



LYCEN T 9438

## THESE

Gestion IIRG
Doc. enreg. E. 17/03/95
N° TRN FR 95 02763
Destination . I,I+D,D

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

**DIPLOME de DOCTORAT**

(arrêté du 30.03.1992)

par

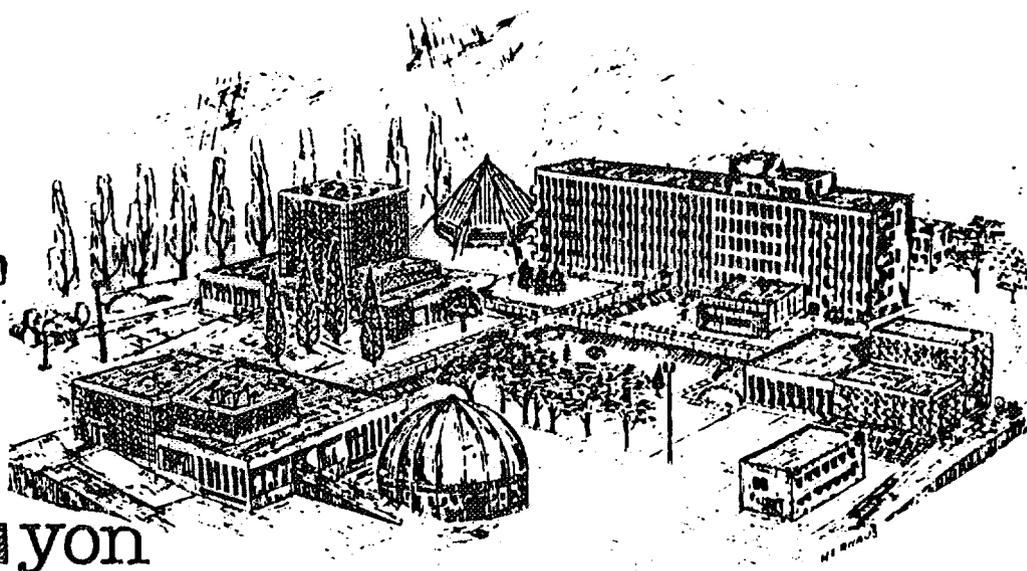
### Jean-Christophe DAVID

\* \* \* \* \*

## Photoproduction d'étrangeté et résonances hadroniques

VOL 48 N° 20

**IRN** Lyon



No d'ordre 224-94

NOM : <b>DAVID</b> (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : <b>Jean-Christophe</b>		DATE de SOUTENANCE  <b>29 Septembre 1994</b>
TITRE :  <b>Photoproduction d'étrangeté et résonances hadroniques</b>		
NATURE :		Numéro d'ordre : <b>224 - 94</b>
DIPLOME DE DOCT. <input checked="" type="checkbox"/>	DOCTEUR-INGENIEUR <input type="checkbox"/>	DOCTORAT D'ETAT <input type="checkbox"/>
DOCTORAT DE 3e CYCLE <input type="checkbox"/>	Spécialité : <b>Physique Nucléaire</b>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : <p>           Le but de cette thèse est d'étudier la photoproduction de kaon sur proton cible (<math>\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda, \gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0, \gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+</math>), où la gamme d'énergie du photon dans le laboratoire est comprise entre 0.9 et 2.1 GeV. Le formalisme utilisé est basé sur un modèle isobarique où les amplitudes sont calculées à partir des diagrammes de Feynman. L'introduction de résonances nucléoniques de spins <math>\frac{3}{2}</math> et <math>\frac{5}{2}</math> a été nécessaire pour améliorer les modèles existants au-delà de 1.5 GeV, et afin de pouvoir étendre le processus élémentaire de photoproduction à l'électroproduction où les mesures expérimentales ont été prises pour des photons d'énergies supérieures à 2.0 GeV. Les paramètres de nos modèles sont les constantes de couplage qui apparaissent aux vertex des diagrammes de Feynman, et sont déterminés en ajustant nos modèles sur les données expérimentales (sections efficaces, asymétries de polarisation). De manière à connaître l'ordre de grandeur de ces constantes avant de procéder aux minimisations, nous avons cherché à avoir un maximum de renseignements sur celles-ci aux moyens de largeurs de désintégration mésoniques et électromagnétiques, ainsi que par le biais des symétries SU(3) et SU(6). Cette étude a permis de montrer qu'il était possible d'obtenir des modèles rendant compte des données expérimentales (<math>E_\gamma \leq 2.0</math> GeV), avec des valeurs pour les constantes de couplage <math>g_{KAN}</math> et <math>g_{KEN}</math> en accord avec les prédictions de la symétrie SU(3).         </p>		
MOTS-CLES : <b>Phénoménologie - Photoproduction - Etrangeté - kaon-hypéron - Résonances hadroniques - Constantes de couplage - modèle isobarique - diagrammes de Feynman</b>		
Laboratoire(s) de recherches : <b>Institut de Physique Nucléaire de Lyon</b> <b>43, Bd du 11/11/1918 69622 Villeurbanne Cedex</b>		
Directeur de recherches : <b>M.M. Claude FAYARD et Georges LAMOT</b>		
Président du jury : <b>M. Yvon ABGRALL</b>		
Composition du jury : <b>M.M. Abgrall - Chanfray - Desplanques - Fayard - Lamot - Saghai</b>		<b>131 pages</b>

No d'ordre 224-94  
LYCEN T 9438

Année 1994

# THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT  
(arrêté du 30.03.1992)

par

**Jean-Christophe DAVID**

\* \* \* \* \*

## Photoproduction d'étrangeté et résonances hadroniques

soutenue le 29 Septembre 1994  
devant la Commission d'Examen

Jury : MM. Y. Abgrall  
B. Saghai  
B. Desplanques  
G. Chanfray  
C. Fayard  
G.H. Lamot

## Résumé

Le but de cette thèse est d'étudier la photoproduction de kaon sur proton cible ( $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda, \gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0, \gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ ), où la gamme d'énergie du photon dans le laboratoire est comprise entre 0.9 et 2.1 GeV. Le formalisme utilisé est basé sur un modèle isobarique où les amplitudes sont calculées à partir des diagrammes de Feynman. L'introduction de résonances nucléoniques de spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  a été nécessaire pour améliorer les modèles existants au-delà de 1.5 GeV, et afin de pouvoir étendre le processus élémentaire de photoproduction à l'électroproduction où les mesures expérimentales ont été prises pour des photons d'énergies supérieures à 2.0 GeV. Les paramètres de nos modèles sont les constantes de couplage qui apparaissent aux vertex des diagrammes de Feynman, et sont déterminés en ajustant nos modèles sur les données expérimentales (sections efficaces, asymétries de polarisation). De manière à connaître l'ordre de grandeur de ces constantes avant de procéder aux minimisations, nous avons cherché à avoir un maximum de renseignements sur celles-ci aux moyens de largeurs de désintégration mésoniques et électromagnétiques, ainsi que par le biais de symétries SU(3) et SU(6). Cette étude a permis de montrer qu'il était possible d'obtenir des modèles rendant compte des données expérimentales ( $E_\gamma \leq 2.0$  GeV), avec des valeurs pour les constantes de couplage  $g_{KAN}$  et  $g_{K\Sigma N}$  en accord avec les prédictions de la symétrie SU(3).

## Abstract

The purpose of this thesis is to study the kaon photoproduction off a proton ( $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda, \gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0, \gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ ), with a photon energy between 0.9 and 2.1 GeV. We use an isobaric model where the amplitudes are computed with Feynman diagrams. The insertion of nucleonic resonances with spin  $\frac{3}{2}$  and  $\frac{5}{2}$  is necessary to improve the existing models beyond 1.5 GeV. This step is also necessary to extend the elementary process of photoproduction to electroproduction where the data have been taken with photon energies above 2.0 GeV. The parameters of our models are the coupling constants which appear at each Feynman diagram vertex. They are determined by fitting our models to the experimental data (cross sections, polarization asymmetries). Before performing the minimization we drew some informations about coupling constants from mesonic and electromagnetic decays, and from SU(3) and SU(6) symmetries. In conclusion, the models developed here reproduce the experimental data ( $E_\gamma \leq 2.0$  GeV) and the two main coupling constants are in good agreement with broken SU(3)-symmetry predictions.

# Remerciements

(ou comment se faire des inimitiés par omission)

Les premières personnes qui méritent mes plus sincères remerciements sont bien sûr Claude Fayard et Georges Lamot, qui ont d'abord bien voulu m'accepter dans leur groupe pour mon stage de DEA (février 92 - juillet 92), puis en tant que thésitif<sup>1</sup> (octobre 92 - septembre 94). Ces deux ans et demi passés à travailler sous leur direction ont été à la fois très instructifs et très agréables. Mais énumérer les raisons de ma profonde reconnaissance serait trop long<sup>2</sup>. Aussi, je préfère vous dire à tous les deux : Merci, et à bientôt j'espère !

A ces premiers remerciements je voudrais associer aussi Bijan Saghai qui, d'une part par sa connaissance avisée du sujet, et d'autre part par sa collaboration active, m'a permis de terminer cette thèse à la date prévue. Merci Bijan pour toutes ces discussions que nous avons eues, et pour ton hospitalité chaque fois que je venais à l'Orme des Merisiers<sup>3</sup>.

Merci à Guy Chanfray pour les discussions qu'on a pu avoir, pour les remarques que vous m'avez faites sur le manuscrit de la thèse et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Que soient remerciés aussi Bertrand Desplanques pour ses commentaires sur le sujet et pour avoir bien voulu participer au jury, ainsi que Yvon Abgrall qui a présidé ce jury.

Je voudrais remercier aussi Jean Delorme pour m'avoir indiqué des références de livres et d'articles à propos du problème du hors-couche dans les propagateurs et vertex, ainsi que Tetsuro Mizutani pour m'avoir hébergé chez lui pendant mes deux jours à Blacksburg, et pour ses calculs d'amplitudes faits à Lyon en juillet 94 et qui, j'espère, seront les premiers pas d'une collaboration sur le sujet.

Enfin, je n'oublie pas Frédéric Piron qui, tout en effectuant son stage de magistère sous la direction de Bijan Saghai, m'a permis de gagner un temps précieux en s'occupant de faire *tourner* les minimisations dans le cas de la voie  $K^+\Sigma^0$ .

Mais d'autres personnes ont indirectement fait accélérer cette thèse, ou encore, fait qu'elle se passe dans de bonnes conditions.

D'abord Mme Chosson, qui en s'occupant de tous les problèmes administratifs, de l'inscription au DEA aux frais de mission des membres extérieurs du jury en passant par les réservations de billets de train et d'avion, m'a déchargé de toutes ces besognes ingrates.

Martial(Chartoire) et Thierry(Ollivier) pour leur aide à propos de T<sub>E</sub>X et de la station de travail.

---

<sup>1</sup>ou thésard, ou doctorant,...

<sup>2</sup>Conseils de lecture de livres et d'articles - Méthode de travail, notamment en informatique - Initiation au calcul formel - Mise en contact avec d'autres chercheurs - Conseils pour la rédaction et la soutenance de cette thèse - Séjour au USA pour le Few Body XIV - Utilisation intensive de la station de travail du groupe - ...

<sup>3</sup>Merci aussi pour ce contrat de 4 mois à l'Orme des Merisiers entre la fin, tant attendue, de cette thèse, et le début, ..., du service militaire.

Eric(Chabanat) pour ses renseignements sur les commandes unix, pour m'avoir fait découvrir des logiciels comme Xfig qui m'ont facilité la tâche pour la rédaction des transparents, ainsi que fait découvrir les(des) possibilités de l'environnement HP.

Enfin, merci à Dany(Davesne) pour les différents services rendus, comme les échanges de TD ou le coup de main pour le pot d'après soutenance.

Enfin(oui, je sais, c'est la 3<sup>ème</sup> fois que je le dis, mais promis c'est la dernière<sup>4</sup>), pour ce pot, un merci particulier à Yannick, Joëlle, Benoît, Cédric<sup>5</sup> et Eric(Schrafstetter).

---

<sup>4</sup>à l'Intention des Personnes Non Listées : Pardon à tous ceux et toutes celles que j'ai oubliés ici, et notamment à ceux et celles que je cotoyais quotidiennement.

<sup>5</sup>qui n'a pu venir

# Sommaire

<b>1</b>	<b>Cadre général</b>	<b>9</b>
1.1	Historique . . . . .	9
1.2	Les motivations . . . . .	10
1.3	Quelles réactions étudier? . . . . .	10
1.4	Cadre théorique . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Formalisme pour l'étude de la réaction de photoproduction <math>\gamma p \rightarrow KY</math></b>	<b>15</b>
2.1	Notations et conventions . . . . .	15
2.1.1	Cinématique . . . . .	15
2.1.2	Les champs associés aux particules . . . . .	18
2.2	Les observables . . . . .	20
2.2.1	Généralités . . . . .	20
2.2.2	Définitions des observables . . . . .	21
2.3	Calcul de $\mathcal{M}_{fi}$ . . . . .	23
2.3.1	Les Vertex . . . . .	24
2.3.2	Les Propagateurs . . . . .	25
2.3.3	L'invariance de jauge . . . . .	28
2.3.4	Les amplitudes $\mathcal{A}_j$ . . . . .	29
2.4	Capture radiative . . . . .	29
2.4.1	Symétrie de croisement . . . . .	29
2.4.2	Capture radiative . . . . .	30
2.5	Electroproduction . . . . .	30
2.5.1	Section efficace différentielle . . . . .	31
2.5.2	Vertex électromagnétiques et facteurs de forme . . . . .	32
2.5.3	La matrice de transition d'électroproduction $\mathcal{M}_{fi}$ . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Constantes de couplage</b>	<b>38</b>
3.1	Comment classer ces constantes? . . . . .	38
3.1.1	Les termes de Born . . . . .	38
3.1.2	Les termes résonnants . . . . .	39
3.2	Estimations par les largeurs de désintégration . . . . .	39
3.2.1	Largeurs de désintégration électromagnétique . . . . .	39
3.2.2	Largeurs de désintégration mésonique . . . . .	40
3.3	Estimations par la symétrie SU(3) . . . . .	41
3.3.1	Les termes de Born . . . . .	42

3.3.2	Les termes résonnants . . . . .	42
3.4	Récapitulatif . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Modèles théoriques et discussions</b>	<b>62</b>
4.1	Modèles théoriques pour $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	62
4.1.1	Modèle d'Adelseck-Saghai (AS1) . . . . .	62
4.1.2	Modèle de Williams-Ji-Cotanch (WJC) . . . . .	64
4.1.3	Modèles SALY et SALY1 . . . . .	65
4.2	Discussion de la voie $K^+ \Lambda$ . . . . .	66
4.2.1	Sections efficaces différentielle et totale . . . . .	66
4.2.2	Asymétries de polarisation de la $\Lambda$ (P), et du proton (T) . . . . .	67
4.2.3	Prédictions . . . . .	67
4.2.4	Rapport de branchement . . . . .	67
4.2.5	Electroproduction . . . . .	68
4.3	Modèles théoriques pour $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ (et $K^0 \Sigma^+$ ) . . . . .	68
4.4	Discussion de la voie $K^+ \Sigma^0$ (et $K^0 \Sigma^+$ ) . . . . .	69
4.4.1	Sections efficaces différentielle et totale pour la voie $K^+ \Sigma^0$ . . . . .	70
4.4.2	Prédictions pour les voies $K^+ \Sigma^0$ et $K^0 \Sigma^+$ . . . . .	70
<b>A</b>	<b>Diagrammes de Feynman</b>	<b>94</b>
A.1	Termes de Born - Voie $K^+ \Lambda$ . . . . .	95
A.2	Termes de Born - Voie $K^+ \Sigma^0$ . . . . .	96
A.3	Termes de Born - Voie $K^0 \Sigma^+$ . . . . .	97
A.4	Termes résonnants . . . . .	98
<b>B</b>	<b>Matrices de Dirac et Matrices de Pauli</b>	<b>99</b>
<b>C</b>	<b>Calcul de vertex à partir de couplage</b>	<b>100</b>
C.1	Cas nucléonique $J = \frac{3}{2}$ . . . . .	100
C.1.1	Couplage électromagnétique . . . . .	100
C.1.2	Couplage fort . . . . .	101
C.2	Cas nucléonique $J = \frac{5}{2}$ . . . . .	102
C.2.1	couplage électromagnétique . . . . .	102
C.2.2	couplage fort . . . . .	103
<b>D</b>	<b>Invariance de jauge des amplitudes résonnantes (<math>J = \frac{3}{2}</math> et <math>J = \frac{5}{2}</math>)</b>	<b>104</b>
D.1	Cas $J = \frac{3}{2}$ . . . . .	104
D.2	Cas $J = \frac{5}{2}$ . . . . .	105
<b>E</b>	<b>Les Amplitudes <math>\mathcal{A}_i</math></b>	<b>107</b>
E.1	Les Amplitudes $\mathcal{A}_i$ de photoproduction . . . . .	107
E.2	Les Amplitudes $\mathcal{A}_i$ d'électroproduction . . . . .	114
<b>F</b>	<b>Expression des amplitudes <math>\mathcal{F}_i</math> en fonctions des amplitudes <math>\mathcal{A}_i</math></b>	<b>115</b>
F.1	Cas de la photoproduction . . . . .	115
F.2	Cas de l'électroproduction . . . . .	115

<b>G</b>	<b>Expression des amplitudes <math>b_i</math> en fonctions des amplitudes <math>\mathcal{F}_i</math></b>	<b>117</b>
<b>H</b>	<b>Section efficace différentielle d'électroproduction en fonction des amplitudes <math>\mathcal{F}_i</math></b>	<b>118</b>
<b>I</b>	<b>Expression de <math>g_{KAN}</math> et <math>g_{KEN}</math> à partir de SU(3)</b>	<b>119</b>
I.1	$g_{KEN}$ . . . . .	119
I.2	$g_{KAN}$ . . . . .	120
<b>J</b>	<b>Multiplets de SU(3)</b>	<b>121</b>
J.1	Octet $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ . . . . .	121
J.2	Octet $J^\pi = 0^-$ . . . . .	122
J.3	Octet $J^\pi = 1^-$ . . . . .	122
J.4	Singlet $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ . . . . .	123
J.5	Octet $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ . . . . .	123
J.6	Singlet $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ . . . . .	124
J.7	Octet $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ . . . . .	124
J.8	Octet $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ . . . . .	125
J.9	Octet $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ . . . . .	125
J.10	Décuplet $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ . . . . .	126

# Liste des tableaux

2.1	Expressions des vertex (cas de la photoproduction) . . . . .	35
2.2	Expressions des propagateurs . . . . .	36
2.3	Observables de photoproduction de mésons pseudoscalaires K en fonction des amplitudes transverses $b_j$ . . . . .	37
3.1	Constantes de couplage électromagnétiques $g_{K^*K\gamma}$ prévues par la symétrie SU(3) . . . . .	49
3.2	Constantes de couplage électromagnétique $\kappa_{(N^*N)}$ pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration. . . . .	49
3.3	Constantes de couplage électromagnétique $\kappa_{(\Delta^*N)}$ pour les résonances $\Delta^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration. . . . .	49
3.4	Constantes de couplage électromagnétique $\kappa_{(\Upsilon^*\Lambda)}$ pour les résonances hyperoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $\Lambda$ . . . . .	50
3.5	Constantes de couplage électromagnétique $\mu_{(\Upsilon^*\Sigma)}$ pour les résonances hyperoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $\Sigma^0$ . . . . .	50
3.6	Constantes de couplage fort $g_{K\Lambda N^*}$ pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $\Lambda K$ . . . . .	51
3.7	Constantes de couplage fort $g_{K\Sigma N^*}$ pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $\Sigma K$ . . . . .	52
3.8	Constantes de couplage fort $g_{K\Sigma\Delta}$ pour les résonances $\Delta^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $\Sigma K$ (la voie $\Lambda$ étant interdite). . . . .	53
3.9	Constantes de couplage fort $g_{K\Lambda^*N}$ pour les résonances $\Lambda^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $K^-p$ . . . . .	54
3.10	Constantes de couplage fort $g_{K\Sigma^*N}$ pour les résonances $\Sigma^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie $K^-p$ . . . . .	55
3.11	Constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ . . . . .	56
3.12	Constantes de couplage fort $g_{K\Lambda N^*}$ et $g_{K\Sigma N^*}$ , par la symétrie SU(3) . . . . .	57
3.13	Constantes de couplage fort $g_{\Delta^+K^+\Sigma^0}$ , par la symétrie SU(3) . . . . .	58
3.14	Constantes de couplage fort $g_{K\Lambda^*N}$ , par la symétrie SU(3) . . . . .	59
3.15	Constantes de couplage fort $g_{K\Sigma^*N}$ , par la symétrie SU(3) . . . . .	59
3.16	Constantes de couplage électromagnétique $\kappa_{(\Upsilon^*\Lambda)}$ et $\kappa_{(\Upsilon^*\Sigma^0)}$ , par la symétrie SU(3). . . . .	60
3.17	Récapitulatif des estimations des constantes . . . . .	61
4.1	Masses et largeurs des particules susceptibles d'entrer dans les modèles décrits dans cette thèse . . . . .	72

4.2	Valeurs des constantes $g_{KAN}$ et $g_{K\Lambda N}$ suivant différentes sources . . . . .	73
4.3	Résonances et constantes de couplage des modèles AS1, WJC et SALY1 pour la voie $K^+\Lambda$ . . . . .	74
4.4	Résonances et constantes de couplage des modèles SL1, SL2, SL3 et WJC( $\Sigma$ ) pour la voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	75

# Liste des figures

4.1	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	76
4.2	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $\cos\theta$ pour $E_\gamma = 1.45$ GeV - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	77
4.3	$\sigma_{totale}$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	78
4.4	Asymétrie de simple polarisation du $\Lambda$ , P, en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	79
4.5	Asymétrie de simple polarisation du proton, T, en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	80
4.6	Asymétrie de simple polarisation du photon, $\Sigma$ , en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	81
4.7	Asymétrie de double polarisation $O_{z'}$ , en fonction de $\cos\theta$ pour $E_\gamma = 1.8$ GeV - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	82
4.8	Asymétrie de double polarisation $C_{z'}$ , en fonction de $\cos\theta$ pour $E_\gamma = 1.8$ GeV - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	83
4.9	Section efficace $\sigma_{UL}$ d'électroproduction en fonction de $P_\gamma^2(\equiv Q^2)$ - voie $K^+\Lambda$ . . . . .	84
4.10	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 95^\circ$ - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	85
4.11	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 27^\circ$ - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	86
4.12	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ en fonction de $\cos\theta$ pour $E_\gamma = 1.325$ GeV - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	87
4.13	$\sigma_{totale}$ - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	88
4.14	Asymétrie de simple polarisation du $\Sigma^0$ , P, en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	89
4.15	Asymétrie de simple polarisation du photon, $\Sigma$ , en fonction de $E_\gamma$ pour $\theta = 90^\circ$ - voie $K^+\Sigma^0$ . . . . .	90
4.16	$\sigma_{totale}$ - voie $K^0\Sigma^+$ . . . . .	91

## Introduction

Les premières études théoriques de photoproduction de kaons sur proton datent de la fin des années 50, tout comme les premières expériences. Inspirés des modèles de la photoproduction du pion, différents mécanismes de la réaction sont proposés et affinés au fur et à mesure de l'arrivée des données expérimentales, et ceci pendant une quinzaine d'années. Avec l'arrêt des expériences en 72 et un dernier modèle laissant présager d'un mécanisme où aucune résonance ne semble dominée (processus à 13 résonances), la photoproduction de kaons sera oubliée pendant plus de dix ans. Au début des années 80 de nouveaux projets d'expériences sont proposés et suscitent alors un regain d'intérêt des études théoriques. Intérêt d'autant plus important aujourd'hui, qu'après plus de vingt ans, de nouvelles mesures viennent d'avoir lieu à Bonn (ELSA)[Boc94] cette année (94), et que d'autres sont prévues à Grenoble (ESRF) pour 95 et à Newport-News (CEBAF) pour 96/97. Ce contexte expérimental et théorique est plus amplement développé dans le premier chapitre de cette thèse, où nous posons le cadre général de notre étude.

Le formalisme théorique que nous utilisons est basé sur un modèle isobarique où les amplitudes sont calculées à partir de diagrammes de Feynman, dans le cadre de l'approximation de l'arbre (une seule particule échangée). Une partie importante de notre travail a été d'introduire les résonances nucléoniques de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , dans le but d'obtenir des modèles valables non seulement à basse énergie, comme les modèles existants, mais aussi pour des énergies supérieures à 1.5 GeV, et ceci afin de pouvoir aborder l'électroproduction de kaons où les mesures expérimentales ont été prises pour des énergies des photons virtuels supérieures à 2.0 GeV. De manière à traiter la symétrie de croisement, nous abordons la capture radiative de kaon, réaction croisée de la photoproduction de kaons, et donnons l'expression du rapport de branchement, qui sera l'observable test de cette symétrie, en fonction des amplitudes de la photoproduction. Ce formalisme pour la photoproduction et ses extensions à l'électroproduction et à la capture radiative constitue le second chapitre.

Le troisième chapitre est consacré aux constantes de couplage qui apparaissent dans les diagrammes de Feynman et qui sont les paramètres libres de nos modèles. Ces paramètres sont déterminés en ajustant les modèles théoriques sur les données expérimentales (sections efficaces, asymétries de polarisation). Cependant un mécanisme peut mettre en jeu une dizaine de couplages, aussi, de façon à connaître l'ordre de grandeur des paramètres avant de procéder aux minimisations, nous avons fait une étude de ces constantes et de leurs valeurs accessibles par d'autres voies comme les largeurs de désintégration mésoniques ou électromagnétiques, ainsi que par les symétries SU(3) et SU(6) qui permettent de relier les constantes de couplage liées à des particules appartenant à un même multiplet.

Le dernier chapitre est consacré aux modèles que nous avons déterminés pour les voies  $K^+\Lambda$ ,  $K^+\Sigma^0$  et  $K^0\Sigma^+$ . Nous expliquons la démarche qui nous a conduit à ces modèles avec les impératifs que l'on s'était fixés, puis, les comparons au(x) plus récent(s) modèle(s) ainsi qu'aux données expérimentales. Enfin, nous présentons les prédictions qu'ils donnent pour des observables où intervient la polarisation du photon, car ce type d'observable, comme nous le verrons, est très sélectif, et, de plus, des mesures seront faites sur les différents sites expérimentaux dans un proche avenir (ESRF, ELSA, CEBAF).

En conclusion, nous résumons les améliorations apportées par nos modèles pour la description de la photoproduction de kaons sur proton cible, et mentionnons les problèmes qu'il reste à résoudre. Puis, enfin, nous indiquons les extensions possibles de ce formalisme à d'autres réactions ( $\gamma n \rightarrow KY$ ,  $\gamma d \rightarrow KYN$ , par exemple).

# Chapitre 1

## Cadre général

### 1.1 Historique

En 1933, il est établi que le noyau est composé de deux sortes de nucléons, le proton (chargé positivement) et le neutron (électriquement neutre). Mais une question reste en suspens : comment le noyau peut-il être stable du fait de la répulsion coulombienne des protons ? C'est Yukawa qui le premier trouve une réponse et propose, par là même, l'existence d'une nouvelle particule : le pion ( $\pi$ ). L'idée de Yukawa est de mettre en relation la masse de la particule vecteur de l'interaction et la portée de cette interaction. Ainsi, puisque la force électromagnétique de longue portée est véhiculée par le photon de masse nulle, alors cette force de courte portée qui assure la cohésion du noyau doit être véhiculée par une particule massive ( $\approx 300$  fois la masse de l'électron)<sup>1</sup>.

Donc le noyau est constitué de protons et de neutrons qui interagissent par échange de  $\pi$  (nous savons aujourd'hui que ceci n'est vrai que pour des nucléons distants d'au moins 1 fm). Le noyau étant qualitativement *compris*, il reste à étudier quantitativement les interactions entre le proton, le neutron et le  $\pi$  (ou plus exactement les  $\pi$ ,  $\pi^+$ – $\pi^0$ – $\pi^-$ ). Les expériences commencent en 1950 et le premier modèle théorique voit le jour en 1957[Che57].

Si c'est des rayons cosmiques que l'on a eu confirmation de l'existence du  $\pi$ , c'est aussi de ces rayons cosmiques que viendra en Décembre 1947<sup>2</sup> une première découverte surprenante : la détection du  $K^0$ . En 1949<sup>3</sup> et en 1950<sup>4</sup> ce sont le  $K^+$  et le  $\Lambda$  qui sont découverts, puis suivent les  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ . Non seulement ces particules sont inattendues, mais leur comportement est de plus surprenant : on les produit par interactions fortes, mais elles se désintègrent lentement, comportement caractéristique des interactions faibles. En 1953 Gell-Mann et Nishijima introduisent un nouveau nombre quantique (additif), l'étrangeté, conservé dans les interactions fortes, mais non dans les interactions faibles, ce qui permet d'expliquer en théorie cette voie de désintégration, car les produits de ces désintégrations ne sont pas étranges, eux (ex :  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ ).

---

<sup>1</sup>Valeur obtenue à partir de la relation d'incertitude de Heisenberg :

$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ , avec  $\Delta E = mc^2$  et  $\Delta t = r_0/c$  où  $r_0$  est la portée de l'interaction

<sup>2</sup>Rochester et Butler

<sup>3</sup>Powell

<sup>4</sup>Anderson à Cal. Tech.

## 1.2 Les motivations

Ces particules étranges paraissent, à priori, intéressantes pour les physiciens des particules, mais pas pour les physiciens nucléaires, car le noyau est formé de proton(s) et neutron(s) interagissant avec des  $\pi$ , et l'étrangeté ne semble pas y avoir sa place. A priori seulement.

D'une part, l'on sait depuis les années 60 grâce à des faisceaux d'électrons de haute énergie (au SLAC et au CERN) que les hadrons sont constitués de quarks de valence, *up*(u) et *down*(d) pour les constituants du noyau. Ces quarks de valence, tel l'électron avec son nuage de paires ( $e^+e^-$ ), *baignent* dans une mer de paires quark-antiquark ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ). Ces paires sont d'autant plus probables que la masse du quark est faible, aussi il apparaît que le quark étrange *s* doit tenir une place importante dans cette mer, comparé aux *charm*(c), *bottom*(b) et *top*(t) de masse beaucoup plus élevée. D'autre part, les interactions nucléon-nucléon et pion-nucléon ayant été abondamment étudiées, les interactions nucléon-hyperon(hadron étrange)-mésion étrange en sont une suite logique, car, si ces précédents travaux considéraient le proton et le neutron comme appartenant à une même représentation de la symétrie SU(2) sous laquelle l'interaction forte est conservée, avec le quark étrange l'interaction forte est invariante sous la symétrie SU(3) et la représentation (octet  $\frac{1}{2}^+$ ) dont font parties le proton et le neutron compte six autres membres, étranges : le singlet  $\Lambda$ , le triplet  $\Sigma$  et le doublet  $\Xi$ . Il en est de même pour le pion qui fait partie d'une représentation de SU(3) comportant aussi les K et le  $\eta$  (octet  $0^-$ ). Donc, le K et le  $\Lambda$ , entre autres, cousins étranges du  $\pi$  et du nucléon respectivement (*the  $\Lambda$ -hyperon, which is a kind of heavy neutron*)<sup>5</sup>, apportent au noyau un nouveau degré de liberté : l'étrangeté.

De plus, le  $K^+$  interagit faiblement avec le noyau (libre parcours moyen :  $\lambda = 5 - 7$  fm)<sup>6</sup> comparé au  $\pi$  ( $\lambda = 0.5 - 3$  fm) ou au  $K^-$  ( $\lambda = 0.3 - 2$  fm). Cette différence entre le  $K^+$  et le  $K^-$  s'explique par le fait que pour former un hypernoyau il faut remplacer un nucléon par un  $\Lambda$  ou un  $\Sigma$ , et donc apporter une charge d'étrangeté  $S=-1$ , cas du  $K^-$ , mais pas du  $K^+$ . Ce grand libre parcours moyen fait du  $K^+$  une bonne sonde pour explorer le noyau (plus en profondeur que le  $\pi$ ) à condition bien sûr de comprendre comment il interagit avec les nucléons. Enfin, l'intérêt du secteur étrange est qu'il se situe entre celui des quarks légers u et d, et celui des quarks lourds c et b. La dynamique du secteur des quarks légers u et d est contrainte par la symétrie chirale (exacte dans la limite des masses nulles), symétrie qui fait apparaître par brisure spontanée trois bosons de Goldstone qui peuvent être associés aux trois pions ( $\pi^+ - \pi^0 - \pi^-$ ). Les quarks u et d n'étant pas de masse nulle cette symétrie est donc faiblement brisée (non-spontanément), ce qui explique la masse non nulle des trois pions. Mais cette approximation de masse nulle ne peut pas être étendue au cas du quark *s* :  $m_s \approx 40m_u$  ! Le comportement des quarks c et b est lui gouverné par des symétries différentes.

## 1.3 Quelles réactions étudier ?

L'étude des hypernoyaux doit nous apporter beaucoup sur la compréhension des interactions entre les nucléons et les particules étranges. Un hypernoyau est un noyau où un

<sup>5</sup> *The interaction of Hadrons*, H. Pilkuhn (North-Holland, Amsterdam, 1967) p.52

<sup>6</sup>  $150 \leq P_{lab}(MeV) \leq 800$

nucléon a été remplacé par un hypéron, le plus souvent un  $\Lambda$  (le  $\Lambda$  étant le plus stable de tous les hypérons du fait que tous les autres se désintègrent fortement en  $\Lambda$ ), aussi ce  $\Lambda$ , baigné dans le milieu nucléaire, interagira avec les nucléons environnant, verra son temps de vie modifié par rapport à celui du  $\Lambda$  libre, et, plus l'hypernoyau sera lourd moins la voie de désintégration du  $\Lambda$  en  $\pi N$  sera ouverte (état libre  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  (64%),  $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$  (36%)) et celle qui deviendra dominante sera la voie  $\Lambda + N \rightarrow N + N$ , d'autant plus intéressante que  $\Lambda + p \rightarrow n + p$  et  $\Lambda + n \rightarrow n + n$  sont les rares interactions faibles baryons-baryons que l'on puisse étudier. De plus, de par le principe de Pauli, un hypéron peut pénétrer plus profondément qu'un nucléon dans le noyau. Mais l'étude des hypernoyaux pêche par sa propre richesse, elle est très complexe. Pour ne citer que deux difficultés: l'interaction  $\Lambda$ - $N$  est encore mal connue, qui plus est dans le milieu nucléaire, et les hypernoyaux sont principalement créés dans les voies ( $K^-, \pi^-$ ) et ( $\pi^+, K^+$ ) où il y a interaction forte dans les voies d'entrée et de sortie et donc pas de traitement perturbatif possible.<sup>7</sup>

D'autres voies d'étude sont possibles, comme les diffusions  $\bar{K}N$  ou Hypéron-Nucléon, réactions d'où l'on peut tirer les constantes de couplage  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$  qui caractérisent l'intensité de l'interaction forte entre le  $K$ , le  $\Lambda$  ou  $\Sigma$ , et le nucléon, et qui sont les analogues de la constante  $g_{\pi NN}$ . La connaissance de ces constantes est notamment utile si l'on étudie les hypernoyaux, si l'on sonde la matière avec des kaons, ou lors de l'étude d'interaction noyau-noyau où des kaons sont produits. Pour la réaction Hypéron-Nucléon, Bozoïan[Boz83] a obtenu des valeurs proches des prédictions<sup>8</sup> de la symétrie  $SU(3)$ ,  $\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = -4.13$  et  $\frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = 0.82$ , dans un schéma d'échange de bosons, et pour la diffusion  $\bar{K}N$  Martin[Mar81] et Antolin[Ant87] ont eux aussi obtenu des valeurs en accord avec  $SU(3)$  en utilisant un modèle dispersif<sup>9</sup>:  $\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = \pm 3.73$  et  $\frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = \pm 1.82$  pour Martin, et,  $\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = \pm 3.53$  et  $\frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = \pm 1.53$  pour Antolin.

Pour étudier les interactions des nucléons avec des particules étranges, notre choix s'est porté sur la photoproduction d'étrangeté, et ceci pour différentes raisons. D'abord, l'avantage de la photoproduction de méson sur les diffusions  $\bar{K}N$  ou Hypéron-Nucléon est que dans la voie usersd'entrée elle met en jeu l'interaction électromagnétique. Cette interaction, contrairement à l'interaction forte, est bien connue, et permet de faire un traitement perturbatif où les paramètres inconnus seront les constantes de couplage fort intervenant dans la voie de sortie (exemple:  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$  qui sont les deux principales). De plus, de part la symétrie de croisement (*crossing*) les amplitudes de photoproduction permettent de déduire très simplement celles de la diffusion  $\bar{K}N$ , et des observables comme le rapport de branchement  $R = \frac{\Gamma(\bar{K}N \rightarrow \gamma Y)}{\Gamma(\bar{K}N \rightarrow \text{all})}$ .

Le formalisme de la photoproduction de kaons est directement tiré de celui de la photoproduction de pion, mais il faut cependant noter une différence importante: la pho-

<sup>7</sup>Pour de plus amples détails sur les hypernoyaux: C. B. Dover and G. E. Walker [Dov82]

<sup>8</sup> $g_{K\Lambda N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}(3 - 2\alpha_D)g_{\pi NN} \rightarrow -4.4 \leq \frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} \leq -3.0$  ( $SU(3)$  brisée à hauteur de 20%)

$g_{K\Sigma N} = (2\alpha_D - 1)g_{\pi NN} \rightarrow 0.9 \leq \frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} \leq 1.3$

Définitions et valeurs de  $g_{\pi NN}$  et  $\alpha_D$  dans le chapitre 3 sur les constantes

<sup>9</sup>signe indéterminé

toproduction de  $\pi$  sert principalement à déterminer les constantes de couplage liées aux résonances comme  $g_{\gamma NN^*}$  et  $g_{\pi NN^*}$ , la constante  $g_{\pi NN}$  étant bien déterminée par le biais de la diffusion  $\pi$ -N (par une relation de dispersion), alors que la photoproduction de kaons sert à déterminer à la fois les constantes  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$ , et les constantes liées aux résonances  $g_{KY N^*}$  et  $g_{KY^* N}$ .

Enfin, des expériences de photoproduction de kaons ont déjà eu lieu en Allemagne (ELSA)<sup>10</sup> et auront très prochainement lieu ( $\approx 95$ ) en France (ESRF) et aux Etats-Unis (CEBAF-Virginie)<sup>11</sup>, et ceci après un arrêt de près de 20 ans. Ces nouvelles machines plus performantes apporteront des données plus nombreuses et précises qu'avant, ce qui pousse à améliorer les modèles théoriques existants.

## 1.4 Cadre théorique

Pour étudier les réactions de photoproduction de kaons ( $\gamma p \rightarrow KY$ ) dans la gamme d'énergie qui nous intéresse ( $0.9 \leq E_\gamma \leq 2.5$  GeV) trois approches théoriques sont possibles : l'analyse multipolaire, les relations de dispersion et le modèle isobarique.

L'analyse en multipôle [Sch73] rend certes compte des résultats expérimentaux et permet d'évaluer le rôle de chaque onde (et donc de chaque résonance) en fonction de l'énergie dans le centre de masse, mais pour chaque onde résonnante il peut y avoir jusqu'à 5 paramètres ajustables, ce qui permet difficilement d'introduire plus de 3 états résonnants. En ce qui concerne le modèle dispersif, il s'avère extrêmement difficile d'emploi pour la photoproduction de kaons. La raison principale en est que l'énergie seuil est telle que le nombre d'états à prendre en compte est beaucoup plus élevé que pour la photoproduction de  $\pi$ , ce qui aboutit à un système d'équations couplées très complexe et pour le résoudre il faut faire de telles approximations que le modèle dispersif perd beaucoup de sa validité. Enfin, le modèle théorique que nous utiliserons sera le modèle isobarique et les outils seront les diagrammes de Feynman. Ce formalisme a l'avantage d'être relativiste (les limites non-relativistes ont été étudiées en vue d'une application dans le milieu nucléaire [Ade85]) et il suffit de connaître les vertex et propagateurs de chaque diagramme pour calculer les éléments de la matrice de transition.

Dans un article de 1963, Gourdin [Gou63] applique à la photoproduction de kaons ( $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ ) le formalisme des diagrammes de Feynman, basé sur un lagrangien effectif, déjà utilisé pour la photoproduction de  $\pi$ . Mais les expériences n'ayant commencé qu'en 1958 à CalTech, les données en 1963 sont à la fois rares, peu précises et avec des photons de faibles énergies ( $\approx 1.0$  GeV). Aussi Gourdin n'utilise que les termes de Born dans son modèle. Les valeurs des constantes qu'il obtient sont bien sûr très éloignées des prédictions de SU(3). En outre à cette époque on ne connaissait pas, entre autres, la parité relative  $\Sigma\Lambda$ . En 1966 Thom [Tho66] reprend le même formalisme pour les termes de Born et ajoute une résonance ayant une masse d'environ 1.7 GeV au moyen d'une amplitude de Breit-Wigner non-relativiste. Disposant aussi de peu de mesures expérimentales, Thom n'obtiendra que

<sup>10</sup>Des mesures de sections efficaces et de simples polarisations ont eu lieu à Bonn, et les premiers résultats ont été présentés fin mai 94 lors du congrès Few Body XIV à Williamsburg (Virginie)

<sup>11</sup>Notamment:  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  et  $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$

des valeurs faibles pour  $g_{KAN}$  ( $1.1 \leq |g_{KAN}| \leq 2.6$ ) et ne pourra pas déterminer le signe de  $g_{KEN}$ . En 1971, F. M. Renard et Y. Renard[Ren71](notés plus loin R&R) reprennent cette étude, car entre-temps plusieurs expériences ont eu lieu. Ils incorporent, eux, toutes les résonances connues des voies  $s$  et  $u$  à l'aide des graphes de Feynman. Les résultats qu'ils obtiennent sont meilleurs, même si les constantes sont toujours un peu faibles vis-à-vis des prédictions tenant compte de la symétrie SU(3). Mais pour rendre compte des mesures expérimentales Renard et Renard sont obligés d'incorporer 13 résonances dans leur modèle, ce qui ne préfigure pas une réaction *simple*<sup>12</sup>. Peut-être pour cette raison, mais plus sûrement du fait de l'arrêt quasi-total des expériences en 72 (3 mesures seulement avec polarisation de la cible en 78 [Alt78], et une série de mesures en électroproduction en 75 [Aze75]), les études phénoménologiques marquent une pause de plus de 10 ans.

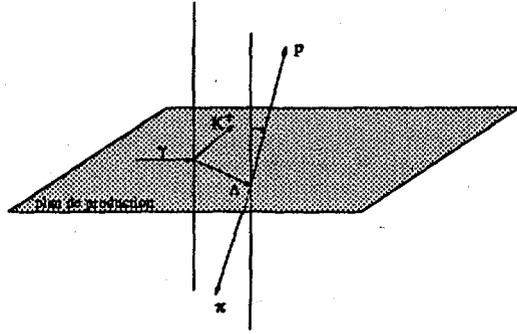
C'est au début des années 80, avec l'annonce de nouvelles machines et de propositions d'expériences, que ces études théoriques redémarrent. Adelseck, Bennhold et Wright[Ade85] reprennent en 1985 le modèle isobarique de R&R et y apportent quelques modifications, à savoir l'introduction de la voie  $t$  pour les termes résonnants avec la  $K^*(892)$  et une normalisation différente de certaines constantes. Leurs modèles ont l'avantage de présenter moins de résonances (2 ou 4) que celui de R&R. Dans un article de 1988, Adelseck et Wright[Ade88-1] rajoutent la résonance K1(1270) (voie  $t$ ) et obtiennent alors des valeurs raisonnables pour  $g_{KAN}$  ( $g_{KEN}$  étant toujours peu contrainte). La même année, le groupe Cotanch-Ji-Williams souligne la symétrie de croisement [Ji88], mais à cette époque la valeur expérimentale du rapport de branchement R était fautive<sup>13</sup>. Puis, pour des raisons de comportement de la section efficace à des énergies  $\geq 1.5$  GeV, ils ajoutent, aux deux résonances nucléoniques et à la  $\Lambda(1405)$  de la référence [Ji88], la  $K^*(892)$  et la K1(1270) [Wil92]. Adelseck et Saghai[Ade90] ont eux fait une étude systématique des données expérimentales, qui les a amenés à ne considérer que les mesures des groupes qui donnaient à la fois l'erreur statistique et l'erreur systématique et donc permettaient d'utiliser l'erreur totale ( $= \sqrt{(\text{erreur statistique})^2 + (\text{erreur systématique})^2}$ ) et non la simple erreur statistique. De plus, cette étude les a amenés à éliminer les mesures d'un groupe sujettes à une incohérence interne. Ce faisant ils ont obtenu deux modèles comportant chacun une résonance nucléonique, une résonance hypéronique, la  $K^*$  et la K1, et les valeurs des constantes  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  sont en accord avec SU(3), contrairement aux autres groupes.

A l'heure actuelle une conclusion au moins peut être tirée de ces précédentes études : il manque des contraintes à tous ces modèles. Contraintes expérimentales principalement, car les données, qui datent de plus de 20 ans désormais, sont peu précises, pas assez nombreuses, et la quasi-totalité concerne la section efficace. Ceci a pour conséquence de rendre difficile la détermination des constantes de couplage qui sont les paramètres du modèle, et de ne pas permettre le choix entre, par exemple, les deux plus récents modèles<sup>14</sup> de Williams-Ji-Cotanch[Wil92] d'une part et d'Adelseck-Saghai[Ade90] d'autre part. Ces deux modèles sont pourtant très différents sur de nombreux points, comme le montrent les prédictions qu'ils donnent pour certaines observables de double polarisation et les résonances mises en

<sup>12</sup>Quand on étudie l'étrangeté par des rayons X, on peut s'y attendre...

<sup>13</sup>valeurs actuelles:  $R = (0.86 \pm 0.12)10^{-3}$   $Y = \Lambda$  [Whi89]  
 $R = (1.44 \pm 0.18)10^{-3}$   $Y = \Sigma^0$  [Whi89]

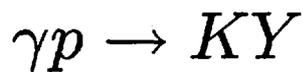
<sup>14</sup>Dans le cas:  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$



jeu, notamment. Les très prochaines mesures, et en particuliers à l'ESRF par la collaboration GRAAL (GRenoble Anneau Accélérateur Laser), permettront de pallier ce déficit, car dès le début des expériences il sera possible d'obtenir des observables de double polarisation, à savoir faisceau polarisé et polarisation de l'hypéron sortant détectée. Il est à noter que pour ces réactions  $\gamma p \rightarrow KY$  les mesures de ce genre d'observables de double polarisation sont facilitées par la désintégration faible du  $\Lambda$  en  $\pi^+p$  (64%) et  $\pi^0n$  (36%) (le  $\Sigma^0$  se désintégrant en  $\gamma\Lambda$ , la mesure de sa polarisation est liée à celle du  $\Lambda$ ). Ainsi, du fait de la non-conservation de la parité par la désintégration faible, il suffit de compter les protons de part et d'autre du plan de production (cf. figure ci-dessus), sans avoir à utiliser un polarimètre. La polarisation du photon est elle facilitée par le fait que le faisceau est naturellement polarisé. En parallèle, au niveau théorique, les modèles peuvent être améliorés ou du moins étendus. Ainsi, l'étude des effets des résonances nucléoniques de spin  $3/2$  et  $5/2$  permettra peut être de résoudre un désaccord entre des modèles où les constantes ( $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$ ) sont en accord avec  $SU(3)$ , mais qui surestiment la section efficace pour des énergies  $\geq 1.5$  GeV [Ade90], et des modèles qui donnent un comportement de la section efficace aux mêmes énergies plus raisonnable, mais dont les constantes sont trop faibles par rapport à  $SU(3)$  [Wil92]. Ce problème à plus haute énergie doit être résolu si l'on veut appliquer les modèles à l'électroproduction, car alors l'énergie dans le centre de masse est plus élevée que dans le cas de la photoproduction.

## Chapitre 2

# Formalisme pour l'étude de la réaction de photoproduction



Ce chapitre, qui concerne le cadre théorique dans lequel nous étudions les réactions  $\gamma p \rightarrow KY$ , est décomposé en quatre parties principales. Nous rappelons d'abord la cinématique et les champs associés aux particules, tout en précisant les notations et les conventions utilisées. Ensuite nous abordons la définition et le calcul des observables. Ce calcul nécessitant celui de la matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$ , la troisième partie est consacrée à cette matrice. Enfin, d'une part nous utilisons le cadre théorique de la photoproduction pour la capture radiative de kaon en invoquant la symétrie de croisement, et d'autre part étendons ce cadre théorique de la photoproduction à celui de l'électroproduction de mésons K, dans le but de pouvoir utiliser les données existantes de l'électroproduction et d'apporter ainsi de nouvelles contraintes, tout en ne faisant pas une étude approfondie du cas du photon virtuel.

### 2.1 Notations et conventions

#### 2.1.1 Cinématique

Soit la réaction de photoproduction de kaon(K) associé à un hypéron(Y) sur un proton(P) cible dans un référentiel quelconque (Fig. 1), avec, pour les cas qui vont nous intéresser,  $K = K^+$  ou  $K^0$ , et  $Y = \Lambda, \Sigma^0$  ou  $\Sigma^+$

Soient les quadri-moments des particules :

$$\begin{aligned} p_\gamma &= (E_\gamma, \mathbf{p}_\gamma) \\ p_p &= (E_p, \mathbf{p}_p) \\ p_K &= (E_K, \mathbf{p}_K) \\ p_Y &= (E_Y, \mathbf{p}_Y) \end{aligned}$$

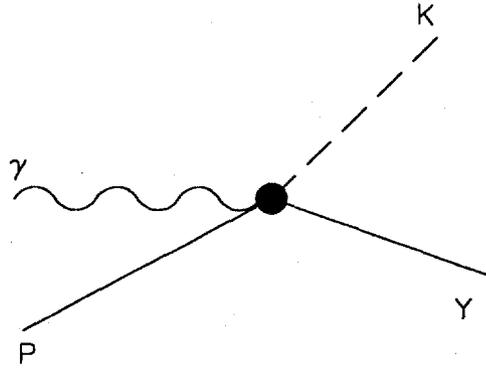


Fig. 1

La métrique  $(g^{\mu\nu})$  utilisée est :

$$(g^{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

d'où  $p^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 = M^2$ , où  $M$  est la masse de la particule.

Il est toujours commode d'exprimer les observables d'une réaction en fonction d'invariants relativistes, de façon à garder une forme indépendante du référentiel. Dans notre cas les observables seront fonction d'amplitudes  $\mathcal{A}_i$ , et nous n'exprimerons ces  $\mathcal{A}_i$  qu'en fonction d'invariants, à savoir les masses, les produits scalaires et les variables de Mandelstam  $s$ ,  $t$ ,  $u$  définies ainsi :

$$\begin{aligned} s &= (p_\gamma + p_p)^2 && \text{(voie nucléonique)} \\ t &= (p_\gamma - p_K)^2 && \text{(voie kaonique)} \\ u &= (p_\gamma - p_Y)^2 && \text{(voie hypéronique)} \end{aligned}$$

Diverses relations lient ces trois types d'invariants. Entre autres :

$$\begin{aligned} s + t + u &= M_p^2 + M_K^2 + M_Y^2 \\ p_\gamma \cdot p_p &= \frac{s - M_p^2}{2} \\ p_\gamma \cdot p_K &= \frac{M_K^2 - t}{2} \\ p_\gamma \cdot p_Y &= \frac{M_Y^2 - u}{2} \end{aligned}$$

La réaction se déroule dans le laboratoire, qui est le référentiel où le proton est au repos (Fig. 2)

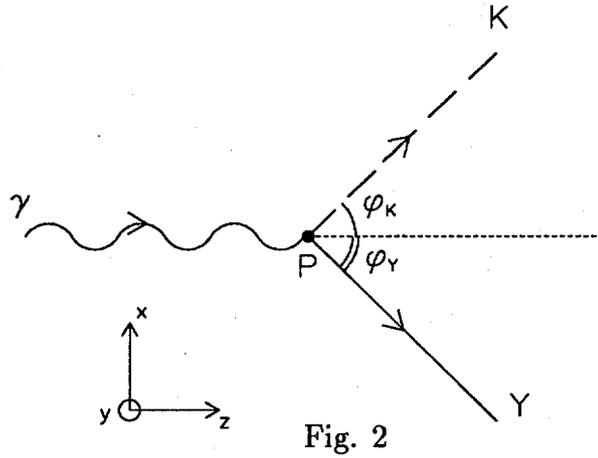


Fig. 2

Les impulsions dans ce référentiel ont comme composantes :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}_\gamma &= (0, 0, |\mathbf{p}_\gamma|) \\
 \mathbf{p}_p &= (0, 0, 0) \\
 \mathbf{p}_K &= (|\mathbf{p}_K| \sin \varphi_K, 0, |\mathbf{p}_K| \cos \varphi_K) \\
 \mathbf{p}_Y &= (-|\mathbf{p}_Y| \sin \varphi_Y, 0, |\mathbf{p}_Y| \cos \varphi_Y) .
 \end{aligned}$$

Comme souvent pour des raisons pratiques, nous choisissons pour mener nos calculs le référentiel du centre de masse (Fig. 3) avec les impulsions :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}_\gamma &= (0, 0, |\mathbf{p}_\gamma|) \\
 \mathbf{p}_p &= (0, 0, -|\mathbf{p}_p|) \\
 \mathbf{p}_K &= (|\mathbf{p}_K| \sin \theta, 0, |\mathbf{p}_K| \cos \theta) \\
 \mathbf{p}_Y &= (-|\mathbf{p}_Y| \sin \theta, 0, -|\mathbf{p}_Y| \cos \theta) ;
 \end{aligned}$$

et les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_p &= \mathbf{p}_K + \mathbf{p}_Y = 0 \\
 |\mathbf{p}_\gamma| &= E_\gamma = |\mathbf{p}_p| \\
 s &= (E_p + E_\gamma)^2,
 \end{aligned}$$

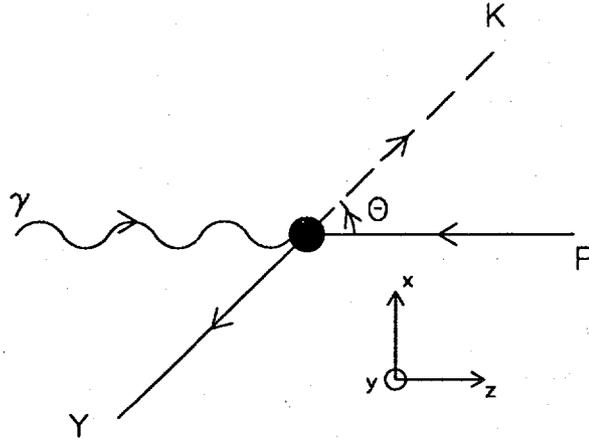


Fig. 3

Le système d'axes est choisi de façon que l'impulsion du photon soit suivant la direction  $z$ , l'axe des  $x$  dans le plan (photon incident, kaon sortant) et l'axe  $y$  tel que  $(x,y,z)$  soit un produit direct.

## 2.1.2 Les champs associés aux particules

### 1. Champ électromagnétique : $A^\mu$

Nous nous restreignons ici au cas du photon réel ( $p_\gamma^2 = 0$ ).

Soit  $A^\mu$  le champ électromagnétique associé au photon,

$$A^\mu = \varepsilon^\mu e^{-ip_\gamma \cdot x}$$

où  $x$  est un quadri-vecteur espace-temps et  $\varepsilon$  le quadri-vecteur polarisation du photon.  $A^\mu$  obéit à l'équation

$$\square^2 A^\mu - \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = j^\mu \quad (j^\mu : \text{courant électromagnétique}) \quad (2.1)$$

Les équations de Maxwell sont inchangées lors du changement de jauge :

$$A^\mu \rightarrow A^\mu + \partial^\mu \chi \quad (\chi : \text{fonction quelconque de } x) \quad (2.2)$$

Cela nous autorise à poser  $\partial_\mu A^\mu = 0$  (donc à prendre  $\square^2 \chi = 0$ ), ce qui se traduit par  $p_\gamma \cdot \varepsilon = 0$  : c'est la condition de Lorentz. De plus, si l'on prend  $\chi = ia e^{-ip_\gamma \cdot x}$

(en accord avec  $\partial_\mu A^\mu = 0$ , pour un photon réel), alors (2.2) devient :

$$\varepsilon^\mu \rightarrow \varepsilon^\mu + a p_\gamma^\mu \quad (2.3)$$

Ainsi, l'on peut se placer dans la jauge de Coulomb :  $\varepsilon^0 = 0$ , qui conduit à  $p_\gamma \cdot \varepsilon = 0$ . Par conséquent il n'existe que deux vecteurs polarisation indépendants et ils sont transverses. Pour le photon réel se propageant suivant l'axe z, l'on peut prendre, par exemple,  $\varepsilon_1 = (1,0,0)$  et  $\varepsilon_2 = (0,1,0)$ , ou  $\varepsilon_R = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)$  et  $\varepsilon_L = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varepsilon_1 - i\varepsilon_2)$  (polarisation circulaire).

## 2. Champ associé à un hadron (H) de spin $\frac{1}{2}$ : $\Psi_H$

Soit  $\Psi_H$  le champ associé à un fermion de spin  $\frac{1}{2}$

$$\begin{aligned} \Psi_H &= u_H e^{-ip_H \cdot x} && \text{(hadron entrant)} \\ \bar{\Psi}_H &= \bar{u}_H e^{ip_H \cdot x} && \text{(hadron sortant)} \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} u_H &= \sqrt{\frac{E_H + M_H}{2M_H}} \left( \begin{array}{c} \chi(H) \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_H}{E_H + M_H} \chi(H) \end{array} \right) \\ \bar{u}_H &= u_H^\dagger \gamma_0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

où  $\chi$  est le spineur habituel à deux composantes,  $\chi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  ou  $\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ ,  $\boldsymbol{\sigma}$  sont les matrices de Pauli ( $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ) et  $(\gamma_0, \boldsymbol{\gamma})$  les matrices de Dirac. Ces matrices  $\boldsymbol{\sigma}$  et  $\boldsymbol{\gamma}$  sont reportées dans l'annexe B.

$u_H$  et  $\bar{u}_H$  sont des bi-spineurs satisfaisant l'équation de Dirac :

$$(\not{p}_H - M_H)u_H = 0, \quad \bar{u}_H(\not{p}_H - M_H) = 0,$$

et notre normalisation est telle que,

$$\begin{aligned} \bar{u}_H u_H &= 1 \\ \sum_{spin} u_H \bar{u}_H &= \frac{\not{p}_H + M_H}{2M_H} \end{aligned}$$

## 3. Champ associé à un méson de spin 0 : $\phi$

Le champ d'un méson de spin 0 (entrant) est :

$$\phi = e^{-ip_M \cdot x};$$

et obéit à l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square^2 + M^2)\phi = 0$$

## 2.2 Les observables

### 2.2.1 Généralités

Ecrire l'expression *détaillée* d'une observable revient principalement à écrire l'expression des éléments de la matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$ <sup>1</sup>. Ainsi, la section efficace différentielle pour le processus  $\gamma p \rightarrow KY$

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{M_p M_Y |\mathcal{M}_{fi}|^2 \delta^{(4)}(p_p + p_\gamma - p_K - p_Y) d^3 p_K d^3 p_Y}{4E_Y E_K [(p_p \cdot p_\gamma)^2 - p_p^2 p_\gamma^2]^{1/2} (2\pi)^3 (2\pi)^3}$$

est le produit de facteurs cinématiques et du module carré de  $\mathcal{M}_{fi}$ .

Pour notre étude de la photoproduction d'étrangeté, nous avons fait le choix d'utiliser les diagrammes de Feynman et les règles correspondantes pour calculer les éléments de la matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$  (cf. §2.3). L'expression que l'on obtient alors pour  $\mathcal{M}_{fi}$  peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{M}_{fi} = \bar{u}_Y \left( \sum_{j=1}^4 \mathcal{M}_j \mathcal{A}_j \right) u_p$$

où les  $\mathcal{A}_j$  sont quatre amplitudes dont les expressions sont données dans l'annexe E.1, et les  $\mathcal{M}_j$  sont les quatre matrices, invariantes de jauge, suivantes (avec  $p_\gamma^2 = 0$  et  $p_\gamma \cdot \varepsilon = 0$ ) :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= -\gamma^5 \not{\varepsilon} \not{p}_\gamma \\ \mathcal{M}_2 &= 2\gamma^5 (\varepsilon \cdot p_p p_\gamma \cdot p_Y - \varepsilon \cdot p_Y p_\gamma \cdot p_p) \\ \mathcal{M}_3 &= \gamma^5 (\not{\varepsilon} p_\gamma \cdot p_p - \not{p}_\gamma \varepsilon \cdot p_p) \\ \mathcal{M}_4 &= \gamma^5 (\not{\varepsilon} p_\gamma \cdot p_Y - \not{p}_\gamma \varepsilon \cdot p_Y) \end{aligned}$$

$\mathcal{M}_{fi}$  peut aussi s'exprimer en fonctions des spineurs  $\chi$  de l'hypéron et du proton :

$$\mathcal{M}_{fi} = \sqrt{\frac{E_p + M_p}{2M_p}} \sqrt{\frac{E_Y + M_Y}{2M_Y}} \langle \chi(Y) | \mathcal{F} | \chi(p) \rangle \quad (2.5)$$

avec

$$\mathcal{F} = \sigma \cdot \hat{\varepsilon} \mathcal{F}_1 + i(\sigma \cdot \hat{p}_K)(\sigma \times \hat{p}_\gamma \cdot \hat{\varepsilon}) \mathcal{F}_2 + (\sigma \cdot \hat{p}_\gamma)(\hat{p}_K \cdot \hat{\varepsilon}) \mathcal{F}_3 + (\sigma \cdot \hat{p}_K)(\hat{p}_K \cdot \hat{\varepsilon}) \mathcal{F}_4$$

où les  $\mathcal{F}_j$  sont les amplitudes de Chew, Goldberger, Low et Nambu (CGLN)[Che57]. Leurs expressions en fonction des amplitudes  $\mathcal{A}_j$  sont données dans l'annexe F.1.

Ainsi la section efficace différentielle dans le référentiel du centre de masse s'écrit :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{cm} = \frac{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)}{64\pi^2 s} \frac{|p_K|}{2|p_\gamma|} \text{Tr}(\mathcal{F}^\dagger \mathcal{F}) \quad (2.6)$$

<sup>1</sup>La matrice  $\mathcal{S}$  pour la photoproduction de méson pseudoscalaire s'écrit :

$$\mathcal{S}_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^2} \left[ \frac{M_p M_Y}{4E_Y E_K E_p E_\gamma} \right]^{1/2} \mathcal{M}_{fi} \delta^{(4)}(p_p + p_\gamma - p_K - p_Y)$$

Cependant, afin d'avoir des expressions simples des polarisations<sup>2</sup> (simples et doubles) et mettant en évidence les phases relatives, il est plus avantageux d'utiliser une autre représentation des amplitudes, comme les amplitudes transverses  $b_j$  ( $b_j = f(\mathcal{F}_i)$ , cf. annexe G). Par exemple, pour l'asymétrie de polarisation de l'hypéron Y (notée P), les expressions sont :

$$\begin{aligned} P &= 2A. \sin\theta \operatorname{Im} \left( -2\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2 - \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_4 + \sin^2\theta \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 + \cos\theta (\mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 - \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4) \right) \\ &= A. \left( |b_1|^2 - |b_2|^2 + |b_3|^2 - |b_4|^2 \right) \end{aligned}$$

où  $A$  est un facteur incluant la section efficace différentielle, le flux et les facteurs de normalisation.

## 2.2.2 Définitions des observables

Sur les quatre particules *réelles*<sup>3</sup> de la réaction, trois peuvent être polarisées. Le kaon, étant de spin 0, n'a pas de degré de polarisation. Chacune des trois particules (proton, photon, et hypéron) possède deux états de spin, ou d'hélicité, possibles, ce qui donne huit amplitudes. Mais l'invariance par rotation et la condition de parité réduisent à quatre le nombre d'amplitudes indépendantes. Ces amplitudes ( $b_j$ , par exemple) étant complexes, on peut former 16 formes bilinéaires réelles, et donc nous avons 16 observables à notre disposition, à savoir : une section efficace différentielle, trois polarisations simples et 12 doubles polarisations que nous allons définir ci-après, et dont les expressions en fonction des amplitudes  $b_j$  sont reportées dans le tableau 2.3.

A chacune des trois particules est associée une matrice de densité de polarisation, notée  $\rho$ , qui contient les informations sur la probabilité qu'a la particule de se trouver dans un état de spin donné. Ainsi, pour le proton, la définition de  $\rho_p$  est :

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

où  $P_{\alpha}$  est la probabilité du proton d'avoir un spin pointant dans la direction  $\alpha$ , et l'expression matricielle s'écrit :

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

où :

- .  $I$  est la matrice unité de dimension 2
- .  $\sigma$  sont les matrices de Pauli dans le repère lié au proton.

De même pour l'hypéron, nous avons :

$$\rho_Y = \frac{1}{2} (I + \sigma' \cdot \mathbf{P}_Y)$$

<sup>2</sup>Plus exactement des asymétries de polarisations. Par la suite nous ferons souvent cet abus de langage.

<sup>3</sup>*réelles*  $\neq$  *virtuelles* (= états intermédiaires)

où  $\sigma'$  sont les matrices de Pauli dans le repère lié à l'hypéron Y.

Et dans le cas du photon, l'expression de  $\rho_\gamma$  est :

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

où :

- $\mathcal{P}_\gamma$  est la probabilité liée au degré de polarisation circulaire du photon
- $P_\gamma$  est la probabilité liée au degré de polarisation linéaire du photon
- $\varphi$  est l'angle qui définit l'axe de polarisation linéaire  $\hat{n} = \hat{x} \cos \varphi + \hat{y} \sin \varphi$

Soit  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unp}$  la section efficace différentielle non-polarisée (proton et photon non polarisés et polarisation de l'hypéron non détectée) :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unp} \propto Tr(\mathcal{F}\mathcal{F}^\dagger)$$

Prenons maintenant le cas de la cible (proton) polarisée. Soit  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_T$  la section efficace différentielle correspondante. Le calcul est le même que pour  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unp}$ , à la différence près que pour le proton on prend l'état polarisé, c'est à dire que l'on introduit la matrice densité de polarisation  $\rho_p$  dans l'équation 2.5 ( $|\chi(p)\rangle \rightarrow \rho_p |\chi(p)\rangle$ ). L'expression obtenue est alors la suivante :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_T = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unp} (1 + T \cdot P_p) \quad \text{où} \quad T \equiv \frac{Tr(\mathcal{F}\sigma^p\mathcal{F}^\dagger)}{Tr(\mathcal{F}\mathcal{F}^\dagger)}$$

Si l'on se place dans une direction donnée, par exemple  $P_p = \pm \hat{y}$ , alors l'asymétrie de polarisation du proton s'écrit :

$$T_y = \frac{d\sigma/d\Omega^{(+)} - d\sigma/d\Omega^{(-)}}{d\sigma/d\Omega^{(+)} + d\sigma/d\Omega^{(-)}}$$

où les indices + et - font référence au proton polarisé respectivement parallèlement et antiparallèlement à l'axe<sup>4</sup>  $\hat{y}$ .

L'asymétrie de polarisation de l'hypéron a une expression semblable :

$$P = \frac{d\sigma/d\Omega^{(+)} - d\sigma/d\Omega^{(-)}}{d\sigma/d\Omega^{(+)} + d\sigma/d\Omega^{(-)}}$$

où l'axe de référence est  $\hat{y}' = \hat{y}$ .

Quant à l'asymétrie de polarisation du photon, elle est donnée par :

$$\Sigma = \frac{d\sigma/d\Omega^{(\perp)} - d\sigma/d\Omega^{(\parallel)}}{d\sigma/d\Omega^{(\perp)} + d\sigma/d\Omega^{(\parallel)}}$$

---

<sup>4</sup>  $\hat{y} = \frac{\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_\kappa}{|\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_\kappa|}$

où les indices  $\perp$  et  $\parallel$  font référence au photon polarisé respectivement perpendiculairement et parallèlement au plan de la réaction.

En ce qui concerne les doubles polarisations (ci-dessous notées  $XX$  de façon générique), il n'y a pas une, mais deux matrices densité, avec quatre états possibles (2 états par particule). Cependant le choix des axes (cf. tableau 2.3) permet de les définir comme les polarisations simples :

$$XX = \frac{d\sigma/d\Omega^{(++)} - d\sigma/d\Omega^{(+-)}}{d\sigma/d\Omega^{(++)} + d\sigma/d\Omega^{(+-)}}$$

où  $+(-)$  représente soit une polarisation parallèle(antiparallèle) à l'axe de quantification, soit une hélicité  $+1(-1)$ , ou indique que le vecteur polarisation du photon fait un angle de  $45^\circ(-45^\circ)$  avec l'axe des  $x$ .

En fait les 16 observables ne sont pas indépendantes. Des relations non-linéaires lient certaines d'entre-elles[Ade90], comme :

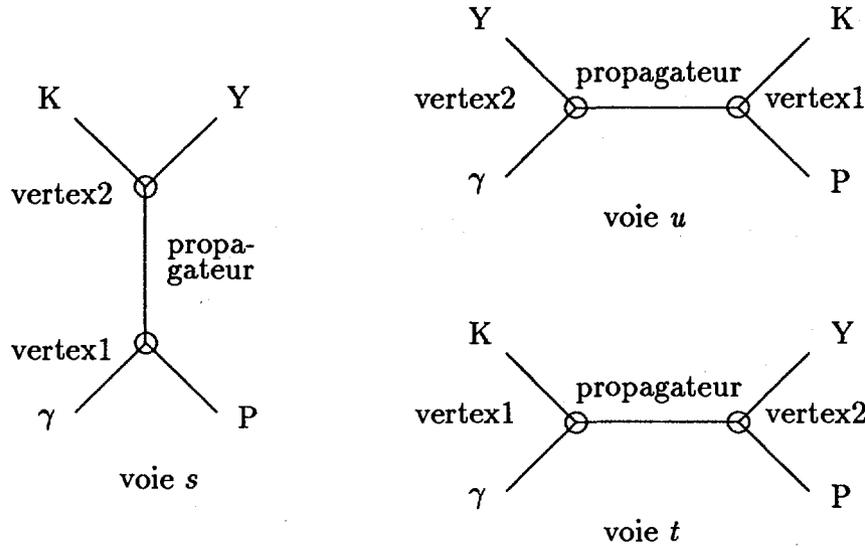
$$\begin{aligned} FG - EH &= P - \Sigma T \\ \text{ou} \\ C_z O_x - C_x O_z &= T - P\Sigma \end{aligned}$$

Ainsi, neuf observables seulement permettent de déterminer les quatre amplitudes  $b_j$  : 4 pour les modules et 3+2 pour les phases relatives (3 devraient suffire pour les phases, mais reste une ambiguïté pour chacune d'elles, due à la forme des amplitudes, d'où la nécessité des 2 autres observables). Et si l'on prend la section efficace différentielle et les trois asymétries de simple polarisation, sur les cinq observables de double polarisation que l'on doit prendre, trois au maximum peuvent appartenir au même ensemble (Faisceau-Cible), (Faisceau-Recul) ou (Cible-Recul) (cf. tableau 2.3).

## 2.3 Calcul de $\mathcal{M}_{fi}$

La photoproduction de kaon a une section efficace très faible par rapport à celle de la photoproduction du pion (1:100), et de plus, le kaon interagit peu avec le milieu nucléaire (surtout le  $K^+$ ). Aussi pour calculer l'élément de matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$  on utilise la théorie des perturbations au 1<sup>er</sup> ordre. Pour ce faire, nous utilisons la technique des diagrammes de Feynman. Comme nous ne prenons que les termes du 1<sup>er</sup> ordre, cela correspond à ne considérer que les diagrammes à *un* état intermédiaire (approximation de l'arbre ou *tree approximation*).  $\mathcal{M}_{fi}$  sera alors la somme de tous les éléments de matrice de transition, chacun relatif à un état intermédiaire donné. L'expression *brute* pour un diagramme peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{M}_{fi} = i \bar{u}_Y (\text{vertex2}) (\text{propagateur}) (\text{vertex1}) u_p$$



Il ne reste plus ensuite qu'à faire les produits de quadri-vecteurs et de matrice  $\gamma$  pour obtenir le résultat sous la forme donnée précédemment :

$$\mathcal{M}_{fi} = \bar{u}_Y \left( \sum_{j=1}^4 \mathcal{M}_j \mathcal{A}_j \right) u_p$$

Quelles sont les expressions des propagateurs et des vertex ?

### 2.3.1 Les Vertex

Les expressions des vertex sont tirées de celles des couplages entre les particules concernées.

Exemple: interaction champ électromagnétique  $A^\mu$  - électron (entrant  $\Psi_i$ , sortant  $\bar{\Psi}_f$ )

$$\text{Couplage} \rightarrow e \bar{\Psi}_f \gamma_\mu A^\mu \Psi_i$$

$$\text{Vertex} \rightarrow e \gamma_\mu$$

(Vertex  $\equiv$  Couplage sans les champs)

Les couplages doivent être covariants et invariants de jauge, et doivent conserver la parité. Ici  $e$  est la constante de couplage et est sans dimension, mais il arrive dans certains cas que les constantes aient une dimension (comme une énergie à la puissance  $(-n)$ ), car un couplage est adimensionnel.

Exemple: couplage  $KYN^*(\frac{3}{2}^+)$  (V3)

$$V3 = i G_3 \bar{\Psi}_Y (\partial^\mu \Phi_K) \Psi_\mu$$

$$= i G_3 \bar{u}_Y i p_K^\mu u_\mu \quad (\text{définition de } u_\mu, \text{ cf. annexe C})$$

Aussi, de manière à avoir des constantes de couplage adimensionnelles, on les normalise en général au moyen de masses de particules connues. Ainsi, pour le couplage V3 précédent, on pose  $G_3 = \frac{g}{M^*}$ , où  $M^*$  est la masse de la résonance  $N^*(\frac{3}{2}^+)$ .

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous calculons la photoproduction du kaon sur celle du pion et les vertex et propagateurs sont en partie les mêmes. En partie seulement, car nous devons rajouter les résonances hypéroniques et kaoniques, et nous apportons une modification au niveau de la normalisation des constantes pour les couplages Baryon( $J=\frac{1}{2}$ ) - Baryon( $J^*$ ) - Méson, et Baryon( $J=\frac{1}{2}$ ) - Baryon( $J^*$ ) - Photon, où  $J^*=\frac{3}{2}$  ou  $J^*=\frac{5}{2}$ , ce qui permettra en outre de résoudre pour ces spins, de manière ad hoc, le problème des amplitudes hors-couche. En effet, Y. Renard normalisait toutes ces constantes par une puissance de la masse du pion, héritage direct de la photoproduction de pion, et faisait l'approximation "habituelle de tous les modèles isobariques [...] en considérant les particules comme étant sur leur couche de masse", ce qui se traduisait par des termes supplémentaires dans les amplitudes qu'elle obtenait. Termes qui constituaient une sorte de bruit de fond non-résonnant, et qu'elle décidait de ne pas garder afin de pouvoir ajuster ces modèles aux données expérimentales. Or, si d'une part l'on développe les expressions des couplages (annexe C) utilisés par Y. Renard, et, si d'autre part l'on prend en compte le fait que la particule qui se propage n'est pas en général sur sa couche de masse, alors on peut obtenir des amplitudes ne contenant que des termes résonnants. Dans ce cas il faut remplacer la masse du pion par des facteurs du type  $(\sqrt{s} \pm M_p)^5$  pour normaliser les constantes de couplage (le terme  $\sqrt{s}$  est une conséquence de l'invariance de jauge). Aussi les formes que nous utilisons pour les vertex dans le cas des spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  sont différentes de celles de Renard[Ren71] et explicitées dans le paragraphe 2.3.3, et dans l'annexe D traitant de l'invariance de jauge.

Les expressions des vertex sont dans le tableau 2.1, et données pour la résonance de parité positive. Ces états étant des fermions, et donc régis par l'équation de Dirac, l'opérateur de parité est la matrice  $\gamma_0$  qui anticommute avec la matrice  $\gamma_5$ . Aussi, afin de respecter l'invariance par parité des couplages, on voit qu'il suffit d'ajouter à droite ou de supprimer le facteur  $i\gamma_5$  pour passer du vertex de la particule de parité positive à celui de la particule de parité négative.

## 2.3.2 Les Propagateurs

Dans le cas d'un processus avec échange d'une particule l'élément de matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$  peut s'écrire :

$$\mathcal{M}_{fi} = i \sum_{n \neq i} \langle f | V_1 | n \rangle \frac{1}{E_i - E_n} \langle n | V_2 | i \rangle,$$

où  $f$  et  $i$  sont les états final et initial respectivement (à savoir ici  $f=K, Y$  et  $i=p, \gamma$ ),  $n$  est un état intermédiaire, et  $V_1$  et  $V_2$  sont les vertex.

Ou encore :

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle f | V_1 \left( \sum_{n \neq i} i \frac{|n\rangle \langle n|}{E_i - E_n} \right) V_2 | i \rangle,$$

où  $\frac{|n\rangle \langle n|}{E_i - E_n}$  est le propagateur de l'état intermédiaire.

---

<sup>5</sup>cette procédure ne peut être utilisée que pour la voie  $s$  (résonances nucléoniques), cas auquel nous nous restreindrons.

Plus précisément, dans le terme  $|n\rangle\langle n|$  la somme sur les spins est implicite, et le terme  $\frac{1}{E_i - E_n}$ , où  $E_i$  est l'énergie dans l'état initial et  $E_n$  l'énergie de l'état intermédiaire, peut se mettre sous la forme  $\frac{1}{p^2 - m^2}$ , où  $p$  et  $m$  sont le quadri-moment et la masse de la particule  $n$ . On démontre ci-dessous ce résultat.

Démonstration :

Un diagramme de Feynman est l'ensemble de tous les diagrammes ordonnés dans le temps. Ainsi,  $\mathcal{M}_{fi}$  peut encore s'écrire :

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle f|V_1 \left( \sum_{n \neq i} i|n\rangle\langle n| \times \left[ \frac{1}{E_i - E_n^{(1)}} + \frac{1}{E_i - E_n^{(2)}} \right] \right) V_2|i\rangle,$$

avec

$$\begin{aligned} E_n^{(1)} &= E_n && \text{(particules incidentes interagissant avant les particules créées)} \\ E_n^{(2)} &= E_n + E_i + E_f && \text{(particules incidentes interagissant après les particules créées)} \\ &= E_n + 2E_i && \text{(conservation de l'énergie } E_i = E_f) \end{aligned}$$

Ainsi :  $\frac{1}{E_i - E_n^{(1)}} + \frac{1}{E_i - E_n^{(2)}} \propto \frac{1}{E_i^2 - E_n^2}$

Or  $E_i^2 = p^2 + \mathbf{p}^2$ , et  $E_n^2 = m^2 + \mathbf{p}^2$  ( $p$ : quadri-moment dans la voie d'entrée)

D'où  $\frac{1}{E_i^2 - E_n^2} = \frac{1}{p^2 - m^2}$  (CQFD)

L'expression générale d'un propagateur<sup>6</sup> est alors :

$$\begin{aligned} \frac{i \sum_{spin} |n\rangle\langle n|}{p^2 - m^2} \times 2m &&& \text{pour une particule avec spin} \\ \frac{i}{p^2 - m^2} &&& \text{pour une particule sans spin} \end{aligned}$$

Dans le cas où la particule est une résonance, et donc un état instable, on remplace dans l'expression du propagateur la masse  $m$  de la résonance par  $m - i\Gamma/2$ , où  $\Gamma$  est la largeur de la résonance, ceci nous ramenant à une forme de Breit-Wigner.

Trouver l'expression d'un propagateur se résume donc à trouver celle du projecteur,  $\sum_{spin} |n\rangle\langle n|$ , de la particule.

Pour les spins 0,  $\frac{1}{2}$ , et 1 les projecteurs sont bien connus :

---

<sup>6</sup>Le facteur  $2m$  vient de notre normalisation des spineurs – cf. éq.(2.4)

spin	champ	projecteur
0	$\phi$	$\phi^* \phi = 1$
$\frac{1}{2}$	$\Psi$	$\sum_{spin} \Psi \bar{\Psi} = \not{p} + m$
1	$A^\mu$	$\sum_{spin} A^{\mu*} A^\nu = -g^{\mu\nu} + \frac{p^\mu p^\nu}{m^2}$ (pour le photon, $m=0 \implies -g^{\mu\nu}$ )

En ce qui concerne les particules de spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  que nous utiliserons dans notre étude, la technique utilisée peut être la même, mais si elle convient pour le spin  $\frac{3}{2}$ , elle devient rapidement compliquée pour le spin  $\frac{5}{2}$ .

### 1. Spin $\frac{3}{2}$

Il faut d'abord construire la fonction d'onde associée à la particule. Dans ce cas il s'agit du spineur de Rarita-Schwinger  $u_\mu$ , produit direct d'un spin 1 et d'un spin  $\frac{1}{2}$ . Ainsi  $u_\mu$  obéit aux équations :

$$(\not{p} - m)u_\mu = \not{p}u_\mu = 0$$

et le projecteur est [Pil67] :

$$\sum_{spin} u^\mu \bar{u}^\nu = \frac{\not{p} + m}{3} \left[ g^{\mu\nu} + \gamma^\nu \gamma^\mu - \frac{2}{m^2} p^\mu p^\nu - \frac{1}{m} (\gamma^\mu p^\nu - \gamma^\nu p^\mu) \right]$$

Ce propagateur a déjà été utilisé pour la photoproduction de pion, entre autres par Gourdin et Salin[Gou63-2], et par Blomqvist et Laget[Blo77].

### 2. Spin $\frac{5}{2}$

La fonction d'onde  $u_{\mu\nu}$  d'une particule de spin  $\frac{5}{2}$  est le produit direct d'un spin 2 et d'un spin  $\frac{1}{2}$ , où le spin 2 est lui le produit direct de deux spins 1.

Ainsi  $u_{\mu\nu}$  obéit aux équations :

$$(\not{p} - m)u_{\mu\nu} = \not{p}u_{\mu\nu} = p^\nu u_{\mu\nu} = 0$$

Mais construire le projecteur à partir d'une telle fonction d'onde s'avère très fastidieux. Aussi la méthode utilisée par Renard[Ren71] est basée sur l'opérateur<sup>7</sup>  $W_\mu = -\frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\nu M^{\rho\sigma}$ , où  $M^{\rho\sigma}$  sont les 6 générateurs infinitésimaux du groupe de Poincaré. Le projecteur s'écrit en fonction de l'opérateur de spin J :

$$\prod_{0 \leq k \neq J \leq J-1} \left[ \frac{J^2 - k(k+1)}{J(J+1) - k(k+1)} \right], \quad \text{avec } J^2 = g^{\mu\nu} W_\mu^J W_\nu^J$$

Les expressions des  $W_\mu^J$  s'obtiennent par des relations de récurrence.

<sup>7</sup>dans la représentation de spin  $\frac{1}{2}$ ,  $W_\mu = \frac{1}{2}\gamma_5 \sigma_{\mu\lambda} p^\lambda$ , avec  $\sigma_{\mu\lambda} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\lambda]$

L. Michel, Nuov. Cim. Supp. 14, 95 (1959)

Ainsi pour le spin  $\frac{5}{2}$  Renard donne une expression du projecteur. Expression que nous avons réécrite dans notre métrique et dans notre représentation des matrices  $\gamma$ . Les liens entre les différentes conventions sont dans l'annexe B.

$$\begin{aligned}
& (\not{p} + m) \times \left[ \right. \\
& \quad \frac{1}{2} (g^{\kappa\lambda} g^{\mu\nu} + g^{\kappa\nu} g^{\mu\lambda}) - \frac{1}{5} g^{\kappa\mu} g^{\lambda\nu} \\
& + \frac{2}{5m^4} (p^\kappa p^\lambda p^\mu p^\nu) \\
& - \frac{2}{5m^2} (g^{\kappa\lambda} p^\mu p^\nu + g^{\mu\nu} p^\kappa p^\lambda + g^{\kappa\nu} p^\mu p^\lambda + g^{\mu\lambda} p^\kappa p^\nu) + \frac{1}{5m^2} (g^{\kappa\mu} p^\lambda p^\nu + g^{\lambda\nu} p^\kappa p^\mu) \\
& - \frac{1}{10m} \left( (\gamma^\kappa p^\lambda - \gamma^\lambda p^\kappa) g^{\mu\nu} + (\gamma^\kappa p^\nu - \gamma^\nu p^\kappa) g^{\mu\lambda} + (\gamma^\mu p^\nu - \gamma^\nu p^\mu) g^{\kappa\lambda} + (\gamma^\mu p^\lambda - \gamma^\lambda p^\mu) g^{\kappa\nu} \right) \\
& + \frac{1}{5m^3} \left( (\gamma^\kappa p^\mu + \gamma^\mu p^\kappa) p^\nu p^\lambda - (\gamma^\lambda p^\nu + \gamma^\nu p^\lambda) p^\mu p^\kappa \right) \\
& - \frac{1}{10} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda g^{\mu\nu} + \gamma^\kappa \gamma^\nu g^{\mu\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\nu g^{\kappa\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\lambda g^{\kappa\nu}) \\
& \left. + \frac{1}{10m^2} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda p^\mu p^\nu + \gamma^\kappa \gamma^\nu p^\mu p^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\nu p^\kappa p^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\lambda p^\kappa p^\nu) \right]
\end{aligned}$$

### 2.3.3 L'invariance de jauge

Le champ associé au photon est :

$$A^\mu = \varepsilon^\mu e^{-ip_\gamma \cdot x}$$

Dans §2.1.2 on a vu que l'invariance de jauge se traduisait par l'invariance des équations de Maxwell lors de la substitution suivante :

$$\varepsilon^\mu \rightarrow \varepsilon^\mu + a p_\gamma^\mu \quad (a : \text{constante quelconque}) \quad (\text{cf. \u00e9q. 2.3})$$

Aussi, d'apr\u00e8s l'\u00e9quation 2.3, il suffit de remplacer  $\varepsilon^\mu$  par  $p_\gamma^\mu$  dans les expressions des vertex, de calculer la *pseudo-amplitude*, et de v\u00e9rifier qu'elle est bien nulle, signature de l'invariance de jauge de l'amplitude. L'amplitude de transition doit donc \u00eatre invariante de jauge, m\u00eame si chaque terme qui la compose ne l'est pas (l'amplitude de transition \u00e9tant la somme des amplitudes individuelles relatives \u00e0 un graphe de Feynman donn\u00e9). Ainsi l'amplitude li\u00e9e \u00e0 l'\u00e9change du proton n'est pas invariante de jauge \u00e0 cause du couplage de Dirac ( $e \not{\epsilon}$ ), aussi pour la restaurer on ajoute l'\u00e9change du  $K^+$ . Ce couplage de Dirac n'intervient pas dans les autres diagrammes li\u00e9s aux termes de Born et aux r\u00e9sonances de spin  $\frac{1}{2}$ , et chacun donne individuellement une amplitude invariante.

En ce qui concerne les termes r\u00e9sonnants de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , les vertex \u00e9lectromagn\u00e9tiques que l'on va utiliser donnent des amplitudes invariantes si la particule se trouve sur sa couche de masse. Mais dans notre cas les r\u00e9sonances de spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  sont, en g\u00e9n\u00e9ral, hors-couche. Ainsi Adelseck et Wright, cherchant \u00e0 incorporer une r\u00e9sonance nucl\u00e9onique de spin  $\frac{3}{2}$  pour leur \u00e9tude de la photoproduction de kaon, remplac\u00e8rent, dans la voie  $s$ , la masse

de la particule par l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ . Ceci afin d'avoir une amplitude invariante de jauge. Cette substitution ( $m \rightarrow \sqrt{s}$ ) reste valable pour une particule sur sa couche de masse où alors  $\sqrt{s} = m$

Notre but étant d'observer l'effet des résonances de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  dans la voie  $s$ , il nous faut alors imposer l'invariance dans ces deux cas, ou plus exactement redémontrer le résultat d'Adelseck-Bennhold-Wright[Ade85] ( $m \rightarrow \sqrt{s}$ ) pour l'étendre aux cas de spin  $\frac{5}{2}$ .

Pour cela nous avons dû partir des expressions des couplages pour arriver à celles des vertex (cf. annexe C), puis imposer l'invariance de jauge. Ces calculs et démonstrations sont reportées dans l'annexe D.

Les expressions des propagateurs (tableau 2.2) sont légèrement différentes de celles présentées précédemment pour les spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , du fait de l'invariance de jauge.

### 2.3.4 Les amplitudes $\mathcal{A}_j$

Les amplitudes  $\mathcal{A}_j$  que l'on obtient (en faisant agir les vertex et propagateurs sur les bi-spineurs du proton et de l'hypéron) sont reportées dans l'annexe E. Pour les cas des spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  nous n'avons donné que les expressions pour les parités  $+$ . Pour avoir celles des parités  $-$ , il suffit de faire les remplacements,  $\mathcal{A}_j^{(J-)}(M_p) = \mathcal{A}_j^{(J+)}(-M_p)$ .

Toujours en ce qui concerne les spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , Y. Renard notait ses amplitudes de façon résumée :

$$\frac{a_0}{s - m^2} + (s - m^2)^k a_k \quad (k \geq 0)$$

où le premier terme est *résonnant* et les suivants *non-résonnants*.

De cette manière l'on voit bien que si l'on remplace la masse  $m$  de la résonance par<sup>8</sup>  $\sqrt{s}$ , les termes non-résonnants  $a_k$  disparaissent.

## 2.4 Capture radiative

### 2.4.1 Symétrie de croisement

Soit  $S(p_a, p_b, p_c, p_d)$  l'amplitude pour la réaction  $ab \rightarrow cd$ . La symétrie de croisement affirme que la réaction  $\bar{c}^* b \rightarrow \bar{a}^* d$ , où la barre représente l'anti-particule et l'astérisque indique un quadri-moment non-physique ( $p_{\bar{c}^*} = -p_c$ ), est décrite par la même amplitude  $S(p_a, p_b, p_c, p_d)$ . De plus, la symétrie de croisement suppose que l'amplitude  $S$  est analytique de sorte qu'il y a continuité entre les régions non-physiques et physiques. Ainsi le processus  $\bar{c} b \rightarrow \bar{a} d$  (physique) est décrit par la matrice  $S$  de la réaction  $ab \rightarrow cd$

$$S'(p_{\bar{c}}, p_b, p_{\bar{a}}, p_d) = S(-p_{\bar{a}}, p_b, -p_{\bar{c}}, p_d) \quad (2.7)$$

En terme de variable de Mandelstam, la relation 2.7 s'écrit :

$$S'(s', t', u') = S(u', t', s') \quad (2.8)$$

<sup>8</sup>Les masses des résonances qui restent dans nos amplitudes ne sont en fait que des masses *scalaires*, utilisées pour la normalisation, et non des masses qui résultent de l'action d'un opérateur sur un spineur.

## 2.4.2 Capture radiative

La symétrie de croisement peut s'appliquer à la réaction de photoproduction de kaon  $\gamma p \rightarrow K^+ Y (Y = \Lambda, \Sigma^0)$ , de sorte qu'à partir de l'amplitude qui la caractérise on peut calculer celle de la capture radiative  $K^- p \rightarrow \gamma Y$ , en intervertissant les variables de Mandelstam  $s$  et  $u$  et en changeant les signes de  $p_K$  et  $p_\gamma$ . Le rapport de branchement pour la capture radiative avec le kaon au repos est défini par :

$$BR = \frac{\Gamma_{(K^- p \rightarrow \gamma Y)}}{\Gamma_{(K^- p \rightarrow tout)}} \quad (2.9)$$

où  $\Gamma$  est une largeur de désintégration.

Workman et Fearing [Wor88] donnent les expressions de ces largeurs en fonction de la matrice de transition  $\mathcal{M}_{fi}$  et en approximant la fonction d'onde du kaon à une constante

$$\Gamma_{(K^- p \rightarrow \gamma Y)} = |\phi_K(0)|^2 \frac{M_Y E_\gamma}{4\pi (M_K + M_p) M_K} \sum_{spins} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \quad (2.10)$$

$$\Gamma_{(K^- p \rightarrow tout)} = 2 W_p |\phi_K(0)|^2 \quad (2.11)$$

où  $W_p$  est la partie imaginaire du pseudo-potentiel  $K^- p$  ( $W_p = 560 \pm 135 \text{ MeV fm}^3$ ).

Ainsi l'expression du rapport de branchement est :

$$BR = \frac{M_Y E_\gamma}{8\pi (M_K + M_p) M_K} \frac{1}{2} \sum_{spins} |\tilde{\mathcal{M}}_{fi}|^2 \quad (2.12)$$

où  $\tilde{\mathcal{M}}_{fi}$  est reliée à  $\mathcal{M}_{fi}$  par la symétrie de croisement.

Une des différences entre le modèle d'Adelseck-Saghai (AS1)[Ade90] et celui de Williams-Ji-Cotanch (WJC)[Wil92] est que le modèle WJC reproduit correctement le rapport de branchement, et pas le modèle AS1. Or cette observable est incluse dans la procédure de minimisation pour WJC, mais pas pour AS1. Nous verrons que nous aussi nous avons dû l'incorporer dans la procédure de minimisation pour la reproduire.

## 2.5 Electroproduction

L'électroproduction est en quelque sorte une *photoproduction* où le photon se trouve être le vecteur de l'interaction entre l'électron et le proton cible (cf. Fig. 4 - page suivante). Le photon est dans ce cas virtuel ( $p_\gamma^2 \neq 0$ ) et non plus réel ( $p_\gamma^2 = 0$ ), et de ceci découlent certaines conséquences. On ne peut plus se placer dans la jauge de Coulomb (cf. §2.1.2) et donc il n'existe plus deux, mais trois vecteurs polarisation possibles pour le photon (2 transverses et 1 longitudinal). La structure électrique et magnétique des particules peut être sondée en fonction de  $p_\gamma^2$ , d'où la présence de facteurs de forme. Et le point particulièrement intéressant de l'électroproduction est que la section efficace se décompose en différentes parties (non-polarisée, polarisée transversalement ou longitudinalement, et des termes d'interférence), dépendantes là aussi de  $p_\gamma^2$ , ce qui en fait une observable plus riche qu'en photoproduction.

Il est à noter cependant que notre étude a été principalement orientée vers la photoproduction. Aussi l'électroproduction, qui en est une extension naturelle, n'a pas fait l'objet pour l'instant d'une étude détaillée de notre part, et les facteurs de forme ont des formes simples. Notre intérêt pour l'électroproduction vient des données expérimentales, et donc des contraintes supplémentaires qu'elle apporte.

### 2.5.1 Section efficace différentielle

Le photon virtuel ayant deux composantes transverses et une composante longitudinale, la section efficace d'électroproduction peut s'écrire comme la somme de quatre termes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_K} = \sigma_u + \varepsilon_L \sigma_L + \varepsilon \sigma_p \sin^2\theta \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)} \sigma_I \sin\theta \cos\phi.$$

$\sigma_u$  représente la section efficace pour un faisceau non polarisé et  $\sigma_p$  est le terme d'asymétrie de polarisation transverse. Ce sont ces deux termes que l'on retrouve dans le cas d'un photon réel. La section efficace d'un faisceau polarisé longitudinalement est décrite par  $\sigma_L$ , et enfin les termes d'interférences entre les composantes transverses et longitudinales sont contenus dans  $\sigma_I$ . Les expressions de chacun de ces quatre termes en fonction des amplitudes  $\mathcal{F}_i$  sont reportées dans l'annexe H.

Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont respectivement l'angle entre le kaon sortant et le photon, et l'angle azimutal entre le plan de production du kaon et le plan de diffusion des électrons (voir Fig. 4).

$\varepsilon$  et  $\varepsilon_L$  sont les paramètres de polarisation transverse et longitudinale

$$\varepsilon = \frac{1}{1 - 2 \frac{p_\gamma^2}{p_\gamma^2} \tan^2 \frac{\Psi}{2}}$$

$$\varepsilon_L = -\frac{p_\gamma^2}{p_{\gamma 0}^2} \varepsilon$$

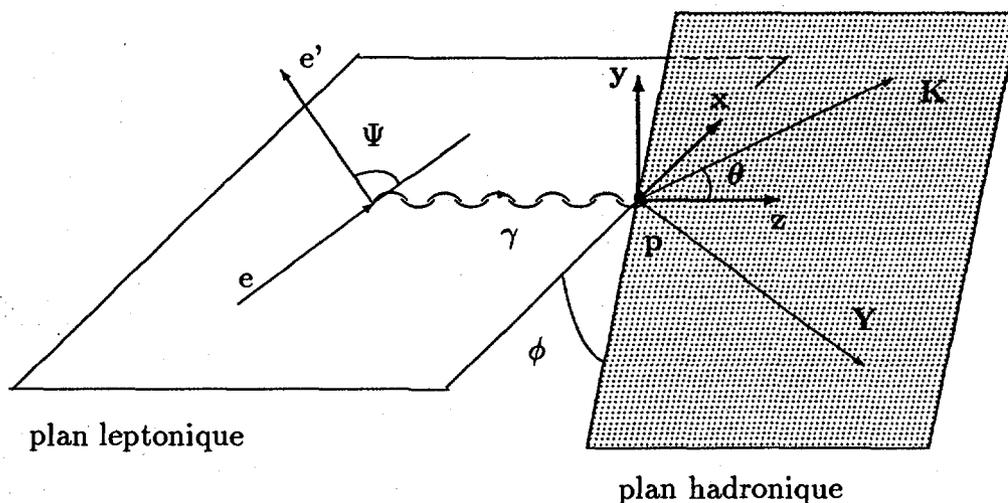


Fig. 4

## 2.5.2 Vertex électromagnétiques et facteurs de forme

Dans le cas du photon virtuel  $p_\gamma^2$  est différent de zéro ce qui rend le photon sensible à la structure du hadron. On tient compte de cette structure en associant à chaque vertex un facteur de forme. Comme il a été précisé précédemment nous n'utiliserons que des expressions simples pour ces facteurs de forme, expressions tirées de la thèse de R. A. Adelseck[Ade88-2] et que nous présentons ci-après avec les vertex.

Le vertex  $\gamma_\nu pp$  ( $\gamma_\nu$ , photon virtuel) a pour expression

$$\gamma_\mu F_1^p + i \frac{\sigma_{\mu\nu}}{2M_p} p_\gamma^\nu \kappa_p F_2^p \quad (2.13)$$

où  $F_1^p$  et  $F_2^p$  sont les deux facteurs de forme, que l'on peut écrire en fonction des facteurs de forme électrique  $G_E$  et magnétique  $G_M$  du proton

$$\begin{aligned} F_1^p &= \frac{1}{1 - \frac{p_\gamma^2}{4M_p^2}} \left( G_E - \frac{p_\gamma^2}{4M_p^2} G_M \right) \\ F_2^p &= \frac{1}{1 - \frac{p_\gamma^2}{4M_p^2}} \frac{G_M - G_E}{\kappa_p} \\ G_E &= \left( \frac{1}{1 - \frac{p_\gamma^2}{M_x^2}} \right)^2 \\ G_M &= \mu_p G_E \end{aligned}$$

où  $M_x$  est un paramètre de masse qui est ajusté pour pouvoir reproduire les données expérimentales d'électroproduction mettant en jeu le facteur de forme considéré.

Les vertex  $\gamma_\nu YY$  ( $Y = \Lambda, \Sigma^0$ ) ont une expression analogue à (2.13) avec

$$\begin{aligned} M_p &\rightarrow M_Y \\ \kappa_p &\rightarrow \kappa_Y \\ G_E &\rightarrow G_E^Y = \frac{\kappa_Y \tau}{1 + b\tau} G_E \\ G_M &\rightarrow G_M^Y = \mu_Y G_E \end{aligned}$$

où  $\tau = \frac{p_\gamma^2}{4M_Y^2}$  et  $b$  est le paramètre du facteur de forme électrique du neutron, ajusté pour donner le meilleur accord avec les mesures de diffusion élastique électron-deutéron,  $b = 5.6$ [Bar72].

Le vertex  $\gamma_\nu K^+ K^+$  est le même que pour la photoproduction au facteur de forme près, de type monopolaire

$$F_K = \frac{1}{1 - \frac{p_\gamma^2}{M_x^2}}$$

En ce qui concerne les vertex mettant en jeu des résonances, les facteurs de forme associés sont le facteur  $F_p^2$  pour les résonances nucléoniques, le facteur  $F_Y^2$  pour les résonances

hypéroniques, et le facteur  $F_K$  pour les résonances kaoniques. A noter que pour la K1 le paramètre de masse  $M_x$  est différent. Ces paramètres sont donnés ci-dessous. Le premier couplage de Dirac n'existe pas dans le cas des résonances pour la raison suivante : la forme la plus générale pour le couplage électromagnétique entre 2 baryons de spin  $\frac{1}{2}$ , et conservant la parité, est :

$$G_V \gamma_\nu + i \frac{G_T}{m + m'} \sigma_{\mu\nu} p_\gamma^\mu \quad (m \text{ et } m' : \text{masses des 2 baryons})$$

(ou encore  $e \gamma_\nu + i \frac{\sigma_{\mu\nu} p_\gamma^\mu}{m + m'} \kappa$ )

Or l'invariance de jauge impose  $G_V = 0$ , si  $m \neq m'$ , ce qui est le cas des couplages  $N^* p \gamma$  et  $Y^* Y \gamma$

Les paramètres de masses que nous utilisons pour les facteurs de forme sont tirés de [Ade85] :  $M_x = 0.93$  GeV pour les baryons,  $M_x = 0.95$  GeV pour le  $K^+$  et la  $K^*$ , et  $M_x = 0.55$  GeV pour la K1.

### 2.5.3 La matrice de transition d'électroproduction $\mathcal{M}_{fi}$

Le calcul de  $\mathcal{M}_{fi}$  dans le cas d'un photon virtuel est quasiment le même que dans le cas d'un photon réel. Quasiment, car si l'on utilise toujours les diagrammes de Feynman, les vertex contiennent désormais des facteurs de forme,  $p_\gamma^2$  et  $p_\gamma \cdot \varepsilon$  sont différents de 0, et surtout l'expression de  $\mathcal{M}_{fi}$  en fonction des courants est

$$\mathcal{M}_{fi} = \sum_{spin} \frac{J_H^\mu J_\mu^L}{p_\gamma^2},$$

et non plus

$$\mathcal{M}_{fi} = \sum_{spin} J_H^\mu \varepsilon_\mu,$$

où  $J_H$  et  $J^L$  sont les courants hadroniques et leptoniques.

Cependant  $\frac{J_\mu^L}{p_\gamma^2} \equiv \varepsilon^\mu - \frac{\varepsilon \cdot p_\gamma}{p_\gamma^2} p_\gamma^\mu$  (au signe près, mais ce sera un signe global, donc sans importance)<sup>9</sup>, et par conséquent, pour calculer  $\mathcal{M}_{fi}$  dans le cas de l'électroproduction, il suffit de reprendre les vertex de la photoproduction modifiés des facteurs de forme, de tenir compte de  $p_\gamma^2 \neq 0$  et  $p_\gamma \cdot \varepsilon \neq 0$ , et de faire la substitution  $\varepsilon^\mu \rightarrow \varepsilon^\mu - \frac{\varepsilon \cdot p_\gamma}{p_\gamma^2} p_\gamma^\mu$ .

Ainsi l'on obtient :

$$\mathcal{M}_{fi} = \bar{u}_Y \left( \sum_{j=1}^6 \mathcal{M}_j \mathcal{A}_j \right) u_p$$

où  $\mathcal{M}_2$ ,  $\mathcal{M}_3$  et  $\mathcal{M}_4$  sont les mêmes que pour la photoproduction, et

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \gamma^5 (\not{p}_\gamma \not{\varepsilon} - \varepsilon \cdot p_\gamma), \\ \mathcal{M}_5 &= \gamma^5 (p_\gamma^2 \not{\varepsilon} - \varepsilon \cdot p_\gamma \not{p}_\gamma), \\ \mathcal{M}_6 &= \gamma^5 (p_\gamma^2 \varepsilon \cdot p_Y - \varepsilon \cdot p_\gamma p_\gamma \cdot p_Y). \end{aligned}$$

<sup>9</sup>expression tirée de l'équation :  $\square^2 A^\mu - \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = J_L^\mu$ , où  $A^\mu = \varepsilon^\mu e^{-i p_\gamma \cdot x}$

Les amplitudes  $\mathcal{A}_5$  et  $\mathcal{A}_6$  sont données dans l'annexe E2, ainsi que les modifications des amplitudes  $\mathcal{A}_{1 \rightarrow 4}$  par rapport à la photoproduction.

Tableau 2.1: Expressions des vertex (cas de la photoproduction)

Vertex	Couplages
$pp\gamma$	$e\not{\epsilon} + \mu_p \not{p}_\gamma \not{\epsilon}$
$K^+Yp$	$ig_{KYN} \gamma_5$
$K^+K^+\gamma$	$e\varepsilon \cdot (2p_K - p_\gamma)$
$YY\gamma$	$\mu_Y \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \quad (Y = \Lambda \text{ ou } \Sigma^0)$
$YY\gamma$	$e\not{\epsilon} + \mu_Y \not{p}_\gamma \not{\epsilon} \quad (Y = \Sigma^+)$
$\Sigma\Lambda\gamma$	$\mu(\Sigma^0\Lambda) \not{p}_\gamma \not{\epsilon}$
$K^*K^+\gamma$	$\frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_\nu(p_\gamma)_\rho (p_Y - p_p)_\sigma$
$K^*Yp$	$g_{K^*NY}^Y \gamma^\mu + \frac{g_{K^*NY}^T}{M_Y + M_p} (\not{p}_Y - \not{p}_p) \gamma^\mu$
$K1K^+\gamma$	$\frac{g_{K1K\gamma}}{M} (p_\gamma \cdot (p_K - p_\gamma) \varepsilon^\mu - \varepsilon \cdot (p_K - p_\gamma) p_\gamma^\mu)$
$K1Yp$	$g_{K1NY}^Y \gamma^\mu \gamma_5 + \frac{g_{K1NY}^T}{M_Y + M_p} (\not{p}_Y - \not{p}_p) \gamma^\mu \gamma_5$
$N^*(\frac{1}{2})^+ p\gamma$	$\mu(N^*N) \not{p}_\gamma \not{\epsilon}$
$KYN^*(\frac{1}{2})^+$	$ig_{KYN^*} \gamma_5$
$Y^*(\frac{1}{2})Y\gamma$	$\mu(Y^*Y) \not{p}_\gamma \not{\epsilon}$
$KY^*(\frac{1}{2})p$	$ig_{KY^*N} \gamma_5$
$N^*(\frac{3}{2})^+ p\gamma$	$i \left[ g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a (\varepsilon^\nu - \frac{p_\gamma^\nu \not{\epsilon}}{\sqrt{s} + M_p}) + g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \frac{\varepsilon \cdot p_p p_\gamma^\nu - p_\gamma \cdot p_p \varepsilon^\nu}{(\sqrt{s} + M_p)^2} \right] \gamma_5$
$KYN^*(\frac{3}{2})^+$	$\frac{g_{KYN^*}}{M_{N^*}} p_Y^\mu$
$N^*(\frac{5}{2})^+ p\gamma$	$\left[ \frac{g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c}{M_{N^*}} (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu - \frac{p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu \not{\epsilon}}{\sqrt{s} - M_p}) + \frac{g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d}{M_{N^*}} \frac{\varepsilon \cdot p_p p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu - p_\gamma \cdot p_p \varepsilon^\nu p_\gamma^\mu}{(\sqrt{s} - M_p)^2} \right]$
$KYN^*(\frac{5}{2})^+$	$i \frac{g_{KYN^*}}{M_{N^*}^2} p_Y^\rho p_Y^\sigma \gamma_5$

Tableau 2.2: Expressions des propagateurs

Spin	Propagateur
0	$\frac{1}{q^2 - M^2 + iM\Gamma}$
$\frac{1}{2}$	$\frac{\not{q} + M}{q^2 - M^2 + iM\Gamma}$
1	$\frac{1}{q^2 - M^2 + iM\Gamma} \left[ -g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} \right]$
$\frac{3}{2}$	$\frac{\not{q} + \sqrt{s}}{3(q^2 - M^2 + iM\Gamma)} \left[ g^{\mu\nu} + \gamma^\nu \gamma^\mu - \frac{2}{s} q^\mu q^\nu - \frac{1}{\sqrt{s}} (\gamma^\mu q^\nu - \gamma^\nu q^\mu) \right]$
$\frac{5}{2}$	$\frac{\not{q} + \sqrt{s}}{q^2 - M^2 + iM\Gamma} \left[ \right.$ $\frac{1}{2} (g^{\kappa\lambda} g^{\mu\nu} + g^{\kappa\nu} g^{\mu\lambda}) - \frac{1}{5} g^{\kappa\mu} g^{\lambda\nu}$ $+ \frac{2}{5s^2} (q^\kappa q^\lambda q^\mu q^\nu)$ $- \frac{2}{5s} (g^{\kappa\lambda} q^\mu q^\nu + g^{\mu\nu} q^\kappa q^\lambda + g^{\kappa\nu} q^\mu q^\lambda + g^{\mu\lambda} q^\kappa q^\nu) + \frac{1}{5s} (g^{\kappa\mu} q^\lambda q^\nu + g^{\lambda\nu} q^\kappa q^\mu)$ $- \frac{1}{10\sqrt{s}} \left( (\gamma^\kappa q^\lambda - \gamma^\lambda q^\kappa) g^{\mu\nu} + (\gamma^\kappa q^\nu - \gamma^\nu q^\kappa) g^{\mu\lambda} + (\gamma^\mu q^\nu - \gamma^\nu q^\mu) g^{\kappa\lambda} + (\gamma^\mu q^\lambda - \gamma^\lambda q^\mu) g^{\kappa\nu} \right)$ $+ \frac{1}{5s^{\frac{3}{2}}} \left( (\gamma^\kappa q^\mu + \gamma^\mu q^\kappa) q^\nu q^\lambda - (\gamma^\lambda q^\nu + \gamma^\nu q^\lambda) q^\mu q^\kappa \right)$ $- \frac{1}{10} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda g^{\mu\nu} + \gamma^\kappa \gamma^\nu g^{\mu\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\nu g^{\kappa\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\lambda g^{\kappa\nu})$ $\left. + \frac{1}{10s} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda q^\mu q^\nu + \gamma^\kappa \gamma^\nu q^\mu q^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\nu q^\kappa q^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\lambda q^\kappa q^\nu) \right]$

$M$ ,  $\Gamma$  et  $q$  sont respectivement les masses, largeurs et quadri-impulsions des particules.  
Spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ : voie  $s$  uniquement.

Tableau 2.3: Observables de photoproduction de mésons pseudoscalaires K en fonction des amplitudes transverses  $b_j$ .

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

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

† Les axes de quantification sont définis ainsi :

$$\hat{z} = \hat{\mathbf{p}}_p, \hat{y} = \frac{\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_K}{|\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_K|}, \hat{x} = \hat{y} \times \hat{z} \quad \text{et} \quad \hat{z}' = \hat{\mathbf{p}}_Y, \hat{y}' = \hat{y}, \hat{x}' = \hat{y}' \times \hat{z}'$$

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

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

c – photon polarisé circulairement

# Chapitre 3

## Constantes de couplage

Connaître les états intermédiaires (les résonances) qui interviennent lors de la photoproduction de kaon serait un sujet beaucoup moins complexe qu'il n'est, si l'on connaissait par d'autres moyens les valeurs des paramètres susceptibles d'apparaître dans les modèles, à savoir les constantes de couplage. Aussi avant toute confrontation entre les modèles théoriques et les données expérimentales, confrontation servant à la fois à fixer les paramètres et à tester la validité du mécanisme, il nous a semblé primordial d'avoir un maximum de renseignements théoriques et expérimentaux sur ces constantes de couplage. Donc, nous nous sommes attachés à avoir des estimations, chaque fois que cela était possible, à partir des largeurs de désintégration électromagnétique et de désintégration mésonique, ainsi que de la symétrie SU(3) (et SU(6)).

### 3.1 Comment classer ces constantes ?

Les constantes de couplage qui nous intéressent ici sont de deux types : constantes de couplage électromagnétique et constantes de couplage fort. Ces deux types se retrouvent dans chaque diagramme de Feynman, à chaque vertex. Et les diagrammes de Feynman (voir annexe A) peuvent, eux, se séparer en deux catégories : les termes de Born et les termes résonnants.

#### 3.1.1 Les termes de Born

Les diagrammes de Feynman où apparaissent les constantes sont dans les annexes A.1 à A.3.

Les constantes sont soit connues expérimentalement, en général pour des couplages électromagnétiques, soit estimées à partir de la symétrie SU(3) (et de la constante  $g_{\pi NN}$  pour les couplages forts).

- Couplages électromagnétiques<sup>1</sup> :  
 $\kappa_p(1.79)$ ,  $\kappa_\Lambda(-0.73)$ ,  $\kappa_{\Sigma^0}(0.80_{SU(3)})$ ,  $1.02_{\text{modèle de quark}}$ ,  $\kappa_{\Sigma^+}(1.85)$ ,  $\kappa_{(\Sigma^0\Lambda)}(1.59)$
- Couplages forts :  $g_{K\Lambda N}$ ,  $g_{K\Sigma N}$

<sup>1</sup>Les valeurs données ici sont expérimentales, sauf pour  $\kappa_{\Sigma^0}$ . Ces valeurs doivent être reliées au moment magnétique anomal ainsi défini :  $\mu_x = \kappa_x \frac{e\hbar}{2m_x}$

### 3.1.2 Les termes résonnants

Les diagrammes de Feynman où apparaissent les constantes sont dans l'annexe A.4.

Les constantes peuvent se classer suivant le spin et la nature de la résonance. Pour ce qui est des résonances de spin entier, c'est à dire les résonances kaoniques  $K^*$  et  $K_1$  de spin 1, un diagramme de Feynman (et donc l'amplitude) est caractérisé par trois constantes, une pour le couplage électromagnétique et deux pour le couplage fort (une composante vectorielle et une composante tensorielle). En ce qui concerne les spins demi-entiers, les résonances nucléoniques  $N^*(I=\frac{1}{2})$  et  $\Delta^*(I=\frac{3}{2})$ , et les hyperoniques  $\Lambda^*$  et  $\Sigma^*$ , les diagrammes de Feynman sont caractérisés par deux ou trois constantes. Deux pour le cas des spins  $\frac{1}{2}$ , comme pour les termes de Born, et trois dans le cas des spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , où nous avons deux couplages électromagnétiques. Le nombre de couplages à un vertex se calcule à partir de considérations sur les spins totaux et intrinsèques des particules, sur les moments angulaires relatifs et sur la conservation de parité.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de faire des estimations des constantes liées aux résonances, constantes de couplage électromagnétique et couplage fort. Aussi nous ne ferons que rappeler la démarche (voir 3.3.1) qui a permis d'évaluer  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$  à partir de la symétrie SU(3), de la constante  $g_{\pi NN}$  et de la constante  $\alpha_D$ , fraction de couplage de type D.

## 3.2 Estimations par les largeurs de désintégration

### 3.2.1 Largeurs de désintégration électromagnétique

- Largeur de désintégration du baryon  $B^*$  vers  $B + \gamma$

1. expression en fonction des amplitudes d'hélicité

$$\Gamma_{(B^* \rightarrow B + \gamma)} = \frac{p_\gamma^2}{\pi} \frac{2M_B}{(2J_{B^*} + 1)M_{B^*}} \left[ |A_{\frac{1}{2}}|^2 + |A_{\frac{3}{2}}|^2 \right]$$

avec :

$p_\gamma$  : impulsion du photon sortant,

$J_{B^*}$  et  $M_{B^*}$  : spin et masse de la résonance se désintégrant,

$M_B$  : masse du baryon final,

$A_{\frac{1}{2}}$  et  $A_{\frac{3}{2}}$  : amplitudes d'hélicité.

Ces amplitudes d'hélicité sont données dans [PDG90], mais seulement pour les résonances nucléoniques et les  $\Delta$ , car les résonances  $\Lambda^*$  et  $\Sigma^*$  ne se désintègrent quasiment pas par cette voie, et les mesures sont donc très difficiles à réaliser. Aussi, pour ce type de résonance, nous avons calculé les largeurs à partir de la formule donnée par Isgur et Koniuk [Kon80] :

$$\Gamma_{(B^* \rightarrow B + \gamma)} = \frac{1}{(2J_{B^*} + 1)} \frac{|p_\gamma| E_B}{2\pi M_{B^*}} \sum_{s's} |A_{s's}|^2$$

$s$  et  $s'$  sont les spins initiaux et finals, et  $E_B = M_{B^*} - |\mathbf{p}_\gamma|$ . Les autres notations sont les mêmes que précédemment. Les amplitudes de désintégration  $A_{s's}$  ont été calculées au moyen d'un modèle de quarks par Dazewych, Isgur et Koniuk [Dar85].

2. expression de ces largeurs en fonction de la constante de couplage pour un spin  $\frac{1}{2}$

$$\Gamma_{(B^* \rightarrow B + \gamma)} = \frac{\alpha |\mathbf{p}_\gamma|^3}{M_B^2} \kappa_{B^*B}^2$$

Pour les spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  la largeur est fonction de deux constantes, venant des deux couplages électromagnétiques, et donc il n'est pas possible d'avoir accès à chacune d'elles.

- Largeur de désintégration du méson  $K^*$  vers  $K + \gamma$

Pour ce qui est de la voie  $t$ , deux résonances nous intéressent :  $K^*(892)$  et  $K_1(1270)$ . La  $K_1$  ne se désintègre pas électromagnétiquement, contrairement à la  $K^*$  dont la largeur de désintégration en fonction de la constante de couplage s'écrit :

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

où  $M$  est une masse arbitraire ( $M = 1000$  MeV) qui permet de rendre adimensionnelle la constante  $g_{K^*K\gamma}$ .

Les largeurs expérimentales sont tirées de [PDG90]

### 3.2.2 Largeurs de désintégration mésonique

Expressions suivant le spin de la résonance qui se désintègre ( $\Gamma_{(J_{B^*}^{\pi} \rightarrow J_B^{\pi} + J_M^{\pi})}$ ):

$$\Gamma_{(\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-)} = \frac{g_{MBB^*}^2}{8\pi} \frac{[(M_{B^*} - M_B)^2 - M_M^2]}{M_{B^*}^2} |\mathbf{p}_M|$$

$$\Gamma_{(\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-)} = \frac{g_{MBB^*}^2}{24\pi} \frac{[(M_{B^*} + M_B)^2 - M_M^2]}{M_{B^*}^4} |\mathbf{p}_M|^3$$

$$\Gamma_{(\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-)} = \frac{g_{MBB^*}^2}{60\pi} \frac{[(M_{B^*} - M_B)^2 - M_M^2]}{M_{B^*}^6} |\mathbf{p}_M|^5$$

$$\Gamma_{(J^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-)} \equiv \Gamma_{(J^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-)} \text{ (en changeant } M_B \text{ en } -M_B)$$

Avec :

$M$  : méson de spin  $0^-$  (kaon ou pion)

$B$  : baryon de spin  $\frac{1}{2}^+$  (proton,  $\Lambda$  ou  $\Sigma$ )

$B^*$  : résonance baryonique

$$|p_M|^2 = \frac{\left[ (M_{B^*} - M_B)^2 - M_M^2 \right] \left[ (M_{B^*} + M_B)^2 - M_M^2 \right]}{4M_{B^*}^2}$$

Les valeurs de ces largeurs que l'on utilise sont tirées des tableaux VIII-XI de [Kon80].

### 3.3 Estimations par la symétrie SU(3)

Vis-à-vis de l'interaction forte le proton et le neutron ne sont en fait qu'une seule et même entité: le nucléon. Cependant ils diffèrent par leurs interactions électromagnétiques. On peut alors considérer le proton et le neutron comme les états propres d'une observable  $T$ , appelée isospin, dont l'algèbre est la même que celle du moment angulaire. Le nucléon est donc un état d'isospin  $T = \frac{1}{2}$  avec deux valeurs de  $T_z$  correspondant aux états de charge:  $T_z = +\frac{1}{2}$  pour le proton et  $T_z = -\frac{1}{2}$  pour le neutron. Comme on obtient formellement l'algèbre du moment angulaire à partir de la symétrie SU(2), il en est de même pour l'isospin. Le nucléon (p et n) est dans la représentation  $T = \frac{1}{2}$ , et le pion ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) dans la représentation  $T = 1$ .

En ce qui nous concerne, c'est la symétrie SU(3) qu'il faut utiliser, car nous considérons des particules qui peuvent contenir le quark étrange  $s$  et donc avoir un degré de liberté supplémentaire. Cette symétrie n'est qu'une extension de la symétrie SU(2). Ainsi certaines des particules qui nous intéressent peuvent être regroupées en des multiplets de saveur où les particules sont caractérisées, entre autre, par des masses très voisines, des parités et des spins identiques. Ces multiplets sont des représentations de la symétrie SU(3), représentés souvent par les diagrammes de poids dans le système  $(T_z, Y)$ , où chaque vecteur est associé à une particule.  $Y$  est l'hypercharge définie par  $Y = B + S$ , où  $B$  est le nombre baryonique et  $S$  la charge d'étrangeté. D'autres systèmes de représentation sont possibles comme  $(Q, U)$ , où  $Q$  est la charge électrique et  $U$  le spin- $U$  (analogue de  $T$ )<sup>2</sup>. Les multiplets dont nous avons besoin sont reportés dans l'annexe J.

Le fait de pouvoir regrouper des particules en des multiplets permet d'obtenir des relations liant les constantes de couplage entre ces diverses particules, pour une interaction invariante sous la symétrie donnée. Prenons l'exemple de trois particules  $\pi$ ,  $N$  et  $N$  interagissant par interaction forte,  $I_F$ . Le couplage est caractérisé par la constante  $g_{\pi NN}$  :

$$g_{\pi NN} \equiv G(p \rightarrow \pi^0 p)$$

La transition  $n \rightarrow \pi^- p$  est aussi caractérisée par  $g_{\pi NN}$ , car pour l'interaction forte on a  $n \equiv p$  et  $\pi^0 \equiv \pi^-$

D'autre part, le rapport :

$$\frac{\langle \pi^0 p | I_F | p \rangle}{\langle \pi^- p | I_F | n \rangle} = \frac{G(p \rightarrow \pi^0 p)}{G(n \rightarrow \pi^- p)}$$

<sup>2</sup>Système utilisé par H. Pilkuhn [Pil67].

se calcule avec les coefficients de Clebsch-Gordan dans l'espace de l'isospin :

$$\frac{\langle \pi^0 p | I_F | p \rangle}{\langle \pi^- p | I_F | n \rangle} = \frac{\langle 1\frac{1}{2}, 0\frac{1}{2} | I_F | \frac{1}{2}\frac{1}{2} \rangle}{\langle 1\frac{1}{2}, -1\frac{1}{2} | I_F | \frac{1}{2}\frac{-1}{2} \rangle} = \frac{-1/\sqrt{3}}{-\sqrt{2/3}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

D'où

$$\sqrt{2} g_{\pi NN} = G(n \rightarrow \pi^- p)$$

La conjugaison de charge (négative pour les pions et les kaons chargés) permet aussi d'établir la relation :

$$-G(p \rightarrow \pi^+ n) = G(n \rightarrow \pi^- p)$$

Dans cet exemple nous avons pu relier les constantes se différenciant par les diverses valeurs des projections d'isospin des trois particules A, B et C. Cette démarche peut être étendue au cas de constantes liées à des particules A, B, C d'un côté, et A', B', C' de l'autre où A et A', B et B', C et C' n'ont pas forcément le même isospin, mais appartiennent au même multiplet. Par exemple, les constantes  $g_{KAN}$  et  $g_{\pi NN}$  sont reliées entre elles.

Ainsi il est possible d'estimer, dans la limite de validité de la symétrie SU(3), des constantes de couplage à partir d'autres connues expérimentalement, comme, par exemple,  $g_{\pi NN}$  et  $\alpha_D$ .

### 3.3.1 Les termes de Born

Suivant la démarche décrite ci-dessus, on peut exprimer les constantes  $g_{KAN}$  et  $g_{K\Sigma N}$  à partir de SU(3) et de la constante  $g_{\pi NN}$ . Les multiplets qui nous intéressent alors (annexes J.1 et J.2) sont  $J=\frac{1}{2}^+$  pour les fermions  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ , N, et  $J=0^-$  pour les mésons pseudo-scalaires  $\pi$  et K. Le détail des calculs est reporté dans l'annexe I.

Les expressions que l'on obtient pour ces deux couplages sont :

$$g_{KAN} = -\frac{1}{\sqrt{3}} g_{\pi NN} (3 - 2\alpha_D) \quad (3.1)$$

$$g_{K\Sigma N} = -g_{\pi NN} (1 - 2\alpha_D) \quad (3.2)$$

où  $\alpha_D$  est la fraction de couplage symétrique. La théorie, à partir de la symétrie SU(6), donne  $\alpha_D = 3/5$ , mais nous utiliserons la valeur expérimentale  $\alpha_D = 0.644 \pm 0.009$ , tirée de réactions de désintégrations semi-leptoniques [Dono82]. Nous prendrons pour  $g_{\pi NN}$  la valeur  $g_{\pi NN}^2/4\pi = 14.3$ .

### 3.3.2 Les termes résonnants

Les largeurs de désintégration ont permis d'estimer des constantes de couplage (électromagnétique et/ou fort) liées à certaines résonances qui nous intéressent, alors que d'autres n'ont pu être atteintes pour des raisons de seuil trop élevé par exemple. Aussi par le biais de la symétrie SU(3) et à condition de pouvoir assigner les résonances à des multiplets, il est possible pour quelques unes de remédier à cette situation, et d'avoir de nouvelles évaluations pour celles déjà estimées. Nous traitons d'abord le cas des résonances baryoniques qui

correspondent aux voies  $s$  et  $u$ , puis le cas des résonances mésoniques de la voie  $t$  qui se résumera en fait à la  $K^*(892)$  uniquement.

### Voies $s$ et $u$

En ce qui concerne les couplages forts notre but est de relier les constantes  $g_{KY N^*}$  ( $g_{KY \Delta^*}$ ) aux constantes  $g_{\pi NN^*}$  ( $g_{\pi N \Delta^*}$ ) accessibles à partir des largeurs de désintégration  $\Gamma_{(N^* \rightarrow \pi N)}$  ( $\Gamma_{(\Delta^* \rightarrow \pi N)}$ ), puis les constantes  $g_{KY^* N}$  aux constantes  $g_{KY N^*}$ . Pour ce qui est des couplages électromagnétiques, on essaie de relier les constantes  $\mu_{(Y^* Y)}$  aux constantes  $\mu_{(N^* N)}$ .

Cette démarche a été utilisée en 1969 par R. Levi Setti[Lev69], puis reprise au tout début des années 70 par Y. Renard[Ren71]. Aussi, après en avoir rappelé les grands traits, nous appliquons cette démarche aux constantes qui nous intéressent et donnons les valeurs que l'on a obtenues, à partir notamment de nouvelles valeurs de  $g_{\pi NN^*}$ .

### --- Couplages forts ---

On se propose de calculer les rapports  $R(\pi) = \frac{g_{\pi NN^*}}{g_{KY N^*}}$  et  $R(K) = \frac{g_{KY^* N}}{g_{KY N^*}}$ , pour les différents multiplets (annexe J) auxquels appartiennent les résonances. Soit  $A^*$  une particule se désintégrant en deux particules B et C, et  $\Gamma_{(A^* \rightarrow B+C)}$  la largeur de désintégration. Alors :

- si  $A^*$  appartient à un singlet ou à un décuplet, on a  $\Gamma_{(A^* \rightarrow B+C)} = K_{in} \cdot c^2 g^2$ , avec  $K_{in}$  : facteur cinématique;  $c$  : coefficient de Clebsch-Gordan; et  $g$  : constante de couplage

- si  $A^*$  appartient à un octet, on a  $\Gamma_{(A^* \rightarrow B+C)} = K_{in} \cdot [c_D g_D + c_F g_F]^2$ .

Dans ce cas,  $\Gamma$  est caractérisée par deux constantes  $g_D$  et  $g_F$ . En effet, B et C appartenant alors à des octets,  $A^*$  doit appartenir au produit direct :

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10 \oplus 8_A \oplus 8_S \oplus 1$$

où l'on retrouve le singlet et le décuplet (cas précédent) et où l'on voit que  $A^*$  a deux composantes possibles, car il y a deux octets (un symétrique et un anti-symétrique). Donc  $A^*$  est caractérisé par deux constantes,  $g_D$  et  $g_F$  (ou  $g_S$  et  $g_A$ , suivant les conventions), relatives à chacun des octets.

Certaines résonances sont à la fois membres d'un singlet et d'un octet, ce qui est le cas de résonances  $\Lambda^*$  en ce qui nous concerne. Ces résonances sont alors des mélanges de deux états non-physiques, membres du singlet pour l'un et de l'octet pour l'autre. Si l'on note  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_8$  les résonances (états physiques), et  $|1\rangle$  et  $|8\rangle$  les états (non-physiques) membres du singlet et de l'octet respectivement, l'on a :

$$\Lambda_8 = |1\rangle \sin \theta + |8\rangle \cos \theta \quad \longrightarrow \quad g_{\Lambda_8 p K^+} = g_{1 p K^+} \sin \theta + g_{8 p K^+} \cos \theta$$

$$\Lambda_1 = |1\rangle \cos \theta - |8\rangle \sin \theta \quad \longrightarrow \quad g_{\Lambda_1 p K^+} = g_{1 p K^+} \cos \theta - g_{8 p K^+} \sin \theta$$

où  $\theta$  est le paramètre de mélange,  $g_{\Lambda_8 p K^+}$  et  $g_{\Lambda_1 p K^+}$  les constantes liées aux états physiques et  $g_{8 p K^+}$ ,  $g_{1 p K^+}$  les constantes liées aux états non-physiques.

On donne ci-dessous les expressions des différentes valeurs de  $R(K)$ , en fonction des constantes  $g$ ,  $g_D$  et  $g_F$

$$\boxed{\text{Voie } \gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \quad (Y = \Lambda)}$$

1<sup>er</sup> cas:  $Y^* = \Sigma^*$  (octet)

$$\left. \begin{aligned} g_{\Sigma^* NK} &\equiv g_{\Sigma^*{}^0 p K^+} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\sqrt{\frac{3}{10}} g_D + \frac{1}{\sqrt{6}} g_F \right) \\ g_{K \Lambda N^*} &\equiv g_{N^*{}^+ K^+ \Lambda} = -\frac{1}{2\sqrt{5}} g_D - \frac{1}{2} g_F \end{aligned} \right\} R(K) = \frac{-\sqrt{\frac{3}{5}} g_D + \frac{1}{\sqrt{3}} g_F}{\frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F}$$

2<sup>eme</sup> cas:  $Y^* = \Lambda^*$  (mélange octet-singlet)

$$\left. \begin{aligned} g_{8pK^+} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{10}} g_D + \frac{1}{\sqrt{2}} g_F \right) \\ g_{1pK^+} &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} g_1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} R_8(K) &= \frac{g_{\Lambda_8 p K^+}}{g_{N^* K \Lambda}} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} g_1 \sin \theta + \left( \frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F \right) \cos \theta}{\frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F} \\ R_1(K) &= \frac{g_{\Lambda_1 p K^+}}{g_{N^* K \Lambda}} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} g_1 \cos \theta - \left( \frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F \right) \sin \theta}{\frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F} \end{aligned}$$

$$\boxed{\text{Voie } \gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \quad (Y = \Sigma^0)}$$

1<sup>er</sup> cas:  $Y^* = \Sigma^*$  (octet)

$$\left. \begin{aligned} g_{\Sigma^* NK} &\equiv g_{\Sigma^*{}^0 p K^+} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\sqrt{\frac{3}{10}} g_D + \frac{1}{\sqrt{6}} g_F \right) \\ g_{K \Sigma N^*} &\equiv g_{N^*{}^+ K^+ \Sigma^0} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \left( -\frac{3}{2\sqrt{5}} g_D + \frac{1}{2} g_F \right) \end{aligned} \right\} R(K) = 1$$

2<sup>eme</sup> cas:  $Y^* = \Lambda^*$  (mélange octet-singlet)

$$\left. \begin{aligned} g_{8pK^+} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{\sqrt{10}} g_D + \frac{1}{\sqrt{2}} g_F \right) \\ g_{1pK^+} &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} g_1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} R_8(K) &= \frac{g_{\Lambda_8 p K^+}}{g_{N^* K \Sigma}} = \frac{\sqrt{3} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} g_1 \sin \theta + \left( \frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F \right) \cos \theta \right)}{-\frac{3}{\sqrt{5}} g_D + g_F} \\ R_1(K) &= \frac{g_{\Lambda_1 p K^+}}{g_{N^* K \Sigma}} = \frac{\sqrt{3} \left( \frac{1}{\sqrt{2}} g_1 \cos \theta - \left( \frac{1}{\sqrt{5}} g_D + g_F \right) \sin \theta \right)}{-\frac{3}{\sqrt{5}} g_D + g_F} \end{aligned}$$

3<sup>eme</sup> cas:  $Y^* = \Sigma^*$  (décuplet)

Pour nous ce sera le cas particulier du multiplet  $J = \frac{3}{2}^+$  des résonances  $\Sigma^*(1385)$  et  $\Delta^*(1232)$ .

$$\frac{g_{\Sigma^*0 pK^+}}{g_{\Delta^+ K^+ \Sigma^0}} = -\frac{1}{\sqrt{6}} = \frac{g_{\Sigma^*0 pK^+}}{g_{\Delta^+ p\pi^0}}$$

Connaissant  $g_{\Delta^+ p\pi^0}$  par largeur de désintégration, on obtient  $g_{\Sigma^*0 pK^+}$ . En ce qui concerne les  $\Delta^*$  nous avons les relations :

$$g_{K\Sigma\Delta} = -g_{\Delta\pi N} \text{ et } g_{\Delta^+ K^+ \Sigma^0} = \sqrt{\frac{2}{3}} g_{K\Sigma\Delta}$$

Ainsi, de part la symétrie SU(3), on peut connaître  $g_{\Delta^+ K^+ \Sigma^0}$  uniquement à partir de  $\Gamma_{(\Delta \rightarrow \pi N)}$ .

Les valeurs des constantes  $g_1, g_D$  et  $g_F$  sont celles que R. Levi Setti [Lev69] a déterminées à partir des largeurs de désintégration  $\Gamma$ , et les paramètres de mélange  $\theta$  sont ceux qu'il a introduits (et déterminés) de façon à rendre compte au mieux des largeurs de désintégration. Pour une largeur  $\Gamma_{(A^* \rightarrow B+C)}$  les constantes  $g_1, g_D$  et  $g_F$  devraient être les mêmes pour tous les  $A^*$  appartenant au même multiplet (idem pour B et C), si SU(3) était une symétrie exacte, mais comme ce n'est pas le cas R. Levi Setti a pris, pour un multiplet donné, les valeurs qui reproduisaient au mieux l'ensemble des largeurs.

Il y a deux manières d'obtenir les constantes  $g_{K\Lambda^* N}$  et  $g_{K\Sigma^* N}$  : soit à partir de  $g_{K\Lambda^* N}$  et de la valeur de R(K) dans la voie  $Y = \Lambda$ , soit à partir de  $g_{K\Sigma^* N}$  et de la valeur de R(K) dans la voie  $Y = \Sigma^0$ . En fait  $g_{K\Lambda^* N}$  et  $g_{K\Sigma^* N}$  étant tirées de la même valeur de la constante  $g_{\pi NN^*}$  et la symétrie SU(3) étant postulée par la suite, les deux chemins paraissent différents, mais aboutissent logiquement au même résultat. Aussi, pour les constantes  $g_{K\Lambda^* N}$  nous utilisons les valeurs des constantes  $g_{K\Lambda^* N}$  et des rapports R(K) dans la voie  $Y = \Lambda$ , et pour les constantes  $g_{K\Sigma^* N}$  nous utilisons les valeurs des constantes  $g_{K\Sigma^* N}$  et des rapports R(K) dans la voie  $Y = \Sigma^0$ . La raison de ce choix est que de cette manière les rapports R(K) sont indépendants de  $g_D$  et  $g_F$ , dont les valeurs ne sont qu'approximatives.

Les expressions des rapports  $R(\pi)$ , en fonction de  $g_1, g_D$  et  $g_F$ , se trouvent de la même façon que pour R(K).

Les valeurs des rapports et des constantes de couplage sont reportées dans les tableaux 3.12-3.15.

### --- Couplages électromagnétiques ---

Le rapport que l'on doit calculer dans ce cas est  $R(\gamma) = \frac{\mu(Y^*Y)}{\mu(N^*N)}$

Précédemment les deux octets symétrique et anti-symétrique du produit direct de deux octets étaient caractérisés par les constantes de couplage  $g_D$  et  $g_F$ . Maintenant, considérons qu'ils soient caractérisés par  $g_S$  et  $g_A$ , analogues de  $g_D$  et  $g_F$  à un coefficient près. Ce changement vient du fait que  $R(\gamma)$  est fonction de  $\frac{g_A}{g_S}$ , tout comme le rapport

$\frac{\mu(N^*p)}{\mu(N^*n)}$ , qui n'est autre que le rapport des amplitudes de désintégration, connues par un modèle de quarks développé justement avec les constantes  $g_S$  et  $g_A$ , et non  $g_D$  et  $g_F$ .

Nous donnons ci-dessous les différentes expressions de  $R(\gamma)$ . Les valeurs de  $\frac{g_A}{g_S}$  que nous utilisons sont celles de Y. Renard, et la valeur de la constante  $\mu(N(1535)N)$  est celle que nous avons trouvée à l'aide des largeurs de désintégration électromagnétiques (tableau 3.2). Nous n'avons besoin que de cette valeur, car, comme pour le cas du couplage fort, toutes les résonances ne sont pas assignées à un multiplet. De plus, pour les résonances de spin  $J \geq \frac{3}{2}$ , il n'y a pas un, mais deux couplages et donc deux constantes, que nous ne pouvons alors pas déterminer individuellement.

$$\boxed{\text{Voie } \gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \quad (Y = \Lambda)}$$

1<sup>er</sup> cas:  $Y^* = \Sigma^*$  (octet)

$$\left. \begin{aligned} \mu(\Sigma^{*0}\Lambda) &= \frac{1}{\sqrt{3}} g_S \\ \mu(N^*p) &= g_A + \frac{1}{3} g_S \end{aligned} \right\} R(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}}$$

2<sup>eme</sup> cas:  $Y^* = \Lambda^*$  (mélange octet-singlet)

$$\mu(\Lambda_8\Lambda) = \mu(1\Lambda) \sin \theta + \mu(8\Lambda) \cos \theta$$

$$\mu(\Lambda_1\Lambda) = \mu(1\Lambda) \cos \theta - \mu(8\Lambda) \sin \theta$$

$$\left. \begin{aligned} \mu(8\Lambda) &= -\frac{1}{3} g_S \\ \mu(1\Lambda) &= \mu(1\Lambda) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} R_8(\gamma) &= \frac{\mu(\Lambda_8\Lambda)}{\mu(N^*p)} = \frac{\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S} \sin \theta - \frac{1}{3} \cos \theta}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}} \\ R_1(\gamma) &= \frac{\mu(\Lambda_1\Lambda)}{\mu(N^*p)} = \frac{\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S} \cos \theta + \frac{1}{3} \sin \theta}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}} \end{aligned}$$

$$\boxed{\text{Voie } \gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \quad (Y = \Sigma^0)}$$

1<sup>er</sup> cas:  $Y^* = \Sigma^*$  (octet)

$$\left. \begin{aligned} \mu(\Sigma^{*0}\Sigma) &= \frac{1}{3} g_S \\ \mu(N^*p) &= g_A + \frac{1}{3} g_S \end{aligned} \right\} R(\gamma) = \frac{1}{3} \frac{1}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}}$$

2<sup>eme</sup> cas:  $Y^* = \Lambda^*$  (mélange octet-singlet)

$$\left. \begin{aligned} \mu(8\Sigma) &= \frac{1}{\sqrt{3}} g_S \\ \mu(1\Sigma) &= \sqrt{3} \mu(1\Lambda) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} R_8(\gamma) &= \frac{\mu(\Lambda_8\Sigma)}{\mu(N^*p)} = \sqrt{3} \frac{\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S} \sin \theta - \frac{1}{3} \cos \theta}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}} \\ R_1(\gamma) &= \frac{\mu(\Lambda_1\Sigma)}{\mu(N^*p)} = \sqrt{3} \frac{\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S} \cos \theta + \frac{1}{3} \sin \theta}{\frac{g_A}{g_S} + \frac{1}{3}} \end{aligned}$$

Y. Renard a déterminé les valeurs de  $\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S}$  en considérant dans le cas  $J=\frac{1}{2}$  le  $\Lambda_1 \equiv \Lambda(1405)$  comme un état lié  $\bar{K}N$  ( $\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S}$  vaut alors  $\approx 0.1$ ), et comme on connaît  $\mu(N^*p)$  par le modèle de quark (au signe près) on connaît  $R_1(\gamma)$  (au signe près), et donc  $\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S}$  (deux valeurs possibles du fait de la non connaissance du signe de  $R_1(\gamma)$ ), et, dans le cas  $J=\frac{3}{2}$ , Y. Renard a utilisé la largeur de désintégration électromagnétique du  $\Lambda(1520) \equiv \Lambda_1$ , où là aussi on a deux valeurs possibles de  $\frac{\mu(1\Lambda)}{g_S}$ .

### Voie $t$

En ce qui concerne les résonances de la voie  $t$ , nous n'en considérons que deux:  $K^*$  et  $K1$ . Comme précédemment, nous ne pouvons estimer les constantes liées à la  $K1$ , ici par la symétrie  $SU(3)$ , car, si elle est assignée à un multiplet, les constantes liées aux autres membres de ce multiplet ne sont pas plus connues. La  $K^*$  en revanche appartient au multiplet  $1^-$  des mésons pseudo-vecteurs (voir annexe J.3), ce qui permet de relier les constantes  $g_{K^*NY}^{V(T)}$  aux constantes  $g_{\rho NN}^{V(T)}$ . La démarche et l'expression obtenue sont similaires au cas des constantes  $g_{KAN}$  et  $g_{K\Lambda N}$  reliées à  $g_{\pi NN}$ , il suffit de faire le changement:  $\alpha_D \rightarrow 1 - \alpha_{e(m)}$ , où les  $\alpha_{e(m)}$  sont des constantes appropriées pour les couplages vectoriels(tensoriels) et la symétrie  $SU(6)$  permet d'en extraire les valeurs:  $\alpha_e = 1$  et  $\alpha_m = \frac{2}{5}$ .

$$g_{K^*N\Lambda}^V = -\frac{1}{\sqrt{3}} (1 + 2\alpha_e) g_{\rho NN}^V \quad (3.3)$$

$$g_{K^*N\Lambda}^T = -\frac{1}{\sqrt{3}} (1 + 2\alpha_m) g_{\rho NN}^T \quad (3.4)$$

$$g_{K^*N\Sigma}^V = (1 - 2\alpha_e) g_{\rho NN}^V \quad (3.5)$$

$$g_{K^*N\Sigma}^T = (1 - 2\alpha_m) g_{\rho NN}^T \quad (3.6)$$

Il faut donc connaître les valeurs de  $g_{\rho NN}^{V(T)}$ . Nous prendrons celles de W. Grein[Gre77]:  $g_{\rho NN}^V = 2.63$  et  $g_{\rho NN}^T = 15.77$ .

Ainsi l'on a:

$$g_{K^*N\Lambda}^V = 4.45 \quad (3.7)$$

$$g_{K^*N\Lambda}^T = 16.45 \quad (3.8)$$

$$g_{K^*N\Sigma}^V = -2.63 \quad (3.9)$$

$$g_{K^*N\Sigma}^T = 3.15 \quad (3.10)$$

### 3.4 Récapitulatif

Pour les résonances, les paramètres de nos modèles sont en fait le produit de la constante du couplage électromagnétique et de la constante de couplage fort. Les notations utilisés sont les suivantes :

- Résonances nucléoniques ( et les  $\Delta^*$  ) :

$$J=1/2 : GNi = g_{KYN^*} \times \kappa^{(N^*N)}$$

$$J=3/2 : GNia = g_{KYN^*} \times g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a \text{ et } GNib = g_{KYN^*} \times g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b$$

$$J=5/2 : GNic = g_{KYN^*} \times g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c \text{ et } GNid = g_{KYN^*} \times g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d$$

où  $i$  est un label qui référence les résonances - cf. tableau 4.1 - et où  $a(c)$  et  $b(d)$  désignent le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>nd</sup> couplage électromagnétique.

- Résonances hypéroniques :

$$J=1/2 : GLi = g_{K\Lambda^*N} \times \mu^{(\Lambda^*Y)}$$

$$GSi = g_{K\Sigma^*N} \times \mu^{(\Sigma^*Y)}$$

- Résonances kaoniques :

$$GV = g_{K^*NY}^V \times g_{K^*K\gamma} \text{ et } GT = g_{K^*NY}^T \times g_{K^*K\gamma}$$

Avec  $Y = \Lambda$  ou  $Y = \Sigma^0$ . Sauf pour les  $\Delta^*$  où seul  $Y = \Sigma^0$  est possible.

Pour certaines constantes nous avons plusieurs estimations. Dans certains cas la symétrie SU(3) et les largeurs de désintégration donnent des résultats semblables (ex. :  $g_{K\Lambda(1405)}$ ,  $g_{K\Sigma\Delta(1910)}$ ) et dans d'autres ces deux approches donnent des résultats assez différents (ex. :  $g_{K\Lambda\Sigma(1750)}$ ). Aussi, nous avons décidé de garder les valeurs obtenues par les largeurs de désintégration plutôt que celles obtenues par la symétrie SU(3), et ceci du fait que pour les couplages électromagnétiques il y a, pour SU(3), une ambiguïté de signe et donc 2 valeurs possibles pour une constante (cf. 3.3.2).

Toutes ces constantes sont reportées dans les tableaux 3.1 à 3.17 (pages suivantes). Le tableau 3.17 est le tableau récapitulatif.

Tableau 3.1: Constantes de couplage électromagnétiques  $g_{K^*K\gamma}$  prévues par la symétrie SU(3)

Résonance	$\Gamma_{(K^* \rightarrow K\gamma)}$ (MeV)	$ g_{K^*K\gamma} $
$K^{*+}$	0.050	<b>0.842</b>
$K^{*0}$	0.115	<b>1.258</b>

Tableau 3.2: Constantes de couplage électromagnétique  $\kappa_{(N^*N)}$  pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration.

Résonance	$A_{\frac{1}{2}}^p (GeV^{-\frac{1}{2}} \times 10^{-3})$	$P_\gamma$ (GeV)	$\Gamma_{N^* \rightarrow p+\gamma} (GeV \times 10^{-3})$	$ \kappa_{N^*p} $
$N^*(1440)$ (N1)	-69	0.414	$1.7 \times 10^{-1}$	<b>0.54</b>
$N^*(1535)$ (N3)	73	0.481	$2.5 \times 10^{-1}$	<b>0.52</b>
$N^*(1650)$ (N4)	48	0.558	$1.3 \times 10^{-1}$	<b>0.30</b>
$N^*(1710)$ (N6)	5	0.598	$0.02 \times 10^{-1}$	<b>0.03</b>

Tableau 3.3: Constantes de couplage électromagnétique  $\kappa_{(\Delta^*N)}$  pour les résonances  $\Delta^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration.

Résonance	$A_{\frac{1}{2}}^p (GeV^{-\frac{1}{2}} \times 10^{-3})$	$P_\gamma$ (GeV)	$\Gamma_{\Delta^* \rightarrow p+\gamma} (GeV \times 10^{-3})$	$ \kappa_{\Delta^*p} $
$\Delta^*(1620)$ (D1)	30	0.538	0.048	<b>0.193</b>
$\Delta^*(1900)$ (D2)	10	0.718	0.008	<b>0.051</b>
$\Delta^*(1910)$ (D3)	-12	0.725	0.012	<b>0.062</b>

Tableau 3.4: Constantes de couplage électromagnétique  $\kappa_{(Y^*\Lambda)}$  pour les résonances hypéroniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $\Lambda$ .

Résonance	$A_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$	$P_\gamma(\text{GeV})$	$\Gamma_{Y^*\rightarrow\Lambda+\gamma}(\text{GeV}\times 10^{-6})$	$ \kappa_{Y^*\Lambda} $
$\Lambda^*(1405)$ (L1)	-0.065841	0.260	75.0	<b>0.7189</b>
$\Lambda^*(1670)$ (L3)	-0.012063	0.463	3.9	<b>0.0685</b>
$\Lambda^*(1800)$ (L4)	-0.018738	0.554	10.7	<b>0.0870</b>
$\Sigma^*(1750)$ (S2)	0.015217	0.520	6.7	<b>0.0759</b>

Tableau 3.5: Constantes de couplage électromagnétique  $\mu_{(Y^*\Sigma)}$  pour les résonances hypéroniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $\Sigma^0$ .

Résonance	$A_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$	$P_\gamma(\text{GeV})$	$\Gamma_{Y^*\rightarrow\Sigma+\gamma}(\text{GeV}\times 10^{-6})$	$ \kappa_{Y^*\Sigma} $
$\Lambda^*(1405)$ (L1)	0.058165	0.197	45.6	<b>0.8477</b>
$\Lambda^*(1670)$ (L3)	0.143635	0.410	507.	<b>0.9425</b>
$\Lambda^*(1800)$ (L4)	0.098083	0.505	278.	<b>0.5101</b>
$\Sigma^*(1750)$ (S2)	0.031374	0.469	27.8	<b>0.1773</b>

Tableau 3.6: Constantes de couplage fort  $g_{KAN^*}$  pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $\Lambda K$ .

Résonance	$P_K$ (MeV)	$\Gamma_{(N^* \rightarrow K+\Lambda)}$ (MeV)	$ g_{KAN^*} $
$N^*(1440)$ (N1)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1520)$ (N2)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1535)$ (N3)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1650)$ (N4)	161	9 - 25	<b>0.72 - 1.20</b>
$N^*(1700)$ (N5)	250	0 - 4	<b><math>\leq 40.52</math></b>
$N^*(1710)$ (N6)	264	3 - 14	<b>2.75 - 5.95</b>
$N^*(1720)$ (N7)	278	2 - 12	<b>2.81 - 6.88</b>
$N^*(1675)$ (N8)	209	$\leq 0.36$	<b><math>\leq 22.32</math></b>
$N^*(1680)$ (N9)	218	0 - 0.2	<b><math>\leq 151.31</math></b>

<sup>a)</sup> seuil: 1607 MeV

Tableau 3.7: Constantes de couplage fort  $g_{K\Sigma N^*}$  pour les résonances nucléoniques, évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $\Sigma K$ .

Résonance	$P_K$ (MeV)	$\Gamma_{(N^* \rightarrow K + \Sigma^0)}$ (MeV)	$ g_{K\Sigma N^*} $
$N^*(1440)$ (N1)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1520)$ (N2)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1535)$ (N3)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$N^*(1650)$ (N4)	$\approx$ au seuil <sup>a)</sup>	2.25 - 12.25	non calculable <sup>b)</sup>
$N^*(1700)$ (N5)	99	$\leq 0.49$	$\leq 150.56$
$N^*(1710)$ (N6)	130	4 - 36	<b>9.65 - 28.95</b>
$N^*(1720)$ (N7)	155	1.44 - 10.24	<b>5.57 - 14.84</b>
$N^*(1675)$ (N8)	$\approx$ au seuil <sup>a)</sup>	$\leq 0.0025$	non calculable <sup>b)</sup>
$N^*(1680)$ (N9)	$\approx$ au seuil <sup>a)</sup>	$\leq 0.0004$	non calculable <sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> seuil: 1684 MeV

<sup>b)</sup> ces résonances étant sous le seuil (si l'on considère leur largeur nulle) il n'est pas possible alors de donner une valeur à l'impulsion du kaon sortant.

Tableau 3.8: Constantes de couplage fort  $g_{K\Sigma\Delta}$  pour les résonances  $\Delta^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $\Sigma K$  (la voie  $\Lambda$  étant interdite).

$$g_{\Delta+K+\Sigma^0} = \sqrt{\frac{2}{3}} g_{K\Sigma\Delta}$$

Résonance	$P_K$ (MeV)	$\Gamma_{(\Delta \rightarrow K\Sigma)}$ (MeV)	$ g_{K\Sigma\Delta^*} $	$ g_{K+\Sigma^0\Delta^*} $
$\Delta(1620)$ (D1)	sous seuil <sup>a)</sup>			
$\Delta(1900)$ (D2)	407	non mesurée		
$\Delta(1910)$ (D3)	418	6.76 - 21.16	2.34 - 4.13	<b>1.92 - 3.39</b>
$\Delta(1232)$ (D4)	sous seuil <sup>a)</sup>			
$\Delta(1700)$ (D5)	99	0 - 0.64	0 - 172.07	<b>0 - 140.49</b>
$\Delta(1920)$ (D6)	428	0 - 0.64	0 - 0.94	<b>0 - 0.77</b>
$\Delta(1905)$ (D7)	412	1 - 9	53.58 - 160.74	<b>43.94 - 131.81</b>
$\Delta(1930)$ (D8)	438	non mesurée		

<sup>a)</sup> seuil: 1684 MeV

Tableau 3.9: Constantes de couplage fort  $g_{K\Lambda^*N}$  pour les résonances  $\Lambda^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $K^-p$ .

Résonance	$P_{\bar{K}}$ (MeV)	$\Gamma_{(\Lambda^* \rightarrow \bar{K}p)}$ (MeV)	$ g_{K\Lambda^*p} $
$\Lambda^*(1405)$ (L1)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$\Lambda^*(1600)$ (L2)	343	4 - 64	<b>1.96 - 7.86</b>
$\Lambda^*(1670)$ (L3)	414	6 - 10	<b>0.39 - 0.51</b>
$\Lambda^*(1800)$ (L4)	528	9 - 121	<b>0.44 - 1.60</b>
$\Lambda^*(1810)$ (L5)	537	9 - 81	<b>1.63 - 4.90</b>
$\Lambda^*(1520)$ (L6)	244	6 - 8	<b>41.90 - 48.38</b>
$\Lambda^*(1690)$ (L7)	433	12 - 19	<b>16.82 - 21.16</b>
$\Lambda^*(1890)$ (L8)	599	4 - 64	<b>1.52 - 6.08</b>

<sup>a)</sup> seuil: 1430 MeV

Tableau 3.10: Constantes de couplage fort  $g_{K\Sigma^*N}$  pour les résonances  $\Sigma^*$ , évaluées à partir des largeurs de désintégration vers la voie  $K^-p$ .

Résonance	$P_{\bar{K}}$ (MeV)	$\Gamma_{(\Sigma^* \rightarrow \bar{K}p)}$ (MeV)	$ g_{K\Sigma^*p} $
$\Sigma^*(1660)$ (S1)	405	1 - 25	<b>0.78 - 3.93</b>
$\Sigma^*(1750)$ (S2)	486	4 - 36	<b>0.30 - 0.90</b>
$\Sigma^*(1385)$ (S3)	sous seuil <sup>a)</sup>		
$\Sigma^*(1670)$ (S4)	414	1 - 10	<b>5.32 - 16.83</b>
$\Sigma^*(1940)$ (S5)	637	1 - 49	<b>2.33 - 16.32</b>

<sup>a)</sup> seuil: 1430 MeV

Tableau 3.11: Constantes de couplage  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$

Constantes	SU(3)	SU(3) brisée à 20 %
$g_{KAN}/\sqrt{4\pi}$	-3.7	$-4.4 \leq \frac{g_{KAN}}{\sqrt{4\pi}} \leq -3.0$
$g_{KEN}/\sqrt{4\pi}$	1.1	$0.9 \leq \frac{g_{KEN}}{\sqrt{4\pi}} \leq 1.3$

Tableau 3.12: Constantes de couplage fort  $g_{K\Lambda N^*}$  et  $g_{K\Sigma N^*}$ , par la symétrie SU(3)

N* (J $\pi$ )	$\Gamma_{(N^* \rightarrow \pi N)}$ (MeV)	$ g_{\pi NN^*} $	$R^a(\pi)$	$ g_{K\Lambda N^*} $
			$R^b(\pi)$	$ g_{K\Sigma N^*} $
N(1440) ? <sup>a)</sup>	81 - 169	6.74-9.74	?	?
			?	?
N(1520) $\frac{3}{2}^-$	53 - 86	26.49-33.75	-0.91	<b>29.11-37.09</b>
			8.1	<b>3.27-4.17</b>
N(1535) $\frac{1}{2}^-$	12 - 56	0.5-1.08	1.85	<b>0.27-0.58</b>
			0.33	<b>1.51-3.27</b>
N(1650) ? <sup>a)</sup>	66 - 102	1.11-1.38	?	?
			?	?
N(1700) ? <sup>a)</sup>	6 - 20	5.86-10.71	?	?
			?	?
N(1710) ? <sup>a)</sup>	14 - 60	1.74-3.60	?	?
			?	?
N(1720) ? <sup>a)</sup>	18 - 69	2.84-5.55	?	?
			?	?
N(1675) $\frac{5}{2}^-$	53 - 86	25.72-32.76	-2.42	<b>10.63-13.54</b>
			-32	<b>0.80-1.02</b>
N(1680) $\frac{5}{2}^+$	67 - 104	97.1-120.98	-0.85	<b>114-142</b>
			0.77	<b>126-157</b>

<sup>a)</sup> non assignée à un multiplet

Tableau 3.13: Constantes de couplage fort  $g_{\Delta+K+\Sigma^0}$ , par la symétrie SU(3)

$\Delta^*$ ( $J^\pi$ )	$\Gamma_{(\Delta \rightarrow \pi N)}$ (MeV)	$ g_{\Delta\pi N} $	$ g_{\Delta^* K+\Sigma^0} $
$\Delta(1232)$ $\frac{3}{2}^+$	100 - 144	17.79 - 21.35	<b>14.52 - 17.43</b>
$\Delta(1620)$ ? <sup>a)</sup>	20.25 - 42.25	0.62 - 0.90	<b>0.51 - 0.73</b> <sup>b)</sup>
$\Delta(1700)$ ? <sup>a)</sup>	32.49 - 59.29	13.65 - 18.44	<b>11.15 - 15.06</b> <sup>b)</sup>
$\Delta(1900)$ ? <sup>a)</sup>	?	?	?
$\Delta(1905)$ ? <sup>a)</sup>	16.81 - 65.61	29.94 - 59.15	<b>24.45 - 48.3</b> <sup>b)</sup>
$\Delta(1910)$ ? <sup>a)</sup>	21.16 - 73.96	1.71 - 3.20	<b>1.40 - 2.61</b> <sup>b)</sup>
$\Delta(1920)$ ? <sup>a)</sup>	16.81 - 65.61	2.37 - 4.68	<b>1.94 - 3.82</b> <sup>b)</sup>
$\Delta(1930)$ ? <sup>a)</sup>	?	?	?

<sup>a)</sup> non assignée à un multiplet

<sup>b)</sup> connue par la relation  $g_{\Delta+K+\Sigma^0} = -\sqrt{\frac{2}{3}} g_{\Delta\pi N}$

Tableau 3.14: Constantes de couplage fort  $g_{K\Lambda^*N}$ , par la symétrie SU(3)

$\Lambda^*$ ( $J^\pi$ )	$ g_{K\Lambda^*N} $	$R^\Lambda(K)$	$ g_{K\Lambda^*N} $
$\Lambda(1405)$ $\frac{1}{2}^-$	0.27-0.58	3.06	<b>0.97-2.09</b>
$\Lambda(1670)$ $\frac{1}{2}^-$	0.27-0.58	-1	<b>0.27-0.58</b>
$\Lambda(1520)$ $\frac{3}{2}^-$	29.11-37.09	1.42	<b>41.34-52.67</b>
$\Lambda(1690)$ $\frac{3}{2}^-$	29.11-37.09	0.59	<b>17.17-21.88</b>

Tableau 3.15: Constantes de couplage fort  $g_{K\Sigma^*N}$ , par la symétrie SU(3)

$\Sigma^*$ ( $J^\pi$ )	$ g_{K\Lambda^*N} $	$R^\Sigma(K)$	$ g_{K\Sigma^*N} $
$\Sigma(1750)$ $\frac{1}{2}^-$	1.51-3.27	1	<b>1.51-3.27</b>
$\Sigma(1385)$ $\frac{3}{2}^+$	14.52 - 17.43	$-1/\sqrt{6}$	<b>5.92 - 7.12</b>
$\Sigma(1670)$ $\frac{3}{2}^-$	3.27-4.17	1	<b>3.27-4.17</b>

Tableau 3.16: Constantes de couplage électromagnétique  $\kappa(\gamma^* \Lambda)$  et  $\kappa(\gamma^* \Sigma^0)$ , par la symétrie SU(3).

Le signe de  $\mu(N^* p)$  n'étant pas connu, on a deux valeurs possibles pour  $R(\gamma)$ .

$Y^*$ ( $J^\pi$ )	$ \kappa(N^* N) $	$R^\Lambda(\gamma)$	$ \kappa_{Y^* \Lambda} $	$R^\Sigma(\gamma)$	$ \kappa_{Y^* \Sigma} $
$\Lambda(1405)$ $\frac{1}{2}^-$	0.52	+0.5 ou -0.5	<b>0.26</b> ou <b>0.26</b>	1.38 ou -0.34	<b>0.72</b> ou <b>0.18</b>
$\Lambda(1670)$ $\frac{1}{2}^-$	0.52	-0.68 ou +0.08	<b>0.35</b> ou <b>0.04</b>	-0.48 ou 0.80	<b>0.25</b> ou <b>0.42</b>
$\Sigma(1750)$ $\frac{1}{2}^-$	0.52	$\sqrt{3}/4$	<b>0.22</b>	0.25	<b>0.13</b>

$Y^*$ ( $J^\pi$ )	$ g_{\Delta^*(\frac{3}{2})\gamma p} $	$R^\Lambda(\gamma)$	$ g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Lambda}^a $	$R^\Sigma(\gamma)$	$ g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Sigma}^a $
			$ g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Lambda}^b $		$ g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Sigma}^b $
$\Sigma(1385)$ $\frac{3}{2}^+$	†	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	$6.04 \leq g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Lambda}^a \leq 8.28$	$\frac{1}{2}$	$3.49 \leq g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Sigma}^a \leq 4.78$
			$1.32 \leq g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Lambda}^b \leq 2.48$		$0.76 \leq g_{Y^*(\frac{3}{2})\gamma \Sigma}^b \leq 1.44$

†  $C_1^R = -0.37$  et  $C_2^R = 0.0043$  (R: Y. Renard), avec une normalisation différente:

$$\frac{C_1^R}{M_\pi} = \frac{g_{\Delta^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a}{\sqrt{s} + M_p} \text{ et } \frac{C_2^R}{M_\pi^2} = \frac{g_{\Delta^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b}{(\sqrt{s} + M_p)^2}$$

Ainsi, partant des valeurs de Y. Renard, nous ne pouvons avoir qu'une gamme de valeurs suivant une gamme d'énergies:

$$\text{pour } 1.61 \leq \sqrt{s} \leq 2.55 \text{ GeV } (0.91 \leq E_\gamma^{labo} \leq 3.00 \text{ GeV})$$

$$-9.56 \leq g_{\Delta^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a \leq -6.98 \text{ et } 1.53 \leq g_{\Delta^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \leq 2.87$$

Tableau 3.17: Récapitulatif des estimations des constantes

Particules	Constantes	$Y = \Lambda$	$Y = \Sigma^0$
K- $\Lambda$ -N	$g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$	-4.4 ÷ -3.0	-4.4 ÷ -3.0
K- $\Sigma$ -N	$g_{K\Sigma N}/\sqrt{4\pi}$	0.9 ÷ 1.3	0.9 ÷ 1.3
K*+	$GV/4\pi$	0.298	0.176
	$GT/4\pi$	1.102	0.211
N3	$GN3/\sqrt{4\pi}$	0.04 ÷ 0.08	0.22 ÷ 0.48
N4	$GN4/\sqrt{4\pi}$	0.06 ÷ 0.10	—
N6	$GN6/\sqrt{4\pi}$	0.02 ÷ 0.05	0.08 ÷ 0.25
$\Delta$ 1	$GD1/\sqrt{4\pi}$	X	0.028 ÷ 0.039
$\Delta$ 3	$GD3/\sqrt{4\pi}$	X	0.034 ÷ 0.059
$\Delta$ 4	$GD4a/4\pi$	X	8.06 ÷ 13.26
	$GD4b/4\pi$	X	1.77 ÷ 3.98
L1	$GL1/\sqrt{4\pi}$	0.20 ÷ 0.42	0.24 ÷ 0.50
L3	$GL3/\sqrt{4\pi}$	0.007 ÷ 0.010	0.096 ÷ 0.138
L4	$GL4/\sqrt{4\pi}$	0.011 ÷ 0.039	0.064 ÷ 0.234
S2	$GS2/\sqrt{4\pi}$	0.006 ÷ 0.019	0.015 ÷ 0.045
S3	$GS3a/4\pi$	2.84 ÷ 4.69	1.64 ÷ 2.71
	$GS3b/4\pi$	0.62 ÷ 1.41	0.68 ÷ 0.82

# Chapitre 4

## Modèles théoriques et discussions

Dans le chapitre 1 nous avons fait un bref résumé historique des différents modèles de photoproduction de kaon sur proton cible qui ont été proposés. Ces modèles diffèrent non seulement par les mécanismes mis en jeu (type et nombre de résonances), mais aussi par les valeurs des constantes de couplage  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$ . Ces constantes sont accessibles par d'autres réactions comme la diffusion  $\bar{K}N$  ou la diffusion Hypéron-Nucléon dont les études ont là aussi été mentionnées dans le chapitre 1.

Aucun modèle, jusqu'en 90, n'a réussi à obtenir simultanément pour ces deux constantes des valeurs qui correspondent, à 30% près, aux prédictions de la symétrie SU(3), si ce n'est les groupes [Mar81], [Ant87] et [Boz83] qui ont travaillé sur les réactions hadroniques, mais dans ces cas le signe des couplages ne peut pas toujours être déterminé. Un résumé de ces constantes suivant les différents groupes est fait dans le tableau 4.2.

Utilisant un modèle isobarique et ne considérant l'échange que d'une particule par diagramme, nous nous sommes concentrés sur des photons d'énergies comprises entre  $\approx 0.9$  GeV et 2.5 GeV. Il est possible que cette approche puisse être utilisée pour des énergies supérieures ( $E_\gamma = 3?, 4?$  GeV), mais la limite est encore inconnue. Cependant, au-delà de cette limite, il sera vraisemblablement nécessaire d'utiliser une approche basée sur des modèles de quark [Cle75], puisqu'alors la structure en quark des particules entrera, selon toute vraisemblance, en jeu.

Les caractéristiques (masse, largeur, spin) des particules dont il sera question dans ce chapitre sont reportées dans le tableau 4.1. Ce tableau indique aussi les notations que nous utilisons pour chaque résonance: "N" pour les résonances nucléoniques ("D" pour les  $\Delta$ ), et "L" ou "S" pour les résonances hypéroniques.

### 4.1 Modèles théoriques pour $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

#### 4.1.1 Modèle d'Adelseck-Saghai (AS1)

En 1990 Adelseck et Saghai[Ade90](AS) ont fait une étude précise et systématique des données expérimentales de sections efficaces différentielles, pour des photons d'énergie inférieure à 1.4 GeV dans le laboratoire (la réaction étudiée étant  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ), venant

de douze groupes différents, dans le but de comprendre pourquoi les modèles de photoproduction de kaon développés jusqu'alors étaient toujours en désaccord avec les prédictions de la symétrie SU(3).

la première étape a consisté à trouver un modèle qui satisfasse les prédictions de SU(3) à 20% près, dont le  $\chi^2$  par degré de liberté ne soit pas trop élevé ( $\leq 1.6$ ), et qui reproduise assez bien les mesures d'asymétries de polarisation du  $\Lambda$ . Les données sur lesquelles AS ont ajusté leurs modèles sont les 112 points de sections efficaces différentielles dont on connaissait (publiées) à la fois l'erreur statistique et l'erreur systématique. Ils ont obtenu alors un modèle dans lequel il y avait les termes de Born, la  $K^*$  et la  $K1$ , trois résonances nucléoniques (N1, N3 et N4) et quatre résonances hypéroniques (L2, L3, L5 et S1). Les valeurs des constantes obtenues sont  $\frac{g_{KAN}}{\sqrt{4\pi}} = -3.78$  et  $\frac{g_{KEN}}{\sqrt{4\pi}} = 1.06$ , en accord avec SU(3) (cf. tableau 3.1).

La seconde étape a consisté à tester la cohérence des mesures des différents groupes en étudiant la déviation relative :

$$R = \frac{d\sigma_{th} - d\sigma_{exp}}{\Delta\sigma_{stat}}$$

où  $d\sigma_{th}$  et  $d\sigma_{exp}$  sont respectivement la section efficace différentielle théorique et la section efficace différentielle expérimentale, et où  $\Delta\sigma_{stat}$  est l'erreur statistique. De cette façon AS ont trouvé une inconsistance dans les données (22 points) du groupe d'Orsay[Dec70], et ont décidé de les ôter de la base de données, puis de recommencer leurs minimisations de manière à trouver un nouveau modèle satisfaisant les mêmes conditions. Partant des termes de Born et de la  $K^*$ , ils ont testé les 4096 combinaisons possibles avec la  $K1$  et les résonances nucléoniques et hypéroniques de spin  $\frac{1}{2}$ . Deux combinaisons seulement ont permis d'obtenir des valeurs de  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  compatible avec SU(3). Une caractéristique intéressante de ces deux modèles par rapport au précédent est qu'ils ne comportent qu'une résonance nucléonique (la N1) et une résonance hypéronique (la L1 ou la L3) en plus des termes de Born, de la  $K^*$  et de la  $K1$ . Par conséquent cette étude précise des points expérimentaux leur a permis d'obtenir des valeurs de  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  en accord avec SU(3) avec un mécanisme relativement simple.

Comme AS n'ont utilisé que les données de section efficace différentielle lors de la minimisation (90 points), ils ont pu tester leur deux modèles en confrontant les prédictions qu'ils donnaient pour l'asymétrie de polarisation du  $\Lambda$  (notée P - 25 points), celle du proton (notée T - 3 points), la section efficace totale (6 points), et enfin le rapport de branchement de la voie croisée (1 point).

Après avoir comparé ces deux modèles avec l'asymétrie P, AS n'ont gardé que le modèle ayant la résonance L3 (noté AS1) et dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.3, l'autre modèle sous-estimant les données expérimentales. En ce qui concerne l'asymétrie T, les barres d'erreurs sont très grandes, mais T semble être négative dans la gamme d'énergie considérée ( $E_{\gamma}^{lab} \leq 1.4\text{GeV}$ ) et leur modèle prédit le bon signe. De même que pour la section efficace différentielle, les prédictions pour la section efficace totale sont en accord avec l'expérience, mais uniquement pour des photons d'énergie inférieure à 1.4 GeV, car au-delà les sections efficaces croissent rapidement et surestiment les quelques

données disponibles (cf. fig. 4.1-4.5). Enfin, ce modèle AS1 ne permet pas du tout de retrouver la valeur expérimentale du rapport de branchement et brise donc la symétrie de croisement.

#### 4.1.2 Modèle de Williams-Ji-Cotanch (WJC)

Un autre modèle a été proposé en 92 par le groupe Williams-Ji-Cotanch[Wil92]. Ce modèle, noté WJC, est très différent de celui d'AS, car les impératifs sont très différents. D'une part, WJC ont utilisé les données de photoproduction ( $d\sigma, P$ ), d'électroproduction et de la voie croisée pour leur ajustement, et d'autre part ils n'ont pas cherché à respecter absolument la symétrie SU(3) pour  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$ , mais se sont fixé deux autres principes : la symétrie de croisement et le principe de dualité, ou plus exactement une utilisation *agressive*[Wil92]<sup>1</sup> du principe de dualité. La prise en compte de la dualité a surtout été faite par Renard et Renard[Ren71] en ce qui concerne les réactions  $\gamma p \rightarrow KY$ .

La symétrie de croisement implique que l'amplitude de photoproduction de kaon sur proton doit décrire aussi la capture radiative de kaon (cf. 2.4). Aussi WJC incorporent, en plus des termes de Born, la résonance hypéronique L1 qui gouverne cette capture radiative. Les deux résonances nucléoniques qui entrent aussi dans leur modèle sont la N4 et la N6, en raison de leurs deux plus forts taux de branchement vers la voie  $\Lambda K$  [Wil91].

Les modèles obtenus en les ajustant sur les données de photoproduction sont valables dans la gamme d'énergie de ces données, c'est-à-dire pour des énergies des photons en général inférieures à 1.5 GeV. Or, les modèles développés pour la photoproduction ne peuvent être appliqués de manière satisfaisante à l'électroproduction que si l'on a étudié la gamme d'énergie du photon allant jusqu'à 2.0 GeV, 2.5 GeV. Cette condition vient du fait que les données expérimentales d'électroproduction ont été prises pour des énergies correspondantes à des photons de 2.0 GeV environ. Ainsi, désireux d'appliquer ce modèle à l'électroproduction, WJC ont décidé de simuler les effets des résonances des voies  $s$  et  $u$  de spin supérieur à  $\frac{1}{2}$ , nécessaires pour monter en énergie, par deux résonances de la voie  $t$ , à savoir la  $K^*$  et la  $K_1$ , et ceci en invoquant donc une utilisation *agressive* de la dualité.

Récemment, Saghai et Tabakin[Sag94] ont pu voir une manifestation de la dualité dans le cas de la réaction  $\gamma p \rightarrow K\Lambda$ , en étudiant la structure nodale des 16 observables et en particuliers de l'observable  $\Sigma$  (asymétrie de polarisation du faisceau). Le modèle AS1 se comporte pour cette observable comme un modèle mettant en jeu des résonances de spins  $J \geq 5/2$ , alors qu'il ne comporte que des résonances  $J = 1/2$  (voies  $s$  et  $u$ ) et des résonances  $J = 1$  (voie  $t$ ). Ces dernières simulant vraisemblablement les résonances de spins  $J \geq 5/2$ .

En définitive, le modèle WJC (voir les caractéristiques dans le tableau 4.3) permet de mieux reproduire la section efficace de photoproduction pour des énergies supérieures à 1.5 GeV, d'avoir une asymétrie de polarisation du  $\Lambda$  en accord avec l'expérience, de donner une valeur du rapport de branchement en accord avec la mesure, ainsi que de bons résultats pour l'électroproduction. Cependant, contrairement à AS1, il ne donne pas le bon signe de

<sup>1</sup>p. 1618: [...] we now choose to apply duality more aggressively by including the low-lying  $t$ -channel  $K^*$  resonances [...]

l'observable T et les constantes de couplage  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$  ont des valeurs bien en dessous (en valeur absolue) des prédictions de SU(3), surtout  $g_{K\Sigma N}$  ( $\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = -2.377, \frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = 0.273$ ).

### 4.1.3 Modèles SALY et SALY1

Après avoir analysé les deux plus récents modèles précédemment cités, nous avons décidé de prendre comme modèle de base AS1 qui est un bon modèle à basse énergie ( $E_\gamma \leq 1.4$  GeV) avec  $g_{K\Lambda N}$  et  $g_{K\Sigma N}$  satisfaisant la symétrie SU(3) (brisée à hauteur de 20%). Le but a alors été de trouver les résonances à incorporer, notamment de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , afin de pouvoir étendre ce modèle à des énergies allant jusqu'à 2.0 GeV, puis à l'électroproduction, et enfin de rétablir la symétrie de croisement en obtenant une bonne valeur du rapport de branchement.

i) Dans un premier temps nous avons utilisé, pour ajuster notre modèle, les mêmes données que celles utilisées par Adelseck-Saghai, plus les points de section efficace différentielle jusqu'à 2.0 GeV et les points d'asymétrie de polarisation du  $\Lambda$ . De cette manière on a obtenu un premier modèle, que l'on appellera par la suite SALY (SAclay-LYon)[Dav94-1], qui garde les bonnes caractéristiques de AS1, avec en plus un bien meilleur comportement de la section efficace entre 1.4 et 2.1 GeV. Les résonances supplémentaires de ce modèle, par rapport à AS1, sont les résonances nucléoniques N5 et N7 de spin  $\frac{3}{2}$  et la résonance hyperonique L2 de spin  $\frac{1}{2}$ . Cependant la valeur du rapport de branchement que donne SALY est cinq fois supérieur à la valeur expérimentale et les données d'électroproduction sont surestimées d'un facteur global de l'ordre 1.5.

ii) Avec l'arrivée des nouveaux points de section efficace différentielle mesurés à Bonn cette année (94) pour des photons d'énergie inférieure à 1.45 GeV, et dans le but de trouver un modèle qui pallie les deux carences de SALY, nous avons recommencé les minimisations. Ces points de Bonn ont l'avantage de faire partie d'une même expérience et d'être répartis uniformément en angle et en énergie, même s'ils n'ont pas encore une très bonne statistique (le tiers seulement des données a été analysé). Les autres points ajoutés pour la procédure d'ajustement sont la section efficace totale ( $E_\gamma \leq 2.0$  GeV) et les points d'électroproduction d'Azemoon[Aze75]. Après une série de minimisations qui a permis d'obtenir des modèles reproduisant également les données d'électroproduction, les valeurs obtenues pour le rapport de branchement étaient toujours au moins deux fois supérieures à la valeur mesurée. Aussi nous avons dû incorporer cette observable dans le groupe des observables ajustées. De façon à tester l'importance de chacune des résonances intervenant dans le dernier modèle satisfaisant nos objectifs, nous avons recommencé une série de minimisations en enlevant à chaque fois une des résonances de ce modèle. Ceci nous a permis de supprimer la L2 tout en gardant les qualités recherchées. Les résonances supplémentaires de ce nouveau modèle, appelé SALY1[Dav94-2], par rapport à SALY (sans la L2), sont la résonance N9 de spin  $\frac{5}{2}$  et les trois résonances hyperoniques L1, L5 et S1 de spin  $\frac{1}{2}$ . Les constantes de couplage sont reportées dans le tableau 4.3.

## 4.2 Discussion de la voie $K^+\Lambda$

Après avoir présenté les modèles AS1, WJC et le modèle SALY1 (extension de AS1), nous allons maintenant les comparer plus en détail en confrontant les résultats théoriques qu'ils donnent pour diverses observables et notamment avec les données expérimentales disponibles. Mais auparavant, nous discutons les résonances et les valeurs des constantes liées à chaque modèle (tableau 4.3).

A la vue de ce tableau deux questions se posent : pourquoi SALY1 comporte-t-il des résonances  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  dans la voie  $s$  et des résonances dans la voie  $t$ , alors que WJC met en avant ces résonances de la voie  $t$  pour justement simuler l'effet des spins supérieurs à  $\frac{1}{2}$ ? Et comment se fait-il que les constantes liées aux résonances hypéroniques, à l'exception de la L1, soient très supérieures aux estimations faites au chapitre 3?

Williams, Ji et Cotanch n'utilisent pas les résonances de spin supérieur à  $\frac{1}{2}$  dans la voie  $s$ , car la  $K^*$  et la  $K_1$  de la voie  $t$  sont censées les remplacer (principe de dualité). Or la question est de savoir si ces deux résonances les remplacent toutes, car, comme nous le verrons, lorsque l'on monte en énergie le modèle WJC semble donner de moins bons résultats que SALY1. Pour continuer au sujet des résonances kaoniques, les constantes de la  $K^*$ , pour lesquelles nous avons au chapitre 3 des estimations, ont rarement le bon signe (GV) ou l'ordre de grandeur (GT), ce qui peut peut-être venir d'un manque de données au niveau d'une observable particulière, mais de toute façon, d'un problème indépendant du mécanisme, car les quatre modèles présentent à ce sujet les mêmes défauts. Cette liaison entre une observable et une résonance peut aussi être la raison des valeurs élevées des constantes liées aux résonances L3, L5 et S1. Cette hypothèse vient du constat fait que le rapport de branchement et la L1 sont liés et que la résonance L1 est la seule à avoir une constante comparable aux prédictions tirées d'autres voies (cf. chapitre 3), aussi bien pour SALY1 que WJC (cf. 4.2.4). De plus, le modèle SALY1 est évolutif dans le sens où c'est pour l'instant le meilleur modèle que l'on ait pu obtenir avec les données expérimentales qui existent. Lorsque les futures mesures, plus nombreuses et plus précises, arriveront, alors nous pourrons espérer avoir des constantes en meilleur accord avec les prédictions des autres voies, et aussi obtenir des modèles comportant moins de résonances. Cet espoir prend sa source dans les travaux d'Adelseck-Saghai qui ont montré qu'en étudiant les données expérimentales de façon à rejeter celles de moins bonnes qualités, on pouvait passer d'un modèle avec sept résonances à un modèle avec deux résonances dans les voies  $s$  et  $u$ , tout en gardant les bonnes propriétés.

### 4.2.1 Sections efficaces différentielle et totale

A basse énergie ( $E_\gamma \leq 1.4$  GeV) les trois modèles, AS1, WJC et SALY1, reproduisent correctement les données expérimentales (figs. 4.1, 4.2 et 4.3), par contre, au-delà de cette énergie, la courbe d'excitation de AS1 pour  $\theta_K = 90^\circ$  croît trop rapidement, limitant la validité de ce modèle aux basses énergies. WJC donne certes de meilleurs résultats que AS1, en particulier pour la distribution angulaire à 1.45 GeV, mais lui aussi surestime la section efficace différentielle à  $90^\circ$  pour des photons d'énergie supérieure à 1.5 GeV. SALY1, en revanche, est le seul à reproduire correctement les observables de section efficace jusqu'à

2.0 GeV. Cette différence de comportement entre WJC et SALY1 pour les plus hautes énergies tient vraisemblablement à la contribution des résonances de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  présentes dans SALY1 et non dans WJC. Ce fait justifie l'hypothèse que les résonances  $K^*$  et  $K_1$  ne sont pas suffisantes pour simuler les résonances de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  de la voie  $s$ .

#### 4.2.2 Asymétries de polarisation de la $\Lambda$ (P), et du proton (T)

SALY1 et WJC reproduisent convenablement les résultats expérimentaux d'asymétrie de polarisation de la  $\Lambda$  (fig. 4.4), correspondant à des photons d'énergie inférieure à 1.3 GeV, tout comme AS1 d'ailleurs. Cependant, au-delà de 1.5 GeV, les comportements de SALY1 et WJC sont assez différents, avec notamment un signe différent. Aussi, des mesures d'asymétrie P à ces énergies seront intéressantes pour contraindre les modèles.

L'asymétrie de polarisation du proton est tout aussi sélective comme on peut le voir sur la figure 4.5, et ce dès le seuil. Cette observable T, non incorporée dans les procédures de minimisation, a très peu été mesurée, et les trois seuls points connus indiquent seulement un signe négatif. Signe que reproduit SALY1 et AS1 dans la gamme d'énergie considérée, mais pas WJC.

#### 4.2.3 Prédictions

Pour continuer dans le domaine de la photoproduction, les futures expériences qui auront lieu pourront facilement avoir un faisceau polarisé. En particulier à Grenoble, la collaboration GRAAL disposera de photons obtenus par effet Compton d'un faisceau laser sur des électrons de 6 GeV, et donc naturellement polarisés. Par conséquent nous présentons ici, pour WJC et SALY1, des prédictions pour l'asymétrie de polarisation simple du photon, observable  $\Sigma$  (fig. 4.6), et pour les deux doubles asymétries  $O_{z'}$  (fig. 4.7), polarisation transverse du photon et polarisation de la  $\Lambda$ , et  $C_{z'}$  (fig. 4.8), polarisation circulaire du photon et polarisation de la  $\Lambda$ . Ces trois observables apportent de très fortes contraintes quant à la connaissance du mécanisme de la réaction, à en juger par les différences des deux modèles présentés.

#### 4.2.4 Rapport de branchement

La dernière mesure du rapport de branchement a été faite en 89 à Brookhaven [Whi89] et donne une valeur de  $(0.86 \pm 0.12)10^{-3}$ . Les deux modèles WJC et SALY1 respectent la symétrie de croisement et permettent de reproduire cette valeur, à savoir respectivement  $0.87 \times 10^{-3}$  et  $0.95 \times 10^{-3}$ .

Au cours de nos nombreux essais pour arriver aux modèles SALY puis SALY1, nous nous sommes aperçus que pour atteindre la bonne valeur du rapport de branchement, il était obligatoire de l'insérer dans la procédure d'ajustement, ainsi que d'avoir dans le modèle la résonance L1. Ce résultat n'est en fait pas surprenant, puisque la capture radiative avec des kaons à l'arrêt est gouvernée par cette résonance. De plus, lorsque cette résonance intervient dans un modèle que l'on a ajusté seulement sur des observables de photo- ou électro-production, la constante liée à cette résonance L1 devient bien plus grande que les

valeurs trouvées dans les cas WJC et SALY1, valeurs en accord avec celles trouvées dans le chapitre 3. Cette constatation du lien entre une résonance et une observable nous autorise à penser que les valeurs élevées des constantes liées aux résonances L3, L5 et S1, dans le modèle SALY1, sont peut-être dues à l'absence d'observables. Observables qui seraient plus sensibles à ces résonances que ne le sont celles déjà mesurées.

#### 4.2.5 Electroproduction

Les valeurs obtenues par SALY1 pour la section efficace  $\sigma_{UL}$  (cf. 2.5) (fig. 4.9) sont bien de l'ordre de grandeur des mesures expérimentales, ce qui n'était pas le cas de AS1 et de SALY. Cependant, WJC semble en meilleur accord avec les données. Cette différence tient vraisemblablement au fait que l'électroproduction est, en ce qui nous concerne, pour l'instant traitée comme une extension simple de la photoproduction. Ainsi, là où nous utilisons des facteurs de formes de type monopolaire ou dipolaire comportant chacun un paramètre, Williams, Ji et Cotanch utilisent des facteurs de forme tirés du modèle EVMD (Extended Vector Meson Dominance) et qui font intervenir un nombre plus important de paramètres. Certains de ces paramètres ont d'ailleurs été ajustés pour reproduire les données d'électroproduction de kaons. A ce sujet, la courbe présentée ici pour le modèle WJC diffère légèrement de celle présentée dans la thèse de Williams[Wil93] du fait précisément des différences de facteurs de forme qui sont toujours fonction de  $P_\gamma^2 (\equiv Q^2)$  sur la figure 4.9).

### 4.3 Modèles théoriques pour $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ (et $K^0\Sigma^+$ )

Des mesures expérimentales existent aussi dans la voie  $K^+\Sigma^0$  (moins nombreuses cependant que dans la voie  $K^+\Lambda$ ), et il est donc naturel de tester les modèles candidats à la voie  $K^+\Lambda$  sur cette voie  $K^+\Sigma^0$ . Le  $\Lambda$  et le  $\Sigma^0$  sont deux particules très semblables qui ne diffèrent que par leur masse ( $M_\Lambda - M_{\Sigma^0} \approx 77$  MeV), leur durée de vie, et leur isospin (0 pour le  $\Lambda$  et 1 pour le  $\Sigma^0$ ). Cette différence d'isospin a pour conséquence la présence de résonances  $\Delta$ , d'isospin  $\frac{3}{2}$ , dans la voie  $K^+\Sigma^0$ , alors que la conservation d'isospin dans les interactions fortes l'interdit dans la voie  $K^+\Lambda$ .

De façon à obtenir des modèles reproduisant le plus correctement possible les données expérimentales, nous avons pris comme modèle de base SALY1, qui est le modèle donnant les meilleurs résultats pour la photoproduction, avec les données disponibles pour l'instant dans la voie  $K^+\Lambda$ , et nous y avons ajouté les résonances  $\Delta$  de spin  $\frac{1}{2}$  et  $\frac{3}{2}$ . Notre but a été de trouver d'abord un modèle reproduisant les données que nous introduisons lors de la procédure de minimisation (section efficace différentielle incluant les dernières mesures de Bonn-94, section efficace totale et rapport de branchement), puis, dans un second temps, de comparer les prédictions des modèles avec les deux points de section efficace totale de la voie  $K^0\Sigma^+$ . Avant d'exposer les modèles que nous avons obtenus, il faut rappeler que, contrairement au moment magnétique anomal du  $\Lambda$  ( $\kappa_\Lambda$ ), celui du  $\Sigma^0$  ( $\kappa_{\Sigma^0}$ ) n'est pas connu expérimentalement. Aussi, nous avons fait deux choix : i) la valeur utilisée par WJC tirée

d'un modèle de quark ( $\kappa_{\Sigma^0} = 1.02$ )<sup>2</sup>. Ce premier choix a pour but de voir quel modèle nous pouvons obtenir avec la valeur du  $\kappa_{\Sigma^0}$  utilisée par WJC et de le comparer avec leur modèle. ii) la valeur tirée de la symétrie SU(3) et des moments magnétiques  $\kappa_{\Sigma^+}$  et  $\kappa_{\Sigma^-}$  connus expérimentalement ( $\kappa_{\Sigma^0} = 0.80$ ).

Les trois modèles que nous avons obtenus seront notés SL1, SL2 et SL3

i) Le mécanisme que l'on a obtenu avec  $\kappa_{\Sigma^0} = 1.02$  est SALY1 $\oplus$ D1 $\oplus$ D6 (noté SL1). Il a les qualités requises pour la voie  $K^+\Sigma^0$ , mais par contre il ne permet pas de reproduire les données de la voie  $K^0\Sigma^+$  (facteur 100 sur la section efficace totale). Ce problème de modèles qui sont acceptables pour la voie  $K^+\Sigma^0$ , mais pas du tout pour la voie  $K^0\Sigma^+$  a déjà été soulevé par Bennhold<sup>3</sup>, et nous y reviendrons.

ii) Prenant ensuite la valeur prédite par SU(3) pour  $\kappa_{\Sigma^0}$ , nous avons obtenu deux modèles possibles en ce qui concerne  $K^+\Sigma^0$ , à savoir: SALY1 $\oplus$ D1 $\oplus$ D6 (noté SL2), ce qui nous permettra de la comparer au modèle SL1, et le modèle SALY1 $\oplus$ D3 $\oplus$ D4 $\oplus$ D6 (noté SL3). La encore, pour le modèle SL2 contenant la D1 et la D6, il n'est pas possible de reproduire les valeurs des deux points de section efficace totale de la voie  $K^0\Sigma^+$ , alors que SL3 est le seul à pouvoir donner des valeurs de l'ordre de grandeur de l'expérience. Pour arriver à cela il a bien entendu été nécessaire d'incorporer ces deux uniques points de la voie  $K^0\Sigma^+$ , le plus difficile alors a été d'obtenir un modèle donnant un  $\chi^2$  raisonnable, comme pour SL3 avec 1.4, contrairement à SL2 avec 22.34.

Enfin, nous discutons aussi le modèle obtenu par Williams, Ji et Cotanch, WJC $\oplus$ D1 $\oplus$ D2 $\oplus$ D3 (noté WJC( $\Sigma$ )), de façon à le comparer aux nôtres, puis l'ensemble de ces quatre modèles aux mesures expérimentales.

#### 4.4 Discussion de la voie $K^+\Sigma^0$ (et $K^0\Sigma^+$ )

Les caractéristiques de chaque modèle, en ce qui concerne les résonances et les valeurs des constantes de couplage, sont reportées dans le tableau 4.4. Les remarques que l'on peut faire en voyant ce tableau sont les mêmes que celles faites pour la voie  $K^+\Lambda$ , avec en plus un assez bon accord des valeurs des constantes liées aux résonances  $\Delta$  avec celles prédites au chapitre 3.

Nous présentons des résultats de section efficace de photoproduction, où il y a des données, et prédisons des asymétries de simple polarisation. Mais nous ne donnons pas de résultats d'électroproduction, puisque nous avons vu que dans le cas  $K^+\Lambda$  nous avons le bon ordre de grandeur, mais qu'il était nécessaire de faire à l'avenir une étude détaillée des facteurs de forme. Enfin, les rapports de branchement obtenus par chacun de nos modèles correspondent bien à la valeur mesurée  $(1.41 \pm 0.18)10^{-3}$ : SL1  $\rightarrow 1.10 \times 10^{-3}$ , SL2  $\rightarrow 1.21 \times 10^{-3}$  et SL3  $\rightarrow 1.41 \times 10^{-3}$ .

<sup>2</sup>Ces valeurs doivent être reliées au moment magnétique anomal ainsi défini:  $\mu_x = \kappa_x \frac{e\hbar}{2m_x}$

<sup>3</sup>communication privée

#### 4.4.1 Sections efficaces différentielle et totale pour la voie $K^+\Sigma^0$

Les modèles que l'on a retenus reproduisent assez bien en général ces observables, comme pour la voie  $K^+\Lambda$ . Cependant quelques remarques peuvent être faites et des enseignements tirés. Pour les courbes d'excitation à  $\theta_K = 95^\circ$  (figs. 4.10), les quatre modèles donnent des résultats très semblables jusqu'à 1.8 GeV environ. Au-delà, deux types de comportements sont observés : soit la section efficace différentielle recommence à croître de manière significative, cas des modèles obtenus avec  $\kappa_{\Sigma^0} = 0.80$ , soit elle croît de manière beaucoup plus lente et seulement à partir de 1.9 GeV, cas des modèles obtenus avec  $\kappa_{\Sigma^0} = 1.02$ . À  $\theta_K = 27^\circ$  (figs. 4.11) les observations sont assez différentes. En ce qui concerne nos trois modèles, ils ont des comportements assez similaires jusqu'à 1.8 GeV, puis indépendamment de la valeur de  $\kappa_{\Sigma^0}$ , les courbes ont des allures différentes au-delà. En revanche, WJC( $\Sigma$ ) donne de moins bons résultats à cet angle, et une remarque doit être faite à ce sujet. La courbe de WJC( $\Sigma$ ) que nous présentons, et qui a été obtenue en utilisant les paramètres que Williams donne dans sa thèse, est différente de celle que présente Williams dans cette même thèse<sup>4</sup>. Ce problème se retrouvera pour l'asymétrie de polarisation du  $\Sigma^0$  (P), à  $90^\circ$ , mais pour cette observable P nous avons pu reproduire la courbe de Williams en utilisant les paramètres d'un autre modèle également mentionné dans sa thèse.

C'est au niveau de la distribution angulaire (ici à  $E_\gamma = 1.325$  GeV) (fig. 4.12) que l'on voit surtout la différence entre nos modèles SL2 et SL3, qui reproduisent bien l'expérience et le modèle WJC( $\Sigma$ ) dont la forme ne correspond pas à celle indiquée par les points expérimentaux. Enfin, la section efficace totale (fig. 4.13) que donne chacun des trois modèles précédemment cités est en bon accord avec les mesures. Des données plus précises entre 1.4 et 1.5 GeV permettraient cependant une meilleure connaissance de la zone autour du maximum.

#### 4.4.2 Prédictions pour les voies $K^+\Sigma^0$ et $K^0\Sigma^+$

Les observables de polarisation sont très sensibles aux modèles, comme dans le cas  $K^+\Lambda$ . Ainsi, nos deux modèles SL2 et SL3, qui étaient assez semblables au regard des sections efficaces, ont des comportements très différents vis-à-vis de simples polarisations comme P (fig. 4.14) et  $\Sigma$  (fig. 4.15) (asymétrie de polarisation du  $\Sigma^0$  et asymétrie de polarisation du photon). Le modèle WJC( $\Sigma$ ) a lui aussi pour ces observables un comportement différent des autres modèles. Parmi toutes ces différences, l'on peut quand même voir un point commun entre SL3 et WJC( $\Sigma$ ). Ces deux modèles diffèrent certes par les valeurs des asymétries, mais les courbes ont une certaine similitude pour l'observable P : entre 1.05 et 1.8 GeV les deux modèles présentent deux minima ( $\approx 1.1$  et  $\approx 1.6$  GeV) et un maximum ( $\approx 1.3$  GeV). Cette similitude de forme existe aussi pour l'observable  $\Sigma$ , mais est beaucoup moins flagrante. Or la seule résonance commune à ces deux modèles, et pas au troisième, est la D3, aussi une étude du lien de cette résonance avec les observables P et  $\Sigma$  sera intéressante à mener lorsque des données seront prises, de manière à affirmer ou infirmer ces possibles corrélations.

---

<sup>4</sup>Plus exactement, Williams présente la fonction d'excitation à  $\theta_K = 28^\circ$  et non  $\theta_K = 27^\circ$ , mais les différences entre ces deux angles sont négligeables par rapport aux différences dont il est question ici.

De toutes les observables mesurées à ce jour, c'est indéniablement la section efficace totale de la voie  $K^0\Sigma^+$  qui est la plus difficile à reproduire (fig. 4.16). Du fait qu'il n'existe que deux points seulement nous ne pouvons pas tirer de conclusion aussi fortes que pour les autres voies. Pour notre part, seul le modèle avec les D3, D4 et D6 a permis d'obtenir des valeurs que l'on qualifiera de raisonnable vis-à-vis des données, contrairement à WJC. Pour arriver à ce résultat, nous avons dû incorporer dans la minimisation ces deux points de section efficace totale, ce qui n'est pas le cas de WJC. Ceci montre l'importance de mettre dans les minimisations l'ensemble des données provenant de toutes les voies.

Tableau 4.1: Masses et largeurs des particules susceptibles d'entrer dans les modèles décrits dans cette thèse

Particule	$J^\pi$	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
p	$\frac{1}{2}^+$	938.2796	
$K^+$	$0^-$	493.669	
$\Lambda$	$\frac{1}{2}^+$	1115.6	
$\Sigma^0$	$\frac{1}{2}^+$	1192.46	
$K^*$	$1^-$	892.1	51.3
$K_1$	$1^+$	1280.0	90.0
$N_1 \equiv N(1440)$	$\frac{1}{2}^+$	1440.0	200
$N_2 \equiv N(1520)$	$\frac{3}{2}^-$	1520.0	125
$N_3 \equiv N(1535)$	$\frac{1}{2}^-$	1535.0	150
$N_4 \equiv N(1650)$	$\frac{1}{2}^-$	1650.0	150
$N_5 \equiv N(1700)$	$\frac{3}{2}^-$	1700.0	100
$N_6 \equiv N(1710)$	$\frac{1}{2}^+$	1710.0	110
$N_7 \equiv N(1720)$	$\frac{3}{2}^+$	1720.0	200
$N_8 \equiv N(1675)$	$\frac{5}{2}^-$	1675.0	155
$N_9 \equiv N(1680)$	$\frac{5}{2}^+$	1680.0	125
$L_1 \equiv \Lambda(1405)$	$\frac{1}{2}^-$	1405.0	40
$L_2 \equiv \Lambda(1600)$	$\frac{1}{2}^+$	1600.0	150
$L_3 \equiv \Lambda(1670)$	$\frac{1}{2}^-$	1670.0	35
$L_4 \equiv \Lambda(1800)$	$\frac{1}{2}^-$	1800.0	300
$L_5 \equiv \Lambda(1810)$	$\frac{1}{2}^+$	1800.0	150
$S_1 \equiv \Sigma(1660)$	$\frac{1}{2}^+$	1660.0	100
$S_2 \equiv \Sigma(1750)$	$\frac{1}{2}^-$	1750.0	90
$D_1 \equiv \Delta(1620)$	$\frac{1}{2}^-$	1620.0	140
$D_2 \equiv \Delta(1900)$	$\frac{1}{2}^-$	1900.0	150
$D_3 \equiv \Delta(1900)$	$\frac{1}{2}^+$	1910.0	220
$D_4 \equiv \Delta(1232)$	$\frac{3}{2}^+$	1232.0	115
$D_5 \equiv \Delta(1700)$	$\frac{3}{2}^-$	1700.0	250
$D_6 \equiv \Delta(1920)$	$\frac{3}{2}^+$	1920.0	250

Tableau 4.2: Valeurs des constantes  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  suivant différentes sources

Source	$g_{KAN}/\sqrt{4\pi}$	$g_{KEN}/\sqrt{4\pi}$	Référence
SU(3)	-4.4 ÷ -3.0	+0.9 ÷ +1.1	Voir annexe I
$\bar{K}N$	3.73	< 1.82	Martin [Mar81]
$\bar{K}N$	3.53	1.53	Antolin [Ant87]
$YN$	-4.13	+0.82	Bozoian [Boz83]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-2.6 ÷ -1.1	-0.9 ÷ +1.0	Thom [Tho66]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-2.40	+0.40	R & R [Ren71]
$p(\gamma, K^+)\Sigma^0$	-3.60	+0.60	//
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-1.29	+1.97	Adelseck <i>et al.</i> [Ade85]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-4.30	-1.84	Adelseck et Wright [Ade88-1]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-2.90	-3.44	//
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-3.15	-1.68	//
et $p(e, e'K^+)\Lambda$			
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-0.91	+0.62	Rosenthal <i>et al.</i> [Ros88]
$p(\gamma, K^+)\Sigma^0$	-1.84	+2.72	Bennhold [Ben89]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-2.00	-0.80	Cohen [Coh89]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-4.17	+1.18	Adelseck et Saghai [Ade90]
$p(\gamma, K^+)\Lambda$	-2.38	+0.23	Williams <i>et al.</i> [Wil92]

Tableau 4.3: Résonances et constantes de couplage des modèles AS1, WJC et SALY1 pour la voie  $K^+\Lambda$

$\ell(J^\pi)$	particules	constantes	AS1	WJC	SALY1	autres voies
	T. B.	$\frac{g_{KAN}}{\sqrt{4\pi}}$	$-4.170 \pm 0.750$	-2.377	$-3.160 \pm 0.005$	$-4.4 \div -3.0$
		$\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}}$	$1.180 \pm 0.660$	0.273	$0.902 \pm 0.072$	$0.9 \div 1.3$
(1 <sup>-</sup> )	$K^*$	$\frac{G_V}{4\pi}$	$-0.430 \pm 0.070$	-0.162	$-0.017 \pm 0.007$	0.298
		$\frac{G_T}{4\pi}$	$0.200 \pm 0.120$	0.078	$0.114 \pm 0.017$	1.102
(1 <sup>+</sup> )	$K_1$	$\frac{G_{V1}}{4\pi}$	$-0.100 \pm 0.060$	0.019	$-0.114 \pm 0.009$	
		$\frac{G_{T1}}{4\pi}$	$-1.210 \pm 0.330$	0.173	$-0.325 \pm 0.038$	
1( $\frac{1}{2}^+$ )	$N_1$	$\frac{G_{N1}}{\sqrt{4\pi}}$	$-1.410 \pm 0.600$		$0.824 \pm 0.088$	
0( $\frac{1}{2}^-$ )	$N_4$	$\frac{G_{N4}}{\sqrt{4\pi}}$		-0.043		$0.06 \div 0.10$
1( $\frac{1}{2}^+$ )	$N_6$	$\frac{G_{N6}}{\sqrt{4\pi}}$		-0.064		$0.02 \div 0.05$
2( $\frac{3}{2}^-$ )	$N_5$	$\frac{G_{N5a}}{4\pi}$			$0.227 \pm 0.023$	
		$\frac{G_{N5b}}{4\pi}$			$0.087 \pm 0.012$	
1( $\frac{3}{2}^+$ )	$N_7$	$\frac{G_{N7a}}{4\pi}$			$-0.048 \pm 0.007$	
		$\frac{G_{N7b}}{4\pi}$			$-0.014 \pm 0.028$	
3( $\frac{5}{2}^+$ )	$N_9$	$\frac{G_{N9a}}{4\pi}$			$0.397 \pm 0.319$	
		$\frac{G_{N9b}}{4\pi}$			$-0.312 \pm 0.174$	
0( $\frac{1}{2}^-$ )	$L_1$	$\frac{G_{L1}}{\sqrt{4\pi}}$		-0.075	$-0.087 \pm 0.023$	$0.20 \div 0.42$
0( $\frac{1}{2}^-$ )	$L_3$	$\frac{G_{L3}}{\sqrt{4\pi}}$	$-3.170 \pm 0.860$		$1.261 \pm 0.069$	$0.007 \div 0.010$
1( $\frac{1}{2}^+$ )	$L_5$	$\frac{G_{L5}}{\sqrt{4\pi}}$			$-3.539 \pm 0.202$	
1( $\frac{1}{2}^+$ )	$S_1$	$\frac{G_{S1}}{\sqrt{4\pi}}$			$-3.089 \pm 0.193$	

Tableau 4.4: Résonances et constantes de couplage des modèles SL1, SL2, SL3 et WJC( $\Sigma$ ) pour la voie  $K^+\Sigma^0$

$I(J^\pi)$	particules	constantes	SL1	SL2	SL3	WJC( $\Sigma$ )	autres voies
	T. B.	$\frac{g_{KAN}}{\sqrt{4\pi}}$	$-3.232 \pm 0.009$	$-3.235 \pm 0.028$	$-3.232 \pm 0.001$	-2.377	$-4.4 \div -3.0$
		$\frac{g_{KEN}}{\sqrt{4\pi}}$	$1.448 \pm 0.553$	$1.449 \pm 0.608$	$0.800 \pm 0.013$	0.273	$0.9 \div 1.3$
$1(\frac{1}{2}^-)$	$K^*$	$\frac{G_V}{4\pi}$	$0.003 \pm 0.013$	$0.008 \pm 0.014$	$0.029 \pm 0.018$	0.109	0.176
		$\frac{G_T}{4\pi}$	$-0.119 \pm 0.009$	$-0.236 \pm 0.025$	$0.535 \pm 0.031$	-0.141	0.211
$1(\frac{1}{2}^+)$	$K1$	$\frac{G_{V1}}{4\pi}$	$0.181 \pm 0.003$	$0.164 \pm 0.015$	$-0.227 \pm 0.049$	-0.134	
		$\frac{G_{T1}}{4\pi}$	$0.337 \pm 0.027$	$-0.038 \pm 0.062$	$0.395 \pm 0.091$	0.069	
$1(\frac{1}{2}^+)$	$N1$	$\frac{G_{N1}}{\sqrt{4\pi}}$	$-0.170 \pm 0.091$	$-0.400 \pm 0.157$	$-0.996 \pm 0.314$		
$0(\frac{1}{2}^-)$	$N4$	$\frac{G_{N4}}{\sqrt{4\pi}}$				0.089	
$1(\frac{1}{2}^+)$	$N6$	$\frac{G_{N6}}{\sqrt{4\pi}}$				0.465	$0.08 \div 0.25$
$2(\frac{3}{2}^-)$	$N5$	$\frac{G_{N5a}}{4\pi}$	$0.181 \pm 0.018$	$-0.023 \pm 0.057$	$0.196 \pm 0.095$		
		$\frac{G_{N5b}}{4\pi}$	$0.138 \pm 0.009$	$0.077 \pm 0.030$	$0.192 \pm 0.051$		
$1(\frac{3}{2}^+)$	$N7$	$\frac{G_{N7a}}{4\pi}$	$-0.091 \pm 0.008$	$-0.004 \pm 0.014$	$-0.031 \pm 0.021$		
		$\frac{G_{N7b}}{4\pi}$	$-0.956 \pm 0.046$	$-0.561 \pm 0.063$	$-0.056 \pm 0.103$		
$3(\frac{5}{2}^+)$	$N9$	$\frac{G_{N9a}}{4\pi}$	$-1.140 \pm 0.251$	$-3.050 \pm 0.516$	$-0.774 \pm 0.163$		
		$\frac{G_{N9b}}{4\pi}$	$-1.148 \pm 0.144$	$-2.015 \pm 0.299$	$0.267 \pm 0.144$		
$0(\frac{1}{2}^-)$	$L1$	$\frac{G_{L1}}{\sqrt{4\pi}}$	$0.459 \pm 0.024$	$0.367 \pm 0.034$	$0.619 \pm 0.036$	0.458	$0.24 \div 0.50$
$0(\frac{1}{2}^-)$	$L3$	$\frac{G_{L3}}{\sqrt{4\pi}}$	$-1.673 \pm 0.028$	$-2.714 \pm 0.116$	$1.784 \pm 0.141$		$0.096 \div 0.138$
$1(\frac{1}{2}^+)$	$L5$	$\frac{G_{L5}}{\sqrt{4\pi}}$	$4.358 \pm 0.045$	$4.159 \pm 0.205$	$4.250 \pm 0.243$		
$1(\frac{1}{2}^+)$	$S1$	$\frac{G_{S1}}{\sqrt{4\pi}}$	$3.275 \pm 0.043$	$3.464 \pm 0.200$	$-0.620 \pm 0.096$		
$0(\frac{1}{2}^-)$	$D1$	$\frac{G_{D1}}{\sqrt{4\pi}}$	$0.012 \pm 0.004$	$-0.069 \pm 0.015$		-0.033	$0.028 \div 0.039$
$0(\frac{1}{2}^-)$	$D2$	$\frac{G_{D2}}{\sqrt{4\pi}}$				-0.059	
$1(\frac{1}{2}^+)$	$D3$	$\frac{G_{D3}}{\sqrt{4\pi}}$			$0.002 \pm 0.034$	-0.512	$0.034 \div 0.059$
$1(\frac{3}{2}^+)$	$D4$	$\frac{G_{D4a}}{4\pi}$			$-0.933 \pm 0.036$		$8.06 \div 13.26$
		$\frac{G_{D4b}}{4\pi}$			$-0.984 \pm 0.214$		$1.77 \div 3.98$
$1(\frac{3}{2}^+)$	$D6$	$\frac{G_{D6a}}{4\pi}$	$-0.077 \pm 0.004$	$-0.073 \pm 0.010$	$0.075 \pm 0.010$		
		$\frac{G_{D6b}}{4\pi}$	$0.135 \pm 0.033$	$0.166 \pm 0.041$	$-0.116 \pm 0.068$		

# $K^+\Lambda$

$\Theta_K = 90^\circ$

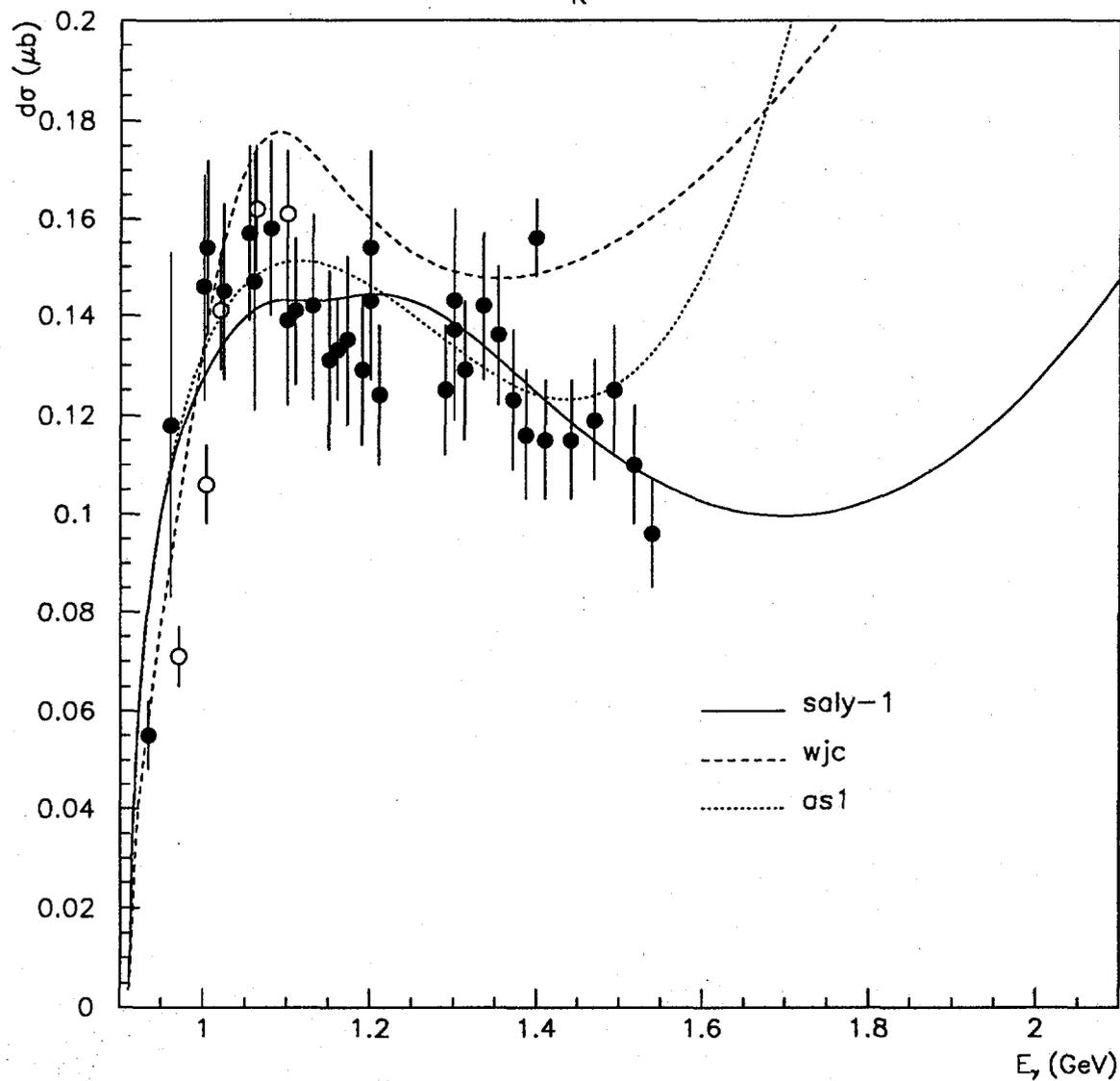


Figure 4.1:  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  – voie  $K^+\Lambda$

# $K^+\Lambda$

$E_\gamma = 1.45 \text{ GeV}$

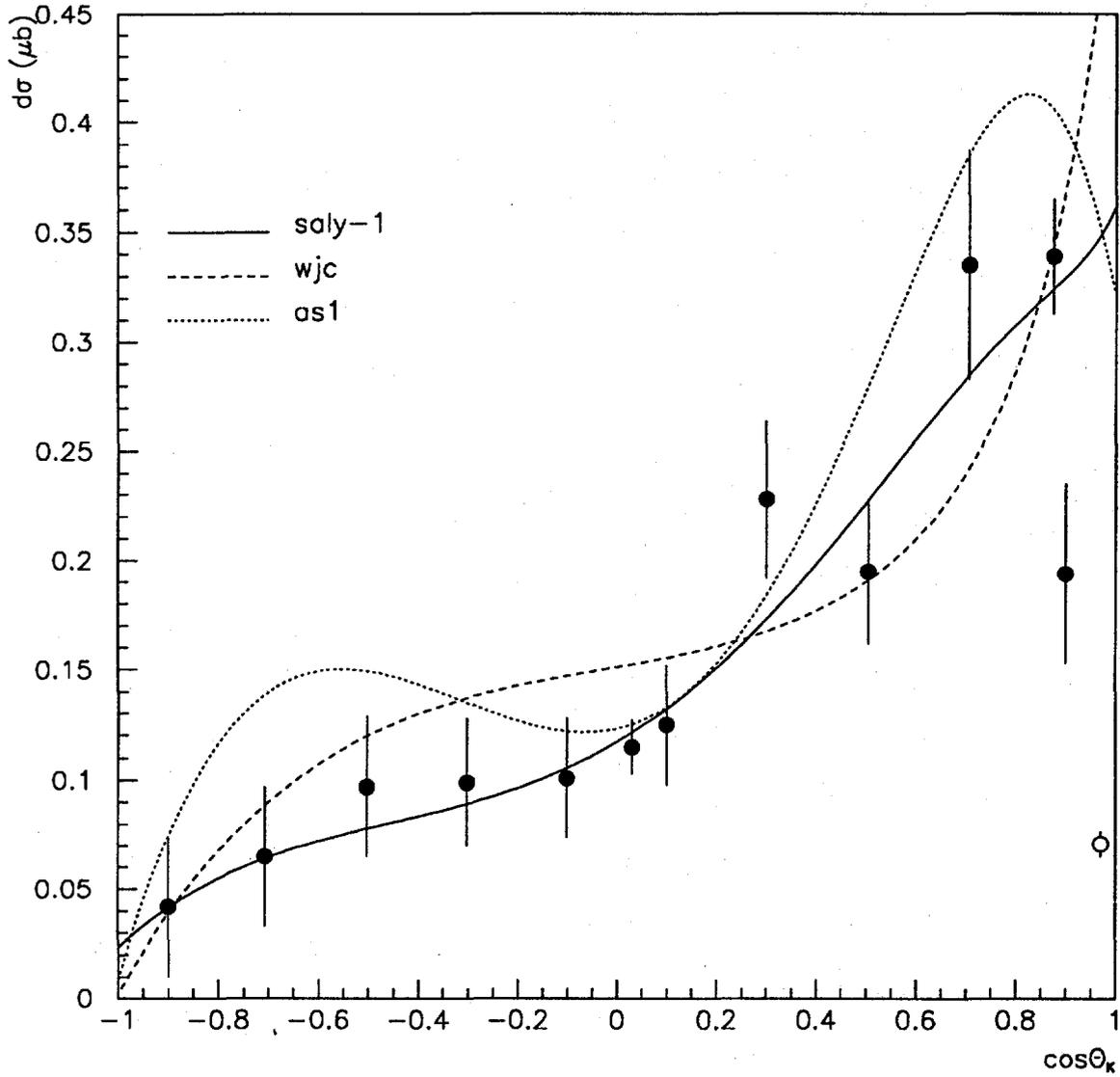


Figure 4.2:  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de  $\cos\theta$  pour  $E_\gamma = 1.45 \text{ GeV}$  - voie  $K^+\Lambda$

# $K^+\Lambda$

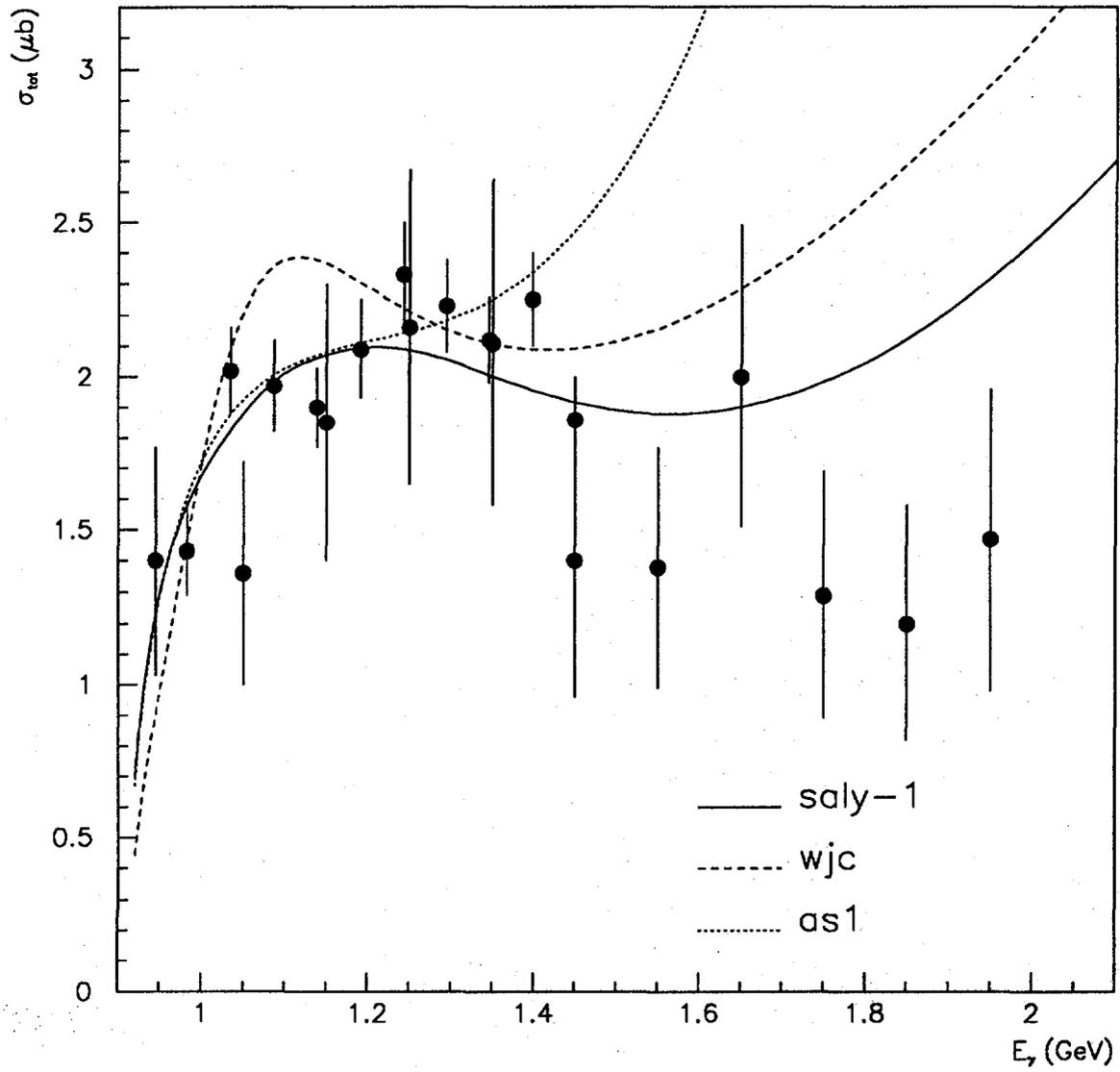


Figure 4.3:  $\sigma_{totale}$  - voie  $K^+\Lambda$

$K^+\Lambda$

$\Theta_K = 90^\circ$

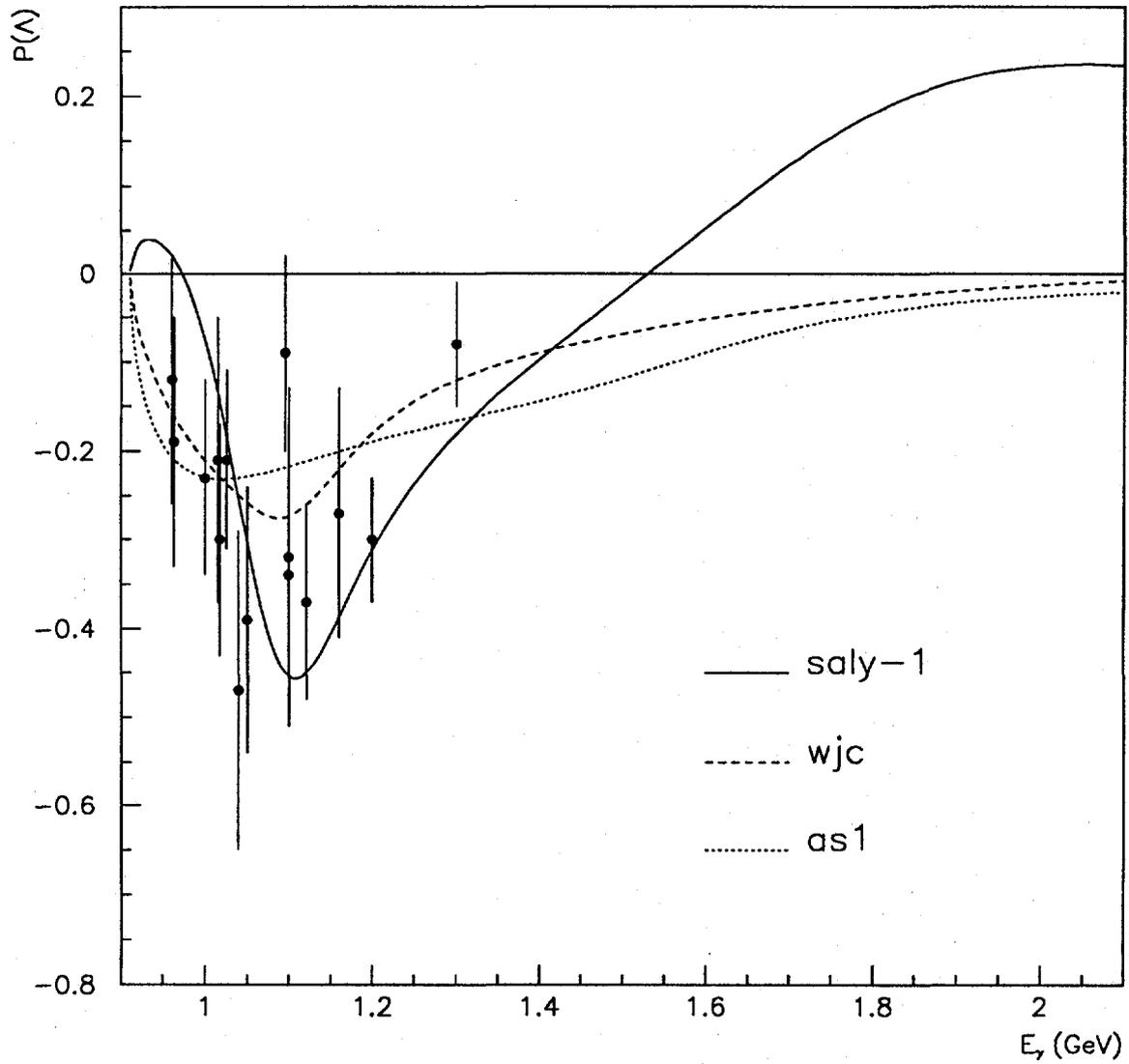


Figure 4.4: Asymétrie de simple polarisation du  $\Lambda$ ,  $P$ , en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  - voie  $K^+\Lambda$

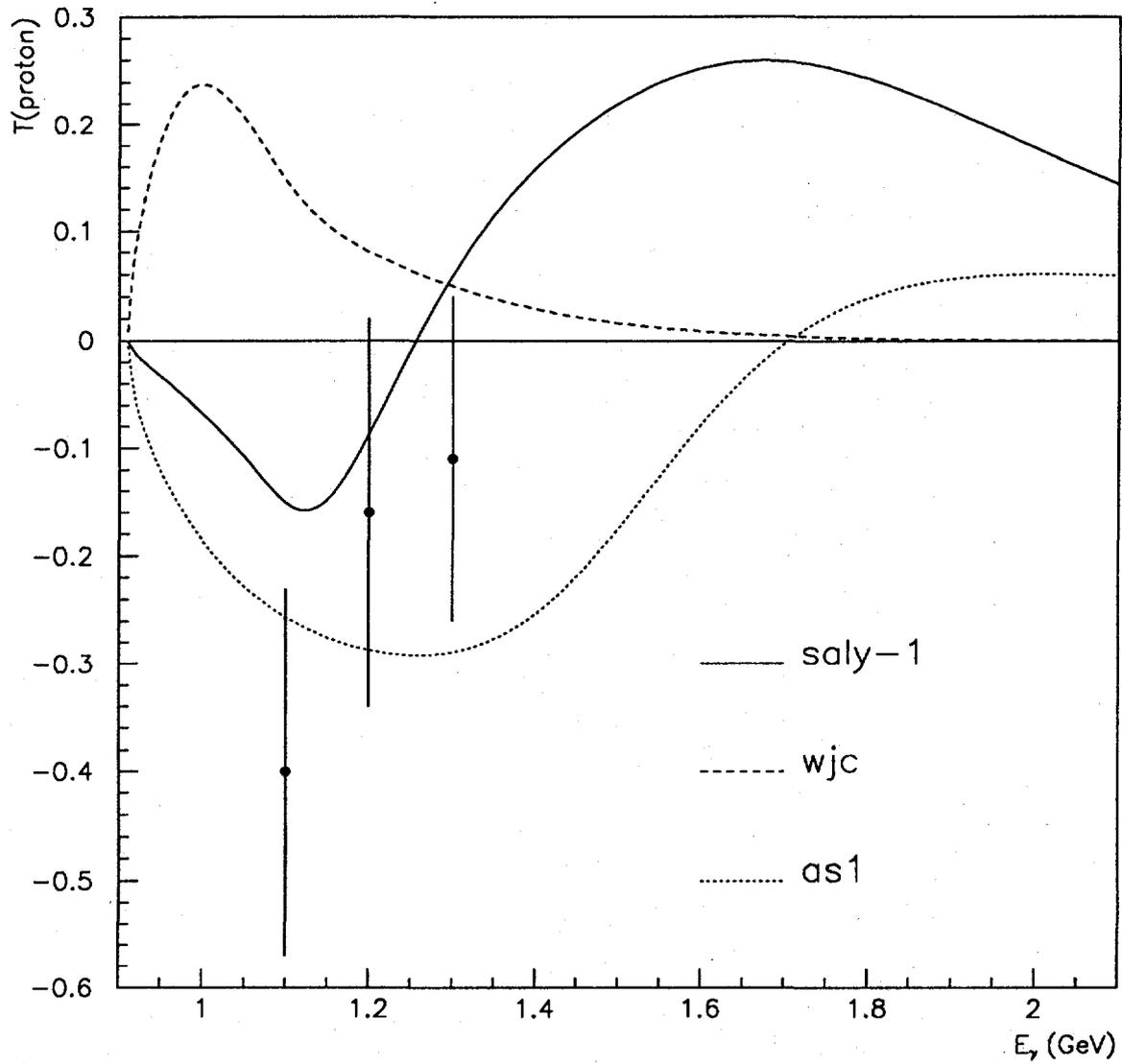
$K^+\Lambda$  $\theta_K = 90^\circ$ 

Figure 4.5: Asymétrie de simple polarisation du proton,  $T$ , en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  - voie  $K^+\Lambda$

$K^+\Lambda$

$\Theta_K = 90^\circ$

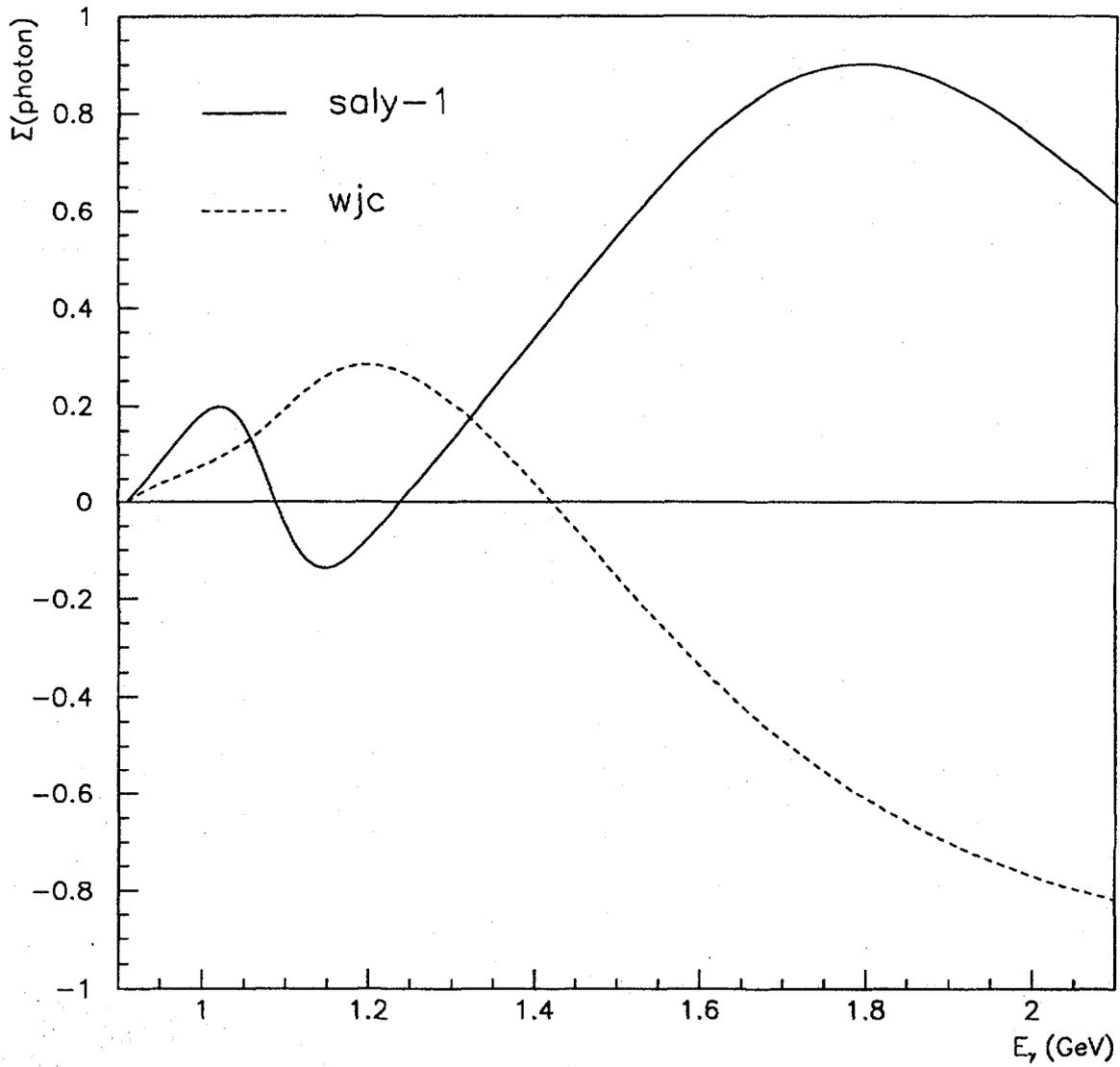


Figure 4.6: Asymétrie de simple polarisation du photon,  $\Sigma$ , en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  - voie  $K^+\Lambda$

$K^+\Lambda$

$E_\gamma = 1.80 \text{ GeV}$

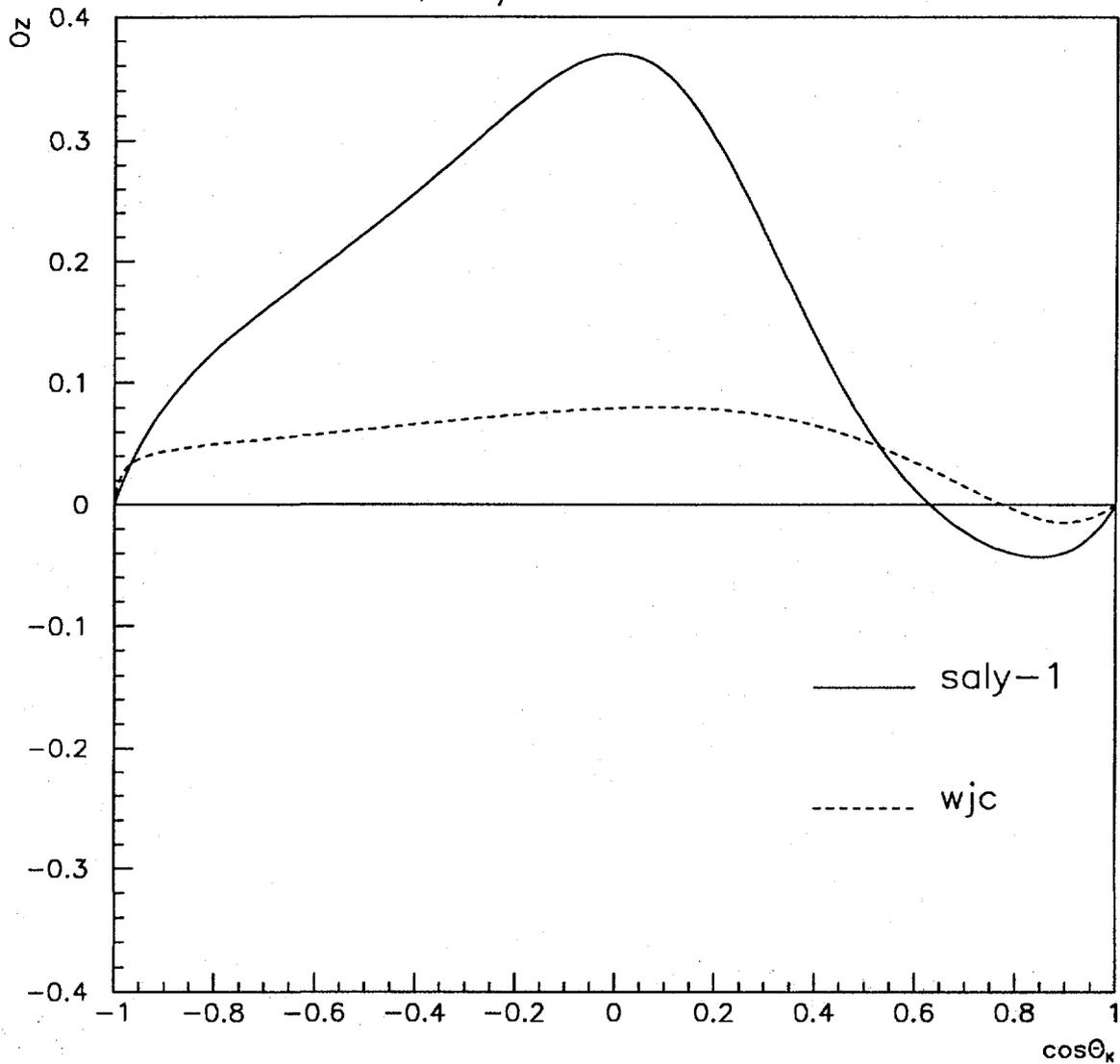


Figure 4.7: Asymétrie de double polarisation  $O_z$ , en fonction de  $\cos\theta$  pour  $E_\gamma = 1.8 \text{ GeV}$  - voie  $K^+\Lambda$

# $K^+\Lambda$

$E_\gamma = 1.80 \text{ GeV}$

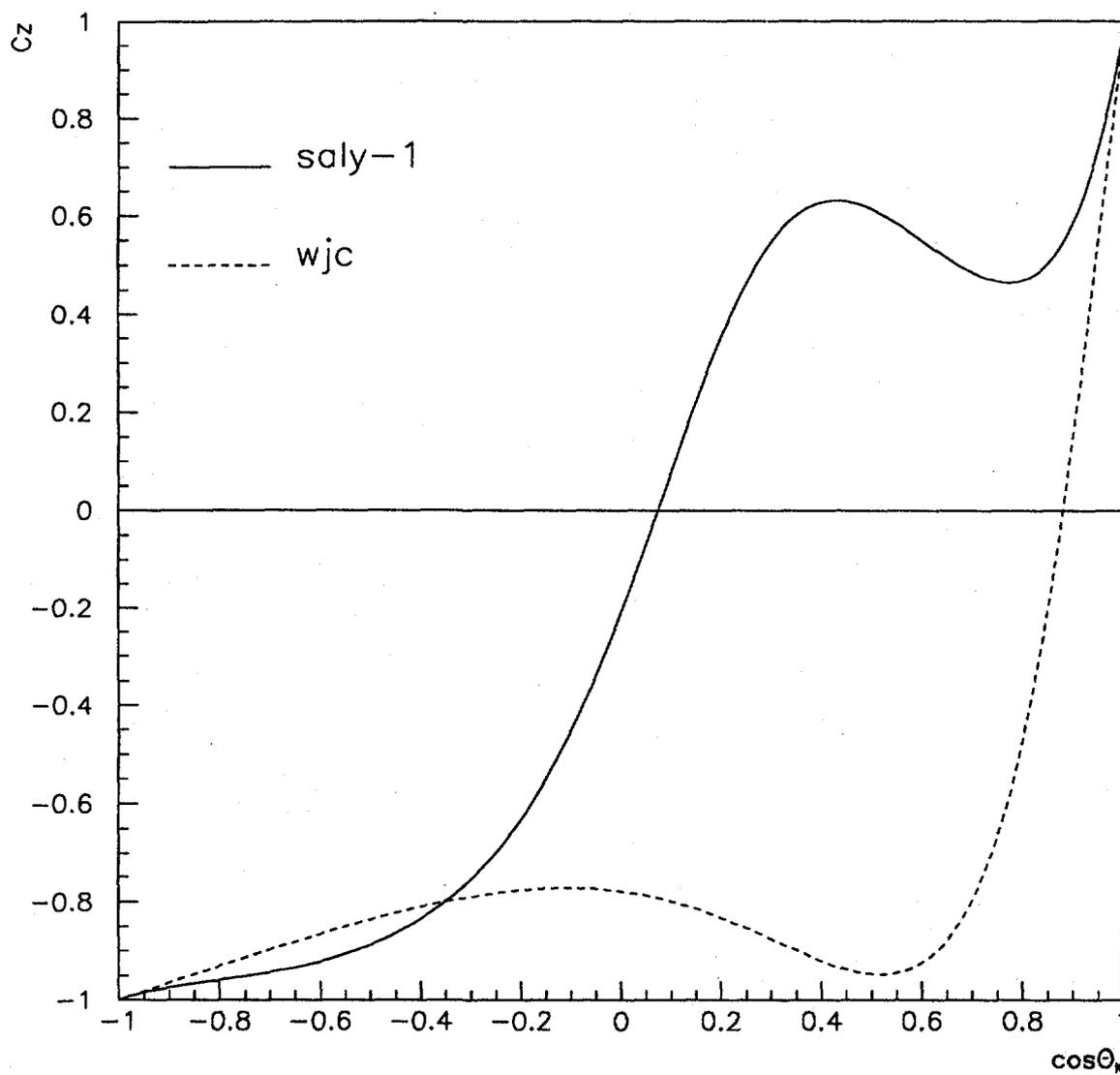


Figure 4.8: Asymétrie de double polarisation  $C_z$ , en fonction de  $\cos\theta$  pour  $E_\gamma = 1.8 \text{ GeV}$   
- voie  $K^+\Lambda$

# $K^+\Lambda$

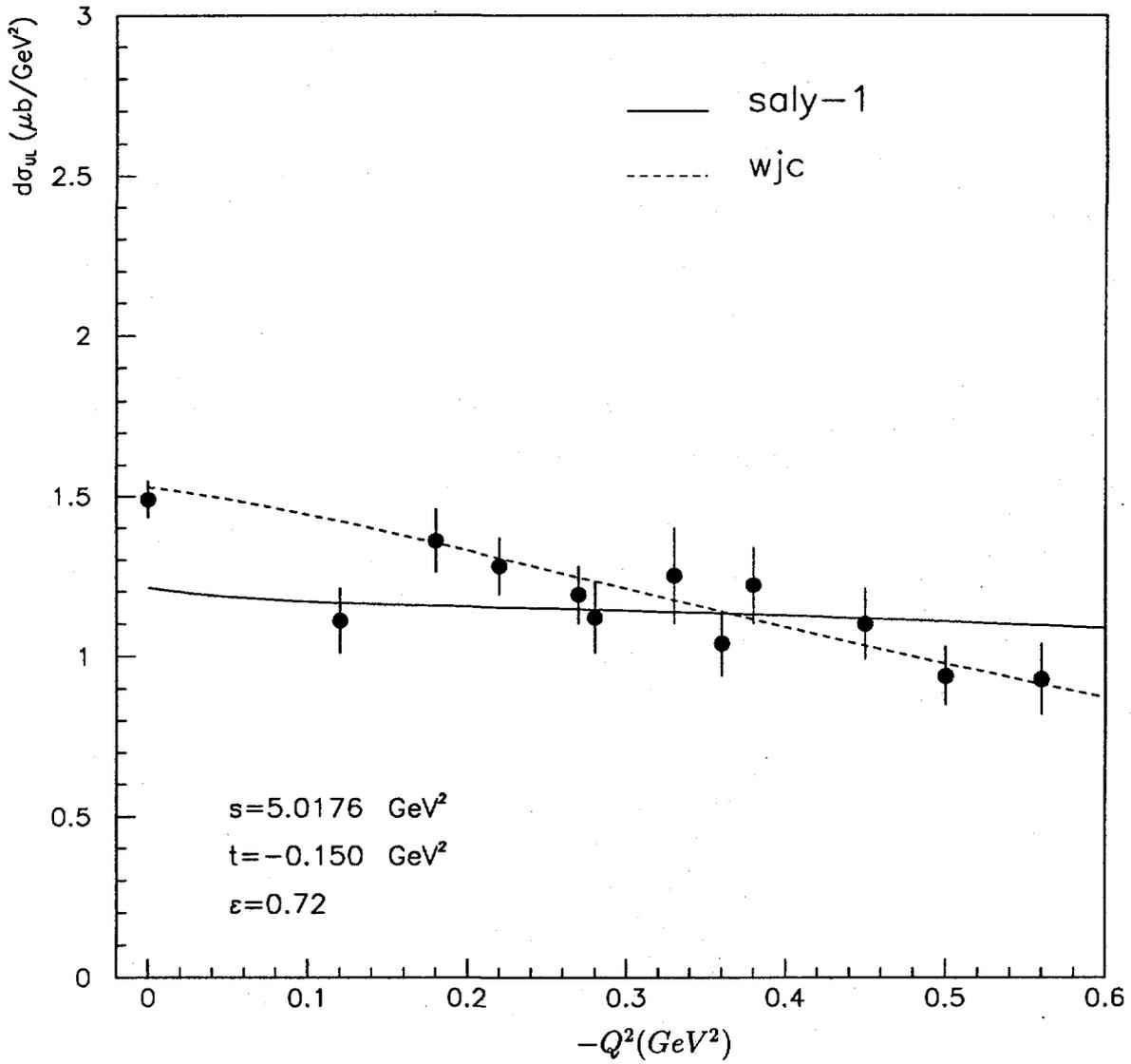


Figure 4.9: Section efficace  $\sigma_{UL}$  d'électroproduction en fonction de  $P_\gamma^2 (\equiv Q^2)$  - voie  $K^+\Lambda$

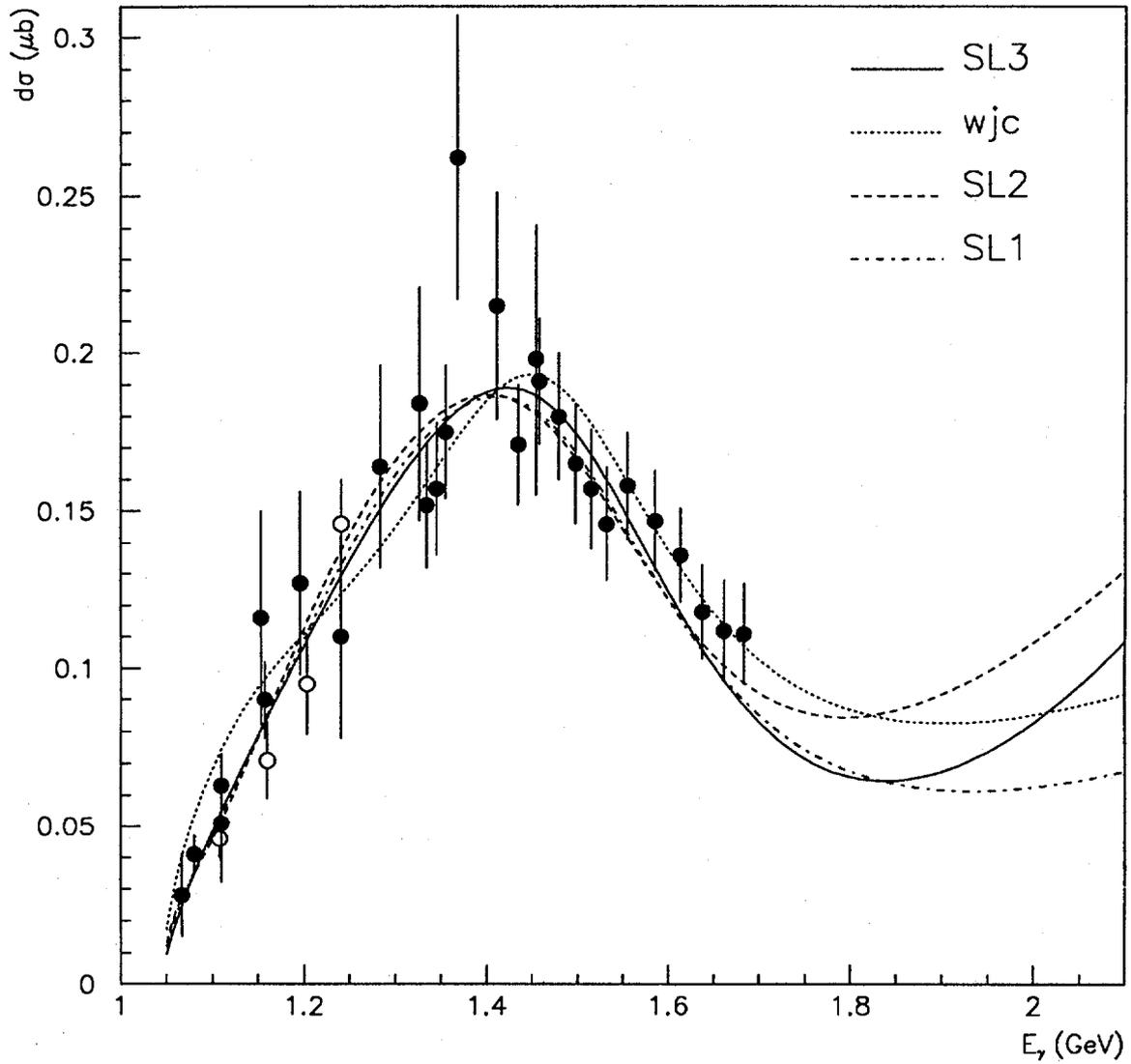
$K^+\Sigma^0$  $\Theta_K = 95^\circ$ 

Figure 4.10:  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 95^\circ$  - voie  $K^+\Sigma^0$

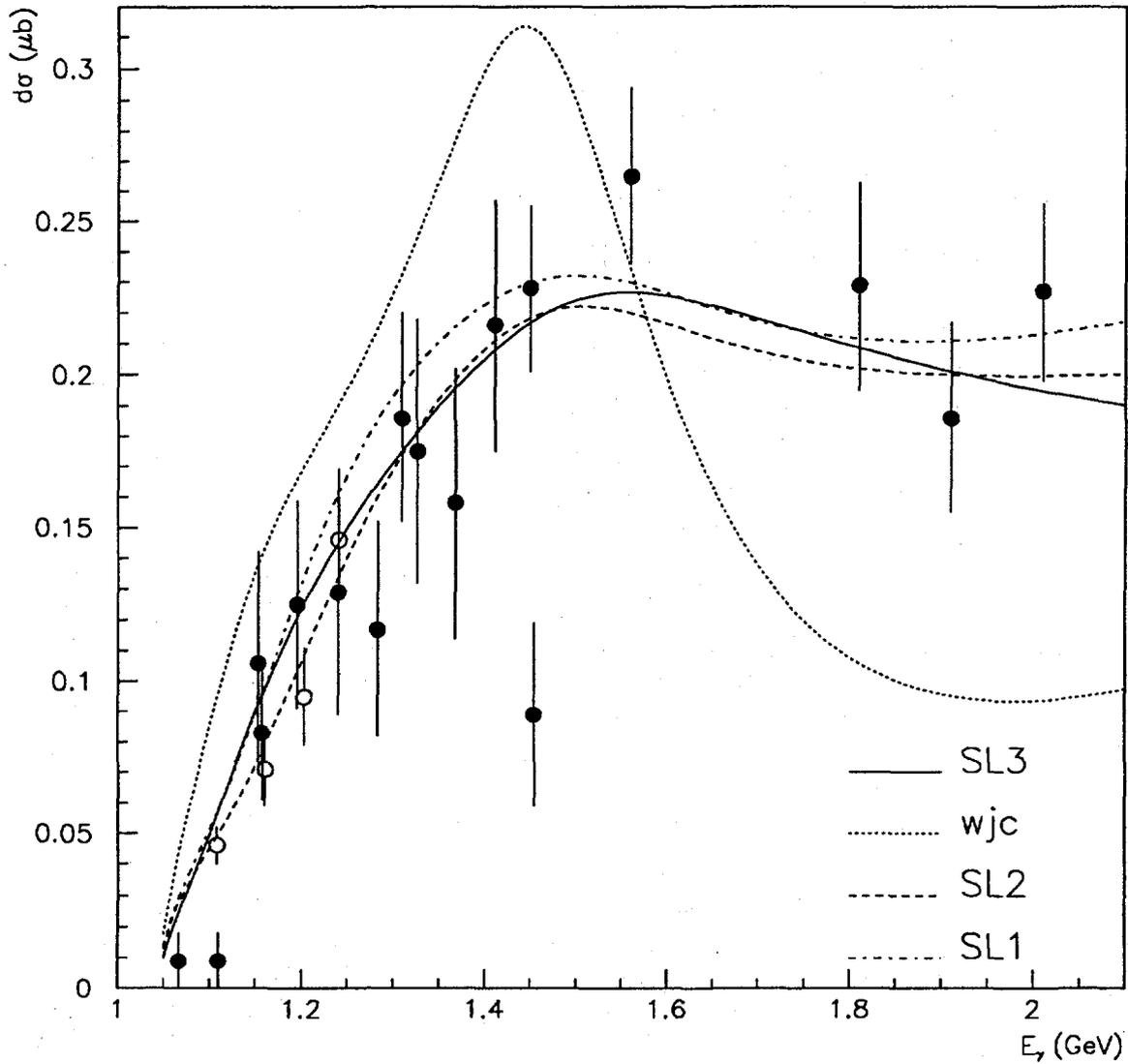
$K^+\Sigma^0$  $\Theta_K = 27^\circ$ 

Figure 4.11:  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 27^\circ$  - voie  $K^+\Sigma^0$

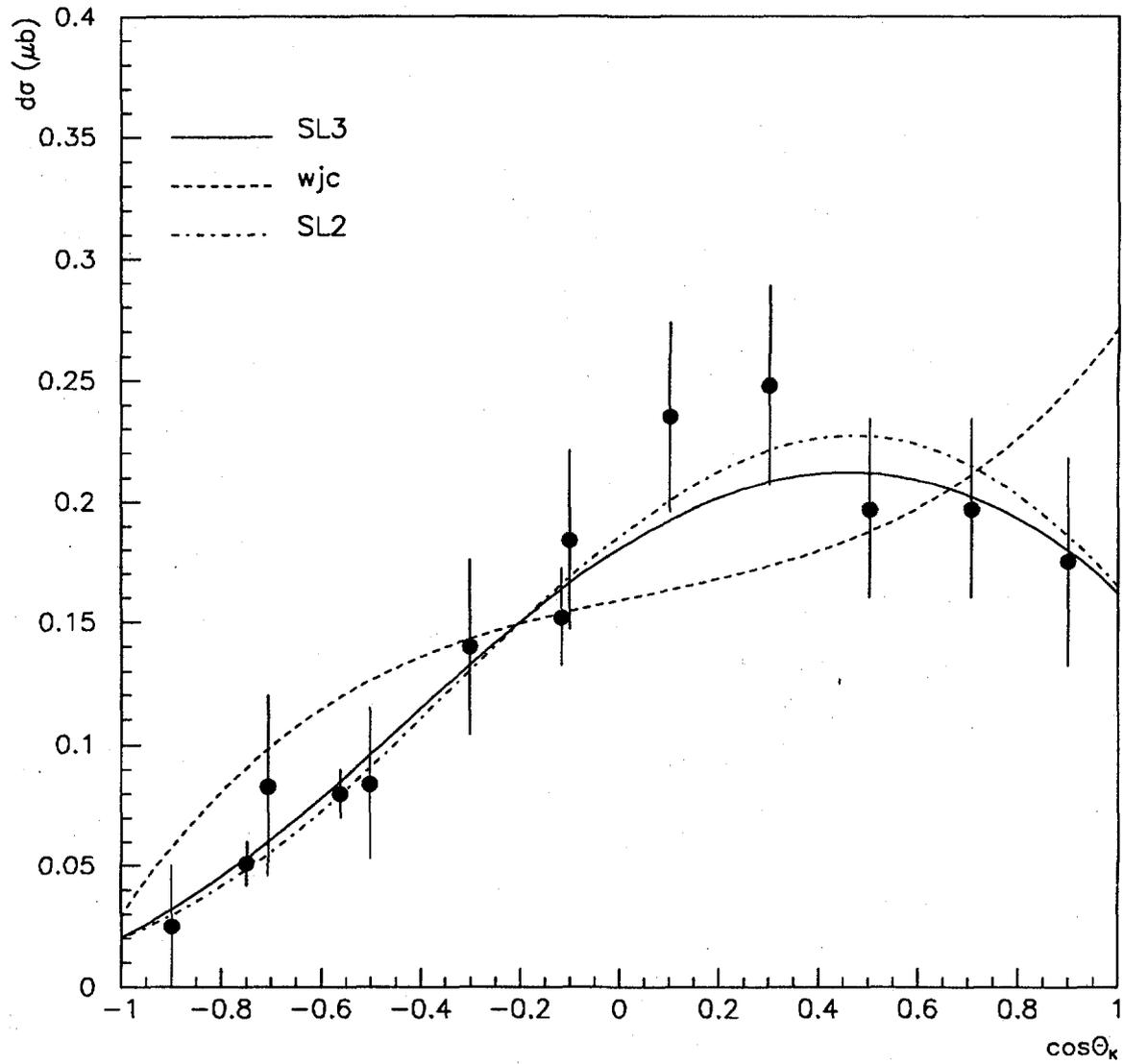
$K^+\Sigma^0$  $E_\gamma = 1.325 \text{ GeV}$ 

Figure 4.12:  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  en fonction de  $\cos\theta$  pour  $E_\gamma = 1.325 \text{ GeV}$  - voie  $K^+\Sigma^0$

$K^+\Sigma^0$

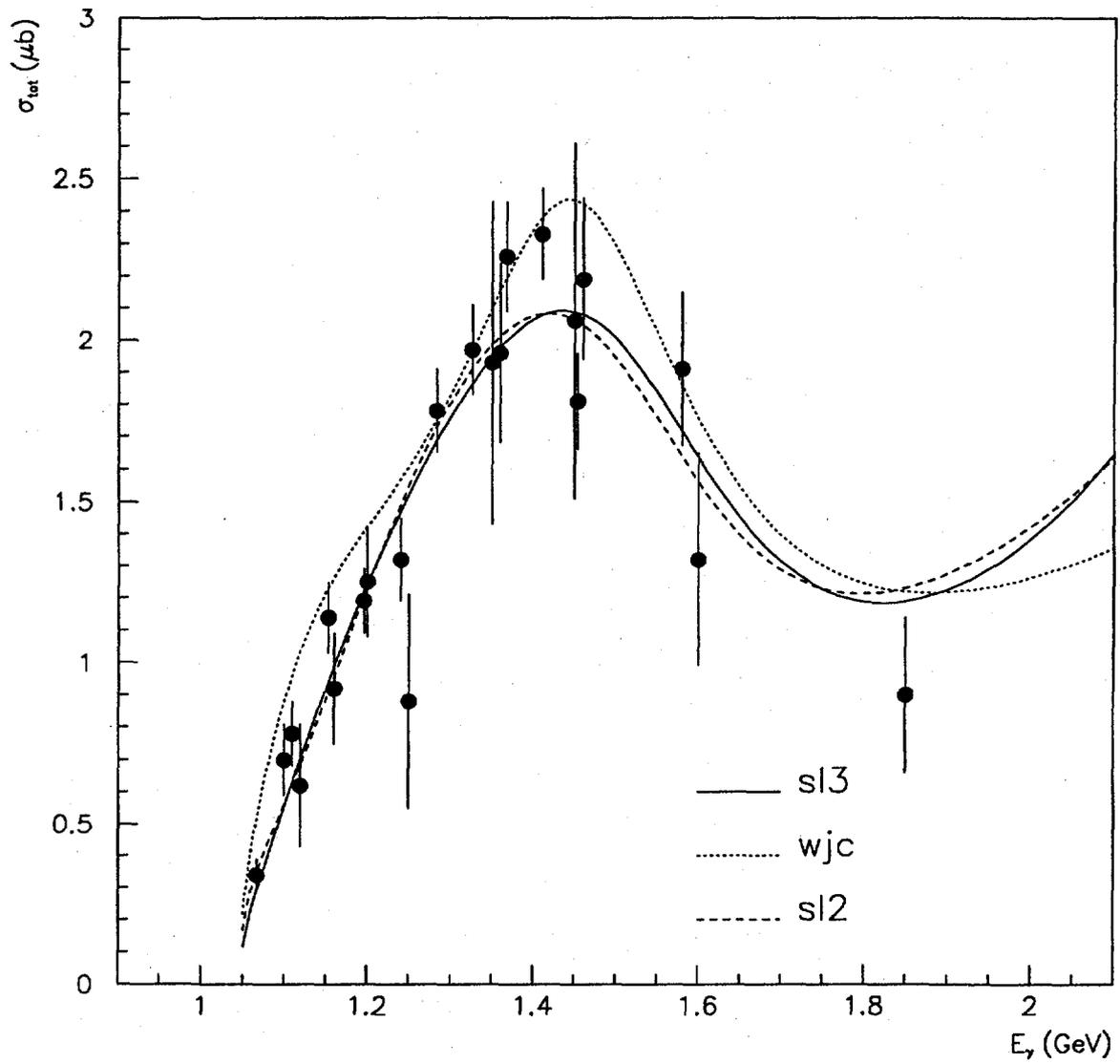


Figure 4.13:  $\sigma_{totale}$  - voie  $K^+\Sigma^0$

$K^+\Sigma^0$

$\Theta_K = 90^\circ$

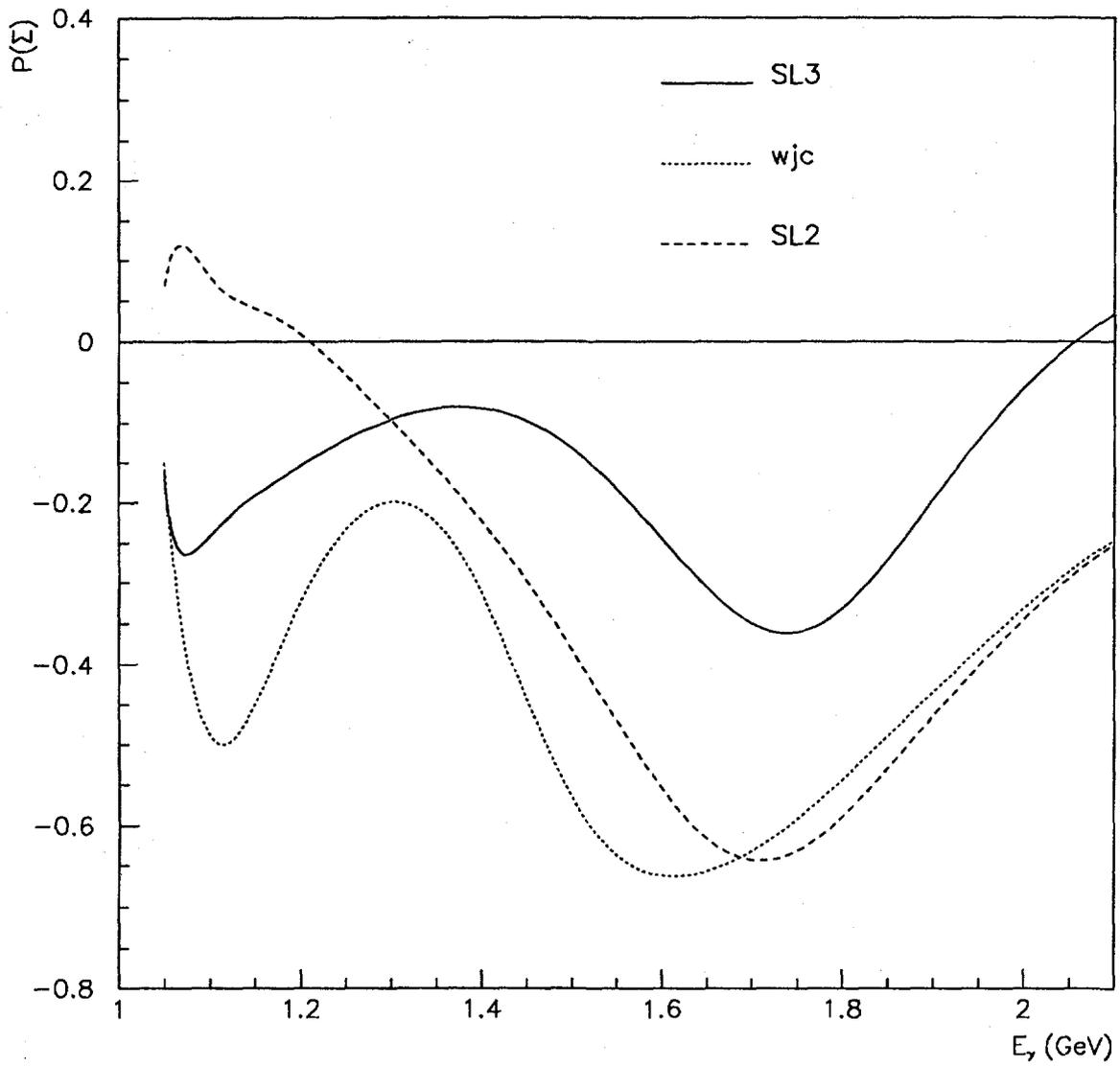


Figure 4.14: Asymétrie de simple polarisation du  $\Sigma^0$ , P, en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  - voie  $K^+\Sigma^0$

$K^+\Sigma^0$

$\Theta_K = 90^\circ$

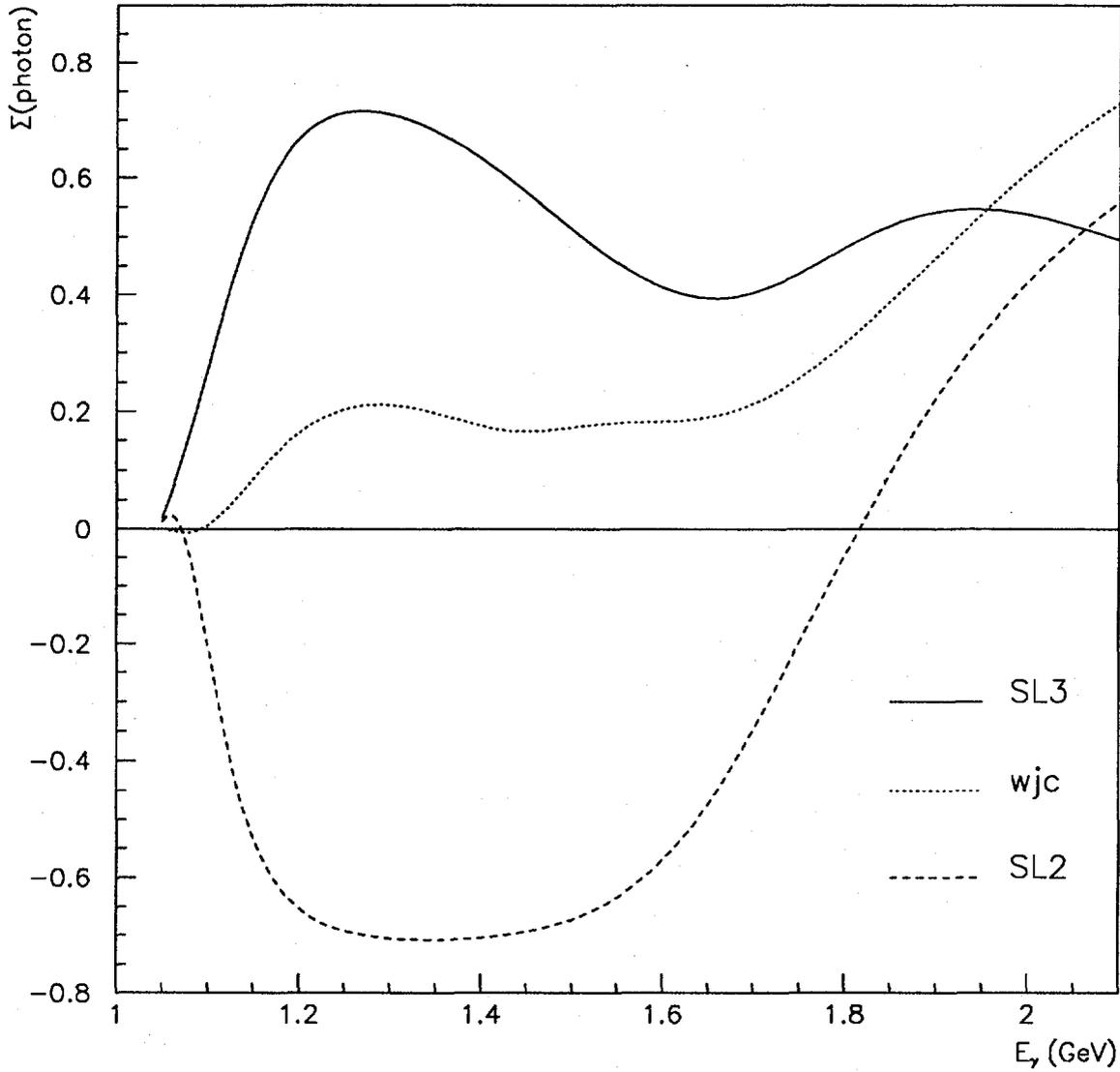


Figure 4.15: Asymétrie de simple polarisation du photon,  $\Sigma$ , en fonction de  $E_\gamma$  pour  $\theta = 90^\circ$  - voie  $K^+\Sigma^0$

# $K^0\Sigma^+$

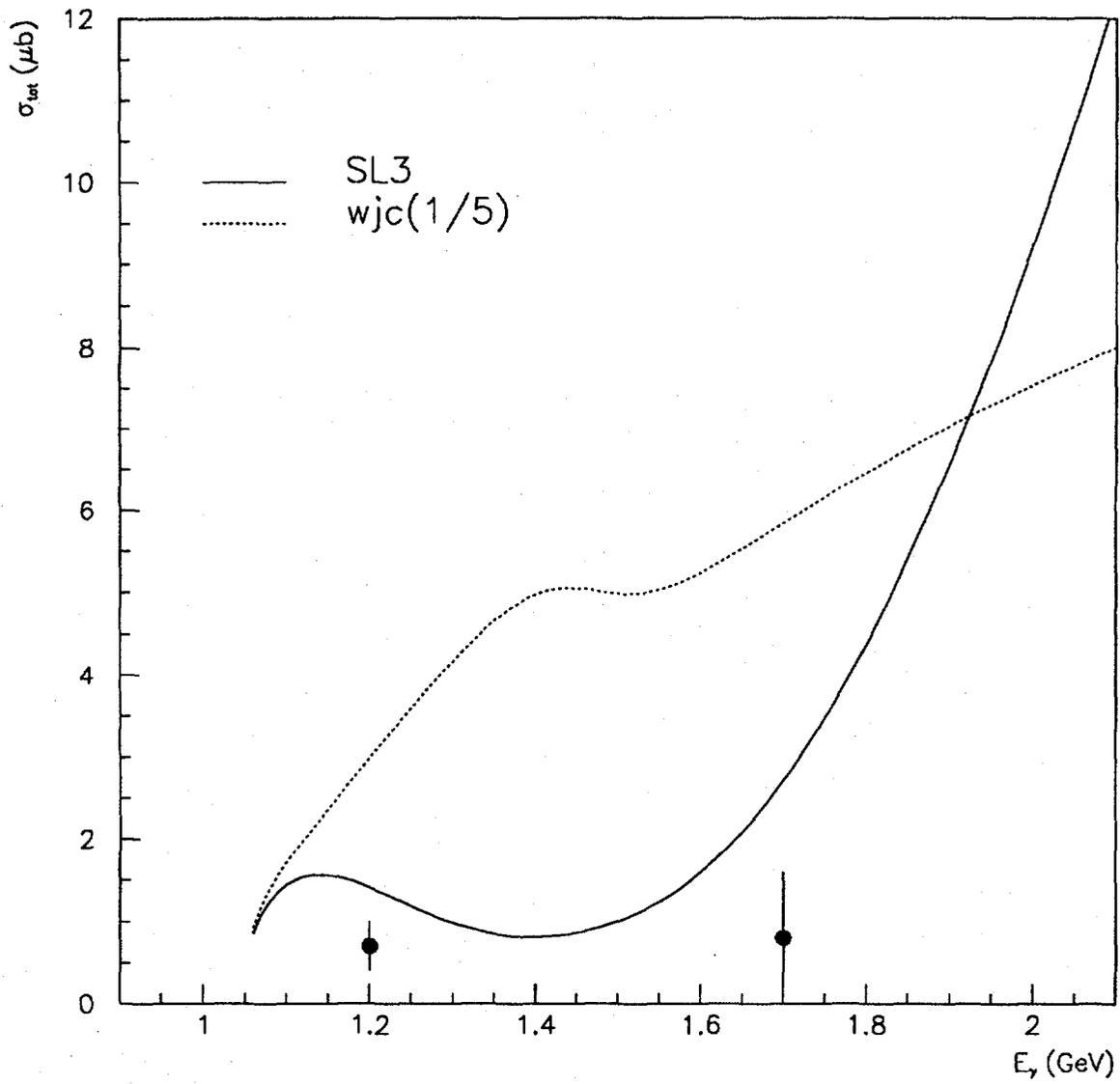


Figure 4.16:  $\sigma_{\text{totale}}$  - voie  $K^0\Sigma^+$

## Conclusion

La photoproduction de kaon a été étudiée dans un premier temps de la fin des années 50 jusqu'au début des années 70, période pendant laquelle une dizaine de groupes expérimentaux a pris des mesures de sections efficaces et plus rarement d'asymétries de polarisation. Cependant, ces mesures restant peu nombreuses et souvent accompagnées de grandes barres d'erreur, le dernier modèle théorique proposé pour cette réaction nécessita un mécanisme très complexe de 13 résonances[Ren71]. De plus, un problème persistait toujours : les valeurs obtenues des deux constantes de couplage fort intervenant dans les termes de Born,  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$ , ne correspondaient pas à celles que prédit la symétrie SU(3).

Avec l'annonce de nouvelles machines et de nouveaux projets d'expériences, les études théoriques reprennent pendant les années 80. Les objectifs visés de ces études sont parfois très différents. Ainsi, les deux plus récents modèles, AS1[Ade90] et WJC[Wil92], résolvent chacun des problèmes posés jusqu'ici, mais de manière complémentaire. Le modèle AS1 est un bon modèle à basse énergie ( $E_\gamma \leq 1.4$  GeV), ayant des constantes de couplage  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  en accord avec SU(3) et prédisant le bon signe pour l'asymétrie de polarisation du proton T, mais il n'est pas utilisable pour des énergies plus élevées et ne respecte pas la symétrie de croisement. Le modèle WJC, lui, respecte cette symétrie et obtient des résultats convenables pour des énergies supérieures à 1.4 GeV, mais en donnant le mauvais signe de T et avec des valeurs de  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  bien en deçà des prédictions de SU(3). De manière à obtenir un modèle ayant les qualités de ces deux derniers modèles, nous avons décidé de prendre comme modèle de base AS1 et de pallier ces déficiences pour des énergies supérieures à 1.4 GeV en y incorporant des résonances nucléoniques de spin  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  dont la présence à de telles énergies est vraisemblablement nécessaire. Williams, Ji et Cotanch n'ont pas incorporé de telles résonances, supposant que les résonances  $K^*$  et  $K_1$  de la voie  $t$  étaient suffisantes pour les simuler.

Pour la voie  $K^+\Lambda$ , le modèle SALY1 que l'on a obtenu et qui comporte quatre résonances nucléoniques (N1 de spin  $\frac{1}{2}$ , N5 et N7 de spin  $\frac{3}{2}$  et N9 de spin  $\frac{5}{2}$ ) et quatre résonances hyperoniques de spin  $\frac{1}{2}$  (L1, L3, L5 et S1), présente partiellement les qualités recherchées. Ainsi, tout comme AS1, les valeurs de  $g_{KAN}$  et  $g_{KEN}$  sont en accord avec SU(3), SALY1 prédit le bon signe de T dans la gamme d'énergie où ont été prises les rares mesures, il respecte la symétrie de croisement en donnant la bonne valeur du rapport de branchement, et, pour des énergies allant jusqu'à 2.1 GeV, la section efficace est bien reproduite, contrairement à AS1, et à WJC pour certains angles.

Partant de SALY1 pour trouver un modèle convenable pour la voie  $K^+\Sigma^0$ , nous avons dû ajouter dans un cas les résonances D1 ( $J = \frac{1}{2}$ ) et D6 ( $J = \frac{3}{2}$ ), et dans un autre les résonances D3 ( $J = \frac{1}{2}$ ), D4 et D6 ( $J = \frac{3}{2}$ ). En fait, ces deux modèles reproduisent

correctement les données disponibles de photoproduction de kaon dans la voie  $K^+\Sigma^0$ , ainsi que le rapport de branchement de la voie croisée. Par contre, lorsque l'on cherche à obtenir les valeurs des deux points de section efficace totale de la voie  $K^0\Sigma^+$ , seul reste valable le modèle incluant la D3, la D4 et la D6.

Ce dernier résultat est intéressant, car, si l'on peut établir une hiérarchie des modèles, il montre bien qu'à l'heure actuelle il est très difficile de porter un jugement définitif sur la validité d'un mécanisme par rapport à un autre, de part un manque crucial de mesures expérimentales dans différentes voies et de différentes observables. A ce sujet, pour les modèles développés ici, deux problèmes persistent.

i) Les valeurs des constantes de couplage liées aux résonances hypéroniques sont souvent bien plus grandes que celles que nous avons obtenues par d'autres moyens (largeurs de désintégration, symétrie SU(3)), à l'exception de la L1. Or pour cette dernière résonance il existe un lien indéniable entre elle et le rapport de branchement, dont la valeur est connue. Par conséquent, des observables pour lesquelles on ne dispose à l'heure actuelle d'aucune mesure permettront peut-être d'obtenir de meilleures valeurs pour ces constantes.

ii) Le second défaut de nos modèles est le nombre important de résonances qu'il a fallu incorporer pour arriver aux résultats escomptés. Cependant, là encore, des données plus nombreuses et plus précises pourront permettre de réduire ce nombre, comme le laisse espérer l'étude précise des données expérimentales menée par Adelseck et Saghai[Ade90] qui a, entre autre, permis de passer d'un modèle à sept résonances baryoniques, à un modèle où il ne restait plus que deux résonances, après avoir supprimé les données incohérentes d'un groupe.

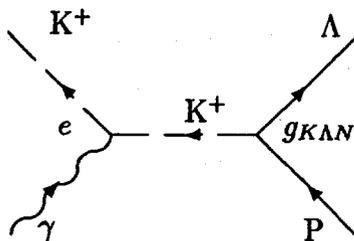
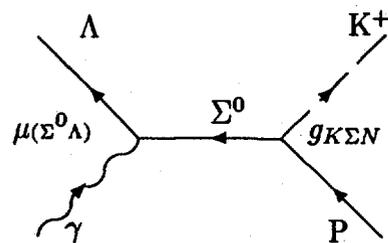
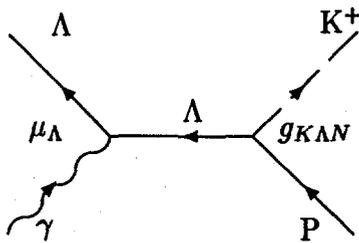
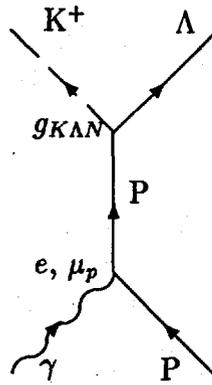
La photoproduction de kaon sur proton cible est un processus élémentaire et le formalisme développé ici est appelé à être étendu à d'autres réactions. Ainsi, déjà lors de cette étude, nous avons appliqué notre processus élémentaire de photoproduction au cas de l'électroproduction. Cependant, les facteurs de forme simples utilisés n'ont pas permis d'obtenir d'aussi bon résultats que WJC, et une de nos prochaines étapes sera justement l'étude approfondie des facteurs de forme intervenant dans cette réaction. Ce formalisme peut aussi être directement utilisé pour l'étude de la photoproduction de kaon sur neutron, puis sur deuton, où là il faut en plus traiter les interactions (kaon-hypéron-nucléon) dans l'état final.

# Annexe A

## Diagrammes de Feynman

Nous présentons dans les pages qui suivent les diagrammes de Feynman pour les termes de Born, dans les voies  $K^+\Lambda$ ,  $K^+\Sigma^0$  et  $K^0\Sigma^+$ , ainsi que pour les termes résonnants dans les trois voies.

## A.1 Termes de Born – Voie $K^+\Lambda$

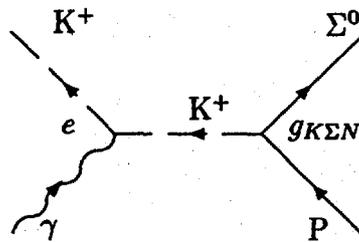
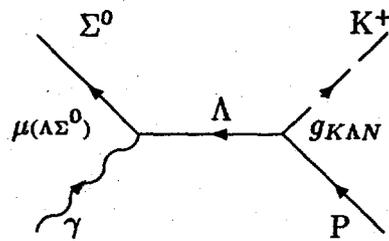
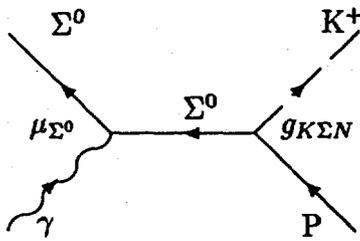
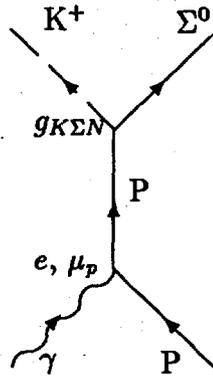


voie  $s$ : P

voie  $u$ :  $\Lambda$  et  $\Sigma^0$

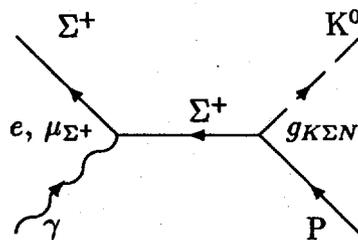
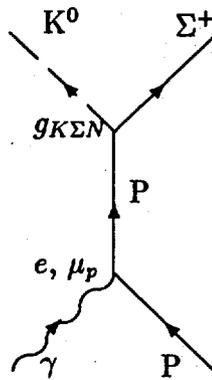
voie  $t$ :  $K^+$

## A.2 Termes de Born – Voie $K^+\Sigma^0$



voie  $s$  :  $\Lambda$   
 voie  $u$  :  $\Sigma^0$  et  $\Lambda$   
 voie  $t$  :  $K^+$

### A.3 Termes de Born – Voie $K^0\Sigma^+$

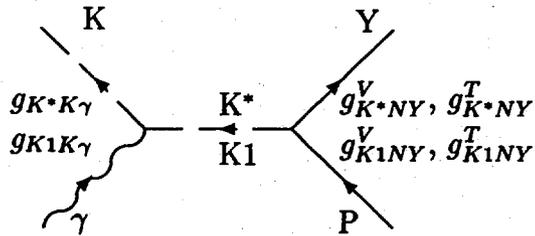
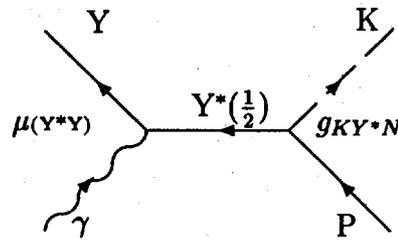
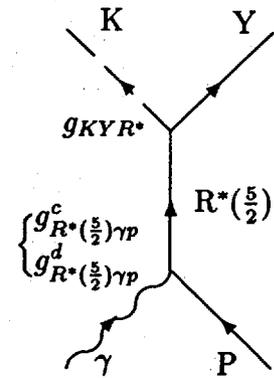
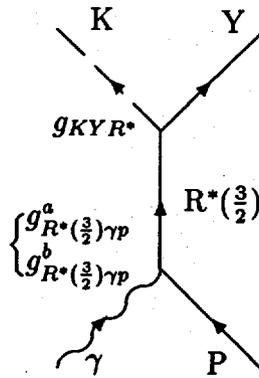
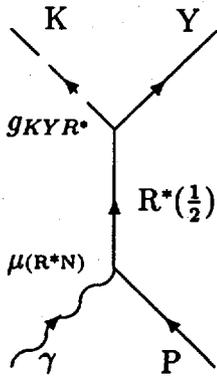


voie  $s$ :  $\Lambda$

voie  $u$ :  $\Sigma^+$

voie  $t$ : n'existe pas, car contrairement aux cas précédents les voies  $s$  et  $u$  restaurent mutuellement leur brisure de jauge.

## A.4 Termes résonnants



voie  $s$ :  $R^* = N^*$  ( $Y = \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$ ) ou  $R^* = \Delta^*$  ( $Y = \Sigma^0, \Sigma^+$ )

voie  $u$ :  $Y^*(\frac{1}{2})$

voie  $t$ :  $K^*$  et  $K1$

## Annexe B

# Matrices de Dirac et Matrices de Pauli

Matrices de Pauli  $\sigma$  :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Matrices de Dirac  $\gamma$  :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

Nous avons donc utilisé, comme représentation des matrices de Dirac, celle proposée par F. Halzen et A. D. Martin[Hal84], ainsi que par Bjorken et Drell[Bjo64]. Y. Renard utilisait, elle, la représentation dite de Pauli, aussi nous donnons ci-dessous le lien entre les deux représentations.

$$\gamma_\mu^{BD} = i \gamma_\mu^P \quad \gamma_5^{BD} = -\gamma_5^P$$

(BD: Bjorken,Drell - P: Pauli )

# Annexe C

## Calcul de vertex à partir de couplage

### C.1 Cas nucléonique $J = \frac{3}{2}$

#### C.1.1 Couplage électromagnétique

couplage  $N^*(\frac{3}{2}^+)N\gamma$ :  $V1 = G_1 \bar{\Psi}_\mu \gamma_\nu \gamma_5 F^{\mu\nu} \Psi_N$

$$V2 = -i G_2 [\bar{\Psi}_\mu \gamma_5 (\partial_\nu \Psi_N) + (\partial_\mu \bar{\Psi}_\nu) \gamma_5 \Psi_N] F^{\mu\nu}$$

Avec:

$$\begin{aligned} F^{\mu\nu} &= \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad ; \quad A^\mu = \varepsilon^\mu e^{-ip_\gamma \cdot x} \\ F^{\mu\nu} &= -i (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu p_\gamma^\nu) e^{-ip_\gamma \cdot x} \\ \Psi_N &= u_N e^{-ip_N \cdot x} \\ \bar{\Psi}_\mu &= \bar{u}_\mu e^{iP \cdot x} \quad ; \quad P = p_\gamma + p_N \\ (P - X)u_\mu &= P^\mu u_\mu = 0, \quad u_\mu \text{ spineur de Rarita-Schwinger} \end{aligned}$$

$X$  est normalement la masse de la particule, mais nous verrons que dans notre cas ce sera  $\sqrt{s}$ , c'est à dire l'énergie dans le centre de masse, ce qui est équivalent pour une particule sur sa couche de masse.

Alors:

$$\begin{aligned} V1 &= G_1 \bar{u}_\mu \gamma_\nu \gamma_5 (-i) (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu p_\gamma^\nu) u_N \underbrace{e^{i(P - (p_\gamma + p_N)) \cdot x}}_{=1} \\ &= i G_1 \bar{u}_\mu \gamma_5 (\not{p}_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu \not{p}_\gamma) u_N \\ &= i G_1 \bar{u}_\mu (\gamma_5 \not{p}_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu \gamma_5 [P - \not{p}_N]) u_N \\ &= i G_1 \bar{u}_\mu (\gamma_5 \not{p}_\gamma^\mu + \varepsilon^\mu [X + M_N] \gamma_5) u_N \\ &= -i G_1 \bar{u}_\mu (\not{p}_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu [X + M_N]) \gamma_5 u_N \end{aligned}$$

on prend  $G_1 = \frac{g^a}{[X + M_N]}$  tel que  $g^a$  soit sans dimension

$$V1 = i g^a \bar{u}_\mu (\epsilon^\mu - \frac{\not{p}_\gamma^\mu}{X + M_N}) \gamma_5 u_N$$

$$\begin{aligned}
V2 &= -i G_2 [\bar{u}_\mu \gamma_5 (-i p_{N\nu} u_N) + (i P_\mu \bar{u}_\nu) \gamma_5 u_N] (-i) (\epsilon^\nu p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_\gamma^\nu) \overbrace{e^{i(P - (p_\gamma + p_N)) \cdot x}}^{=0} \\
&= i G_2 [\bar{u}_\mu \gamma_5 p_{N\nu} u_N - \bar{u}_\nu P_\mu \gamma_5 u_N] (\epsilon^\nu p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_\gamma^\nu) \\
&= i G_2 \left\{ [\bar{u}_\mu p_{N\nu} \gamma_5 u_N] (\epsilon^\nu p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_\gamma^\nu) - [\bar{u}_\nu P_\mu \gamma_5 u_N] (\epsilon^\nu p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_\gamma^\nu) \right\} \\
&= i G_2 \left\{ \bar{u}_\mu [p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma] \gamma_5 u_N - \bar{u}_\nu [\epsilon^\nu P \cdot p_\gamma - P \cdot \epsilon p_\gamma^\nu] \gamma_5 u_N \right\} \\
&= i G_2 \left\{ \bar{u}_\mu [p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma] \gamma_5 u_N - \bar{u}_\nu [\epsilon^\nu p_{N\cdot} p_\gamma - p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\nu] \gamma_5 u_N \right\} \\
&= i G_2 \left\{ \bar{u}_\mu [p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma] \gamma_5 u_N - \bar{u}_\mu [\epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma - p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu] \gamma_5 u_N \right\} \\
&= 2 i G_2 \left\{ \bar{u}_\mu [p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma] \gamma_5 u_N \right\}
\end{aligned}$$

on pose  $G_2 = \frac{1}{2} \frac{g^b}{[X + M_N]^2}$  ; inspiré de  $G_1$

d'où

$$V2 = i g^b \bar{u}_\mu \frac{[p_{N\cdot} \epsilon p_\gamma^\mu - \epsilon^\mu p_{N\cdot} p_\gamma]}{[X + M_N]^2} \gamma_5 u_N$$

### C.1.2 Couplage fort

couplage  $KYN^*(\frac{3}{2}^+)$ :  $V3 = i G_3 \bar{\Psi}_Y (\partial^\mu \Phi_K) \Psi_\mu$

$$\begin{aligned}
V3 &= i G_3 \bar{u}_Y i p_K^\mu u_\mu \\
&= -G_3 \bar{u}_Y p_K^\mu u_\mu \\
&= G_3 \bar{u}_Y p_Y^\mu u_\mu ; \quad p_K = -p_Y + P \text{ et } P^\mu u_\mu = 0
\end{aligned}$$

$$\text{soit } G_3 = \frac{g}{M^*}$$

$$V3 = \frac{g}{M^*} \bar{u}_Y p_Y^\mu u_\mu$$

## C.2 Cas nucléonique $J = \frac{5}{2}$

### C.2.1 Couplage électromagnétique

couplage  $N^*(\frac{5}{2}^+)N\gamma$ :  $V1 = G_1 \bar{\Psi}_{\mu\nu} \gamma_\rho \partial^\mu F^{\nu\rho} \Psi_N$

$$V2 = -i G_2 [\bar{\Psi}_{\mu\nu} (\partial_\rho \Psi_N) - (\partial_\rho \bar{\Psi}_{\mu\nu}) \Psi_N] \partial^\mu F^{\nu\rho}$$

Avec :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu ; \quad A^\mu = \varepsilon^\mu e^{-ip_\gamma \cdot x}$$

$$F^{\mu\nu} = -i (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu - \varepsilon^\mu p_\gamma^\nu) e^{-ip_\gamma \cdot x}$$

$$\Psi_N = u_N e^{-ip_N \cdot x}$$

$$\bar{\Psi}_{\mu\nu} = \bar{u}_{\mu\nu} e^{iP \cdot x} ; \quad P = p_\gamma + p_N$$

$$(P - X) u_{\mu\nu} = P^\mu u_{\mu\nu} = P^\nu u_{\mu\nu} = 0,$$

X ayant la même signification que précédemment.

Alors :

$$V1 = G_1 \bar{u}_{\mu\nu} \gamma_\rho (-i) [\partial^\mu (\varepsilon^\rho p_\gamma^\nu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\rho) e^{-ip_\gamma \cdot x}] u_N e^{-i(p_N - P) \cdot x}$$

$$= -G_1 \bar{u}_{\mu\nu} [(\not{p}_\gamma^\mu p_\gamma^\nu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\mu \not{p}_\gamma)] u_N \underbrace{e^{i(P - (p_\gamma + p_N)) \cdot x}}_{=0}$$

$$= G_1 \bar{u}_{\mu\nu} (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu [P - \not{p}_N] - \not{p}_\gamma^\mu p_\gamma^\nu) u_N$$

$$= G_1 \bar{u}_{\mu\nu} (\varepsilon^\mu p_\gamma^\mu [X - M_N] - \not{p}_\gamma^\mu p_\gamma^\nu) u_N$$

on prend  $G_1 = \frac{g^a}{[X + M_N] M^*}$  tel que  $g^a$  soit sans dimension

$$V1 = \frac{g^a}{M^*} \bar{u}_{\mu\nu} (\varepsilon^\nu p_\gamma^\mu - \frac{\not{p}_\gamma^\mu p_\gamma^\nu}{X - M_N}) u_N$$

$$V2 = -G_2 [\bar{u}_{\mu\nu} (\partial^\rho u_N e^{-ip_N \cdot x}) - (\partial^\rho \bar{u}_{\mu\nu} e^{iP \cdot x}) u_N] \partial^\mu [(\varepsilon^\rho p_\gamma^\nu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\rho) e^{-ip_\gamma \cdot x}]$$

$$= G_2 [\bar{u}_{\mu\nu} p_N^\rho u_N - \bar{u}_{\mu\nu} P^\rho u_N] [(\varepsilon^\rho p_\gamma^\nu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\rho) p_\gamma^\mu] \underbrace{e^{i(P - (p_\gamma + p_N)) \cdot x}}_{=0}$$

$$= G_2 [\bar{u}_{\mu\nu} (p_N^\rho + P^\rho) u_N] [\varepsilon^\rho p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\rho p_\gamma^\mu]$$

$$= G_2 \bar{u}_{\mu\nu} \underbrace{[(p_N^\rho + P^\rho)]}_{2p_N^\rho + p_\gamma^\rho} (\varepsilon^\rho p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu - \varepsilon^\nu p_\gamma^\rho p_\gamma^\mu) u_N$$

$$= G_2 \bar{u}_{\mu\nu} [2 p_N \cdot \varepsilon p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu - 2 p_N \cdot p_\gamma \varepsilon^\nu p_\gamma^\mu] u_N$$

$$V2 = 2G_2 \bar{u}_{\mu\nu} [p_N \cdot \varepsilon p_\gamma^\nu p_\gamma^\mu - p_N \cdot p_\gamma \varepsilon^\nu p_\gamma^\mu] u_N$$

$$\text{on pose } G_2 = \frac{1}{2} \frac{g^b}{[X + M_N]^2} \frac{1}{M^*} \quad ; \quad \text{inspiré de } G_1$$

d'où

$$V2 = g^b \bar{u}_{\mu\nu} \frac{[p_N \cdot \varepsilon p_\gamma^\mu p_\gamma^\nu - \varepsilon^\mu p_\gamma^\nu p_N \cdot p_\gamma]}{[X + M_N]^2} u_N$$

### C.2.2 Couplage fort

couplage  $KYN^*(\frac{5}{2}^+)$ :  $V3 = -i G_3 \bar{\Psi}_Y \gamma_5 (\partial^\mu \partial^\nu \Phi_K) \Psi_{\mu\nu}$

$$\begin{aligned} V3 &= i G_3 \bar{u}_Y \gamma_5 p_K^\mu p_K^\nu u_{\mu\nu} \\ &= i G_3 \bar{u}_Y \gamma_5 p_Y^\mu p_Y^\nu u_{\mu\nu} \quad ; \quad p_K = -p_Y + P \text{ et } P^\mu u_{\mu\nu} = 0 \end{aligned}$$

$$\text{soit } G_3 = \frac{g}{M^{*2}}$$

$$V3 = i \frac{g}{M^{*2}} \bar{u}_Y \gamma_5 p_Y^\mu p_Y^\nu u_{\mu\nu}$$

## Annexe D

# Invariance de jauge des amplitudes résonnantes ( $J = \frac{3}{2}$ et $J = \frac{5}{2}$ )

Lorsque l'on cherchait les expressions des vertex dans l'annexe C, nous avons admis qu'à la place de la masse de la particule on devait mettre  $\sqrt{s}$  c'est-à-dire l'énergie dans le centre de masse. Essayons maintenant de déterminer la quantité  $X$  ( $X = M^*$ ,  $\sqrt{s}$ , ...?) qui convient. Soit  $A(\varepsilon_\mu \rightarrow P_{\gamma\mu})$  la partie de l'amplitude qui correspond au terme en  $p_\gamma$  dans le changement de jauge :

$$\varepsilon^\mu \rightarrow \varepsilon^\mu + a p_\gamma^\mu$$

$A(\varepsilon_\mu \rightarrow P_{\gamma\mu})$  doit être nulle pour qu'il y ait invariance de jauge, ce que nous imposons et ce qui nous permettra de déterminer les valeurs de  $X$  dans l'expression des vertex et propagateurs<sup>1</sup>.

Dans le cas des spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$ , il y a 2 couplages électromagnétiques, et de ce fait l'amplitude peut être décomposée en 2 termes (1 terme par couplage). Nous nous occuperons que du 1<sup>er</sup>, car le 2<sup>nd</sup> est invariant de jauge indépendamment de la valeur de  $X$ .

### D.1 Cas $J = \frac{3}{2}$

1)

$$A(\varepsilon_\mu \rightarrow P_{\gamma\mu}) =$$

$$\bar{u}_Y P_Y^\mu (\not{q} + X) \left[ g_{\mu\nu} + \gamma_\nu \gamma_\mu - \frac{2}{X^2} q_\mu q_\nu - \frac{1}{X} (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) \right] \left( P_\gamma^\nu - \frac{P_\gamma^\nu P_\gamma}{X + M_p} \right) \gamma_5 u_p$$

$$P_\gamma^\nu \left( 1 - \frac{P_\gamma}{X + M_p} \right)$$

<sup>1</sup>N.B.: Dans ce calcul nous omettons les facteurs constants, comme les constantes de couplage et le  $i$  imaginaire.

$$\bar{u}_Y P_Y^\mu (\not{q} + X) \left[ \underbrace{g_{\mu\nu}}_A + \underbrace{\gamma_\nu \gamma_\mu}_B - \underbrace{\frac{2}{X^2} q_\mu q_\nu}_C - \underbrace{\frac{1}{X} (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu)}_D \right] P_\gamma^\nu \left( \frac{X + M_p - (\not{q} - P_p)}{X + M_p} \right) \gamma_5 u_p$$

$$P_\gamma^\nu \left( \frac{X + M_p - \not{q} - M_p}{X + M_p} \right)$$

$$P_\gamma^\nu \left( \frac{X - \not{q}}{X + M_p} \right)$$

2)

$$\begin{aligned} (\not{q} + X) A &= A (\not{q} + X) \\ (\not{q} + X) B &= \underbrace{2(\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu)}_I + B (\not{q} + X) \\ -(\not{q} + X) C &= -C (\not{q} + X) \\ -(\not{q} + X) D &= \underbrace{\frac{1}{X} (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu)}_{II} (\not{q} - X) \end{aligned}$$

3)

$$I + II = (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) \frac{(\not{q} + X)}{X}$$

4)

$$\bar{u}_Y P_Y^\mu \left[ A + B - C - D \right] P_\gamma^\nu \left[ \frac{(X - \not{q})(X + \not{q})}{X + M_p} \right] \gamma_5 u_p$$

5)

$$\text{or: } (X - \not{q})(X + \not{q}) = X^2 - \not{q}^2 = X^2 - q^2$$

Par conséquent, pour que  $A(\varepsilon_\mu \rightarrow P_{\gamma\mu}) = 0$ , il suffit que  $X^2 = q^2 = s$ , soit  $X = \sqrt{s}$

## D.2 Cas $J = \frac{5}{2}$

La démarche pour le cas du spin  $\frac{5}{2}$  est la même, mais vu la complexité du propagateur, nous ne donnerons ici que les grandes lignes du calcul.

La forme du vertex est très similaire à celle du vertex  $\frac{3}{2}$ :

Le terme  $\left( P_\gamma^\nu - \frac{P_\gamma^\nu P_\gamma^\mu}{X + M_p} \right)$  du spin  $\frac{3}{2}$  est ici remplacé par  $\left( P_\gamma^\nu P_\gamma^\mu - \frac{P_\gamma^\nu P_\gamma^\mu P_\gamma^\mu}{X + M_p} \right)$ .

Décomposons le propagateur :

$$\begin{aligned}
& (\not{\epsilon} + X) \times \left[ \right. \\
& \quad \frac{1}{2} (g^{\kappa\lambda} g^{\mu\nu} + g^{\kappa\nu} g^{\mu\lambda}) - \frac{1}{5} g^{\kappa\mu} g^{\lambda\nu} \\
& + \frac{2}{5X^4} (q^\kappa q^\lambda q^\mu q^\nu) \\
& - \frac{2}{5X^2} (g^{\kappa\lambda} q^\mu q^\nu + g^{\mu\nu} q^\kappa q^\lambda + g^{\kappa\nu} q^\mu q^\lambda + g^{\mu\lambda} q^\kappa q^\nu) + \frac{1}{5X^2} (g^{\kappa\mu} q^\lambda q^\nu + g^{\lambda\nu} q^\kappa q^\mu) \\
& - \frac{1}{10X} \left( (\gamma^\kappa q^\lambda - \gamma^\lambda q^\kappa) g^{\mu\nu} + (\gamma^\kappa q^\nu - \gamma^\nu q^\kappa) g^{\mu\lambda} + (\gamma^\mu q^\nu - \gamma^\nu q^\mu) g^{\kappa\lambda} + (\gamma^\mu q^\lambda - \gamma^\lambda q^\mu) g^{\kappa\nu} \right) \\
& + \frac{1}{5X^3} \left( (\gamma^\kappa q^\mu + \gamma^\mu q^\kappa) q^\nu q^\lambda - (\gamma^\lambda q^\nu + \gamma^\nu q^\lambda) q^\mu q^\kappa \right) \\
& - \frac{1}{10} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda g^{\mu\nu} + \gamma^\kappa \gamma^\nu g^{\mu\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\nu g^{\kappa\lambda} + \gamma^\mu \gamma^\lambda g^{\kappa\nu}) \\
& \left. + \frac{1}{10X^2} (\gamma^\kappa \gamma^\lambda q^\mu q^\nu + \gamma^\kappa \gamma^\nu q^\mu q^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\nu q^\kappa q^\lambda + \gamma^\mu \gamma^\lambda q^\kappa q^\nu) \right]
\end{aligned}$$

en :

$$(\not{\epsilon} + X) \times \left[ \frac{1}{2} A - \frac{1}{5} B + \frac{2}{5X^4} C - \frac{2}{5X^2} D + \frac{1}{5X^2} E - \frac{1}{10X} F + \frac{1}{5X^3} G - \frac{1}{10} H + \frac{1}{10X^2} J \right]$$

Les termes A, B, C, D et E sont des scalaires, donc ils commutent avec  $(\not{\epsilon} + X)$ .  
Pour les autres termes, il suffit d'appliquer les règles de permutation suivantes :

$$\begin{aligned}
(\not{\epsilon} + X) \gamma_\nu \gamma_\mu &= 2(\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) + \gamma_\nu \gamma_\mu (\not{\epsilon} + X) \\
(\not{\epsilon} + X)(\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) &= (\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) (X - \not{\epsilon}) \\
(\not{\epsilon} + X)(\gamma_\mu q_\nu + \gamma_\nu q_\mu) &= 4q_\mu q_\nu + (\gamma_\mu q_\nu + \gamma_\nu q_\mu) (X - \not{\epsilon})
\end{aligned}$$

Au bout du compte, on obtient une expression où on aura encore pu mettre en facteur  $(X - \not{\epsilon})(X + \not{\epsilon})$  et donc, là aussi, il suffit que  $X = \sqrt{s}$  pour avoir une amplitude invariante de jauge.

# Annexe E

## Les Amplitudes $\mathcal{A}_i$

### E.1 Les Amplitudes $\mathcal{A}_i$ de photoproduction

Born ( $Y = \Lambda, \Sigma^0$  et  $Y' = \Sigma^0, \Lambda$ )

$$\mathcal{A}_1^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{s - M_p^2} (1 + \kappa_p) + \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{M_Y \kappa_Y}{M_p} + \frac{e g_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{(M_{Y'} + M_Y) \kappa_{YY'}}{2M_p}$$

$$\mathcal{A}_2^{Born} = \frac{2 e g_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)}$$

$$\mathcal{A}_3^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{M_p}$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_p} + \frac{e g_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{YY'}}{M_p}$$

Born ( $Y = \Sigma^+$ )

$$\mathcal{A}_1^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{s - M_p^2} (1 + \kappa_p) + \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} \left(1 + \frac{M_Y \kappa_Y}{M_p}\right)$$

$$\mathcal{A}_2^{Born} = \frac{-2 e g_{KYN}}{(s - M_p^2)(u - M_Y^2)}$$

$$\mathcal{A}_3^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{M_p}$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_p}$$

Résonance  $K^*$

$$A_1^{K^*} = \frac{G_V}{M} \frac{M_Y + M_p}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} + \frac{G_T}{M} \frac{t}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}}$$

$$A_2^{K^*} = \frac{G_T}{M} \frac{1}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}}$$

$$A_3^{K^*} = \frac{G_V}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} - \frac{G_T}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}}$$

$$A_4^{K^*} = \frac{G_T}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} + \frac{G_T}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}}$$

Résonance  $K_1$

$$A_1^{K_1} = 0$$

$$A_2^{K_1} = -\frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{1}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}}$$

$$A_3^{K_1} = \frac{G_V^{K_1}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} + \frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}}$$

$$A_4^{K_1} = -\frac{G_V^{K_1}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} - \frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}}$$

Résonances  $N^*(1/2)$

$$\mathcal{A}_1^{N^*(1/2)\pm} = \frac{e g_{KY N^*}}{s - M_{N^*}^2 + i M_{N^*} \Gamma_{N^*}} \frac{(M_{N^*} + M_p) \kappa(N^*N)}{2 M_p} \frac{M_{N^*} - M_p}{M_{N^*} \mp M_p}$$

$$\mathcal{A}_2^{N^*(1/2)\pm} = 0$$

$$\mathcal{A}_3^{N^*(1/2)\pm} = \pm \frac{e g_{KY N^*}}{s - M_{N^*}^2 + i M_{N^*} \Gamma_{N^*}} \frac{\kappa(N^*N)}{M_p}$$

$$\mathcal{A}_4^{N^*(1/2)\pm} = 0$$

Résonances  $Y^*(1/2)$

$$\mathcal{A}_1^{Y^*(1/2)\pm} = \frac{e g_{KY^* N}}{u - M_{Y^*}^2 + i M_{Y^*} \Gamma_{Y^*}} \frac{(M_{Y^*} + M_Y) \kappa(Y^*Y)}{2 M_p} \frac{M_{Y^*} - M_Y}{M_{Y^*} \mp M_Y}$$

$$\mathcal{A}_2^{Y^*(1/2)\pm} = 0$$

$$\mathcal{A}_3^{Y^*(1/2)\pm} = 0$$

$$\mathcal{A}_4^{Y^*(1/2)\pm} = \pm \frac{e g_{KY^* N}}{u - M_{Y^*}^2 + i M_{Y^*} \Gamma_{Y^*}} \frac{\kappa(Y^*Y)}{M_p}$$

Résonances  $N^*(3/2)$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{N^*(3/2)^+} &= \frac{1}{3(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} + M_p)M_{N^*}} * \\ &\quad \left\{ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a * \right. \\ &\quad \left[ \frac{M_Y^2 - M_K^2 + s}{2s} (3s + 2\sqrt{s}M_p - M_p^2) - \frac{M_Y}{2\sqrt{s}} (3s + 4\sqrt{s}M_p + M_p^2) + \frac{3}{2}(u - M_Y^2) \right] \\ &\quad \left. + g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \frac{s - M_p^2}{2(\sqrt{s} + M_p)} \left[ -M_Y - \frac{M_Y^2 - M_K^2 + s}{2\sqrt{s}} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_2^{N^*(3/2)^+} &= \frac{1}{3(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} + M_p)M_{N^*}} * \\ &\quad \left[ -3 g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a + g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \frac{3(\sqrt{s} - M_p)}{2(\sqrt{s} + M_p)} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_3^{N^*(3/2)^+} &= \frac{1}{3(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} + M_p)M_{N^*}} * \\ &\quad \left\{ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a * \right. \\ &\quad \left[ \frac{M_Y}{\sqrt{s}} (3\sqrt{s} + M_p) - \frac{M_Y^2 - M_K^2 + s}{s} M_p \right] \\ &\quad \left. - g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \frac{1}{\sqrt{s} + M_p} \left[ \left[ \frac{M_Y^2 - M_K^2 + s}{2\sqrt{s}} + M_Y \right] (\sqrt{s} - M_p) + \frac{3(u - M_Y^2)}{2} \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_4^{N^*(3/2)^+} &= \frac{1}{(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})M_{N^*}} * \\ &\quad \left[ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^a - g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{3}{2})\gamma p}^b \frac{s - M_p^2}{2(\sqrt{s} + M_p)^2} \right] \end{aligned}$$

Résonances  $N^*(5/2)$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_1^{N^*(5/2)^+} &= \frac{-1}{(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} - M_p)M_{N^*}^3} * \\
 &\left\{ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c * \right. \\
 &\left[ \frac{1}{4}(t - M_K^2)^2 + \frac{1}{10s} b_3 d_2 + \frac{1}{40s^2} d_3^2 b_3^2 + \frac{1}{10\sqrt{s}}(t - M_K^2) d_4 \right. \\
 &\left. \left. + \frac{1}{20s^{\frac{3}{2}}} b_3 d_3 d_4 + \frac{3}{10}(t - M_K^2) \alpha_1 + \frac{3}{20s} \alpha_1 b_3 d_3 \right] \right. \\
 &+ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d \frac{1}{(\sqrt{s} - M_p)} * \\
 &\left[ -\frac{1}{40\sqrt{s}}(t - M_K^2) b_3 d_3 - \frac{1}{80s^{\frac{3}{2}}} b_3^2 d_3^2 - \frac{1}{20}(\sqrt{s} - M_Y)(t - M_K^2) b_3 \right. \\
 &\left. \left. - \frac{(\sqrt{s} - M_Y)}{40s} b_3^2 d_3 \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_2^{N^*(5/2)^+} &= \frac{-1}{(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} - M_p)M_{N^*}^3} * \\
 &\left\{ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c * \right. \\
 &\left[ \frac{1}{2}(t - M_K^2) + \frac{1}{5s} b_3 d_3 - \frac{(\sqrt{s} - M_Y)}{10\sqrt{s}} b_3 \right] \\
 &+ g_{KY N^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d \frac{1}{(\sqrt{s} - M_p)} * \\
 &\left[ -\frac{1}{4}(\sqrt{s} + M_p)(t - M_K^2) - \frac{(\sqrt{s} + M_p)}{10s} b_3 d_3 + \frac{1}{10}(\sqrt{s} - M_Y) b_3 \right. \\
 &\left. \left. + \frac{1}{20\sqrt{s}} b_3 \{ b_3 + (\sqrt{s} - M_p)(M_p + M_Y) \} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Résonances  $N^*(5/2)$  (suite)

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_3^{N^*(5/2)^+} &= \frac{-1}{(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} - M_p)M_{N^*}^3} * \\
 &\left\{ g_{KYN^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c * \right. \\
 &\quad \left[ -\frac{1}{2}(\sqrt{s} - M_p)(t - M_K^2) - \frac{(\sqrt{s} - M_p)}{5s} [d_3 f_4 + \frac{1}{2}M_K^2 b_3] - \frac{(\sqrt{s} - M_p)}{20s^2} b_3 d_3^2 \right. \\
 &\quad + \frac{1}{5\sqrt{s}} [d_3(t - M_K^2) - \frac{1}{2}f_4 \beta_4 + \frac{1}{2}M_p^2 g_4 + \frac{1}{2}b_3(t - M_p^2 - M_Y^2)] \\
 &\quad \left. + \frac{1}{20s^{\frac{3}{2}}} 2b_3 d_3 \beta_5 + \frac{3}{5}(\sqrt{s} - M_Y)(t - M_K^2) + \frac{3}{10s}(\sqrt{s} - M_Y)b_3 d_3 \right] \\
 &\quad + g_{KYN^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d \frac{1}{(\sqrt{s} - M_p)} * \\
 &\quad \left[ -\frac{1}{4}(t - M_K^2)g_4 - \frac{1}{10s}g_4 b_3 d_3 - \frac{(\sqrt{s} - M_p)}{20\sqrt{s}}d_3(2g_4 - b_3) + \frac{(\sqrt{s} - M_Y)}{20\sqrt{s}}b_3 g_4 \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(\sqrt{s} - M_p)}{40s^{\frac{3}{2}}}b_3 d_3^2 + \frac{1}{10}\beta_3[2g_4 - b_3] - \frac{1}{20s}\beta_3 b_3 d_3 \right] \left. \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_4^{N^*(5/2)^+} &= \frac{-1}{(s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*})(\sqrt{s} - M_p)M_{N^*}^3} * \\
 &\left\{ g_{KYN^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^c * \right. \\
 &\quad \left[ \frac{1}{2}(\sqrt{s} - M_p)(t - M_K^2) + \frac{(\sqrt{s} - M_p)}{5s} b_3 d_3 + \frac{1}{10\sqrt{s}}\beta_3 b_3 \right] \\
 &\quad + g_{KYN^*} g_{N^*(\frac{5}{2})\gamma p}^d \frac{1}{(\sqrt{s} - M_p)} * \\
 &\quad \left[ \frac{1}{4}(t - M_K^2)b_3 + \frac{1}{10s}b_3^2 d_3 + \frac{1}{20\sqrt{s}}b_3 g_2 - \frac{1}{10}\beta_3 b_3 \right] \left. \right\}
 \end{aligned}$$

Avec:

$$b_3 = -(s - M_p^2)$$

$$d_3 = -(s + M_K^2 - M_Y^2)$$

$$d_2 = \frac{1}{2}M_K^2(b_3) + 2(t - M_K^2)(d_3)$$

$$\alpha_1 = (\sqrt{s} - M_Y)(M_p + M_Y) + M_K^2$$

$$f_2 = -s + (t - M_K^2)$$

$$g_2 = (\sqrt{s} - M_p)(d_3) - (\sqrt{s} - M_Y)(b_3)$$

$$\beta_3 = (\sqrt{s} - M_Y)(M_p - M_Y) - M_K^2$$

$$\beta_4 = \sqrt{s}(M_p - M_Y) - M_p M_Y$$

$$\beta_5 = \frac{1}{2}(d_3) - \beta_4 - s$$

$$b_4 = \frac{3}{2}(\sqrt{s} + M_p) - (\sqrt{s} - M_Y)$$

$$d_4 = \frac{3}{2}(\sqrt{s} + M_p)(d_3) - (\sqrt{s} - M_Y)(b_3)$$

$$\alpha_2 = 2(t - M_K^2) + \frac{1}{2}M_K^2$$

$$f_4 = f_2 + M_p^2$$

$$g_4 = b_3 - (t - M_K^2)$$

## E.2 Les Amplitudes $\mathcal{A}_i$ d'électroproduction

Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  de l'électroproduction sont différentes de celles de la photoproduction. En général il suffit de mettre le facteur de forme en produit, et dans ce cas nous ne réécrivons pas ces amplitudes, mais pour les termes de Born les facteurs de forme des voies  $s$  et  $u$  se combinent parfois, aussi nous donnons explicitement ces amplitudes. De plus, deux nouvelles amplitudes,  $\mathcal{A}_5$  et  $\mathcal{A}_6$ , apparaissent. Nous donnons leurs expressions pour les termes de Born et les résonances de spin  $\frac{1}{2}$  et 1, mais pas pour les spins  $\frac{3}{2}$  et  $\frac{5}{2}$  du fait de la complexité de celles-ci.

Born ( $Y = \Lambda, \Sigma^0$  et  $Y' = \Sigma^0, \Lambda$ )

$$\mathcal{A}_1^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{s - M_p^2} (F_1^p + \kappa_p F_2^p) + \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} (F_1^Y + \kappa_Y F_2^Y) \frac{M_Y}{M_p} + \frac{e g_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{(M_{Y'} + M_Y) \kappa_{YY'}}{2M_p} F_2^Y$$

$$\mathcal{A}_2^{Born} = \frac{e g_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \left[ (F^K + F_1^p) + (F^K - F_1^p) \frac{p_\gamma \cdot p_K + p_\gamma \cdot p_p}{p_\gamma \cdot p_Y} \right]$$

$$\mathcal{A}_3^{Born} = \frac{e g_{KYN} \kappa_p}{s - M_p^2} \frac{F_2^p}{M_p}$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = \frac{e g_{KYN} \kappa_Y}{u - M_Y^2} \frac{F_2^Y}{M_p} + \frac{e g_{KY'N} \kappa_{YY'}}{u - M_{Y'}^2} \frac{F_2^Y}{M_p}$$

$$\mathcal{A}_5^{Born} = \frac{e g_{KYN} \kappa_p}{s - M_p^2} \frac{F_2^p}{2M_p} - \frac{e g_{KYN} \kappa_Y}{u - M_Y^2} \frac{F_2^Y}{2M_p} - \frac{e g_{KY'N} \kappa_{YY'}}{u - M_{Y'}^2} \frac{F_2^Y}{2M_p}$$

$$\mathcal{A}_6^{Born} = \frac{-2 e g_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \left[ F^K + (F^K - F_1^p) (p_\gamma^2 - 2p_\gamma \cdot p_K) \frac{p_\gamma \cdot p_p}{p_\gamma^2 p_\gamma \cdot p_Y} \right] + \frac{e g_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{2F_1^Y}{p_\gamma^2}$$

Résonances  $K^*$  et  $K_1$

$$\mathcal{A}_5^{K^*/K_1} = 0$$

$$\mathcal{A}_6^{K^*/K_1} = 0$$

Résonances  $N^*(1/2)$

$$\mathcal{A}_5^{N^*(1/2)^\pm} = \pm \frac{e g_{KYN^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*} \Gamma_{N^*}} \frac{\kappa_{(N^*N)}}{2M_p} F_2^p$$

$$\mathcal{A}_6^{N^*(1/2)^\pm} = 0$$

Résonances  $Y^*(1/2)$

$$\mathcal{A}_5^{Y^*(1/2)^\pm} = \mp \frac{e g_{KY^*N}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*} \Gamma_{Y^*}} \frac{\kappa_{(Y^*Y)}}{2M_p} F_2^Y$$

$$\mathcal{A}_6^{Y^*(1/2)^\pm} = 0$$

## Annexe F

# Expression des amplitudes $\mathcal{F}_i$ en fonction des amplitudes $\mathcal{A}_i$

### F.1 Cas de la photoproduction

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_1 &= (\sqrt{s} - M_p)\mathcal{A}_1 - p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 - p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_4 \\ \mathcal{F}_2 &= \frac{|\mathbf{p}_\gamma||\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)} \left[ (\sqrt{s} + M_p)\mathcal{A}_1 + p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 + p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_4 \right] \\ \mathcal{F}_3 &= \frac{|\mathbf{p}_\gamma||\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)} \left[ -2p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} + M_p)\mathcal{A}_4 \right] \\ \mathcal{F}_4 &= \frac{|\mathbf{p}_K|^2}{(E_Y + M_Y)} \left[ 2p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} - M_p)\mathcal{A}_4 \right]\end{aligned}$$

### F.2 Cas de l'électroproduction

Nous donnons ici les termes supplémentaires qui interviennent lors de l'électroproduction.

$\mathcal{F}^{photo}$  représente les termes de la photoproduction

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_1 &= \mathcal{F}_1^{photo} - p_\gamma^2 \mathcal{A}_5 \\ \mathcal{F}_2 &= \mathcal{F}_2^{photo} + \frac{|\mathbf{p}_\gamma||\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)} p_\gamma^2 \mathcal{A}_5 \\ \mathcal{F}_3 &= \mathcal{F}_3^{photo} + \frac{|\mathbf{p}_\gamma||\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)} p_\gamma^2 \mathcal{A}_6 \\ \mathcal{F}_4 &= \mathcal{F}_4^{photo} - \frac{|\mathbf{p}_K|^2}{(E_Y + M_Y)} p_\gamma^2 \mathcal{A}_6\end{aligned}$$

$$\mathcal{F}_5 = \frac{|\mathbf{p}_\gamma|^2}{(E_p + M_p)} \left[ -\mathcal{A}_1 + 2p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} + M_p)(\mathcal{A}_3 - \mathcal{A}_5) + p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_6 \right]$$

$$\mathcal{F}_6 = \frac{|\mathbf{p}_\gamma| |\mathbf{p}_K|}{(E_Y + M_Y)} \left[ -2p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} - M_p) \mathcal{A}_3 - p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_6 - \right. \\ \left. \frac{1}{E_p + M_p} \left\{ p_{\gamma 0} \mathcal{A}_1 + p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 + p_\gamma \cdot p_Y \mathcal{A}_4 + p_{\gamma 0} (\sqrt{s} + M_p) \mathcal{A}_5 \right\} \right]$$

## Annexe G

### Expression des amplitudes $b_i$ en fonction des amplitudes $\mathcal{F}_i$

$$b_1 = -\frac{i}{\sqrt{2}}(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2 e^{-i\theta})e^{i\theta/2}$$

$$b_2 = \frac{i}{\sqrt{2}}(\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_2 e^{i\theta})e^{-i\theta/2}$$

$$b_3 = -b_1 - \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}(\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4 e^{-i\theta})e^{i\theta/2}$$

$$b_4 = -b_2 - \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}}(\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4 e^{i\theta})e^{-i\theta/2}$$

## Annexe H

### Section efficace différentielle d'électroproduction en fonction des amplitudes $\mathcal{F}_i$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_K} = \sigma_u + \varepsilon_L \sigma_L + \varepsilon \sigma_p \sin^2 \theta \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)} \sigma_I \sin \theta \cos \phi.$$

avec

$$\sigma_u = \mathcal{A} \left[ |\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2) \cos \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \left\{ |\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 \cos \theta) \right\} \right]$$

$$\sigma_L = \mathcal{A} \left[ |\mathcal{F}_7|^2 + |\mathcal{F}_8|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_7^* \mathcal{F}_8) \cos \theta \right]$$

$$\sigma_p = \mathcal{A} \left[ \frac{1}{2} |\mathcal{F}_3|^2 + \frac{1}{2} |\mathcal{F}_4|^2 + \text{Re}(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 \cos \theta) \right]$$

$$\sigma_I = \mathcal{A} \text{Re} \left[ \mathcal{F}_7 (-\mathcal{F}_2^* + \mathcal{F}_3^* + \mathcal{F}_4^* \cos \theta) + \mathcal{F}_8 (\mathcal{F}_1^* + \mathcal{F}_3^* \cos \theta + \mathcal{F}_4^*) \right]$$

où

$$\mathcal{A} = \frac{M_Y |\mathbf{p}_K|}{\sqrt{s}} \frac{2M_p}{s - M_p^2} \frac{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)}{4M_p M_Y}$$

$$\mathcal{F}_7 = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_3 \cos \theta + \mathcal{F}_5 \quad \text{et} \quad \mathcal{F}_8 = \mathcal{F}_4 \cos \theta + \mathcal{F}_6$$

# Annexe I

## Expression de $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ à partir de SU(3)

Les multiplets dont il sera question ici sont les multiplets  $J=\frac{1}{2}^+$  et  $J=0^-$  de l'annexe J. Toutes les relations seront tirées de ces multiplets et des coefficients de Clebsch-Gordan.

### I.1 $g_{K\Sigma N}$

On a

$$g_{K\Sigma N} \equiv G(p \rightarrow \Sigma^0 K^+) \quad (\text{I.1})$$

$$\sqrt{2} g_{K\Sigma N} = G(n \rightarrow \Sigma^- K^+) \quad (\text{I.2})$$

$$g_{\Sigma\pi\Sigma} \equiv G(\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^- \pi^+) \quad (\text{I.3})$$

$$g_{\Lambda\pi\Sigma} \equiv G(\Lambda\pi^+ \rightarrow \Sigma^+) \quad (\text{I.4})$$

$$= -G(\Lambda \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) \quad (\text{I.5})$$

et

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G(n \rightarrow K^+ \Sigma^-) = -\frac{1}{2} G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) + \frac{1}{2} \sqrt{3} G(\Lambda \rightarrow \pi^+ \Sigma^-)$$

car dans le multiplet  $J=\frac{1}{2}^+$ , les deux *particules* de  $Y = 0$  et  $T_z = 0$  sont en fait :  $\frac{1}{2}(-\Sigma^0 + \sqrt{3}\Lambda)$  et  $-\frac{1}{2}(\sqrt{3}\Sigma^0 + \Lambda)$

Donc :

$$g_{K\Sigma N} = -\frac{1}{2} g_{\Sigma\pi\Sigma} - \frac{1}{2} \sqrt{3} g_{\Lambda\pi\Sigma}$$

Dans son livre *The Eightfold Way*[Gel64] Gell-Mann pose :

$$-\frac{1}{2} \sqrt{3} g_{\Lambda\pi\Sigma} = \alpha_D g_{\pi NN}$$

du fait que seul le couplage symétrique D donne une interaction assez forte pour expliquer l'état lié du  $\Lambda$  dans les hypernoyaux, contrairement au couplage anti-symétrique F.  $\alpha_D =$

$\frac{D}{D+F}$  est appelé la fraction de couplage symétrique ou *fraction of D-type coupling*. De plus:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G(n \rightarrow p\pi^-) = -\frac{1}{2}G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^-\Sigma^+) + \frac{1}{2}\sqrt{3}G(\Lambda \rightarrow \pi^-\Sigma^+)$$

Du fait que:

$$g_{\pi NN} \equiv G(p \rightarrow \pi^0 p) \quad (\text{I.6})$$

$$\sqrt{2}g_{\pi NN} = G(n \rightarrow \pi^- p) \quad (\text{I.7})$$

$$G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^-\Sigma^+) = -g_{\Sigma\pi\Sigma} \quad (\text{I.8})$$

$$G(\Lambda \rightarrow \pi^-\Sigma^+) = -g_{\Lambda\pi\Sigma} \quad (\text{I.9})$$

$$(\text{I.10})$$

on obtient alors:

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

## I.2 $g_{K\Lambda N}$

On a:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G(n \rightarrow p\pi^-) = -\frac{1}{2}G(\Sigma^0 \rightarrow pK^-) + \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{3}G(\Lambda \rightarrow pK^-)$$

Or:

$$g_{K\Lambda N} \equiv G(K^+\Lambda \rightarrow p) \quad (\text{I.11})$$

$$= G(\Lambda \rightarrow K^- p) \quad (\text{I.12})$$

Ce qui implique:

$$g_{\pi NN} = \frac{1}{2}g_{K\Sigma N} - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{3}g_{K\Lambda N}$$

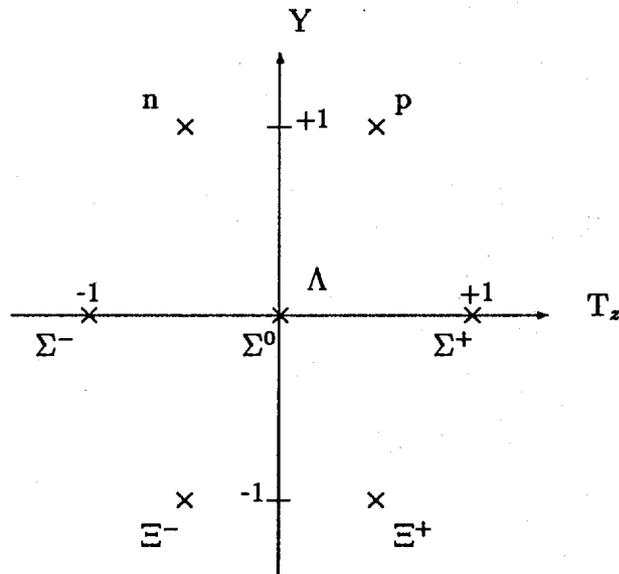
et donc:

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

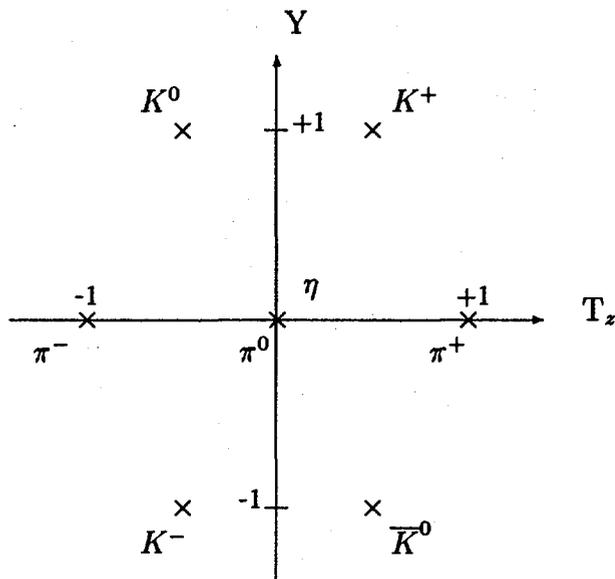
# Annexe J

## Multiplets de SU(3)

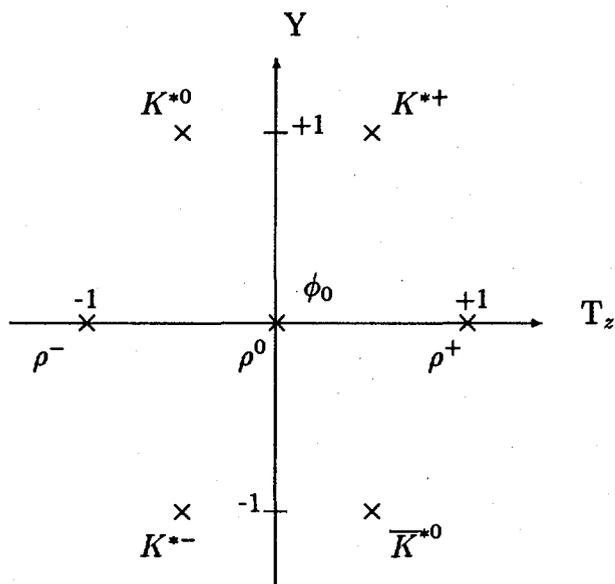
### J.1 Octet $J^\pi = \frac{1}{2}^+$



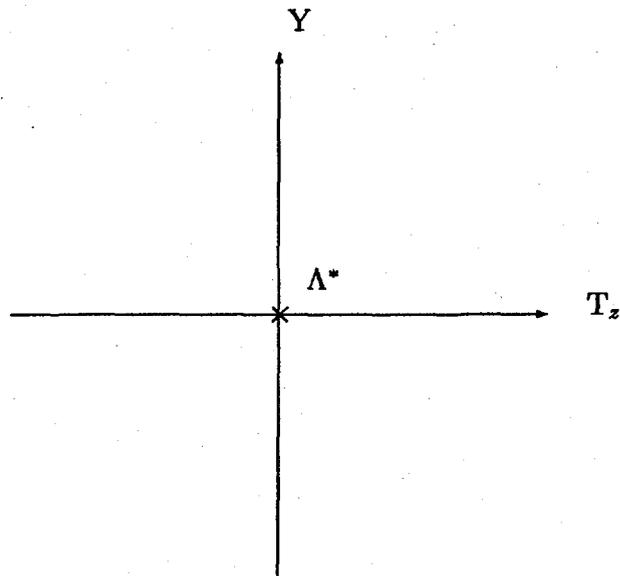
### J.2 Octet $J^\pi = 0^-$



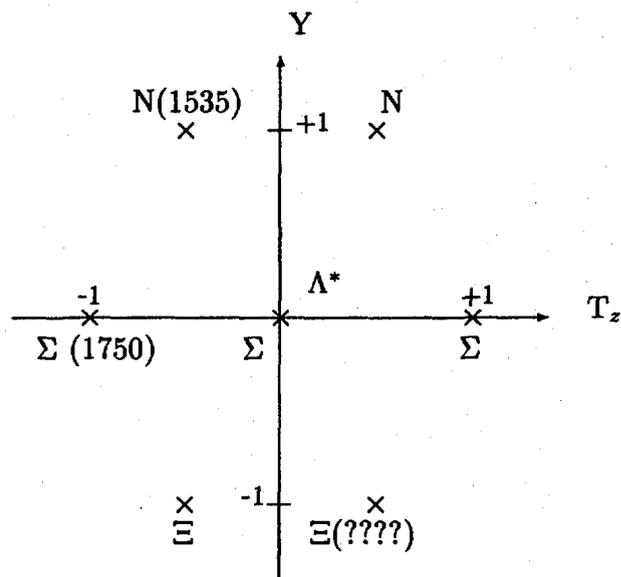
### J.3 Octet $J^\pi = 1^-$



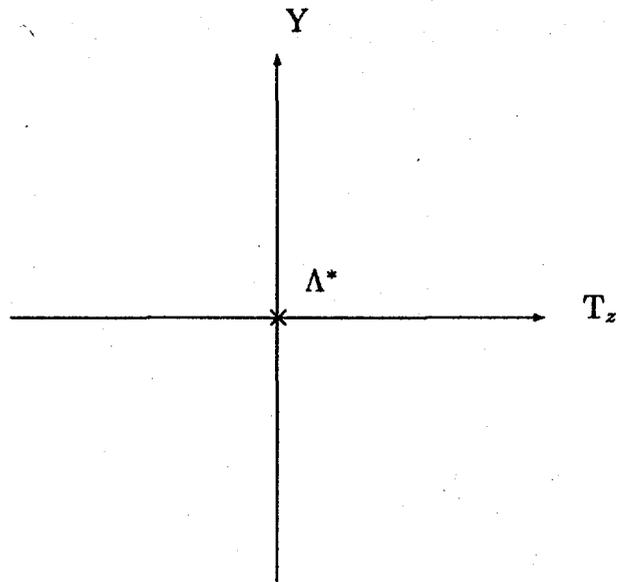
**J.4 Singlet  $J^\pi = \frac{1}{2}^-$**



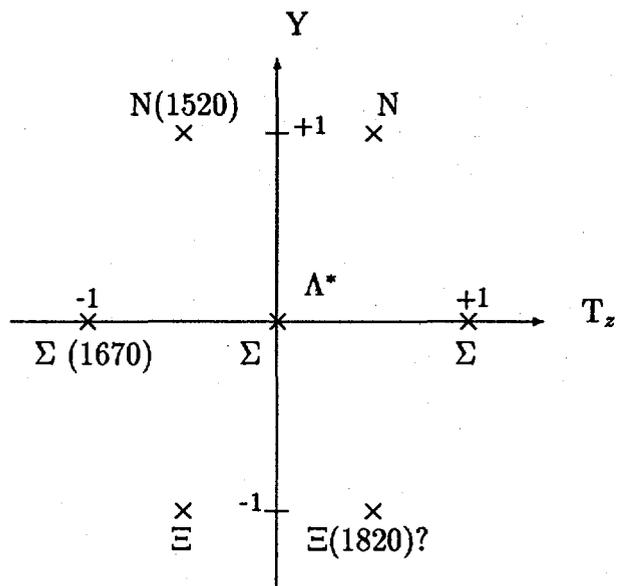
**J.5 Octet  $J^\pi = \frac{1}{2}^-$**



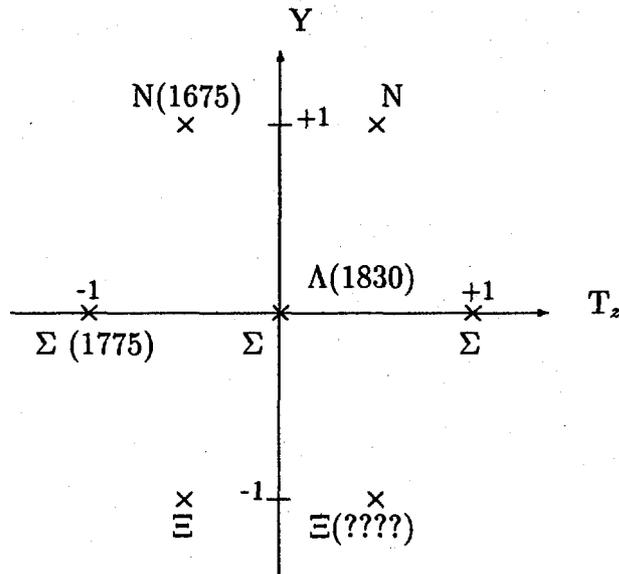
**J.6 Singlet  $J^\pi = \frac{3}{2}^-$**



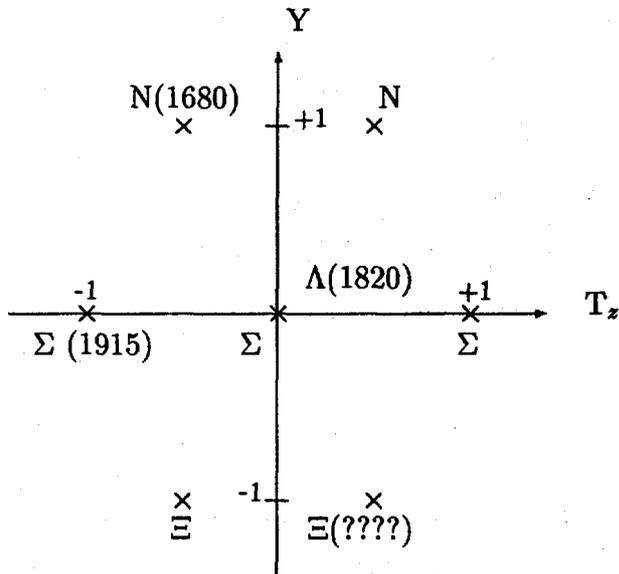
**J.7 Octet  $J^\pi = \frac{3}{2}^-$**



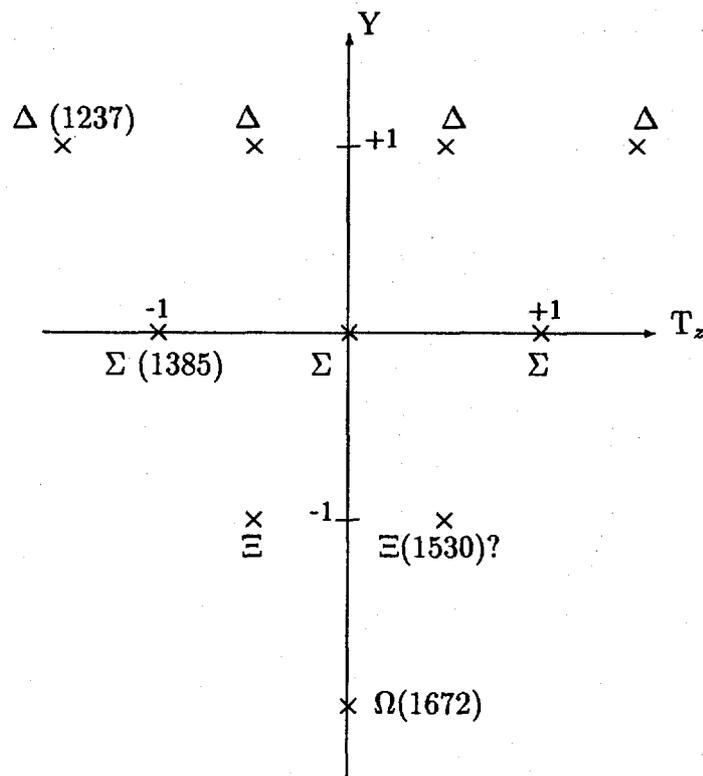
**J.8 Octet  $J^\pi = \frac{5}{2}^-$**



**J.9 Octet  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$**



# J.10 Décuplet $J^\pi = \frac{3}{2}^+$



# Bibliographie

## [1] Rapports

- [PDG90] Particle Data Group  
Phys. Letters **B239** (1990)
- [Dec70] D. Décamp, B. Dudelzak, P. Eschstruth et Th. Fourneron  
Orsay Linear Accelerator Report LAL-1236 (1970)

## Articles

- [Ade85] R. A. Adelseck, C. Bennhold, and L. E. Wright  
Phys. Rev. C **32**, 1681 (1985)
- [Ade88-1] R. A. Adelseck and L. E. Wright  
Phys. Rev. C **38**, 1965 (1988)
- [Ade90] R. A. Adelseck and B. Saghai  
Phys. Rev. C **42**, 108 (1990)
- [Alt78] K. H. Althoff et al.,  
Nucl. Phys. **B137**, 261 (1978)
- [Ant87] J. Antolin  
Phys. Rev. D **35**, 122 (1987)
- [Aze75] T. Azemoon *et al.*  
Nucl. Phys. **B95**, 77 (1975)
- [Bar72] B. Bartoli, F. Felicetti and V. Silvestrini  
Rivista del Nuovo Cimento, vol. 2, no. 3, 241 (1972)
- [Ben89] C. Bennhold  
Phys. Rev. C **39**, 1944 (1989)

- [Blo77] I. Blomqvist, and J. M. Laget  
Nucl. Phys. **A280**, 405 (1977)
- [Boc94] M. Bockhorst et al.  
Z. Phys. C **63**, 37-47 (1994)
- [Boz83] M. Bozoian, J. C. H. Doremalen, and H. J. Weber  
Phys. Lett. **122B**, 138 (1983)
- [Che57] G. F. Chew, F. E. Low, M. Goldberger, Y. Nambu  
Phys. Rev. **106**, 1345 (1957)
- [Cle75] J. Cleymans and F. E. Close  
Nucl. Phys. **B85**, 429 (1975)
- [Coh89] J. Cohen  
Phys. Rev. C **39**, 2285 (1989)
- [Dar85] J. W. Darewych, R. Koniuk, and N. Isgur  
Phys. Rev. D **32**, 1765 (1985)
- [Dono82] J. F. Donoghue and B. R. Holstein  
Phys. Rev. D **25**, 2015 (1982)
- [Dov82] C. B. Dover and G. E. Walker  
Phys. Report **89**, 1 (1982) 1-177
- [Gou63] M. Gourdin and J. Dufour  
Nuevo Cimento **27**, 1410 (1963)
- [Gou63-2] M. Gourdin and Ph. Salin  
Nuovo Cimento **27**, 193 (1963)
- [Gre77] W. Grein  
Nucl. Phys. **B131**, 255 (1977)
- [Ji88] Chueng-Ryong Ji and Stephen R. Cotanch  
Phys. Rev. C **38**, 2691 (1988)
- [Kon80] R. Koniuk and N. Isgur  
Phys. Rev. D **21**, 1868 (1980)
- [Mar81] A. D. Martin  
Nucl. Phys. **B179**, 33 (1981)

- [Ren71] F. M. Renard and Y. Renard  
Nucl. Phys. **B25**, 490 (1971)
- [Ren71] Y. Renard  
Nucl. Phys. **B40**, 499 (1972)
- [Ros88] A. S. Rosenthal *et al.*  
Ann. Phys. (N.Y.) **184**, 33 (1988)
- [Sch73] W. Schorsch, J. Tietge, W. Weilnbock,  
Nucl. Phys. **B55**, 493 (1973)
- [Tan89] H. Tanabe, M. Kohno, and C. Bennhold  
Phys. Rev. C **39**, 741 (1989)
- [Tho66] H. Thom  
Phys. Rev. **151**, 1322 (1966)
- [Whi89] D. A. Whitehouse *et al.*  
Phys. Rev. C **43**, 452 (1991)
- [Wil91] Robert Williams, Chueng-Ryong Ji, and Stephen R. Cotanch  
Phys. Rev. Lett. **63**, 1352 (1991)
- [Wil92] Robert Williams, Chueng-Ryong Ji, and Stephen R. Cotanch  
Phys. Rev. C **46**, 1617 (1992)
- [Wor88] R. L. Workman and Harold W. Fearing  
Phys. Rev. C **37**, 3117 (1988)

### Conferences et Workshop

- [Dav94-1] J.-C. David, C. Fayard, G. H. Lamot, and B. Saghai  
*Kaon Photoproduction: Effect of Spin-3/2 Resonances*  
14<sup>th</sup> International IUPAP Conference on Few Body Problems in Physics 26-31  
May 1994/Williamsburg, Virginia
- [Dav94-2] J.-C. David, C. Fayard, G. H. Lamot, F. Piron and B. Saghai  
*Photoproduction of  $K^+\Sigma^0$  on the Proton*  
International Symposium on High Energy Spin Physics and Polarization Phenomena in Nuclear Physics  
SPIN 94 15-22/9/94 Bloomington, Indiana

- [Lev69] R. Levi Setti  
*Baryon Strange Resonances*  
 Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles.  
 Lund (Sweden) June 25- July 1, 1969
- [Sag94] B. Saghai and F. Tabakin  
*Duality and  $K^+A$  photoproduction on the Proton*  
 International Symposium on High Energy Spin Physics and Polarization Phenomena in Nuclear Physics  
 SPIN 94 15-22/9/94 Bloomington, Indiana

### Livres

- [Bjo64] J. D. Bjorken and S. D. Drell  
*Relativistic Quantum Mechanics*  
 (McGraw-Hill, New York, 1964)
- [Hal84] F. Halzen and A. D. Martin  
*Quarks and Leptons*  
 (John Wiley & Sons, 1984)
- [Gel64] M. Gell-mann, and Y. Ne'eman  
*Frontiers in Physics*, 1963
- [Pil67] H. Pilkuhn  
*The Interactions of Hadrons*  
 (North-Holland, Amsterdam, 1967)

### Thèses

- [Ade85] Ralf Anton Adelseck  
 Master of Sciences, Ohio University, March 1985
- [Ade88-2] Ralf Anton Adelseck  
 Ph. D. Thesis, Ohio University, June 1988
- [Ren71] Yvette Renard  
 Thèse de Doctorat d'Etat ès-Sciences Physiques, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Mars 1971

[Wil93]

Robert Allen Williams Jr.

*A Crossing and Duality Consistent Model of  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$  and  $\Lambda(1405)$  Hyperon Formation in Kaon Electromagnetic Production and Capture Reactions.*

Ph. D., Raleigh University 1993