

ORSAY
N° D'ORDRE:

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée

pour obtenir

**le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

Michel Guidal

SUJET: Photoproduction de mésons sur le nucléon
aux énergies intermédiaires.

Soutenue le 13 décembre 1996 devant la commission d'examen

M. R. Frascaria	(Président)
M. G. Cohen-Tannoudji	
M. S. Kox	(Rapporteur)
M. J.M. Laget	
M. E. Predazzi	(Rapporteur)
M. B. Saghai	
M. G. Van Der Steenhoven	

A MES PARENTS

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier mes deux directeurs de thèse J.-M. Laget et B. Saghai pour avoir accepté de diriger et d'encadrer ce travail. Merci d'avoir été si souvent disponible et présent, j'ai beaucoup appris à vos côtés, scientifiquement aussi bien qu'humainement.

Je suis très reconnaissant à S. Kox et E. Predazzi d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse, merci pour votre temps et les efforts passés sur ce travail.

Merci à R. Frascaria d'avoir accepté de présider le jury de thèse, à G. Cohen-Tannoudji et G. Van der Steenhoven d'avoir voulu être membres du jury.

L'aboutissement et la réussite de cette thèse doivent aussi beaucoup à une personne assez exceptionnelle : M. Vanderhaeghen. Marc, pour ta passion de la physique, pour toute l'énergie dépensée sur ce travail, pour ton amitié et ta confiance en moi, merci encore. *Rozen verwelken, schepen vergaan, maar onze vriendschap blijft altijd bestaan !*

Je suis reconnaissant aux membres du groupe Hall B/Saclay de m'avoir accueilli dans leur équipe : C. Marchand et G. Audit. Le souvenir d'une ambiance chaleureuse, les blagues de Gégé et l'esprit de fête de Claude resteront avec moi.

Du côté de CEBAF, je remercie B. Mecking et V. Burkert pour leur accueil dans l'équipe du Hall B. J'ai beaucoup de respect et de reconnaissance pour E. Smith et T.Y. Tung avec qui j'ai travaillé pendant mes séjours à CEBAF, many thanks to you.

A Saclay, je remercie J. Mougey, chef du Service de Physique Nucléaire du C.E.A., de m'avoir permis de faire ma thèse dans ce service. Je veux aussi remercier particulièrement P. Guichon (qui a suivi (ou a été suivi par (?)) ce travail depuis le début), P. Vernin et N. d'Hose pour leur disponibilité et "mobilité" quand il fallait rejoindre le dernier RER du Guichet.

Aussi, à la joyeuse bande de thésards "du couloir du bas", Vincent, Patrick, David, Dominique, Pascal, Julie, Jan et du couloir d'un peu plus loin, Claire et Aurélie, merci à vous et rendez-vous à Amsterdam pour de nouveaux tours de magie.

Mon frère Phil, mes amis proches et de toujours, Laurent, Vince et Fred ont aussi marqué à leur manière cette période de ma vie, *keep on rockin'*.

Last but not least, mes derniers mots et pensées vont à Nath. Williamsburgh, Paris, Amsterdam, Montpellier,... la route est longue et sinueuse, je pense à toi.

Table des matières

Introduction	1
1 Photoproduction de pion	5
1.1 Cadre général	5
1.2 Notations et définitions	14
1.3 Calcul de la matrice de transition \mathcal{M}_{fi}	16
1.3.1 Calcul des vertex	16
1.3.2 “Reggeisation”	23
1.4 Corrections/Améliorations	29
1.4.1 Motivations	29
1.4.2 Invariance de jauge	31
1.4.3 Absorption/Rediffusion	36
1.4.4 Surabsorption	40
1.4.5 Résumé	42
1.5 Résultats/Discussion	45
1.5.1 Introduction	45
1.5.2 voie t	46
1.5.3 voie u	63
2 Photoproduction d'étrangeté	75
2.1 Introduction	75
2.2 $\gamma p \rightarrow K\Lambda, \gamma p \rightarrow K\Sigma$	77
2.2.1 voie t	77
2.2.2 voie u	88
2.2.3 Extrapolation à plus basse énergie	92

2.3	$\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$	99
2.3.1	Calcul des diagrammes	99
2.3.2	Résultats	101
2.4	$\gamma p \rightarrow pK^+K^-$	103
2.4.1	Motivations	103
2.4.2	Modèle pour $\gamma p \rightarrow K^+Y^* \leftrightarrow K^-p$	106
2.4.3	Modèle pour $\gamma p \rightarrow p\phi \leftrightarrow K^+K^-$	112
2.4.4	Conclusions	113
3	Processus durs	116
3.1	Motivations	116
3.2	Liens entre “Regge” et QCD	117
3.2.1	Notion de trajectoire saturante	117
3.2.2	Les règles de comptage	121
3.3	Extension du modèle à grand p_T	126
3.4	Conclusions	130
4	Partie expérimentale	135
4.1	Motivations	135
4.2	Photoproduction de ϕ à grand transfert	137
5	CEBAF, CLAS	141
5.1	CEBAF	141
5.1.1	Un faisceau de haute énergie	141
5.1.2	Un faisceau continu	142
5.1.3	L’accélérateur	143
5.2	CLAS	145
5.2.1	Les bobines toroïdales	148
5.2.2	Les chambres à dérive	149
5.2.3	Les détecteurs Cerenkov	152
5.2.4	Les scintillateurs	153
5.2.5	Le calorimètre électromagnétique	155
5.2.6	Capacités additionnelles	157

5.2.7	Résumé	157
6	Calibration/Performances du système de mesure de temps de vol de CLAS	161
6.1	Remarques préliminaires	161
6.2	Description du dispositif	162
6.3	Procédure instrumentale	167
6.3.1	Détermination des pedestaux des ADCs	167
6.3.2	Equilibrage des gains	167
6.3.3	Les corrections temps-amplitude	169
6.3.4	Résolutions en temps	171
6.3.5	Constantes de calibration	174
6.4	Résumé	178
7	Etude de $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$	
	Simulations	182
7.1	Introduction	182
7.2	Mécanismes de réaction et cinématique	183
7.3	Simulations	184
7.3.1	Acceptance	186
7.3.2	Résolutions	188
7.3.3	Bruit de fond	189
7.3.4	Taux de comptage	191
8	Conclusions	199
A	Absorption/Décomposition en ondes partielles	204
A.1	Dérivation de la formule d'absorption	204
A.2	Rappel sur les multipôles	206
A.3	Implémentation de l'absorption	208
B	Le modèle des pôles de Regge	213

C	Notation et conventions	221
C.1	Métrie et définitions associées	221
C.2	Matrices et tenseurs fondamentaux	222
C.3	Isospin	223
D	Règles de Feynman	225
D.1	Vertex	225
D.1.1	Vertex électromagnétiques	225
D.1.2	Vertex hadroniques	232
D.2	Propagateurs	234
E	G-parité	235
F	SU(3)	237
F.1	Relations entre $g_{\pi NN}$, $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$	238
F.2	Relations entre $(g, \kappa)_{\rho NN}$, $(g, \kappa)_{K^*\Lambda N}$ et $(g, \kappa)_{K\Sigma N}$	241
G	Constantes radiatives des N^*	245

Liste des figures

1.1	Section efficace totale de photoproduction sur le nucléon	6
1.2	$s^7 \frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de $\cos\theta^*$	8
1.3	Processus exotique et non-exotique	9
1.4	Trajectoires du pion, ρ , ω et du nucléon, Δ et D_{13}	12
1.5	Cinématique de la réaction $\gamma N \rightarrow N\pi$	16
1.6	Diagrammes d'échange du pion, ρ , ω , nucléon et Δ	17
1.7	Diagrammes pour $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$	19
1.8	Diagrammes d'invariance de jauge ($\gamma p \rightarrow n\pi^+$)	32
1.9	Diagrammes d'invariance de jauge ($\gamma n \rightarrow p\pi^-$)	33
1.10	Diagrammes d'invariance de jauge ($\gamma p \rightarrow p\pi^0$)	34
1.11	"Pic" avant de $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$	37
1.12	Diagrammes de rediffusion	38
1.13	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow n\pi^+)$	48
1.14	Asymétrie de photon pour $\gamma p \rightarrow n\pi^+$	49
1.15	Asymétrie de cible pour $\gamma p \rightarrow n\pi^+$	50
1.16	Rapport $\mathcal{R} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow p\pi^-)}{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow n\pi^+)}$	54
1.17	Asymétrie de photon pour $\gamma n \rightarrow p\pi^-$	55
1.18	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\pi^0)$	57
1.19	Asymétrie de photon pour $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	59
1.20	Asymétrie de cible et de recul pour $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	61
1.21	Rapport $\mathcal{R} = \frac{d\sigma(\gamma n \rightarrow n\pi^0)}{d\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0)}$	62
1.22	$\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow \omega p)$	67
1.23	$\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$	69
1.24	$\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow n\pi^+)$	72

1.25	$\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow p\pi^0)$	74
2.1	Diagrammes de Feynman pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$	78
2.2	Trajectoires du K , K^* , Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$	79
2.3	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K\Lambda)$	85
2.4	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K\Sigma)$	86
2.5	Asymétrie de photon pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$	87
2.6	Asymétrie de recul pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$	88
2.7	$\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow K\Lambda)$ et $\frac{d\sigma}{du}(\gamma p \rightarrow K\Sigma)$	90
2.8	Section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$	95
2.9	Section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow K\Sigma$	96
2.10	Section efficace différentielle et asymétrie de recul pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ à $E_\gamma = 2$ GeV	97
2.11	Section efficace différentielle et asymétrie de recul pour $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ à $E_\gamma = 2$ GeV	98
2.12	Diagrammes de Feynman pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$	100
2.13	Distribution angulaire de décroissance du $\Lambda^*(1520)$	103
2.14	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520))$	104
2.15	Mécanismes de photoproduction de paire de kaons	105
2.16	Diagrammes de Feynman pour la réaction $\gamma p \rightarrow KY^* \leftrightarrow KN$	107
2.17	Diagramme de Feynman de photoproduction diffractive de ϕ	113
2.18	Exemple de diagramme additionnel contribuant à $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$	114
2.19	Section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$	115
3.1	Saturation des trajectoires de Regge	119
3.2	Saturation des trajectoires du pion et du ρ	120
3.3	Facteur de forme du proton et règles de comptage	123
3.4	Facteurs de forme et règles de comptage	123
3.5	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)$ et règles de comptage	124
3.6	$\pi N \rightarrow \pi N$ à grand transfert	124
3.7	$\pi N \rightarrow \pi N$ à plus bas transfert	125
3.8	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow n\pi^+)$ à grand transfert	129

3.9	Asymétrie de cible à grand transfert	131
3.10	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K\Lambda)$ et $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K\Sigma)$ à grand transfert	132
4.1	Diagramme d'étrangeté ouverte	137
4.2	Diagramme d'étrangeté cachée	138
4.3	$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\phi)$ à grand transfert	140
5.1	Structure d'un faisceau pulsé	144
5.2	Configuration de CEBAF	145
5.3	Le Hall B	146
5.4	Le détecteur CLAS	147
5.5	Les bobines de CLAS	148
5.6	Les chambres à dérive	151
5.7	Les détecteurs Cerenkov	152
5.8	Identification des particules avec les scintillateurs	154
5.9	Le calorimètre électromagnétique	156
5.10	Le "tagger"	157
5.11	Performances de CLAS	160
6.1	Dispositif expérimental	163
6.2	Dispositif optique du système laser	165
6.3	Affichage "on-line" de l'équilibrage des gains	169
6.4	Corrélation temps-amplitude	170
6.5	Exemple de dépendance temps-amplitude	171
6.6	Coefficients des corrections temps-amplitudes pour chaque scintillateur	172
6.7	Exemple de résolution en temps : cosmiques et laser/effets des corrections	173
6.8	Résolution en temps de chaque scintillateur	175
6.9	Mesure des temps relatifs entre scintillateurs par deux méthodes	180
7.1	Mécanismes de production de paires de kaons	183
7.2	Acceptance de CLAS	187
7.3	Résolutions de CLAS	190

7.4	Spectre de masse $M_{K^+K^-}$	195
7.5	Spectre de masse $M_{K^-\rho}$	196
7.6	Taux de comptage pour $\gamma p \rightarrow p\phi$	197
7.7	Taux de comptage pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$	198
B.1	Plan du moment angulaire complexe	216
B.2	Plan complexe $\cos\theta_t$	217
F.1	Multipléts de SU(3)	243

Liste des tableaux

1.1	Compilation des données de sections efficaces différentielles de photoproduction de pion pour $E_\gamma \gtrsim 4$ GeV	7
1.2	Caractéristiques des particules échangées considérées	18
2.1	Les résonances hyperoniques contribuant à $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$	108
2.2	Correspondance entre Y^* et N^* selon SU(3) et constantes de couplage radiatives des N^*	110
6.1	Résolution en temps de chaque scintillateur	176
6.2	Constantes de décalage	179
7.1	Cinématique de $\gamma p \rightarrow p\phi$ à $E_\gamma = 3.5$ GeV	184
7.2	Cinématique de $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$ à $E_\gamma = 3.5$ GeV	185
A.1	Les multipôles	208

Introduction

L'un des buts de la physique nucléaire est la compréhension de la structure des hadrons et des forces qui gouvernent leurs interactions. A la fin des années 60, les expériences de diffusion profondément inélastique ont permis d'établir la structure en quarks et gluons des hadrons et la théorie QCD (*Quantum ChromoDynamics*) a été développée pour décrire la dynamique du confinement des quarks.

Lorsqu'on sonde un hadron, il apparaît ainsi deux domaines de description de la réaction selon la résolution de la sonde ou la dureté de la collision. A bas transfert d'impulsion (choc "mou"), le hadron se présente comme un objet composite, étendu, caractérisé par ses propriétés globales (rayon de charge, moment magnétique,...). A grand transfert (choc "dur"), on sonde la structure interne du hadron et les mécanismes de réaction sont alors régis par les interactions entre quarks et gluons.

Comment passe-t-on d'une description *hadronique* où les degrés de liberté sont les mésons et les baryons à une description plus fondamentale en terme de quarks et gluons ? A partir de quel transfert d'impulsion une description hadronique cesse-t-elle d'être valable?

QCD devrait permettre a priori d'apporter une réponse à ces questions, un lien entre ces descriptions. Cependant, nous ne savons résoudre les problèmes de théorie des champs en quatre dimensions qu'en utilisant des méthodes perturbatives et en développant en puissances de la constante de couplage les interactions élémentaires. Or, QCD se caractérise par sa "*running coupling constant*" α_s qui varie entre deux régimes extrêmes : le régime des hautes énergies où α_s est faible et tend vers 0 et

le domaine des basses énergies où au contraire α_s devient fort. Ainsi, alors qu'à courtes distances d'interaction (soit grands transferts), QCD (perturbatif) permet de dégager des mécanismes simples et de les évaluer quantitativement, à grandes distances le caractère non-perturbatif de QCD rend les calculs impossibles dans l'état actuel de la théorie et des moyens techniques. On doit alors reporter nos connaissances sur des modèles phénoménologiques basés sur des degrés de liberté baryoniques et mésoniques.

Afin d'obtenir un lien entre les deux régimes, entre les deux descriptions, afin de connaître leur domaine de validité, il est donc nécessaire de bien comprendre l'une ou/et l'autre approche. Un des objets de cette thèse est de proposer un modèle rendant compte des mécanismes de réaction à *bas transfert* pour une série de réactions de photoproduction sur le nucléon pour des énergies de photons $\gtrsim 4$ GeV. Si notre compréhension des processus à bas transferts est exacte, alors l'extrapolation de notre modèle dans le domaine des grands transferts et la comparaison avec les données nous donneront des informations sur les domaines en énergie et en transferts à partir desquels une interprétation de la réaction en terme de processus "mous" cesse d'être valide. Dans ces domaines à grands transferts, seule une approche en termes de processus "durs" peut alors expliquer les données.

Nous nous intéressons aux réactions de photoproduction car la sonde électromagnétique, d'une part interagit avec la cible via un mécanisme exact et bien connu (décrit par la théorie QED) et d'autre part permet de s'affranchir des phénomènes d'interaction dans l'état initial. Il n'y a pas de sonde aussi bien connue que le photon. L'extraction des mécanismes de réaction, des amplitudes et des constantes de couplages en jeu est rendue plus facile que dans le cas de sondes hadroniques.

Le domaine d'énergie $E_\gamma \gtrsim 4$ GeV étudié est particulièrement intéressant car c'est à partir de cette énergie de photons incidents que l'on peut s'attendre à atteindre des transferts en impulsions assez grands pour espérer l'émergence de processus durs et donc voir cesser la validité de l'interprétation des modèles hadroniques. Aussi, les effets de résonance sont mineurs et n'interféreront pas avec nos interprétations. Expérimentalement, ce domaine est largement inexploré et la nouvelle génération d'accélérateurs à grand cycle utile (CEBAF, MAMI, ESRF, ELFE,...) combinée avec

des détecteurs 4π va permettre de mesurer précisément les faibles sections efficaces des réactions à grand transfert.

Nous étudierons d'abord les réactions de photoproduction de *pion* sur le nucléon car ce sont les réactions les plus accessibles expérimentalement et de nombreuses données à haute énergie et bas transferts existent. Cela permet d'imposer de fortes contraintes sur les paramètres du modèle de par les nombreuses analyses effectuées auparavant. Nous passerons ensuite aux réactions de photoproduction de *kaons* et de ϕ car, comme il sera développé plus loin, l'étrangeté constitue une sonde privilégiée pour investiguer les processus durs.

Notre étude s'intéressera aux réactions sur le nucléon car il est nécessaire de bien comprendre les mécanismes élémentaires avant d'étudier les noyaux (effets de milieu, hypernoyaux, effets de transparence de couleur,...).

Cette thèse sera divisée en deux parties principales. La première est essentiellement théorique et nous exposerons les idées, le formalisme de calcul et les résultats de notre modèle. La seconde est plus expérimentale et nous présenterons les simulations et les études effectuées pour démontrer la faisabilité des expériences que nous proposons pour mettre en évidence d'éventuels mécanismes durs à l'aide du détecteur CLAS à CEBAF.

Chapitre 1

Photoproduction de pion

1.1 Cadre général

Depuis les années 70, nombre d'expériences (à NINA [Arm72], DESY [Mey70], SLAC [Cal73], etc...) ont permis de mesurer la section efficace totale de photoproduction sur le nucléon du seuil jusqu'à $E_\gamma \approx 30$ GeV. La figure 1.1 présente les résultats sur le proton en fonction de l'énergie du photon incident.

Dans ce chapitre, nous concentrerons notre attention sur la photoproduction d'un pion. On peut remarquer qu'elle est dominante jusqu'à $E_\gamma \approx 500$ MeV et que sa section efficace présente de fortes variations (caractéristiques de résonances) en dessous de 2 GeV suivies d'une décroissance lente et régulière au delà.

Pour $E_\gamma \lesssim 2$ GeV, la section efficace totale $\gamma p \rightarrow N\pi$ est caractérisée par la présence de trois pics évidents à des énergies $E_\gamma \approx 300, 700$ et 1000 MeV. De nombreuses données complémentaires ont été mesurées dans ce domaine d'énergie : sections efficaces totales et différentielles, asymétries de simples polarisations - Σ (faisceau polarisé), T (cible polarisée), P (mesure de la polarisation du nucléon de recul)- et quelques rares doubles polarisations. Leurs analyses systématiques ([Arn90] et réf. incluses) ont permis la détermination des multipôles du photon et des résonances dominants (voir l'annexe A.2 pour la définition des multipôles) :

- Transition M1 - $P_{33}(1232)$ -
- Transition E1 - $D_{13}(1520), S_{11}(1535)$ -
- Transition E2 - $F_{15}(1680)$ -

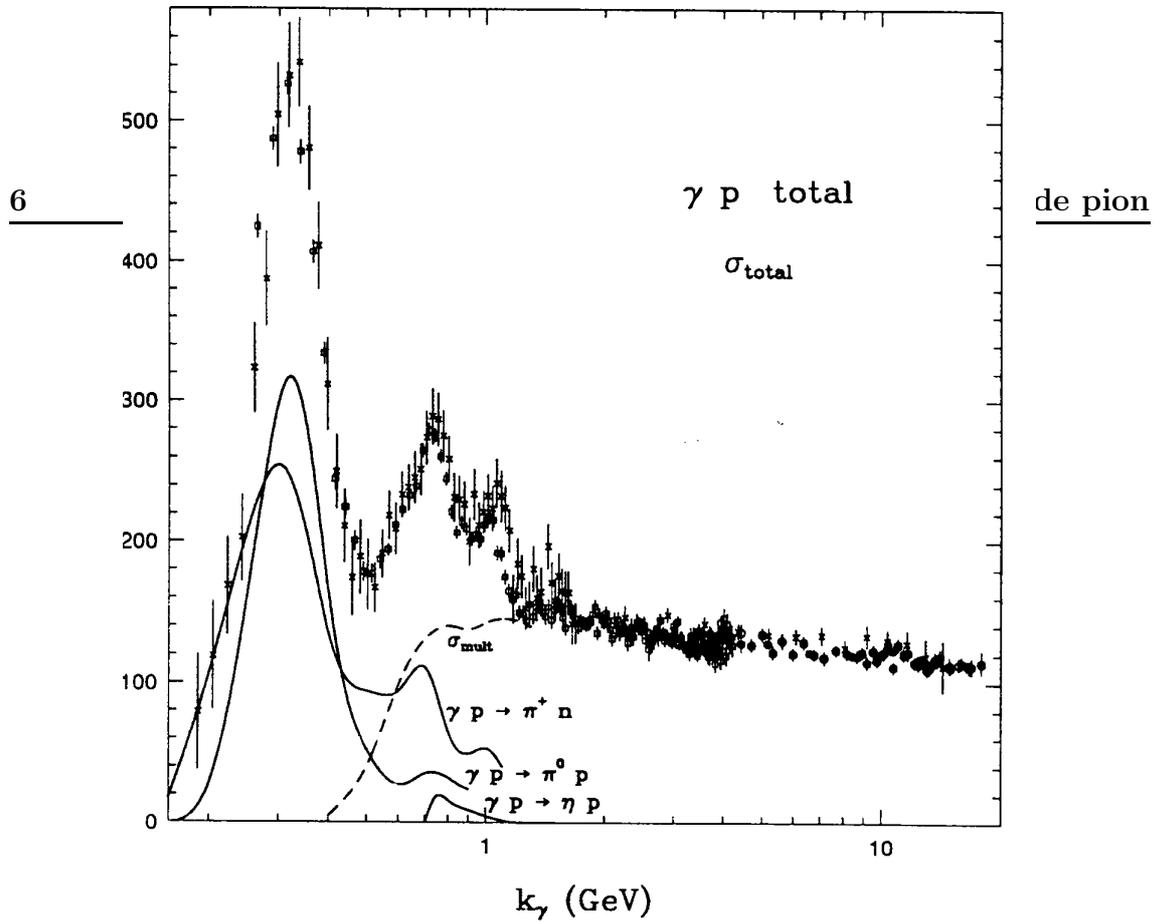


Figure 1.1: Section efficace totale de photoproduction sur le nucléon en fonction de l'énergie du photon dans le laboratoire. Les sections efficaces de production d'un méson (lignes continues) et de plusieurs mésons (ligne tiretée) sont présentées pour comparaison. La figure est extraite de [Gom95].

Puisque les résonances apparaissent si clairement dans les données, les interprétations théoriques ont été essentiellement et naturellement développées dans le cadre de Lagrangiens effectifs à degrés de liberté *hadroniques* où les opérateurs-champs correspondent à des particules “élémentaires”. Les amplitudes sont calculées à partir de diagrammes de Feynman à un état intermédiaire (“*tree level*”) où chaque ligne représente une telle particule élémentaire. Les Lagrangiens effectifs ne sont pas renormalisables et seuls les diagrammes de premier ordre ont un sens. On justifie la dominance de ces diagrammes par la proximité de leur singularité (le pôle de la particule échangée). Les modèles *isobariques* sont donc basés sur des échanges de mésons et baryons (échanges de pôles), et la formation de résonances (*Breit-Wigner*). Depuis les premières études entreprises par *Chew, Goldberger, Low* et *Nambu* à la fin des années 50 [Che57], le développement de tels modèles se poursuit encore et nous proposons l'article de *Vanderhaeghen* [Vdh95] pour une brève revue et références.

Pour $E_\gamma \gtrsim 4$ GeV, la section efficace totale est sans structure et décroît lente-

	$\gamma p \rightarrow n\pi^+$	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$
$\frac{d\sigma}{dt}$ Angles avant	$E_\gamma=5, 8, 11, 16$ GeV $ t < 2.2$ GeV ² [Boy68a]	$E_\gamma=6, 9, 12, 15$ GeV $ t < 1.4$ GeV ² [And71]
$\frac{d\sigma}{du}$ Angles arrière	$E_\gamma=4.3, 5, 6.7, 9.5$ GeV $ u < 1.8$ GeV ² [And68][And69]	$E_\gamma=6, 8, 12, 18$ GeV $ u < 2.8$ GeV ² [Tom68]
$\frac{d\sigma}{dt}$ Région centrale	$E_\gamma=4, 5, 7.5$ GeV [And76]	$E_\gamma=4, 5$ GeV [And76]
	$\gamma n \rightarrow p\pi^-$	$\gamma n \rightarrow n\pi^0$
$\frac{d\sigma}{dt}$ Angles avant	$E_\gamma=3.4, 8, 16$ GeV $ t < 1.4$ GeV ² [Boy68b][Bur73]	$E_\gamma=4.7, 8.2$ GeV $ t < 1.2$ GeV ² [Os72]

Tableau 1.1: Compilation des données de sections efficaces différentielles de photoproduction de pion pour $E_\gamma \gtrsim 4$ GeV classées par région angulaire et canal de réaction.

ment avec l'énergie du photon incident (pour atteindre un comportement plus ou moins constant à très haute énergie). Les données expérimentales sont plus rares dans ce domaine et consistent essentiellement en distributions angulaires partielles à quelques énergies de photon incident.

A ce stade, il est nécessaire de définir les variables relativistes de Mandelstam s , t et u plus adaptées pour décrire aux hautes énergies les réactions à deux corps $1(p_1) + 2(p_2) \rightarrow 3(p_3) + 4(p_4)$:

- $s = ((p_1) + (p_2))^2$ est le carré de l'énergie totale dans le centre de masse
- $t = ((p_1) - (p_3))^2$ est le carré du moment transféré entre les particules 1 et 3
- $u = ((p_1) - (p_4))^2$ est le carré du moment transféré entre les particules 1 et 4

où les p_i sont les quadri-moments énergie-impulsion des particules.

Le tableau 1.1 résume le corps actuel des données en sections efficaces différentielles pour $E_\gamma \gtrsim 4$ GeV avec les références des expériences associées.

Phénoménologiquement, on peut classer les données de ces sections efficaces différentielles selon trois régions angulaires aux caractéristiques et aux dépendances en énergie distinctes (la figure 1.2 illustre quelques unes de ces caractéristiques) :

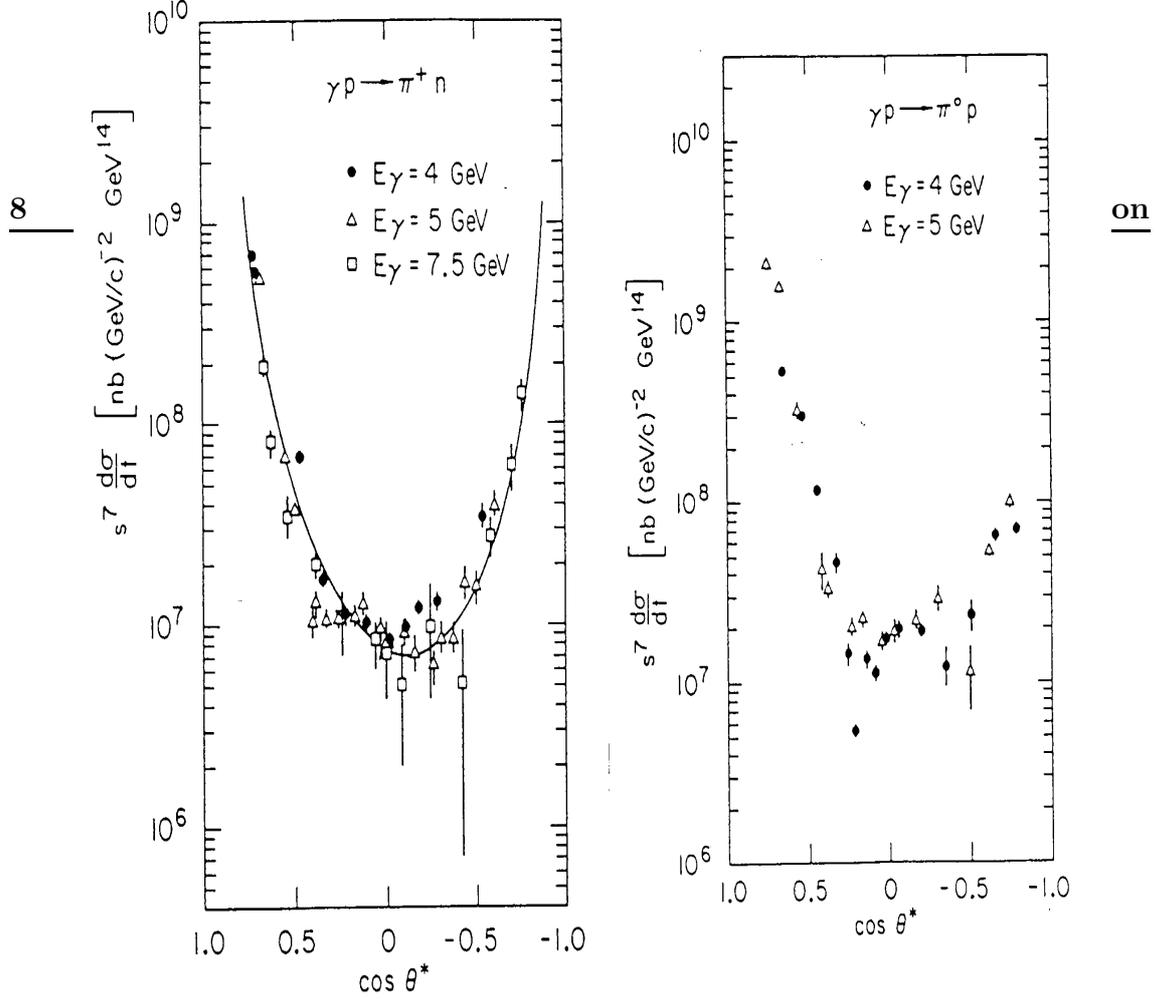


Figure 1.2: $s^7 \frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de $\cos\theta^*$ (angle de diffusion dans le centre de masse total) pour $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. La relation entre t et $\cos\theta^*$ est donnée dans l'annexe B (éq.(B.3)). Les "pics" (remontées) aux angles avant et arrière apparaissent clairement. La dépendance en s^7 de la région centrale aussi.

- Aux angles avant ($|t| \lesssim 3 \text{ GeV}^2$), présence d'un pic avec une dépendance en t exponentielle ($\approx e^{3t}$) et une dépendance en énergie en $\approx s^{-2}$ à t fixé. Maximum secondaire à $t \approx .5 \text{ GeV}^2$ dans le cas de la photoproduction de pion neutre.
- Aux angles arrière ($|u| \lesssim 2 \text{ GeV}^2$), présence d'un pic avec une dépendance en u exponentielle ($\approx e^{1.5u}$) et une dépendance en énergie en $\approx s^{-3}$ à u fixé.
- Dans la région centrale, présence d'un plateau (peu de dépendance en t) avec une dépendance en énergie en $\approx s^{-7}$.

Nous entendons par "pic" les remontées aux angles avant et arrière des sections efficaces différentielles qui sont évidentes sur la figure 1.2.

Il a été observé, et ce de façon générale pour toutes les réactions à deux corps (γ compris hadroniques), une corrélation entre la présence des pics à l'avant et à l'arrière dans la section efficace différentielle et la possibilité d'échanger des nombres quan-

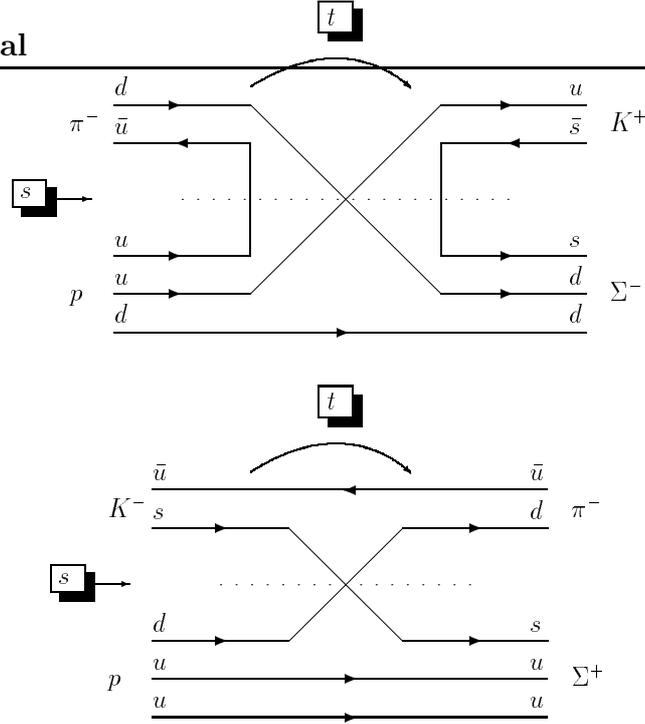


Figure 1.3: La réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ est exotique car elle nécessite l'échange d'un état $(q\bar{q}q\bar{q})$ (plus précisément un état $(u\bar{d}u\bar{s})$ correspondant à une sorte de molécule mésonique $\pi^+ K^+$). Tandis que l'on reconnaît les nombres quantiques du K^0 ($d\bar{s}$) pour la particule échangée dans $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$.

tiques *non-exotiques* entre les particules incidentes et finales. Les nombres quantiques en question peuvent être le nombre baryonique, l'isospin, la charge, l'hypercharge, le spin, la parité, la G-parité. On qualifie d'*exotique* tous les états avec des nombres quantiques qui ne sont pas prédits par SU(3). Par exemple, des configurations de quarks $(qqq\bar{q}q)$ pour un baryon ou $(q\bar{q}q\bar{q})$ pour un méson (il y a cependant aussi des états baryoniques (qqq) ou mésoniques $(q\bar{q})$ exotiques). Un exemple typique est la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ qui nécessite l'échange d'un méson de charge 2 et d'une hypercharge 2 et par conséquent le pic à l'avant est fortement supprimé par rapport au processus $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ (échange des mésons K^0 ou K^{0*}). L'argument est illustré par les diagrammes de la figure 1.3. De même, le processus $K^+ p \rightarrow K^+ p$ donne lieu à un pic à l'arrière (échange de baryons Λ ou Σ) à la différence de $K^- p \rightarrow K^- p$.

Ces considérations ont naturellement mené les théoriciens au développement d'abord des modèles *périphériques* qui reviennent à traiter l'échange de ces nombres quantiques sous la forme d'échange de particules et à calculer les diagrammes de Feynman correspondants.

De façon générale, l'élément de matrice associé à un tel diagramme est proportionnel à :

$$T \propto g_{13} \times V_{13} \times g_{24} \times V_{24} \times \mathcal{P} \quad (1.1)$$

où :

- Les V_{ij} sont les fonctions de vertex dépendantes du spin définies par le Lagrangien effectif.
- Les g_{ij} sont les constantes de couplage.
- \mathcal{P} est le propagateur de la particule échangée dépendant du spin.

Les propagateurs de Feynman s'écrivent sous la forme de *pôles* et sont de la forme $\frac{1}{t-\mu^2}$ ou $\frac{1}{u-\mu^2}$ où μ est la masse de la particule échangée. Le potentiel équivalent, donné par la transformée de Fourier du pôle, est proportionnel à $\frac{e^{-\mu r}}{r}$ et a pour portée $\frac{1}{\mu}$. Ainsi, plus la particule échangée est légère, plus la portée de l'interaction est grande, plus l'interaction est *périphérique*, d'où le qualificatif donné à ce genre de modèle.

Cette description permet de rendre compte de la notion d'échange de nombres quantiques et de donner lieu à des distributions angulaires collimatées à l'avant (resp. à l'arrière) grâce à la dépendance en t (resp. en u) des pôles. Cependant, ce modèle ne peut connaître de succès que pour des réactions dominées par l'échange de particules scalaires ou dans un domaine de basse énergie restreint, car les fonctions de vertex de Feynman V_{ij} sont dérivatives et se comportent comme E_γ^J où J est le spin de la particule échangée. Autrement dit, l'échange de particules de spin supérieur à 1 (et nombre de réactions sont gouvernées par de tels échanges) donne lieu à des sections efficaces croissant avec l'énergie (et donc qui ne respectent pas l'unitarité), ce qui est en désaccord flagrant avec l'expérience.

Le modèle d'échange de *pôles de Regge* permet de remédier à ce problème et de réconcilier la notion d'échange de nombres quantiques et la dépendance en énergie des amplitudes. Après les premiers articles de *T. Regge* [Reg59], [Reg60], les premiers papiers introduisant les pôles de Regge dans la physique des hautes énergies datent du début des années 60 (, [Che61], [Che62], [Bla62], [Fra62],...). Les modèles de

Regge reposent sur le fait qu'il existe des "familles" de hadrons, autrement dit, des séquences de particules qui ont les mêmes nombres quantiques mais diffèrent seulement par leur spin. De telles familles de mésons et baryons sont présentées sur la fig 1.4 et sont caractérisées par leur *trajectoire*, c.à.d., la relation (*linéaire* empiriquement) entre leur spin et leur masse : $\alpha(t)$.

Une telle relation entre le spin et la masse d'une série de particules n'est pas si surprenante et se retrouve, dans une certaine mesure, dans de simples potentiels effectifs non-relativistes $V_{eff}(r) = V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2}$ (atome d'hydrogène). En rendant l complexe, on peut dériver la relation (trajectoire) reliant le moment angulaire orbital aux états discrets d'excitation ; plus l est élevé, moins le potentiel est liant (attractif), plus les états excités sont lourds.

Dans le domaine de la diffusion à haute énergie, l'idée du modèle de Regge est alors de considérer l'échange de trajectoires complètes de particules au lieu de particules individuelles. Les fondements et les dérivations mathématiques de la théorie sont complexes et sont détaillés dans l'appendice B. On montre alors que le modèle conduit, dans une limite de haute énergie, à des amplitudes proportionnelles à : $s^{\alpha(t)}$ (où $\alpha(t)$ est la trajectoire dominante échangée) qui rendent compte naturellement du comportement exponentiel en t et du comportement en puissance de s des données expérimentales.

Le nombre d'articles parus dans les revues de physique nucléaire entre les années 1970 et 1972 (plusieurs centaines) consacrés aux pôles de Regge attestent des succès spectaculaires obtenus par cette théorie dans la description des réactions à haute énergie. L'approche de Regge est la seule actuellement qui permette de rendre compte de manière simple et élégante de l'échange de particules de haut spin et de grande masse et constitue donc la base du modèle que nous proposons pour la photoproduction de pions.

Nous commencerons par spécifier dans la section suivante (1.2) les conventions et le formalisme que nous adopterons par la suite. Dans la section (1.3), nous détaillerons alors le calcul des amplitudes basé sur la technique des diagrammes de Feynman et des "propagateurs" de Regge. Ensuite, dans la section (1.4), nous montrerons qu'il est nécessaire d'améliorer le simple modèle de pôles de Regge en

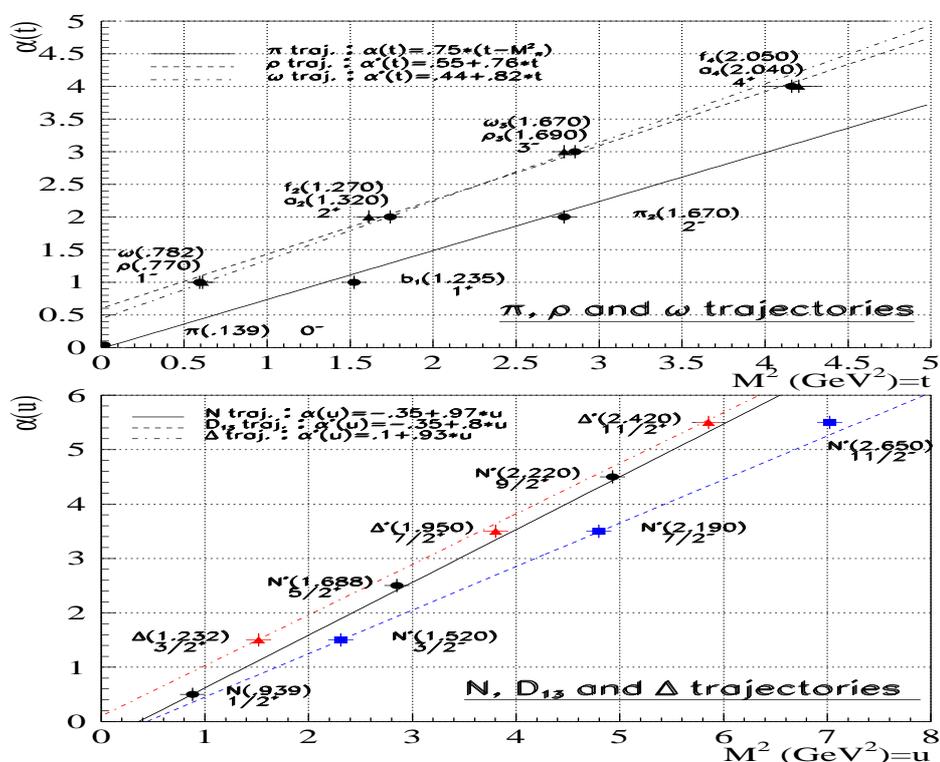


Figure 1.4: Les trajectoires mésoniques non-étranges que nous utiliserons sont présentées sur la figure du haut : explicitement, les trajectoires du pion, du ρ et du ω . Sur la figure du bas, les trajectoires baryoniques du nucléon, Δ et D_{13} . Les trajectoires sont toutes approximées par des droites dont les pentes sont comparables.

introduisant les notions d'invariance de jauge, d'absorption et de rediffusion. Nous verrons qu'il ne sera en fait pas nécessaire d'introduire de forts effets d'absorption en contraste avec ce qui a traditionnellement été fait dans la littérature jusqu'à présent. Enfin, la dernière section de ce chapitre présentera les résultats obtenus et proposera discussions critiques et développements possibles.

1.2 Notations et définitions

Soit la réaction :

$$\gamma(k) + N(p_i) \rightarrow \pi(q) + N(p_f)$$

où π est un pion chargé (resp. neutre) et N est un neutron (resp. proton).

On définit les quadri-moments des particules :

$$\begin{aligned} k^\mu &= (E_\gamma, \vec{k}) && \text{photon} \\ p_i^\mu &= (E_i, \vec{p}_i) && \text{nucléon cible (masse } m_N) \\ p_\pi^\mu &= (E_\pi, \vec{p}_\pi) && \text{pion (masse } m_\pi) \\ p_f^\mu &= (E_f, \vec{p}_f) && \text{nucléon sortant} \end{aligned}$$

Pour garder un formalisme général, nous ne chercherons pas à distinguer dans notre notation, entre les masses du proton et du neutron, non plus entre les masses des pions chargés et du pion neutre.

Les projections du spin des nucléons cible et sortant seront dénotées respectivement par s_i et s_f . Le photon réel est caractérisé par ses deux états de polarisation. Si l'on choisit la direction du photon selon l'axe z , on dénote les deux vecteurs de polarisation du photon par :

$$\epsilon^x = (0, 1, 0, 0) \quad \text{et} \quad \epsilon^y = (0, 0, 1, 0)$$

Les définitions de la métrique $g^{\mu\nu}$, des matrices $\vec{\sigma}$ et γ^μ , des tenseurs $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ et autres opérateurs fondamentaux usuels que nous utiliserons maintenant (par exemple la notation \not{q} où q est un quadri-vecteur) sont détaillées dans l'appendice (C).

Nous définissons les spineurs des nucléons comme suit :

$$u(\vec{p}, s) = \sqrt{E + m_N} \begin{pmatrix} \chi(s) \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E + m_N} \chi(s) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

où $\chi(\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\chi(-\frac{1}{2}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

Et :

$$\bar{u} = u^\dagger \gamma_0 \quad (1.3)$$

Nous rappelons les définitions des variables invariantes de Mandelstam :

$$s = (k + p_i)^2 \quad (1.4a)$$

$$t = (k - p_\pi)^2 \quad (1.4b)$$

$$u = (k - p_f)^2 \quad (1.4c)$$

qui sont reliées par :

$$s + t + u = \sum_i m_i^2 = 2m_N^2 + m_\pi^2 \quad (1.5)$$

On définit la *région physique* de la réaction par $s > m_N^2$ et $t_- \geq t \geq t_+$ où :

$$t_{\mp} = \frac{m_\pi^4}{4s} - \left\{ \frac{s - m_N^2}{2\sqrt{s}} \mp \sqrt{\left(\frac{s + m_\pi^2 - m_N^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_\pi^2} \right\}^2 \quad (1.6)$$

Nous utiliserons souvent la notation t_{min} (resp. t_{max}) pour t_- (resp. t_+). Dans la région physique, t est toujours négatif, mais u , négatif dans la plupart de l'espace de phase, peut être positif dans la région des angles arrière extrêmes.

Le référentiel du centre de masse (CM) dont nous nous servirons par la suite pour simplifier les calculs, est défini comme le repère où $\vec{k} + \vec{p}_i = \vec{p}_\pi + \vec{p}_f = \vec{0}$ et nous noterons $\vec{k}_{(CM)}$ et $\vec{p}_{\pi(CM)}$ les impulsions des particules initiales et finales respectivement dans ce référentiel.

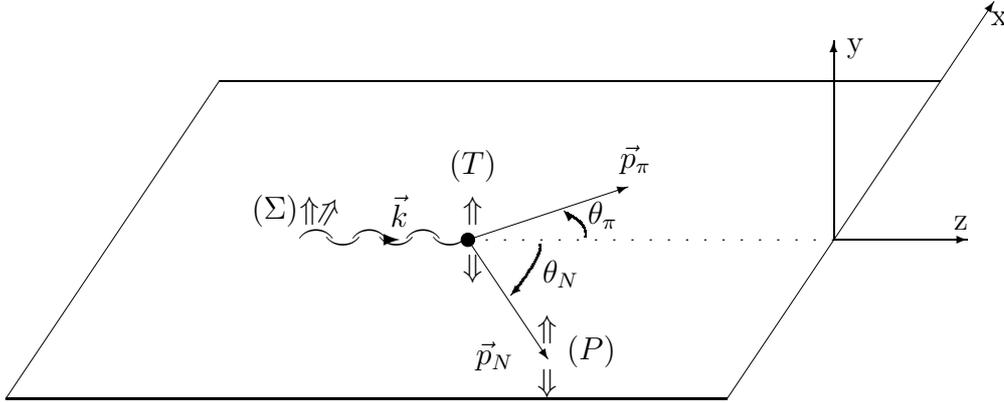
Nous définissons à présent les observables dont nous aurons besoin. La section efficace différentielle d'une réaction à deux corps s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{1}{(\vec{k}^2)} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \quad (1.7)$$

où \mathcal{M}_{fi} est l'élément de matrice de transition de l'état quantique f à l'état i .

Nous définissons les trois observables de simple polarisation que nous utiliserons (la figure 1.5 illustre ces définitions) :

- L'asymétrie du photon : $\Sigma = \frac{\sigma_\perp - \sigma_\parallel}{\sigma_\perp + \sigma_\parallel}$ où σ_\perp et σ_\parallel sont les sections efficaces différentielles de réaction pour des photons polarisés respectivement perpendiculairement et parallèlement au plan de production de pion défini par les vecteurs \vec{k} et \vec{p}_π .
- L'asymétrie du nucléon cible : $T = \frac{\sigma_{T\uparrow} - \sigma_{T\downarrow}}{\sigma_{T\uparrow} + \sigma_{T\downarrow}}$ où $\sigma_{T\uparrow}$ et $\sigma_{T\downarrow}$ sont les sections efficaces différentielles polarisées pour des réactions avec le spin du nucléon cible respectivement parallèle et anti-parallèle au vecteur $(\vec{k} \wedge \vec{p}_\pi)$.
- L'asymétrie du nucléon de recul : $P = \frac{\sigma_{R\uparrow} - \sigma_{R\downarrow}}{\sigma_{R\uparrow} + \sigma_{R\downarrow}}$ où $\sigma_{R\uparrow}$ et $\sigma_{R\downarrow}$ sont les sections efficaces différentielles polarisées pour des réactions avec le spin du nucléon de recul respectivement parallèle et anti-parallèle au vecteur $(\vec{k} \wedge \vec{p}_\pi)$.

Figure 1.5: Cinématique de la réaction $\gamma p \rightarrow N\pi$.

1.3 Calcul de la matrice de transition \mathcal{M}_{fi}

1.3.1 Calcul des vertex

Nous basons notre modèle sur la dominance des échanges de trajectoires dans les voies t et u . Comme il a déjà été mentionné, on justifie la dominance de la contribution de ces diagrammes d'échange de premier ordre dans une théorie de perturbation, par le fait que l'amplitude associée présente une singularité très proche de la région physique. Cette singularité est d'autant plus proche de la région physique que la masse de la particule échangée est petite.

Nous introduirons d'abord le formalisme d'échange de particules *individuelles* (pôles simples) puis nous généraliserons au cas de l'échange de *trajectoires* de Regge. Pour calculer les éléments de matrice \mathcal{M}_{fi} , nous utiliserons la technique des diagrammes de Feynman et nous considérerons les graphes d'échange de la figure 1.6 qui sont les plus élémentaires en ce qui concerne la photoproduction de pion.

À ces diagrammes qui constituent l'essence du modèle, nous ajouterons aussi l'échange du $B(1^+)$ qui n'est pas aussi fondamental mais permet d'expliquer la légère structure qu'on observe dans l'asymétrie de photon Σ de $\gamma p \rightarrow p\pi^0$.

Aussi, pour des raisons qui deviendront évidentes lors de la discussion sur les résultats du modèle *aux angles arrière* (1.5.3), nous serons amenés à calculer les diagrammes de la figure 1.7 de photoproduction de ω et Δ . Nous présenterons donc dans cette section les amplitudes de Feynman associées à ces diagrammes.

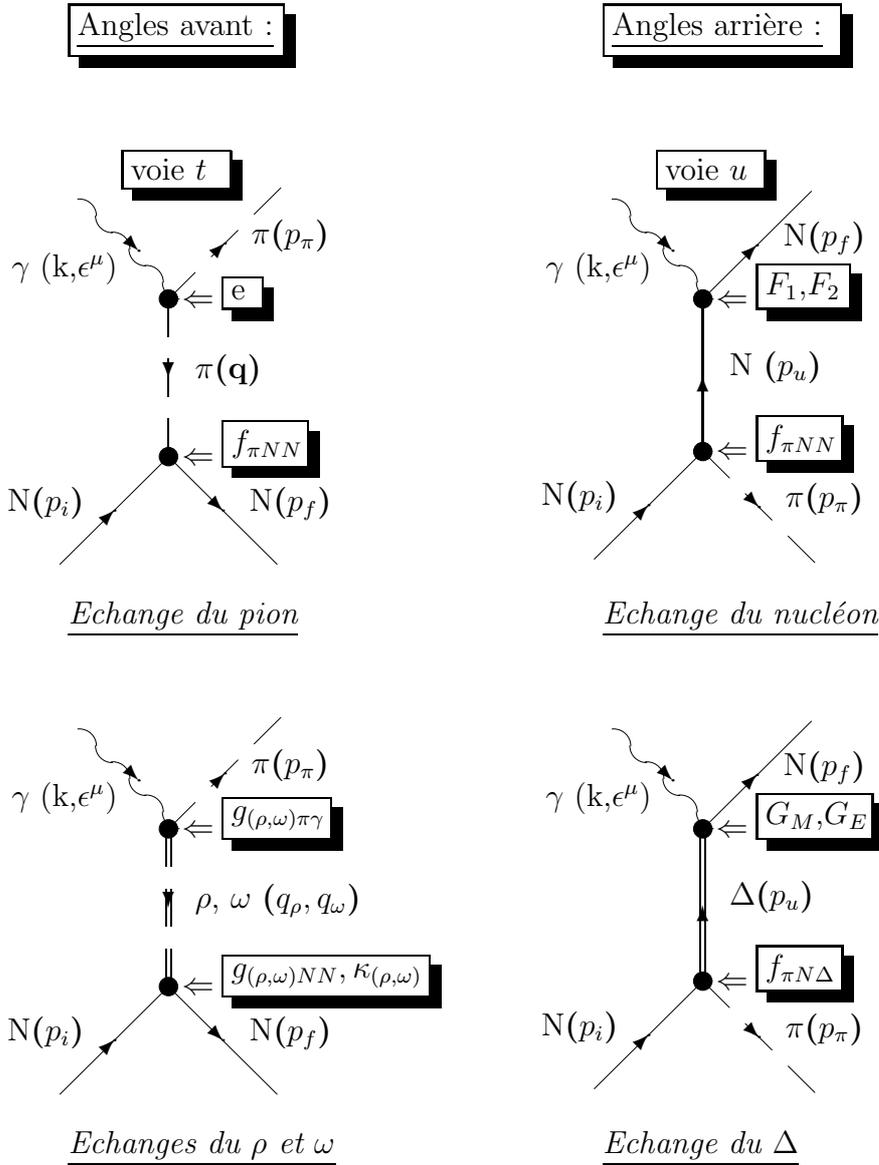


Figure 1.6: La figure présente les diagrammes de Feynman sur lesquels le modèle est basé. Aux angles avant : échanges du pion, ρ et ω . Aux angles arrière : échange du nucléon et du Δ . Nous indiquons les constantes de couplage impliquées aux différents vertex.

Les propriétés des particules impliquées sont présentées dans le tableau 1.2.

	$\gamma p \rightarrow n\pi^+$	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$
voie t	$\pi^+, 0^-, m_{\pi^+} = 139.57$ $\rho^+, 1^-, m_{\rho^+} = 769.9$	$\omega, 1^-, m_{\omega} = 781.94$ $\rho^0, 1^-, m_{\rho^0} = 769.9$ $B, 1^+, m_B = 1235.$
voie u	$neutron, \frac{1}{2}^+, m_n = 939.56$ $\Delta^0, \frac{3}{2}^+, m_{\Delta^0} = 1232.$	$proton, \frac{1}{2}^+, m_p = 938.27$ $\Delta^+, \frac{3}{2}^+, m_{\Delta^+} = 1232.$

Tableau 1.2: Nous indiquons les valeurs de spin-parité et la masse des particules échangées considérées pour chaque réaction et chaque canal (voies t et u).

Nous décomposons l'amplitude \mathcal{M}_{fi} de la manière suivante :

$$\mathcal{M}_{fi} = \epsilon_{\mu} \times J^{\mu} \quad (1.8)$$

où J^{μ} est l'opérateur courant hadronique qui contient l'information dynamique de la photoproduction de pion.

Les expressions des courants hadroniques J^{μ} que nous donnons maintenant sont dérivées des Lagrangiens effectifs utilisés par de nombreux auteurs ([Noz90], [Dav91], [Gar94],... pour ne citer que les plus récents papiers) et nous les présentons sous la forme :

$$\begin{aligned} \left(\begin{array}{c} \text{Courant} \\ \text{Hadronique} \end{array} \right) &= (\text{Phase}) \times \left\{ \begin{array}{c} \text{Facteur} \\ \text{d'isospin} \end{array} \right\} \times \left(\begin{array}{c} \text{Constante}(s) \\ \text{de couplage} \end{array} \right) \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) \times \left(\begin{array}{c} \text{Facteur} \\ \text{de vertex} \end{array} \right) \times (\text{Propagateur}) \times \left(\begin{array}{c} \text{Facteur} \\ \text{de vertex} \end{array} \right) \times u(\vec{p}_i, s_i) \end{aligned}$$

Le facteur d'isospin sera indiqué entre *accolades*. Aussi, nous définissons la charge électrique $\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$, et les quadri-impulsions $q = k - p_{\pi}$ et $p_u = p_f - k$ ($q^2 = t$ et $p_u^2 = u$).

La plupart des constantes de couplage que nous mentionnons sont bien établies et nous indiquons la valeur que nous adoptons avec les références associées.

Pour la voie t :

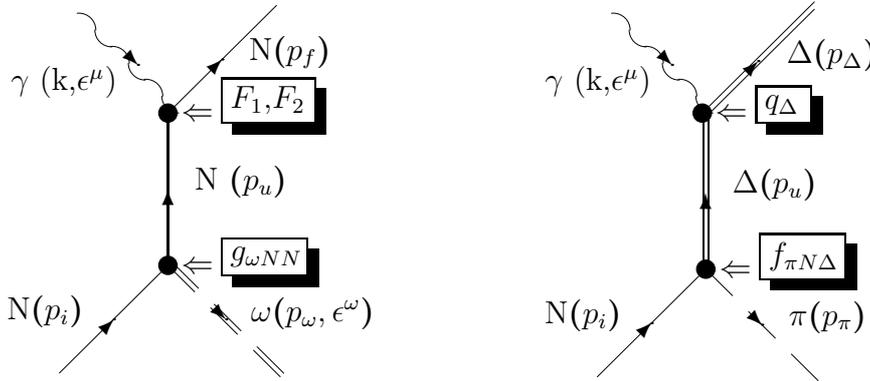


Figure 1.7: Nous présentons les diagrammes de Feynman associés aux réactions $\gamma p \rightarrow p\omega$ et $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$. Ces diagrammes sont indirectement reliés aux réactions $\gamma N \rightarrow \pi N$: nous verrons en (1.5.3) qu'ils nous permettront de normaliser notre modèle aux angles arrière.

- **Echange du pion (0^-)** (contribue seulement à la photoproduction de pion chargé) :

$$J_{\pi\pi\gamma}^\mu(\gamma p \rightarrow n\pi^+) = -i\{\sqrt{2}\}e\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi}\bar{u}(\vec{p}_f, s_f)(q - p_\pi)^\mu \mathcal{P}^{\{0\}} \not{A}\gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i), \quad (1.9)$$

où $\mathcal{P}^{\{0\}} = \frac{1}{q^2 - m_\pi^2}$ est le propagateur d'une particule de spin 0 et $f_{\pi NN}$ est la constante de couplage pion-nucléon : $\frac{f_{\pi NN}}{4\pi} = .08$ ([Mac87]).

- **Echange du ρ (1^-) :**

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{\rho\pi\gamma}^\mu(\gamma p \rightarrow n \pi^+) \\ J_{\rho\pi\gamma}^\mu(\gamma p \rightarrow p \pi^0) \end{array} \right\} = - \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{2} \\ 1 \end{array} \right\} \frac{g_{\rho\pi\gamma}}{m_\pi} g_{\rho NN} \\ \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) \varepsilon^{\nu\mu\rho\alpha} k_\nu q_\rho \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} \left[\gamma^\beta + \kappa_\rho i\sigma^{\beta\lambda} \frac{q_\lambda}{2m_N} \right] u(\vec{p}_i, s_i), \quad (1.10)$$

où $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} = \frac{1}{q^2 - m_\rho^2}[-g_{\alpha\beta} + \frac{q_\alpha q_\beta}{m_\rho^2}]$ est le propagateur d'une particule de spin 1. On peut omettre le terme $\frac{q_\alpha q_\beta}{m_\rho^2}$ du propagateur car, sa contraction avec le tenseur antisymétrique $\varepsilon^{\nu\mu\rho\alpha} q_\rho$ s'annule. $g_{\rho NN}$ et κ_ρ sont les constantes de

couplages fortes du vertex ρNN et $g_{\rho\pi\gamma}$ est la constante de couplage du vertex électromagnétique $\rho\pi\gamma$. Cette dernière est tirée de la largeur de désintégration électromagnétique du ρ :

$$\Gamma_{(\rho\rightarrow\pi\gamma)} = \frac{\alpha}{24} \left[\frac{g_{\gamma\pi\rho}}{m_\pi} \right]^2 m_\rho^3 \left[1 - \left(\frac{m_\pi}{m_\rho} \right)^2 \right]^3 \quad (1.11)$$

d'où $g_{\rho\pm\pi\gamma} = (.103)e$ avec $\Gamma_{(\rho\rightarrow\pi\gamma)} = 67.95$ keV ([PDG94]). Il existe plusieurs valeurs pour les constantes de couplage fortes du ρ (ρ "fort" [Mac87] et ρ "faible" [Ols78], [Noz90], [Gar94]), nous discutons dans la section sur les résultats (1.5) pourquoi nous sommes amenés à choisir un ρ "fort" : $\frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = .92$, $\kappa_\rho = 6.1$ (valeur tirée de [Mac87], table 8).

- **Echange du ω (1^-)** (contribue seulement à la photoproduction de pion neutre) :

$$\begin{aligned} J_{\omega\pi\gamma}^\mu(\gamma p \rightarrow p \pi^0) &= -\frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\pi} g_{\omega NN} \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) \varepsilon^{\nu\mu\rho\alpha} k_\nu q_\rho \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} \left[\gamma^\beta + \kappa_\omega i \sigma^{\beta\lambda} \frac{q_\lambda}{2m_N} \right] u(\vec{p}_i, s_i), \end{aligned} \quad (1.12)$$

où $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} = \frac{1}{q^2 - m_\omega^2} [-g_{\alpha\beta} + \frac{q_\alpha q_\beta}{m_\omega^2}]$ est le propagateur d'une particule de spin 1. $g_{\omega NN}$ et κ_ω sont les constantes de couplages fortes du vertex ωNN et $g_{\omega\pi\gamma}$ est la constante de couplage du vertex électromagnétique $\omega\pi\gamma$: similairement à (1.11), $g_{\omega\pi\gamma} = (.314)e$ avec $\Gamma_{(\omega\rightarrow\pi\gamma)} = 720$ keV ([PDG94]). La constante de couplage fort du ω est contrainte par diverses analyses : $15 \lesssim \frac{g_{\omega NN}}{4\pi} \lesssim 20$, $\kappa_\omega \approx 0$. (par exemple, [Mac87])

- **Echange du B (1^+)** (contribue en principe à la photoproduction de pions chargé et neutre, mais ne sera nécessaire ici que dans le cas de la photoproduction de pion neutre comme il sera justifié plus loin) :

$$\begin{aligned} J_{B\pi\gamma}^\mu(\gamma p \rightarrow p \pi^0) &= -\frac{g_{B\pi\gamma}}{m_\pi} \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) ((k \cdot q) g^{\mu\alpha} - q^\mu k^\alpha) \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} \left[g_{BNN}^V \gamma^\beta \gamma^5 + \frac{g_{BNN}^T}{2m_N} \not{q} \gamma^\beta \gamma^5 \right] u(\vec{p}_i, s_i), \end{aligned} \quad (1.13)$$

où $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{1\}} = \frac{1}{q^2 - m_B^2} [-g_{\alpha\beta} + \frac{q_\alpha q_\beta}{m_B^2}]$ est le propagateur d'une particule de spin 1. g_{BNN} et κ_B sont les constantes de couplages fortes du vertex BNN et $g_{B\pi\gamma}$ est la constante de couplage du vertex électromagnétique $B\pi\gamma$. Il n'existe pas dans la littérature de valeurs précises pour ces quantités. La seule observable où l'échange du B est nécessaire (l'asymétrie de photon Σ de $\gamma p \rightarrow p\pi^0$) permettra d'estimer le produit de ces constantes.

Pour la voie u :

Echange du nucléon ($\frac{1}{2}^+$) :

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} J_N^\mu(\gamma p \rightarrow n \pi^+) \\ J_N^\mu(\gamma p \rightarrow p \pi^0) \end{array} \right\} &= -i \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{2} \\ +1 \end{array} \right\} e \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \\ \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) &\left[\left(\begin{array}{c} F_1^n \\ F_1^p \end{array} \right) \gamma^\mu + \left(\begin{array}{c} F_2^n \\ F_2^p \end{array} \right) i\sigma^{\mu\nu} \frac{k_\nu}{2m_N} \right] \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{\frac{1}{2}\}} \not{p}_\pi \gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i), \end{aligned} \quad (1.14)$$

où $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{\frac{1}{2}\}} = \frac{\not{p}_u + m_N}{p_u^2 - m_N^2}$ est le propagateur d'une particule de spin $\frac{1}{2}$. F_1^p et F_2^p (F_1^n et F_2^n) sont les facteurs de forme électromagnétiques du proton (neutron) pris au point photon réel. $F_1^p = 1.$, $F_2^p = 1.79$, $F_1^n = 0.$ et $F_2^n = -1.91$.

Echange du Δ ($\frac{3}{2}^+$) :

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} J_\Delta^\mu(\gamma p \rightarrow n \pi^+) \\ J_\Delta^\mu(\gamma p \rightarrow p \pi^0) \end{array} \right\} &= \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{2}/3 \\ +2/3 \end{array} \right\} e \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \\ \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) &[G_M \bar{\Gamma}_M^{\alpha\mu}(k; p_u, p_f) + G_E \bar{\Gamma}_E^{\alpha\mu}(k; p_u, p_f)] \mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{\frac{3}{2}\}} (p_\pi)^\beta u(\vec{p}_i, s_i), \end{aligned} \quad (1.15)$$

où $\mathcal{P}_{\alpha\beta}^{\{\frac{3}{2}\}} = \frac{\not{p}_u + m_\Delta}{p_u^2 - m_\Delta^2} \left[g_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \gamma_\alpha \gamma_\beta - \frac{(\gamma_\alpha (p_u)_\beta - \gamma_\beta (p_u)_\alpha)}{3m_\Delta} - \frac{2(p_u)_\alpha (p_u)_\beta}{3m_\Delta^2} \right]$ est le propagateur d'une particule de spin $\frac{3}{2}$ dans la théorie de Rarita-Schwinger. Le vertex $\gamma N\Delta$ a été décomposé en une partie magnétique $\bar{\Gamma}_M^{\beta\mu}$ et une partie électrique $\bar{\Gamma}_E^{\beta\mu}$ qui sont définies comme suit :

$$\Gamma_M^{\alpha\mu}(k; p_u, p_f) = \frac{-3}{2m_N} \frac{1}{m_\Delta + m_N} \varepsilon^{\alpha\mu\kappa\lambda} (p_f)_\kappa k_\lambda, \quad (1.16)$$

et :

$$\begin{aligned} \Gamma_E^{\alpha\mu}(k; p_u, p_f) &= -\Gamma_M^{\alpha\mu}(k; p_u, p_f) - \frac{6}{(m_\Delta + m_N)^2 (m_\Delta - m_N)^2} \\ &\times \frac{m_\Delta + m_N}{m_N} (\varepsilon^{\alpha\sigma\kappa\lambda} (p_f)_\kappa k_\lambda) (\varepsilon^\mu_{\sigma\rho\tau} p_{u\rho} k_\tau) i \gamma_5, \end{aligned} \quad (1.17)$$

avec $\bar{\Gamma}_{(E,M)} = \gamma_0 \Gamma_{(E,M)}^\dagger \gamma_0$. Aussi, $f_{\pi N\Delta}$ est la constante de couplage fort du vertex $\pi N\Delta$ et G_E et G_M celles du vertex électromagnétique $\gamma N\Delta$. Ces valeurs sont assez bien cernées grâce aux nombreuses études et analyses menées dans la région des résonances et sont relativement en accord. Nous prendrons les constantes déterminées par *Vanderhaeghen et al.* [Vdh95] : $G_M = 2.8$, $G_E = .04$ et $f_{\pi N\Delta} = 1.949$.

- Nous ajoutons les courants associés aux deux diagrammes de la figure 1.7 où les constantes de couplage et les propagateurs intervenant ont déjà été précisés :

Echange du proton ($\frac{1}{2}^+$) pour $\gamma p \rightarrow p\omega$:

$$\begin{aligned} J_N^\mu(\gamma p \rightarrow \omega p) &= e g_{\omega NN} (\epsilon(\omega))_\alpha \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) \left[F_1^p \gamma^\mu + F_2^p i \sigma^{\mu\nu} \frac{k_\nu}{2m_N} \right] \mathcal{P}^{\{\frac{1}{2}\}} \gamma^\alpha u(\vec{p}_i, s_i), \end{aligned} \quad (1.18)$$

où $\epsilon(\omega)$ est le vecteur polarisation du ω défini par :

$$\epsilon(\omega, \lambda_\omega = +1) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, \cos\theta, i, -\sin\theta) \quad (1.19a)$$

$$\epsilon(\omega, \lambda_\omega = -1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \cos\theta, -i, -\sin\theta) \quad (1.19b)$$

$$\epsilon(\omega, \lambda_\omega = 0) = (|\vec{p}_\omega|, E_\omega \sin\theta, 0, E_\omega \cos\theta)/m_\omega \quad (1.19c)$$

Echange du Δ^{++} ($\frac{3}{2}^+$) pour $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$:

$$J_N^\mu(\gamma p \rightarrow \omega p) = q_\Delta \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \times \bar{u}^\lambda(\vec{p}_f, s_f) \varepsilon_{\lambda\beta}{}^\mu{}_\nu \gamma^\nu \gamma^5 \mathcal{P}_{\beta\alpha}^{\{\frac{3}{2}\}} (p_\pi)^\alpha u(\vec{p}_i, s_i) \quad (1.20)$$

avec $q_\Delta = 2e$.

1.3.2 “Reggeisation”

Il existe diverses approches plus ou moins équivalentes pour “reggeiser” les amplitudes. Pour une revue de différentes applications et modélisations “à la Regge”, nous proposons [Sto84] et [Irv77] et références incluses et pour les fondements théoriques de la théorie de Regge, le livre de *Collins* [Col77].

Dans la littérature, les modèles de Regge sont souvent basés sur le fit des amplitudes d’hélicité de la voie s ou t . Dans ce travail, nous choisissons de rester proche du formalisme de Feynman dont les paramètres (les constantes de couplage essentiellement) sont bien établis, ce qui va nous permettre de déterminer le poids de chaque contribution (soit de chaque trajectoire).

La “Reggeisation” va consister à garder la structure matricielle des courants définis par les formules (1.9) à (1.15) et à simplement remplacer les pôles en t et u des propagateurs de Feynman par des pôles de *Regge* (pôles dans le plan du moment orbital complexe). L’idée est qu’au pôle de la trajectoire échangée, les propagateurs de Feynman et de Regge sont identiques. Seulement, hors couche, dans la région physique des processus de diffusion, un propagateur de Regge représente l’échange d’une *trajectoire* (donc d’une série de particules) alors qu’un propagateur de Feynman correspond à l’échange d’une particule individuelle.

Avant de donner l’expression précise des propagateurs de Regge pour chaque trajectoire que nous allons échanger, nous rappelons la forme et la signification générales des différents termes d’une amplitude de Regge. Nous prendrons l’exemple de l’échange de la trajectoire du pion (de spin 0) dans la voie t . Nous dérivons et détaillons dans l’appendice (B) l’origine de la structure analytique de cette amplitude :

$$\mathcal{A}_{Regge} = \frac{s^{\alpha(t)}}{s_0} \beta(t) \frac{1 + \zeta e^{-i\pi\alpha(t)}}{2} \frac{\mathcal{C}}{\Gamma(1 + \alpha(t))} \quad (1.21)$$

où :

- $\frac{s}{s_0} \alpha(t)$ donne le comportement asymptotique en s du pôle de Regge. s_0 est une échelle de masse typique des hadrons qui, conventionnellement, est prise égale à 1 GeV^2 . La trajectoire $\alpha(t)$ est définie par une séquence de résonances (mésoniques ou baryoniques) avec les mêmes nombres quantiques et de spin espacés de deux en deux. Pour notre étude qui va se concentrer, dans un premier temps, sur la région des bas transferts, il paraît raisonnable de prolonger l'approximation linéaire qui relie dans la région des t positifs les résonances et leur spin (fig. 1.4), jusqu'à la région des t négatifs. Nous prendrons donc comme équation de trajectoire : $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ avec α' de l'ordre de $.9 \text{ GeV}^2$, aussi bien pour les trajectoires mésoniques que baryoniques.

Le comportement en $s^{\alpha(t)}$ de l'amplitude implique que la contribution d'une trajectoire est d'autant plus importante que son intercept à $t = 0$ (α_0) est grand. Nous pouvons justifier maintenant, au regard de la figure (1.4) qui ne présente que les trajectoires de plus haut intercept, qu'il est raisonnable, pour les angles avant, de ne considérer que les échanges du pion et du ρ pour la photoproduction de pion chargé et les trajectoires du pion, du ρ et du ω pour la photoproduction de pion neutre et, pour les angles arrière, les échanges du nucléon et du Δ .

- Le facteur $\frac{1}{\sin(\pi\alpha(t))}$ est le propagateur de Regge et produit un pôle de résonance en t , similaire à un pôle de Feynman, quand $\alpha(t)$ passe par un entier. On voit donc qu'un propagateur de Regge inclut une série de pôles, donc une série de particules.
- $\beta(t)$ est le résidu du pôle. Si l'on considère que les trajectoires sont quantitativement relativement bien déterminées, le résidu est la principale inconnue dans cette formule. Il représente le couplage de la trajectoire aux particules externes et est a priori dépendant de t . L'importante propriété de factorisation stipule que pour une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, le résidu de la trajectoire échangée peut s'écrire :

$$\beta^{1+2 \rightarrow 3+4}(t) = \beta^{13}(t) \times \beta^{24}(t) \quad (1.22)$$

où β^{13} ($\beta^{24}(t)$) sont des fonctions de vertex ne dépendant que des particules 1 et 3 (2 et 4). Notre approche consiste donc à prendre comme fonction résidu $\beta(t)$, le produit des constantes de couplage de la première matérialisation de la trajectoire échangée avec les particules externes, associé à la structure matricielle (spinorielle) des deux vertex, comme nous l'avons introduit dans les premiers paragraphes de cette section.

- On appelle $\frac{1+\zeta e^{-i\pi\alpha(t)}}{2}$ le terme de *signature* où $\zeta = \pm 1$ selon que la trajectoire se matérialise à des spins pairs (-) ou impairs (+). Comme nous l'avons déjà mentionné, une trajectoire relie des particules de spin de deux en deux. Bien que sur la figure 1.4, les particules semblent alignées avec des spins de un en un, deux trajectoires de signature différente se superposent en fait. On appelle de telles trajectoires, des trajectoires *dégénérées*. Si, en plus, leur résidu sont égaux, on a un schéma de dégénérescence forte et le terme de signature vaut alors :

$$\frac{1 + e^{-i\pi\alpha(t)}}{2} \pm \frac{1 - e^{-i\pi\alpha(t)}}{2} = \begin{cases} 1 \\ e^{-i\pi\alpha(t)} \end{cases} \quad (1.23)$$

Il n'y a pas de règle générale et systématique sur la dégénérescence forte ou non des trajectoires. Phénoménologiquement, une trajectoire non-dégénérée qui domine un processus donne naissance à des zéros ou minima dans la section efficace différentielle. C'est surtout la présence ou non de cette caractéristique qui gouvernera notre choix de schéma de dégénérescence. Aux angles avant, comme nous le verrons, la section efficace différentielle de photoproduction de pion chargé ne présente pas de structure et nous prendrons donc les trajectoires des mésons π et ρ qui dominant le processus dégénérées alors que, pour la photoproduction de pion neutre, la présence d'un creux dans la section efficace différentielle à $|t| \approx .5 \text{ GeV}^2$ trouve une explication naturelle dans la non-dégénérescence de la trajectoire du ω qui domine cette réaction. Aux angles arrière, pour les deux processus, les sections efficaces différentielles n'ont pas de structure évidente et nous adopterons des schémas de dégénérescence forte pour les trajectoires du nucléon et du Δ . Une dégénérescence *forte* dépend des résidus et les résidus sont clairement différents d'une réaction à l'autre (comme

le sont les constantes de couplage). Une trajectoire peut donc être *fortement* dégénérée pour une réaction et pas pour l'autre. En particulier, nous verrons que nous serons amenés à considérer la trajectoire du nucléon *non-dégénérée* pour la réaction de photoproduction de ω (dont nous justifierons l'étude et le lien avec la photoproduction de pion aux angles arrière en (1.5.3)).

- Le terme $\frac{1}{\Gamma(1+\alpha(t))}$ permet d'éviter qu'il y ait des pôles de résonances non-physiques pour des valeurs négatives de $\alpha(t)$. C'est un terme purement phénoménologique et son introduction dans la formule permet de garder une fonction résidu régulière sans forte variation. La fonction d'Euler $\Gamma(x)$ est une fonction analytique simple qui présente des zéros seulement pour les x entiers négatifs et qui permet donc d'annuler les pôles de *non-sens* du propagateur de Regge dans la région des t négatifs.
- $\mathcal{C} = \pi\alpha'$ est une constante de normalisation qui permet de retrouver l'expression d'un propagateur de Feynman d'une particule *individuelle* au pôle de la particule échangée. Si l'on définit $\mathcal{A}_{Regge} = \mathcal{P}_{Regge} \times \beta(t)$:

$$\implies \lim_{\alpha(t) \rightarrow n} \mathcal{P}_{Regge} = \mathcal{P}_{Feynman}$$

(1.24)

Car :

$$\lim_{\alpha(t) \rightarrow n} \frac{1}{\sin(\pi\alpha(t))} = \frac{1}{\pi\alpha'(t - m^2)} \quad (1.25)$$

où $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha't = \alpha'(t - m^2)$.

Nous donnons maintenant les expressions précises des propagateurs de Regge (associées aux choix de dégénérescence justifiés plus haut) que nous utiliserons pour les échanges des trajectoires des mésons π , ρ , ω et B et des baryons N et Δ . La généralisation à des échanges de trajectoires dont le spin de la première matérialisation dans la région $t > 0$ est une particule de spin n (n entier pour les mésons ou demi-entier pour les baryons) est immédiate : pour que les propagateurs de Feynman et de Regge soient égaux au pôle de la particule de spin n , il faut

simplement remplacer dans (1.21) (valable pour une particule de spin 0) $s^{\alpha(t)}$ par $s^{\alpha(t)-n}$ et $\Gamma(1+\alpha(t))$ par $\Gamma(-n+1+\alpha(t))$ (pour que ces deux facteurs valent 1 pour $\alpha(t) = n$). Aussi, l'échange de baryons dans la voie u réclame le changement évident $t \Leftrightarrow u$. On obtient alors :

Pour la voie t :

• Echange du pion (0^-) :

(trajectoire dégénérée) :

$$\frac{1}{t - m_\pi^2} \Longrightarrow \frac{s^{\alpha_\pi(t)}}{\sin(\pi\alpha_\pi(t))} e^{-i\pi\alpha_\pi(t)} \frac{\pi\alpha'_\pi}{\Gamma(1 + \alpha_\pi(t))} \quad (1.26)$$

• Echange du ρ (1^-) :

(trajectoire dégénérée) :

$$\frac{1}{t - m_\rho^2} \Longrightarrow \frac{s^{\alpha_\rho(t)-1}}{\sin(\pi\alpha_\rho(t))} e^{-i\pi\alpha_\rho(t)} \frac{\pi\alpha'_\rho}{\Gamma(\alpha_\rho(t))} \quad (1.27)$$

• Echange du ω (1^-) :

(trajectoire non-dégénérée) :

$$\frac{1}{t - m_\omega^2} \Longrightarrow \frac{s^{\alpha_\omega(t)-1}}{\sin(\pi\alpha_\omega(t))} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_\omega(t)}}{2} \frac{\pi\alpha'_\omega}{\Gamma(\alpha_\omega(t))} \quad (1.28)$$

• Echange du B (1^+) :

(trajectoire dégénérée) :

$$\frac{1}{t - m_B^2} \Longrightarrow \frac{s^{\alpha_B(t)-1}}{\sin(\pi\alpha_B(t))} e^{-i\pi\alpha_B(t)} \frac{\pi\alpha'_B}{\Gamma(\alpha_B(t))} \quad (1.29)$$

Pour la voie u :

• Echange du nucléon ($\frac{1}{2}^+$) :

Pour une trajectoire non-dégénérée :

$$\frac{1}{u - m_N^2} \Longrightarrow \frac{s^{\alpha_N(u)-\frac{1}{2}}}{\sin(\pi(\alpha_N(u) + \frac{1}{2}))} \frac{1 - e^{-i\pi(\alpha_N(u) + \frac{1}{2})}}{2} \frac{\pi\alpha'_N}{\Gamma(\alpha_N(u) + \frac{1}{2})} \quad (1.30)$$

Pour une trajectoire dégénérée :

$$\frac{1}{u - m_N^2} \implies \frac{s^{\alpha_N(u) - \frac{1}{2}}}{\sin(\pi(\alpha_N(u) + \frac{1}{2}))} e^{-i\pi(\alpha_N(u) + \frac{1}{2})} \frac{\pi\alpha'_N}{\Gamma(\alpha_N(u) + \frac{1}{2})} \quad (1.31)$$

- Echange du $\Delta (\frac{3}{2}^+)$ (trajectoire non-dégénérée) :

$$\frac{1}{u - m_\Delta^2} \implies \frac{s^{\alpha_\Delta(u) - \frac{3}{2}}}{\sin(\pi(\alpha_\Delta(u) - \frac{1}{2}))} \frac{1 - e^{-i\pi(\alpha_\Delta(u) - \frac{1}{2})}}{2} \frac{\pi\alpha'_\Delta}{\Gamma(\alpha_\Delta(u) - \frac{1}{2})} \quad (1.32)$$

1.4 Corrections/Améliorations

1.4.1 Motivations

Le modèle que nous venons de bâtir, basé sur le simple échange de pôles de Regge, fournit les caractéristiques essentielles et globales des réactions à deux corps à grand s et petit t , à savoir : l'ordre de grandeur (déterminé par les constantes de couplage, bien établies dans le cas de la photoproduction de pion), le comportement en puissance de s décroissante de la section efficace totale et le comportement exponentiel en t de la section efficace différentielle. Ces deux dernières caractéristiques proviennent naturellement de la forme analytique du propagateur de Regge.

On rencontre cependant très vite des difficultés, d'ordre aussi bien phénoménologique que théorique, lorsqu'on se penche d'un peu plus près sur un tel modèle.

Par exemple, si l'on examine de façon *précise* les sections efficaces différentielles des processus d'échange de pions, on remarque qu'elles se distinguent par un pic (une remontée) très étroit (sur un domaine en t $\Delta t \approx m_\pi^2$) aux angles avant extrêmes (fig. 1.11 pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ par exemple). Or les modèles simples d'échange de particule ou de pôle de Regge prévoient un zéro à $t=0$. En effet, dans un modèle d'échange de particule, l'amplitude associée à l'échange du pion est déterminée essentiellement par la structure du vertex $\mathcal{V}_{\gamma\pi\pi}$ (voir appendice (D)) qui est proportionnel à $\epsilon \cdot (2p_\pi - k) = \epsilon_x \cdot (p_\pi)_x = p_\pi \sin\theta_\pi$ qui s'annule aux angles avant. Plus précisément, est proportionnelle à $\frac{t}{t-m_\pi^2}$. Elle s'annule donc aux angles avant et le traitement à la Regge n'introduit pas de changement notable à cet égard car à cause de la faible masse du pion, $\mathcal{P}_{Regge} \approx \frac{1}{t-m_\pi^2}$. Des tentatives d'explications en termes de *conspiration* (échange d'une trajectoire supplémentaire avec même signature et intercept mais parité opposée et résidu approprié) ont été avancées mais sont physiquement peu convaincantes (il n'a pas été mis en évidence de particule scalaire de masse proche de celle du pion) et en désaccord avec la propriété de factorisation des résidus par ailleurs [Leb67].

L'examen détaillé de nombreuses autres réactions (aussi bien électromagnétiques que hadroniques) ont aussi révélé diverses caractéristiques qui ne peuvent pas être expliquées en terme de simples échanges de pôles : polarisations dans $\pi N \rightarrow \pi N$,

phénomènes de *cross-over* dans les sections efficaces différentielles de processus élastiques reliés par croisement ($N\bar{N}$ et NN , $N\bar{K}$ et NK), échanges exotiques,... ([Col77], [Gif72], par exemple).

Plus fondamentalement, d'un point de vue théorique, notre simple modèle tel quel ne respecte pas l'*invariance de jauge*. Formellement parlant, on associe au champ d'un photon (qui de façon générale a trois degrés de liberté de polarisation) un quadri-vecteur polarisation. Pour "absorber" ce degré de liberté supplémentaire, on est libre de choisir une contrainte qu'on appelle la jauge. Nous avons adopté la jauge de *Coulomb* $\epsilon^0=0$ comme explicité dans la section 1.2. Il est clair que tout modèle doit être indépendant du choix de la jauge. Mathématiquement, ceci se traduit par la condition $k^\mu \times J_\mu = 0$ où k^μ est le quadri-vecteur impulsion du photon et J_μ le courant auquel le photon se couple. En d'autres termes, il s'agit de conserver la charge dans une théorie effective où les particules sont considérées comme ponctuelles.

Or, il est facile de vérifier que l'amplitude de Feynman associée à l'échange du pion ne conserve pas ce courant. Dans une approche basée sur les diagrammes de Feynman, c'est le diagramme de l'échange du proton dans la voie s qui restaure l'invariance de jauge. Comment respecter l'invariance de jauge dans un modèle de Regge qui ne comporte à priori que des échanges de particules dans les voies t et u ?

Les difficultés que nous venons de passer en revue (de façon non-exhaustive) ne doivent pas faire oublier le succès que l'approche de Regge rencontre quand même dans l'explication des caractéristiques générales des processus. Cependant, elles mènent à penser que le simple échange de pôles de Regge ne constitue en fait qu'une première approximation des phénomènes. Il s'agit donc d'apporter à cette approche des corrections *formelles* d'un point de vue théorique et éventuellement de tenir compte d'*effets additionnels* qui ont été négligés d'un point de vue phénoménologique.

Nous allons développer dans les sections suivantes les améliorations que nous apportons au modèle de simple échange de pôle de Regge. En premier lieu, nous explicitons la méthode que nous adoptons pour restaurer l'invariance de jauge. Ensuite, dans la section suivante, nous introduirons les idées d'ordre phénoménologique

de *rediffusion* et d'*absorption* dans le cadre du modèle d'échange de pôles de Regge. Différentes variantes (faible absorption, surabsorption,...) qui ont permis d'améliorer sensiblement les modèles existants et de combler leurs insuffisances, sont examinées.

1.4.2 Invariance de jauge

Nous commençons par discuter le cas de la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ où le problème de l'invariance de jauge (ou conservation du courant) se pose pour le diagramme d'échange du pion dans la voie t . Le diagramme de la voie u dans $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ consiste en l'échange du neutron qui ne se couple au photon que par le terme magnétique "anormal" ($\not{k} \not{\epsilon}$) et est explicitement invariant de jauge. Les autres diagrammes d'échange du ρ , du ω et du Δ sont aussi invariants de jauge par eux-mêmes. D'une façon générale, ce sont les vertex dérivés directement des Lagrangiens de particules libres par "substitution minimale" (D.1.1.1) qui posent problème.

Il est simple d'établir que, dans une approche perturbative de diagramme de Feynman, l'échange du pion dans la voie t n'est pas invariant de jauge. C'est le couplage de *Dirac* ($e \not{\epsilon}$) de l'échange du nucléon dans la voie s qui rétablit l'invariance de jauge. Il est donc indispensable, pour obtenir un modèle cohérent, d'associer les deux termes d'échange du pion dans la voie t et du nucléon dans la voie s (fig. 1.8). Les deux graphes sont indissociables, l'un sans l'autre n'a pas de sens. En d'autres termes, si l'on doit *reggeiser* l'échange du pion, il faut trouver un moyen pour *reggeiser* l'échange du nucléon dans la voie s de façon similaire. Une prescription simple pour ce faire a été introduite par *Jones* [Jon80] et consiste à multiplier le diagramme de la voie s par le facteur $(t - m_\pi^2) \times \mathcal{P}_{Regge}^\pi$ où \mathcal{P}_{Regge}^π est le propagateur de Regge correspondant à l'échange du pion décrit dans le chapitre précédent (éq. 1.26). On comprend bien l'astuce : au pôle du pion, où $\mathcal{P}_{Regge}^\pi = \frac{1}{t - m_\pi^2}$, on retrouve l'expression des modèles isobariques.

Symboliquement :

$$\mathcal{M}^\pi \rightarrow \mathcal{M}_{Regge}^{\pi \text{ voie } t} + (t - m_\pi^2)(\mathcal{P}_{Regge}^\pi) \times \mathcal{M}_{Feynman}^{N \text{ voie } s} \quad (1.33)$$

Ou, explicitement :

$$J^\mu(\gamma p \rightarrow n\pi^+) \rightarrow -i\{\sqrt{2}\}e \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi}$$

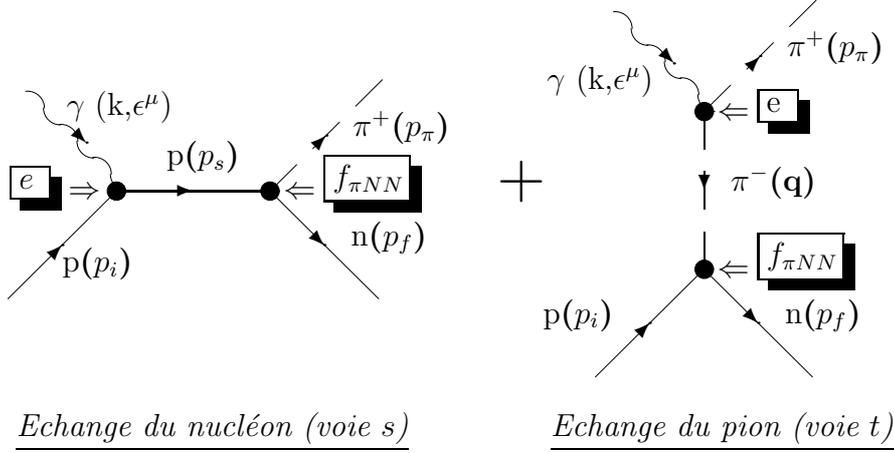


Figure 1.8: La somme des deux diagrammes est invariante de jauge pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Les diagrammes individuels ne le sont pas.

$$\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [(q - p_\pi)^\mu \not{q} \gamma^5 - 2m_N \frac{t - m_\pi^2}{s - m_N^2} \gamma^5 (\not{p}_s + m_N) \gamma^\mu] u(\vec{p}_i, s_i) \mathcal{P}_{Regge}^\pi \quad (1.34)$$

où nous avons pris un couplage *pseudo-scalaire* pour le vertex π^+pn . Un couplage *pseudo-vecteur* est équivalent si l'on rajoute le terme de contact $\gamma p\pi^+n$.

Dans l'échange du nucléon dans la voie *s*, nous ne gardons que le terme électrique en F_1 , c'est le terme nécessaire et suffisant pour restaurer l'invariance de jauge du pôle du pion. Il n'est en effet pas très "*naturel*" de reggeiser un diagramme de voie *s*, il s'agit donc de ne garder que le minimum de termes nécessaires pour préserver l'invariance de jauge. Une prescription similaire a été utilisée par *Campbell et al.* [Cam70].

Le résultat net de cette modification sur la section efficace différentielle est la présence d'un pic de largeur $\approx m_\pi^2$ aux angles avant maintenant (fig. 1.11). C'est un phénomène que l'on retrouve déjà à basse énergie dans les approches isobariques. On s'aperçoit ici de l'incidence profonde de l'invariance de jauge sur la physique d'un processus. Nous montrerons également, lors du chapitre 1.5 sur les résultats finaux du modèle, l'influence fondamentale de cette implémentation de l'invariance de jauge sur les observables de polarisation, qui constituent un fort critère et en

l'occurrence une forte confirmation que nous allons dans la bonne direction.

Pour la réaction $\gamma n \rightarrow p\pi^-$, de manière similaire, le diagramme d'échange du pion dans la voie t n'est pas invariant de jauge. Il faut rajouter le diagramme d'échange du proton dans la voie u (figure (1.9)).

Symboliquement :

$$\mathcal{M}^\pi \rightarrow \mathcal{M}_{Regge}^{\pi \text{ voie } t} + (t - m_\pi^2)(\mathcal{P}_{Regge}^\pi) \times \mathcal{M}_{Feynman}^{N \text{ voie } u} \quad (1.35)$$

Ou, explicitement :

$$\begin{aligned} J^\mu(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &\rightarrow i\{\sqrt{2}\}e\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f)[(q - p_\pi)^\mu \not{q}\gamma^5 + 2m_N\frac{t - m_\pi^2}{u - m_N^2}\gamma^\mu(\not{p}_u + m_N)\gamma^5]u(\vec{p}_i, s_i)\mathcal{P}_{Regge}^\pi \end{aligned} \quad (1.36)$$

L'effet de cette prescription sur la section efficace différentielle de $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ est le même qualitativement que pour $\gamma p \rightarrow N\pi$, c.à.d. l'apparition d'un pic aux angles avant extrêmes sur un domaine $\Delta t \approx m_\pi^2$. C'est ainsi que le rapport des sections efficaces différentielles des réactions $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ est pratiquement égal à 1 aux angles avant, comme nous le verrons plus précisément dans le prochain chapitre (figure 1.16).

Pour $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, le problème se pose maintenant à l'arrière pour l'échange du proton dans la voie u , car il n'y a pas d'échange de pion possible dans la voie t . Il faut donc ici aussi accompagner le diagramme d'échange du proton dans la voie u par le diagramme du pôle du proton dans la voie s pour obtenir l'invariance de jauge (figure (1.10)).

Similairement à (1.33) :

$$\mathcal{M}^\pi \rightarrow \mathcal{M}_{Regge}^{\pi \text{ voie } u} + (u - m_N^2)(\mathcal{P}_{Regge}^N) \times \mathcal{M}_{Feynman}^{N \text{ voie } s} \quad (1.37)$$

Et à (1.34) :

$$\begin{aligned} J^\mu(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &\rightarrow -ie\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \\ &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f)[(F_1^p\gamma^\mu + F_2^p i\sigma^{\mu\nu}\frac{k_\nu}{2M})(\not{p}_u + M_N) \not{p}_\pi\gamma^5 \end{aligned}$$

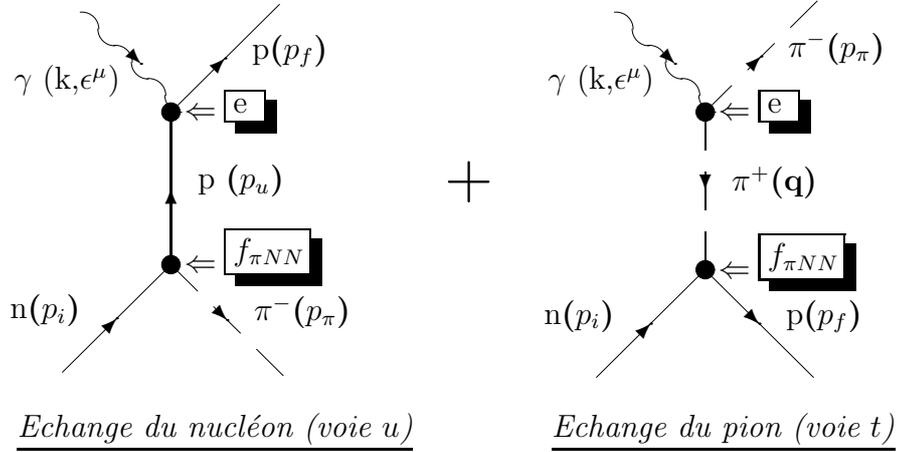


Figure 1.9: La somme des deux diagrammes est invariante de jauge pour la réaction $\gamma n \rightarrow p\pi^-$. Les diagrammes individuels ne le sont pas.

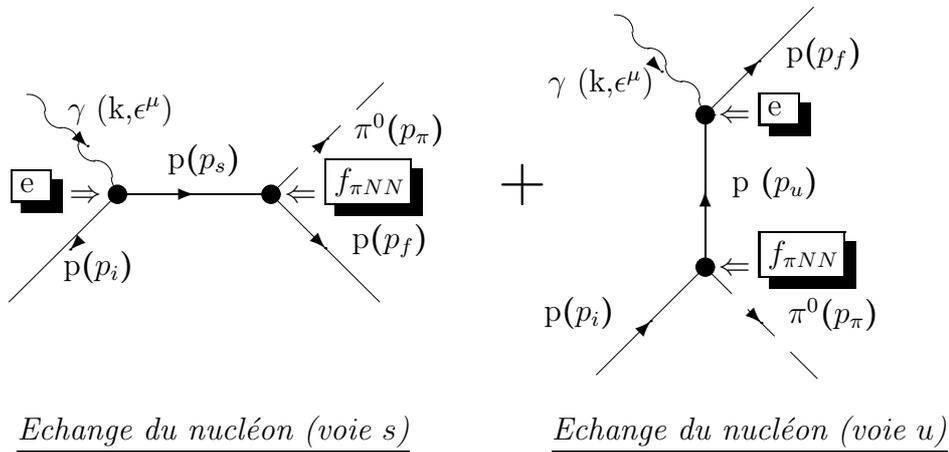


Figure 1.10: La somme des deux diagrammes est invariante de jauge pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Les diagrammes individuels ne le sont pas.

$$+ \frac{u - m_N^2}{s - m_N^2} \not{p}_\pi \gamma^5 (\not{p}_s + m_N) \gamma^\mu u(\vec{p}_i, s_i) \mathcal{P}_{Regge}^N \quad (1.38)$$

où nous avons pris un couplage *pseudo-vecteur* pour le vertex $\pi^0 pp$.

L'implémentation de l'invariance de jauge résulte ici aussi dans la présence d'un pic mais donc aux angles arrière cette fois-ci. Nous devons noter cependant, qu'à la différence de la photoproduction de pion chargé, un couplage *pseudo-scalaire* ne donnerait pas exactement le même résultat (quantitatif) car ici, un nucléon du vertex $\pi^0 pp$ est hors-couche (le proton échangé dans la voie u) tandis que dans le cas des pions chargés, les deux nucléons sont sur couche aux vertex $\pi^+ pn$ et $\pi^- np$ du diagramme d'échange du pion dans la voie t . Pratiquement, nous avons implémenté les deux types de couplage, mais nous verrons dans le prochain chapitre, lors de la présentation des résultats du modèle aux angles arrière, que cette région angulaire est moins bien comprise (quantitativement) que le domaine des angles avant (les données y sont bien plus rares et incertaines également) et il n'est pas très clair en fait quel rôle notre prescription d'invariance de jauge doit jouer exactement (nous sommes si loin des pôles des particules échangées). Tandis qu'aux angles avant, la proximité du pôle du pion de la région physique des processus que nous étudions, et, par conséquent, la quasi-équivalence des descriptions isobariques et "à la Regge" (à la dépendance en énergie près), peuvent nous donner confiance dans la prescription inspirée des modèles isobariques que nous adoptons. En définitive, nos résultats ne permettront pas vraiment de trancher en faveur de tel ou tel couplage pour la voie arrière, la différence d'effet étant relativement mineure entre les deux en tous cas. Nous reviendrons brièvement sur ce point dans la section (1.5.3.5).

Il semble donc que nous ayons finalement résolu deux problèmes simultanément : un problème purement théorique (l'invariance de jauge) et la présence dans la section efficace différentielle d'un pic fortement collimaté aux angles avant (sans ajout de paramètre libre!). Notre modèle sera donc bâti sur la prescription d'invariance de jauge que nous venons de décrire : inclusion/reggeisation du diagramme d'échange du nucléon dans la voie s avec celui de l'échange du pion dans la voie t .

A l'examen de la figure 1.11, nous voulons cependant essayer d'aller un petit peu plus loin : en effet, si notre prescription produit de façon remarquable un pic aux

angles avant extrêmes, il semble néanmoins que *quantitativement*, il y ait encore un désaccord. Y-aurait-il un mécanisme supplémentaire dont nous n'aurions pas tenu compte ?

Aussi, si l'on examine les données de réactions hadroniques dominées par l'échange de pions ($\pi N \rightarrow \pi N, \dots$), on observe également la présence de tels pics aux angles avant. Or, il n'y a pas de telles considérations d'invariance de jauge, considérations purement "électromagnétiques", pour ces processus. L'explication du pic doit alors provenir d'un autre mécanisme.

C'est pourquoi il est nécessaire de présenter dans la section suivante les notions d'*absorption* et de *rediffusion* qui peuvent aussi donner naissance à de tels pics dans les sections efficaces différentielles. Il s'agit de distinguer, dans le cas de la photoproduction, quel est le véritable mécanisme à l'origine des pics. Notre approche est originale et il s'agit de la comparer avec ce qui est jusqu'à présent communément admis dans la littérature : les pics sont attribués aux processus de rediffusion.

1.4.3 Absorption/Rediffusion

1.4.3.1 Le modèle d'absorption classique

D'un point de vue physique, l'idée est ici de tenir compte des forts effets absorptifs de la rediffusion élastique dans les états initiaux et finaux. Il est difficile de formuler quantitativement cet effet et la prescription la plus communément utilisée consiste à considérer le terme d'échange de pôle comme le premier ordre d'une théorie des champs (terme de Born) et les termes de rediffusion comme des termes d'ordre supérieur. La fig. 1.12 illustre le processus où l'amplitude totale est maintenant donnée par la somme du diagramme d'échange du simple pôle de Regge (\mathbb{R}) et des diagrammes de rediffusion, où la rediffusion élastique est représentée par l'échange de la trajectoire du Poméron (\mathbb{P}).

Pour formuler plus précisément le modèle, on utilise la méthode dite des ondes couplées (*Distorted- Wave-Born-Approximation*) où l'amplitude du terme d'échange du pôle de Regge dans l'onde partielle ℓ \mathcal{M}_ℓ^{Regge} (terme de Born) est déphasée par les potentiels élastiques de l'état initial et final, ce qui se traduit par la formule de

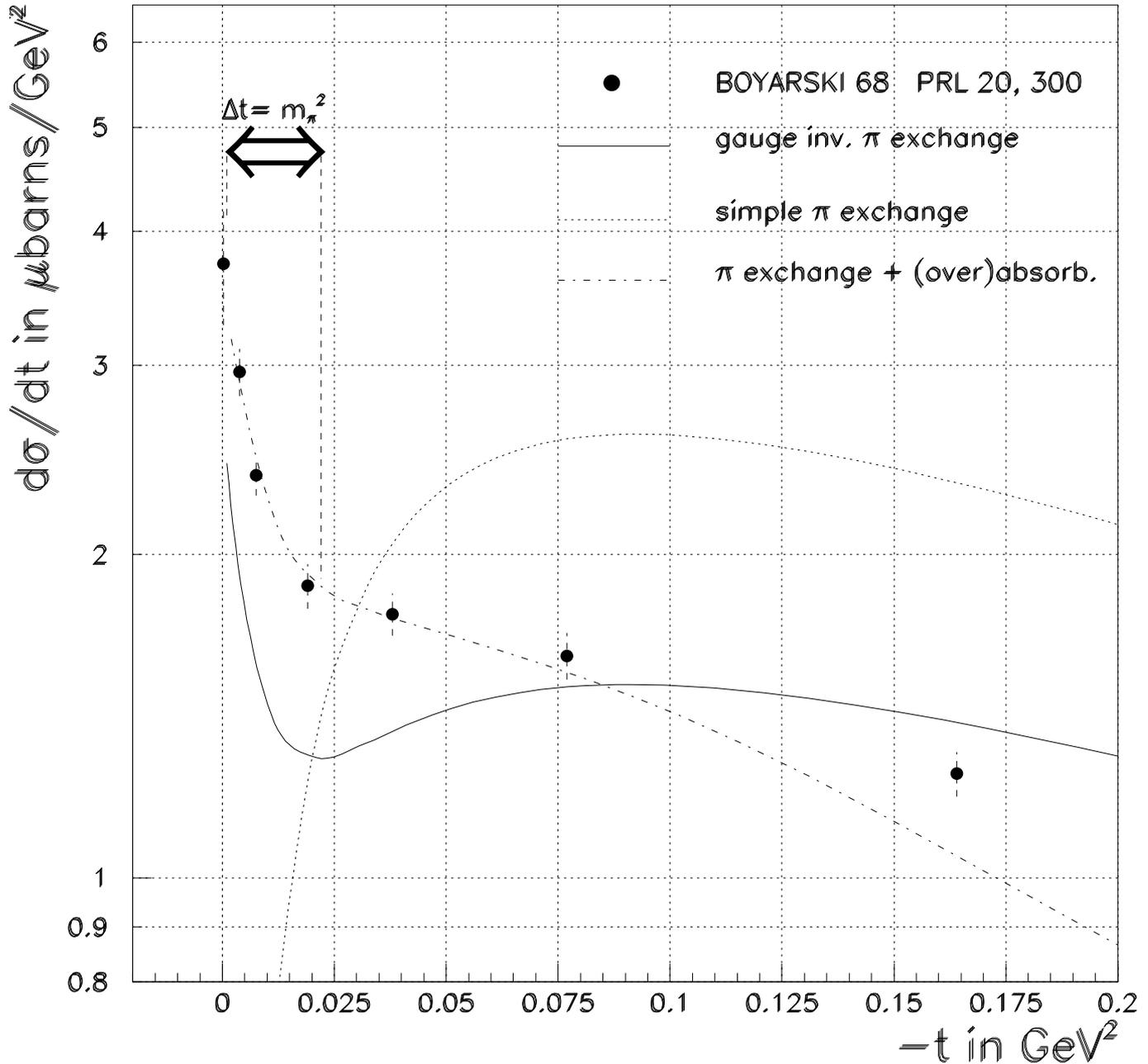


Figure 1.11: “Pic” aux angles avant extrêmes ($\Delta t \approx m_\pi^2$) de $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$. Nous comparons sur la figure un modèle basé sur le simple diagramme d’échange du pion (ligne pointillée), un modèle basé sur ce même diagramme mais (*sur*)absorbé-avec $C = 2.1$ - (ligne tiretée-pointillée) et enfin notre modèle basé sur l’invariance de jauge -diagramme d’échange du pion dans la voie t et diagramme d’échange du nucléon dans la voie s reggeisé- (ligne continue). L’effet de l’ajout du diagramme de la voie s reggeisé au diagramme de l’échange du pion dans la voie t est clair : production d’une remontée dans la région avant $\Delta t \approx m_\pi^2$.

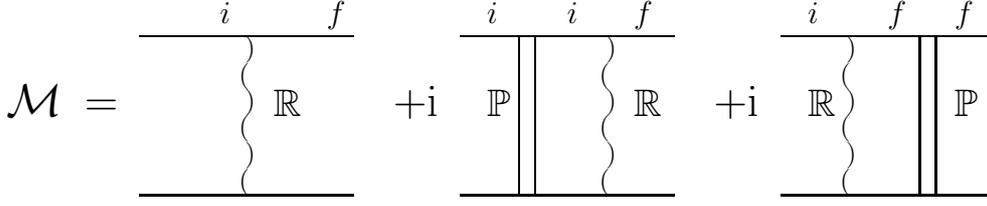


Figure 1.12: Le modèle d'absorption. i représente l'état initial, f l'état final.

Sopkovich :

$$\mathcal{M}_l^{i \rightarrow f} = (\mathcal{S}_l^{i \rightarrow i})^{\frac{1}{2}} \mathcal{M}_l^{Regge} (\mathcal{S}_l^{f \rightarrow f})^{\frac{1}{2}} \quad (1.39)$$

où :

- $\mathcal{M}_l^{i \rightarrow f}$ est l'amplitude d'onde partielle l pour la réaction $i \rightarrow f$,
- $\mathcal{S}_l^{i \rightarrow i(f \rightarrow f)} = 1 + 2i\rho^{i \rightarrow i(f \rightarrow f)} \mathcal{M}_l^{i \rightarrow i(f \rightarrow f)}$ avec $\mathcal{M}_l^{i \rightarrow i(f \rightarrow f)}$ l'amplitude de diffusion élastique dans l'état initial ($i \rightarrow i$) ou final ($f \rightarrow f$) dans l'onde partielle l et $\rho^{i \rightarrow i(f \rightarrow f)}$ des facteurs de normalisation.

Soit, en développant la racine carrée :

$$\mathcal{M}_l^{i \rightarrow f} = \mathcal{M}_l^{Regge} + i\rho^{i \rightarrow i} \mathcal{M}_l^{i \rightarrow i} \mathcal{M}_l^{Regge} + i\rho^{f \rightarrow f} \mathcal{M}_l^{Regge} \mathcal{M}_l^{f \rightarrow f} + \dots \quad (1.40)$$

où l'on reconnaît les termes correspondant aux diagrammes de plus bas ordre de la figure. 1.12. Pratiquement, nous nous limiterons toujours à l'ordre deux. Pour donner une idée des effets qualitatifs de ces corrections, nous faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- On ne tient pas compte du spin des particules externes,
- On suppose que la diffusion élastique est identique dans les états initiaux et finaux : $\mathcal{S}_l^{i \rightarrow i} = \mathcal{S}_l^{f \rightarrow f}$,
- On suppose que l'amplitude de diffusion élastique est imaginaire pure et correspond à un pic de diffraction exponentiel en t : $\mathcal{M}^{i \rightarrow i} = i\mathcal{B}e^{\mathcal{A}t}$ avec \mathcal{B} et \mathcal{A} des constantes réelles directement reliées à la section efficace totale et de la pente du pic de diffraction du processus élastique $i \rightarrow i$.

Cette dernière hypothèse implique que $\mathcal{M}_i^{i \rightarrow i} = i \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}_s} e^{-\frac{i^2}{\mathcal{A}_s}}$ (A) et l'expression 1.40 se réduit donc à :

$$\mathcal{M}_{i \rightarrow f}^l = \mathcal{M}_{p\acute{o}le}^l \times (1 - \mathcal{C} e^{-\frac{i^2}{\mathcal{A}_s}}) \quad (1.41)$$

où $\mathcal{C} = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi\mathcal{A}}$ (avec σ_{tot} la section efficace totale de réaction) représente la force de l'absorption ($\mathcal{C} \leq 1$). Nous donnons dans l'appendice (A) une dérivation détaillée de ces calculs et une justification des hypothèses précédentes.

Nous observons d'abord, au vu de la formule 1.41, que la correction de rediffusion se soustrait toujours du pôle de Regge et interfère donc de façon destructive. En effet, puisque la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique à l'avant est proportionnelle à la section efficace totale (théorème optique) qui représente la probabilité de diffusion de l'état initial vers tous les états finaux possibles, on comprend que les diagrammes avec rediffusion élastique correspondent physiquement à la perte ou l'absorption de flux entrant dans des canaux finaux autres que celui considéré (un canal final particulier ne représente qu'une faible partie d'une section efficace totale inélastique).

En particulier, l'effet est de fortement absorber les basses ondes partielles du terme d'échange de pôle de Regge au profit des hautes ondes partielles (pour un coefficient $\mathcal{C}=1$, les ondes s sont totalement absorbées). Il y a donc réduction en valeur absolue du terme de Born et modification de sa distribution angulaire, en particulier une forte collimation dans la direction de l'avant. On peut comprendre intuitivement cet effet en réalisant que les basses ondes partielles correspondent à des collisions avec un petit paramètre d'impact (classiquement, $\vec{l} = \vec{r} \wedge \vec{p}$) qui ont sensiblement plus de chance d'engendrer des diffusions dures avec d'autres états finaux concurrents plus complexes que celui considéré.

Dans le cas particulier de la photoproduction de pion, on peut comprendre aisément comment ces considérations d'absorption peuvent supprimer le zéro à l'avant prédit par l'échange simple d'un pôle de Regge. Ce zéro est en effet le résultat d'une compensation entre toutes les ondes partielles et si l'on en absorbe certaines, cette compensation n'aura plus lieu. Très qualitativement, si on se rappelle que la

contribution de l'échange du pion à l'avant a la forme :

$$\mathcal{M} = \frac{t}{t - m_\pi^2} = 1 + \frac{m_\pi^2}{t - m_\pi^2} \quad (1.42)$$

on voit qu'en prenant un cas limite de forte absorption où les ondes s (principalement données par la constante) sont totalement supprimées, l'amplitude modifiée prend la forme :

$$\mathcal{M} = \frac{m_\pi^2}{t - m_\pi^2} \quad (1.43)$$

qui transforme un creux en un pic étroit.

Plus fondamentalement, l'introduction des diagrammes de rediffusion est une manière de tenir compte des autres singularités dans le plan du moment angulaire complexe. Le terme de Born dans fig. 1.12 représente un *pôle* alors que le second est une superposition de deux pôles qui est une manière conventionnelle d'obtenir une *coupure* (une continuité de pôles en fait). Est-il raisonnable de penser que les pôles de Regge sont les seules singularités du plan complexe ? Cet aspect plus théorique permet aussi de justifier que nous ne faisons pas de double comptage (le traitement à la Regge ne tient-il pas déjà compte des effets d'absorption ?) car la structure mathématique des rediffusions est fondamentalement différente de celle des diffusions.

En définitive, de par son fondement théorique et ses effets phénoménologiques, le concept d'absorption est un ingrédient supplémentaire qui, de façon générale et qualitative, aide à résoudre nombre de problèmes que rencontre l'échange de pôles de Regge simple (outre les processus d'échange de pion, les problèmes mentionnés plus haut : polarisations, cross-over, échanges exotiques,... Les coefficients \mathcal{C} et \mathcal{A} des diagrammes de rediffusion sont relativement contraints (reliés à la section efficace totale et à la pente du pic de diffraction du processus élastique) et permettent d'estimer le poids relatif du pôle et de la coupure.

Pour une revue générale, nous rappelons [Sto84] et [Irv77], et pour un modèle particulier (modèle "Argonne" [Arn67] et [Arn68]).

1.4.4 Surabsorption

Certains modèles sont allés encore un peu plus loin dans ces effets d'absorption. Surtout motivés par des considérations d'ordre phénoménologique, ils s'appuient sur le fait qu'il y a un effet physique important qui a été ignoré jusqu'à présent dans la dérivation du modèle d'absorption : la contribution d'états inélastiques intermédiaires au processus de rediffusion (diffraction inélastique). Sur la figure 1.12, ce phénomène se traduirait par la présence d'états intermédiaires " i^* " et " f^* " pour les diagrammes de rediffusion, en fait n'importe quel état qui peut être atteint à partir de i ou f par échange de Poméron (par exemple, les résonances situées sur la trajectoire de i ou f).

Une manière simple de simuler cet effet supplémentaire est d'augmenter l'absorption et de "permettre" $\mathcal{C} > 1$. Cette prescription a été développée par *Henry et al.* [Hen69] et *Ross et al.* [Ros70] qui font l'hypothèse que la contribution à la rediffusion de tous ces états intermédiaires "excités" est de la même forme que celle de la rediffusion élastique et que l'effet est constructif. Il est difficile d'estimer quantitativement une telle contribution et l'inconvénient (ou l'avantage) de cette "surabsorption" est que le coefficient \mathcal{C} auquel la phénoménologie est assez sensible devient maintenant un paramètre libre qui peut varier d'une réaction à l'autre. L'ordre de grandeur estimé par *Henry et al.* est $\mathcal{C} \approx 2$ et c'est effectivement la valeur autour de laquelle tourne la plupart de leur fit de réactions aussi bien hadroniques qu'électromagnétiques.

Dans cette approche, la photoproduction de pion (chargé) est particulière dans le sens où, les modèles avec des processus de conspiration étant écartés, aucune combinaison de pôles de Regge ne peut contribuer dans la direction avant et la magnitude du pic avant observé constitue par conséquent une indication directe de la force de la coupure. Nous avons implémenté une telle prescription de surabsorption dans le cadre de notre modèle (sans l'implémentation de l'invariance de jauge décrite dans la section précédente) et observons que pour obtenir la courbe de la fig. 1.11 reproduisant les données tout à fait correctement, nous devons effectivement utiliser un coefficient $\mathcal{C} = 2.1$. Dans le cas de la photoproduction de pion chargé, il est donc nécessaire, si on ne tient pas compte du mécanisme d'invariance de jauge, de re-

courir à un mécanisme de *surabsorption* pour expliquer les données. Les principaux modèles existants combinant Regge et l'absorption diffèrent essentiellement par les trajectoires intervenant et leur schéma de dégénérescence mais demandent effectivement tous de forts coefficients d'absorption et des valeurs pour \mathcal{C} qui vont même jusqu'à 3.5, qui sont difficiles à interpréter physiquement car ils correspondent à un renversement du signe des basses ondes partielles (à cause du coefficient $\mathcal{C} > 1$).

1.4.5 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons envisagé deux corrections au simple modèle d'échange de pôles de Regge : l'implémentation de l'invariance de jauge et la notion d'absorption (nous ne distinguons plus entre l'absorption "faible" et la surabsorption, les deux ne différant pratiquement que par la valeur du coefficient \mathcal{C} supérieur ou non à un). D'un point de vue phénoménologique, les deux mécanismes produisent un pic aux angles avant extrêmes dans la section efficace différentielle de photoproduction de pion chargé. Si la prescription d'absorption donne un résultat quantitatif (fig. 1.11) excellent et meilleur que la prescription d'invariance de jauge, c'est simplement qu'elle contient un paramètre libre ajusté pour reproduire les données, le coefficient \mathcal{C} (=2.1), ce qui n'est pas le cas, répétons-le, pour la prescription d'invariance de jauge. Le simple accord quantitatif avec les données expérimentales ne saurait être bien évidemment un critère de sélection.

D'un point de vue théorique, il doit aussi être clair que l'implémentation de l'invariance de jauge est bien plus fondamentale et que nous ne saurions nous en passer. En fait, nous verrons, lors de la discussion des résultats et la comparaison aux observables dans le prochain chapitre (1.5), que nous pourrions trancher de façon claire et nette (si besoin encore était) en faveur de la prescription d'invariance de jauge comme principal effet à l'origine du pic grâce à l'observable de polarisation d'asymétrie de photon Σ pour laquelle les deux prescriptions donnent deux résultats radicalement opposés.

Nous établissons donc ici que les effets d'absorption ne constituent pas la cause principale et unique du pic à l'avant comme il est communément admis jusqu'à présent dans la littérature. Cependant, cela ne veut pas dire qu'ils ne sont pas

présents. En effet, comment expliquer le désaccord quantitatif dans la région du pic apparent sur la figure 1.11 entre les données et notre modèle basé sur l'invariance de jauge (d'un facteur 2 environ) ? N'y aurait-il pas de la "place" pour des effets d'absorption tout de même ? Il peut alors venir l'idée séduisante de combiner les deux effets d'invariance de jauge et d'absorption : on peut espérer "compléter" le pic des angles avant produit par la prescription d'invariance de jauge par les processus d'absorption. En fait, si l'idée est attirante, nous ne chercherons cependant pas à aller plus loin dans cette direction. D'une part, d'un point de vue pratique, il n'est pas clair que la prescription d'absorption qui consiste à absorber les basses ondes partielles d'une amplitude soit adaptée et compatible avec notre prescription d'invariance de jauge : notre amplitude d'échange du pion consiste en effet maintenant de l'échange du pion dans la voie t et de celui du nucléon dans la voie s . Or, ce dernier ne peut contribuer qu'à l'onde partielle $\ell = 1$, une onde partielle basse, pratiquement complètement absorbée autrement dit ! Nous perdrons le bénéfice de l'apport de ce diagramme (pour l'invariance de jauge, l'asymétrie de photon,...). La prescription d'absorption que nous adoptons a-t-elle simplement un sens pour des diagrammes de voie s , de formation de résonances ? Peut-on définir un paramètre d'impact (qui est la base du modèle d'absorption) dans ce cas là ?

D'autre part, d'un point de vue théorique, il faudrait aussi avancer un nouveau concept : celui d'une absorption limitée à des très bas transferts, dans la région du pic, puisqu'il y a désaccord juste dans cette région. Ceci n'est pas spécialement irréaliste (l'interaction dans l'état final diminuerait avec le transfert), mais comment quantifier cet effet ? Introduire une dépendance en t de l'absorption impliquerait un nouveau paramètre libre.

Il est clair que chercher à aller dans cette voie introduit plus de questions et d'incertitudes que de réponses. En l'absence d'une compréhension exacte des processus de rediffusion, nous pouvons certainement nous satisfaire de notre modèle relativement simple basé sur l'échange de pôles et l'invariance de jauge, malgré le léger désaccord quantitatif aux très bas transferts $|t| \lesssim .1 \text{ GeV}^2$.

Avant de finir ce chapitre, un autre point mérite d'être abordé : qu'en est-il dans le domaine des réactions *hadroniques* ? On observe en effet que les réactions

hadroniques dominées par l'échange du pion exhibent également un pic tout à fait similaire aux angles avant extrêmes. Or, les considérations d'invariance de jauge n'interviennent pas ici. Pour ces réactions, seuls les processus d'absorption pourraient expliquer les pics observés ? Cependant, on peut aussi faire intervenir des diagrammes de voie s (non-résonants pour ne pas violer la dualité, voir (2.2.3)), par exemple l'échange du proton dans la voie s pour $\pi N \rightarrow \pi N$, la formation du deutérium (état lié) pour $pn \rightarrow pn$. Ces diagrammes devraient produire un effet similaire sur la section efficace différentielle, à savoir une remontée aux angles avant extrêmes. Ces considérations sur les réactions hadroniques dépassent le cadre de cette thèse mais méritent cependant clairement une étude plus approfondie afin de mieux comprendre le rôle profond que semblent jouer ces diagrammes de voie s (quelle que soit leur origine, invariance de jauge, état lié,...) dans les mécanismes de réaction.

En tous cas, la conclusion de ce chapitre doit être simple : l'“invariance de jauge” est le principal effet à l'origine du pic aux angles avant dans la photoproduction de pion. Les effets de rediffusion peuvent être présents mais ne sauraient être dominants (en particulier, encore une fois, ils ne peuvent expliquer l'observable d'asymétrie de photon -prochain chapitre- à eux seuls).

1.5 Résultats/Discussion

1.5.1 Introduction

Nous comparons maintenant aux données les résultats obtenus par notre modèle pour les quatre réactions de photoproduction de pion sur le nucléon $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, $\gamma n \rightarrow p\pi^-$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ et $\gamma n \rightarrow n\pi^0$. Nous passons en revue toutes les observables qui ont été mesurées pour chaque réaction ; le tableau 1.1 de la section (1.1) résume l'ensemble des données disponibles.

Chaque canal présente des caractéristiques propres et nous décrivons les considérations qui nous ont amené à faire tel ou tel choix quand une ambiguïté se présente. Nous rappelons que les principaux paramètres de ce modèle sont les constantes de couplage aux vertex de la trajectoire échangée et des particules externes. Dans le cas de la photoproduction de pion, la plupart de ces couplages sont bien établis ou, tout au moins, fortement contraints. Nous avons aussi vu que les trajectoires des particules sont *globalement* linéaires. Evidemment, le plot *détaillé* des masses des particules d'une même trajectoire en fonction de leur spin (plot de *Chew-Frautschi*) révèle que l'alignement n'est pas *parfait*. Il existe diverses paramétrisations d'une même trajectoire dans la littérature et il y a donc un léger degré de liberté dans le choix des coefficients linéaires d'une trajectoire. L'influence de ce choix sur les observables est souvent minime en tous cas, mais nous indiquerons donc la paramétrisation des trajectoires adoptée.

Le souci de cohérence et de consistance entre les diverses observables et canaux que nous allons étudier impose de sévères contraintes. Il est hautement non-trivial de concilier un si vaste corps de données où des mêmes trajectoires ou couplages doivent contribuer à différents canaux.

Nous divisons notre revue par canaux de réactions et par angles avant et arrière. Une très bonne revue sur la photoproduction de pion et la comparaison de modèles pour toutes les données que nous allons considérer est fournie par *Storrow* [Sto78].

1.5.2 voie t

1.5.2.1 $\gamma p \rightarrow n\pi^+$

La figure 1.13 présente la section efficace différentielle avant $\frac{d\sigma}{dt}$ pour les quatre énergies de photon $E_\gamma = 5, 8, 11, 16$ GeV. Les trajectoires dominantes qu'il est possible d'échanger sont celles du π et du ρ au regard de leur intercept.

Il n'y a pas de creux dans la section efficace différentielle aussi loin que vont les données et nous choisissons naturellement des trajectoires dégénérées. La normalisation des amplitudes est donnée par les constantes de couplage comme convenu.

Nous rappelons la valeur bien établie de la constante $\frac{f_{\pi NN}^2}{m_\pi} = .08$. Pour le ρ , comme nous l'avons vu dans la section (1.3.1), nous avons en principe le choix entre un ρ "fort" et un ρ "faible". Un ρ fort semble ici indispensable pour expliquer la hauteur de la section efficace. Nous adoptons les valeurs données par [Mac87] :

$$\frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = .92 \quad (1.44)$$

$$\kappa_\rho = 6.1 \quad (1.45)$$

Les équations des trajectoires du pion et du ρ sont données par (1.46a) et (1.46b) et sont désormais fixées pour les autres canaux auxquels elles peuvent contribuer :

$$\alpha_\pi(t) = .7(t - m_\pi^2) \quad (1.46a)$$

$$\alpha_\rho(t) = .55 + .8t \quad (1.46b)$$

La dépendance en énergie de la section efficace est clairement convenablement reproduite (figure 1.13) : expérimentalement, elle est proportionnelle à E_γ^{-2} , une dépendance commune à tous les processus de photoproduction à l'avant à ces énergies. Nous avons vu que la dépendance en énergie de la section efficace différentielle dans le cadre d'un modèle de Regge est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto s^{2\alpha(0)-2} \quad (1.47)$$

Un intercept de l'ordre de 0 est par conséquent adéquat. Et, effectivement, l'échange de la trajectoire du pion (d'intercept proche de zéro) constitue la principale contribution à la section efficace à bas transfert. Ceci est dû à la forte contribution du terme

d'échange du nucléon dans la voie s qui, comme nous l'avons vu précédemment, est indissociable du graphe d'échange du pion et qui produit le fort pic avant. C'est un résultat qu'on retrouve dans les modèles d'échange de pôles simples (par opposition à l'échange de trajectoires).

Le ρ devient dominant à grand transfert et plus important au fur et à mesure que l'énergie croît. Son intercept élevé (.55 comparé à -.14 pour le pion) explique simplement ce phénomène.

La caractéristique essentielle de la section efficace différentielle est la présence d'un pic aux angles avant extrêmes. Comme il a été discuté dans la section (1.4), l'invariance de jauge fournit une explication et une description simple de ce pic. La plupart des modèles dans la littérature attribue ce pic à un fort phénomène d'absorption. Or, l'observable de polarisation d'asymétrie de photon Σ de la fig. 1.14 privilégie nettement l'explication en terme d'invariance de jauge : l'asymétrie Σ est clairement de l'ordre de 1 aux angles avant extrêmes. Or, l'échange du pion simple ne contribue qu'à σ_{\parallel} car $\mathcal{V}_{\gamma\pi\pi} \propto 2\epsilon \cdot (p_{\pi} - k) \propto \epsilon_x \cdot (p_{\pi})_x$. Le ρ ne contribuant pas aux très bas transferts, l'échange du pion simple ne peut expliquer l'asymétrie Σ . L'absorption (faible ou forte) ne change pas la structure d'un vertex et ne modifie pas ce raisonnement. Par contre, le terme électrique d'échange du nucléon dans la voie s contribue de façon égale à σ_{\parallel} et σ_{\perp} et fournit par interférence avec le terme d'échange du pion une asymétrie de 1 aux angles avant. Nous avons ici une explication simple de l'asymétrie en même temps que du pic avant.

On peut maintenant comprendre le comportement général de l'asymétrie : la montée abrupte vers 1 provient du terme d'échange du pion *invariant de jauge* qui chute ensuite aussi rapidement que le pic avant de la section efficace différentielle. A plus grands transferts, le ρ qui contribue essentiellement à σ_{\perp} aux angles avant, devient dominant et redresse l'asymétrie.

De façon générale, une trajectoire de *parité naturelle* (ρ, ω, \dots) contribue principalement à σ_{\perp} . Inversement, une trajectoire de *parité non-naturelle* contribue essentiellement à σ_{\parallel} . Nous rappelons les notions de *parité naturelle* dans l'appendice E.

Nous présentons sur la figure 1.15 l'asymétrie de cible T . Trois remarques peuvent être faites quant à cette observable.

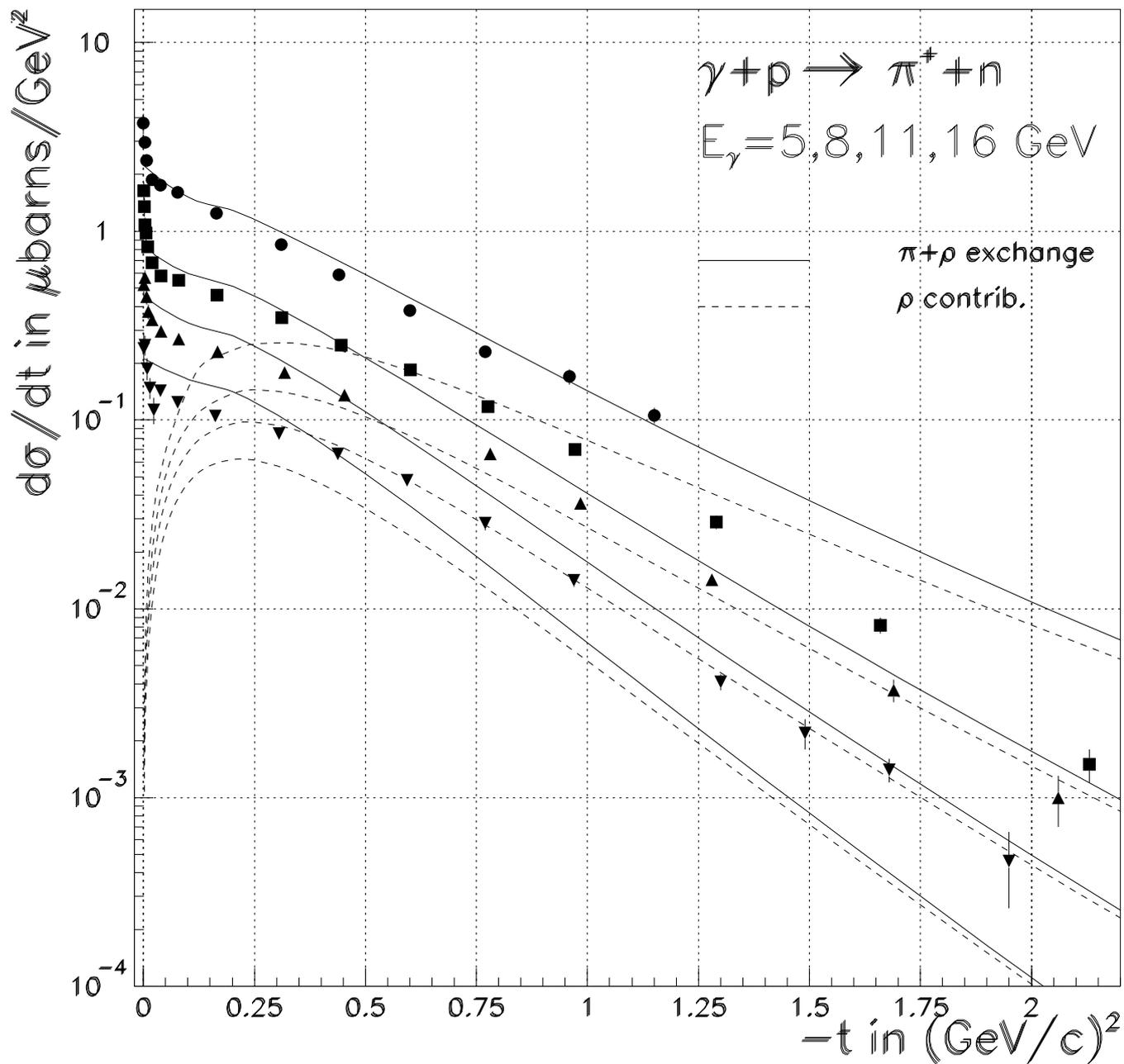
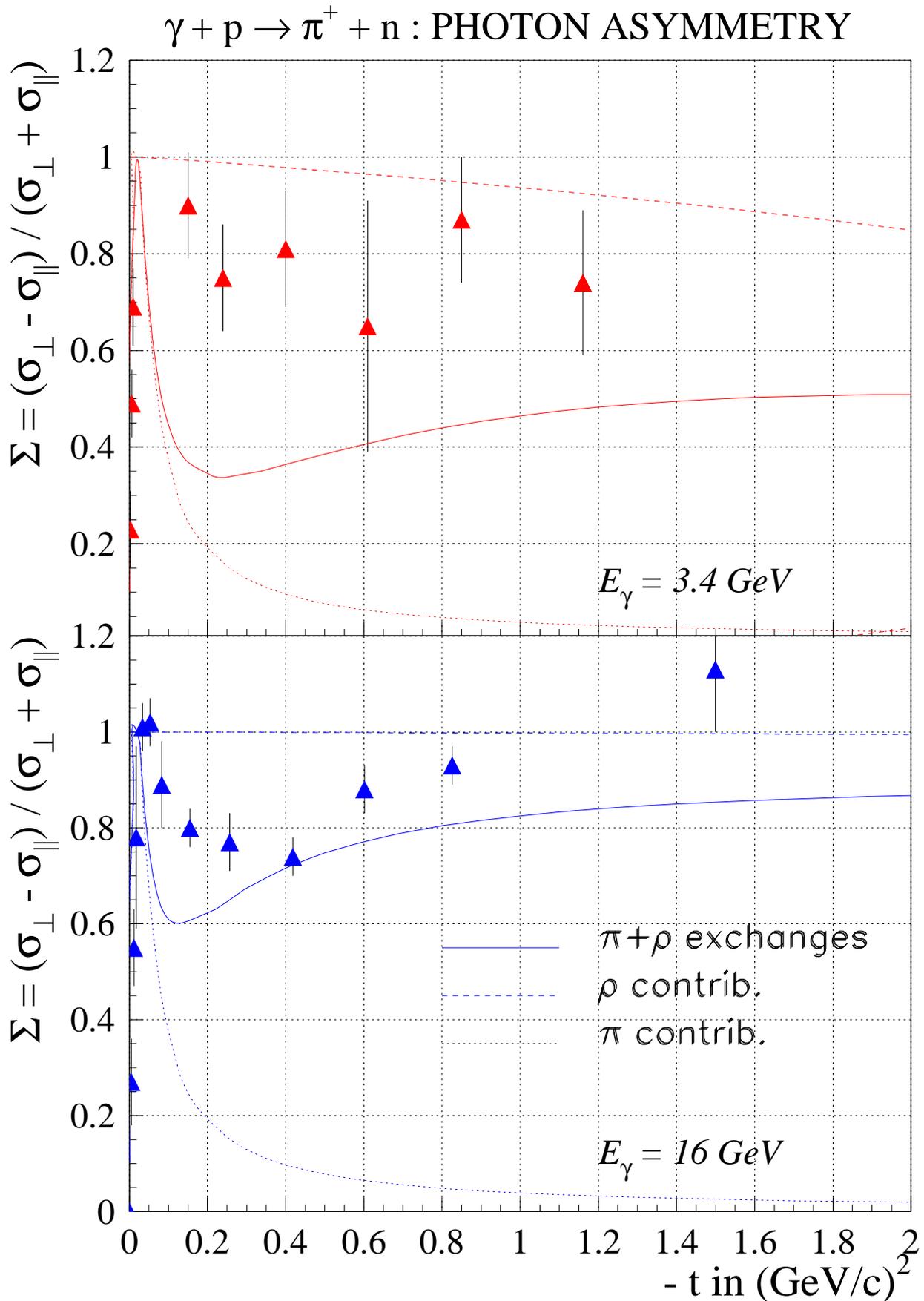
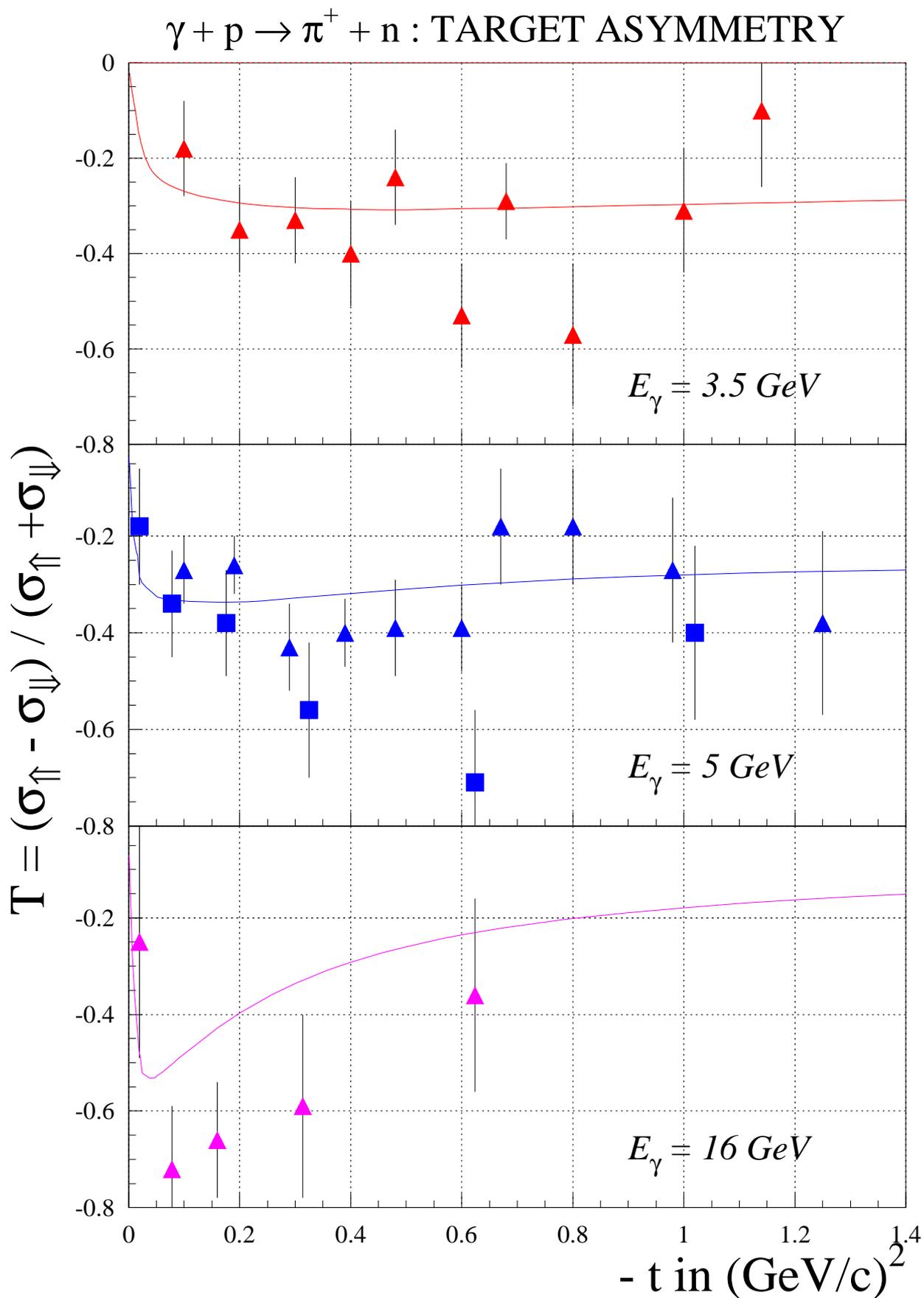


Figure 1.13: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 5, 8, 11, 16 \text{ GeV}$.

Figure 1.14: Asymétrie de photon pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$.

Figure 1.15: Asymétrie de cible pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$.

Premièrement, le fait que l'asymétrie T n'est pas nulle nous confirme (si besoin était) qu'il y a bien au moins deux trajectoires qui contribuent à notre processus. En effet, la polarisation est toujours due à un terme d'interférence : elle est donc nulle lorsque les amplitudes de spin $\langle s_f | \mathcal{M} | s_i \rangle$ sont en phase. Or le calcul d'un simple diagramme de Feynman ne produit pas d'asymétrie et la phase introduite par le terme de signature du propagateur de Regge $1 \pm \zeta e^{-i\pi\alpha(t)}$ n'introduit qu'une phase commune à toutes les amplitudes de spin. Il faut donc échanger au moins deux diagrammes, soit deux trajectoires, en l'occurrence celle du π et du ρ pour produire une polarisation. C'est une caractéristique commune avec les modèles isobariques.

En second lieu, il y a ici encore évidence de la présence du terme d'échange du nucléon dans la voie s . L'interférence du terme d'échange du ρ avec le terme de simple échange de pion *non-invariant de jauge* ne produit qu'une asymétrie T de faible magnitude. L'importance de la valeur de l'asymétrie T provient de l'interférence entre le ρ et le pion *invariant de jauge*.

En dernier lieu, le signe négatif de l'asymétrie T reflète directement les signes (bien déterminés par ailleurs) des couplages du ρ par rapport au π .

En guise de conclusion de cette section consacrée à $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, il ressort clairement de cette étude que les observables de polarisation sont des outils très sensibles et des indices fondamentaux pour pouvoir identifier les mécanismes exacts gouvernant une réaction.

1.5.2.2 $\gamma n \rightarrow p\pi^-$

Les données relatives à la photoproduction de pion de charge négative se présentent sous la forme de deux observables :

- Le rapport \mathcal{R} des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma(\gamma n \rightarrow p\pi^-)}{d\sigma(\gamma p \rightarrow n\pi^+)}$
- L'asymétrie de photon Σ

Nous présentons sur la figure 1.16 le rapport expérimental \mathcal{R} qui se distingue par une forte courbure à bas transfert ($\mathcal{R} \lesssim .3$ à $t \approx -.3 \text{ GeV}^2$) suivie d'une lente remontée vers .5. Cette observable constitue souvent un défi et est difficile à expliquer dans de nombreux modèles. En effet, en principe, les ingrédients sont les mêmes que pour

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$, à l'exception du coefficient d'isospin du diagramme d'échange du pion qui change de signe. Il n'y a par conséquent aucun degré de liberté supplémentaire et tout modèle expliquant $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ doit simultanément décrire $\gamma n \rightarrow p\pi^-$.

Cependant, on s'aperçoit rapidement que le simple changement de signe de la contribution du π ne suffit pas à expliquer une telle amplitude du rapport \mathcal{R} : l'effet d'interférence sur les sections efficaces différentielles est beaucoup trop faible (fig. 1.16). Il doit donc y avoir un autre effet subtil entrant en compte. Et la phénoménologie de Regge fournit ici une explication naturelle et unique pour ce phénomène. Nous exposons l'argument ci-dessous.

Nous avons vu que les trajectoires de Regge relient des particules de mêmes nombres quantiques : B (nombre baryonique), Q (charge), S (étrangeté), I (isospin), P (parité), G (G-parité),... et de spins espacés de deux en deux, pairs ou impairs (pour les mésons) selon la signature $\zeta = \pm 1$ de la trajectoire. On remarque sur les plots de *Chew-frautschi* que les trajectoires apparaissent en fait souvent en paires qu'on appelle *dégénérées d'échange*. Ainsi, les trajectoires du ρ ($\zeta = +$) et du A_2 ($\zeta = -$) par exemple, apparaissent plutôt comme une unique trajectoire *dégénérée* avec les nombres quantiques $B=0, S=0, I=1$ et $P=(-)^J, G=(-)^{J+1}$ où J est le spin de la particule sur la trajectoire. Identiquement pour les trajectoires du pion et du B avec $P=(-)^{J+1}, G=(-)^J$. Ceci s'appelle un schéma de dégénérescence *faible*. Si en plus, les résidus des trajectoires sont égaux ($\beta_{\zeta=+}(t) = \beta_{\zeta=-}(t) = \beta(t)$), on a une dégénérescence *forte* et on obtient alors une unique amplitude de réaction proportionnelle à :

$$\beta(t)[(e^{-i\pi\alpha(t)} + 1) \pm (e^{-i\pi\alpha(t)} - 1)] = 2\beta(t) \begin{cases} 1 \\ e^{-i\pi\alpha(t)} \end{cases} \quad (1.48)$$

Il y a donc a priori deux manières de dégénérer une trajectoire. Dans l'équation (1.48), la première solution est purement réelle alors que la seconde a une phase dite *tournante*. Nous allons voir que la *G-parité* va imposer des contraintes sur ce choix. Nous rappelons dans l'annexe E les définitions et les notions de base concernant la *G-parité*.

Les considérations de *G-parité* imposent que :

- Le ρ a *G-parité* +, il va donc coupler similairement aux vertex $\gamma\pi^+\rho^-$ et $\gamma\pi^-\rho^+$.

- Le A_2 a G -parité $-$, il y a donc un signe (-) relatif entre les couplages $\gamma\pi^+A_2^-$ et $\gamma\pi^-A_2^+$.
- Le π a G -parité $-$, il va donc coupler avec un signe (-) relatif aux vertex $\gamma\pi^+\pi^-$ et $\gamma\pi^-\pi^+$.
- Le B a G -parité $+$, il va donc coupler similairement aux vertex $\gamma\pi^+B^-$ et $\gamma\pi^-B^+$.

Or, la différence entre $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ est précisément l'échange d'un π^+ dans un cas et d'un π^- dans l'autre. On voit tout de suite la conclusion pour le choix de dégénérescence des trajectoires $\pi - B$ et $\rho - A_2$ qu'on résume dans une notation évidente :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \propto |(\pi + B) + (\rho + A_2)|^2 \quad (1.49a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) \propto |(\pi - B) + (\rho - A_2)|^2 \quad (1.49b)$$

Ou :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \propto |\beta_\pi(t)e^{-i\pi\alpha_\pi(t)} + \beta_\rho(t)e^{-i\pi\alpha_\rho(t)}|^2 \quad (1.50a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) \propto |\beta_\pi(t) \times 1 + \beta_\rho(t) \times 1|^2 \quad (1.50b)$$

Les considérations de G -parité qui relie les deux réactions $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ imposent donc des phases différentes pour les trajectoires du pion et du ρ dans les deux processus. Le résultat sur le rapport \mathcal{R} est frappant (fig. 1.16). et constitue un remarquable succès pour le modèle. C'est un résultat difficile à reproduire dans le cadre de modèles isobariques ou d'échanges de simples particules. La puissance de la théorie de Regge provient en fait de la manière économique dont elle tient compte des échanges des particules *lourdes*. L'exemple est frappant ici, où ce sont en fait les mésons lourds B et A_2 qui produisent l'effet que nous venons de décrire. En les négligeant, on ne peut pas expliquer l'amplitude du rapport \mathcal{R} et la théorie de Regge fournit un moyen simple d'inclure leur contribution sans ajout de paramètre libre (constante(s) de couplage ou autres) supplémentaire.

L'asymétrie de photon Σ est en tous points similaire à celle de $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et les mêmes causes expliquent les mêmes effets.

$$\mathcal{R} = \frac{d\sigma(\gamma+n \rightarrow \pi^-+p)/dt}{d\sigma(\gamma+p \rightarrow \pi^++n)/dt}$$

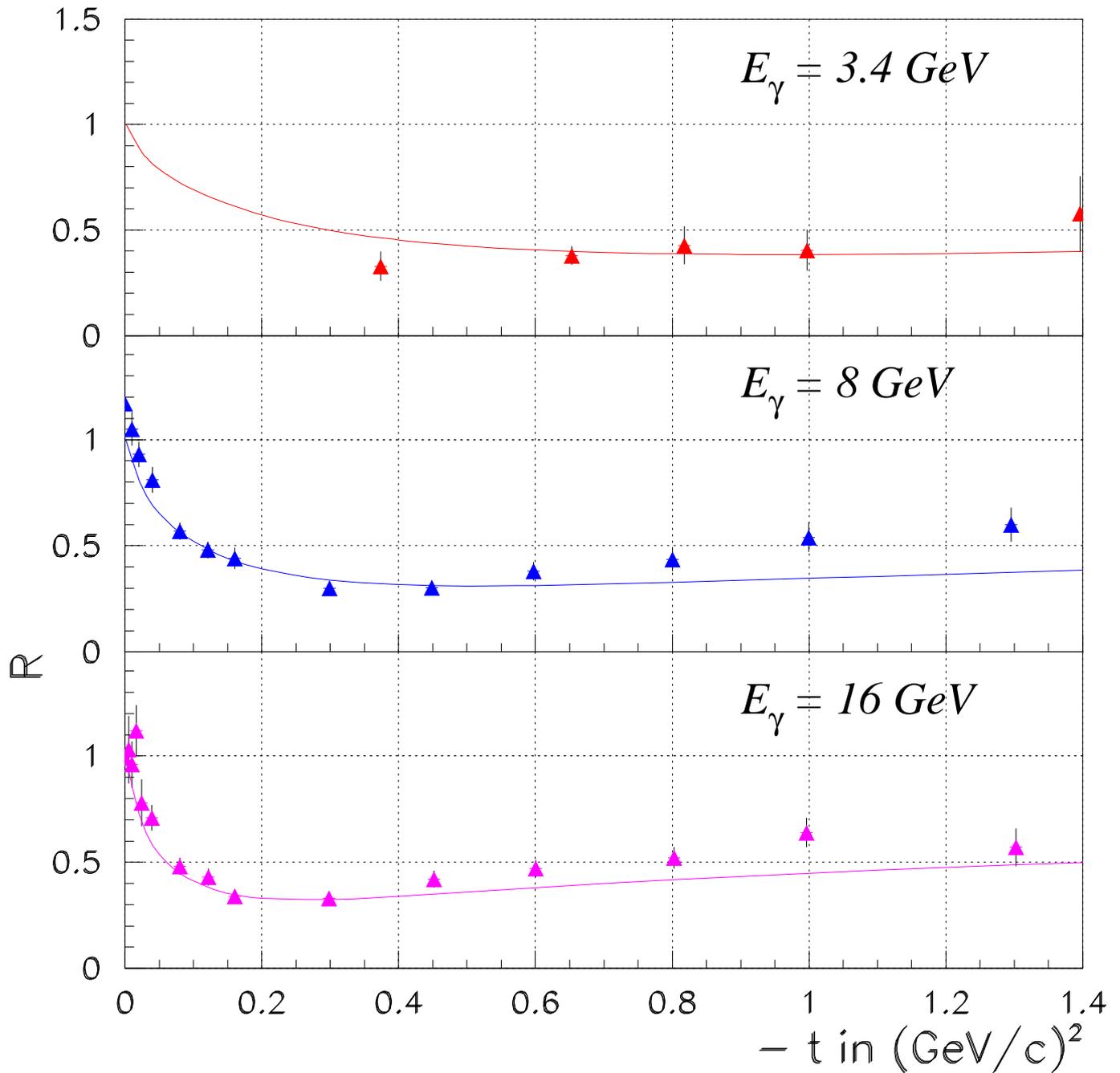


Figure 1.16: Rapport \mathcal{R} des sections efficaces différentielles : $\frac{d\sigma(\gamma n \rightarrow p \pi^-)}{d\sigma(\gamma p \rightarrow n \pi^+)}$. Les données sont tirées de [Bar67] (3.4 GeV) et [Boy68b] (8 et 16 GeV).

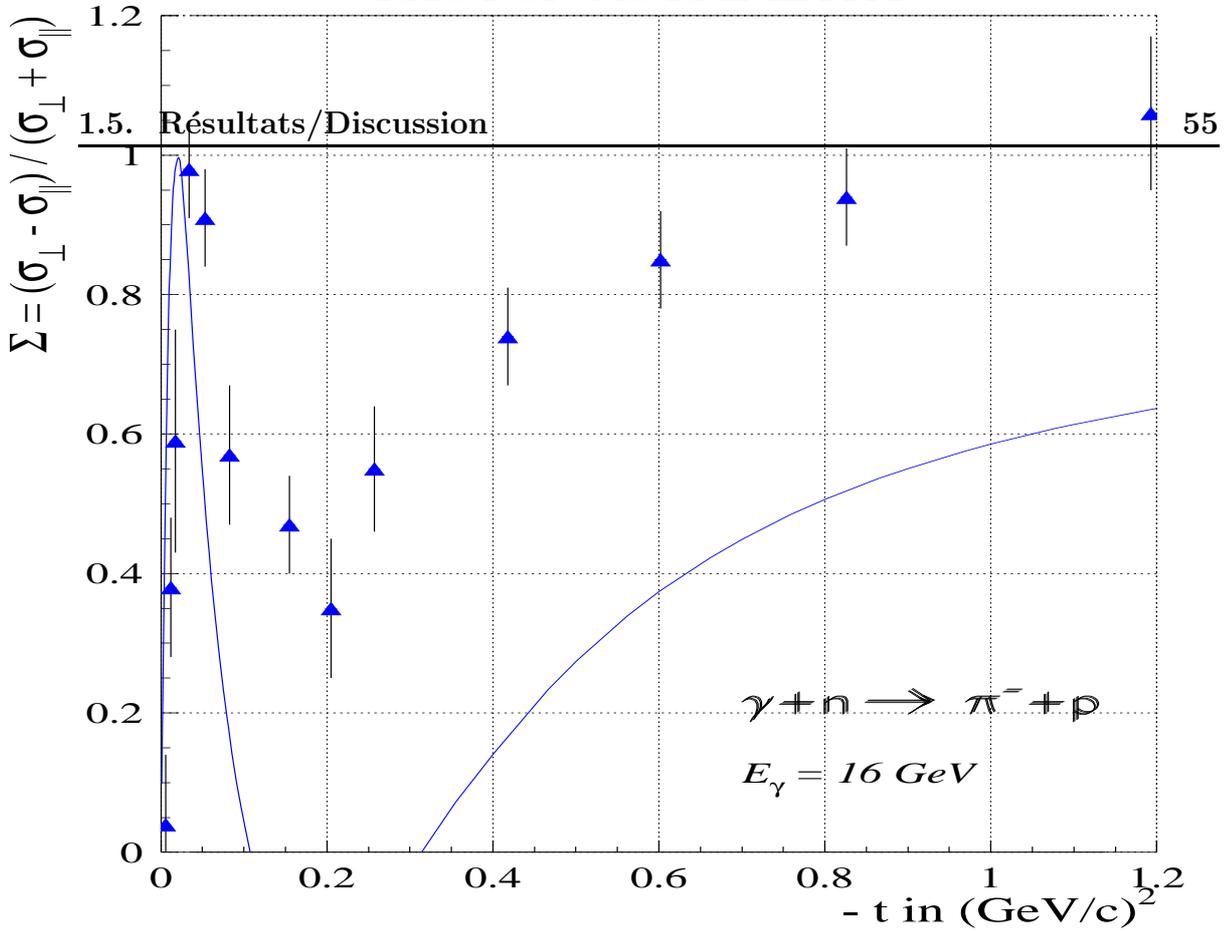


Figure 1.17: Asymétrie de photon pour la réaction $\gamma n \rightarrow p\pi^{-}$. Les données sont tirées de [She73].

1.5.2.3 $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Les seules trajectoires qui peuvent être échangées ici sont celles du ω et du ρ . Le pion, de charge et de spin nuls, ne peut pas contribuer. Les intercepts des trajectoires sont du même ordre de grandeur mais les constantes de couplage $g_{\omega NN}$ et $g_{\omega\pi\gamma}$ rendent l'échange du ω dominant. Nous prenons bien entendu les mêmes constantes de couplage pour le ρ que dans les sections précédentes et pour le ω : $\frac{g_{\omega NN}}{4\pi} = 15$. et $\kappa_{\omega} = 0$. en accord avec les limites de la littérature.

La principale spécificité de la section efficace différentielle de photoproduction de pion neutre est la présence d'un "creux" à $|t| \approx .6 \text{ GeV}^2$ (fig. 1.18). Cette caractéristique se retrouve dans de nombreuses autres réactions aussi bien électromagnétiques que hadroniques et il existe dans la littérature deux écoles de pensée quant au mécanisme générant ces structures.

La première consiste à identifier ces creux aux "zéros de mauvaise signature" (traduction de "Wrong Signature Zeros"...) des trajectoires de Regge non-dégénérées.

Mathématiquement, l'origine de ces zéros provient du propagateur \mathcal{P}_{Regge} d'une trajectoire qui est proportionnel à $\frac{1+\zeta e^{-i\pi\alpha(t)}}{2\Gamma(-n+1+\alpha(t))}$ avec la notation de l'équation (1.21). Dans la région des t positifs, la fonction Γ étant finie, \mathcal{P}_{Regge} produit une série de pôles (correspondant aux particules de la trajectoire) et de contributions finies, alternées aux valeurs de $\alpha(t)$ entières positives, respectivement paires ou impaires selon la signature ζ . Dans la région des t négatifs, la fonction $\frac{1}{\Gamma}$ introduit des zéros aux valeurs de $\alpha(t)$ entières négatives et a pour résultat de transformer les pôles en contributions finies et les contributions finies en zéros. Ce sont ces zéros que l'on appelle des *zéros de mauvaise signature*.

Cette interprétation est a priori certainement la plus naturelle quand on note la correspondance quasi-systématique des valeurs de t auxquelles apparaissent ces creux dans la plupart des réactions avec celles où les trajectoires dominantes du processus en question passent par un spin entier (demi-entier pour les trajectoires de baryons) de mauvaise signature. Des exemples typiques :

- $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$: creux à $t \approx -0.55 \text{ GeV}^2$ correspondant à $\alpha_\rho(t) = 0$.
- Aux angles arrière, π^+p élastique : creux à $u \approx -0.14 \text{ GeV}^2$ correspondant à $\alpha_N(u) = -\frac{1}{2}$ pour la trajectoire du nucléon.

Cependant, on peut citer autant d'exemples (sinon plus) de réactions où de tels zéros n'apparaissent pas. L'absence de creux dans des réactions qui auraient pu en avoir, ou plus généralement, l'absence de systématique dans ce mécanisme a mis en doute cette interprétation des creux. Par exemple, $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-p \rightarrow \pi^0n)$ à $t = -0.6 \text{ GeV}^2$ (présence d'une "bosse" au contraire !).

Une explication alternative avancée par Kane et al. est alors d'attribuer ces creux aux interférences destructives entre les pôles et les coupures de Regge que nous avons introduites dans (1.4.3). Dans ce procédé, les trajectoires échangées sont toujours dégénérées et le coefficient \mathcal{C} (reflétant la force de la coupure) doit être fort (> 1) pour aboutir à une interférence suffisamment destructive. Ce mécanisme permet effectivement de générer ou non des zéros dans les amplitudes et à des valeurs de t ou u variables selon la force du coefficient \mathcal{C} pour la réaction considérée. Cette flexibilité et ce manque de systématique réduit cependant considérablement le pouvoir prédictif de cette approche.

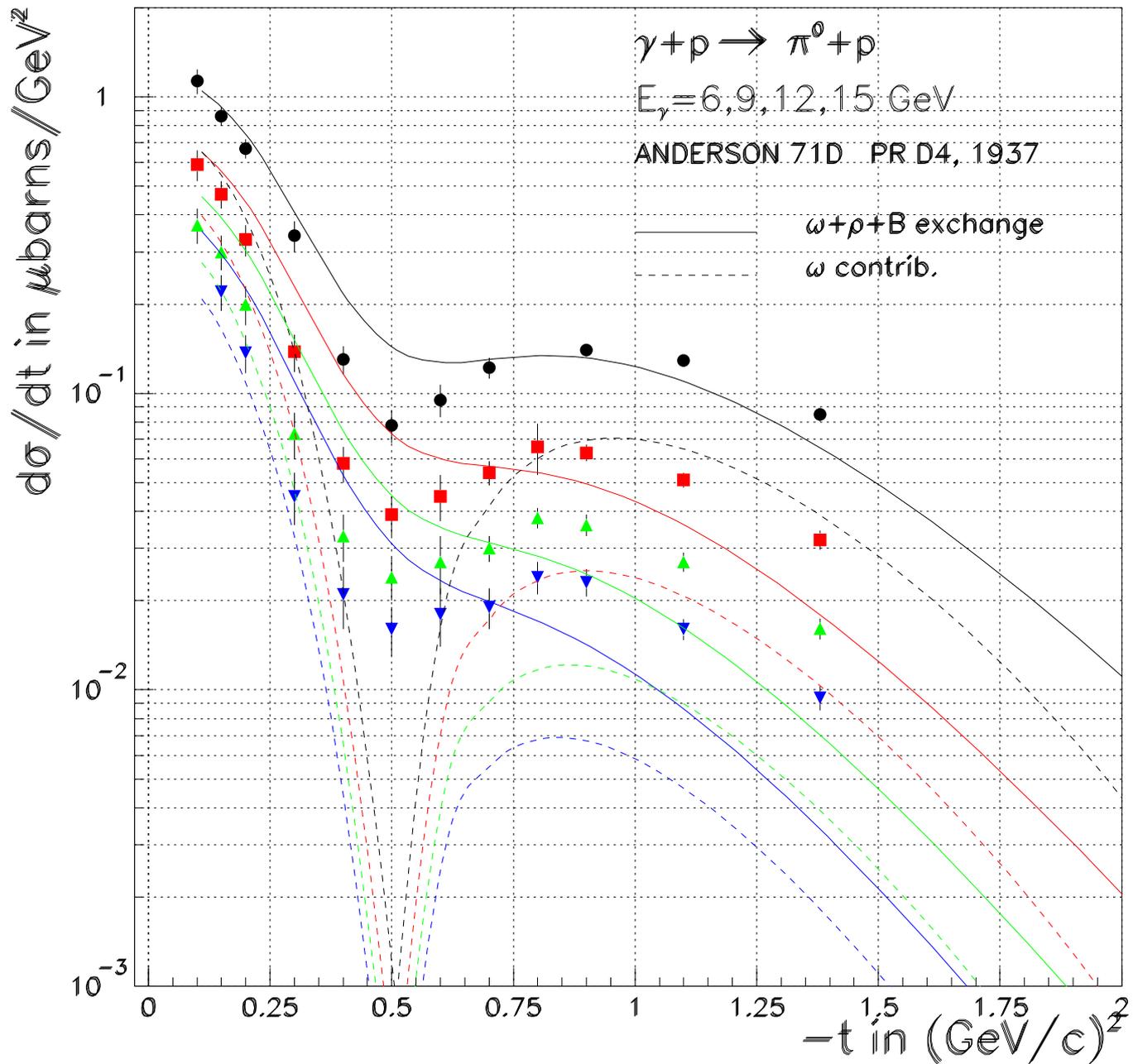


Figure 1.18: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 6, 9, 12, 15 \text{ GeV}$.

Il n'a jamais été vraiment possible de clairement distinguer lequel de ces deux mécanismes est réellement à l'origine des creux des sections efficaces différentielles, les deux approches rencontrant des succès (ou/et des échecs) analogues pour certains types de réactions alors que les mécanismes en jeu sont fondamentalement différents. Dans le cadre de notre modèle, où les phénomènes d'absorption ont été écartés comme il a été justifié précédemment, le mécanisme générant les creux ne peut être que celui des "zéros de mauvaise signature". En particulier, le creux à $t = .6 \text{ GeV}^2$ dans $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ne peut être attribué qu'au zéro de "mauvaise signature" de la trajectoire du ω ($\alpha_\omega(-.6) = 0$). Nous prenons comme équation de trajectoire pour le ω :

$$\alpha_\omega(t) = .44 + .9t \quad (1.51)$$

Par souci de consistance avec $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ (où le ω ne contribue pas) nous gardons en effet la trajectoire du ρ dégénérée. Cette dernière permet en particulier de combler le creux trop important qui résulterait du zéro de la trajectoire du ω seule. Nous admettons (et nous ne sommes pas les premiers) que c'est toujours un mystère complet pourquoi une trajectoire doit être non-dégénérée dans une réaction et pas une autre. Pourquoi le ω et pas le ρ , en l'occurrence ? Nous avons déjà noté le manque de systématique général des creux des sections efficaces différentielles. Nous ne pouvons qu'adapter notre schéma de dégénérescence aux besoins et spécificités d'une réaction.

$\gamma p \rightarrow p\pi^0$ a la particularité de présenter des données pour les trois observables de simple polarisation Σ , T et R (R est la polarisation de recul dont nous n'avons pas discuté encore). Le courant d'échange de Feynman du ω est identique à celui du ρ (à l'isospin près) qui contribue principalement à σ_\perp . Ce n'est donc pas une surprise d'observer une asymétrie de photon Σ essentiellement égale à 1 (fig. 1.19). Par contre, le léger creux que l'on observe à $t \approx .6 \text{ GeV}^2$ n'est pas compatible avec l'échange des seules trajectoires du ω et du ρ . Il doit y avoir la participation d'une trajectoire qui contribue fortement à σ_\parallel (donc de parité *non-naturelle*) pour contre-balancer la dominance du ρ qui subsiste dans le creux du ω et ainsi diminuer l'asymétrie Σ jusqu'à $\approx .7$.

En l'absence du pion, la trajectoire de parité *non-naturelle* et d'intercept $\alpha(0)$

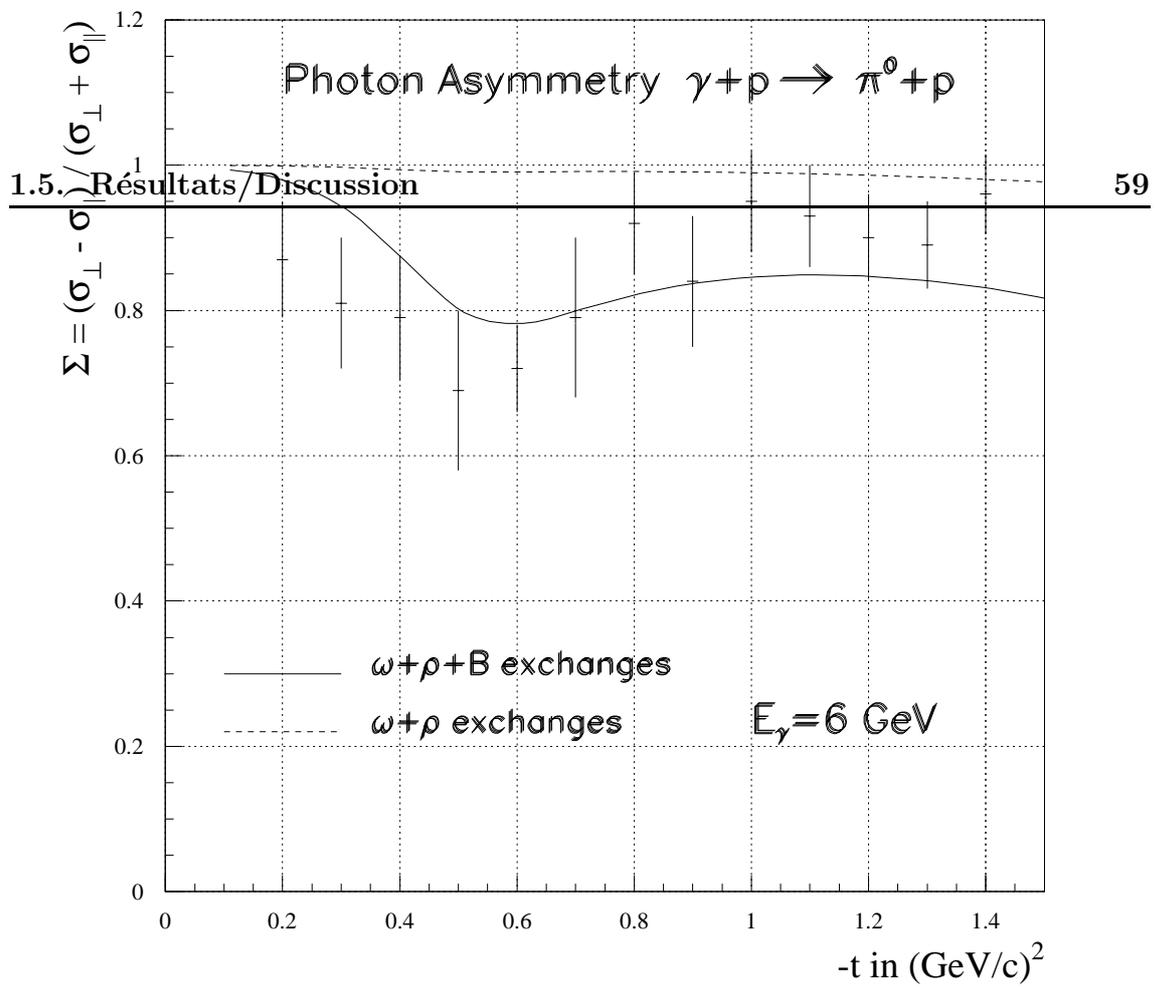


Figure 1.19: Asymétrie de photon pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Les données sont tirées de [And71].

suffisamment élevé, qui s'impose est clairement celle du B . Il n'y a que très peu de contraintes sur les constantes de couplage du B , c'est le seul moment dans cette discussion sur les réactions de photoproduction aux angles avant, que nous allons introduire un réel paramètre libre pour tenir compte de l'influence nécessaire du B dans l'asymétrie Σ de $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Ce paramètre n'est en fait rien d'autre que le produit des constantes de couplage $g_{\gamma\pi B} \times g_{BNN}$, en utilisant le courant de l'équation (1.13). En fittant l'observable d'asymétrie Σ , pour obtenir un rapport \mathcal{R} de l'ordre de .7 dans le creux, nous trouvons $g_{\gamma\pi B} \times g_{BNN} = 60$. L'équation de la trajectoire du B est la même que celle donnée pour le pion (éq.(1.46a)).

Nous soulignons au passage que la présence dans le creux d'une trajectoire de parité *naturelle* (en l'occurrence celle du ρ) est indispensable car sinon l'asymétrie Σ y chûterait à -1. Ceci conforte le choix de prendre une trajectoire du ρ dégénérée qui contribue ainsi dans le creux et domine même.

L'influence du B est négligeable sur la section efficace différentielle, même dans le creux à $t \approx .6 \text{ GeV}^2$ où le ρ est toujours dominant. La présence du B ne se manifeste

donc qu'à travers l'asymétrie Σ où elle est indispensable, mais ne constitue vis-à-vis des autres observables qu'une correction mineure.

Au sujet du B , il est temps d'effectuer une remarque, au regard des résultats exposés jusqu'à présent dans les sections de ce chapitre. Nous voulons insister sur le fait que nous réussissons à rendre compte des observables avec finalement très peu d'ingrédients (deux trajectoires en général, trois dans le cas présent). Ceci permet donc de dégager facilement le rôle de chacune des contributions et/ou de les disconnecter. Et, au-delà, d'identifier et estimer avec confiance une éventuelle contribution manquante et de l'attribuer à un mécanisme simple et unique, en l'occurrence le B pour l'asymétrie Σ . Nous revenons maintenant à la description des autres observables.

Les observables de polarisation de cible T et de recul R doivent être égales car la cible et le baryon de recul sont les mêmes, en l'occurrence le proton. Cette remarque attire juste la lumière sur l'accord (ou selon, le léger désaccord) expérimental entre les observables T et R (fig. 1.20). Encore une fois, la polarisation résulte ici de l'interférence entre deux contributions, en l'occurrence le ρ et le ω (le ρ seul ou le ω seul ne produisant pas de polarisation).

Le changement de signe dans R à $|t| \approx .3 \text{ GeV}^2$ expérimentalement et à $|t| \approx .6 \text{ GeV}^2$ dans le cadre de notre modèle (correspondant au changement de signe de la phase à $\alpha_\omega(t) = 0$) est une caractéristique naturelle d'un mécanisme de "zéro de mauvaise signature". Il paraît très difficile d'expliquer ce *noeud* dans le cadre d'un modèle d'absorption.

1.5.2.4 $\gamma n \rightarrow n\pi^0$

La seule observable mesurée concernant cette réaction est le rapport des sections efficaces différentielles \mathcal{R} (fig. 1.21) :

$$\frac{d\sigma(\gamma n \rightarrow n\pi^0)}{d\sigma(\gamma p \rightarrow p\pi^0)} \quad (1.52)$$

Les considérations de G -parité exposées dans (1.5.2.2) n'entrent pas en ligne de compte ici car les particules échangées ρ et ω sont neutres et participent de façon similaire aux deux réactions $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ et $\gamma n \rightarrow n\pi^0$. Nous concluons donc que le

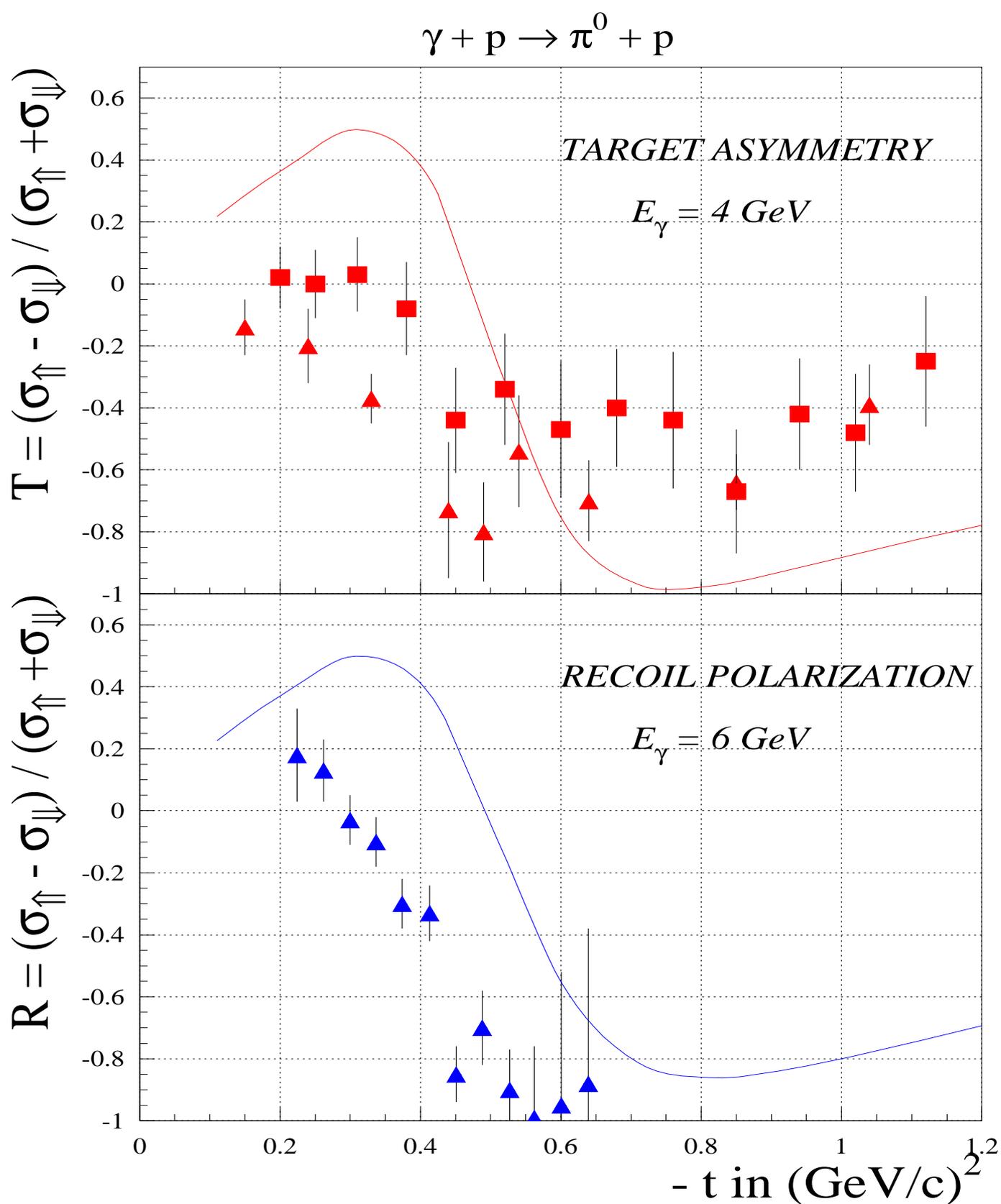


Figure 1.20: Asymétrie de cible et de recul pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Les données sont tirées de [Boo72] (\blacktriangle) et [Bie73] (\blacksquare) pour l'asymétrie de cible et [Deu72] pour l'asymétrie de recul.

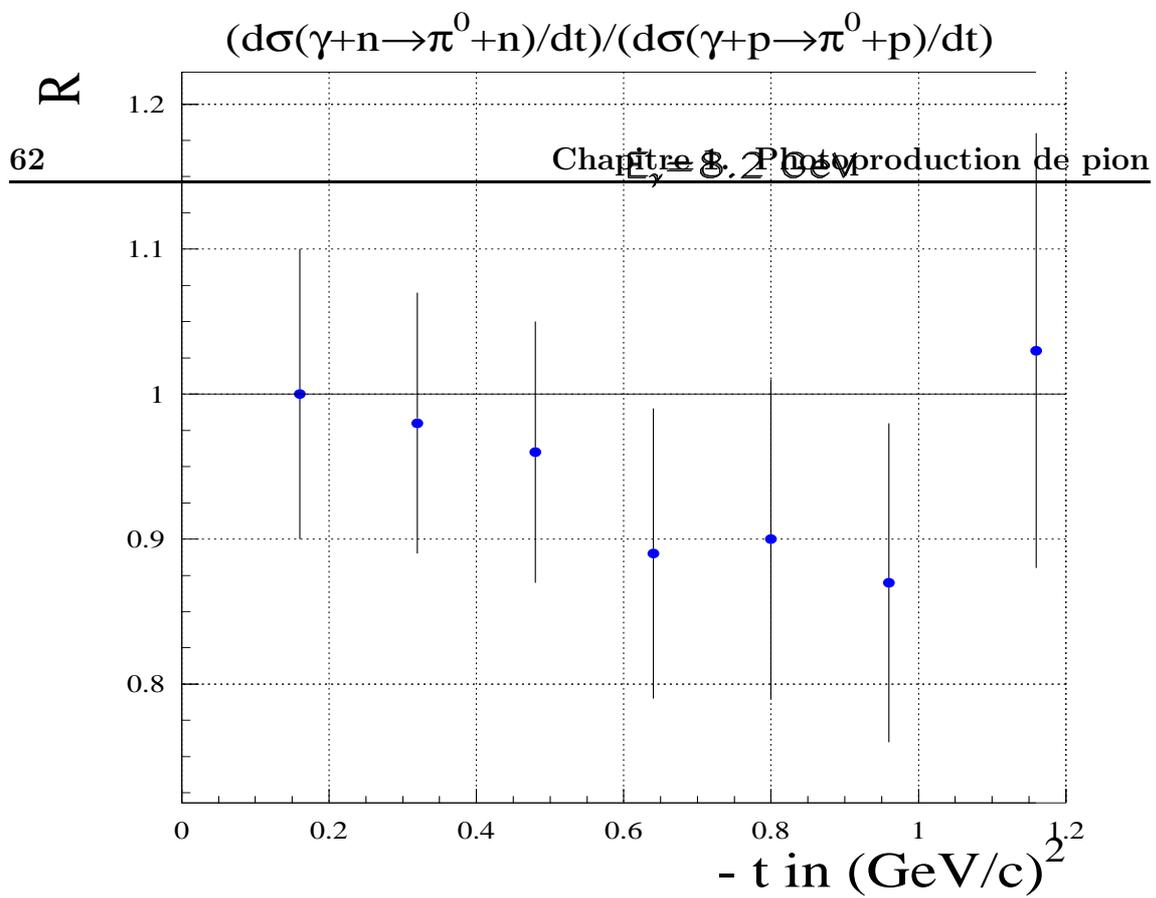


Figure 1.21: Rapport \mathcal{R} des sections efficaces différentielles : $\frac{d\sigma(\gamma n \rightarrow n \pi^0)}{d\sigma(\gamma p \rightarrow p \pi^0)}$. Les données sont tirées de [Osb72].

rapport \mathcal{R} ne peut être égal qu'à 1. Les données de la figure 1.21 supportent cet argument.

1.5.3 voie u

1.5.3.1 Remarques préliminaires

Les données de photoproduction de pion aux angles arrière ne concernent que deux canaux $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, et ne consistent que de sections efficaces différentielles. C'est certainement malheureux lorsqu'on note l'importance primordiale qu'ont revêtue les observables de polarisation dans les sections précédentes, quant à la détermination précise des mécanismes en jeu aux angles avant.

Les sections efficaces différentielles exhibent un comportement différent comparées aux angles avant. Trois caractéristiques ressortent de l'examen des données :

- Le pic arrière est un à deux ordres de grandeur inférieur au pic avant.
- La dépendance en énergie décroît comme E_γ^{-3} .
- La dépendance en u suit une exponentielle beaucoup plus lente qu'à l'avant, $\approx e^u$ dès $|u| \gtrsim .5 \text{ GeV}^2$.

D'un point de vue théorique, on peut percevoir rapidement que l'on va avoir des problèmes à appliquer aux angles arrière les préceptes que nous avons mis en pratique avec succès aux angles avant. En effet, si la dépendance en énergie en E_γ^{-3} ne semble pas constituer un problème majeur à reproduire (dominance d'une trajectoire d'intercept $\alpha(0) \approx -0.5$, le nucléon par exemple), les deux autres caractéristiques (normalisation et dépendance en u) sont difficilement compatibles avec notre modèle.

En premier lieu, la normalisation de la section efficace est fixée par les constantes de couplage qui sont, pour la plupart, les mêmes que celles qui interviennent à l'avant. Les diagrammes de Feynman de la voie u et de la voie t sont donc approximativement du même ordre de grandeur, les propagateurs (de Regge ou de Feynman) n'introduisant qu'un léger facteur de différence entre l'avant et l'arrière : le rapport d'un propagateur typique d'échange de méson $\frac{1}{t-m_\rho^2}$ (à $t=0$) à un propagateur typique d'échange de baryon $\frac{1}{u-m_N^2}$ (à $u=0$) est de l'ordre $\approx \frac{1}{2}$, certainement pas de deux décades.

En second lieu, la dépendance en t (u) d'un modèle de Regge est principalement imposée par la pente de la trajectoire échangée qui est presque universellement de

l'ordre de $.9 \text{ GeV}^{-2}$, ce qui se traduit par des dépendances en t (u) des sections efficaces différentielles à peu près identiques de l'ordre de $e^{3t(u)}$. En d'autres termes, il n'est pas possible de rendre compte d'une dépendance en e^u avec des trajectoires de Regge de baryons raisonnables.

On peut tenter de comprendre pourquoi notre approche est moins appropriée dans ce domaine des angles arrière. D'un point de vue théorique, nous nous sommes beaucoup inspirés des idées des modèles isobariques : simple remplacement d'un propagateur de Feynman par un propagateur de Regge, normalisation par les constantes de couplage au pôle de la première matérialisation d'une trajectoire, recette d'invariance de jauge, etc... On pouvait justifier cette approche par la proximité des pôles des mésons ($t > 0$) de la région physique des processus de diffusion ($t < 0$). Or, la situation est bien différente pour les baryons, les masses en jeu sont plus élevées et les singularités par conséquent plus lointaines de notre région d'intérêt.

Aussi, Regge est essentiellement une théorie de bas transferts où la notion d'échange de mésons, de baryon, plus généralement de nombres quantiques hadroniques a encore un sens. A grand transferts, les degrés de liberté sont tout autres. Est-ce une bonne approximation de prendre des trajectoires qui continuent à être linéaires aux grands transferts ? Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 3.

Une dernière remarque, indépendante de modèle, contribue à notre scepticisme sur nos capacités à pouvoir décrire de façon simple et satisfaisante les angles arrière. Il y a a priori deux trajectoires dominantes pour $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma p \rightarrow p\pi^0$: celle du nucléon et celle du Δ . L'absence de structure dans la section efficace différentielle incite à prendre des trajectoires dégénérées. Or, à la vue des plots de *Chew-Frautschi*, la propriété de dégénérescence des trajectoires est fortement violée. Pour le nucléon, la trajectoire de signature opposée la plus susceptible de convenir est celle de la D_{13} dont l'alignement est loin d'être parfait avec le nucléon (pente et intercept différents). Pour le Δ , le partenaire est encore moins évident et il semble que ce soit la trajectoire du $N^{\frac{5}{2}-}(1675)$ avec un isospin différent par conséquent...

Malgré toutes ces considérations peu avenantes, nous voulons quand même tenter une description des données. La raison est qu'il subsiste tout de même quelques (minces) caractéristiques de Regge dans les données : une dépendance en énergie en

$\approx E_\gamma^{-3}$, une étroite zone en u ($|u| \lesssim .5 \text{ GeV}^2$) où $\frac{d\sigma}{du} \approx e^{3u}$, la notion d'échange de nombres quantiques correspondant à des particules...

Avant de vraiment commencer notre étude sur la photoproduction de pion, et pour comprendre un peu mieux les mécanismes mis en jeu aux angles arrière, il est intéressant de se pencher sur les (maigres) données de deux réactions particulières :

$$\gamma + p \rightarrow p + \omega \quad (1.53)$$

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^- \quad (1.54)$$

Ces deux réactions sont particulières dans le sens où elles permettent d'isoler la contribution de trajectoires uniques. En effet, seule une trajectoire d'isospin $\frac{1}{2}$ peut contribuer à (1.53) et seule une trajectoire d'isospin $\frac{3}{2}$ peut être échangée dans (1.54) (alors que les deux valeurs d'isospin peuvent participer à $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et $\gamma p \rightarrow p\pi^0$).

Dans un premier temps, essayons donc de comprendre les réactions $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ par l'échange du nucléon et $\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$ par l'échange du Δ . Ces réactions à *une trajectoire* relativement simples a priori, peuvent nous permettre d'en apprendre un peu plus au sujet des réels mécanismes ayant lieu aux angles arrière et d'en tirer des conclusions pour la photoproduction de pion.

1.5.3.2 $\gamma + p \rightarrow p + \omega$

Les données se présentent ici sous la forme de deux sections efficaces différentielles à $E_\gamma = 3.5 \text{ GeV}$ et $E_\gamma = 4.7 \text{ GeV}$ jusqu'à $u \approx -1.5 \text{ GeV}^2$ (fig. 1.22). La principale caractéristique de la section efficace est la présence d'un creux à $u \approx -.2 \text{ GeV}^2$. Nous avons déjà discuté l'origine de ce genre de structure et il paraît naturel de l'attribuer au zéro de "mauvaise signature" de la trajectoire du nucléon ($\alpha_N(-1) \approx -.2 \text{ GeV}^2$). Nous prendrons donc une trajectoire du nucléon non-dégénérée pour cette réaction. Encore une fois, pourquoi le nucléon doit-il être non-dégénéré dans la photoproduction de ω et dégénéré dans la photoproduction de pion ? Ce n'est toujours pas compris. Il n'y a en tous cas pas d'incompatibilité entre deux schémas de dégénérescence différents pour deux réactions différentes, la propriété de dégénérescence étant une propriété des résidus également, et les résidus pouvant clairement être différents d'une réaction à l'autre.

Pour comprendre cette réaction théoriquement, nous calculons le diagramme de Feynman associé. Par souci de consistance, nous incluons bien sûr le terme d'échange du nucléon dans la voie s qui permet de préserver l'invariance de jauge. Les couplages F_1^p , F_2^p , $g_{\omega NN}$, κ_ω ont déjà été utilisés et fixés dans la section précédente, il n'y a donc aucun paramètre libre, la trajectoire du nucléon étant fortement contrainte :

$$\alpha_N(t) = -.37 + .98u \quad (1.55)$$

Comme nous pouvions nous y attendre, si la forme de la section efficace est relativement bien reproduite, la magnitude est supérieure (d'un facteur 4 à peu près) aux données (courbe tiretée sur la figure (1.22)). Il n'y a raisonnablement pas d'autre trajectoire pouvant intervenir, pas d'autre ingrédient que nous aurions pu négliger : notre schéma de normalisation si satisfaisant et simple aux angles avant n'est plus adéquat. Nous sommes donc obligé d'introduire une correction au modèle, en l'occurrence la plus simple un facteur de normalisation phénoménologique \mathcal{F} , dans l'amplitude, qui va rendre compte du fait que nous sommes loin du pôle du nucléon et que les constantes de couplage ne permettent plus de fournir une normalisation correcte. Nous nous inspirons de l'expression d'un facteur de forme au comportement dipolaire pour notre facteur de normalisation \mathcal{F} :

$$\mathcal{F} = \frac{2(\Lambda^2 - m_N^2)^2}{(\Lambda^2 - u)^2 + (\Lambda^2 - m_N^2)^2} \quad \text{à } u=0 \quad (1.56)$$

Nous n'avons pas a priori à introduire une dépendance supplémentaire en u à travers notre facteur de normalisation et fixons $u=0$ dans (1.56). Il s'agit donc d'une simple *renormalisation*. L'échelle de masse nécessaire pour reproduire les données est $\Lambda = 1.51 \text{ GeV}^2$ (courbes pleines sur la figure 1.22), une échelle de masse caractéristique de facteur de forme hadronique qui justifie la forme prise en (1.56). Cette échelle de masse correspond à une réduction de l'amplitude d'un facteur 2 environ.

Nous ne devons pas nous inquiéter du relativement important désaccord entre le modèle et les données au niveau du creux de la section efficace différentielle. Les données sont à relativement basse énergie ($E_\gamma = 3.5 \text{ GeV}$) : le comportement asymptotique de Regge n'est pas forcément encore atteint, les effets de résonance peuvent encore jouer et contribuer à remplir le creux, des trajectoires de plus bas

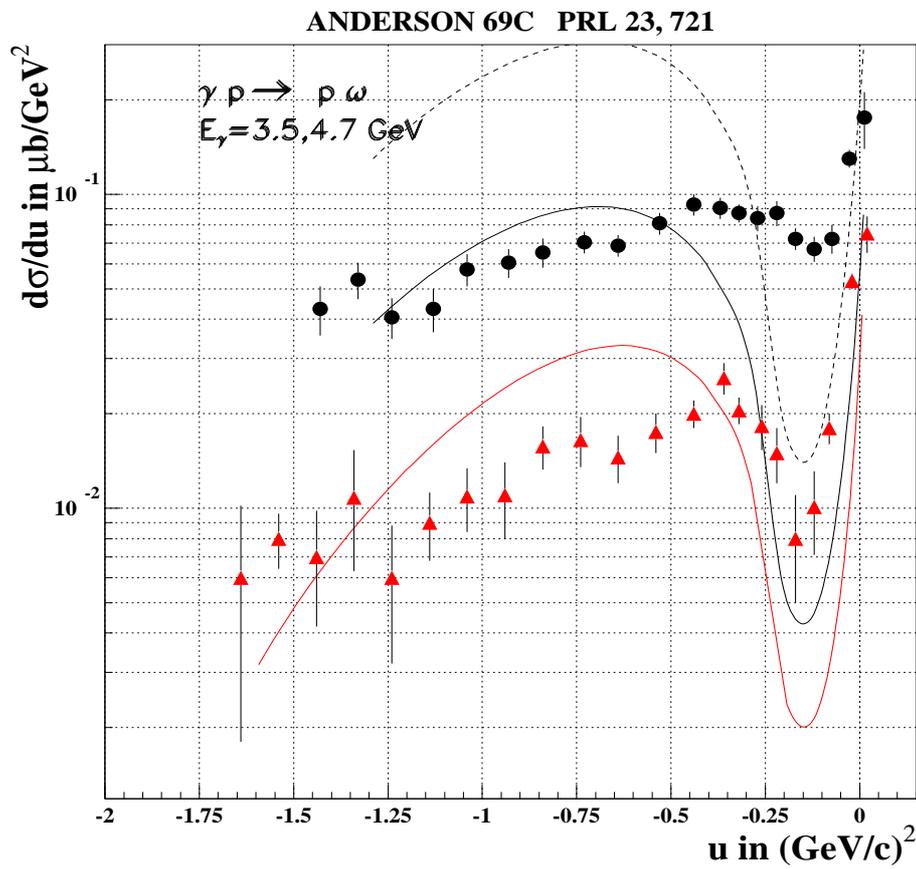


Figure 1.22: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow \omega p$ pour les 2 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 3.5$ et 4.7 GeV (courbes pleines). La courbe tiretée représente le modèle à $E_\gamma = 3.5 \text{ GeV}$ sans le facteur de *renormalisation* \mathcal{F} .

intercept que le nucléon peuvent participer,... De nombreuses explications plausibles peuvent être avancées pour expliquer que le creux n'est pas très apparent et que ces effets sont du second ordre. Ntre souci principal dans cette section est plutôt d'essayer de trouver un schéma de normalisation pour les processus arrière.

1.5.3.3 $\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$

Les données consistent ici de deux sections efficaces différentielles également à des énergies de photon $E_\gamma = 4.5$ GeV (3 points seulement à $|u| < .1$ GeV²) et $E_\gamma = 5.3$ GeV jusqu'à $u \approx -.8$ GeV² (fig. 1.23).

Il n'y a pas de structure apparente dans les données, nous prenons une trajectoire du Δ dégénérée. Nous calculons le diagramme correspondant à $\gamma + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$, il n'y a pas de diagramme supplémentaire, l'échange du Δ étant invariant de jauge par lui-même. Les constantes de couplage sont bien connues encore :

$$f_{\pi N \Delta} = 1.949 \quad (1.57)$$

$$\mu_\Delta = 2. \quad (1.58)$$

Le moment magnétique du Δ a été mesuré par [Bos91].

La trajectoire du Δ est standard :

$$\alpha_\Delta = .1 + .93u \quad (1.59)$$

De même que pour la photoproduction de ω , nous surestimons les données avec ce procédé (courbe en tirets sur la figure 1.23), d'une décade cette fois-ci. Appliquons notre procédure de renormalisation définie lors de l'étude précédente :

$$\mathcal{F} = \frac{2(\Lambda^2 - m_\Delta^2)^2}{(\Lambda^2 - u)^2 + (\Lambda^2 - m_\Delta^2)^2} \quad \text{à } u=0 \quad (1.60)$$

Nous avons la masse du Δ qui intervient dans (1.60), par analogie avec le facteur de forme du Δ . Nous prenons toujours la valeur à $u = 0$. L'échelle de masse Λ nécessaire pour réajuster la normalisation est de nouveau 1.51 ! (correspondant à une réduction d'un facteur $\frac{1}{3}$ de l'amplitude).

La forme de la section efficace différentielle est correctement reproduite jusqu'à $u \approx -.5$ GeV², aussi loin que les données suivent une pente compatible avec un

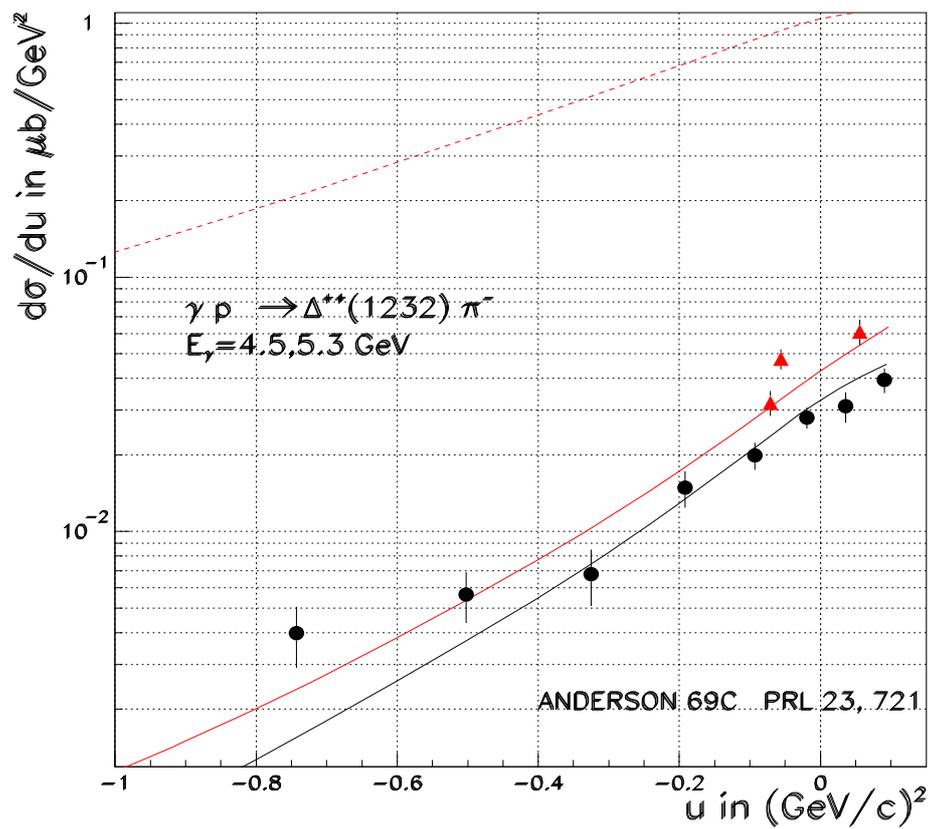


Figure 1.23: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow \omega p$ pour les 2 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 3.5$ et 4.7 GeV . La courbe tirée représente le modèle à $E_\gamma = 3.5 \text{ GeV}$ sans le facteur de *renormalisation* \mathcal{F} .

modèle de Regge (c.à.d. des pentes standard de l'ordre de e^{3u}). Nous avons déjà mentionné cette caractéristique à plus grand u d'“*aplatissement*” des sections efficaces différentielles, inexplicables dans le cadre d'un modèle de Regge pur.

En conclusion de l'étude des deux réactions de photoproduction de ω et Δ^{++} , il semble se dégager un schéma de renormalisation qui consiste à multiplier l'amplitude d'une réaction à l'arrière par le facteur :

$$\mathcal{F} = \frac{2(\Lambda^2 - m_X^2)^2}{(\Lambda^2 - u)^2 + (\Lambda^2 - m_X^2)^2} \quad \text{à } u=0 \quad (1.61)$$

où X est la particule (ou la première matérialisation de la trajectoire) échangée. Ce facteur est complètement phénoménologique et ne sert qu'à *prolonger* notre modèle au delà de son strict domaine de validité qui est la région proche des pôles et singularités. Il traduit le fait que nous atteignons des domaines où la physique, les degrés de liberté sont différents.

1.5.3.4 $\gamma p \rightarrow n\pi^+$

Les données consistent de quatre sections efficaces différentielles aux énergies $E_\gamma = 4.3, 5., 6.7, 9.5$ GeV (fig. 1.24). Sans structures, elles appellent des trajectoires dégénérées. Les trajectoires a priori dominantes sont celles du nucléon et du Δ , le processus est donc un peu plus compliqué que pour les deux réactions précédentes. A la vue des pentes, nous pouvons espérer décrire les données jusqu'à $u \approx -0.7$ GeV².

Nous commençons par calculer les deux graphes de Feynman *reggeisés* d'échange du nucléon et du Δ , tous deux invariants de jauge par eux-mêmes (le nucléon est ici un neutron, seul le terme en F_2 invariant de jauge contribue). Encore une fois, toutes les constantes de couplages sont bien connues et ont déjà été utilisées auparavant, excepté G_E et G_M (qui sont bien établies) :

$$G_E = 2.8 \quad (1.62a)$$

$$G_M = .04 \quad (1.62b)$$

Les équations des trajectoires du nucléon et du Δ ont déjà été mentionnées (équ.(1.55) et équ.(1.59) respectivement). Ce n'est pas une surprise d'observer, comme pour les autres canaux arrière, que ce simple modèle surestime les données (de l'ordre d'une

décade encore, que nous ne présentons pas sur la figure par souci de clarté). Il paraît alors raisonnable d'appliquer maintenant la "procédure de renormalisation" que nous avons définie dans les sections précédentes à $\gamma p \rightarrow n\pi^+$: l'amplitude du diagramme de nucléon est multipliée par (1.56) et celle du diagramme du Δ par (1.60) avec une échelle de masse Λ commune de 1.51.

Les résultats du modèle avec ces corrections sont présentés sur la figure 1.24 et l'accord avec les données est remarquable. Nous avons réussi à déterminer le poids absolu et relatif des deux trajectoires du nucléon et du Δ en nous "calibrant" en quelque sorte sur deux réactions indépendantes. L'échelle de masse commune Λ a ainsi été fixée et permet d'expliquer les trois réactions de photoproduction que nous venons d'étudier.

Quantitativement, le facteur de normalisation "tue" principalement la contribution du Δ (à cause de sa plus grande masse) qui devient maintenant négligeable. Deux observations sur les données confirment qu'effectivement le nucléon doit constituer la contribution majeure à la section efficace. Premièrement, la dépendance en énergie (E_γ^{-3}) est plus compatible avec l'échange d'une trajectoire d'intercept ≈ -0.5 comme le nucléon que ≈ 0.1 comme le Δ . Deuxièmement, et cela nous amène directement à la prochaine section, les données de $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ sont sensiblement du même ordre de grandeur que celles de $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ et cela est incompatible avec une dominance de la trajectoire du Δ pour des raisons *d'isospin*. Le coefficient d'isospin de l'échange du Δ favorise $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ par rapport à $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ ($\frac{2}{3}$ et $\frac{\sqrt{2}}{3}$ respectivement).

1.5.3.5 $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Les données consistent aussi de quatre sections efficaces différentielles aux énergies $E_\gamma = 6., 8., 12., 18$ GeV (fig. 1.25) et apparaissent remarquablement similaires à celles de $\gamma p \rightarrow n\pi^+$.

L'application du modèle (avec *renormalisation*) est immédiate. Il faut juste tenir compte du diagramme supplémentaire d'échange du proton dans la voie *s* que l'on doit introduire pour préserver l'invariance de jauge. Les résultats présentés sur la figure 1.25 sont moins satisfaisants à petit *u* que pour les trois autres réactions

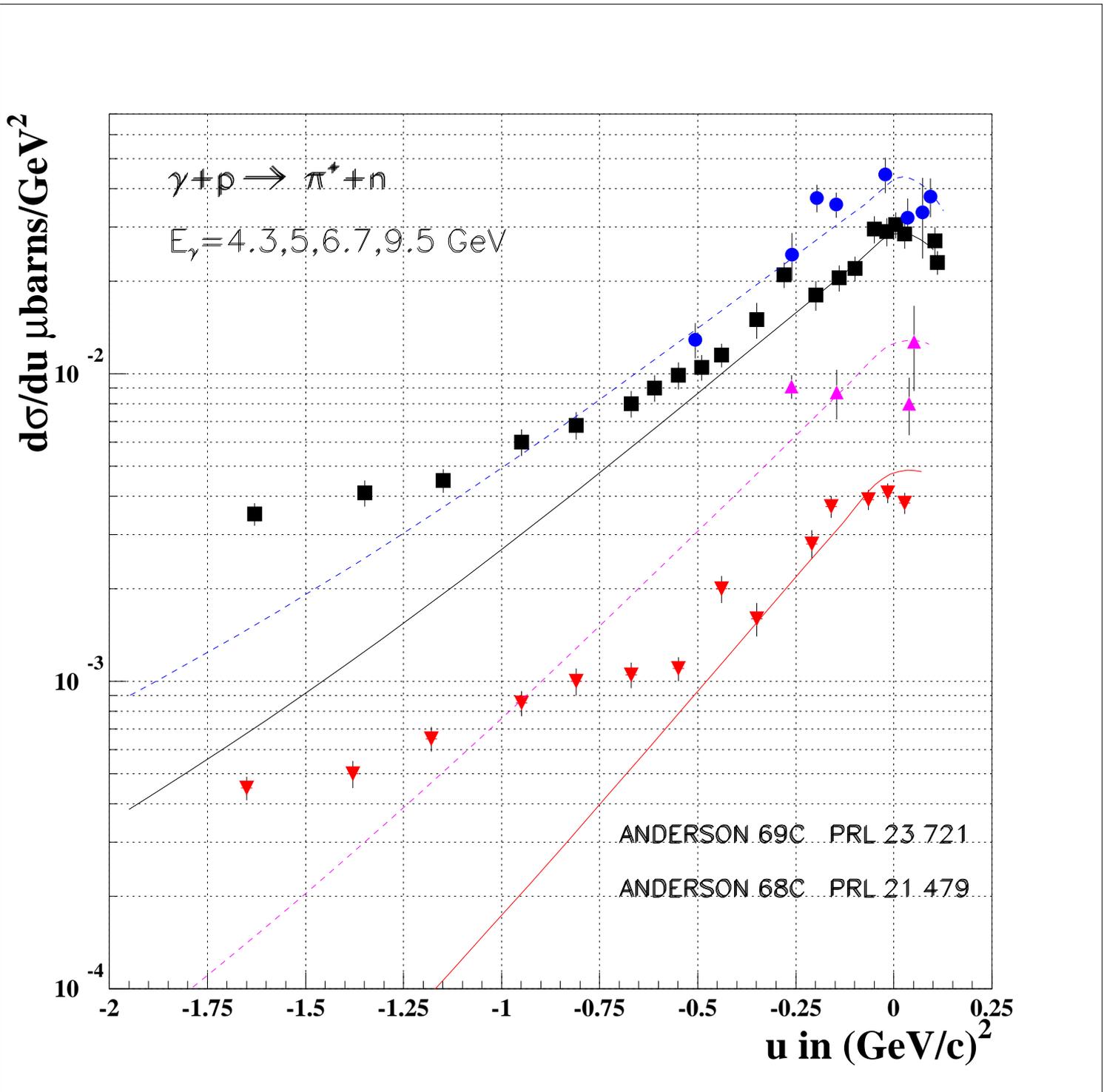


Figure 1.24: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 4.3$ (tirets), 5. (continu), 6.7 (tirets) et 9.5 GeV (continu).

étudiées précédemment, mais ne sont pas aberrants. Encore une fois, le modèle ne peut décrire les données au delà de $|u| \approx .8 \text{ GeV}^2$ où les données cessent de suivre une pente caractéristique de Regge.

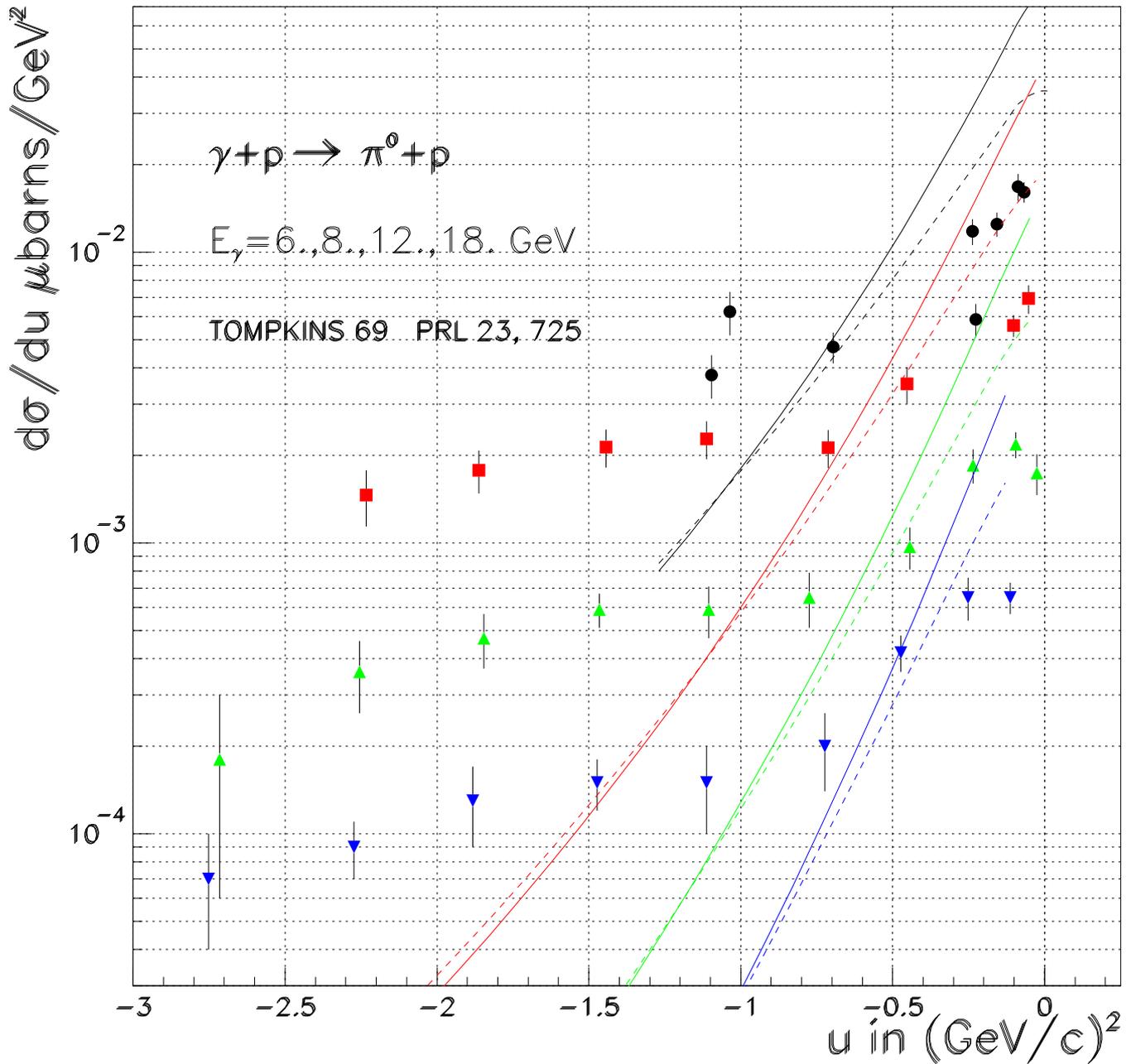


Figure 1.25: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 6., 8., 12.$ et $18. \text{ GeV}$.

Chapitre 2

Photoproduction d'étrangeté

2.1 Introduction

Les particules *étranges* ont été observées pour la première fois en 1947 by Rochester et Butler à l'Université de Manchester. Ces nouvelles particules, à l'époque, avaient l'*étrange* et inattendue caractéristique d'être produite par interaction *forte* et de décroître par interaction *faible* avec des temps de vie relativement longs de l'ordre de 10^{-10} s.

Pour expliquer cette *anomalie*, *Gell-Mann* et, indépendamment, *Nishijima*, ont proposé en 1954 d'associer à ces particules un nouveau nombre quantique (l'*étrangeté*) qui serait conservé dans les interactions fortes mais pas dans les interactions faibles.

Il devient alors naturel d'étendre le groupe de symétrie $SU(2)$ de l'interaction forte basé sur les quarks u et d qui forment le proton et le neutron, à $SU(3)$ qui contient le quark supplémentaire s dont sont constitués les *hypérons*. Pour sonder l'interaction forte, nous disposons alors du degré de liberté additionnel qu'est l'étrangeté en étudiant les interactions hypéron-nucléon au même titre que les interactions nucléon-nucléon. Ceci permet de diversifier et d'élargir nos moyens de comprendre la structure et la dynamique de la matière hadronique.

Dans le cadre de notre modèle, il est immédiat d'appliquer notre formalisme développé pour la photoproduction de pion sur le nucléon à la photoproduction de mésons pseudo-scalaires étranges, en l'occurrence les kaons. Les trajectoires échangées et les constantes de couplage impliquées sont bien sûr différentes, mais le formalisme et les ingrédients du modèle sont identiques, sans modification fondamentale.

Dans les sections suivantes, nous examinerons divers canaux de photoproduction d'étrangeté en détaillant les paramètres utilisés. En particulier, les constantes de couplage dans le domaine de l'étrangeté sont bien moins connues et contraintes que dans le domaine pionique et nous expliciterons nos choix. Nous commençons par étudier les réactions élémentaires $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$, où le corps de données est le plus important (sections efficaces différentielles avant/arrière, quelques polarisations) et permet de cerner relativement bien les mécanismes de réaction et les paramètres employés. Nous nous intéresserons ensuite au canal de photoproduction de $\Lambda^*(1520)$ qui est une résonance à faible largeur ($\Gamma \approx 15.6 \text{ MeV}$) et qui est clairement identifiable. Les maigres données (section efficace différentielle avant à deux énergies de photon) ne permettent cependant pas d'apporter de fortes contraintes sur les paramètres de notre modèle.

Finalement, et pour faire la liaison avec la seconde partie (expérimentale) de cette thèse, nous examinerons les réactions de photoproduction de *paire de kaons* sur le nucléon qui nous permettront d'effectuer les simulations de la section (7.3) du chapitre suivant. Les seules données pour $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$ consistent en la section efficace totale, et rendent par conséquent nos calculs relativement hypothétiques mais cependant suffisamment intéressants et utiles pour des simulations et des estimations de taux de comptage.

2.2 $\gamma p \rightarrow K\Lambda, \gamma p \rightarrow K\Sigma$

Les spins des particules impliquées dans ces deux réactions sont les mêmes que dans la photoproduction de pion où le kaon joue le rôle du pion, le $K^*(890)$ celui du ρ , le Λ (ou Σ) le rôle du nucléon et le $\Sigma^*(1385)$ celui du Δ .

Aux angles avant, au regard du plot de *Chew-Frautschi* (fig. 2.2), les trajectoires échangées dominantes sont celles du kaon et du $K^*(890)$ qui ont les nombres quantiques de spin-parité du pion (0^-) et du ρ (1^-) respectivement. Aux angles arrière, les trajectoires dominantes sont celles du Λ, Σ (spin-parité du nucléon : $\frac{1}{2}^+$) et surtout $\Sigma^*(1385)$ au vu de son intercept (spin-parité du Δ : $\frac{3}{2}^+$). En ce qui concerne le formalisme, il n'y a donc pas de diagrammes de Feynman nouveau par rapport à la photoproduction de pion et nous utiliserons donc, avec des modifications simples et évidentes pour les constantes de couplage et les facteurs d'isospin que nous indiquerons, les expressions des courants de Feynman données en (1.2) correspondant aux diagrammes de la fig. 2.1. Les diagrammes de la voie s (avec seulement le terme électrique) étant inclus et reggeisés comme le diagramme d'échange du kaon dans la voie t , conformément à notre prescription de la section (1.4.2) (équ. (1.34)) pour préserver l'invariance de jauge.

Nous commençons par détailler la voie t des deux réactions avant de nous pencher sur la voie u . Dans la dernière section de ce chapitre, nous présenterons aussi l'extrapolation du modèle à plus basse énergie où nous obtenons d'intéressants résultats.

2.2.1 voie t

Ce canal a déjà été étudié théoriquement dans la gamme d'énergie qui nous concerne par *Levy et al.* [Lev73]. Nous avons la même approche, basée sur la reggeisation de diagrammes de Feynman. La différence essentielle réside dans le fait qu'ils recourent aux notions de surabsorption que nous avons exposées dans la section (1.4.4) pour expliquer les données car leur modèle ne prend pas en compte l'invariance de jauge. De nouveau, nous allons retrouver qu'il n'est pas nécessaire d'introduire de tels effets, et qu'une explication simple et élégante est fournie par notre recette d'invariance de jauge.

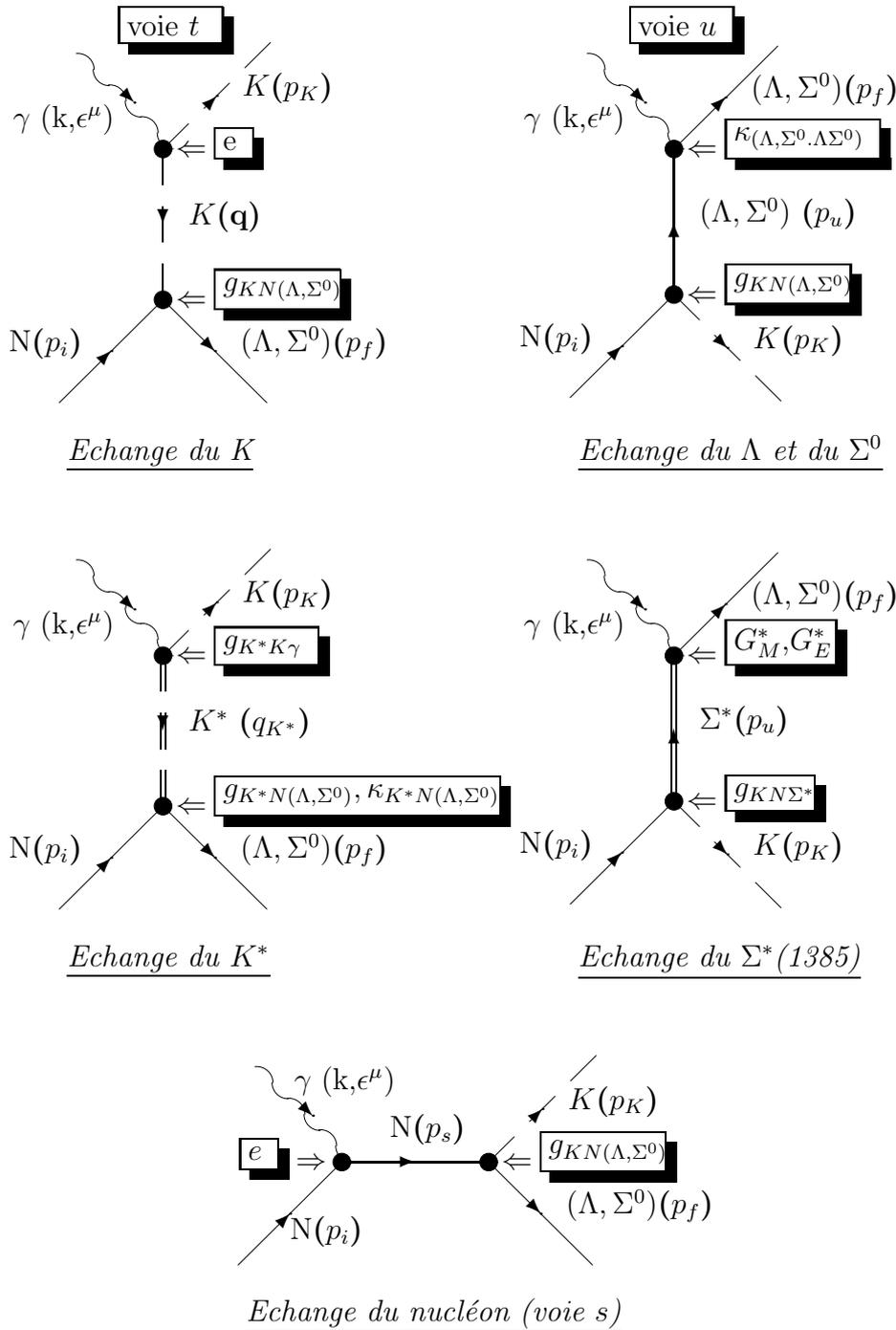


Figure 2.1: Diagrammes de Feynman considérés pour les réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$. Aux angles avant : échange du K et du K^* et aux angles arrière : échange du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$. Le diagramme d'échange du nucléon dans la voie s est nécessaire pour que le diagramme d'échange du K dans la voie t soit invariant de jauge.

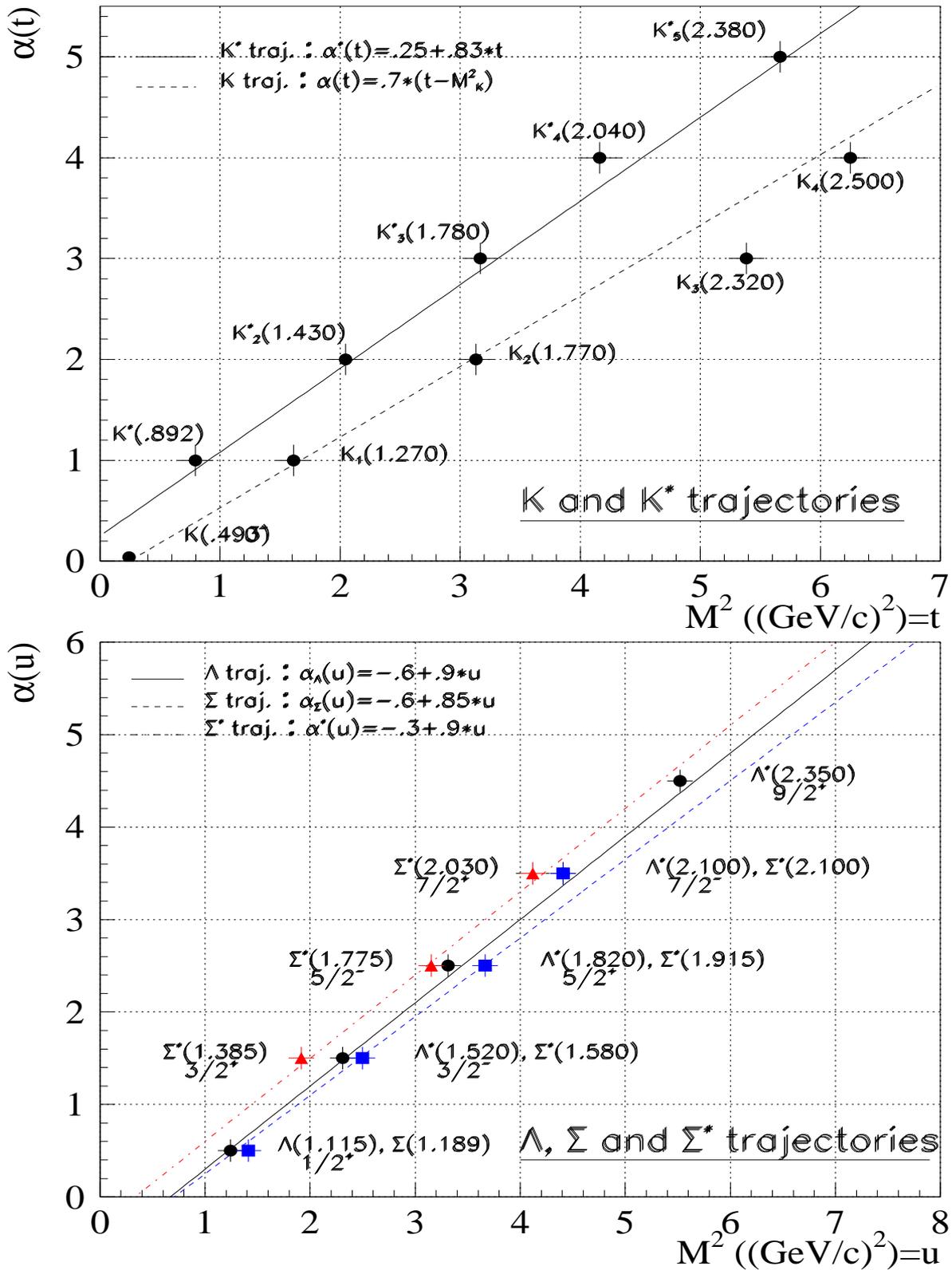


Figure 2.2: Les trajectoires mésoniques du K et du K^* (figure du haut) et baryoniques du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$ (figure du bas). Les trajectoires sont toutes approximées par des droites dont les pentes sont comparables comme dans le cas de la photoproduction de pion.

Les figures 2.3 et 2.4 présentent la section efficace différentielle avant aux quatre énergies de photon $E_\gamma = 5, 8, 11, 16$ GeV pour la photoproduction de Λ et Σ respectivement. Il n'y a pas de structure apparente dans les données, nous prenons donc des trajectoires du K et du K^* *dégénérées* pour les deux réactions. La normalisation est donnée par les constantes de couplages. Pour la trajectoire du K , elle est donnée par $e \times g_{K(\Lambda,\Sigma)N}$ et pour la trajectoire du K^* , par les trois constantes $g_{\gamma KK^*}$, $g_{K^*(\Lambda,\Sigma)N}$ et $\kappa_{K^*(\Lambda,\Sigma)N}$ qui restent à déterminer.

Nous commençons par le couplage *électromagnétique* du K^* $g_{\gamma KK^*}$ que l'on peut aisément estimer car le $K^*(890)$ décroît en $(K\gamma)$. On a alors :

$$\Gamma_{(K^* \rightarrow K\gamma)} = \frac{\alpha}{24} \left[\frac{g_{\gamma KK^*}}{M} \right]^2 m_{K^*}^3 \left[1 - \left(\frac{m_K}{m_{K^*}} \right)^2 \right]^3 \quad (2.1)$$

où M est une échelle de masse (que nous prenons égale à 1 GeV) qui permet de rendre la constante $g_{\gamma KK^*}$ adimensionnelle. Avec $\Gamma_{(K^* \rightarrow K\gamma)} = .05$ MeV, on calcule facilement :

$$g_{\gamma KK^*} = .842 \quad (2.2)$$

A la différence de la photoproduction de pion, les constantes de couplage fort d'étrangeté ($g_{K(\Lambda,\Sigma)N}$, $g_{K^*(\Lambda,\Sigma)N}$ et $\kappa_{K^*(\Lambda,\Sigma)N}$) sont bien moins connues et établies. L'abondance et la précision des données expérimentales concernant les diffusions $N - N$ et $\pi - N$ permettent en effet de fines analyses du potentiel nucléon-nucléon d'où l'on peut extraire les contributions du pion, du ρ , du ω et, par suite, les constantes de couplages respectives. L'accès expérimental à l'interaction *hyperon-nucléon* est bien plus ardu (faisceaux de kaons peu intenses, étude des hypernoyaux complexe à cause des effets de milieu nucléaire,...) et ne permet pas d'analyses aussi précises. Il existe cependant un moyen alternatif, *théorique*, d'estimer ces constantes de couplage grâce à la symétrie SU(3).

Nous ne présenterons ici que les résultats principaux, nous justifions et détaillons dans l'appendice F la démarche adoptée et les calculs exacts des expressions que nous employons ; pratiquement, la symétrie SU(3) permet de relier les constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ à la constante $g_{\pi NN}$ bien établie par l'intermédiaire du coefficient α_D (que l'on appelle *la fraction de couplage symétrique*) dont la valeur

est relativement bien connue :

$$g_{K\Lambda N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}g_{\pi NN}(3 - 2\alpha_D) \quad (2.3)$$

$$g_{K\Sigma N} = -g_{\pi NN}(1 - 2\alpha_D) \quad (2.4)$$

SU(6) prédit $\alpha_D = \frac{3}{5}$, mais nous utiliserons plutôt la valeur expérimentale $\alpha_D = .644 \pm .009$. Alors, avec $\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 14.4$ (correspondant à $\frac{f_{\pi NN}^2}{4\pi} = .08$) et une brisure de la symétrie SU(3) de 20%, nous obtenons l'intervalle suivant limitant les valeurs raisonnables des constantes $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$:

$$-4.5 \leq \frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} \leq -3. \quad \text{ou} \quad 9. \leq \frac{g_{K\Lambda N}^2}{4\pi} \leq 20.2 \quad (2.5)$$

$$.9 \leq \frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} \leq 1.3 \quad \text{ou} \quad .8 \leq \frac{g_{K\Sigma N}^2}{4\pi} \leq 1.7 \quad (2.6)$$

Nous remarquons de suite le changement de signe relatif induit par SU(3) entre $g_{\pi NN}$ et $g_{K\Lambda N}$ et le bien plus faible couplage du K au Σ par rapport au Λ .

Pour les constantes de couplage fortes du K^* , $g_{K^*N(\Lambda,\Sigma)}$ et $\kappa_{K^*N(\Lambda,\Sigma)}$, on peut en principe aussi recourir à SU(3) en l'absence d'analyses précises du potentiel hyperon-nucléon. SU(3) permet de relier ici les constantes du K^* à celles du ρ , car ces deux particules appartiennent au même multiplet de SU(3), l'octet des mésons 1^- (voir appendice F). Les relations sont similaires à (2.3) et (2.4) entre le K^* et le ρ , car comme le pion et le kaon, le K^* et le ρ appartiennent à un *octet* de SU(3).

Si l'on définit :

$$G_{M\bar{B}B}^E = g_{M\bar{B}B} \quad (2.7)$$

$$G_{M\bar{B}B}^M = \kappa_{M\bar{B}B} \times G_{M\bar{B}B}^E \quad (2.8)$$

où, dans une notation évidente, M est le méson ρ ou K^* et $\bar{B}B$ la paire de baryons NN ou $N\Lambda$ respectivement. On obtient alors pour le Λ :

$$G_{K^*\Lambda N}^E = -\frac{1}{\sqrt{3}}G_{\rho NN}^E(3 - 2\alpha_*^E) \quad (2.9)$$

$$G_{K^*\Lambda N}^M = -\frac{1}{\sqrt{3}}G_{\rho NN}^M(3 - 2\alpha_*^M) \quad (2.10)$$

Et pour le Σ :

$$G_{K^*\Sigma N}^E = -G_{\rho NN}^E(1 - 2\alpha_*^E) \quad (2.11)$$

$$G_{K^*\Sigma N}^M = -G_{\rho NN}^M(1 - 2\alpha_*^M) \quad (2.12)$$

où deux coefficients $\alpha_*^{E,M}$ interviennent puisqu'il y a deux couplages : $G_{M\bar{B}B}^E$ et $G_{M\bar{B}B}^M$ respectivement (ou de façon équivalente $g_{M\bar{B}B}$ et $\kappa_{M\bar{B}B}$). Cependant, α_*^E et α_*^M sont très mal déterminés, dans ce cas. A la différence du K , il n'y a aucune confirmation expérimentale des valeurs prédites par SU(6), en l'occurrence : $\alpha_*^E = 0$ et $\alpha_*^M = \frac{3}{5}$. En prenant ces valeurs pour $\alpha_*^{E,M}$ et les constantes de couplage fort du ρ que nous avons adoptées lors de l'étude de photoproduction de pion, c.à.d., $g_{\rho NN} = 3.51$ (correspondant à $\frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = .98$) et $\kappa_{\rho NN} = 6.1$ (soit $G_{\rho NN}^M = 21.41$) tels que donnés par (1.45), on obtient, pour le Λ :

$$G_{K^*\Lambda N}^E = -\sqrt{3}G_{\rho NN}^E = -6.08 \quad (2.13)$$

$$G_{K^*\Lambda N}^M = -\frac{9}{5\sqrt{3}}G_{\rho NN}^M = -22.25 \quad \text{soit} \quad \kappa_{K^*\Lambda N} = 3.66 \quad (2.14)$$

Et pour le Σ :

$$G_{K^*\Sigma N}^E = -G_{\rho NN}^E = -3.51 \quad (2.15)$$

$$G_{K^*\Sigma N}^M = \frac{1}{5}G_{\rho NN}^M = 4.28 \quad \text{soit} \quad \kappa_{K^*\Sigma N} = -1.22 \quad (2.16)$$

Vu le degré de brisure de SU(6) (de l'ordre de $\frac{m_\rho}{m_\pi}$!), nous pouvons cependant être sceptiques sur la réalité de ces valeurs. Il y a effectivement peu d'auteurs qui adoptent ces valeurs *brutes* dérivées de SU(3) pour le K^* et nous ne devons pas hésiter à les corriger. Il y a cependant une propriété de ces constantes que nous ne devons pas négliger, c'est leur signe (négatif pour $g_{K^*(\Lambda,\Sigma)N}$ et $\kappa_{K^*\Sigma N}$, positif pour $\kappa_{K^*\Lambda N}$) qui, au-delà des valeurs numériques, est imposé par SU(3) relativement au ρ .

Nous nous contenterons donc, en respectant les signes déterminés par SU(3), d'ajuster les constantes de couplage fort du K^* en les fittant sur la section efficace différentielle des figures 2.3 et 2.4. Il n'y a pas tant d'ambiguïté en fait, car la contribution du K étant relativement bien cernée (voir éq.(2.5)), la section efficace manquante ne peut provenir que du K^* , grâce à la simplicité de notre modèle qui a fait ses preuves dans le chapitre précédent.

Nous prenons des équations de trajectoires standard :

$$\alpha_K(t) = .7(t - m_K^2) \quad (2.17)$$

$$\alpha_{K^*} = .25 + .83t \quad (2.18)$$

Et pour reproduire les données de la figure 2.3, nous obtenons alors l'ensemble de constantes suivant :

$$\frac{g_{K\Lambda N}^2}{4\pi} = 10.6 \quad (2.19)$$

$$g_{K^*\Lambda N} = -23. \quad (2.20)$$

$$\kappa_{K^*\Lambda N} = 2.5 \quad (2.21)$$

Nous devons surtout retenir l'ordre de grandeur de $g_{K^*\Lambda N}$ qui est $\approx 20.$, les valeurs *exactes* des constantes du K^* proviennent du *rafinement* du fit et ne sont pas significatives outre-mesure.

De même, les données de la figure 2.4 permettent d'adopter les valeurs :

$$\frac{g_{K\Sigma N}^2}{4\pi} = 1.6 \quad (2.22)$$

$$g_{K^*\Sigma N} = -25. \quad (2.23)$$

$$\kappa_{K^*\Sigma N} = -1. \quad (2.24)$$

Les constantes $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ sont comprises dans les intervalles définis en (2.5) et (2.6) et les signes des constantes du K^* sont conformes à ceux prédits par SU(6) (éq. (2.13), (2.14), (2.15) et (2.16)). Avant de discuter les résultats du modèle, arrêtons-nous juste un moment sur les valeurs *fittées* des constantes de couplage fort du K^* et comparons-les avec celles *prédites* par SU(6). Alors que les moments magnétiques κ sont en relatif accord (pour le Λ , 2.5 comparé à 3.66 et pour le Σ , -1 comparé à -1.22), il y a un fort rapport entre les constantes électriques (pour le Λ , -23 comparé à -6.08 et pour le Σ , -25 comparé à -3.51). *Levy et al.*[Lev73] qui ont adopté la même démarche que nous avons présentée pour déterminer les couplages du K^* , sont arrivés à un effet similaire et utilisent (entre autres) un facteur multiplicatif $\lambda \approx 2.2$ pour relier leur valeur fittée aux valeurs prédites par SU(6). Encore une fois, le désaccord entre l'«expérience» et SU(6) n'est pas si surprenant, retenons juste, dans notre cas, le rapport d'ordre 4 entre nos valeurs et celles prédites par SU(6). Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$ dans la section (2.4). Continuons avec l'examen des résultats.

La section efficace différentielle de $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ se distingue par la présence d'un plateau aux angles avant extrêmes, un peu comme la section efficace différentielle de

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$ présentait un pic dans cette même zone en t . C'est le même mécanisme qui est à l'origine de ces deux effets, à savoir le diagramme d'échange du proton dans la voie s nécessaire pour conserver l'invariance de jauge. L'effet se traduit ici par un plateau, au lieu d'un pic, car la contribution du kaon par rapport au K^* est moins importante que celle du pion par rapport au ρ . Aussi, ce processus tend à produire un pic de largeur m_M^2 , où M est le méson pseudo-scalaire produit, donc bien plus collimaté dans le cas du pion relativement au kaon. Encore une fois, l'explication de cette structure ne nécessite pas de recours aux phénomènes de rediffusion et de surabsorption compliqués discutés en (1.4.3) et provient naturellement de l'invariance de jauge. Au-delà de cette région avant extrême, le K^* donne la principale contribution à la section efficace. On note cependant l'interférence destructive entre le K et le K^* à partir de $t \approx .4 \text{ GeV}^2$.

Ce plateau ne se retrouve pas pour $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ car le kaon joue un rôle négligeable pour cette réaction, à cause de la faible valeur de $g_{K\Sigma N}$ qui découle de SU(3).

L'asymétrie de photon a été mesurée à 16 GeV pour les deux réactions $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ et est présentée sur la figure 2.5. Elle est proche de 1 sur toute la plage en t accédée, pour les deux processus, et ceci est conforme à ce que l'on attend d'une réaction dominée par l'échange d'une particule de parité *naturelle*. Ceci confirme clairement la dominance du K^* (spin-parité 1^-) dans les deux réactions, et par là-même, les fortes constantes de couplage présentées en (2.20) et (2.23). Nous rappelons qu'une dominance du kaon produirait une asymétrie de photon de -1.

Une seconde observable de polarisation a été mesurée pour la photoproduction de Λ : la polarisation de recul du Λ . Elle est en effet directement accessible expérimentalement car la distribution angulaire des produits de décroissance du Λ , en l'occurrence π^- et p , signe de façon simple l'état de polarisation du Λ , sans recours à une double diffusion ou autre appareillage de polarimétrie. La figure 2.6 présente les données avec le résultat du modèle. Encore une fois, c'est l'interférence entre deux trajectoires (celle du K et du K^*) qui produit une polarisation non-nulle. Le signe négatif de la polarisation vient naturellement du signe de la contribution du K^* par rapport à celle du kaon, signe déterminé par SU(3) comme nous l'avons vu.

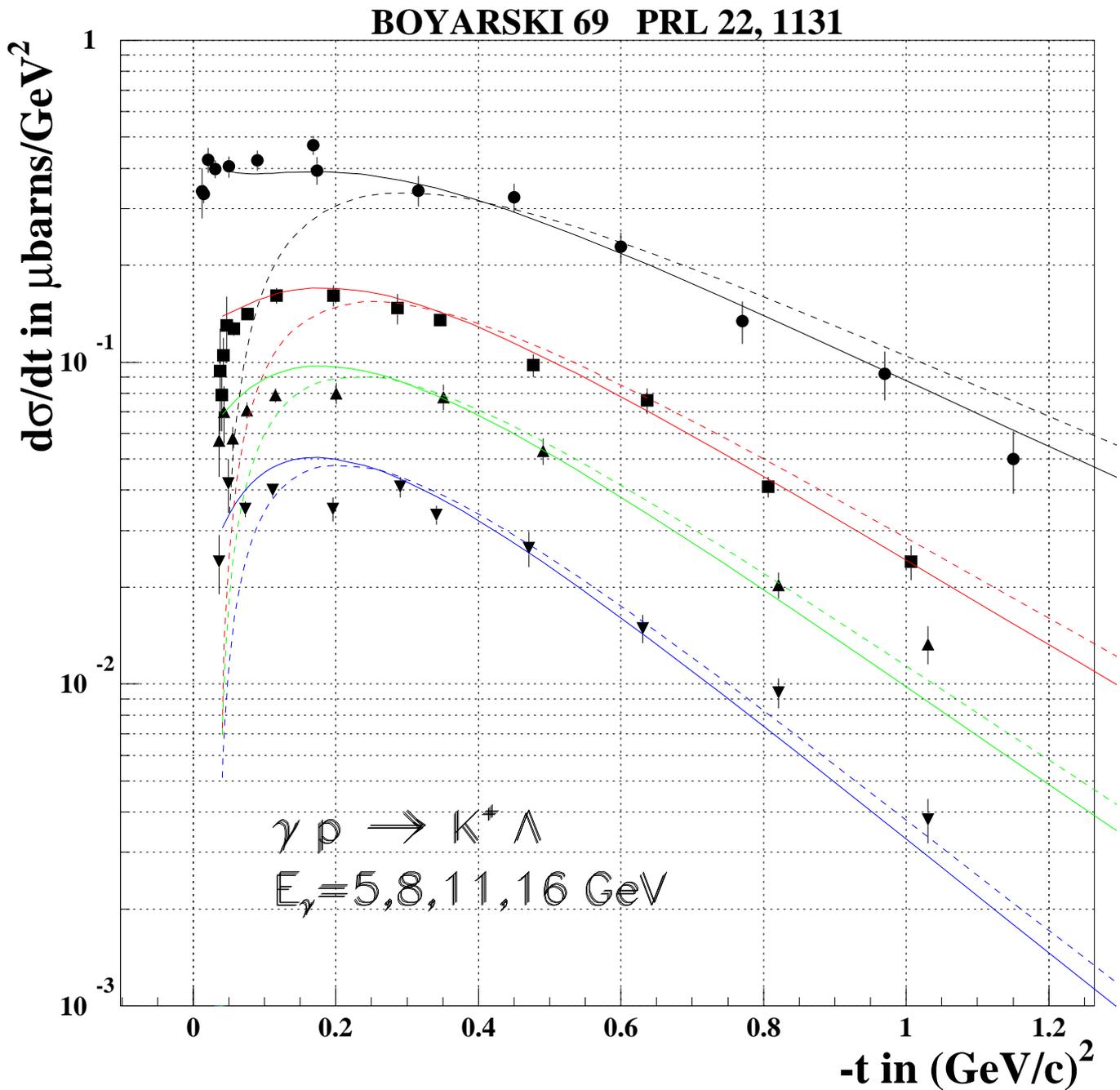


Figure 2.3: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 5, 8, 11, 16 \text{ GeV}$.

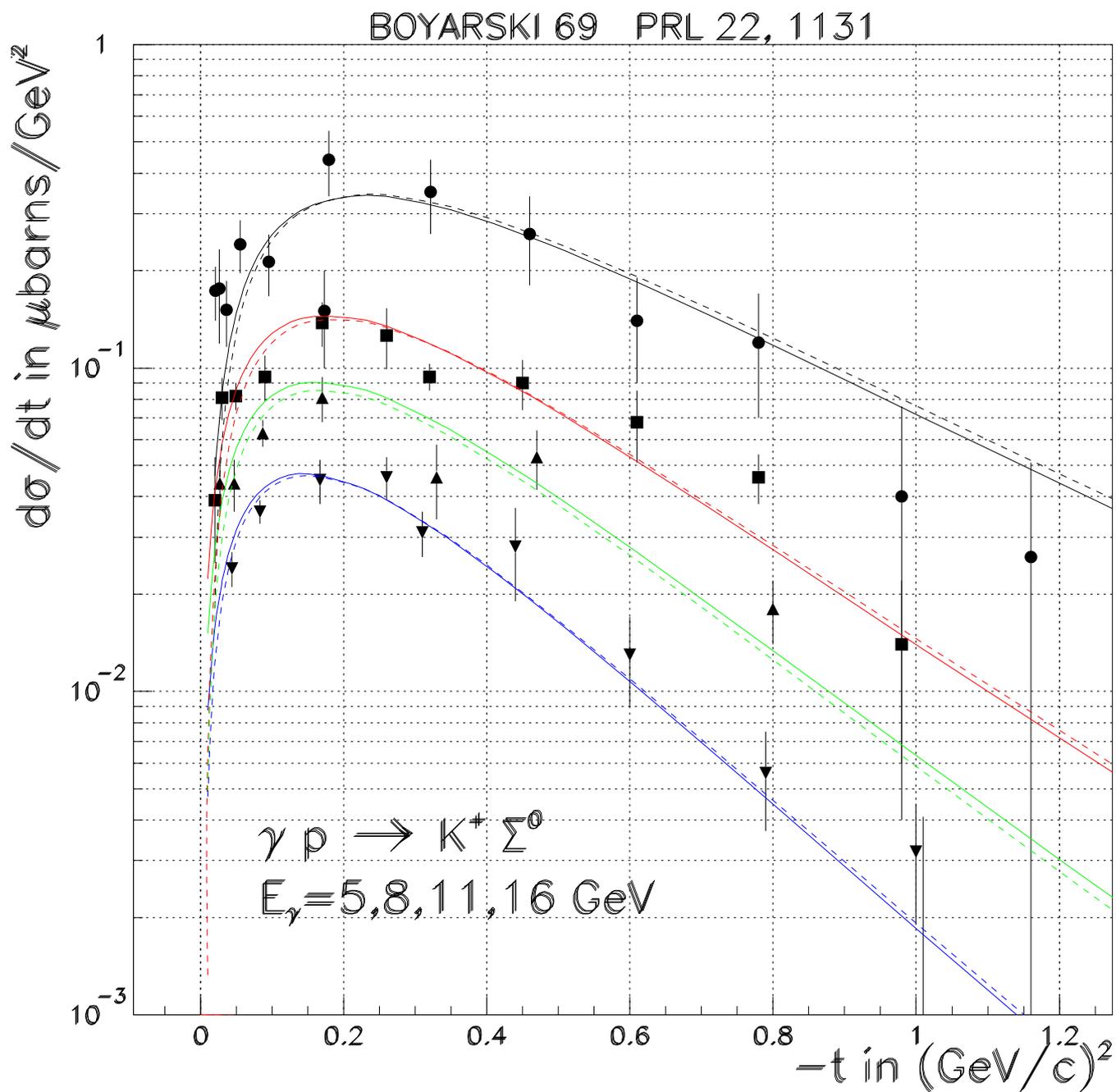


Figure 2.4: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ pour les 4 énergies de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 5, 8, 11, 16 \text{ GeV}$.

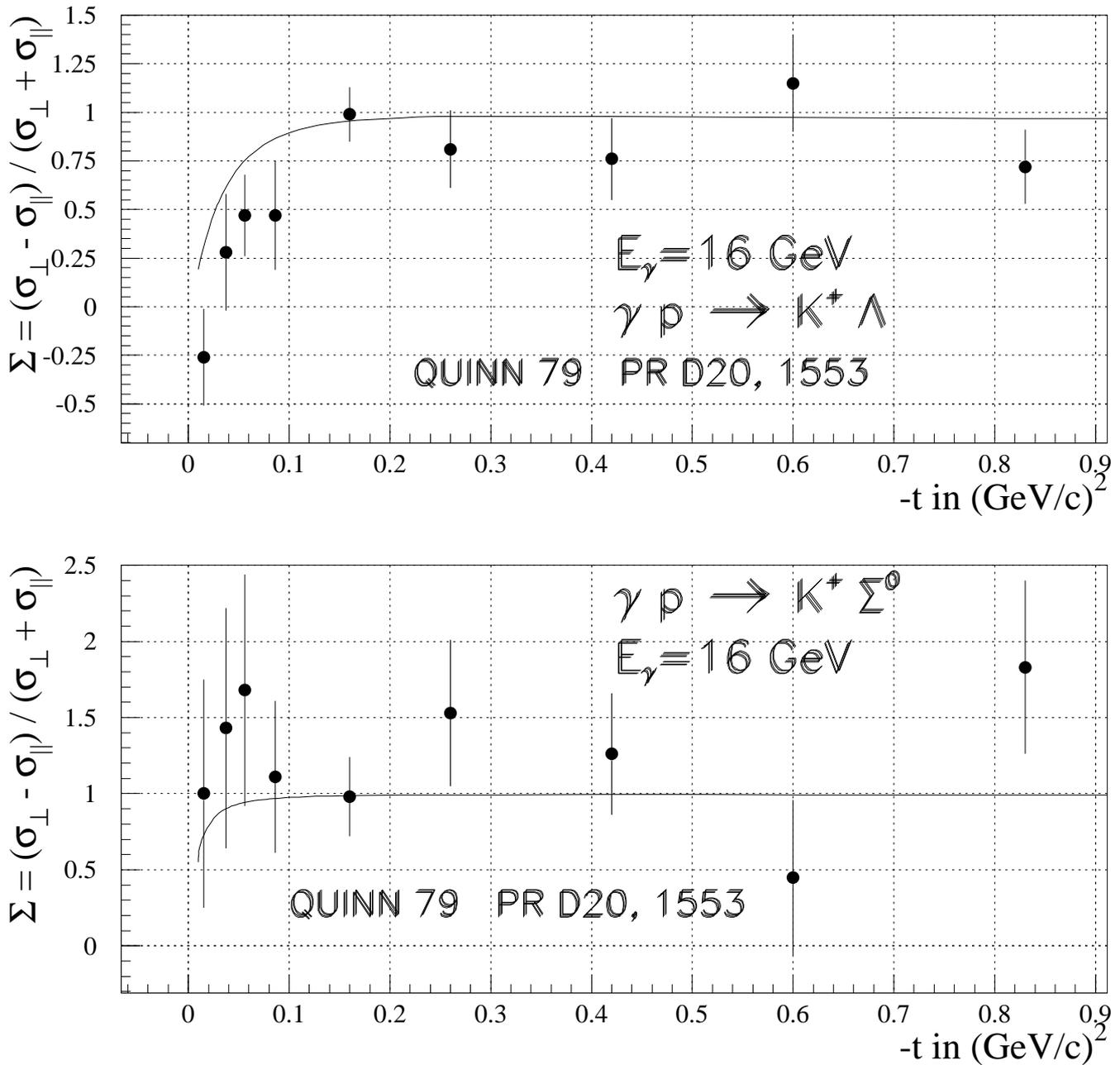


Figure 2.5: Asymétrie de photon pour les réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ pour l'énergie de photon (dans le laboratoire) $E_{\gamma} = 16$ GeV.

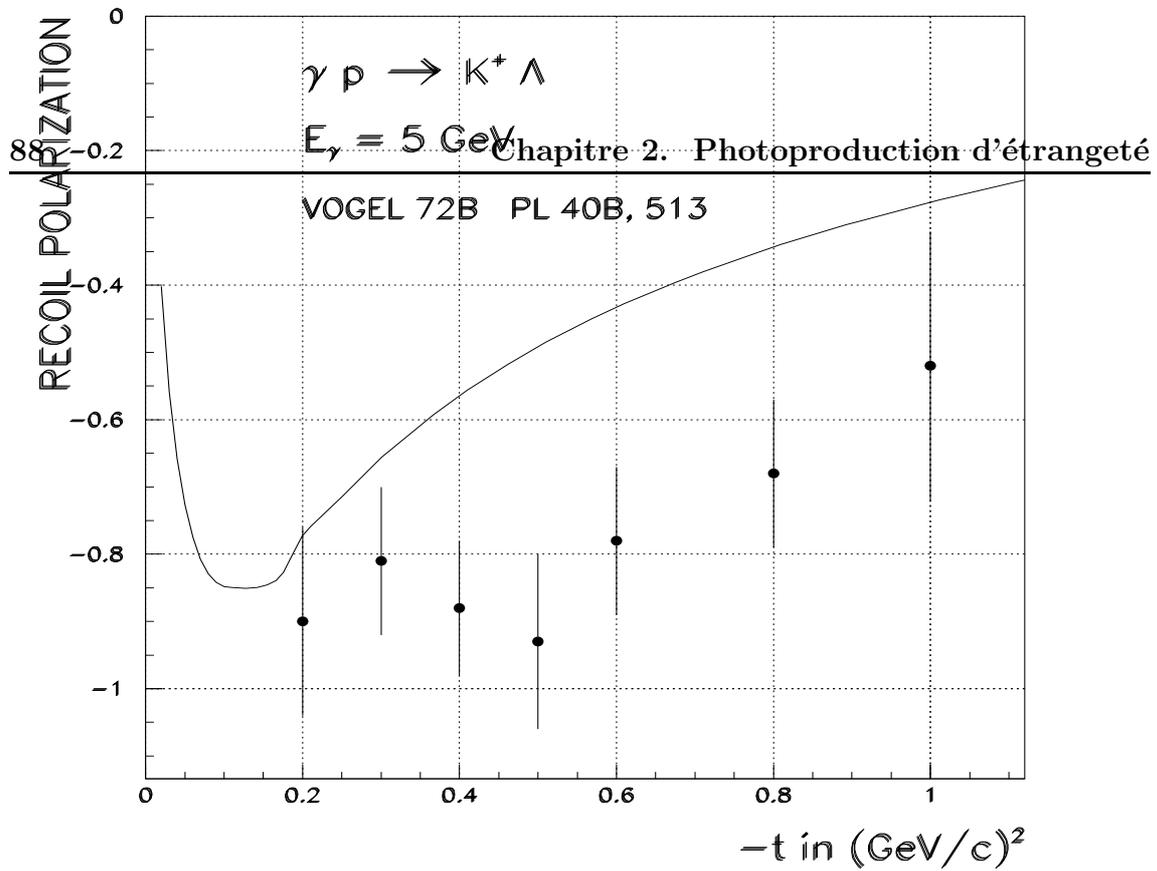


Figure 2.6: Asymétrie de recul pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ pour l'énergie de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 5 \text{ GeV}$.

2.2.2 voie u

Dans le domaine d'énergie sur lequel nous nous concentrons ($E_\gamma \gtrsim 4 \text{ GeV}$), les seules données aux angles arrières consistent de cinq points de section efficace différentielle dans l'intervalle $.15 \lesssim |u| \lesssim .75$ à $E_\gamma = 4.3 \text{ GeV}$ pour les deux réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$.

Il y a trois trajectoires dominantes : celles du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$. Les contributions du Λ et du Σ sont aisément déterminées, les constantes de couplage intervenant étant connues relativement bien ; outre $g_{KN(\Lambda,\Sigma)}$ établis dans la section précédente :

$$\kappa_\Lambda = -.73 \tag{2.25}$$

$$\kappa_\Sigma = .8_{SU(3)}, 1.02_{\text{modèle de quark}} \tag{2.26}$$

$$\kappa_{\Lambda\Sigma^0} = 1.59 \tag{2.27}$$

Il y a deux valeurs pour κ_Σ , nous avons adopté $\kappa_\Sigma = 1.02$ sans forte raison particulière, l'influence de ce paramètre étant minimale.

Nous prenons des trajectoires standard :

$$\alpha_\Lambda(u) = -.6 + .9u \quad (2.28a)$$

$$\alpha_\Sigma(u) = -.6 + .85u \quad (2.28b)$$

Nous présentons sur la figure 2.7 la contribution globale du Λ et du Σ qui est trop faible pour expliquer les données. Comme chaque fois qu'il nous a manqué une contribution, la simplicité de notre modèle nous permet de déterminer aisément l'ingrédient manquant : la trajectoire supplémentaire qui s'impose est celle du $\Sigma^*(1385)$, de par son intercept. Le $\Sigma^*(1385)$ a des valeurs de spin-parité identiques à ceux du Δ ($J^P = \frac{3}{2}^+$) dont la structure du courant de Feynman a été donnée dans la section (1.3.1). Etant sous le seuil de décroissance KN , il n'est pas simple de déterminer la constante $g_{KN\Sigma^*}$. En l'absence de toute autre forte indication, il est préférable de fitter la contribution du $\Sigma^*(1385)$. En négligeant la contribution électrique (terme en G_E^*) (en s'inspirant de l'équivalent $SU(3)$ du Δ), nous trouvons :

$$g_{KN\Sigma^*} \times G_{M(\gamma\Sigma^*\Lambda)}^* = -15. \quad (2.29a)$$

$$g_{KN\Sigma^*} \times G_{M(\gamma\Sigma^*\Sigma)}^* = -15. \quad (2.29b)$$

pour obtenir les courbes de la figure 2.7. Nous adopté une équation de trajectoire classique :

$$\alpha_{\Sigma^*}(u) = -.3 + .9u \quad (2.30)$$

L'égalité des deux constantes est évidente car les contributions globales du Λ et du Σ pour les deux réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ sont pratiquement équivalentes et les sections efficaces ont aussi même magnitude. En ce qui concerne la figure 2.7, le signe de (2.29) n'est pas primordial et il n'y a pas de raisons a priori de prendre un signe négatif. Nous expliquerons notre choix dans la prochaine section quand nous nous pencherons l'extrapolation de notre modèle à plus basse énergie et examinerons les observables de polarisation.

Nous avons conscience que nous n'avons fait que reporter, en quelque sorte, notre "ignorance" des mécanismes exacts qui jouent aux angles arrière sur les paramètres du Σ^* donnés par (2.29). Encore une fois, c'est le nombre faible de contributions

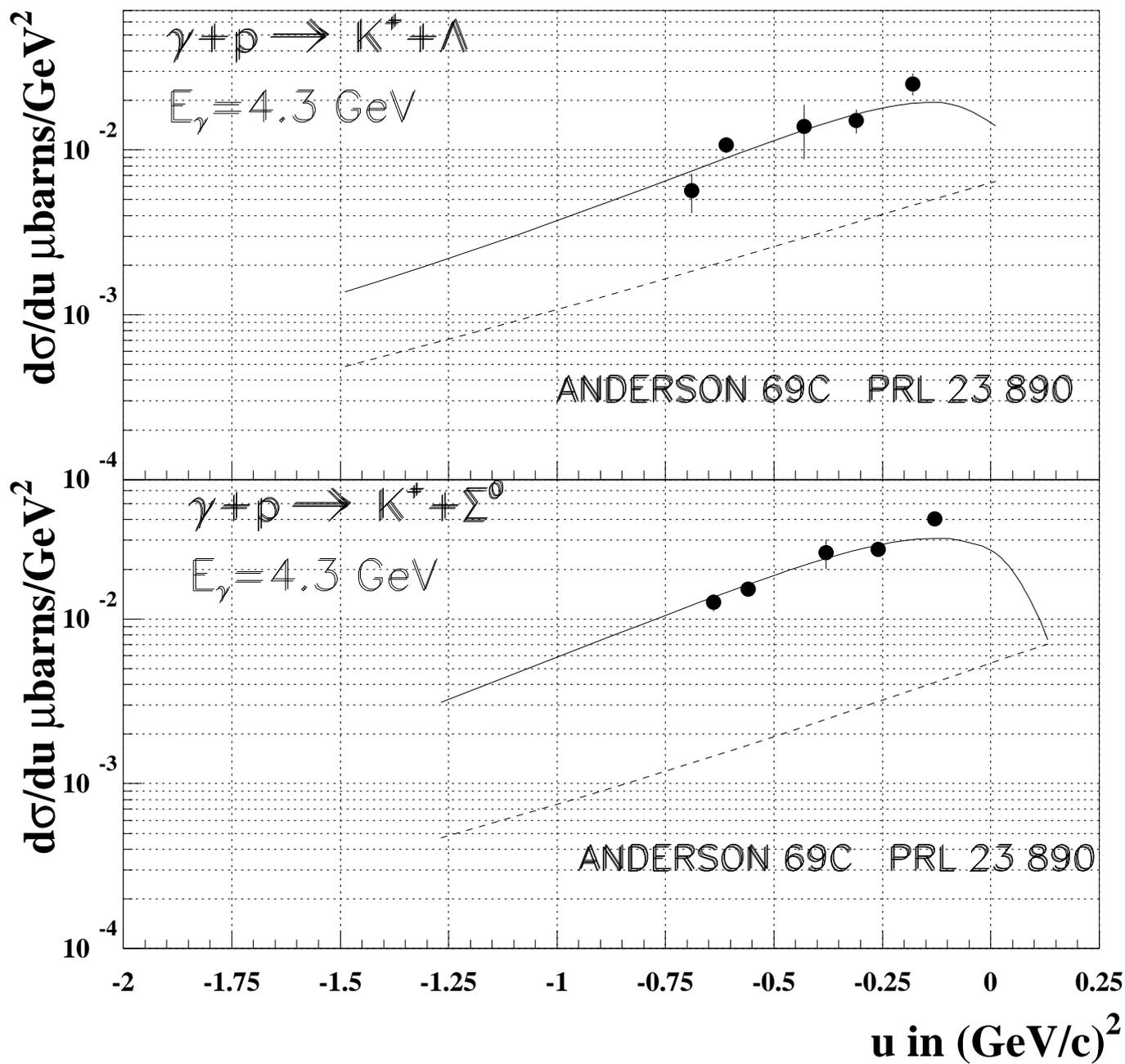


Figure 2.7: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ pour les réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ pour l'énergie de photon (dans le laboratoire) $E_\gamma = 4.3 \text{ GeV}$. La courbe tirée représente la contribution du Λ et Σ^0 , la courbe pleine celle du Λ , Σ^0 et $\Sigma^*(1385)$.

nécessaire à notre modèle qui nous permet d'avoir relativement confiance dans ce que nous faisons.

2.2.3 Extrapolation à plus basse énergie

La théorie de Regge est essentiellement adaptée pour les hautes énergies. La formule (1.21) est une formule *asymptotique* où l'hypothèse $s \rightarrow \infty$ permet de ne retenir que les trajectoires dominantes. On peut déjà être surpris que notre modèle donne des résultats si satisfaisants dès $E_\gamma \approx 4$ GeV. Mais expérimentalement, c'est l'énergie à partir de laquelle les sections efficaces totales commencent à adopter ce comportement décroissant et régulier en puissance de s caractéristique d'un modèle de Regge. On peut donc penser que le régime "asymptotique" commence aussi *bas* en énergie que $E_\gamma \approx 4$ GeV.

Dans la région des résonances, a priori il y a peu d'espoir de pouvoir décrire les données expérimentales avec un modèle de pôles de Regge. Les sections efficaces totales sont généralement caractérisées par des pics à diverses énergies (fig. 1.1, par exemple) correspondant à des résonances formées dans la voie s et les distributions angulaires présentent aussi de nombreuses variations (noeuds, maxima secondaires,...). D'un point de vue purement phénoménologique, un modèle simple de pôles de Regge ne peut produire des structures aussi "compliquées". Il est clair que l'approche théorique la plus adaptée dans cette région d'énergie est celle des modèles isobariques et la formation de résonances dans la voie s (voir par exemple [Ade90], [Wil92], [Dav94] et [Mar95] pour les plus récents modèles).

Il existe cependant une connection théorique entre ces deux domaines d'énergie et nous allons introduire la notion de *dualité*. Nous partons des règles de somme d'énergie finie (*Finite Energy Sum Rules, FESR*) :

$$\int_0^s \text{Im} \mathcal{M}(s, t) (s')^n ds' = \sum_i \beta_i(t) \frac{s^{\alpha_i(t)+n+1}}{\alpha_i(t) + n + 1} \quad (2.31)$$

On peut trouver la dérivation de cette règle de somme dans [Col77], [Gif72], par exemple. Elle s'établit à partir de relations de dispersion dans le plan complexe s et d'hypothèses de convergence de l'amplitude \mathcal{M} .

Au delà de l'aspect formel, l'interprétation de l'équation (2.31) est simple. Pour $n = 0$, elle établit une relation entre la moyenne (c.à.d. le moment d'ordre 0) de la partie imaginaire de l'amplitude à basse énergie et les pôles de Regge, c.à.d. le comportement à haute énergie de l'amplitude. En particulier, si l'on représente,

à suffisamment basse énergie, la partie imaginaire de l'amplitude par la somme des contributions des résonances dans la voie s , on obtient une relation puissante entre les résonances formées dans la voie directe s et les particules échangées dans la voie croisée t . Symboliquement, la moyenne des résonances est égale à la somme des pôles de Regge. Autrement dit, la voie s est *duale* de la voie t .

Les conséquences et implications sont nombreuses (quelques références classiques [Igi67], [Log67], [Dol68]). La première est que si l'on somme globalement les contributions des résonances formées dans la voie s et échangées dans la voie t , on effectue clairement un double comptage. Aussi, si l'on connaît bien les paramètres de la voie t (c.à.d. les trajectoires et les résidus) on peut obtenir la valeur moyenne de l'amplitude à basse énergie.

C'est cette dernière considération qui va nous concerner dans le cas de la photoproduction d'étrangeté. En effet, autant la section efficace totale de la photoproduction de pion est marquée par une séquence de pics saillants dûs aux résonances, autant celle de la photoproduction d'étrangeté (aussi bien pour le Λ que pour le Σ) apparaît plus ou moins régulière par comparaison. La raison en est que, dans le domaine de l'étrangeté, les résonances se "chevauchent" et se superposent toutes les unes aux autres (il y a déjà des résonances qui contribuent au seuil de production du kaon). Nous devrions donc avoir un excellent terrain d'application de la dualité, qui est une règle globale et de moyenne telle que nous l'avons définie.

Pratiquement, calculons donc la section efficace totale en intégrant la contribution des pôles de la voie t (c.à.d. le K et le K^*). Nous obtenons alors les courbes des figures 2.8 et 2.9 qui montrent un accord relatif intéressant avec les récentes données de basse énergie de *Bonn* [Bon95]. Le comportement typique à la Regge se prolonge jusqu'à $E_\gamma \approx 1.5$ GeV au delà de quoi l'espace de phase réduit la section efficace totale jusqu'au seuil.

Nous présentons sur les figures 2.10 et 2.11 les sections efficaces différentielles et les polarisations de recul à 2 GeV. Nous présentons simultanément et séparément les contributions des voies avant et arrière (c.à.d. les contributions du K et du K^* et du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$ respectivement) comme ce sont les deux limites d'une même amplitude (on ne peut donc pas les ajouter).

Nous obtenons clairement un ordre de grandeur correct, légèrement supérieur aux données cependant pour la photoproduction de Λ . Le pic avant des deux sections efficaces différentielles provient naturellement des échanges du K et du K^* . La voie u produit cependant une bosse aux angles arrière qui n'est pas observée dans les données.

En ce qui concerne les polarisations, nous obtenons naturellement une polarisation aux angles avant négative pour le Λ comme nous l'avions à plus haute énergie (fig. 2.6) et positive pour le Σ . Nous rappelons que ces signes résultent de l'interférence entre les diagrammes de Feynman considérés dont les phases ont été déterminées par SU(3) dans la première section de ce chapitre. Aux angles arrière, par contre, la phase du diagramme du $\Sigma^*(1385)$ étant indéterminée, nous avons choisi le signe pour le produit (2.29) qu'il fallait pour obtenir les polarisations positive pour le Λ et négative pour le Σ .

Cette dernière remarque à part, nous reproduisons la tendance générale des données, en ayant simplement extrapolé à basse énergie notre modèle de haute énergie. Ce dernier étant relativement économique en termes de paramètres, nous avons une intéressante description alternative de la région des résonances étranges, au regard du nombre important de paramètres généralement requis pour décrire ces données dans le cadre des modèles isobariques.

Plus fondamentalement, nous avons une jolie confirmation de l'hypothèse de dualité.

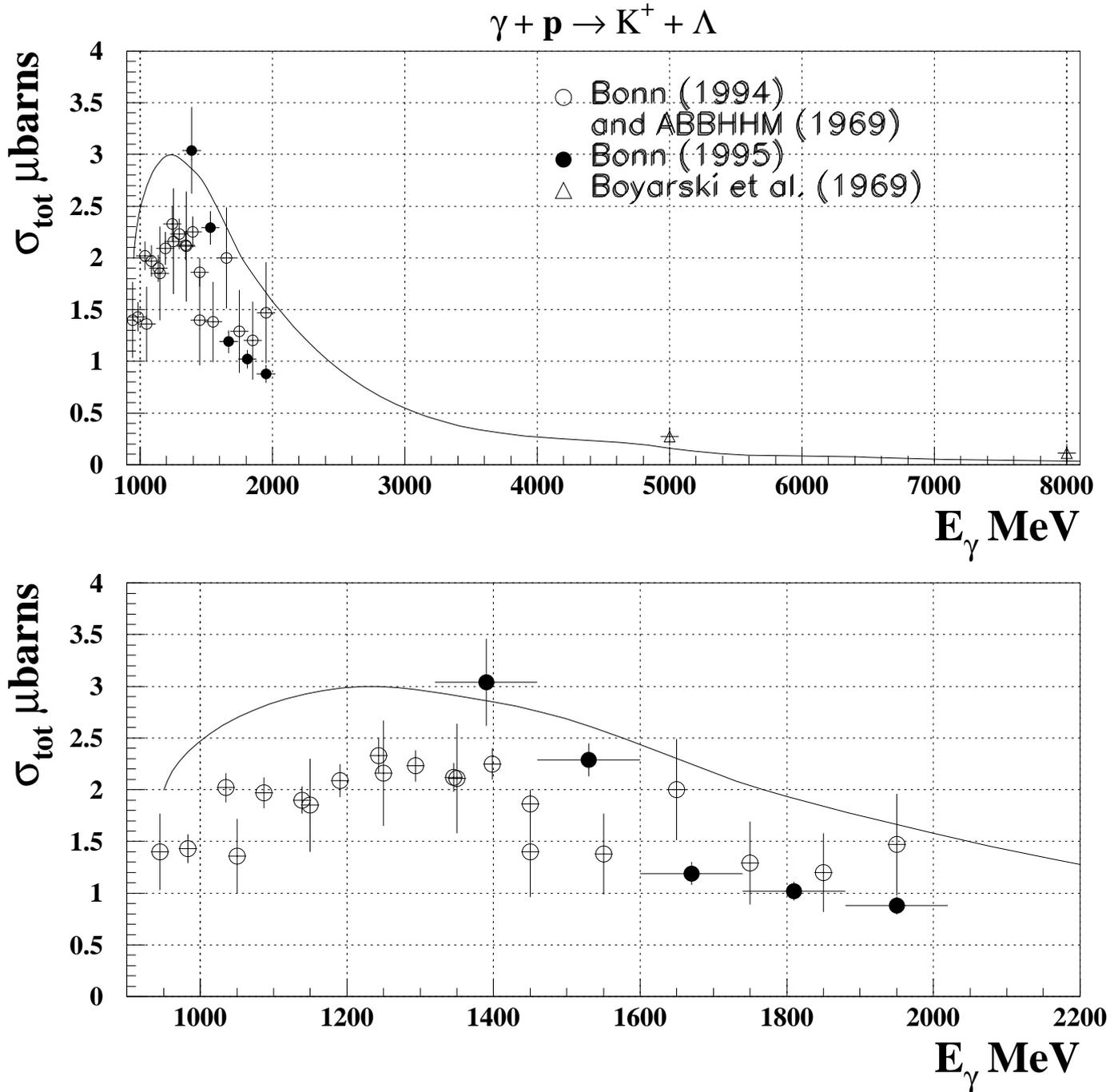


Figure 2.8: Section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow K\Lambda$. La courbe pleine représente l'extrapolation de notre modèle aux basses énergies. La figure du bas est un agrandissement sur la région de basse énergie ($E_\gamma \lesssim 2$ GeV) de la figure du haut. Les données sont tirées de [ABB69] et [Bon94] (\circ), [Boy69] (\triangle) et [Bon95] (\bullet).

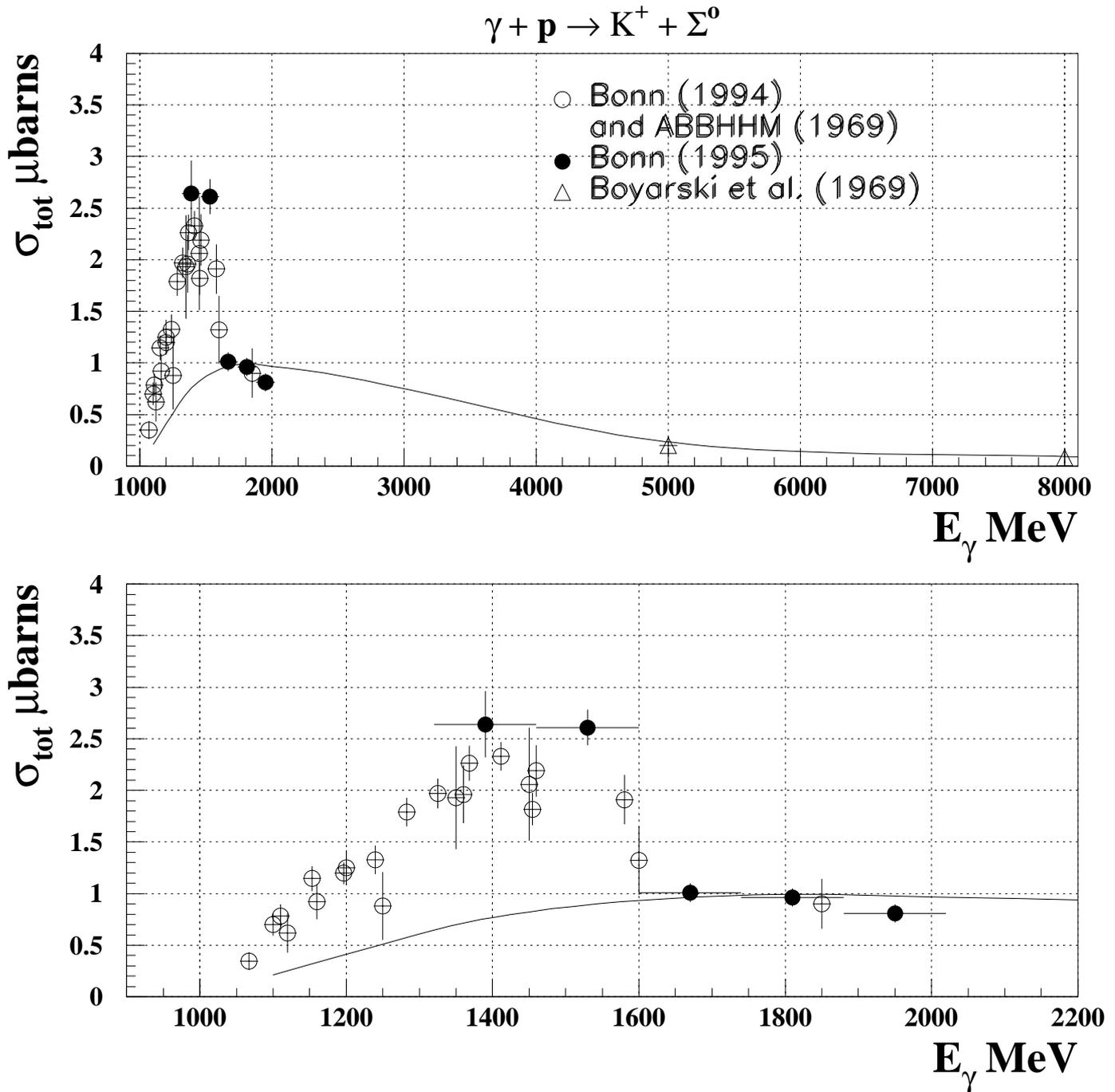


Figure 2.9: Section efficace totale pour $\gamma p \rightarrow K\Sigma$. La courbe pleine représente l'extrapolation de notre modèle aux basses énergies. La figure du bas est un agrandissement sur la région de basse énergie ($E_\gamma \lesssim 2$ GeV) de la figure du haut. Les données sont tirées de [ABB69] et [Bon94] (\circ), [Boy69] (\triangle) et [Bon95] (\bullet).

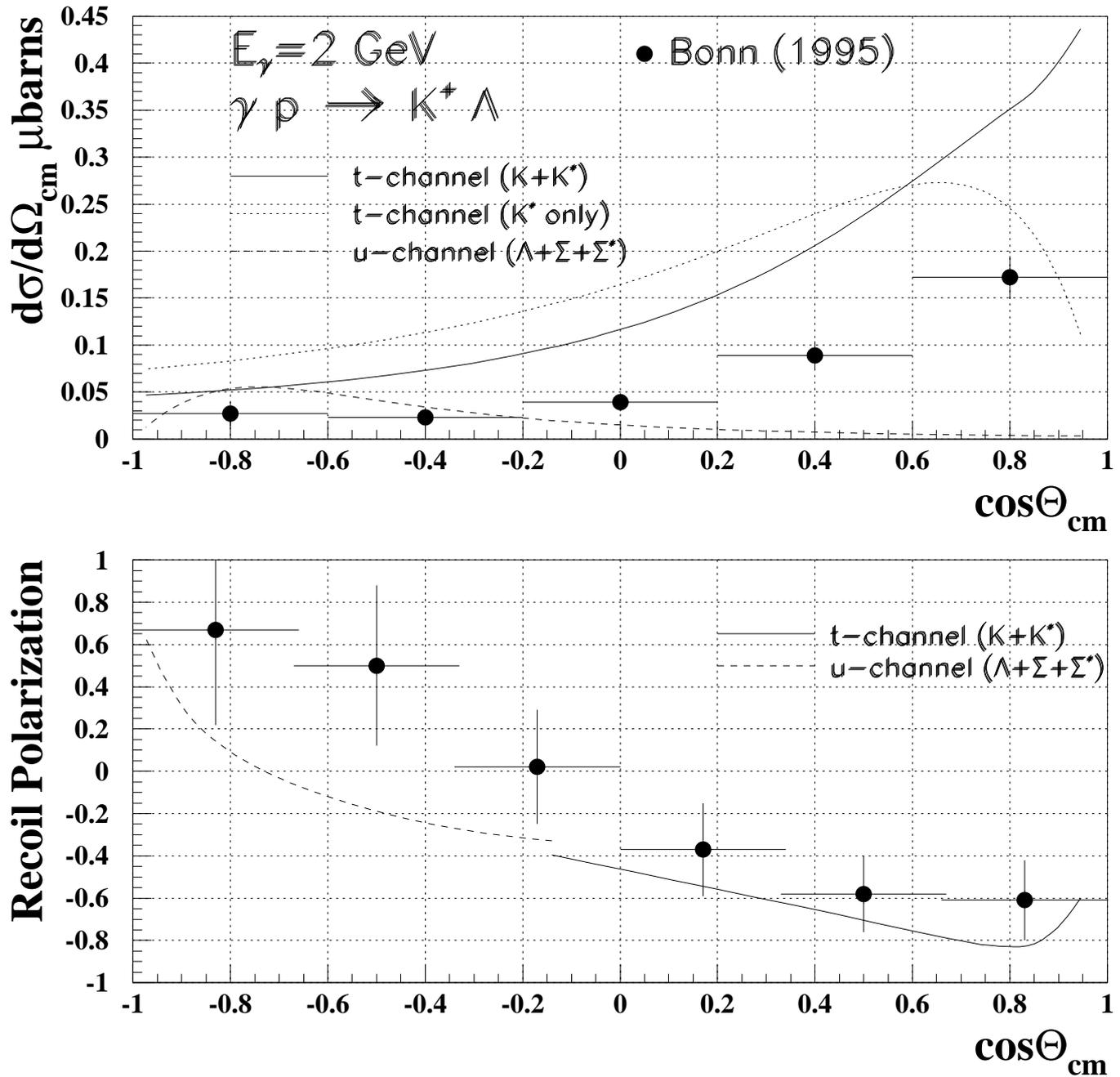


Figure 2.10: La figure du haut présente la section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ à $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$. On distingue les contributions de la voie avant (échanges du K et K^* : ligne continue) et de la voie arrière (échanges du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$: ligne tiretée). Le poids relatif du K^* par rapport au K pour la voie avant est aussi mis en évidence (ligne pointillée).

La figure du bas présente l'asymétrie de recul donnée par les échanges de voie t (ligne continue) et de voie u (ligne tiretée).

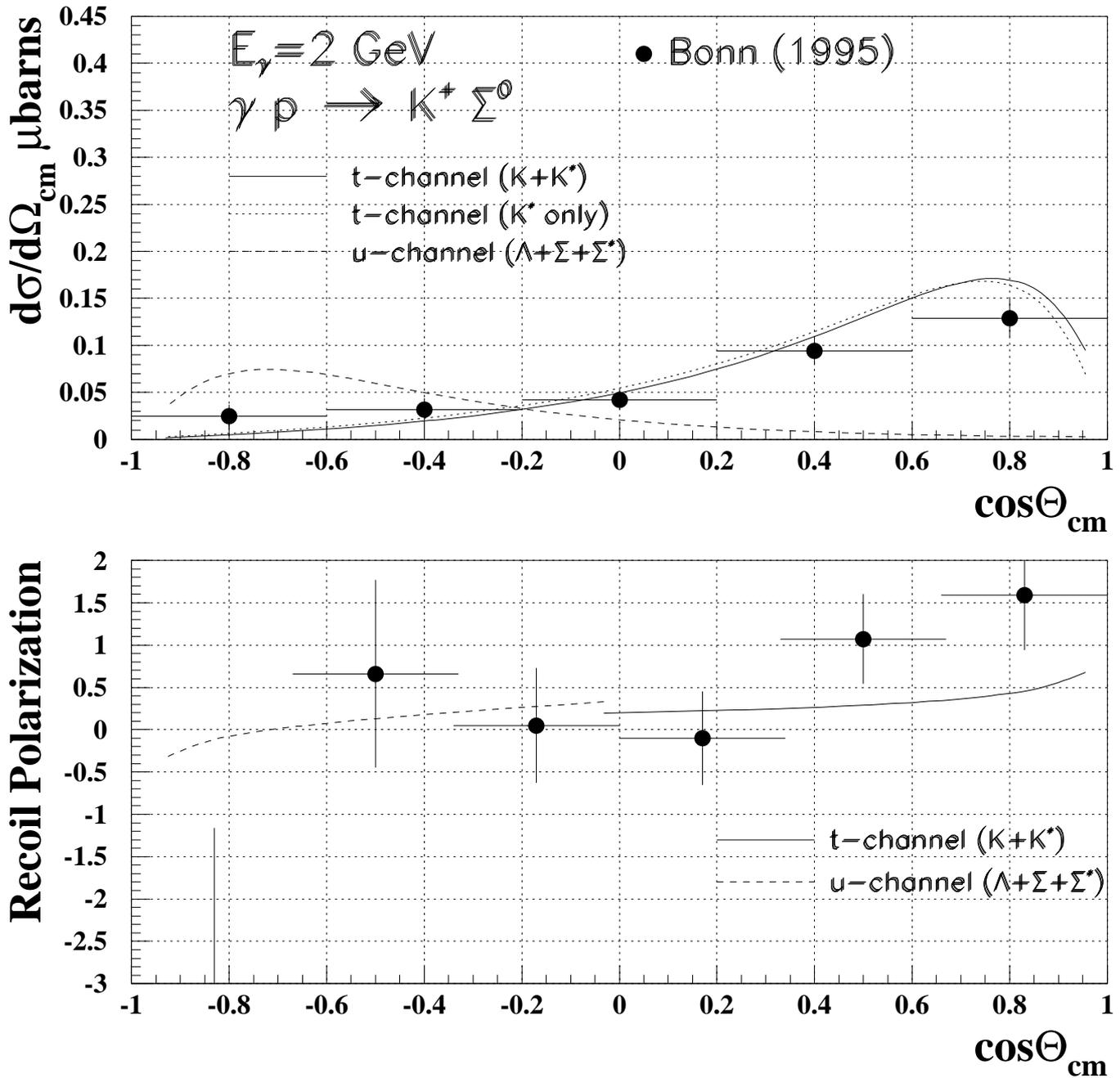


Figure 2.11: La figure du haut présente la section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ à $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$. On distingue les contributions de la voie avant (échanges du K et K^* : ligne continue) et de la voie arrière (échanges du Λ , Σ et $\Sigma^*(1385)$: ligne tiretée). Le poids relatif du K^* par rapport au K pour la voie avant est aussi mis en évidence (ligne pointillée).

La figure du bas présente l'asymétrie de recul donnée par les échanges de voie t (ligne continue) et de voie u (ligne tiretée).

2.3 $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$

Le $\Lambda^*(1520)$ ($J^P = \frac{3}{2}^-$) est une résonance intéressante à étudier car, grâce à sa faible largeur ($\Gamma = 15.6$ MeV), son spectre de masse M_{K-p} ressort clairement des données de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$. Les données sont cependant rares et consistent de deux sections efficaces différentielles aux angles avant ($|t| \lesssim .7 \text{ GeV}^2$) : la première à $E_\gamma = 11$ GeV [Boy71] et la seconde intégrée entre $E_\gamma = 2.8$ GeV et $E_\gamma = 4.8$ GeV [Bar80] (fig. 2.14). En l'absence de toute donnée aux angles arrière, nous ne discuterons bien sûr que des angles avant.

2.3.1 Calcul des diagrammes

Le mécanisme de photoproduction de $\Lambda^*(1520)$ est identique à celui utilisé pour le Λ et le Σ que nous venons d'étudier. Le processus est dominé par les échanges des trajectoires du K et du K^* .

Nous n'avons pas encore introduit les courants de Feynman associés à ces échanges pour une particule externe de spin-parité $\frac{3}{2}^-$. Le diagramme d'échange du K n'est toujours pas invariant de jauge et il faut ici introduire deux diagrammes supplémentaires pour qu'il le devienne : l'usuel diagramme d'échange du nucléon dans la voie s et un nouveau terme qu'on appelle *terme de contact*. Le diagramme d'échange du K^* étant invariant de jauge par lui-même, il nous faudra donc considérer les quatre diagrammes de la figure 2.12.

Les courants correspondants sont :

- **Echange du K :**

$$J_{K\text{pôle}}^\mu(\gamma p \rightarrow K \Lambda^*) = ieg_{K\Lambda^*} \frac{(p_K - q)^\mu}{q^2 - m_K^2} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) q_\alpha \gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.32)$$

où $q = k - p_K$. On reggeise ce terme en remplaçant $\frac{1}{q^2 - m_K^2}$ par le propagateur de Regge d'une particule de spin 0 (1.26).

- **Echange du nucléon (voie s) :**

$$J_N^\mu(\gamma p \rightarrow K \Lambda^*) = ieg_{K\Lambda^*} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) (-p_K)_\alpha \gamma^5 \frac{\not{p}_s + M_N}{p_s^2 - m_N^2} \gamma^\mu u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.33)$$

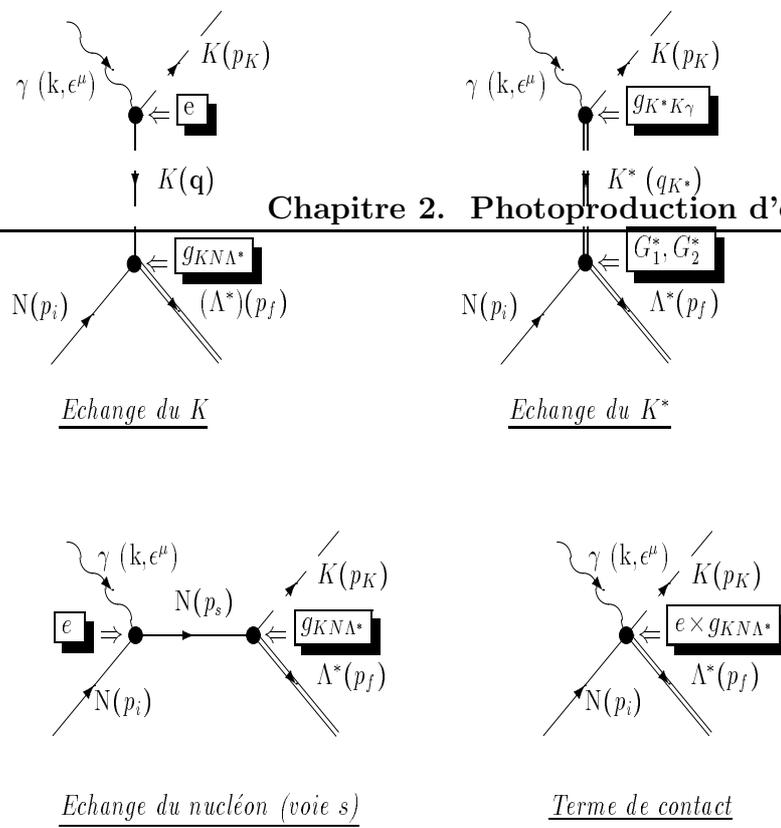


Figure 2.12: Diagrammes de Feynman considérés pour la réaction $\gamma p \rightarrow K \Lambda^*(1520)$. Le diagramme d'échange du nucléon dans la voie s et le terme de contact sont nécessaires pour rendre le diagramme d'échange du K dans la voie t invariant de jauge.

avec $p_s = k + p_i$. Or, on note que le terme en $(\not{k} \cdot \not{\epsilon})$ est explicitement invariant de jauge par lui-même. Seul le terme en $(\not{p}_i \cdot \not{\epsilon})$ est nécessaire pour rétablir l'invariance de jauge du pôle du pion. pour les mêmes raisons que celles explicitées dans la section (1.4.2), il s'agit de ne garder que le minimum de termes nécessaires pour préserver l'invariance de jauge ; nous ne garderons donc que le terme en $(\not{p}_i \cdot \not{\epsilon})$, cette recette a aussi été utilisée par *Campbell et al.* [Cam70]. Le courant du nucléon s'écrit alors :

$$J_N^\mu(\gamma p \rightarrow K \Lambda^*) = ieg_{KN\Lambda^*} \frac{2p_i^\mu}{p_s^2 - m_N^2} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) (-p_K)_\alpha \gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.34)$$

On reggeise alors ce terme en le multipliant par $(q^2 - m_K^2) \times \mathcal{P}_{Regge}^0$ où \mathcal{P}_{Regge}^0 est le propagateur de Regge d'une particule de spin 0 (1.26).

• **Terme de contact :**

$$J_C^\mu(\gamma p \rightarrow K \Lambda^*) = ieg_{KN\Lambda^*} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) g_\alpha^\mu \gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.35)$$

On reggeise alors ce terme en le multipliant par $(q^2 - m_K^2) \times \mathcal{P}_{Regge}^0$ où \mathcal{P}_{Regge}^0 est le propagateur de Regge d'une particule de spin 0 (1.26).

• **Echange du K^* :**

$$J_{K^*}^\mu(\gamma p \rightarrow K \Lambda^*) = -ie \frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \frac{\varepsilon^{\nu\mu\rho\lambda} k_\nu q_\rho}{q^2 - m_{K^*}^2} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) \Gamma_{\alpha\lambda} u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.36)$$

avec :

$$\Gamma^{\beta\mu} = \frac{G_1^*}{2m_N} \Gamma_1^{\beta\mu} + \frac{G_2^*}{(2m_N)^2} \Gamma_2^{\beta\mu}, \quad (2.37)$$

où :

$$\Gamma_1^{\beta\mu}(k; p_\Delta, p) = (q_\beta \gamma_\mu - \not{k} g_{\beta\mu}) i \quad (2.38)$$

et :

$$\Gamma_2^{\beta\mu}(k; p_\Delta, p) = -(q_\beta P_\mu - q.P g_{\beta\mu}) i \quad (2.39)$$

où $P = \frac{1}{2}(p_i + p_f)$.

On reggeise (2.36) en remplaçant $\frac{1}{q^2 - m_{K^*}^2}$ par le propagateur de Regge d'une particule de spin 1 (1.27).

On peut vérifier explicitement que :

$$\begin{aligned} J_{K(IJ)}^\mu &= J_{Kp\delta}^\mu + J_N^\mu + J_C^\mu \quad (2.40) \\ &= ie g_{KN\Lambda^*} \bar{u}^\alpha(\vec{p}_f, s_f) \left[\frac{(p_K - q)^\mu q_\alpha}{t - m_K^2} + \frac{2p_i^\mu (-p_K)_\alpha}{s - m_N^2} + g_{\alpha\mu} \right] \gamma^5 u(\vec{p}_i, s_i) \quad (2.41) \end{aligned}$$

est invariant de jauge ($k.J_{K(IJ)}^\mu = 0$). Et la reggeisation consiste à multiplier ce terme entier par $(q^2 - m_K^2) \times \mathcal{P}_{Regge}^0$ où \mathcal{P}_{Regge}^0 est le propagateur de Regge d'une particule de spin 0 (1.26).

2.3.2 Résultats

La contribution du K est déterminée par la constante de couplage $g_{KN\Lambda^*}$. Celle-ci peut être aisément déterminée à partir de la diffusion $KN \rightarrow \Lambda^*(1520) \rightarrow KN$:

$$g_{KN\Lambda^*}^2 = 12\pi \Gamma_{KN}^{part.} \frac{M_{\Lambda^*(1520)} (E_{N(CMR)} + m)}{P_{(CMR)}^5} \quad (2.42)$$

où p_{CM} est l'impulsion des particules sortantes et E_N l'énergie du nucléon, tous les deux dans le centre de masse de la résonance. $\Gamma_{KN}^{part.}$ est la largeur de décroissance partielle dans le canal K^-p , soit $15.6 \times .45 \times \frac{1}{2} = 3.51$ en tenant compte du rapport de branchement en KN et de l'isospin. On détermine alors facilement :

$$g_{KN\Lambda^*}^2 = .445 \times 10^{-3} \text{ MeV}^{-2} \quad (2.43)$$

Comme pour la photoproduction de Λ et de Σ , la contribution du K seul ne suffit pas et le K^* est nécessaire. Le fait que le K^* doit jouer un rôle important est d'ailleurs confirmé par la distribution angulaire des produits de décroissance du $\Lambda^*(1520)$ qui a été mesurée par *Barber et al.* [Bar80] et qui montre clairement que le processus est dominé par l'échange d'une particule de spin 1 (fig. 2.13).

La contribution du K^* implique les constantes de couplage G_1^* et G_2^* . Celles-ci ne sont pas connues. On ne peut même pas tenter d'utiliser $SU(3)$ car le $\Lambda^*(1520)$ appartient à un singlet de $SU(3)$. Comme nous l'avons déjà fait dans des cas similaires, nous fittons la contribution du K^* , le seul échange qui peut raisonnablement manquer, et trouvons (en négligeant G_2^*) :

$$G_1^* = 32 \quad (2.44)$$

pour obtenir les courbes de la figure 2.14 (fit sur les données à 11 GeV principalement).

En l'absence de structure évidente, nous avons pris des trajectoires dégénérées dont les équations ont été introduites en (2.18). Le modèle donne une description très satisfaisante des données à $E_\gamma = 11$ GeV mais ne reproduit pas exactement la pente des données correspondant à $2.8 \text{ GeV} < E_\gamma < 4.8 \text{ GeV}$. Les données exhibent en effet une pente très raide difficilement compatible avec les pentes standard de trajectoires de Regge (qui dictent la dépendance en t du modèle). Le changement de pente entre les données de basse et haute énergie est d'ailleurs étonnant. Une explication est peut être que les données de basse énergie ont été intégrées entre 2.8 et 4.8 GeV et que des effets de résonance persistent encore dans ce cas-ci.

Malgré cette dernière considération, nous obtenons un résultat convenable, la dépendance en énergie étant correcte en particulier.

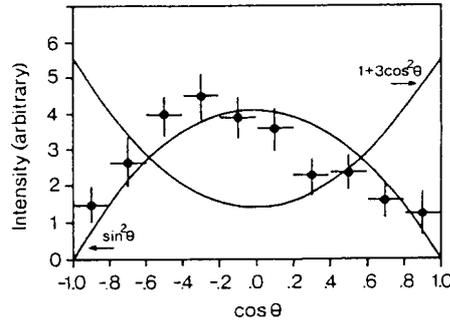


Figure 2.13: Distribution angulaire des produits de décroissance (K^-p) du $\Lambda^*(1520)$ (dans le repère de *Gottfried-Jackson*) telle que mesurée par [Bar80]. Sont superposées les distributions attendues si le $\Lambda^*(1520)$ est produit seulement dans des états de spin $\pm\frac{1}{2}$ (c.à.d. $1 + 3\cos^2\theta$) et $\pm\frac{3}{2}$ (c.à.d. $\sin^2\theta$). Si l'échange du K domine, seule la distribution en $1 + 3\cos^2\theta$ est attendue. Cette hypothèse est clairement incompatible avec les données. La figure est extraite de [Bar80].

2.4 $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$

2.4.1 Motivations

L'objet de cette section est de bâtir un modèle pour la photoproduction de deux kaons $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$. Comme il sera présenté dans la seconde partie de ce mémoire, la partie expérimentale de cette thèse tourne autour de la photoproduction du méson vecteur ϕ dans la gamme d'énergie que nous avons discutée jusqu'à présent ($E_\gamma \gtrsim 4$ GeV). La réaction $\gamma p \rightarrow p\phi$ contribue à la photoproduction de paire de kaons à travers la décroissance du ϕ en K^+K^- . Il est donc intéressant de se pencher sur les canaux concurrents susceptibles de produire un bruit de fond à notre signal recherché (le ϕ).

Nous avons étudié dans la précédente section la photoproduction de $\Lambda^*(1520)$ qui contribue à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$, à travers son canal de décroissance en K^-p . Le spectre de masse M_{K^-p} , mesuré par *Boyariski et al.* [Boy71], révèle en fait une série de pics correspondant à diverses résonances produites par le même mécanisme : $\gamma p \rightarrow K^+(\Lambda^*, \Sigma^*) \leftrightarrow K^-p$.

Il est alors tentant d'étendre le formalisme que nous avons appliqué au $\Lambda^*(1520)$ aux autres résonances Λ^* et Σ^* qui contribuent aussi à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$, à travers leur décroissance en K^-p . Nous allons voir qu'au stade du développement du

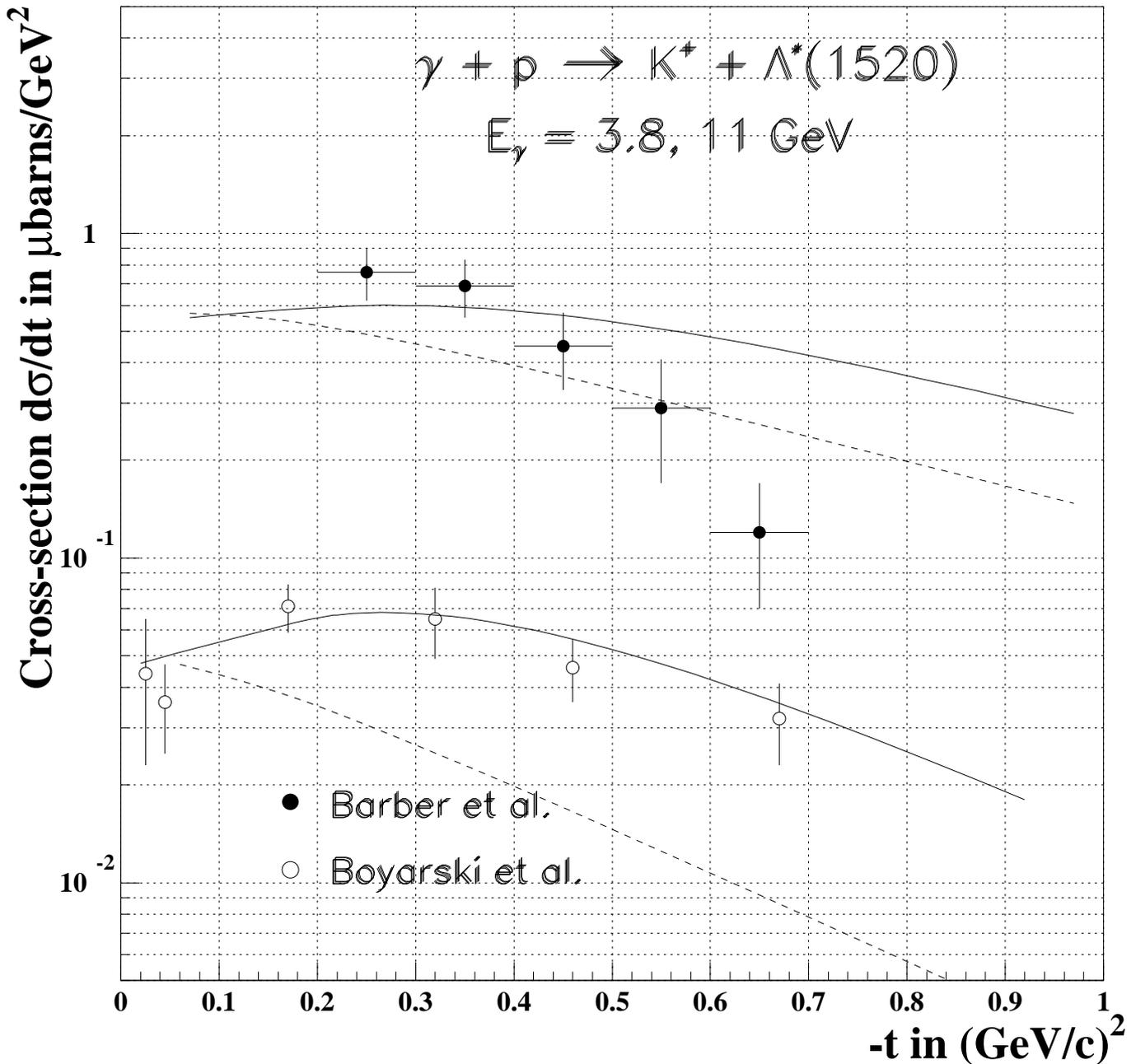


Figure 2.14: Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$. Les points expérimentaux de [Bar80] (●) ont été intégrés entre $E_\gamma = 2.8 \text{ GeV}$ et 4.8 GeV .

La courbe tiretée représente la contribution de l'échange du K (incluant les deux diagrammes additionnels de l'échange du nucléon dans la voie s et le terme de contact). La courbe continue inclut le K^* en plus.

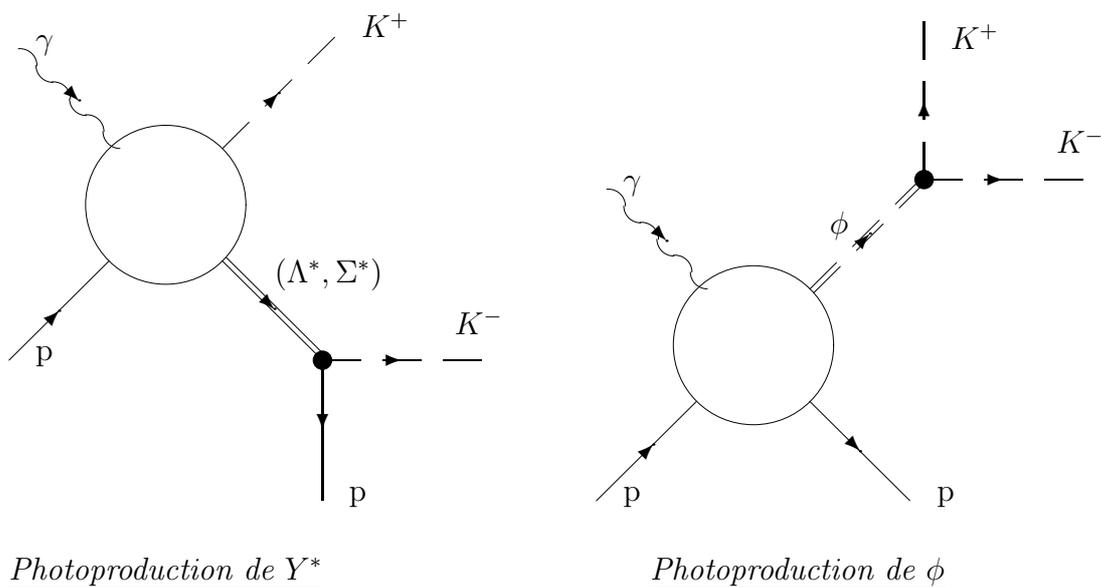


Figure 2.15: Les deux mécanismes de photoproduction de paire de kaons que nous envisagerons : production de résonances hyperoniques (Y^*) qui décroissent en K^-p et production diffractive de ϕ qui décroît en K^+K^- .

modèle où nous sommes, il est pratiquement immédiat d'étendre notre formalisme à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$, il s'agit juste d'implémenter la partie "décroissance" en K^-p de l'élément de matrice. La difficulté va surtout résider dans la détermination des constantes de couplages des résonances impliquées. Les données expérimentales consistent principalement en la section efficace totale et quelques spectres de masse M_{K^-p} et $M_{K^+K^-}$. Il est clair que c'est peu et que nous n'avons que très peu de contraintes au regard des paramètres que nous allons devoir introduire. Nous sommes donc conscients du caractère hypothétique de cette partie, mais notre intention ici est juste d'estimer l'ordre de grandeur des différentes contributions participant à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$, afin d'évaluer des taux de comptage, d'effectuer des simulations, d'étudier la faisabilité d'une expérience.

En résumé, nous considérerons que nous avons deux principaux canaux qui contribuent à la photoproduction de paire de kaons sur le nucléon : la photoproduction d'hyperon et la photoproduction diffractive de ϕ , symbolisés par les graphes de la figure 2.15.

Nous commençons par présenter le modèle de photoproduction d'hypéron. Nous présentons ensuite le simple modèle de photoproduction diffractive de ϕ et comparerons dans la dernière section aux données de section efficace totale de *BoyarSKI et al.*.

Nous présenterons dans la seconde partie de la thèse (section (7.3)) les résultats des simulations effectuées. Nous exposons maintenant les fondements théoriques du modèle.

2.4.2 Modèle pour $\gamma p \rightarrow K^+ Y^* \leftrightarrow K^- p$

Dans ce qui suit, nous ne nous soucierons que des angles avant. Il est clair que la contribution des angles arrière doit être, comme nous l'avons déjà observé, de un à deux ordres de grandeur inférieur et il est certainement raisonnable de la négliger au regard de nos objectifs.

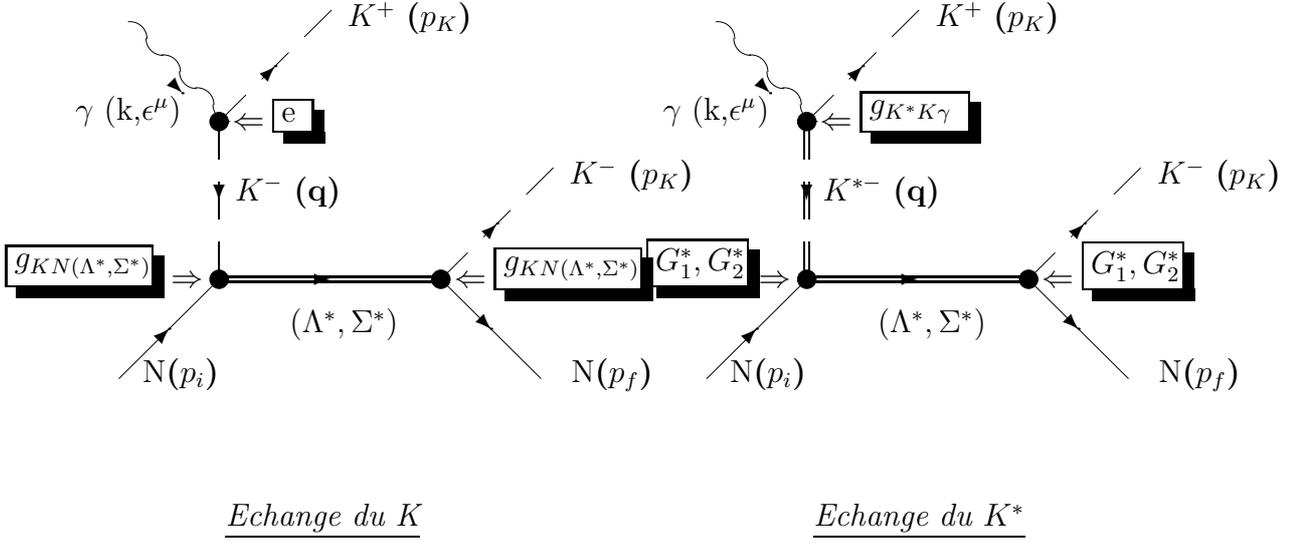
Le mécanisme en jeu aux angles avant est identique à ce que nous avons déjà vu dans les réactions impliquant l'étrangeté, il consiste en l'échange des trajectoires du K et du K^* pour la formation des résonances étranges. Il suffit alors de rajouter la partie "décroissance" en $K^- p$ à l'élément de matrice pour obtenir un modèle pour la photoproduction de deux kaons. En terme de diagrammes de Feynman, le processus est illustré sur la figure 2.16 :

Pratiquement, nous envisagerons l'ensemble des résonances du tableau 2.1 qui correspondent aux neuf premières résonances étranges établies [PDG94]. Il y a trois sortes de spin-parité impliquées $\frac{1}{2}^+$, $\frac{1}{2}^-$ et $\frac{3}{2}^-$. Nous donnons les courants associés aux échanges du K et du K^* pour les trois types de résonances :

• Résonance $\frac{1}{2}^+$:

– Echange du K :

$$\begin{aligned}
 J_K^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) &= ie(2p_{K^+} - k)^\mu \mathcal{P}_K^{\{0\}} \\
 &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [-g_{KNR} \not{k} - \gamma_5] \left[i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \right] \\
 &\times [g_{KNR} (\not{k} - \not{p}_{K^+}) \gamma_5] u(\vec{p}_i, s_i)
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

Figure 2.16: Diagrammes de Feynman pour la réaction $\gamma p \rightarrow KY^* \leftrightarrow KN$.

– Echange du K^* :

$$\begin{aligned}
 J_{K^*}^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) &= -ie \frac{g_{K^* K \gamma}}{M} \varepsilon^{\nu\mu\rho\lambda} k_\nu (k - p_{K^+})_\rho \mathcal{P}_{K^*}^{\{1\}} \\
 &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [-g_{K^* N R} \not{p}_{K^-} \gamma_5] \left[i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \right] \\
 &\left[-ig_{K^* N R}^V \gamma_\lambda + g_{K^* N R}^T \sigma_{\alpha\lambda} \frac{(k - p_{K^+})^\alpha}{m_R + m_N} \right] u(\vec{p}_i, s_i)
 \end{aligned} \quad (2.46)$$

• **Résonance $\frac{1}{2}^-$:**

– Echange du K :

$$\begin{aligned}
 J_K^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) &= ie(2p_{K^+} - k)^\mu \mathcal{P}_K^{\{0\}} \\
 &\times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [-g_{K N R} \not{p}_{K^-}] \left[i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \right] \\
 &\times [g_{K N R} (k - \not{p}_{K^+})] u(\vec{p}_i, s_i)
 \end{aligned} \quad (2.47)$$

– Echange du K^* :

$$J_{K^*}^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) = -ie \frac{g_{K^* K \gamma}}{M} \varepsilon^{\nu\mu\rho\lambda} k_\nu (k - p_{K^+})_\rho \mathcal{P}_{K^*}^{\{1\}}$$

$$\begin{aligned} & \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [-g_{K^*NR} \not{p}_{K^-}] \left[i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \right] \\ & \left[-ig_{K^*NR}^V \gamma_\lambda \gamma_5 + g_{K^*NR}^T \sigma_{\alpha\lambda} \frac{(k - p_{K^+})^\alpha}{m_R + m_N} \gamma_5 \right] u(\vec{p}_i, s_i) \end{aligned} \quad (2.48)$$

• Résonance $\frac{3}{2}^-$:

– Echange du K :

$$\begin{aligned} & J_K^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) = ie(2p_{K^+} - k)^\mu \mathcal{P}_K^{\{0\}} \\ & \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [g_{KNR} \gamma_5 (p_{K^-})^\alpha] \\ & \times \left[-i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \left\{ g_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \gamma_\alpha \gamma_\beta - \frac{\gamma_\alpha (p_R)_\beta - \gamma_\beta (p_R)_\alpha}{3m_R} - \frac{2}{3} \frac{(p_R)_\alpha (p_R)_\beta}{m_R^2} \right\} \right] \\ & \times [g_{KNR} (k - p_{K^+})^\beta] u(\vec{p}_i, s_i) \end{aligned} \quad (2.49)$$

– Echange du K^* :

$$\begin{aligned} & J_{K^*}^\mu(\gamma p \rightarrow K^+ R \rightarrow K^+ K^- R) = -ie \frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \varepsilon^{\nu\mu\rho\lambda} k_\nu (k - p_{K^+})_\rho \mathcal{P}_{K^*}^{\{1\}} \\ & \times \bar{u}(\vec{p}_f, s_f) [-g_{K^*NR} \gamma_5 (p_{K^-})^\alpha] \\ & \times \left[-i \frac{\not{p}_R + m_R}{p_R^2 - m_R^2} \left\{ g_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \gamma_\alpha \gamma_\beta - \frac{\gamma_\alpha (p_R)_\beta - \gamma_\beta (p_R)_\alpha}{3m_R} - \frac{2}{3} \frac{(p_R)_\alpha (p_R)_\beta}{m_R^2} \right\} \right] \\ & \times \left[\frac{G_1}{2m_N} \Gamma_{1\lambda}^\beta + \frac{G_2}{(2m_N)^2} \Gamma_{2\lambda}^\beta \right] u(\vec{p}_i, s_i) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Les paramètres du modèle sont comme d'habitude les constantes de couplage forte. Pour le diagramme d'échange du K , on peut déterminer simplement les constantes $g_{KN(\Lambda^*, \Sigma^*)}$ en fonction des largeurs de décroissance de ces résonances dans le canal KN . En dénotant les résonances *hyperoniques* Y^* :

• Pour une $\frac{1}{2}^+$:

$$g_{KNY^*}^2 = 4\pi \Gamma_{KN}^{part.} \frac{M_{Y^*} (E_{N(CMR)} + m)}{p_{(CMR)}^3} \quad (2.51)$$

• Pour une $\frac{1}{2}^-$:

$$g_{KNY^*}^2 = 4\pi \Gamma_{KN}^{part.} \frac{M_{Y^*} (E_{N(CMR)} + m)}{p_{(CMR)}} \quad (2.52)$$

Y^*	L_{IJ}^P	Fraction NK	Largeur totale (MeV)	Status
$\Lambda(1520)$	D_{03}^-	45%	15.6	***
$\Lambda(1600)$	P_{01}^+	15-30%	50-250	**
$\Sigma(1660)$	P_{11}^+	10-30%	40-200	**
$\Lambda(1670)$	S_{01}^-	15-25%	25-50	***
$\Sigma(1670)$	D_{13}^-	7-13%	40-80	***
$\Lambda(1690)$	D_{03}^-	20-30%	50-70	***
$\Sigma(1750)$	S_{11}^-	10-40%	60-160	**
$\Lambda(1800)$	S_{01}^-	25-40%	200-400	**
$\Lambda(1810)$	P_{01}^+	20-50%	50-250	**

Tableau 2.1: Les neuf premières résonances hyperoniques avec un taux de décroissance en KN non-négligeable. Leurs caractéristiques sont extraites de [PDG94].

- Pour une $\frac{3}{2}^-$:

$$g_{KNY^*}^2 = 12\pi\Gamma_{KN}^{part.} \frac{M_{Y^*}(E_{N(CMR)} + m)}{p_{(CMR)}^5} \quad (2.53)$$

avec une notation similaire à (2.42).

Pour l'échange du K^* , le problème est évidemment bien plus ardu. Les résonances concernées étant sous le seuil de décroissance en K^*N , nous ne pouvons pas appliquer la même méthode. Et en l'absence de données pour les sections efficaces différentielles de chaque résonance individuelle (à part pour le $\Lambda^*(1520)$), on ne peut pas évaluer la contribution du K^* en fittant les données, comme nous l'avons fait par exemple dans la précédente section pour le $\Lambda^*(1520)$.

Le seul moyen est de s'appuyer sur $SU(6)$. Les résonances du tableau 2.1 appartiennent toutes à des multiplets de $SU(3)$ dont les particules non-étranges sont bien établies dans la photoproduction de pion. $SU(3)$ va donc permettre d'établir des relations du type (2.9), (2.10), (2.12) et (2.12), entre $G_{(K^*NY^*)}^V$ ($G_{(K^*NY^*)}^T$) et $G_{(\rho NN^*)}^V$ ($G_{(\rho NN^*)}^T$ respectivement) où N^* et Y^* appartiennent au même multiplet.[†] D'une part, $SU(6)$ permet d'imposer les paramètres α intervenant ($\alpha_*^V = 0$ et $\alpha_*^T = \frac{3}{5}$)

[†]Par souci de simplicité (pour uniformiser le traitement des différentes résonances), nous allons utiliser dans la suite de cette section la notation générale G^V et G^T pour les deux constantes de couplage aux vertex K^*NY^* , indépendamment du spin de la résonance Y^* . C'est-à-dire que pour les résonances de spin $\frac{3}{2}$ (pour lesquelles il est traditionnel d'utiliser G_1 et G_2), G^V correspondra à G_1 et G^T à G_2 .

Y^*	J^P	Multiplet	N^*	$G_{\gamma NN^*}^V$	$G_{\gamma NN^*}^T$
$\Lambda(1520)$	$\frac{3}{2}^-$	singlet			
$\Lambda(1600)$	$\frac{1}{2}^+$	octet	N(1440)	0.	.238
$\Sigma(1660)$	$\frac{1}{2}^+$	octet	N(1440)	0.	.238
$\Lambda(1670)$	$\frac{1}{2}^-$	octet	N(1535)	0.	.212
$\Sigma(1670)$	$\frac{3}{2}^-$	octet	N(1700)	1.384	3.425
$\Lambda(1690)$	$\frac{3}{2}^-$	octet	N(1520)	5.33	5.58
$\Sigma(1750)$	$\frac{1}{2}^-$	octet	N(1650)	0.	.216
$\Lambda(1800)$	$\frac{1}{2}^-$	octet	N(1650)	0.	.216
$\Lambda(1810)$	$\frac{1}{2}^+$	octet	N(1710)		

Tableau 2.2: Correspondance entre Y^* et N^* selon SU(3) et constantes de couplage radiatives des N^* . Les valeurs de ces constantes sont dérivées dans l'appendice G. Le couplage électromagnétique du N(1710) est négligeable.

et, d'autre part, on peut avoir accès aux constantes $G_{(\rho NN^*)}^V$ et $G_{(\rho NN^*)}^T$ via *VDM* (*Vector Dominance Model*) qui relie les constantes du ρ aux constantes radiatives des résonances. Ces dernières sont connues à partir des largeurs radiatives.

Nous réalisons que ce plan est audacieux car nous avons déjà mentionné le degré de brisure de la symétrie (section (2.2.1)). Mais, en nous inspirant de ce que nous avons appris en comparant les valeurs *prédites* par SU(6) et les valeurs *nécessaires* que nous avons déterminées pour expliquer les données dans le cas de la photoproduction de Λ et Σ , nous pouvons essayer de dériver à partir de SU(6) une sorte de recette pour cerner nos constantes de couplage. Plus précisément, nous étions arrivés à un rapport d'ordre 4 entre les constantes fittées et celles prédites. L'idée est donc d'appliquer ce même facteur multiplicatif phénoménologique aux constantes dérivées de SU(6) pour obtenir les constantes effectives que nous utiliserons pratiquement.

Nous commençons par déterminer quelle est la résonance *non-étrange* qui correspond à chacune des résonances hyperoniques du tableau 2.1 dans le cadre de SU(3) : les deux doivent appartenir au même multiplet. Nous obtenons le tableau 2.2 (voir par exemple [Bad88], page 30) où nous remarquons que certains Λ^* et Σ^* appartiennent au même multiplet (explicitement : $\Lambda(1800)$, $\Sigma(1750)$ et $N(1650)$ appartiennent à l'octet $\frac{1}{2}^-$ et $\Lambda(1600)$, $\Sigma(1660)$ et $N(1440)$ à l'octet $\frac{1}{2}^+$).

Nous pouvons maintenant utiliser les relations de SU(3) pour obtenir $G_{(K^* NY^*)}^V$

($G_{(K^*NY^*)}^T$) à partir de $G_{(\rho NN^*)}^V$ ($G_{(\rho NN^*)}^T$ respectivement). Les relations sont identiques à celles que nous avons utilisées pour le Λ et le Σ dans la section (2.2.1) car il s'agit toujours de relations entre octets de SU(3)). Nous obtenons :

• **Octet $\frac{1}{2}^+$ de $N(1440)$, $\Lambda(1600)$ et $\Sigma(1660)$:**

$$G_{K^*N\Lambda(1600)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1440)}^{V,T} \times \frac{1}{3}(3 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.54)$$

$$G_{K^*N\Sigma(1660)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1440)}^{V,T} \times \frac{1}{\sqrt{3}}(1 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.55)$$

• **Octet $\frac{1}{2}^-$ de $N(1535)$ et $\Lambda(1670)$:**

$$G_{K^*N\Lambda(1670)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1535)}^{V,T} \times \frac{1}{3}(3 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.56)$$

• **Octet $\frac{3}{2}^-$ de $N(1520)$ et $\Lambda(1690)$:**

$$G_{K^*N\Lambda(1690)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1520)}^{V,T} \times \frac{1}{3}(3 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.57)$$

• **Octet $\frac{1}{2}^-$ de $N(1650)$, $\Lambda(1800)$ et $\Sigma(1750)$:**

$$G_{K^*N\Lambda(1800)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1650)}^{V,T} \times \frac{1}{3}(3 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.58)$$

$$G_{K^*N\Sigma(1750)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1650)}^{V,T} \times \frac{1}{\sqrt{3}}(1 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.59)$$

• **Octet $\frac{3}{2}^-$ de $N(1700)$ et $\Sigma(1670)$:**

$$G_{K^*N\Sigma(1670)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1700)}^{V,T} \times \frac{1}{\sqrt{3}}(1 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.60)$$

• **Octet $\frac{1}{2}^+$ de $N(1710)$ et $\Lambda(1810)$:**

$$G_{K^*N\Lambda(1810)}^{V,T} = -G_{\rho NN^*(1810)}^{V,T} \times \frac{1}{3}(3 - 2\alpha^{V,T}) \quad (2.61)$$

En l'absence de toute autre indication, nous adopterons donc les valeurs de SU(6) pour les coefficients $\alpha^{V,T} : \alpha_*^V = 0$ et $\alpha_*^T = \frac{3}{5}$.

Il nous reste alors à déterminer les constantes $G_{\rho NN^*}^{V,T}$ des résonances nucléoniques du tableau 2.2. Il est aisé de relier celles-ci aux constantes radiatives $G_{\gamma NN^*}^{V,T}$ (indiquées dans les deux dernières colonnes du tableau 2.2 et tirées de [Arn96], voir appendice G pour la dérivation exacte) via VDM :

$$G_{\rho NN^*}^{V,T} = \frac{m_\rho}{f_\rho} G_{\gamma NN^*}^{V,T} \quad (2.62)$$

où f_ρ est déterminé par la décroissance du ρ en paire e^+e^- :

$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 f_\rho^2}{3 m_\rho} \quad (2.63)$$

soit $f_\rho = 153$ MeV avec $\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = 6.77$ keV [PDG94].

On peut alors obtenir des valeurs numériques pour les constantes $G_{(K^*NY^*)}^V$ ($G_{(K^*NY^*)}^T$) des résonances hyperoniques. Ces valeurs correspondent donc aux prédictions de SU(6) via VDM. Nous rappelons que les valeurs que nous allons effectivement utiliser seront multipliées par le facteur multiplicatif phénoménologique $\lambda = 4$ d'après les considérations que nous avons déjà détaillées.

Nous comparons sur la figure 2.19 les résultats de ce modèle avec les points de section efficace totale, où nous avons mis séparé la contribution du $\Lambda^*(1520)$ pour lequel il existe des données individuelles (voir (2.3)). Avant de commenter ce résultat, nous passons à la seconde contribution à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$, à savoir le canal $\gamma p \rightarrow p\phi \leftrightarrow K^+K^-$.

2.4.3 Modèle pour $\gamma p \rightarrow p\phi \leftrightarrow K^+K^-$

Nous reprenons ici le modèle développé par *Laget et Mendez-Galain* [Lag95] où la photoproduction diffractive du méson vecteur ϕ est calculée à partir du diagramme de Feynman de la figure 2.17 :

où l'échange du *Poméron* (\mathbb{P}) représente la diffusion élastique. L'élément de matrice correspondant est :

$$J^\mu(\gamma p \rightarrow p\phi \leftrightarrow K^+K^-) = 3F_1(t) \frac{4\sqrt{6}m_\phi e f_\phi \beta_0^2 \mu_0^2}{(m_\phi^2 - t)(2\mu_0^2 + m_\phi^2 - t)} \epsilon_\phi^\mu s \frac{s}{s_0} \alpha(t)^{-1} \quad (2.64)$$

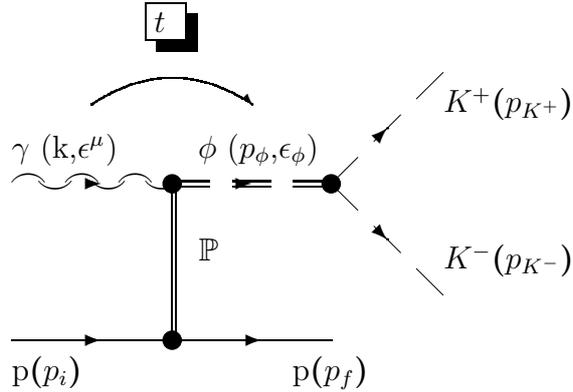


Figure 2.17: Diagramme de Feynman de photoproduction diffractive de ϕ . L'amplitude associée a été calculée dans [Lag95].

avec la signification des paramètres donnée dans la référence. Ce modèle décrit correctement la dépendance en énergie et en t (dans la région diffractive) de la réaction $\gamma p \rightarrow p\phi$ à partir du seuil jusqu'aux hautes énergies.

2.4.4 Conclusions

Nous présentons sur la figure 2.19 les résultats des différentes contributions à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$. Nous pouvons nous satisfaire de notre description jusqu'à $E_\gamma \approx 4$ GeV où le $\Lambda^*(1520)$, les autres résonances Λ^* et Σ^* du tableau 2.1 et le ϕ contribuent pour chacun de façon à peu près équivalente ($\approx \frac{1}{3}$) à la section efficace totale. A plus grande énergie, notre modélisation n'est clairement plus convenable et d'autres processus que la simple formation de résonances hyperoniques doivent intervenir, la production de ϕ étant bien déterminée et à peu près constante avec l'énergie. Des graphes tels que celui de la figure (2.18) peuvent être calculés, mais ceci dépasse le cadre de cette thèse. Les données qui existent ne permettent pas de faire bien mieux.

Nous utiliserons dans la section 7 le modèle que nous venons de développer pour étudier la faisabilité des expériences $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$ aux énergies de

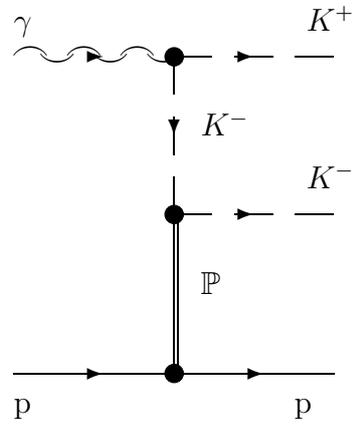


Figure 2.18: Exemple de diagramme additionnel contribuant à $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$ et qui n'a pas été tenu en compte.

CEBAF $E_\gamma \leq 4$ GeV.

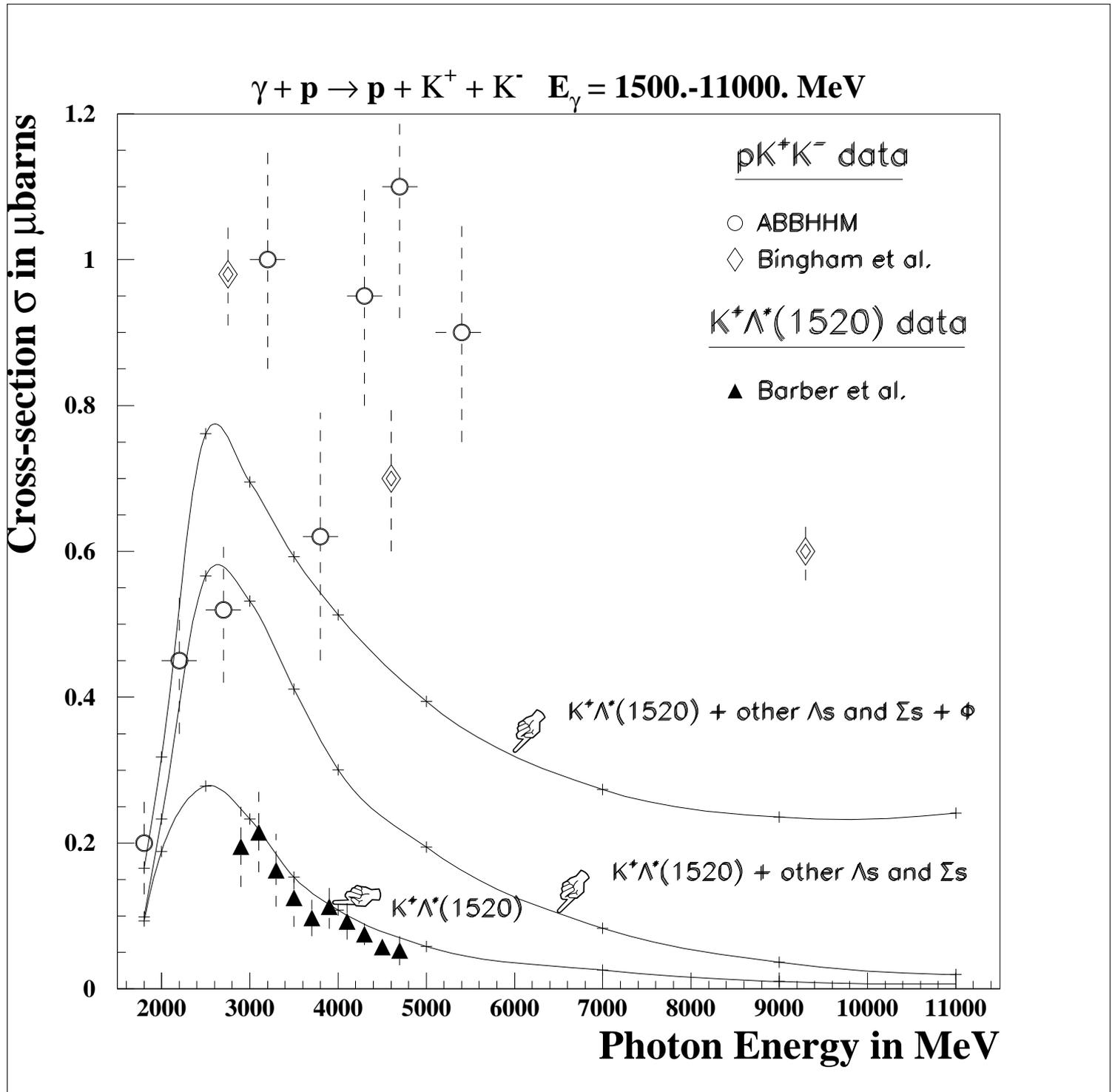


Figure 2.19: Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$. Les données sont tirées de [ABB68], [ABB69] (\circ) [Bin73] (\diamond) et [Bar80] (\blacktriangle).

Chapitre 3

Processus durs

3.1 Motivations

Nous nous sommes concentrés jusqu'à présent sur les processus à bas transferts en t et u (processus "mous") dont une description satisfaisante est donnée par notre modèle de pôles de Regge. Le but de cette section est d'essayer d'aller un peu plus loin et de regarder la physique à plus grand transfert. Ces régions "dures" se caractérisent par une grande *impulsion transverse* p_T des particules de l'état final, correspondant à des angles de diffusion dans le centre de masse total proches de 90° . Il existe peu de données expérimentales dans ce domaine des grands transferts, mais on peut cependant clairement dégager trois caractéristiques communes aux sections efficaces différentielles des processus de photoproduction dans ces régions de grand transfert :

- Une faible section efficace (de l'ordre du $nbarn$ à $E_\gamma = 5$ GeV)
- La présence d'un large plateau autour de $\theta_{CMT} \approx 90^\circ$ (c.à.d. une section efficace différentielle pratiquement indépendante de t)
- Une dépendance en énergie de ce plateau de l'ordre de s^{-7}

D'un point de vue phénoménologique, il est sans espoir de pouvoir décrire ces plateaux typiques des grands transferts avec le modèle tel que nous l'avons développé dans les sections précédentes : les trajectoires étant purement linéaires, la dépendance en t des amplitudes suit une exponentielle régulière ($s^{\alpha_0 + \alpha' t} \propto e^{\alpha' t \ln(s)}$). On peut

aisément le comprendre : la physique, les degrés de liberté mis en jeu sont différents dans les deux domaines de processus durs et mous. A priori, la théorie de *Regge* est bâtie sur des degrés de liberté *hadroniques* (échanges de mésons et de baryons). On ne doit pas s’attendre à ce qu’on puisse rendre compte de processus impliquant des quarks et des gluons dont la dynamique et la cinématique sont différentes.

Dans les sections suivantes, nous allons cependant essayer d’établir qu’il existe un lien entre les deux régimes de processus durs et mous dans le cadre de la théorie de *Regge* et qu’il n’est pas déraisonnable d’extrapoler notre modèle à plus grands transferts et tenter de donner une description satisfaisante de ces régions dures. Entendons-nous bien : il n’y a pas de doute que *QCD* est la théorie fondamentale de l’interaction forte et que notre approche est purement phénoménologique. Mais, d’un point de vue pratique, même les calculs en QCD perturbatif sont extrêmement complexes (le *Compton virtuel* réclame le calcul de 336 diagrammes de Feynman et même des milliers pour la photoproduction de pions) et, d’un point de vue plus fondamental, jusqu’à quel transfert peut-on encore appliquer QCD perturbatif ? Arrivera-t-on un jour à comprendre l’interaction forte à l’échelle des hadrons à partir de QCD ? Il y a donc un intérêt certain pour une approche complémentaire qui relie, qui extrapole entre les domaines de bas et grands transferts.

Nous commencerons par exposer deux points qui établissent un lien entre la théorie de *Regge* et QCD. Nous proposerons alors une correction simple à notre modèle de processus mous pour tenir compte de ces considérations et nous présenterons les résultats.

3.2 Liens entre “Regge” et QCD

3.2.1 Notion de trajectoire saturante

Nous commençons par le potentiel *effectif* interquark :

$$\mathcal{V}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \kappa r + \mathcal{V}_0 \quad (3.1)$$

Ce potentiel est motivé par QCD comme nous allons le développer et permet, entre autres, de décrire avec succès la spectroscopie des mésons lourds ($b\bar{b}$, $c\bar{c}$).

Le premier terme de (3.1) représente la partie à courte distance de l'interaction forte quark-antiquark. Par analogie avec QED et l'échange d'un photon, elle correspond à l'échange d'un gluon et traduit la forme $\frac{1}{Q^2}$ du propagateur d'une particule de spin 1. Elle est proportionnelle à α_s la constante universelle de couplage fort et le facteur $\frac{4}{3}$ est un facteur de *couleur*.

Le deuxième terme représente la partie à longue distance du potentiel. On reconnaît la forme linéaire en r qui mène au *confinement*, proportionnel à κ (*the "string tension"*). \mathcal{V}_0 est un simple paramètre de normalisation.

Il est aisé de dériver pour le premier terme de (3.1), dans le cadre de la mécanique quantique classique, les valeurs propres de l'énergie correspondant à un potentiel en $\frac{1}{r}$ (similairement à l'atome d'hydrogène) :

$$E'_n \propto \frac{1}{(n+l+1)^2} \quad (3.2)$$

où E' est l'énergie de liaison. Dans une approximation non-relativiste, l'énergie totale au carré $E^2 = (2m_q + E')^2 \approx 4m_q^2 + 4m_q E'$ et :

$$E_n^2 \propto \frac{1}{(n+l+1)^2} \quad (3.3)$$

Pour le second terme de (3.1), il est aussi bien connu en mécanique quantique qu'un potentiel linéaire en r mène à des valeurs propres de l'énergie :

$$E_n^2 \propto l \quad (3.4)$$

Si on réécrit qualitativement (3.1) en terme des valeurs propres de l'énergie, on obtient alors une expression de la forme :

$$E^2 = \frac{a}{(l+1)^2} + bl + c \quad (3.5)$$

C'est la base de la théorie de *Regge* de considérer le moment angulaire comme une fonction analytique dans le plan complexe l . Examinons les limites de l'expression (3.5). Il y a deux comportements asymptotiques simples et distincts : le premier terme, correspondant à l'échange d'un simple gluon, est dominant quand $l \rightarrow -1$ alors que le deuxième, correspondant au confinement, exhibe un comportement linéaire pour $l \rightarrow \infty$.

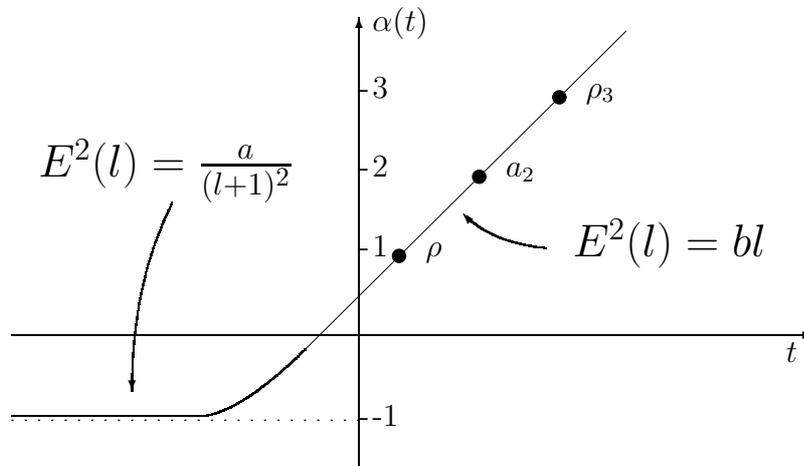


Figure 3.1: La figure illustre la saturation à -1 des trajectoires de Regge.

(3.5) est une équation du troisième degré et on peut l’inverser pour obtenir une fonction $l(E^2)$, que l’on peut alors naturellement essayer d’identifier à une trajectoire de Regge $\alpha(t)$ avec $t = E^2$ et en considérant la région complète $-\infty < t < \infty$. Les limites asymptotiques que nous venons juste de déterminer permettent de déduire aisément la forme de cette courbe en fonction de t : si l’on identifie l’échange d’un gluon au domaine des processus durs ($t \ll 0$), alors $\alpha(t) \rightarrow -1$; si le domaine du confinement correspond au spectre des hadrons ($t > 0$), alors $\alpha(t) \propto t$. La figure 3.1 résume ces considérations.

Les arguments que nous venons de développer sont certes fondés, mais d’ordre qualitatifs. *Sergeenko* [Ser94] a essayé de quantifier ces considérations et trouve une fonction interpolante pour (3.5) où les coefficients a, b, c s’expriment en fonction des paramètres de l’expression (3.1). Il dérive alors deux fonctions qui se raccordent à un point $t_0 < 0$ et qui produisent une trajectoire de Regge dans tout le domaine $-\infty < t < \infty$ avec les caractéristiques mentionnées plus haut : linéaire à $t \rightarrow \infty$ et tendant vers -1 pour $t \rightarrow -\infty$.

L’expression de cette trajectoire dépend des quatre paramètres inhérents à l’équation (3.1) (nous donnons les valeurs numériques que *Sergeenko* mentionne dans son article pour la trajectoire du ρ) :

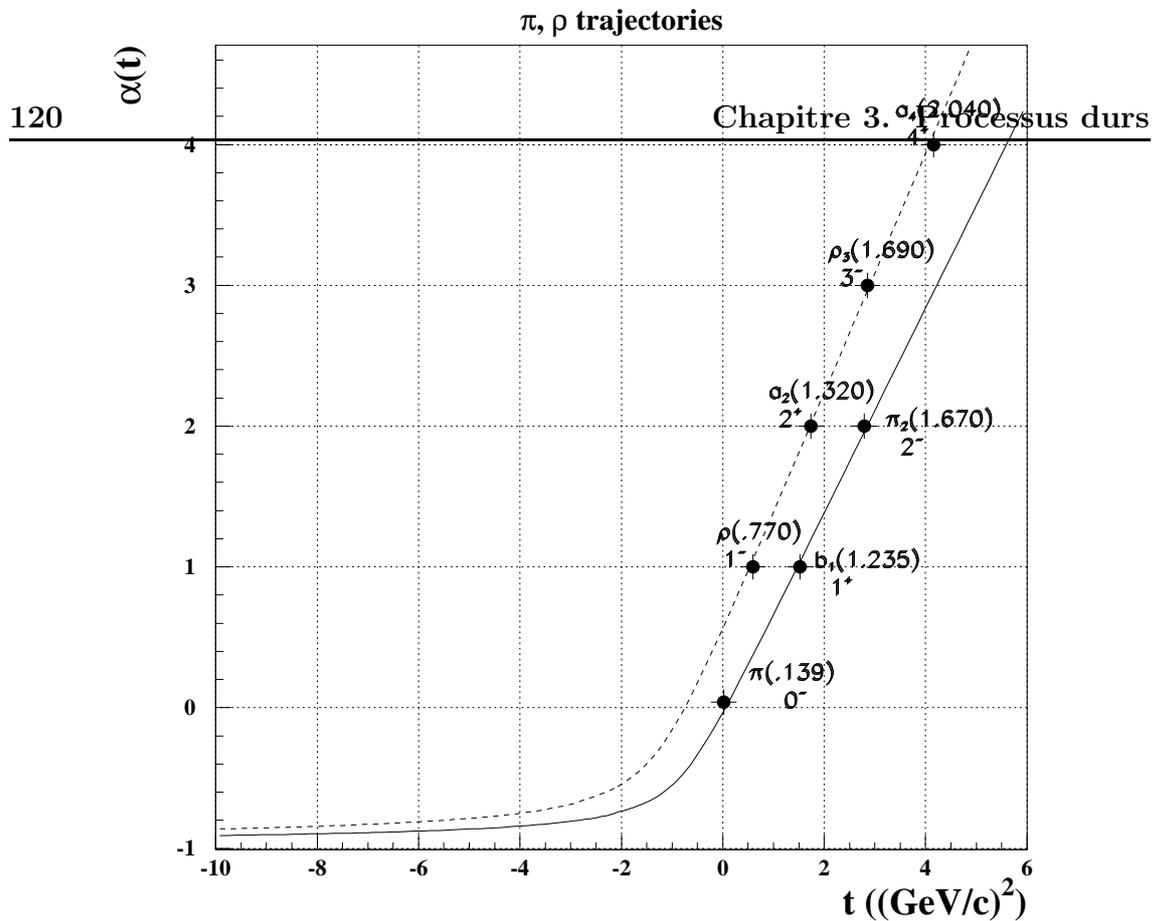


Figure 3.2: Saturation des trajectoires du pion et du ρ .

- $\alpha_s = .91$, la constante de couplage de l'interaction forte.
- $\kappa = .13 \text{ GeV}^2$, *string tension*.
- $m_q = 330 \text{ MeV}$, la masse des quarks constituants (u et d pour le ρ).
- $\mathcal{V}_0 = .83 \text{ MeV}$, le paramètre de normalisation de (3.1).

Nous présentons sur la figure 3.2 les trajectoires du pion et du ρ déterminées avec les paramètres de *Sergeenko*.

Nous nous sommes principalement concentrés dans cette discussion sur les mésons et la continuité dans la variable t . Il est clair que des arguments qualitatifs similaires peuvent être développés pour les baryons et la variable u . Quantitativement, il faut considérer un potentiel à trois corps et les dérivations qui s'ensuivent deviennent plus complexes. Cependant, l'analogie des trajectoires des baryons et des mésons (les pentes sont à peu près égales à $.9 \text{ GeV}^2$ pour les deux types de trajectoires) peuvent laisser penser que les trajectoires des baryons saturent aussi à -1 . Aussi, les

modèles basés sur les notions de *diquarks* utilisent des potentiels interquark pour les baryons similaires à celui de (3.1).

Pour conclure cette section, nous venons d’établir qu’il existe un lien, une continuité entre les domaines a priori très distincts des états liés et de la diffusion. Ce lien était déjà ébauché avec la théorie de Regge. L’élément nouveau ici est la connexion avec QCD. En quelque sorte, les trajectoires de *Regge* naissent naturellement de QCD. Et le lien avec QCD *perturbatif* permet d’établir que les trajectoires des mésons *saturent* apparemment à $\alpha(t) = -1$.

3.2.2 Les règles de comptage

Les règles de comptage ont été introduites par *Brodsky* et *Farrar* [Bro73]. Ce sont des images simples qui permettent de déterminer le comportement en fonction de l’énergie de diverses observables à grand p_T . En effet, nous allons voir que les processus durs *exclusifs* peuvent s’interpréter simplement en termes de diffusions de partons.

Rappelons qu’un processus *exclusif* est une réaction dans laquelle toutes les particules de l’état final sont identifiées et que les *partons* sont les quarks et gluons, les constituants élémentaires des hadrons. Plus précisément, les quarks sont les particules de matière (spin $\frac{1}{2}$) et les gluons (spin 1) les vecteurs de l’interaction *forte* par laquelle les partons interagissent.

L’interaction forte est décrite par QCD et se caractérise par la *liberté asymptotique* qui stipule que quarks et gluons interagissent d’autant plus faiblement qu’ils sont proches les uns des autres. On peut ainsi justifier que, lorsqu’on sonde un baryon (resp. méson) à grand transfert -donc sa structure à courte distance-, on puisse le considérer comme un simple état à trois (resp. deux) quarks libres portant chacun une fraction finie de l’impulsion totale du hadron. On appelle ces quarks *quarks de valence* et ils correspondent à la configuration la plus simple impliquant le minimum d’interaction. Inversement, quand l’interaction *forte* devient vraiment “forte”, à grande échelle, les fonctions d’onde qui décrivent le contenu en quarks et gluons des hadrons deviennent très complexes.

En ce qui concerne les interactions, à suffisamment courte échelle, QCD se com-

porte comme une théorie à faible constante de couplage et se prête alors à un développement perturbatif. Les mécanismes dominants dans les diffusions sont donc ceux qui impliquent le minimum de couplages et donc d'échanges de quarks et gluons.

Cette image d'objets *simples* (hadrons constitués de 2 ou 3 quarks) interagissant *simplement* (minimum d'échanges) à grand transfert permet ainsi de dériver quelques propriétés *simples* pour les processus durs. Par exemple, les *règles de comptage*, développées par Brodsky et al., fournissent une description naturelle de la dépendance asymptotique en q^2 (masse du photon virtuel) des facteurs de forme des hadrons et des noyaux légers. Les facteurs de forme élastiques reflètent la probabilité qu'un hadron, objet composite, reste entier (intact) lors d'une collision. En termes de partons, ceci demande, lors d'un processus à grand transfert, que les quarks de valence reculent *tous* de façon cohérente et contingente. Cette "information" se transmet à travers l'échange de gluons entre les quarks de valence. En schématisant, les gluons transfèrent les impulsions nécessaires pour que les quarks de valence aillent tous dans la même direction et continuent à former un hadron. Chaque gluon contribue un facteur $\frac{1}{q^2}$ par son propagateur de Feynman (spin 1). A grand transfert, le mécanisme le plus élémentaire est dominant et le nombre minimal de gluons à échanger pour un objet à n quarks de valence est $n - 1$. D'où :

$$F(q^2) \rightarrow \frac{1}{(q^2)^{n-1}} \quad (3.6)$$

Dans le cas du facteur de forme du proton, $n = 3$ et $F(q^2) \rightarrow \frac{1}{(q^2)^2}$ (fig. 3.3). La loi (3.6) est fortement supportée par l'expérience (fig. 3.4).

Les règles de comptage permettent aussi de prédire, à grand angle fixé, la dépendance en énergie des sections efficaces différentielles des processus durs exclusifs. On montre facilement [Bro80] la formule générale :

$$\frac{d\sigma}{dt}(1 + 2 \rightarrow 3 + 4) = s^{2-n} f(\theta) \quad (3.7)$$

où n est le nombre total de constituants élémentaires des particules externes 1, 2, 3 et 4.

Ainsi, pour la diffusion *Compton* $\gamma p \rightarrow \gamma p$ (fig 3.5),

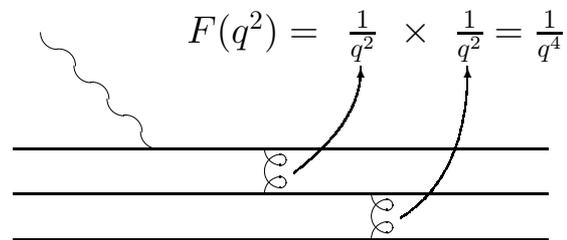


Figure 3.3: La figure illustre la dérivation du comportement asymptotique du facteur de forme du proton par les règles de comptage.

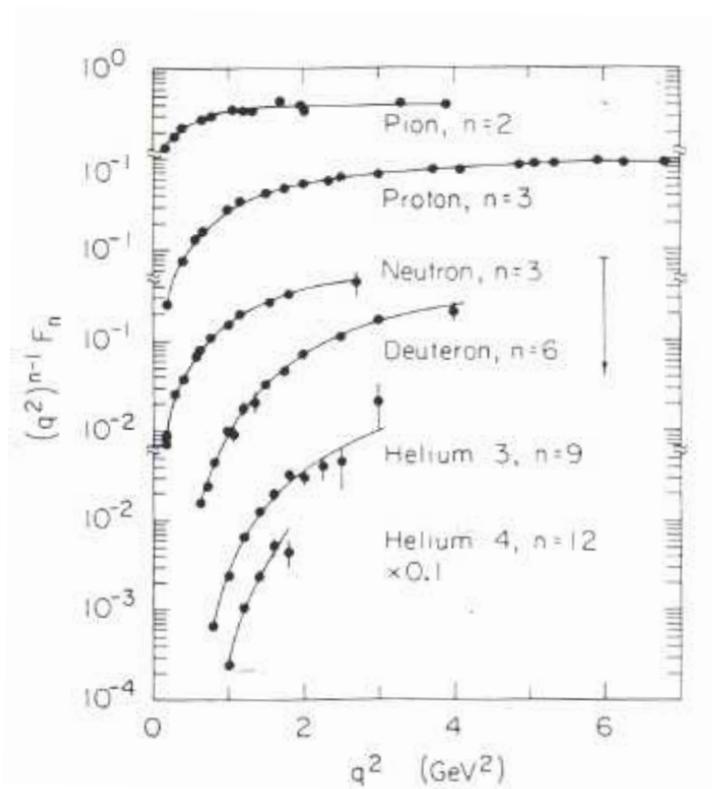


Figure 3.4: Facteurs de forme et règles de comptage : comparaison avec l'expérience.

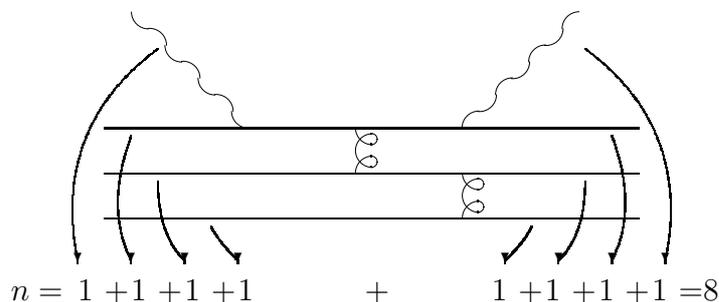


Figure 3.5: La figure illustre la dérivation du comportement asymptotique de la section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \gamma p$ par les règles de comptage.

$n = 1$ photon initial + 3 quarks du p initial + 1 photon final + 3 quarks du p final = 8 et $\frac{d\sigma}{dt} \propto s^{-6}$ à grand angle fixé.

De même,

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \pi N) \propto s^{-7} \quad \text{et} \quad (3.8)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi N \rightarrow \pi N) \propto s^{-8} \quad (3.9)$$

Regardons d'un peu plus près cette dernière réaction. A grand p_T (minimum d'échanges de gluons), le diagramme de Feynman est donné par la figure 3.6.

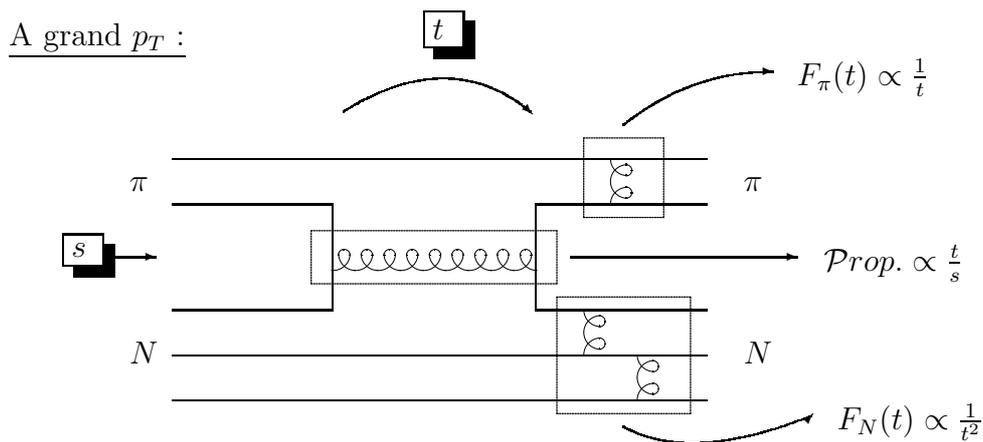


Figure 3.6: Représentation de la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ à grand transfert.

L'hypothèse de *factorisation* du processus dur développée par *Brodsky-Lepage*

[Bro80] permet d’écrire l’amplitude correspondante comme :

$$\mathcal{M} \propto F_\pi(t) \times F_N(t) \times \mathcal{P}rop. \tag{3.10}$$

$$\propto \frac{1}{t} \times \frac{1}{t^2} \times \frac{t}{s} \tag{3.11}$$

$$\propto \frac{1}{s^3} \quad (\text{à angle fixé}) \tag{3.12}$$

où $F_\pi(t)$ et $F_N(t)$ sont les facteurs de forme du pion et du nucléon respectivement et $\mathcal{P}rop.$ le propagateur du gluon échangé (particule de spin 1 $\propto \frac{t}{s}$).

On dérive alors facilement :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{1}{s^2} |\mathcal{M}|^2 \propto \frac{1}{s^8} \tag{3.13}$$

conformément à (3.9).

A plus bas p_T , au fur et à mesure que l’on s’éloigne du domaine de QCD perturbatif, l’interaction devient plus compliquée et le nombre de gluons échangés croît. On peut alors schématiser l’interaction par le diagramme de la figure 3.7.

A plus bas p_T :

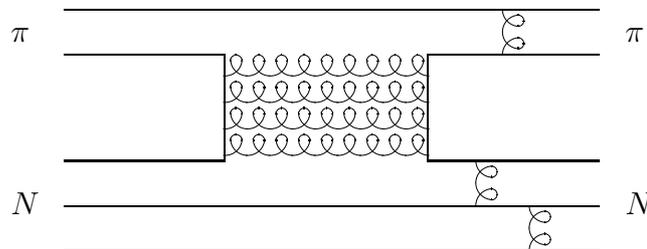


Figure 3.7: Représentation de la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ à plus bas transfert.

Or, *Collins* [Col77], [Col84] a montré de façon générale que l’amplitude correspondant à un tel diagramme à n échanges de particules est de la forme :

$$\mathcal{M}_n \propto \frac{1}{s} \frac{\log(sK(t))^{n-1}}{(n-1)!} \tag{3.14}$$

où $K(t)$ résulte de l’intégrale d’un diagramme de Feynman à une boucle ([Col77], page 96).

L'amplitude totale obtenue en sommant ces divers diagrammes, s'écrit alors :

$$\mathcal{M} = \sum_n \mathcal{M}_n \propto \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{s} \frac{\log(sK(t))^{n-1}}{(n-1)!} \propto s^{\alpha(t)} \quad \text{où } \alpha(t) \equiv -1 + K(t) \quad (3.15)$$

On voit alors comment le comportement *à la Regge* provient de la somme de diagrammes à n échanges de particules ou plus mathématiquement, de l'accumulation de puissances en $\log(s)$ caractéristiques de ces diagrammes.

On peut donc écrire l'amplitude correspondant à des diagrammes similaires à celui de la figure 3.7, à plus bas p_T , sous la forme :

$$\mathcal{M} \propto F_{\pi}(t) \times F_N(t) \times \mathcal{P}rop. \quad (3.16)$$

$$\propto F_{\pi}(t) \times F_N(t) \times s^{\alpha(t)} \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

La comparaison de (3.12) et (3.18) et des domaines en p_T correspondants établit clairement une connexion :

$$\begin{array}{ccc} \text{Grand } p_T & & \text{Bas } p_T \\ s^{-1} & \iff & s^{\alpha(t)} \end{array} \quad (3.19)$$

Dans cette section, nous avons retrouvé, par d'autres arguments (certes qualitatifs), cette connexion entre QCD perturbatif et "*Regge*", abordée lors de la précédente section. Ce lien se traduit par la continuité des trajectoires de *Regge*, linéaire à bas transferts et saturante à -1 à grand transfert. Nous pouvons conclure qu'en quelque sorte, on peut considérer les processus durs élémentaires comme la limite à grand t des amplitudes d'échange de pôles de Regge.

3.3 Extension du modèle à grand p_T

Nous venons d'établir plusieurs liens entre la théorie de *Regge* et les processus durs. Il semble qu'il ne soit donc pas totalement déraisonnable d'essayer d'extrapoler notre modèle à plus grand transfert. Il est cependant clair que pour pouvoir espérer rendre compte de la physique dans ce "nouveau" domaine, il va être nécessaire d'introduire les "ingrédients" de cette "nouvelle" physique ; en particulier, deux

caractéristiques propres aux processus durs : la notion de trajectoire saturante et les règles de comptage.

Ces deux notions sont absentes de notre modèle de bas transfert. Nous proposons alors de les incorporer en définissant une amplitude “dure”, à partir de l’amplitude de bas transfert, de la forme :

$$\mathcal{M}_{dure} = \mathcal{M}_{mou} \times F_3(t) \times F_4(t) \quad (3.20)$$

où \mathcal{M}_{mou} est l’amplitude de notre modèle de bas transfert dans laquelle la trajectoire $\alpha(t)$ est saturante à -1 et $F_3(t)$ et $F_4(t)$ les deux facteurs de forme des deux particules sortantes de la réaction considérée ($1 + 2 \rightarrow 3 + 4$). Nous insistons sur le fait que la trajectoire $\alpha(t)$ est commune à \mathcal{M}_{mou} et \mathcal{M}_{dure} car elle est continue sur tout le domaine en t , linéaire à bas t et tendant vers -1 à grand t . La seule différence entre les deux amplitudes provient donc de l’introduction des facteurs de forme.

Nous obtenons ainsi une amplitude pour les processus durs :

- dont la dépendance en t est bien plus plate : $\alpha(t) \rightarrow -1$, il n’y a plus la dépendance exponentielle de $e^{\alpha(t)}$. La section efficace différentielle va se rapprocher d’un plateau.
- qui satisfait les règles de comptage (grâce à la trajectoire saturante à -1 et les facteurs de forme des particules sortantes).
- qui, peut-être le plus important, est naturellement normalisée par l’amplitude de bas transfert \mathcal{M}_{mou} .

Pour visualiser ces effets, appliquons cette prescription à $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ dont l’amplitude de bas transfert \mathcal{M}_{mou} a été détaillée et commentée en (1.5.2.1). Comme nous l’avons vu, les trajectoires dominantes sont celles du pion et du ρ . Pour les saturer, nous prenons les équations de trajectoires données par *Sergeenko* que nous avons reproduites sur la figure 3.2. Dans leur partie linéaire, ces trajectoires coïncident au pourcent près avec nos équations définies en (1.46). Nous prenons le facteur de forme du proton dipolaire dont une expression courante est :

$$F_p(t) = \left(\frac{1 - \frac{2.79t}{4m^2}}{\left(1 - \frac{t}{4m^2}\right)\left(1 - \frac{t}{\Lambda}\right)^2} \right)^2 \quad (3.21)$$

avec une échelle de masse standard $\Lambda = .8 \text{ GeV}^2$. De façon rigoureuse, nous pourrions prendre un facteur de forme différent pour le couplage du nucléon au pion et au ρ (avec une échelle de masse légèrement différente), mais il n'est pas nécessaire d'entrer dans ces détails à ce stade.

Nous présentons les résultats sur la figure 3.8 pour les deux énergies de photon $E_\gamma = 5 \text{ GeV}$ et $E_\gamma = 7.5 \text{ GeV}$ pour lesquelles des données sont disponibles. Sur les deux figures, nous reconnaissons notre modèle de bas transfert qui reproduit les données à bas t et u . Extrapolé à grand p_T , les trajectoires impliquées étant linéaires, le modèle n'est évidemment pas capable de reproduire le plateau de la section efficace différentielle qui apparaît dès $|t(u)| \approx 2.5 \text{ GeV}^2$. Ce plateau est d'autant plus large que l'énergie du photon incident augmente et le désaccord s'accroît.

Alors qu'il est clair que le modèle correspondant à une amplitude "dure" reproduit remarquablement bien la forme, la dépendance en énergie et la magnitude des données du plateau à grand transfert. Nous avons aussi supposé, comme nous l'avons suggéré dans les derniers paragraphes de la section (3.2.1), que les trajectoires des baryons saturaient aussi à -1 (bien que ceci soit moins bien établi que pour les trajectoires mésoniques).

Le modèle "dur" prolongé à plus bas t n'est pas très significatif car, malgré le fait que les trajectoires redeviennent linéaires avec les bas transferts (d'où la reprise d'une pente exponentielle en t), le modèle "dur" contient des facteurs de forme que nous avons introduits par des considérations de QCD perturbatif (règles de comptage). Ces considérations (et donc ces facteurs de forme) n'ont plus lieu d'être dans le domaine non-perturbatif de QCD, c.à.d. à bas transferts. Il est clair, au regard des divers résultats exposés dans les chapitres précédents, qu'il n'y a nul besoin d'introduire des facteurs de forme ("*hors couche de masse*", "*offshell*") dans le domaine des bas transferts. Les trajectoires de *Regge* fournissent naturellement la dépendance en t des sections efficaces différentielles dans ces régions, sans ajout de facteur supplémentaire.

Il est dommage (d'un point de vue pratique) que nous n'ayons pas une unique description continue entre les deux régions de processus "mous" et "durs". Les trajectoires saturantes de *Sergeenko* que nous utilisons sont continues comme nous l'avons

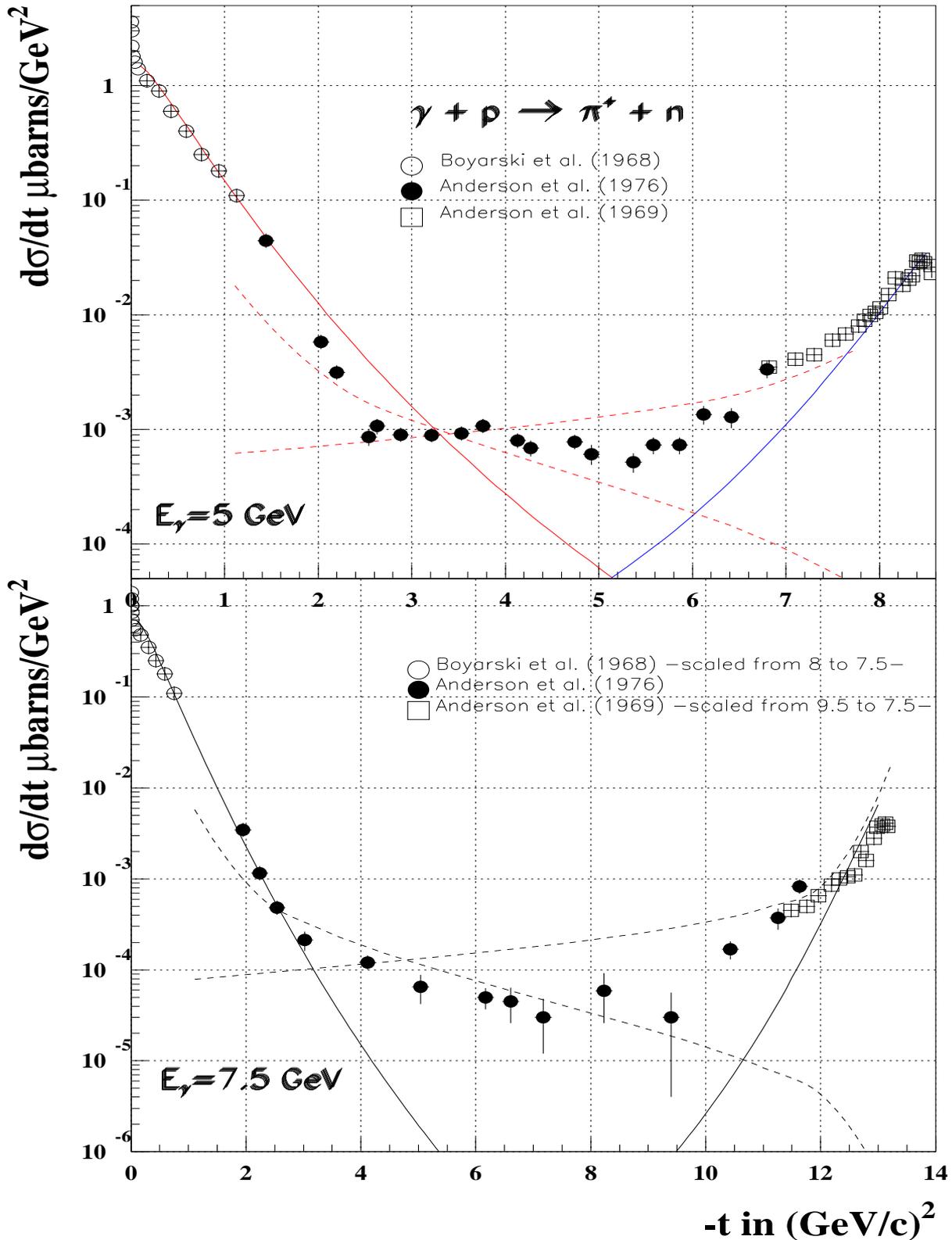


Figure 3.8: La figure représente l'extension à grand transfert du modèle pour la section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. A $E_\gamma = 5 \text{ GeV}$, on reconnaît les points de bas transfert en t et u que nous avons déjà vus sur les figures 1.13 et 1.24. A $E_\gamma = 7.5 \text{ GeV}$, nous avons normalisé les points de bas transfert de ces mêmes figures en suivant une dépendance en énergie en s^{-2} à l'avant et s^{-3} à l'arrière. Les points à grand transfert sont issus de [And76]. Les courbes pleines représentent le modèle avec des trajectoires linéaires (extrapolation des voie t et u), les courbes tiretées le modèle avec des trajectoires saturantes.

mentionné mais l'introduction des facteurs de forme pour l'amplitude "dure" brise évidemment cette continuité. Mais il est intéressant de noter la correspondance des régions en t où les trajectoires saturent ($|t| \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$) et où les facteurs de forme sont nécessaires. De même, où les trajectoires sont linéaires ($|t| \lesssim 2 \text{ GeV}^2$), les facteurs de forme sont indésirables (où de façon équivalente égaux à 1). Pour obtenir une description continue, il aurait donc fallu une aussi soudaine variation du comportement des facteurs de forme que de la trajectoire (passant du régime saturant au régime linéaire) vers $|t| \approx 2 \text{ GeV}^2$. Est-ce à dire que l'on passe d'une description en terme de quarks et gluons à une description en terme de hadrons aussi soudainement ? Passe-t-on du régime de QCD perturbatif au domaine des modèles effectifs aussi brutalement ?

Pour étudier ce domaine de transition, nous pouvons aussi apprendre beaucoup des observable de polarisation qui sont très sensibles de manière générale aux mécanismes précis en jeu. La figure 3.9 présente l'extrapolation à grand t des asymétries de cible déjà présentées (fig. 1.15). Les extrapolations pour les deux modèles "dur" et "mou" sont bien sûr à comparer avec les prédictions de QCD perturbatif qui donnent une asymétrie nulle à cause de la conservation de l'hélicité des hadrons (*Hadron Helicity Conservation*).

Enfin, nous présentons sur la figure 3.10 l'extrapolation de notre modèle de bas transfert (trajectoires linéaires) dans le secteur étrange pour les réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$ à $E_\gamma = 4 \text{ GeV}$, la plus haute énergie pour laquelle il existe des données à grand transfert. Il semble qu'il faille aller à plus haute énergie pour observer l'émergence de processus durs puisqu'une description en terme de paramètres de bas transferts convienne apparemment sur la plage en t totale.

3.4 Conclusions

Récapitulons un peu la démarche que nous avons suivie. Nous sommes partis du modèle de bas transfert que nous avons construit lors du premier chapitre. Pour la photoproduction de pions, les données sont relativement nombreuses et permettent de construire un modèle consistant et digne de confiance, invariant de jauge et avec des paramètres qui sont bien déterminés par les études et analyses de photoproduc-

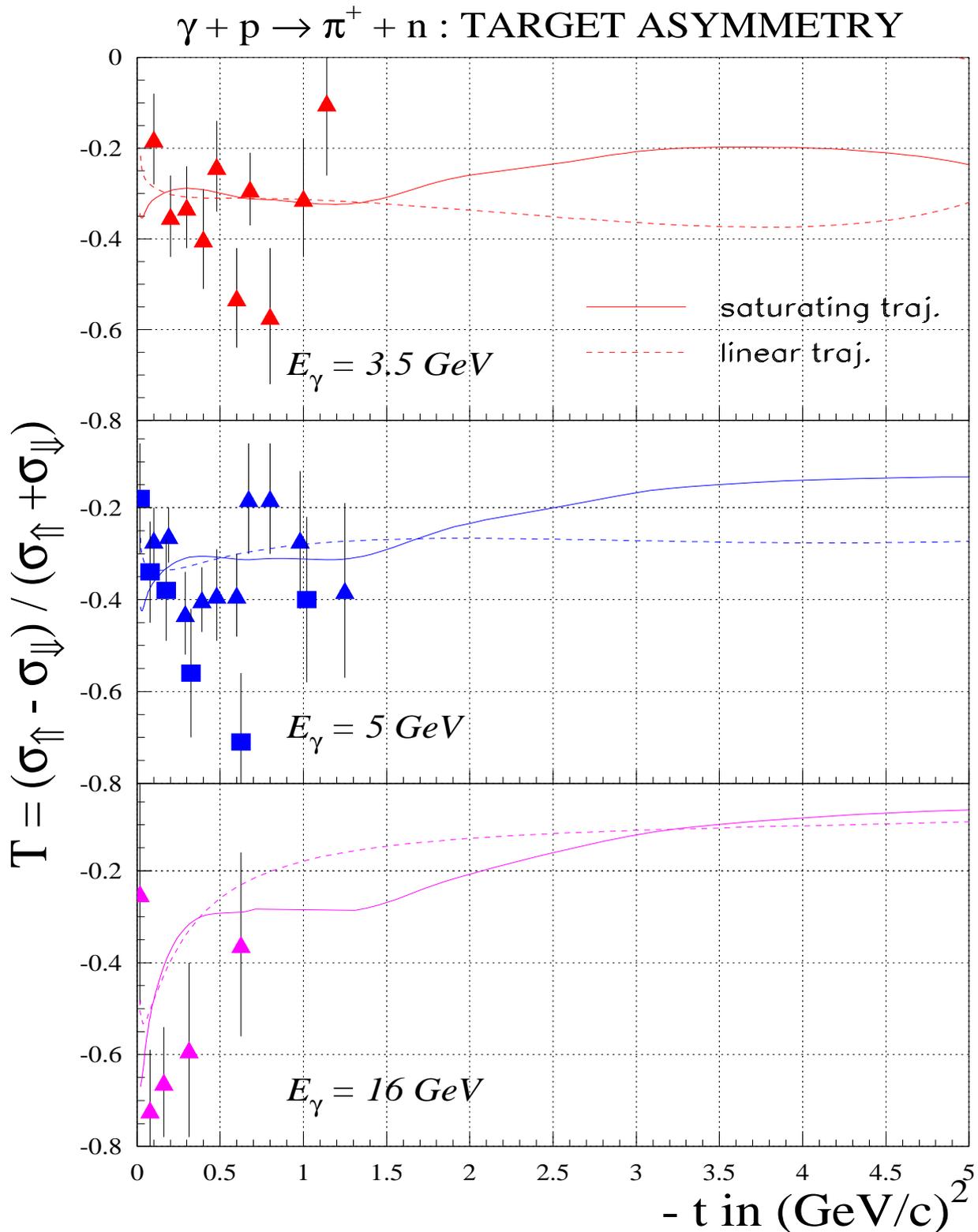


Figure 3.9: La figure représente l'extension à grand transfert du modèle pour l'asymétrie de cible de la réaction $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. On reconnaît les points de bas transfert de la figure 1.15. Ces extrapolations (pour des trajectoires linéaires et saturantes) sont à comparer avec les prédictions de QCD qui donnent une asymétrie nulle.

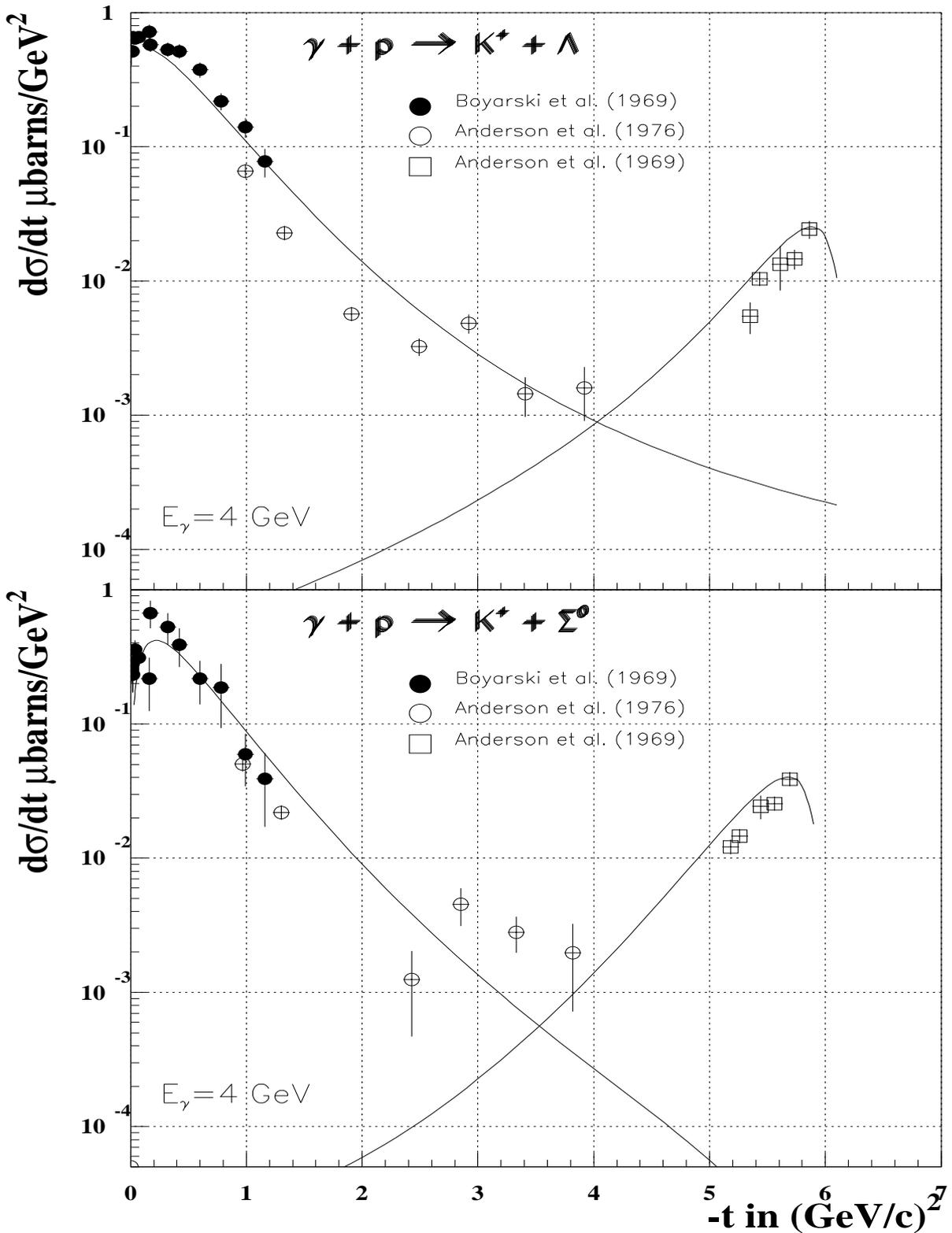


Figure 3.10: La figure représente l'extension à grand transfert du modèle pour la section efficace différentielle des réactions $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$. A $E_\gamma = 4 \text{ GeV}$, on reconnaît les points de bas transfert en t et u que nous avons déjà vus sur les figures 2.3, 2.4 et 2.7, normalisés en suivant une dépendance en énergie en s^{-2} à l'avant et s^{-3} à l'arrière. Les points à grand transfert sont issus de [And76].

tion à basse énergie.

Nous avons alors voulu extrapoler notre modèle dans le domaine des grands transferts. Ceci a nécessité l'introduction de deux notions supplémentaires : des trajectoires saturantes et des facteurs de forme. Et nous arrivons ainsi à une description raisonnable des rares données à grand transfert et de leurs principales caractéristiques : section efficace différentielle relativement plate, dépendance en énergie en $\frac{1}{s^7}$ (pour la photoproduction de pion) et normalisation. Les trajectoires saturant universellement à -1 et les facteurs de forme impliqués étant relativement bien connus, nous n'avons pas introduit de paramètres libres à proprement parler.

D'un point de vue pratique, nous avons ici un outil qui permet de modéliser de façon économique les réactions à grand transfert. Avec l'émergence de nouveaux accélérateurs de haute énergie à grand cycle utile (CEBAF, ELFE,...) qui vont permettre d'accéder expérimentalement aux domaines largement inexplorés des grands transferts, le modèle que nous avons décrit peut constituer un générateur d'évènements réaliste pour l'estimation de taux de comptages, de bruit de fond, l'étude de faisabilité d'expérience.

Plus fondamentalement, nous avons ici une approche alternative à QCD perturbatif dans la région de transition entre processus durs et mous. C'est un pas vers une compréhension plus complète de QCD non-perturbatif.

Chapitre 4

Partie expérimentale

4.1 Motivations

Nous avons abordé dans les sections précédentes plusieurs aspects de la physique des énergies intermédiaires. Si nous pouvons estimer que nous sommes arrivés à une description raisonnable, cohérente et relativement économique (en termes de paramètres libres) des processus de photoproduction à bas transfert, il est clair qu'il reste encore de grands pas à effectuer pour établir un lien avec QCD, la théorie de l'interaction forte.

C'est l'un des grands projets de la physique nucléaire contemporaine que d'étudier cette transition des systèmes de quarks, qui se comportent essentiellement comme des particules libres à courtes distances, vers les hadrons où les quarks sont confinés. Afin de réconcilier, unifier les descriptions de ces deux domaines, il s'agit donc d'acquérir une connaissance plus profonde de QCD. La première étape est certainement de tester la théorie là où l'interaction de la sonde est la moins complexe, c.à.d. dans le régime perturbatif des processus durs. En fait, l'idée n'est pas tellement de tester QCD perturbatif en lui-même, c'est plutôt d'essayer d'isoler des configurations perturbatives simples de quarks et gluons, de mettre en jeu des mécanismes élémentaires et spécifiques afin d'extraire des informations non-perturbatives. En général, on factorise l'amplitude d'un processus en un produit des fonctions d'onde des particules externes (qui décrit le contenu en quarks et gluons des hadrons) par l'élément de matrice de l'interaction. Si l'interaction peut être calculée exactement au moyen de QCD perturbatif, on peut alors avoir accès aux fonctions d'ondes qui

contiennent l'information non-perturbative.

C'est dans cette optique que le groupe du Service de Physique Nucléaire du C.E.A. Saclay a proposé en janvier 1993, auprès du comité des expériences de l'accélérateur d'électrons CEBAF (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*), l'expérience de photoproduction de méson vecteur ϕ sur le nucléon à grand transfert d'impulsion [Pro93]. L'expérience a pour but de mettre en évidence un mécanisme simple de processus dur, qui donne lieu à une signature spécifique de QCD perturbatif dans les données : l'échange de paire de gluons. L'expérience s'accompagne du canal concurrent qu'est la photoproduction sur le nucléon de $\Lambda^*(1520)$ que nous avons abordé à la fin du chapitre précédent. Comme nous l'avons mentionné, cette dernière résonance "étrange", de par sa faible largeur, peut aussi être une sonde privilégiée pour la mise en évidence de processus durs, bien que ceux-ci soient plus complexes et moins simples à mettre en évidence.

L'un des buts de cette seconde partie de thèse est donc d'exposer la série d'études et de simulations que nous avons entreprises afin d'étudier la faisabilité des expériences $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$ avec le détecteur à grand angle solide CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) de CEBAF.

Nous commencerons par détailler dans la prochaine section le mécanisme d'échange de deux gluons que nous voulons mettre en évidence dans l'expérience de photoproduction de ϕ . Dans la deuxième section, nous présenterons les caractéristiques du nouvel accélérateur d'électrons CEBAF et du détecteur 4π CLAS dans lequel nous effectuerons nos mesures. Plus généralement, nous justifierons la nécessité de ces nouvelles machines de haute énergie, à haute intensité et grand cycle utile pour explorer la structure nucléaire et étudier le confinement des quarks. Après la présentation du détecteur CLAS, nous présenterons dans la troisième section l'étude que j'ai menée à CEBAF sur la calibration (par laser et rayons cosmiques) du système de mesure de temps de vol de CLAS. La mesure des sections efficaces des réactions qui nous intéressent sont en effet basées de façon critique sur l'identification des kaons et la discrimination π/K par temps de vol et il s'agit de mesurer si les résolutions instrumentales sont conformes au cahier des charges. Nous entreprendrons ensuite, dans la dernière section, l'étude spécifique des réactions $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$

et présenterons les simulations que nous avons effectuées. Le but est d'estimer les bruits de fond et les taux de comptage que l'on peut attendre dans CLAS pour ces deux réactions.

4.2 Photoproduction de ϕ à grand transfert

La production d'étrangeté est un moyen original et privilégié pour étudier la structure en quarks et gluons de la matière hadronique. On peut distinguer de façon générale deux types de réactions de production d'étrangeté : les secteurs d'étrangeté *ouverte* (*open strangeness*) et d'étrangeté *cachée* (*hidden strangeness*).

On parle d'étrangeté *ouverte* lorsque les particules de l'état final ont un contenu en étrangeté non-nul. Dans le domaine de la photoproduction qui nous concerne, de telles réactions sont par exemple $\gamma p \rightarrow K\Lambda, K\Sigma, K\Lambda^*(1520)\dots$ que l'on peut schématiser par le diagramme suivant, en termes de quarks de valence (fig. 4.1) :

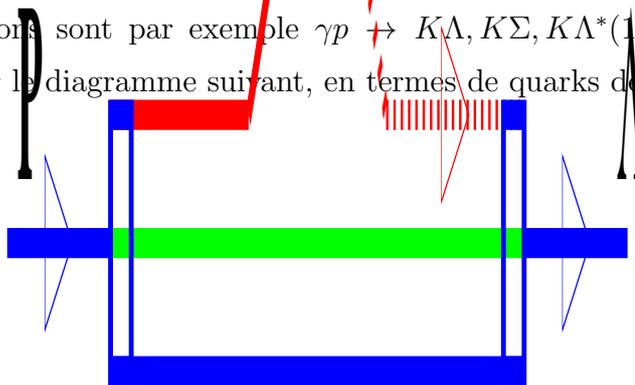


Figure 4.1: Diagramme d'étrangeté ouverte. Le processus implique un échange de quarks.

où les lignes *pointillées* identifient les quarks étranges concernés.

Ces processus impliquent, au niveau partonique, des échanges de quarks. En terme de QCD perturbatif, nous avons déjà mentionné dans le chapitre 3 que les calculs associés à ce type de diagramme sont très complexes (problèmes de singularités, quantité de diagrammes à calculer,...).

Le domaine de l'étrangeté *cachée* se caractérise par des particules de l'état final avec une étrangeté globale nulle. La réaction de photoproduction la plus simple dans

ce secteur est $\gamma p \rightarrow p\phi$. Si l'on considère, en première approximation, que le ϕ est un pur état $s\bar{s}$ et qu'il n'y a pas de contenu étrange dans le nucléon, cette réaction permet alors d'isoler un processus "dur" relativement simple. Puisque les quarks de valence du ϕ sont différents de ceux du nucléon, il ne peut y avoir qu'un échange de gluons entre les deux particules. Il n'y a alors que deux diagrammes qui peuvent contribuer au premier ordre (fig. 4.2) :

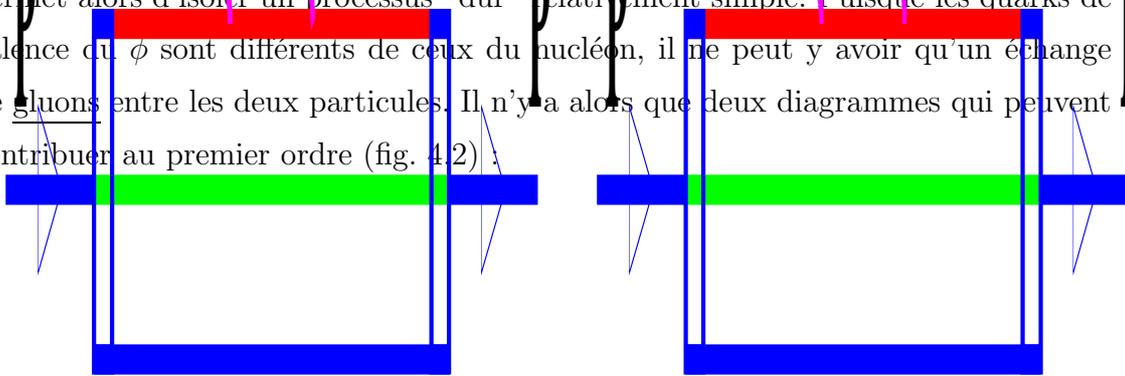


Figure 4.2: Diagramme d'étrangeté cachée. Le processus implique un échange de gluons.

Ces deux diagrammes correspondent aux deux façons de coupler les deux gluons aux quarks étranges du ϕ (le même quark ou des quarks différents). On doit échanger au moins deux gluons pour obtenir un nucléon et un ϕ sans couleur dans l'état final.

Laget et Mendez-Galain [Lag95] ont calculé l'amplitude associée à ce mécanisme et montrent que l'interférence des deux diagrammes de la figure 4.2 produit un noeud (un minima) caractéristique à $|t| \approx 2.4 \text{ GeV}^2$ dans la section efficace différentielle (fig. 4.3). Est-ce que cette structure est un artéfact des approximations du calcul (limite de haute énergie,...) ou est-ce une réelle signature du mécanisme d'échange de deux gluons ? Est-ce que d'autres processus durs interviennent et noient ou déplacent le minimum ? Les questions sont ouvertes et méritent sans aucun doute une étude expérimentale approfondie.

Nous présentons par comparaison sur la figure 4.3 l'extrapolation à grand transfert du modèle de *Donnachie et Landshoff* [Don87] basé sur l'échange de la trajectoire de Regge du Poméron. C'est essentiellement un modèle de bas transfert. Alors que les deux modèles donnent la même chose à bas transfert, la différence est évidente

dans la région des processus durs.

Il est aussi clair sur cette figure que les données expérimentales de photoproduction de ϕ sur le nucléon sont rares et limitées et que le vaste domaine des grands transferts est encore inexploré. Le principal objet de la proposition d'expérience soumise par le groupe de Saclay [Pro93] et approuvée par le comité des expériences de CEBAF est donc d'investiguer la photoproduction de ϕ à grand transfert, à la recherche de mécanisme durs et, plus généralement, de tenter de comprendre la structure de la matière hadronique en tirant partie du degré de liberté supplémentaire qu'est l'étrangeté. L'utilisation combinée d'un détecteur à grande acceptance et d'un faisceau de photon continu de haute énergie va nous permettre de réaliser nos expériences avec des taux de comptage raisonnables.

Avant de passer à l'étude de faisabilité de l'expérience et l'estimation des taux de comptage, nous poursuivons par la description de l'accélérateur d'électrons CEBAF et du détecteur à grande acceptance CLAS à l'aide duquel nous comptons effectuer nos expériences.

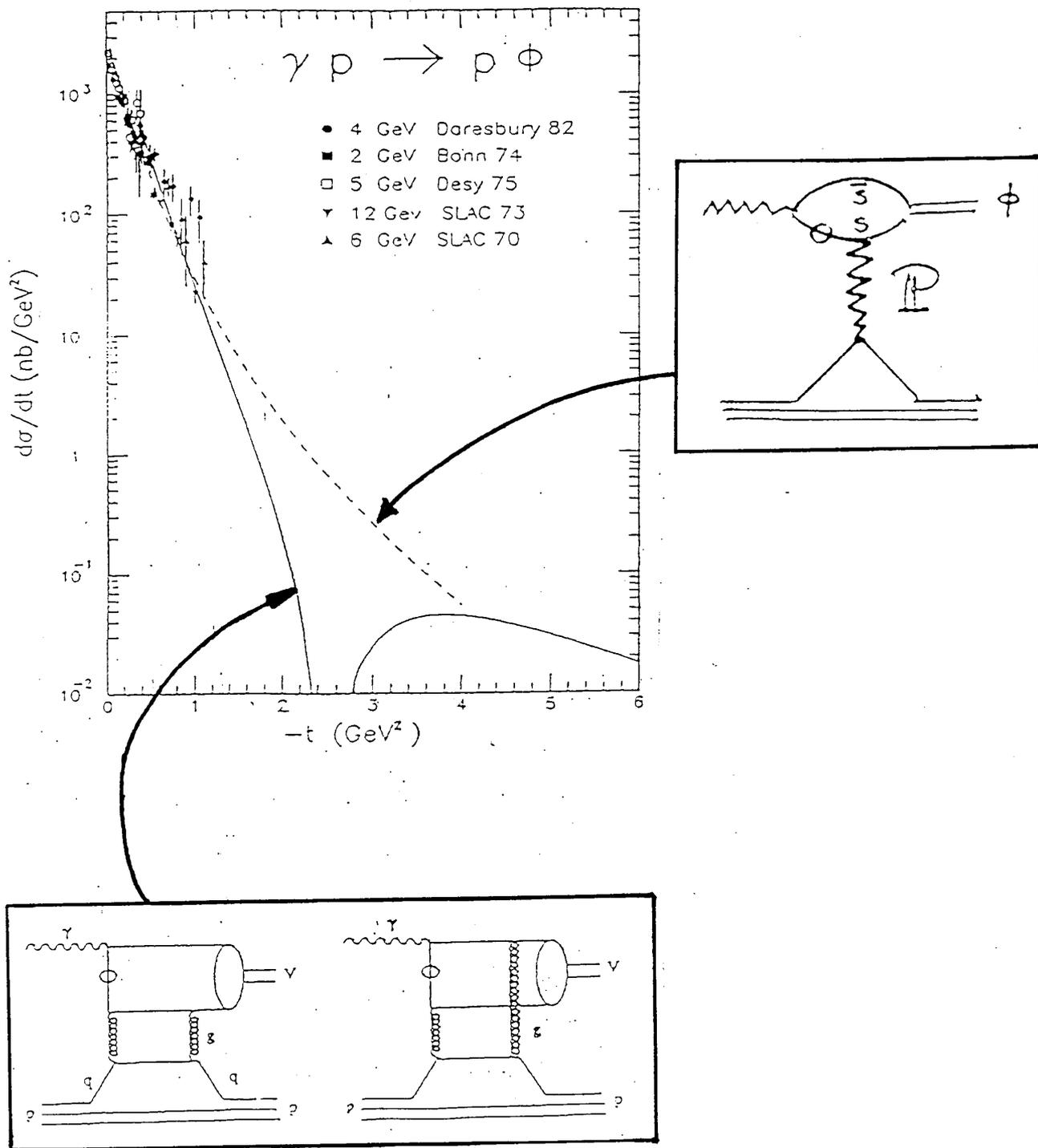


Figure 4.3: Section efficace différentielle à grand transfert pour la réaction $\gamma p \rightarrow p \phi$. La figure présente le modèle de *Laget et Mendez-Galain* [Lag95] associé à l'échange de deux gluons à grand transfert (ligne continue) et l'extrapolation à grand t du modèle de *Donnachie et Landshoff* [Don87] associé à l'échange de la trajectoire de Regge du Poméron (ligne tiretée).

Chapitre 5

CEBAF, CLAS

5.1 CEBAF

CEBAF[†] (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*) est l'accélérateur d'électrons d'énergie intermédiaire ($E_e = 4$ GeV) situé à *Newport-News*, Virginie, USA. CEBAF se caractérise par son faisceau **continu** et de **haute intensité**, qui va permettre de sonder, avec précision et qualité, la structure en quarks des nucléons et d'étudier leur comportement dans le milieu nucléaire.

5.1.1 Un faisceau de haute énergie

Le choix du domaine d'énergie de CEBAF correspond aux distances que l'on veut sonder. A chaque énergie d'électron, correspond une longueur d'onde intrinsèque qui définit la résolution que l'on peut atteindre ($\lambda = \frac{h}{q}$ où q est le quadri-moment transféré). Plus haute est l'énergie, plus fins sont les détails que l'on peut étudier :

- Des électrons de 100 MeV ont une longueur d'onde intrinsèque de ≈ 12 fm. Ceci est juste suffisant pour “voir” les tailles et les formes des noyaux. Les premières expériences sondant la taille nucléaire ont été effectuées au début des années 50 aux laboratoires des Universités américaines de *Stanford* et d'*Illinois* avec les premiers faisceaux d'électrons de relativement haute énergie.

[†]Précisons que CEBAF a été officiellement rebaptisé courant 1996 sous le nom de TJNAF (*Thomas Jefferson National Accelerator Facility*). Le travail reporté dans ce document a été effectué pendant la période “CEBAF”, c'est pourquoi nous avons continué à utiliser la dénomination CEBAF pour l'accélérateur tout le long de cette thèse.

- Des électrons de 500 MeV à 1 GeV peuvent résoudre des distances de l'ordre de 1 à 2 fm. c.à.d., que l'on voit principalement les constituants mésoniques et nucléoniques des noyaux. Les laboratoires *Bates* du MIT aux Etats-Unis, NIKHEF aux Pays-Bas, MAMI en Allemagne travaillent dans ce domaine d'énergie.
- Des transferts en impulsion supérieurs à 2 GeV sont nécessaires pour sonder des distances inférieures à .3 fm où l'on peut commencer à voir la structure en quarks des nucléons. C'est le domaine d'énergie que CEBAF aborde.

CEBAF peut produire des faisceaux d'électrons d'énergie comprises entre 800 MeV et 4 GeV (et probablement au-delà, dans un futur relativement proche). La possibilité de produire des faisceaux d'énergie inférieure à 1 GeV est importante car ceci permet de fournir une continuité et un recouvrement entre les précédentes et nouvelles expériences de plus basse énergie. Le choix de 4 GeV comme énergie maximale est un compromis entre la nécessité scientifique d'électrons de courte longueur d'onde et le coût d'un accélérateur qui croît avec l'énergie. Mais, clairement, plus haute est l'énergie des électrons, plus on peut sonder et explorer précisément la structure des nucléons et espérer étendre notre compréhension de l'interaction forte. Nous pensons ici au projet ELFE (*Electron laboratory for Europe*) qui propose un accélérateur d'électrons d'énergie $\approx 15\text{-}30$ GeV.

5.1.2 Un faisceau continu

Principalement à cause des limites technologiques, jusqu'à nos jours, les faisceaux classiques étaient structurés en *pulses* qui sont illustrés sur la figure 5.1 Le rapport du temps pendant lequel un électron frappe effectivement la cible (t) à l'intervalle de temps qui sépare chaque pulse (T) définit le *cycle utile* (*duty-cycle*). Il est clair qu'il y a un temps important ($T-t$) pendant lequel rien ne se passe, les évènements n'ayant lieu que lorsqu'un pulse du faisceau frappe la cible. Il est aussi important d'éviter qu'il y ait plusieurs évènements qui proviennent d'un même pulse afin de ne pas confondre des particules provenant d'une réaction avec celles provenant d'une autre (on appelle ceci des coïncidences accidentelles). Ces deux considérations limitent

sévèrement le nombre de particules qui peuvent être contenues dans un pulse et par conséquent la quantité de données qui peut être collectée dans un temps donné.

La limite de l'intensité des faisceaux qui résulte de ces considérations a été le principal obstacle à la mesure des faibles sections efficaces des réactions exclusives (qui réclament une coïncidence) dans le passé. La solution est évidemment de réduire le temps mort entre les pulses, c.à.d. en fait, de passer à un faisceau continu. Et ceci est maintenant devenu technologiquement possible avec les importants progrès de la dernière décennie dans le domaine des *supraconducteurs*. Auparavant, le cuivre était la structure métallique communément utilisée pour produire le champ électrique qui accélère les électrons. Cependant, la chaleur dispersée (d'origine résistive) est si grande qu'il n'est pas possible d'opérer en mode continu. Les brefs pulses de haute intensité devaient être suivis par de longs temps de refroidissement engendrant par là-même de faibles cycles utiles. Avec l'avènement des matériaux supraconducteurs qui n'ont pratiquement pas de résistivité, on peut réduire les pertes résistives d'un facteur près de l'ordre de 10^6 par rapport au cuivre à température ambiante. Les structures accélératrices de CEBAF sont donc des cavités en Nobium (qui devient supraconducteur à 9.2 K) et elles fournissent un gradient d'accélération supérieur à 5 MeV/m.

CEBAF peut ainsi fournir un faisceau d'intensité de **200 μA** (correspondant à 1.2×10^{15} électrons par seconde) avec un cycle utile de $\approx 100\%$ dans toute la région d'énergie qui nous concerne. C'est clairement une machine unique de classe mondiale qui ouvre le chemin pour une nouvelle génération d'accélérateurs à faisceau continu de haute énergie.

5.1.3 L'accélérateur

L'architecture de CEBAF n'est pas très compliquée. Un canon à électrons produit un faisceau stable qui est accéléré dans l'injecteur jusqu'à une énergie de 45 MeV (à presque la vitesse de la lumière). Le faisceau est alors injecté dans l'accélérateur principal qui consiste en deux accélérateurs linéaires (*linacs*) de 400 MeV (sur 240 m) et deux arcs de recirculations de 180° .

La machine est basée sur le concept de recirculation. A la fin de l'injecteur, le

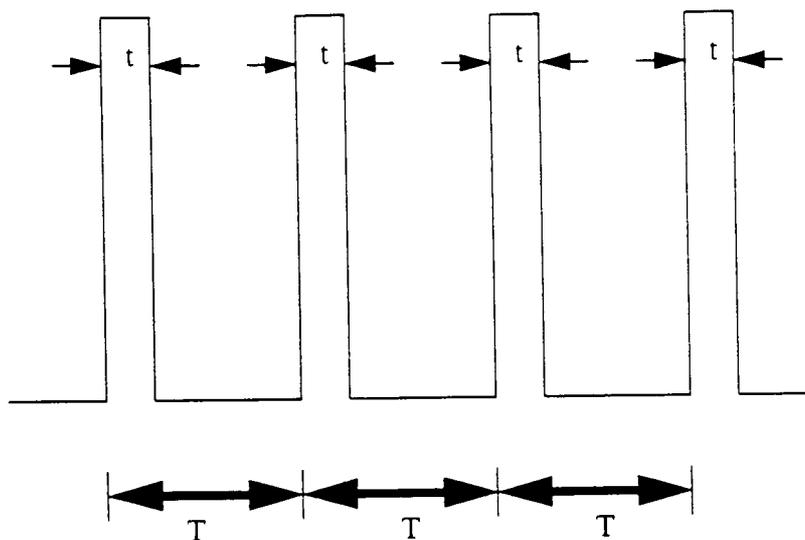


Figure 5.1: Dépendance en temps du courant dans un accélérateur à faisceau pulsé. Le pulse d'électrons arrive pendant le court laps de temps t qui est répété chaque T secondes. Le cycle utile sur cet exemple est environ 15%.

faisceau pénètre dans le premier linac où il gagne 400 MeV. Il atteint alors le premier arc qui le transporte jusqu'à l'entrée du second linac où il gagne de nouveau 400 MeV. Le prochain arc de recirculation ramène alors le faisceau à l'entrée du premier linac où il est accéléré de nouveau. Le processus peut être répété 5 fois pour atteindre une énergie maximale de 4 GeV. Le faisceau est alors extrait et délivré aux halls expérimentaux quand l'énergie désirée est atteinte (fig. 5.2).

Ce processus très économique (d'un point de vue financier) est rendu possible par le fait que les électrons sont totalement relativistes. Les faisceaux de différentes énergies traversent simultanément les linacs à essentiellement la même vitesse et restent ainsi en phase avec le champ accélérateur de la machine. Cette procédure où 5 faisceaux d'électrons à 5 énergies différentes sont simultanément présents dans un linac nécessite 5 arcs de recirculation distincts dont le champ magnétique correspond à l'énergie du faisceau. A la fin de chaque linac, les électrons sont séparés verticalement (par un "spreader") selon leur énergie et dirigés vers l'arc de recirculation approprié. Les faisceaux sont alors recombinaés à l'entrée du prochain linac.

Trois salles expérimentales (Halls A, B et C) pourront recevoir le faisceau simul-

MACHINE CONFIGURATION

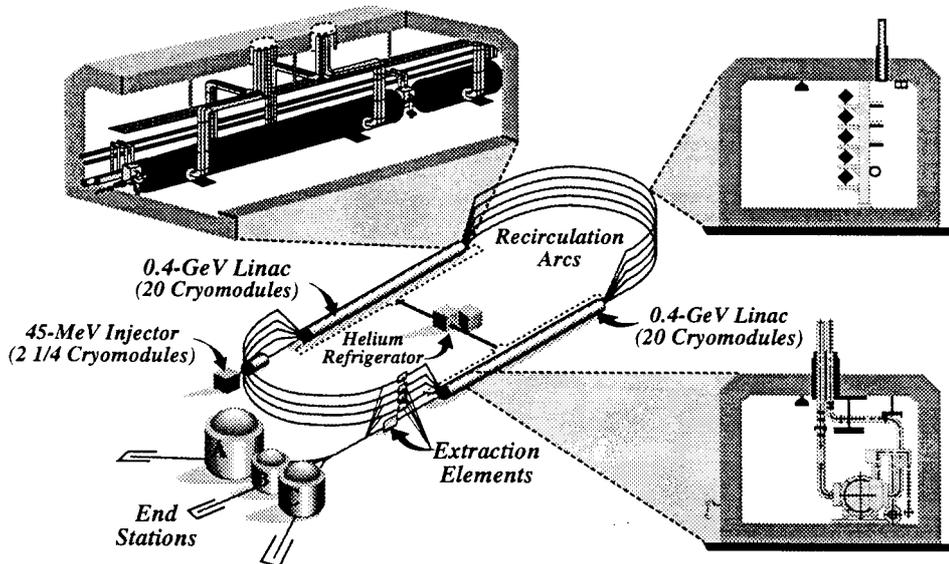


Figure 5.2: Configuration de l'accélérateur d'électrons CEBAF.

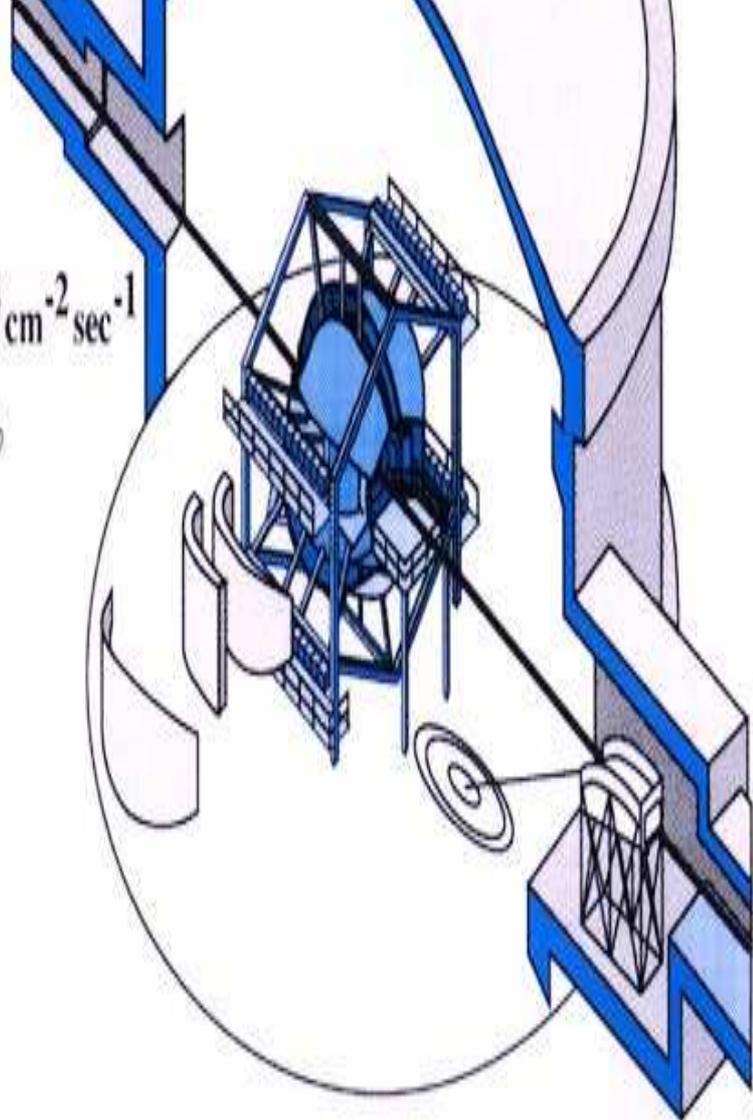
tanément. Diverses expériences avec différents détecteurs peuvent donc être menées simultanément, ajoutant à la productivité et la flexibilité du laboratoire. CEBAF est aussi capable de produire des faisceaux polarisés jusqu'à 50% à 100 μamps . Avec des cibles polarisées et un détecteur à grande acceptance, une exploration minutieuse de la matière nucléaire peut être envisagée.

Le premier faisceau a été délivré en juin 1994 dans le Hall C et le programme expérimental a commencé fin 1995 dans ce Hall.

5.2 CLAS

CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) est le détecteur à grand angle solide de CEBAF situé dans le Hall B. La figure 5.3 présente une vue générale du détecteur. Une description du détecteur plus détaillée que celle donnée ici peut être trouvée dans [CDR90]. Nous résumons ici les différentes composantes et performances attendues du détecteur.

- 470 spectrometer
- Six segment toroidal field
- $\int B \cdot dl \sim 2.5$ Tesla-meter
- Maximum luminosity $\sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
- Momentum resolution $\leq 1\%$



HallBeview/laspCjm 8/13/92

Figure 5.3: Vue générale et caractéristiques principales du Hall B et du détecteur CLAS. On distingue à l'entrée du Hall le système radiateur/tagger qui permet d'obtenir un faisceau de photons et de mesurer son énergie à partir du faisceau d'électrons à l'entrée du Hall.

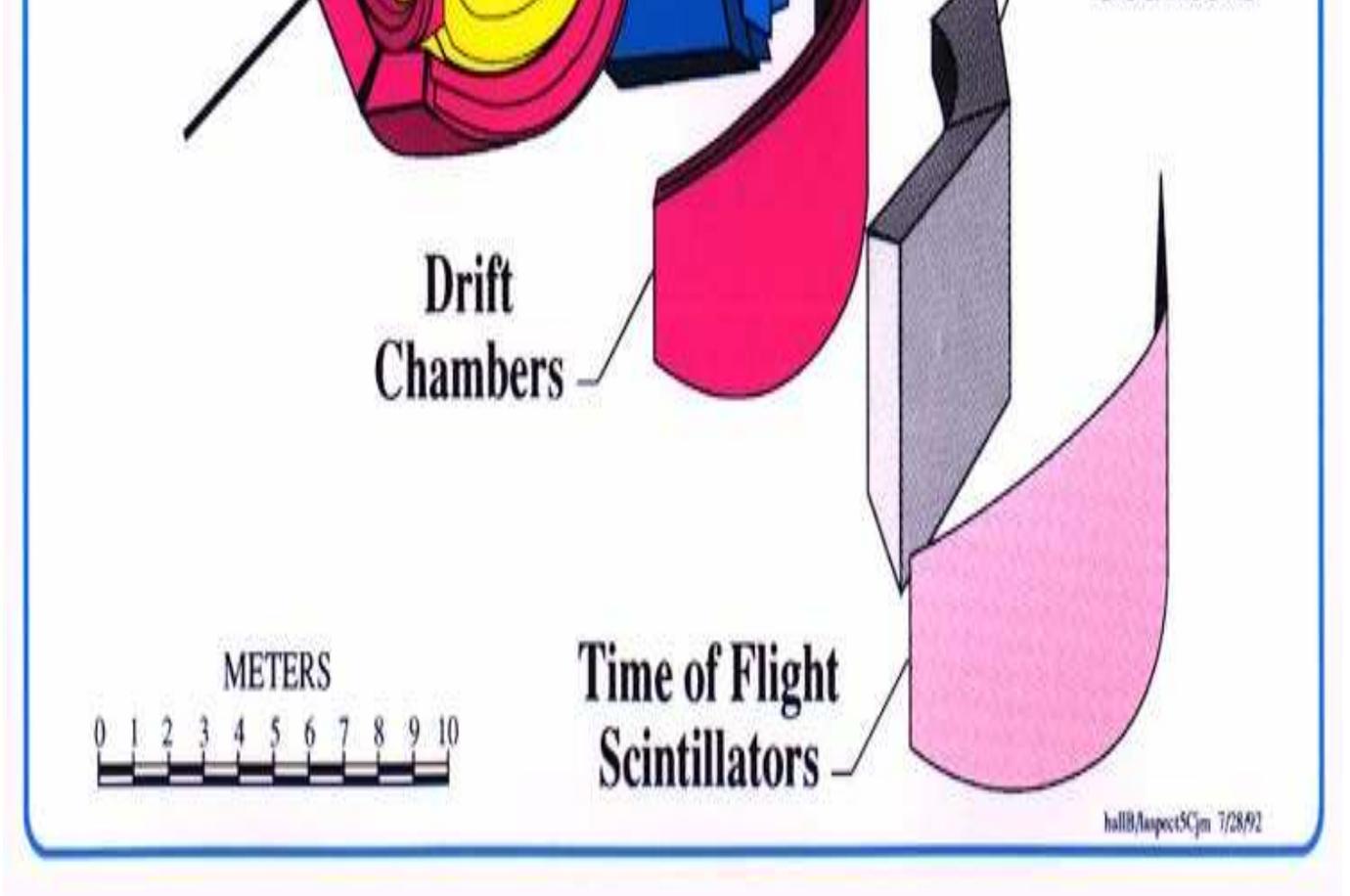


Figure 5.4: Vue “explosée” du détecteur CLAS mettant en évidence les différents groupes de détecteurs et appareillages qui le composent.

CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices qui produisent un champ magnétique toroïdal avec une symétrie approximativement cylindrique par rapport à la ligne de faisceau. Les six bobines définissent ainsi six secteurs symétriques. Chaque secteur contient, en partant de la cible :

- Des chambres à dérive (sur une distance de ≈ 2.50 m) qui vont servir à déterminer les trajectoires des particules chargées provenant de la cible,
- Des compteurs Cerenkov à gaz pour identifier les électrons,
- Des scintillateurs pour le trigger et la mesure du temps de vol,
- Un calorimètre électromagnétique pour l’identification et la mesure de l’énergie des particules électromagnétiques et la détection des particules neutres.

La figure 5.4 présente une vue plus détaillée du détecteur. Nous présentons maintenant les diverses composantes plus précisément.



6collfigC 1/3090

Figure 5.5: Forme des bobines de CLAS générant le champ magnétique toroïdal. A proximité des bobines, le champ est perpendiculaire au plan des bobines.

5.2.1 Les bobines toroïdales

Il y a principalement deux types de configurations de champs magnétiques qui ont été utilisées dans le passé pour les spectromètres : les champs *longitudinaux* générés par des solénoïdes et les champs *transverses* produits par des dipôles.

Les deux sont certainement appropriés pour de nombreux détecteurs et expériences mais ne le sont pas dans notre cas. Les solénoïdes peuvent certes couvrir un grand angle solide mais le champ magnétique résultant est parallèle au faisceau, ce qui signifie que les particules émises à petit angle vers l'avant vont pratiquement dans la direction du champ et ne subissent donc que peu de déflexion. Dans une configuration de cible fixe comme l'est CLAS, où la plupart des particules vont être émises aux angles avant extrêmes (par le boost de *Lorentz*), il est clair que la très pauvre résolution en impulsion qui en résulte est un obstacle majeur.

Une configuration dipolaire pourrait permettre une haute résolution aux angles avant. Cependant, pratiquement, la taille et la disposition de tels dipôles est limitée

et, de façon plus importante, le champ magnétique transverse qui en résulterait tend à répandre le bruit de fond électromagnétique (électrons *Möller* principalement) dans le détecteur.

De plus, les deux configurations ne permettent pas de préserver facilement une région sans champ autour de la cible, ce qui est fortement désirable pour les expériences nécessitant une cible polarisée.

Ces considérations ont donc mené à envisager une troisième configuration de champ magnétique qui n'a jamais été utilisée auparavant et qui est plus adaptée à la luminosité et à l'énergie de CEBAF et la géométrie spécifique de CLAS. Il s'agit d'un champ toroïdal toujours transverse à l'impulsion des particules (ce qui est important pour atteindre de hautes résolutions) généré par six bobines supraconductrices.

Le souci d'un champ magnétique fort dans la direction avant et qui diminue d'intensité avec les grands angles, tout en gardant une région sans champ autour de la cible, mènent naturellement à la forme des bobines illustrée sur la figure 5.5. Cette configuration fournit le champ magnétique le plus intense là où les impulsions des produits de réaction sont les plus grandes alors que l'intensité du champ décroît avec les grands angles là où les impulsions des particules diminuent. Un courant total de 5×10^6 Ampères-tours génère un champ de ≈ 2 Teslas dans la région avant.

Cette configuration de champ n'est certes pas idéale : la couverture angulaire en ϕ (angle azimutal) se trouve limitée par la présence des bobines (d'où diminution de l'espace de phase) et le champ n'est pas homogène, rendant la reconstruction des trajectoires plus compliquée. Elle semble cependant la plus adaptée au regard des nécessités imposées par le programme de physique envisagé dans le Hall B.

5.2.2 Les chambres à dérive

Pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, chacun des six secteurs de CLAS contient trois *régions* de chambre à dérive. La séparation de l'espace de détection des trajectoires en trois régions (séparées par des "sacs" remplis d'Hélium) permet de minimiser la diffusion multiple parasite.

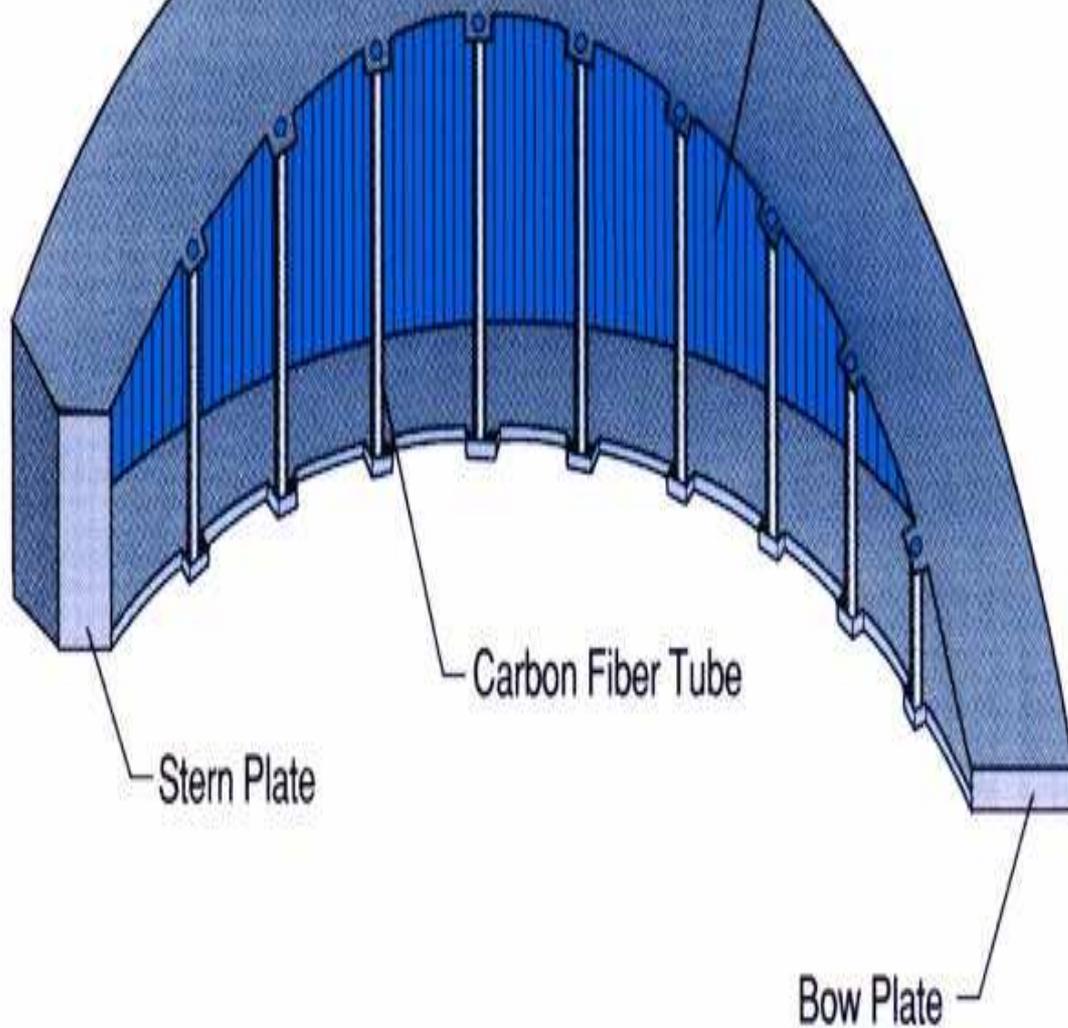
En forme de "*quartier* (ou plutôt de "*sixième*") d'orange" (voir fig. 5.6), les chambres couvrent un domaine angulaire polaire de 8° jusqu'à 142° . La première

région se situe à environ 70 cm de la cible dans une région à faible champ magnétique. La deuxième région, à peu près à 2 m de la cible, s'étend entre les bobines dans une région où le champ est le plus intense. La troisième et dernière région se trouve au-delà des bobines, à environ 3 m de la cible.

Chaque région est divisée en deux *supercouches*, chacune composée de six *couches* de fils. Les deux supercouches diffèrent par l'orientation des fils : les fils de la seconde supercouche font un angle de 6° (angle "stereo") par rapport à ceux de la première (fils "axiaux"), ce qui permet de définir deux axes et donc un repère pour déterminer les deux coordonnées de passage des particules. Cet angle de 6° est un compromis entre le plus grand angle possible $< 90^\circ$ (meilleur pour la résolution) et la contrainte mécanique (étant donné la géométrie particulière de CLAS) d'avoir des fils presque perpendiculaires à l'axe du faisceau.

L'objectif physique est de reconstruire les trajectoires de toutes les particules chargées avec des impulsions supérieures à 100 MeV et émises entre 8° et 140° en angle polaire (et qui ne frappe pas les bobines en ce qui concerne l'angle azimutal évidemment). Les résolutions attendues sont $\frac{\delta p}{p} \leq .5\%$ pour les impulsions et $\delta\theta, \delta\phi \leq 1 \text{ mrad}$ pour les angles. Pour atteindre ce but, les trajectoires des particules doivent être mesurées avec une précision de 200 microns par fil et le matériel dont sont faites les chambres doit contribuer à moins d'1% de longueur de radiation à la diffusion multiple. Il y a à peu près 34.000 fils actifs (≈ 125.000 au total) dans le système des chambres. Les cellules définies par les fils sont de forme hexagonale et les distances maximales de dérive des ions sont de .7, 1. et 2. cm pour les trois régions dans l'ordre. Le choix du gaz pour les chambres s'est porté sur un mélange 50-50 d'argon et d'éthane.

L'amplitude des pulses des chambres à dérive sera aussi enregistrée, permettant de mesurer la perte d'énergie des particules chargées ionisantes dans les chambres. En plottant cette quantité ($\frac{dE}{dx}$) en fonction de l'impulsion (p) mesurée, les chambres peuvent aussi contribuer à l'identification des particules. C'est en particulier le seul moyen d'identifier et de ne pas "perdre" les particules qui n'atteignent pas les autres détecteurs de CLAS.



CEBAF

v. burkart/REG3dr/#Cjm 2/2/93

Figure 5.6: La figure présente la forme des chambres à dérive de CLAS (correspondant à une région d'un secteur de CLAS). La direction des fils "axiaux" est verticale sur cette figure (parallèles aux tubes de fibre de carbone). Les fils "stereo" font un angle de 6° avec cette direction.

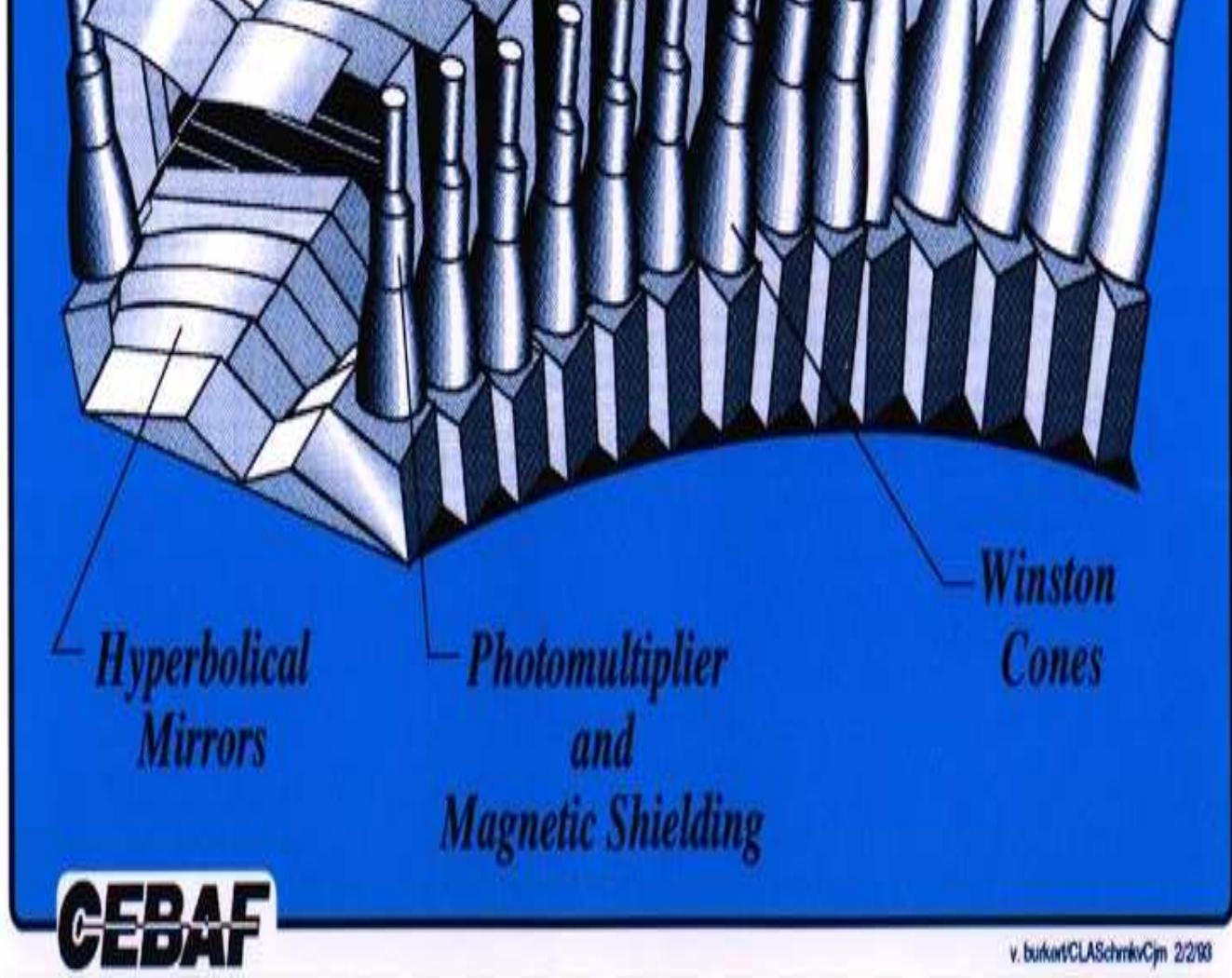


Figure 5.7: Vue en perspective des détecteurs Cerenkov (correspondant à un secteur de CLAS).

5.2.3 Les détecteurs Cerenkov

Une source importante de bruit de fond dans les expériences de diffusion d'électron est due à des pions qui sont pris pour des électrons. Des détecteurs Cerenkov à gaz placés juste derrière la dernière région des chambres à dérive permettront d'identifier les électrons et rejeter les pions dans la plupart des cas. Cette discrimination est cependant fortement dépendante de l'énergie des particules et de leur nombre relatif. Ainsi, à petit angle et par conséquent à grande impulsion, les particules avec une vitesse plus grande que celles correspondant au "*seuil du pion*" ne pourront pas être distinguées. Le calorimètre électromagnétique permettra alors de compléter la rejection totale des pion.

Le pouvoir de réjection typique d'un détecteur Cerenkov à gaz est de l'ordre de 100:1. A grand angle, où le nombre de pions est bien plus important que celui

des électrons, le rapport du nombre de pions pris pour des électrons au nombre d'électrons devient bien plus grand que .01. Pour garder une précision de 1% pour la mesure des sections efficaces, une discrimination supplémentaire provenant de l'analyse du $\frac{dE}{dx}$ des chambres à dérive est nécessaire.

5.2.4 Les scintillateurs

57 scintillateurs dans chaque secteur, situé à ≈ 4.90 m (pour les angles avant) de la cible couvrent un domaine angulaire de $\approx 8^\circ$ à 145° . Chaque scintillateur a 5 cm d'épaisseur et ≈ 18 cm de largeur, correspondant à une couverture angulaire polaire θ de $\approx 3^\circ$.

L'information en temps provenant des scintillateurs est la base du système de trigger. Le détecteur a été conçu pour opérer à une luminosité de 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui résulte dans un taux d'interaction hadronique de quelques MHz (pour une section efficace électromagnétique typique de l'ordre de quelques centaines de μb). Après sélection du trigger, ceci correspond à quelques kHz dans un compteur à $\approx 10^\circ$, l'ordre de grandeur des taux que le système d'acquisition des données devra gérer.

Les scintillateurs serviront aussi à l'identification des particules par la technique de la mesure de temps de vol. La longueur d'une trajectoire (mesurée par les chambres à dérive) divisée par le temps de vol fourni par les scintillateurs détermine la vitesse de la particule. Combinée avec l'impulsion reconstruite, ceci permet l'identification de la masse de la particule. La figure 5.8 illustre cette méthode. Ces simulations montrent qu'une résolution en temps de l'ordre de 180 ps est nécessaire pour pouvoir discriminer les pions des kaons jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2 GeV/c. Nous reviendrons sur ce point dans le prochain chapitre où nous avons mesuré explicitement ces résolutions.

Il est à noter que dans CLAS la méthode de mesure de temps de vol repose sur la microstructure du faisceau de CEBAF. En effet, bien que le faisceau soit communément considéré comme *continu*, il est en fait composé de "*micro-pulses*" d'électrons espacés de 2 ns pour chaque Hall expérimental. Cette micro-structure est fort utile car elle permet de définir un temps initial d'interaction de façon très précise si le pulse dont provient un évènement est identifié. Pour les expériences en

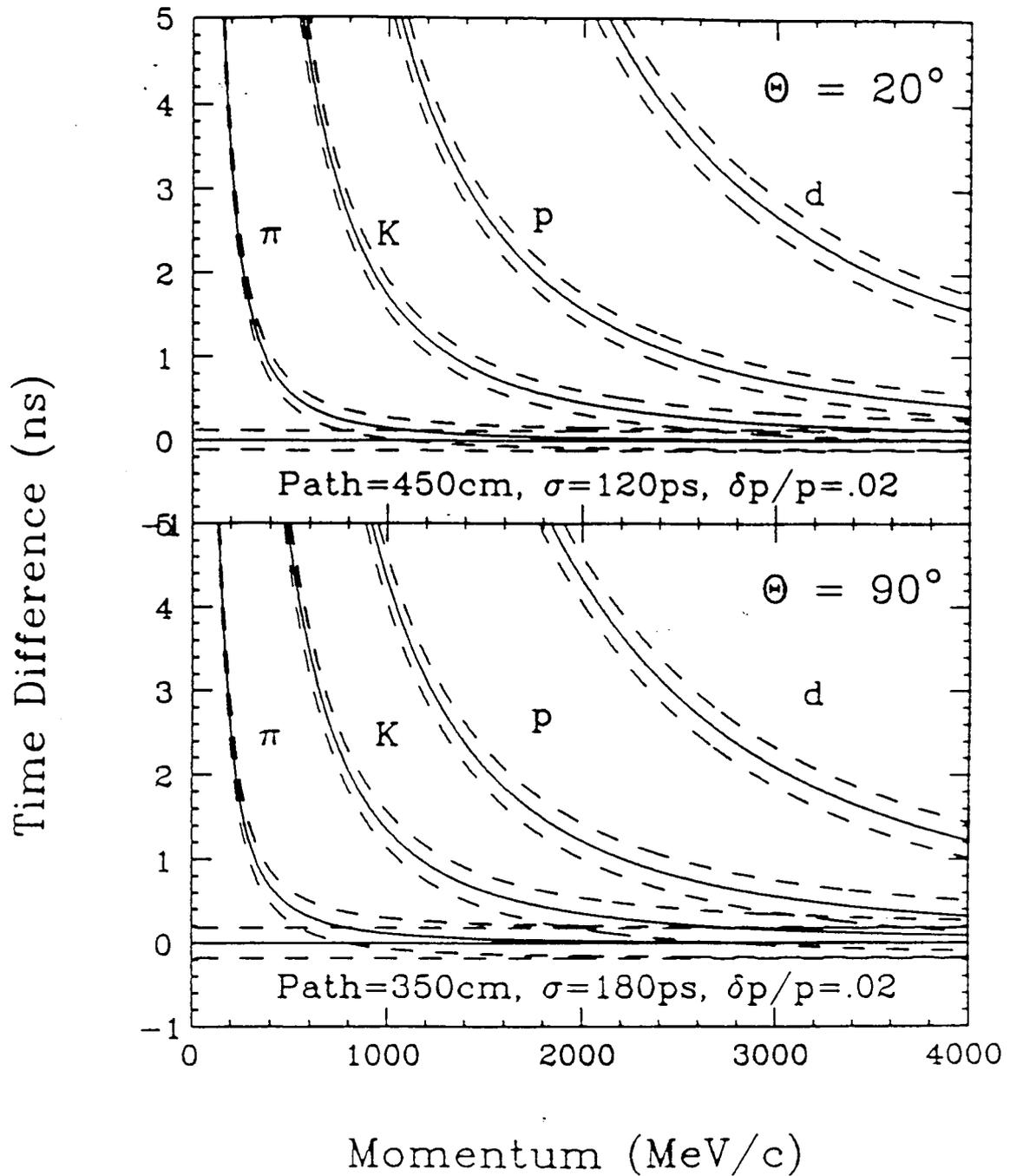


Figure 5.8: La figure présente la corrélation entre le temps de vol (par rapport à des particules de $\beta = \frac{v}{c} = 1$) et l'impulsion pour des particules de différentes masses à des angles avant et arrière. La ligne tiretée indique une bande d'erreur d'un σ pour le temps de vol et l'impulsion.

photon, un système de minces scintillateurs (3 mm d'épaisseur) seront donc installés autour de la cible (à environ 30 cm) afin de déterminer le pulse qui a produit l'évènement. La résolution de ces scintillateurs (“*start counters*”) n'a pas besoin d'être extrêmement performante, il s'agit (entre autres cependant) d'identifier des pulses espacés de 2 ns. Une résolution de l'ordre de 350 ps est estimée nécessaire. On note que ces compteurs ne sont pas nécessaires pour les expériences de diffusion d'électron car le pulse initial est déterminé en identifiant l'électron de l'état final (grâce à la combinaison des Cerenkov et du calorimètre électromagnétique) et en remontant sa trace (avec $\beta = \frac{v}{c} = 1$) au point d'interaction.

5.2.5 Le calorimètre électromagnétique

CLAS sera équipé de six calorimètres électromagnétiques, un par secteur. Chaque calorimètre a une forme triangulaire avec des cotés de ≈ 4 m de long, et est situé à ≈ 5 m de la cible. Il consiste de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur alternés avec des plaques de plomb de 2.2 mm. Chaque couche de scintillateur est faite de 36 compteurs, de 10 cm de largeur, placés parallèles à un coté du triangle, ce coté changeant avec chaque couche de scintillateurs. Le “motif” est illustré sur la figure 5.9.

Les cotés des triangles définissent donc trois axes appelés U, V et W et donc des cellules qui sont approximativement des triangles équilatéraux. Ces cellules vont permettre de faire des mesures de position. En particulier, pour les photons, elles constituent la seule information positionnelle disponible car ils n'interagissent pas dans les chambres. Des particules arrivant simultanément dans des cellules non-adjacentes du calorimètre donneront toujours un signal dans un scintillateur différent dans au moins une des couches U, V ou W. Des évènements à particules multiples peuvent donc être résolus (décroissance des π^0 en deux photons par exemple).

Pour améliorer la discrimination pion/électron, le calorimètre est aussi divisé en parties avant (15 premières couches) et arrière (24 couches). Le profil de perte d'énergie d'une particule ainsi déterminé fournit un puissant moyen d'identifier les électrons. Pour des impulsions de particules supérieures à 2.8 GeV (au dessus du seuil de pion Cerenkov), la discrimination pion/électron proviendra uniquement du

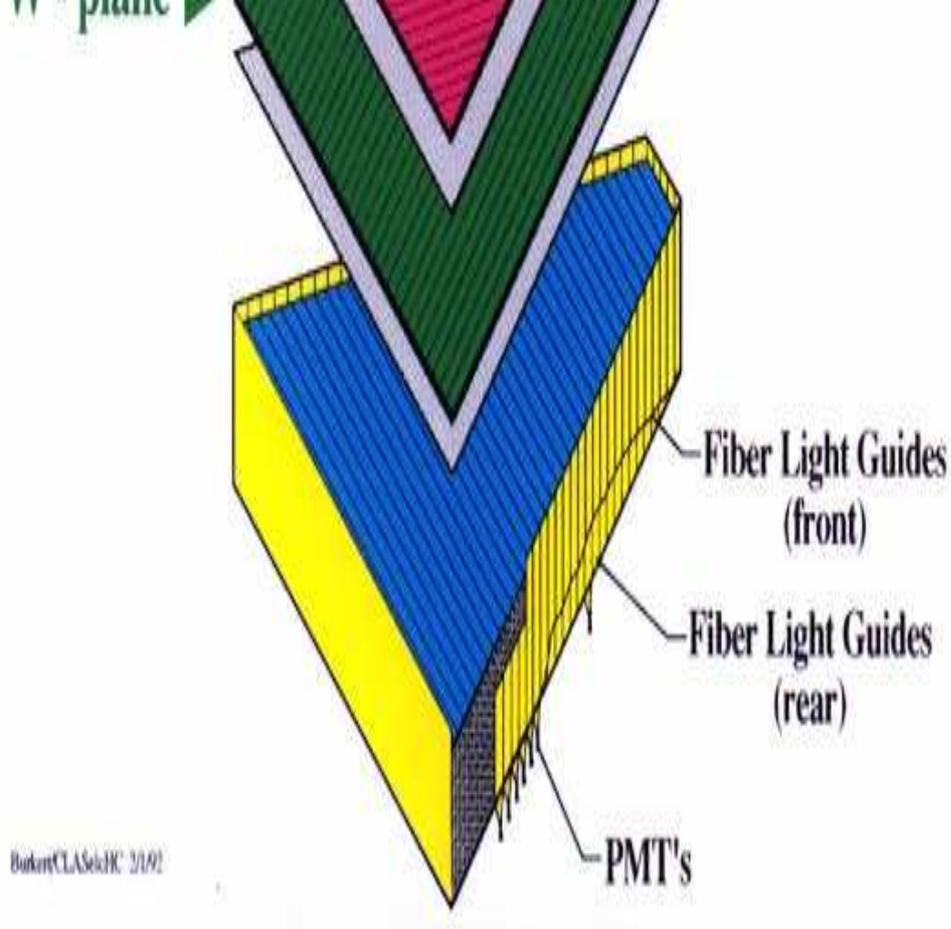


Figure 5.9: Vue “explosée” d’un des six calorimètres électromagnétiques de CLAS.

calorimètre. La résolution attendue de $\frac{\Delta E}{E} \leq \frac{.1}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ permet l’identification de 98% des électrons et le rejet de 99.3% des pions.

En dernier lieu, le calorimètre permettra aussi de détecter des neutrons avec des efficacités de $\approx 50\%$, grâce à leur grande longueur d’interaction. En résumé, le calorimètre électromagnétique aura quatre utilités :

- L’identification et la mesure de l’énergie des électrons,
- La réjection des pions,
- La reconstruction des décroissances (π^0 , η ,...),
- La détection de neutron.

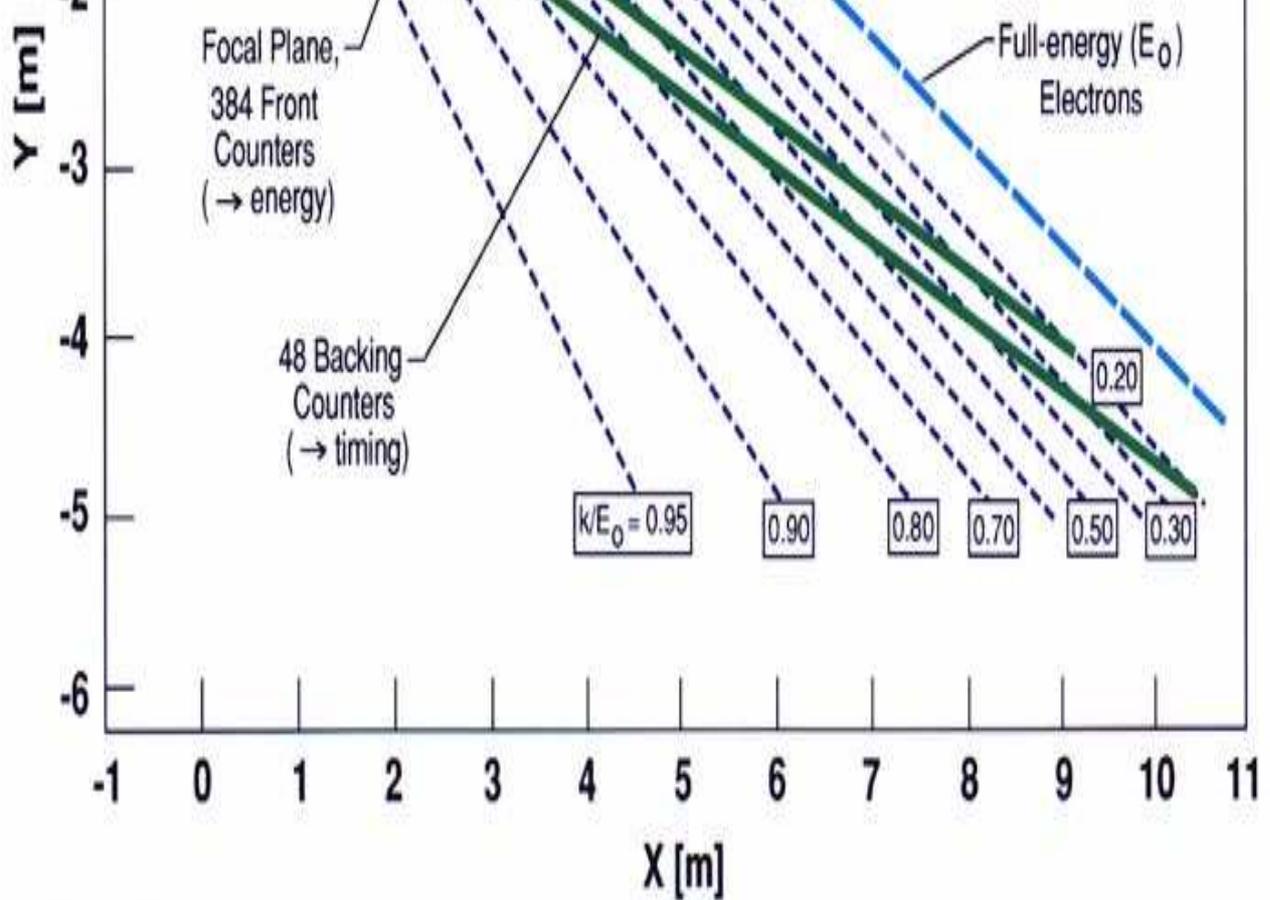


Figure 5.10: Le spectromètre de “tagging” de CLAS.

5.2.6 Capacités additionnelles

L'appareillage permet d'opérer avec des cibles polarisées. Des cibles avec 90% de polarisation du proton (NH_3 solide) et 50% de polarisation de neutron (ND_3) seront disponibles. Le système permet aussi d'effectuer des expériences de photoproduction (qui nous intéressent plus particulièrement) grâce à un système de “tagging” et l'effet de *Bremsstrahlung* (fig. 5.10). Le système radiateur/tagger est constitué d'un aimant dipolaire uniforme (≈ 11.3 kG) et permet de produire des photons d'énergie entre 20% et 95% de l'énergie de l'électron à des taux de 10^{-7} /s et de mesurer leur énergie par “étiquetage” avec une résolution en énergie $\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = .3\%$.

5.2.7 Résumé

La très bonne résolution en impulsion ($\frac{\delta p}{p} \approx .5\%$ FWHM à petits angles) et sa grande acceptance ($\approx 3\pi$) font de CLAS un outil unique pour l'étude de la matière nucléaire.

La figure 5.11 résume les principales caractéristiques et performances attendues de CLAS.

Le programme de physique est vaste et comprend de manière générale les études de réactions où il y a plus de deux particules non corrélées dans l'état final, les expériences nécessitant une faible luminosité (en photons taggés, avec cible polarisée,...) et les réactions à faible section efficace où CLAS permet d'obtenir des taux de comptage raisonnables. Quelques exemples d'expériences typiques :

- Etude des résonances manquantes :

$$\gamma p \rightarrow F_{15}(1955) \rightarrow p + \omega \hookrightarrow 3\pi$$

- Photo- et électroproduction et décroissance d'hypérons :

$$\gamma^{(*)} p \rightarrow K\Lambda \hookrightarrow \pi p$$

- Etats finaux à plusieurs particules sur les noyaux :

$$eA \rightarrow ep\pi X$$

- Fonctions de structure du spin :

$$\vec{e}\vec{p} \rightarrow ep$$

Nous voulons enfin souligner quelques défis que la construction et la mise en opération de CLAS nécessitent de relever et qui constituent, à nos yeux, des performances uniques en leur genre :

- L'aimant toroïdal supraconducteur : par l'intensité du champ, la forme géométrique,...
- Les chambres à dérive à une telle échelle : 34.000 fils actifs, 125.000 fils au total, la géométrie particulière,...
- Le système d'acquisition, le stockage sur disque, l'analyse *on-line* : 10 MBytes/s à extraire de façon continue,...
- Et plus généralement, c'est la première fois que la communauté de la physique hadronique et de la sonde électromagnétique se rassemble à un tel degré pour concevoir, construire et utiliser un détecteur d'une telle échelle : 34 institutions internationales, 130 collaborateurs permanents, 60 millions de dollars de budget de construction,...

Le détecteur devrait commencer à opérer au milieu de l'année 1997. 95% des ≈ 4000 heures de temps de faisceau disponibles dans les trois premières années ont déjà été allouées à 33 expériences approuvées.

Cette combinaison nouvelle d'un faisceau d'électrons continu de grande intensité et de haute énergie avec un détecteur 4π ouvre certainement la voie à un vaste domaine inexploré de la physique des énergies intermédiaires. Les faibles angles solides et couvertures en impulsion et les importants bruits de fond dûs aux intenses faisceaux de faible cycle utile ne limiteront plus la qualité des expériences qui utilisent la sonde électromagnétique. Sur de vastes domaines cinématiques, les faibles sections efficaces des expériences de coïncidence vont devenir accessibles avec des précisions statistiques inégalées. Les limitations sont maintenant imposées par la vitesse de collection des systèmes d'acquisition de données.

EXPERIMENTAL EQUIPMENT

HALL B: CLAS

Magnetic field:	Toroidal, generated by 6 superconducting coils Max. field ~ 2.5 T, no field in target region $\int Bdl \sim 2.7 \text{ Tm at } \theta = 10^\circ$ $\sim 0.7 \text{ Tm at } \theta = 90^\circ$
Tracking system:	3 drift chamber packages (6 axial, 6 stereo layers) Active wires ~36,000 θ - Range $10^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ \emptyset - Acceptance 50% at $\theta = 10^\circ$ 85% at $\theta = 90^\circ$
Momentum Range	$p \geq 0.3 \text{ GeV/c at } \theta = 20^\circ$ $p \geq 0.1 \text{ GeV/c at } \theta = 90^\circ$
Momentum Resolution [Fwhm]	$\delta p/p \leq 0.5\%$ at $\theta = 20^\circ, p = 4 \text{ GeV/c}$ $\approx 1.0\%$ at $\theta = 90^\circ, p = 1 \text{ GeV/c}$
Particle Identification (ToF+dE/dx)	π/K separation up to 2.0 GeV/c π/p 3.0 GeV/c K/p 3.5 GeV/c
Luminosity	$\geq 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Flexible pre-selection electronics to avoid taping uninteresting events	
Photon Tagging System	$N_\gamma \sim 10^8 / \text{sec}$

Figure 5.11: Les performances de CLAS.

Chapitre 6

Calibration/Performances du système de mesure de temps de vol de CLAS

6.1 Remarques préliminaires

L'identification des hadrons dans CLAS repose essentiellement sur la mesure du temps de vol, ou plus exactement, le temps de vol en fonction de l'impulsion de la particule. Et l'impulsion d'une particule est fournie via le système des chambres à dérive, par analyse magnétique. On comprend donc que, pour une impulsion donnée (mesurée plus exactement), différentes particules (avec différentes masses par conséquent) auront des temps de vol différents, celui-ci étant (au premier ordre) inversement proportionnel à la *vitesse* de la particule sur une distance fixée. Ceci a été illustré dans la section précédente sur la figure 5.8 qui présente une simulation tirée du cahier des charges du détecteur CLAS [CDR90]. Plus les particules sont à haute énergie, plus les masses des particules sont négligeables, plus il est difficile de distinguer les particules de masse différente.

L'identification des particules par cette méthode dépend bien sûr des performances du système de mesure de temps de vol, en particulier l'impulsion des particules jusqu'à laquelle on peut les séparer. Pour les réactions qui nous concernent $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$, nous verrons dans le chapitre suivant qu'aux énergies de CEBAF ($E_\gamma \approx 4$ GeV) l'impulsion des kaons peut atteindre 2 GeV. Le principal risque de "méprise" provient alors de pions qui seraient pris pour des kaons.

Il s'agit donc de s'assurer que le système de mesure temps de vol de CLAS a une résolution suffisante (pratiquement σ de l'ordre de 180 ps, chiffre cité dans [CDR90]) pour pouvoir mener à bien nos expériences.

Nous présentons dans cette section l'étude instrumentale menée à CEBAF sur la calibration du système de mesure de temps de vol de CLAS. Le but de ce projet est essentiellement d'estimer les résolutions en temps des scintillateurs qui seront utilisés pour mesurer le temps de vol des particules. La résolution totale du système de mesure de temps de vol dépend principalement de trois facteurs :

- La résolution intrinsèque des scintillateurs,
- La précision des corrections "*temps-amplitude*" (*Time-Walk corrections*),
- La précision avec laquelle sont déterminées les constantes de calibration.

Nous examinerons ces trois points dans l'étude qui suit.

Le détecteur CLAS est actuellement en construction et nous avons mené notre étude sur un des panneaux avant de scintillateurs de CLAS. En l'absence de faisceau et de "*vrais*" évènements issus d'une cible, nous avons utilisé deux types d'évènements : *rayons cosmiques* et évènements générés par *Laser*. Nous verrons que les deux ensembles de données sont complémentaires et permettent des mesures indépendantes. Nous avons utilisé les composantes instrumentales (scintillateurs, modules électroniques, câbles,...) et informatiques (programmes, formats d'acquisition,...) finaux, nous nous attendons à ce que nos données soient représentatives des données prises par CLAS et issues du faisceau.

Ce projet a donné lieu à un rapport interne à CEBAF [Gui96].

6.2 Description du dispositif

Nous commençons par décrire le matériel que nous avons utilisé.

- Les scintillateurs

Le panneau avant que nous avons étudié est formé de 22 scintillateurs fabriqués par *Bicron* (référence BC-408). L'épaisseur est de 5.08 cm, la largeur de 15 cm

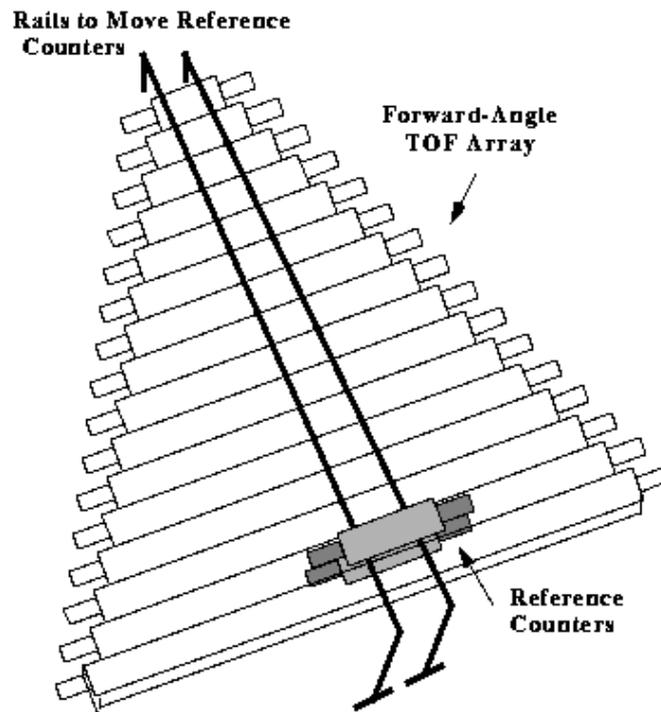


Figure 6.1: Représentation du panneau de 22 scintillateurs testé et du dispositif expérimental.

et la longueur varie de 32 à 360 cm (voir fig. 6.1). Aux deux extrémités, sont collés des guides de lumière et des photomultiplicateurs *EMI* (Electron Tubes 9954A) collectent la lumière.

- Le système d'acquisition

Les signaux des photomultiplicateurs sont discriminés grâce à des modules *Lecroy* 2313. Dans cette étude, nous n'avons pas varié les seuils et la valeur que nous avons fixée est 15 mV.

Nous avons utilisé les modules TDC FASTBUS *Lecroy* 1872A et ADC FASTBUS *Lecroy* 1881A pour les conversions "analogiques" en "digital" des temps et des amplitudes des signaux respectivement. Les caractéristiques et l'étude de la calibration de ces modules ont été effectuées auparavant et peuvent être trouvées respectivement dans [Mil93] et [Gui94].

Les valeurs des ADC et des TDC sont alors lues, stockées dans le format BOS/CODA, transmises et écrites sur disque par le programme d'acquisition

(final). Un “software trigger” permet de sélectionner les évènements que l’on veut écrire sur disque. Par exemple, nous verrons que nous aurons souvent à demander un nombre spécifique de scintillateurs “touchés” (2, 3 ou 4 selon l’étude) pour garder l’évènement.

Les évènements sont stockés dans le format “*Ntuple*” de *HBOOK* et l’analyse des données est faite avec PAW.

Encore une fois, toute l’électronique et le système de lecture informatique feront partie du système d’acquisition final de CLAS.

- Considérations sur les triggers

Nous avons utilisé deux types d’évènements : “*laser*” et *rayons cosmiques*. Les mesures de temps que nous allons effectuer impliquent la définition d’un temps initial (“*start*” ou “*trigger*”) stable et commun à tous les scintillateurs et d’un temps final (“*stop*”). Nous définissons maintenant les triggers que nous utilisons pour les deux types d’évènements.

- Laser

Le laser sera utilisé principalement pour déterminer les résolutions en temps des scintillateurs et les corrections “temps-amplitude”. Nous avons un laser à *azote* qui génère de la lumière ultraviolette à 337.1 nm. Celle-ci est acheminée jusqu’au milieu de chaque scintillateur grâce à des fibres optiques. La lumière ultraviolette “excite” les atomes du scintillateur et engendre des signaux qui sont très similaires à ceux produits par de réelles particules au minimum d’ionisation.

Avant de pénétrer la fibre, la lumière traverse un miroir qui réfléchit 10% du faisceau et en laisse passer 90% (*90/10 splitter*). Les 10% de lumière réfléchie illuminent une diode laser qui nous fournit un signal de trigger stable et précis. Après le miroir, se situe un filtre (*neutral density filter*) qui permet de varier l’intensité de la lumière envoyée aux scintillateurs. Le dispositif complet est présenté sur la figure 6.2.

- Les rayons cosmiques constituent notre seconde source d’évènements. Les cosmiques sont essentiellement des muons issus de la désintégration des

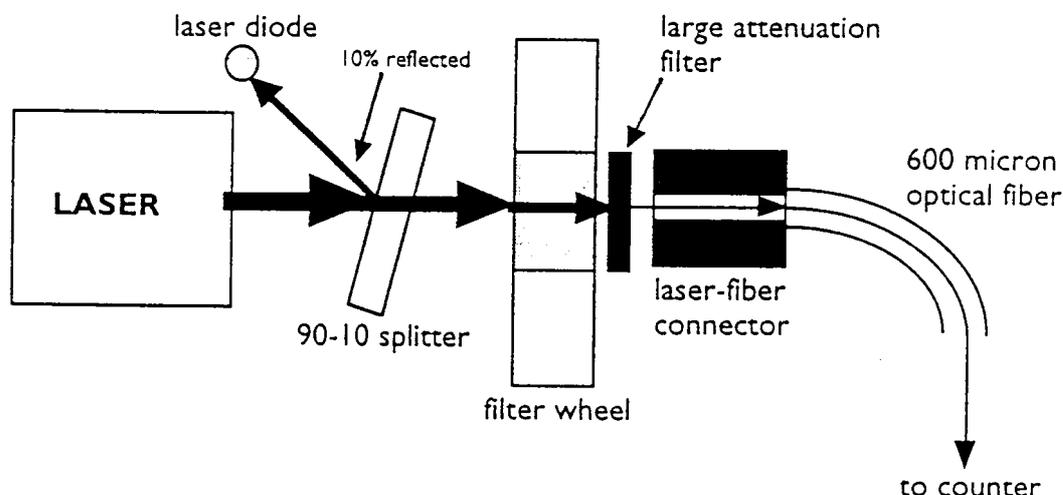


Figure 6.2: Dispositif optique du système laser.

pions dans l’atmosphère (à environ une dizaine de kms du sol). Ils se caractérisent par leur très grande énergie (plusieurs GeV). La perte d’énergie de telles particules dans un scintillateur est une constante (le “*minimum d’ionisation*”) : $\approx 2 \text{ MeV/g/cm}^2$. Nous ferons référence aux cosmiques comme des particules de minimum d’ionisation ou *MIPS* pour “*minimum ionizing particles*”.

Notre trigger pour les “cosmiques” sera fourni par deux petits scintillateurs externes en coïncidence (que nous appellerons *compteurs référence*), installés sur un rail $\approx 5 \text{ cm}$ au-dessus du panneau de scintillateurs étudié. La figure 6.1 illustre le dispositif. Les deux compteurs référence (de dimension $20 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ -L×l×h-) sont installés $\approx 10 \text{ cm}$ l’un au-dessus de l’autre et peuvent être coulissés et positionnés au-dessus de chaque scintillateur du panneau étudié. L’idée est qu’un rayon cosmique traverse les compteurs référence (dont la coïncidence définit un “start”) et le compteur du panneau étudié juste en-dessous (qui définit un “stop”).

Chaque scintillateur référence est muni de photomultiplicateurs à ses deux extrémités. Le signal issu de la coïncidence instrumentale (“*hardware*”) des ces quatre signaux (TDC droite et gauche des deux compteurs) ne définit pas en fait un temps de référence très précis, à cause

essentiellement de l'étendue spatiale des compteurs : selon l'endroit du compteur référence touché par la particule incidente, le temps défini par la coïncidence de ces quatre signaux T_{trig} va évidemment varier d'évènements en évènements.

Si l'on dénote, dans une écriture évidente, $T_{(1,2) ref}^L$ et $T_{(1,2) ref}^R$ les valeurs des TDC gauche (*left*) et droite (*right*) des deux compteurs référence 1 et 2, on peut en fait définir une quantité T_{ref} qui va déterminer un temps de référence bien plus précis :

$$T_{ref} = \frac{1}{2} \left(\frac{T_{1 ref}^L + T_{1 ref}^R}{2} + \frac{T_{2 ref}^L + T_{2 ref}^R}{2} \right) \quad (6.1)$$

Lors de l'analyse "*off-line*", l'idée est donc de calculer T_{ref} et d'extraire des temps relatifs à T_{ref} : si l'on note T_N le temps "stop" associé au N ième scintillateur du panneau étudié, la quantité $T_N - T_{trig} - (T_{ref} - T_{trig})$ est indépendante de T_{trig} qui est pauvrement déterminé comme nous l'avons expliqué. De façon générale, les temps que nous extraierons de nos mesures devront toujours impliquer des *différences* de TDC pour être indépendant de T_{trig} (par exemple, $T_N - T_{ref}$, $T_N - T_{N+1}$, $T_N^L - T_N^R$, ...).

Le fait d'utiliser deux compteurs permet d'optimiser la résolution en temps : en moyennant le temps des deux compteurs, nous améliorons la résolution par un facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ($\sigma(\frac{T_1+T_2}{2}) = \frac{\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}}{2} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}}$ si $\sigma_1 \approx \sigma_2 = \sigma$).

De façon générale, nous utiliserons les évènements "laser" quand nous étudierons les caractéristiques d'un seul scintillateur : sa résolution, détermination du décalage "droite-gauche" (que nous définirons plus loin),... car le trigger "laser" est précis et stable d'évènements en évènements pour un scintillateur donné. Les études impliquant des comparaisons de temps entre divers scintillateurs doivent cependant être effectuées avec les "cosmiques" car le trigger "laser" est différent pour chaque scintillateur : une raison simple est que les fibres optiques reliées aux scintillateurs sont toutes différentes (ont une longueur différente en particulier) et les triggers ne sont donc pas communs. Par contre, le trigger "cosmique" que nous venons d'expliquer est le même pour chaque scintillateur.

6.3 Procédure instrumentale

Avant d’obtenir les résolutions finales, il est nécessaire d’effectuer une série de réglages (détermination des pedestaux des ADCs, équilibrage des gains des Photomultiplicateurs,...) et la détermination des fonctions de correction “amplitude-temps”. Le plan de cette section va donc consister à décrire ces étapes préliminaires avant de présenter les résultats ensuite :

- Détermination des pedestaux des ADCs.
- Equilibrage des gains des photomultiplicateurs.
- Détermination des fonctions de correction amplitude-temps.
- Mesure des résolutions en temps des scintillateurs.
- Détermination des constantes de calibration.

6.3.1 Détermination des pedestaux des ADCs

Avant toute étude, il faut déterminer les valeurs des pedestaux des ADCs. Nous effectuons une prise de données spécifique où nous déclenchons à des temps aléatoires environ 5000 acquisitions. Le système est complètement câblé et le bruit de fond contribue aux valeurs de pedestaux ainsi déterminées pour chaque canal. Le module ADC *Lecroy* 1881A permet de soustraire automatiquement ces valeurs de pedestal lors de la lecture et permet aussi de n’enregistrer que les valeurs non-nulles (“*sparcification*”) (économie d’espace disque ou cassette). Lors des prochaines prises de données de cette étude et plus généralement lors des prises de données avec CLAS, les valeurs des ADCs seront automatiquement soustraites des valeurs de pedestal et “*sparcifiées*”.

6.3.2 Equilibrage des gains

Dans une première étape, il s’agit ici d’équilibrer les hautes tensions des photomultiplicateurs *droit* et *gauche* d’un même scintillateur afin qu’un cosmique frappant le

centre du scintillateur produise la même hauteur de pulse dans les deux photomultiplicateurs. Cette procédure est nécessaire car chaque compteur doit contribuer de façon égale au trigger et aussi afin que la dynamique de l'ADC soit la même pour tous les canaux.

Pour ce faire, nous prenons des données en cosmique en déclenchant sur le compteur testé lui-même (“*self-triggering*”). Il n’y a pas besoin d’utiliser les scintillateurs référence car ce n’est pas une étude de *temps*, mais une étude d’*amplitude*. On égalise alors le gain des photomultiplicateurs droit et gauche en variant les hautes tensions de façon à ce que le rapport $\log(\frac{A^L}{A^R})$ devienne nul (où $A^{(L,R)}$ désigne la valeur des ADC gauche et droit respectivement). Un tel rapport combiné avec la fonction logarithmique permet de se défaire de la dépendance exponentielle des amplitudes en longueur d’atténuation et d’obtenir des distributions plates, faciles à centrer. La figure 6.3 illustre les résultats de nos équilibrages.

La deuxième étape consiste à ajuster les hautes tensions des photomultiplicateurs afin qu’un rayon cosmique produise un pic dans le canal 600 de l’ADC pour chaque scintillateur. Il s’agit donc d’*équilibrer* les scintillateurs entre-eux ici. Une telle valeur (600) est choisie pour deux raisons : la dynamique de l’ADC est de 8000 canaux et nous nous attendons à un facteur 8 entre les particules les moins énergétiques (et donc qui déposent le plus d’énergie) qui frappent les scintillateurs de CLAS et les MIPS (qui déposent le moins d’énergie). On ne doit donc pas prendre un canal trop élevé. La deuxième contrainte provient de considérations sur les corrections amplitude-temps (que nous présentons dans la prochaine section) qui sont plus importantes pour les bas canaux que les hauts et donc plus propices à introduire des erreurs.

Pratiquement, il faut varier les hautes tensions afin d’ajuster la moyenne géométrique $\sqrt{A^L \times A^R}$ à 600. La relation entre la haute tension (H.T.) et le gain du photomultiplicateur est de l’ordre de $(H.T.)^{10}$. La figure 6.3 montre que nous aboutissons à un équilibrage de l’ordre de 10%, ce qui est adéquat pour notre but.

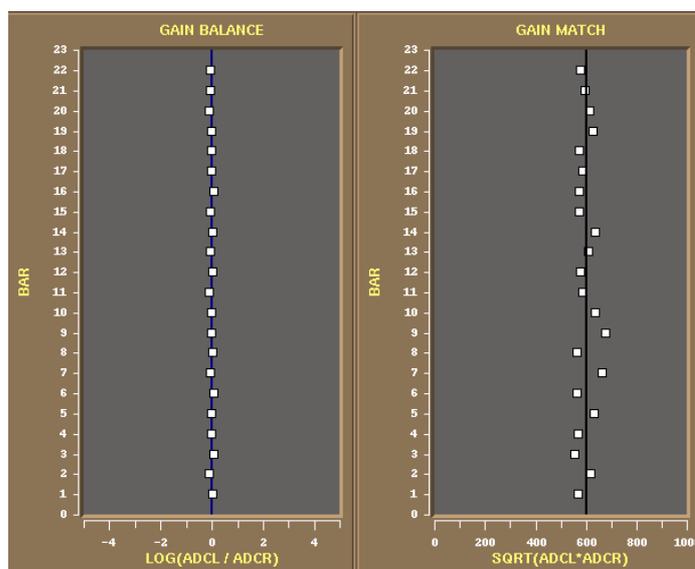


Figure 6.3: Affichage “on-line” des résultats de la procédure d’équilibrage des gains.

6.3.3 Les corrections temps-amplitude

Les corrections temps-amplitudes servent à corriger la dépendance du temps de sortie d’un discriminateur par rapport à l’amplitude du signal d’entrée. Il est apparent sur la figure 6.4 que des pulses de forte amplitude “traverse” le seuil du discriminateur plus tôt que des pulses de faible amplitude. Comme nous le verrons plus loin, il peut y avoir des différences jusqu’à 4 ns (le temps de montée typique d’un photomultiplicateur) entre un faible et un fort pulse.

Pour déterminer les corrections temps-amplitudes, nous utilisons le laser. Il nous faut mesurer la dépendance des valeurs de TDC en fonction des valeurs d’ADC et donc être capables de varier relativement précisément l’amplitude du signal délivré aux scintillateurs. Le système de filtres du laser le permet simplement. Chaque fibre optique délivre un signal (au centre de chaque scintillateur) dont nous varions l’amplitude et dont nous mesurons le TDC correspondant.

Une telle mesure est présentée sur la figure 6.5. Nous fittons alors cette dépendance par la fonction :

$$f_w(A) = w_1 + \frac{w_2}{(A - P)^{w_3}} \quad (6.2)$$

Encore une fois, nous avons effectué notre étude avec un seuil de discriminateur fixé

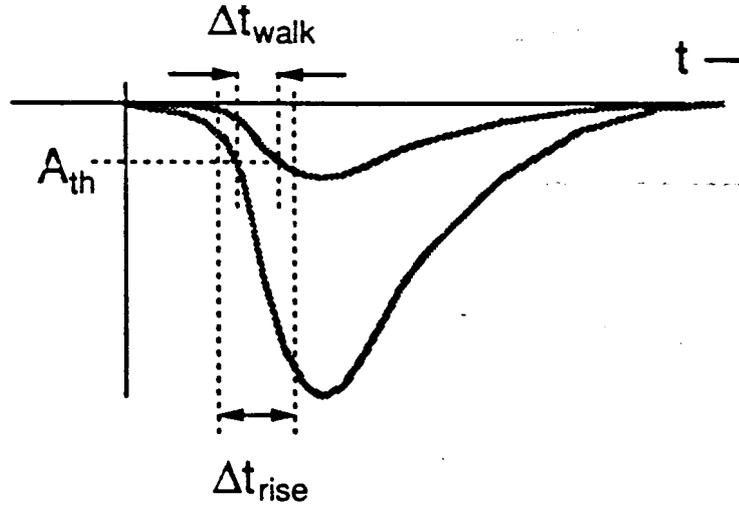


Figure 6.4: Exemple de corrélation temps-amplitude. Les deux pulses ne diffèrent que par leur amplitude. Le pulse de plus grande amplitude traverse le seuil A_{th} plus tôt que le pulse de faible amplitude. Il faut corriger pour cette différence de temps (qui est appelée “*time-walk* : Δt_{walk}). Δt_{rise} est le temps de montée d’un pulse.

à 15 mV. Cette formule est valable pour un seuil donné.

Il existe plusieurs autres formes plus usuelles de fonction (à deux paramètres en particulier) pour décrire les dépendances temps-amplitudes. Celle que nous présentons (à trois paramètres) est purement phénoménologique : elle décrit correctement les données dans la région qui nous intéresse et, surtout, elle est *robuste* durant la procédure de fit. La figure 6.5 donne un exemple de tel fit.

Nous avons fitté dans le domaine d’ADC compris entre les canaux 150 et 3000 : c’est le domaine où nous “attendons” les cosmiques (voir (6.3.2)). La figure 6.6 présente les paramètres de fit obtenus. A partir de maintenant, toutes les données que nous utiliserons et mentionnerons seront corrigées (en analyse *off-line*) de cette dépendance. Autrement dit :

$$t_w = t + f_w(A \rightarrow \infty) - f_w(A) \quad (6.3)$$

avec $f_w(A \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Après ces études préliminaires nécessaires, nous passons maintenant aux mesures des quantités qui nous intéressent plus particulièrement : les résolutions et la détermination des constantes de calibration.

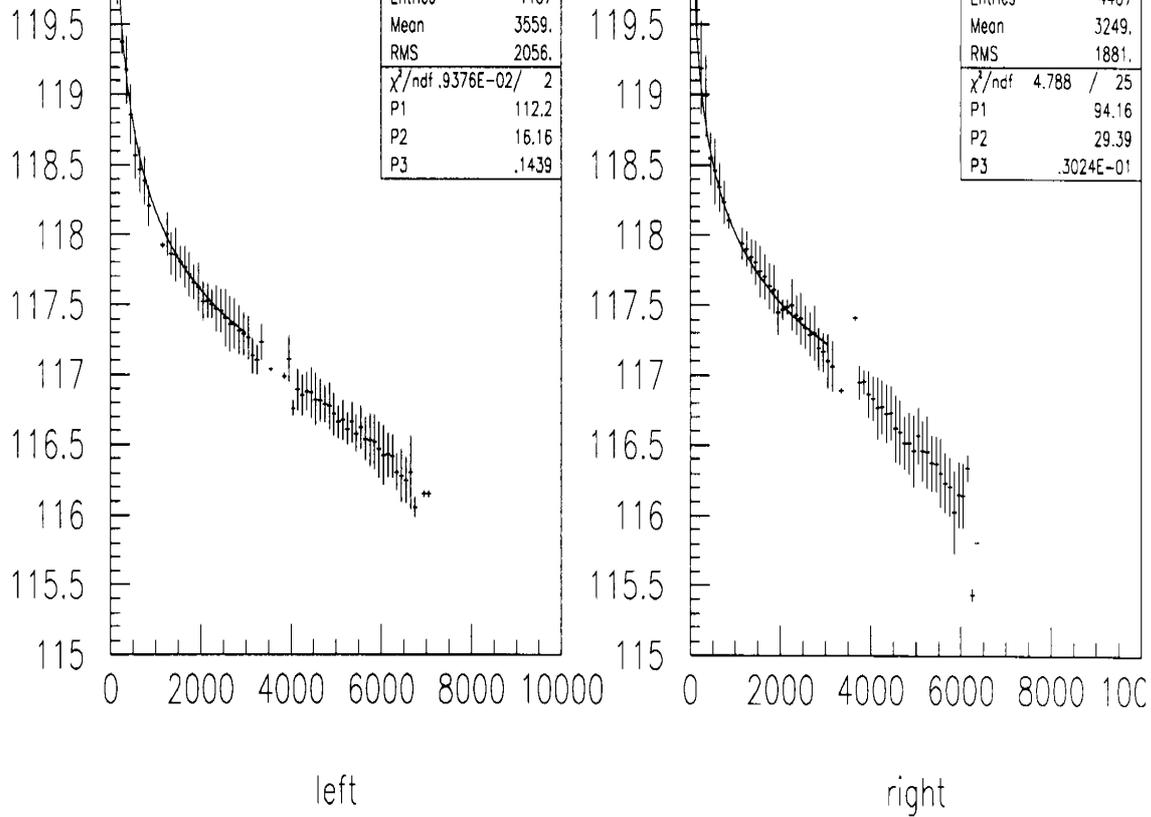


Figure 6.5: Exemple typique de dépendance temps-amplitude. La figure présente les données laser pour les photomultiplicateurs “droite” et “gauche” du scintillateur numéro 20. L’ordonnée est le temps fourni par le TDC (converti en ns) et l’abscisse l’amplitude du pulse issu de l’ADC (en nombre de canaux de l’ADC). La ligne continue présente la fonction de correction temps-amplitude fittée à ces données selon l’équation (6.2).

6.3.4 Résolutions en temps

La résolution en temps de chaque scintillateur est donnée par la mesure du σ de la distribution $\frac{T^L+T^R}{2}$. Il y a deux manières de déterminer cette quantité. La première est simplement d’utiliser les données en laser, afficher la distribution $\frac{T^L+T^R}{2}$ et mesurer son σ . Nous rappelons que le trigger du laser est un signal stable d’évènement en évènement et que cette distribution reflète donc directement la résolution en temps du scintillateur.

La seconde manière est d’utiliser les données en cosmiques et afficher la distribution $\frac{T^L+T^R}{2} - T_{ref}$. Il faut ici utiliser les compteurs référence pour avoir un temps de départ (“*start*”) stable. Les compteurs référence sélectionnent les trajectoires verticales et minimisent les effets de géométrie sur la résolution. Les compteurs référence contribuent à la résolution du scintillateur du panneau testé, mais cette contribution peut être mesurée (grâce au laser) et soustraite analytiquement (quadratiquement) ; on trouve cette dernière contribution de l’ordre de 10%.

La figure 6.7 présente un exemple de résolutions mesurées en laser et en cosmique

Chapitre 6. Calibration/Performances du système de mesure de temps de vol de CLAS

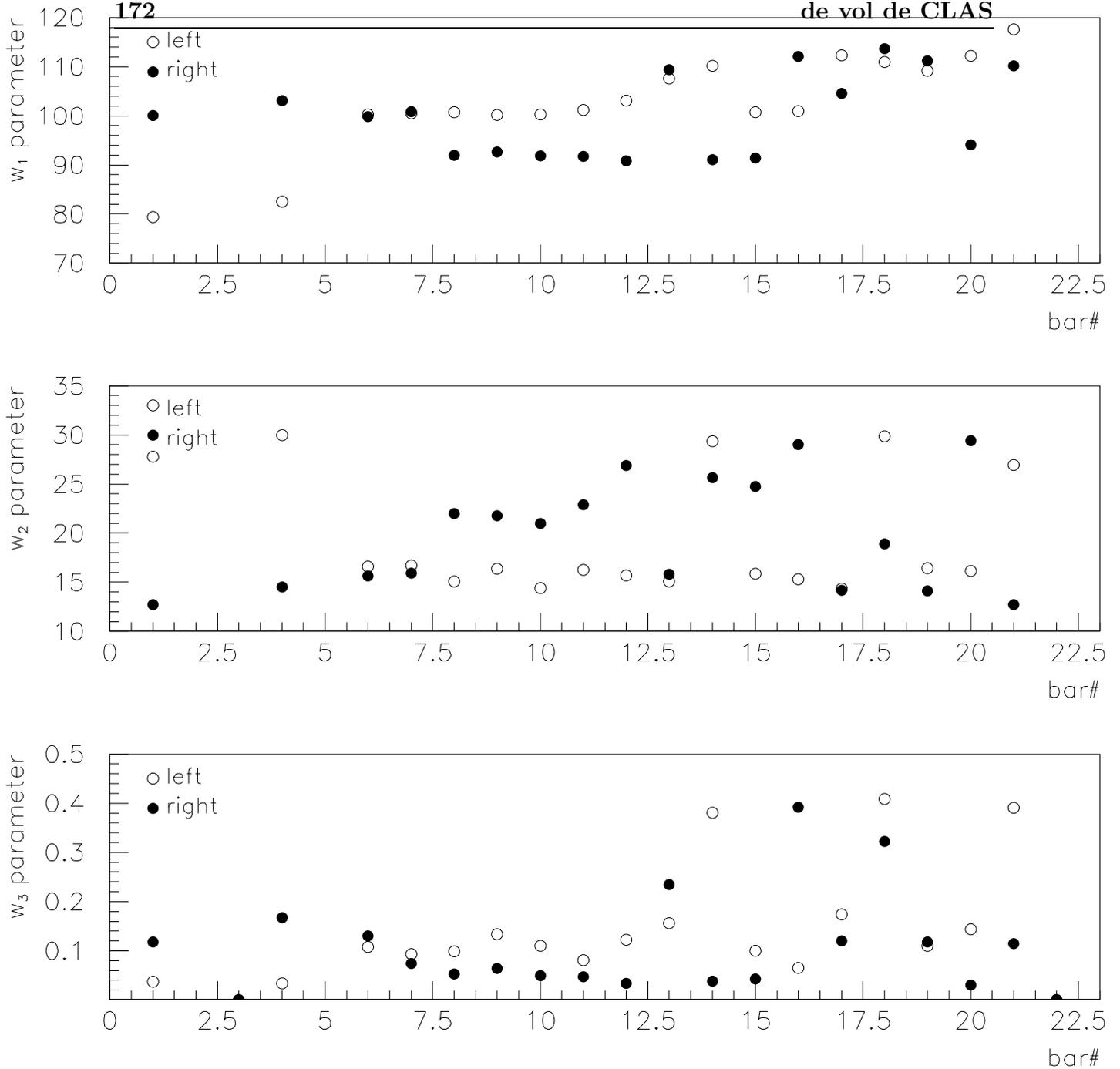


Figure 6.6: Coefficients w_1 , w_2 et w_3 des fonctions de correction temps-amplitude (définies par (6.2)) pour chaque scintillateur (photomultiplicateurs droite et gauche). L'abscisse indique le numéro du scintillateur. Le numéro 1 est le plus court sur la figure 6.1. On note qu'il n'y a pas de résultats pour les scintillateurs numéro 2, 3 et 22 ; nous avons vérifié que pour ceux-ci, soit les photomultiplicateurs, soit les fibres optiques laser étaient défectueux.

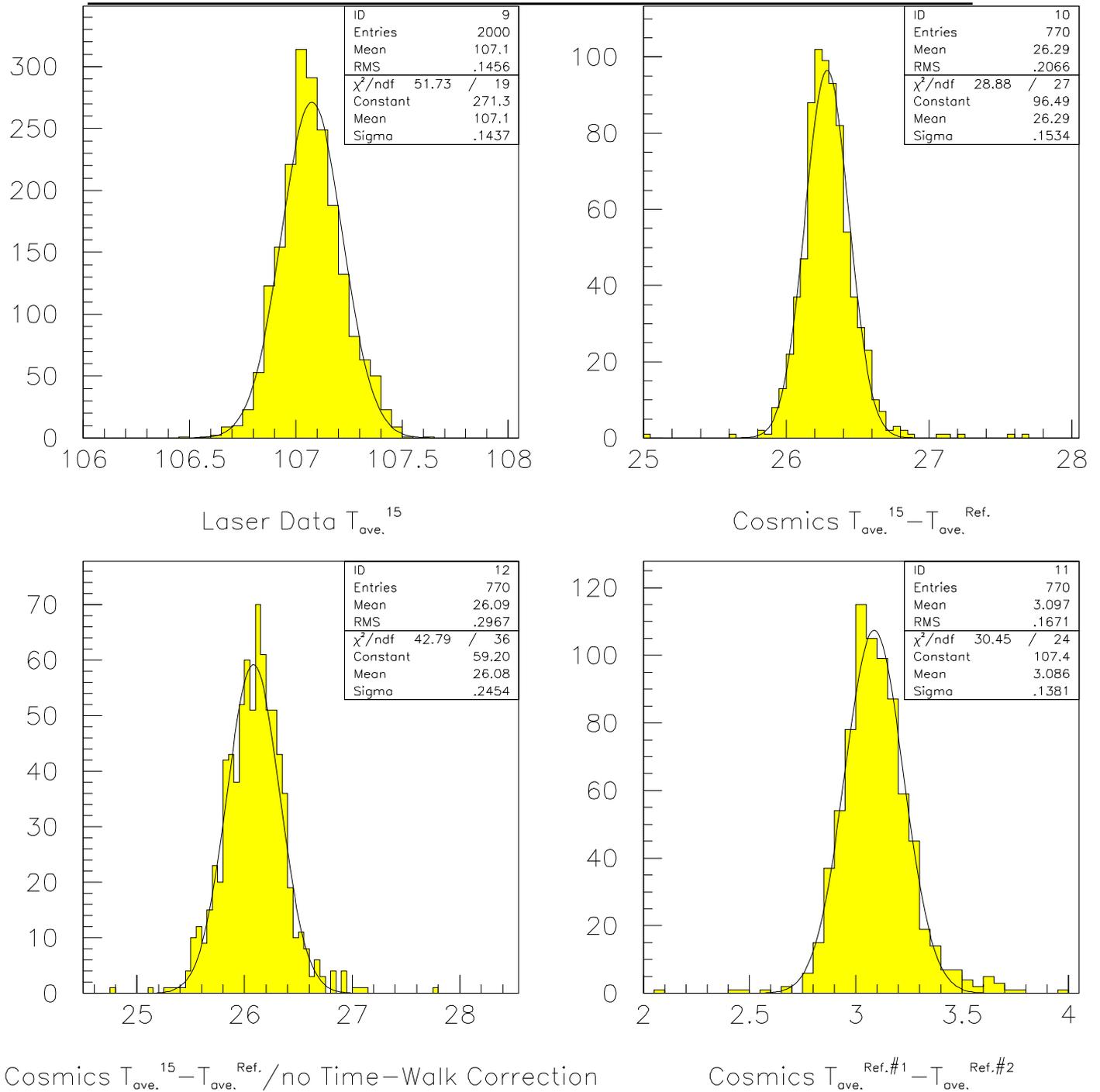


Figure 6.7: Exemple de mesure de résolution en temps pour le scintillateur n° 15. L'abscisse est un temps en ns et l'ordonnée un "nombre de coups". La quantité intéressante est le σ des quatre distributions qui indique (en ns) la résolution en temps du scintillateur étudié.

En haut à gauche : résolution en temps déterminée par laser. En haut à droite : résolution en temps déterminée par cosmiques. En bas à gauche : résolution en temps déterminée par cosmique sans correction temps-amplitude. En bas à droite : résolution en temps des compteurs référence (déterminée par laser).

et l'effet des corrections successives pour les cosmiques (corrections temps-amplitude et contribution des compteurs référence). La figure 6.8 et le tableau 6.1 résument nos résultats pour tous les scintillateurs du panneau.

Nous observons que les résolutions en temps déterminées par laser et en cosmiques (incluant les corrections temps-amplitude) sont en relatif accord et plus particulièrement qu'elles sont toutes < 180 ps. Nous pouvons conclure qu'elles sont conformes au cahier des charges. Nous devons noter que nous avons limité notre étude à des résolutions mesurées au centre des scintillateurs. Les effets de bord (lumière dans le scintillateur atteignant le photomultiplicateur directement sans être réfléchi par les parois, par exemple) peuvent contribuer à modifier la résolution aux extrémités du scintillateur. Ces effets sont du second ordre et peuvent être corrigés généralement mais devront être inclus dans les mesures finales.

6.3.5 Constantes de calibration

Il existe une contribution additionnelle aux résolutions présentées dans le tableau 6.1 qui provient de la détermination des constantes de calibration.

A chaque scintillateur va en effet être associée une “banque” de constantes. Les constantes ont diverses origines ; il s'agit, entre autres, par exemple des longueurs d'atténuation des scintillateurs λ , et des vitesses effectives de propagation de la lumière dans le scintillateur v_{eff} , nécessaires pour les mesures de position par les scintillateurs.

Pour les mesures de temps qui nous concernent plus particulièrement, il y a aussi plusieurs constantes qui entrent en jeu. En premier lieu, au simple niveau du module électronique TDC, il s'agit de convertir les données brutes des TDCs en réelles unités de temps (ns). L'étude résumée dans [Mil93] montre qu'un fit de la forme :

$$t = c_0^{TDC} + c_1 T + c_2 T^2 \quad (6.4)$$

donne une conversion satisfaisante et présente la mesure des constantes c_0 , c_1 et c_2 .

Pour obtenir un temps absolu, il s'agit aussi de tenir compte des temps de “*décalage*” entre chaque scintillateur ; les temps de transit dans les photomultiplicateurs, les longueurs de câble, les temps de transit à travers l'électronique varient

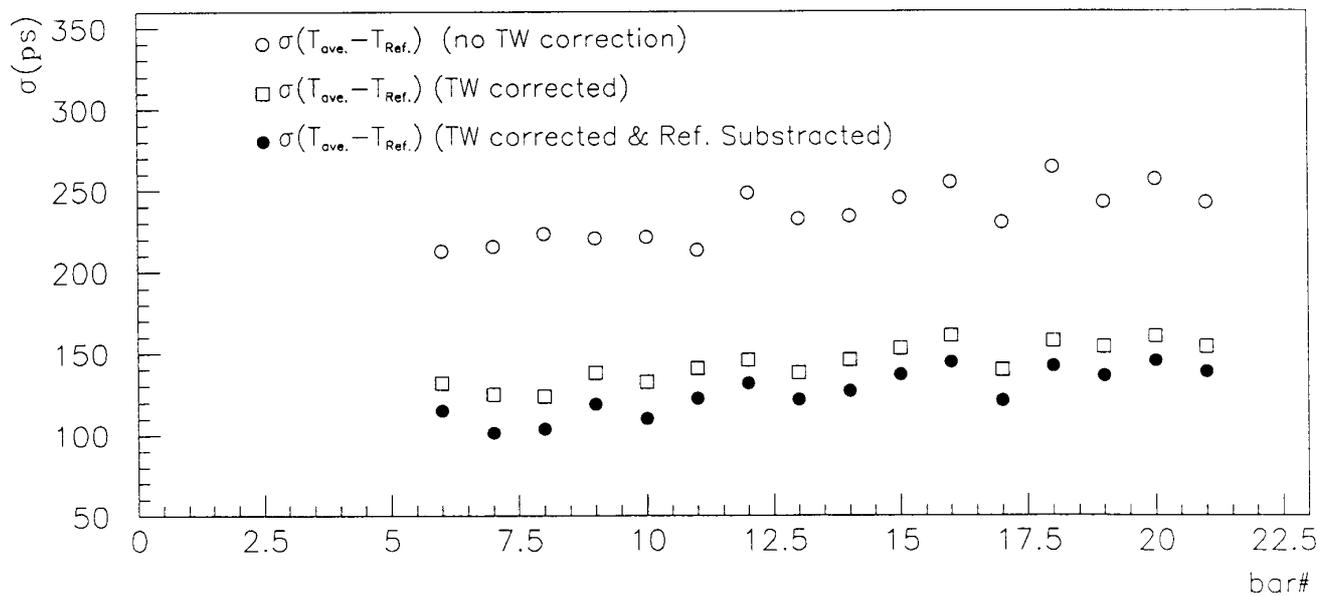
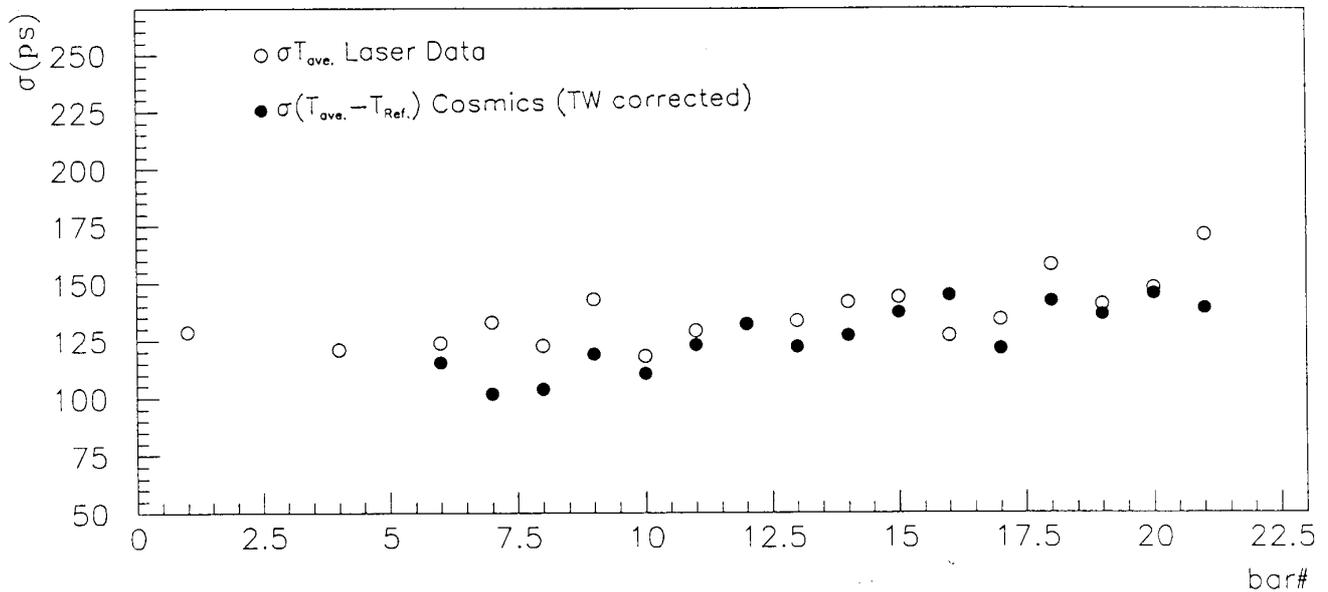


Figure 6.8: Figure du haut : Comparaison des résolutions en temps déterminées par laser et cosmiques pour chaque scintillateur.

Figure du bas : Effet des corrections temps-amplitude et contribution des scintillateurs références pour les données en cosmiques.

L'abscisse indique le numéro du scintillateur.

	<i>Données Laser</i>	<i>Données Cosmiques</i>		
bar#	$\sigma\left(\frac{T^L + T^R}{2}\right)$ <i>TW corr.</i>	$\sigma\left(\frac{T^L + T^R}{2} - T_{ref}\right)$ <i>sans TW corr.</i>	$\sigma\left(\frac{T^L + T^R}{2} - T_{ref}\right)$ <i>TW corr.</i>	$\sigma\left(\frac{T^L + T^R}{2} - T_{ref}\right)$ <i>TW+ref. corr.</i>
6	123.755	212.777	131.942	115.221
7	132.709	215.350	124.919	101.656
8	122.692	223.351	123.723	103.727
9	142.927	220.535	138.298	118.975
10	118.197	221.220	132.443	110.397
11	129.150	213.353	140.792	122.769
12	131.902	248.377	145.956	131.817
13	133.266	232.728	138.166	121.959
14	141.490	234.032	145.961	127.001
15	143.727	245.434	153.447	137.035
16	126.877	255.015	160.669	144.640
17	133.927	230.290	139.816	121.185
18	157.945	263.997	157.738	142.109
19	140.616	242.573	154.141	136.058
20	147.877	256.280	160.407	145.328
21	170.911	242.065	154.252	138.620

Tableau 6.1: Tabulation des mesures. Pour chaque scintillateur, nous présentons la résolution en temps (en *ps*) déterminée par laser (colonne 2) et par cosmiques : sans les corrections temps-amplitude (colonne 3), avec les corrections temps-amplitude mais sans la soustraction de la contribution des scintillateurs référence (colonne 4) et enfin les résolution finales en cosmique (corrections temps-amplitude et soustraction de la contribution des scintillateurs référence : colonne 5).

en effet de canal en canal. Nous proposons dans cette dernière partie de mesurer ces temps relatifs entre scintillateurs (que nous appellerons les constantes de décalage).

Ces temps relatifs sont peut-être les constantes les plus difficiles à déterminer pour le système complet. Aussi, nous ne chercherons pas vraiment à estimer la contribution de ces constantes aux résolutions présentées dans le tableau 6.1, car leur détermination finale doit être effectuée avec faisceau et des particules de masse connue provenant de la cible. Il sera, en tous cas, nécessaire de déterminer ces constantes avec une incertitude plus faible que la résolution intrinsèque des scintillateurs. Pour l'instant, il est clair qu'un ensemble initial de constantes déterminées avec des cosmiques comme nous nous proposons de le faire doit certainement être utile et précieux.

Nous commencerons notre étude des temps relatifs par la détermination des constantes de décalage *droite-gauche* C_0^{RL} . Il s'agit ici de mesurer la différence de TDC entre les canaux correspondant au photomultiplicateur de droite et de gauche, lorsqu'une particule frappe le milieu du scintillateur. On détermine ces constantes en mesurant le centroïde de la distribution $T^L - T^R$. La manière la plus simple d'obtenir ces constantes est d'utiliser les données en laser qui permettent de s'assurer que la source du signal est bien au centre du scintillateur. La deuxième colonne du tableau 6.2 présente les valeurs de ces constantes pour chaque scintillateur.

La seconde étape consiste à mesurer le temps relatif entre scintillateurs : il faut que, si deux signaux sont émis au centre de deux scintillateurs adjacents, on mesure des mêmes valeurs de TDC pour les deux scintillateurs. Encore une fois, il n'y a pas de raison pour que ce soit le cas a priori à cause des modules électroniques, des photomultiplicateurs, des cables, etc... qui sont différents. Les données en laser ne sont pas adaptées à ce genre d'étude car, comme nous l'avons déjà mentionné, les fibres optiques sont différentes de scintillateur en scintillateur et, par conséquent, il n'y a pas de moyen de synchroniser les temps. Nous devons donc effectuer nos mesures en cosmiques.

La procédure la plus simple consiste à utiliser nos compteurs référence comme trigger et les placer au-dessus de chaque scintillateur du panneau. On mesure le temps relatif aux compteurs référence $\frac{T^L + T^R}{2} - T_{ref}$, et on détermine ainsi le

temps relatif de chaque scintillateur par rapport à l'autre en déplaçant les compteurs référence.

Cependant, l'utilisation des compteurs référence dans le hall B ne sera pas pratique, pour des raisons de contrainte d'espace évidentes : il y a peu d'espace entre les calorimètres et les Cerenkov qui cernent les scintillateurs. Nous avons donc investigué une méthode alternative pour déterminer ces constantes de décalage. Cette méthode implique la sélection de cosmiques qui traversent deux scintillateurs adjacents, de telle façon à ce que la quantité $\frac{T^L + T^R}{2} (N) - \frac{T^L + T^R}{2} (N+1)$ mesure le temps relatif entre les deux scintillateurs.

Figure 6.9 présente un exemple des résultats des deux méthodes pour les scintillateurs 12 et 13. Nous comparons dans le tableau 6.2 les valeurs issues des deux méthodes et notons leur accord à environ 100 ps. Nous concluons que les cosmiques frappant deux scintillateurs adjacents constituent un bon point de départ pour la détermination des constantes de décalage et qu'il devrait être possible de les mesurer dans le hall B sans les compteurs référence.

6.4 Résumé

Nous avons présenté l'étude systématique que nous avons menée avec le système laser et le rayonnement cosmiques sur la calibration et la résolution des scintillateurs du panneau avant du premier secteur de CLAS. Ces tests fournissent un échantillon réaliste des données que l'on obtiendra avec CLAS quand le détecteur sera complètement opérationnel. Nous avons mesuré, entre autres, les résolutions en temps par deux méthodes : en laser et cosmiques. Les deux mesures montrent que le système atteint des résolutions inférieures à 180 ps pour tous les scintillateurs. Le système est conforme au cahier des charges et nous permettra donc de distinguer les kaons des pions jusqu'à des impulsions de ≈ 2 GeV/c. C'est le point principal que nous voulions établir et dont nous nous servirons dans la prochaine section.

Nous avons aussi étudié et mesuré les temps relatifs entre scintillateurs par deux méthodes : compteurs références externes et "auto-déclenchement" (*self-triggering*). Nous concluons que les rayons cosmiques frappant deux scintillateurs adjacents fournissent un bon point de départ pour la détermination des constantes de décalage.

bar#	c_0^{RL}	bar#1/bar#2	c_0^{btb}	
6	-1.771	6/7	-2.644	-2.588
7	1.316	7/8	3.724	3.685
8	-1.415	8/9	1.280	1.143
9	-.381	9/10	-1.216	-1.055
10	-.474	10/11	-.892	-.882
11	-2.402	11/12	-1.414	-1.348
12	2.115	12/13	-1.673	-1.670
13	.123	13/14	1.612	1.622
14	-1.995	14/15	2.423	2.538
15	.919	15/16	-3.064	-3.045
16	3.623	16/17	-.998	-.918
17	-6.073	17/18	-.619	-.610
18	3.019	18/19	-.496	-.379
19	.902	19/20	-.833	-.759
20	-.075	20/21	.278	.291
21	-3.930			

Tableau 6.2: Nous tabulons les constantes de décalage que nous avons mesurées : dans la colonne 2, les constantes *droite-gauche* et dans les colonnes 4 et 5, les temps relatifs entre scintillateurs déterminés par les deux méthodes exposées dans le texte (respectivement par “self-trigger” et à l’aide des compteurs référence). Ces temps sont en *ns*.

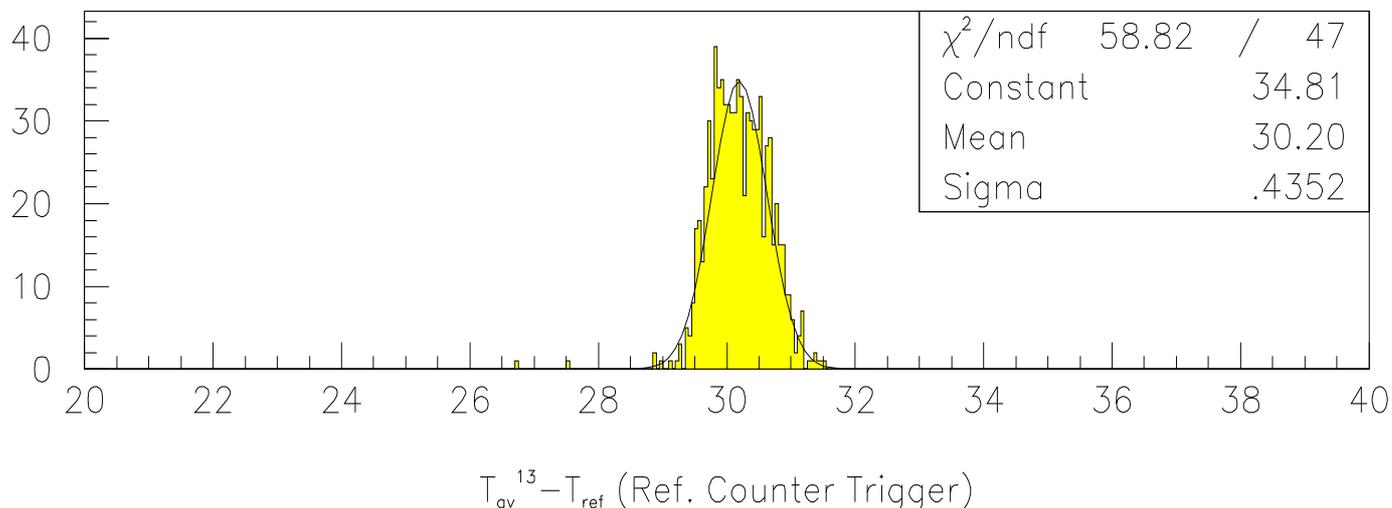
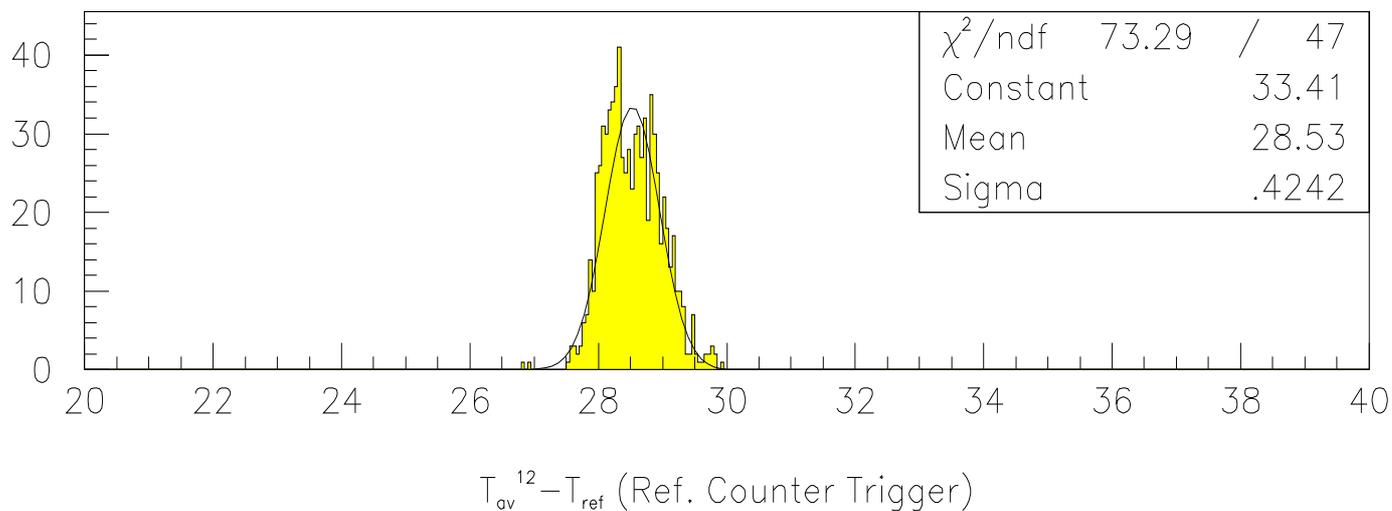
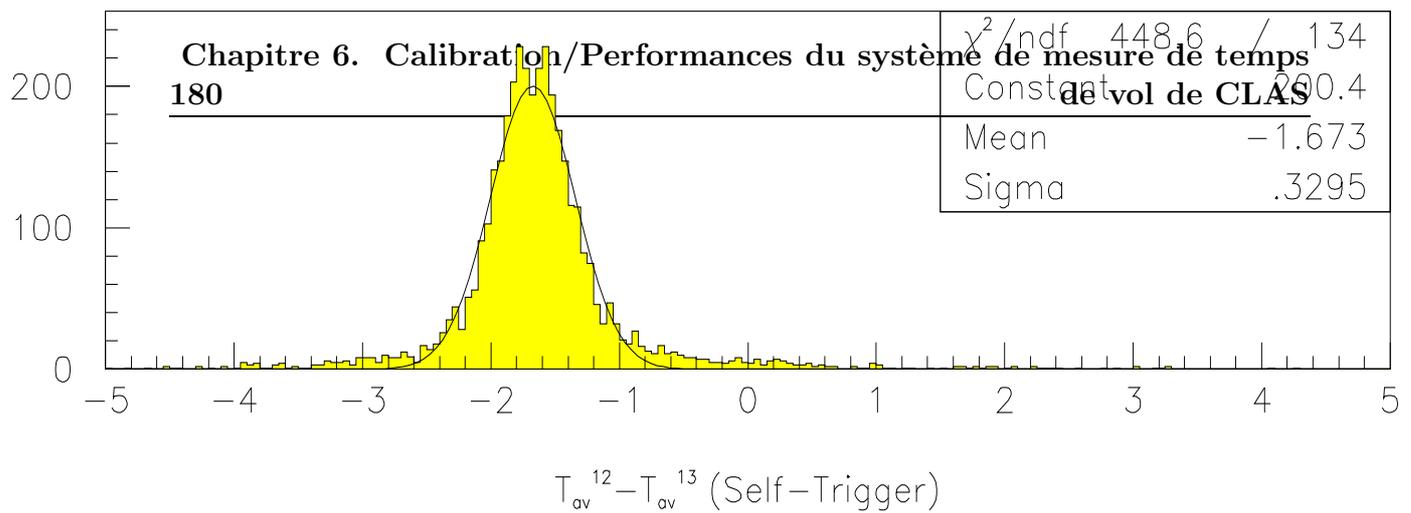


Figure 6.9: Comparaison des deux méthodes de mesure des temps relatifs entre les scintillateurs 12 et 13. Les abscisses insiquent des temps en *ns*.

Figure du haut : constante obtenue par la méthode de “self-trigger”.

Figure du milieu : temps relatif entre les compteurs référence et le scintillateur 12.

Figure du bas : temps relatif entre les compteurs référence et le scintillateur 13. La différence entre les centroïdes de ces deux dernières distributions détermine aussi le temps relatif entre les scintillateurs 12 et 13.

Les deux méthodes sont en accord à environ 100 ps, mais la détermination finale de ces constantes doit être effectuée avec de réelles particules provenant de la cible de CLAS. Un ensemble de constantes initiales déterminées de la façon présentée dans cette étude est cependant certainement un atout précieux.

Chapitre 7

Etude de $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^*(1520)$ Simulations

7.1 Introduction

Nous venons d'établir que le système de mesure de temps de vol de CLAS permettra de discriminer les kaons des pions jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2 GeV. Nous rappelons que ce critère est fondamental en ce qui concerne les réactions du secteur étrange qui nous intéressent : la photoproduction de ϕ et $\Lambda^*(1520)$.

Nous allons maintenant procéder à l'étude de la faisabilité de ces deux expériences dans le détecteur 4π CLAS aux énergies de CEBAF (pratiquement, nous ferons nos études pour $E_\gamma = 3.5$ GeV). Pour ce faire, nous présenterons les simulations que nous avons effectuées afin d'estimer les taux de comptage et les barres d'erreur que l'on peut attendre.

L'examen de la faisabilité et détectabilité des deux réactions $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^*(1520)$ nécessite l'étude ordonnée d'une série de considérations. Nous présentons maintenant le plan que nous allons suivre. Nous commencerons par introduire dans la prochaine section les mécanismes de réaction et la cinématique des deux processus que nous étudions pour $E_\gamma = 3.5$ GeV afin de cerner les impulsions et énergies impliquées. Nous poursuivrons dans la section suivante par les simulations proprement dites où nous avons cherché à évaluer l'acceptance, les résolutions du détecteur, le bruit de fond des canaux concurrents pour enfin aboutir à l'estimation des taux de

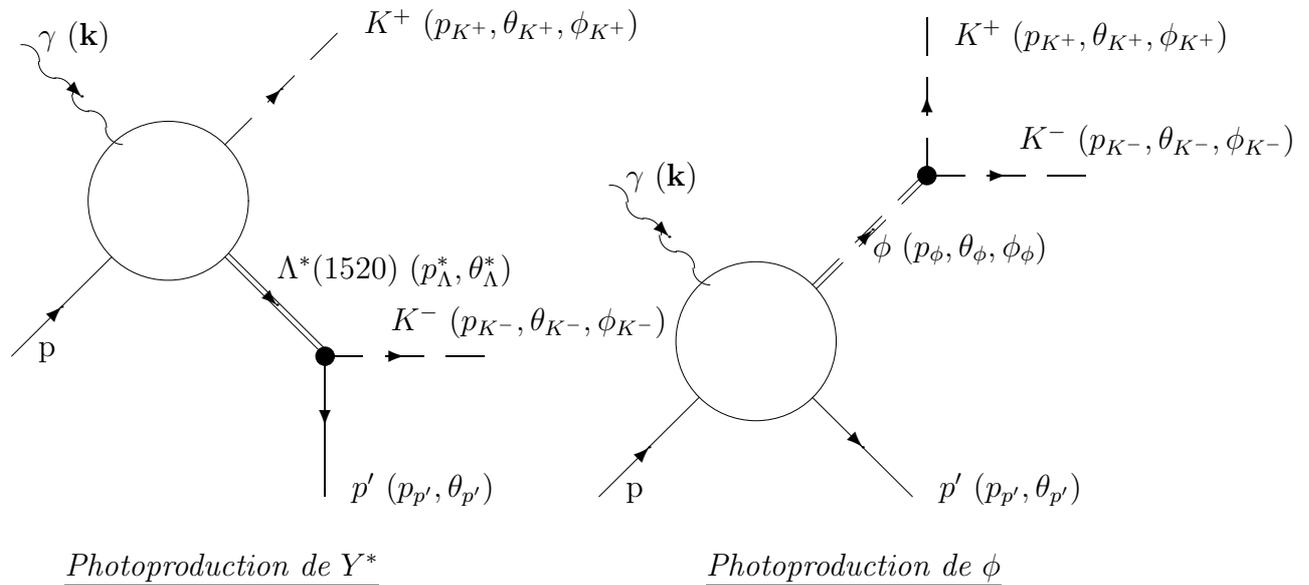


Figure 7.1: Les deux mécanismes envisagés contribuant à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$: production de résonances hyperoniques (Y^*) qui décroissent en $K^- p$ et production diffractive de ϕ qui décroît en $K^+ K^-$.

comptage et des barres d'erreur.

7.2 Mécanismes de réaction et cinématique

Nous signerons le ϕ par sa décroissance en $K^+ K^-$ (dont le rapport de branchement est 49.1% [PDG94]) et le $\Lambda^*(1520)$ par sa décroissance en $K^- p$ (dont le rapport de branchement est 45% [PDG94]). Nous choisissons ces canaux de décroissance car ils impliquent des états finaux à particules *chargées* qui les rendent simplement accessibles d'un point de vue expérimental.

Les deux processus contribuent à la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$ à travers deux mécanismes différents symbolisés par la figure que nous avons déjà présentée (en (2.4)) et que nous rappelons (fig. 7.1) en rajoutant les variables cinématiques concernées.

Les deux réactions constituent un bruit de fond l'une pour l'autre auquel il faut rajouter les autres résonances hyperoniques que le $\Lambda^*(1520)$ (tableau 2.1) qui

décroissent en K^-p et dont nous avons estimé la contribution en (2.4). Cependant, les signatures des deux processus devraient être relativement propres grâce aux faibles largeurs du ϕ ($\Gamma_\phi^{tot.} = 4.43$ MeV) et du $\Lambda^*(1520)$ ($\Gamma_{\Lambda^*(1520)}^{tot.} = 15.6$ MeV).

Les deux réactions $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$ sont des processus à deux corps : à E_γ et t donnés, la cinématique des particules est fixée. Dans le tableau 7.1, sont donnés les angles et impulsions des particules impliquées pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\phi$ à $E_\gamma = 3.5$ GeV (avec la notation de la figure 7.1 et $t_\phi = (p_\phi - k)^2$).

$-t$	p_\perp	$\theta_{p'}$	$p_{p'}$	θ_ϕ	p_ϕ	$\langle \theta_{K^\pm} \rangle$	$\langle p_{K^\pm} \rangle$
.03	0.00	0.0	0.17	0.0	3.33	-4.5 ; 4.5	1.24 ; 2.10
.10	0.24	-47.6	0.32	4.1	3.29	-0.4 ; 8.6	1.17 ; 2.03
.50	0.58	-49.9	0.76	10.9	3.07	6.1 ; 15.7	1.10 ; 1.90
1.0	0.78	-43.3	1.13	16.2	2.79	10.9 ; 21.5	1.03 ; 1.77
1.5	0.89	-37.4	1.46	20.8	2.50	14.9 ; 26.7	0.92 ; 1.58
2.0	0.94	-32.1	1.77	25.2	2.21	18.5 ; 31.9	0.80 ; 1.40
2.5	0.95	-27.3	2.07	29.7	1.91	22.0 ; 37.4	0.68 ; 1.22
3.0	0.90	-22.6	2.36	34.4	1.60	25.2 ; 43.6	0.56 ; 1.04
3.5	0.81	-17.9	2.64	39.5	1.28	28.0 ; 51.0	0.45 ; 0.85
4.0	0.64	-12.7	2.92	44.7	0.91	28.8 ; 60.6	0.28 ; 0.62

Tableau 7.1: Cinématique de $\gamma p \rightarrow p\phi$ à $E_\gamma = 3.5$ GeV.

La cinématique est simple à comprendre : grossièrement, plus le transfert t est important, plus le ϕ va à grand angle, moins il a d'énergie et donc plus l'impulsion des kaons de décroissance est faible. De manière similaire, nous présentons dans le tableau 7.2 la cinématique de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$ où $t_{K^+} = (p_{K^+} - k)^2$.

Ce qu'il faut tirer de ces valeurs est surtout que l'impulsion des kaons peut atteindre jusqu'à 2 GeV et plus. Nous voyons comme l'identification des deux réactions qui nous concernent repose de façon critique sur la capacité du détecteur CLAS à identifier les kaons de l'état final à ces énergies. Nous avons clairement établi ce point dans l'étude instrumentale de la section précédente.

7.3 Simulations

Le but de cette section est maintenant d'estimer les taux de comptage et les barres d'erreur que l'on peut obtenir dans CLAS. Notre programme consiste en l'étude

$-t$	p_{\perp}	θ_{K^+}	p_{K^+}	θ_{Λ^*}	p_{Λ^*}	$\langle \theta_{p'} \rangle$	$\langle p_{p'} \rangle$
.1	.17	-3.06	3.15	11.06	.87	-15.92;38.04	.27;.86
.5	.55	-10.78	2.93	26.03	1.25	7.48;44.57	7.49;44.57
1.	.76	-16.54	2.66	27.55	1.64	13.52;41.59	.68;1.45
2.	.95	-26.59	2.11	24.17	2.31	14.28;34.06	1.03;2.11
3.	.96	-37.89	1.56	19.13	2.93	11.33;26.92	1.34;2.77
4.	.80	-54.47	.99	13.23	3.52	6.75;19.71	1.63;3.42
5.	.28	-106.64	.29	3.90	4.09	-1.66;9.47	1.91;4.08

Tableau 7.2: Cinématique de $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^*(1520)$ à $E_{\gamma} = 3.5$ GeV.

ordonnée des points suivants :

- L'acceptance (l'espace de phase disponible) du détecteur CLAS,
- Les résolutions des variables reconstruites,
- La réjection du bruit de fond,
- L'estimation des taux de comptage.

Les taux de comptage et les barres d'erreur finales dépendent des trois premiers points. Nous devons les estimer en effectuant des simulations. Nous ferons usage de deux outils pour ces simulations.

Premièrement, nous utiliserons le modèle que nous avons décrit en (2.4) en tant que *générateur d'évènements* pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$. C'est une réaction à trois corps, il y a donc 5 degrés de liberté sur lesquels nous devons effectuer un tirage aléatoire. Selon le canal $\gamma p \rightarrow p \phi$ ou $\gamma p \rightarrow K \Lambda^*(1520)$, nous choisirons respectivement :

- t_{ϕ} ou t_{K^+} ,
- $M_{K^+ K^-}$ ou $M_{K^- p}$
- ϕ_{ϕ} ou ϕ_{K^+}
- $\theta_{K^-(CM\phi)}$ ou $\theta_{K^-(CM\Lambda^*)}$
- $\phi_{K^-(CM\phi)}$ ou $\phi_{K^-(CM\Lambda^*)}$

où $t_\phi = (p_\phi - k)^2$ et $t_{K^+} = (p_{K^+} - k)^2$ et une notation évidente à l'aide de la figure 7.1 pour les autres variables. $(CM\phi)$ et $(CM\Lambda^*)$ désignent des variables dans le centre de masse du ϕ et du Λ^* respectivement. Notre générateur d'événements va donc consister à tirer au sort selon ces cinq variables et à affecter à l'évènement le poids de la section efficace correspondante fournie par notre modèle.

Le deuxième outil que nous utiliserons est le programme de simulation rapide du détecteur CLAS. Ce programme appelé *FASTMC* et écrit par *Smith* [Smi90], permet de simuler la réponse du détecteur CLAS à l'aide de fonctions *paramétrisées* pour la résolution et l'acceptance. Ces fonctions ont été déterminées à partir des sorties du programme plus détaillé GEANT [GEANT] pour CLAS.

Munis de ces deux outils de simulations, nous commençons notre étude avec les considérations d'acceptance.

7.3.1 Acceptance

La figure 7.2 montre les résultats des simulations pour l'acceptance en fonction de t pour nos deux réactions.

Pour comprendre cette figure, nous rappelons que le détecteur CLAS couvre un domaine angulaire en θ de $\approx 7^\circ$ à $\approx 140^\circ$. C'est-à-dire qu'il ne permet pas de détecter les particules qui vont à des angles avant extrêmes. Ceci est d'autant plus vrai pour les particules de charge négative dont la trajectoire se trouve courbée vers l'axe du faisceau par le champ magnétique.

Pour le ϕ , si l'on réclame la détection simultanée des trois particules pK^+K^- , presque tous les évènements à bas transfert ($|t_\phi| \lesssim 2 \text{ GeV}^2$) sont perdus car le ϕ partant vers l'avant, la plupart des K^- provenant de sa désintégration vont aussi vers l'avant et s'échappent (aidés par le champ magnétique) à travers le "trou" avant du détecteur. Il est donc préférable de s'appuyer sur la détection du proton et du kaon positif seuls pour espérer obtenir des taux de comptage raisonnables ($\approx 60\%$ des évènements sont acceptés).

Pour le $\Lambda^*(1520)$, la cinématique est un peu différente, mais les mêmes arguments s'appliquent. La détection simultanée des trois particules réduit sévèrement l'acceptance, principalement à grand transfert t_{K^+} où le Λ^* va vers l'avant et les K^-

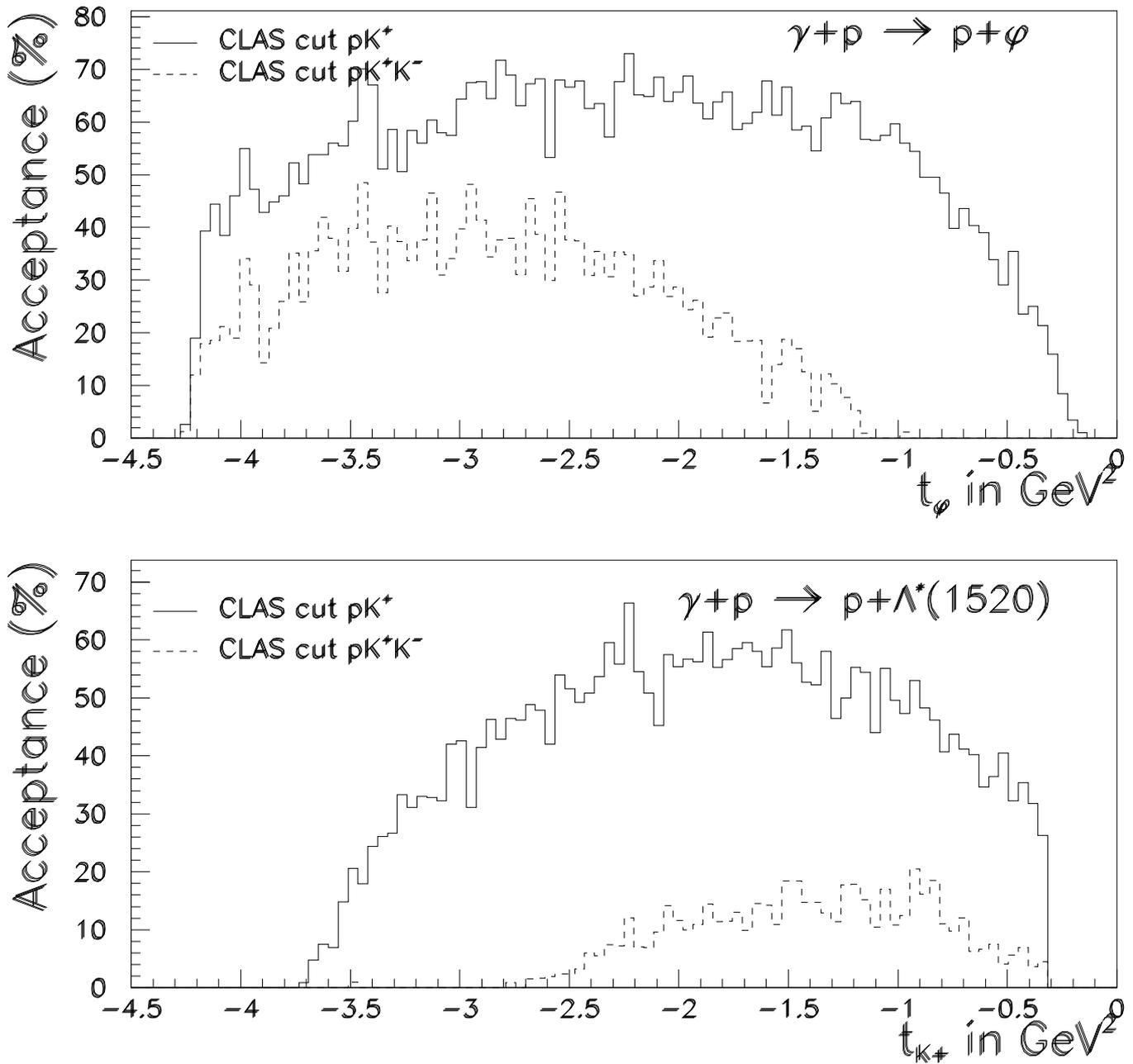


Figure 7.2: Acceptance de CLAS pour les réactions $\gamma p \rightarrow p\phi$ en fonction de t_ϕ (figure du haut) et $\gamma p \rightarrow p\Lambda^*(1520)$ en fonction de t_{K^+} (figure du bas). Ligne tiretée : les trois particules pK^+K^- sont détectées, ligne continue : seulement p et K^+ sont détectés.

provenant de sa désintégration s'échappent vers l'avant pour les mêmes raisons que nous venons d'exposer.

Pour les deux réactions, nous choisirons donc un trigger basé sur la détection du proton et du kaon positif, ce qui conduit à une fonction d'acceptance de l'ordre de 60%.

7.3.2 Résolutions

Comme nous venons de l'expliquer, nous allons en fait mesurer tous les évènements correspondant à la réaction $\gamma p \rightarrow pK^+X$. Nous définissons les trois quantités qui vont nous être utiles quant à la réjection du bruit de fond provenant de l'indétermination de la particule non détectée "X" :

$$M_\phi = \sqrt{(E_X + E_{K^+})^2 - (\vec{p}_X + \vec{p}_{K^+})^2} \quad (7.1)$$

$$M_{\Lambda^*} = \sqrt{(E_X + E_{p'})^2 - (\vec{p}_X + \vec{p}_{p'})^2} \quad (7.2)$$

$$E_{Bal.} = E_\gamma + M_p - E_{p'} - E_{K^+} - E_X \quad (7.3)$$

$$(7.4)$$

où :

$$\vec{p}_X = \vec{\gamma} - \vec{p}' - \vec{p}_{K^+} \quad (7.5)$$

$$E_X = E_\gamma - E_{p'} - E_{K^+} \quad (7.6)$$

Nous verrons dans la prochaine section que $E_{Bal.}$ (l'équilibre *-Balance-* d'énergie) va nous aider à discriminer les pions des kaons pour la particule non détectée "X" alors que M_ϕ et M_{Λ^*} permettront d'identifier le mode de production des deux kaons (via le ϕ ou le Λ^*).

Il faut maintenant connaître les résolutions que l'on peut attendre de CLAS pour ces variables. Pour nos simulations, nous prenons les résolutions angulaires et en impulsion attendues de CLAS :

$$\Delta\theta = 1 \text{ msr} \quad (7.7)$$

$$.5\% \leq \frac{\Delta p}{p} \leq 1\% \quad (7.8)$$

où la résolution en impulsion dépend de l'angle.

Pour le faisceau de photons, la résolution du “*tagger*” est prise égale à :

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = .3\% \quad (7.9)$$

Le résultat des simulations est présenté sur la figure 7.3 pour les trois variables M_ϕ , M_{Λ^*} et $E_{Bal.}$. Les résolutions sont telles que tous les évènements sont compris dans l’intervalle $\Delta E_{Bal.} = 20$ MeV et 95% dans les intervalles $\Delta M_\phi = 20$ MeV et $\Delta M_{\Lambda^*} = 60$ MeV. Ceci va permettre un bon pouvoir de réjection quant aux bruits de fond que nous allons discuter maintenant.

7.3.3 Bruit de fond

Nous avons adopté un trigger à deux particules ($\gamma p \rightarrow pK^+X$). Aux énergies qui nous concernent ($E_\gamma = 3.5$ GeV), nous avons établi que la discrimination pion/kaon par temps de vol permettait clairement de distinguer le kaon d’un pion et donc d’identifier les deux particules du trigger (le kaon et le proton). Le bruit de fond peut alors provenir seulement de la particule “X” qui peut être un *kaon* qui ne correspond pas à la réaction étudiée $\gamma p \rightarrow p\phi$ ou $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$, ou un *pion*, la particule de masse la plus proche du kaon. Cette dernière configuration provient essentiellement de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda \leftrightarrow p\pi^-$. Nous avons donc deux principales sources de bruit de fond : $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda \leftrightarrow p\pi^-$ et $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$ “non-résonant” :

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

Nous disposons de deux critères pour “écarter” cette réaction :

- Le temps de vie du Λ est tel qu’il décroît en $p\pi^-$ à environ 7 cm du point d’interaction. Si le pion est accepté dans CLAS, la reconstruction de vertex permettra alors de discriminer ce canal clairement. Pour les mêmes raisons que nous avons évoquées en (7.3.1) dans le cas du K^- , le π^- va souvent échapper à la détection (fuite aux angles avant) et ce critère de vertex ne peut pas toujours être appliqué.
- Si la particule non-détectée est un pion, alors la variable $E_{Bal.}$ vaut :

$$E_{Bal.} = \sqrt{p_{\pi^-}^2 + M_{K^-}^2} - \sqrt{p_{\pi^-}^2 + M_{\pi^-}^2} \approx \frac{M_{K^-}^2}{2p_{\pi^-}} \geq 40 \text{ MeV} \quad \text{à } 3.5 \text{ GeV} \quad (7.10)$$

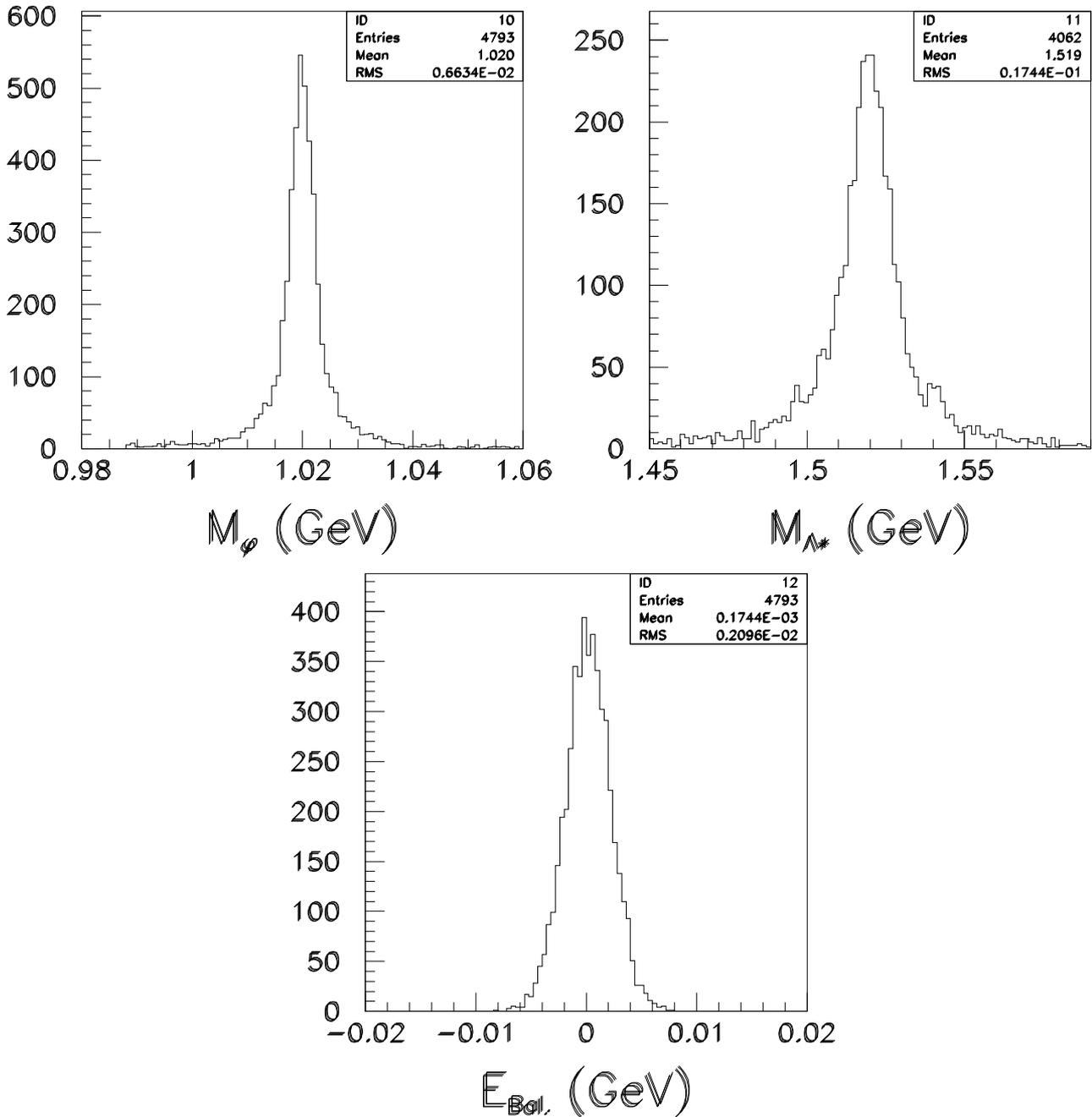


Figure 7.3: Résultats des simulations pour les résolutions de CLAS des quantités M_ϕ , M_{Λ^*} et $E_{Bal.}$.

Au regard de la bonne résolution que nous avons trouvée pour $E_{Bal.}$ ($\Delta E_{Bal.} = 20$ MeV, (7.3.2)), ce critère permet une discrimination propre de cette réaction.

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

Nous avons vu qu'il y a de nombreux canaux qui contribuent à $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$ autres que $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$. Nous avons modélisé en (2.4) ces autres canaux en les associant à la production d'autres résonances hyperoniques que le $\Lambda^*(1520)$. Ces autres résonances constituent donc un bruit de fond pour les deux réactions que nous voulons étudier. Aussi, $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$ est un bruit de fond pour $\gamma p \rightarrow p\phi$ et vice-versa. Tous ces canaux mènent aux mêmes particules dans l'état final et la variable $E_{Bal.}$ ne peut les distinguer ($E_{Bal.} = 0$).

Le spectre de masse $M_{K^+K^-}$ va donc exhiber un pic (à $M_{K^+K^-} = m_\phi$, correspondant au mécanisme de production de ϕ) sur un continuum provenant des autres mécanismes de production de paire de kaons (correspondant à une distribution *non-résonante* de deux kaons). De même, le spectre de masse M_{K^-p} va présenter une série de pics ou bosses (selon l'étroitesse des largeurs) correspondant aux diverses résonances hyperoniques produites, alors que la production de ϕ va fournir un bruit de fond continu caractéristique d'un kaon et d'un proton non-résonants. Pour obtenir les taux de comptage, il s'agit donc d'estimer ces fonds continus sous les pics des spectres de masse $M_{K^+K^-}$ et M_{K^-p} et pour ce faire, nous nous appuyerons sur notre modèle que nous avons présenté en 2.4, qui englobe les divers canaux pour $\gamma p \rightarrow pK^+K^-$. En estimant ces bruits de fond, nous pourrions déduire les rapports signal sur bruit que l'on peut attendre pour les deux réactions qui nous concernent.

7.3.4 Taux de comptage

Le nombre d'évènements par seconde τ dans un intervalle Δt est relié à la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ par la relation :

$$\tau = \mathcal{N}_\gamma / s \mathcal{N}_{nucléons} \frac{d\sigma}{dt} \Delta t \mathcal{A}(t) \quad (7.11)$$

où :

- $\mathcal{N}_\gamma/s = 10^7/s$ est le flux de photons issu du système radiateur/tagger de CLAS (dans une bande d'énergie entre 3 et 3.6 GeV).
- $\mathcal{N}_{nucléons}$ est le nombre de nucléons dans la cible par cm^2 .

$$\mathcal{N}_{nucléons} = L \times \rho_H \times \mathcal{N}_{Avogadro} \quad (7.12)$$

où $L = 10 \text{ cm}$ est la longueur de la cible, $\rho_H = .07 \text{ g/cm}^3$ est la densité de l'hydrogène dans la cible et $\mathcal{N}_{Avogadro} = 6.02 \times 10^{23}/g$ est le nombre de nucléons par mole. On dérive facilement $\mathcal{N}_{nucléons} \approx 4 \times 10^{23}/cm^2$.

- Nous prendrons notre intervalle de transfert $\Delta t = .3 \text{ GeV}^2$.
- $\mathcal{A}(t)$ est la fonction d'acceptance de CLAS pour K^+p . Nous pouvons estimer celle-ci à partir de la figure 7.2 pour les deux réactions qui nous concernent. Pour $\gamma p \rightarrow p\phi$, nous prendrons une acceptance moyenne constante de 50% alors que pour $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$, nous devons explicitement inclure une dépendance en t_{K^+} en raison de la chute de l'acceptance aux grands transferts (dépendance que l'on déduit de la figure 7.2).
- Nous n'oublions pas d'introduire un facteur $\approx \frac{1}{2}$ pour le $\frac{d\sigma}{dt}$ de la photoproduction de ϕ pour tenir compte du rapport de branchement $\phi \leftrightarrow K^+K^-$ (nous ne détecterons que les paires de kaons chargés qui représentent environ la moitié de la largeur de décroissance du ϕ). De même, pour la photoproduction de $\Lambda^*(1520)$, il y a un facteur $\approx \frac{1}{4}$ pour tenir compte du rapport de branchement $\Lambda^*(1520) \leftrightarrow \bar{K}N \rightarrow K^-p$.

Avec ces valeurs, nous dérivons facilement :

$$\tau_\phi(\text{év./heure}) \approx \frac{d\sigma_\phi}{dt}(\text{nb/GeV}^2) \quad (7.13)$$

$$\tau_{\Lambda^*(1520)}(\text{év./heure}) \approx \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{\Lambda^*(1520)}}{dt}(\text{nb/GeV}^2) \quad (7.14)$$

Ainsi, pour $\gamma p \rightarrow p\phi$, le modèle de *Laget* et *Mendez-Galain* [Lag95] prédit, à $t_\phi = 2.2 \text{ GeV}^2$, $\frac{d\sigma_\phi}{dt} \approx .03 \text{ nb/GeV}^2$ (fig. 4.3) On attend alors, pour 400 heures de prise de données, approximativement $\mathcal{N}_{coups} = .03 \times 400$ coups. Le faible nombre de coups

dans cette région de grand transfert se comprend par la faiblesse de la section efficace que nous cherchons à mesurer qui est de l'ordre du centième de nb.

Nous calculons maintenant les erreurs statistiques associées. De façon générale, s'il n'y a pas de bruit sous un signal recherché, l'erreur statistique est égale à $\sqrt{\mathcal{N}_{coups}}$. S'il y a un bruit de fond sous le signal, alors le nombre de coups associés au signal est égal à $(\mathcal{N}_{signal} + \mathcal{N}_{bruit\ de\ fond}) - \mathcal{N}_{bruit\ de\ fond}$ dans le cas où l'on ne peut dissocier $(\mathcal{N}_{signal} + \mathcal{N}_{bruit\ de\ fond})$. Alors, les erreurs s'ajoutant, l'erreur statistique associée au signal est égale à :

$$\sqrt{\mathcal{N}_{coups} + 2\mathcal{N}_{bruit\ de\ fond}} \quad (7.15)$$

ou, de façon équivalente, à l'aide des relations (7.13) et (7.14) :

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = \sqrt{\frac{\frac{d\sigma_{\phi, \Lambda^*(1520)}}{dt} + 2\frac{d\sigma_{bruit\ de\ fond}}{dt}}{T}} \quad (7.16)$$

où T est le nombre d'heures de prise de données. Il faut donc estimer $\frac{d\sigma_{bruit\ de\ fond}}{dt}$, le bruit de fond sous les pics du ϕ et du $\Lambda^*(1520)$; nous le ferons à l'aide de notre modèle de photoproduction de paires de kaons exposé en (2.4.2). Nous présentons sur les figures 7.4 et 7.5, la contribution des divers canaux aux spectres de masse $M_{K^+K^-}$ et M_{K^-p} pour différentes coupures en t_ϕ et t_{K^+} respectivement. Sur la figure 7.4, nous avons utilisé le modèle de *Donnachie et Landshoff* [Don87] (échange du Poméron) extrapolé à grand transfert (voir figure 4.3) pour générer les événements correspondant à la photoproduction de ϕ . Le pic du ϕ apparaît alors très clairement même aux grands transferts et le bruit de fond est négligeable : un rapport d'un ordre de grandeur environ à $t_\phi \approx 2.2 \text{ GeV}^2$. A ce même transfert, le modèle d'échange de deux gluons de *Laget et Mendez-Galain* [Lag95] (voir figure 4.3), prédit une section efficace pour le ϕ de plus d'une décade inférieur et le bruit de fond est alors comparable au signal.

Pour le $\Lambda^*(1520)$ (fig. 7.5), le bruit de fond est toujours négligeable dans le cas de notre modèle. Cet effet est purement cinématique ; en particulier le canal associé à la production de ϕ ne peut (cinématiquement parlant) contribuer dans la région du $\Lambda^*(1520)$ ($M_{K^-p} \approx 1520 \text{ MeV}$) et les autres résonances hyperoniques sont trop "éloignées". Le $\Lambda^*(1520)$ s'identifie donc très proprement.

Nous pouvons maintenant estimer les erreurs statistiques à l'aide de la formule (7.15). Pour la photoproduction de ϕ , nous calculerons les erreurs associées au modèle de *Laget et Mendez-Galain* [Lag95]. Nous obtenons, pour 400 heures de faisceau, les barres d'erreur présentées sur les figures 7.6 et 7.7. Nous pouvons ainsi déterminer, à $E_\gamma = 3.5$ GeV, la section efficace différentielle de photoproduction de ϕ avec une haute précision jusqu'à des transferts de 2 GeV^2 et une précision de l'ordre de 30% jusqu'à 4.2 GeV^2 dans le cas du modèle d'échange des deux gluons. Cette précision dans la région des grands transferts dépend bien sûr de la forme véritable de la section efficace différentielle de production de ϕ et du comportement du bruit de fond avec t_ϕ . En raison de la contribution négligeable du bruit de fond sous le pic du $\Lambda^*(1520)$, la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda^*(1520)$ apparaît encore plus "propre" et l'exploration de la région des grands transferts et l'identification d'éventuels processus durs (s'ils apparaissent déjà à cette énergie) sont clairement possibles dans ce canal.

En résumé, nous sommes partis de l'expérience de photoproduction de ϕ à grand transfert [Pro93] qui cherche à mettre en évidence une structure (un noeud) dans la section efficace différentielle, caractéristique de l'échange de deux gluons. Nous avons utilisé le modèle de *Laget et Mendez-Galain* [Lag95] pour estimer le nombre d'évènements que l'on pouvait attendre en 400 heures de faisceau. Nous avons appliqué notre modèle de photoproduction de paires de kaons associées à la production de résonances hyperoniques (modèle présenté en (2.4.2)) pour estimer le bruit de fond sous le signal du ϕ correspondant à ces 400 heures de faisceau. Nous concluons que notre mesure peut être effectuée avec une précision de l'ordre de 30% en 400 heures dans la région des grands transferts.

De manière similaire, nous nous sommes intéressés à la photoproduction de $\Lambda^*(1520)$ dont nous avons estimé la section efficace différentielle avec notre modèle présenté en (2.14). Le bruit de fond associé a été estimé de la même façon que pour le ϕ via notre modèle de photoproduction de paires de kaons. Ce dernier est trouvé négligeable et la mesure apparaît de haute précision.

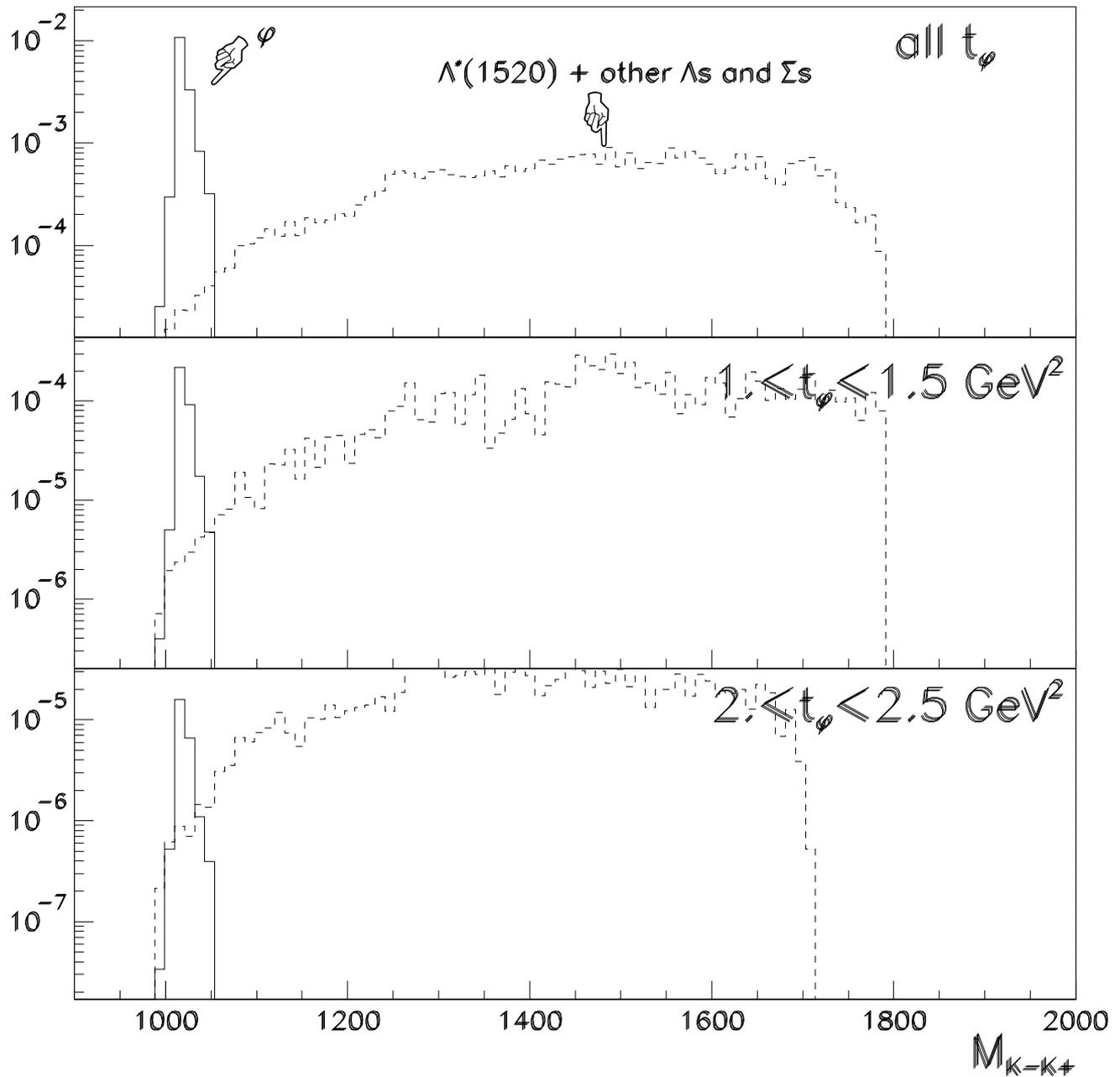


Figure 7.4: Spectre de masse M_{K+K^-} pour diverses coupures en t_ϕ . L'origine des diverses contributions est mise en évidence. Le modèle du ϕ pour cette figure est celui de *Donnachie et Landshoff* [Don87]. L'abscisse est en *MeV*.

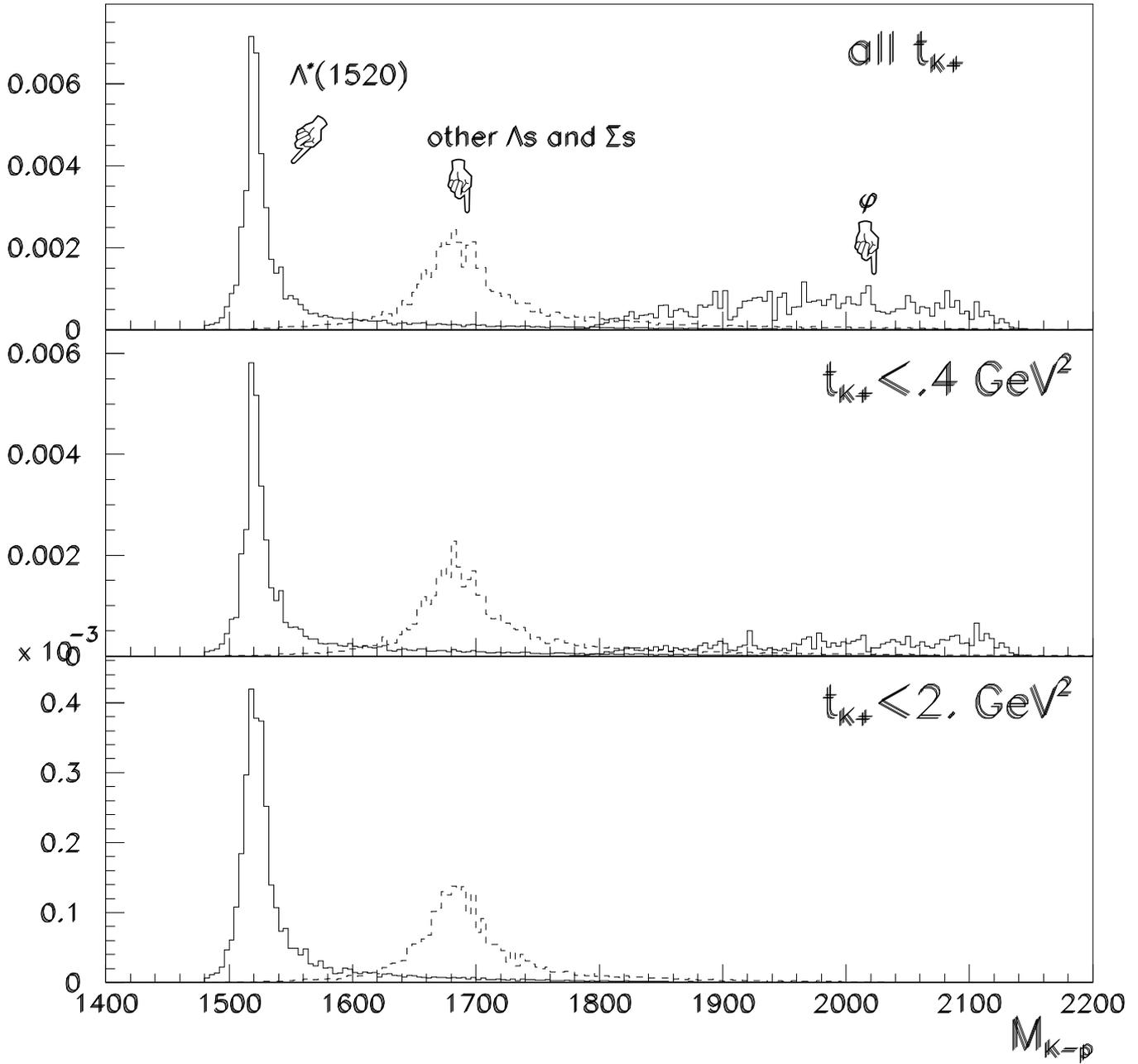


Figure 7.5: Spectre de masse M_{K-p} pour diverses coupures en t_{K^+} . L'origine des diverses contributions est mise en évidence. L'abscisse est en MeV.

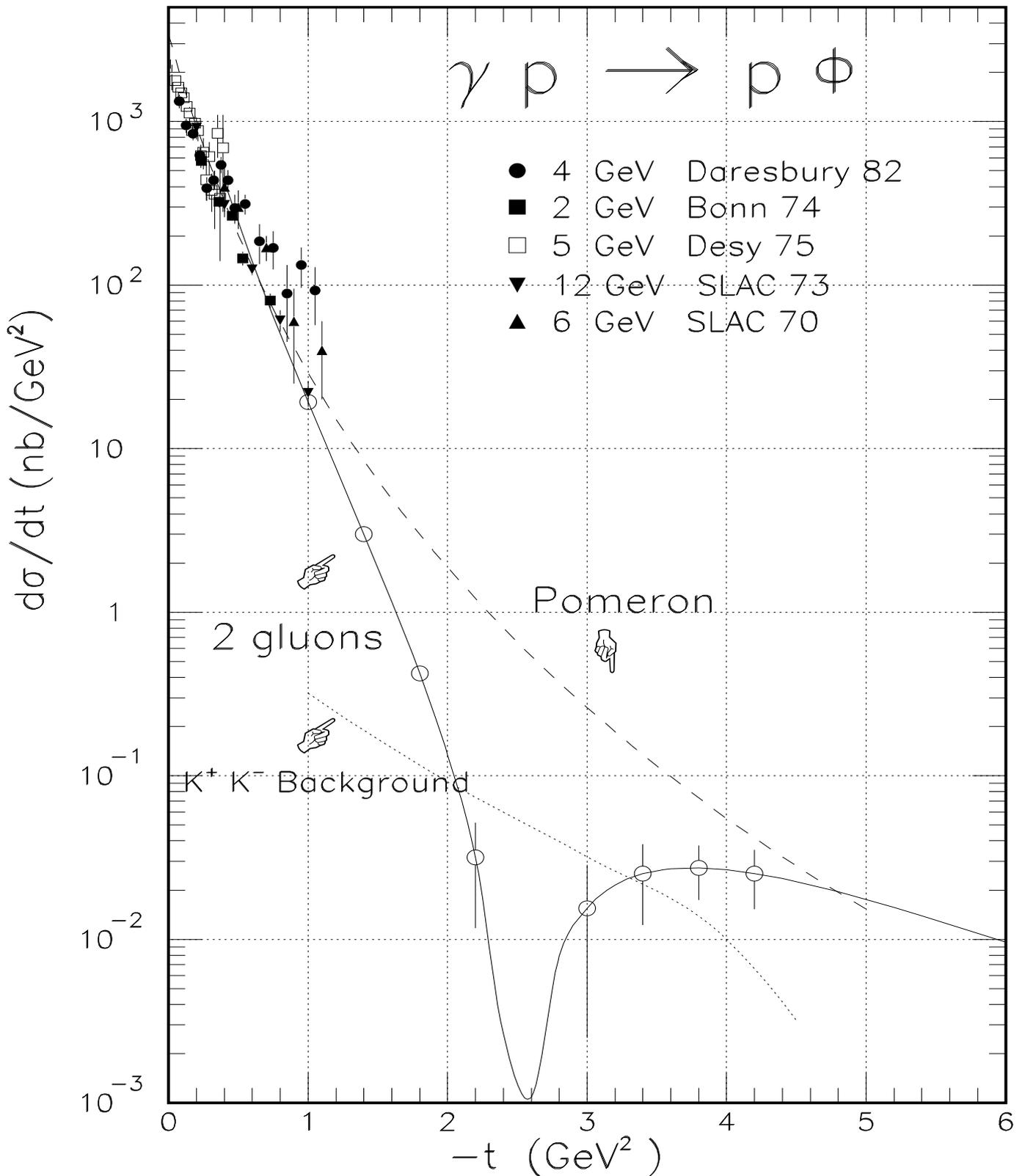


Figure 7.6: Estimation des taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow p\phi$ à $E_\gamma = 3.5$ GeV avec 400 heures de faisceau. Le bruit de fond K^+K^- affiché est le bruit de fond correspondant à la coupure $M_\phi \pm 20$ MeV. Les barres d'erreur sont calculées en utilisant le modèle de Laget et Mendez-Galain [Lag95].

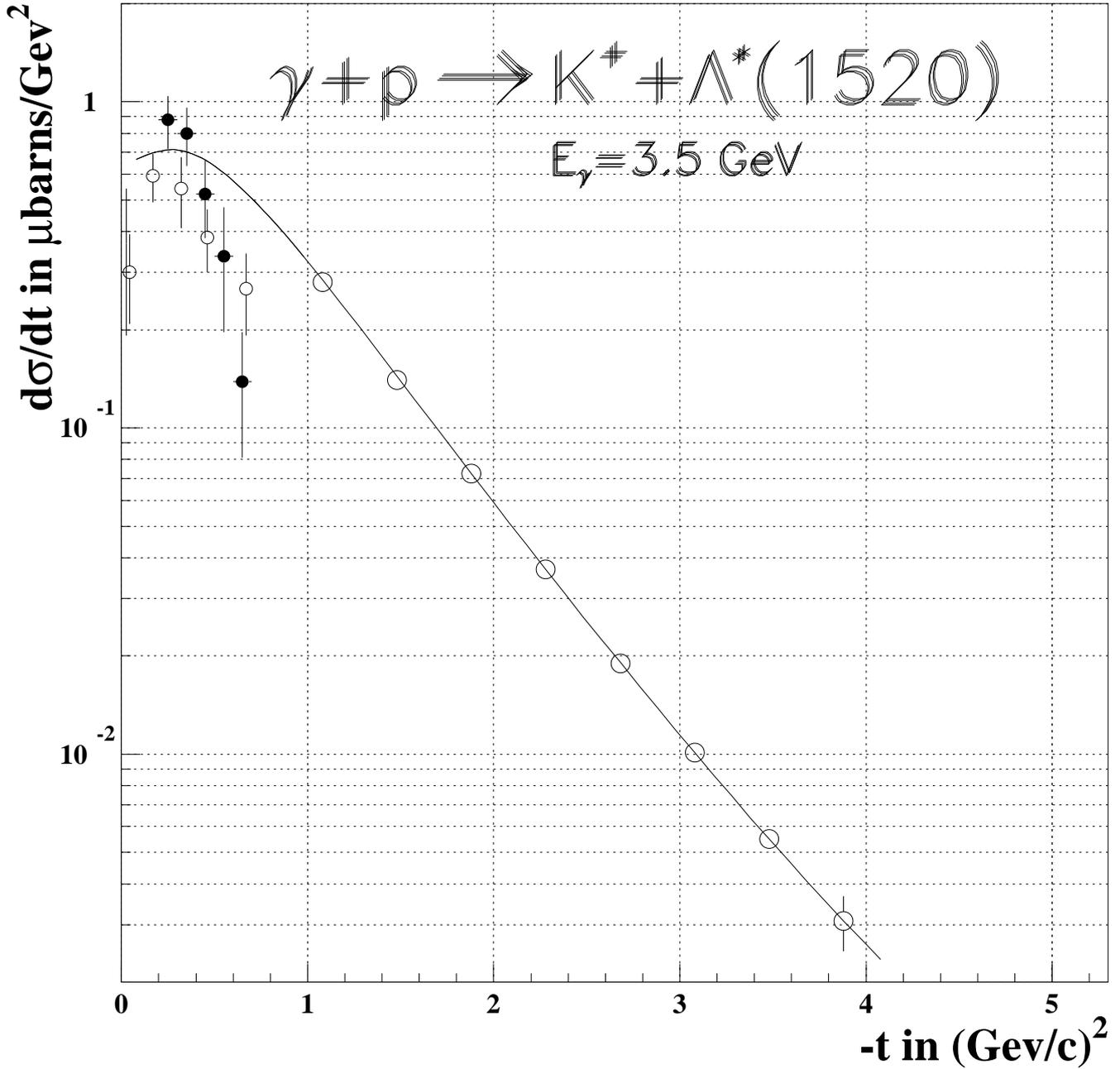


Figure 7.7: Estimation des taux de comptage pour la réaction $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$ à $E_\gamma = 3.5 \text{ GeV}$ avec 400 heures de faisceau.

Chapitre 8

Conclusions

Dans ce travail, nous avons construit un modèle pour la photoproduction de mésons pseudoscalaires (π et K) sur le nucléon à haute énergie, basé sur l'échange de trajectoires de Regge de mésons et de baryons. Nous avons adopté un formalisme de diagramme de Feynman inspiré des modèles isobariques et notre modèle est explicitement invariant de jauge.

Dans le premier chapitre, nous avons étudié la photoproduction de pion aux angles avant et arrière. Tous les paramètres (les constantes de couplage) sont ici bien établis grâce aux nombreuses et précises études dans la région des résonances. Pour les angles avant, le modèle consiste en l'échange de trajectoires mésoniques (échanges du π et du ρ pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ et $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ et du ρ et du ω pour $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$). Nous avons montré, en particulier, que l'explication en termes de forts effets d'absorption (surabsorption) du pic aux angles avant extrêmes dans la section efficace différentielle de photoproduction de pion chargé, est erronée : d'une part elle ne respecte pas l'invariance de jauge et d'autre part, elle donne un comportement complètement opposé aux données pour l'asymétrie Σ de photon. Ce pic et l'asymétrie Σ sont produits naturellement dans le cadre de notre modèle. De façon plus générale, nous donnons une description raisonnable, cohérente et économique de toutes les données expérimentales de photoproduction de pion aux angles avant ($|t| \lesssim 1.5 \text{ GeV}^2$), aussi bien pour les sections efficaces différentielles que pour les observables de polarisation, pour des énergies de photon $E_\gamma \gtrsim 4 \text{ GeV}$.

Pour les angles arrière, nous présentons une description en terme d'échange de baryons (trajectoires du nucléon et du Δ). Les données dans ce secteur sont bien

plus rares et les contraintes moindres par conséquent. L'éloignement des pôles des baryons échangés de la région physique nécessite une extrapolation (réduction) des constantes de couplage pour obtenir une normalisation correcte. Cette normalisation est complètement déterminée par les réactions $\gamma p \rightarrow \omega p$ et $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ qui isolent les contributions des trajectoires du nucléon et du Δ respectivement. Nous obtenons une description raisonnable des données jusqu'à $|u| \approx 1 \text{ GeV}^2$.

En résumé, les nombreuses données en photoproduction de pions et les contraintes qui en découlent nous ont permis de bâtir un modèle simple (échange de deux trajectoires dans la plupart des cas), économique (en nombre de paramètres) et surtout consistant (avec les études dans la région des résonances pour la détermination de ces paramètres). La description simultanée de nombreux canaux et observables qui impliquent des contraintes mutuelles est certainement hautement non-triviale.

Forts de la confiance acquise dans le domaine de la photoproduction de pion, nous avons étendu notre approche dans le chapitre 2 au secteur de l'étrangeté. Les données et les contraintes sont moindres que dans le cas de la photoproduction de pion et nous devons ici recourir à des fits pour les constantes de couplage. Il faut cependant souligner que ce domaine de la photoproduction d'étrangeté va certainement considérablement s'enrichir bientôt grâce aux nouvelles données qui vont sortir (avec une qualité comparable à celle des données en pions) dans un futur proche des nombreuses expériences proposées auprès de la nouvelle génération d'accélérateurs d'électrons. Nous avons commencé par étudier les réactions élémentaires $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ et $\gamma p \rightarrow K\Sigma$. Aux angles avant, l'échange du K et du K^* dominant. Les valeurs des constantes de couplage du K sont en accord avec SU(3) et nous avons respecté les signes des deux constantes du K^* imposés par SU(3). Avec seulement ces deux paramètres libres (la valeur absolue de ces deux dernières constantes de couplage), nous décrivons correctement le comportement des données existantes (sections efficaces différentielles et asymétries de polarisation) qui vont jusqu'à $\approx 1 \text{ GeV}^2$. Pour la voie arrière, nous avons considéré les échanges des trajectoires du Λ , Σ (complètement déterminés) et $\Sigma^*(1385)$ (fitté). L'extrême rareté des données dans ce domaine ne permet cependant pas d'imposer de fortes contraintes sur notre modèle qui est plutôt de nature exploratoire.

Le modèle pour la photoproduction de Λ et Σ a été extrapolé à basse énergie jusqu'au seuil de réaction. Nous obtenons une description raisonnable des données même jusqu'à $E_\gamma = 2$ GeV pour les sections efficaces différentielles et la polarisation de recul.

Le formalisme de notre modèle a aussi été étendu dans le secteur de photoproduction de paire de kaon $\gamma p \rightarrow K^+ K^- p$. Les données sont ici encore plus rares et imprécises et appellent clairement de nouvelles mesures. Les mécanismes dominants sont la photoproduction de résonances étranges et de ϕ . Pour les résonances étranges, la réaction est décrite par l'échange des trajectoires du K et du K^* aux angles avant. Nous avons déterminé la contribution du $\Lambda^*(1520)$ en fittant les données de section efficace différentielle et nous avons déduit les contributions des autres résonances hyperoniques en nous appuyant sur SU(3) et sur VDM pour la détermination des couplages. Pour la photoproduction de ϕ , nous avons utilisé le modèle d'échange du Poméron de *Donnachie et Landshoff* [Don87]. Nous obtenons une description raisonnable de la section efficace totale jusqu'à ≈ 4 GeV. Au-delà, on s'attend à ce que d'autres mécanismes de réaction interviennent.

Dans le chapitre 3, nous avons étendu notre modèle dans la direction des *processus durs*. Nous avons tissé un lien entre une description "à la Regge" a priori valable à bas transfert et QCD perturbatif, valable à grand transfert. Nous nous sommes appuyés sur deux notions : la saturation des trajectoires à grand transfert et les règles de comptage qui permettent d'obtenir le bon comportement des sections efficaces en fonction de l'énergie. Avec la normalisation imposée par notre modèle à bas transfert et les deux notions précédentes supplémentaires, nous décrivons correctement la dépendance en énergie, en transfert et la normalisation des (rares) données existantes à grand transfert. Il semble qu'un modèle basé sur des trajectoires linéaires puisse convenir pour décrire les données jusqu'à $E_\gamma \approx 4$ GeV. Au delà, le comportement des sections efficaces à grand transfert change clairement et appelle une autre description (QCD perturbatif, trajectoires saturantes,...) Les données de polarisation peuvent ici donner de fortes indications sur ce domaine de transition entre les deux descriptions (comparaison aux prédictions de QCD perturbatif qui donnent une polarisation de recul nulle). Encore une fois, le besoin de données additionnelles

est criant.

Dans le chapitre 4 consacré à l'aspect expérimental de la photoproduction de mésons pseudoscalaires et vecteurs, nous présentons la proposition (approuvée) d'expérience de photoproduction de ϕ à grand transfert. Cette réaction doit permettre d'isoler un processus dur simple, calculable et avec une signature expérimentale prédite singulière (minima dans la section efficace différentielle autour de $|t| \approx 2.4 \text{ GeV}^2$). A cause des faibles sections efficaces attendues (processus exclusif et à grand transfert), la réalisation de cette expérience nécessite un accélérateur à grand cycle utile et un détecteur à grand angle solide. Nous avons alors présenté l'accélérateur d'électrons continu CEBAF et le détecteur "4 π " CLAS à l'aide desquels nous effectuerons notre mesure.

Nous avons ensuite étudié la faisabilité expérimentale des réactions $\gamma p \rightarrow p\phi$ et $\gamma p \rightarrow K\Lambda^*(1520)$. Pour ces réactions, il faut être capable de discriminer les kaons des pions : nous avons présenté le projet instrumental que nous avons mené à CEBAF sur le système de mesure de temps de vol de CLAS. Nous avons mesuré une résolution en temps de l'ordre de 180 ps, ce qui est conforme au cahier des charges et permet d'identifier les kaons sans ambiguïté.

Nous avons continué par la présentation des simulations effectuées en vue d'estimer les taux de comptage et les barres d'erreur que l'on peut attendre dans CLAS. Ces simulations comprennent une étude de l'acceptance et des résolutions du détecteur et une estimation du bruit de fond. Ce dernier point a été l'occasion d'appliquer notre modèle de photoproduction de double kaon pour estimer les canaux concurrents aux réactions qui nous intéressent. Nous avons abouti à des taux de comptage qui doivent permettre de mesurer nos signaux avec une précision inégalée à bas transfert, et à environ 20% près aux grands transferts en 400 heures de faisceau.

Si nous tournons notre regard vers l'avenir, de façon générale, de nombreuses données expérimentales de haute qualité sont en train de sortir ou vont bientôt sortir de la nouvelle génération d'accélérateurs à grand cycle utile (MAMI, CEBAF, ELFE...). De vastes domaines cinématiques encore vierges vont pouvoir être explorés. En particulier, les faibles sections efficaces des réactions exclusives à grand transfert vont devenir accessibles et vont permettre d'approfondir et enrichir notre

connaissance de la structure du nucléon.

D'un point de vue théorique, il y a un intérêt et une motivation certains à étudier ces nouveaux domaines. C'est dans cette optique que l'extrapolation aux grands transferts de notre modèle peut constituer un outil précieux pour comprendre les mécanismes en jeu. Il peut être comparé à d'autres approches plus proches de QCD perturbatif qui vont sans aucun doute émerger dans un avenir proche. Pour l'instant, peu de calculs existent et notre modèle constitue certainement un intéressant point de départ. Une approche bien fondée sur la compréhension des bas transferts est indubitablement complémentaire de calculs issus de QCD perturbatif afin de cerner le domaine de validité des deux approches.

D'un point de vue pratique, il est immédiat d'étendre notre modèle (invariant de jauge) au domaine de l'électroproduction où le domaine cinématique est encore plus riche (dépendance en q^2 du photon virtuel). Avec plus de données, plus de contraintes, c'est ainsi que nous parviendrons à identifier et comprendre les mécanismes en jeu dans le vaste univers de QCD.

Annexe A

Absorption/Décomposition en ondes partielles

A.1 Dérivation de la formule d'absorption

Nous dérivons dans cette section la formule d'absorption (1.41). du chapitre 1.

On peut montrer que les considérations d'invariance rotationnelle de systèmes quantiques mènent à la notion de conservation du moment angulaire. Une conséquence est de pouvoir développer nos amplitudes de diffusion en série d'*ondes partielles*. En particulier, pour une diffusion à deux corps, si l'on appelle l le moment angulaire relatif des deux particules sortantes, on peut écrire :

$$\mathcal{M}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) \mathcal{M}_l(s) P_l(\cos(\theta)) \quad (\text{A.1})$$

où $\mathcal{M}(s, t)$ est l'amplitude de diffusion du système dépendant de l'énergie incidente ($\propto s$) et de l'angle de diffusion θ ($t = -4s \sin^2(\frac{\theta}{2})$), $\mathcal{M}_l(s)$ est l'amplitude *partielle* de diffusion. Nous employons la notation \mathcal{M} pour l'amplitude pour rester consistant avec les définitions des formules 1.7 et D.3 (nous abandonnons l'indice inférieur (*fi*) par souci de concision).

La relation d'orthogonalité des polynômes de Legendre permet d'inverser la relation A.1 :

$$\mathcal{M}_l(s) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mathcal{M}(s, t) P_l(\cos(\theta)) d(\cos(\theta)) \quad (\text{A.2})$$

Il est donc clair que la connaissance des amplitudes *partielles* pour toutes les ondes l implique la connaissance de l'amplitude *totale* et vice-versa.

Nous allons maintenant essayer de simplifier la formule A.1 avec des approximations de haute énergie. On définit d'abord le *paramètre d'impact* b par :

$$l = b\sqrt{s} \tag{A.3}$$

A haute énergie ($s \gg 1$) :

- La diffusion est essentiellement à l'avant et :

$$\sqrt{-t} = 2\sqrt{s} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx \sqrt{s}\theta \tag{A.4}$$

D'où :

$$b\sqrt{-t} \approx l\theta \tag{A.5}$$

- Un grand nombre d'ondes partielles participent et les *grandes* ondes partielles donnent la contribution dominante ($\theta \propto \frac{1}{l}$). Alors :

$$P_l(\cos(\theta)) \approx J_0\left(\left(l + \frac{1}{2}\right)\theta\right) \tag{A.6}$$

(où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0) et on peut effectuer le remplacement :

$$\sum_{l=0}^{\infty} \rightarrow \int dl \tag{A.7}$$

La formule A.1 peut alors s'écrire :

$$\mathcal{M}(s, t) \approx 2 \int_0^{\infty} l \mathcal{M}_l(s) J_0(l\theta) dl \quad (l \gg 1) \tag{A.8a}$$

$$\Rightarrow \boxed{\mathcal{M}(s, t) = 2s \int_0^{\infty} b \mathcal{M}(b\sqrt{s}) J_0(b\sqrt{-t}) db} \quad \left(b = \frac{l}{\sqrt{s}}\right) \tag{A.8b}$$

qui est la représentation en paramètre d'impact de l'amplitude $\mathcal{M}(s, t)$. L'avantage de cette représentation est que l'on peut utiliser les relations des transformation de *Fourier-Bessel* et établir en particulier que l'onde partielle d'une exponentielle en t est une gaussienne en l : en effet, si $\mathcal{M}_l = e^{-\alpha l^2}$,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(s, t) &= 2s \int_0^{\infty} b e^{-\alpha s b^2} J_0(\sqrt{-t}b) db \\ &= \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{t}{4\alpha s}} \end{aligned} \tag{A.9}$$

où l'on a utilisé la transformation de *Fourier-Bessel* :

$$\int_0^\infty x e^{-ax^2} J_0(bx) dx = \frac{1}{2a} e^{-\frac{b^2}{4a}} \quad (\text{A.10})$$

Autrement dit, si l'amplitude $\mathcal{M}(s, t)$ est imaginaire pure et correspond à un pic de diffraction exponentiel (cas de la diffusion élastique à l'avant) :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(s, t) &= \mathcal{M}_0 s e^{At}, \quad \text{alors} \\ \mathcal{M}_l &= \mathcal{M}_0 e^{-\frac{l^2}{4t}} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

ce qui établit la formule d'absorption 1.41 :

$$\mathcal{M}_{i \rightarrow f}^l = \mathcal{M}_{\text{pôle}}^l \times (1 - \mathcal{C} e^{-\frac{l^2}{2\mathcal{M}s}}) \quad (\text{A.12})$$

Dans toute la dérivation précédente, nous n'avons nulle part tenu compte des spins des particules participantes. Pour tenir compte de cet effet, il est de coutume de décomposer les amplitudes selon le moment angulaire total $J = l \pm \frac{1}{2}$ plutôt que l . Si l'on relie le processus d'absorption à des considérations de correction d'unitarité (la perte de flux correspond à l'ouverture de canaux concurrents), il est en effet plus approprié d'effectuer ces corrections selon J qui est la quantité conservée et sur lequel on décompose les états quantiques. Il est en tous cas clair que pour le système simple "spinoriellement" parlant que constituent le pion et le nucléon, il n'y a que très peu de différence entre les deux approches. Nous réécrivons donc la formule A.12 :

$$\mathcal{M}_{i \rightarrow f}^l = \mathcal{M}_{\text{pôle}}^l \times (1 - \mathcal{C} e^{-\frac{(J-\frac{1}{2})^2}{2\mathcal{A}s}}) \quad (\text{A.13})$$

Avant de détailler la manière dont nous allons implémenter pratiquement cette prescription, il est nécessaire de définir les objets dont nous allons nous servir et procédons à un court rappel sur les amplitudes multipolaires.

A.2 Rappel sur les multipôles

Soit la réaction :

$$\gamma(1^-) + N_i(\frac{1}{2}^+) \rightarrow \pi(0^-) + N_f(\frac{1}{2}^+) \quad (\text{A.14})$$

où l'on dénote entre parenthèses le *spin* et la *parité* des particules et où γ est un photon réel.

Le moment angulaire total J est conservé :

$$\vec{J} = (\vec{1})_\gamma + \left(\frac{1}{2}\right)_{N_i} + \vec{l}_i = \left(\frac{1}{2}\right)_{N_f} + \vec{l}_f \quad (\text{A.15})$$

où \vec{l}_i (\vec{l}_f) est le moment angulaire *orbital* de la voie d'entrée (de sortie respectivement).

Il existe donc a priori 8 combinaisons possibles des moments angulaires et des spins des particules pour obtenir un J donné (2 pour le photon réel \times 2 pour le nucléon initial \times 2 pour le nucléon final).

La parité \mathbb{P} du système est aussi conservée :

$$\begin{aligned} \mathbb{P} &= \mathbb{P}_\gamma \times \mathbb{P}_{N_i} \times (-)^{l_i} = \mathbb{P}_\pi \mathbb{P}_{N_f} \times (-)^{l_f} \\ &\implies (-)_\gamma \times (-)^{l_i} = (-)_\pi \times (-)^{l_f} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

La conservation de la parité ne permet donc que les valeurs de l_f pour lesquelles $(-)_\gamma \times (-)^{l_i} = \mathbb{P}$ et permet donc de diviser par 2 et ainsi de réduire à 4 le nombre d'amplitudes indépendantes nécessaires pour décrire la réaction (A.14).

La manière conventionnelle d'étiqueter ces amplitudes indépendantes est de les relier à la *multipolarité* du photon incident : si l'on combine le spin du photon $\vec{1}$ avec le moment orbital de la voie d'entrée \vec{l}_i , on obtient 3 états \vec{L} ($|L| = l_i, l_i \pm 1$) qui correspondent à deux parités distinctes ; les états ($|L| = l_i \pm 1$) ont la parité $(-)_\gamma \times (-)^{l_i \pm 1} = (-)^{l_i}$ et sont appelés *multipôles électriques* alors que les états ($|L| = l_i$) ont la parité $(-)_\gamma \times (-)^{l_i}$ et sont appelés *multipôles magnétiques*. Pour compléter la détermination du système total, il reste à combiner les multipôles du photon avec le spin du nucléon (2 manières : $\pm \frac{1}{2}$) et on obtient les configurations de moment angulaire du tableau A.1.

Les 4 amplitudes indépendantes à J fixé que nous avons établies au début de cette section correspondent donc aux quatre multipôles E_{l_f+} , E_{l_f-} , M_{l_f+} et M_{l_f-} (où $J = l_f \pm \frac{1}{2}$). Inversement, à chaque valeur du moment orbital sortant l_f , il y a 4 amplitudes de multipôles différentes : $E_{l_f\pm}$ et $M_{l_f\pm}$. Ce sont ces amplitudes dont nous allons nous servir dans la section suivante pour implémenter l'absorption.

Moment angulaire L	Multipôle du photon	Moment angulaire total J	Parité totale \mathbb{P}	Moment orbital final l_f	Multipôle du pion
1	E1	1	-	0	E_{0+}
		3	-	2	E_{2-}
	M1	1	+	1	M_{1-}
		3	+	1	M_{1+}
2	E2	3	+	1	E_{1+}
		5	+	3	E_{3-}
		7	-	2	M_{2-}
	M2	5	-	2	M_{2+}
		7	+	4	E_{4-}
		9	+	4	M_{4+}
3	E3	5	-	2	E_{2+}
		7	-	4	E_{4-}
		9	+	3	M_{3-}
	M3	7	+	3	M_{3+}
		9	-	5	E_{5-}
		11	-	4	M_{4-}
4	E4	7	+	3	E_{3+}
		9	+	5	E_{5-}
		11	-	4	M_{4-}
	M4	9	-	4	M_{4+}
		11	+	6	E_{6-}
		13	+	6	M_{6+}
		etc...			

Tableau A.1: Correspondance entre multipôles du photon et du pion.

A.3 Implémentation de l'absorption

Le modèle d'absorption que nous avons adopté consiste donc à réduire les basses ondes partielles relativement aux grandes partielles. Pratiquement, il s'agit de décomposer en ondes partielles notre amplitude de diffusion \mathcal{M} , la multiplier par la fonction absorbante $(1 - \mathcal{C}e^{-\frac{-(J-\frac{1}{2})^2}{2As}})$ (formule A.13) et finalement recomposer l'amplitude totale \mathcal{M} .

Comme il a été explicité dans l'annexe D avec les règles de Feynman utilisées, l'amplitude $\mathcal{M}(s, t)$ résulte d'un produit de plusieurs matrices 4×4 qu'on "sandwiche" entre les spineurs de Dirac \bar{u} et u des baryons sortants et entrants respectivement.

On peut montrer qu'il est en fait possible de réduire cette expression à une somme de matrice 2×2 qu'on "sandwiche" entre les spineurs de Pauli χ^\dagger et χ (voir 1.2). Dans le cas de la photoproduction de méson pseudo-scalaire sur le nucléon,

la réduction la plus répandue dans la littérature est la *représentation CGLN*. Elle présente l'avantage de fournir des relations *réversibles* bien établies et universellement utilisées entre les amplitudes (CGLN) et les multipôles $E_{l\pm}$ et $M_{l\pm}$ définis dans la section précédente (l est le moment angulaire orbital de la voie de sortie). On peut alors multiplier chaque multipôle $E_{l\pm}$, $M_{l\pm}$ par la fonction absorbante correspondante ($1 - \mathcal{C}e^{-\frac{(l\pm 1)^2}{2As}}$) avant de recomposer les amplitudes CGLN et ensuite l'amplitude totale.

Nous commençons par écrire notre amplitude \mathcal{M} sous la forme :

$$\mathcal{M} = \langle \chi(N_f) | \vec{\mathcal{F}} | \chi(N_i) \rangle \cdot \vec{\epsilon} \quad (\text{A.17})$$

où $\vec{\mathcal{F}}$ est une matrice 2×2 . Nous utiliserons par la suite la notation :

$$\begin{pmatrix} \langle + | \vec{\mathcal{F}} | + \rangle & \langle + | \vec{\mathcal{F}} | - \rangle \\ \langle - | \vec{\mathcal{F}} | + \rangle & \langle - | \vec{\mathcal{F}} | - \rangle \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

La représentation CGLN consiste à écrire l'amplitude matricielle totale \mathcal{F} comme :

$$\vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{\epsilon} = \mathcal{F}_1 i \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} + \mathcal{F}_2 \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_\pi)(\vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \wedge \vec{\epsilon}))}{|k| |p_\pi|} + \mathcal{F}_3 i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})(\vec{p}_\pi \cdot \vec{\epsilon})}{|k| |p_\pi|} + \mathcal{F}_4 i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_\pi)(\vec{p}_\pi \cdot \vec{\epsilon})}{|p_\pi^2|} \quad (\text{A.19})$$

Cette formule est valable dans le centre de masse total du système pion-nucléon. La première étape est donc, connaissant l'expression de la matrice \mathcal{F} calculée à partir des diagrammes de Feynman, de déterminer les amplitudes CGLN \mathcal{F}_1 , \mathcal{F}_2 , \mathcal{F}_3 et \mathcal{F}_4 . En prenant le photon incident selon l'axe z et les produits de réaction dans le plan xz :

$$\begin{cases} \vec{k} & (0, 0, 1) \\ \vec{p}_\pi & (|p_\pi| \sin(\theta_\pi), 0, |p_\pi| \cos(\theta_\pi)) \end{cases} \quad (\text{A.20a})$$

on dérive facilement :

$$\mathcal{F}_1 = -\frac{\cos(\theta_\pi)}{\sin(\theta_\pi)} \langle + | \mathcal{F}_x | + \rangle + \langle + | \mathcal{F}_y | - \rangle \quad (\text{A.21a})$$

$$\mathcal{F}_2 = -\frac{1}{\sin(\theta_\pi)} \langle + | \mathcal{F}_y | + \rangle \quad (\text{A.21b})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_3 = & \frac{1}{\sin(\theta_\pi)} [\langle + | \mathcal{F}_y | + \rangle - i \langle + | \mathcal{F}_x | + \rangle] \\ & + \frac{\cos(\theta_\pi)}{\sin^2(\theta_\pi)} [\langle + | \mathcal{F}_y | - \rangle + i \langle + | \mathcal{F}_x | - \rangle] \end{aligned} \quad (\text{A.21c})$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{1}{\sin^2(\theta_\pi)} [-i \langle + | \mathcal{F}_x | - \rangle - \langle + | \mathcal{F}_y | - \rangle] \quad (\text{A.21d})$$

Une fois les amplitudes CGLN obtenues, la connexion avec les multipôles s'obtient par l'intermédiaire d'opérateurs de projection et on obtient :

$$E_{l+} = \frac{1}{2(l+1)} \int_{-1}^{+1} \left\{ \mathcal{F}_1 P_l - \mathcal{F}_2 P_{l+1} + \frac{l}{2l+1} \mathcal{F}_3 (P_{l-1} - P_{l+1}) + \frac{l+1}{2l+3} \mathcal{F}_4 (P_l - P_{l+2}) \right\} dx, \quad (\text{A.22a})$$

$$E_{l-} = \frac{1}{2l} \int_{-1}^{+1} \left\{ \mathcal{F}_1 P_l - \mathcal{F}_2 P_{l-1} + \frac{l+1}{2l+1} \mathcal{F}_3 (P_{l+1} - P_{l-1}) + \frac{l}{2l-1} \mathcal{F}_4 (P_l - P_{l-2}) \right\} dx, \quad (\text{A.22b})$$

$$M_{l+} = \frac{1}{2(l+1)} \int_{-1}^{+1} \left\{ \mathcal{F}_1 P_l - \mathcal{F}_2 P_{l+1} + \frac{1}{2l+1} \mathcal{F}_3 (P_{l+1} - P_{l-1}) \right\} dx, \quad (\text{A.22c})$$

$$M_{l-} = \frac{1}{2l} \int_{-1}^{+1} \left\{ -\mathcal{F}_1 P_l + \mathcal{F}_2 P_{l-1} + \frac{1}{2l+1} \mathcal{F}_3 (P_{l-1} - P_{l+1}) \right\} dx, \quad (\text{A.22d})$$

On peut maintenant multiplier chaque multipôle par la fonction absorbante $(1 - \mathcal{C}e^{-\frac{(l+1)^2}{2As}})$. Pour recomposer l'amplitude totale, on inverse les formules A.22 pour retrouver les amplitudes CGLN :

$$\mathcal{F}_1 = \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1} + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}, \quad (\text{A.23a})$$

$$\mathcal{F}_2 = \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l, \quad (\text{A.23b})$$

$$\mathcal{F}_3 = \sum_{l=0}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1} + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}, \quad (\text{A.23c})$$

$$\mathcal{F}_4 = \sum_{l=0}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l, \quad (\text{A.23d})$$

Et, en inversant les formules A.21, on retrouve les projections de l'amplitude totale sur les états de polarisation du photon :

$$\langle + | \mathcal{F}_x | + \rangle = i \sin(\theta_\pi) (\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \cos(\theta_\pi) \mathcal{F}_4), \quad (\text{A.24a})$$

$$\langle + | \mathcal{F}_x | - \rangle = i (\mathcal{F}_1 - \cos(\theta_\pi) \mathcal{F}_2 + \sin^2(\theta_\pi) \mathcal{F}_4), \quad (\text{A.24b})$$

$$\langle - | \mathcal{F}_x | + \rangle = \langle + | \mathcal{F}_x | - \rangle, \quad (\text{A.24c})$$

$$\langle - | \mathcal{F}_x | - \rangle = - \langle + | \mathcal{F}_x | + \rangle, \quad (\text{A.24d})$$

et :

$$\langle + | \mathcal{F}_y | + \rangle = -\sin(\theta_\pi) \mathcal{F}_2, \quad (\text{A.25a})$$

$$\langle + | \mathcal{F}_y | - \rangle = (\mathcal{F}_1 - \cos(\theta_\pi) \mathcal{F}_2), \quad (\text{A.25b})$$

$$\langle - | \mathcal{F}_y | + \rangle = - \langle + | \mathcal{F}_x | - \rangle, \quad (\text{A.25c})$$

$$\langle - | \mathcal{F}_y | - \rangle = \langle + | \mathcal{F}_x | + \rangle, \quad (\text{A.25d})$$

Annexe B

Le modèle des pôles de Regge

Dans cet appendice, nous nous concentrerons sur le cas de la diffusion à deux corps (dans l'état initial et final) de particules de masses égales m sans spin : le moment angulaire total est alors égal au moment angulaire orbital relatif l des particules de la voie d'entrée et de sortie, puisqu'il est conservé. Nous cherchons juste à dériver la formule générale d'une amplitude de Regge, dont s'inspire le propagateur présenté en (1.21), et l'introduction des spins et des masses exactes des particules externes ne change pas fondamentalement la discussion.

Puisque le moment angulaire total est conservé, il est alors naturel d'écrire l'amplitude totale d'un processus à deux corps *sans spin* comme une série d'ondes partielles :

$$\mathcal{M}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \mathcal{M}_l(s) P_l(\cos\theta) \quad (\text{B.1})$$

où s est le carré de l'énergie du centre de masse et θ l'angle de diffusion.

Remarquons au passage qu'à basse énergie, seules quelques ondes partielles contribuent (les plus basses) et que nous pouvons tronquer la série. Aussi, une résonance de spin l à $s = M^2$ apparaît comme un pôle dans l'amplitude d'onde partielle \mathcal{M}_l et est décrite par une forme de *Breit-Wigner* :

$$\mathcal{M}_l(s) = \frac{1}{\rho(s)} \frac{M \sqrt{\Gamma_i \Gamma_f}}{M^2 - s - iM\Gamma} \quad (\text{B.2})$$

où Γ_i, Γ_f sont les largeurs partielles de décroissance dans les canaux initial et final respectivement, Γ la largeur totale de la résonance et $\rho(s)$ un facteur cinématique.

Prenons maintenant l'exemple d'une diffusion à deux corps $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$. Alors $s = (p_1 + p_2)^2$ est le carré de l'énergie dans le centre de masse et $t = (p_1 - p_3)^2$ donne l'angle de diffusion :

$$\cos\theta_s = 1 + \frac{2t}{s - 4m^2} \quad (\text{hypothèse des masses égales}) \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.1) fournit alors une description satisfaisante de l'amplitude de diffusion $12 \rightarrow 34$ dans toute la région physique du canal s , c.à.d., $s \geq 4m^2$ et $-1 \leq \cos(\theta_s) \leq 1$.

Maintenant, la propriété de croisement des amplitudes stipule que cette même fonction $\mathcal{M}(s, t)$ doit donner l'amplitude physique de la réaction *croisée* $1\bar{3} \rightarrow \bar{2}4$, dont la région physique est donnée par $t \geq 4m^2$ et $4m^2 - t \leq s \leq 0$. Les régions physiques des deux réactions $12 \rightarrow 34$ et $1\bar{3} \rightarrow \bar{2}4$ concernent des domaines des variables s et t très différents (qui ne se chevauchent pas) et la *continuation analytique* de l'amplitude $\mathcal{M}(s, t)$ d'une région à l'autre n'est pas si évidente. En particulier, si l'on effectue naïvement le prolongement analytique de (B.1) dans la région physique de $1\bar{3} \rightarrow \bar{2}4$ (où t joue maintenant le rôle du carré de l'énergie du centre de masse et s l'angle de diffusion), on obtient le comportement suivant, à grand t (haute énergie donc) et s fixé :

$$\mathcal{M} \propto |t|^l \quad (\text{B.4})$$

car :

$$\lim_{x \rightarrow \infty} P_l(x) = x^l \quad (\text{B.5})$$

C'est à dire que si l'amplitude de la réaction $12 \rightarrow 34$ est dominée par une onde partielle $l > 1$ (une résonance par exemple), la section efficace du processus $1\bar{3} \rightarrow \bar{2}4$ croît indéfiniment avec l'énergie, et ce, plus vite que $\log(s)^2$ qui est la limite théorique imposée par la borne de Froissart (la borne de Froissart est une conséquence de la portée finie des forces et de l'unitarité). Plus simplement, le comportement d'une section efficace en puissance positive de s est en désaccord flagrant avec l'expérience.

La raison de cet échec est simple : nous avons en fait essayé de prolonger la série (B.1) hors de son domaine de convergence. Le développement en ondes partielles

(B.1) est connu effectivement pour ne converger que pour $s \geq 4m^2$ et dans une ellipse (équivalent du cercle de convergence pour une série entière), dans le plan complexe $\cos\theta_s$, de foyers ± 1 et de grand rayon $1 + \frac{8m^2}{s-4m^2}$ (ellipse de *Lehmann-Martin*). La région physique de $\bar{13} \rightarrow \bar{24}$ correspond à $|\cos\theta_s| \gg 1$, hors de l'ellipse, où la série diverge et n'a plus de sens.

Ceci ne veut pas dire qu'il n'est pas possible de prolonger analytiquement la fonction $\mathcal{M}(s, t)$ hors de l'ellipse de *Lehmann*, mais il faut trouver une forme fonctionnelle différente pour $\mathcal{M}(s, t)$ que l'on puisse prolonger plus facilement. De façon générale, une même fonction analytique peut en effet s'exprimer sous différentes formes dans différentes régions du plan complexe. Et encore plus généralement, il est même souvent impossible de trouver une expression mathématique unique qui tient dans le domaine d'analyticité entier de la fonction. La forme d'une série n'est qu'une représentation particulière et a en fait le désavantage d'être limitée à son domaine de convergence. Son prolongement est une opération délicate qui se fait de proche en proche et nécessite une connaissance précise de tous les termes de la série.

L'idée est donc de trouver une représentation mathématique plus *flexible* pour $\mathcal{M}(s, t)$. En particulier, la technique de *Sommerfeld-Watson* consiste à transformer une série en une intégrale de contour dans le plan complexe de la variable de sommation. Il est en effet plus aisé de prolonger une fonction définie par une intégrale de contour (en déformant ce même contour) si, toutefois, les propriétés d'analyticité de l'intégrant sont connues.

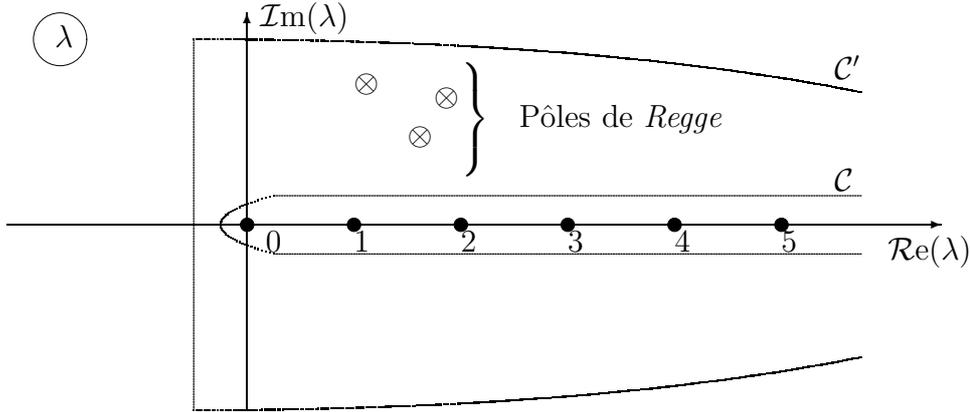
Similairement à (B.1), nous décomposons l'amplitude totale de la voie t :

$$\mathcal{M}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \mathcal{M}_l(s) P_l(\cos\theta_t) \quad (\text{B.6})$$

En utilisant le *théorème des résidus*, (B.6) peut alors se récrire dans le plan du moment angulaire complexe λ (transformation de *Sommerfeld-Watson*) :

$$\mathcal{M}(s, t) = \frac{1}{2i} \oint_{\mathcal{C}} \frac{(2\lambda+1) \mathcal{M}(\lambda, t) P_\lambda(-\cos\theta_t)}{\sin(\pi\lambda)} d\lambda \quad (\text{B.7})$$

où $\mathcal{M}(\lambda, s)$ est une fonction analytique en λ qui interpole la suite $\mathcal{M}_l(s)$: $\mathcal{M}(\lambda, t) = \mathcal{M}_l(t)$ pour $\lambda = l$ entier positif. $P_\lambda(\cos\theta_t)$ est la fonction de *Legendre* de première espèce qui interpole les polynômes de Legendre : $P_\lambda(\cos\theta_t) = P_l(\cos\theta_t)$ pour $\lambda = l$ entier positif. Et \mathcal{C} est le contour tracé sur la figure B.1.

Figure B.1: Plan du moment angulaire complexe λ .

Quelle fonction $\mathcal{M}(\lambda, s)$ choisir maintenant ? Si nous voulons effectuer notre continuation analytique, il faut être capable de déformer notre contour \mathcal{C} à l'infini, ce qui demande en particulier que le comportement de $\mathcal{M}(\lambda, s)$ pour $l \rightarrow \infty$ soit non-divergent. Nous devons étudier les propriétés d'analyticité de $\mathcal{M}(\lambda, s)$.

Reprenons la définition usuelle des amplitudes d'ondes partielles pour un processus de voie t :

$$\mathcal{M}_l(t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mathcal{M}(t, s) P_l(\cos\theta_t) d\cos\theta_t \quad (\text{B.8})$$

qui provient juste de l'inversion de (B.6).

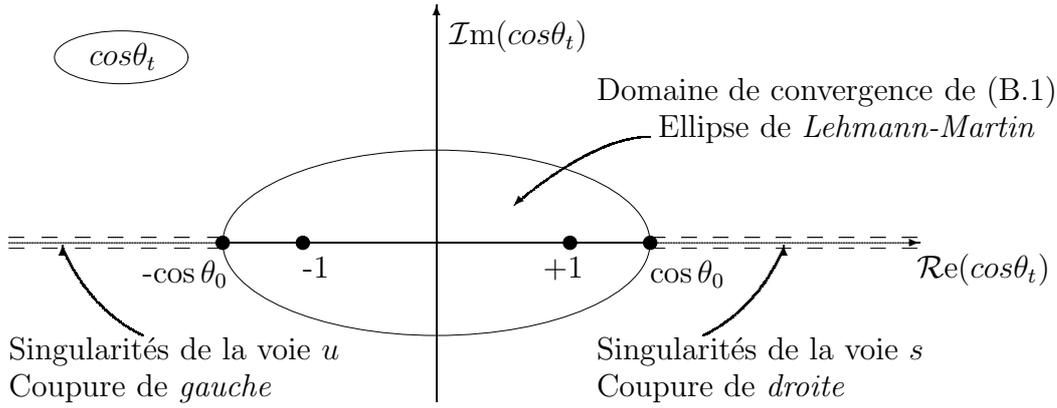
Etudions les propriétés d'analyticité (les singularités) de $\mathcal{M}(t, s)$. C'est une fonction analytique de $\cos\theta_t$. La région physique de la voie t correspond au domaine $-1 \leq \cos\theta_t \leq 1$ (fig. B.2). Hors de cette région, à t fixé, se trouvent, sur l'axe réel, les deux coupures provenant des singularités de la voie s (à $s \geq 4m^2$ soit $\cos\theta_t \geq (1 + \frac{8m^2}{t-4m^2}) = \cos\theta_0$: coupure *de droite*) et des singularités de la voie u (à $u \geq 4m^2$ soit $\cos\theta_t \leq \cos\theta_0$: coupure *de gauche*). On peut alors écrire une relation de dispersion pour $\mathcal{M}(t, s)$:

$$\mathcal{M}(s, t) = \frac{1}{\pi} \left[\int_{\cos\theta_0}^{+\infty} \frac{\mathcal{D}_s(z, t) dz}{z - \cos\theta_t} + \int_{-\infty}^{-\cos\theta_0} \frac{\mathcal{D}_u(z, t) dz}{z - \cos\theta_t} \right] \quad (\text{B.9})$$

où \mathcal{D}_s (\mathcal{D}_u) est la discontinuité de la coupure de droite (de gauche respectivement).

En reportant (B.9) dans (B.8), on obtient :

$$\mathcal{M}_l(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^{+1} P_l(\cos\theta_t) \int_{\cos\theta_0}^{+\infty} \left[\frac{\mathcal{D}_s(z, t)}{z - \cos\theta_t} + \frac{\mathcal{D}_u(-z, t)}{z + \cos\theta_t} \right] dz \quad (\text{B.10})$$

Figure B.2: Plan complexe $\cos\theta_t$.

En inversant l'ordre des intégrations et en introduisant les fonctions de *Legendre* de seconde espèce définies par :

$$Q_l(z') = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{P_l(z)}{z' - z} dz \quad (\text{B.11})$$

On obtient la projection de *Froissart-Gribov* :

$$\mathcal{M}_l(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\cos\theta_0}^{+\infty} [\mathcal{D}_s(z, t) + (-)^l \mathcal{D}_u(-z, t)] Q_l(z) dz \quad (\text{B.12})$$

où nous avons utilisé la propriété :

$$Q_l(z) = (-)^{l+1} Q_l(-z) \quad (\text{B.13})$$

La projection de *Froissart-Gribov* (B.12) a donc juste consisté à inclure les singularités des voie *s* et *u* dans la définition de l'amplitude partielle de la voie *t* et est complètement équivalente à (B.8). Les régions de *s* (ou $\cos\theta_t$ concernées sont cependant complètement différentes). L'avantage de cette expression est que $Q_l(z)$ exhibe un meilleur comportement asymptotique en l que $P_l(z)$:

$$\lim_{l \rightarrow +\infty} Q_l(z) = l^{-\frac{1}{2}} e^{-(l+\frac{1}{2}) \log(z+\sqrt{z^2-1})} \quad (\text{B.14})$$

Pour $z > \cos\theta_0 > 1$, $Q_l(z)$ est donc convergent pour l infini. $Q_l(z)$ est aussi une fonction analytique de son indice et peut être défini pour des valeurs de l non-entières.

Un dernier problème provient cependant du facteur $(-)^l = e^{i\pi l}$ du second terme de (B.12) qui n'est pas borné pour $l \rightarrow -i\infty$. On peut annuler ce facteur gênant en

le multipliant par $(-)^l$ aussi, ce qui revient à définir en fait deux fonctions $\mathcal{M}_l(t)^\pm$ qui interpolent les suites d'ondes partielles *paires* ou *impaires* séparément :

$$\mathcal{M}_l^\pm(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\cos\theta_0}^{+\infty} [\mathcal{D}_s(z, t) \pm \mathcal{D}_u(-z, t)] Q_l(z) dz \quad (\text{B.15})$$

Ainsi $\mathcal{M}_l^+(t)$ coïncide avec $\mathcal{M}_l(t)$ pour les l pairs et $\mathcal{M}_l^-(t)$ avec $\mathcal{M}_l(t)$ pour les l impairs et les deux fonctions convergent quand $l \rightarrow \infty$. L'indice \pm est appelé la *signature* et nous le notons ζ .

Le fait d'utiliser deux continuations distinctes pour les états de moment angulaire pair et impair n'est pas si surprenante. On passe de la variable s à u en interchangeant les deux particules de l'état final. Si l'on associe un potentiel \mathcal{V}_s avec l'échange de particules dans la voie s et un potentiel \mathcal{V}_u avec l'échange de particules dans la voie u , alors l'échange des deux particules d'un état final de moment angulaire pair ne produit pas de changement de signe et le potentiel effectif est $\mathcal{V}_s + \mathcal{V}_u$ alors que cet interchange dans un état final de moment angulaire impair produit un signe moins relatif et un potentiel effectif $\mathcal{V}_s - \mathcal{V}_u$. Il est alors naturel d'associer ces deux potentiels avec des amplitudes partielles différentes.

Maintenant que nous nous sommes assurés du comportement convergent de notre intégrant, c.à.d notre amplitude partielle (en introduisant la *signature*), nous allons pouvoir poursuivre notre prolongement analytique en élargissant notre contour d'intégration \mathcal{C} jusqu'au contour \mathcal{C}' qui contient un axe parallèle à l'axe imaginaire en $-M$ ($M > 0$) et un demi-cercle à l'infini (fig. B.1). Ce faisant, nous rencontrons les singularités en moment angulaire complexe des fonctions $\mathcal{M}_l^\zeta(t)$. Si l'on suppose que les seules singularités sont des pôles (c.à.d. $\mathcal{M}^\zeta(s, t)$ est méromorphe) dont la position $\alpha(t)_i$ dépend de l'énergie et de résidu $\beta(t)_i$, on obtient, en appliquant le théorème des résidus :

$$\mathcal{M}^\zeta(s, t) = \int_{-M+i\infty}^{-M-i\infty} (2\lambda + 1) \mathcal{M}^\zeta(t) \frac{P_l(-\cos\theta_t)}{\sin(\pi\lambda)} d\lambda + \sum_i \frac{2\alpha_i^\zeta(t) + 1}{\sin(\pi\alpha_i^\zeta(t))} \beta_i^\zeta(t) P_{\alpha_i^\zeta(t)}(\cos\theta_t) \quad (\text{B.16})$$

où nous avons tenu compte que la contribution de l'intégrale du demi-cercle à l'infini disparaît grâce à la convergence de l'intégrant dont nous nous sommes assurés auparavant.

L'expression B.16 présente alors un certain intérêt lorsque l'on étudie son comportement asymptotique en $\cos\theta_t$ (qui est proportionnel à s à t fixé). A cause du comportement asymptotique des polynômes de *Legendre* (B.5), le premier terme de (B.16) (l'intégrale *bruit de fond*) se comporte comme s^{-M} et disparaît donc quand $s \rightarrow \infty$. Similairement, le second terme de (B.16) (les termes de pôle) se comportent comme $s^{\alpha_i^\zeta(t)}$. Le modèle des pôles de Regge consiste alors à approcher l'amplitude $\mathcal{M}(s, t)$ par (B.16) où l'on néglige l'intégrale de bruit de fond (en fait, on suppose que l'on peut prendre M aussi grand que l'on veut). L'amplitude *physique* s'obtient en combinant les amplitudes avec les deux signatures,

$$\mathcal{M}(s, t) = \sum_i \frac{\beta_i^\zeta(t)}{\sin(\pi\alpha_i^\zeta(t))} (P_{\alpha_i^\zeta(t)}(\cos\theta_t) + \zeta P_{\alpha_i^\zeta(t)}(-\cos\theta_t)) \quad (\text{B.17})$$

où l'on a inclu le facteur $2\alpha_i^\zeta(t) + 1$ dans le résidu $\beta_i^\zeta(t)$.

En utilisant :

$$P_l(z) = (-)^l P_l(-z) \quad (\text{B.18})$$

On obtient alors l'expression asymptotique :

$$\mathcal{M}(s, t) = \sum_i \frac{\beta_i^\zeta(t)}{\sin(\pi\alpha_i^\zeta(t))} (1 + \zeta e^{-i\pi\alpha(t)}) s^{\alpha(t)} \quad (\text{B.19})$$

qui établit la structure de la formule (1.21). Le résidu $\beta_i^\zeta(t)$ contient ici les facteurs de normalisation de la formule (1.21), c.à.d. s_0 , \mathcal{C} , $\frac{1}{2}$ (du terme de signature), $\frac{1}{1+\Gamma(\alpha(t))}$. Ce dernier terme est un facteur phénoménologique qui permet d'éliminer les pôles non physiques dans la région de diffusion $t < 0$ (qui proviennent du dénominateur $\sin(\pi\alpha_i^\zeta(t))$) et qui préserve l'analyticité de l'expression (B.19).

Annexe C

Notation et conventions

C.1 Métrique et définitions associées

Nous suivons les conventions de *Bjorken* et *Drell* et définissons les composantes *contravariantes* d'un quadri-vecteur avec un indice supérieur :

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) \equiv (t, \vec{x}) \quad (\text{C.1})$$

Les composantes *covariantes* sont dénotées par un indice inférieur :

$$x_\mu = g_{\mu\nu}x^\nu \equiv (t, -\vec{x}) \quad (\text{C.2})$$

avec le tenseur métrique :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.3a})$$

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} \quad \text{et} \quad g_\mu^\nu = \delta_\mu^\nu \quad (\text{C.3b})$$

où δ_μ^ν est la matrice identité.

Le quadri-opérateur *divergence* est noté :

$$\partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\vec{\nabla} \right) \quad (\text{C.4a})$$

$$\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right) \quad (\text{C.4b})$$

où $\vec{\nabla}$ est le vecteur *gradient* tri-dimensionnel :

$$\vec{\nabla} = (\partial_x, \partial_y, \partial_z) \quad (\text{C.5})$$

C.2 Matrices et tenseurs fondamentaux

Nous rappelons la définition des matrices de *Pauli* :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.6})$$

qui satisfont les relations de l'algèbre des moments angulaires :

$$\{\sigma_i, \sigma_j\} \equiv \sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = 2\delta_{ij} \quad (\text{C.7a})$$

$$[\sigma_i, \sigma_j] \equiv \sigma_i \sigma_j - \sigma_j \sigma_i = 2i\varepsilon_{ijk}\sigma^k \quad (\text{C.7b})$$

où ε_{ijk} est le tenseur tri-dimensionnel totalement antisymétrique de *Ricci-Levi-Cavita* défini par :

$$\varepsilon_{123} = 1 \quad (\text{C.8})$$

A quatre dimensions, nous adoptons la convention :

$$\varepsilon_{0123} = 1 \quad (\text{C.9})$$

pour le tenseur totalement antisymétrique $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$.

Les matrices 4×4 de Dirac $\gamma^\mu = (\gamma^0, \vec{\gamma})$ sont définies comme :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{C.10})$$

Les matrices γ satisfont l'algèbre de *Clifford* :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \quad (\text{C.11})$$

Nous avons la relation :

$$(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 \quad (\text{C.12})$$

Nous définissons le tenseur $\sigma^{\mu\nu}$:

$$\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] = \frac{i}{2} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) \quad (\text{C.13})$$

et l'opérateur de *chiralité* γ^5 :

$$\gamma^5 = \gamma_5 \equiv i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

Nous utiliserons souvent la notation :

$$\not{x} \equiv \gamma^\mu p_\mu \quad (\text{C.15})$$

C.3 Isospin

Nous utilisons les deux opérateurs $\vec{\tau}$ et $\vec{\mathcal{T}}$ pour décrire les transitions entre états d'isospin $\frac{1}{2}$ et états d'isospin $\frac{1}{2}$ ($N - N$ par exemple) et entre états d'isospin $\frac{1}{2}$ et états d'isospin $\frac{3}{2}$ ($N - \Delta$) respectivement.

Les opérateurs $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ sont égaux aux matrices de *Pauli* $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ définies dans la section précédente. Ils agissent sur les états de charge $| + \rangle$, $| - \rangle$, $| 0 \rangle$. La relation entre les états de *charge* ($+, -, 0$) et les composantes *cartésiennes* (1, 2, 3) est donnée par :

$$| + \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(| 1 \rangle + i | 2 \rangle) \quad (\text{C.16a})$$

$$| - \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(| 1 \rangle - i | 2 \rangle) \quad (\text{C.16b})$$

$$| 0 \rangle = | 3 \rangle \quad (\text{C.16c})$$

On peut aussi utiliser les combinaisons :

$$\tau_{\pm} = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2) \quad (\text{C.17a})$$

$$\tau_0 = \tau_3 \quad (\text{C.17b})$$

Soit :

$$\tau_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.18a})$$

Les opérateurs $\vec{\mathcal{T}}$ servent à décrire les transitions entre états d'isospin $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$. Plus précisément :

$$\mathcal{T}^\dagger : \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{3}{2} \quad (\text{C.19a})$$

$$\mathcal{T} : \frac{3}{2} \Rightarrow \frac{1}{2} \quad (\text{C.19b})$$

Ce sont des matrices 2×4 et 4×2 , définies comme suit :

$$\langle \frac{3}{2} T_z | \mathcal{T}_\lambda^\dagger | \frac{1}{2} t_z \rangle = \langle \frac{1}{2} t_z, 1\lambda | \frac{3}{2} T_z \rangle \quad (\text{C.20})$$

où λ correspond aux états de charge $(+1, -1, 0)$.

La décomposition en termes de composantes cartésiennes est :

$$\mathcal{T}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{T}_1 + i\mathcal{T}_2) \quad (\text{C.21a})$$

$$\mathcal{T}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathcal{T}_1 - i\mathcal{T}_2) \quad (\text{C.21b})$$

$$\mathcal{T}_0 = \mathcal{T}_3 \quad (\text{C.21c})$$

Les opérateurs $\vec{\mathcal{T}}$ vérifient la relation :

$$\mathcal{T}_a \mathcal{T}_b^\dagger = \frac{2}{3}\delta_{ab} - \frac{i}{3}\varepsilon_{abc}\mathcal{T}^c \quad (\text{C.22})$$

Annexe D

Règles de Feynman

Nous décrivons ici les règles de Feynman utilisées pour écrire les éléments de matrice \mathcal{M}_{fi} . Nous explicitons d'abord la structure des vertex puis celle des propagateurs.

D.1 Vertex

Nous divisons en deux cette section pour les deux types de vertex : *électromagnétiques* et *hadroniques*.

Les opérateurs d'isospin $\vec{\tau}$ et \vec{T} que nous rencontrons dans les transitions $N - N$ et $N - \Delta$ respectivement sont définis dans l'appendice A. Les indices inférieurs a, b des opérateurs d'isospin sont des indices cartésiens, c.à.d., qu'ils prennent les valeurs $(1, 2, 3)$. Les relations entre les composantes cartésiennes et les états de charge $(+, -, 0)$ sont données dans l'appendice C.3. Ci-dessous, nous conviendrons d'écrire en **gras** les opérateurs reliés à l'*isospin*.

D.1.1 Vertex électromagnétiques

Nous décrivons maintenant les règles de Feynman utilisées. Nous commençons par détailler les règles que l'on peut directement dériver des Lagrangiens de particules libres. Nous expliciterons ensuite les règles pour les vertex à trois particules différentes que l'on ne peut pas dériver à partir de Lagrangiens de particules libres. On bâtit la structure de Lorentz de ces vertex phénoménologiquement, en tenant compte du spin et de la parité des particules interagissant et de l'invariance de jauge.

D.1.1.1 Règles dérivées des Lagrangiens libres

La méthode usuelle est la suivante : à partir des Lagrangiens de champ *libre* \mathcal{L}_0 , on dérive les Lagrangiens *d'interaction* \mathcal{L}_I en effectuant la substitution minimale $\partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + ieA^\mu$. On obtient alors les fonctions de vertex \mathcal{V} (aussi appelées les règles de Feynman) en remplaçant dans le Lagrangien d'interaction ∂^μ par $-ip^\mu$ pour une particule entrant dans le vertex (ou par ip^μ pour une particule sortant du vertex), en remplaçant le champ du photon A^μ par le vecteur polarisation ϵ^μ et en multipliant le tout par i , soit :

$$\mathcal{L} \implies \mathcal{L}_I \quad \text{avec} \quad \partial^\mu \rightarrow \partial^\mu + ieA^\mu \quad \text{et} \quad (\text{D.1})$$

$$\mathcal{V} = i\mathcal{L}_I \quad \text{avec} \quad \partial^\mu \rightarrow \pm ip^\mu \quad \text{et} \quad A^\mu \rightarrow \epsilon^\mu \quad (\text{D.2})$$

On écrit alors l'élément de matrice :

$$\mathcal{M}_{fi} = \mathcal{V}_1 \mathcal{P} \mathcal{V}_2 \quad (\text{D.3})$$

où \mathcal{V}_1 et \mathcal{V}_2 sont les deux fonctions de vertex du diagramme considéré et \mathcal{P} le propagateur de la particule échangée, défini dans la section D.2.

On peut définir les courants \mathcal{J}^μ que nous avons utilisés dans la section 1.3.1 :

$$\mathcal{M}_{fi} = -i\mathcal{J}^\mu \epsilon_\mu \quad (\text{D.4})$$

Nous rappelons aussi la définition de la charge électrique $e = \sqrt{\frac{4\pi}{137}} (> 0)$ et $q_\Delta = -e, 0, e, 2e$.

Vertex γNN

Le Lagrangien libre d'une particule *libre* et *ponctuelle* de spin $\frac{1}{2}$ est :

$$\mathcal{L}_0^{fermion} = \bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi \quad (\text{D.5})$$

qui mène à l'équation de *Dirac*:

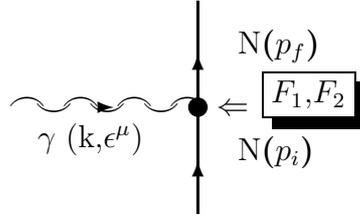
$$(i \not{\partial} - m)\Psi = 0 \quad (\text{D.6})$$

On obtient le Lagrangien d'interaction par "substitution minimale" :

$$\mathcal{L}_I^{fermion} = -e\bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi \quad (\text{D.7})$$

Pour tenir compte de la “non-élémentarité” et de l’étendue spatiale des hadrons de spin $\frac{1}{2}$, on définit en fait le Lagrangien effectif :

$$\mathcal{L}_I = -e\bar{\Psi}[F_1\gamma^\mu - F_2\sigma^{\mu\nu}\frac{\partial\nu}{2M}]A_\mu\Psi \quad (\text{D.8})$$



Pour le cas particulier des nucléons, et en tenant compte des considérations d’isospin (caractères **gras**), on a alors :

$$\mathcal{V}_{\gamma NN} = -ie\bar{\mathbf{N}}[\mathbf{F}_1^{\mathbf{N}}\gamma^\mu + \mathbf{F}_2^{\mathbf{N}}i\sigma^{\mu\nu}\frac{k_\nu}{2M_N}]\epsilon_\mu\mathbf{N} \quad (\text{D.9})$$

Vertex $\gamma\pi\pi$

Le Lagrangien d’une particule *libre* de spin 0 est :

$$\mathcal{L}_0^{\text{scalaire}} = (\partial^\mu\Phi)^\dagger(\partial_\mu\Phi) - m^2\Phi^\dagger\Phi \quad (\text{D.10})$$

qui mène à l’équation de *Klein – Gordon* :

$$(\partial^\mu\partial_\mu + m^2)\Phi = 0 \quad (\text{D.11})$$

On effectue la “substitution minimale” :

$$\begin{aligned} \implies & (\partial^\mu - ieA^\mu)\Phi^\dagger(\partial_\mu + ieA_\mu)\Phi \\ & = \partial^\mu\Phi^\dagger\partial_\mu\Phi + ie[(\partial^\mu\Phi^\dagger)\Phi A_\mu - \Phi^\dagger(\partial_\mu\Phi)A^\mu] + e^2A^\mu A_\mu\Phi^\dagger\Phi \end{aligned} \quad (\text{D.12})$$

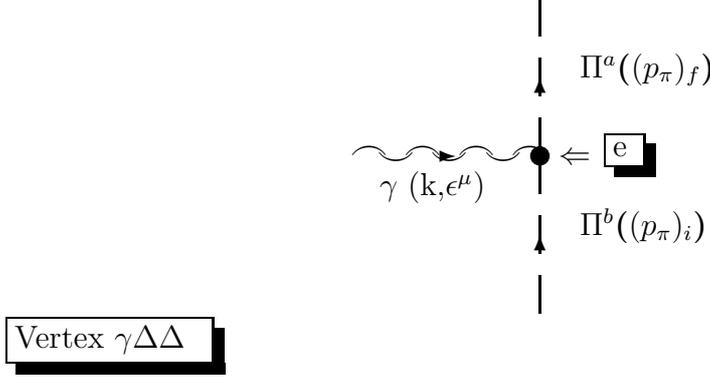
d’où l’on tire le Lagrangien d’interaction (au premier ordre en A_μ) :

$$\mathcal{L}_I = ie[(\partial^\mu\Phi^\dagger)\Phi - \Phi^\dagger(\partial^\mu\Phi)]A_\mu \quad (\text{D.13})$$

L’opérateur Φ^\dagger correspond à la *création* d’une particule scalaire et Φ à l’*annihilation* d’une particule scalaire ; en adoptant la convention de la figure D.1.1.1, $\partial^\mu\Phi^\dagger =$

$i(p_\pi)_f^\mu$ et $\partial^\mu \Phi = -i(p_\pi)_i^\mu$. En introduisant l'opérateur d'isospin, on a alors pour les pions la règle de Feynman :

$$\mathcal{V}_{\gamma\pi\pi} = -ie[(p_\pi)_f + (p_\pi)_i]^\mu \epsilon_\mu(-\mathbf{i}\varepsilon_{\mathbf{ab}3}) \quad (\text{D.14})$$



Le Lagrangien d'une particule *libre* de spin $\frac{3}{2}$ est :

$$\mathcal{L}_0^{\frac{3}{2}} = \bar{\Psi}^\alpha \Lambda_{\alpha\beta} \Psi^\beta \quad (\text{D.15})$$

où :

$$\begin{aligned} \Lambda_{\alpha\beta} &= (i\gamma^\mu \partial_\mu - M_\Delta)g_{\alpha\beta} - i(\gamma_\alpha \partial_\beta + \gamma_\beta \partial_\alpha) + i\gamma_\alpha \partial^\mu \gamma_\mu \gamma_\beta + M_\Delta \gamma_\alpha \gamma_\beta \\ &= -\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \partial^\mu \gamma^\nu \gamma^5 - iM_\Delta \sigma_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (\text{D.16})$$

qui mène aux équations de *Rarita - Schwinger* :

$$(i \not{\partial} - M_\Delta) \Psi^\nu = 0 \quad (\text{D.17a})$$

$$\gamma_\nu \Psi^\nu = 0 \quad (\text{D.17b})$$

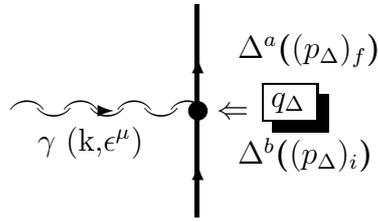
l'équation D.17a est satisfaite par les deux composantes de spin $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ du vecteur spineur Ψ^ν alors que l'équation D.17b est l'équation de contrainte qui n'est vérifiée que par la composante de spin $\frac{3}{2}$ du vecteur spineur.

Le Lagrangien d'interaction, après avoir effectué la substitution minimale, est :

$$\mathcal{L}_I = -i\varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} q_\Delta \bar{\Psi}^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 A^\mu \Psi^\beta \quad (\text{D.18})$$

et pour le vertex $\gamma\Delta\Delta$:

$$\mathcal{V}_{\gamma\Delta\Delta} = q_\Delta \varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \bar{\Delta}^\alpha \gamma^\nu \gamma_5 \epsilon^\mu \Delta^\beta \quad (\text{D.19})$$



D.1.1.2 Règles des vertex à trois particules différentes

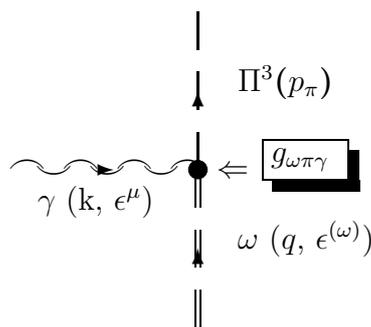
Vertex $\gamma\pi\omega$

Le Lagrangien d'interaction d'un photon avec une particule scalaire et une particule de spin 1 est :

$$\mathcal{L}_I = eg\varepsilon^{\nu\mu\alpha\beta}(\partial_\nu A_\mu)(\partial_\alpha V_\beta)\Phi \tag{D.20}$$

d'où :

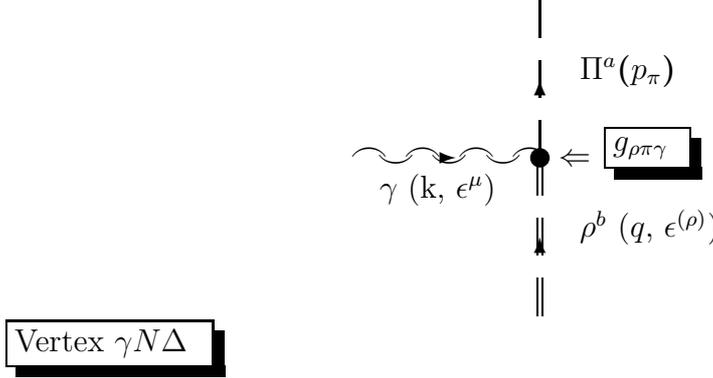
$$\mathcal{V}_{\gamma\pi\omega} = -ie\frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\pi}\varepsilon^{\nu\mu\alpha\beta}k_\nu q_\alpha \epsilon_\beta^{(\omega)} \epsilon_\mu \tag{D.21}$$



Vertex $\gamma\pi\rho$

Similairement, seul l'opérateur d'isospin étant différent :

$$\mathcal{V}_{\gamma\pi\rho} = -ie\frac{g_{\rho\pi\gamma}}{m_\pi}\varepsilon^{\nu\mu\alpha\beta}k_\nu q_\alpha \epsilon_\mu \epsilon_\beta^{(\rho)} \delta_{\mathbf{ab}} \tag{D.22}$$



Il existe deux types de couplages pour le vertex $\gamma N \Delta$. Nous commençons par le Lagrangien d'interaction en fonction des constantes G_1 et G_2 :

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_I^1 + \mathcal{L}_I^2 \quad (\text{D.23})$$

avec :

$$\mathcal{L}_I^1 = ie \frac{G_1}{2M} \bar{\Psi}^\lambda g_{\lambda\mu} \gamma_\nu \gamma_5 \Psi F^{\nu\mu} + h.c. \quad (\text{D.24a})$$

$$\mathcal{L}_I^2 = -e \frac{G_2}{(2M)^2} \bar{\Psi}^\lambda g_{\lambda\mu} \gamma_5 (\partial_\nu \Psi) F^{\mu\nu} + h.c. \quad (\text{D.24b})$$

où $h.c.$ désigne l'opérateur hermitique conjugué.

On définit :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (\text{D.25})$$

On dérive alors les règles de Feynman pour les vertex $\gamma N \Delta$ (fig D.1.1.2, eq. D.26a) et $\gamma \Delta N$ (fig D.1.1.2, eq. D.26b), en incluant les opérateurs d'isospin \mathcal{T} :

$$\mathcal{V}_{\gamma N \Delta}^{(1,2)} = -e \bar{\Delta}^\lambda \left(\frac{G_1}{2M} \Gamma_{\lambda\mu}^1 + \frac{G_2}{(2M)^2} \Gamma_{\lambda\mu}^2 \right) \epsilon^\mu \mathcal{T}_3^\dagger N \quad (\text{D.26a})$$

$$\mathcal{V}_{\gamma \Delta N}^{(1,2)} = -e \bar{N} \left(\frac{G_1}{2M} \bar{\Gamma}_{\lambda\mu}^1 + \frac{G_2}{(2M)^2} \bar{\Gamma}_{\lambda\mu}^2 \right) \epsilon^\mu \mathcal{T}_3 \Delta^\lambda \quad (\text{D.26b})$$

où :

$$\Gamma_{\lambda\mu}^1 = (k_\lambda \gamma_\mu - k g_{\lambda\mu}) i \gamma_5 \quad (\text{D.27a})$$

$$\Gamma_{\lambda\mu}^2 = (k_\lambda P_\mu - (k \cdot P) g_{\lambda\mu}) i \gamma_5 \quad (\text{D.27b})$$

avec :

$$P = \frac{1}{2}(p_\Delta + p_{i(f)}) \quad (\text{D.28})$$

On a défini :

$$\bar{\Gamma} = \gamma^0 \Gamma^\dagger \gamma^0 \quad (\text{D.29})$$

Alternativement, on peut utiliser le couplage en termes des constantes G_E et G_M . Les vertex $\gamma N \Delta$ (fig D.1.1.2, eq. D.30a) et $\gamma \Delta N$ (fig D.1.1.2, eq. D.30b), s'écrivent alors :

$$\mathcal{V}_{\gamma N \Delta}^{(E,M)} = -e \bar{\Delta}^\lambda (G_M \Gamma_{\lambda\mu}^M + G_E \Gamma_{\lambda\mu}^E) \epsilon^\mu \mathcal{T}_3^\dagger N \quad (\text{D.30a})$$

$$\mathcal{V}_{\gamma \Delta N}^{(E,M)} = -e \bar{N} (G_M \bar{\Gamma}_{\lambda\mu}^M + G_E \bar{\Gamma}_{\lambda\mu}^E) \epsilon^\mu \mathcal{T}_3 \Delta^\lambda \quad (\text{D.30b})$$

où :

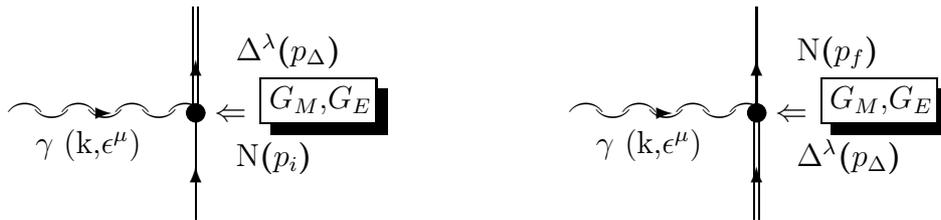
$$\Gamma_{\lambda\mu}^M = -\frac{3}{2M_N(M_\Delta + M_N)} \epsilon_{\lambda\mu\alpha\beta} P^\alpha k^\beta \quad (\text{D.31a})$$

$$\Gamma_{\lambda\mu}^E = -\Gamma_{\lambda\mu}^M - \frac{6}{M_N(M_\Delta + M_N)(M_\Delta - M_N)^2} (\epsilon_{\lambda\sigma\alpha\beta} P^\alpha k^\beta) (\epsilon_{\mu\sigma\kappa\tau} P_\Delta^\kappa k^\tau (i\gamma^5)) \quad (\text{D.31b})$$

Les deux couplages sont équivalents quand les hadrons sont sur couche et les relations liant les deux types de constantes sont :

$$\frac{G_1}{2M_N} = \frac{3}{2} \frac{1}{M_\Delta + M_N} \frac{M_\Delta}{M_N} (G_M - G_E) \quad (\text{D.32a})$$

$$\frac{G_2}{(2M_N)^2} = \frac{3}{2} \frac{1}{M_\Delta + M_N} \frac{1}{M_N} (G_M - G_E \left(\frac{3M_\Delta + M_N}{M_\Delta - M_N}\right)) \quad (\text{D.32b})$$



D.1.2 Vertex hadroniques

Vertex πNN

Il existe deux conventions pour écrire le Lagrangien d'interaction d'une particule de spin 0 avec deux particules de spin $\frac{1}{2}$. Le couplage *pseudo-scalaire* s'écrit :

$$\mathcal{L}_I^{PV} = -ig\bar{\Psi}\gamma^5\Phi\Psi \quad (\text{D.33})$$

et le couplage *pseudo-vecteur* :

$$\mathcal{L}_I^{PV} = \frac{f}{m}\bar{\Psi}(\not{\partial}\Phi)\gamma^5\Psi \quad (\text{D.34})$$

D'où le vertex *pseudo-scalaire* πNN , incluant les facteurs d'isospin :

$$\mathcal{V}_{\pi NN} = g_{\pi NN}\bar{\mathbf{N}}\gamma^5(\vec{\tau}\cdot\vec{\Pi})\mathbf{N} \quad (\text{D.35})$$

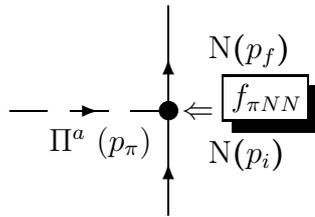
et le vertex *pseudo-vecteur* :

$$\mathcal{V}_{\pi NN} = \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi}\bar{\mathbf{N}}\not{p}^\pi\gamma^5\tau_a\mathbf{N} \quad (\text{D.36})$$

Les constantes de couplage sont reliées par :

$$\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} = \frac{g_{\pi NN}}{2M} \quad (\text{D.37})$$

Si les nucléons sont sur couche, les deux vertex *pseudo-scalaire* et *pseudo-vecteur* sont équivalents.



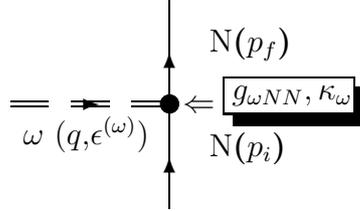
Vertex ωNN

Le Lagrangien d'interaction d'une particule de spin 1 avec deux particules de spin $\frac{1}{2}$ s'écrit :

$$\mathcal{L}_I = g\bar{\Psi}[-\gamma^\mu V_\mu + \frac{\kappa}{2M}\sigma^{\mu\nu}(\partial_\nu V_\mu)]\Psi \quad (\text{D.38})$$

D'où le vertex ωNN :

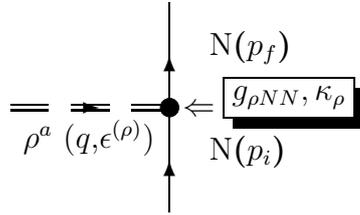
$$\mathcal{V}_{\omega NN} = -ig_{\omega NN} \bar{\mathbf{N}} [\gamma^\mu + \frac{\kappa_\omega}{2M_N} i\sigma^{\mu\nu} q_\nu] \epsilon_\mu^{(\omega)} \mathbf{N} \quad (\text{D.39})$$



Vertex ρNN

Similairement, avec les opérateurs d'isospin du ρ :

$$\mathcal{V}_{\rho NN} = -ig_{\rho NN} \bar{\mathbf{N}} [\gamma^\mu + \frac{\kappa_\rho}{2M_N} i\sigma^{\mu\nu} q_\nu] \epsilon_\mu^{(\rho)} \tau_{\mathbf{a}} \mathbf{N} \quad (\text{D.40})$$



Vertex $\pi N\Delta$

Le Lagrangien d'interaction de trois particules de spin 0, $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ s'écrit :

$$\mathcal{L}_I = G \bar{\Psi}^\alpha g_{\alpha\beta} (\partial^\beta \Phi) \Psi + G \bar{\Psi} (\partial^\beta \Phi) g_{\beta\alpha} \Psi^\alpha \quad (\text{D.41})$$

D'où les vertex $\pi N\Delta$ et $\pi\Delta N$:

$$\mathcal{V}_{\pi N\Delta} = \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \bar{\Delta}^\alpha (p_\pi)_\alpha \mathcal{T}_{\mathbf{a}}^\dagger \mathbf{N} \quad (\text{D.42a})$$

$$\mathcal{V}_{\pi\Delta N} = \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \bar{\mathbf{N}} (p_\pi)_\alpha \mathcal{T}_{\mathbf{a}} \Delta^\alpha \quad (\text{D.42b})$$

$$(\text{D.42c})$$



D.2 Propagateurs

L'expression générale d'un propagateur est :

$$\mathcal{P} = i \frac{\mathcal{P}roj.}{q^2 - M^2} \quad (\text{D.43})$$

où $\mathcal{P}roj. = \sum_{spins} |\varphi\rangle\langle\varphi|$ est le projecteur de l'opérateur φ , le champ de la particule propagée et q et M , sa quadri-impulsion et sa masse respectivement.

Nous définissons ainsi les propagateurs pour les particules que nous utilisons :

$$\begin{aligned} \text{Spin 0 : } \mathcal{P}roj. &= \Phi^\dagger \Phi = 1 \\ \implies \mathcal{P} &= i \frac{1}{q^2 - M^2} \end{aligned} \quad (\text{D.44})$$

$$\begin{aligned} \text{Spin 1 : } \mathcal{P}roj. &= \sum_{spins} V_\mu^* V_\nu = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \\ \implies \mathcal{P} &= -i \frac{1}{q^2 - M^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{D.45})$$

$$\begin{aligned} \text{Spin } \frac{1}{2} : \mathcal{P}roj. &= \sum_{spins} u\bar{u} = \not{q} + m \\ \implies \mathcal{P} &= i \frac{\not{q} + M}{q^2 - M^2} \end{aligned} \quad (\text{D.46})$$

$$\begin{aligned} \text{Spin } \frac{3}{2} : \mathcal{P}roj. &= \sum_{spins} u_\mu \bar{u}_\nu = -\frac{\not{q} + M}{q^2 - M^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu - \left(\frac{\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu p_\mu}{3M} \right) - \frac{2}{3} \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \right] \\ \implies \mathcal{P} &= -i \frac{\not{q} + M}{q^2 - M^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu - \left(\frac{\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu p_\mu}{3M} \right) - \frac{2}{3} \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{D.47})$$

Annexe E

G-parité

La G -parité est une des symétries fondamentales de l'interaction forte au même titre que l'isospin ou la conjugaison de charge. Nous rappelons la définition générale de la G -parité :

$$G = Ce^{i\pi I_y} \quad (\text{E.1})$$

où C est l'opérateur de *conjugaison de charge* et I_y la deuxième composante de l'opérateur d'*isospin*. Plus simplement, l'opération de G -parité qui ne concerne que les mésons *non-étranges* consiste à changer un quark constituant u en un quark \bar{d} et un quark d en un quark $-\bar{u}$ à une phase près. Soit :

$$\begin{aligned} G | u \rangle &\rightarrow | \bar{d} \rangle & G | \bar{u} \rangle &\rightarrow | d \rangle \\ G | d \rangle &\rightarrow - | \bar{u} \rangle & G | \bar{d} \rangle &\rightarrow - | u \rangle \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

On calcule la phase par :

$$G = (-)^{L+S+I} \quad (\text{E.3})$$

Soulignons, qu'entre autres, la G -parité d'une particule P définit la structure en isospin du vertex $\gamma\pi P$:

$$\begin{aligned} G = + &\Rightarrow \delta_{ab} \\ G = - &\Rightarrow \varepsilon_{ab3} \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

Annexe F

SU(3)

La symétrie SU(3) permet de classer en *multiplets* les différentes particules que l'on obtient à partir des diverses combinaisons d'états qqq (pour les baryons) et $q\bar{q}$ (pour les mésons) que l'on peut former (où $q = u, d, s$). Ainsi, il y a 27 (3^3) façons de former les baryons (états qqq) que l'on peut décomposer en quatre multiplets $[10], [8]_A, [8]_S, [1]$ selon leur symétrie (la configuration $[8]_A$ correspond à une permutation *antisymétrique* des 2 premiers quarks alors que la configuration $[8]_S$ correspond à une permutation *symétrique* de ces mêmes quarks). De même, il y a 9 (3^2) façons de former les mésons (états $q\bar{q}$) que l'on peut décomposer en deux multiplets $[8]$ et $[1]$. Pour identifier une particule d'un multiplet donné, il est juste nécessaire de spécifier son contenu en étrangeté (\mathcal{S}) et sa projection en isospin (\mathcal{I}_z), ou de manière équivalente, son *hypercharge* \mathcal{Y} ($\mathcal{Y} = \mathcal{S} + \mathcal{B}$ où \mathcal{B} est le nombre baryonique) et sa projection en isospin \mathcal{I}_z . A titre d'exemple, les multiplets que nous aurons à utiliser sont présentés sur la figure F.1 (parmi d'autres) dans le système $(\mathcal{I}_z, \mathcal{Y})$.

Une constante de couplage forte est caractérisée par trois particules interagissant, un méson et deux baryons, pouvant appartenir chacune à un multiplet différent. SU(3) permet alors de définir en fait une constante de couplage entre multiplets, au lieu d'une constante entre particules. Alors, de même que l'on utilise, dans le cadre de SU(2) les coefficients de Clebsch-Gordan pour relier une unique constante de couplage entre différents états d'isospin (par exemple, $g_{pp\pi^0} = \sqrt{2}g_{np\pi^-}$), on relie, dans le cadre de SU(3), la constante de couplage entre *multiplets* à la constante de couplage des *particules du multiplets* par les facteurs isoscalaires. Les facteurs isoscalaires

étant connus et tabulés, au même titre que les coefficients de *Clebsch-Gordan*, on comprend qu'une unique constante de couplage permet en fait de définir les constantes de toutes les particules des multiplets concernés. L'économie de paramètres est évidente.

Avant d'appliquer concrètement ces considérations aux cas qui nous intéressent, nous définissons la notation que nous employons pour les *facteurs isoscalaires*. Comme nous l'avons vu, une constante de couplage est définie par trois particules et une particule est définie par son *multiplet* \mathcal{M} , sa projection en *isospin* \mathcal{I}_z et son *hypercharge* \mathcal{Y} . Pour dériver la constante de couplage entre *particules* à partir de la constante de couplage entre *multiplets*, il faut donc multiplier cette dernière par le *facteur isoscalaire* :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{M}_1 & \mathcal{M}_2 & \mathcal{M}_3 \\ \mathcal{I}_1, \mathcal{Y}_1 & \mathcal{I}_2, \mathcal{Y}_2 & \mathcal{I}_3, \mathcal{Y}_3 \end{pmatrix} \quad (\text{F.1})$$

où \mathcal{M}_i , \mathcal{I}_i et \mathcal{Y}_i ($i = 1, 2, 3$) sont respectivement les multiplets, isospin et hypercharge des trois particules en question. On peut trouver la valeur de ces coefficients dans [Des63] La projection en isospin \mathcal{I}_z n'apparît pas dans le facteur isoscalaire (seulement \mathcal{I}), il faut donc encore multiplier par un coefficient de *Clebsch-Gordan* pour dissocier les différentes configurations d'isospin de la constante de couplage.

Suivant les préceptes que nous venons d'exposer, nous passons maintenant à la dérivation des relations que nous employons dans (2.2).

F.1 Relations entre $g_{\pi NN}$, $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$

Commençons par identifier les multiplets des particules concernées entre lesquelles nous allons dériver les relations. Le pion et le kaon appartiennent à l'octet des mésons 0^- et le nucléon, le Λ et le Σ à l'octet des baryons $\frac{1}{2}^+$. Pour les baryons, la tâche est rendue un peu plus compliquée, car, comme il est très courant en physique de façon générale, les états *physiques* (que l'on observe) sont des combinaisons des états *mathématiques*. En l'occurrence, les états *physiques* que sont le nucléon, le Λ et le Σ sont des combinaisons *indéterminées* a priori des multiplets $[8]_A$ et $[8]_S$. Il va donc nous falloir considérer que les baryons de l'octet $\frac{1}{2}^+$ ont deux composantes (une symétrique et une anti-symétrique) et par conséquent définir deux constantes de

couplages relatives à ces deux octets, respectivement g_D et g_F . Nous écrivons alors, suivant (F.1) :

$$\begin{aligned} G_{\pi NN} &= g_D \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_D \\ N & \pi & N \end{array} \right) + g_F \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_F \\ N & \pi & N \end{array} \right) \\ &= g_D \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_D \\ \frac{1}{2}, 1 & 1, 0 & \frac{1}{2}, 1 \end{array} \right) + g_F \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_F \\ \frac{1}{2}, 1 & 1, 0 & \frac{1}{2}, 1 \end{array} \right) \\ &= \frac{3}{2\sqrt{5}}g_D + \frac{1}{2}g_F \end{aligned} \quad (\text{F.2})$$

Pour passer aux états chargés, on multiplie par le coefficient de *Clebsch-Gordan* approprié :

$$\begin{aligned} g_{\pi NN} \equiv g_{\pi^0 pp} &= \langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 0 \mid \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle G_{\pi NN} \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}}G_{\pi NN} \end{aligned} \quad (\text{F.3})$$

où $\frac{g_{\pi NN}}{2m} = \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi}$ et $f_{\pi NN}$ est défini par (1.9).

Si l'on définit α_D , la *fraction de couplage symétrique*, par :

$$\alpha_D = \frac{D}{D+F} = \frac{\frac{3g_D}{2\sqrt{5}}}{\frac{3g_D}{2\sqrt{5}} + \frac{1}{2}g_F} \quad (\text{F.4})$$

on obtient facilement :

$$g_D = \frac{2\sqrt{5}}{3}\alpha_D G_{\pi NN} = \frac{2\sqrt{5}}{\sqrt{3}}\alpha_D g_{\pi NN} \quad (\text{F.5a})$$

$$g_F = 2(1 - \alpha_D)G_{\pi NN} = 2\sqrt{3}(1 - \alpha_D)g_{\pi NN} \quad (\text{F.5b})$$

Similairement, pour $G_{K\Lambda N}$, nous avons :

$$\begin{aligned} G_{K\Lambda N} &= g_D \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_D \\ \Lambda & K & N \end{array} \right) + g_F \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_F \\ \Lambda & K & N \end{array} \right) \\ &= g_D \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_D \\ 0, 0 & \frac{1}{2}, 1 & \frac{1}{2}, 1 \end{array} \right) + g_F \left(\begin{array}{ccc} [8] & [8] & [8]_F \\ 0, 0 & \frac{1}{2}, 1 & \frac{1}{2}, 1 \end{array} \right) \\ &= -\frac{1}{2\sqrt{5}}g_D - \frac{1}{2}g_F \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

En terme d'états chargés :

$$\begin{aligned} g_{K\Lambda N} \equiv g_{K^+\Lambda p} &= \langle 0, 0; \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \mid \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle G_{K\Lambda N} \\ &= G_{K\Lambda N} \end{aligned} \quad (\text{F.7})$$

On obtient alors facilement, grâce aux équations F.5a et F.5b :

$$g_{K\Lambda N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}g_{\pi NN}(3 - 2\alpha_D) \quad (\text{F.8})$$

Pour $G_{K\Sigma N}$:

$$\begin{aligned} G_{K\Sigma N} &= g_D \begin{pmatrix} [8] & [8] & [8]_D \\ \Sigma & K & N \end{pmatrix} + g_F \begin{pmatrix} [8] & [8] & [8]_F \\ \Sigma & K & N \end{pmatrix} \\ &= g_D \begin{pmatrix} [8] & [8] & [8]_D \\ 1, 0 & \frac{1}{2}, 1 & \frac{1}{2}, 1 \end{pmatrix} + g_F \begin{pmatrix} [8] & [8] & [8]_F \\ 1, 0 & \frac{1}{2}, 1 & \frac{1}{2}, 1 \end{pmatrix} \\ &= -\frac{3}{2\sqrt{5}}g_D + \frac{1}{2}g_F \end{aligned} \quad (\text{F.9})$$

Soit, en terme d'états chargés :

$$\begin{aligned} g_{K\Sigma N} \equiv g_{K+\Sigma^0 p} &= \langle 1, 0; \frac{1}{2}, \frac{1}{2} | \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \rangle G_{K\Lambda N} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{3}}G_{K\Sigma N} \end{aligned} \quad (\text{F.10})$$

D'où :

$$g_{K\Sigma N} = -g_{\pi NN}(1 - 2\alpha_D) \quad (\text{F.11})$$

Nous sommes ainsi parvenus à relier les constantes $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ à la constante bien connue $g_{\pi NN}$ par l'intermédiaire du coefficient α_D . La théorie, à partir de la symétrie SU(6), donne $\alpha_D = \frac{3}{5}$ et, expérimentalement, on trouve une valeur relativement en accord $\alpha_D \approx .644$ (tirée des réactions de désintégration semi-leptonique). Avec $\alpha_D = .644$ et $\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 14.4$ (correspondant à $\frac{f_{\pi NN}^2}{4\pi} = .08$), nous obtenons :

$$\frac{g_{K\Lambda N}^2}{4\pi} = 14.07 \quad \text{ou} \quad \frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = -3.75 \quad (\text{F.12a})$$

$$\frac{g_{K\Sigma N}^2}{4\pi} = 1.19 \quad \text{ou} \quad \frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = 1.09 \quad (\text{F.12b})$$

où la seconde notation fait apparaître le changement de signe relatif induit par SU(3) entre $g_{\pi NN}$ et $g_{K\Lambda N}$. On note aussi le bien plus faible couplage du K au Σ par rapport au Λ .

Nous avons supposé jusqu'à présent que SU(3) était une symétrie exacte. Si c'était le cas, les masses des particules de l'octet fondamental des baryons $\frac{1}{2}^+$ seraient toutes égales. Il y a donc une *brisure* de la symétrie, que l'on peut estimer de l'ordre de $\frac{m_\Lambda}{m_N}$, soit $\approx 20\%$. Pratiquement, nous considèrerons donc comme raisonnables des valeurs de constantes $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ dans les intervalles suivants :

$$9. \leq \frac{g_{K\Lambda N}^2}{4\pi} \leq 20.2 \quad \text{ou} \quad -4.5 \leq \frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} \leq -3. \quad (\text{F.13})$$

$$.8 \leq \frac{g_{K\Sigma N}^2}{4\pi} \leq 1.7 \quad \text{ou} \quad .9 \leq \frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} \leq 1.3 \quad (\text{F.14})$$

correspondant à SU(3) brisée à 20%.

F.2 Relations entre $(g, \kappa)_{\rho NN}$, $(g, \kappa)_{K^* \Lambda N}$ et $(g, \kappa)_{K \Sigma N}$

SU(3) permet de relier ici les constantes de couplage fort du K^* à celles du ρ , car ces deux particules appartiennent au même multiplet de SU(3), l'octet des mésons 1^- . SU(3) ne distingue pas entre les spin-parités des multiplets, seulement entre les multiplets, c.à.d., singlet, octet ou décuplet. Par conséquent, puisque les multiplets concernés sont les mêmes (deux octets de baryons et un octet de mésons), nous avons des relations identiques à F.8 et F.11 entre le K^* et le ρ . Nous employons ici les constantes G_E et G_M qui sont reliées à g et κ par les relations :

$$G^E = g \quad (\text{F.15})$$

$$G^M = \kappa \times G^E \quad (\text{F.16})$$

On a alors, pour le Λ :

$$G_{K^* \Lambda N}^E = -\frac{1}{\sqrt{3}} G_{\rho NN}^E (3 - 2\alpha_*^E) \quad (\text{F.17})$$

$$G_{K^* \Lambda N}^M = -\frac{1}{\sqrt{3}} G_{\rho NN}^M (3 - 2\alpha_*^M) \quad (\text{F.18})$$

Et pour le Σ :

$$G_{K^*\Sigma N}^E = -G_{\rho NN}^E(1 - 2\alpha_*^E) \quad (\text{F.19})$$

$$G_{K^*\Sigma N}^M = -G_{\rho NN}^M(1 - 2\alpha_*^M) \quad (\text{F.20})$$

où deux coefficients $\alpha_*^{E,M}$ interviennent puisqu'il y a deux couplages : G^E et G^M respectivement (ou de façon équivalente g et κ).

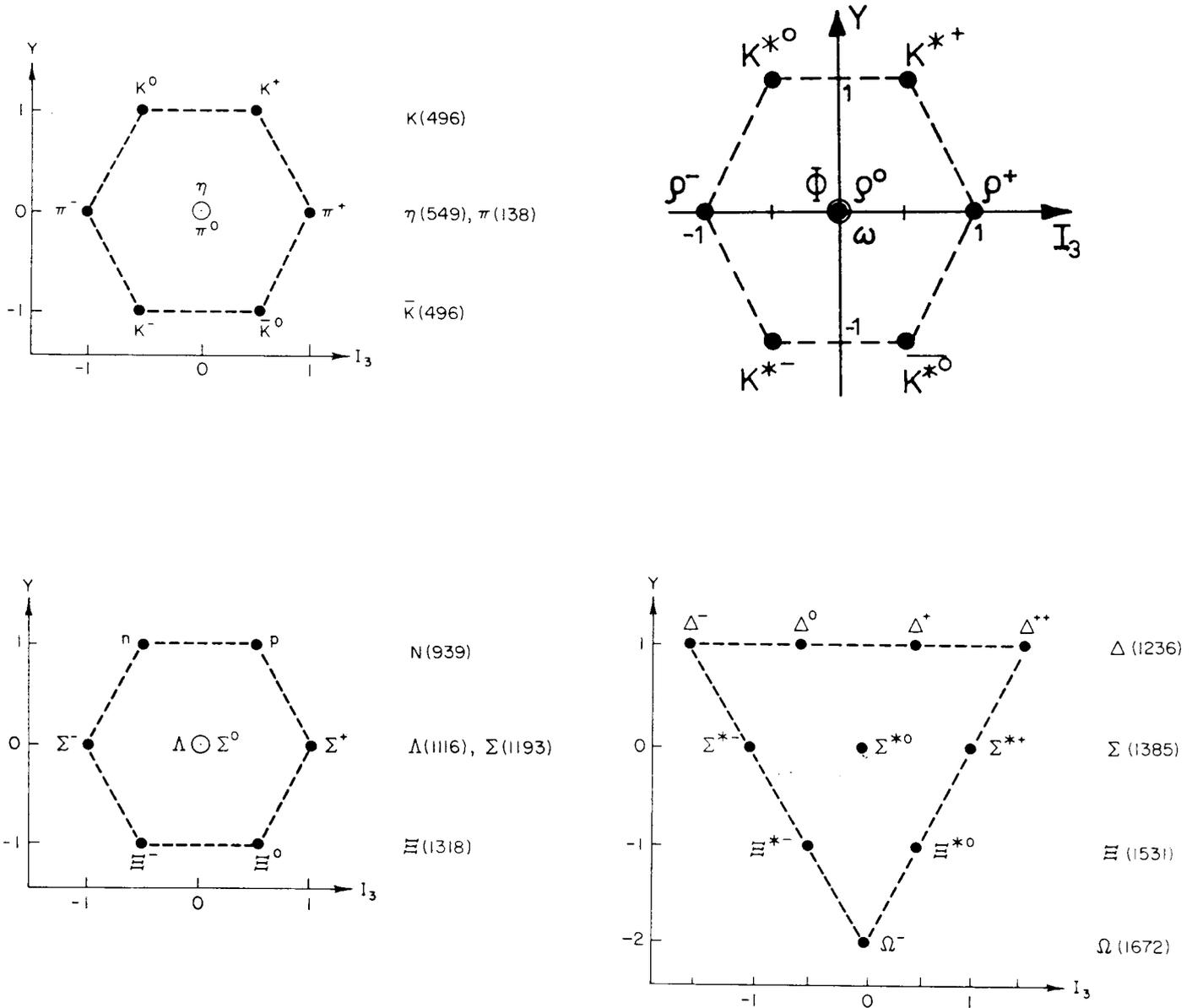


Figure F.1: Les principaux multiplets de SU(3). En haut à gauche : octet des mésons pseudo-scalaires 0^- . En haut à droite : octet des mésons vecteurs 1^- . En bas à gauche : octet des baryons $\frac{1}{2}^+$. En bas à droite : décuplet des baryons $\frac{3}{2}^+$.

Annexe G

Constantes radiatives des N^*

Nous donnons ici les formules qui permettent de dériver les valeurs des constantes $G_{\gamma NN^*}^{V,T}$ pour les résonances N^* du tableau 2.2 à partir des amplitudes d'hélicité $\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}$ et $\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}$ déterminées par *Arndt et al.* [Arn96].

Dans (2.4.2), nous avons considéré pratiquement trois sortes de résonances dont les spin-parités sont : $\frac{1}{2}^+$, $\frac{1}{2}^-$ et $\frac{3}{2}^-$. Théoriquement, pour les trois types de résonances, il y a deux constantes de couplages impliquées aux vertex γNN^* : selon des notations habituelles, $G^{V,T}$ pour les résonances de spin $\frac{1}{2}$ et $G^{1,2}$ pour celles de spin $\frac{3}{2}$. Expérimentalement, on a accès à une amplitude d'hélicité ($\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}$) pour les résonances de spin $\frac{1}{2}$ et à deux amplitudes d'hélicité ($\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}$ et $\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}$) pour celles de spin $\frac{3}{2}$. Dans le cas des résonances de spin $\frac{1}{2}$, puisqu'il y a deux constantes à déterminer pour une seule contrainte, on choisit traditionnellement d'attribuer la transition γNN^* à la seule constante G^T . La justification principale de ce choix est qu'une transition $N \rightarrow N^*$ est une excitation de l'état fondamental du nucléon vers un état résonant et est donc liée à la structure interne et composite du nucléon : c'est de cette structure composite qu'est sensé rendre compte le moment magnétique *anormal* κ (ou G^T par $G^T = \kappa \times G^V$) qui est introduit pour des raisons phénoménologiques dans les Lagrangiens effectifs.

Il y a cinq résonances nucléoniques que nous avons du considérer dans le tableau 2.2. Explicitement, dans une notation commune $L_{2I,2J}$: $P_{11}(1440)$, $S_{11}(1535)$, $D_{33}(1700)$, $D_{13}(1520)$ et $S_{11}(1650)$. Nous aurons donc deux valeurs d'isospin ($\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$) à considérer pour les résonances de spin-parité $\frac{3}{2}^-$. Les formules reliant les constantes de couplage aux amplitudes d'hélicité sont alors :

• Couplages des résonances $\frac{1}{2}^+$ (Isospin $\frac{1}{2}$) :

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{e}{M_N} G^T \left(\frac{|\vec{k}|}{M_N(E_i + M_N)} \right)^{\frac{1}{2}} (M_{N^*} + M_N) \quad (\text{G.1})$$

• Couplages des résonances $\frac{1}{2}^-$ (Isospin $\frac{1}{2}$) :

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{e}{M_N} G^T \left(\frac{|\vec{k}|}{M_N(E_i + M_N)} \right)^{\frac{1}{2}} (M_{N^*} + M_N) \quad (\text{G.2})$$

• Couplages des résonances $\frac{3}{2}^-$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = -\mathcal{F}_{Iso.} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{e}{4M_N} \left(\frac{|\vec{k}|}{M_N} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{M_N^*}{M_N} \left[G_1 - \frac{G_2}{4M_N} \frac{M_N}{M_{N^*}} (M_{N^*} + M_N) \right] \quad (\text{G.3})$$

et :

$$\mathcal{A}_{\frac{3}{2}} = -\mathcal{F}_{Iso.} \frac{e}{4M_N} \left(\frac{|\vec{k}|}{M_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left[G_1 - \frac{G_2}{4M_N} (M_{N^*} + M_N) \right] \quad (\text{G.4})$$

où $\mathcal{F}_{Iso.} = \sqrt{\frac{2}{3}}$ si le N^* a un isospin $\frac{3}{2}$ et $\mathcal{F}_{Iso.} = -1$ si le N^* a un isospin $\frac{1}{2}$.

A l'aide des valeurs expérimentales des amplitudes d'hélicité pour le proton déterminées par *Arndt et al.* [Arn96], on dérive alors facilement les valeurs des constantes mentionnées dans le tableau 2.2 :

• pour la $P_{11}(1440)$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = -63 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1440)}^T = .238 \quad (\text{G.5})$$

• pour la $S_{11}(1535)$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = 60 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1535)}^T = .212 \quad (\text{G.6})$$

• pour la $D_{33}(1700)$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = 90 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1700)}^1 = 1.384 \quad (\text{G.7a})$$

$$\mathcal{A}_{\frac{3}{2}} = 97 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1700)}^2 = 3.425 \quad (\text{G.7b})$$

• pour la $D_{13}(1520)$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = 167 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1520)}^1 = 5.33 \quad (\text{G.8a})$$

$$\mathcal{A}_{\frac{3}{2}} = -20 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1520)}^2 = 5.58 \quad (\text{G.8b})$$

• pour la $S_{11}(1650)$:

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = 69 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-\frac{1}{2}} \implies G_{\gamma NN^*(1650)}^T = .216 \quad (\text{G.9})$$

Nous avons utilisé les amplitudes d'hélicité associées aux transitions $\gamma p \rightarrow N^*$ (par opposition à celles associées aux transitions $\gamma n \rightarrow N^*$) car les valeurs expérimentales sont bien plus précises. A priori, nous aurions pu tout aussi bien utiliser les valeurs des amplitudes d'hélicité associées aux transitions $\gamma n \rightarrow N^*$, et si SU(6) avait été exact, nous aurions abouti à des constantes $G_{K^*NY^*}$ compatibles. Il est clair que l'extrême rareté d'indices et de contraintes dans le secteur des couplages K^*NY^* ne permet pas d'entrer dans ce genre de considération. Nous rappelons que notre approche dans ce domaine est plus de nature exploratoire que toute autre.

Références

- [ABB68] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration,
Phys.Rev. **175** (1968) 1669.
- [ABB69] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration,
Phys.Rev. **188** (1969) 2060.
- [Ade90] R. Adelseck et B. Saghai, Phys.Rev **C42** (1990) 108.
- [And68] R. L. Anderson et al., Phys.Rev.Lett. **21** (1968) 479.
- [And69] R. L. Anderson et al., Phys.Rev.Lett. **23** (1969) 721.
- [And71] R. L. Anderson et al., Phys.Rev. **D4** (1971) 1937.
- [And76] R. L. Anderson et al., Phys.Rev. **D14** (1976) 679.
- [Arm72] T. A. Armstrong et al., Phys.Rev. **D5** (1972) 1640.; Nucl.Phys. **B41** (1972)
445.
- [Arn90] R. A. Arndt, R.L. Workman, Z. Li et L.D. Roper, Phys.Rev. **C42** (1990)
1853.
- [Arn96] R. A. Arndt, I.I. Strakovsky et R.L. Workman, Phys.Rev. **C53** (1996) 430.
- [Arn67] R. C. Arnold, Phys.Rev. **153** (1967) 1523.
- [Arn68] R. C. Arnold et M. L. Blackmon, Phys.Rev. **176** (1968) 2082.
- [Bad88] R. K. Bhaduri, “*Models of the nucleon : from quarks to soliton*”, Addison-
Wesley Publishing Company, 1988.

- [Bar67] Z. Bar-Yam et al., Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 40.
- [Bar80] D. P. Barber et al., Z.Phys. **7** (1980) 17.
- [Bie73] H. Bienlein et al., Phys.Lett **46B** (1973) 131.
- [Bin73] H. H. Bingham et al., Phys. Rev. **D8** (1973) 1277.
- [Bla62] R. Blanckenbecler et M. L. Goldberger Phys. Rev. **126** (1962) 766.
- [Bon94] M. Bockhorst et al., Z.Phys. **C63** (1994) 37.
- [Bon95] J. Barth et al., “*S-Channel Baryon resonances in Strange Particle Photo-production*”, Contribution à “Baryons 95”, Santa-Fe, NM, USA (1995).
- [Boo72] P. S. L. Booth et al., Phys.Lett. **38B** (1972) 339.
- [Bos91] A. Bosshard et al., Phys.Rev. **D44** (1991) 1962.
- [Boy68a] A. M. Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. **20** (1968) 300.
- [Boy68b] A. M. Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. **21** (1968) 1767.
- [Boy69] A. M. Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. **22** (1969) 1131.
- [Boy71] A. M. Boyarski et al., Phys.Lett. **B34** (1971) 547.
- [Bro73] S. J. Brodsky et G. R. Farrar, Phys.Rev.Lett. **31** (1973) 1153.
- [Bro80] S. J. Brodsky et G. P. Lepage, Phys.Rev. **D22** (1980) 2157.
- [Bur73] H. Burfeindt et al., Nucl.Phys. **B59** (1973) 87.
- [Cal73] D. O. Caldwell et al., Phys.Rev. **D7** (1973) 1362.
- [Cam70] J. A. Campbell, R. B. Clark et D. Horn, Phys.Rev. **D2** (1970) 217.
- [Che57] G. F. Chew et al., Phys.Rev. **106** (1957) 1345.
- [Che61] G. F. Chew et S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **7** (1961) 394.
- [Che62] G. F. Chew et S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **8** (1962) 41.

- [CDR90] Conceptual Design Report, CEBAF Basic Experimental Equipment, CEBAF (1990).
- [Col77] P. D. B. Collins, “*An introduction to Regge theory and high energy physics*”, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.
- [Col84] P. D. B. Collins et P. J. Kearney, Z.Phys. **C22** (1984) 277.
- [Dav94] J. C. David, “*Photoproduction d'étrangeté et résonances hadroniques*”, Thèse de doctorat, Université de Lyon (1994).
- [Dav91] R. M. Davidson, Nimai C. Mukhopadhyay et R.S. Wittman, Phys.Rev. **D43** (1991) 71.
- [Des63] J. J. De Swart, Rev.Mod.Phys. 35 (1963) 916.
- [Deu72] M. Deutsch et al., Phys.Rev.Lett. **29** (1972) 1752.
- [Dol68] R. Dolen, D. Horn et C. Schmid, Phys.Rev. **166** (1968) 1768.
- [Don87] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Phys.Lett. **185** (1987) 403.
- [Fra62] S. C. Frautschi, M. Gell-Mann et F. Zachariasen, Phys. Rev **126** (1962) 2204.
- [Gar94] H. Garcilazo et E. Moya de Guerra, Nucl.Phys. **A562** (1994) 521.
- [GEANT] GEANT3, CERN Data Handling Division DD/EE/84-1, CERN (1987)
- [Gif72] G. Cohen-Tannoudji et al., Ecole d'été de physique des particules, “*Périphérisme, Absorption et Dualité*”, 1972
- [Gom95] J. A. Gomez, “*Procesos de fotoproduccion de dos piones en nucleones y nucleos*”, Thèse de Doctorat, Université de Valence (1995).
- [Gui94] M. Guidal, E. S. Smith et T. Y. Tung, “*Tests of the Lecroy 1881M ADC for digitization of CLAS PMT Pulses*”, Rapport interne CEBAF, Clas-Note 94-025 (1994).

- [Gui96] M. Guidal, E. S. Smith, C. Smith et T. Y. Tung, “*Laser and Cosmic-Ray Calibration of the CLAS TOF system*”, Rapport interne CEBAF, Clas-Note 96-004 (1996).
- [Hen69] F. Henyey, G. L. Kane, J. Pumplin et M. H. Ross, Phys.Rev. **182** (1969) 1579.
- [Igi67] K. Igi et S. Matsuda, Phys.Rev.Lett **18** (1968) 625.
- [Irv77] A. C. Irving et R.P. Worden, Phys.Rep. **34** (1977) 117.
- [Jon80] L. M. Jones, Rev.Mod.Phys. **52** (1980) 545.
- [Luk71] D. Lüke et P. Söding, in Springer Tracts in Modern Physics, **59** (1971) 39.
- [Lag95] J.-M. Laget et R. Mendez-Galain, Nucl.Phys. **A581** (1995) 397.
- [Leb67] M. Le Bellac, Phys.Lett. **B25** (1967) 524.
- [Lev73] N. Levy, W. Majerotto et B. J. Read, Nucl.Phys. **55** (1973) 493.
- [Log67] A. Logunov, L. D. Soloviev et A. N. Tavkhelidze, Phys.Lett. **B24** (1967) 181.
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde and Ch. Elster, Phys.Rep.**149** (1987) 1.
- [Mar95] T. Mart, C. Bennhold et C. E. Hyde-Wright, Phys.Rev C**51** (1995) 1075.
- [Mey70] H. Meyer et al., Phys.Lett. **B33** (1970) 189.
- [Mil93] R. Millner et E. S. Smith, “*Calibrating CLAS FASTBUS TDCs*”, Rapport interne CEBAF, Clas-Note 93-017 (1993).
- [Noz90] S. Nozawa, B. Blankleider et T.-S. H. Lee, Nucl.Phys. **A513** (1990) 459.
- [Ols78] M. G. Olsson et E.T. Osypowski, Phys.Rev. D**17** (1978) 174.
- [Osb72] A. M. Osborne et al., Phys.Rev.Lett. **29** (1972) 1621.
- [PDG94] Particle Data Group, Phys.Rev. D**50** (1994) 1173.

- [Pro93] J. M. Laget, M. Anghinolfi et al., *Photoproduction of Vector Mesons at high t*, Proposition d'expérience PR-93-031, CEBAF, 1993.
- [Reg59] T. Regge, *Nuovo Cimento*, 14 (1959) 951.
- [Reg60] T. Regge, *Nuovo Cimento*, 18 (1960) 947.
- [Ros70] M. H. Ross, F. Henyey et G. L. Kane, *Nucl.Phys.* **B23** (1970) 269.
- [Ser94] M. N. Sergeenko, *Z.Phys.* **C64** (1994) 315.
- [She73] D. J. Sherden et al., *Phys.Rev.Lett.* **30** (1973) 1230.
- [Smi90] E. S. Smith, "*Fast Monte Carlo Program for the CLAS Detector*", Rapport interne CEBAF, Clas-Note 90-003, (1990)
- [Sto78] J. K. Storrow, *Electromagnetic Interactions of Hadrons, High energy photoproduction : nondiffractive processes*, Donnachie and Shaw, 1978, Plenum Press.
- [Sto84] J. K. Storrow, *Phys.Rep.* **103** (1984) 317.
- [Tom68] D. Tompkins et al., *Phys.Rev.Lett.* **23** (1969) 725.
- [Vdh95] M. Vanderhaeghen, K. Heyde, J. Ryckebusch et M. Waroquier, *Nucl.Phys.* **A595** (1995) 219.
- [Wil92] R. Williams, C. R. Ji et S. R. Cotanch, *Phys.Rev.* **C46** (1992) 1617.