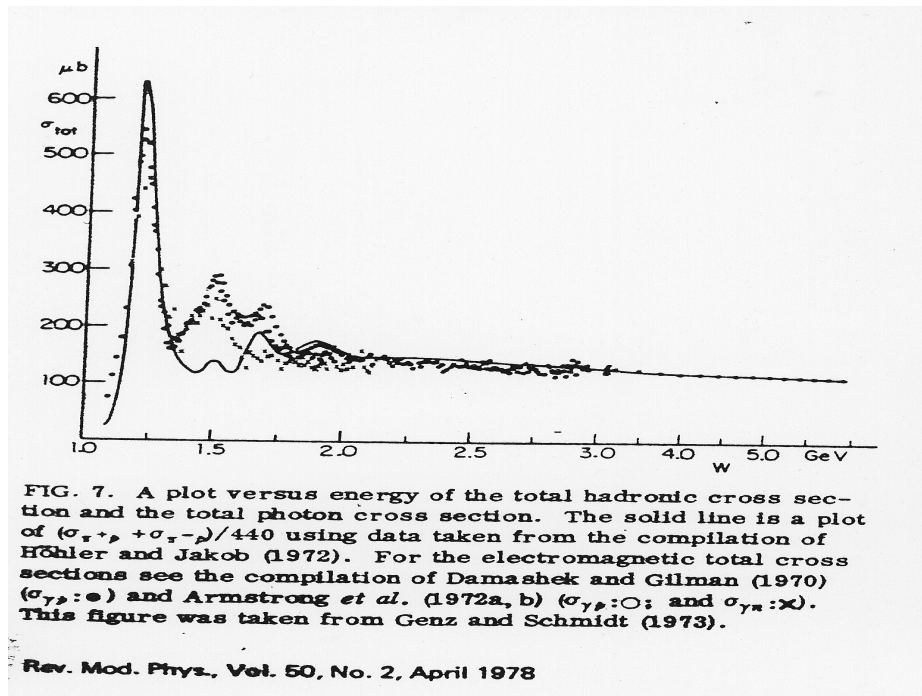
E_γ est l'énergie du photon, Q^2 est le transfert de quadri-impulsion de l'électron incident. Par exemple, le temps de formation de la composante ρ pour un photon ($Q^2 = 0$) de 5 GeV est de l'ordre de 3,5 F, à comparer avec le temps d'interaction qui est donné par le diamètre du proton $\sim 1,5$ F. Il est tout à fait plausible alors de penser que cette fluctuation est présente suffisamment longtemps pour pouvoir interagir avec la cible.

Quand Q^2 devient grand devant l'énergie, on voit que le temps de vie de la fluctuation diminue d'autant. La composante hadronique n'a plus le temps de se former et le photon n'apparaît plus comme un hadron dans son interaction avec la cible mais comme un photon nu. A grand Q^2 , l'analogie photon-méson vecteur perd de sa validité et l'on atteint le régime de la diffusion profondément inélastique [Sch93].

1.2.1 Similarités entre les réactions hadroniques et les réactions photo-induites

Sections efficaces totales

Qualitativement, la section efficace totale de photoproduction ($\sigma_{\gamma p}$) et la section efficace totale hadronique $\sigma_{\pi^- p} + \sigma_{\pi^+ p}$ ont, à un facteur multiplicatif près de l'ordre de grandeur de la constante de structure fine électromagnétique $\alpha \simeq \frac{1}{137}$, la même variation en fonction de l'énergie comme on peut le voir sur la figure ci-dessous pour les données à basse énergie. Les deux montrent la présence de résonances près du seuil puis atteignent un régime stable quand l'énergie croît.



A plus haute énergie, les sections efficaces totales de production remontent suivant le même exposant. Donnachie and Landshoff [Don92] ont fait un ajustement global à l'aide de deux exposants sur l'ensemble des données de section efficace totale hadroniques des réactions pp , πp , Kp , γp et montrent que l'on peut paramétrer toutes les données avec une forme :

$$As^{-0,4525} + Bs^{0,0808} \quad (1.1)$$

où A et B sont des coefficients spécifiques à chaque réaction.

On peut voir sur la figure (1.2) la tendance remarquable de toutes ces sections efficaces qui sont très bien reproduites par une telle courbe. La première puissance de s est attribué aux échanges de Reggeon (ici ρ , ω , f_2 , a_2) et le deuxième à l'échange du pomeron sur lesquels nous reviendrons plus tard.

Caractéristiques générales des réactions élastiques

Au dessus de 2 GeV d'énergie du projectile, les réactions hadroniques élastiques $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$, $K^\pm p \rightarrow K^\pm p$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ ont des caractéristiques communes frappantes avec la photo-production de méson vecteur qui sont typiques d'un processus diffractif [Lei78], [Bau78] :

- à haute énergie, les sections efficaces totales élastiques croissent suivant une même puissance de s , on a déjà vu que c'est vrai également pour les sections efficaces totales de production. On peut voir sur la figure (1.3) la section efficace totale pour chaque processus élastique $\gamma p \rightarrow p\rho$, $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow p\phi$ qui montrent la même tendance en fonction de s .

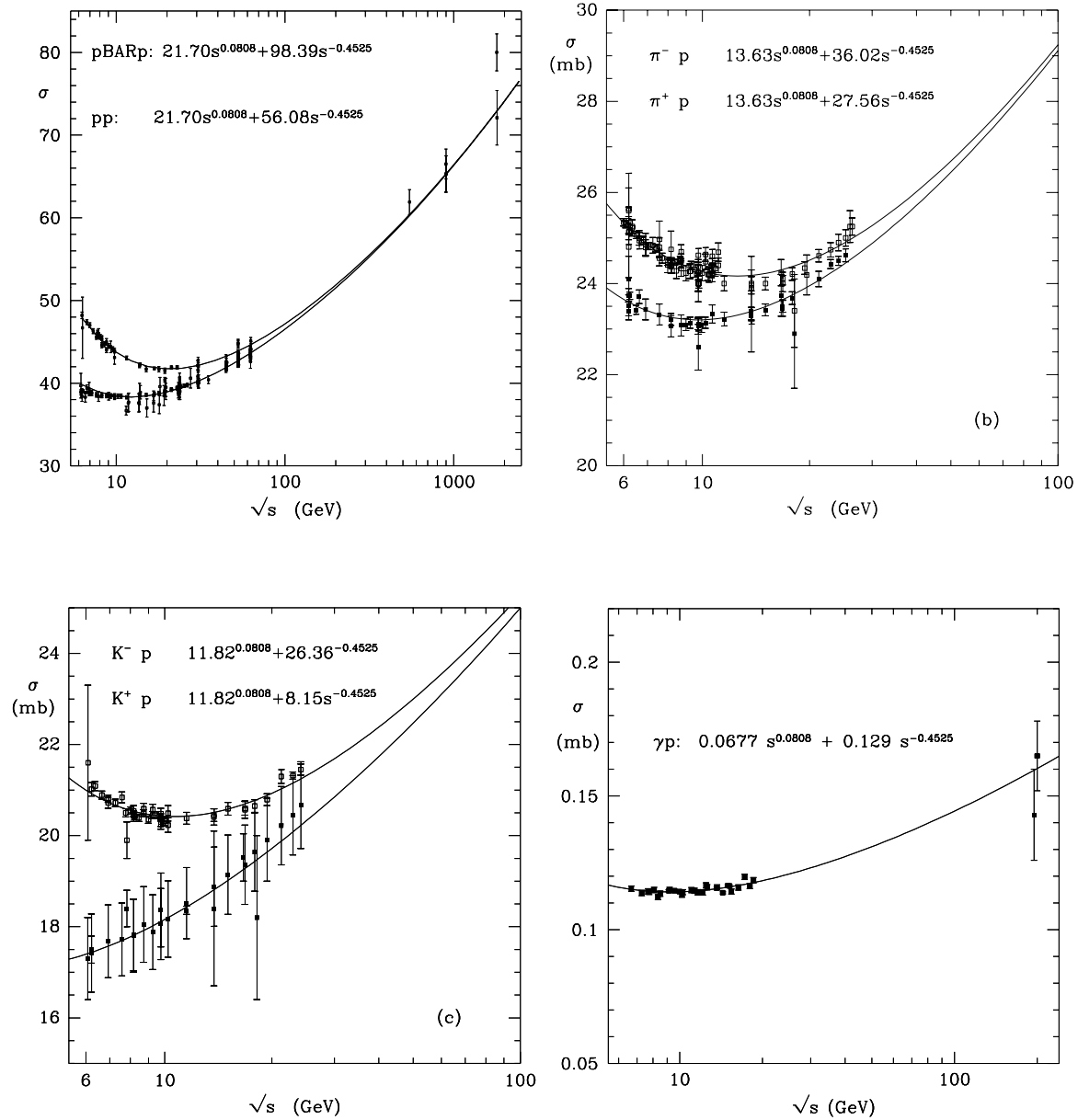


FIG. 1.2 – Sections efficaces totales avec l'ajustement de la fonction 1.1 (courbes extraites de [Lan96]).

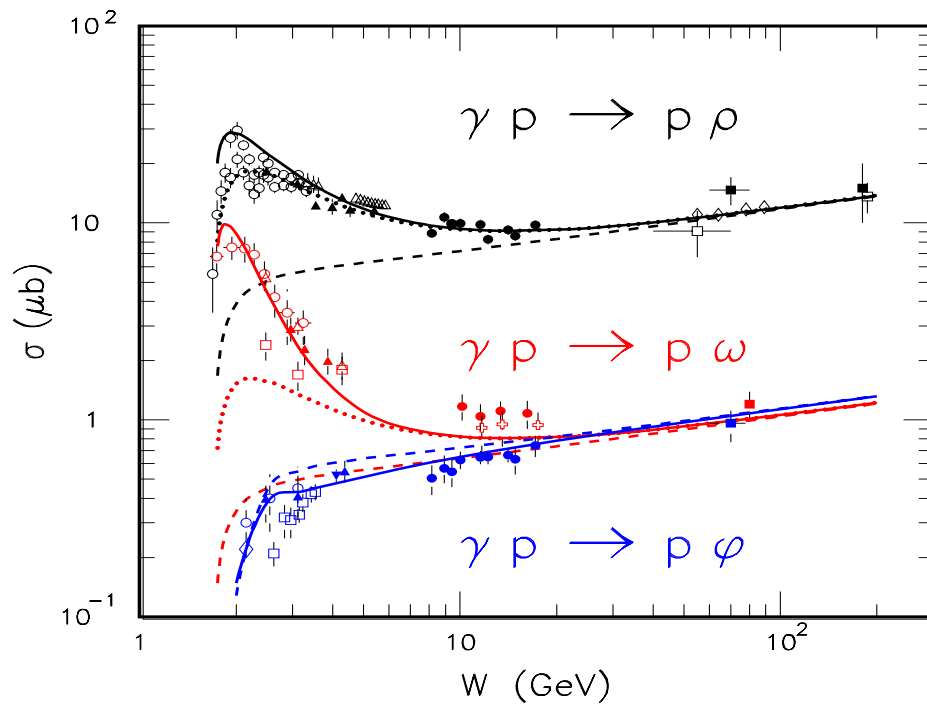


FIG. 1.3 – Section efficace totale pour chaque processus $\gamma p \rightarrow p\rho$, $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow p\phi$.

- la dépendance angulaire est caractéristique des phénomènes diffractifs. Elle est très piquée vers l'avant avec **au premier ordre** une dépendance en e^{Bt} , le coefficient B étant de même ordre de grandeur pour chacune des réactions (figure (1.4)).
- l'amplitude à $t = 0$ est principalement imaginaire (à la fois $\sigma_{elastique}$ et σ_{tot}). La phase a été mesurée par l'interférence entre la production de paire d'électrons via un méson ρ et l'amplitude connue de la création de paire d'électrons par le processus Bethe-Heitler. Il existe néanmoins une partie réelle de l'amplitude de l'ordre de 10% pour le ρ (η le rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle est égal à $0.2 \pm 0, 1$) [Alv70] et de l'ordre de 50% pour le ϕ ($\eta = 0.48$) [Big71] (Les barres d'erreur sur ce dernier résultat sont cependant très importantes).
- à faible transfert t, les processus sont dominés par l'échange de parité naturelle. Pour la photoproduction, cela implique que dans le centre de masse, le ρ se comporte comme un photon : son spin est aligné avec sa direction de vol. Cette caractéristique se rencontre souvent sous la dénomination SCHC (S Channel Helicity Conserving).
- La composante dominante de l'amplitude a les nombres quantiques du vide dans la voie t : $I = 0$, et $C = +1$:
 - Expérimentalement, pour la photoproduction, on le voit dans le rapport des différents canaux ayant le même isospin. Par exemple le rapport $\sigma(\gamma n \rightarrow \rho^- p) / \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ est négligeable [Hil70]. Cela implique que le transfert d'isospin, et donc l'échange qui domine la réaction, est $I = 0$ sinon l'expérience mesurerait le rapport des coefficients d'isospin.
 - le fait que l'échange responsable a pour nombre quantique $C = 1$ se déduit du fait que l'on observe pas de section efficace significative vers l'avant pour le processus

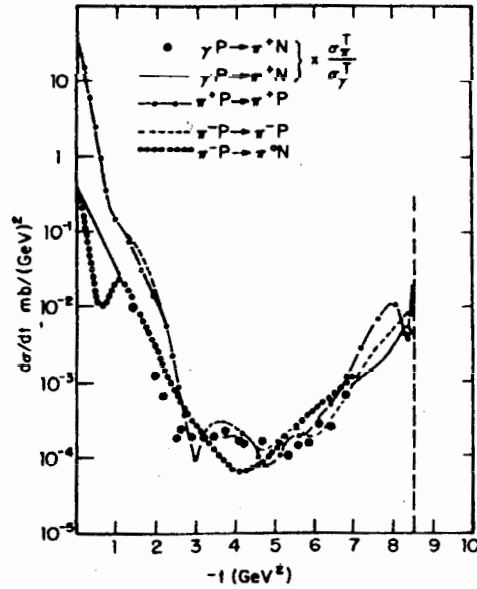


FIG. 1.4 — Spectre de distribution en t des réactions hadroniques comparé à celles en photoproduction.

$\gamma p \rightarrow f_2 p$ (le photon a $C=-1$ et le f_2 $C=1$). Si c'était le cas, alors cela impliquerait que l'échange qui conduit à cet état final a $C=-1$ comme nombre quantique.

Ces caractéristiques générales sont également celles des processus hadroniques. Cette similitude est à mettre sur le compte de l'échange du pomeron, nous y reviendrons plus tard.

1.2.2 Les facteurs de forme

Historiquement, c'est par l'analyse des facteurs de forme élastique dans la réaction élastique $ep \rightarrow ep$ que l'on a découvert le méson vecteur ρ comme état virtuel. Le facteur de forme isovectoriel du proton ne peut pas s'expliquer sans la présence d'un méson vecteur qui se couple au système $\pi - \pi$. Il se matérialise également dans les collisions e^+e^- : comme on peut le voir sur la figure (1.5), la section efficace de production de $\pi^+\pi^-$ croît très fortement quand l'énergie dans le centre de masse devient de l'ordre de la masse du rho. Expérimentalement, au dessous de 1.1 GeV d'énergie, les mésons vecteurs dominent les collisions e^+e^- .

Le facteur de forme du pion se paramétrise grossièrement à l'aide notamment d'un graphe tel que celui en encart de la figure (1.5) qui donne le facteur de forme suivant :

$$F_\pi(q^2) = \frac{f_\rho f_{\rho\pi\pi}}{e(m_\rho^2 - q^2)}$$

où f_ρ est la constante de couplage du ρ au photon, $f_{\rho\pi\pi}$ la constante de couplage du ρ

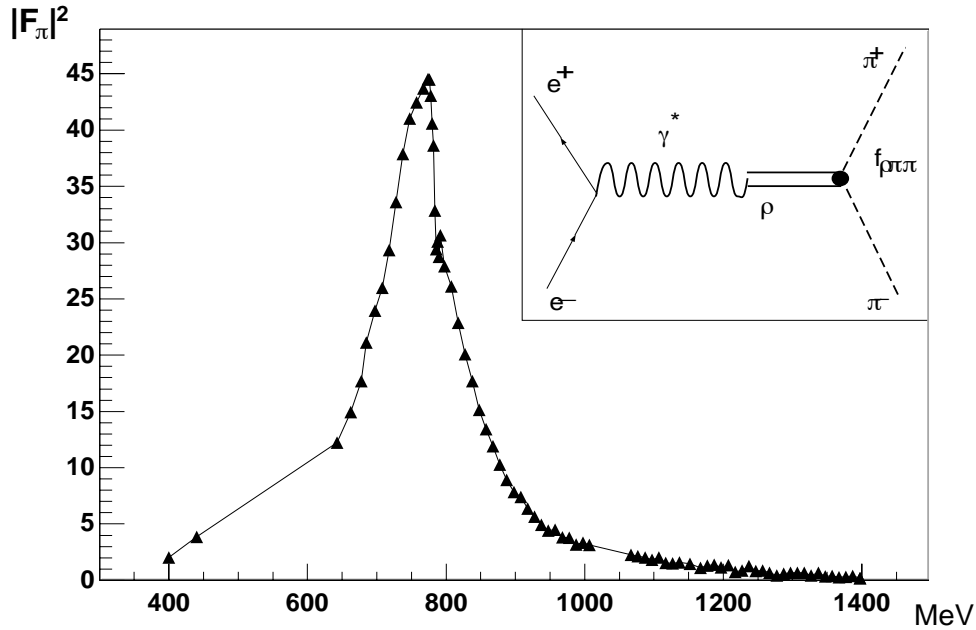


FIG. 1.5 – *Facteur de forme du pion ou l'on voit l'influence du ρ . Les données sont extraites de [Bar85], les barres d'erreur sont omises.*

au vertex pion-pion et q^2 le quadri-moment du photon virtuel. D'autres effets sont mis en évidence dans ces expériences, l'interférence entre le ρ et le ω qui se traduit par un point d'inflexion à la masse du ω . Ceci est dû à la décroissance du ω en deux pions. Ils ne changent cependant pas qualitativement la discussion.

Encore aujourd'hui, les facteurs de forme restent le moyen le plus direct de mettre en évidence la structure résolue du photon, concept que nous allons maintenant présenter.

1.2.3 La structure résolue du photon

Courant électromagnétique du photon

L'idée est de s'inspirer de la théorie des champs pour décrire la composante hadronique du photon. Dans ce cadre, photons et mésons vecteurs sont incorporés comme des particules élémentaires avec leur champ propre associé. De manière générale le courant électromagnétique peut être séparé en deux parties, l'une pour la partie leptonique, l'autre pour la partie hadronique. En effet, les hadrons portent aussi une charge électrique, il faut leur associer un courant électromagnétique. ce qui s'écrit :

$$J_\mu^{e.m.}(x) = J_\mu^{lepton.}(x) + J_\mu^{hadron.}(x)$$

et il doit satisfaire la condition de jauge : $\partial_\mu J^\mu(x) = 0$. On laissera de côté à partir de maintenant le courant leptonique $J_\mu^{lepton.}(x)$.

L'invariance par isospin de l'interaction forte se traduit par la conservation de la charge I_3 et de l'hypercharge Y . Ces charges sont reliées à l'interaction électromagnétique, et la conservation de la charge donne lieu à une règle de sélection :

$$\int J_{hadron.}^0(x) d^3x = Q_{hadron.} = I_3 + \frac{1}{2}Y$$

La charge Q_{hadron} étant l'intégrale de la composante temporelle du courant sur tout l'espace. Par extension, on décompose le courant électromagnétique total porté par les hadrons en une partie isoscalaire et une partie isovectorielle sous les transformations de $SU(2)$:

$$J_{\mu}^{hadro.}(x) = J_{\mu}^{(IS)}(x) + J_{\mu}^{(IV)}(x)$$

Pour pouvoir coupler un photon à un méson vecteur, il faut qu'il y ait une interaction effective qui permette d'annihiler un photon et de créer un méson vecteur. On se sert alors de l'identité champ-courant :

$$j_{\mu}^{(IV)}(x) = \sum_V \frac{em_V^2}{f_V} V_{\mu}(x) \quad (1.2)$$

où f_V est la constante de couplage du photon au méson vecteur V . La structure résolue du photon peut être formalisée par un courant de méson vecteur dès lors que le photon fluctue en un méson vecteur. C'est une façon d'exprimer l'état physique d'un photon, on peut de manière équivalente la décrire sous la forme d'une fonction d'onde. La fonction d'onde du photon peut se définir comme [Bau78] :

$$|\gamma\rangle_{res.} = Z_B |\gamma_B\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} |V\rangle$$

où $Q^2 = -q^2$ est la virtualité du photon. On garde la composante nue du photon $|\gamma_B\rangle$ qui représente le couplage direct du photon au quark, composante qui représente moins de 1% de la section efficace et qui est observé dans les jets à grand Q^2 [Sch93].

On s'intéresse maintenant au problème de la propagation du méson vecteur. On peut écrire l'équation du champ du méson vecteur $V_{\mu}(x)$ comme :

$$(\partial^{\rho} \partial_{\rho} - m_V^2) V_{\mu}(x) = J_{\mu}^{(V)}(x)$$

où $J_{\mu}^{(V)}(x)$ est le courant associé au méson vecteur. On obtient quand on passe dans l'espace d'impulsion entre deux états hadroniques $|A\rangle$ et $|B\rangle$:

$$\langle B | V_{\mu}(0) | A \rangle = - \langle B | J_{\mu}^{(V)}(0) | A \rangle \frac{1}{Q^2 + m_V^2} \quad (1.3)$$

Le terme $\frac{1}{Q^2 + m_V^2}$ étant le propagateur du ρ^1 . L'élément de matrice de transition entre les deux états $|A\rangle$ et $|B\rangle$ s'écrit alors :

1. On ne tient pas compte ici des effets de la décroissance du ρ en $\pi^+ \pi^-$ et du couplage $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

$$T_\mu(\gamma A \rightarrow B) = \langle B | J_\mu(0) | A \rangle$$

et pour la réaction dans laquelle c'est le méson vecteur qui est le projectile :

$$T_\mu(VA \rightarrow B) = \langle B | J_\mu^{(V)}(0) | A \rangle$$

En utilisant l'équation (A.9) on peut alors relier les deux amplitudes :

$$T_\mu(\gamma A \rightarrow B) = \langle B | J_\mu(0) | A \rangle \quad (1.4)$$

$$= \langle B | \sum_V \frac{em_V^2}{f_V} V_\mu(0) | A \rangle \quad (1.5)$$

$$= \sum_V \frac{em_V^2}{f_V(Q^2 + m_V^2)} \langle B | J_\mu^{(V)}(0) | A \rangle \quad (1.6)$$

$$= \sum_V \frac{em_V^2}{f_V(Q^2 + m_V^2)} T_\mu(VA \rightarrow B) \quad (1.7)$$

On obtient ainsi la relation de base qui nous permet de relier les amplitudes des réactions élastiques hadroniques à celles de photoproduction. On voit alors que l'hypothèse de structure du photon va nous permettre de faire des prédictions.

Il faut cependant réaliser que l'on a fait des hypothèses supplémentaires :

- les constantes de couplage f_V sont indépendantes de Q^2
- l'amplitude transverse pour $VA \rightarrow B$ définie dans le référentiel de l'hélicité est elle aussi indépendante de Q^2 :

$$e_\mu^{(x,y)} T^\mu(Q^2, s, t) = e_\mu^{(x,y)} T^\mu(m_V^2, s, t)$$

Nous verrons plus loin que l'on peut les mettre en doute dans certaines cinématiques.

1.2.4 Phénoménologie des pôles de Regge

On vient de le voir, le photon se comporte comme un hadron lorsqu'il interagit avec la matière hadronique. On peut relier les amplitudes de plusieurs réactions, on va donc décrire sommairement la théorie de Regge² qui décrit correctement un certain nombre de caractéristiques des interactions fortes.

La théorie de Regge permet de décrire de manière économique les réactions hadroniques à deux corps en faisant appel à la notion d'échange de trajectoire où pôle de Regge.

2. «Throughout the 60's, most high energy physicists worked on Regge theory ... it remains one of the great truths of our subject.» P.V.Landshoff, preprint hep-ph/9410250

Cinématique

Pour étudier la cinématique des réactions à deux corps de manière générale $A + B \rightarrow C + D$, il est commode d'utiliser les variables de Mandelstam s , t et u . Elles ont la propriété intéressantes d'être invariante par transformation de Lorentz. Elles sont définies par :

$$\begin{aligned} s &= (\widetilde{q}_A + \widetilde{q}_B)^2 = (\widetilde{q}_C + \widetilde{q}_D)^2 \\ t &= (\widetilde{q}_A - \widetilde{q}_C)^2 = (\widetilde{q}_B - \widetilde{q}_D)^2 \\ u &= (\widetilde{q}_A - \widetilde{q}_D)^2 = (\widetilde{q}_B - \widetilde{q}_C)^2 \end{aligned}$$

où $\widetilde{q}_A, \widetilde{q}_B, \widetilde{q}_C, \widetilde{q}_D$ sont les quadri-vecteurs des particules entrantes a, b et sortantes c, d . Ces trois variables ne sont pas indépendantes, on a la relation suivante pour leur somme :

$$s + t + u = M_A^2 + M_B^2 + M_C^2 + M_D^2$$

où $M_{A,B,C,D}^2$ sont les masses des particules a, b, c et d . Si les masses des particules sont fixées (c.a.d si les particules ne sont pas des particules qui décroissent), deux de ces variables suffisent pour caractériser la cinématique. Avec ces variables cinématiques, la section efficace d'un processus à deux corps s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{|\vec{p}_{A\ c.m.}|^2} |T|^2 \quad (1.8)$$

où T est l'amplitude qui contient la dynamique du processus $A + B \rightarrow C + D$. L'amplitude T dépend des variables s et t , $T = T(s, t)$.

Amplitude dans un modèle de Regge

Brièvement, la théorie repose sur la notion de trajectoire échangée. Une trajectoire étant définie par un méson et ses excitations. Il se trouve que phénoménologiquement les masses au carré sont proportionnelles au spin. Une trajectoire échangée donnée est équivalente (quand $s \gg t$) à l'échange de toutes ces particules.

En fonction des nombres quantiques que l'on peut échanger dans la voie t , on sélectionne la trajectoire de Regge échangée. L'amplitude s'écrit alors :

$$T(s, t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)} \xi_{\alpha(t)}$$

où $\alpha(t)$ est une trajectoire de Regge, $\beta(t)$ est le résidu au pôle et $\xi_{\alpha(t)}$ la phase générale de la trajectoire :

$$\xi_{\alpha(t)} = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} & , \text{ si } C = +1 \\ ie^{-\frac{1}{2}i\pi\alpha(t)} & , \text{ si } C = -1 \end{cases}$$

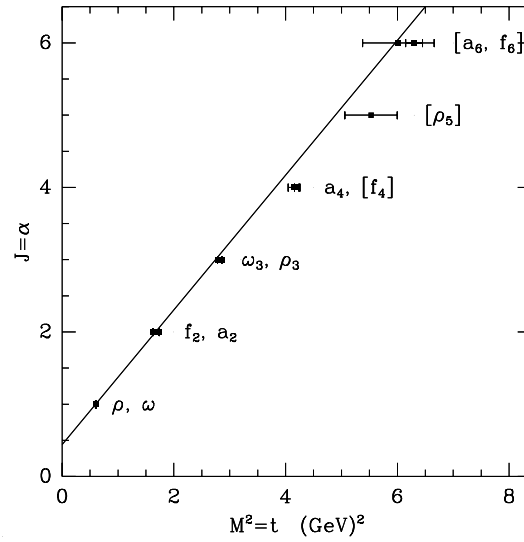


FIG. 1.6 – Trajectoire de Regge de la famille du ρ , ω , f_2 , a_2 (il y a en fait ici deux trajectoires dégénérées).

où C est la C -parité des particules échangées. La trajectoire détermine alors à la fois la puissance de s et la phase.

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$$

La dépendance angulaire est exponentielle en t et la pente devient de plus en plus forte avec l'énergie. C'est la propriété de rétrécissement avec l'énergie des amplitudes, effet qui est confirmé dans la diffusion nucléon-nucléon et maintenant en photoproduction de ρ . La pente est supposée croître suivant la forme suivante :

$$b = b_0 + 2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)$$

On peut notamment le voir sur la figure (1.7) pour les données de photoproduction de ρ .

Sections efficaces totales

Le théorème optique permet de relier la section efficace totale de production à l'amplitude imaginaire de la diffusion élastique :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k_a s} \text{Im} \{T(s, t = 0)\} \quad (1.9)$$

La théorie de Regge donnant la forme de l'amplitude on peut en déduire la dépendance en énergie des sections efficaces en fonction des nombres quantiques échangés. La théorie de Regge prédit ainsi :

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha(0)-1}$$

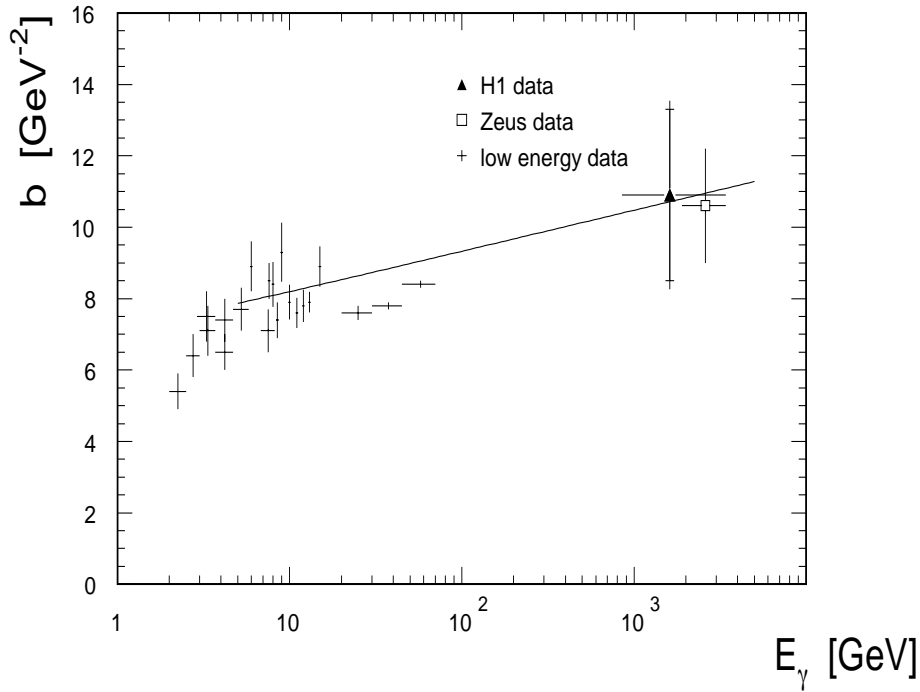


FIG. 1.7 – Évolution en fonction de l'énergie du photon de la pente de la dépendance en t .

Pour la section efficace totale, on tient compte de l'échange du ρ , ω , f_2 , a_2 et de leurs excitations, on prend la trajectoire suggérée par la figure (1.6)

$$\alpha(t) = 0,55 + 0,86t$$

avec cette trajectoire, Regge prédit une section efficace totale qui varie comme $s^{0,55-1} = s^{-0,45}$, ce qui est ce que l'on observe dans la région à basse énergie (1.1). Évidemment les données montrent un accroissement en fonction de l'énergie à partir de $\sqrt{s} > 10 \text{ GeV}$. Il faut donc un autre élément pour expliquer cette croissance : le pomeron.

Le pomeron dans le cadre de la théorie de Regge

Le pomeron est l'échange des nombres quantiques du vide que l'on rencontre notamment dans la diffusion élastique. Dans l'ajustement global des sections efficaces totales de Donnachie-Landshoff, l'échange du pomeron correspond au deuxième terme en $s^{0,0808}$. D'après la relation entre la section efficace totale et l'amplitude à $t=0$, le pomeron doit avoir une trajectoire telle que $\alpha(0) = 1 + \epsilon_0$ avec $\epsilon_0 = 0,086$. Les ajustements les plus récents de la trajectoire du pomeron [Don86] sur les données de diffusion élastique proton-proton favorisent une trajectoire linéaire de la forme :

$$\alpha(t) = 1 + \epsilon_0 + \alpha' t$$

avec une valeur de $\alpha' = 0,25 \text{ GeV}^2$. La pente du pomeron est très différente de celles des autres trajectoires ce qui fait du pomeron un échange très particulier. Si on considère que la

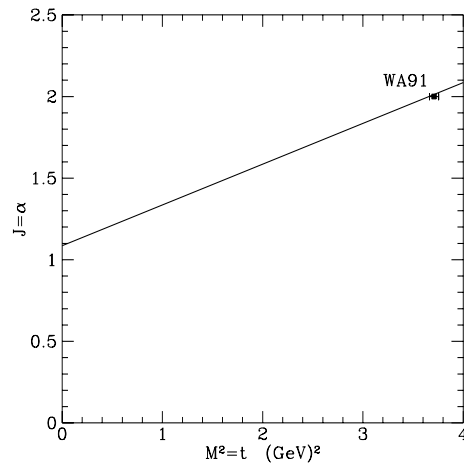


FIG. 1.8 – Trajectoire du pomeron avec le candidat boule de glue de WA91.

paramétrisation de sa trajectoire est bonne, on peut l'extrapoler pour les $t = M^2$ positifs. $\alpha(M^2)$ est égal à 2 pour $M \approx 1900 \text{ MeV}$ (figure 1.8). Or la collaboration WA91 au CERN a établi une résonance ayant les nombres quantiques 2^{++} qui pourrait être une boule de glue (glueball en anglais) exactement à cette masse [WA91].

Cette particule se trouve exactement au bon endroit pour que l'on puisse interpréter l'échange du pomeron comme un échange identiques aux autres dans le cadre de la théorie de Regge, mais avec des particules exotiques sans contenu de quark.

Cette interprétation est cependant à tempérer. Si de la sorte, on peut comprendre ce qu'est l'échange du pomeron, l'intercept supérieur à 1 à $t=0$ de la trajectoire implique que, lorsque le pomeron domine à grande énergie dans le centre de masse, l'extrapolation à énergie infinie viole la limite de Froissard. En fait, on pense qu'il faut également tenir compte des échanges multiples de pomeron quand on atteint le régime asymptotique à très grande énergie. Du coup, la puissance $s^{0,0808}$ actuellement visible aux énergies accessibles ne serait qu'un régime intermédiaire qui devra être corrigé en tenant compte des échanges multiples du pomeron [Lan94]. L'échange de deux pomerons contribue par exemple par un facteur $\frac{s^{2\epsilon_0}}{\ln s}$ à la section efficace totale. La normalisation n'est pas calculable à l'heure actuelle et il y a de nombreuses incertitudes quand à l'importance de leurs contributions. Les expériences du LHC donneront sans nul doute de nouvelles informations intéressantes sur cette physique.

1.3 Photoproduction de particule : VDM

On vient de décrire de manière succincte les principaux concepts de la structure hadronique du photon. Nous allons maintenant l'exploiter dans le cadre du modèle le plus simple : le modèle de dominance vectorielle (ou VDM pour Vector Dominance Model).

Ce modèle se base sur deux hypothèses :

- le photon a une structure hadronique qui se limite aux trois mésons vecteurs ρ , ω , ϕ .

- toute interaction du photon se fait par l'intermédiaire de cette composante hadronique, le photon se convertissant en un méson vecteur neutre auparavant.

Ces hypothèses sont les plus simples, il existe d'autres modèles tel que GVMD (Generalized Vector Model Dominance) dans lesquels les excitations des mésons vecteurs font aussi parties de la structure hadronique et interagissent lors des collisions. Nous nous placerons pour l'instant dans le cadre plus simple de VDM.

1.3.1 Section efficace totale

Un des grands intérêt de VDM est de pouvoir relier plusieurs sections efficaces entre elles et de pouvoir faire des prédictions sur les sections efficaces de photoproduction à partir de celles d'autres réactions.

Un des faits remarquables de la physique hadronique est la constatation que, à haute énergie, le rapport des sections efficaces $\frac{\pi N}{NN}$ est proche de $\frac{2}{3}$ (on ne prend que la contribution du pomeron en $s^{0,0808}$). Par exemple, si l'on reprend les paramétrisations de Donnachie-Landshoff, le rapport de πp sur pp ou $\bar{p}p$ est $\frac{13,6}{21,7} \approx \frac{2}{3}$. Ce rapport est aussi celui du nombre de quarks dans les projectiles. Cela constitue ce que l'on nomme la règle additive des quarks qui exprime le fait que le pomeron se couple aux quarks de valence des hadrons et que les sections efficaces sont directement proportionnelles au nombre de quark en jeu (plus exactement, $\frac{2}{3}$ est le rapport du nombre des possibilités d'échanges entre les quarks du projectile et ceux de la cible). Si ces considérations qualitatives ont un sens, il est à noter que l'essentiel de la section efficace étant pour des cinématiques à bas transfert, cela implique qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une grande échelle d'énergie en jeu pour être sensible au contenu en quark des hadrons. On a avec ce type de réaction de la physique «soft», une preuve indirecte de l'existence et de la nécessité des quarks.

La règle de comptage des quarks est très utile car on peut l'utiliser en combinaison avec VDM pour faire des prédictions. En utilisant l'équation (1.7) avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, la section efficace totale de photoproduction est prédite par :

$$\sigma_{VDM}^{\gamma p}(s) = \sum_{V=\rho^0, \omega, \Phi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma_{tot}^{Vp}(s) \quad (1.10)$$

Pour évaluer $\sigma_{tot}(Vp)$, à défaut d'avoir un faisceau de mésons vecteurs pour mesurer ces sections efficaces, on utilise la règle de comptage des quarks pour l'évaluer ce qui donne :

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^{\rho^0 p} &\approx \sigma_{tot}^{\omega p} \approx \frac{1}{2}(\sigma_{tot}^{\pi^+ p} + \sigma_{tot}^{\pi^- p}) \approx 13,63s^{0,0808} + 31,79s^{-0,4525} \\ \sigma_{tot}^{\phi p} &\approx \sigma_{tot}^{K^+ p} + \sigma_{tot}^{K^- p} - \sigma_{tot}^{\pi^- p} \approx 10,01s^{0,0808} - 1,52s^{-0,4525} \end{aligned}$$

les unités sont en mb. Les valeurs de f_V sont déduites des mesures que l'on fait en collision e^+e^- où le méson vecteur est produit via le graphe d'échange d'un photon avec la relation :

$$\frac{f_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2 m_V}{12\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}$$

Méson	Constante de couplage ($\frac{f_V^2}{4\pi}$)	largeur leptonique $\Gamma_{e\bar{e}}$ (keV)
ρ	$0,53 \pm 0,07$	$6,48 \pm 0,9$
ω	$4,60 \pm 0,5$	$0,76 \pm 0,08$
ϕ	$3,4 \pm 0,3$	$1,34 \pm 0,14$
Ψ	$2,9 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,6$

TAB. 1.3 – Couplage des mésons vecteurs.

α est la constante de structure fine et $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ la largeur de décroissance leptonique du méson vecteur. On a regroupé dans la table (1.3), les valeurs expérimentales obtenues avec les expériences de collision e^+e^- :

La prédiction de SU(3) sur les rapport de ces constantes de couplage ($\frac{1}{f_\rho^2} : \frac{1}{f_\omega^2} : \frac{1}{f_\phi^2}$) est de 9:1:2, à comparer avec ce qui est mesuré³:

$$9 : (1,25 \pm 0,1) : (2,04 \pm 0,2)$$

En injectant toutes ces valeurs dans l'équation (1.10), on a :

$$\sigma_{VDM}^{\gamma p} \approx 53,4s^{0,0808} + 115s^{-0,4525}$$

Où l'unité est le μb . En comparant avec l'ajustement réalisé sur les données (figure 1.2), on voit que l'on ne sature qu'environ 80% de la section efficace totale.

1.3.2 Au delà de VDM

La sous-estimation des sections efficaces n'est pas surprenante. Il faut déjà tenir compte des effets de taille finie sur le taux de décroissance $\rho \rightarrow e^+e^-$, ce qui diminue la largeur de décroissance leptonique [Gou68]. Malgré tout, cela n'étant pas suffisant, une extension de VDM a été proposée qui inclue les excitations des mésons vecteurs ayant les mêmes nombres quantiques ($J^{PC} = 1^{--}$), le $\rho'(1450)$ et le $\rho''(1700)$ par exemple, ainsi que des couplages entre $V \rightarrow V'$ [Lei78], [Sch72]. Il est notamment connue de longue date que dans le spectre de masse invariante $\pi^+\pi^-$ en échelle logarithmique (figure 1.9), on voit une bosse autour de 1,6 GeV. Elle est à l'heure actuelle interprétée comme la production de ρ' et ρ'' [Don87]. Par ailleurs ces mésons excités qui décroissent principalement en quatre pions, se voient aussi en photoproduction de $2\pi^+2\pi^-$ [Ast80], ce qui conforte certainement l'hypothèse qu'il y a des composantes autres que les mésons vecteurs ρ , ω et Φ dans la structure du photon.

Rajouter ces mésons vecteurs peut se faire dans les modèles type GVMD (Generalized Vector Meson Dominance) [Don78]. Dans ces modèles, on suppose que la structure du photon est

3. Pour les mésons vecteur légers la symétrie SU(3) donne de bons résultats. Il est à noter que si on inclut le charme et que l'on étend la symétrie au groupe SU(4), le rapport prédit pour ces constantes de couplage (9:1:2:8) entre les mésons vecteurs légers et le J/Ψ est un facteur 4 au dessus des données $\sim(9:1:2:2)$. Cela peut être interprété comme la signature que l'hypothèse que les constantes de couplage ne dépendent pas de Q^2 n'est plus correcte (il y a sans doute un trop grand écart entre $Q^2 = 0$ et $Q^2 = M_\Psi^2$ qui est de l'ordre de 10 GeV²). Une autre hypothèse est que la contribution des termes non-diagonaux ($J/\Psi \rightarrow J/\Psi'$) devient importante. Dans ce qui suit nous nous limiterons aux mésons vecteurs légers.

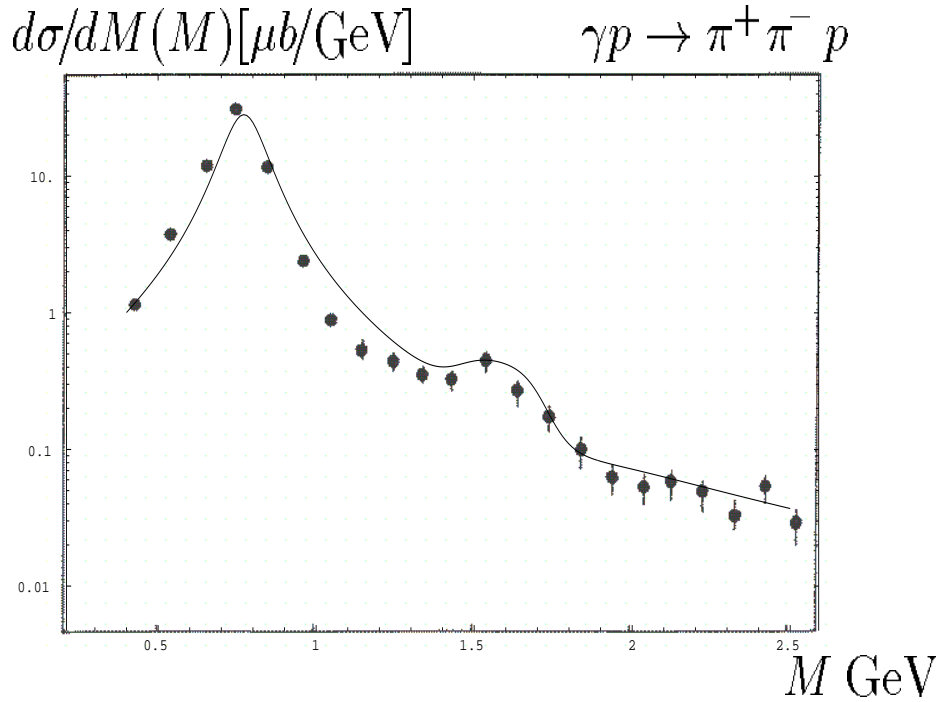


FIG. 1.9 – Spectre de masse invariante $\pi^+\pi^-$ en échelle logarithmique.

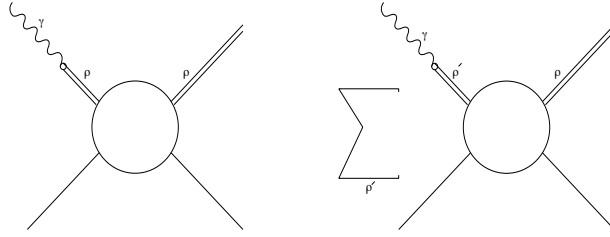


FIG. 1.10 – Diagramme VDM pour la photoproduction de ρ^0 avec les corrections GVDM

constituée d'une «tour» de résonances des mésons vecteurs. On paramétrise leur masse par une relation similaire à une trajectoire de Regge : $m_n^2 = m_\rho^2(1 + an)$ ou $a \approx 2$ et on prend le couplage au photon tel que :

$$\frac{f_V^2}{f_\rho^2} = (1 + an)$$

Cela se traduit par plus de diagrammes possibles dans l'interaction du photon avec le nucléon (figure (1.10)). Parallèlement, l'identité champ-courant est étendue à ces excitations des mésons.

Dans le facteur de forme du pion, avec un méson vecteur ρ' on rend compte complètement des données dans la gamme de masse invariante $\pi^+\pi^- \approx 1,2 - 1,3$ GeV. Ces modèles rendent aussi correctement compte des données en diffusion inélastiques ($\gamma p \rightarrow \rho^0 X$) à petit x_B (x Bjorken) [Bau78].

Il y a cependant de nombreuses incertitudes dans les hypothèses prises qui rendent ce

type de modèle très flexible :

- Les constantes de couplage des mésons excités au courant hadronique sont difficiles à évaluer.
- Il est très possible qu'il faille tenir compte de termes non diagonaux de fluctuation de $V \rightarrow V'$.

Il n'est donc pas très étonnant que l'on puisse expliquer les données dans ce cadre.

Une autre possibilité est que les constantes de couplage f_V que l'on déduit à $Q^2 = -m_V^2$ dépendent de Q^2 de sorte que l'extrapolation à $Q^2 = 0$ n'est pas bonne et nous conduit à sous-évaluer les couplages [Lei78].

1.3.3 Absorption sur les noyaux

La présence d'une structure hadronique est confirmé par les effets d'absorption sur les noyaux. Si l'hypothèse selon laquelle les mésons vecteurs préexistent dans la fonction d'onde du photon est vraie et que les interactions se font par cette composante, alors il devrait être possible de le mettre en évidence indirectement dans la production de mésons vecteurs sur les noyaux. En effet, quand on est à suffisamment grande énergie, le temps de formation devient grand devant le rayon du noyaux. Si le photon interagit par sa composante directe, alors le photon incident a la même chance d'interagir avec tous les nucléons le long de son parcours et la section efficace totale devrait être proportionnelle au nombre de nucléon dans le noyaux.

$$\sigma_{tot}(A) = A\sigma_{tot}(1)$$

Où $\sigma_{tot}(1)$ est la section efficace totale sur le nucléon. Au contraire, s'il y a une structure préexistante alors le photon doit interagir principalement avec les nucléons du noyau que le photon rencontre en premier. Ils doivent absorber le méson vecteur pour ne laisser continuer que la composante nue du photon. Dans ce cas, la section efficace est inférieure à la somme des sections efficaces individuelles sur le nucléon

$$\sigma_{tot}(A) < A\sigma_{tot}(1)$$

Cette propriété est connue dans la littérature anglaise sous le nom de «shadowing». Les expériences réalisées sur les noyaux lourds sont favorables à cet effet [Cal79], et donne un effet d'atténuation de l'ordre de 20 % à partir de 4 GeV [Bau78].

1.4 Le canal $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$

La double photoproduction de pion est un canal où plusieurs processus contribuent. Il y a donc plusieurs amplitudes qui interfèrent pour construire la section efficace totale. On

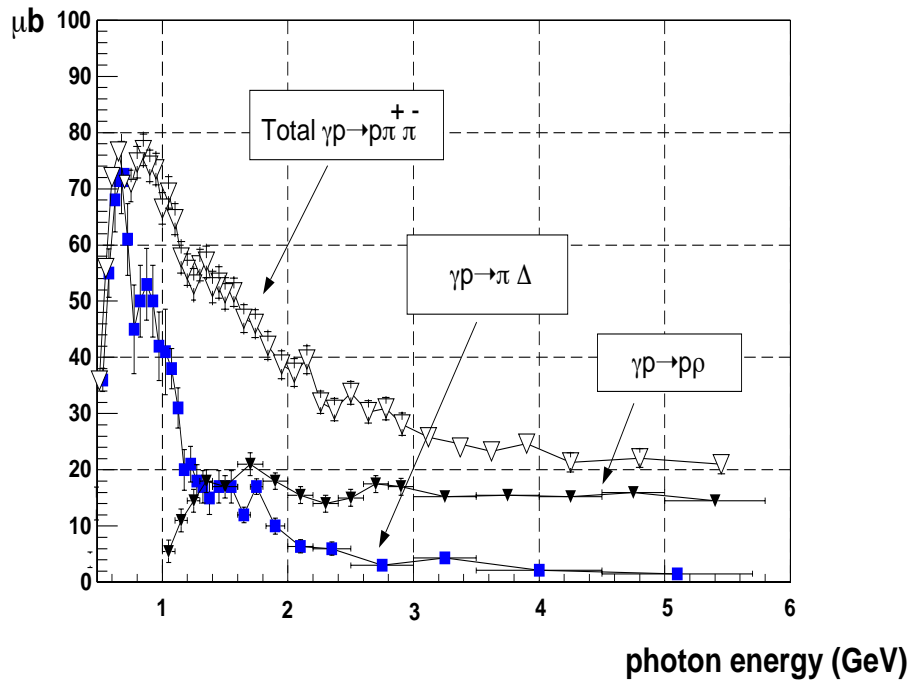


FIG. 1.11 – Section efficace totale $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ à basse énergie (données ABBHM) que l'on a décomposé en la partie production de Δ^{++} à basse énergie et production de ρ (valeurs minimum).

peut quand même schématiquement découper le domaine d'énergie en deux parties. Du seuil (environ 400 MeV) jusqu'à environ 2 GeV d'énergie de photon, la double photoproduction de pion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ est dominée par les résonances et plus particulièrement le canal $\gamma + p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$. Au delà de 2 GeV, le processus qui contribue essentiellement à la double production de pion $\pi^+\pi^-$ est la production du méson vecteur ρ , qui ensuite décroît en deux pions.

Nous allons détailler les caractéristiques expérimentales les plus marquantes et les modèles les plus courants qui tentent d'expliquer les caractéristiques de ce canal.

1.4.1 Caractéristiques expérimentales

Sections efficaces totales

On a représenté sur la figure (1.11) la section efficace totale à basse énergie telle qu'elle a été mesurée dans les expériences en chambre à bulle par la collaboration ABBHM [ABB68].

On peut remarquer la montée très rapide de la section efficace totale entre 500 MeV et 800 MeV. Cette remontée est en grande partie attribuée à la résonance baryonique Δ^{++} qui est excitée et décroît en $p\pi^+$ [Luk71].

Au dessus de 2 GeV, la section efficace atteint un plateau entre 2 et 20 GeV (figure (1.3)) et ne présente plus de structure flagrante, puis remonte lentement avec l'énergie. A très haute énergie, les nouvelles données de HERA [Cri97] sur la photoproduction ont

récemment ravivé l'intérêt pour cette réaction. Elles montrent un accroissement significatif de la section efficace qui est entièrement dû à la nature de l'échange: le Pomeranchukon alias le pomeron.

Spectres de masse invariante à basse énergie

Les spectres de masse invariante (figure (1.12)) permettent de voir trois des principaux processus dans la double photoproduction de pions, à savoir :

- la production de Δ^{++} . La résonance Δ est une résonance baryonique de spin $J = \frac{3}{2}$ et d'isospin $I = \frac{3}{2}$ qui décroît essentiellement en πN . Pour le Δ^{++} , on le voit dans la masse invariante $M_{p\pi^+}$. Sa largeur est de $\Gamma_{\Delta} = 125$ MeV. Elle est composée de trois quarks u avec leurs spins alignés ($|u \uparrow\rangle|u \uparrow\rangle|u \uparrow\rangle$).
- la production de Δ^0 . Cette résonance est constituée de $|u \uparrow\rangle|d \uparrow\rangle|d \uparrow\rangle$. Comme elle décroît en $p\pi^-$, on la voit dans la masse manquante $M_{p\pi^-}$.
- la production de ρ . Nous avons représenté un spectre typique de masse invariante $\pi^+\pi^-$. Nous avons vu qu'au dessus de 2 GeV, c'est la diffusion de la composante ρ du photon qui domine la section efficace. Dans la région des résonances, on peut penser qu'il y a un reste de ce processus mais également une contribution des résonances qui décroissent dans ce canal. Il y a notamment la résonance $N^* D_{13}(1520)$ qui décroît en $p\rho$ avec une probabilité de 15 à 25 %. Ainsi que, mais à un degré moindre, les résonances $P_{11}(1440)$ et $S_{11}(1535)$.

Distribution angulaire de décroissance du ρ

Deux expériences en photons polarisés [SBT69], [Cri70] ont permis d'analyser de manière assez précises les caractéristiques de la décroissance. Dans l'annexe A, on a détaillé le formalisme qui traite de la décroissance en mésons scalaires.

Le coefficient $\rho_{00}^0 \sim |T_{01}|^2 + |T_{0-1}|^2$ mesure l'amplitude du renversement d'hélicité (Si $\rho_{00}^0 \neq 0$ alors il y a renversement de l'hélicité, i.e. $\Delta\lambda = \pm 1$). La somme $\rho_{1-1}^1 + Im\rho_{1-1}^2$ mesure l'intensité de l'amplitude $\Delta\lambda = \pm 2$. L'interférence entre les amplitudes $\Delta\lambda = \pm 1$ et $\Delta\lambda = \pm 0$ est mesuré par $Re\rho_{10}^1 - Im\rho_{10}^2$ et celle entre les amplitudes $\Delta\lambda = \pm 2$ et $\Delta\lambda = \pm 0$ par ρ_{1-1}^0 . Sur la figure (1.13) on a représenté les résultats de SLAC (~ 5 GeV) pour les éléments de la matrice de densité de spin.

On peut en tirer les conclusions suivantes :

- Dans le système de Gottfried-Jackson, ρ_{00}^0 n'est pas nul : l'hélicité dans la voie t n'est pas conservé.
- Les ρ_{ij}^α varient aussi dans le système d'Adair. Il n'y a pas d'indépendance de spin dans la voie s dans le centre de masse.
- Dans le système de l'hélicité, les ρ_{ij}^α ne varient pratiquement pas jusqu'à des transfert $|t| \leq 0,4$ GeV²

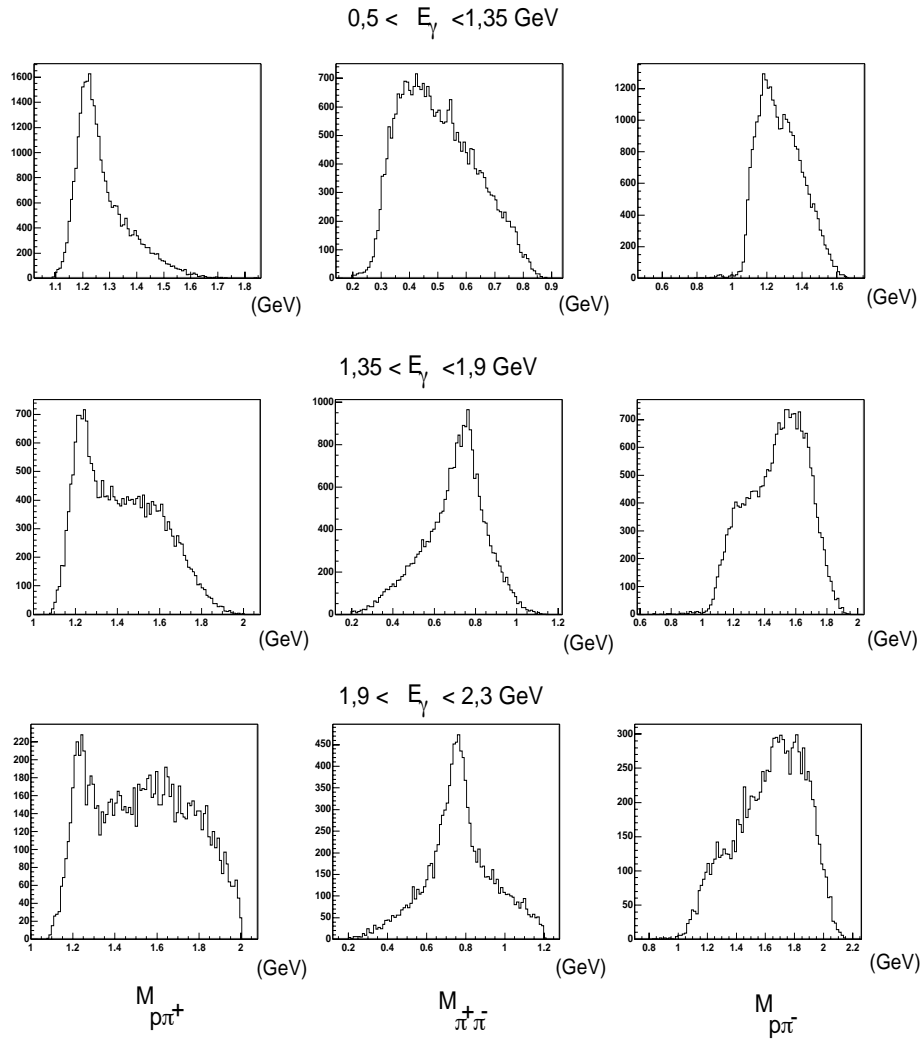


FIG. 1.12 – *Masses manquantes typiques dans CLAS pour $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$.*

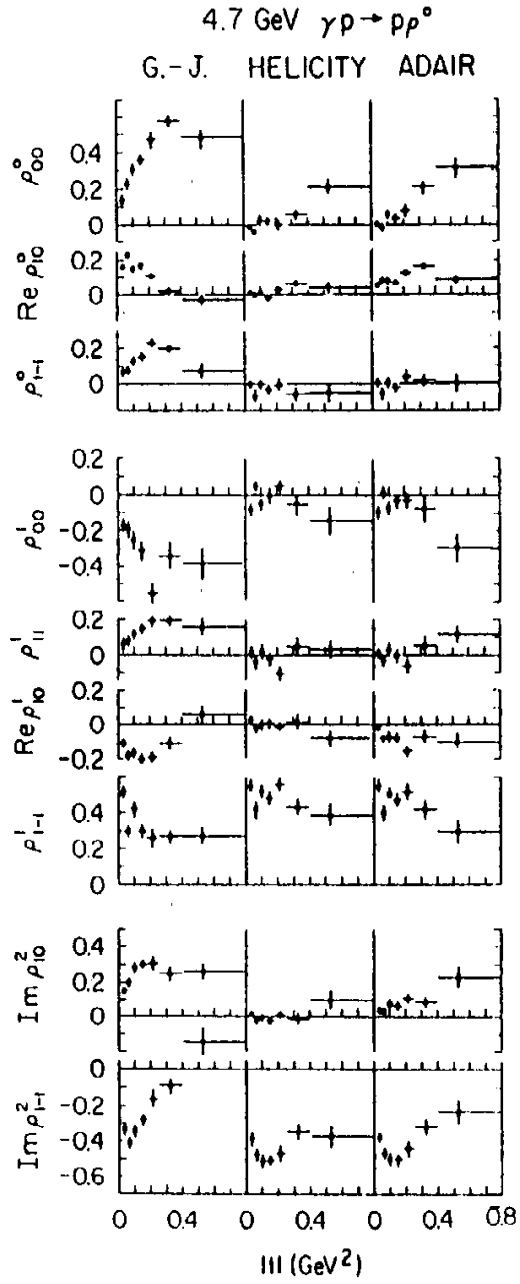


FIG. 1.13 – Matrice de densité de spin en fonction de t .

La photoproduction de ρ conserve donc l'hélicité dans la voie s (au moins jusqu'à $|t| \leq 0,4 \text{ GeV}^2$). C'est une caractéristique typique des processus diffractifs, que l'on retrouve également dans les nouvelles données de HERA à beaucoup plus haute énergie [Cri97].

Section efficace de photoproduction de ρ

La valeur expérimentale de la section efficace de production de ρ souffre d'une incertitude de l'ordre de 15 à 20 %. Cela est dû au fait que le spectre de masse dipion du rho n'est pas symétrique mais est déformée vers les basses masses. On ne peut donc pas le représenter comme une simple courbe de Breit-Wigner au dessus d'un « bruit de fond » d'espace de phase. L'explication la plus populaire pour ce déplacement est une interférence entre la production de ρ et la production de paire de pions au travers du mécanisme de Drell (voir paragraphe 4.3). Une des caractéristiques remarquables de cette asymétrie est qu'elle existe toujours aux énergies accessibles de HERA. Cela implique notamment que l'explication de ce processus provient sûrement de la structure du photon.

Plusieurs méthodes ont été utilisées pour s'affranchir de ce problème dont nous citons les deux principales :

- La première consiste à ajuster une courbe de Breit-Wigner BW_ρ dans l'onde P de manière purement phénoménologique avec la modification de Ross-Stodolsky :

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}} = f_\rho * BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) * \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^{n_{RS}}$$

Où f_ρ et n_{RS} sont des constantes et

$$BW_\rho(M_{\pi\pi}) = \frac{M_\rho M_{\pi\pi} \Gamma_\rho(M_{\pi\pi})}{(M_\rho^2 - M_{\pi^+\pi^-}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2(M_{\pi\pi})}$$

La largeur dépendante du moment pour le ρ est prise suivant la suggestion de Jackson [Jac64] :

$$\Gamma_\rho(M_{\pi\pi}) = \Gamma_0 * \left(\frac{q^*}{q_0^*}\right)^3 * \frac{2}{1 + (q^*/q_0^*)^2}$$

Où Γ_0 est la largeur du ρ , q^* est le moment du pion dans le centre de masse de la paire de pion. q_0^* est la valeur de q^* quand $M_{\pi\pi} = M_\rho$. La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\pi \Gamma_0}{2} \left. \frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} \right|_{M_{\pi\pi}=M_\rho}$$

Cette modification du spectre dipion doit être ajoutée ad'hoc dans VDM pour pouvoir en reproduire l'aspect asymétrique. Une certaine légitimité a été fournie à cette paramétrisation par l'étude de la composante dipion du photon [Yen75].

- La deuxième est la procédure de Spital et Yennie. Remarquant que l'interférence dans le modèle de Drell-Söding est nulle à la masse du ρ , ils ont proposé la définition suivante :

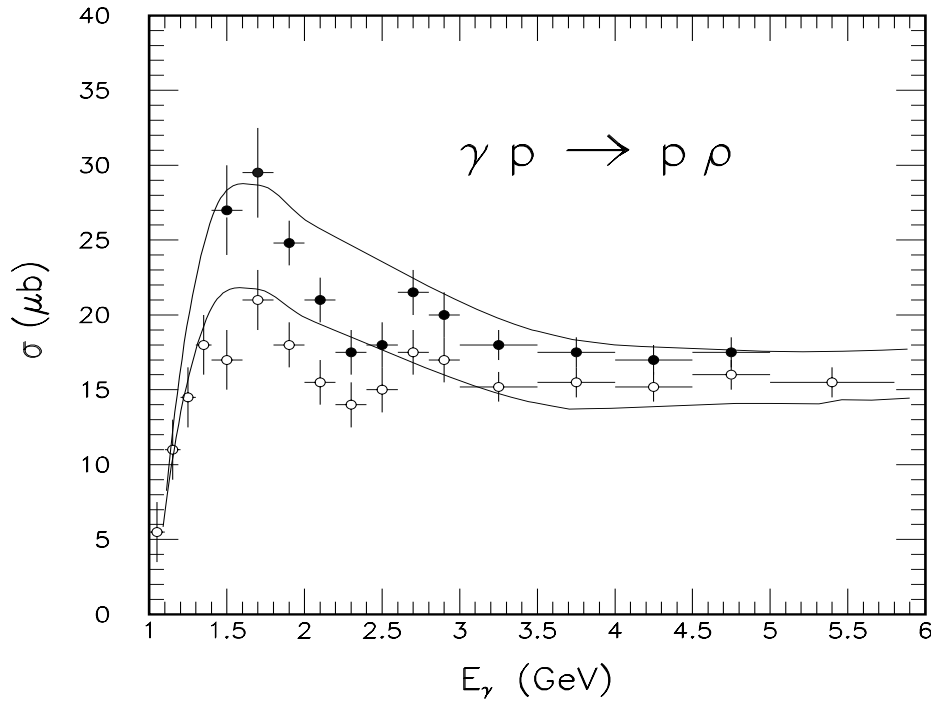


FIG. 1.14 – Section efficace expérimentale de photoproduction de ρ . Les deux lignes montrent les limites haute (Méthode par Breit-Wigner) et basse (méthode Spital-Yennie) pour la section efficace.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{2}\pi\Gamma_\rho \frac{d\sigma}{dt dm_{\pi\pi}} \Big|_{m_{\pi\pi}=m_\rho}$$

où l'on prend m_ρ et Γ_ρ des expériences en collision e^+e^- . On peut voir sur la figure (1.14) que l'ambiguïté sur la valeur de la section efficace est loin d'être négligeable puisqu'elle atteint près de 25%.

1.4.2 Prédiction de VDM pour $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

En utilisant la relation sur les nombres complexes : $|T|^2 = (ImT)^2(1+\eta^2)$ où $\eta = \frac{ReT}{ImT}$, le théorème optique (équation 1.9) et la définition de la section efficace différentielle (équation 1.8), on obtient l'expression suivante pour la section efficace différentielle à $t=0$:

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}(VN \rightarrow VN) = \frac{1}{16\pi}(1+\eta^2)\sigma_{tot}^2(VN)$$

L'expression de la section efficace différentielle à $t=0$ pour la photoproduction devient alors :

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}(\gamma N \rightarrow VN) = \alpha \frac{4\pi}{f_V^2} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}(VN \rightarrow VN)$$

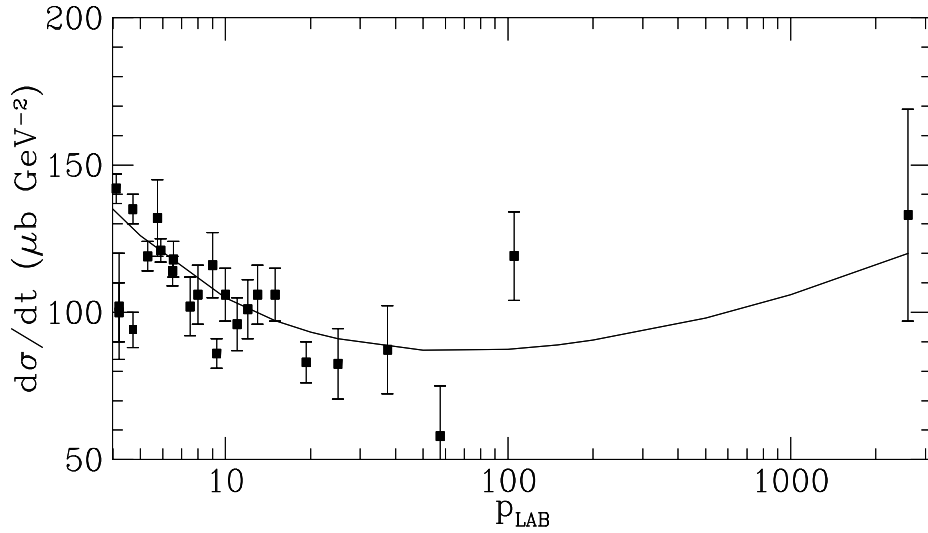


FIG. 1.15 – Section efficace différentielle à $t=0$ pour $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$. Les données sont de [Don95]

$$= \frac{\alpha}{16\pi} \frac{4\pi}{f_V^2} (1 + \eta^2) \sigma_{tot}^2(VN)$$

En combinant ces relations, on obtient finalement une section efficace différentielle de photoproduction de ρ à $t=0$ approximativement supérieure de 16 % à celle mesurée qu'il faut normaliser par un facteur 0,84 pour reproduire les données comme sur la figure (1.15) [Don95].

1.4.3 Les mécanismes de production

A basse énergie, les modèles qui traitent de la double photoproduction de pion sont essentiellement basés sur les lagrangiens effectifs et considère seulement des graphes incluant les résonances possibles à l'ordre des arbres. Le premier d'entre-eux fût le modèle de Luke et Söding [Luk71]. Récemment, deux modèles ont été proposés qui complètent celui de Luke et Söding en prenant en compte des processus complémentaires de moindre importance [Gom94], [Mur95].

Les canaux $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$ et $\gamma p \rightarrow p \rho^0$ à basse énergie

Expérimentalement, le processus dominant à basse énergie est $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$. Le processus contient, au moins pour une part, un processus intermédiaire avant la production de Δ . L'expérience indique également que cet échange est principalement du type $I=\frac{1}{2}$ dans la voie s, autrement dit, les résonances N^* dans la voie s. D'ailleurs, les principales résonances comme la D_{13} , la P_{11} , la S_{11} sont en effet connue pour décroître en $N^* \rightarrow N\gamma$. Elles peuvent donc être excitées par des photons puis décroître en $\pi \Delta$.

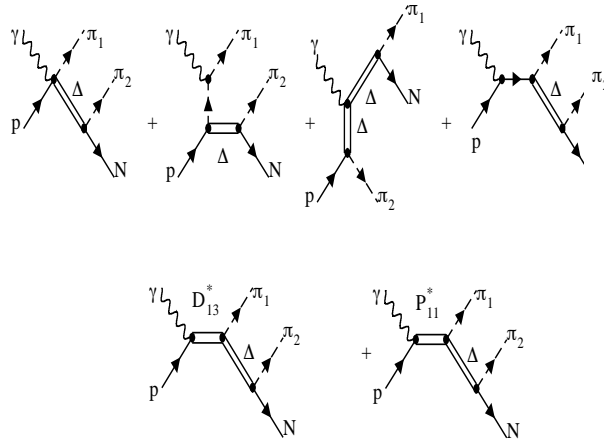


FIG. 1.16 – Diagrammes pris en compte dans le modèle de Luke et Söding

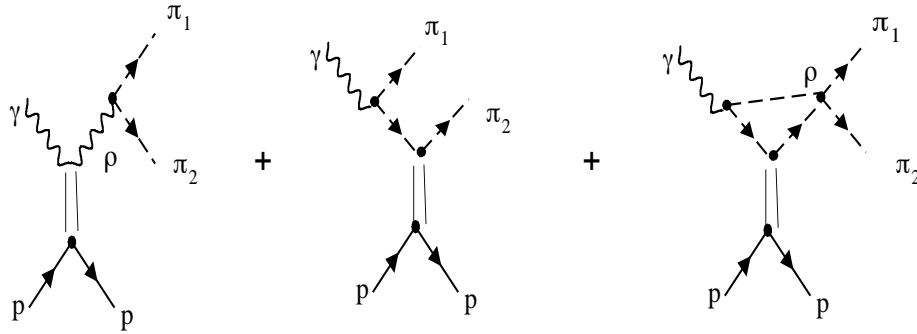


FIG. 1.17 – Mécanisme de Drell pour la double production de pion

Le modèle de Luke et Söding

Ce modèle incorpore deux de ces états intermédiaires, la résonance P_{11} ($N(1440)$) et la D_{13} ($N(1520)$). A cela s'ajoute le diagramme d'échange du pion, le terme de contact sensé assurer l'invariance de jauge et les effets d'absorption qui traduit la ré-interaction des pions (figure (1.16)). A partir du seuil pour produire le ρ ($E_\gamma=1100$ MeV) jusqu'à 2 GeV où il ne reste que le régime diffractif, il semble qu'il y ait une superposition de deux processus pour le canal $\gamma p \rightarrow p\rho$: une amplitude diffractive + une décroissance en $p + \rho$ des résonances $\Delta(1950)$ et $\Delta(2420)$.

Le ρ décroissant en deux pions, il faudrait également incorporer au photon une composante étendue de deux pions dans une onde P l'un par rapport à l'autre. La paire de pions $\pi^+\pi^-$ est alors produite à partir d'un continuum qui représente la dissociation de la paire de pion alors qu'elle se trouve à proximité de la cible. L'aspect asymétrique du spectre de masse dipion à petit t est interprété comme le révélateur de cette composante dipion [Yen75][Bau78], car elle interfère avec la diffusion de la composante ρ du photon. Dans le modèle de Söding pour la photoproduction de paire de pion, cet effet est pris en compte en incluant le mécanisme de Drell de dissociation de paire de pion (voir figure (1.17)).

Avec ce mécanisme qui se rajoute au modèle VDM pour la dissociation du photon, il

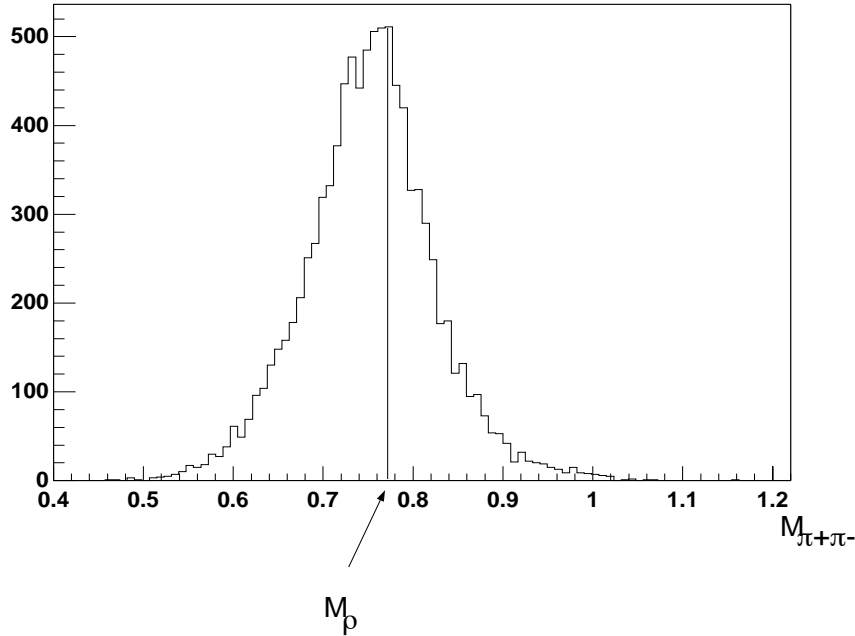


FIG. 1.18 – *Asymétrie dans CLAS pour $|t| < 0,1 \text{ GeV}^2$. La ligne représente la masse du rho (770 MeV).*

est possible de reproduire correctement l'asymétrie de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$.

Le modèle de Oset et Gomez

Ce modèle incorpore tous les états possibles systématiquement prenant exemple sur les réactions $\pi p \rightarrow \pi\pi N$ où il est usuel de tenir compte pour un processus de plus de 50 diagrammes. Ils arrivent à un total de 67 diagrammes. Leur résultats principal est que le pic de la section efficace au seuil est le résultat d'une interférence entre le processus $\gamma p \rightarrow N^*(1520) \rightarrow \Delta\pi$ et le terme de contact de Kroll-Rudermann. L'unitarité n'étant pas prise en compte cependant dans ce modèle, la dépendance en énergie n'est alors plus bonne au delà de $E_\gamma = 700 \text{ MeV}$.

Le modèle de Laget et Murphy (LM)

Ce modèle tient compte des deux canaux dominants, $\gamma p \rightarrow \pi\Delta$ et $\gamma p \rightarrow p\rho$, ainsi que d'autres canaux moins important, $\gamma p \rightarrow \pi D_{13}$ et $\gamma p \rightarrow \pi P_{11}$.

En ce qui concerne le canal $\gamma p \rightarrow \pi\Delta$, c'est une mise à jour du modèle de Luke et Soding, qui bénéficie des progrès réalisés dans la détermination des différentes constantes de couplage. Les termes de Born (diagrammes I-a) à I-d) de la figure (1.19)) reproduisent bien la section efficace à basse énergie (en dessous de 700 MeV) mais la surestime à plus haute énergie. Il faut tenir compte du couplage aux canaux inélastiques: l'unitarité de la matrice de réaction impose que l'ouverture de ces canaux entraîne une perte de flux dans

le canal $\pi\Delta$. Cette correction absorptive est traitée dans un modèle de rediffusion $\pi\Delta$ dans l'approximation eikonale.

En dessous de 1 GeV, cette procédure conduit à une bonne estimation du comportement moyen de la section efficace. Mais il faut tenir compte des contributions de la formation des résonances D_{13} , P_{11} et D_{33} dans la voie s (diagrammes II) et III) de la figure (1.19)), qui interfèrent avec les termes de Born pour reproduire le premier maximum de la section efficace intégrée, vers 700 MeV, et le second maximum aux alentours de 900 MeV.

Ces résonances ne contribuent plus au delà de 2 GeV, où les termes de Born corrigés de l'absorption reproduisent bien le comportement de la section efficace intégrée. Toutefois, cette description surestime les distributions angulaires à grand transfert (Il s'agit ici du transfert au Δ et non comme pour le ρ du transfert au proton).

La solution élégante de ce problème consiste à "reggeiser" les propagateurs des mésons échangés dans les termes de Born. L'échange de toute une trajectoire de Regge tient compte de l'échange d'autres mésons que le pion, et offre une manière simple de satisfaire l'unitarité et l'analyticité de la matrice de transition. C'est toutefois une description valable à haute énergie qui interpole la valeur moyenne des contributions des résonances produites dans la voie s (dualité) : il n'est donc pas possible de rajouter aux termes de Born reggeisés les contribution individuelles de ces résonances.

Il se trouve que ces deux descriptions conduisent à des résultats similaires à 2 GeV. Nous utiliserons donc le modèle de Born, corrigé pour l'absorption et la contribution des résonances baryoniques créées dans la voie s , en dessous de 2 GeV et le modèle reggeisé au dessus de 2 GeV pour analyser les résultats de CLAS.

Le canal $\gamma p \rightarrow p\rho$ quant à lui est décrit par l'échange, dans la voie t , de trois trajectoires de Regge : celle du Pomeron, celle du méson tenseur f_2 et celle du méson σ ((diagrammes V) de la figure (1.19))). Le Pomeron contribue surtout à très haute énergie (HERA) : il est remarquable que la même constante de couplage, entre le Pomeron et un quark, permette de reproduire à la fois la diffusion Nucléon-Nucléon et la photoproduction de mésons vecteurs à haute énergie. Aux énergies intermédiaires (Fermi Lab., Cern) le Pomeron sous-estime les données: il faut tenir compte de l'échange du méson f_2 .

L'extrapolation de ce modèle à basse énergie reproduit les données existantes. Toutefois leurs grande imprécision laisse la place à un échange possible du méson σ : c'est une modélisation de l'échange de deux pions en interaction forte près du seuil.

Ce modèle simple du canal de photoproduction du ρ reproduit également les distribution angulaires jusqu'à un transfert de 1 GeV².

Les contributions des canaux $\gamma p \rightarrow \pi D_{13}$ et $\gamma p \rightarrow \pi P_{11}$ sont traitées d'une manière semblable à celle du canal $\gamma p \rightarrow \pi\Delta$, mais ne contribue que pour quelques pour cent à la section efficace du canal $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

Ce modèle ne contient pas de paramètres libres, en ce sens qu'ils ont tous été déterminés dans l'analyse d'autres canaux indépendants. On peut bien sûr ajuster plus finement leur valeur dans la limite de leurs barres d'erreur, mais ce modèle nous offre un bon point de départ pour l'analyse des données récentes de CLAS: elles nous renseigneront sur les mécanismes qui manquent.

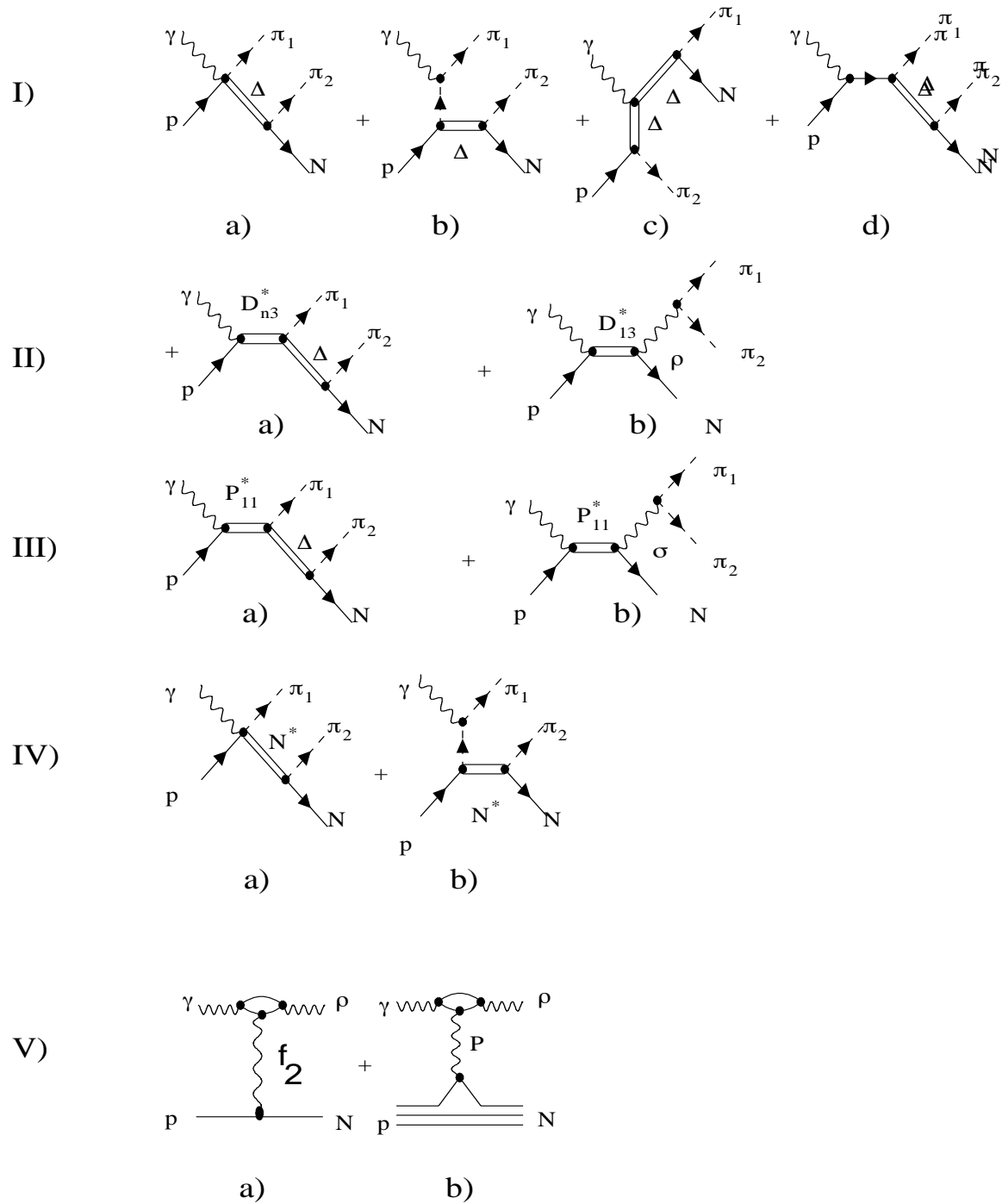


FIG. 1.19 – Graphe pris en compte dans le modèle Laget-Murphy.

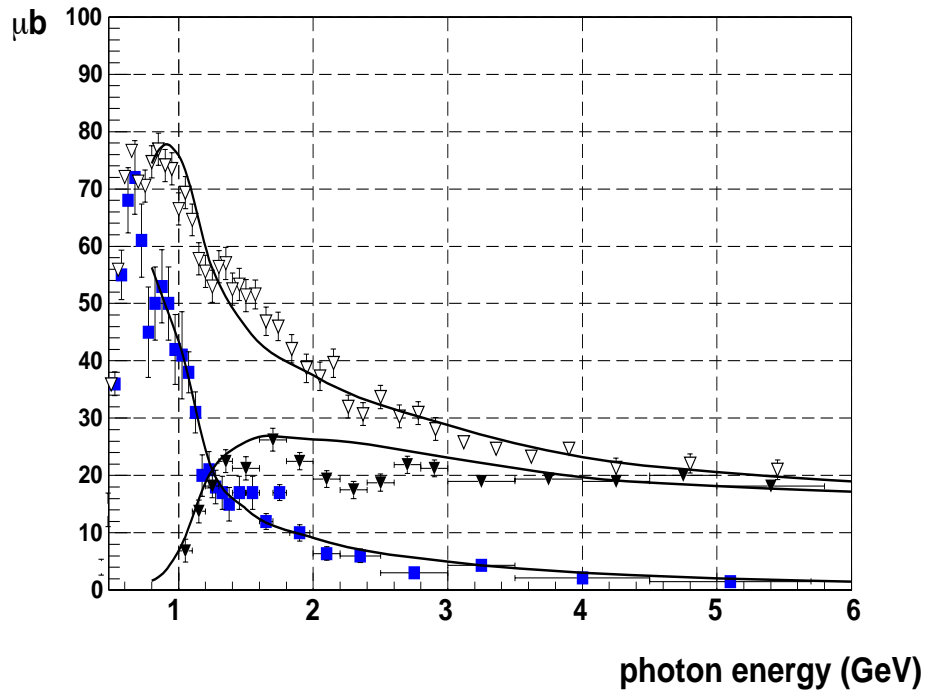


FIG. 1.20 – *Comparaison expérience/modèle LM des sections efficaces totales des principales contributions: Δ^{++} et ρ . $\sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ est également reproduit correctement. Les données sont celles de ABBHHM.*

C'est donc celui que nous utiliserons pour comparer à nos résultats. On peut voir sur la figure (1.20) dans la comparaison entre les résultats de ce modèle et les sections efficaces extraites par ABBHHM que l'accord est bon.

Le modèle de Zhao et Li [Zha98]

Ils ont développés un modèle de quarks constituants pour l'étude de la photoproduction de méson vecteur ρ et ω par les résonances. Cette approche semble très prometteuse puisqu'il n'y a besoin que de quelques paramètres pour pouvoir faire des prédictions dans le domaine des résonances contre beaucoup plus dans les approches basées sur les lagrangiens effectifs. Dans ce modèle, la photoproduction diffractive de ρ est prise comme l'échange du σ et du π^0 suivant l'approche développée dans la référence [Soy96]. La validité de ce modèle est donc limité à des énergies de photons en dessous de 2 GeV. D'autre part, ce modèle n'incorporant pas les autres canaux ($\gamma p \rightarrow \pi\Delta$ en particulier), il n'est pas possible de se comparer aux données.

Les modèles géométriques : séparation entre pomeron et f La production de ρ peut être considéré comme dominé par l'échange du f (le f est un méson tenseur de spin 2 de masse 1270 MeV) et du pomeron dans la voie t puisque les échanges de parité non-naturelle et les échanges de parité naturelle telle que I=1 sont faibles.

Une séparation entre l'amplitude du f et celle du pomeron a été réalisé par Chadwick et

Paramètre	$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$
A_P	$7,6 \pm 0,5 \mu b^{1/2} GeV^{-1}$
A_f	$10,7 \pm 0,9 \mu b^{1/2}$
B_P	$(0,59 \pm 0,23) + (0,69 \pm 0,07) \ln s$
B_f	$(0,35 \pm 0,27) + (0,47 \pm 0,28) \ln s$

TAB. 1.4 – Paramètres DAM (Dual Absorption Model) de l'échange du pomeron et du f (d'après [Cha73])

al [Cha73]. Ils utilisent le modèle d'absorption duale (DAM) développé par Harari [Har71] pour rendre compte des caractéristiques générales des réactions à deux corps. Dans cette approche, on travaille dans l'espace des paramètres d'impact et l'on considère les transformées de Bessel du profil de l'amplitude en fonction de ce paramètre b . Cette analyse suivait une séparation similaire entre le f et le pomeron dans la diffusion πN [Dav72]. Dans ce cadre, la production de ρ est paramétrisée en terme de deux composants : un terme de pomeron central et un terme d'échange périphérique du f .

$$P(s, t) = iC_P e^{A_P(s)t}$$

$$Imf(s, t) = \frac{C_f}{\sqrt{s}} e^{A_f(s)t} J_0(\sqrt{R(-t)})$$

la section efficace s'écrivant

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) &= |P(t) + f(t)|^2 \\ &= |P(t)|^2 + 2P(t).Imf(t) \end{aligned}$$

où l'on néglige le terme $|f(t)|^2$ qui décroît comme $1/s$. Avec cette paramétrisation, et la pente du pomeron tirée de l'analyse en πN de la référence [Dav72], il est possible d'obtenir un bel accord avec les données jusqu'à 20 GeV d'énergie de photon. Cependant, il n'y a pas dans cette approche de dépendance en énergie du terme pomeron qui doit être rajouté à la main. On peut trouver dans la table (1.4), les valeurs des paramètres obtenues après ajustement.

Dans le cadre de cette approche, les auteurs concluent que l'échange du f a un caractère périphérique, ce qui dans la vision en terme du paramètre d'impact des DAM signifie que l'échange du f est une interaction à longue distance qui est à son maximum dans un anneau de l'ordre de 1 fm autour du proton (figure (1.21)).

Cette approche, bien qu'illustrative, n'est plus beaucoup employée aujourd'hui. Elle a cependant le mérite de mettre l'accent sur les principaux ingrédients pour la photoproduction du méson vecteur ρ : le pomeron et le f .

Contributions non-diffractive à l'arrière : ρ et f_2 Clift et al. [Cli76] auprès de l'accélérateur NINA de Daresbury ont mesuré la production de ρ et de f_2 (nommé simplement f

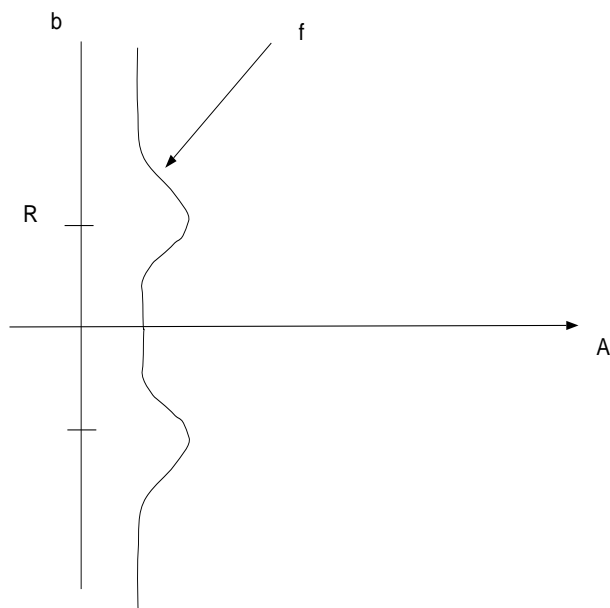


FIG. 1.21 – Amplitude périphérique du f dans l'approche duale.

à l'époque) aux angles arrières. Le f_2 décroît en effet en $\pi^+\pi^-$ comme on peut le voir dans les interactions $\gamma - \gamma$ (figure (1.22)) et il est possible de le voir dans les spectres de masse invariante dipion. Nous montrerons dans le chapitre consacré à l'analyse comment on peut mettre en évidence ce canal avec CLAS.

La section efficace est comparable à celle du ρ à l'arrière. Le spectre dipion du ρ ne présente pas de déformation comme à l'avant. Pour le ρ ces mécanismes sont interprétés par l'échange d'isospin $I=\frac{1}{2}$ à petit u et $I=\frac{3}{2}$ pour $|u| > 0,5 \text{ GeV}^2$ dans la voie u . Pour le f_2 par l'échange d'isospin $I=\frac{1}{2}$ (le nucléon). Son étude pourrait être intéressante puisqu'elle pourrait nous renseigner sur le couplage du f_2 au nucléon (voir figure (1.24)). On trouvera dans la référence [Sto84] une revue complète sur la problématique des échanges de baryons.

1.5 Le pomeron

1.5.1 Caractéristiques

Expérimentalement, le pomeron se caractérise par l'échange des nombres quantiques du vide, $I=0$ et $C=+1$. Le pomeron d'autre part, est un échange qui conserve la parité dans la voie s (SCHC). La règle de comptage des quarks dans les diffusions élastiques indique que le pomeron se couple au quark. Le couplage d'après la phénoménologie des collisions pp et $p\bar{p}$ est pris comme le couplage du photon au quark : le coefficient au vertex est $\gamma^\mu\beta_0$ où β_0 est une constante. Le couplage aux quarks du proton est par ailleurs, validé par les données des expériences de dissociation diffractive du proton à ISR [Lan94].

Dans la théorie de Regge, le pomeron est l'échange d'une trajectoire spéciale et pour laquelle on a peut-être trouvé une particule associée qui serait une bulle de glue. Il serait souhaitable d'avoir une compréhension dynamique du phénomène, bien que dans ce domaine

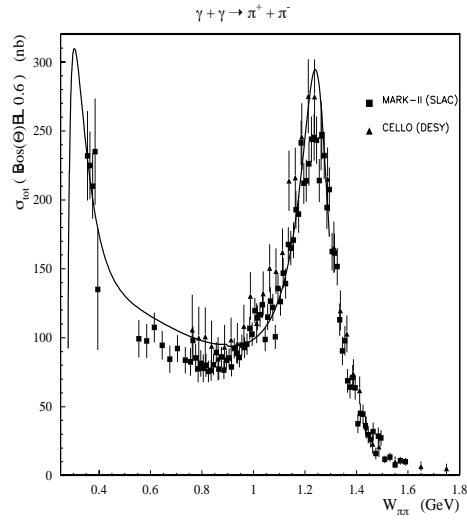


FIG. 1.22 – Spectre expérimental interaction $\gamma - \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$

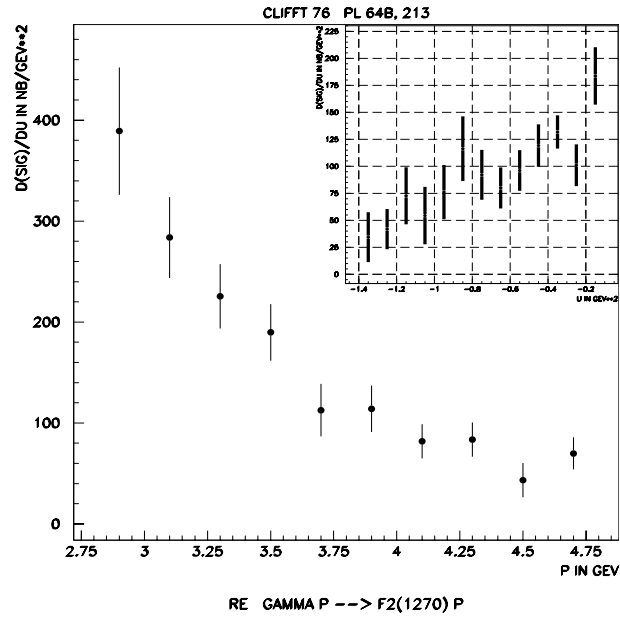


FIG. 1.23 – Section efficace de f_2 mesurée aux angles arrières avec la distribution en u en encart.

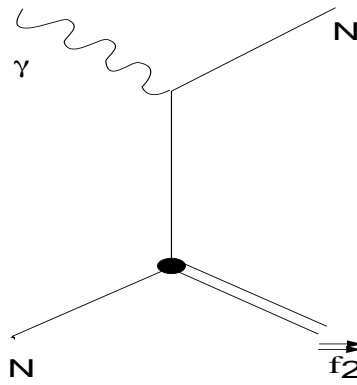
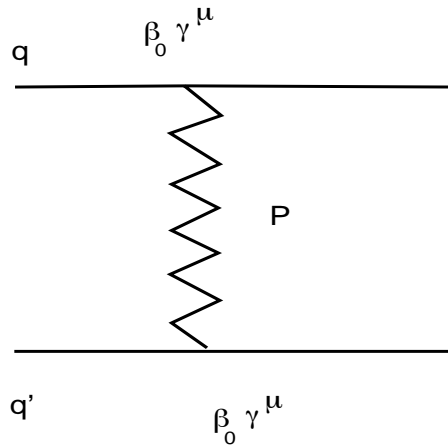
FIG. 1.24 – Diagramme d'échange du nucléon dans la production de f_2 

FIG. 1.25 – Modèle du pomeron avec un pôle de Regge

cinématique, la question de l'applicabilité de la QCD est ouverte et fait l'objet de recherche très active sur le plan théorique. En attendant une conclusion sur la véritable nature du pomeron, plusieurs modèles phénoménologiques ont été imaginés et appliqués au cas de la photoproduction.

1.5.2 Modèles non-perturbatif du Pomeron

Modèle de Donnachie-Landshoff (DL)

Ce modèle du pomeron est un modèle à la Regge de l'amplitude de diffusion quark-quark [Don87].

L'amplitude s'écrit :

$$\beta_0^2 \bar{u} \gamma_\mu u \bar{u} \gamma^\mu u \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)-1} \left\{ e^{-\frac{1}{2}i\pi(\alpha(t)-1)} \right\}$$

où $\beta_0^2 = 4 \text{ GeV}^{-2}$, la trajectoire choisie est celle du pomeron $\alpha(t) = 1,08 + \alpha' t$ avec $\alpha' = 0,25 \text{ GeV}^{-2}$. La phase est fixée par l'échange qui est $C=+1$. Pour reproduire les

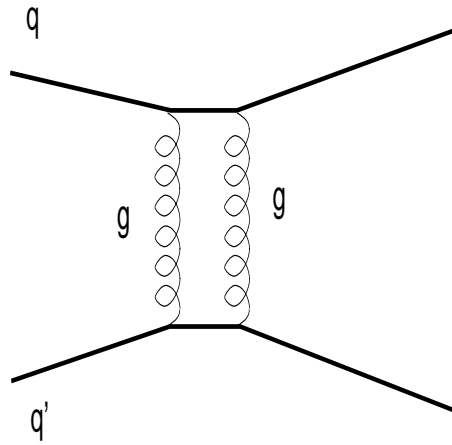


FIG. 1.26 – *Modèle du pomeron avec les deux gluons non-perturbatif*

données de l'expérience ISR, Donnachie-Landshoff prennent $s_0 = 4 \text{ GeV}^2$. La trajectoire de Regge choisie permet ainsi de décrire l'accroissement de la section efficace avec l'énergie

Modèle de Landshoff-Nachtmann (LN)

Le modèle de LN s'inspire de QCD et décrit le pomeron (pour $t=0$) à l'aide de l'échange de deux gluons non-perturbatif [Lan87]:

L'idée de base est que le gluon est confiné, et que par conséquent, le pôle perturbatif en $\frac{1}{k^2}$ que l'on a dans QCD à $k^2 = 0$ doit être supprimé de son propagateur $D(k^2)$. Entre autre cela implique que dans le rapport

$$\mu^2 = \frac{\int_{-\infty}^0 dk^2 2k^2 D(k^2)}{\int_{-\infty}^0 dk^2 D(k^2)}$$

le dénominateur et le numérateur doivent converger à $k^2 = 0$. Cudell [Cud90] a montré qu'en prenant la forme suivante :

$$\alpha_n D(k^2) = \frac{3\beta_0}{\sqrt{2\pi}\mu_0} \exp\left(\frac{k^2}{\mu_0^2}\right) \text{ pour } k^2 \leq 0$$

on obtient la régularisation infrarouge désirée. Il a été montré que cela est dû à la valeur non-nulle du condensât de gluon dans le vide : $\langle G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \rangle \sim M_c^4$. Cette nouvelle échelle de masse est relié au couplage quark-pomeron β_0 , par une longueur de corrélation a telle que $\beta_0 \sim M_c^4 a^5$. La valeur de M_c est donné par les règles de somme de QCD et la phénoménologie du pomeron DL donne β_0 . La longueur de corrélation a obtenue est de l'ordre $\simeq 0,2-0,3 \text{ fm}$, ce qui est plus faible que la taille typique d'un hadron léger.

Si l'on interprète a comme la longueur de propagation maximum du gluon confiné, on comprend alors l'origine de la règle d'addition des quarks : les deux gluons ne peuvent être émis que dans un volume restreint bien inférieur à celui du proton. Ils se couplent majoritairement au même quark du proton.

L'amplitude comprend une intégrale sur la boucle formée par les gluons et s'écrit :

$$\frac{1}{8\pi^2} \bar{u} \gamma_\mu u \bar{u} \gamma^\mu u \int d\mathbf{l}^2 [4\pi\alpha_n]^2 D\left(\mathbf{l} + \frac{1}{2}\mathbf{q}_T\right)^2 D\left(\mathbf{l} - \frac{1}{2}\mathbf{q}_T\right)^2$$

où $l^2 = -\mathbf{l}^2$ est le carré du moment transverse du gluon échangé et $\mathbf{q}_T^2 = -t$. α_n est le couplage non-perturbatif quark-gluon, pris à $\alpha_n \approx 0,3$ [Cud90].

Ce modèle est équivalent au pomeron DL quand l'énergie s devient grande. Une des limitations de ce modèle vient de ce qu'il suppose que les gluons sont abéliens, ils ne portent pas de couleur. Jusqu'à présent, il n'a pas été possible d'en donner une formulation rigoureuse dans le cadre de QCD.

1.5.3 Application à l'électroproduction de mésons vecteurs

Les premières applications des modèles DL et LN à l'électroproduction des mésons vecteurs ont été faites par Donnachie et Landshoff eux-mêmes dans les références [Don87], [Don89]. On peut trouver une revue de ces résultats et de leur applications dans les références [Lag95], [Cri97]. Nous ne mentionnons que les résultats susceptibles d'être appliqué à la photoproduction des mésons vecteurs légers.

Pour appliquer ces modèles à l'électroproduction de mésons vecteurs, on utilise le fait que phénoménologiquement, l'échange du pomeron se comporte comme l'échange du photon. De la même façon que le couplage du photon au proton implique un facteur de forme, le couplage du pomeron aux quarks du proton se fait par l'intermédiaire du facteur de forme isoscalaire :

$$F_1(t) = \frac{4m_p^2 - 2,8t}{4m_p^2 - t} \left(\frac{1}{1 - t/0,7} \right)^2$$

D'autre part on fait intervenir les propriétés statiques des mésons vecteurs par les différentes constantes de couplage que l'on déduit des mesures de désintégration leptonique.

Pomeron phénoménologique

Donnachie et Landshoff rajoute un couplage effectif au vertex pomeron-quark caractérisé par l'échelle μ_0 , qui tient compte du fait que le couplage n'est pas ponctuel quand le quark n'est pas sur couche de masse. On obtient la section efficace suivante (voir figure (1.27)) :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{81m_V^3 \beta_0^4 \mu_0^4 \Gamma_{e^+e^-}}{\pi \alpha_{em}} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2} \left(\frac{F_1(t)}{(Q^2 + m_V^2 - t)(2\mu_0^2 + Q^2 + m_V^2 - t)} \right)^2$$

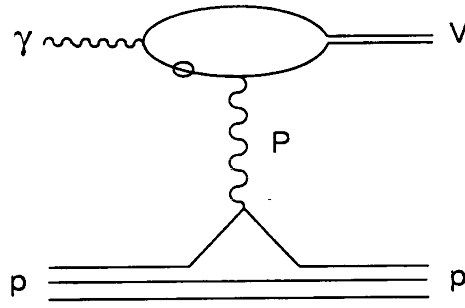


FIG. 1.27 – Diagramme d'échange du pomeron phénoménologique

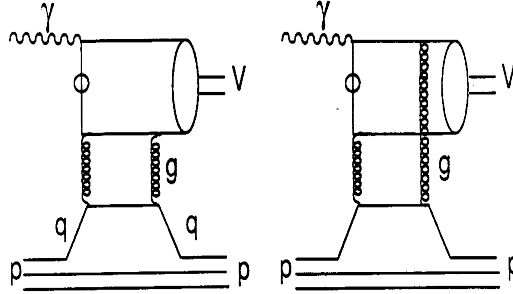


FIG. 1.28 – Diagrammes d'échange des deux gluons

Pomeron à deux gluons

L'application à l'électroproduction de mésons vecteurs a été faite par Donnachie-Landshoff (voir figure (1.28)).

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{81m_V^3 \Gamma_{\epsilon^+\epsilon^-}}{256\pi^3 \alpha_{em}} [F_1(t)]^2 \left(\sqrt{\frac{\alpha_s(\Sigma^2)}{\alpha_n}} \int dl^2 \frac{-4l^2 + t}{(m_V^2 + Q^2 - 4l^2)(m_V^2 + Q^2 - t)} [4\pi\alpha_n D(l^2 + \frac{1}{4}t)]^2 \right)^2$$

La dépendance en énergie doit être mise à la main (sinon la section efficace totale est une constante). L'accroissement de la section efficace est supposé être dû aux échanges multiples, mais ils ne sont pas calculables dans ce modèle à l'heure actuelle.

Autre modèle

Parmi les raffinements qui ont été introduit plus récemment, on peut citer le plus représentatif :

- Pichowsky & Lee : ce modèle [Pic96] utilise la paramétrisation LN du propagateur du gluon. La principale différence réside dans le fait que le couplage du pomeron au ρ^0 se fait par l'intermédiaire d'une boucle de quark traitée non-perturbativement (figure (1.29)). La dépendance en Q^2 est prédite correctement sans introduire de couplage qui dépende de la saveur. Il est possible dans ce cadre de traiter sur un pied d'égalité les mésons ρ , ω et ϕ , la différence entre les valeurs des couplages étant attribué à la masse

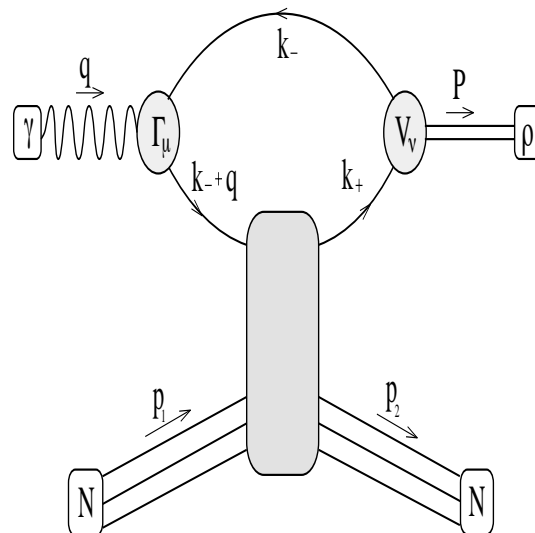


FIG. 1.29 – *Modèle de Pichowsky & Lee dans lequel la boucle de quark est traitée à l'aide de l'équation de Dyson-Schwinger.*

des quarks constituant le méson vecteur (l'extension au J/ψ doit cependant se faire avec un couplage spécial pour reproduire les données de HERA). La dépendance en Q^2 est prédite correctement par rapport aux données sur cible fixe pour des Q^2 compris entre 0,1 et 10 GeV^2 . Le modèle reproduit correctement les sections efficaces totales en photoproduction et la dépendance en t jusqu'à 1 GeV^2 .

1.6 Motivation des expériences à JLab

Les énergies accessibles à TJNAF actuellement, sont pour la photoproduction, de 500 MeV jusqu'à 6 GeV. Nous sommes donc au début de la gamme cinématique où les modèles du pomeron que ce soit sous forme de Regge, ou de deux gluons commencent à être applicables. Nous nous inscrivons dans le cadre d'un programme de mesures systématiques de la photoproduction de méson vecteur à grand t [Mar93].

Si l'on prend la paramétrisation de la section efficace en deux composantes, l'une due à l'échange du pomeron et l'autre à l'échange du f , on voit que la contribution de l'échange du pomeron ne domine pas la section efficace (figure 1.30).

A basse énergie, ce sont surtout les échanges de quark (comme l'échange du f) qui vont dominer. Par contre pour le ϕ , parce que la règle de Zweig supprime les échanges de quark, la contribution du pomeron est très importante dès le seuil. Il est alors possible d'étudier de manière détaillée le pomeron avec le ϕ . La mesure de la production de ϕ apparaît à cet égard très prometteuse.

La luminosité exceptionnelle que l'on peut atteindre avec l'accélérateur CEBAF permet de mesurer les sections efficaces très faibles à grand t avec un taux de comptage raisonnable. Or, c'est à grand transfert que les différents modèles donnent des prédictions très différentes : la mesure de la photoproduction de ϕ permet donc de sonder la structure non-perturbative du pomeron.

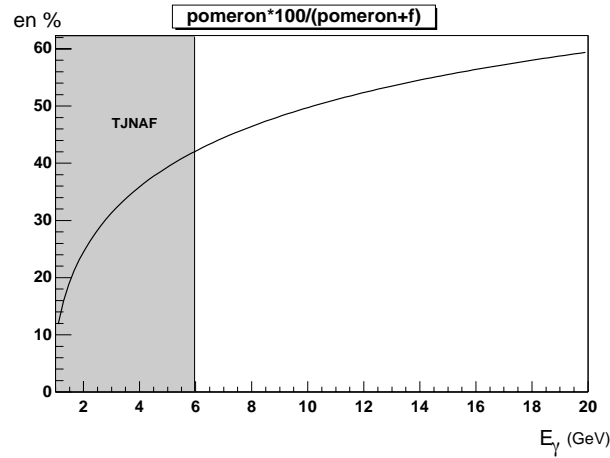


FIG. 1.30 – Contribution du pomeron en % avec l’ajustement DL (L’énergie est en GeV).

1.6.1 Photoproduction de ϕ

Le calcul de la contribution du pomeron à grand t dans le cadre du modèle d’échange à deux gluons, fait apparaître une interférence entre les deux diagrammes d’échange de gluon qui se manifeste comme un creux dans la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ à un transfert t de l’ordre de $2,5 \text{ GeV}^2$ [Lag95]. La contribution du pomeron phénoménologique DL restant elle en exponentielle, on voit qu’on a ici un moyen clair de distinguer entre les deux types de modèles (figure (1.31)). La raison physique pour laquelle cette interférence apparaît à grand t est la suivante: quand le transfert t devient de l’ordre de 1 GeV^2 , l’extension transverse dans laquelle se déroule l’interaction est de l’ordre de $0,2^2 \text{ fm}^2$ (rappelons que la longueur maximum de propagation d’un gluon confiné est estimée à environ $0,2 \text{ fm}$). Le mécanisme le plus probable est alors qu’un seul quark du méson vecteur et un seul quark de valence du nucléon échangent les deux gluons. Quand t augmente, on sélectionne les composantes de la fonction d’onde du méson vecteur ayant une faible extension spatiale, autrement dit, où les deux quarks sont proches l’un de l’autre. On conçoit alors que chacun des quarks puissent échanger un gluon avec un quark du nucléon, donnant lieu à l’interférence.

Cependant jusqu’ici nous n’avons considéré que le cas où les corrélations entre quark dans le nucléon sont négligeables. Rien n’interdit de penser que les gluons non-perturbatif puissent se coupler à des quarks différents dans le nucléon (figure (1.32)).

Ici encore, cela n’est possible que si, à cause du confinement des gluons, les quarks du nucléon sont proches l’un de l’autre car dans ce cas, il leur faut également échanger un gluon. A petit transfert, l’importance de ces contributions a été évaluées comme devant être de l’ordre de $O(\frac{a^2}{R^2})$ [Lan87], [Don95], donc de l’ordre du pourcent. A grand transfert, quand la contribution des processus purement diffractifs devient très faible, ces processus pourraient très bien dominer la section efficace [Lag98]. Dans ce cas, le dip à grand t disparaît et ce serait l’indice qu’il faut tenir compte d’effet fin comme la fonction d’onde des quarks dans le nucléon. On voit donc qu’il y a clairement une problématique intéressante.

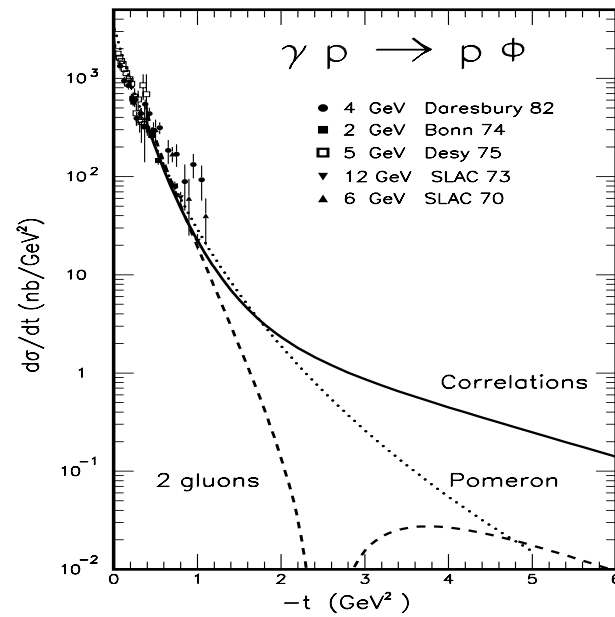


FIG. 1.31 – Prédiction pour le Φ à grand t avec les trois modèles.

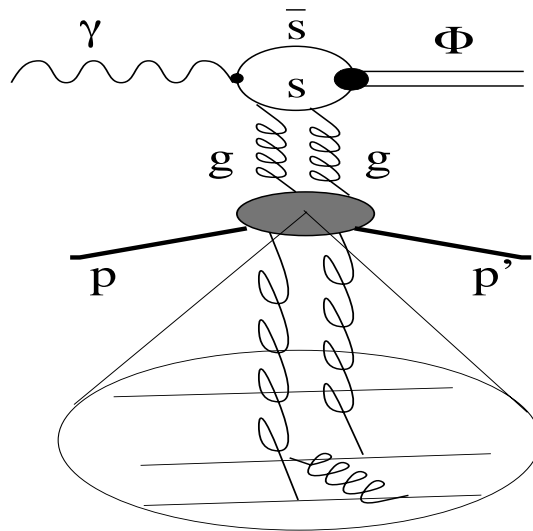


FIG. 1.32 – Corrélation entre quarks dans le nucléon.

1.6.2 Photoproduction de ρ

Les résonances «manquantes»

La classification des baryons s'accordent bien avec les prédictions du groupe SU(6). Les résonances N^* et Δ sont correctement prédites dans ce cadre. La symétrie SU(6) prédit cependant 56 états alors que l'on en a observé beaucoup moins dans les réactions $\pi p \rightarrow \pi\pi N$ [Nap92]. Ce problème est appelé le problème des résonances «manquantes». Certains modèles de quark ayant des symétries restreintes sont basés sur une excitation des nucléons à travers le couple quark-diquark et prédisent moins de résonances. Une autre hypothèse plus simple est que les résonances «manquantes» ne décroîtraient pas en $N\pi$ mais en $N\pi\pi$. Elles seraient manquantes car on les a cherchées principalement dans le canal de décroissance $N\pi$ dans lequel elles auraient un faible rapport de branchement. Un programme de recherche systématique des résonances se couplant au canal $N\pi^+\pi^-$ est prévue dans la gamme d'énergie E_γ compris entre 1 et 2 GeV pour explorer cette possibilité.

Étude de la production diffractive de ρ

Nous avons vu que, au delà de 2 GeV, la production de ρ s'interprète raisonnablement comme l'échange du pomeron et du f . La présence des deux mécanismes rend difficile la mise en évidence de la contribution du pomeron seul puisqu'il y a probablement deux mécanismes en jeu et qu'aux énergies de TJNAF, le pomeron n'est pas dominant. Cependant, il est intéressant d'essayer de quantifier la part relative de ces deux échanges dans la section efficace totale, ainsi que dans la dépendance angulaire.

Les résultats sur la photoproduction de ϕ à grand t fixeront les détails du pomeron. Que l'on découvre une interférence ou qu'il devienne évident qu'il y a lieu de tenir compte des corrélations dans le nucléon, la dépendance en t du pomeron doit être la même sur les deux canaux $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow p\rho$. On pourra alors paramétriser correctement le pomeron dans le cas du ρ , ce qui permettra de déconvoluer l'échange du f de l'échange du pomeron. Une mesure sans ambiguïté de la photoproduction de méson ρ dans cette cinématique simultanément avec celle du ϕ est certainement très intéressante à cet égard. Des données antérieures existent pour seulement une énergie de photon ($E_\gamma = 6$ GeV) [And76]. La méthode expérimentale utilisée étant très différente de celle que nous utilisons avec CLAS, une confirmation de ces données sera tout à fait intéressante. Sur la figure (1.33), on a représenté les différentes prédictions des trois types de modèle avec les données de Anderson à $E_\gamma = 6$ GeV. L'expérience à JLab sondera la même gamme d'énergie avec une bien meilleure statistique.

1.6.3 Structure à courte portée de la structure nucléaire

Si le modèle à deux gluons est confirmé, il sera possible de sonder la structure à courte portée de la matière nucléaire et peut-être de mettre à jour les corrélations entre quarks dans les systèmes à quelques nucléons par les réactions $\gamma He^3 \rightarrow ppn\Phi$ [Lag92]. L'intérêt de la photoproduction de ϕ par échange de deux gluons est que l'on peut sélectionner des configurations où les deux gluons se couplent à deux quarks dans deux nucléons distincts. Par la présence ou non d'interférence, on pourrait alors voir les corrélations dans le noyau.

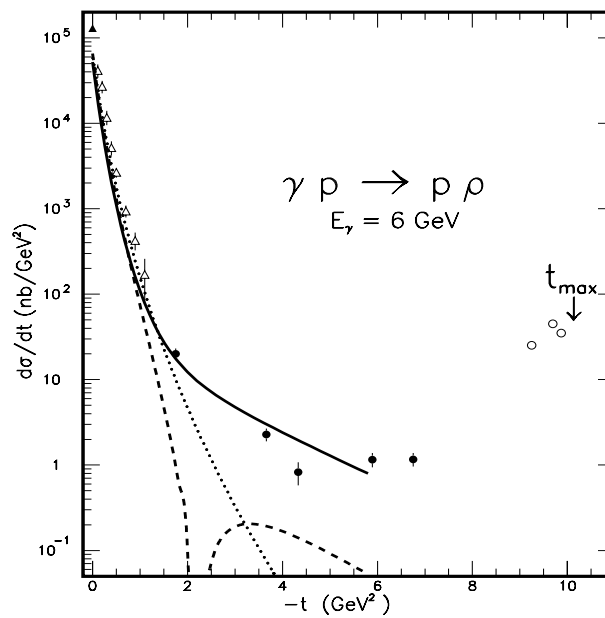


FIG. 1.33 – Prédiction du modèle à deux gluons pour le ρ avec (en trait plein) et sans les corrélations (en tiret) à $E_\gamma = 6 \text{ GeV}$, comparé avec les données tirées de la référence [And76]. En pointillé, on peut voir la prédiction du pomeron dans la paramétrisation de Regge.

1.7 Cadre de cette thèse

Cette thèse se situe dans le cadre de la préparation du programme de mesure systématique de la photoproduction de mésons vecteur aux énergies de TJNAF. Nous avons participé de manière forte à la mise en route du détecteur et à sa validation pour faire la physique que nous venons de décrire. Nous décrirons d'abord le détecteur CLAS avec lequel cette étude se fera. La mesure des sections efficaces implique que l'on mesure le flux de photons incidents. Nous décrirons notre contribution sur cette partie. L'identification des particules, en particulier les kaons, requiert l'utilisation de la structure radio-fréquence du faisceau d'électrons, nous décrirons donc notre méthode d'identification dans CLAS. Enfin nous présenterons une méthode d'analyse que nous avons utilisée pour obtenir les premiers résultats de section efficace en photon dans CLAS.

Chapitre 2

CLAS

2.1 Le faisceau d'électrons

L'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) est un accélérateur à recirculation de nouvelle génération, supraconducteur, de cycle utile 100%. Il est constitué de 2 LINAC (LINEar ACcelerator) qui fournissent 400 MeV d'accélération sur une longueur utile d'accélération de 80 m, d'arcs de recirculation qui permettent de renvoyer le faisceau dans les LINAC pour d'atteindre une énergie de 4 GeV maximum en 5 passes.

On a regroupé sur la table suivante les performances générales du faisceau :

énergie maximum	4 GeV
intensité maximum	200 μA
émittance	$2 \cdot 10^{-9} m$

2.1.1 L'injecteur

On dispose d'un faisceau polarisé circulairement qui est produit à l'aide d'une cathode d'Arséniure de galium (GaAs) contraint. La source est illuminée par un laser accordé à la fréquence du gap nécessaire à l'arrachement des électrons du conducteur. Les électrons sont ensuite extraits par un champ électro-statique et pré-accéléré jusqu'à 100 keV.

Ils sont ensuite séparés en 3 faisceaux par un champ magnétique tournant d'une fréquence de 499 MHz qui entraîne le faisceau jusqu'alors continu dans un mouvement rotatif sur 3 ouvertures régulièrement espacées le long d'un cercle. Ceci permet la formation de 3 faisceaux régulièrement espacés dans le temps et d'intensité différentes en jouant sur la taille des ouvertures.

On peut ainsi faire cohabiter des faisceaux ayant un rapport de 10^6 en intensité que l'on va ensuite accélérer jusqu'aux énergies qui nous intéressent.

MACHINE CONFIGURATION

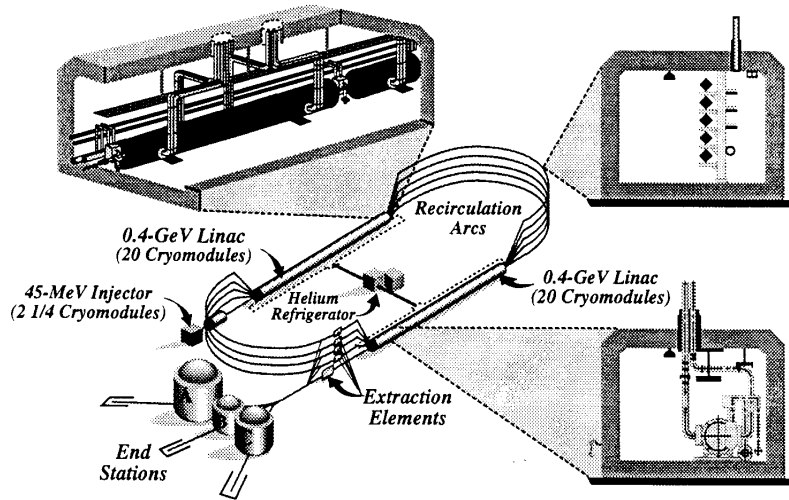


FIG. 2.1 – Vue générale de l'accélérateur. On distingue l'injecteur, les 2 LINAC d'accélération, les arcs magnétiques de recirculation et les 3 halls expérimentaux.

2.1.2 Les cavités accélératrices

Les cavités guide d'onde sont faites de niobium refroidit à 2K par un bain d'hélium liquide. A cette température, le niobium est supraconducteur ce qui permet le passage d'un faisceau continu. Les klystrons fournissent le champ accélérateur à une fréquence de 1,497 GHz. La fréquence de l'injecteur est accordée à la fréquence des klystrons, ce qui permet d'envoyer un paquet d'électrons pour chaque période accélératrice des cavités (utilisant ainsi 100 % du cycle utile soit un paquet tout les 2/3 de nanoseconde). Le gradient accélérateur actuel est de 5 MeV/m, ce qui permet d'obtenir 400 MeV/c d'accélération dans chaque LINAC. Au sortir du premier LINAC, les électrons sont séparés selon leur énergie par un séparateur magnétique et dirigé vers l'arc magnétique correspondant qui les guident vers le second LINAC où auparavant on aura recombinaison en un même paquet toutes les énergies présentes.

Après le nombre requis d'accélération, chaque faisceau est dirigé vers son hall expérimental. On a alors un paquet toutes les 2,004 ns (ce qui correspond à la fréquence RF de 499 MHz).

2.2 Le spectromètre d'étiquetage où Tagger.

Pour faire des expériences avec des photons réels, le hall B dispose d'une installation pour la production de photons de Bremsstrahlung (rayonnement de freinage). Pour les produire on place un radiateur à l'entrée du hall sur le trajet du faisceau. Situé immédiatement après, se trouve l'étiqueteur de photon qui va permettre de mesurer l'énergie des électrons. Il est

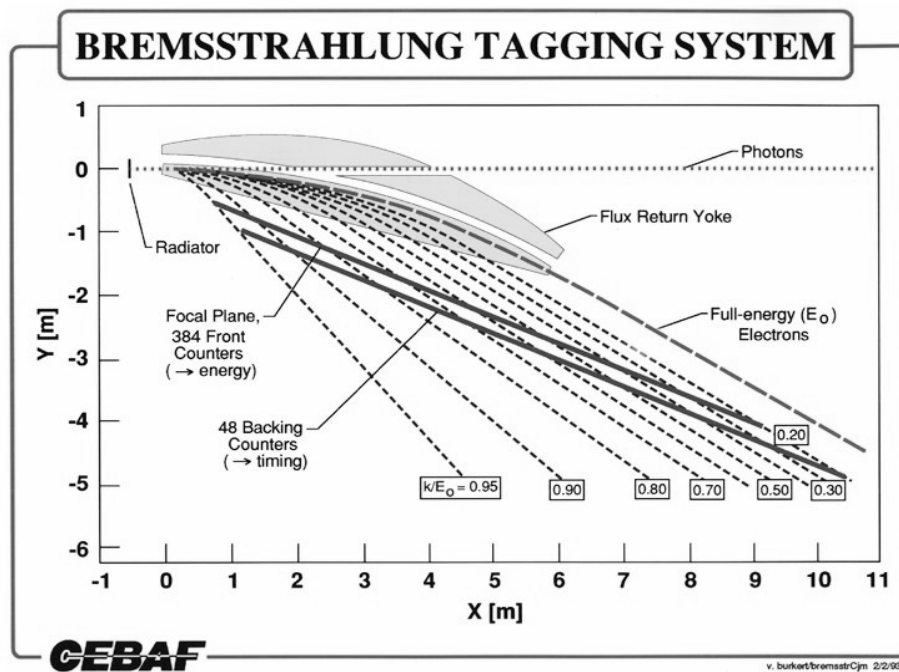


FIG. 2.2 – Schéma de principe du système d'étiquetage

constitué d'un champ magnétique qui a deux rôles :

- conduire les électrons qui n'ont pas interagit dans l'arrêt de faisceau.
- déflécter les électrons qui ont émis un photon dans le plan focal de l'aimant.

Deux rangées de scintillateurs sont placées dans le plan focal qui permettent de détecter les électrons qui ont rayonnés un photon. Ce dispositif permet de mesurer l'énergie et le temps de passage de l'électron associé au photon émis vers l'avant. A chaque photon est associé un électron, c'est le principe de l'étiquetage ou "tagging".

Le spectromètre d'étiquetage ou tagger (figure (2.2)) permet de détecter les électrons dans la gamme d'énergie 20%-95% de l'énergie initiale du faisceau d'électron. Les deux plans de scintillateurs sont appelés :

- plan E. C'est le plan qui a la segmentation la plus grande (384 scintillateurs), il est utilisé pour déterminer l'énergie de l'électron.
- plan T. Il est composé de 61 compteurs superposés. Les scintillateurs de ce plan ont une très bonne résolution en temps (de l'ordre de 150 ps).

Le signal d'un électron passant dans ces deux plans est utilisé comme une des conditions nécessaires pour le déclenchement dans les expériences en photons réels.

2.3 CLAS

2.3.1 Généralités

Une partie importante du programme expérimental de TJNAF concerne l'étude de réactions exclusives, c.à.d. où l'état final à plusieurs particules doit être complètement déterminé. Pour se faire, il faut un détecteur de grande acceptation qui ait les propriétés suivantes :

- une grande acceptation angulaire et en moment pour les particules chargées :
acceptation angulaire : $8^\circ < \theta < 142^\circ$.
acceptation en moment ¹:
 - $0.2 < p < 4$ GeV/c pour les protons.
 - $0.1 < p < 4$ GeV/c pour les pions.
- une bonne résolution en angle et en moment : $\frac{\delta p}{p} < 0,5\%$ et $\delta\theta, \delta\varphi < 1\text{mrad}$.
- une bonne identification de particules, notamment en ce qui concerne la discrimination pion-kaon.
- une capacité à travailler à haut flux, c.à.d. une luminosité de $10^{34}\text{cm}^{-2}.\text{sec}^{-1}$.

Le CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer, figure (2.3)) est constitué de six bobines supraconductrices qui génèrent un champ magnétique "toroïdal", de chambres à dérives pour la reconstruction des trajectoires et donc la mesure de l'impulsion, de scintillateurs entourant les chambres comme une coquille pour mesurer le temps de vol des particules (on parlera des scintillateurs TOF), et à l'avant pour identifier les électrons dans les réactions $ee'X$, de détecteurs à rayonnement Cerenkov pour la séparation π , électrons et de calorimètres électromagnétiques.

2.3.2 Les bobines de champ magnétique

Pour ce détecteur les configurations de champ de type longitudinales (solénoïde) ou de type transverse (dipole) ont été abandonnées. Les solénoïdes ont l'avantage de couvrir un très grand angle solide mais le champ magnétique étant parallèle au faisceau, les particules émises à petit angle ne sont pratiquement pas déviées. Or dans les réactions sur cible fixe, les particules sont préférentiellement émises vers l'avant à cause du boost de Lorentz. La pauvre résolution en impulsion qui en résulterait interdirait donc ce type de champ.

Les dipôles peuvent donner une excellente résolution, mais ils ont trois inconvénients : les retours de champ limitent l'acceptation angulaire, le champ transverse défléchit le bruit de fond de la gerbe électromagnétique dans les détecteurs et enfin, il y a un champ magnétique important au niveau de la cible de réaction ce qui exclut l'emploi d'une cible polarisée.

1. Ici le facteur déterminant sur la borne supérieure est l'intensité du champ magnétique qui doit courber suffisamment la trajectoire pour que la déviation soit détectable.

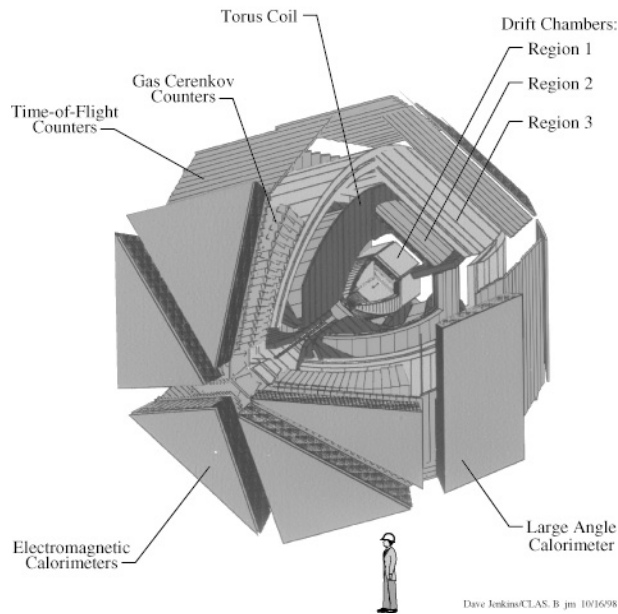


FIG. 2.3 – Le détecteur CLAS. Vue éclatée.

Pour ces raisons, le choix a été fait d'un champ toroïdal généré par six bobines supraconductrices. À cause du boost de Lorentz, l'impulsion moyenne des particules émises est d'autant plus grande que l'angle d'émission est petit. Il faut donc un champ plus intense vers l'avant afin d'avoir la même résolution absolue quel que soit l'angle d'émission. Ces considérations ont conduit à donner aux bobines la forme représentée sur la figure (2.4).

De part leurs conception, les bobines génèrent un champ inhomogène ayant un pic d'intensité vers $\theta = 20^\circ$ là où se trouvent majoritairement les particules de grande impulsion (Le champ maximum qui se situe à l'avant est de 2 Tesla). L'inconvénient majeur de cette configuration des bobines est la coupure en Φ dans l'acceptance (la couverture totale est de 3π). L'épaisseur des parois est constante en θ , ce qui entraîne que l'acceptance en Φ dépend de l'angle θ d'émission des particules. C'est cependant cette configuration qui satisfait le mieux aux exigences listées plus haut. Une des caractéristiques notable est que la trajectoire d'une particule chargée dans ce champ se situe dans un plan qui contient le faisceau (en négligeant les effets de la diffusion multiple). La reconstruction des traces à l'aide des chambres à dérives en est simplifiée puisqu'en première approximation, il s'agit d'un problème à 2 dimensions et non 3. Il est à noter que c'est la première fois qu'une telle géométrie est mise en oeuvre à une telle échelle. Le détecteur ATLAS au LHC la reprendra d'ailleurs.

2.3.3 Les chambres à dérive

Géométrie

Pour reconstruire la trajectoire des particules chargées, chacun des six secteurs de CLAS contient trois régions de chambre à dérive (voir événement figure (2.5)).

La première région est située à 70 cm de la cible dans un endroit où le champ magnétique

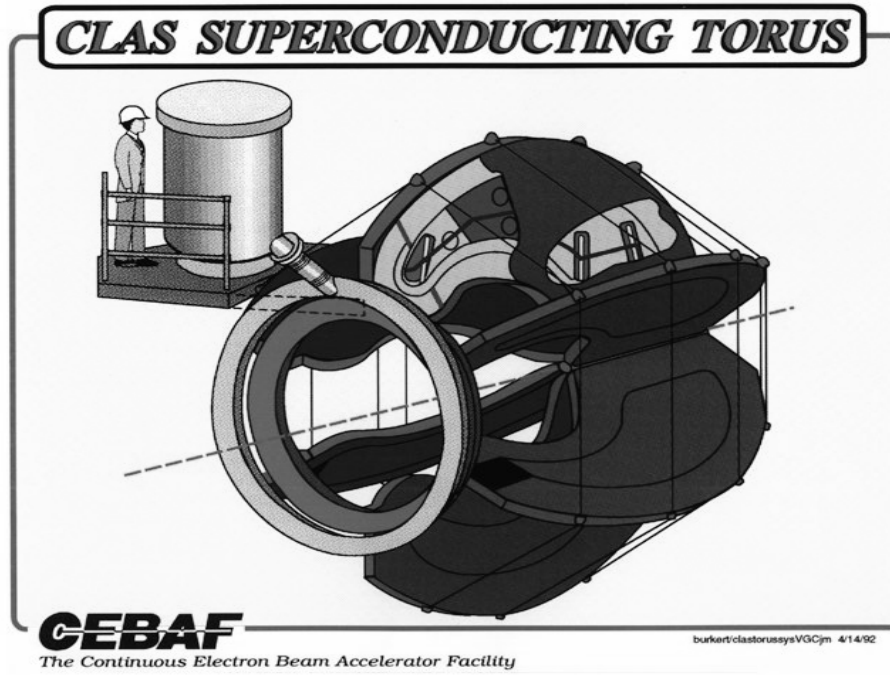


FIG. 2.4 – Vue schématique des bobines de champ toroïdal.

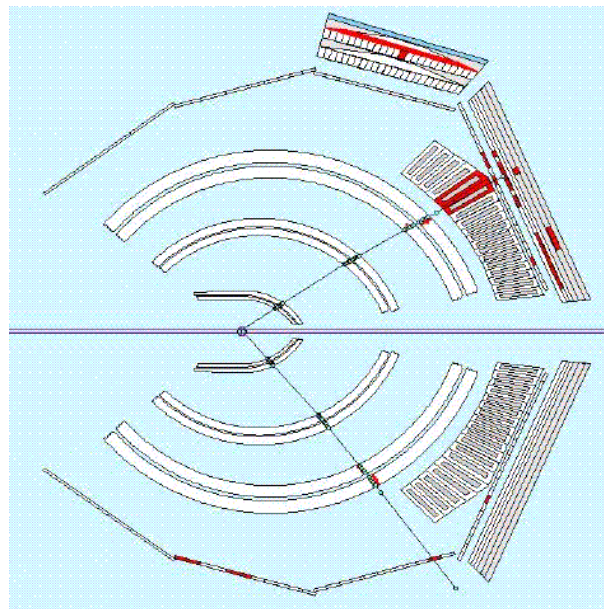


FIG. 2.5 – Événement typique dans CLAS dans une vue en coupe. On peut voir les trois régions de chambres à dérive

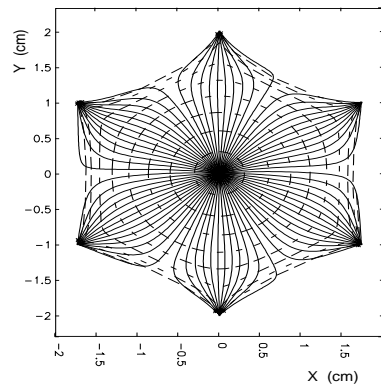


FIG. 2.6 – *Simulation des trajectoires dans la cellule avec un champ magnétique intense.*

est très faible. La deuxième région, à 2 mètres de la cible, se situe entre les bobines, là où le champ magnétique est le plus intense. Enfin la troisième région se situe au delà des bobines à environ 4 mètres de la cible. L'espacement et l'épaisseur des chambres sont conçues pour limiter la diffusion multiple et en même temps avoir un bras de levier suffisant pour mesurer des déviations faibles pour les particules les plus rapides.

Chaque région est divisée en deux supercouches, chacune composée de six couches de fils². Les fils sont orientés grosso-modo perpendiculairement au faisceau. Les fils de la deuxième supercouche font un angle de 6° (angle stéréo) avec ceux de la première (fils axiaux) ce qui permet par effet stéréo de déterminer les deux coordonnées de passage de la particule (x,y) dans ce plan. L'angle entre les deux plans de fil étant faible, la résolution sur φ est moins bonne que la résolution sur θ .

Les fils de potentiel sont disposés suivant une géométrie hexagonale autour des fils actifs (figure (2.6)). Le mélange gazeux utilisé est argon-CO₂ dans le rapport respectivement 90%/10%. Ce mélange fournit une bonne efficacité, une résolution correcte ($\sim 200 \mu\text{m}$) et un temps de collection raisonnable ($\sim 100 \text{ ns}$). Avec les informations TDC, on peut connaître la distance de passage de la particule par rapport au fil. Pour cela, il faut utiliser la relation temps-distance (DOCA) des chambres qui varie en fonction de la composition du gaz et de la présence ou non de champ magnétique (figure (2.7)). Sur la figure (2.6), on peut voir une simulation des trajectoires dans une cellule en présence d'un champ magnétique transverse avec le programme GARFIELD.

Les cellules sont orientées de telle sorte que les couches successives sont décalées d'une 1/2 cellule, ce qui facilite localement les levées d'ambiguïté droite-gauche (figure (2.8)). Les chambres les plus proches du faisceau ont des cellules plus petites que les chambres extérieures pour avoir un taux de comptage par fil pratiquement constant. Avec des cellules ayant en moyenne 1 cm de rayon, le nombre de fils actifs pour l'ensemble des six secteurs est d'environ 35000. Les chambres à dérive sont attachées directement sur les bobines du toroïde pour la région 2 et sur une super-structure similaire aux bobines pour les deux autres régions.

Chaque fil est couplé à un pré-amplificateur-discriminateur situé sur le côté de la chambre.

² Mis à part la première supercouche de la région 1 qui n'en comporte que 4 à cause du volume trop faible pour en mettre 6.

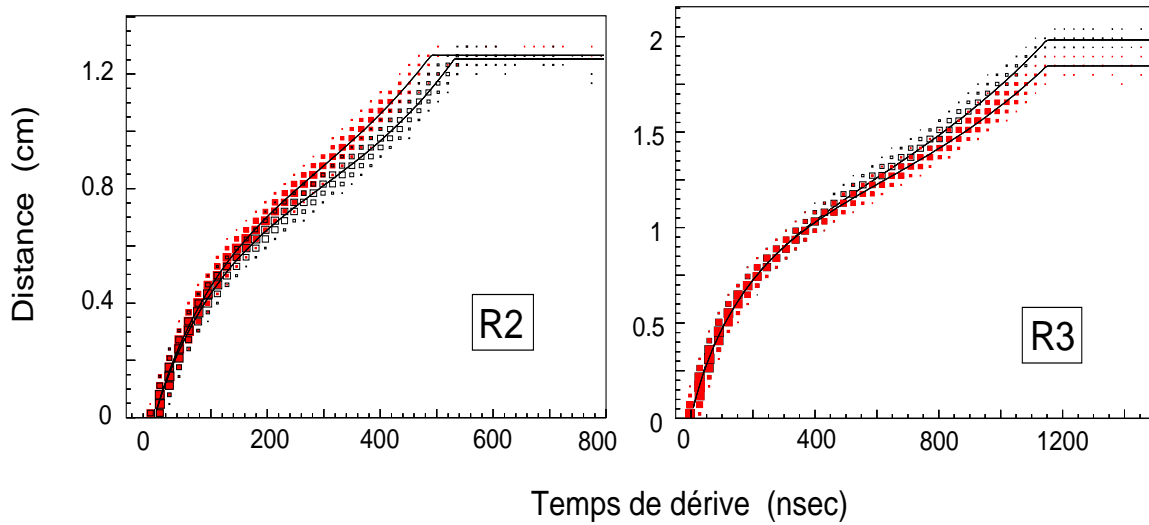


FIG. 2.7 – Spectre 2D du temps de dérive par rapport au rayon directeur par rapport au fil dans deux régions (2 et 3).

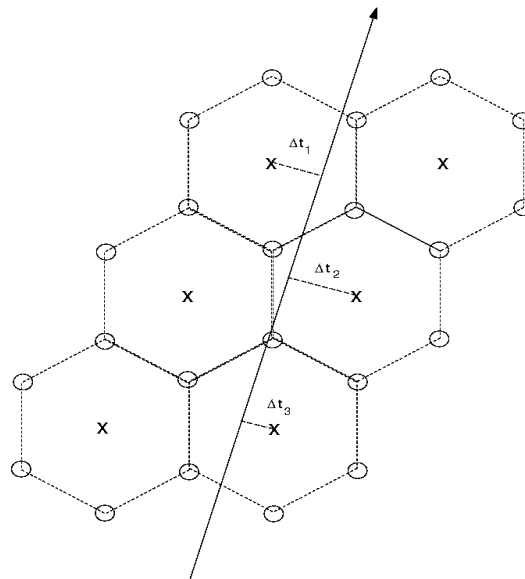


FIG. 2.8 – Particule chargée passant à travers une supercouche. Les cellules hexagonales sont représentées par les lignes en pointillé. Les fils de champ sont représenté par les cercles et les fils de collection de charge par les croix. Les temps de dérive mesurés sont associés aux distances de dérive représenté par les lignes entre la trajectoire de la particule et les fils de collection.

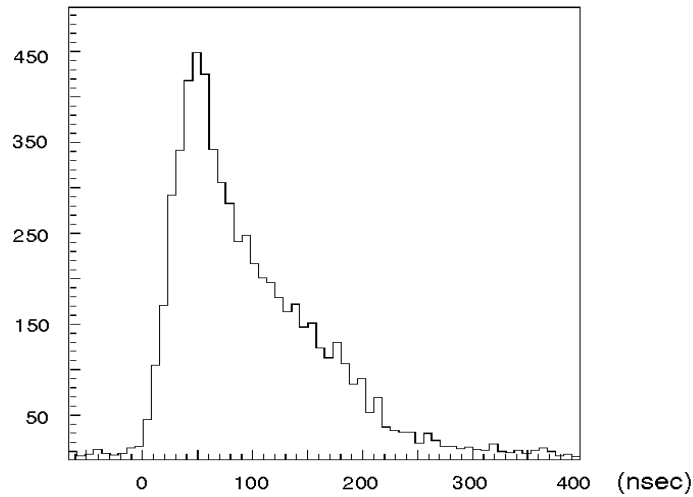


FIG. 2.9 – *Spectre de temps de dérive typique pour la région 1*

Les signaux sont ensuite multiplexés pour les transporter avec un nombre raisonnable de connexion jusqu’aux modules TDC. Les TDC marchent en signal “stop commun” donné par la logique de déclenchement de CLAS qu’on détaillera plus loin dans le cas des expériences en photons.

Reconstruction des trajectoires

La reconstruction des trajectoires se fait en deux parties:

- un premier passage où l’on ne se sert que de l’information géométrique des fils touchés. On regarde par comparaison avec une table générée par simulation si les segments reconstruits dans chaque couche correspondent à une trajectoire possible. Ceci permet de regrouper les fils appartenant à une même trajectoire et de rejeter le bruit de fond. (Un ajustement global basé sur l’ensemble des fils touchés permet d’extraire de façon approché p , θ , φ).
- Ensuite à partir de cette sélection de fils un ajustement prenant en compte les temps de dérive et la configuration de champ magnétique permet de reconstruire la trajectoire de la particule ainsi que son impulsion avec une précision accrue. Le temps de dérive maximum dépend sensiblement des conditions de température et de pression du gaz et un étalonnage systématique doit être effectué pour obtenir une résolution par fil de l’ordre de 200 microns. La principale difficulté réside dans le fait que le champ magnétique est inhomogène, et donc l’algorithme de reconstruction s’apparente à du “Ray-tracing”, ce qui est extrêmement consommateur en temps de calcul.

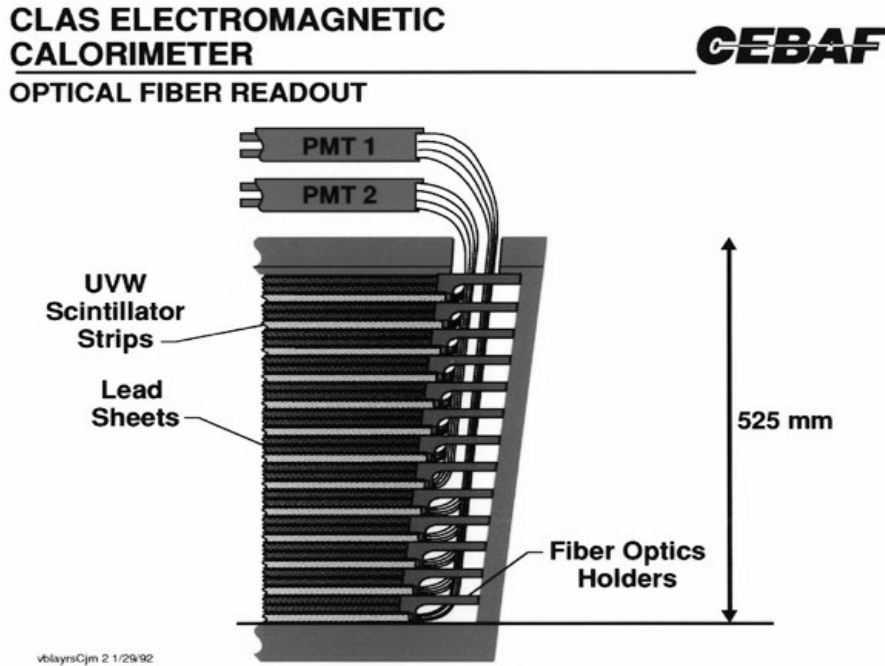


FIG. 2.10 – Vue en coupe d'un calorimètre électromagnétique à l'avant.

2.3.4 Les calorimètres électromagnétiques et les détecteurs Cerenkov

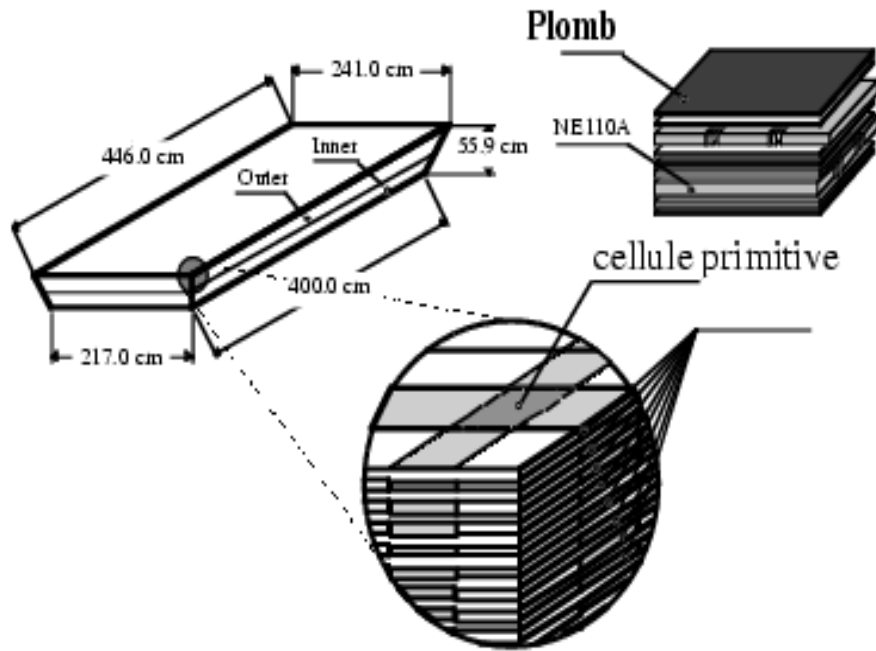
Pour les expériences en électrons le problème est de réduire au maximum la contamination en pions et d'avoir un système de déclenchement sur les électrons. Il y a donc dans chacun des six secteurs entre 8° et 45° un détecteur Cerenkov suivi d'un calorimètre électromagnétique. Pour identifier les électrons, il est nécessaire d'utiliser les deux types de détecteurs.

Les calorimètres

Ces calorimètres ont une forme de triangle équilatéral de 4 m de coté situé à 5 m en avant de la cible. Ils couvrent un angle polaire entre 8° et 45° . Ils sont formés d'un sandwich de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur et de plaques de plomb de 2.2 mm d'épaisseur.

Chaque couche de scintillateurs est composée de 36 éléments de 10 cm de large chacun disposés en alternance parallèlement à chacun des cotés du triangle. Ces trois axes de mesure définissent donc des cellules triangulaires qui permettent une bonne localisation de la particule. La forme polygonale aux extrémités limite la dispersion en temps à l'arrivée sur le tube photo-multiplicateur : les couches les plus longues sont celles qui ont le moins de guide de lumière à parcourir et vice-versa (voir la forme spéciale des bords du calorimètre figure (2.10)).

La lumière collectée le long de l'épaisseur du calorimètre est séparée en deux parties "Inner" et "Outer". Un électron ou un photon sera arrêté dans la partie Inner, tandis qu'un pion

FIG. 2.11 – *Le calorimètre à grand angle*

traversera de part en part le calorimètre et laissera un dépôt d'énergie tout le long de sa trajectoire. Le rapport des énergies mesurées entre Inner et Outer nous renseigne alors sur le type possible de particule. Au delà du seuil de discrimination électron-pion du Cerenkov, c.à.d. pour des particules d'impulsion supérieure à 2.5 GeV, on se servira uniquement de la distribution de la perte d'énergie suivant les 2 segmentations d'épaisseur pour effectuer le rejet des pions.

Ces calorimètres ont un efficacité de 100% pour la détection des photons avec une résolution en énergie de l'ordre de $\frac{0.1}{\sqrt{E}}$ et une efficacité de l'ordre de 20% pour la détection des neutrons.

A grand angle, sur deux secteurs seulement, couvrant la gamme angulaire 45° à 75° , il y a un calorimètre électromagnétique optimisé pour la détection des photons de désintégration du π^0 et du η .

Pour une description plus détaillée des calorimètres à grand angle, on se referera à [Lac95].

Les Cerenkov

Les compteurs Cerenkov (figure (2.12)) sont utilisés pour identifier les électrons et les séparer des autres particules chargées, principalement les pions.

Les compteurs Cerenkov sont composés d'un milieu gazeux dont l'indice de réfraction est légèrement supérieur à celui de l'air ($n = 1,0014$) et de miroir réfléchissant la lumière vers des tubes photomultiplicateurs. On obtient un pouvoir de séparation pion/électron de l'ordre de 100:1 au-dessous du seuil de 2,5 GeV (c'est le seuil qui correspond à l'émission

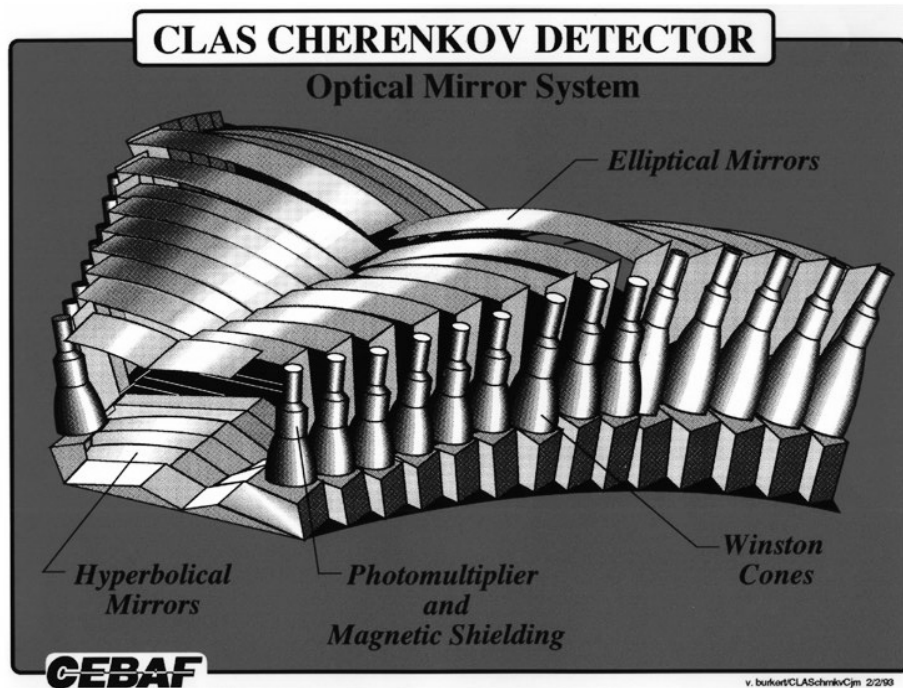


FIG. 2.12 – Vue schématique des Cerenkov

par les pions de rayonnement Cerenkov). Au-dessus de ce seuil, le calorimètre doit prendre le relais comme expliqué précédemment.

2.3.5 Les scintillateurs temps de vol.

Géométrie

Les chambres à dérive sont complètement entourées de scintillateurs plastiques qui jouent 3 rôles:

- mesurer le temps de vol des particules.
- fournir un signal pour le déclenchement.
- détecter les particules neutres au delà de 45° pour les parties non couvertes par les calorimètres (l'efficacité est cependant faible, de l'ordre de 5%).

Ces compteurs de 5 cm d'épaisseur et de 20 cm de large couvrent presque complètement le domaine en Φ de chaque secteur (-29° à 29°) et assure un découpage fin de l'acceptance en Θ (il y a 48 scintillateurs par secteurs, la segmentation la plus petite est à l'avant). Pour améliorer la résolution en temps et en position, la lumière est collectée par deux photomultiplicateurs montés à chaque extrémité.

Ces scintillateurs servent à la mesure du temps de vol des particules, c.à.d. à leur identification comme nous le verrons plus loin. Il s'agit donc d'obtenir la meilleure résolution

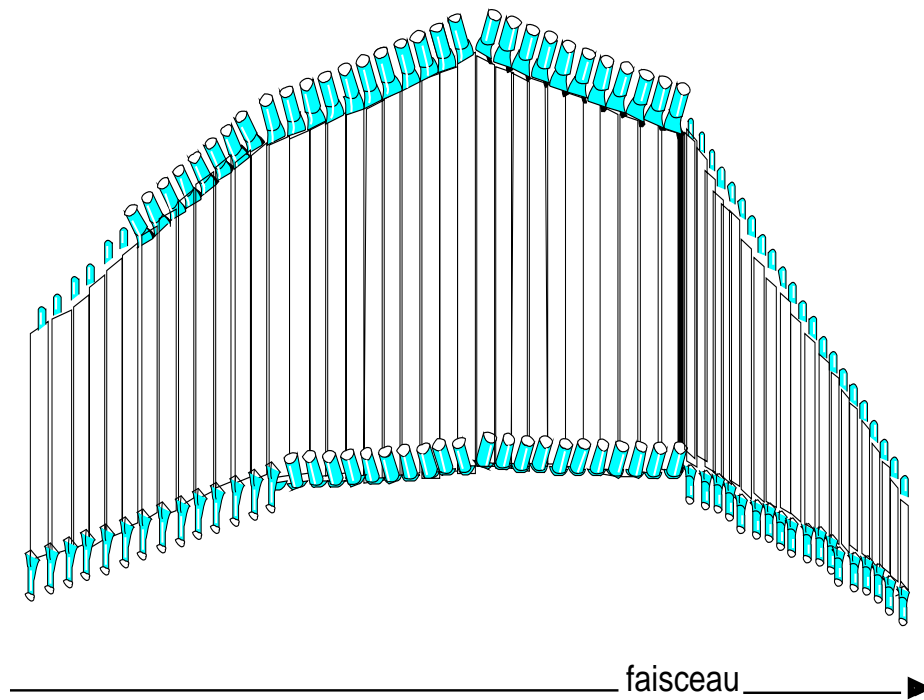


FIG. 2.13 – Vue d'un "panel" de TOF.

en temps possible sachant que les barreaux de plastique scintillant peuvent avoir jusqu'à 4 m de long. Il faut donc que le matériau utilisé ait une réponse en temps rapide et que la longueur d'atténuation de la lumière soit la plus grande possible. Le choix s'est porté sur du BC-408 de chez Bicron.

Pré-logique de déclenchement des TOF

Pour obtenir une réponse uniforme des TOF le long des compteurs, un circuit spécial appelé pré-trigger est chargé de réaliser la somme analogique des signaux des compteurs adjacents lorsqu'il y a lieu. En particulier, lorsqu'une particule croise 2 scintillateurs adjacents sur les bords, le signal individuel de chaque compteur peut-être trop faible individuellement pour les discriminateurs, mais pas pour la somme des signaux qui elle va être proportionnelle à l'énergie totale déposée (figure (2.14)). La sortie de ce circuit sert d'entrée pour la logique de déclenchement du niveau 1 et assure une efficacité de déclenchement de plus de 99 % pour toutes les positions mesurées le long des scintillateurs.

Analyse

Les barreaux sont équipés à chaque extrémité de photomultiplicateurs rapides (Thorn EMI 9954) [Clas92] (figure (2.15)).

Si le temps de propagation de la lumière est constant tout le long du barreau, ce qui est vrai sauf très près des guides de lumière où la lumière directe collectée est plus importante que la lumière réfléchi sur les bords, alors le temps d'arrivée de la particule est donné par

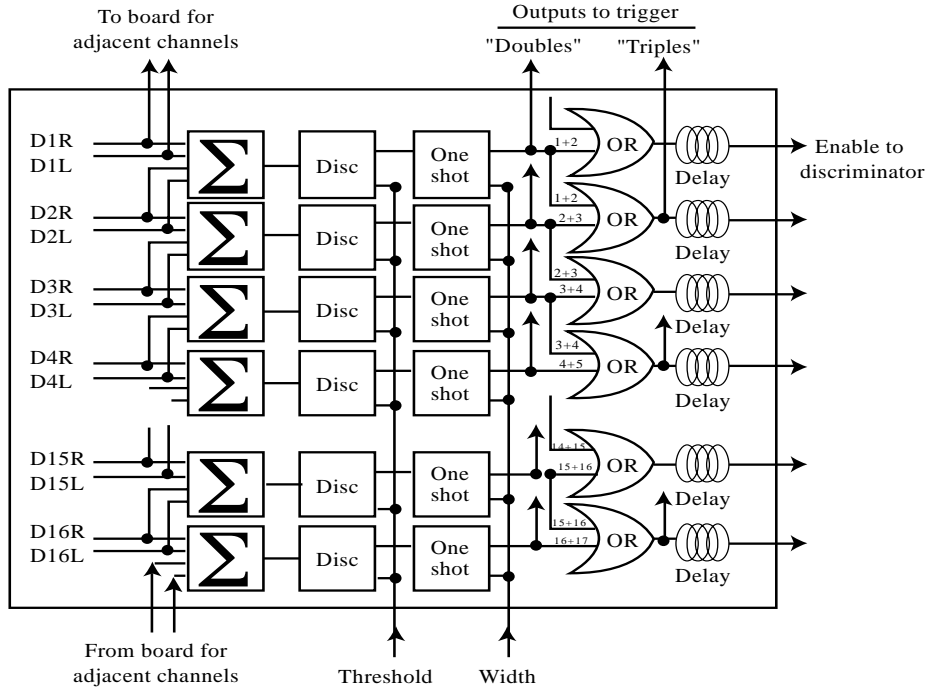


FIG. 2.14 – Module de pré-déclenchement

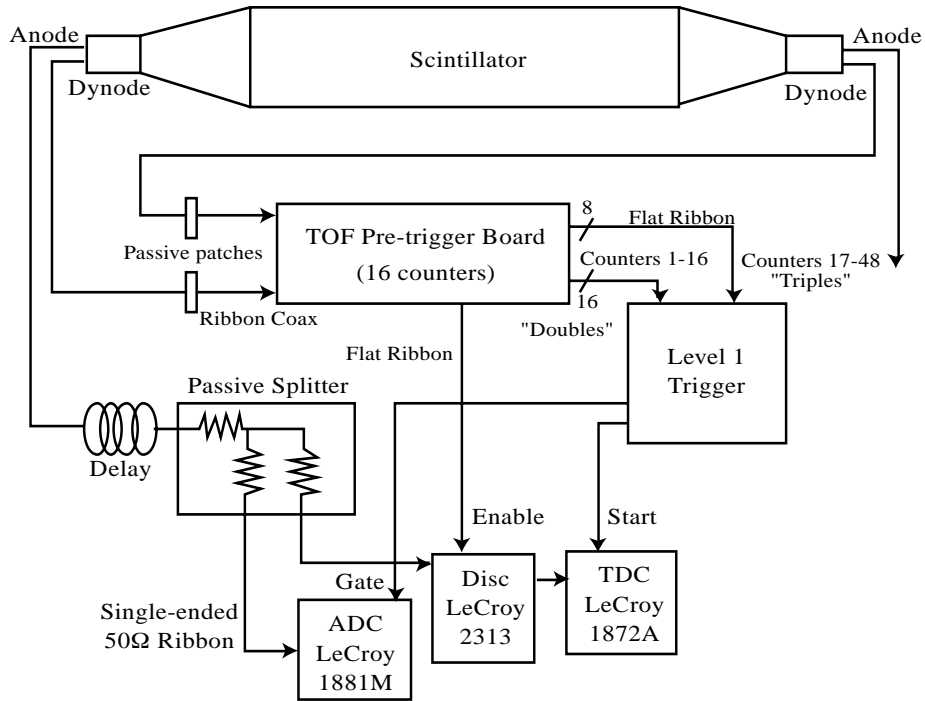


FIG. 2.15 – Schéma d'un scintillateur TOF et de son électronique associée.

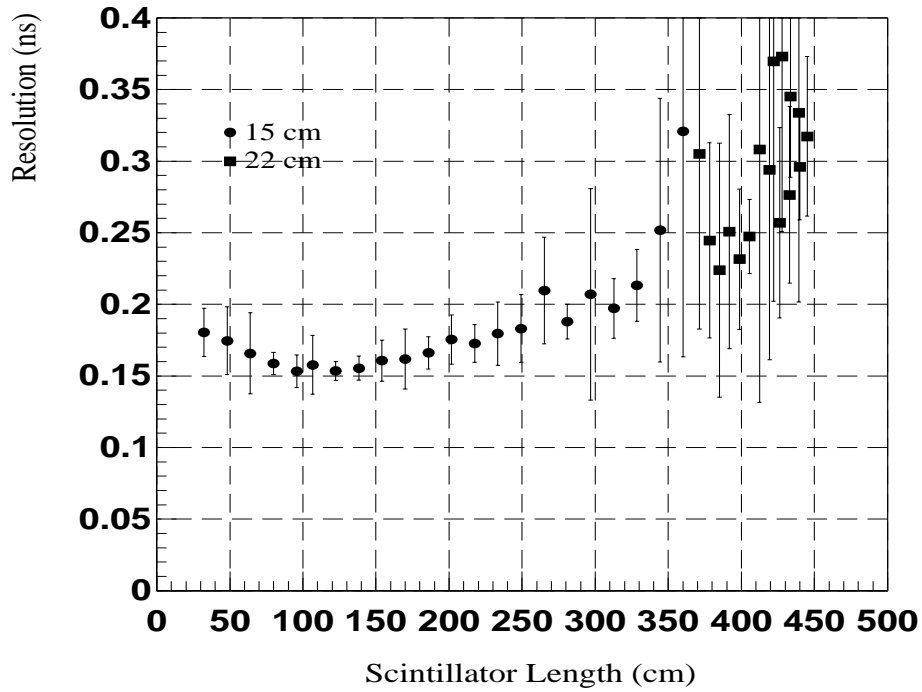


FIG. 2.16 – Résolution des scintillateurs en fonction de la longueur

la formule simple :

$$T = \frac{TOF_{droit} + TOF_{gauche}}{2}$$

ce qui donne un temps indépendant de la position d'arrivée le long du scintillateur.

Les discriminateurs utilisés sont des LeCroy 2313. Ils n'ont pas la caractéristique "CFD" (constant fraction discriminator). Pour obtenir la résolution attendue de 150 ps, il faut corriger de l'effet temps-amplitude (Time-Walk) qui peut atteindre quelques nanosecondes. Un soin tout particulier a donc été apporté à la détermination de cette correction [Gui96]. La courbe obtenue qui donne les valeurs de TDC en fonction de l'amplitude ADC du signal a été ajustée avec une fonction de la forme:

$$A_1 + \frac{A_2}{(ADC - PIED)^{A_3}}$$

En appliquant cette correction, le sigma de la distribution est de l'ordre de 150 ps pour les scintillateurs les plus performants, (voir figure (2.16)).

De même une calibration des gains des photomultiplicateurs a été faite afin de se servir de l'information ADC pour aider à l'identification de particule par la mesure du $\frac{dE}{dX}$.

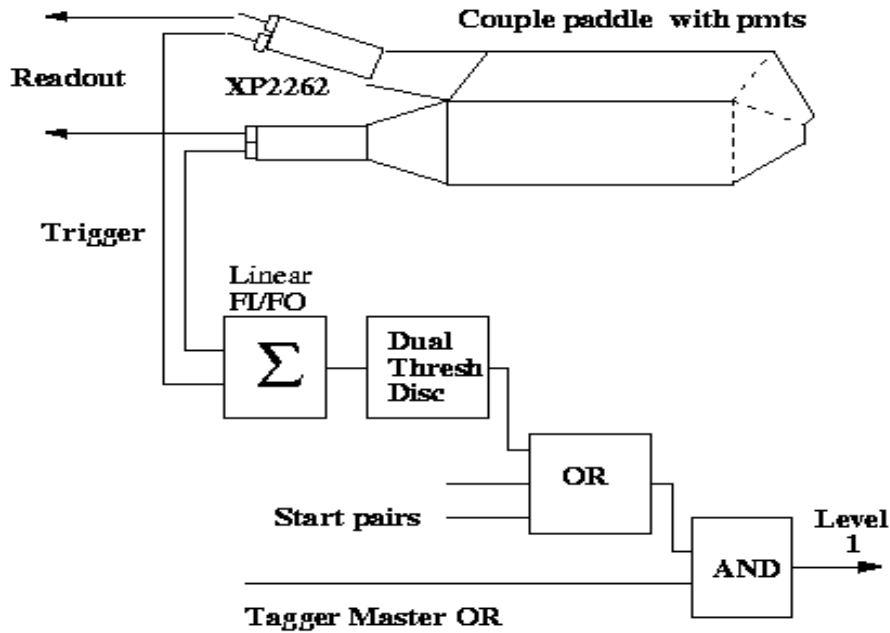


FIG. 2.17 – Vue d'un des 3 panels du Start Counter avec son électronique associée

2.3.6 Les "start-counters"

Description de l'appareil

Les Start-Counters sont des scintillateurs de 30 cm de long placés autour de la boîte à vide, soit à 10 cm de la cible. Ils couvrent tout l'espace en Φ . Pour s'affranchir de l'incertitude liée au temps de propagation de la lumière qui est fonction du point de passage de la particule, il faut disposer d'un photomultiplicateur à chaque extrémité. Mais comme il n'est pas possible de placer à l'avant (pour des raisons d'encombrement) ni les guides de lumière, ni les tubes photomultiplicateurs, la disposition adoptée est un seul scintillateur qui est courbé en son milieu pour couvrir deux secteurs (figure (2.17)). Il y en a donc trois pour couvrir les six secteurs de CLAS.

Leur rôle : limiter les coïncidences fortuites

Pour les expériences en photons, un bon événement est donné par la coïncidence entre un événement dans CLAS, c.à.d. un signal dans un des scintillateurs TOF, et un événement dans le tagger, c.à.d. un signal MOR.

La gamme des β des hadrons émis dans une réaction sur l'hydrogène (p, π ,K) peut aller de $\beta = 0.25$ pour des protons de 250 MeV/c à $\beta = 1$ pour des particules relativistes. Les scintillateurs TOF étant situés à plus de 4 mètres de la cible de réaction, on a une fluctuation sur le temps d'arrivée des hadrons dans les TOF qui peut atteindre 30 ns. De plus les TOF ont une longueur de 3 m, ce qui donne une fluctuation supplémentaire sur le temps d'arrivée de la lumière sur le photomultiplicateur qui peut atteindre 15 ns. Il faut donc une mise en

forme d'au moins 100 ns pour les signaux des TOF en coincidence avec un signal MOR du tagger de 7 ns.

Pour une telle configuration, on peut calculer le nombre de coincidences fortuites : Par exemple, pour une expérience avec 10^7 photons taggés par seconde entre 3 et 4 GeV. Cela correspond à un nombre total de photons entre 0,15 et 4 GeV de l'ordre de 10^8 par seconde. En supposant une section efficace totale moyenne de $200 \mu\text{b}$ dans ce domaine d'énergie et une efficacité moyenne pour détecter les produits hadroniques chargés de 0.5, on arrive pour une cible d'hydrogène de 1 gr/cm^2 à un nombre d'évènements hadroniques détectés dans CLAS de : $6 \cdot 10^{23} * 2 \cdot 10^{-28} * 0.5 * 10^8 = 6000$ évènements hadroniques par seconde.

Le nombre de coincidences fortuites entre ces 6000 signaux hadroniques de 100 ns de large et les 10^7 photons étiquetés est donc de 6000 par seconde. Ce calcul grossier fixe l'ordre de grandeur et il est clair qu'on ne peut pas travailler dans ces conditions. Il n'y a que deux façons de réduire ce taux de coincidences fortuites :

- Durcir le trigger. (Par exemple, pour la mesure de la réaction $\gamma + p \rightarrow p + K^+ + K^-$ demander deux particules chargées dans des secteurs opposés [Bat97])
- Réduire le temps de coincidence.

Les Start-Counters, placés très près de la cible, remplissent donc ce rôle. On s'affranchit ainsi d'une grande partie de la fluctuation liée au temps de vol des particules et de la position d'arrivée sur les TOF. On réclame une coincidence entre un signal de 12 ns donné par une particule chargée ayant traversée un start counter et un signal du tagger de 7 ns. Le nombre de coincidences fortuites est ainsi réduit d'un facteur 6.

Additionnellement, les Start Counters peuvent fournir un temps de départ t_0 pour la détermination des temps de dérive pour le programme de reconstruction des trajectoires. La résolution de moins de 5 ns est en effet suffisante pour évaluer des temps de dérive qui peuvent atteindre 500 ns.

2.3.7 La cible cryogénique

La cible cryogénique a été construite à Saclay au STCM (service des techniques de cryomagnétisme). Son principe est simple. L'élément principal est un échangeur où le réfrigérant est de l'hélium4 à 4.2 K, et le gaz à liquéfier peut être indifféremment de l'hydrogène, du deuterium, de l'hélium3 ou de l'hélium4 (figure (2.18)). Pour liquéfier l'hydrogène ou le deuterium, l' He^4 est réchauffé à 20 ou 24 K. Pour liquéfier l' He^3 la température est abaissée à 2.5 K par pompage du bain d' He^4 réfrigérant à travers une vanne Joule-Thomson (JT).

La régulation en température se fait par un programme utilisant un algorithme de logique floue qui pour l'hydrogène et le deuterium, joue sur deux paramètres : l'ouverture de la vanne JT qui controle le débit d' He^4 , et la puissance de chauffage sur une résistance placée sur le condenseur. Pour l' He^3 et l' He^4 , la régulation agit uniquement sur l'ouverture de la vanne JT. En dehors de cette vanne JT, il n'y a aucun élément mécanique interne qui travaille en permanence ce qui rend la cible extrêmement fiable.

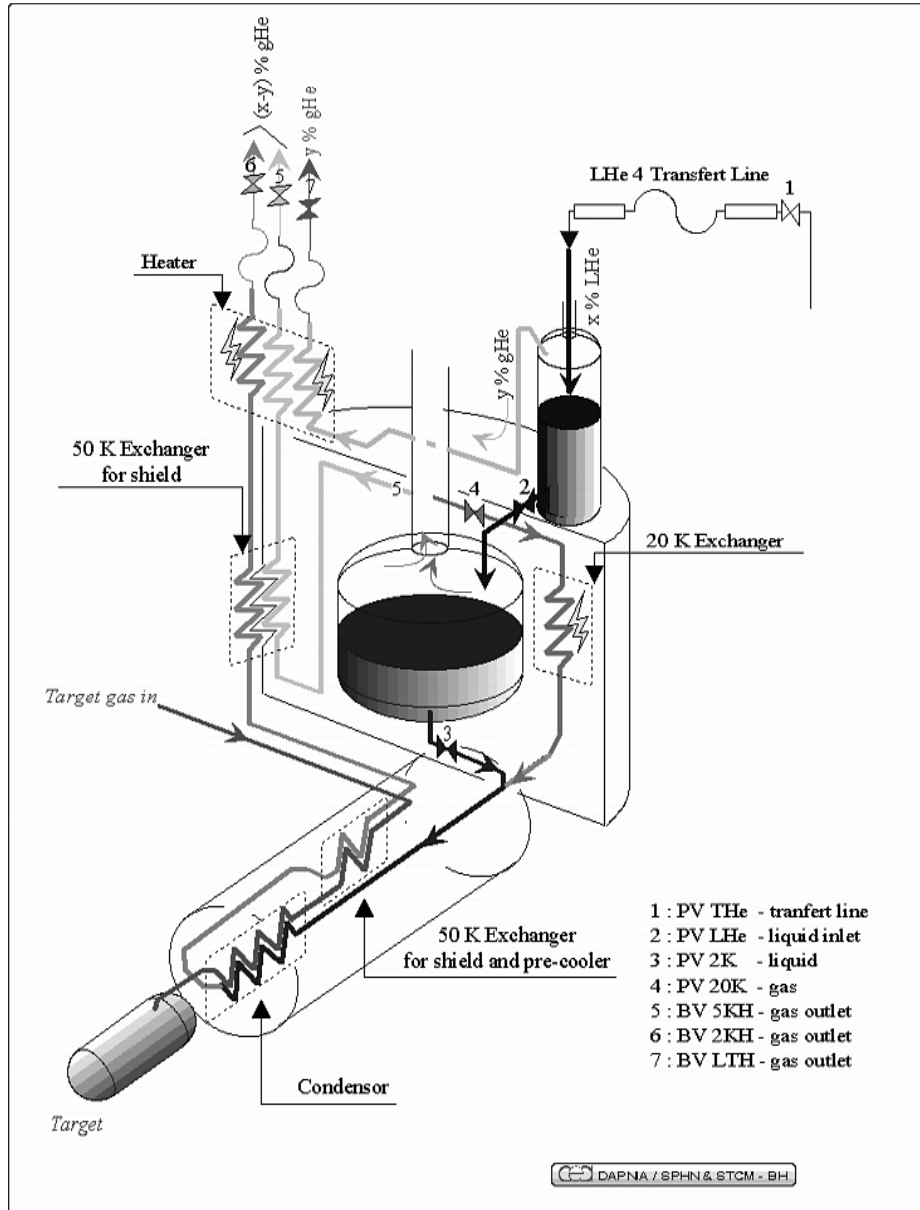


FIG. 2.18 – Dessin de principe de la cible.

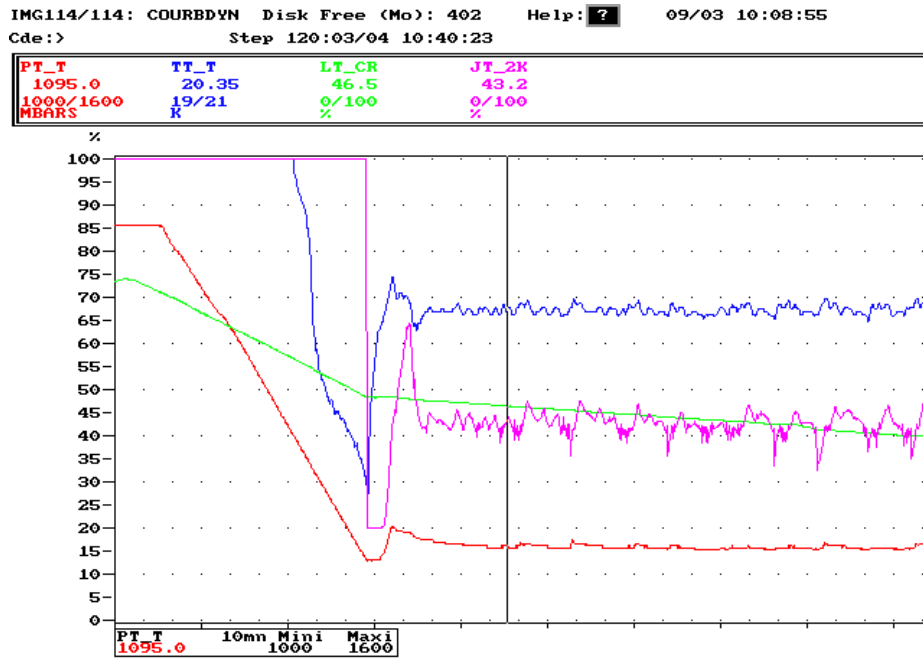


FIG. 2.19 – Courbe de tendance de la température cible (TT_T) lors d'une descente en froid avec remplissage.

Le circuit réfrigérant

L'installation possède un cryostat de 15 litres qui est rempli à partir de l' He^4 qui alimente les bobines du toroïde.

Le remplissage se fait de manière automatique à peu près toutes les 8 heures. Pour ne pas perturber le bain par apport de chaleur extérieure au moment du remplissage, ce cryostat principal est précédé d'un petit cryostat qui sert de séparateur de phase. Il faut d'abord refroidir la canne de transfert: c'est donc du gaz qui arrive. Et ce n'est que quand ce pré-cryostat est rempli d' He^4 liquide que le transfert se fait vers le grand cryostat.

L' He^4 qui se vaporise pour refroidir la cible doit être retourné à la centrale de liquéfaction à la température ambiante. Ceci nécessite un réchauffeur important. C'est sa puissance de 1 KW qui limite la vitesse de transfert, transfert qui est arrêté quand la température descend en dessous de 250 K.

Entre deux transferts, la vanne située au dessus du cryostat est fermée, ce qui assure une pressurisation du cryostat à 1.2 bars. Par contre, pendant un transfert, cette vanne doit être ouverte pour permettre le remplissage. Pendant le 1/4 d'heure que dure le remplissage, la stabilisation en température est donc un peu moins bonne. On passe ainsi d'une stabilité de ± 0.2 K, à une stabilité de ± 0.5 K, ce qui correspond, dans le cas de l'H, à une stabilité en densité meilleure que 2 pour mille.

Le circuit cible

La cible est reliée en permanence au réservoir qui contient le gaz à liquéfier. Des raisons de sécurité pour l'emploi d'hydrogène et de deutérium ont imposé le dimensionnement des bidons de stockage situés à l'extérieur du hall:

- Il faut que la pression finale, c.à.d. quand la cible est remplie de liquide, soit supérieure à la pression atmosphérique. En effet en cas de microfuite, c'est l'hydrogène qui doit s'échapper dans l'atmosphère et ce n'est pas l'air qui rentre dans le bidon (auquel cas, il y a un risque d'explosion).
- La cellule en mylar qui contient le gaz liquéfié a été testée jusqu'à une pression de 4 bars. Les règles de sécurité impose un facteur de sécurité de 2.5 . Il ne faut donc pas dépasser une pression initiale de 1.5 bar.

D'autre part, il faut environ 500 l de gaz à la température d'une pièce normale pour remplir la cible et le condenseur de liquide. Ces conditions fixent donc la dimension du bidon de stockage: $1m^3$ rempli à une pression initiale de 1.5 bar et qui est donc à une pression de 1 bar quand la cible est pleine.

Automatisme et sécurité

L'ensemble des vannes et des pompes sont de type "antidéflagrant". D'autre part, deux grands principes ont été appliqués:

- La sécurité doit être complètement passive et ne pas dépendre de quelque manière que ce soit du contrôle informatique. Toutes les vannes télécommandées sont donc systématiquement doublées de soupape de sécurité.

Le circuit froid de gaz est doublé de telle sorte qu'en cas de bouchon par une impureté, il y ait toujours une possibilité de retour du gaz vers le bidon de stockage.

En cas de rupture de la cellule cible, le tube à vide forme une deuxième enceinte de confinement. Il est fermé en amont et en aval de la cible par des fenêtres en kaptan de 80 microns délimitant un volume de 500 l; la pression interne ne pourra donc jamais dépasser 1 bar.

- La mise en route, la régulation et la surveillance de la cible sont entièrement automatisées. Tous les paramètres sont enregistrés sur un PC et une liaison Ethernet permet qu'en cas de problèmes le diagnostic puisse être fait à distance directement de Saclay.

Pour pouvoir stocker toutes les informations importantes lors du démarrage d'une acquisition ainsi que pour pouvoir communiquer avec le système d'acquisition, nous avons développé une interface avec le système de contrôle du détecteur CLAS qui est basé sur l'outil EPICS (Experimental Physics Interface Control System). A partir d'une station de travail utilisant le système d'exploitation temps-réels VxWorkstm, par le protocole MODBUS, une tâche EPICS vient interroger périodiquement la cible sur la pression, la température, et l'état des capteurs clés du système de contrôle de la cible. Ces informations sont ensuite stockées dans une base de données EPICS accessible à partir de n'importe quel ordinateur



FIG. 2.21 – *Trois types de cellule cible.*

2.4 Le système de déclenchement de CLAS

Dans les expériences avec un faisceau de photon, le système de déclenchement de CLAS utilise l'information de position des TOF touchés qu'il compare avec une table des configurations permises préprogrammée (stockée dans une mémoire vive RAM). C'est le principe de la table "lookup".

Les signaux des 48 scintillateurs d'un secteur sont déjà regroupés sur 16 voies. Ces 16 signaux sont alors envoyés vers le déclencheur de niveau 1 du secteur concerné. Celui-ci effectue une corrélation à l'intérieur du secteur au cas où plusieurs coups sont demandés et décide de transmettre le signal si la configuration de l'événement satisfait le critère présélectionné.

Une corrélation entre secteur est ensuite effectuée par un module superviseur, qui permet de demander plusieurs types de combinaisons logiques entre secteur : coïncidence simultanée entre secteurs, anti-coïncidence, critère de multiplicité, etc... Il envoie alors un signal de déclenchement vers l'acquisition.

Ce trigger est capable de décider s'il faut garder ou non un événement en moins de 100 ns. Sa structure interne en "pipe-line" qui traite à la chaîne les événements lui permet de ne pas induire de temps mort dans la prise de décision. Une entrée asynchrone permet de faire la coïncidence entre les TOF et un signal extérieur. Nous nous en servons dans les expériences en photon pour rajouter la coïncidence entre le tagger et le start counter et ainsi former une triple coïncidence entre les TOF, le tagger et le start counter.

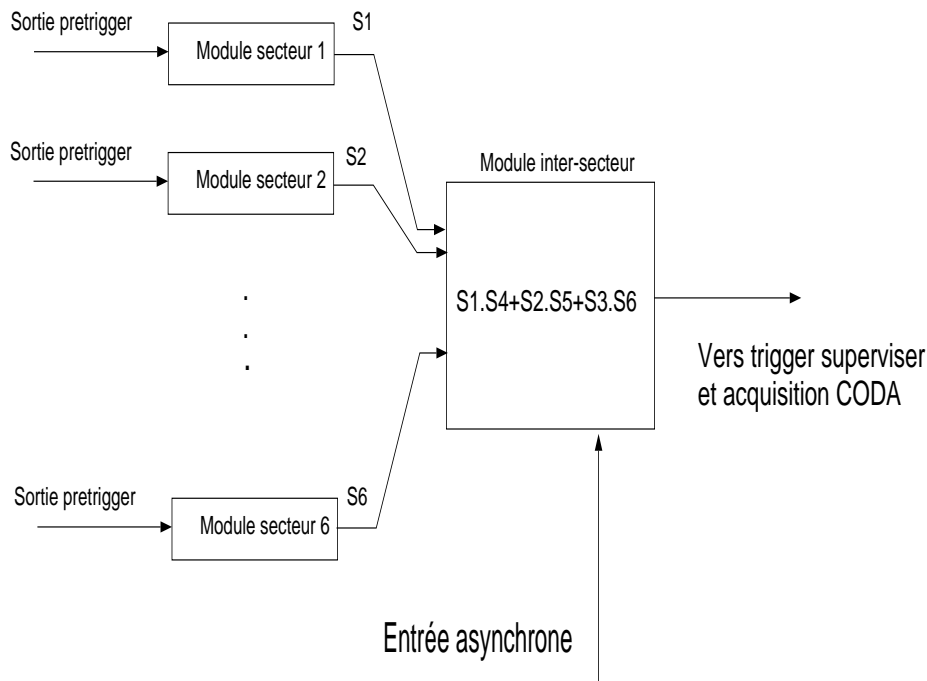


FIG. 2.22 – Schéma détaillé du système de déclenchement niveau 1. Le sens des flèches indique le sens de propagation des informations.

2.5 L'acquisition de CLAS

L'acquisition est basée sur le système CODA (Cebaf Online Data Acquisition). Elle est organisée autour d'un module central construit à TJNAF appelé le superviseur de déclenchement (trigger supervisor), des modules temps-réel (ROC : Read Out Controller utilisant le système d'exploitation VxWorks) qui relisent les informations des modules TDC et ADC FASTBUS et des programmes UNIX qui rassemblent les données des différents modules pour les envoyer ensuite dans des fichiers.

Dès la réception du signal de déclenchement, le superviseur envoie un signal démarrant la digitisation des modules FASTBUS TDC et ADC. Le superviseur bloque alors tout nouvel événement arrivant dans le détecteur. A la fin de la digitisation des données, le superviseur demande à chaque ROC d'aller immédiatement lire les modules FASTBUS si les valeurs sont compatibles avec un bon signal (TDC ni nul, ni en débordement; ADC au dessus des piédestaux), parallèlement, le superviseur averti l'acquisition UNIX de se préparer à la réception d'un événement. Chaque ROC envoie alors les données par le réseau vers le constructeur d'événement (Event Builder (EB) voir figure (2.23)). Le constructeur d'événement rassemble tous les morceaux lus par chaque ROC et effectue la transcription en format BOS [Blo94]. Ce format repose sur le concept de banque nommée : les données sont stockées dans une banque par détecteur et par secteur. L'événement est ensuite stocké sur disque dans un fichier qui est ensuite copié sur un silo de grande capacité (figure (2.24)). Une fois l'événement écrit sur fichier, l'acquisition rend la main au module superviseur.

Un ensemble de programmes de visualisation permet de vérifier la qualité des données en ligne (histogrammes pour détecter les canaux morts, reconstruction en ligne d'une faible

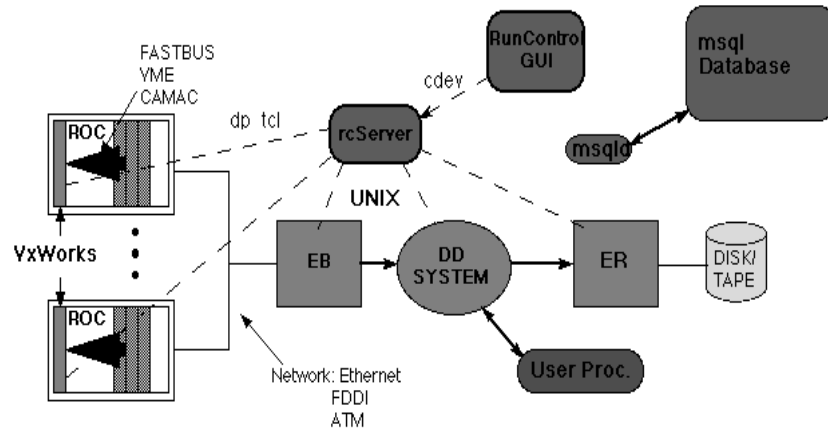


FIG. 2.23 – Schéma de l'acquisition

fraction d'événements).

La taille typique d'un événement étant de 2 kOctet et le taux d'acquisition souhaité par la plupart des expériences de 1,5 kHz, il faut une bande passante théorique d'environ 3 MOctet/s. Pour tenir compte des fluctuations et ne pas avoir d'embouteillage, une marge 2 à 3 fois supérieure est souhaitable. C'est seulement dans ces 2 dernières années que la technologie des réseaux commutés avec le standard ethernet 100 Mbit/s a permis d'obtenir de tels taux.

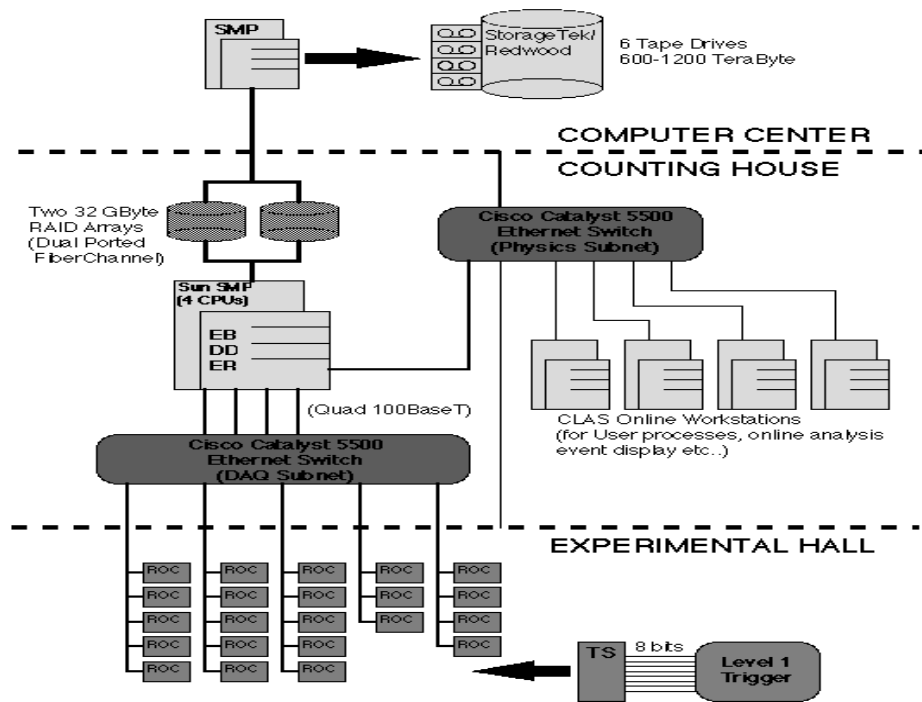


FIG. 2.24 – Vue d'ensemble de l'acquisition de CLAS

Chapitre 3

La normalisation du faisceau de photons

3.1 Introduction

Le faisceau de photons est produit dans le Hall B par rayonnement de freinage sur un radiateur placé à l'entrée du hall. Le faisceau d'électrons primaires étant par ailleurs connu, on mesure les trajectoires des électrons diffusés à l'aide d'un étiqueteur (le tagger), ce qui permet d'en déduire l'énergie du photon. Pour mesurer des sections efficaces absolues, il est nécessaire de connaître le nombre de photons incidents sur la cible. Les appareils de mesure de flux sont situés en aval de CLAS et seront décrits ainsi que leur utilisation pour en déduire la normalisation.

3.1.1 La production de γ par rayonnement de freinage.

Un faisceau d'électrons d'énergie E_0 perd en traversant la matière une partie de son énergie en émettant un spectre continu de photons d'énergie comprise entre 0 et E_0 . En effet, les électrons sont accélérés dans le champ coulombien des noyaux du matériaux dans lequel ils passent et émettent des photons de bremsstrahlung. Le nombre de photons émis à l'énergie k dans une bande d'énergie dk est donné en première approximation par la relation:

$$\frac{dN}{dk} = N_0 * \frac{t}{t_0} * \frac{1}{k} \quad (3.1)$$

où N_0 est le nombre d'électrons incidents, $\frac{t}{t_0}$ l'épaisseur du radiateur exprimée en longueur de radiation. L'angle caractéristique Θ_γ d'émission de ces photons est donné par:

$$\Theta_\gamma \approx \frac{m_0 c^2}{E_0} \quad (3.2)$$

alors que pour les électrons l'angle caractéristique est donné par:

$$\Theta_{e^-} \approx \frac{k}{E'} \quad (3.3)$$

où k et E' sont respectivement l'énergie du photon émis et de l'électron diffusé (Θ_γ et Θ_{e^-} sont exprimés en radians).

Lors d'une interaction, le noyau va donc reculer, mais son énergie de recul $E_R = \frac{q^2}{2M}$ est négligeable (q est l'impulsion de l'électron diffusé et M la masse du noyau). On a donc simplement la relation:

$$k = E_0 - E'$$

Pour que la perte d'énergie par ionisation et surtout les effets d'interaction multiples par bremsstrahlung soient négligeables, on utilise des cibles très fines (de l'ordre de 10^{-4} de longueur de radiation) et de Z élevé car le rayonnement de freinage est proportionnel a $Z(Z+1)$ [Tsa74].

Connaissant E_0 il suffit de mesurer E' , avec un spectromètre magnétique pour connaître l'énergie du photon. C'est le principe de l'étiquetage.

3.1.2 L'énergie du faisceau de CEBAF.

L'énergie du faisceau E_0 nous est donné par l'équipe technique de l'accélérateur. La méthode utilisée est la mesure de l'orbite de recirculation dans les arcs magnétiques par des moniteurs de position du faisceau (BPM) . Les BPM indiquent la position du faisceau par rapport à une position idéale correspondant à une énergie calculée avec la relation :

$$pc = \frac{Br}{300} \quad (3.4)$$

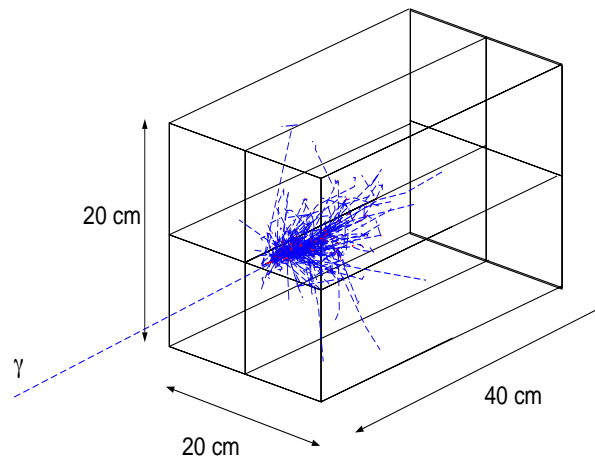
Avec p exprimé en MeV, r étant le rayon nominal de l'orbite de référence exprimé en mètre. Le champs B (en Tesla) est calculé grâce à l'intégrale du champ $I = \int B \cdot dl$ vu par un électron le long de l'orbite et qui a été mesurée sur les 200 aimants que comporte l'accélérateur. On en déduit un B effectif par la formule moyennée:

$$I = \frac{B}{n * L} \quad (3.5)$$

où n est le nombre de recirculation et L la longueur de l'orbite dans les aimants. La précision obtenue sur l'énergie est de l'ordre de quelques 10^{-3} de l'énergie E_0 , largement suffisante pour nous [Ver99].

3.2 Principe de la normalisation

Le principe de la normalisation du flux de photons est d'utiliser un système situé après la cible qui va mesurer le flux de photons. Pour cela, on utilise des compteurs de faible

FIG. 3.1 – *Le TAC*

efficacité que l'on aura auparavant calibrés à faible courant avec un détecteur parfaitement efficace. Pour des raisons de commodité, il a du être placé assez loin de la cible (~ 20 m) dans l'alcove qui se trouve avant l'arrêt de faisceau. Il est constitué de 3 détecteurs dont nous allons détailler les caractéristiques et la mise en oeuvre.

3.2.1 Le détecteur d'absorption totale

Pour mesurer ces efficacités et incidemment l'efficacité d'étiquetage, on place dans le faisceau un détecteur constitué de 4 verres au plomb formant un ensemble de $20 \times 20 \times 40$ cm^3 (ce qui correspond à 17 longueurs de radiation), qui a une efficacité supérieure à 99 %¹ pour détecter des photons. Ce détecteur sera appelé TAC dans la suite (pour Total Absorption Counter).

Les caractéristiques de ce détecteur sont détaillées dans la table (3.1):

Les flux demandés par nos expériences ($5 \cdot 10^6 \gamma$ taggés/s) sont tels, que nous ne pouvons malheureusement pas l'utiliser tel quel. En effet, les dommages induits par les radiations sur ce détecteur en limiterait sérieusement la durée de vie. Une telle mesure du nombre de photons ne peut se faire raisonnablement qu'à basse intensité (jusqu'à des flux de l'ordre de $10^5 \gamma$ taggés/s). De plus, un détecteur du type verre au plomb comme le TAC mesure le rayonnement Cerenkov des particules produites lors d'une gerbe électromagnétique. Le signal a une largeur à la base de l'ordre de 10 ns. Voyant la totalité du spectre de photon de freinage (équation 3.1) en particulier les photons de basses énergies qui sont les plus nombreux, il verrait environ $10^8 \gamma/s$ (on prend une coupure à 50 MeV minimum pour que le photon puisse laisser un signal détectable). A ce taux et avec la largeur de signal de 10 ns du détecteur, il y aurait des effets importants de saturation et de temps mort.

1. En fait, l'efficacité a été mesurée par comparaison avec un autre TAC à LEGS/BNL. Elle est égale à 99% par rapport à celui-ci ([Kha99]). Un calcul d'ordre de grandeur montre qu'il y a peu ou prou de pertes dues à la géométrie:

A 2,4 GeV l'angle d'ouverture du faisceau est de $0,02^\circ$. La distance entre le radiateur et le TAC étant de 41 m, la tache de photons à un rayon moyen d'un peu moins de 1 cm au niveau du TAC. Le rayon de Molière du TAC étant de 3,1 cm, la gerbe électromagnétique venant de n'importe quel angle possible est donc bien contenue dans le détecteur qui a un rayon de 10 cm.

Caractéristiques physiques:	Composition du verre au plomb= 55% PbO + 45% SiO ₂ Z effectif Z _{eff} = 48,9 Longueur de radiation X ₀ = 2.36 cm Rayon de Molière R _M = 0.0265*X ₀ (Z + 1.2) = 3,1 cm Indice de réfraction n = 1.67 Angle de Cherenkov = 1/n = 34.3 deg Densité = 4.08 g/cm ³ Volume du TAC = 10x10x40 cm ³ Longueur du TAC = 17 longueur de radiation
Resolution and Efficiency:	Energie (Delta.E/E) = 16 % (pour des rayons gamma de 300 MeV) Temporelle (Delta.t) = 4 ns Efficacité = 99 % (comparé au TAC à LEGS/BNL)

TAB. 3.1 – *Hall B TAC Pb-Glass (SF5) [Kha99]*.

Pour toutes ces raisons, il est nécessaire d’avoir un système secondaire comme les détecteurs de paires de faible efficacité afin de remplacer le TAC dans les conditions normales d’expérience. On se servira de ces détecteurs comme d’un remplacement pour le TAC pour monitorer le flux de photons.

3.2.2 Les détecteurs de paires

On place dans le faisceau un convertisseur en cuivre de quelques % de longueur de radiation. Aux énergies de CEBAF, la section efficace d’interaction des photons est complètement dominée par la production de paires e^+e^- qui dépend très peu de l’énergie. On détecte cette paire e^+e^- :

- soit en plaçant deux scintillateurs directement derrière le convertisseur de cuivre. C’est le détecteur que l’on appellera dans la suite le “Pair Counter” (PC). L’inconvénient est que ce dispositif est sensible à tout le spectre de photons. Si on veut par exemple $5 \cdot 10^6 \gamma$ étiquetés par seconde entre 3 et 4 GeV, le nombre de photons d’énergie comprise entre 50 MeV et 3 GeV est de $1,5 \cdot 10^8$ et même avec une efficacité de 1%, ce détecteur va commencer à saturer. Et de fait ce dispositif a essentiellement servi à centrer le faisceau de photons.
- soit un spectromètre de paires PS (Pair Spectrometer). Il est constitué d’un convertisseur, d’un électro-aimant de 1 Tesla et d’une série de scintillateurs disposés en épis de blé (fig. 3.3).

Le gros avantage de ce dispositif est qu’il n’est sensible qu’à une partie du spectre de photons. Si par exemple on est intéressé comme dans notre expérience qu’à des énergies de photons comprises entre 3 et 4 GeV, on peut jouer sur la valeur du champ magnétique ou utiliser seulement les compteurs vers l’avant pour sélectionner la gamme en énergie (la paire e^+e^- étant d’autant plus piquée vers l’avant que l’énergie des photons est grande).

2. Pour des photons de haute énergie la section efficace totale est $\sigma_{tot} = \frac{7}{9} \left(\frac{A}{X_0 * N_A} \right) \simeq 65 \text{ mbarn}$ où ici $A = 63.55$, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ est le nombre d’Avogadro, $X_0 = 12,86 \text{ g.cm}^{-2}$ la longueur de radiation du cuivre à comparer à la section efficace totale hadronique de $A * \sigma_{tot \text{ Hydrogene}} = 6 \text{ mbarn}$ (Ref. PDG).

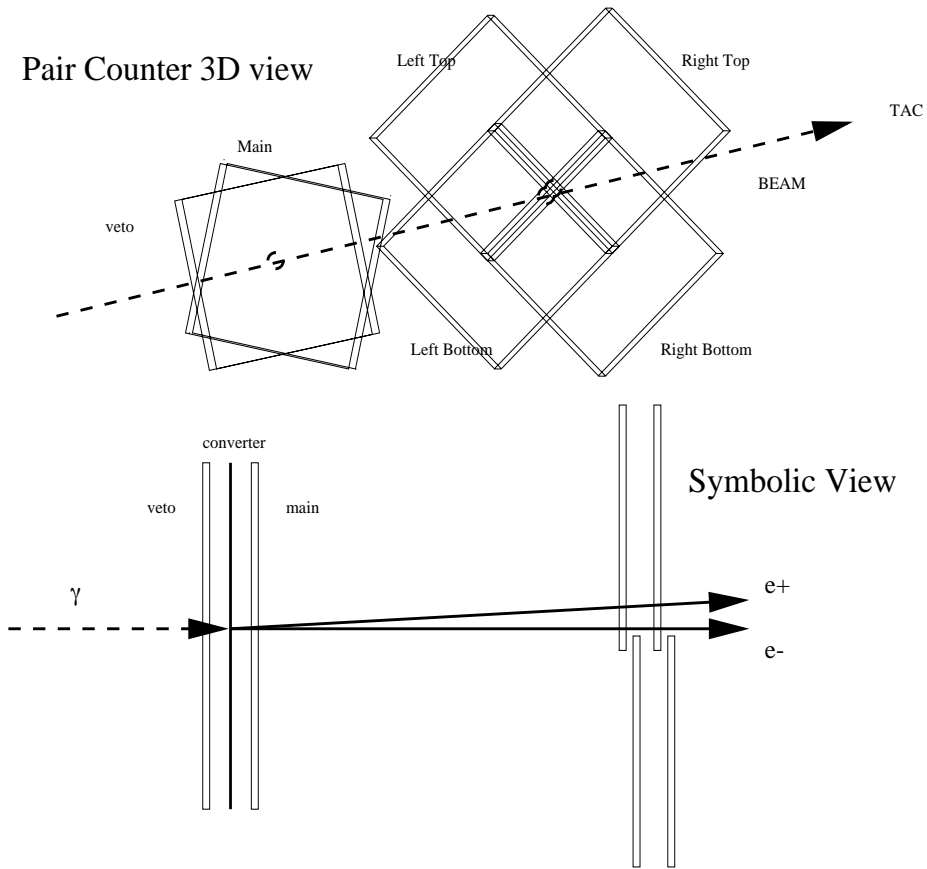


FIG. 3.2 – Schéma de principe du PC

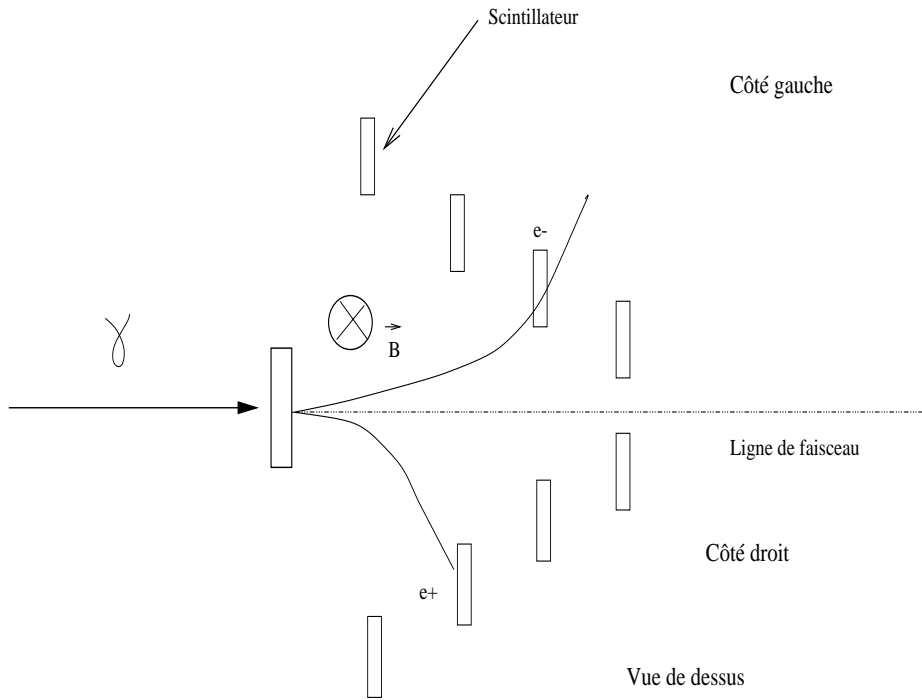


FIG. 3.3 – Schéma de principe du PS.

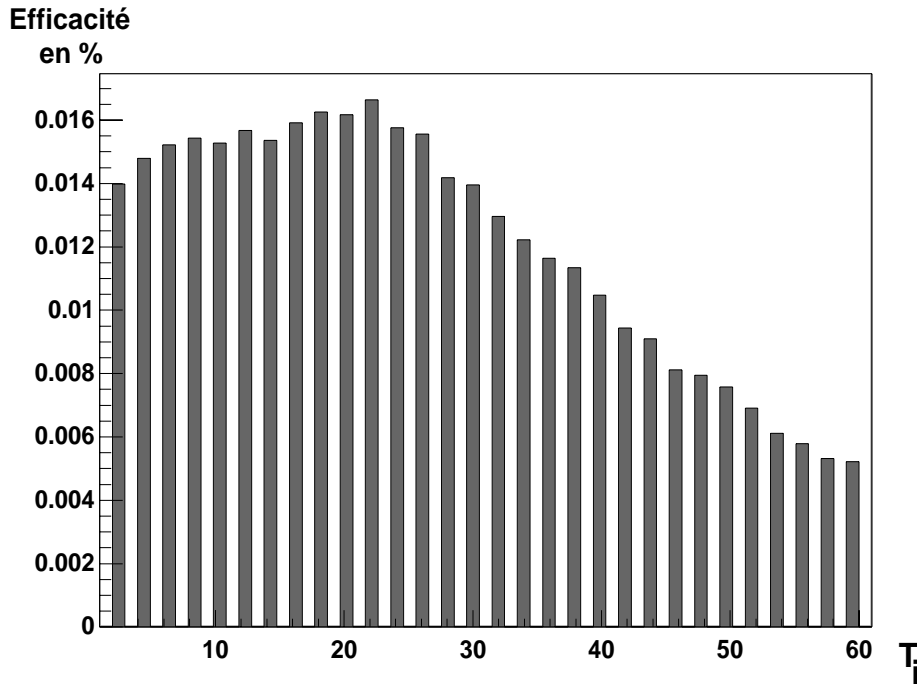


FIG. 3.4 – Efficacité du PS en fonction du T du tagger à $E_0 = 2,4 \text{ GeV}$.

La figure (3.4) présente l'efficacité de ce spectromètre de paires pour une énergie de photons taggés entre 500 MeV et 2,4 GeV. La mesure est faite un canal T sur deux.

Pour l'efficacité mesurée à 4 GeV d'énergie de faisceau primaire, le radiateur à l'entrée du PS était plus épais et seuls les détecteurs avant ont été utilisés, d'où une allure très différente comme on peut le voir sur la figure (3.5).

Ces efficacités, de l'ordre de 1%, étaient mesurées périodiquement pendant la prise de donnée afin de vérifier leur stabilité. On enregistre de plus les informations des ADC des détecteurs de photons pour vérifier la bonne marche de l'ensemble, ainsi que le temps d'arrivée du signal qui nous permet de faire la corrélation avec les coups du tagger.

3.2.3 Schéma final de la normalisation.

Cette limitation du TAC nous a amené à avoir 2 phases de fonctionnement [Sob92]:

1. Une phase dite de "normalisation". De manière périodique, le flux de photon était amené à un niveau très bas, permettant la calibration des compteurs de paires et la mesure de l'efficacité de transmission de référence.
2. Une phase dite de "production". Autrement dit les prises de données à haut flux avec seulement les détecteurs de paire placés dans le faisceau.

Les changements de phase peuvent se faire facilement grâce au contrôle à distance que nous avons mis en place. Nous alternons ces 2 phases régulièrement pour avoir des calibrations précises.

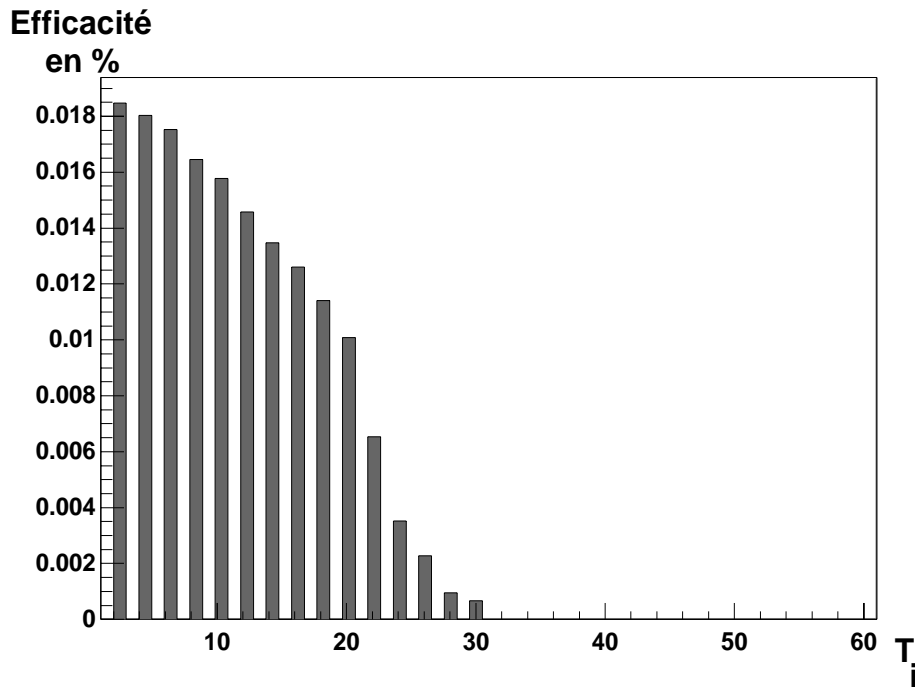


FIG. 3.5 – Efficacité du PS en fonction du T du tagger à $E_0 = 4 \text{ GeV}$.

3.3 Le tagger

3.3.1 L'instrumentation

Chacun des 61 compteurs T_i du tagger est muni aux deux extrémités d'un photomultiplicateur suivi d'un discriminateur à fraction constante (CFD), qui assure automatiquement la correction temps-amplitude. L'électronique du tagger comporte aussi 61 modules de coïncidences triples T_i^{droit} , T_i^{gauche} et ΣE_j (où ΣE_j est un signal provenant d'une matrice de corrélation géométrique E-T). Les coïncidences géométriques permises par le module sont très larges afin de n'induire aucune coupure systématique. La largeur des portes de coïncidence en temps est de l'ordre de 20 ns ce qui permet de supprimer une grande partie du bruit de fond ambiant.

La figure (3.6) fait le détail de la chaîne électronique du tagger.

3.3.2 Les échelles associées

Les 61 signaux sortant des coïncidences triple sont d'une part mélangés pour former le signal de déclenchement du tagger ou MOR (Master OR) qui est en coïncidence dans tous les triggers et d'autre part envoyés sur un distributeur (FAN-OUT) qui les adressent aux différentes échelles .

La sortie ECL de ce distributeur est envoyée directement sur des échelles de comptage CAEN qui vont donc fournir les 61 informations T_i brut. Les deux autres sorties NIM de ce distributeur sont envoyées sur des discriminateurs Lecroy 2313 dont la porte est donnée

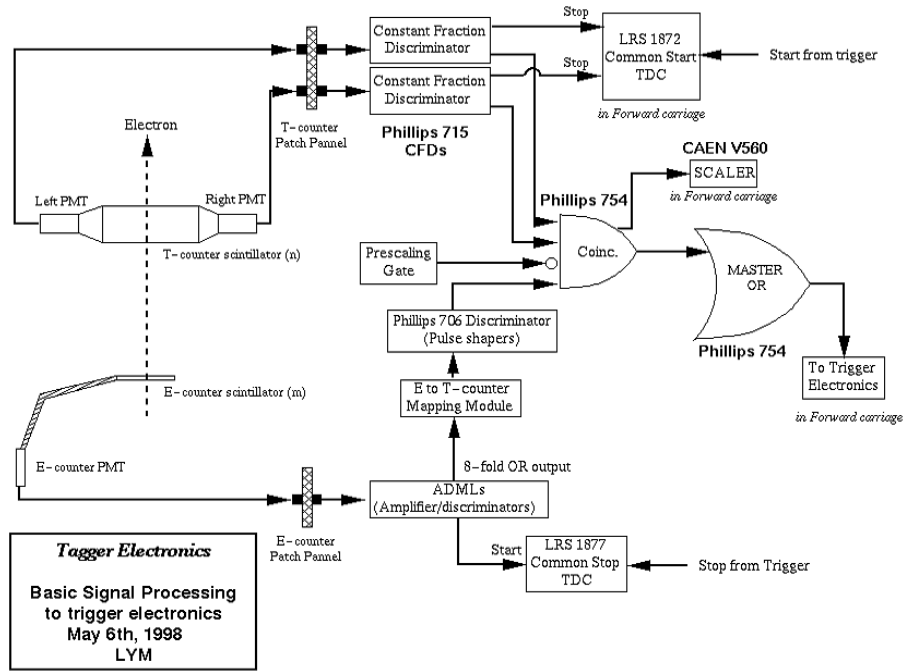


FIG. 3.6 – Électronique du tagger

par un des éléments de comptage des photons, à savoir le PC (pair counter), le PS (pair spectrometer) et le TAC (total absorption counter). Ces discriminateurs servent à réaliser les coïncidences $TAC * T_i$, $PC * T_i$, $PS * T_i$ et leurs sorties sont aussi envoyées sur des échelles CAEN.

Pour des raisons d'encombrement dans les baies électroniques, nous ne disposons que de 192 échelles. Elles ont été réparties de la manière suivante:

- 61 échelles T_i brut
- 61 échelles $T_i * TAC$
- 31 échelles $T_i * PC$ pour les T_i impairs
- 30 échelles $T_i * PS$ pour les T_i pairs

Pendant les runs de production, le TAC ne sert pas (il est enlevé du faisceau). Par contre, on a besoin de mesurer les coïncidences fortuites $T_i * PC$ et $T_i * PS$ qui sont négligeables dans les runs de normalisation. On se servira donc des 61 échelles $T_i * TAC$ qui sont alors libres pour enregistrer les 31 coïncidences fortuites $T_i * PC_{retard}$ et les 30 coïncidences fortuites $T_i * PS_{retard}$. Pour ces canaux, on retarde le signal du PC et du PS de 50 ns, mettant les T hors de portée de la fenêtre de coïncidence de 20 ns. On met alors les configurations selon le type de run (voir tableau (3.2)).

Ces échelles sont lues toutes les 10 secondes par le programme d'acquisition. Le montage électronique que nous avons installé et qui est schématisé sur la figure (3.7), permet de

	tous les T (61)	T impair (31)	T pair (30)	T impair (31)	T pair (30)
run de normalisation	T_i^{brut}	$T_i * PC$	$T_i * PS$	$T_i * TAC$	$T_i * TAC$
run de production	T_i^{brut}	$T_i * PC$	$T_i * PS$	$T_i * PC_{retard}$	$T_i * PS_{retard}$

TAB. 3.2 – Configurations permises pour les échelles suivant le type de run sur les 192 canaux.

passer simplement d’une configuration à l’autre en ne jouant que sur les masques programmables des modules discriminateurs Lecroy 4413. Le changement de configuration s’effectue automatiquement quand on passe d’un run de normalisation à un run de production.

De plus, des modules programmables de retard Lecroy 4418 permettent de faire les plateaux de coïncidences pour mettre en phase les signaux des T_i avec les signaux provenant des détecteurs de photons PC, PS, TAC. Le montage précédent permet aussi d’envoyer les mêmes signaux sur les différentes échelles pour mesurer les largeurs de porte. Cette mesure est absolument nécessaire (avec $T_i * PS_{retard}$) puisque pour les runs de production, il faut faire la soustraction des accidentelles sur des canaux qui n’ont pas exactement la même largeur de porte.

Nous avons mis en place un serveur temps-réel connecté aux modules pour exécuter les commandes CAMAC à travers le réseau Ethernet. Ce serveur, couplé à une interface graphique Interface Homme Machine (IHM) réservé aux ”experts”, fig (3.8), permet d’effectuer toutes ces opérations de la salle de contrôle.

3.3.3 L’analyse avec le tagger

L’analyse des événements dans le tagger se fait de la façon suivante :

- Filtrage des événements TDC hors des limites “raisonnables”. Dépassement, etc...
- Ensuite, ne sont retenues que les combinaisons permises basées sur la géométrie entre les plans E et T. Pour cela, on utilise une carte de correspondance basée sur une simulation des trajectoires possibles dans le tagger compte-tenu du champ magnétique et incluant la diffusion multiple.
- Un deuxième filtrage basé sur la différence en temps entre les coups dans les plans E et T. Cela permet d’éliminer les combinaisons géométriques qui ne sont pas corrélées en temps et n’appartiennent pas au même électron. On retient les combinaisons qui ont moins de 10 ns de différence entre E et T.
- Enfin, une dernière passe qui reprend l’événement dans sa totalité et estime le degré de confiance que l’on peut avoir pour chaque coup. Par exemple, deux coups très proches géométriquement et en temps qui ont résistés à toutes les opérations de filtrages (cas 2 E et un T). Cette configuration est ambiguë et il convient de rejeter ces événements ultérieurement dans l’analyse.

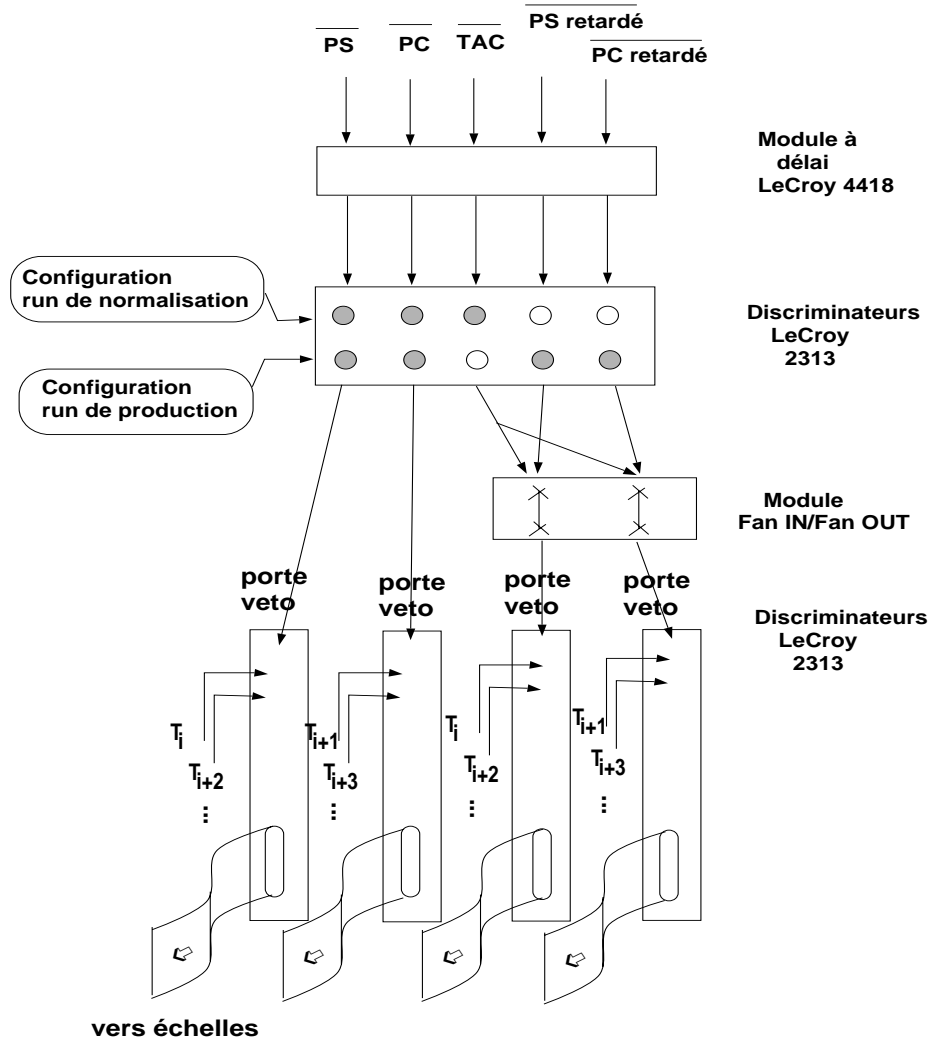


FIG. 3.7 – Montage électronique pour passer d'un run de normalisation à un run de production. Les points ombrés sont les portes fermées lors du passage dans le discriminateur 2313.

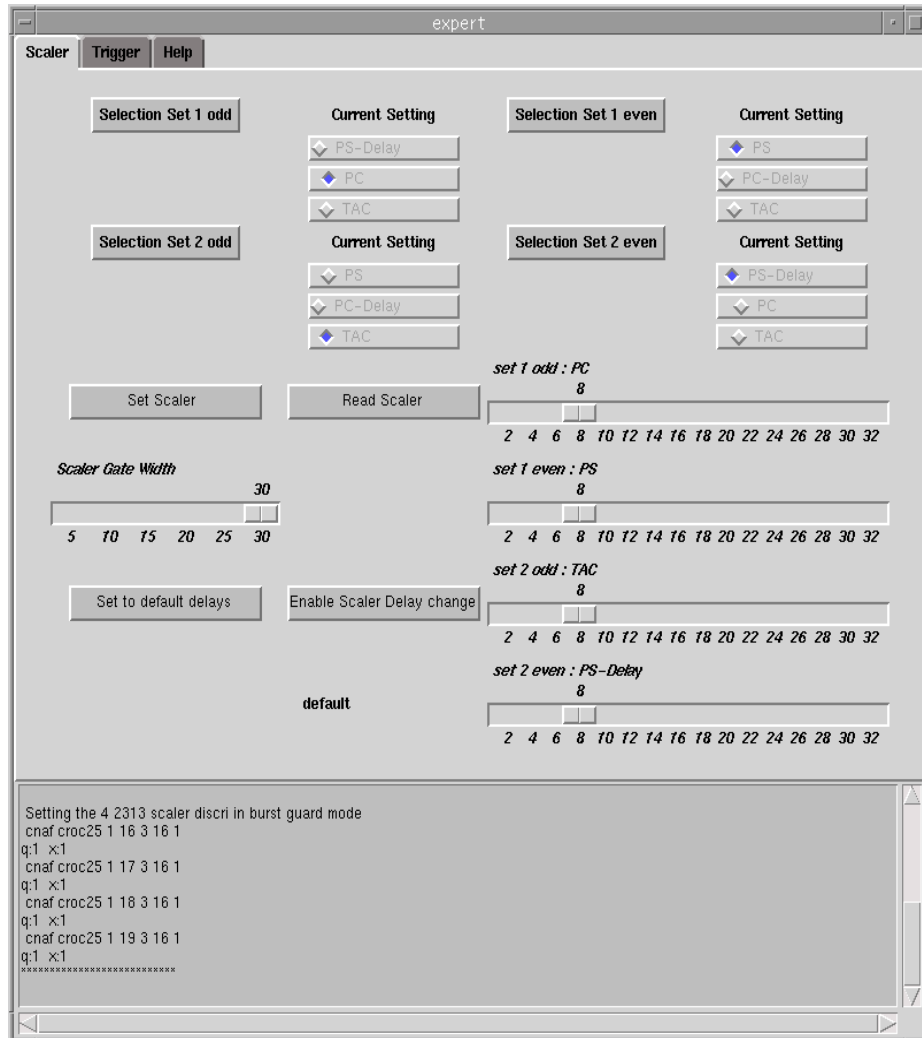


FIG. 3.8 – IHM pour le choix de la configuration des échelles

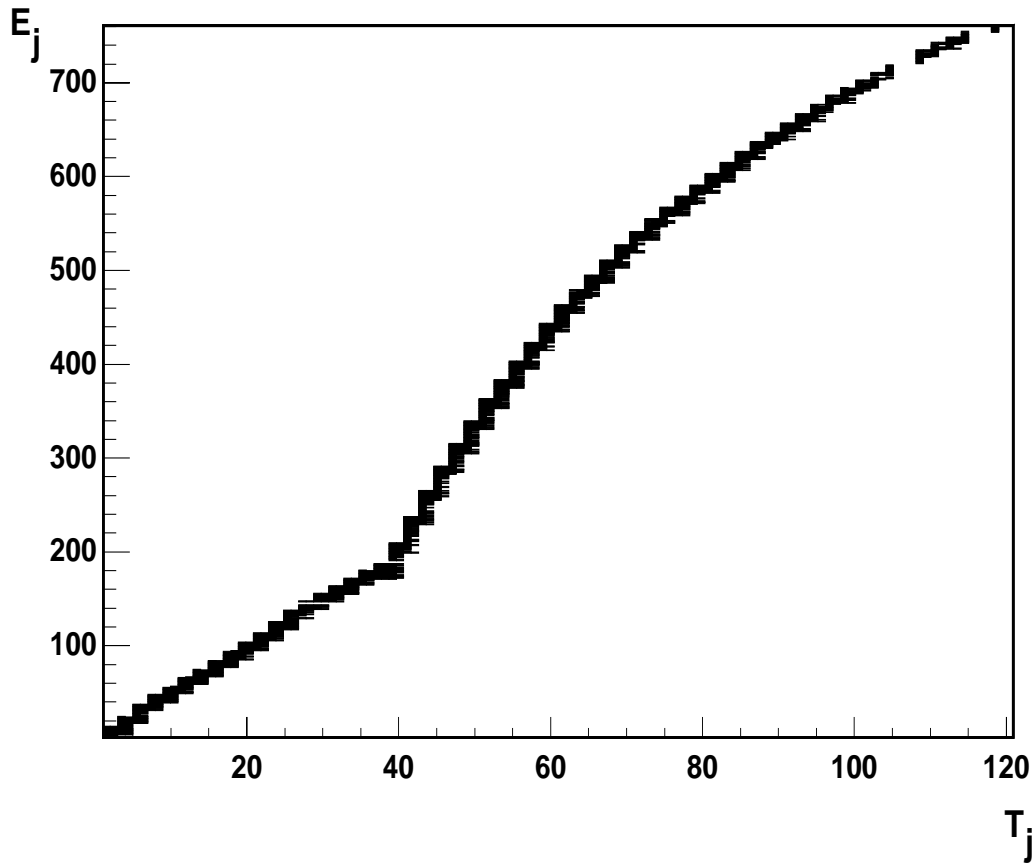


FIG. 3.9 – Distribution des E et des T pour un run basse intensité dans le plan focal après analyse.

On peut voir la distribution des coups en E et T à la fin de l'analyse pour un run de basse intensité (figure (3.9)).

3.3.4 Performances obtenues

Pour un scintillateur T donné, on dispose du temps aux deux extrémités T_d et T_g . On peut construire la quantité :

$$T_m = \frac{T_d + T_g}{2}$$

qui est indépendante du point de passage de l'électron le long du scintillateur. La résolution intrinsèque de ces compteurs est de l'ordre de 120 ps pour un run de normalisation et de l'ordre de 150 ps pour un run de production.

Comme indiqué plus haut, on cherche à réaliser la coïncidence la plus étroite possible entre le signal MOR (pour Master OR), qui est le mélange de toutes les voies du tagger et les start-counters. Pour cela il faut s'assurer que toutes les voies sont bien calées en temps. Cette mise en temps se fait par référence à un temps fixe qui est le temps d'arrivée du

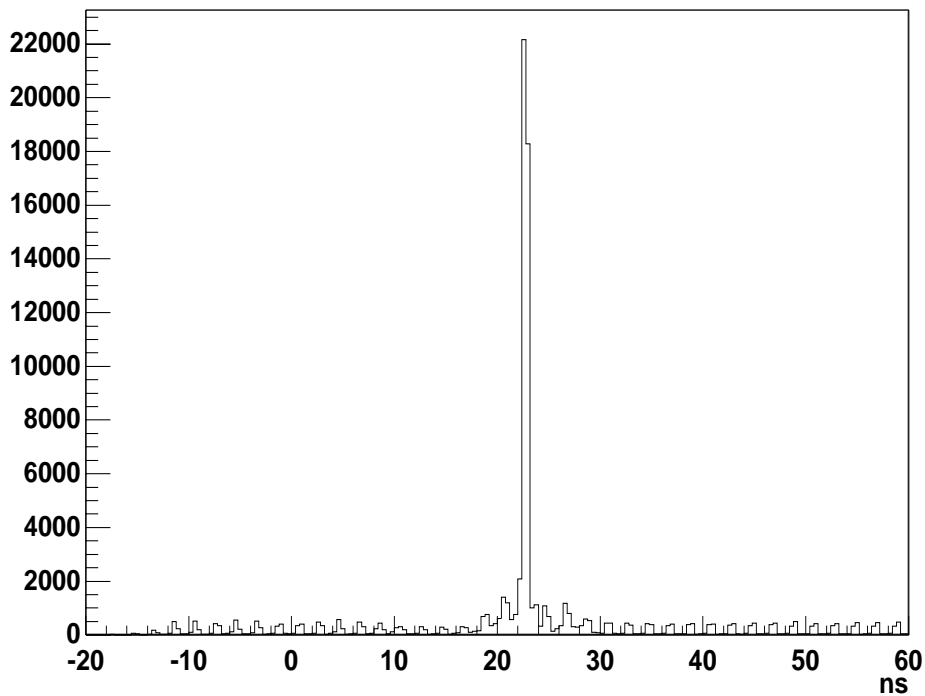


FIG. 3.10 – *Spectre en temps d'un T du tagger en coïncidence avec le start counter dans un run de production.*

photon de freinage dans un détecteur verre au plomb placé sur le faisceau de photons. (nous en discuterons plus en détail au chapitre suivant) La comparaison des spectres en temps obtenus avec comme start un T_i et comme stop ce détecteur verre au plomb permet la mise en temps relative de tous les compteurs T_i au niveau du trigger. L'alignement des 61 compteurs est réalisé à la ns près.

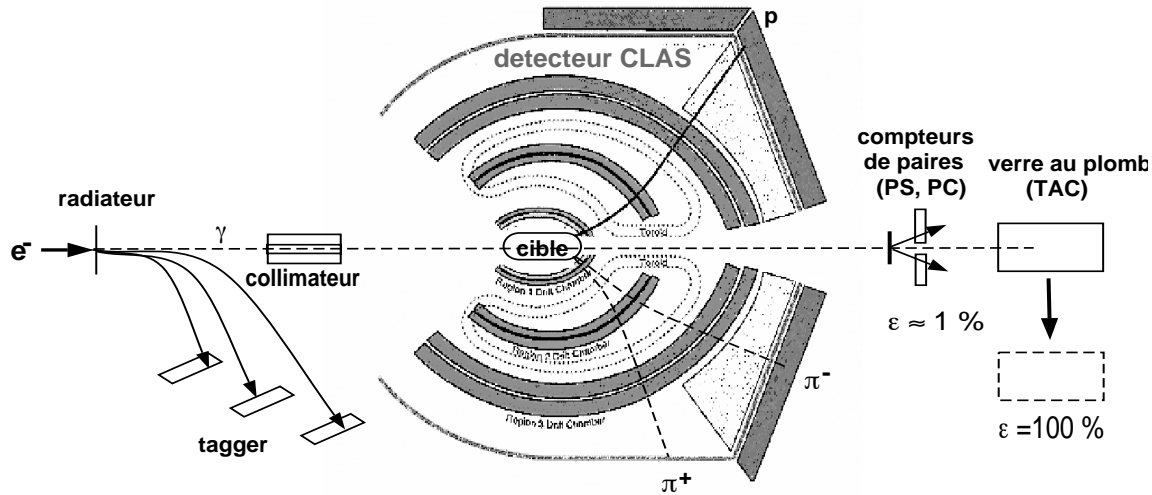
Sur la figure (3.10) nous avons porté le spectre en temps du MOR. On peut distinguer très clairement le pic des coïncidences vraies.

Nous verrons dans le chapitre consacré à l'analyse des données comment avec la RF on peut améliorer ces performances.

3.3.5 La ligne de photon après le tagger

La ligne de photon (figure (3.11)) située après le tagger comprend :

- Un collimateur à la sortie du tagger afin d'obtenir une tache de faisceau raisonnable au niveau de la cible de réaction qui était placé à 2 m du radiateur.
- Un aimant de balayage situé après le collimateur pour éliminer les produits d'interaction secondaires des photons dans le collimateur.
- La cible entourée d'un tube à vide en fibre de carbone de 1,5 mm d'épaisseur.
- Les appareils de mesure de flux ainsi que les convertisseurs associés qui sont placés dans l'alcove juste avant l'arrêt de faisceau.

FIG. 3.11 – *Ligne de faisceau photon CLAS*

Dans nos conditions d'expérience, nous avons fait le vide dans la ligne jusqu'à la cible. Ensuite, jusqu'aux détecteurs de flux, la propagation des photons se faisait dans un sac plastique rempli d'hélium pour limiter les interactions.

3.3.6 L'efficacité d'étiquetage

Le collimateur placé sur la ligne de photons a pour fonction d'éliminer les photons émis à grand angle. Avec le collimateur de 1 mm de diamètre, le faisceau fait une tache d'environ 1 cm de diamètre au niveau de la cible pour une énergie de faisceau de 2,4 GeV.

Du fait de ce collimateur et des pertes supplémentaires dans la cible, les fenêtres et les sacs d'hélium, le nombre de photons passant ce collimateur va dépendre du réglage du faisceau, en particulier, de l'alignement de l'axe du faisceau sur l'axe du collimateur et de l'émittance du faisceau. D'autre part les électrons détectés dans le plan focal du tagger n'ont pas tous un photon de rayonnement de freinage associé. Il y a une contamination due à la diffusion d'électrons sur les électrons atomiques (diffusion Möller) et bien sur, le bruit de fond de la salle qui sont tous deux détectés par le tagger. On ne peut donc pas utiliser directement le nombre d'électrons détectés dans le tagger pour évaluer le nombre de photons étiquetés frappant la cible de réaction. Il faut compter les photons restant après la cible (corrigé des pertes par interactions hadronique dans la cible même). C'est ce que l'on désignera par efficacité d'étiquetage où encore efficacité de transmission. C'est ce problème essentiel de la normalisation que nous allons aborder maintenant.

3.4 Principe détaillé de la normalisation

La définition de la procédure détaillée doit beaucoup aux problèmes électroniques que nous avons rencontré pour avoir le nombre correct de photons. Nous commencerons par présenter toutes les quantités que nous définissons à partir d'un run de normalisation, puis

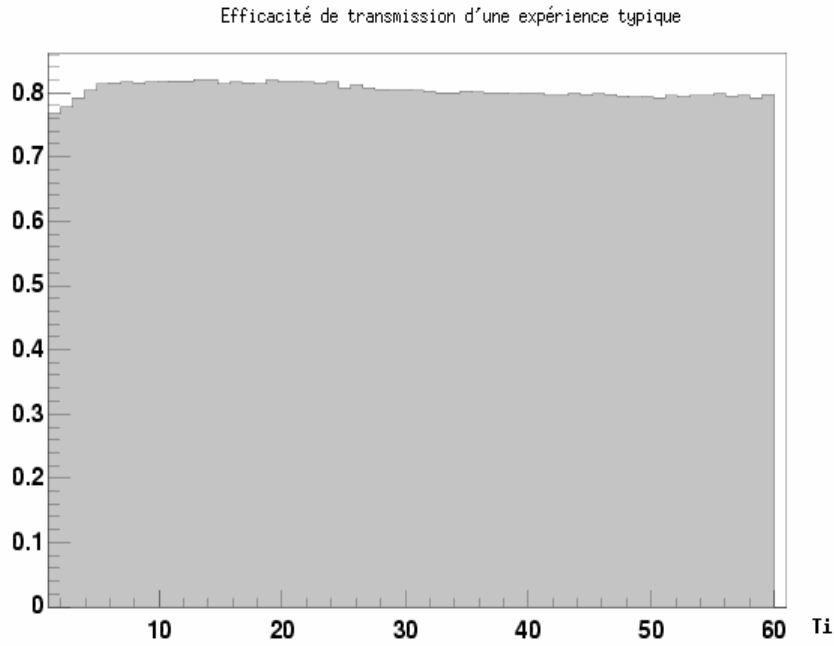


FIG. 3.12 – *Efficacité de transmission pendant un run de normalisation*

comment les utiliser pour obtenir le nombre de photons par canal E d'énergie.

3.4.1 Quantités extraites d'un run de normalisation

Lors d'un run de normalisation, nous mesurons à l'aide des échelles le nombre de coïncidence du détecteur TAC avec les signaux des électrons détectés dans les voies T_i du tagger. Étant donné que l'efficacité du TAC est de 100 %, pour chaque canal T_i l'efficacité d'étiquetage est alors définie par:

$$\epsilon_{T_i}^{norm} = \frac{[T_i * TAC]}{[T_i^{brut}]_{norm}} \quad (3.6)$$

où:

- $[T_i * TAC]$ ³ est le nombre de coïncidences entre le verre au plomb et le T d'indice i d'une des 61 voies du tagger.
- $[T_i^{brut}]_{norm}$ est le nombre d'électrons mesuré dans chacune des voies du tagger.

La figure (3.12) montre un spectre typique de cette efficacité d'étiquetage pour un faisceau incident d'électrons de 2,4 GeV.

Elle est voisine de 80%. Elle varie fortement pour les T 1 à 5 qui sont ceux où les électrons de basse énergie sont détectés à cause notamment des électrons Möller qui contribuent au

3. La notation entre crochet [...] indique qu'il s'agit d'une quantité mesurée avec les échelles.

comptage des T_i^{brut} puisqu'ils donnent des électrons de basse énergie (Pour ces électrons il n'y a pas de photons associés donc baisse apparente de l'efficacité de transmission). Il y a également une légère baisse quand on va vers les grands T, cela est du au bruit de fond qui provient du faisceau d'électrons qui n'a pas interagit et qui augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche du tube à vide à la sortie du tagger (compteur T₆₁).

On mesure également le nombre d'électrons détectés dans le tagger en coïncidence avec le PS $[T_i * PS]_{norm}$. L'efficacité du spectromètre de paires (fig. (3.4,3.5)) est alors définie par:

$$\epsilon_{PS}(T_i) = \frac{[T_i * PS]_{norm}}{[T_i * TAC]} \quad (3.7)$$

Les informations TDC du run de normalisation nous permettent de mesurer le nombre de photon $N_\gamma(E_j)_{norm}$ au niveau de la cible. Pour cela on demande que le coup enregistré dans le tagger soit en coïncidence avec un coup dans le TAC. On peut également définir la répartition le long du plan focal des coups dans chacun des compteurs E_j du tagger, normalisé au T_i^{brut} dans lequel le canal E_j compte le plus :

$$\epsilon_j = \frac{N_\gamma(E_j)_{norm}}{[T_i^{brut}]} \quad (3.8)$$

Pour ce coefficient, la normalisation par T_i^{brut} s'explique par le fait que l'on souhaite avoir un nombre proportionnel au nombre d'électrons incidents sur le radiateur. **Avec cette définition, les ϵ_j contiennent l'efficacité d'étiquetage au moment du run.**

3.4.2 Extraction du nombre de photons par canal en énergie

L'efficacité d'étiquetage (eq. 3.6) dépend du réglage du faisceau et n'était pas stable tout le long de l'expérience. Il faut donc l'évaluer run par run en se servant du spectromètre de paires qui sert alors de remplacement à haut flux pour le TAC. Pendant un run de production, on mesure le comptage dans les échelles $[T_i * PS]$ et $[T_i * PC]_{retard}$. Cela nous permet de retrancher les accidentelles qui peuvent arriver dans les 20 ns de la fenêtre de coïncidence entre les T et le PS. L'efficacité d'étiquetage s'obtient alors par le calcul suivant :

$$\epsilon_{T_i}^{prod} = \frac{[T_i * PS] - [T_i * PS]_{retard}}{\epsilon_{PS}} * \frac{1}{[T_i^{brut}]_{prod}} \quad (3.9)$$

Comme expliqué précédemment, cette quantité n'est mesurée que pour un canal sur deux. Nous avons donc maintenant défini toutes les grandeurs nécessaires pour calculer le nombre de photons :

$$N_\gamma(E_j) = \epsilon_j \times [T_i^{brut}]_{prod} \times \langle \eta \rangle \quad (3.10)$$

où $\langle \eta \rangle = \langle \frac{\epsilon_{T_i}^{prod}}{\epsilon_{T_i}^{norm}} \rangle$ est la moyenne sur tous les canaux de η qui prend en compte les variations d'efficacité d'étiquetage par rapport au run de normalisation utilisé pour définir

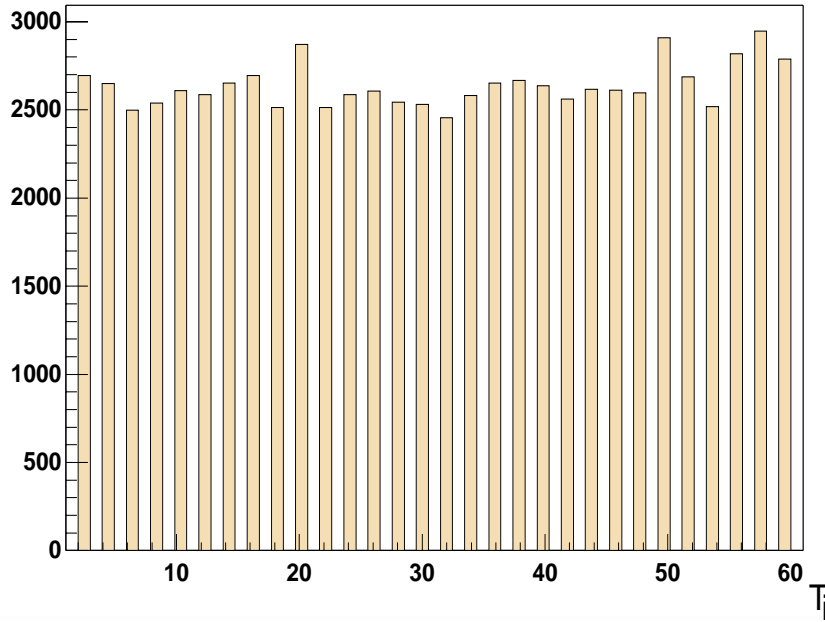


FIG. 3.13 – Rapport des échelles $[T_i * PS]$ entre un run de normalisation et un run de production.

les ε_j . Cette formule est valable car l'efficacité d'étiquetage est indépendante de l'énergie du γ (même distribution angulaire). Cela peut se réécrire comme :

$$N_\gamma(E_j) = N_\gamma(E_j)_{norm} * \left\langle \frac{[T_i * PS]_{prod}}{[T_i * PS]_{norm}} \right\rangle$$

Avec cette nouvelle relation, le nombre de photons d'un run de production se déduit du nombre de photons d'un run de normalisation fois le rapport des intensités de faisceau qui est évalué en prenant la moyenne sur tous les T du rapport des $[T_i * PS]$. On a représenté sur la figure (3.13) ce rapport non moyenné. Pour que cette relation soit valable, il faut bien sûr que l'efficacité du PS n'ait pas variée, ce qui était vérifié régulièrement durant les runs de normalisation.

3.5 Application à g1 et g6

Les prises de données se sont déroulées en deux périodes très distinctes. La première période, appelée g1, regroupait six expériences différentes et toute la plage d'étiquetage (0.2-0.95 % de E_0) était utilisée avec une énergie d'électrons $E_0 = 2.4$ GeV.

Les 61 voies du plan focal du tagger étaient divisées en 4 groupes. Pour compenser la variation en $\frac{1}{E_\gamma}$ du spectre de bremsstrahlung et avoir un nombre de photons à peu près uniforme d'un bout à l'autre du spectre, les signaux de chacun de ces groupes étaient divisés par ordre décroissant en énergie d'électron par un facteur 1,2,4,8 afin d'uniformiser la

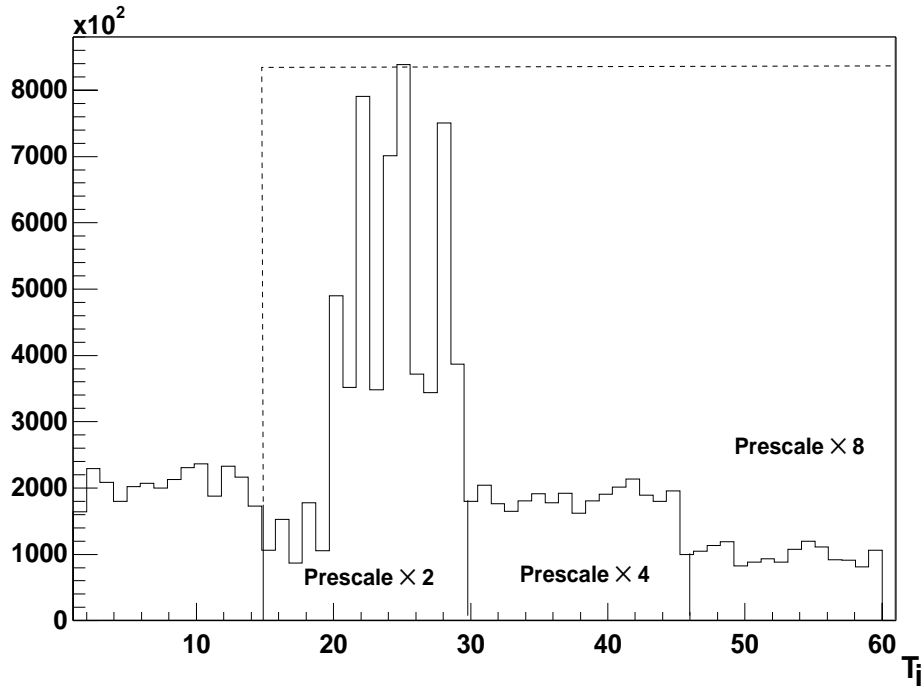


FIG. 3.14 – Spectre typique des T_i^{brut} avec le “prescale” en marche.

statistique. Cette division (ou “prescale”) était réalisée en appliquant une porte sur les coïncidences E-T d’après le schéma fig. (3.6). Ces portes de “prescale” étaient générées à partir d’un programme installé sur l’unité centrale d’un châssis VME. La figure (3.14) montre le comptage des différentes voies T_i ; on remarquera l’étrange distribution qui démontre que ce système n’a pas toujours bien fonctionné. Nous discuterons plus loin des problèmes que cela a posés. Le déclenchement était formé uniquement du signal MOR et donc la statistique sur les détecteurs de paires était environ 50 fois plus faible que sur le détecteur d’absorption totale.

Pendant la deuxième période de prises de données, g6, l’énergie de la machine était de 4.070 GeV et les photons n’étaient étiquetés qu’entre 2.849 et 3.867 GeV. Nous n’avons donc pas utilisé de “prescale” et pour cette période, les runs de normalisation étaient avec un déclenchement formé du OU de trois signaux : TAC, PS ou PC en coïncidence avec le signal MOR du tagger. Le signal de déclenchement TAC*MOR est divisé par 50 à l’aide d’un diviseur synchrone (le retard introduit par le diviseur ne dépend pas du taux de division) pour avoir la même statistique sur les compteurs de paires et sur le TAC pour la détermination de ε_{PS} par les TDC. Le passage de ce type de déclenchement à celui du run de production se fait à l’aide du même contrôle CAMAC par le réseau que pour changer la configuration des échelles. Sur la figure (3.15) on peut voir l’interface graphique permettant simplement de passer d’une configuration à une autre. La logique de coïncidence CAMAC entre les signaux est détaillée dans la figure (3.16).

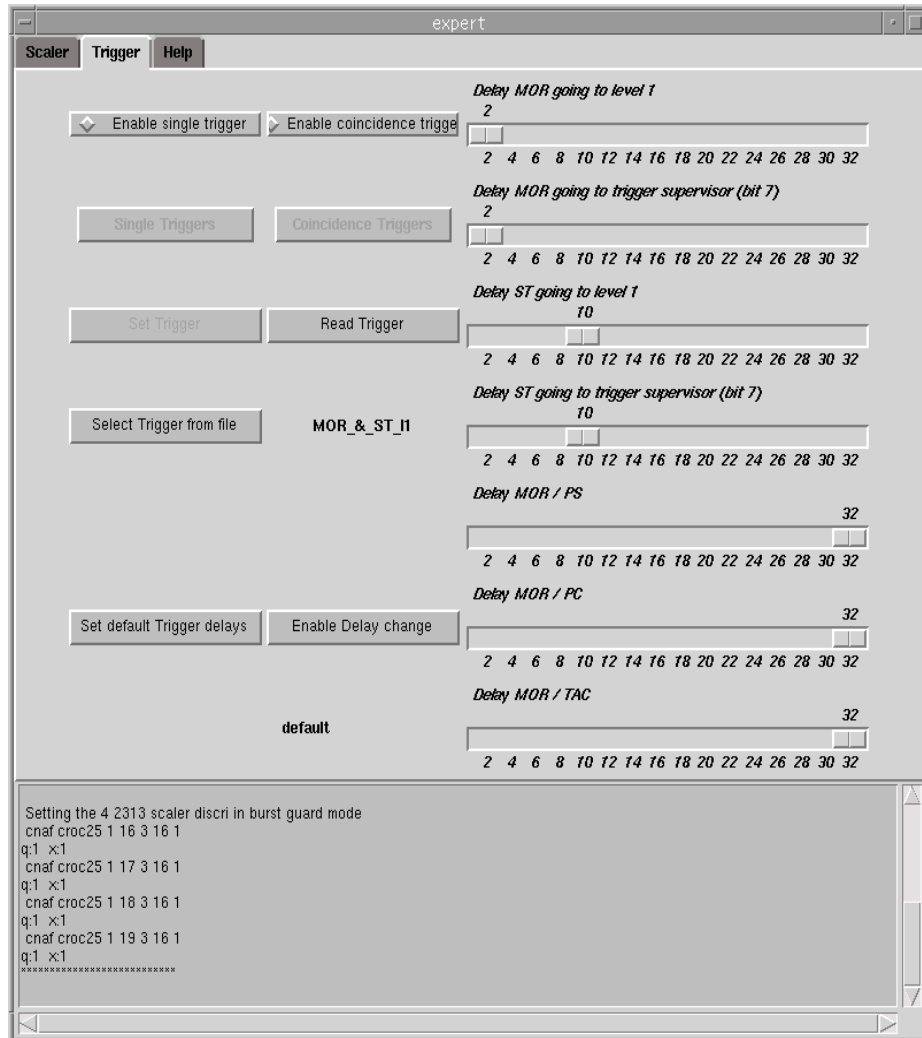


FIG. 3.15 – IHM (Interface Homme Machine) pour le contrôle du déclenchement.

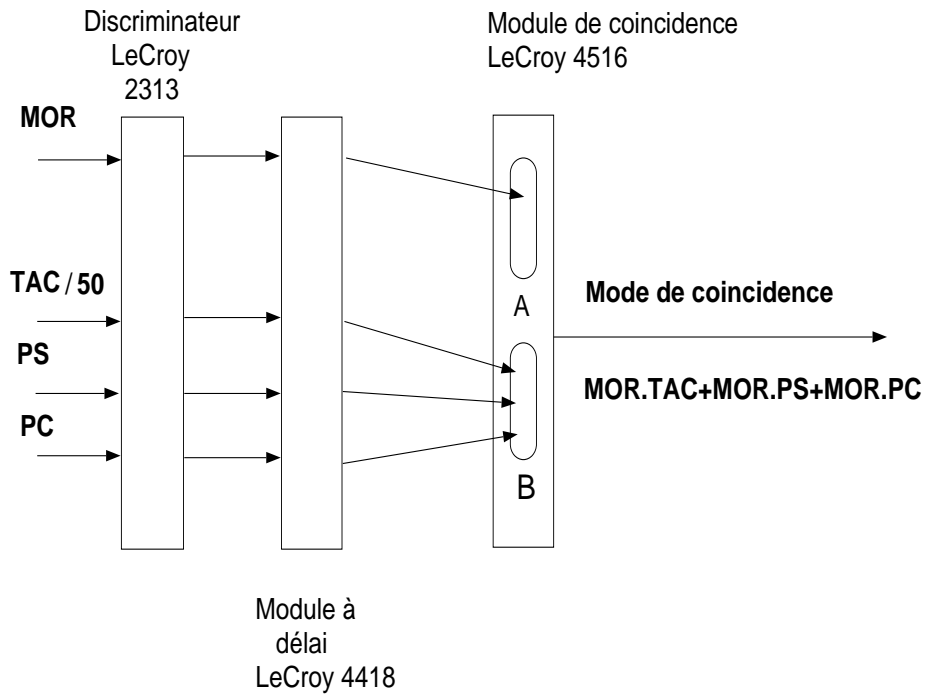


FIG. 3.16 – Logique de coincidence CAMAC pour les runs de normalisation.

3.5.1 $N_\gamma(E_j)_{norm}$ et mesure des coefficients ε_j

La mesure des ε_j revient à compter le nombre d'électrons qui passent dans le canal E_j du tagger et qui sont accompagnés d'un coup dans le TAC. En corrigeant des temps morts de l'acquisition ainsi que de l'échantillonnage de l'acquisition (certains runs de normalisation n'enregistraient qu'une fraction constante des événements), on calcule $N_\gamma(E_j)_{norm}$ sur lequel on se base ensuite pour le calcul du nombre de photons dans un run de production.

Pour g1

Ici, la mesure est triviale puisque le déclenchement avec le MOR permet de tout prendre. Dans 80 % des cas (l'efficacité d'étiquetage), il y a un coup corrélé dans le TAC. Il suffit alors de compter par voie E_j , le nombre $N_\gamma(E_j)_{norm}$ en corrigeant de l'échantillonnage par 16 de l'acquisition. En regroupant par voie T, on obtient le nombre N_{TAC} mesuré par les TDC.

Pour g6

Du fait du déclenchement particulier lors de cette expérience et de la division par 50 du signal du TAC, il est important de savoir lequel des trois moniteurs de flux a donné lieu au signal. La figure (3.17) montre le spectre TDC du TAC (où le MOR est le start et le TAC est le stop) où l'on voit très distinctement trois pics. En fait, le temps d'arrivée des trois signaux de déclenchement au niveau du module trigger général étant décalé en temps, avec dans l'ordre d'abord PC*MOR, puis TAC*MOR et enfin PS*MOR, chacun des signaux

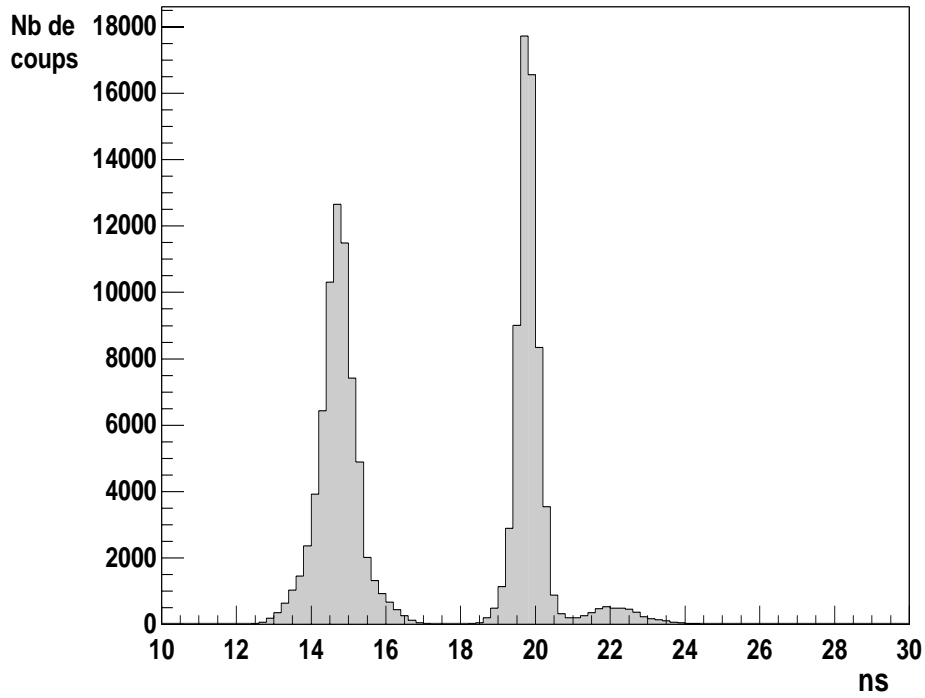


FIG. 3.17 – Spectre TDC du TAC lors d'un run de normalisation avec déclenchement spécial.

donne un temps caractéristique différent au niveau du TDC du TAC. On a donc un critère simple pour départager les trois.

- le premier pic qui correspond aux temps les plus courts, est donc dû au signal PC*MOR (PC_{pic}). Le PC étant placé juste avant le TAC, un photon qui se sera converti au niveau du PC et y aura donné un signal, sera aussi détecté dans le TAC. Cela nous donne le nombre N_{PC} par voie T.
- le deuxième pic correspond à un photon qui n'a pas interagit avant de se convertir dans le TAC (TAC_{pic}). Il correspond donc au signal TAC*MOR (Il faudra le multiplier par 50 pour tenir compte de la division). Cela nous donne le nombre N_{TAC} par voie T.
- enfin le pic le plus à droite, très faible, correspond à un trigger PS*MOR (PS_{pic}). Toute paire e^+, e^- créée avant le spectromètre magnétique du PS devrait être balayée du faisceau et ne pas être détectée dans le TAC. En fait après avoir donné un signal dans le PS l'électron ou le positron vont créer un bruit de fond ambiant qui dans quelques cas va donner un signal dans le TAC. Cela nous donne le nombre N_{PS} par voie T.

Négligeant le pic très faible du PS, on peut alors obtenir le nombre d'électrons en coïncidence avec le TAC, ou $N_\gamma(E_j)_{norm}$, par :

$$N_\gamma(E_j)_{norm} = 50 \times \int TAC_{pic} + \int PC_{pic}$$

La somme s'effectuant sur le résultat de l'analyse des données du tagger.

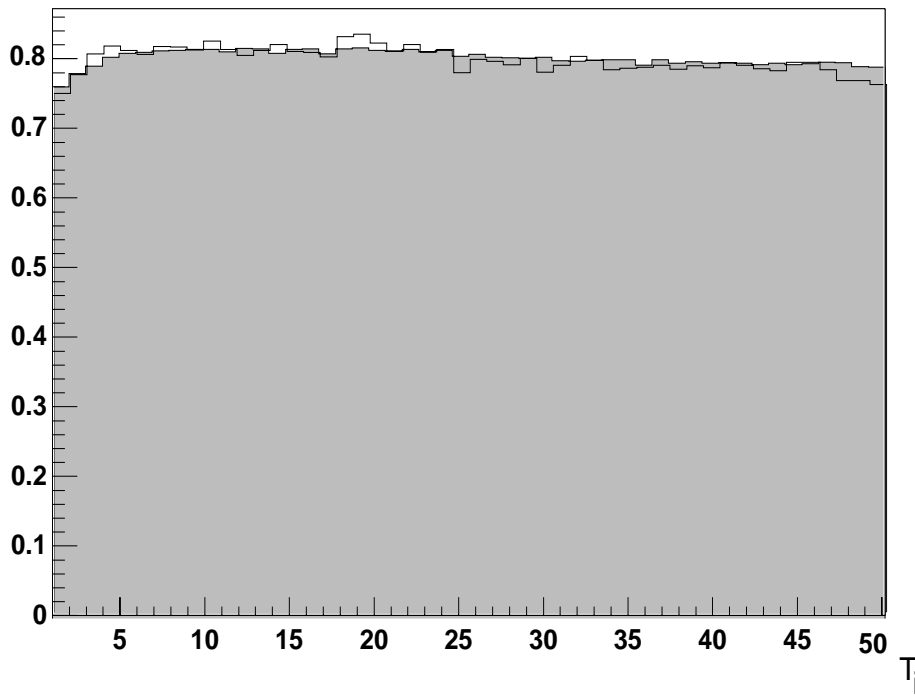


FIG. 3.18 – *Comparaison TDC/échelles pour l'efficacité d'étiquetage. En grisé, on voit la mesure des échelles.*

3.5.2 Comparaison TDC/échelles

La reconstruction d'un événement du tagger nous donne les canaux E et T qui y sont associés. En regroupant par voie T le nombre de coups obtenus par les TDC, on peut donc compter les coups vus par les TDC du tagger et les comparer avec ceux mesurés dans les échelles. Une des premières vérifications que nous avons faites est de comparer les efficacités mesurées dans un run de normalisation.

Comparaison TDC/échelles pour les efficacités

Le déclenchement se faisant sur le signal du MOR, il est possible d'extraire l'efficacité d'étiquetage avec les TDC en prenant le rapport N_{TAC}/N_{Total} par voie T. La figure (3.18) montre l'efficacité d'étiquetage mesurée avec les TDC et les échelles pour les différentes voies T_i . Les deux mesures sont en très bon accord. C'est une simple vérification que tout marche bien à ce niveau.

On peut faire de même pour les efficacités du PS et du PC. Pour cela, il faut utiliser un run ayant le déclenchement de g6 (ce qui a aussi été fait une fois pour g1). On utilise les nombres de coup N_{TAC} , N_{PS} et N_{PC} mesurés par voie T pour obtenir l'efficacité des compteurs de paire par rapport au TAC définie par $\frac{N_{PS}}{50 \times N_{TAC}}$ et $\frac{N_{PC}}{50 \times N_{TAC}}$. On peut voir sur la figure (3.19) pour celles du PS que les deux méthodes sont en excellent accord.

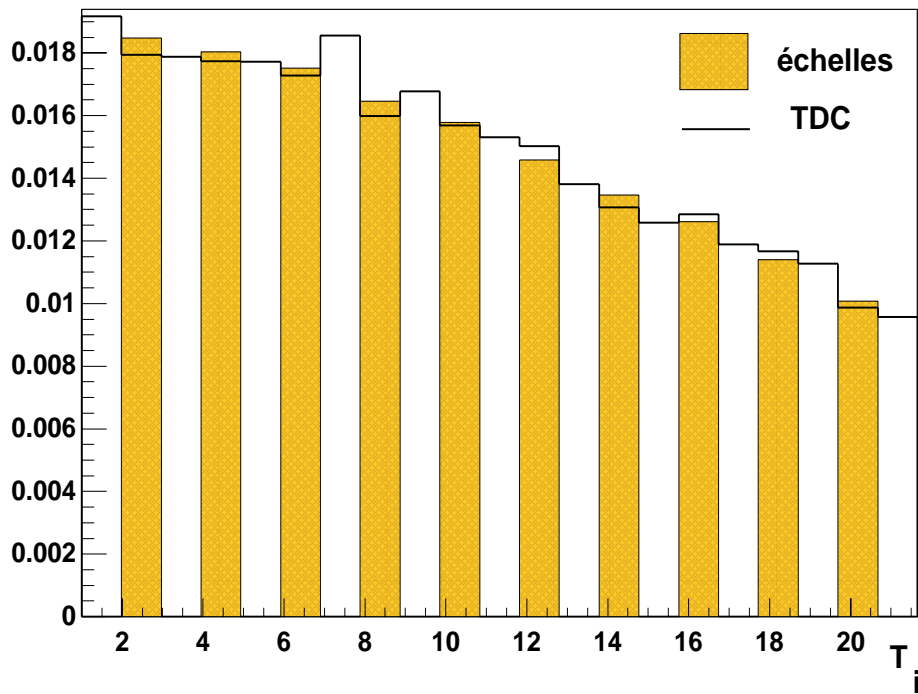


FIG. 3.19 – Comparaison TDC/échelles pour l'efficacité du PS durant le run g6.

Comparaisons brutes TDC/échelles

Pour les deux types de run, on peut comparer les nombres de coups mesurés par le TAC avec les TDC et avec les échelles. On mesure N_{TAC} pour chaque voie T suivant les mêmes règles que définies précédemment. En prenant en compte le temps mort de l'acquisition pour les échelles (ce qui n'est pas fait lors de la mesure en ligne des échelles), on doit trouver un rapport égal à 1.

Nous montrons deux courbes obtenues respectivement dans g1 et dans g6 (3.20, 3.21):

3.5.3 Discussion

On peut voir sur les figures précédentes comparant TDC et échelles que le rapport n'est pas systématiquement 1, contrairement à ce qui est attendu. Pour g1, la première partie du spectre donne un rapport 1 (cela correspond à la partie non-prescalée du spectre), puis l'autre partie donne un rapport systématiquement plus grand, indiquant que l'analyse dans le tagger reconstruit plus de coups qu'on en mesure avec les échelles. Pour g6, où il n'y avait pas de préscale, la valeur du rapport est bien l'unité comme attendu.

Pour comprendre l'origine de ces anomalies, il faut détailler la façon dont les scintillateurs du tagger sont disposés. Les scintillateurs T et E se recouvrent partiellement sur une surface d'environ 20 % d'un compteur à l'autre (figure (3.22)).

2 compteurs T côte à côte quand ils sont touchés en même temps appartiennent au même électron (le taux de coïncidences fortuites est négligeable). On peut donc n'en faire qu'un seul coup et affiner la précision sur l'énergie. De 61 T, on obtient alors $2 \cdot 61 - 1 = 121$

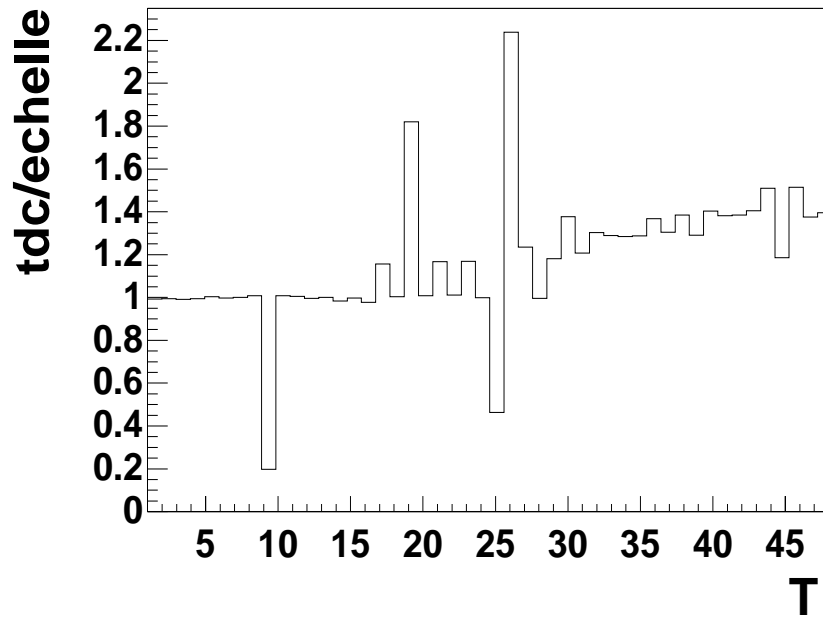


FIG. 3.20 – Comparaison brute TDC/échelles pour $g1$ (T_9 ne marchait pas au niveau du MOR et les câbles T_{24} & T_{25} sont inversés, ce qui n'est pas corrigé sur la figure).

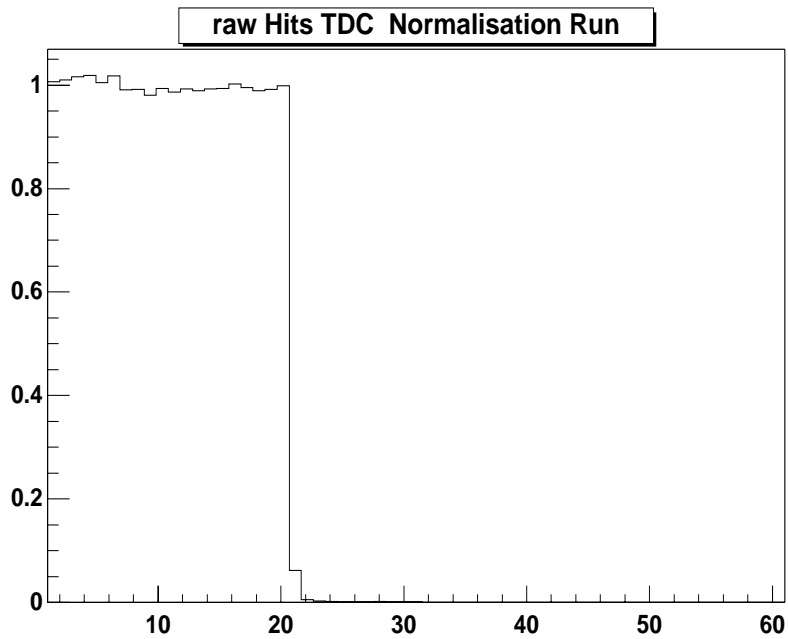


FIG. 3.21 – Comparaison brute TDC/échelles pour $g6$

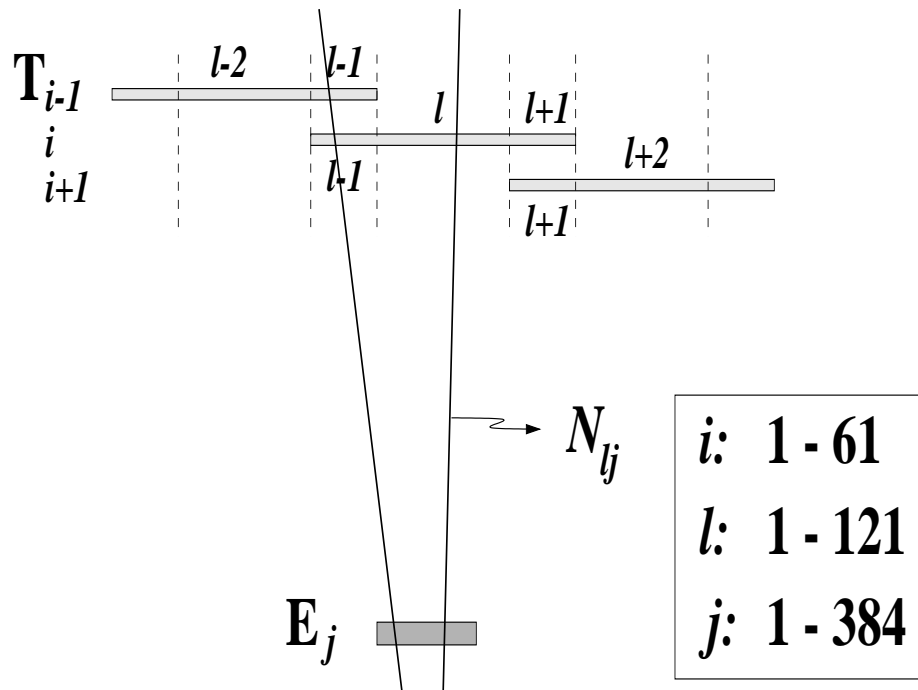


FIG. 3.22 – Schéma montrant le recouvrement des T

canaux. De même pour les scintillateurs E, où l'on obtient $2 \cdot 384 - 1 = 767$ canaux. **Quand un électron traverse une zone de recouvrement, les 2 échelles correspondantes doivent s'incrémenter.**

D'autre part, le câblage du tagger est tel qu'il y a une seule branche de 61 câbles allant vers les échelles prise **après** la coïncidence E*T et la correspondance géométrique E*T (qui sont deux modules électroniques séparés). Les signaux reçus par les TDC sont eux pris **avant** ces deux modules.

Dans g1, le *prescale* est appliqué au niveau de la coïncidence E*T. Si l'on prend comme exemple la zone où l'on *prescale* par 2, un électron qui passe dans une zone de recouvrement ne va incrémenter que l'échelle qui n'est pas masquée à ce moment là. Or, n'ayant aucune mesure de l'état du *prescale* à un moment donné, notre procédure de comptage n'en tient pas compte et comptabilise trop de coups dans les TDC. D'après la figure (3.20) on voit que le rapport est assez irrégulier, mais de toute façon, nous disposons d'une mesure de cet effet lors du run de normalisation. D'autre part, et cela se voit clairement dans la région de *prescale* par 2, le *prescale* ne donnait pas le résultat escompté sur certains T (Apparemment, le programme générant les portes n'était pas encore au point au moment de nos prises de données).

Néanmoins, si les runs de normalisation sont pris dans les mêmes conditions de *prescale* que les runs de production (on verra plus loin que cela n'a pas toujours été le cas), on peut alors utiliser le nombre de photon $N_\gamma(E_j)_{norm}$ et les coefficients ε_j .

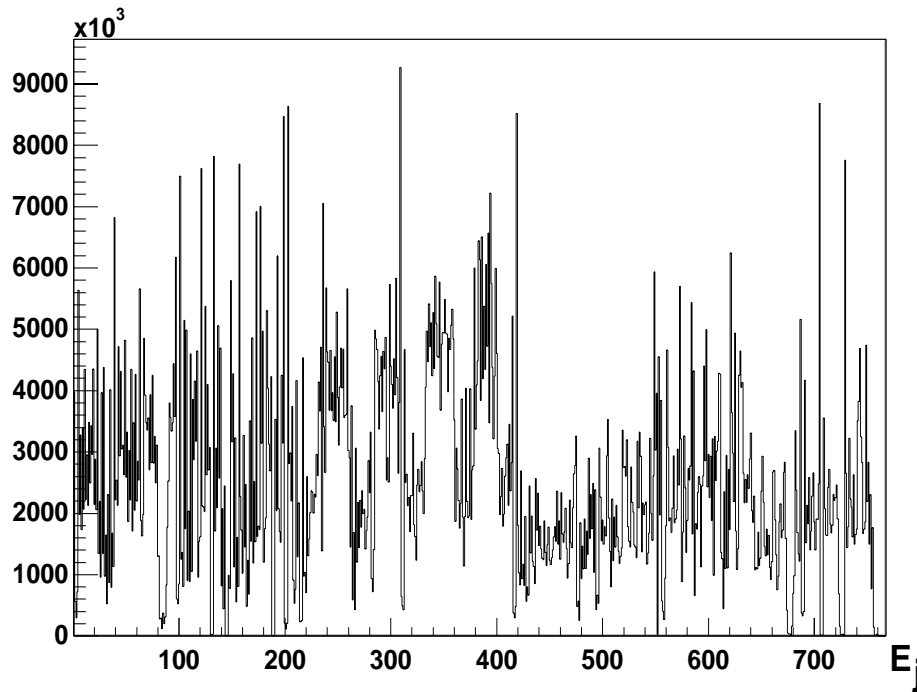


FIG. 3.23 – Nombre de photon par canal E_j pendant le run 11881.

Résultats

Malgré tous ces problèmes, pour peu que l'on ait fait un run de normalisation immédiatement après la survenue d'un changement des coïncidences E*T (en temps ou géométrique), la procédure de normalisation que nous avons décrites à la section 4 nous permet d'intégrer ces inégalités dans le calcul des coefficients ε_j puisque nous les définissons d'emblée comme un rapport TDC/échelles. Nous montrons un spectre de nombre de photons mesuré lors d'un run de production (figure (3.23)).

Sur la figure (3.24), nous montrons le nombre d'événement $p\pi^+\pi^-$ normalisé par le flux. La régularité du spectre obtenu est la démonstration que nous prenons bien en compte tous ces effets.

Les conséquences de la mise au jour de ces problèmes sont que :

- le *prescale* est dorénavant placé sur les TDC avant la coïncidence E*T et non plus sur les modules électroniques de coïncidence.
- Le module électronique de coïncidence géométrique n'est plus utilisé.

3.6 Instabilités électroniques

Nous venons de décrire comment normaliser le flux de photon, et le spectre de la figure (3.24) montre qu'il est possible d'y parvenir à condition de définir comme nous le préconisons toutes les quantités du problème. Ce schéma relativement simple pour normaliser les

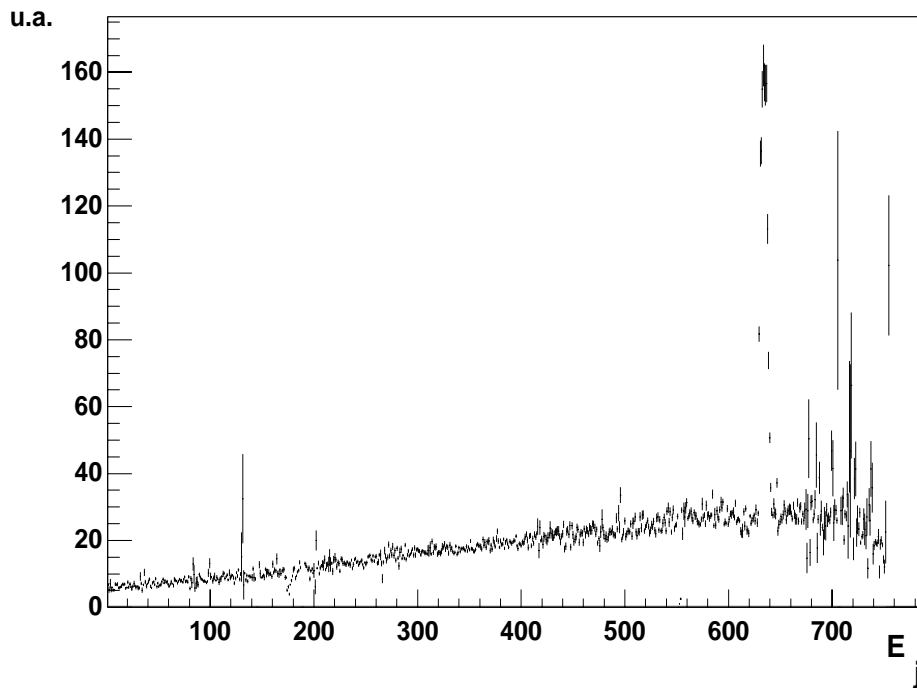


FIG. 3.24 – Nombre d'événement $p\pi^+\pi^-$ normalisé au flux de photons. Les canaux rebelles sont dus, soit à la faible statistique, soit à des problèmes de lecture des TDC pendant certains runs.

expériences en photons s'est cependant singulièrement compliqué du fait de problèmes survenus sur l'électronique en cours de prise de données. Que le programme du *prescale* tombe en panne (comme malheureusement cela s'est produit dans g1 sans que nous sachions à quel moment) ou que le module de coïncidence géométrique perde quelques canaux sans que nous puissions savoir à quel moment exact, et nous ne pouvons plus obtenir le flux de manière certaine car le $N_\gamma(E_j)_{norm}$ (ou les coefficients ϵ_j) du run de normalisation précédent n'est plus valable.

Par exemple pour g6, on a représenté sur le spectre suivant (fig. (3.25)), la différence dans la répartition des E_j entre la situation coïncidence E*T en marche et la situation coïncidence E*T arrêtée :

Si maintenant on regarde pour ces canaux T_i le spectre des compteurs E_j , on voit que seules quelques coïncidences $E_j - T_i$ manquent (figure (3.25)). Si par contre on passe à une coïncidence de niveau 2 tout redevient normal. Il y a donc eu pendant cette expérience des canaux qui sont tombés en panne au niveau du module de coïncidence géométrique E-T. La question est maintenant de savoir comment faire pour, d'une part le détecter, d'autre part y remédier.

Les problèmes électroniques sont bien identifiés. Il aurait été possible de déterminer run par run les coefficients ϵ_j en se servant des coïncidences fortuites, c.à.d. des électrons détectés dans le plan focal en dehors de la coïncidence avec un événement hadronique détecté dans CLAS, si les portes d'échantillonnage avaient été placées sur les discriminateurs qui délivre les signaux aux TDC, et non sur les coïncidences situées en aval.

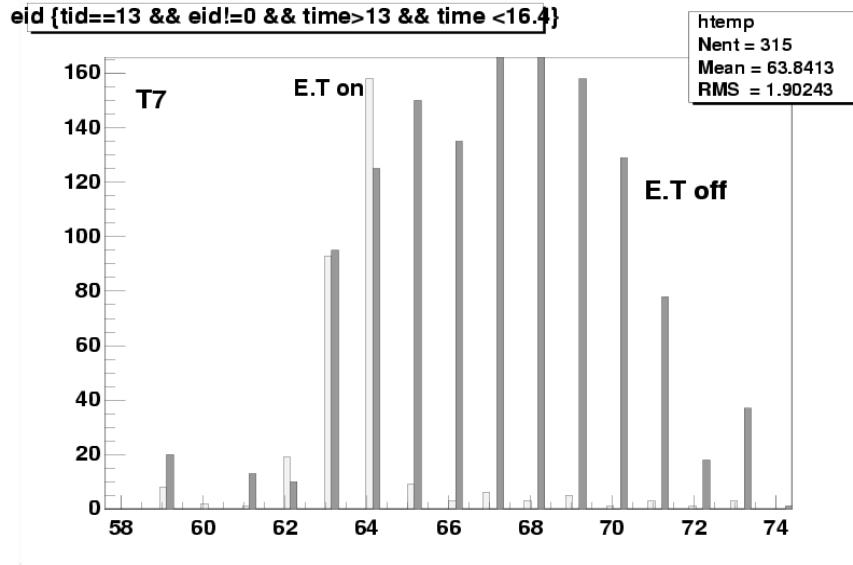


FIG. 3.25 – Différence pour T_7 entre la coïncidence géométrique E^*T en marche et arrêtée.

L'idée maintenant est de se servir des données elles-mêmes pour se normaliser à l'aide d'un spectre de référence. Partant de la constatation qu'un spectre régulier tel que le nombre d'événements de coïncidences CLAS-tagger est proportionnel au nombre de photons, nous construisons deux spectres de référence H_{REF} qui sont les spectres des E_j du tagger soit, quand on détecte un coup en coïncidence dans le tagger, soit quand au moins une trace est détectée avec CLAS. Sur le spectre de la figure (3.26), on peut voir un exemple de tel spectre:

La méthode suivie est alors la suivante:

- Analyse d'un run de normalisation :
détermination de l'efficacité d'étiquetage ϵ_T^{norm} , de l'efficacité du spectromètre de paires ϵ_{PS} et du nombre de photons.
- Analyse du premier run suivant la normalisation :
détermination du nombre de photons $N_\gamma^{REF}(E_j)$. Vérification qu'on obtient une section efficace monotone pour un canal bien connu (par exemple $\gamma + p \rightarrow p\pi^+\pi^-$). Pour ce run de référence, sauvegarde du spectre H_{REF} des voies du tagger pour les événements où au moins un hadron a été reconstruit dans CLAS.
- Pour tout run suivant pris dans les mêmes conditions :
construction du spectre H_{TOT} et calcul du rapport $R(E_j) = \frac{H_{TOT}}{H_{REF}}$

S'il n'y a pas eu de problème électronique entre les deux runs $R(E_j)$ est une constante. S'il y a eu des problèmes sur certaines voies ce rapport permet de se renormaliser sur un bon run. Après cette renormalisation on calcule le nombre de photons à partir de :

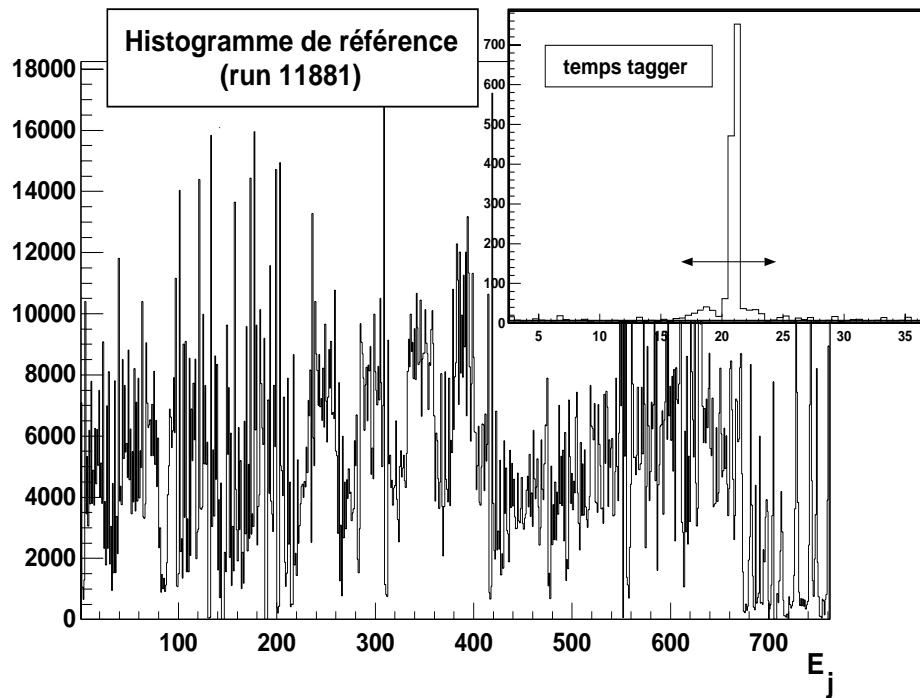


FIG. 3.26 – Spectre de référence pour le run 11881. La figure en encart montre la condition retenue sur le coup détecté dans le tagger.

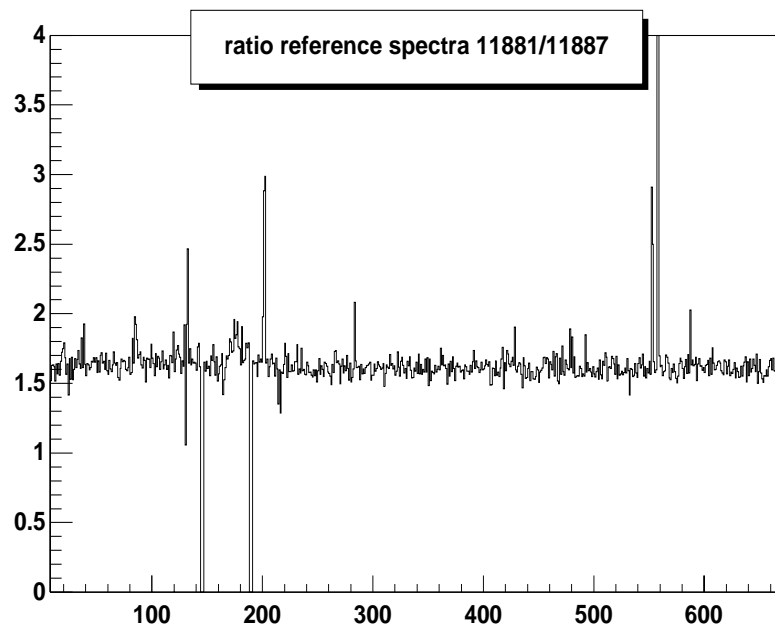


FIG. 3.27 – Spectre $R(E_j)$ entre les runs de production 11881 et 11887

$$N_{\gamma}(E_j) = R(E_j) * N_{\gamma}^{REF}(E_j)$$

Il faut noter que ce rapport R est aussi le coefficient par lequel il faut multiplier le nombre de photons du run de référence pour obtenir le nombre de photons du run considéré. Toutes les corrections sont automatiquement incluses: changement d'efficacité d'étiquetage, temps mort d'acquisition...etc... Mais cela inclus aussi un changement d'efficacité de reconstruction des événements dans CLAS. La comparaison des deux méthodes permet donc de diagnostiquer un changement d'efficacité de reconstruction (due par exemple à un changement de vitesse de dérive des charges dans les chambres).

Ces coefficients $R(E_j)$ sont définis à partir d'un spectre qui représente plus où moins une section efficace totale hadronique. La statistique est donc très grande comparée à la statistique obtenue dans l'étude de canaux partiels. Aussi cette méthode n'affectera pas l'erreur statistique totale.

Chapitre 4

Analyse

4.1 Canaux étudiés

Le but de l'expérience E93-031 (que nous désignerons souvent par "g6") est d'étudier la photoproduction de ϕ et de ρ . Dans le cadre de cette expérience, nous nous intéresserons aux deux canaux chargés de décroissance de ces mésons, ainsi qu'à la production de $K\Lambda$ dans les deux gammes d'énergie 2-2,5 GeV (expérience "g1") et 3-4 GeV (expérience "g6") :

$$\gamma p \rightarrow p\rho^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-$$

$$\gamma p \rightarrow p\phi \rightarrow pK^+K^-$$

$$\gamma p \rightarrow \Lambda K^+ \rightarrow p\pi^-K^+$$

Nous présenterons le principe de l'identification avec CLAS dans les expériences en photon, puis les divers canaux accessibles dont les trois mentionnés précédemment.

4.2 Identification des particules

4.2.1 Condition de déclenchement

Le système de déclenchement de CLAS pour les expériences de photoproduction est basé sur une triple coïncidence entre CLAS, le start counter et le tagger. Il faut faire une distinction claire entre ce qui se passe dans CLAS d'une part et ce qui se passe dans le tagger d'autre part :

- Quand un événement hadronique se produit dans CLAS, il provoque un signal de déclenchement au niveau du start counter. Si les particules de l'état final atteignent

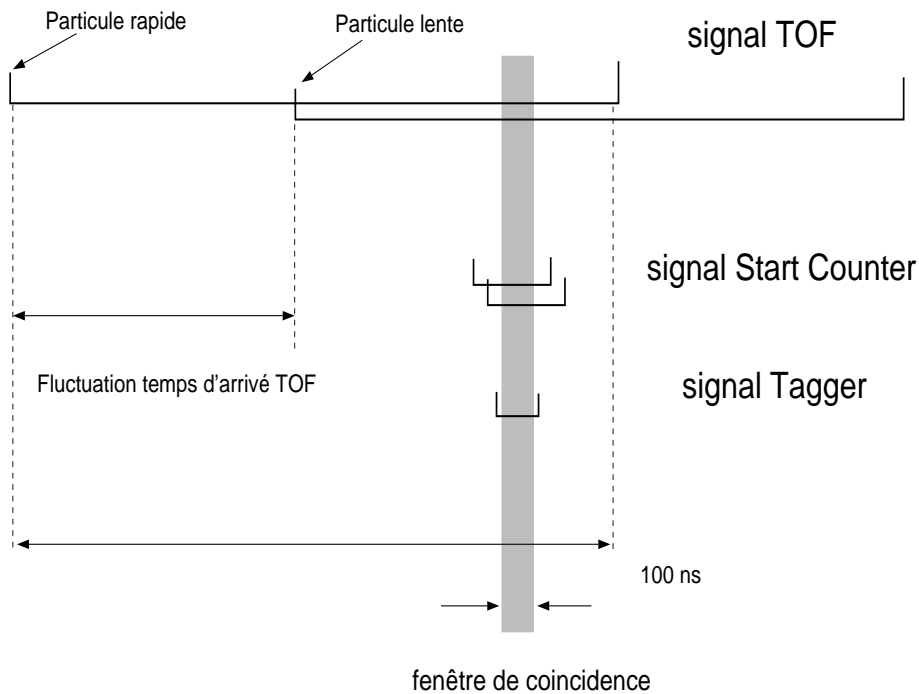


FIG. 4.1 – Arrangement temporel des signaux de déclenchement

les TOF dans les conditions requises par le système de déclenchement de premier niveau, alors il y a aussi un signal de déclenchement des TOF. Vu de la cible, le start counter couvre entièrement l'angle solide des TOF de sorte qu'une particule normalement donne un signal de déclenchement dans les deux détecteurs.

- Il y a en permanence un flux de l'ordre de $5 \cdot 10^6 \gamma/s$ dans le tagger, donnant chacun lieu à un signal de déclenchement tagger. D'autre part, seule la partie de 20 à 95 % de E_0 du spectre de photons est étiquetée. Il y a donc des photons surtout de basse énergie non-étiquetés qui arrivent sur la cible.

Un événement est enregistré s'il y a un électron détecté dans le tagger, un coup en temps dans le start counter et un événement dont la ou les particules satisfait au critère de déclenchement des TOF. Le calage en temps des signaux est réglé de sorte que pour un bon événement, le signal du tagger arrive en dernier dans la coïncidence et donne le temps de l'événement (figure (4.1)).

Tous les signaux de déclenchement du tagger ont été alignés (voir figure (4.2)) pour arriver toujours en même temps au niveau de la coïncidence : on prend une largeur de signal de 7 ns de largeur.

Le start counter étant proche de la cible, la fluctuation en temps (on verra plus loin pourquoi) d'arrivée de son signal de déclenchement au niveau de la coïncidence est de l'ordre de 3 à 4 ns. La largeur correspondante a été réglée au minimum possible (12 ns) pour ne pas perdre de coups dans la coïncidence avec le tagger. Le temps d'arrivé des particules au niveau des TOF fluctue car il peut y avoir jusqu'à 30 ns d'écart entre un pion de grande impulsion partant vers l'avant et un pion de faible impulsion qui va avoir une trajectoire

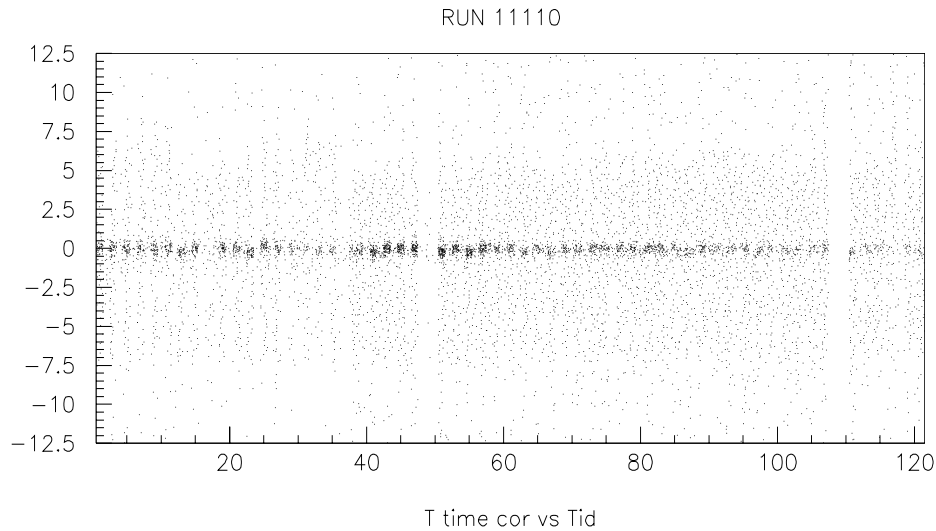


FIG. 4.2 – *Alignement en temps des 121 T du tagger.*

très courbée avant finalement d’arriver sur les TOF. Il peut également y avoir jusqu’à une fluctuation de 15 ns suivant la position d’impact dans les TOF. Pour tenir compte de ces effets et ne pas avoir de coupure due au trigger, la largeur du signal des TOF pour la coincidence est fixée à environ 100 ns.

Cette configuration laisse la place à un déclenchement sur des coincidences fortuites entre CLAS (incluant le start counter) et le tagger. On peut les classer en deux catégories :

- Les fortuites détectées : cela correspond à la situation où deux coups très rapprochés en temps susceptibles de correspondre à de bons photons sont détectés dans le tagger. Dans ce cas, il y a ambiguïté sur lequel est le bon. On peut faire une estimation de ce genre de situation : avec $5 \cdot 10^6$ photons par seconde dans le tagger, environ un millier vont donner un événement hadronique dans CLAS (c’est la convolution de la section efficace totale avec le spectre de photons dans les conditions de “g1”). La fenêtre de coincidence est d’environ 10 ns. On a donc de l’ordre de $5 \cdot 10^6 * 10^3 * 10^{-8} = 50$ coups fortuits détectés par seconde pour “g1”.
- Les fortuites non détectées : un événement peut être produit par un photon non étiqueté et être en coincidence avec un coup dans le tagger n’ayant pas produit d’événement CLAS. Pour ce type de fortuite, il faut savoir quelle est la proportion de photons non-étiquetés susceptibles de produire une particule (le seuil pour la section efficace totale hadronique est à 150 MeV) par rapport au nombre de photons étiquetés en tenant compte du spectre de Bremsstrahlung et de la section efficace totale. Le rapport se situant à 1 pour “g1” on obtient également $5 \cdot 10^6 * 10^3 * 10^{-8} = 50$ coups fortuits non-détectés par seconde.

4.2.2 Algorithme d’identification

L’identification des hadrons dans CLAS utilise la technique du temps de vol. Pour chaque trace, le programme d’analyse nous fournit le temps d’arrivée dans les TOF, l’impulsion et

la longueur de trajectoire. Il ne manque que le temps de départ de l'événement pour pouvoir calculer β :

$$\beta = \frac{L}{c(t_{TOF} - t_{depart})} \quad (4.1)$$

Connaissant l'impulsion, on en déduit alors la masse de la particule par :

$$M^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)$$

L'erreur sur la détermination de la masse à l'aide du moment et du β est :

$$\frac{dM}{M} = \frac{dp}{p} + \frac{e^2}{M^2} \frac{d\beta}{\beta}$$

e étant l'énergie de la particule. Si on néglige l'erreur sur la longueur de trajectoire, l'erreur sur β est alors donnée par l'erreur sur le temps pris pour parcourir la distance de la cible jusqu'aux TOF :

$$\frac{d\beta}{\beta} = \frac{d\Delta T}{\Delta T}$$

On voit alors qu'il est important de réduire au maximum l'incertitude sur le temps de vol pour avoir une meilleure identification. On l'a vu dans la section décrivant les TOF, la résolution donnée par les scintillateurs temps de vol est de l'ordre de 150-200 ps [Smi99] et est essentiellement limitée par la dispersion dans les scintillateurs due à leur longueur. Pour le temps de départ par contre, il est possible de se servir d'un signal corrélé avec la fréquence des pulses machines, autrement dit la fréquence RF de l'accélérateur. Ce signal a une fluctuation minimale par rapport aux autres sources d'erreur et va nous permettre de réduire l'erreur à son minimum pour ce qui est de la mesure en temps.

Synchronisation avec la RF

Le faisceau d'électrons est composé de petits paquets d'électrons de moins de 5 ps de large qui arrivent sur la cible toutes les 2,004 ns (la fréquence des pulses est de 499 MHz). Leur temps d'arrivée sur la cible est donc très précis. L'idée est de se servir du signal RF des cavités accélératrices comme d'une base en temps : à chaque fois que l'on enregistre un événement, on mesure également le moment où l'impulsion RF de 499 MHz arrive. On utilisera ensuite ce temps comme le t_{depart} de l'événement en le ramenant à un point fixe, par exemple au milieu de la cible.

A cette fréquence, il n'est pas possible d'utiliser un module TDC. Un TDC haute résolution classique à une gamme de 100 ns et une zone morte entre 0 et 10 ns. On a donc construit un diviseur de fréquence RF qui est basé sur un compteur d'impulsion très haute fréquence. Ce composant électronique ne laisse passer le signal qu'au bout d'un certain nombre d'impulsions arrivant en entrée. Avec le composant choisi (Motorola MC 12080), on peut obtenir

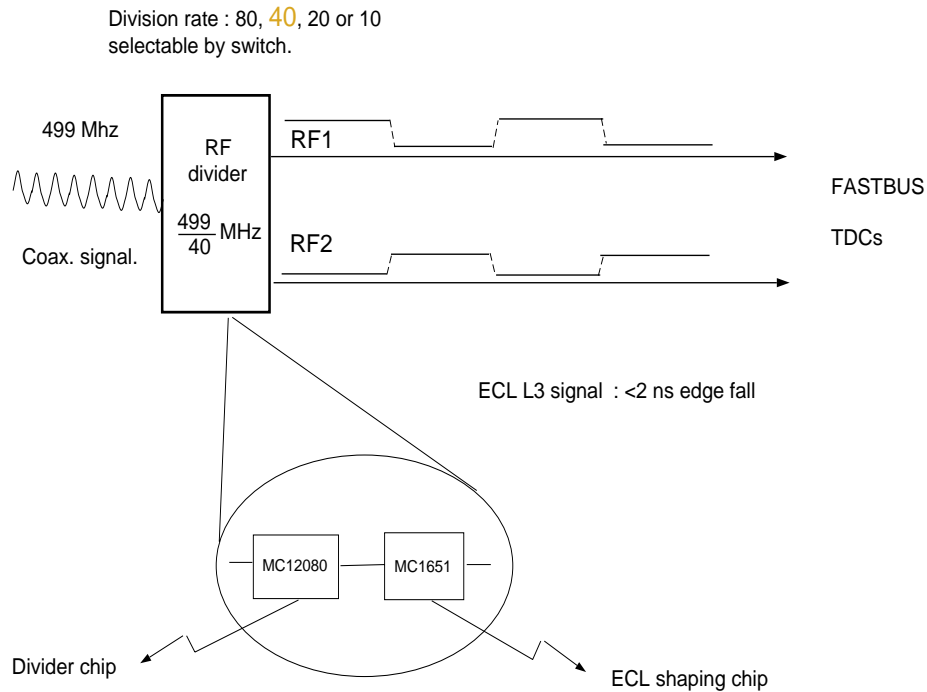


FIG. 4.3 – Schéma de l'installation de la division RF

un taux de division variable de 10, 20, 40 ou 80 dans la gamme de fréquence 200 MHz à 1,5 GHz. Ce diviseur a été construit à Saclay et on trouvera ses caractéristiques dans l'annexe B. Nous avons utilisé le taux de division par 40 qui s'adapte bien à la gamme de nos TDC puisqu'il donne un signal RF toutes les 80 ns. L'essentiel des fluctuations stochastiques provient de la division; le signal RF qui nous est délivré par l'accélérateur est précis à une ou deux picosecondes près. Nous avons testé que le module diviseur n'induit pas de fluctuations entre la phase d'entrée et la phase de sortie plus importantes que 50 ps.

Le module est conçu pour avoir le moins d'intermédiaire électronique après la division. Le signal de sortie du diviseur est converti en standard ECL à l'aide d'un composant aux normes ECL 3 (temps de montée du signal inférieur à une nanoseconde). Un câble spécial haute fréquence qui n'atténue pas le front de montée est utilisé ensuite pour conduire le signal jusqu'au TDC Fastbus (figure (4.3)).

Pour éviter de perdre l'information si le stop tombe dans la zone morte du TDC, on a un deuxième signal RF en opposition de phase qui est envoyé sur une autre voie TDC. Cela nous donne un signal décalé de 40 ns au niveau du TDC. Il y aura donc toujours au moins une information temps accessible, RF1 ou RF2, dans la gamme d'analyse du TDC entre 10 et 80 ns. Du fait de la division, il n'y a plus de corrélation directe entre l'électron détecté dans le tagger et le paquet faisceau, le spectre en temps de ce TDC est alors étalé sur 80 ns (figure (4.4)).

Le signal de la RF qui est délivré par la machine est acheminé jusqu'au hall B par un câble qui fait près de 400 m de long. La phase peut légèrement varier en fonction des conditions extérieures et donc l'ensemble du spectre peut être déplacé légèrement au grès des conditions atmosphériques. Une calibration systématique est réalisée pour chaque run.

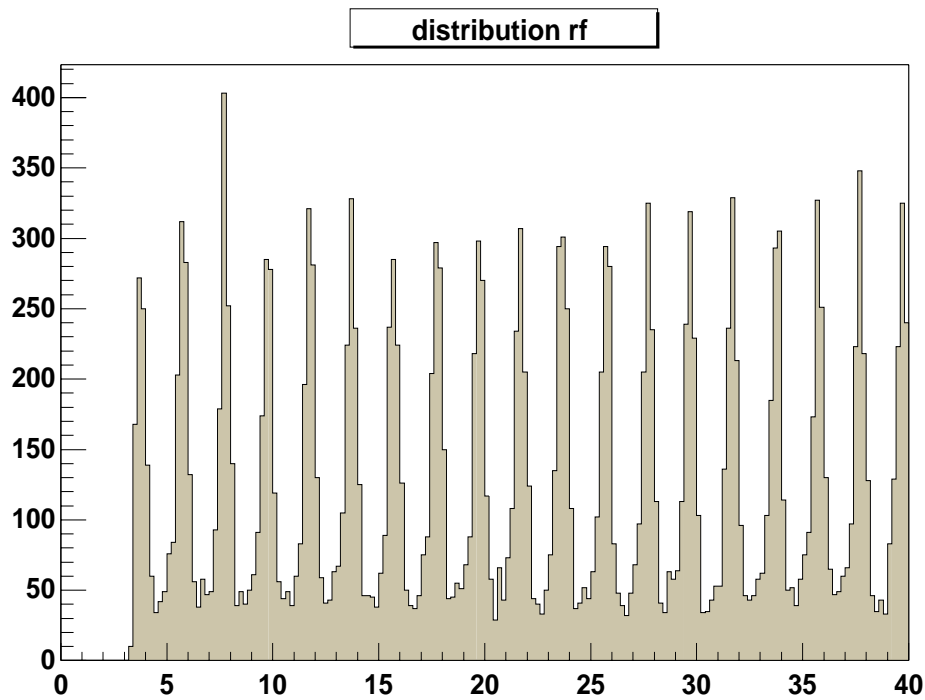


FIG. 4.4 – Spectre du TDC RF

Estimation du temps de départ Le t_{depart} va nous être donné par la RF. Auparavant, il faut retrouver la corrélation entre le temps de départ de l'événement t_{depart} et le signal RF t_{RF} . Pour cela, il faut soustraire ou ajouter un nombre N de fois la période 2,004 ns à ce que l'on mesure avec le TDC RF. Pour connaître ce nombre et se placer sur le bon paquet d'électron, il faut dans un premier temps estimer avec une bonne résolution le temps de départ t_0 . Ce temps peut nous être donné soit par le tagger, soit par le start counter. Ensuite, on corrige le temps RF du nombre $N \cdot 2,004$ ($t_{RF_{corr}} = t_{RF} \pm N \cdot 2,004$) qui rend minimum la différence entre $t_{RF_{corr}}$ et t_0 . On se ramène alors à un temps t_{depart} de l'événement qui est estimé par la RF et donc très précis.

La RF nous permet de mesurer la résolution intrinsèque de chacun de ces deux détecteurs. La différence $|t_{tagger} - t_{RF}|$ et $|t_{start\ counter} - t_{RF}|$ est en effet principalement affectée par la résolution intrinsèque de chaque détecteur. La figure (4.5) montre les deux différences comparées.

Le start counter ceinture la cible et devrait être idéal pour donner le temps de départ. Cependant sa géométrie très particulière limite sa résolution intrinsèque à environ 350 ps. Le tagger a une résolution intrinsèque de 150 ps grâce au fait que les compteurs T sont équipés de tubes photomultiplicateurs rapides. D'autre part, l'alignement en temps de chacun des T est fait lors d'un étalonnage ce qui permet de comparer n'importe lequel d'entre-eux à la RF. Nous concluons qu'à cause de la moins bonne résolution du start counter, il y a plus de chance de se tromper de ± 2 ns lorsqu'on se ramène à la RF qu'en utilisant le tagger. Sur la figure (4.6), on a représenté les spectres en temps du tagger et du start counter. On voit clairement que le tagger a une résolution suffisante pour retrouver la structure périodique du faisceau alors que le start counter ne l'a pas.

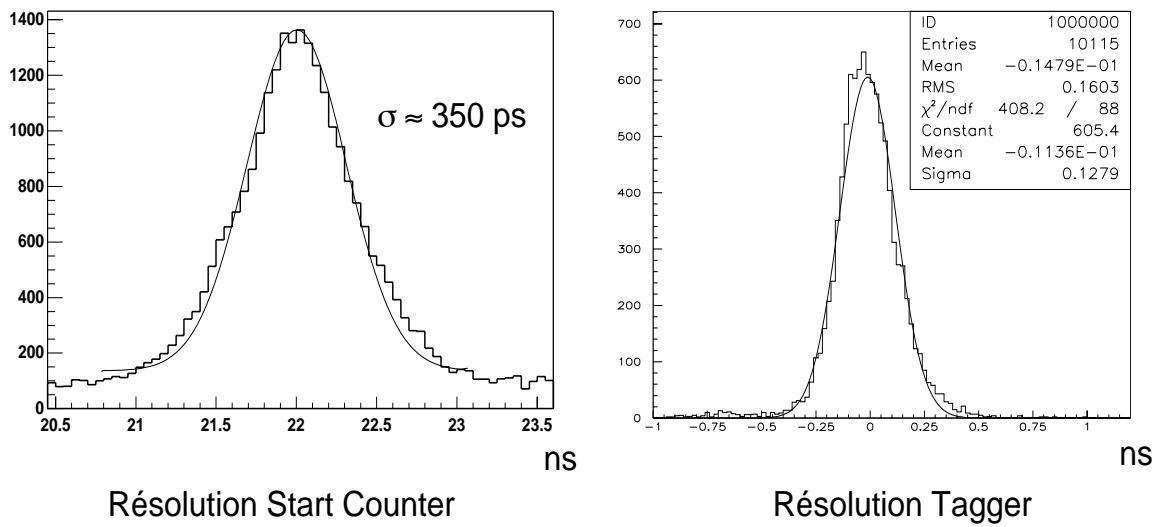


FIG. 4.5 – Résolution intrinsèque de chaque détecteur.

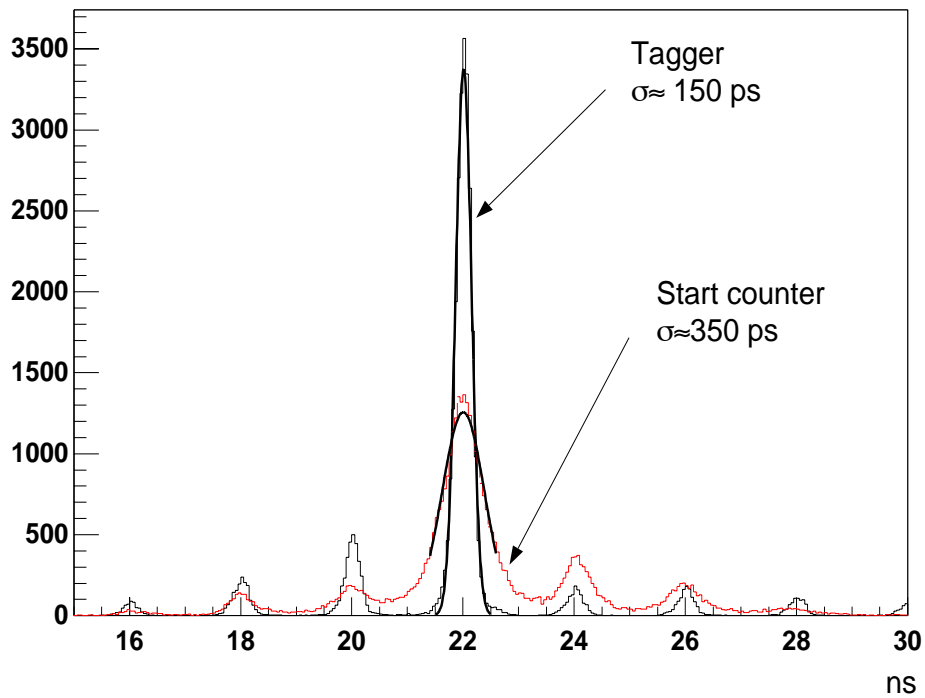


FIG. 4.6 – Spectre en temps du tagger comparé à celui du start counter. On sépare clairement les paquets RF avec le tagger, mais pas avec le start counter.

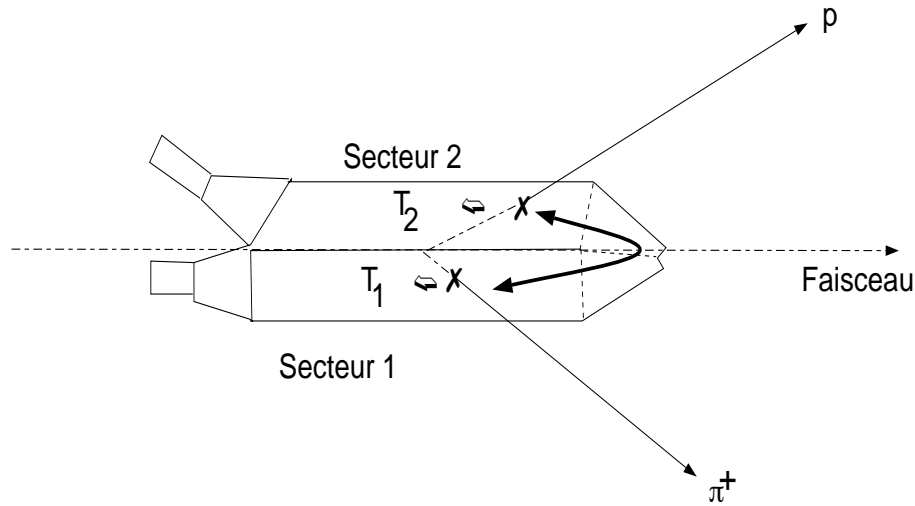


FIG. 4.7 – *Problème du start counter quand 2 particules traversent le même scintillateur: la somme des temps de chaque PMT n'est plus indépendante de la position.*

Il y a d'autre part une raison de principe pour ne pas utiliser le start counter. Un seul scintillateur couvre deux secteurs contigus et pour les canaux que nous voulons étudier qui ne comportent que des particules chargées, il n'est pas rare que deux d'entre-elles traversent le même scintillateur mais dans deux secteurs adjacents (figure (4.7)). Dans ce cas, se raccorder au bon pulse RF est beaucoup plus compliqué puisque l'on doit alors corriger les temps de chaque tube photomultiplicateur en tenant compte de l'endroit où les traces passent dans le scintillateur.

Pour toutes ces raisons, il est beaucoup plus simple d'utiliser le tagger pour se synchroniser à la RF. Il reste le problème des accidentelles dans le tagger. Le start counter est ici très utile car il donne une estimation grossière du temps $t_{start\ counter}$ de l'événement. On compare alors $t_{start\ counter}$ avec le temps d'arrivée sur la cible des photons taggés par le tagger. Le haut flux du tagger implique que dans environ 10 à 15% des cas, il y a deux coups ou plus dans le tagger à proximité de $t_{start\ counter}$. Le problème se pose de savoir lequel est le bon.

On a représenté sur la figure suivante (figure (4.8)) la corrélation entre le temps donné par le start counter et les coups enregistrés dans le tagger :

En abscisse on a représenté la différence entre le t_{tagger} et le $t_{start\ counter}$. On distingue très nettement les fortuites présentes dans la bande en diagonale espacées toutes les 2 ns et les coïncidences vraies dans l'amas du milieu. On note cependant que la différence entre tagger et start counter peut atteindre jusqu'à 3 ou 4 ns sans qu'il soit possible a priori de mettre en doute l'un et l'autre. S'il y a plus d'un coup dans le tagger en temps avec le start counter, alors il n'est plus possible de distinguer entre les coups du tagger celui qui est le bon. Pour éviter ce problème, nous ne gardons pas ces événements dans l'analyse ultérieure mais corrigeons à la fin de l'analyse de la proportion des événements que l'on rejette ainsi. On obtient de cette manière un résultat non-ambiguë au prix d'une diminution de l'ordre de 10% de la statistique.

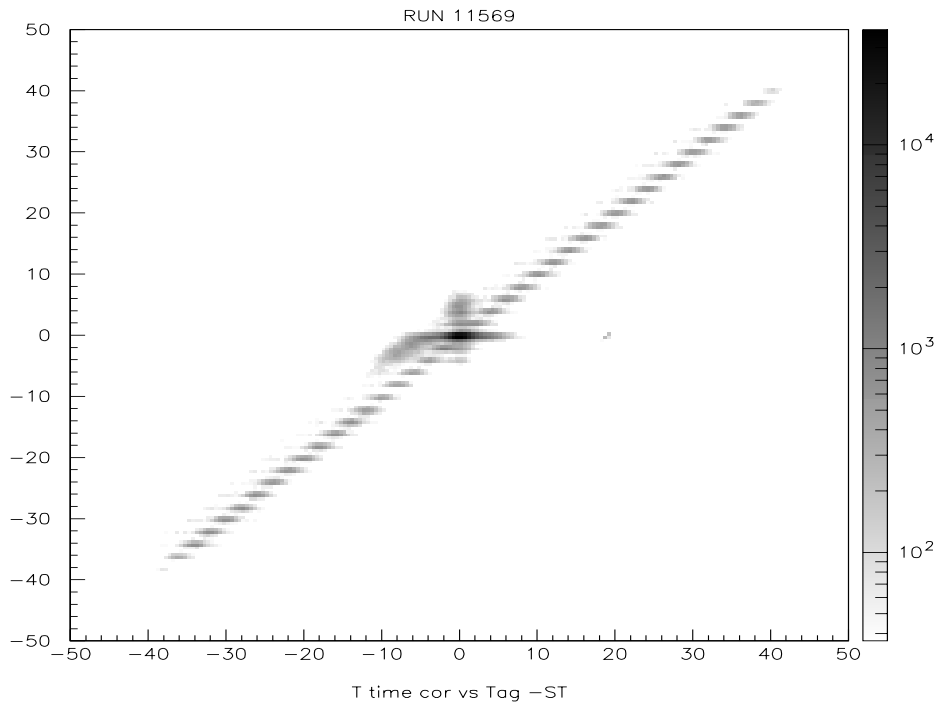


FIG. 4.8 – *Corrélation en temps entre $t_{\text{tagger}} - t_{\text{start}}$ en abscisse et t_{tagger} en ordonné*

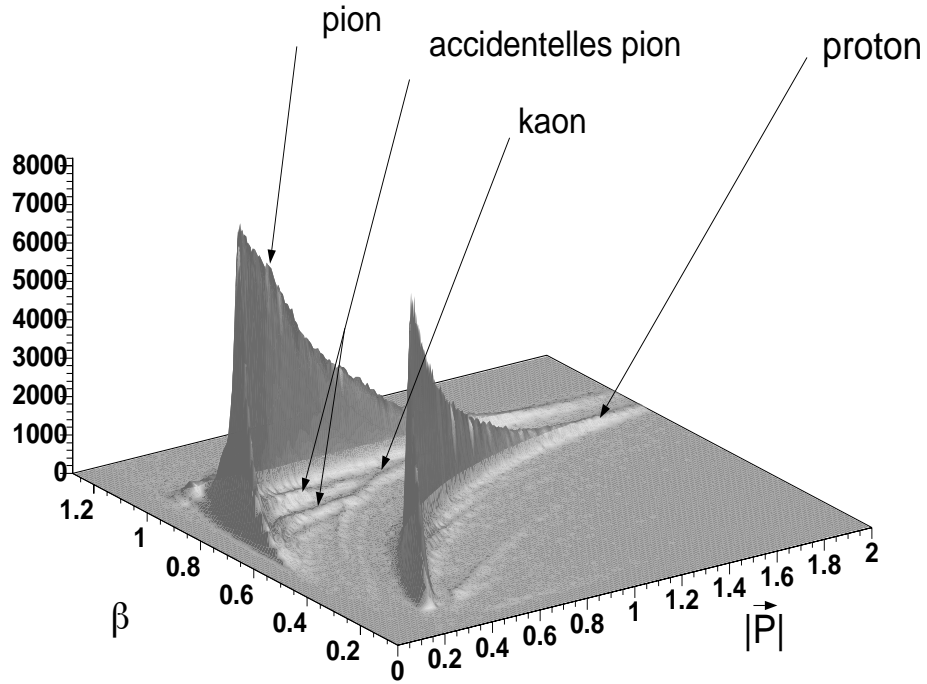
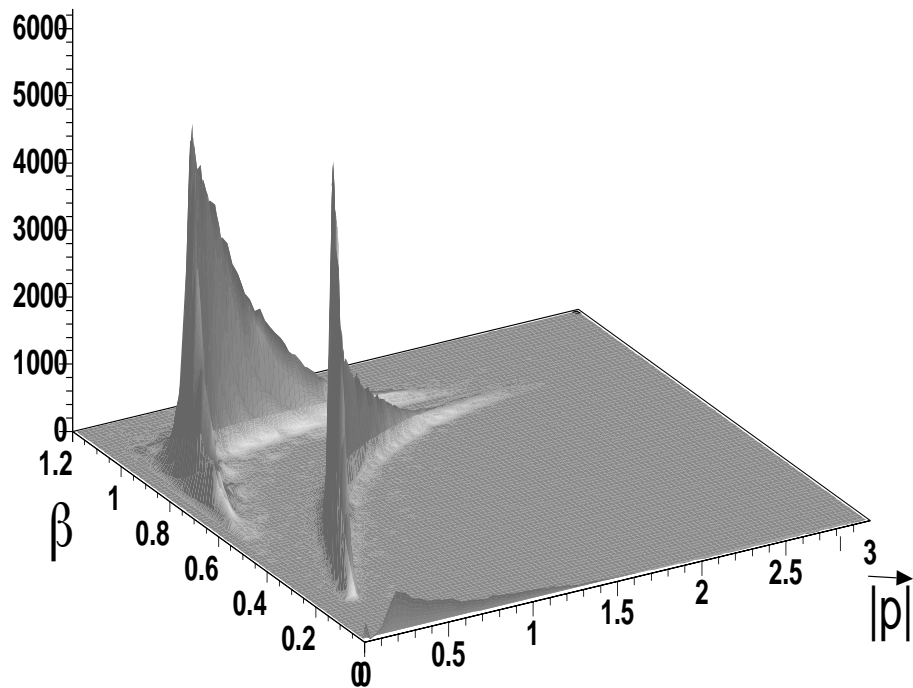
4.2.3 Résultats pour l'identification

Récapitulons la manière de faire l'identification que nous avons trouvée. On repère dans les coups du tagger, ceux qui sont en temps avec le start counter à ± 4 ns. Si plus d'un coup est trouvé, l'événement est déclaré non-analysable (10 à 15 % des cas). Pour les bons événements le temps du tagger nous permet alors de nous ramener au temps donné par la RF.

On peut alors calculer le β de la particule par la relation (4.1). On obtient le résultat de la figure (4.9). On distingue :

- deux bandes principales correspondant aux pions et aux protons détectés dans CLAS.
- une bande de kaons ainsi qu'une bande de deutons venant de réactions ayant lieu dans les parois de la cible.
- des bandes secondaires correspondant aux pions pour lesquels le temps de départ est décalé de 2 ou de 4 ns. Il s'agit d'événements dont les photons associés ne sont pas détectés dans le tagger et qui sont en coincidence fortuite avec un coup dans le tagger. Ces événements, qui sont une contamination, ont une énergie du photon fautive. La majorité de ces événements ne passera alors pas les coupures de masses invariantes (voir le paragraphe 4) et ne restent pas dans le spectre comme on peut le voir sur le spectre β/p (figure (4.10)) des événements identifiés comme $p \pi^+ \pi^-$:

Le calcul de la masse donne alors le spectre suivant (figure (4.11)). Sans surprise, on peut clairement identifier les pions et les protons. On voit également les kaons dans la bande 0,4

FIG. 4.9 – Spectre β versus p .FIG. 4.10 – Spectre β versus p de $p\pi^+\pi^-$ après coupure en masse manquante.

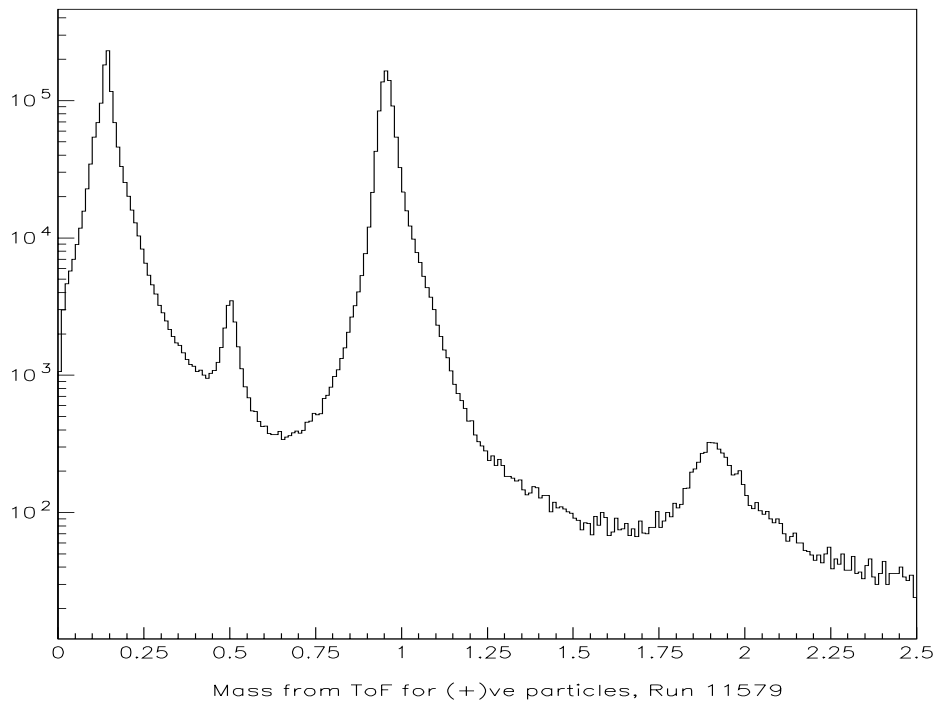


FIG. 4.11 – *Spectre de masse obtenu tous moments confondus.*

à 0,6 GeV mais il y a une contamination par les pions qui provient d'une part des fortuites et d'autre part du fait qu'au dessus d'une impulsion de 1 GeV/c, on ne sépare plus les kaons des pions.

Pour définir le type de particule nous avons donc pris les bornes suivantes :

- Masse comprises entre 0 et 0,4 GeV \Leftrightarrow pion
- Masse comprise entre 0,4 et 0,6 GeV \Leftrightarrow kaon
- Masse comprise entre 0,6 et 1,25 GeV \Leftrightarrow proton

Il est à noter qu'il faut être sûr que les différents scintillateurs TOF sont correctement alignés les uns par rapport aux autres. Nous procédons usuellement à une recalibration des alignements des TOF run par run avant de faire une quelconque analyse. Pour chaque scintillateur, le pic du pion dans le spectre de masse est aligné à la bonne masse à l'aide d'une constante. On ramène ensuite la masse du proton à 939 MeV en ajustant la pente des TDCs des TOF.

4.3 Corrections des pertes d'énergie

Les particules perdent de l'énergie en traversant la cible, le tube à vide et le start-counter. On peut voir l'effet physique sur la masse manquante $M_{\gamma p}$ du π^0 en fonction du moment du proton. Les pertes sont surtout importantes pour les protons de basses énergies, ce qui est

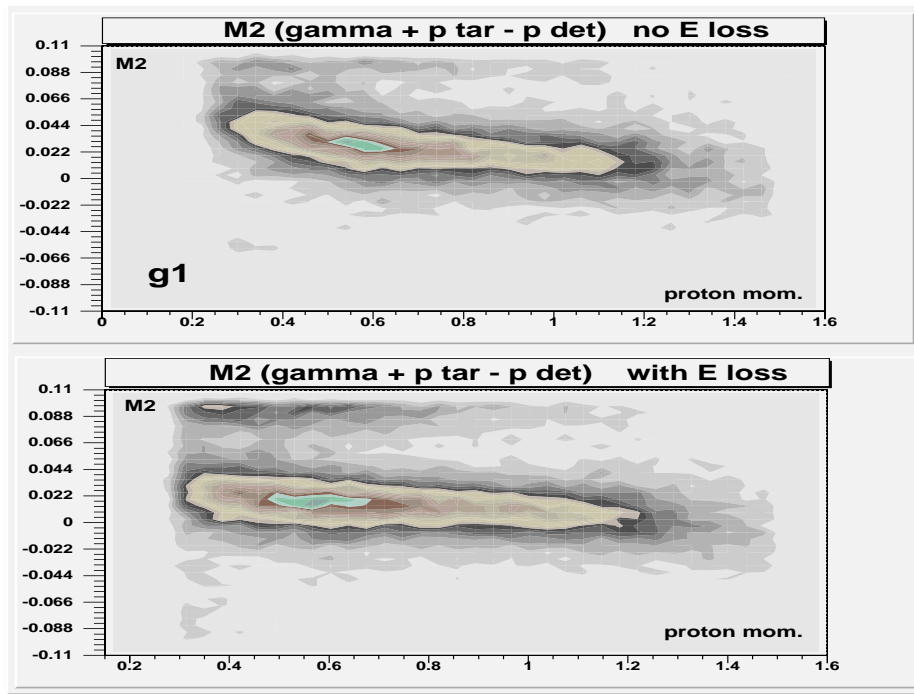


FIG. 4.12 – Masse manquante $M_{\gamma p}$ du π^0 en fonction du moment du proton avant et après correction.

une correction importante pour l’analyse de la diffraction puisque un petit transfert équivaut à une impulsion de proton sortant faible. Pour compenser de cet effet, nous calculons pour chaque particule, la quantité de matière qu’elle traverse. Puis, suivant le type de particule et son moment, on corrige alors des pertes d’énergie.

On voit sur la figure (4.12), l’effet de la correction sur la masse manquante du π^0 , $M_{\gamma p}$. On voit que la correction n’est pas encore absolument parfaite et qu’il faut revoir la géométrie.

4.4 Panorama des canaux accessibles avec CLAS

Nous venons de décrire la façon de réaliser l’identification des particules dans CLAS. Ce détecteur a été conçu pour pouvoir mesurer des réactions complètement exclusives, c.à.d. où l’état final peut-être complètement déterminé. Aux énergies de Jefferson Lab., la multiplicité de particules dans l’état final est relativement faible et le problème d’isoler les canaux à deux ou trois pions est assez aisé. C’est ce que nous allons montrer dans la suite avec les processus qui sont déjà clairement visibles avec moins de 1 % de la statistique disponible. Nous prendrons indifféremment les données de la période “g1” (E_γ compris entre 0,480 et 2,3 GeV) et de “g6” (E_γ compris entre 3 et 4 GeV).

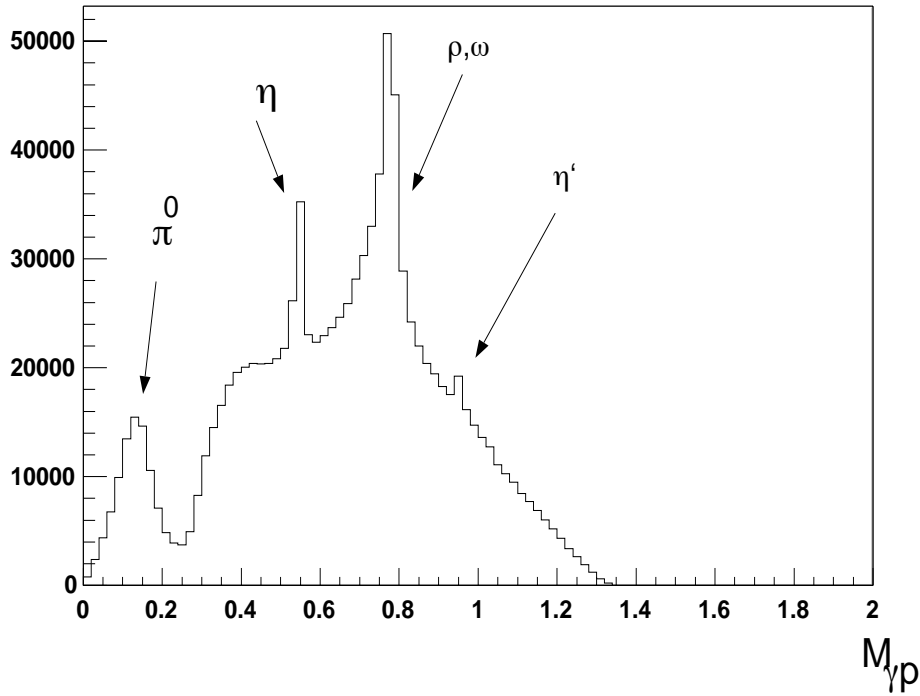


FIG. 4.13 – Masse manquante $M_{\gamma p}$ quand le proton au moins est détecté (l'abscisse est en GeV). ($0,48 < E_{\gamma} < 2,3 GeV$)

4.4.1 Production de mésons non-étranges

Pour montrer toute la richesse de CLAS dans ce domaine d'énergie (Pour $0,48 < E_{\gamma} < 2,3 GeV$), on a représenté un spectre de masse manquante $M_{\gamma p}$ ¹ obtenu en demandant à avoir au moins un proton détecté (figure (4.13)).

Par dessus tous les autres canaux ayant un proton dans l'état final on voit clairement un signal pour la production de π^0 , de η ($M_{\eta} = 547 MeV$), de ρ, ω et de η' ($M_{\eta'} = 958 MeV$).

Sur la figure (4.14), on a représenté la masse manquante $M_{\gamma \pi^+}$ pour les événements ou un π^+ au moins est détecté. On voit un pic à la masse manquante du neutron qui vient du processus $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. A $M_{\gamma \pi^+} = 1,2 GeV$, on peut apercevoir une bosse qui vient du processus $\gamma p \rightarrow \Delta^0 \pi^+$.

Sur la figure (4.15), on a représenté la masse manquante $M_{\gamma \pi^-}$ pour les événements ou un π^- au moins est détecté.

On peut voir clairement la résonance Δ^{++} créée dans un processus $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$.

Avec les résolutions expérimentales que nous avons, il est très facile d'isoler les processus à deux corps de production simple de pion : $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ et $\gamma p \rightarrow p \pi^0$. Leur étude va donc être relativement simple.

1. Nous désignerons dans la suite les masses manquantes par cette notation : $M_{\gamma X}$ où X désigne les particules détectées dans l'état final que l'on utilise pour calculer la masse manquante. Par exemple, la masse manquante quand un proton et un π^+ sont détectés s'écrira $M_{\gamma p \pi^+}$.

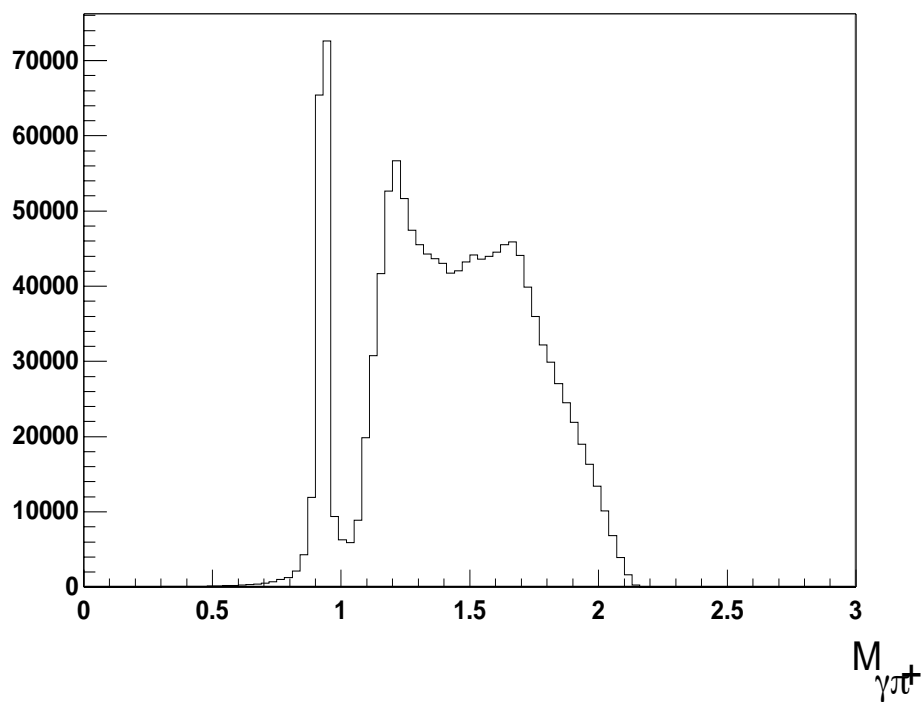


FIG. 4.14 – Masse manquante $M_{\gamma\pi^+}$ quand le π^+ au moins est détecté (l'abscisse est en GeV). ($0,48 < E_\gamma < 2,3$ GeV)

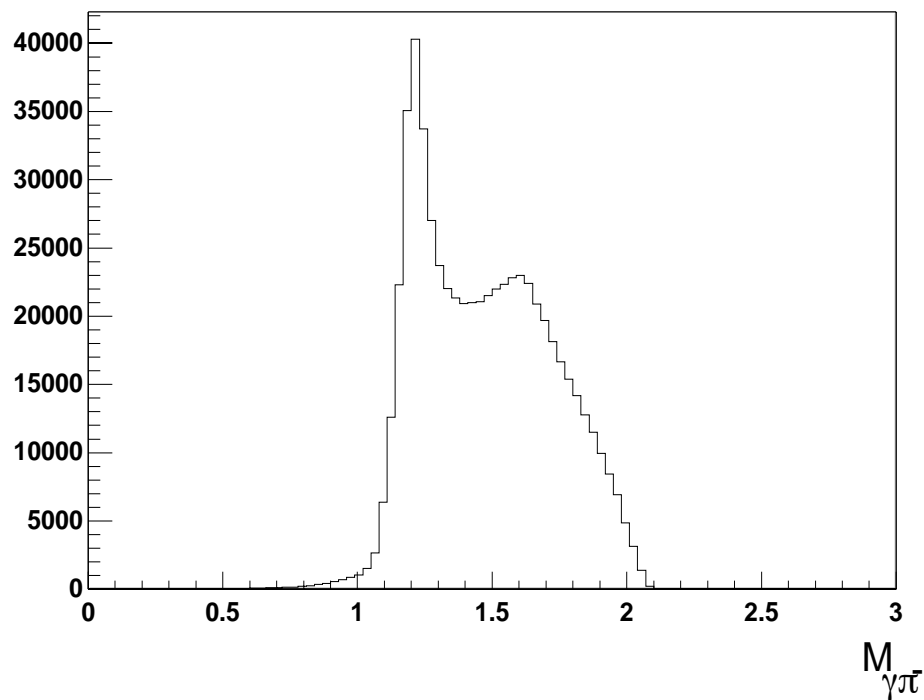


FIG. 4.15 – Masse manquante $M_{\gamma\pi^-}$ quand le π^- au moins est détecté (l'abscisse est en GeV). ($0,48 < E_\gamma < 2,3$ GeV)

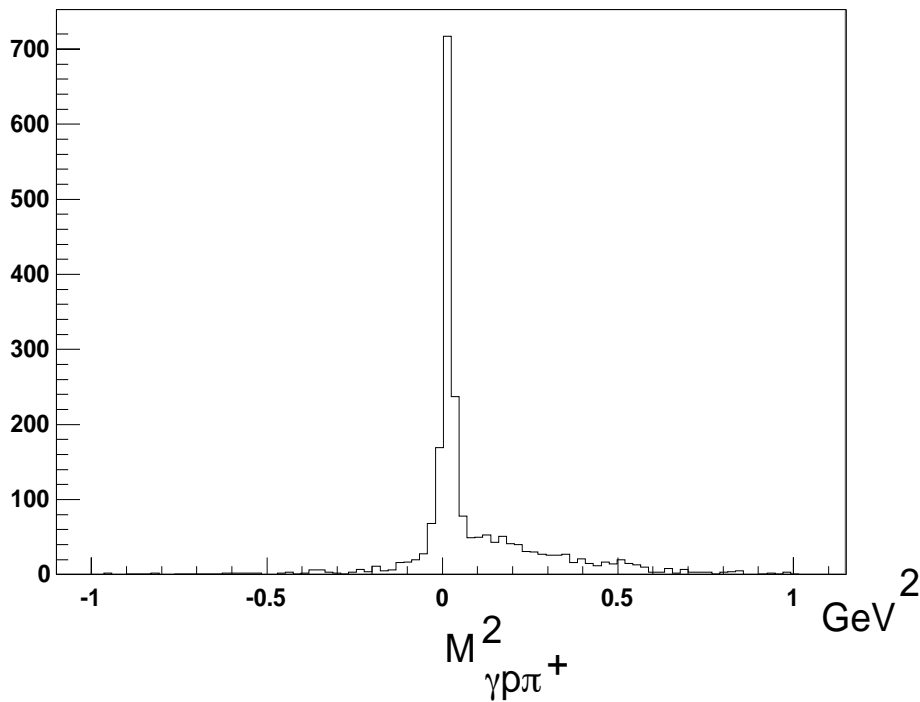


FIG. 4.16 – Carré de la masse manquante calculée avec proton et pion positif détectés. ($0,48 < E_\gamma < 2,3 \text{ GeV}$)

4.4.2 $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Aux énergies de TJNAF, le processus $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ est une composante importante de la section efficace totale hadronique. Pour isoler ce canal, on demande à avoir détecté au moins deux particules : $p\pi^+$, $p\pi^-$ ou $\pi^+\pi^-$. La sélection se fait ensuite par le carré de la masse manquante M_X^2 (On prend le carré pour éviter d'avoir des racines de nombres négatifs). On a représenté la masse manquante carré $M_{\gamma p \pi^+}^2$ sur la figure (4.16).

On distingue très clairement la masse manquante du pion négatif. On fait de même avec les deux autres cas (figure (4.17)).

En résumé, nous prenons les coupures suivantes pour isoler le $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$:

particules détectées	coupure en masse manquante carré
$p\pi^+$	$ M_{\gamma p \pi^+}^2 < 0.07 \text{ GeV}^2$
$p\pi^-$	$ M_{\gamma p \pi^-}^2 < 0.07 \text{ GeV}^2$
$\pi^+\pi^-$	$ M_{\gamma \pi^+\pi^-}^2 - 0.88 < 0.2 \text{ GeV}^2$

On verra dans le chapitre suivant, l'analyse complète que nous avons faites sur ce canal.

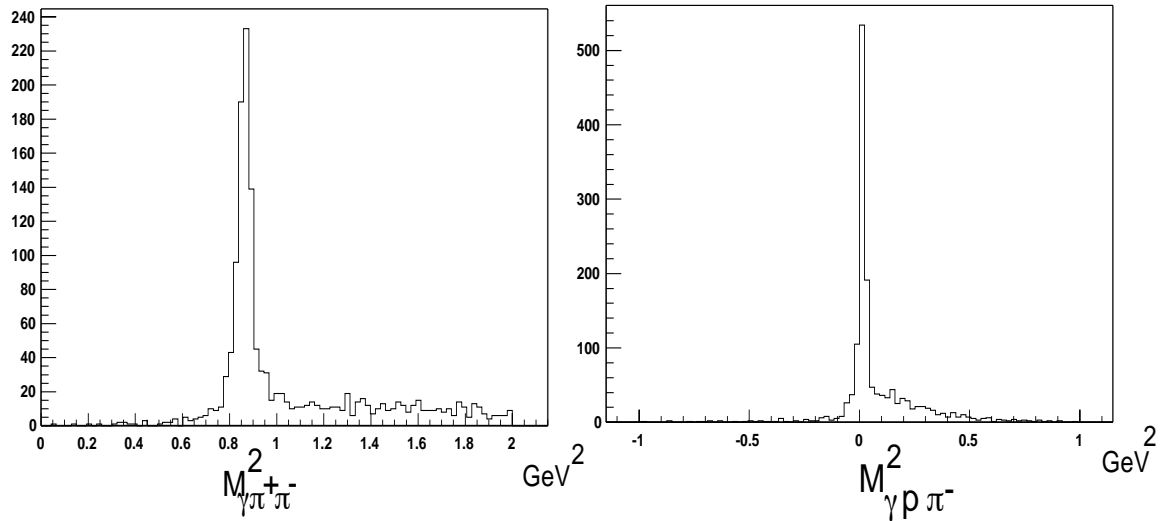


FIG. 4.17 – Masses manquantes $M_{\gamma\rho\pi^-}^2$ et $M_{\gamma\pi^+\pi^-}^2$. ($0,48 < E_\gamma < 2,3 \text{ GeV}$)

4.4.3 Production de ω

Le ω décroît principalement en trois pions $\pi^+\pi^-\pi^0$. Un des moyens pour isoler ce canal est de demander à ne détecter que les trois particules chargées proton, π^+ et π^- de l'état final $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$. On sélectionne ensuite le π^0 en masse manquante sans s'occuper de savoir si l'on a détecté un photon ou pas dans les calorimètres (figure (4.18)).

On peut alors voir dans la masse manquante $M_{\gamma p}$ la production de ω de manière très claire (cf. figure (4.19)).

4.4.4 Production de résonances étranges

Sur la figure (4.20), on a représenté la masse manquante $M_{\gamma K^+}$ quand on détecte au moins un kaon. On voit que de manière très spectaculaire on détecte la production des résonances baryoniques Λ , Σ^0 , $\Lambda^*(1405)$, $\Sigma(1385)$ et $\Lambda^*(1520)$. Ces données permettront de déterminer quelles résonances non étranges contribue à la production de ces états finaux et de chercher à mettre en évidence de nouvelles résonances qui se couplent à l'étrangeté mais ne décroissent pas en nucléon-pion.

4.4.5 Le canal $\gamma p \rightarrow \phi p$

Pour identifier ce canal, on demande à détecter un proton et un kaon. Par masse manquante, on sépare clairement le $K\Lambda$ du pK^+K^- . Il y a cependant une importante contamination qui vient des processus où plus de deux pions sont produits et que l'on a pris l'un d'entre eux pour un K^+ .

En sélectionnant les événements autour de la masse du K^- (ce qui correspond à une coupure $|M_{\gamma p K^+}^2 - 0,25| < 0,07$), on obtient un spectre avec une présence claire de ϕ (Masse invariante

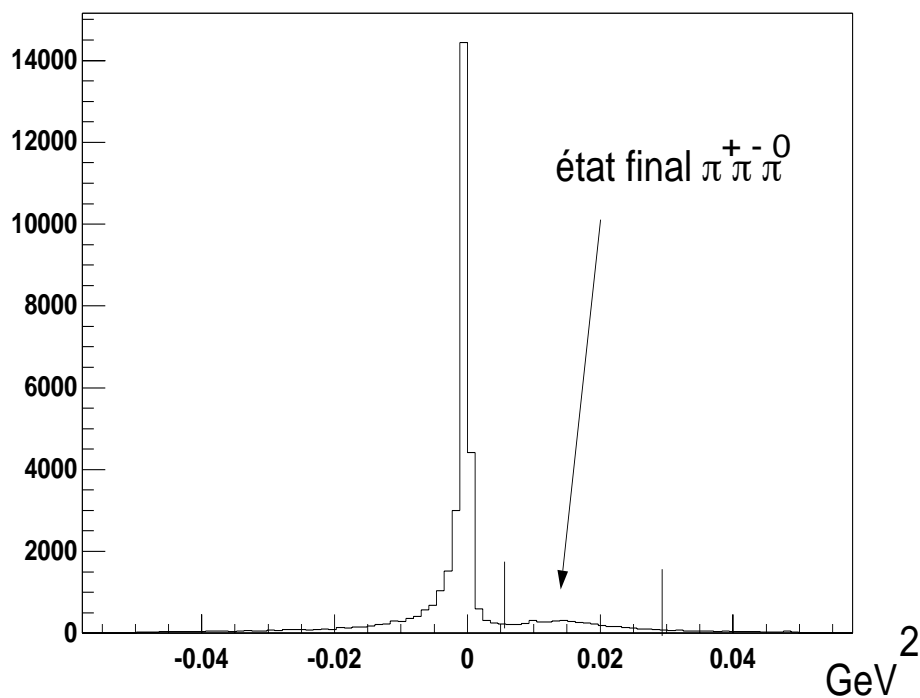


FIG. 4.18 – Masse manquante au carré $M_{\gamma p \pi^+ \pi^-}^2$ quand p , π^+ , π^- sont détectés. Les bornes correspondent au minimum et maximum que l'on prend pour isoler un état final à trois pions.

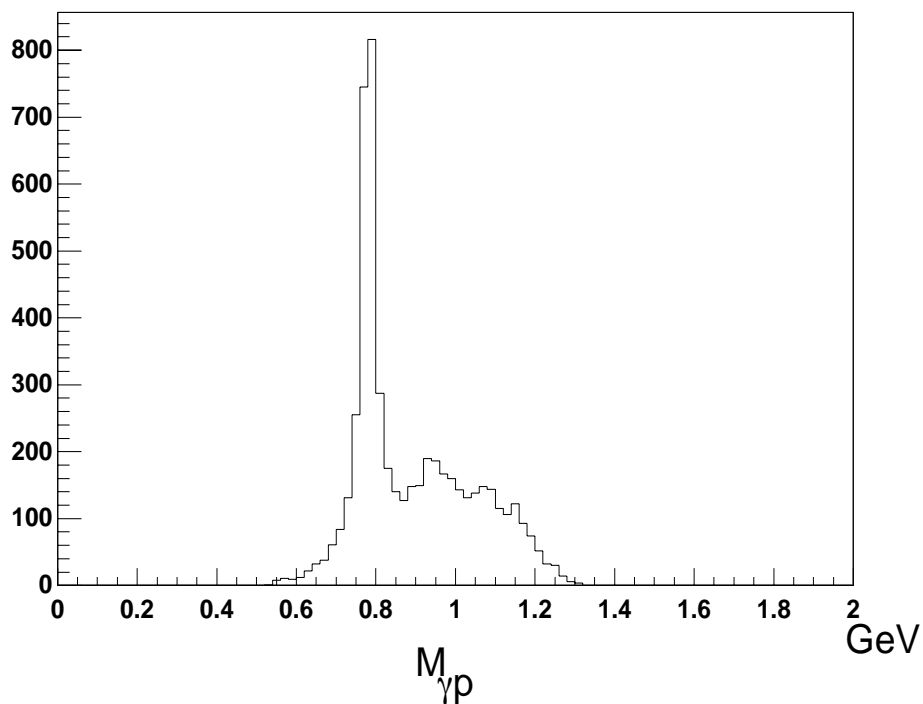


FIG. 4.19 – Masse manquante $M_{\gamma p}$ quand p , π^+ , π^- sont détectés et que la masse manquante carré $M_{\gamma p \pi^+ \pi^-}^2$ est celle du π^0 . On distingue très clairement le ω sortant du bruit de fond. ($0,48 < E_\gamma < 2,3 \text{ GeV}$)

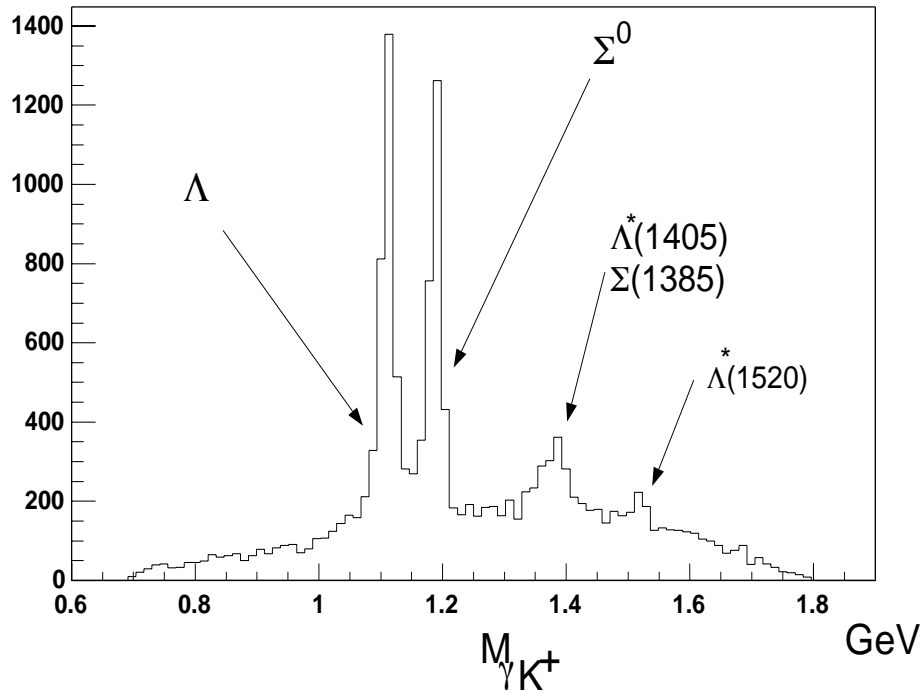


FIG. 4.20 – $M_{\gamma K^+}$ montrant les résonances Λ , Λ^* et Σ^0 , Σ^* . ($0,48 < E_\gamma < 2,3 \text{ GeV}$)

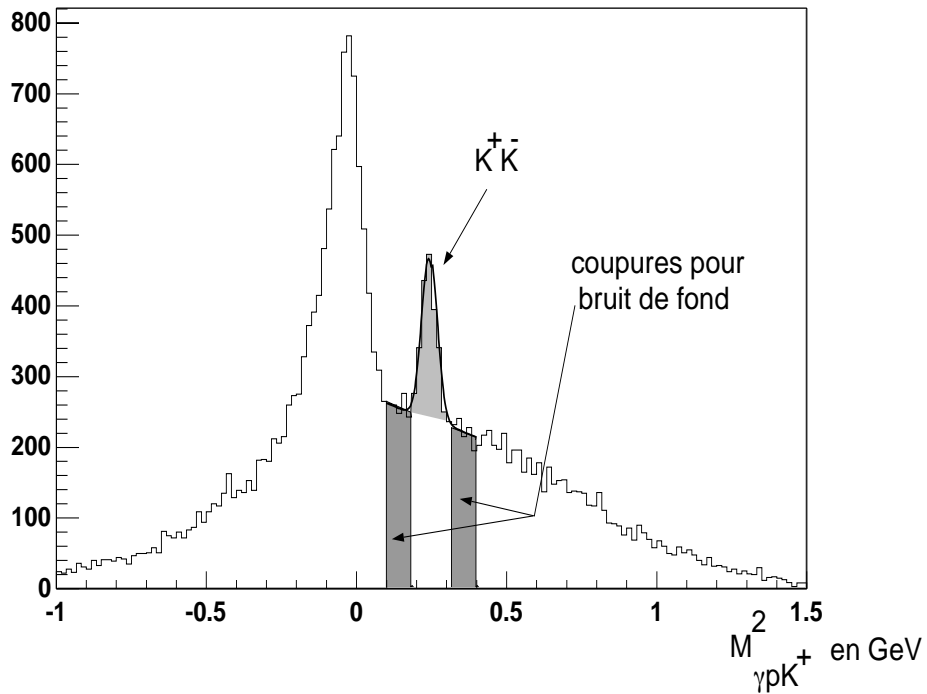


FIG. 4.21 – Masse manquante au carré $M_{\gamma p K^+}^2$ quand le proton et le K^+ au moins sont détectés ($3 < E_\gamma < 4 \text{ GeV}$). Nous avons représenté les coupures prises en dehors du pic du pK^+K^- qui servent à évaluer le bruit de fond de ce processus.

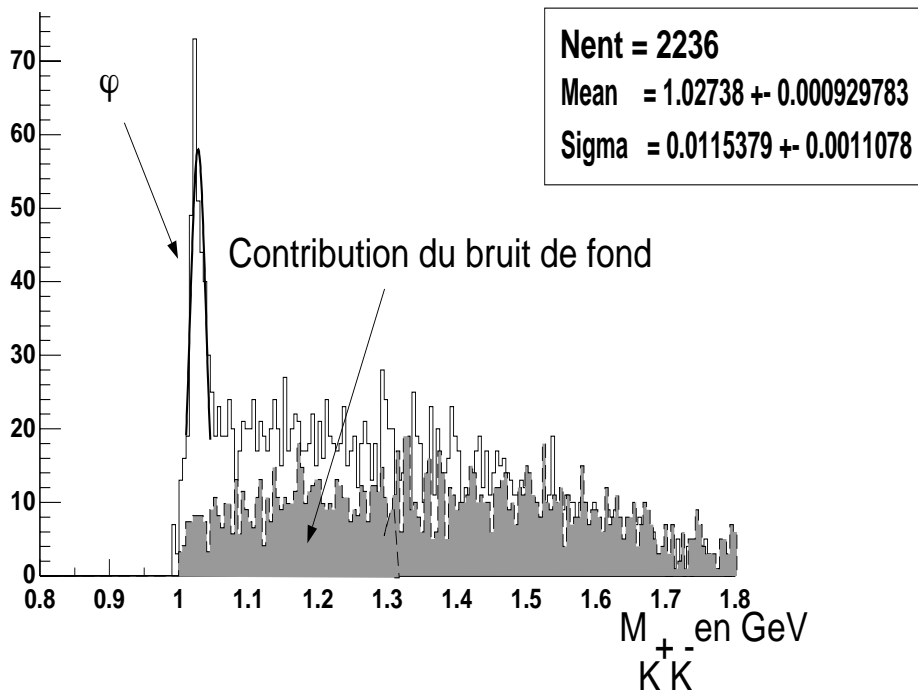


FIG. 4.22 – Masse invariante K^+K^- avec la contribution du bruit de fond ($3 < E_\gamma < 4$ GeV).

K^+K^- , figure (4.22)). Nous avons également représenté la masse invariante du bruit de fond sous pK^+K^- en sélectionnant les événements en dehors du pic K^- . On peut voir que le signal du ϕ est peu affecté par le bruit de fond.

4.5 Détection de la photoproduction de f_2 aux angles arrières

La photoproduction de f_2 aux angles arrières pour $2 < E_\gamma < 4$ GeV que nous discuterons au chapitre suivant, a déjà été remarqué par Clift et al. Dans cette région cinématique, la section efficace est comparable à celle du ρ et peut donner lieu à un signal visible. Les données de CLAS donne la possibilité d'étudier ce canal avec un statistique inégalée. Il est donc intéressant d'essayer de mettre en évidence ce canal.

Comme on peut le voir sur les spectres en fonction de t de la production de ρ , la section efficace est très faible pour des transferts très grands, ou ce qui est équivalent pour les petits u . Or la production à l'arrière du f_2 implique que le proton parte vers l'avant. Et à l'avant, il y a un trou pour laisser passer le faisceau de photon résiduel, l'acceptance de CLAS est donc nulle pour cette cinématique.

L'idée est alors de demander à ne détecter que les deux pions de la décroissance, alors l'acceptance est beaucoup plus large et couvre toute la gamme en t (figure (4.23)).

Il suffit alors de demander à ce que le u de la réaction soit petit ($|u| < 1$ GeV²) pour voir apparaître le f_2 dans la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ à la masse 1270 MeV (figure (4.24)). Le nombre d'événement présenté ici est très faible mais il est déjà significatif puisqu'il est de même ordre de grandeur que le ρ .

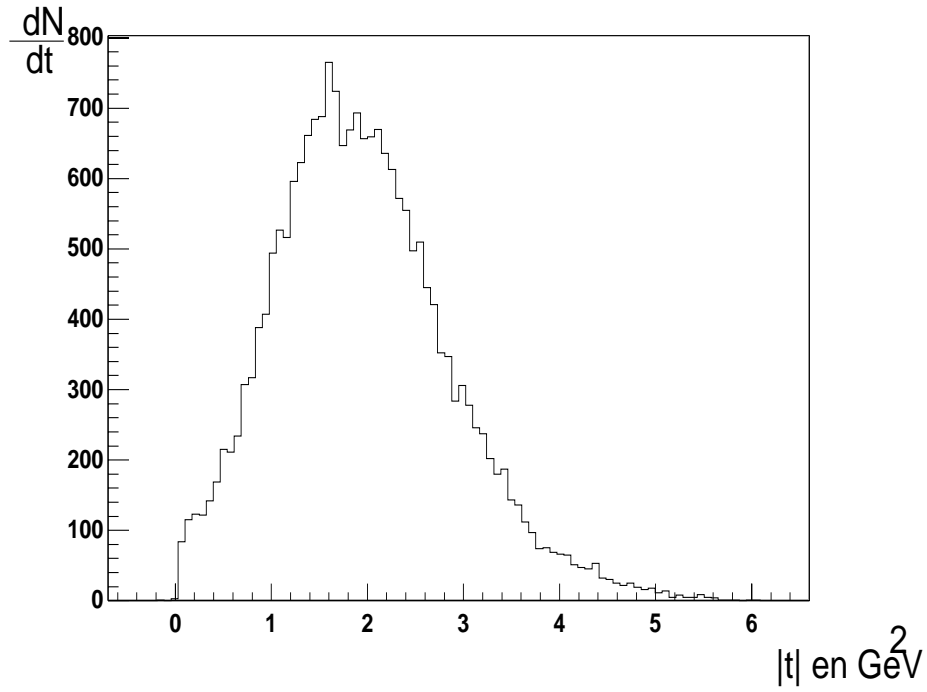


FIG. 4.23 – Distribution en t brute dans CLAS quand on demande à avoir les deux pions détectés. ($3 < E_\gamma < 4 \text{ GeV}$)

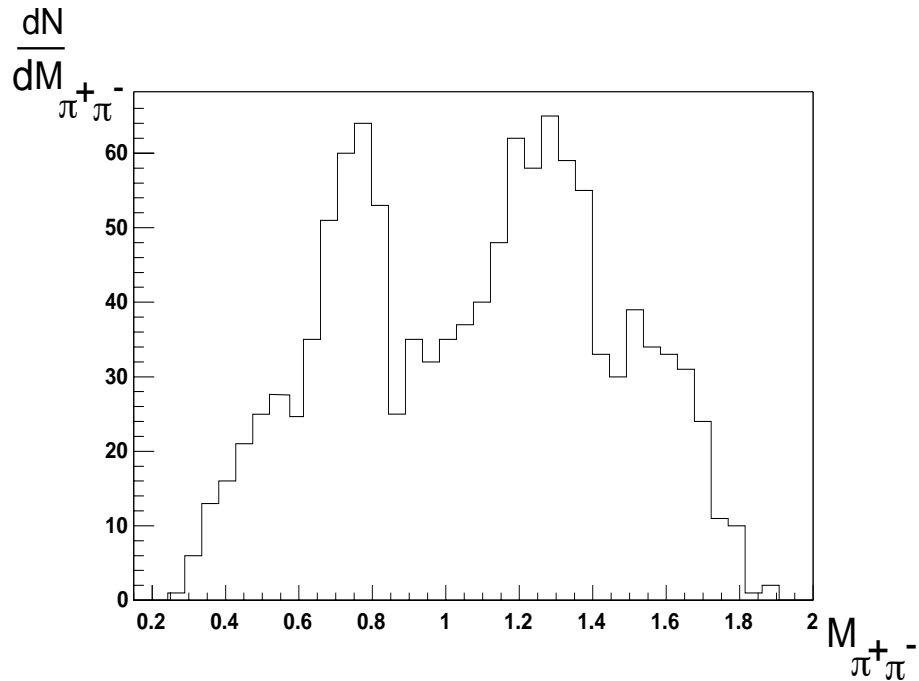


FIG. 4.24 – Masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ pour les angles arrières. Le méson tenseur f_2 apparaît très clairement à la masse 1270 MeV. ($3 < E_\gamma < 4 \text{ GeV}$ et $|u| < 1 \text{ GeV}^2$)

4.6 Discussion

On a pu voir dans cette liste qui n'est pas exhaustive, qu'il est possible de détecter un grand nombre de canaux avec CLAS. Le problème principal pour tous les canaux à faible section efficace est sans conteste la contamination par d'autres canaux. CLAS ayant une acceptance de l'ordre de 30 % pour les réactions qui nous intéressent, il est fort possible que nous n'ayons pas détecté les autres particules de l'état final en particulier les neutres. Il n'est donc pas possible d'éliminer complètement le bruit de fond par anti-coïncidence. Dans les réactions à trois corps, il est possible de faire un ajustement cinématique compte-tenu des sur-contraintes quand on mesure deux ou trois particules de l'état final. Avec cet outil, il devrait être possible de lever l'ambiguïté dans un grand nombre de cas. Si les critères cinématiques ne suffisaient pas, il faudra alors procéder à une soustraction du bruit de fond comme montré pour le ϕ .

Nous allons maintenant prendre le canal le plus simple $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, et montrer les premiers résultats absolus de section efficace totale et de distribution angulaire pour la production de ρ .

Chapitre 5

Premiers résultats de CLAS

En photoproduction aux énergies de CEBAF, tous les canaux sont visibles avec CLAS. Nous allons nous attacher maintenant à décrire comment nous avons obtenu des résultats normalisés préliminaires avec le canal chargé $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$: section efficace totale, distribution en t pour le ρ . Pour cela, il faut prendre en compte les corrections d'efficacité qui sont purement expérimentales. D'autre part, il faut prendre en compte les extrapolations dans la partie de l'espace de phase non-couvert par CLAS. En effet, si comme son nom l'indique, ce détecteur est de large acceptation, il est cependant loin d'un "4 π " idéal. Ces corrections qui sont largement dépendantes d'un modèle seront évaluées et l'on se comparera avec les données mondiales. Les difficultés d'extrapolation seront soulignées et donneront une certaine mesure de la difficulté d'extraire des sections efficaces totales avec CLAS.

En raison de la place disque importante qu'occupent les fichiers de résultats et du temps de calcul nécessaire, nous n'avons pu analyser qu'environ 0,5 % de la statistique. Nous avons disposé d'un échantillon d'environ 450000 événements $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, ce qui a été suffisant pour mettre au point la méthode d'analyse. Toutes les données seront analysées dans un futur proche à TJNAF qui dispose d'une ferme d'ordinateur et d'un silo de stockage de masse d'une capacité de l'ordre de 1000 TeraOctets.

5.1 Extraction des efficacités

Les corrections d'efficacité comportent en général deux parties :

- L'efficacité lié à la détection des traces. Il faut prendre en compte les fils morts et les zones inactives des chambres à fils. D'autre part, il faut tenir compte des problèmes éventuels de reconnaissance avec l'algorithme de reconstruction utilisé, ainsi que des imperfections des calibrations des temps de dérive surtout dans la région où règne un fort champ magnétique. S'il est facile de prendre en compte dans une simulation les défauts "mécaniques" comme les fils morts, il est beaucoup plus difficile de simuler les inefficacités imputables aux mauvaises calibrations des chambres à fils.
- La décroissance en vol des pions (des kaons). Compte tenu des longueurs de trajectoires (de l'ordre de 5 m), la correction est importante. Elle dépend fortement de la méthode

de reconstruction : par exemple, suivant l'endroit et la cinématique de la décroissance d'un pion en $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, la particule sera ou ne sera pas proprement reconstruite. On peut évidemment utiliser une simulation pour corriger de cet effet, mais nous avons préféré utiliser une méthode utilisant les données elles-mêmes pour évaluer ces corrections.

Le canal $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ permet d'extraire les efficacités de détection pour chacune des particules. Le principe est simple : étant donné que l'on détecte au moins deux des particules de ce canal, la cinématique est alors complètement déterminée et on peut calculer l'impulsion de la troisième particule. Il suffit ensuite de comptabiliser le nombre de fois où l'on reconstruit effectivement cette troisième particule en fonction du moment et des angles θ et ϕ pour avoir une mesure du produit de l'efficacité et de l'acceptance pour ladite particule. On effectue cette mesure pour le pion positif, le pion négatif et le proton. Sur la figure (5.1) on voit le résultat pour l'efficacité de chacune des particules en (θ, ϕ) .

On voit clairement les six secteurs de CLAS qui sont dues à la présence du toroïde et le trou à 7° vers l'avant. Les parties les plus claires culminent à 70-80 %. On voit également que les protons sont concentrés à l'avant, l'angle limite étant de 60° . Pour éviter des effets de bord trop importants (les erreurs sont plus grandes en bord d'acceptance à cause du nombre moindre d'événements utilisés), nous avons pris une coupure sur l'angle ϕ telle que $\phi_{min} < \phi < \phi_{max}$, avec $\phi_{min, max} = 0.43 * (\cos(\theta - 1.13))^{0.8}$ (ϕ a une période de 60° à cause de la symétrie toroïdale des six secteurs). Ayant exclu les parties en ϕ à l'extérieur de cet angle solide, on peut calculer le rapport du nombre d'événements détectés $N_R(p, \theta)$ sur le nombre d'événements total $N_T(p, \theta)$ dans les variables (p, θ) . On obtient alors le coefficient d'efficacité en fonction du moment et de l'angle :

$$C(p, \theta) = \frac{N_R(p, \theta)}{N_T(p, \theta)}$$

On dispose alors d'une mesure des efficacités utilisables pour le calcul de section efficace σ_{tot} intégrée dans l'acceptance de CLAS. On remarque que les efficacités pour détecter un proton de moment inférieur à 300 MeV/c et un pion de moment inférieur à 100 MeV/c sont faibles. La même remarque est valable pour l'efficacité de détecter toutes particules en dessous d'un angle $\theta = 12^\circ$. A cause de l'extension de la cible (17 cm) et des pertes d'énergie des particules, les coupures en angle et en impulsion ne sont pas franches : le choix que nous faisons est de ne pas conserver ces événements dans l'analyse puisque, pour une question de statistique, nous ne maîtrisons pas complètement les corrections dans ces zones de l'espace de phase. Pour ces mesures d'efficacité (figure (5.2) et (5.3)), le découpage est fait par pas de 100 MeV/c en moment et par pas de 10° en θ .

La précision obtenue par cette méthode n'est limitée que par la statistique disponible en événement $p\pi^+\pi^-$. On peut l'évaluer sommairement : Si l'on considère un bin en particulier, cette correction est donnée par une probabilité p de détecter la particule en question. On évalue cette probabilité par le rapport $N_{détecte}/N_{tentatives}$ (que l'on désignera par r/N). La distribution des événements acceptés suit une distribution binomiale et l'erreur sur l'estimation est donnée par la racine carrée de la variance de la distribution :

$$\delta\varepsilon_{absolue} = \sqrt{\frac{(r/N)(1 - r/N)}{N - 1}}$$

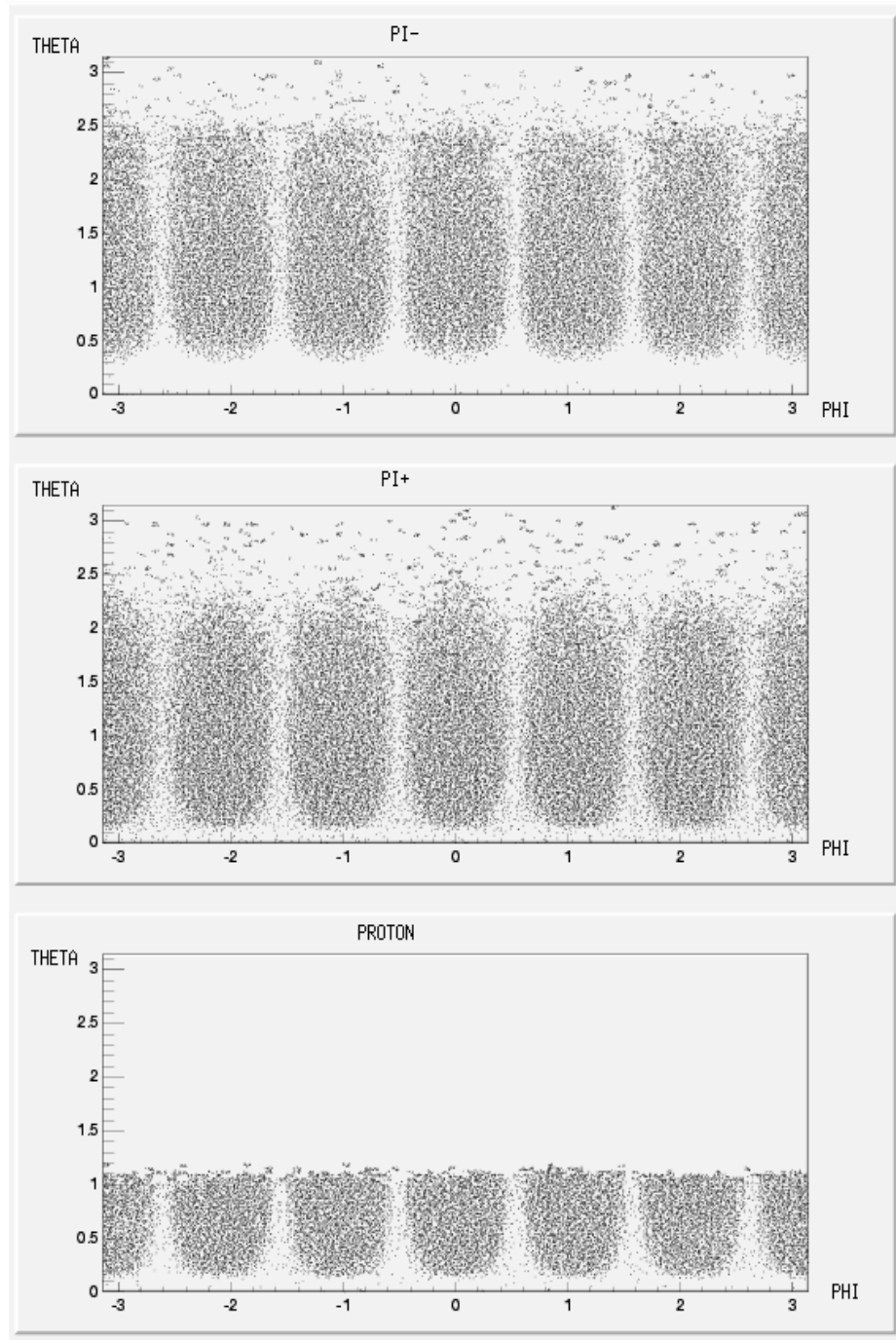
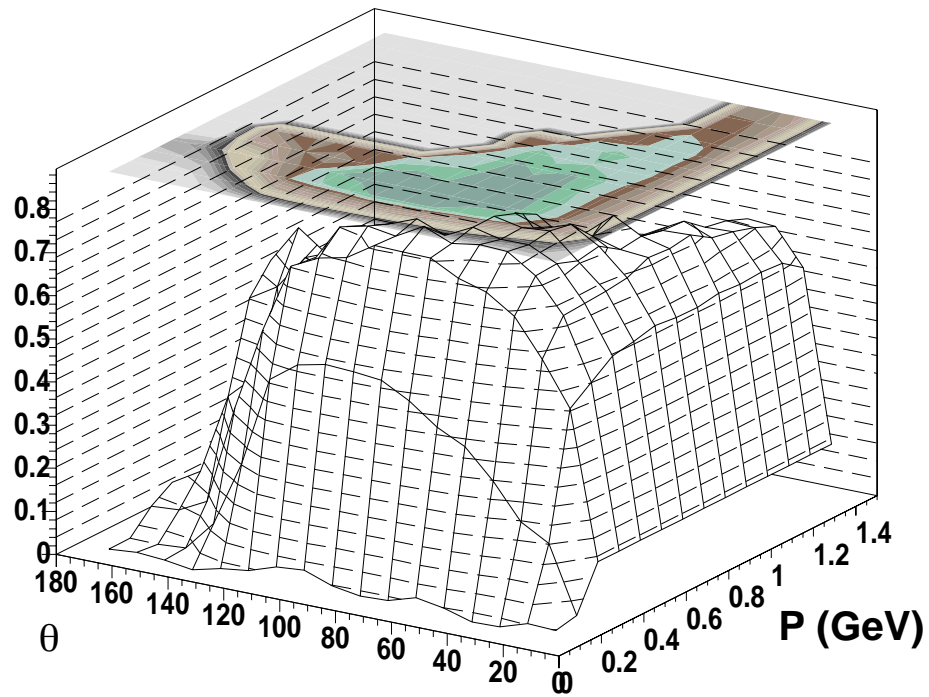
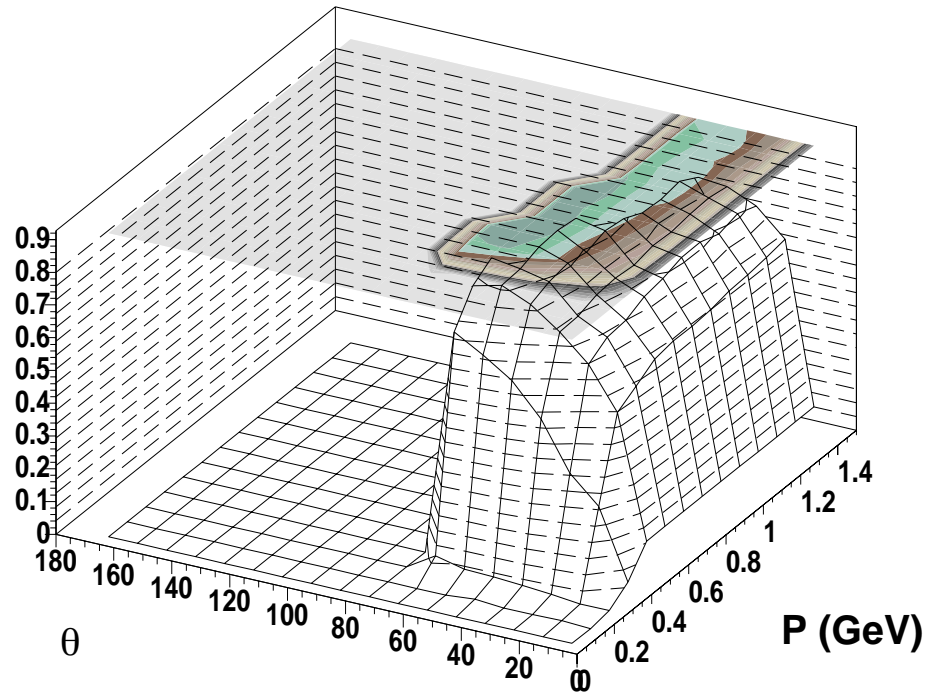


FIG. 5.1 – Mesure des efficacités pour les trois types de particules en (θ, ϕ) . Les angles sont exprimés en radian.

FIG. 5.2 – Efficacité du π^+ en (p, θ) FIG. 5.3 – Efficacité du proton en (p, θ)

en utilisant cette estimation et avec la statistique actuellement disponible, nous avons une erreur statistique de l'ordre de 2 % dans les coupures choisies.

Pour le proton, l'efficacité mesurée est de l'ordre de 85%. Ceci prend en compte les zones mortes du détecteur et les insuffisances du programme de reconstruction. Pour le π^+ , cette méthode prend en compte également les pertes dues à la décroissance du pion et l'efficacité tombe à 70 %.

5.2 σ_{tot} pour $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

La méthode que nous allons utiliser pour extraire les sections efficaces est la suivante : Nous allons comparer le modèle LM (Laget-Murphy) avec les données de CLAS dans les coupures que nous avons définies précédemment, à savoir :

$$\phi_{min} < \phi < \phi_{max} \text{ avec } \phi_{min} = 0.43 * \cos(\theta - 1.13)^{0,8}$$

et

$$\theta_{p,\pi} > 12^\circ, P_\pi > 100 \text{ MeV}/c, P_p > 300 \text{ MeV}/c$$

Une fois que l'on vérifie que le modèle reproduit correctement les données dans CLAS, on l'utilisera pour en déduire le facteur d'extrapolation qui va nous permettre de donner une estimation de la section efficace totale. Nous discuterons ensuite de la validité de cette procédure.

5.2.1 Section efficace totale intégré dans CLAS

On sélectionne les événements $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ où au moins le proton et le pion positif sont détectés et qui satisfont aux coupures que l'on prend dans l'espace de phase. La section efficace intégrée dans CLAS est alors obtenue simplement en corrigeant chaque événement de l'efficacité de détection ainsi que de la normalisation du flux de photons :

$$Y = K \frac{1}{N_\gamma(E) * N_{cible}} * \sum_{\text{Evenements}} \frac{1}{C_p(p_p, \theta_p) * C_{\pi^+}(p_{\pi^+}, \theta_{\pi^+})}$$

où $N_\gamma(E)$ est déterminé en utilisant la procédure de normalisation du flux de photon du chapitre normalisation. $N_{target} = \rho \ell N_A$ avec $\rho = 0.07 \text{ g/cm}^{-3}$, $\ell = 17 \text{ cm}$, N_A étant le nombre d'Avogadro. Pour le run que nous avons analysé, nous avons un facteur de correction K égal à 1.14 pour compenser la perte d'événements dans lesquels il y a ambiguïté sur l'énergie (c.à.d. quand on détecte plusieurs coups dans le tagger à ± 4 ns du start counter).

Il y a des corrections à faire pour tenir compte des événements qui sont produits dans les parois de la cellule cible et de la perte de photons entre la cible et les appareils de mesure de flux. Les corrections de perte de flux de photons devront faire l'objet d'une simulation détaillée de type GÉANT et il faudra bien sûr analyser les données prises en cible vide

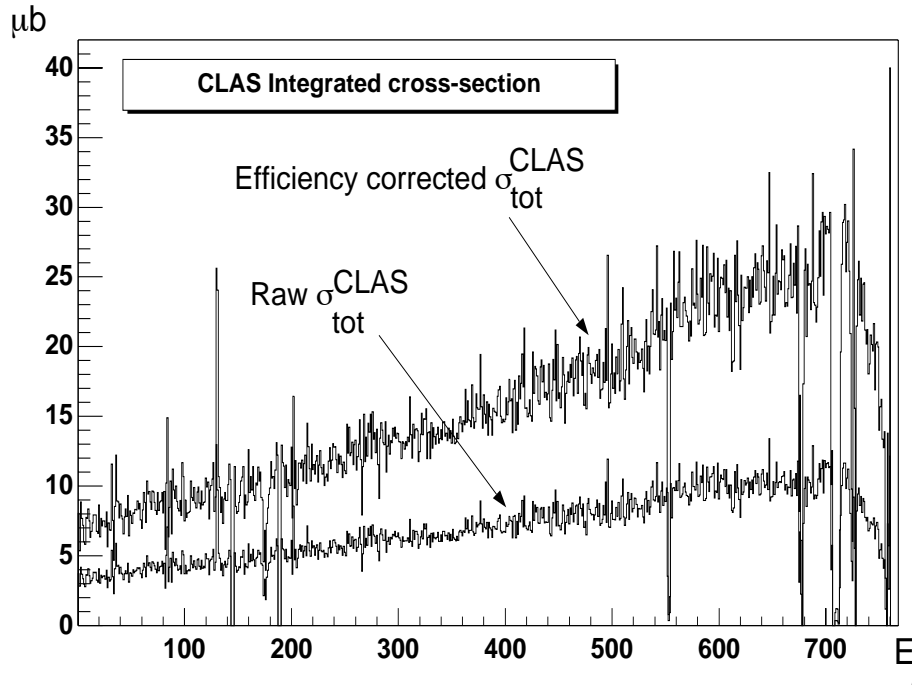


FIG. 5.4 – σ_{tot} intégré dans l'acceptance de CLAS.

pour avoir une mesure précise de la soustraction de cible vide à faire. En tenant compte des épaisseurs de matières traversées, nous les estimons à 3 %.

On a représenté le résultat par indice de canal E_j d'énergie du tagger sur la figure (5.4).

5.2.2 Estimation des erreurs systématiques

Ces résultats sont préliminaires et à ce stade de l'analyse, il y a encore des corrections systématiques qui ne sont pas estimées précisément, mais nous pouvons donner une limite supérieure. Les deux plus importantes sources d'erreurs portent sur le nombre de photons et sur les corrections d'efficacité.

Le nombre de photons a été discuté dans le chapitre consacré à la normalisation. En l'état actuel de l'analyse, l'écart type sur l'ensemble des T pour le rapport des échelles du PS entre un run de production et un run de normalisation se situe autour de 5 %. C'est donc ce que nous prenons comme mesure de l'erreur systématique sur le nombre de photons dN_γ . Cette dispersion vient essentiellement de la faible statistique accumulée lors du run de normalisation correspondant aux données que nous avons analysées.

La deuxième grande source d'erreur systématique vient des corrections d'efficacité. Outre la statistique plus importante qu'il est nécessaire d'avoir pour garantir une bonne précision dans toutes les cinématiques sur le proton et le π^+ , l'approche des efficacités à une particule ne prend pas en compte les corrélations entre particules qui sont spécifiques à la réaction considérée. Nous estimons donc une erreur de l'ordre de 5 % sur la correction à deux particules de l'efficacité.

source d'erreur	erreur
dN_γ	5 %
$d(C_p * C_{\pi^+})$	5 %
dN_{cible}	3 %
total (en quadrature)	8 %

TAB. 5.1 – Estimation des erreurs systématiques.

La longueur de la cible est de fait inférieure à 17 cm puisque les bords sont arrondis. Il y a donc une longueur de cible “effective” comprise entre 16,5 et 17 cm qui dépend de la position du faisceau par rapport au centre de la cible au moment du run. Nous prenons donc 3 % d’incertitude pour cette raison. Dans le futur, cette source d’erreur sera supprimée quand la résolution sur la position du vertex sera suffisante pour permettre de faire une simple coupure sur la position le long de l’axe Oz dans la cible. Cela supprimera, du même coup, la correction de cible vide.

Nous avons regroupé toutes ces valeurs dans la table (5.1) avec la valeur totale obtenue en sommant quadratiquement toutes les sources d’erreurs que nous venons de citer.

5.2.3 Comparaison dans l’acceptance de CLAS

Pour faciliter la comparaison avec un modèle (nous rappelons que nous utilisons le modèle LM), nous avons regroupé les données en 9 intervalles d’énergies de photon de 180 MeV de largeur, de 660 MeV à 2,28 GeV. Les spectres de masses invariantes et de distribution angulaire ont été corrigé événement par événement des coefficients de correction $C_p(p, \theta)$ et $C_{\pi^+}(p, \theta)$. Nous avons superposé dans la figure (5.5) les mesures de CLAS et les résultats du modèle LM pour trois énergies : 930 MeV, 1,47 GeV et 2,01 GeV. Nous rappelons que nous sommes dans une région intermédiaire où jusqu’à 2 GeV, l’unitarité pour le canal $\pi\Delta$ est assurée par des effets d’absorption, et au delà, il faut utiliser une description basée sur l’échange d’un pion reggésié. A 2 GeV, les deux modèles donnent la même chose.

On peut voir sur la masse invariante $M_{p\pi^+}$ le pic correspondant au Δ^{++} . L’amplitude de l’excitation de cette résonance est correctement reproduite par le modèle LM. Pour ce qui est de la partie ρ , on peut constater que l’accord est bon également

Sur la figure (5.6), on peut voir les résultats pour les distributions angulaires du pion et du proton : Les distributions sont semblables pour le pion. Pour le proton, on reproduit bien la tendance générale, mais on peut remarquer un léger désaccord pour les moments au delà de 1 GeV/c qui correspondent aux transferts t les plus grands.

Les diagrammes de Dalitz qui correspondent à ces énergies sont représentés dans les figures (5.7), (5.8) et (5.9). A 930 MeV, il n’y a que la résonance Δ^{++} qui est excitée. A 1,4 GeV et à 2 GeV, on voit nettement s’ouvrir le canal de production de ρ qui devient prédominant et de mieux en mieux séparé du Δ^{++} au fur et à mesure que l’énergie augmente.

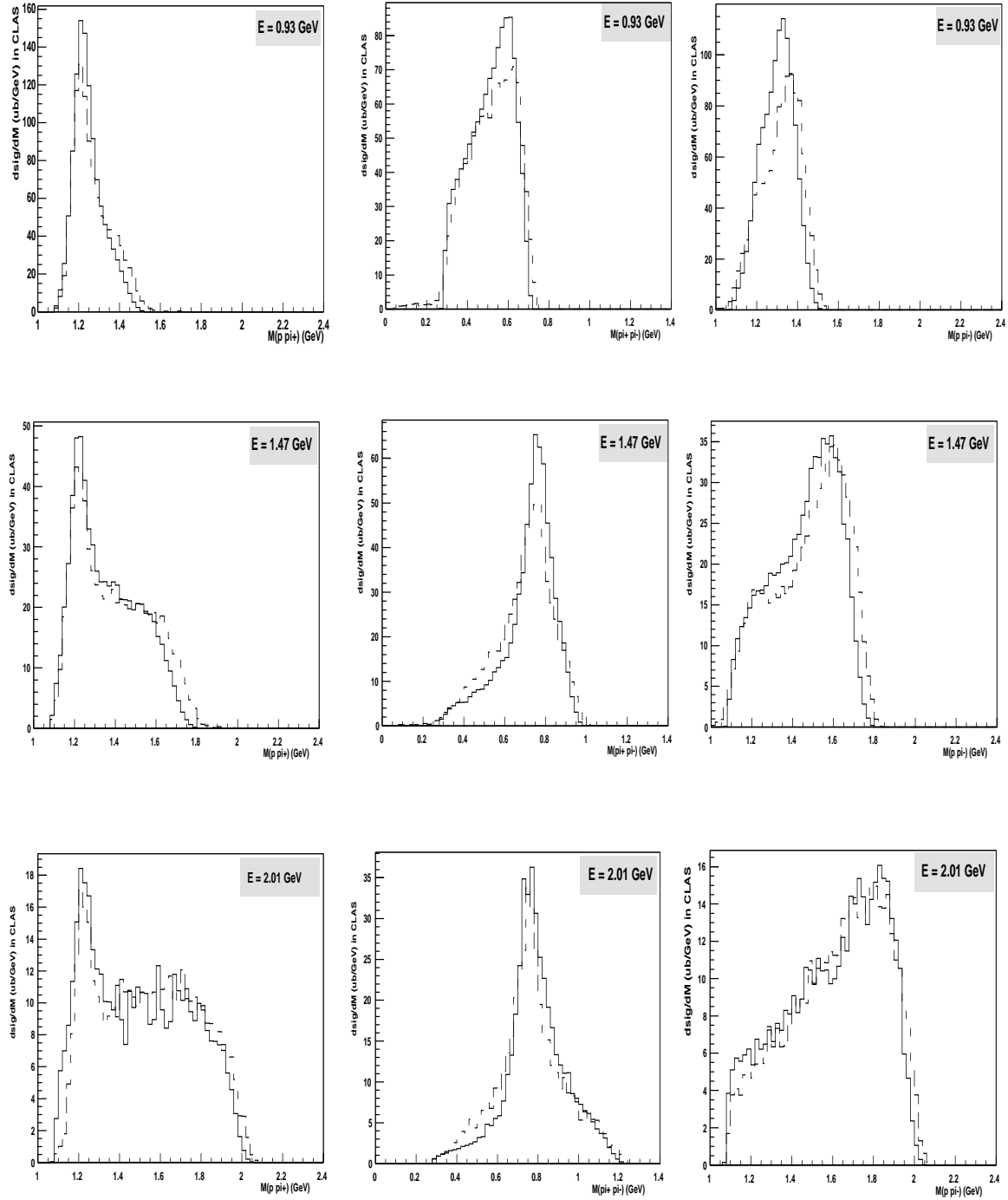


FIG. 5.5 – Comparaison des données CLAS (en tiret) avec le modèle LM (en trait plein) pour les masses invariantes $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$ et $M_{\pi^+\pi^-}$.

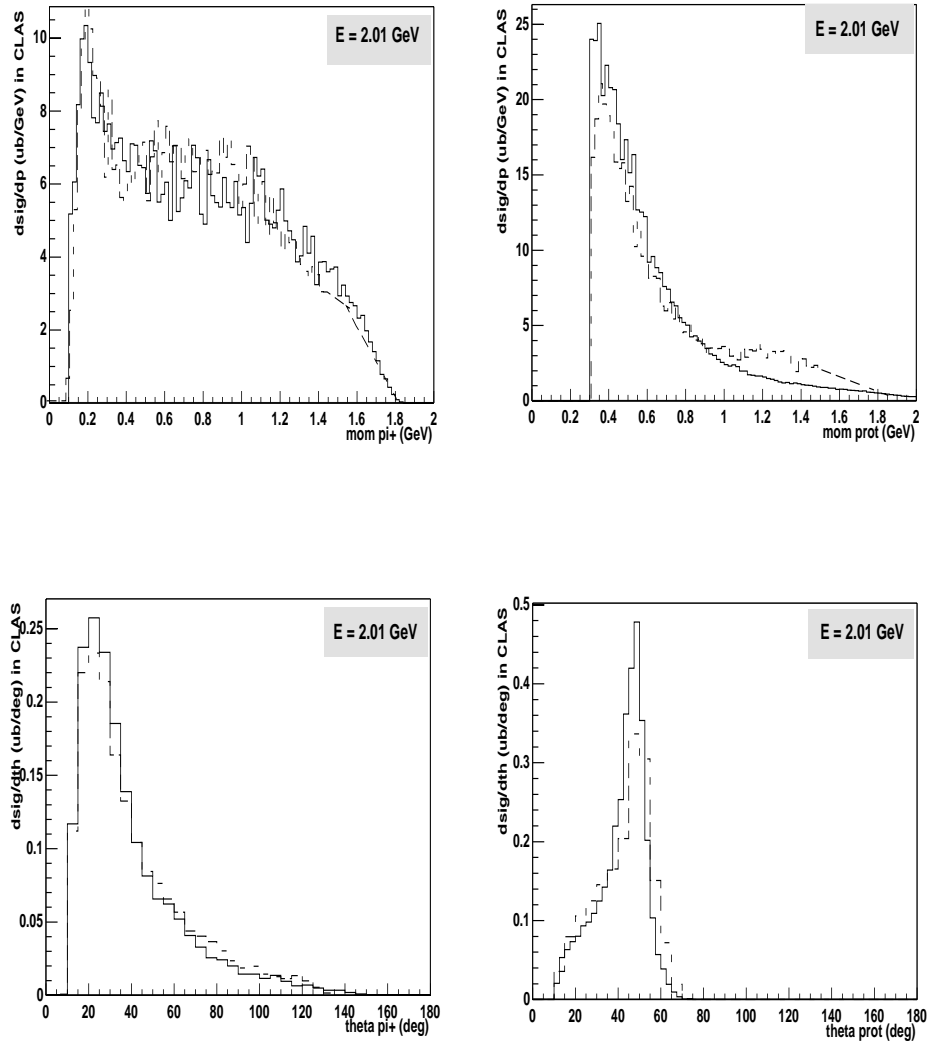


FIG. 5.6 – Comparaison des données CLAS (en tiret) avec le modèle LM (en trait plein). Distributions angulaires pour le proton et le π^+ à $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$.

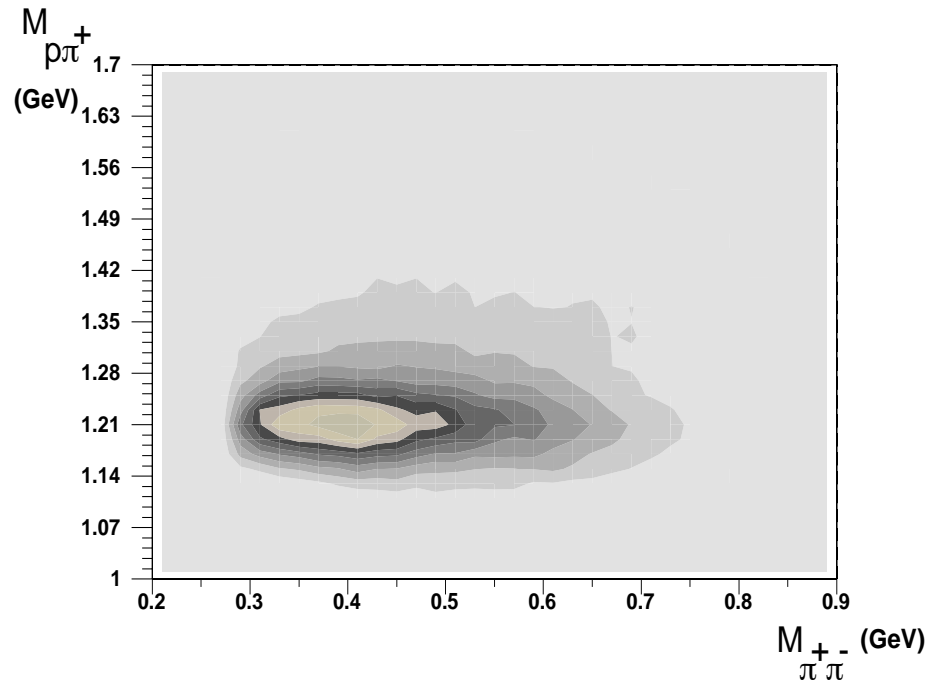


FIG. 5.7 – Dalitz pour $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ($E_\gamma = 930 \text{ MeV}$).

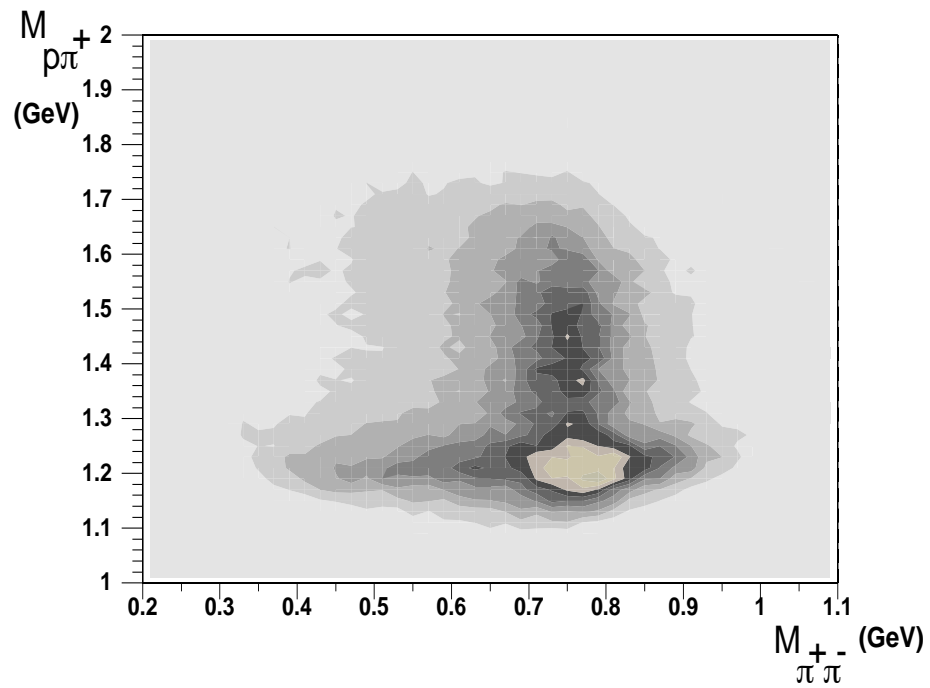
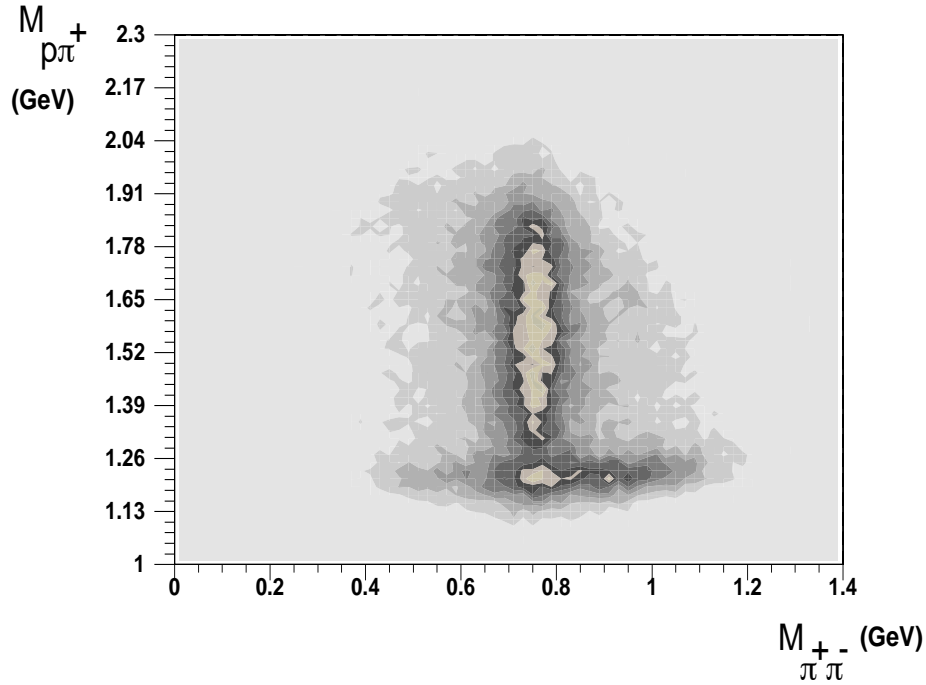


FIG. 5.8 – Dalitz pour $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ($E_\gamma = 1,43 \text{ GeV}$).

FIG. 5.9 – Dalitz pour $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ($E_\gamma = 2$ GeV)

5.2.4 Extrapolation hors de l'acceptance

La comparaison modèle/expérience dans l'acceptance de CLAS montre qu'on peut avoir un bon degré de confiance dans la description du modèle qui intègre les principaux éléments physiques du canal $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Nous pouvons alors réaliser l'extrapolation dans les zones cinématiques non mesurées pour avoir une estimation de la section efficace totale. Les résultats sont tabulés dans la table qui suit :

E_γ (MeV)	ΔE (MeV)	facteur de correction	σ_{tot}^{model} (μb)	$\sigma_{tot}^{exp.}$ (μb)	$\delta\sigma_{tot}^{exp}$ systématique
750	660-840	3.20	79	76	± 6
930	840-1020	3.32	74	71	$\pm 5,6$
1110	1020-1200	3.25	66	58	$\pm 4,6$
1290	1200-1380	3.09	50	48	± 4
1470	1380-1560	3.06	44	42	$\pm 3,5$
1650	1560-1740	3.18	40	39	$\pm 3,1$
1830	1740-1920	3.33	37	33	$\pm 2,6$
2010	1920-2100	3.54	35	31	$\pm 2,5$
2190	2100-2280	3.78	33	29	$\pm 2,3$

Les erreurs dues à la statistiques sont négligeables avec le regroupement que nous avons fait (50000 événements par pas d'énergie). Les erreurs systématiques que nous avons évaluées précédemment sont de l'ordre de 8 %. Elles n'incluent pas l'erreur qui provient de l'extrapolation que nous n'avons pas cherché à évaluer ici. Les valeurs obtenues sont comparées avec les mesures précédentes de DAPHNE et de ABBHHM dans la figure (5.10).

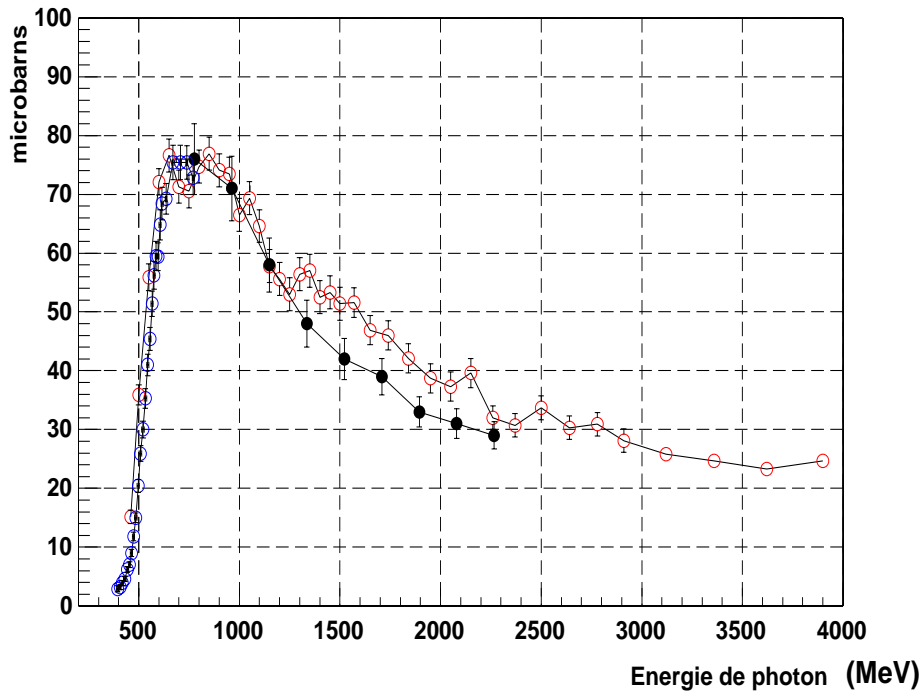


FIG. 5.10 – σ_{tot} pour $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Les données préliminaires de CLAS sont représentées par les cercles noirs. Les données ABBHHM par les cercles ouverts et les données de DAPHNE par les cercles ouverts grisés.

On peut voir que la section efficace que nous obtenons est en bon accord avec les mesures précédentes, sauf entre 1,4 et 2 GeV où nos données sont plus basses d'environ 20 %. Il est à noter que ces résultats ont été obtenus avec seulement 0,5 % de la statistique accumulée dans cette gamme d'énergie au cours de l'expérience.

5.2.5 Discussion

Nous venons de montrer comment extraire une section efficace totale avec CLAS par une procédure qui prend en compte tous les effets. Il y a deux types de correction :

- Des corrections purement expérimentales et nous avons précisé leurs erreurs systématiques dans l'état actuel de l'analyse.
- La correction due à l'extrapolation dans l'espace de phase non mesuré. Cette correction est complètement dépendante de modèle et il est difficile d'estimer une barre d'erreur systématique.

Nous avons vérifié à 2 GeV qu'en prenant deux descriptions théoriques différentes (effets d'absorption et propagateur du pion reggésé), le facteur d'extrapolation ne change pas de manière significative. Ce n'est pas le cas si on compare cette extrapolation avec un simple espace de phase dans nos coupures. On obtient alors un facteur de correction de 2,85 à comparer avec 3,54 ce qui représente un variation de 20 %. Bien sûr, il s'agit là

d'un cas extrême qui n'est pas réaliste, cependant il a le mérite d'illustrer le fait que l'on doit faire confiance à un modèle pour obtenir des sections efficaces totales avec un facteur d'extrapolation qui est loin d'être négligeable. La tâche des différents modèles est donc d'abord d'essayer de reproduire les données à l'intérieur de ces coupures.

Nous observons un désaccord d'environ 20 % entre ce premier résultat et les mesures de ABBHHM pour une énergie de photon comprise entre 1,4 et 2 GeV. Cette différence est suffisamment importante pour être significative. Or cette région est celle où il y a vraisemblablement des résonances qui sont excitées et qui ne sont pas incluses dans le modèle. Les résonances de plus haut spin comme par exemple la F_{15} doivent certainement être prises en compte. D'ailleurs, c'est la région où le modèle reproduit le moins bien les données. Il n'est donc pas exclu que l'incertitude sur l'extrapolation du modèle permette d'expliquer une **partie** de la différence entre ces résultats et ABBHHM. A 750 MeV, l'extrapolation est sûre car le modèle reproduit nos données et celles de DAPHNE. On trouve que les deux résultats sont en très bon accord. Au dessus de 2 GeV, le modèle LM reproduit correctement les données de CLAS donc l'extrapolation devrait être fiable à ces énergies également.

D'autre part, il est à noter que ABBHHM ne disposant pas d'un tagger, a réalisé la mesure du flux de photon à partir de la courbe théorique de création de paires e^+e^- sur la base des paires détectées dans leur chambre à bulles. On ne peut pas exclure que cette méthode ait introduit un biais qui expliquerait les variations brutales de section efficace que l'on peut voir dans leur section efficace (figure 5.10) quand nos données semblent, elles, plus régulières. Ces défauts de normalisation pourraient expliquer le reste de la différence avec nos résultats.

5.3 Résultats préliminaires pour la photoproduction de ρ

Nous avons représenté la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ du processus $p\pi^+\pi^-$ en fonction de t pour deux gammes en énergie : 1,5-2 GeV et 2-2,4 GeV avec la coupure que la masse invariante des deux pions soient comprises dans une bande de 300 MeV autour de la masse du ρ : $600 < M_{\pi^+\pi^-} < 900$ MeV. Les extrapolations ont été estimées à l'aide du modèle LM non plus comme un facteur global mais en incluant leurs dépendance en t (figure (5.11)).

Les résultats dans l'acceptance de CLAS sont montrés sur les figures (5.12) et (5.13) avec une comparaison avec le modèle LM. Nous avons également montré la contribution des termes de Born pour le canal $\pi\Delta$: pour des masses $M_{\pi^+\pi^-}$ comprises entre 600 et 900 MeV, ces termes ne représentent que 10 % du total sommé sur tous les t . Au delà d'un transfert t supérieur à $0,6 \text{ GeV}^2$, la description LM ne reproduit pas les données. Les termes de born pour le canal $\pi\Delta$ n'explique donc pas le plateau observé pour des transferts $t > 0,6 \text{ GeV}^2$.

La différence s'explique par le fait qu'à ces énergies d'autres résonances se couplent au canal de décroissance à deux pions. Dans le modèle LM, on ne tient compte que de la décroissance de la résonance $D_{13} \rightarrow p\rho$. Nous notons que le modèle de Zhao et Li [Zha98] qui a été brièvement présenté dans le chapitre I, prédit un tel plateau pour $t > 0,5 \text{ GeV}^2$ à ces énergies de photon venant des résonances, mais un facteur 5 en dessous de notre mesure (on ne prend en compte que la composante ρ).

A plus haute énergie ($2,5 < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$), la collaboration ABBHHM avait conclue

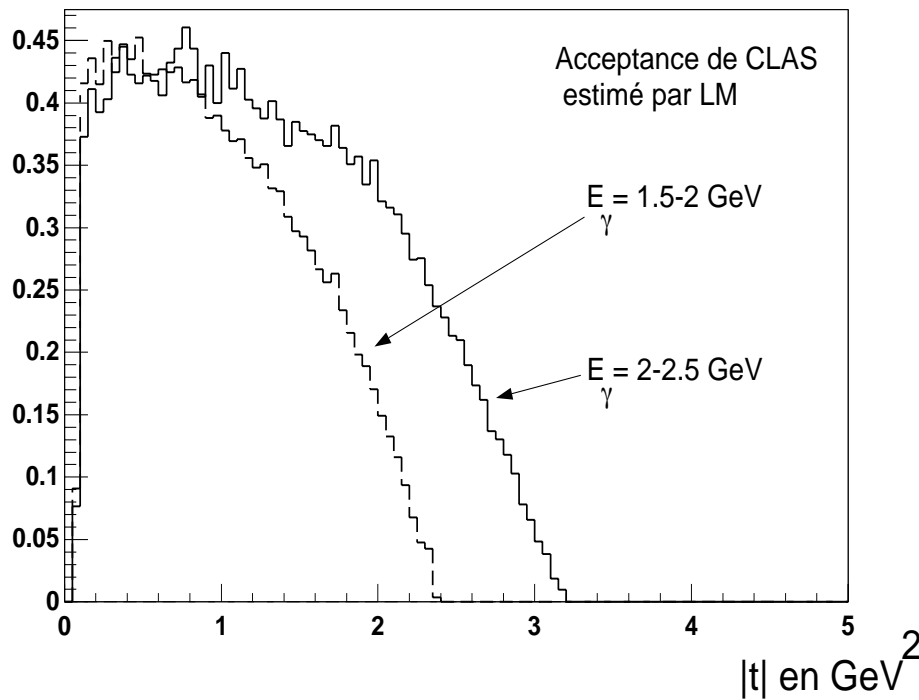


FIG. 5.11 – Simulation de l'acceptance de CLAS en fonction de t pour la réaction $\gamma p \rightarrow \rho^0 p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ avec $600 < M_{\pi^+ \pi^-} < 900$ MeV quand le proton et le π^+ sont détectés en coïncidence.

en étudiant la variation en énergie de cette bosse, qu'il doit y avoir une contribution de la résonance $\Delta(2420)$ qui décroît en ρp . Il est à noter qu'il faut également tenir compte de l'échange du baryon dans la voie u pour produire le ρ .

Puisque le modèle LM ne reproduit pas les données au delà de $t > 0,6$ GeV², l'extrapolation n'est pas fiable. Nous l'utiliserons cependant pour donner une indication de la tendance des données, puisque, comme on peut le voir dans les spectres de masse invariante $\pi^+ \pi^-$ des figures (5.14,5.15), il y a toujours un pic à la masse du ρ pour les transferts $t > 1$ GeV². Il y a donc toujours une production de ρ même pour les $t > 1$ GeV² où l'on voit que la contribution du ρ et du bruit de fond physique sont sensiblement égales.

En utilisant le facteur de correction de la figure (5.11), on obtient les résultats des figures (5.16,5.17) comparés avec les données publiés de ABBHHM. Les pas en énergies sont légèrement différents (E_γ entre 1,4 à 1,8 GeV, puis 1,8 et 2,5 GeV pour ABBHHM, alors que nos résultats sont dans les gammes 1,5-2 GeV et 2-2,5 GeV). Malgré ce biais, la comparaison montre que les deux jeux de données sont en bon accord.

Pour les énergies de photons comprises entre 3 et 4 GeV, n'ayant pas les efficacités par manque de statistique, nous ne donnons que les spectres non-corrigés (figure (5.18,5.19)). Ils témoignent cependant de l'aptitude de CLAS dans un futur proche à avoir d'excellents résultats pour les transferts $|t|$ supérieurs à 1 GeV².

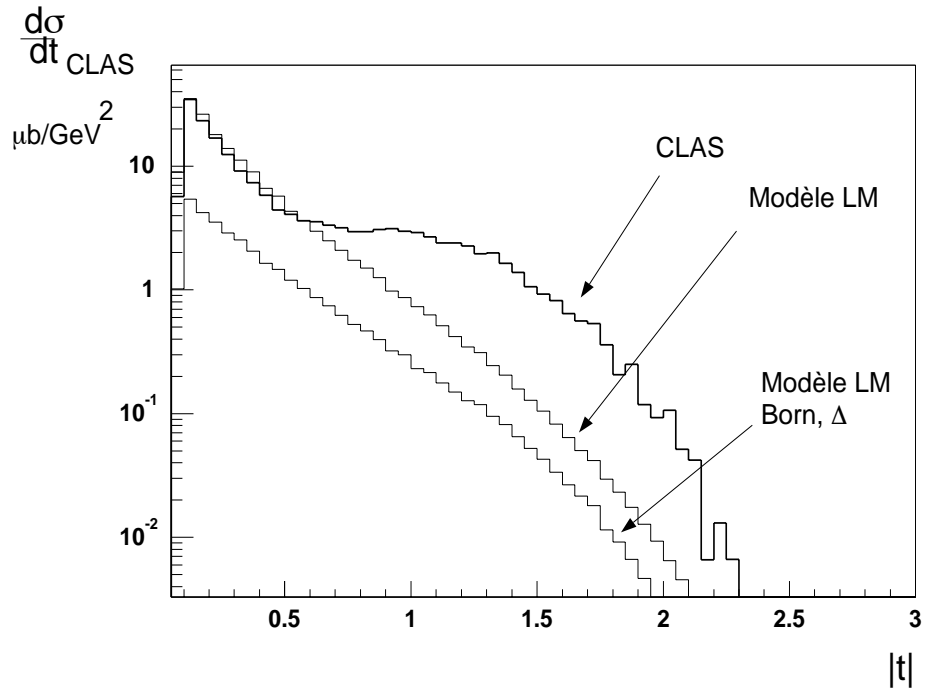


FIG. 5.12 – Comparaison CLAS-modèle LM dans l'acceptance (pour E_γ compris entre 1,5-2 GeV).

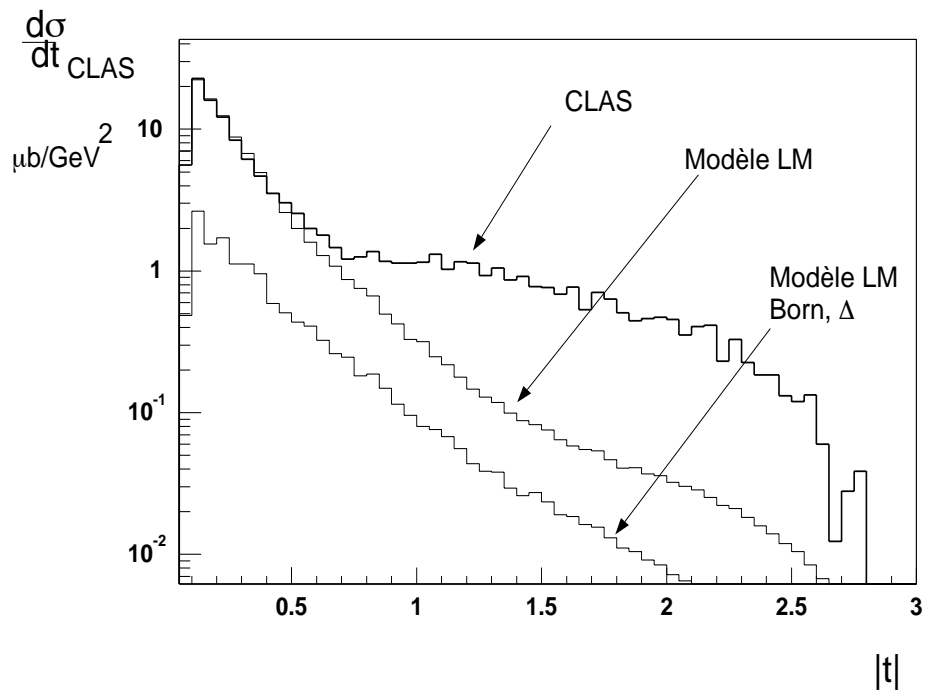


FIG. 5.13 – Comparaison CLAS-modèle LM dans l'acceptance (pour E_γ compris entre 2-2,4 GeV).

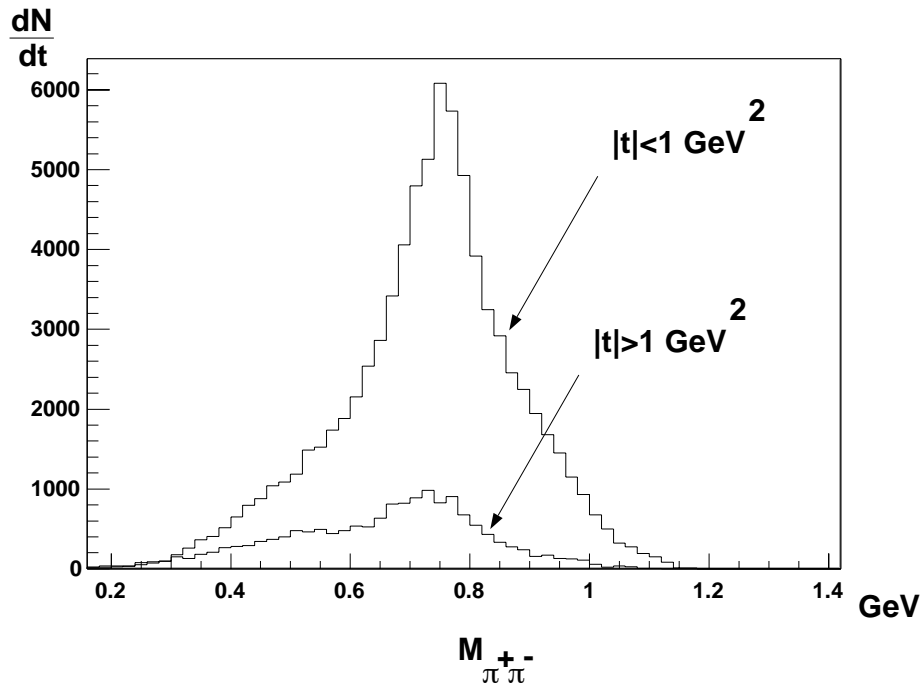


FIG. 5.14 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ pour E_γ compris entre 1,5-2 GeV et deux découpages en t : $t < 1 \text{ GeV}^2$ et $t > 1 \text{ GeV}^2$.

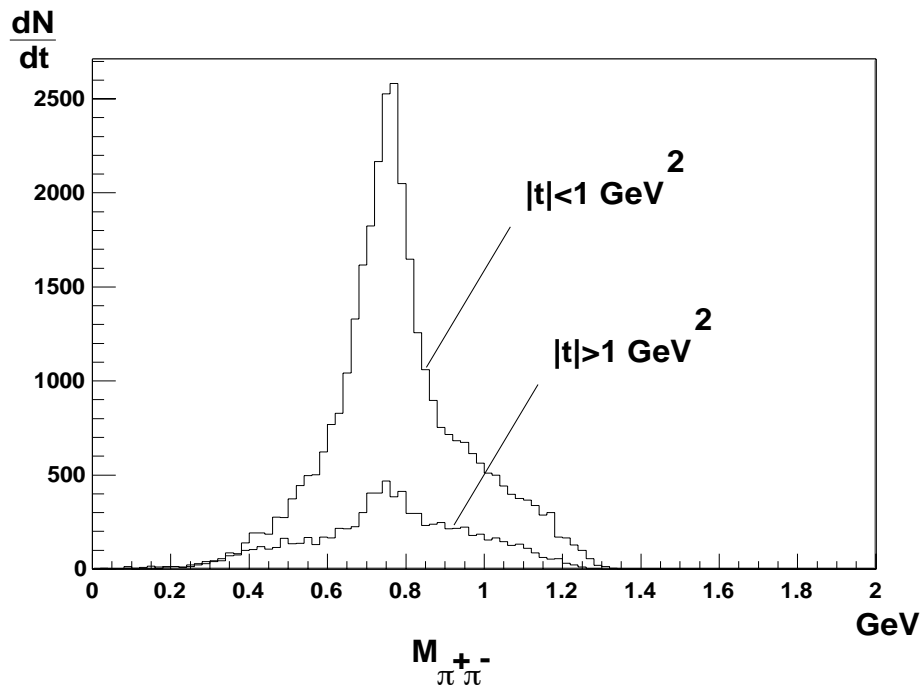


FIG. 5.15 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ pour E_γ compris entre 2-2,5 GeV et deux découpages en t : $t < 1 \text{ GeV}^2$ et $t > 1 \text{ GeV}^2$.

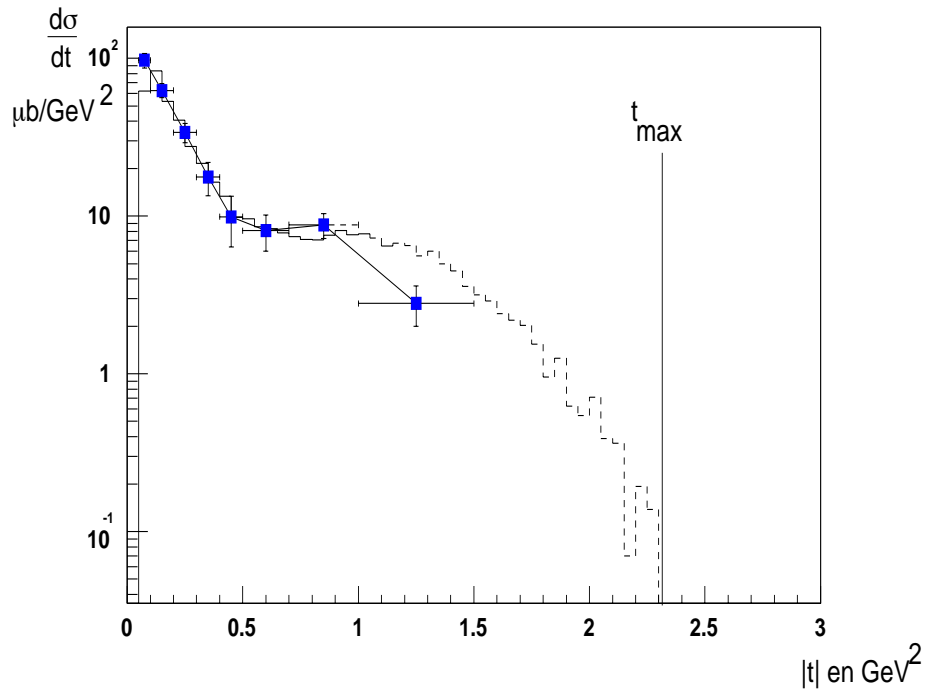


FIG. 5.16 – Distribution en t pour la production de ρ (pour E_γ compris entre 1,5-2 GeV). Les données de CLAS au delà de $t > 0,6 \text{ GeV}^2$ sont données à titre indicatif (trait pointillé).

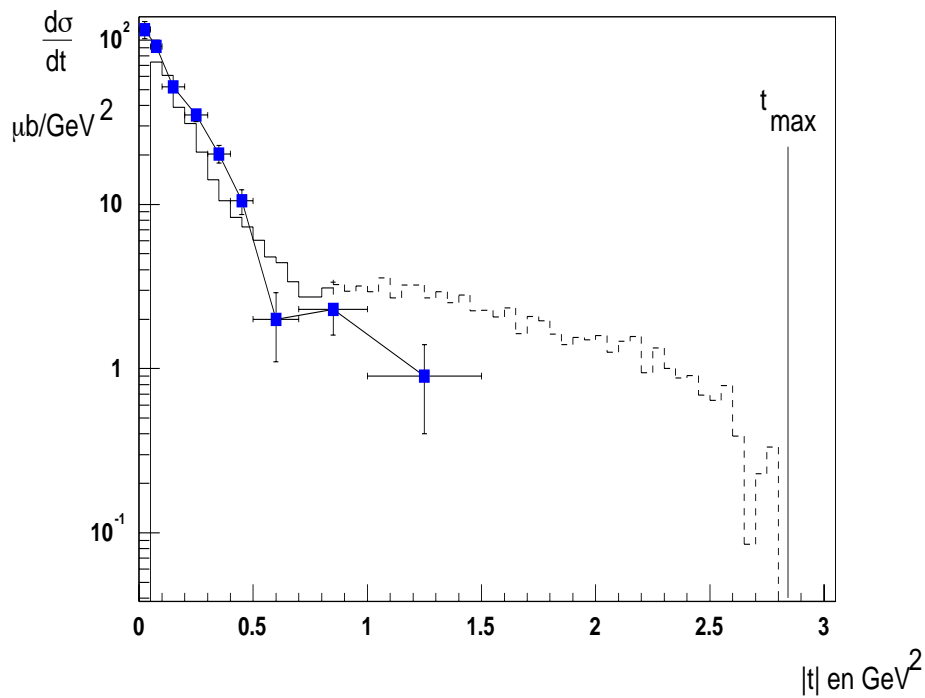


FIG. 5.17 – Distribution en t pour la production de ρ (pour E_γ compris entre 2-2,4 GeV). Les données de CLAS au delà de $t > 0,6 \text{ GeV}^2$ sont données à titre indicatif (trait pointillé).

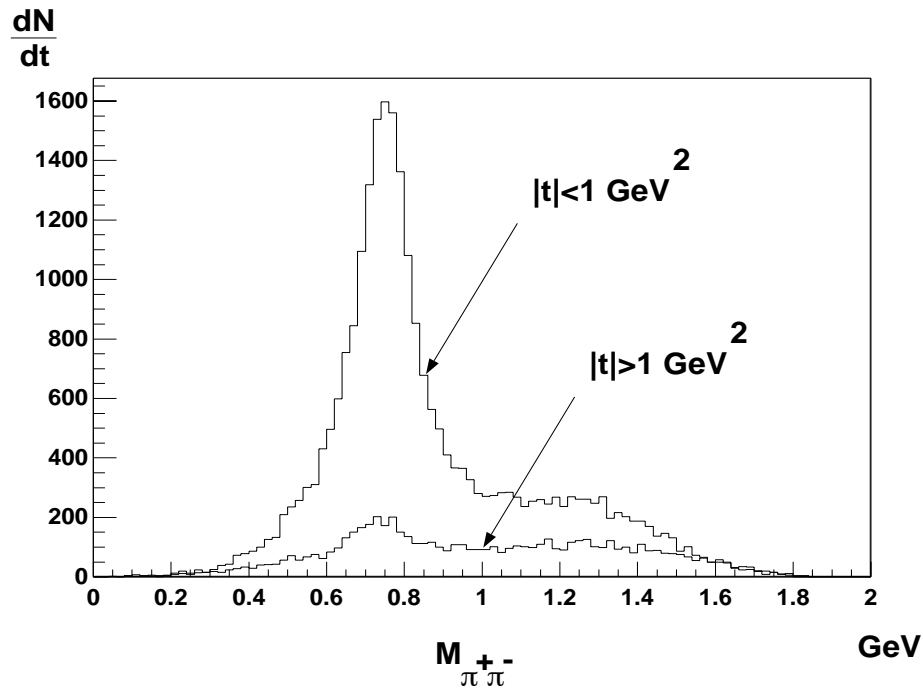


FIG. 5.18 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ (pour $3 < E_\gamma < 4 \text{ GeV}$) avec deux découpages en t : $t < 1 \text{ GeV}^2$ et $t > 1 \text{ GeV}^2$.

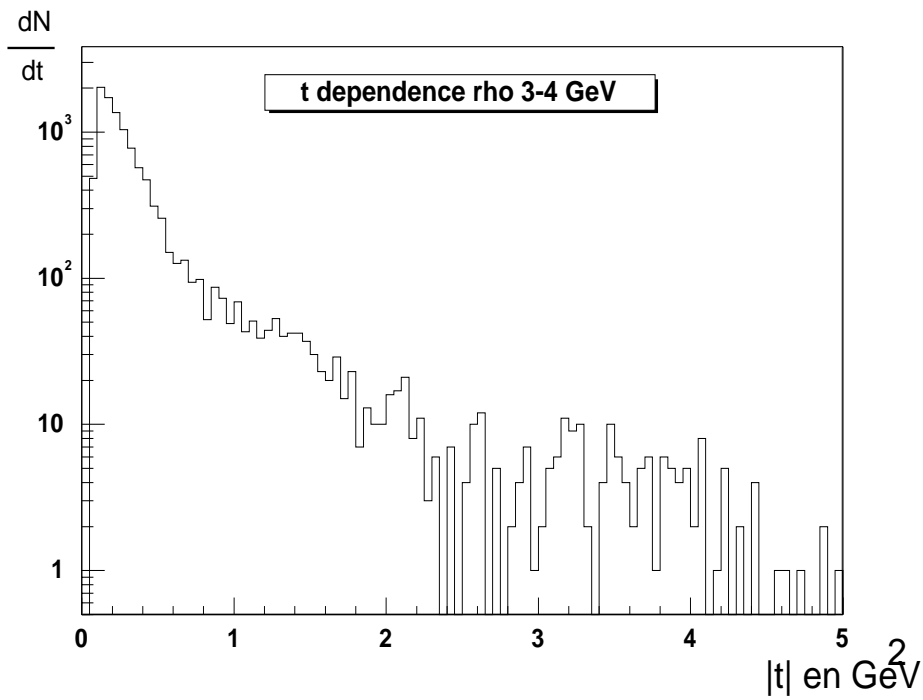


FIG. 5.19 – Distribution en t pour la production de ρ (pour $3 < E_\gamma < 4 \text{ GeV}$).

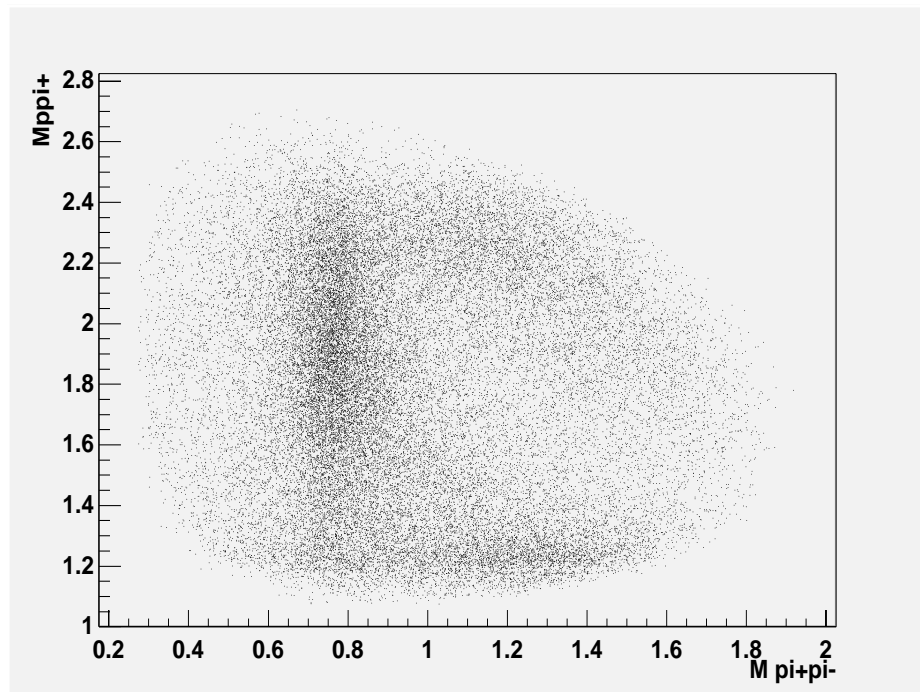


FIG. 5.20 – Dalitz pour $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ (pour $3 < E_\gamma < 4$ GeV).

Conclusion

Un outil pour cette physique : CLAS

Un des objectifs de cette thèse était, dans le cadre du démarrage du détecteur CLAS, de montrer la faisabilité des mesures sur la photoproduction de mésons vecteurs en utilisant les premières données disponibles. Rappelons les contributions essentielles de notre travail :

- Nous avons défini et mis en place l'électronique et les logiciels pour le système de déclenchement spécifique aux expériences en photons qui a servi dans les runs de production et de normalisation. Ce système a été optimisé pour permettre un passage aisé entre les deux types de run à partir de la salle de contrôle.
- Nous avons mis au point l'appareillage de normalisation spécifique aux expériences photons puis défini une méthode d'analyse qui nous affranchie des divers problèmes électroniques rencontrés.
- Le programme expérimental que nous poursuivons implique de détecter des kaons, nous avons cherché à améliorer la technique de temps de vol : L'utilisation conjointe de la RF et du tagger s'est révélée être la méthode la plus efficace dans CLAS pour identifier les kaons et permet l'étude de la photoproduction de Φ .
- Nous avons mis au point les programmes d'analyse basés sur une approche orientée objet avec le langage C++.

Nous nous sommes ensuite attachés à obtenir une section efficace totale pour le processus $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Les premiers résultats obtenus avec CLAS se comparent déjà bien aux données pré-existantes de ABBHHM et de DAPHNE. Ils montrent qu'avec la procédure que nous avons adopté, nous maîtrisons bien l'appareillage expérimental, notamment en ce qui concerne les efficacités. Ces résultats vont déjà permettre de perfectionner les modèles existants de production de $\pi^+\pi^-$.

Nous pouvons donc en conclure que le détecteur CLAS est un excellent outil pour étudier la physique exclusive de production des mésons vecteurs. N'ayant analysé que 0,5 % de la statistique d'ores et déjà accumulée, nous avons un nombre d'événements déjà 10 fois plus grand que l'expérience ABBHHM qui a servi de référence dans ce domaine d'énergie pour la photoproduction. Il faut cependant noter que CLAS ne mesurant qu'environ 30% de la section efficace totale d'une réaction à 3 corps comme $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, il est nécessaire de se fier à un modèle pour faire l'extrapolation dans l'espace de phase non-mesuré. Il appartient maintenant aux modèles de chercher à reproduire les données dans l'acceptance de CLAS.

Du fait de la grande statistique envisageable, CLAS a également un fort potentiel dans le domaine des processus à faible section efficace. La photoproduction de f_2 que nous avons mis en évidence avec CLAS, en est un bon exemple.

Premiers résultats pour la photoproduction diffractive de méson ρ

Les résultats préliminaires que nous avons obtenus pour la photoproduction du méson vecteur ρ sont extrêmement encourageants. L'analyse de toute la statistique permettra de disposer d'un jeu de données beaucoup plus important que celui utilisé dans ce travail. Nous avons montré que les distributions en t que nous obtenons avec CLAS en dessous de $0,5 \text{ GeV}^2$ sont compatibles avec les données de ABBHM. Pour les énergies de photon entre $1,5 \text{ GeV}$ et $2,4 \text{ GeV}$, la question se pose de savoir d'où vient le désaccord entre le modèle de production diffractive de ρ et les données pour des transferts compris entre $0,6 \text{ GeV}^2$ et 2 GeV^2 . Dans ce domaine d'énergie, on assiste à la contribution des résonances excitées dans la voie s et qui décroissent en $p\rho$. Une étude de la variation en fonction de l'énergie du photon permettrait de le mettre en évidence : il faut pour cela plus de statistique. Notre analyse met déjà clairement en évidence le besoin d'améliorer les modèles existants.

Les spectres $d\sigma/dt$ de photoproduction de ρ montrent qu'à partir d'une énergie de 3 GeV , il ne semble plus y avoir de contribution des résonances. Cela nous donne le seuil en énergie pour la physique diffractive qui se situe au delà de 3 GeV d'énergie de photon.

Au dessus de la région des résonances ($E_\gamma > 3 \text{ GeV}$), les données de CLAS montrent que les transferts au delà de 1 GeV^2 sont aisément accessibles, mais il faut d'abord évaluer la contribution de l'échange du nucléon dans la voie u . L'ouverture de ce domaine cinématique permettra de tester les modèles de photoproduction de méson ρ basés sur l'échange du pomeron et du f_2 .

Perspectives

En juillet 1999, la deuxième partie de l'expérience à plus haute énergie (l'énergie du faisceau d'électrons sera de $5,5 \text{ GeV}$) sera réalisée. On disposera alors de données précises dans une gamme en énergie de presque 3 GeV en ayant accès à toute la gamme des transferts. On pourra donc étudier la dynamique de la photoproduction de mésons vecteurs.

Il sera ensuite intéressant d'extraire les éléments de matrice de décroissance pour le ρ . Cette observable est cependant difficile à mesurer dans CLAS car l'extrapolation dans les trous de CLAS doit tenir compte des corrélations entre pions après la décroissance. Ce problème doit faire l'objet d'une étude spécifique avant de pouvoir être traité correctement.

L'étude de la photoproduction de f_2 entre 3 et 4 GeV est également intéressante. On a vu que à l'arrière, on produit le ρ et le f_2 en quantité presque égale. Cela implique que le nuage de mésons qui entoure le nucléon au repos contient une composante vectorielle et tensorielle d'égale proportion. Ces données donnent accès à une physique très intéressante, par exemple, extraire la constante de couplage du f_2 au nucléon qui est mal connue et que

l'on utilise pour l'instant comme paramètre libre pour reproduire la section efficace totale de production de ρ .

Enfin, les premiers résultats sur la production de ϕ qui vont être bientôt disponibles. Notamment la section efficace en fonction du transfert permettra d'apporter de nouvelles informations sur la nature du pomeron. Ce canal est beaucoup plus simple que le ρ , puisque la photoproduction de ce méson vecteur se fait presque uniquement par échange du pomeron.

Annexe A

Analyse de la décroissance

A.1 Relation

La question est de savoir ce que l'on peut extraire de la distribution angulaire des produits de décroissance d'un méson vecteur en deux mésons scalaire (ou pseudo-scalaire).

L'analyse complète du processus avec toutes les relations dans le cas polarisé peut se trouver dans la référence [Sch70]. On va déduire pour un processus (figure (A.1)) comment on peut remonter à partir de la distribution angulaire des produits de décroissance au transfert T de la polarisation du photon vers le méson vecteur.

Le transfert de polarisation entre le photon et le méson vecteur s'écrit

$$\rho(V) = T\rho(\gamma)T^+$$

où de manière plus explicite

$$\rho_{\lambda_V\lambda'_V}(V) = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_{N'}\lambda_\gamma\lambda_N\lambda'_\gamma} T_{\lambda_V\lambda_{N'}\lambda_\gamma\lambda_N} \rho_{\lambda_\gamma\lambda'_\gamma}(\gamma) T_{\lambda'_V\lambda_{N'}\lambda'_\gamma\lambda_N}^*$$

En fonction de la polarisation du méson vecteur, la distribution angulaire s'écrit

$$\frac{dN}{d\cos\theta d\Phi} \equiv W(\cos\theta, \Phi) = \sum_{\lambda_V\lambda'_V} \langle \theta, \Phi | M | \lambda_V \rangle \rho_{\lambda_V\lambda'_V}(V) \langle \lambda'_V | M^+ | \theta, \rangle \quad (\text{A.1})$$

Les projections des rotations sur les angles θ et Φ s'écrit en fonction des fonctions de Wigner

$$\langle \theta, \Phi | M | \lambda_V \rangle = c \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\Phi, \theta, -\Phi)$$

où pour une décroissance en méson scalaire $|c^2| \propto \Gamma_\rho$

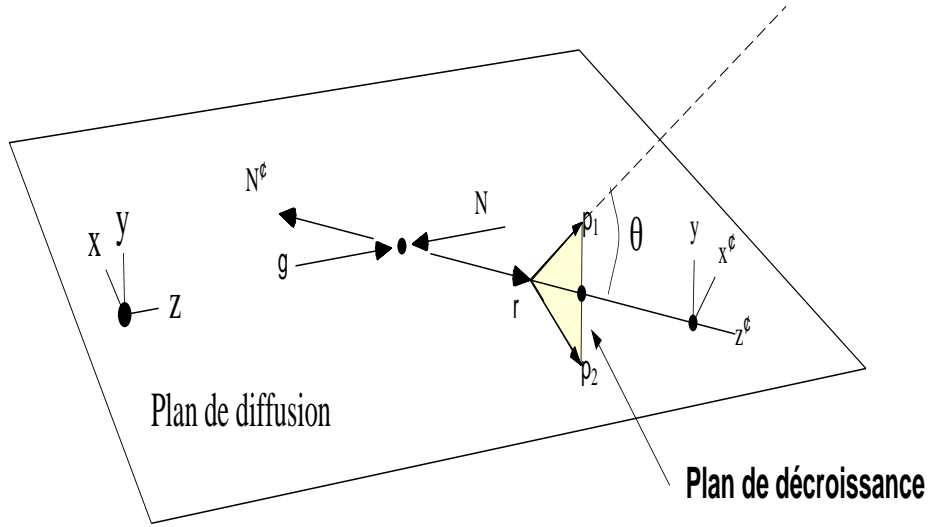


FIG. A.1 – Cinématique de la décroissance d'un méson vecteur en deux mésons scalaires.

Les fonctions de Wigner sont

$$\begin{aligned} D_{10}^1(\Phi, \theta, -\Phi) &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta e^{-i\Phi} \\ D_{00}^1(\Phi, \theta, -\Phi) &= \cos \theta \\ D_{-10}^1(\Phi, \theta, -\Phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta e^{-i\Phi} \end{aligned}$$

ce qui donne quand on injecte dans l'équation (A.1), en imposant $C=1$

$$\begin{aligned} W(\theta, \Phi) &= \frac{3}{4\pi} \sum_{\lambda_V \lambda_V'} D_{\lambda_V 0}^{1*}(\Phi, \theta, -\Phi) \rho_{\lambda_V \lambda_V'}(V) D_{\lambda_V' 0}^1(\Phi, \theta, -\Phi) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\sin^2 \theta}{2} \rho_{-1-1}(V) + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\Phi} \rho_{0-1}(V) \right. \\ &\quad - \frac{\sin^2 \theta}{2} e^{2i\Phi} \rho_{1-1}(V) + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\Phi} \rho_{-10}(V) \\ &\quad \left. \cos^2 \theta \rho_{00}(V) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\Phi} \rho_{10}(V) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin^2 \theta}{2} e^{-2i\Phi} \rho_{-11}(V) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \sin \theta e^{-i\Phi} \rho_{01}(V) \right. \\ &\quad \left. \frac{\sin^2 \theta}{2} \rho_{11}(V) \right) \end{aligned}$$

En utilisant le fait que la matrice $\rho(V)$ est hermitienne, on a $\rho_{\lambda_V \lambda'_V}(V) = \rho_{\lambda_V \lambda'_V}^*(V)$ et on a

$$W(\theta, \Phi) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{1}{2}(\rho_{-1-1} + \rho_{11}) \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \rho_{00} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} (\text{Re} \rho_{0-1} - \text{Re} \rho_{10}) \cos \Phi \sin 2\theta \quad (\text{A.3})$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} (\text{Im} \rho_{0-1} + \text{Im} \rho_{10}) \sin \Phi \sin 2\theta \quad (\text{A.4})$$

$$- \sin^2 \theta (\cos 2\Phi \text{Re} \rho_{1-1} - \sin 2\Phi \text{Im} \rho_{1-1}) \quad (\text{A.5})$$

$$(\text{A.6})$$

A partir de cette expression qui relie la décroissance à la polarisation nous allons passer à celle du photon. La matrice densité du γ s'écrit comme suit

$$|\gamma\rangle = a_+ |\lambda_\gamma = +1\rangle + a_- |\lambda_\gamma = -1\rangle$$

et

$$\rho(\gamma) = |\gamma\rangle \langle \gamma| = \begin{pmatrix} |a_+|^2 & a_+ a_-^* \\ a_- a_+^* & |a_-|^2 \end{pmatrix}$$

Pour le cas où les photons sont polarisé circulairement ($\lambda_V = \pm 1$), on a

$$\rho(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ ou } \rho(\gamma) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Dans le cas où la polarisation est linéaire

(i.e. $|\gamma\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\Phi} |\lambda_V = +1\rangle - e^{-i\Phi} |\lambda_V = -1\rangle)$)

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -e^{-2i\Phi} \\ -e^{-2i\Phi} & 1 \end{pmatrix}$$

Enfin dans le cas où la polarisation est partielle

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2} I + \frac{1}{2} \vec{P}_\gamma \cdot \vec{\sigma}$$

avec $0 \leq P_\gamma \leq 1$ et \vec{P}_γ tel que :

- $\vec{P}_\gamma = P_\gamma(0, 0, \pm 1)$ pour la polarisation circulaire

– $\vec{P}_\gamma = P_\gamma(-\cos 2\Phi, -\sin 2\Phi, 0)$ pour la polarisation linéaire

On peut exprimer la polarisation du ρ comme : $\rho(V) = T\rho(\gamma)T^+$

où en décomposant sur les matrices σ^i : $(\rho^0, \rho^i) = T(\frac{1}{2}I, \frac{1}{2}\sigma^i)T^+$

on obtient

$$\rho(V) = T\left(\frac{1}{2}I + \frac{1}{2}\vec{P}_\gamma \cdot \vec{\sigma}\right)T^+ \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{1}{2}(T.I.T^+ + \sum_i P_\gamma^i T\sigma_i T^+) \quad (\text{A.8})$$

$$= \rho^0 + \sum_i P_\gamma^i \rho_i \quad (\text{A.9})$$

ou explicitement pour ρ^0

$$\rho_{\lambda_V \lambda'_V}^0 = \sum_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} T_{\lambda_V \lambda_\gamma} T_{\lambda'_V \lambda'_\gamma}^*$$

En injectant la décomposition (A.9) dans (A.6) et en utilisant la condition $Tr\rho^0 = 1$ on obtient après un peu d'algèbre :

$$W(\cos\theta, \Phi) = W^0(\cos\theta, \Phi) + \sum_i P_\gamma^i W^i(\cos\theta, \Phi)$$

où l'on détaille seulement W^0 et W^3 pour la polarisation linéaire :

$$W^0(\cos\theta, \Phi) = \frac{3}{4\pi} \left[\frac{1}{2}(1 - \rho_{00}^0) + \frac{1}{2}(3\rho_{00}^0 - 1) \cos^2\theta \right. \\ \left. - \sqrt{2}Re\rho_{10}^0 \sin 2\theta \cos\Phi - Re\rho_{1-1}^0 \sin^2\theta \cos^2\Phi \right]$$

$$W^3(\cos\theta, \Phi) = \frac{3}{4\pi} \left[\sqrt{2}Im\rho_{10}^3 \sin 2\theta \sin 2\Phi + Im\rho_{1-1}^3 \sin^2\theta \sin 2\Phi \right]$$

Dans le cas particulier où la polarisation est nulle, on voit que la distribution se réduit à W^0 et que l'on peut espérer obtenir des informations sur trois coefficients seulement ρ_{00}^0 , ρ_{10}^0 et ρ_{1-1}^0 .

A.2 Les systèmes de référence

Une fois obtenue les relations entre décroissance et transfert de polarisation, il faut définir un référentiel pour mesurer les angles theta et Phi. Trois référentiel sont couramment utilisés pour la décroissance des mésons vecteurs (figure (A.2)).

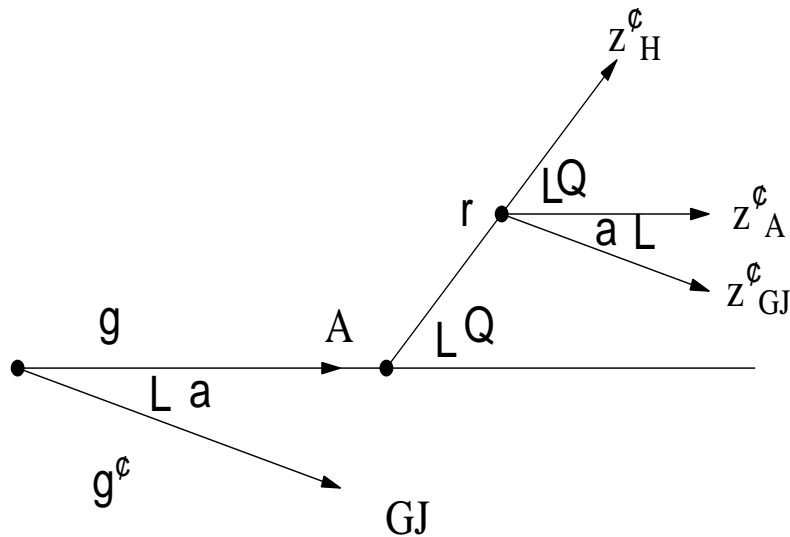


FIG. A.2 – *Système de référence: Gottfried-Jackson (GJ), Adair (A) et hélicité (H).*

– **Le système de Gottfried-Jackson.**

Dans ce système, l'axe de quantification (Oz_{GJ}) est définie par la direction du photon dans le référentiel du ρ au repos. La direction du π^+ définit l'angle polaire θ (c'est l'angle entre le photon et le π^+ dans ce référentiel) et l'angle azimuthal Φ par rapport au plan de production qui lui est défini par les deux protons. Ce système est idéal pour étudier la conservation de l'hélicité dans la voie t (i.e. échange de spin 0^+)

– **Le système de l'hélicité.**

Dans ce système, la direction du ρ dans le centre de masse du système définit l'axe de quantification (Oz_H). On préfère ce système pour étudier la conservation de l'hélicité dans la voie s.

– **Le système d'Adair.**

Ici, l'axe de quantification (Oz_A) est pris dans la direction que le γ a dans le centre de masse. Le référentiel est indiqué pour étudier la conservation du spin dans la voie s (En particulier les hypothèses d'indépendance de spin). On prend la même définition que le référentiel de l'hélicité pour définir le plan de production (qui définit Φ).

Annexe B

Le diviseur RF

L'utilisation de la structure RF du faisceau d'électrons requiert de diviser le signal 499 MHz qui vient de l'accélérateur pour pouvoir l'enregistrer dans un TDC.

B.1 Montage électronique

Pour diviser le signal RF à 499 MHz, nous avons utilisé le composant Motorola MC12080. Ce composant accepte en entrée des signaux à partir d'une fréquence de 200 MHz jusqu'à 1,1 GHz (figure (B.1)). 3 portes logiques permettent de choisir le taux de division (10:20:40:80). Sur la carte, il y a donc trois emplacements pour des jumpers.

Le format d'entrée est de type BNC (terminaison 50Ω). Le format de sortie est mis au standard ECL 3 à l'aide du composant Motorola MC1651. Le front de monté ainsi obtenu est de moins d'une nanoseconde. Ce composant possède deux sorties en opposition de phase qui nous fournissent les deux signaux RF. La stabilisation de l'alimentation électronique en entrée est assurée par un filtre régulateur passe-bas. Ce filtre protège le diviseur de perturbations venant de l'alimentation électrique 12 V. Le module est détaillé dans la figure (B.2).

B.2 Tests de performance

Nous avons mesuré les performances de ce diviseur avec deux appareillages différents. A chaque fois, la mesure effectuée consiste à mesurer les fluctuations entre un signal de référence de 400 MHz stabilisé à mieux que 5 ps et ce même signal après division par 40 (le taux de division que nous utilisons). Pour cela, nous avons utilisé deux techniques :

- Un oscilloscope numérique haute résolution (échantillonnage de 10 Gbit/s, résolution de 10 ps). Le déclenchement est assuré par le signal divisé. L'oscilloscope évalue alors les fluctuations entre le temps de déclenchement et la voie où nous dirigeons le 400 MHz. L'histogramme est représenté dans la figure (B.3) avec les variations en sigma en dessous.

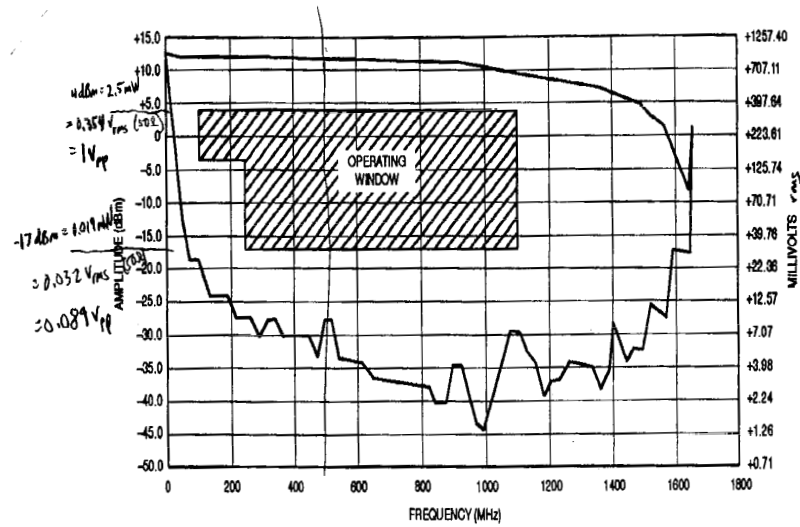
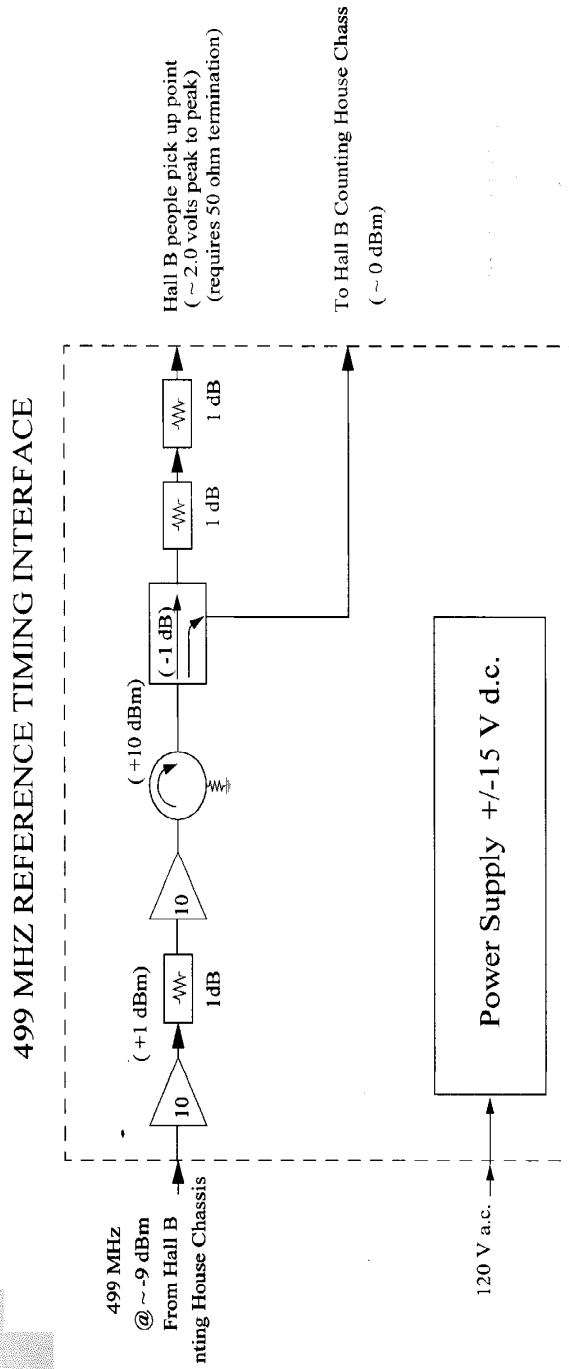


FIG. B.1 – Gamme de fonctionnement du composant MC12080

- Un montage utilisant un TDC de 50 ps de résolution dans les mêmes conditions que le test avec l'oscilloscope. Les conclusions de ces tests sont similaires par les deux appareillages : l'écart type de la fluctuation de la phase entre le signal d'entrée et le signal de sortie divisé sont de l'ordre de 50 ps. Les TOF avec lequel on mesure le temps d'arrivée des particules ont une résolution au minimum de 150 ps, quadratiquement la fluctuation de la RF ne va pas contribuer. Ce module remplit donc son rôle de diviseur sans introduire d'erreur appréciable pour l'identification de particule et permet de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur la résolution (Le seul détecteur que l'on pourrait utiliser pour avoir un temps de départ est le tagger, or il a également une résolution de 150 ps).

B.3 Installation auprès de l'accélérateur

La figure (B.4) montre le dispositif d'amplification du signal de l'accélérateur juste avant le module diviseur. La sortie du module est connectée directement à un TDC pour mesure lors d'un déclenchement.



FrameMaker document: estromg e:\windows\desktop\top\halfb_rack_fm 5/13/97

FIG. B.4 – Installation RF avant division.

Bibliographie

- [ABB68] Collaboration ABBHM, Phys. Rev., volume 175, # 5, 1669 (1968)
- [Alv70] H.U.Alvensleben et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1373 (1970); Nuclear Physics, B 25, 333 (1971)
- [And76] R.L.Anderson et al., Phys. Rev. D14, 676 (1976)
- [Ast80] D.Aston et al., Nuclear Physics B189, 15 (1980)
- [Bal70] Ballam et al., Phys. Rev. Letter 24, 960 (1970)
- [Bar85] L.M.Barkov et al., Nuclear Physics B256, 365 (1985)
- [Bau78] T.H.Bauer, R.D. Spital, D.R.Yennie, F.M.Pipkin, Rev. of Mod. Phys., 50, No. 2, 261, (1978)
- [Ber62] L.Bertenza et al, Phys. Rev. Lett. 24, 1197 (1962)
- [Big71] P.J.Biggs et al., Phys. Rev. Lett., 24, 1197 (1970)
- [Blo94] V.Blobel, The BOS System Dynamic management, rapport interne collaboration CLAS (1994)
- [Bat97] M.Battaglieri, T.Auger et al., CLAS-NOTE 97-006 rapport interne collaboration CLAS (1997)
- [Cah89] R.Cahn et G.Glodhaber, The Experimental Foundations of Particle Physics, Cambridge University Press (1989)
- [Cal79] D.O.Caldwell et al., Phys. Rev. Lett 42, 553 (1979)
- [Cha73] G.Chadwick, Y.Eisemberg et E.Kogan, Phys.rev. D8, 1607 (1973)
- [Clas92] CLAS-NOTE-92-017,rapport interne CLAS (1992)
- [Cli76] R.W.Clift et al., Physics letters B, 64, 213 (1976)
- [CRD90] Conceptual Design Report, Basic Experimental equipment, publication CEBAF, 1990.
- [Cro64] H.R.Crouch et al, Phys. Rev. Lett. 13, 636 (1964)
- [Cri70] L.Criege et al. Phys. Rev. Letters, 25, 1306 (1970)

- [Cri97] J.A.Crittenden, Exclusive production of neutral vector mesons at the electron-proton collider HERA, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 140 (1997)
- [Cud90] J.R.Cudell, Nuclear Physics, B336, 1 (1990)
- [Dav72] M.Davier, Physics Letters, 40B, 369 (1972)
- [Don78] A.Donnachie et G.Shaw, Generalized Vector Dominance, in Electromagnetic interactions of hadrons, vol 1, édité par Plenum Press, New York (1978)
- [Don86] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Review D10, 170 (1986)
- [Don87] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B185, 403 (1987)
- [Don87] A.Donnachie et H.Mirzaie, Z. Phys. C33, 407 (1987)
- [Don89] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Nuclear Physics, B311, 509 (1989)
- [Don92] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B296, 227 (1992)
- [Don95] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Physics Letters B348, 213 (1995)
- [Erw61] B.Erwin et al, Phys. Rev. Lett. 6, 628 (1961)
- [Gou68] G.Gounaris et J.J.Sakurai, Phys. Rev. Lett. 21, 244 (1968)
- [Gom94] J.A.Gomez Tejedor et E.Oset, Nuclear Physics, A571, 667 (1994)
- [Gui96] M.Guidal, thèse de doctorat, Université Paris 11, (1996)
- [Har71] H.Harari, Ann. of Phys., 63, 432 (1971)
- [Hil70] H.G.Hilpert et al. Nuclear Physics B21, 93 (1970)
- [Jac64] J.D.Jackson, Il nuovo Cimento, 34, 1644 (1964)
- [Kha99] M.Khandaker, communication privée.
- [Kro67] N.M.Kroll, T.D.Lee et B.Zumino, Phys. Rev. 157, 1376 (1967)
- [Lac95] NIM A357,344 (1995); NIM, A370, 429 (1996); NIM A381, 32 (1996); NIM A406, 403 (1998)
- [Lag92] J.M.Laget, The short range structure of nuclear matter, European Electron facility workshop, Mainz, oct. (1992)
- [Lag95] J.M.Laget, R.Mendez-Galain, Nuclear Physics, A581, 397 (1995)
- [Lag98] J.M.Laget, Workshop «Physics with high energy real photons», Grenoble (France), 22 avril (1998)
- [Lan65] L.J.Lanzerotti et al, Phys. Rev. 166, 1365 (1965)
- [Lan87] P.V.Landshoff et O.Nachtmann, Z.Phys. C35, 405 (1987)
- [Lan94] P.V.Landshoff, the 2 pomerons, Summer School : hadronic aspects of collider physics, Zuoz, Switzerland, hep-ph/9410250

- [Lan96] P.V.Landshoff, the soft pomeron, workshop DIS 96, Rome, hep-ph/9605383
- [Lei78] D.W.G.S.Leith, High energy photoproduction : diffractive processes, in Electromagnetic interactions of hadrons, vol 1, edité par A.Donnachie et G.Shaw, Plenum Press, New York (1978)
- [Leo61] D.McLeod, S.Richert, A.Silverman, Phys. Rev. Lett. B34, 309 (1961)
- [Luk71] D.Luke et P.Söding, Multiple pion photoproduction in the s channel resonance region, Springer Tracks in Modern Physics 59, 39 (1971)
- [Mag61] B.C. Maglic et al., Phys. Rev. Lett. 7, 178 (1961)
- [Mar93] C.Marchand, J.M.Laget et al., CEBAF-CLAS proposal E93-031 (1993)
- [Mur95] L.Y.Murphy et J.M.Laget, DAPNIA/SPhN 95-42 (1995)
- [Nap92] J.Napolitano, CEBAF-CLAS proposal E93-033 (1993)
- [Pic96] M.A.Pichowsky et T.S.H.Lee, Phys. Lett. 379, 1 (1996)
- [Sak60] J.Sakurai, Ann. Phys. (N.Y.) 11, 1 (1960)
- [SBT69] SLAC-Berkeley-Tufts Collaboration. Phys.Rev. Letters 23, 498 (1969); 24, 955 (1970); 24, 960 (1970)
- [Sch70] K.Schilling, P.Seyboth et G.Wolf, Nuclear Physics, B15, 397 (1970)
- [Sch72] S.Schilling, Some Aspects of Vector Meson Photoproduction on protons, Springer Tracts in modern physics, vol. 63 (1972)
- [Sch93] G.A.Schuler et T.Sjöstrand, Nuclear Physics B407, 539 (1993)
- [Smi99] E.S.Smith et al., The time of flight system for CLAS, submitted to NIM.
- [Sob92] D.Sober, CLAS-note 92-014.
- [Soy96] M.Soyeur, B.Friman, Nuclear Physics A600, 477 (1996)
- [Sto84] J.K.Storrow, Phys. Report 103, # 6, 317 (1984)
- [Tsa74] Y.S. Tsai, Rev. of Modern Physics, vol.46-4, 815-850, 1974.
- [Ver99] P. Vernin, communication privée.
- [WA91] WA91 Collaboration: S.Abatzis et al., Physics Letters B324, 509 (1994)
- [Yen75] D.R.Yennie, Rev. Mod. Phys., vol 47-2, 311 (1975)
- [Zha98] Q.Zhao et Z.Li, Physics Letters B436 ,42 (1997)