

A2000270

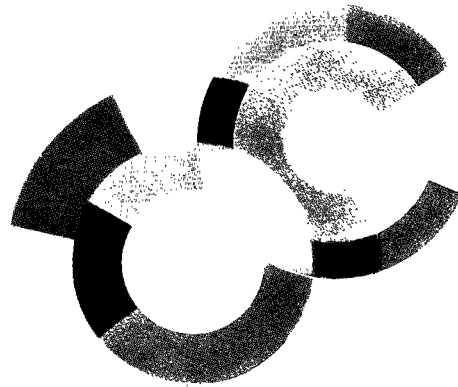


FR0202944



CEA/SACLAY
DSM

Pascal Oswald



DAPNIA/SPhN-01-04-T

Thèse soutenue
le 9/11/2001

PHOTO- ET ÉLECTRO-PRODUCTION DE KAONS
SUR LE NUCLÉON ET LE DEUTON

DAPNIA

Pascal OSWALD

No d'ordre : 176 -2001

année 2001

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

présentée et soutenue publiquement le 09 novembre 2001

par *Pascal OSWALD*

PHOTO- ET ÉLECTRO-PRODUCTION DE KAONS SUR LE NUCLÉON ET LE DEUTON

JURY :	M. Sigfrido BOFFI	Rapporteur
	M. Jean-Christophe DAVID	
	M. Claude FAYARD	Président
	M. Jean LABARSOUQUE	Rapporteur
	M. Harry LEE	
	M. Dominique REBREYEND	
	M. Bijan SAGHAI	Directeur

"Je crois que l'un des motifs les plus puissants qui conduise les hommes à l'art et à la science est le désir de s'évader de la vie quotidienne avec son apreté douloureuse et son vide désespérant d'échapper aux désirs toujours changeants."

Einstein

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. Sigfrido Boffi et Jean Labarsouque d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail de thèse. Je vous remercie d'avoir consacré de votre temps à la lecture du document.

Je voudrais exprimer ma gratitude à M. Bijan Saghai, mon directeur de thèse, dont l'écoute et la disponibilité m'ont été précieuses. Je souhaite associer à ces remerciements M. Claude Fayard, pour son aide à l'élaboration des formalismes et pour la relecture du mémoire, ainsi que Harry Lee pour son précieux apport au chapitre 5.

Je tiens également à remercier les membres du jury : M. Jean-Christophe David, Harry Lee, Dominique Rebreyend pour l'attention qu'ils ont bien voulu porter à mon travail.

Je remercie tout particulièrement Pierre François Honoré pour m'avoir fait profiter de ses connaissances en informatique tout au long des trois années.

Enfin une mention spéciale à Alexia H. et Emmanuelle B. pour votre aide pour la préparation du pot de thèse.

Je dédie finalement ce travail de thèse à ma grand-mère et ma mère...

Résumé

Nous présentons une étude phénoménologique basée sur une approche de Lagrangien effectif, via les diagrammes de Feynman au premier ordre, pour décrire les réactions de photoproduction d'étrangeté sur le proton : $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda, K^+\Sigma^0, K^0\Sigma^+, K^+\Lambda^*(1405)$; sur le neutron : $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$; et sur le deuton $d(\gamma, K^+)X$ dans l'approximation de l'impulsion relativiste, ainsi que l'ensemble des ces processus avec un faisceau d'électrons. Notre formalisme incorpore également les réactions de capture radiative $K^-p \rightarrow \gamma\Lambda, \gamma\Sigma^0$. Les paramètres libres des modèles sont déterminés par des ajustements sur l'ensemble des résultats expérimentaux disponibles pour les observables de ces réactions, du seuil à $E_\gamma^{lab} \simeq 2.5$ GeV. Le formalisme des effets hors-couche inhérents au traitement des résonances nucléoniques et hyperoniques de spin 3/2, déjà développé pour la production de $K^+\Lambda$, est généralisé à l'ensemble des réactions ci-dessus. Une étude approfondie des facteurs de forme électromagnétiques des hadrons étranges via les réactions d'électroproduction est effectuée. Nous avons également introduit des facteurs de forme aux vertex hadroniques dans la description des réactions de photo- et électro-production, tout en préservant l'invariance de jauge. Le formalisme ainsi développé est utilisé dans la recherche de modèles pour la production électromagnétique d'étrangeté associée sur le nucléon et le deuton. Après une étude détaillée des ingrédients des mécanismes des réactions, nous présentons des modèles relativement simples permettant de décrire les données disponibles. Enfin, nous mettons en exergue la spécificité de chaque observable et proposons des perspectives pour des études expérimentales et théoriques en la matière.

Abstract:

A formalism, based on an effective Lagrangian approach using Feynman diagrammatic techniques in tree approximation, which includes the nucleonic, hyperonic and kaonic resonances, is developed for the following reactions: $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda, K^+\Sigma^0, K^0\Sigma^+, K^+\Lambda^*(1405)$; $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$; $d(\gamma, K^+)X$. The formalism is extended to the associated strangeness electroproduction for the same processes. This approach incorporates also the crossing symmetry channels $K^-p \rightarrow \gamma\Lambda, \gamma\Sigma^0$. Our formalism embodies the off-shell effects inherent to the fermions with spin $\geq 3/2$, various hadron electromagnetic form factors, as well as form factors at strong vertices preserving the gauge invariance. The free parameters of the built models are extracted by fitting procedures applied to the available data bases for the elementary processes. All the relevant data are well reproduced with rather simple models. The role played by different ingredients of the models in the reactions mechanisms are thoroughly studied. The sensitivity to the phenomenological models ingredients of different reactions and/or observables with respect to the underlying reaction mechanisms is singled out and suggestions for further experimental and theoretical investigations are emphasized.

Table des matières

INTRODUCTION	1
1 Cadre général	5
1.1 La réaction élémentaire	7
1.1.1 Les pionniers	7
1.1.2 Un nouvel élan	7
1.1.3 Approfondissement	8
1.1.4 Raffinement	8
1.1.5 Extension du formalisme à la production de résonances hypéroniques	9
1.2 Opérateur élémentaire et systèmes complexes	10
1.2.1 Production d'étrangeté sur le deutérium	10
1.2.2 Hypernoyaux	11
2 Formalisme	13
2.1 Approche isobarique	13
2.1.1 Structure des amplitudes	16
2.2 Les observables	16
2.2.1 L'électroproduction	17
2.2.2 La photoproduction	18
2.3 Traitement des particules massives de spin $\frac{3}{2}$	19
2.3.1 Propagateur de la particule de spin $\frac{3}{2}$	19
2.3.2 Particule de spin $\frac{3}{2}$ et traitement off-shell	20
2.3.3 L'avant traitement off-shell	21
2.4 Formalisme pour la photo- et électroproduction de $\Lambda(1405)$	21
2.4.1 Formalisme	22
2.4.2 Règle de passage des amplitudes	24
2.5 Formalisme pour la photoproduction de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron	26
3 Facteurs de forme	31
3.1 Facteurs de forme électromagnétiques	31
3.1.1 Facteurs de forme des nucléons	31
3.1.2 Les facteurs de forme des hypérons	33
3.1.3 Les facteurs de forme des kaons	36
3.2 Facteurs de forme forts	38
3.2.1 Problématique : Construction d'un courant absorbeur	38

3.2.2	Modèle de Ohta	39
3.2.3	Modèle de Haberzettl	40
3.2.4	Modèle de Davidson et Workman	40
3.3	Expressions des facteurs de forme forts	41
4	Résultats et discussions	45
4.1	Base de données	45
4.1.1	Production de $K\Lambda$	45
4.1.2	Production de $K\Sigma$	49
4.1.3	Production de $K\Lambda(1405)$	50
4.2	Procédure de recherche de modèles et lissage des données	50
4.3	Photo- et électro-production de $K^+\Lambda$ sur le proton	52
4.3.1	Historique	52
4.3.2	Évolution des modèles	54
4.3.3	Influence des facteurs de forme forts	63
4.4	Photo- et électro-production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton	70
4.4.1	Point de départ	70
4.4.2	Stratégie de développement	82
4.4.3	Modèle avec facteurs de forme forts pour la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton	83
4.5	Photo et électro-production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron	83
4.6	Photoproduction de $K^0\Sigma^+$ sur le proton	87
4.7	Électroproduction de $K^+\Lambda(1405)$	90
5	Électroproduction d'étrangeté sur le deuton	95
5.1	Hypothèses et observables	95
5.1.1	Hypothèses	95
5.1.2	Observables	97
5.2	Interaction dans l'état final : potentiel hypéron-nucléon (YN)	99
5.2.1	Interactions libres ΛN et ΣN	100
5.2.2	Les modèles de potentiels YN de Nijmegen	100
5.2.3	Les autres modèles de potentiels	102
5.3	Sensibilité à l'opérateur élémentaire	102
5.4	Les résultats sans interaction dans l'état final	104
	Conclusions	107
	Bibliographie	109
	Annexe A	115
	Annexe B	117
	Annexe C	119
	Annexe D	123

Liste des figures

1.1	Présentation des termes de Born, et des voies intervenant dans un modèle isobarique	6
2.1	Présentation des différents diagrammes entrant dans le modèle isobarique.	14
2.2	Définition du plan hadronique et leptonique pour l'électroproduction du kaon.	18
2.3	Représentation tridimensionnelle du multiplet SU(3), avec la composition en quarks de chacune des particules.	29
3.1	Localisation des vertex où interviennent les facteurs de forme forts et électromagnétiques.	32
3.2	Facteurs de forme $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ de Λ et Σ^0 obtenus par le formalisme VDM de Williams <i>et al.</i> [20, 55, 56] , que l'on compare au facteur de forme du neutron [54].	35
3.3	Facteurs de forme des kaons : d'après Adelseck [16] (monopolaire), Williams [53] (VDM) et Cardarelli [57] (quarks constituants). Les données sont extraites de l'article de Dally <i>et al.</i> [58]	37
3.4	Évolution de $F_{m,\Lambda}(s)$ et $G_{m,\Lambda}(s)$ en fonction de s pour différentes valeurs du cut-off Λ , avec $m =$ masse du proton. Ce comportement reste valable pour la voie u et la voie t. On remarquera que le pic est centré sur la valeur de m	42
3.5	Évolution de $F_{m,\Lambda}(s)$ et $G_{m,\Lambda}(s)$ en fonction de s pour différentes valeurs de la masse m , avec $\Lambda = 1$ GeV. Le comportement reste le même pour la voie u et la voie t.	43
4.1	Comparaison des distributions angulaires et section efficace totale de photoproduction de $K^+\Lambda$ sur le proton données par les expériences de SAPHIR (cercles pleins) et BOC'94 (cercles et losanges vides).	46
4.2	Comparaison des données d'électroproduction de l'équipe de CEBAF (Niculescu) et de l'équipe de Maryland	48
4.3	Comparaison des distributions angulaires et section efficace totale de photoproduction de $K^+\Sigma^0$ sur le proton données par les expériences SAPHIR (cercles pleins) et BOC'94 (cercles et losanges vides)	49

4.4	Section efficace totale de production de $K^+\Lambda$ sur le proton en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Toutes les courbes ont en commun les termes de Born, l'échange de $K^*(892)$, $K_1(1270)$ et les résonances nucléoniques N_4 , N_6 et N_7 . La courbe en tireté court est l'illustration d'un modèle utilisant cette simple configuration en résonances. La courbe en pointillé est le même modèle mais avec un traitement off-shell . La courbe en trait plein est le même modèle mais où l'on a ajouté les résonances L_5 et L_8 . La courbe en tireté-pointillé est le modèle de Bennhold contenant la résonance manquante $D_{13}(1895)$. Enfin la courbe en tireté gras est le résultat d'un modèle de quarks. . . .	56
4.5	Prédiction de la section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ à partir des modèles A, B, C et SL après minimisation sur l'ensemble des données (anciennes données + SAPHIR + ANL + Maryland). Cette figure montre bien l'influence de la résonance de spin $\frac{3}{2}$ dans la voie u pour reproduire la structure. Les données expérimentales sont celles de SAPHIR.	58
4.6	Distributions angulaires et fonctions d'excitation obtenues avec le modèle C, comparées aux données de SAPHIR (cercles vides) et aux anciennes données (Carrés vides)	59
4.7	Polarisations P, T et Σ à différentes énergies obtenues avec le modèle C, que l'on compare aux données de SAPHIR (cercles vides) sur lesquelles on n'a pas minimisées et aux anciennes données (carrés vides). Les courbes tiennent compte de l'échantillonnage utilisé par les expérimentateurs. En l'occurrence pour l'observable P, les points sont donnés après intégration entre 0.92 et 1.00 GeV.	60
4.8	Section efficace d'électroproduction $d\sigma_{UL}$ non polarisée à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$	63
4.9	Décomposition de la section efficace d'électroproduction suivant ses composantes longitudinale et transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$	64
4.10	Rapport $R = \frac{d\sigma_L}{d\sigma_U}$: section efficace longitudinale sur section efficace transverse pour : a) $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $t = -0.74 \text{ GeV}^2$; b) $s = 5.00 \text{ GeV}^2$ et $t = -0.15 \text{ GeV}^2$	65
4.11	Décomposition de la section efficace d'électroproduction suivant ses composantes d'interférence longitudinale-transverse et transverse-transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$	66
4.12	Section efficace totale de réaction de production de $K^+\Lambda$ obtenue en introduisant les facteurs de forme de Workman dans le modèle C comparée aux données de SAPHIR et au modèle C sans facteur de forme fort. On présente également l'influence de bornes sur certaines constantes de couplage quand on introduit les facteurs de forme forts.	68
4.13	Illustration de l'atténuation des termes de Born quand on introduit les facteurs de forme forts.	69
4.14	Section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$. Les données de SAPHIR sont les cercles vides alors que les cercles pleins correspondent aux anciennes données. SL'96 est le modèle SL publié en 1996 et SL'01, est le modèle SL après minimisation sur l'ensemble de la base de données.	73

4.15	Distributions angulaires et fonctions d'excitation de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$. Les données de SAPHIR sont les cercles vides, alors que les carrés pleins correspondent aux anciennes données de BOC'94. Les triangles vides sont les données de la première période 58-78. SL'96 est le modèle SL publié en 1996, et SL'01 est le modèle SL après minimisation sur l'ensemble de la base de données.	75
4.16	Section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ non polarisée à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour le M-15 et M-24, avec différents facteurs de forme kaoniques.	77
4.17	Décomposition de la section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ suivant ses composantes longitudinale et transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$, pour M-15 et M-24, avec différents facteurs de forme pour les kaons.	78
4.18	Rapport $R = \frac{d\sigma_L}{d\sigma_U}$ section efficace longitudinale/section efficace transverse pour l'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour a) M-15 et b) M-24 avec différents facteurs de forme pour les kaons.	79
4.19	Décomposition de la section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ suivant ses composantes d'interférence longitudinale-transversale et transverse-transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour les modèles M-15 et M-24 avec différents facteurs de forme pour les kaons.	80
4.20	Comparaison des sections efficaces totales $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ obtenues avec les modèles M-15, M-24 et SN. Les données de SAPHIR sont les cercles vides, et les cercles pleins correspondent aux anciennes données.	84
4.21	Comparaison des distributions angulaires et fonctions d'excitation de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ obtenues avec les modèles M-15, M-24 et SN. Les données de SAPHIR sont les cercles vides, et les carrés pleins correspondent aux anciennes données de BOC'94. Les triangles vides sont les données de la première période 58-78.	85
4.22	Influence du choix du rapport f^* sur la prédiction de la section efficace totale de la réaction $\gamma n \rightarrow K^-\Sigma^+$ avec le modèle de Bennhold	86
4.23	Section efficace totale (courbe en trait plein gras) de la réaction $\gamma n \rightarrow K^-\Sigma^+$ avec le modèle SN, et contribution des diverses résonances au mécanisme de réaction.	88
4.24	Section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+$	89
4.25	Distribution angulaire $\gamma + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+$	90
4.26	Section efficace non polarisée $d\sigma_{UL}$ à $s = 6.25 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = -0.33 \text{ GeV}^2$, $\epsilon = 0.65$. Les points expérimentaux sont ceux de Azmoon <i>et al.</i> [24].	91
5.1	Cinématique de l'électroproduction d'hypéron sur le deuton.	96
5.2	Influence de l'opérateur élémentaire de production de $K^+\Lambda$ sur le proton sur la section efficace et l'asymétrie d'électroproduction de $K^+\Lambda$ sur le deuton	103

5.3 Comparaison aux données d'Argonne [49] des prédictions de nos modèles pour la réaction $ed \rightarrow e'K^+YN$ dans le cadre de l'approximation du neutron spectateur à $E_{in} = 3.245 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = 0.367 \text{ GeV}^2$, $s = 3.61 \text{ GeV}^2$ et $\theta_K = 1.5^\circ$ 105

Liste des tableaux

0.1	Nombre de points disponibles pour chacune des réactions. On appelle "anciennes données" les données acquises entre 1958 et 1978, et "nouvelles données" celles acquises entre 1994 et 2001	2
0.2	Seuil de production W_{seuil} et énergie de faisceau $E_{Faisceau}^{Seuil}$ nécessaire à la production des différentes voies.	4
2.1	Particules ou résonances, de masse inférieure à 2 GeV, pouvant entrer dans le mécanisme de réaction.	15
2.2	Vertex pour l'électroproduction de Λ et Λ^* . Dans les voies s, t, u , $Y = \Lambda, \Lambda^*$ représente l'hypéron produit. Pour le vertex K^+Yp dans la voie u , $Y = \Lambda, \Sigma$ représente la particule échangée. Dans le vertex $Y'Y\gamma$, $Y' = \Lambda, \Sigma$ représente la particule échangée. Les matrices $\Gamma(+)=i\gamma_5$ et $\Gamma(-)=1$ assurent la conservation de la parité aux vertex électromagnétiques et hadroniques. La parité intrinsèque π_Y vaut (+) pour $Y = \Lambda, \Sigma$, et (-) pour $Y = \Lambda^*$	23
2.3	Relations entre \mathcal{A}_j^Λ et $\mathcal{A}_j^{\Lambda^*}$. Il est entendu que l'on fait : $M_\Lambda \rightarrow M_{\Lambda^*}$, où M_Λ est la masse de l'hypéron produit.	27
3.1	Paramètres pour le facteur de forme électromagnétique obtenus par Gari-Krumpelmann. Les cu off sont donnés en $(GeV/c)^2$	34
3.2	Mésons mis en jeu dans le modèle VDM de Williams et al. [3, 53] pour le calcul des facteurs de forme hypéroniques et les valeurs des constantes de couplage	36
4.1	Nombre de points obtenus pour chaque observable pour la production de $K^+\Lambda$ par chacune des équipes	48
4.2	Nombre de points obtenus pour chaque observable pour la production de $K^+\Sigma^0$ par chacune des équipes	50
4.3	Nom de la configuration en fonction du choix des facteurs de forme électromagnétiques des kaons	51
4.4	Description schématique des modèles. Les numéros des réactions se réfèrent aux réactions données dans l'introduction.	55
4.5	Les résonances mises en jeu dans les différents modèles pour la réaction de production de $K^+\Lambda$	55

4.6	Évolution du χ^2 réduit pour chacun des modèles SL, A, B, C pour la production de $K^+\Lambda$ sur le proton après ajout de l'ensemble des données de chacune des équipes (SAPHIR, ANL, Maryland). Les bases de données anciennes se réfèrent aux données acquises entre 1950 et 1978.	57
4.7	χ^2 réduit pour différent choix du facteur de forme du kaon pour les modèles A, B, C et SL.	61
4.8	Valeur des constantes de couplage pour chacun des modèles de la voie $K^+\Lambda$. \mathcal{C} est un modèle dans lequel on introduit les facteurs de forme forts de Workmann (eq.3.44) avec $F_{m,\Lambda}(x)$ (eq. 3.45) dont la masse utilisé est celle du proton. Par ailleurs \mathcal{C} est le modèle sur lequel on a imposée des bornes sur les couplages des résonances L5 et S1 lors de la minimisation.	62
4.9	χ^2 réduit pour le modèle C avec différent facteurs de forme. Pour chaque modèle de facteur de forme fort on a effectué deux lissages : un premier avec la masse du proton et le second en introduisant dans le facteur de forme fort la masse du baryon échangé.	67
4.10	Les résonances mises en jeu dans les différents modèles pour la réaction de production de $K^+\Sigma^0$. \mathcal{A}' est le modèle transition. SL-(N1,N8), M-15 = \mathcal{A}' -(L5,S1) et M-24 = M-15 + <i>traitement off-shell</i> . Enfin \mathcal{SN} est un modèle permettant à partir de la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton, de reproduire de façon satisfaisante la production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron.	71
4.11	Évolution du χ^2 du modèle SL quand on supprime les résonances N1, N8, L5, S1. Pour mémoire, on rappelle que la base de données comporte 351 points.	72
4.12	Valeur des constantes de couplage pour chacun des modèles de la voie $K^+\Sigma^0$. Le modèle \mathcal{SN} contient les facteurs de forme forts de Workman avec $F_{m,\Lambda}$ et la masse du proton. Le cut-off Λ_1 est appliqué aux facteurs de forme forts des termes de Born et le cut-off Λ_2 est appliqué aux facteurs de forme forts des termes résonnants.	76
4.13	Évolution du χ^2 réduit du modèle SL quand on introduit les nouvelles données dans la base de données. (ffe = facteur de forme électromagnétique)	81
4.14	Comparaison des χ^2 réduits pour une même configuration en résonances, mais ayant une modélisation des facteurs de forme différente. Dans un cas on utilise l'approximation par le facteur de forme du neutron, dans l'autre on utilise une modélisation VDM.	81
4.15	Comparaison des χ^2 réduits pour une même configuration en résonance mais avec des facteurs de forme kaoniques différents (le facteur de forme de la particule Σ^0 est approximé par celui du neutron).	81
4.16	Amplitudes d'hélicité et rapports des amplitudes f^* expérimentales et théoriques.	92
4.17	Valeurs des constantes de couplage du modèle SM décrivant le mécanisme de réaction de $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$	93
4.18	Comparaison des valeurs des constantes de couplage obtenues par la collaboration Saclay-Lyon pour les mécanismes de réaction utilisés par Williams.	93

- 5.1 Dans ce tableau on présente les données de Azemoon [24] pour la réaction $ep \rightarrow e'K^+\Lambda(1405)$ afin de relier le t' à t pour chacun des points. Il faut savoir que $t' = t - t_{min}$ où t_{min} est évalué pour chacun des couples (s, Q^2) 123

INTRODUCTION

Dans le domaine des énergies intermédiaires, si l'on connaît relativement bien l'interaction Nucléon-Nucléon, qui fait intervenir les quarks u et d , l'on connaît assez mal en revanche les interactions faisant intervenir l'étrangeté, c'est à dire le quark s . Le nombre quantique d'étrangeté apporté par le quark s pour la description des interactions hypéron-hypéron, hypéron- nucléon et de la production des résonances hadroniques étranges introduit un nouveau degré de liberté dans ce domaine. Ce quark présente également l'intéressante caractéristique de ne pas être un quark de valence pour le nucléon, mais un quark de la mer. Aussi, afin de mieux comprendre les réactions mettant en jeu les trois quarks les plus légers, et ceci au sein d'un même multiplet de $SU(3)$ (l'octet des baryons), on a d'abord étudié les réactions (π^+, K^+) et (K^-, π^-) pour des raisons de disponibilité de faisceaux. Mais l'inconvénient de ces réactions est qu'elles mettent en jeu l'interaction forte dans les voies d'entrée et de sortie. Or, il est plus intéressant d'avoir dans une voie l'interaction forte, et dans l'autre une interaction bien connue, ce qui limite la difficulté et rend la théorie plus fiable. Pour remédier à cela il est préférable d'utiliser la sonde électromagnétique. De plus, la conservation de l'étrangeté par l'interaction électromagnétique conduit à la production d'une paire de particules étranges dans le domaine en énergie qui nous intéresse. Dans ce contexte la photoproduction d'étrangeté sur le nucléon ($\gamma + N \rightarrow K + \text{Hypéron}$) et/ou l'électroproduction ($e + N \rightarrow e' + K + \text{Hypéron}$) sont des processus appropriés pour l'étude de la production d'étrangeté.

L'investigation de ces réactions a commencé au début des années 50, et les premiers modèles théoriques furent développés dans les années 60-70 par Thom [1] et par Renard et Renard [7]. Ces modèles étaient basés sur une approche de Lagrangien effectif faisant apparaître des paramètres (entre autres les constantes de couplage kaon-hypéron-nucléon : $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$) ajustables sur les données. Mais à cette époque, les théoriciens ne disposaient que de peu de points expérimentaux, et ils ont donc obtenu des résultats peu réalistes, ce qui a ralenti les investigations phénoménologiques relatives à cette réaction. Néanmoins au début des années 80, le sujet reprit de l'intérêt avec les projets de nouveaux accélérateurs tels que CEBAF¹(Virginie), ELSA ²(Bonn), ESRF/GRAAL³ (Grenoble).

¹CEBAF : Continuous Electrons Beam Accelerator Facility

²ELSA : ELectron Stretcher Accelerator

³ESRF/GRAAL : European Synchrotron Radiation Facility/GRenoble Anneau Accélérateur Laser

no	Réactions	Nombre de points	
		1958 - 1978	1994 - 2001
(1)	$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	137	211
(2)	$ep \rightarrow e' K^+ \Lambda$	66	86
(3)	$K^- p \rightarrow \gamma \Lambda$	1 ^(*)	0
(4)	$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	75	188
(5)	$ep \rightarrow e' K^+ \Sigma^0$	38	70
(6)	$K^- p \rightarrow \gamma \Sigma^0$	1 ^(*)	0
(7)	$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$	2	23
(8)	$ep \rightarrow e' K^+ \Lambda(1405)$	45	0

(*) publié en 1989

Tableau 0.1: Nombre de points disponibles pour chacune des réactions. On appelle "anciennes données" les données acquises entre 1958 et 1978, et "nouvelles données" celles acquises entre 1994 et 2001

Regroupé en deux périodes, on donne dans le tableau 0.1 le nombre de points expérimentaux pour chacune des réactions que l'on va étudier. On constate que la base de données a été abondamment nourrie depuis le début des années 90.

Les théoriciens, quant à eux, ont commencé par étudier la production de $K\Lambda$ sur un proton car, l'hypéron Λ ayant un isospin nul, seules les résonances baryoniques d'isospin $\frac{1}{2}$ peuvent contribuer au mécanisme de réaction. Ainsi, au début des années 90, Adelseck et Saghai [2] ont étudié la réaction (1) pour des énergies $E_\gamma^{lab} < 1.5$ GeV (on donne dans la Table 0.2 les seuils de production de chacune des réactions). En 1992 Williams-Ji-Cotanch (WJC) [3] présentèrent une étude pour l'ensemble des réactions (1) à (7), excepté le processus (4).

Il a fallu attendre 1996, avec la collaboration Lyon-Saclay [4] pour obtenir une étude des sept réactions pour des énergies allant jusqu'à 2.5 GeV. Ultérieurement, cette collaboration s'est attelée à introduire dans le formalisme de production de $K^+\Lambda$ sur le proton des raffinements tels que le traitement off-shell [5] des particules de spin $\frac{3}{2}$ et les facteurs de forme électromagnétiques des hyperons [6]. Ces études ont été faites en minimisant sur la base de données composée des points acquis essentiellement sur la période 1958-1978. Quant à la réaction de production de $K^+\Lambda(1405)$ sur le proton, elle n'a pas encore été étudiée par la collaboration Lyon-Saclay, par contre elle l'a été par Williams-Ji-Cotanch(WJC) [3] en 1992. Cette réaction a la particularité d'avoir une base de données composée de 45 points et qui date de 1975.

Le travail présenté dans ce manuscrit porte en partie sur l'introduction des raffinements nécessaires dans le formalisme de $K^+\Sigma^0$, la recherche d'un modèle plus réaliste pour la réaction $K^0\Sigma^+$, et l'extension du formalisme basé sur un Lagrangien effectif

à la production de $K^+\Lambda(1405)$ sur le proton. Outre l'intérêt intrinsèque de l'étude des réactions élémentaires, une autre finalité de l'étude de ces opérateurs élémentaires est d'acquérir suffisamment de connaissances afin d'étudier les hypernoyaux à l'aide des sondes électromagnétiques, ce qui est d'une importance primordiale dans la compréhension des interactions entre les nucléons et les particules étranges. Un hypernoyau est un noyau où un nucléon a été remplacé par un hypéron, le plus souvent un Λ . La particule Λ , plongée dans le milieu nucléaire, interagira avec les nucléons environnants, et verra par exemple son temps de vie modifié par rapport à celui de la particule libre. L'implantation de l'étrangeté dans le noyau est une voie attractive pour sonder le noyau. En effet, une particule étrange n'étant pas soumise au principe de Pauli, elle est capable d'atteindre des états liés profonds. L'étude des hypernoyaux pêche par leur richesse, car elle est très complexe : l'interaction hypéron-nucléon est encore mal connue, qui plus est dans le milieu nucléaire, et les hypernoyaux sont principalement créés dans les processus (K^-, π^-) et (π^+, K^+) où il y a interaction forte dans les voies d'entrée et de sortie et donc pas de traitement perturbatif possible.

D'autres voies d'étude sont possibles, comme la diffusion $\bar{K}N$ ou hypéron-nucléon, réaction d'où l'on peut tirer les constantes de couplage $g_{K\Lambda N}$, $g_{K\Sigma N}$ qui caractérisent l'intensité de l'interaction forte entre le kaon, le Λ , le Σ et le nucléon. La connaissance de ces constantes fondamentales est notamment nécessaire dans l'étude des hypernoyaux, si l'on sonde la matière avec des kaons, ou pour l'étude de l'interaction noyau-noyau où des kaons sont produits. Devant la difficulté expérimentale de l'étude directe de l'interaction hypéron-nucléon, les réactions du type $\gamma d \rightarrow K^+YN$ ou $ed \rightarrow e'K^+YN$ ($Y \equiv \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^-$; $N \equiv p, n$) par le biais de l'interaction dans l'état final, pourront apporter des connaissances complémentaires sur les systèmes nucléon-particules étranges.

Dans ce manuscrit on présentera dans un premier chapitre le cadre général de l'étude et l'on précisera la relation qui existe entre les opérateurs élémentaires et les réactions de production d'étrangeté sur les systèmes composés de plusieurs nucléons. Une fois ce cadre établi, on exposera le formalisme basé sur un modèle isobarique où les amplitudes sont calculées à partir de diagrammes de Feynman au premier ordre, et l'on présentera les modèles des facteurs de forme électromagnétiques et forts à notre disposition. Nous mettrons l'accent sur l'extension des travaux antérieurs de la collaboration Lyon-Saclay-VPI [6, 4] aux réactions : $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0, K^0\Sigma^+, K^+\Lambda(1405)$ et $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$ avec des photons réels et virtuels, développements effectués dans le cadre du présent travail. L'application du formalisme ainsi obtenu aux diverses réactions élémentaires nous amènera à présenter des résultats numériques, et notamment à confronter nos résultats théoriques aux données expérimentales. Enfin le dernier chapitre sera consacré à la présentation et à l'étude de l'électroproduction d'étrangeté sur le deuton à l'aide des opérateurs élémentaires du chapitre précédent. Nous nous focaliserons notamment sur l'extraction des amplitudes de production d'étrangeté sur le neutron mais aussi sur l'étude de l'interaction hypéron-nucléon.

Réactions	W en GeV	$E_{\text{faisceau}}^{\text{lab}}$ en GeV
$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	1.60	0.91
$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	1.68	1.05
$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$	1.68	1.05
$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405)$	1.90	1.60
$K^- p \rightarrow \gamma \Lambda$	1.43	0.19(*)
$K^- p \rightarrow \gamma \Sigma^0$	1.43	0.28(*)

(*) Énergie des γ émis pour des kaons à l'arrêt.

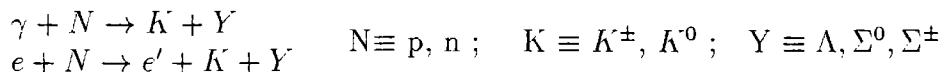
Tableau 0.2: Seuil de production W_{seuil} et énergie de faisceau $E_{\text{Faisceau}}^{\text{Seuil}}$ nécessaire à la production des différentes voies.

Chapitre 1

Cadre général

L'interaction électromagnétique étant bien connue, la sonde électromagnétique se révèle être un outil privilégié de la physique hadronique. A une énergie de l'ordre de 1 GeV correspond une finesse d'observation révélant les échanges des mésons entre nucléons. Une énergie de 15 à 30 GeV permet d'interagir directement avec les quarks et les gluons. Aux énergies intermédiaires de 1 à 6 GeV correspond un pouvoir d'analyse révélant le niveau intermédiaire, celui des quarks constituants : c'est le domaine de CEBAF qui a pour but d'affiner notre compréhension à l'échelle mésons-baryons et d'étudier la transition vers une description basée sur les degrés de liberté quarks-gluons.

L'étrangeté n'étant pas un constituant dominant de l'état fondamental des nucléons, les réactions de production d'étrangeté du type :



offrent un moyen d'étude du rôle des quarks étranges dans la matière hadronique. Dans notre cas on s'intéresse plus particulièrement à la photoproduction et à l'électroproduction de KY sur le proton, le neutron et le deuton.

D'un point de vue théorique les réactions de photo- et électro-production de kaons sur le nucléon peuvent être étudiées par les formalismes suivants :

- perturbation chirale [8], ou perturbation chirale avec équations couplées [9]
- modèle isobarique [10]
- modèle de quarks constituants [11, 12, 13]
- modèle de Regge [14]

Chacun de ces formalismes apporte des connaissances complémentaires sur la réaction. La perturbation chirale est parfaitement adaptée à la description de ces réactions au voisinage du seuil. Un modèle de Lagrangien effectif donne des informations sur le mécanisme de réaction, mais permet aussi d'extraire des valeurs de constantes de couplage qui donnent la probabilité de décroissance des particules dans un état donné.

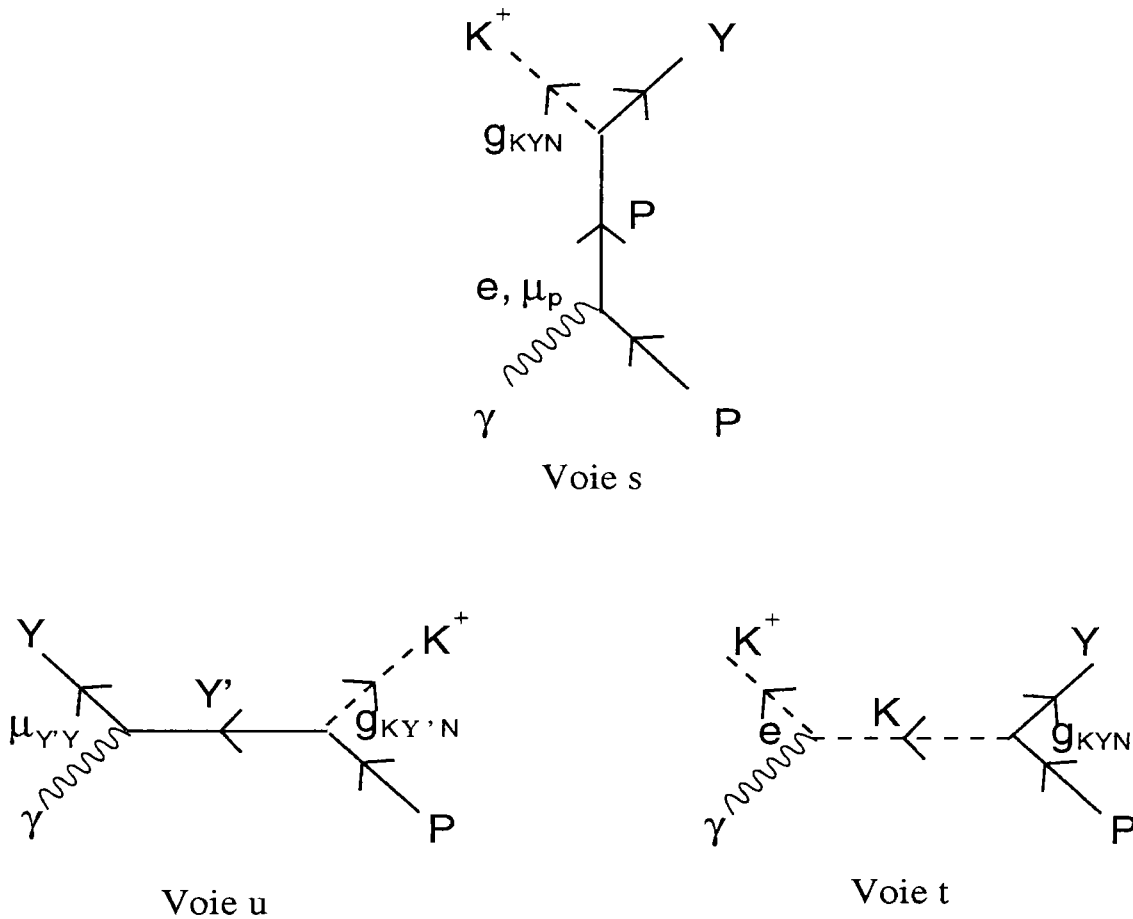


Figure 1.1: Présentation des termes de Born, et des voies intervenant dans un modèle isobarique .

En outre, ce formalisme, tout comme l'approche de quarks constituants, dont le domaine de validité couvre la région des résonances baryoniques, permet de rechercher des résonances manquantes. La particularité du modèle de quarks est d'interpréter la réaction en termes de constituants subnucléoniques. Enfin, le modèle de Regge permet d'atteindre des domaines en énergie au delà de 3 GeV.

Dans le cadre de ce travail, la photoproduction et l'électroproduction des mésons pseudoscalaires seront étudiées via un formalisme isobarique où les amplitudes sont exprimées en terme de diagrammes de Feynman avec les termes de Born montrés dans la Fig 1.1. Le passage de l'état initial à l'état final est modélisé par l'échange de :

- Nucléon, hyperon, kaons (termes de Born)
- Résonances nucléoniques (N^*) dans la voie s.
- Résonances hyperoniques (Λ^* et Σ^*) dans la voie u.
- Résonances kaoniques (K^* , K_1) dans la voie t.

La probabilité de décroissance de ces résonances dans l'état final est décrite par les constantes de couplage, qui sont les paramètres libres ajustés sur les données expérimentales.

Dans les processus étudiés ici les mécanismes de réaction sont relativement complexes : alors que les mécanismes de production des mésons π et η dans des gammes en énergie les plus étudiées sont dominés par une seule résonance nucléonique, les processus de production d'étrangeté ne montrent pas un tel comportement. Il a donc fallu de nombreuses études que nous allons présenter ci-dessous de façon chronologique afin de mieux appréhender toute la difficulté sous-jacente. Puis on présentera brièvement l'historique de l'utilisation des opérateurs élémentaires dans des systèmes à plusieurs corps.

1.1 La réaction élémentaire

1.1.1 Les pionniers

Le premier à proposer un modèle pour la production de K^+ sur le proton est Gourdin [10] qui applique à la photoproduction de kaons le formalisme des diagrammes de Feynman, basé sur un Lagrangien effectif, déjà utilisé pour la photoproduction de π . 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 faible énergie. Aussi Gourdin n'utilise que les termes de Born dans son modèle. Les valeurs des constantes de couplage qu'il obtient sont très éloignées des prédictions de SU(3) (cf Annexe A). En 1966 Thom [1] reprend le même formalisme et ajoute une résonance ayant une masse d'environ 1.7 GeV représentée par une amplitude de Breit-Wigner non-relativiste. Disposant aussi de peu de mesures expérimentales, Thom n'obtiendra que des valeurs de g_{KAN} trop faibles par rapport à SU(3). En 1971, F.M. Renard et Y. Renard [7] reprennent cette étude, car entre-temps plusieurs nouvelles expériences ont été réalisées. Ils incorporent, eux, toutes les résonances connues dans les voies s et u à l'aide des graphes de Feynman. Les résultats qu'ils obtiennent sont meilleurs, même si les constantes de couplage sont toujours un peu faibles comparées aux 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 un mécanisme de réaction simple. Du fait de l'arrêt quasi-total des expériences en 1972, les études phénoménologiques marquent une pause de plus de 15 ans.

1.1.2 Un nouvel élan

Au début des années 80, l'étude théorique reprit de l'intérêt avec les projets de nouveaux accélérateurs tels que CEBAF, ELSA, ESRF/GRAAL qui promettaient l'ouverture d'un nouveau champ : les hypernoyaux produits par des sondes électromagnétiques. La motivation première à cette époque est d'obtenir des opérateurs élémentaires permettant une étude quantitative des hypernoyaux. Au vu des résultats, de nouvelles approches furent développées, avec l'introduction de résonances de spin 1/2.

CHAPITRE 1. CADRE GÉNÉRAL

Adelseck, Benhold et Wright [15] reprennent en 1985 le modèle isobarique de Renard et Renard et y apportent quelques modifications, à savoir l'introduction de la voie t pour les termes résonnants avec le $K^*(892)$. Dans l'article de 1988, Adelseck et Wright [16] rajoutent la résonance $K1(1270)$ et obtiennent alors des valeurs raisonnables de $g_{K\Lambda N}$ par rapport à $SU(3)$. La même année, reprenant les travaux de Renard et Renard [7], le groupe Cotanch-Ji-Williams applique la symétrie de croisement [17], mais à cette époque la valeur expérimentale du rapport de branchement était fautive. Puis pour des raisons de comportement de la section efficace à des énergies supérieures à 1.5 GeV, ils ajoutent aux deux résonances nucléoniques et à la $\Lambda(1405)$, la $K^*(892)$ et la $K1(1270)$ [3]. Adelseck et Saghai [2] 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, 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. Ils ont également démontré que tous les travaux publiés dans les années 80 étaient basés sur une interprétation erronée des contraintes imposées par la symétrie $SU(3)$, d'une part aux constantes de couplage $g_{KN\Lambda}$ et $g_{KN\Sigma}$, et d'autre part au moment de transition $\mu_{\Sigma\Lambda}$. Ainsi, ils ont obtenu deux modèles comportant chacun une résonance nucléonique, une résonance hyperonique, la K^* et la $K1$, et les valeurs des constantes $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ en accord avec $SU(3)$.

1.1.3 Approfondissement

Au début des années 90, une conclusion s'impose : les données qui datent de plus de 20 ans désormais, sont peu précises, pas assez nombreuses et peu cohérentes pour permettre de contraindre les modèles phénoménologiques. Ceci a pour conséquence de rendre difficile la détermination des constantes de couplage qui sont les paramètres des modèles, et de ne pas permettre le choix entre, par exemple, les deux plus récents modèles de Williams-Ji Cotanch [3] d'une part, et d'Adelseck-Saghai [2] d'autre part.

Au milieu des années 90, la collaboration Saclay-Lyon(SL) [4, 18] reprit le modèle de base d'Adelseck-Saghai avec la contrainte $SU(3)$, afin d'incorporer dans un premier temps des résonances nucléoniques de spin $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$, et d'étendre ce modèle à des énergies allant jusqu'à 2.5 GeV, puis à l'électroproduction. Cela a conduit à un ensemble de modèles ayant chacun des spécificités propres, qui permettent de comprendre l'influence des résonances composant chacune des voies s , u et t .

1.1.4 Raffinement

Au milieu des années 90, les modèles composés de résonances de spin $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ donnent des résultats satisfaisants. Néanmoins, des problèmes subsistent : les propagateurs des résonances de spin $\frac{3}{2}$ n'ont pas d'inverse [19], les facteurs de forme des hyperons neutres sont approximés par le facteur de forme du neutron, des fonctions de vertex aux vertex forts ne sont pas introduites dans les formalismes pour préserver l'invariance de jauge. Le premier point a été éclairci via un traitement des effets hors-couche [5] qui se

traduit par l'introduction de trois nouveaux paramètres libres pour chaque résonance baryonique de spin $\frac{3}{2}$.

Quant aux facteurs de forme électromagnétiques des hypérons, un modèle reposant sur une approche VDM¹ fut proposé par Williams et al. [20] en 1996. L'objectif actuel est d'introduire ces nouveaux facteurs de forme dans le formalisme et d'identifier les observables y montrant une sensibilité significative.

Enfin la question de la restauration de l'invariance de jauge lors de l'introduction des fonctions de vertex n'a pas encore de réponse définitive. Actuellement il existe des recettes qui permettent de restaurer l'invariance de jauge brisée par les termes de Born, en introduisant des contre-termes [21, 22, 23]. L'objectif actuel est d'utiliser ces recettes, et d'estimer l'influence des fonctions de vertex sur les constantes de couplage.

1.1.5 Extension du formalisme à la production de résonances hypéroniques

Actuellement, il n'existe que des données d'électroproduction de $K^+\Lambda(1405)$ sur le proton publiées en 1975 [24]. Cette réaction se singularise par rapport aux autres car la particule $\Lambda(1405)$ (noté Λ^*) produite est un état excité, de parité opposée à celle des particules des réactions jusqu'alors étudiées, ce qui a des incidences sur la construction des vertex induisant des modifications dans les expressions des amplitudes. De plus, la Λ^* se distingue également des autres particules par sa structure. En effet on ne sait toujours pas si c'est une particule composée de trois quarks ou alors un état moléculaire $\bar{K}N$ [25].

Williams et al. [3] sont les premiers à s'intéresser à l'électroproduction de $K^+\Lambda(1405)$ à l'aide d'un modèle de Lagrangien effectif avec échange de résonance de spin $\frac{1}{2}$ dans les voies s et u, ainsi que des résonances kaoniques dans la voie t. Dans le cas particulier de cette étude, Williams n'émet aucune hypothèse quant à la structure de Λ^* et s'intéresse uniquement au mécanisme de réaction.

Plus récemment, pour apporter des éléments de réponse sur la structure de Λ^* , Oset et al. [26, 27] ont proposé l'étude de la réaction de photoproduction de $K^+\Lambda(1405)$ sur le proton par un modèle chirale afin de discriminer entre les deux états possibles. Avec un accélérateur du type de celui de CEBAF, l'étude de cette réaction a ouvert de nouveaux horizons pour la physique du $\Lambda(1405)$, complétant ainsi les études [30, 31] des réactions de capture radiative $K^-p \rightarrow \gamma\Lambda^*$ où Λ^* est une résonance qui apparaît juste au dessus du seuil de production et domine le mécanisme de réaction à basse énergie.

Compte tenu de ces aspects, il s'avère nécessaire de mettre en place une étude complémentaire permettant de faire des prédictions en photo- et électro-production pour

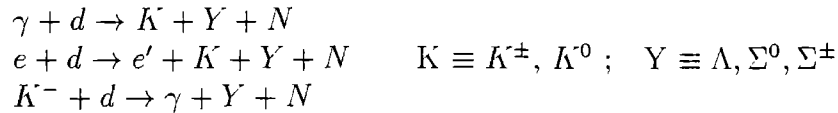
¹VDM = Vector Dominance Model . Un modèle à dominance vectorielle traite du comportement "hadronique" du photon.

les prochaines expériences, mais aussi d'essayer d'identifier les observables sensibles aux ingrédients de notre modèle.

1.2 Opérateur élémentaire et systèmes complexes

1.2.1 Production d'étrangeté sur le deutérium

Le deutérium est le noyau le plus simple puisqu'il n'est composé que d'un neutron et d'un proton. A ce titre les réactions du type :



offrent un cadre propice à l'étude de l'interaction hypéron-nucléon. Mais ces réactions permettent également de compléter l'étude des opérateurs élémentaires, puisqu'à partir de ces réactions on peut extraire les amplitudes de production d'étrangeté sur le neutron.

Le premier modèle théorique fut élaboré en 1967 par Renard et Renard [84] qui ont appliqué, dans le cadre du formalisme de Lagrangien effectif, l'approximation de l'impulsion relativiste en faisant uniquement appel aux diagrammes de Feynman en arbre au premier ordre. L'approximation de l'impulsion relativiste suppose le neutron spectateur, c'est à dire sur couche de masse ($p_n^2 = m_n^2$) tout au long du processus $\gamma d \rightarrow KYN$. En revanche, le photon interagit avec le proton qui, hors-couche ($p_p^2 \neq m_p^2$) propage l'interaction, au cours du processus $\gamma p \rightarrow KY$. Cette approximation implique d'introduire dans le modèle le processus élémentaire $\gamma p \rightarrow KY$. Ce premier modèle a permis d'obtenir des informations sur l'interaction ΛN en étudiant les spectres des kaons émis. Les résultats obtenus montrent que les effets de cette interaction se manifestent essentiellement près du seuil de la réaction.

Près de vingt ans se sont écoulés avant que l'étude théorique de $\gamma d \rightarrow KYN$ effectuée par Renard et Renard soit poursuivie par Adelseck et Wright [16]. Dans leurs modèles, Adelseck et Wright ont utilisé les potentiels YN de Julich [32, 33] et du groupe de Nijmegen [34, 35, 36, 37], en plus des potentiels de Badhuri [38] et Verma [39]. C'est au seuil qu'ils ont obtenu les effets les plus significatifs pour l'interaction dans l'état final. Plus récemment Wright et Xiadong [40] ont apporté des améliorations au modèle d'Adelseck et Wright. Ils ont donné tous leurs résultats dans le référentiel du laboratoire (où le deuton est au repos) en se limitant au cas où le Λ émergent se trouve dans le plan du kaon et du photon incident. Ils ont également effectué le calcul de l'asymétrie de polarisation du Λ . Les résultats obtenus ont montré une influence de l'interaction dans l'état final sur l'asymétrie de polarisation, influence variable en fonction des conditions cinématiques. Le choix du potentiel ΛN est par ailleurs déterminant pour évaluer l'asymétrie. Cette étude a été complétée par la thèse de F. Rouvier [41] pour différentes cinématiques. Ce travail a été étendu à l'électroproduction d'étrangeté sur le deuton par Lee, et *al.* [42]. Dans cette étude, la sensibilité des asymétries aux

potentiels YN est mise en évidence.

Plus récemment encore Miyagawa *et al.* [45, 46] ont repris cette étude, mais en se focalisant exclusivement sur l'emploi des derniers potentiels de Nijmegen. Il ressort de leur étude que les observables sont très sensibles au potentiel à coeur dur à proximité du seuil de production. Quant à Kerbikov [47], il a étudié la photoproduction d'étrangeté sur le deuton via un formalisme covariant et a montré l'importance d'une résonance de 2.13 GeV dans l'interaction dans l'état final YN.

Actuellement, il semble difficile de choisir un modèle de potentiel parmi ceux disponibles sur le marché, chacun ayant sa spécificité. Néanmoins il semble nécessaire de continuer l'investigation de l'interaction YN afin de mettre plus de contraintes sur les modèles. Ainsi l'avènement de nouvelles machines du type de CEBAF permettra de faire des expériences qui n'étaient pas jusqu'alors possibles, en l'occurrence l'électroproduction d'étrangeté sur le deuton. Ce type de réaction, par la présence du degré de liberté longitudinal du photon virtuel, doit permettre plus de sélectivité sur les modèles de l'interaction YN. En effet ce type de réactions permet d'extraire une section efficace longitudinale qui n'existe pas en photoproduction, et une section efficace transverse. Ainsi l'objectif actuel est d'étendre à l'électroproduction le formalisme existant pour la photoproduction afin, d'une part étudier la sensibilité des observables au potentiel hyperon-nucléon, et d'autre part d'extraire les amplitudes élémentaires de production d'étrangeté sur le neutron.

1.2.2 Hypernoyaux

La diffusion de kaons, de photons ou de protons sur les noyaux conduit à la formation d'hypernoyaux. Ces hypernoyaux sont simplement des noyaux où un nucléon est remplacé par un baryon étrange.

Les hypernoyaux et l'interaction hyperon-nucléon dans le noyau ont été principalement étudiés jusqu'à présent en utilisant des faisceaux de kaons via les réactions ${}^A X(K^-, \pi^-)_{A+1} X$. Ce type de réactions permet de s'intéresser à d'autres aspects, en particulier à l'échange de quark s, car ce quark dans le méson K^- est transféré et remplace un quark d dans le nucléon. De plus cette réaction excite fortement les états de parité naturelle. Néanmoins un des problèmes de ce type de réactions est l'absorption de K^- et π^- , ce qui donne lieu à des réactions de surface générant des mécanismes compliqués.

Pour contourner cette difficulté, des expériences de photoproduction ${}^A X(\gamma, K^+)_{A+1} X$ d'étrangeté sur des noyaux ont été faites, car le photon et le K^+ sont faiblement absorbés ce qui évite le confinement de la réaction à la surface. Mais la faible intensité des faisceaux n'a pas permis l'essor d'expériences pour l'étude de ces réactions. Depuis le début des années 90, ces réactions ont retrouvé l'intérêt des physiciens [48], grâce aux nouveaux accélérateurs à haute intensité, type CEBAF. Cela permettra, outre l'étude de l'interaction dans l'état final, l'étude de la production associée d'étrangeté,

CHAPITRE 1. CADRE GÉNÉRAL

mais aussi d'étendre notre connaissance sur la structure des noyaux, car cette réaction excite les états de parité naturelle du noyau, ainsi que les états de parité non naturelle.

Chapitre 2

Formalisme

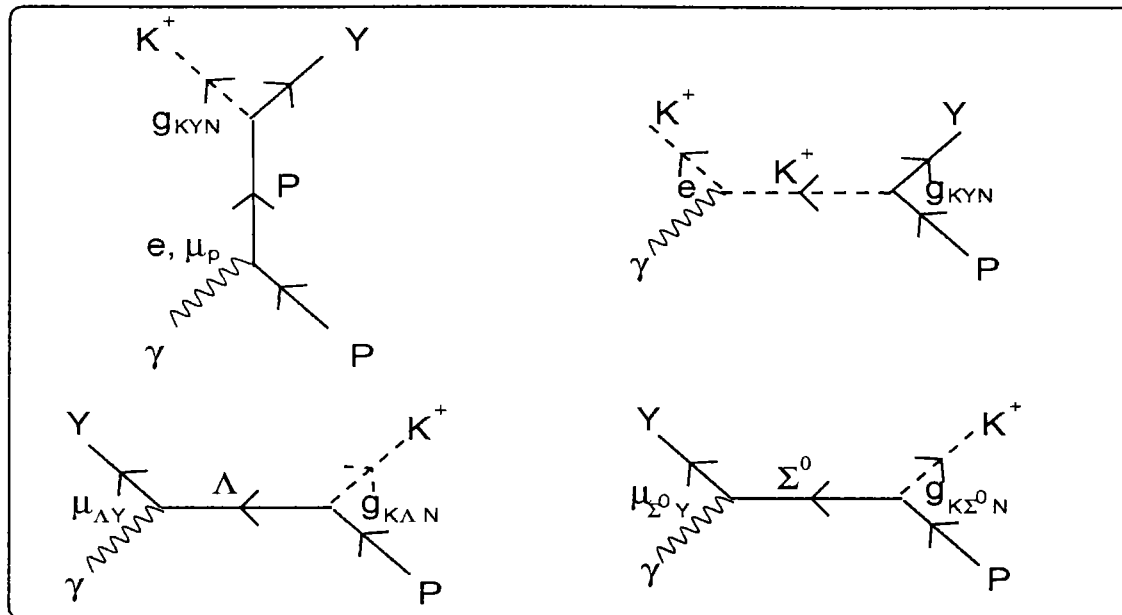
Le formalisme le plus répandu dans l'étude de la production associée de l'étrangeté à l'aide des sondes électromagnétiques sur le proton est celui du Lagrangien effectif. Dans ce chapitre on présente dans un premier temps le cadre général de ce formalisme pour la production de KY ($K \equiv K^+, K^0$; $Y \equiv \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^+$) sur le proton, puis on expose le formalisme permettant de traiter convenablement les résonances échangées de spin $\frac{3}{2}$. Enfin l'on présente les extensions du formalisme à la production de $K^+\Lambda(1405)$ et l'on donne les règles de transformation permettant de traiter la production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron à partir du formalisme développé pour la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton. L'intérêt porté à cette dernière réaction est dû aux mesures du processus $d(e, e'K^+)YN$ effectuées à CEBAF [49].

2.1 Approche isobarique

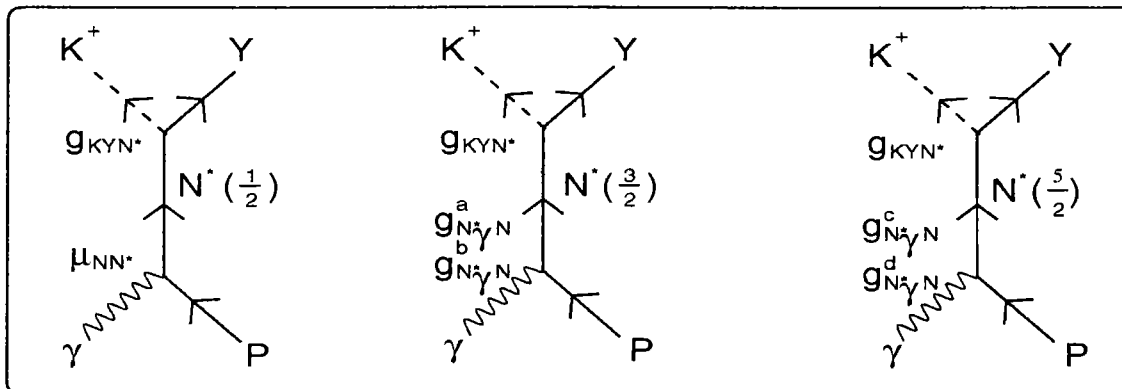
L'investigation théorique de la photoproduction et de l'électroproduction de kaons sur un proton pour des énergies inférieures à 2.5 GeV dans le laboratoire repose sur un modèle isobarique où les amplitudes sont exprimées en terme de diagrammes de Feynman. Pour cela on utilise un développement en perturbation au premier ordre, ce qui correspond à l'échange d'une particule ou résonance. Les diagrammes correspondants (figure 2.1) sont les termes de Born qui sont associés à l'échange de proton (p), de kaon (K) et d'hypérons (Y) et les termes résonnants qui eux sont associés à l'échange des résonances N^*, Y^* et K^* .

Chaque diagramme de Feynman conduit à une amplitude invariante de jauge, excepté le terme de Born qui correspond à l'échange du proton. Dès lors, pour restaurer l'invariance de jauge, il est nécessaire d'introduire un diagramme échangeant un K^+ .

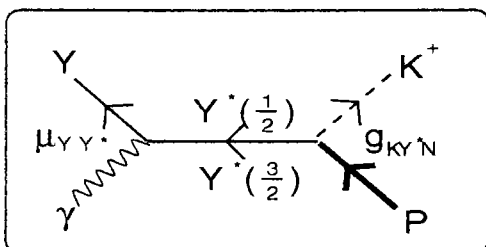
Afin de pouvoir faire par la suite une analyse multipolaire, il est nécessaire d'établir le lien entre la matrice de transition \mathcal{M}_{fi} et les amplitudes invariantes \mathcal{F}_i de Chew, Goldberger, Low et Nambu (CGLN) [50]. En développant les amplitudes de Feynman comme dans la Ref. [10], on obtient pour l'électroproduction d'un hypéron de parité positive :



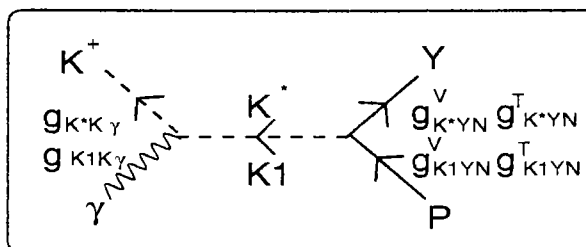
Termes de Born



voie s



voie u



voie t

Figure 2.1: Présentation des différents diagrammes entrant dans le modèle isobarique.

Notation	Particule ou résonance	$(\ell)J^\pi$	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
	p	$\frac{1}{2}^+$	938.272	
	K^+	0^-	493.677	
	K^0	0^-	497.672	
	Λ	$\frac{1}{2}^+$	1115.68	
	Σ^0	$\frac{1}{2}^+$	1192.55	
	Σ^+	$\frac{1}{2}^+$	1189.37	
K^{*+}	$K^*(892)^+$	1^-	891.59	49.8
K^{*0}	$K^*(892)^0$	1^-	896.1	50.5
K_1	$K_1(1270)$	1^+	1273.0	90.0
N_1	$N(1440)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1440	350
N_2	$N(1520)$	$(2)\frac{3}{2}^-$	1520	120
N_3	$N(1535)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1535	150
N_4	$N(1650)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1650	150
N_5	$N(1700)$	$(2)\frac{3}{2}^-$	1700	100
N_6	$N(1710)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1710	100
N_7	$N(1720)$	$(1)\frac{3}{2}^+$	1720	150
N_8	$N(1675)$	$(2)\frac{5}{2}^-$	1680	150
N_9	$N(1680)$	$(3)\frac{5}{2}^+$	1680	130
L_1	$\Lambda(1405)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1407	50
L_2	$\Lambda(1600)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1600	150
L_3	$\Lambda(1670)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1670	35
L_4	$\Lambda(1800)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1800	300
L_5	$\Lambda(1810)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1810	150
L_6	$\Lambda(1520)$	$(0)\frac{3}{2}^-$	1520	15
L_7	$\Lambda(1690)$	$(1)\frac{3}{2}^-$	1690	50 à 70
L_8	$\Lambda(1830)$	$(0)\frac{3}{2}^+$	1830	60 à 100
S_1	$\Sigma(1660)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1660	100
S_2	$\Sigma(1750)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1750	90
S_3	$\Sigma(1383)$	$(1)\frac{3}{2}^+$	1383	30
S_4	$\Sigma(1670)$	$(1)\frac{3}{2}^-$	1670	40 à 80
D_1	$\Delta(1620)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1620	150
D_2	$\Delta(1900)$	$(0)\frac{1}{2}^-$	1900	200
D_3	$\Delta(1910)$	$(1)\frac{1}{2}^+$	1910	250
D_4	$\Delta(1232)$	$(1)\frac{3}{2}^+$	1235	131
D_5	$\Delta(1600)$	$(1)\frac{3}{2}^+$	1600	350
D_6	$\Delta(1700)$	$(2)\frac{3}{2}^-$	1700	300
D_7	$\Delta(1920)$	$(1)\frac{3}{2}^+$	1920	200

Tableau 2.1: Particules ou résonances, de masse inférieure à 2 GeV, pouvant entrer dans le mécanisme de réaction.

$$\mathcal{M}_{fi} = i\bar{U}_Y \left(\sum_{j=1}^6 \mathcal{A}_j \mathcal{M}_j \right) U_p \quad (2.1)$$

où \bar{U}_Y et U_p sont respectivement les spineurs de l'hypéron et du proton. Les \mathcal{A}_j sont des amplitudes invariantes de Lorentz dépendant des variables de Mandelstam (s, u, t), et les \mathcal{M}_j sont les matrices invariantes de jauge habituelles qui ont pour expressions :

$$\mathcal{M}_1 = \gamma_5(\not{k}\not{\epsilon}) \quad (2.2)$$

$$\mathcal{M}_2 = 2\gamma_5(\epsilon.p_p k.p_Y - k.p_p \epsilon.p_Y) \quad (2.3)$$

$$\mathcal{M}_3 = \gamma_5(\not{\epsilon} k.p_p - \not{k} \epsilon.p_p) \quad (2.4)$$

$$\mathcal{M}_4 = \gamma_5(\not{\epsilon} k.p_Y - \not{k} \epsilon.p_Y) \quad (2.5)$$

$$\mathcal{M}_5 = \gamma_5(k^2 \not{\epsilon} - \epsilon.k\not{k}) \quad (2.6)$$

$$\mathcal{M}_6 = \gamma_5(k^2 \epsilon.p_Y - \epsilon.kk.p_Y) \quad (2.7)$$

avec k, p_p, p_Y respectivement les quadrivecteurs impulsions du photon, du proton, de l'hypéron, ϵ le quadrivecteur polarisation du photon. En photoproduction \mathcal{M}_5 et \mathcal{M}_6 sont nuls. Les expressions des \mathcal{A}_j pour l'électroproduction de Λ et Σ sont données dans l'annexe B.

2.1.1 Structure des amplitudes

Avant la présentation des observables d'électroproduction et de photoproduction, il est intéressant de donner à titre d'illustration l'expression d'une amplitude de l'annexe B, afin de mieux comprendre comment interviennent les constantes de couplage, ainsi que les facteurs de forme.

Pour cela on donne l'expression de la première amplitude \mathcal{A}_1^{Born} générée par le calcul des termes de Born:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1^{Born} = & \frac{eg_{K\Lambda N}}{s - M_p^2} (F_1^p + \kappa_p F_2^p) + \frac{eg_{K\Lambda N}}{u - M_\Lambda^2} (F_1^\Lambda + \kappa_\Lambda F_2^\Lambda) \\ & + \frac{eg_{K\Sigma^0 N}}{u - M_{\Sigma^0}^2} \frac{(M_{\Sigma^0} + M_\Lambda) \kappa_{\Sigma^0 \Lambda}}{2M_p} F_2^{\Sigma^0}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Cette expression met en évidence les constantes de couplage qui sont des paramètres libres que l'on ajuste au moyen de minimisation sur les données, ainsi que les facteurs de forme $F_{1,2}^{p,Y,K,\dots}$ qui interviennent en électroproduction. Pour la photoproduction cette expression se simplifie puisque :

$$F_1^p = F_2^p = 1, \quad F_1^{\Lambda,\Sigma^0} = 0, \quad F_2^{\Lambda,\Sigma^0} = 1, \quad F^{K,K^*,K1} = 1, \quad F^{N^*} = F^{Y^*} = 1. \quad (2.9)$$

2.2 Les observables

Dans cette partie on présente l'expression des différentes observables. On insistera surtout sur la différence entre la photoproduction et l'électroproduction.

2.2.1 L'électroproduction

La matrice M_{fi} eq.(2.1) peut être exprimée en fonction du spineur à deux composantes χ . Dans le centre de masse on obtient:

$$M_{fi} = \left[\frac{E_Y + M_Y}{2M_Y} \right]^{1/2} \left[\frac{E_p + M_p}{2M_p} \right]^{1/2} \langle \chi(Y) | \mathcal{F} | \chi(p) \rangle, \quad (2.10)$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = & \sigma \cdot \hat{\epsilon} \mathcal{F}_1 + (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_K) (\sigma \times \hat{\mathbf{p}}_\gamma \cdot \hat{\epsilon}) \mathcal{F}_2 + (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_\gamma) (\hat{\mathbf{p}}_K \cdot \hat{\epsilon}) \mathcal{F}_3 + (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_K) (\hat{\mathbf{p}}_K \cdot \hat{\epsilon}) \mathcal{F}_4 \\ & + (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_\gamma) (\hat{\mathbf{p}}_\gamma \cdot \hat{\epsilon}) \mathcal{F}_5 + (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_K) (\hat{\mathbf{p}}_\gamma \cdot \hat{\epsilon}) \mathcal{F}_6 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Les \mathcal{F}_i 's sont les amplitudes de Chew, Goldberger, Low, et Nambu (CGLN), dont les expressions en fonction des \mathcal{A}_j sont les suivantes :

$$\mathcal{F}_1 = (\sqrt{s} - M_p) \mathcal{A}_1 - p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 - p_\gamma \cdot p_\Lambda \mathcal{A}_4 - p_\gamma^2 \mathcal{A}_5, \quad (2.12)$$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{|\mathbf{p}_\gamma| |\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)} \left[(\sqrt{s} + M_p) \mathcal{A}_1 + p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 + p_\gamma \cdot p_\Lambda \mathcal{A}_4 + p_\gamma^2 \mathcal{A}_5 \right] \quad (2.13)$$

$$\mathcal{F}_3 = \frac{|\mathbf{p}_\gamma| |\mathbf{p}_K|}{(E_p + M_p)} \left[-2p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} + M_p) \mathcal{A}_4 + p_\gamma^2 \mathcal{A}_6 \right], \quad (2.14)$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{|\mathbf{p}_K|^2}{(E_Y + M_Y)} \left[2p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} - M_p) \mathcal{A}_4 - p_\gamma^2 \mathcal{A}_6 \right], \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_5 = & \frac{|\mathbf{p}_\gamma|^2}{(E_p + M_p)} \left[-\mathcal{A}_1 + 2p_\gamma \cdot p_\Lambda \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} + M_p)(\mathcal{A}_3 - \mathcal{A}_5) + \right. \\ & \left. (p_\gamma \cdot p_\Lambda - p_\gamma \cdot p_p - p_\gamma^2) \mathcal{A}_6 \right], \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_6 = & \frac{|\mathbf{p}_\gamma| |\mathbf{p}_K|}{(E_Y + M_Y)} \left[-2p_\gamma \cdot p_\Lambda \mathcal{A}_2 + (\sqrt{s} - M_p) \mathcal{A}_3 - (p_\gamma \cdot p_\Lambda - p_\gamma \cdot p_p - p_\gamma^2) \mathcal{A}_6 - \right. \\ & \left. \frac{1}{E_p + M_p} \left\{ p_{\gamma 0} \mathcal{A}_1 + p_\gamma \cdot p_p \mathcal{A}_3 + p_\gamma \cdot p_\Lambda \mathcal{A}_4 + p_{\gamma 0} (\sqrt{s} + M_p) \mathcal{A}_5 \right\} \right]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

La section efficace d'électroproduction est donnée par :

$$d\sigma \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega_k} = d\sigma_U + \epsilon_L d\sigma_L + \epsilon d\sigma_P \sin^2 \theta \cos 2\Phi + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} d\sigma_I \sin \theta \cos \Phi, \quad (2.18)$$

avec Φ l'angle azimutal entre les kaons produits et le plan de réaction des électrons, et θ l'angle entre le kaon sortant et le photon virtuel (figure 2.2).

Les composantes de la section efficace s'expriment en fonction des amplitudes CGLN de la manière suivante :

$$d\sigma_U = \mathcal{A} \left[|\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 + 2\mathcal{R}\epsilon(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2) \cos \theta + \right.$$

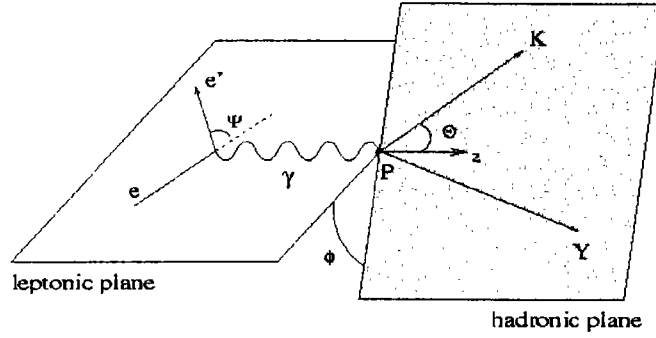


Figure 2.2: Définition du plan hadronique et leptonique pour l'électroproduction du kaon.

$$\frac{1}{2} \sin^2 \theta \{ |\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 \cos \theta) \} \quad (2.19)$$

$$d\sigma_L = \mathcal{A} [|\mathcal{F}_7|^2 + |\mathcal{F}_8|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_7^* \mathcal{F}_8) \cos \theta] \quad (2.20)$$

$$d\sigma_P = \mathcal{A} \left[\frac{1}{2} |\mathcal{F}_7|^2 + \frac{1}{2} |\mathcal{F}_8|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_7^* \mathcal{F}_8) \cos \theta \right] \quad (2.21)$$

$$d\sigma_I = \mathcal{A} \text{Re} \left[\mathcal{F}_7 (-\mathcal{F}_2^* + \mathcal{F}_3^* + \mathcal{F}_2^* \cos \theta) + \mathcal{F}_8 (\mathcal{F}_1^* + \mathcal{F}_3^* \cos \theta + \mathcal{F}_4^*) \right] \quad (2.22)$$

avec

$$\mathcal{A} = \frac{M_Y |\mathbf{p}_K|}{\sqrt{s}} \frac{2M_p}{s - M_p^2} \frac{(E_p + M_p)(E_Y + M_Y)}{4M_p M_Y} \quad (2.23)$$

et

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

Notons que $d\sigma_u$ correspond à la section efficace pour un faisceau non polarisé, $d\sigma_P$ est la section efficace lorsque le faisceau est polarisé transversalement, $d\sigma_L$ est la section efficace pour un faisceau polarisé longitudinalement, et $d\sigma_I$ est le terme d'interférences entre les composantes transverse et longitudinale. Enfin, ϵ et ϵ_L , les paramètres de polarisations transverse et longitudinale du photon, ont pour expression:

$$\epsilon = \left[1 - 2 \frac{|\mathbf{p}_\gamma|^2}{p_\gamma^2} \tan^2 \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right]^{-1}, \quad \epsilon_L = -\frac{2p_\gamma^2}{p_{\gamma 0}^2} \epsilon, \quad (2.24)$$

où Ψ est l'angle entre l'électron entrant et l'électron sortant.

2.2.2 La photoproduction

La photoproduction étant un cas particulier de l'électroproduction, l'expression 2.11 peut être simplifiée. Pour cela on applique l'invariance de jauge ce qui permet d'éliminer les amplitudes \mathcal{F}_5 , \mathcal{F}_6 , car pour un photon réel on a :

$$\epsilon^0 = 0, \quad \hat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\epsilon} = 0 \quad (2.25)$$

Par ailleurs, les observables de polarisation sont parmi les entités les plus sensibles pour étudier les phénomènes physiques. Si on considère la réaction de photoproduction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$, le photon, le proton et la particule Λ peuvent être polarisés. On peut donc construire quatre amplitudes d'hélicité. On peut alors former seize combinaisons bilinéaires et donc seize observables qui sont : une section efficace, trois asymétries de simple polarisation et douze asymétries de double polarisation [2].

2.3 Traitement des particules massives de spin $\frac{3}{2}$

L'interaction entre particules est décrite en théorie des champs par une densité de Lagrangien \mathcal{L} qui est la somme du Lagrangien libre des particules en présence au vertex et d'un Lagrangien d'interaction. Les relations d'Euler-Lagrange appliquées à \mathcal{L} conduisent à un système d'équations différentielles couplées et, par suite, à la définition de l'interaction entre les champs. Cette interaction s'exprime généralement sous forme du triple produit:

- d'une (ou plusieurs) constante(s) de couplage.
- d'un courant, fonction bilinéaire d'un champ.
- d'un champ (linéaire ou bilinéaire) ou de sa dérivée.

Après avoir choisi l'interaction, il reste à résoudre l'équation dynamique des champs couplés, dans laquelle apparaît l'inverse du propagateur de l'interaction. C'est à ce niveau que se pose le problème des résonances de spin supérieur à $\frac{1}{2}$.

Dans ce qui suit nous allons présenter l'expression du propagateur d'une particule libre de spin $\frac{3}{2}$, puis sera abordé le traitement off-shell permettant une utilisation convenable du propagateur d'une particule de spin $\frac{3}{2}$. Enfin, on rappellera les méthodes utilisées avant le traitement off-shell.

2.3.1 Propagateur de la particule de spin $\frac{3}{2}$

Soit R^μ le champ vectoriel de la particule de spin $\frac{3}{2}$. Le Lagrangien libre de cette particule [51] a pour expression :

$$\mathcal{L}_{libre} = \bar{R}^\alpha \Lambda_{\alpha\beta} R^\beta, \quad (2.26)$$

où \bar{R}^α est le conjugué de R^α , et

$$\Lambda_{\alpha\beta} = -[(-i\partial + M_R)g_{\alpha\beta} - iA(\gamma_\alpha\partial_\beta + \gamma_\beta\partial_\alpha) - \frac{i}{2}(3A^2 + 2A + 1)\gamma_\alpha\partial\gamma_\beta - M_R(3A^2 + 3A + 1)\gamma_\alpha\gamma_\beta], \quad (2.27)$$

CHAPITRE 2. FORMALISME

avec M_R la masse de la résonance, et A ($\neq -\frac{1}{2}$) un paramètre libre qui préserve l'invariance des quantités physiques construites à partir du champ sous la transformation du point :

$$R^\mu \rightarrow R^\mu + a\gamma^\mu\gamma^\nu R_\nu, \quad (2.28)$$

$$A \rightarrow A + \frac{A - 2a}{1 + 4a}, \quad (2.29)$$

($a \neq -\frac{1}{4}$). Le champ libre d'une particule de spin $\frac{3}{2}$ satisfait l'équation de mouvement suivante :

$$(i\not{\partial} + M_R)R^\mu = 0. \quad (2.30)$$

De plus le champ doit satisfaire aux contraintes :

$$\gamma_\mu R^\mu = 0, \quad (2.31)$$

$$\partial_\mu R^\mu = 0, \quad (2.32)$$

afin que le spineur ait des composantes en énergie positive et négative. Le propagateur associé au champ R est obtenu à partir de l'équation :

$$\Lambda_{\alpha\beta}P_\delta^\beta = g_{\alpha\delta}. \quad (2.33)$$

En choisissant $A = -1$ on obtient une expression simple du propagateur :

$$P_{\mu\nu}(q) = \frac{\not{q} + M_R}{3(q^2 - M_R^2)} \left[3g_{\mu\nu} - \gamma_\mu\gamma_\nu - \frac{2q_\mu q_\nu}{M_R^2} - \frac{q_\nu\gamma_\mu - q_\mu\gamma_\nu}{M_R} \right], \quad (2.34)$$

où q est le quadrivecteur impulsion de la résonance. Il est important de remarquer que ce propagateur décrit une particule de spin $\frac{3}{2}$ on- et off-shell avec des contributions de spin $\frac{1}{2}$. Cette contribution disparaît à l'approche du pôle du propagateur (point on-shell), ce qui conduit à un propagateur qui n'a pas d'inverse [19].

2.3.2 Particule de spin $\frac{3}{2}$ et traitement off-shell

L'interaction d'une particule de spin $\frac{3}{2}$ avec d'autres particules a déjà une longue histoire [52]. Benmerouche et *al.* [19] ont abordé le problème de la description des résonances de spin $\frac{3}{2}$ dans les Lagrangiens effectifs et l'ont appliqué au cas de la résonance $\Delta(1232)$. Cela les a conduits à proposer les Lagrangiens suivants pour la production de K^+ :

$$\mathcal{L}_{KYR} = \frac{g_{KYR}}{M_K} \left[\bar{R}^\nu \Theta_{\nu\mu}(Z) Y \partial^\mu K + \bar{Y} (\partial^\mu K^\dagger) \Theta_{\mu\nu}(Z) R^\nu \right], \quad (2.35)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma p R}^{(1)} = \frac{ieg_1}{2M_p} \left[\bar{R}^\nu \Theta_{\mu\lambda}(Y) \gamma_\nu \gamma^5 N F^{\nu\lambda} + \bar{N} \gamma^5 \gamma_\nu \Theta_{\lambda\mu}(Y) R^\mu F^{\nu\lambda} \right], \quad (2.36)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma p R}^{(2)} = \frac{-eg_2}{4M_p^2} \left[\bar{R}^\mu \Theta_{\mu\nu}(X) \gamma^5 (\partial_\lambda N) F^{\nu\lambda} - (\partial_\lambda \bar{N}) \gamma^5 \Theta_{\nu\mu}(X) R^\mu F^{\nu\lambda} \right], \quad (2.37)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma p R}^{(3)} = \frac{-eg_2}{4M_p^2} \left[\bar{R}^\mu \Theta_{\mu\nu}(W) \gamma^5 N (\partial_\lambda F^{\nu\lambda}) - (\partial_\lambda F^{\nu\lambda}) \bar{N} \gamma^5 \Theta_{\nu\mu}(W) R^\mu \right]. \quad (2.38)$$

\mathcal{L}_{KYR} est le Lagrangien d'interaction au vertex fort Kaon-Hypéron-Résonance, où K est l'iso-doublet:

$$K = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}.$$

$\mathcal{L}^{(1)}$ et $\mathcal{L}^{(2)}$ sont les Lagrangiens décrivant l'interaction au vertex électromagnétique. $F^{\mu\nu}$ est le tenseur électromagnétique et $\Theta_{\mu\nu}$ est défini par :

$$\Theta_{\mu\nu}(V) = g_{\mu\nu} - (V + \frac{1}{2})\gamma_\mu\gamma_\nu, \quad (2.39)$$

où $V = X, Y, Z$ sont des paramètres libres qui conservent la symétrie du Lagrangien libre sous la transformation de point et sont appelés les paramètres *off-shell*. Mizutani et al. [5] ont repris cette étude mais l'ont étendue à toutes les résonances nucléoniques et hypéroniques de spin $\frac{3}{2}$ des voies s et u .

2.3.3 L'avant traitement off-shell

Parmi les auteurs ayant étudié la production de K^+ , il y a principalement eu deux approches pour contourner le problème de l'inverse du propagateur des résonances de spin $\frac{3}{2}$.

L'approche de Renard et Renard

L'expression utilisée pour le propagateur est celle donnée en (2.34), mais dans les Lagrangiens d'interaction, eqs. (2.35)-(2.38), $\Theta_{\mu\lambda}(V)$ a été remplacé par $g_{\mu\lambda}$. En d'autres termes, les auteurs ont posé $V \equiv -\frac{1}{2}$ dans (2.39), afin d'annuler les effets off-shell. Cela conduit à une dépendance linéaire de la section efficace en fonction de la variable s de la contribution non pôle ce qui produit une divergence de la section efficace.

L'approche d'Adelseck et al.

Afin d'éviter les difficultés rencontrées par Renard et Renard, Adelseck et al. ont proposé de réécrire le propagateur eq.(2.34), en remplaçant la masse de la résonance M_R par l'énergie invariante \sqrt{s} :

$$P_{\mu\nu}^A = \frac{\not{q} + \sqrt{s}}{3(s - M_R^2 + iM_R\Gamma_R)} \left[3g_{\mu\nu} - \gamma_\mu\gamma_\nu - \frac{2}{s}q_\mu q_\nu - \frac{1}{\sqrt{s}}(\gamma_\mu q_\nu - \gamma_\nu q_\mu) \right]. \quad (2.40)$$

Mais, ce propagateur n'a pas d'inverse [19].

2.4 Formalisme pour la photo- et électroproduction de $\Lambda(1405)$

D'un point de vue purement quantique la particule $\Lambda(1405)$, notée Λ^* dans la suite, se distingue de la particule Λ par sa parité opposée. Par contre d'un point de vue

purement spectroscopique, la particule Λ^* possède une structure particulière, mais nous reviendrons sur ce point ultérieurement lors de la présentation de quelques résultats numériques.

2.4.1 Formalisme

Cette réaction est étudiée avec le formalisme de Lagrangien effectif présenté dans ce chapitre, lequel, moyennant certaines règles conduit à des expressions des amplitudes du même type que celles obtenues pour les particules Λ et Σ . Les modifications induites dans les expressions des amplitudes sont dues à la structure des vertex mettant en jeu l'hypéron produit. La Table 2.4.1 donne les expressions générales des vertex et les modifications à apporter pour Λ^* , qui suit la règle de substitution $1 \leftrightarrow i\gamma_5$.

L'élément de matrice invariant pour l'électroproduction de Λ^* s'écrit alors :

$$M_{fi}^{\Lambda^*} = \bar{U}_{\Lambda^*} \left(\sum_{j=1}^6 \mathcal{A}_j^{\Lambda^*} \mathcal{M}_j^{\Lambda^*} \right) U_p, \quad (2.41)$$

où les nouvelles amplitudes invariantes sont reliées aux précédentes par :

$$\mathcal{M}_j^{\Lambda^*} = \gamma^5 \mathcal{M}_j(p_\Lambda \rightarrow p_{\Lambda^*}). \quad (2.42)$$

Les expressions des $\mathcal{A}_j^{\Lambda^*}$ sont données dans l'Annexe C. On montre un peu plus loin sur un exemple, comment ces expressions peuvent être dérivées de celles obtenues pour la production de Λ .

En passant aux spineurs, on obtient $M_{fi}^{\Lambda^*}$ sous une forme analogue à (2.10) :

$$M_{fi}^{\Lambda^*} = \left[\frac{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}}{2M_{\Lambda^*}} \right]^{1/2} \left[\frac{E_p + M_p}{2M_p} \right]^{1/2} \langle \chi(\Lambda^*) | \mathcal{F}^{\Lambda^*} | \chi(p) \rangle, \quad (2.43)$$

L'amplitude \mathcal{F}^{Λ^*} peut être obtenue facilement à partir de \mathcal{F} donnée en (2.10), en remarquant que :

$$\bar{U}_{\Lambda^*} \gamma_5 = \sqrt{\frac{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}}{2M_{\Lambda^*}}} \left(-\chi_{\Lambda^*}^\dagger \frac{\sigma \cdot \mathbf{p}_{\Lambda^*}}{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}} \quad \chi_{\Lambda^*}^\dagger \right). \quad (2.44)$$

On a d'autre part dans le centre de masse : $\sigma \cdot \mathbf{p}_{\Lambda^*} = -\sigma \cdot \mathbf{p}_K$, et $(\sigma \cdot \mathbf{p}_{\Lambda^*})^2 = |\mathbf{p}_{\Lambda^*}|^2 = |\mathbf{p}_K|^2$.

Dans l'expression (2.11), les coefficients de $\mathcal{F}_2, \mathcal{F}_4, \mathcal{F}_6$, c'est-à-dire les termes contenant $\sigma \cdot \mathbf{p}_K$, proviennent de la deuxième composante du spineur \bar{U}_Λ , et les coefficients de $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_3, \mathcal{F}_5$ proviennent de la première composante. Donc, en comparant (2.44) et (2.11), les termes provenant de la première composante du spineur $\bar{U}_{\Lambda^*} \gamma_5$ seront obtenus en multipliant les coefficients de $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_3, \mathcal{F}_5$ par $-\frac{\sigma \cdot \mathbf{p}_{\Lambda^*}}{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}}$, et ceux provenant de la deuxième composante (dans lesquels on fait $\Lambda \rightarrow \Lambda^*$) en multipliant les coefficients de $\mathcal{F}_2, \mathcal{F}_4, \mathcal{F}_6$ par $-\frac{\sigma \cdot \mathbf{p}_{\Lambda^*}}{|\mathbf{p}_{\Lambda^*}|^2} (E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*})$. On obtient ainsi l'expression suivante :

Vertex	Voie	Couplage
$pp\gamma$	s	$e (\not{\epsilon} - \frac{\epsilon \cdot p_\gamma}{p_\gamma^2} \not{p}_\gamma) F_1^p + (\not{p}_\gamma \not{\epsilon} - \epsilon \cdot p_\gamma) \mu_p F_2^p$
$K^+ Y p$	s, u	$g_{KYN} \Gamma(\pi_Y)$
$K^+ K^+ \gamma$	t	$e (\epsilon - \frac{\epsilon \cdot p_\gamma}{p_\gamma^2} p_\gamma) \cdot (2p_K - p_\gamma) F^K$
$Y' Y \gamma$	u	$[e (\not{\epsilon} - \frac{\epsilon \cdot p_\gamma}{p_\gamma^2} \not{p}_\gamma) F_1^{Y'} + (\not{p}_\gamma \not{\epsilon} - \epsilon \cdot p_\gamma) \mu_{YY'} F_2^{Y'}] \Gamma(-\pi_Y)$
$K^* K^+ \gamma$	t	$\frac{g_{K^* K \gamma}}{M} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_\nu (p_\gamma)_\rho (p_\gamma - p_K)_\sigma F^{K^*}$
$K^* Y p$	t	$[g_{K^* NY}^V \gamma^\mu + \frac{g_{K^* NY}^T}{M_Y + M_p} (\not{p}_\gamma - \not{p}_K) \gamma^\mu] \Gamma(-\pi_Y)$
$K 1 K^+ \gamma$	t	$\frac{g_{K 1 K \gamma}}{M} [p_\gamma \cdot (p_K - p_\gamma) \epsilon_\mu - \epsilon \cdot (p_K - p_\gamma) p_\gamma^\mu] F^{K 1}$
$K 1 Y p$	t	$[g_{K 1 NY}^V \gamma^\mu \gamma_5 + \frac{g_{K 1 NY}^T}{M_Y + M_p} (\not{p}_\gamma - \not{p}_K) \gamma^\mu \gamma_5] \Gamma(-\pi_Y)$
$N^*(\frac{1}{2}^\pm) p \gamma$	s	$(\not{p}_\gamma \not{\epsilon} - \epsilon \cdot p_\gamma) \mu_{NN^*} F^{N^*} \Gamma(\mp)$
$K Y N^*(\frac{1}{2}^\pm)$	s	$g_{KYN^*} \Gamma(\pm \pi_Y)$
$Y^*(\frac{1}{2}^\pm) Y \gamma$	u	$(\not{p}_\gamma \not{\epsilon} - \epsilon \cdot p_\gamma) \mu_{YY^*} F^{Y^*} \Gamma(\mp \pi_Y)$
$K Y^*(\frac{1}{2}^\pm) p$	u	$g_{KY^* N} \Gamma(\pm)$

Tableau 2.2: Vertex pour l'électroproduction de Λ et Λ^* . Dans les voies s, t, u , $Y = \Lambda, \Lambda^*$ représente l'hypéron produit. Pour le vertex $K^+ Y p$ dans la voie u , $Y = \Lambda, \Sigma$ représente la particule échangée. Dans le vertex $Y' Y \gamma$, $Y' = \Lambda, \Sigma$ représente la particule échangée. Les matrices $\Gamma(+)$ et $\Gamma(-)$ assurent la conservation de la parité aux vertex électromagnétiques et hadroniques. La parité intrinsèque π_Y vaut (+) pour $Y = \Lambda, \Sigma$, et (-) pour $Y = \Lambda^*$.

$$\mathcal{F}^{\Lambda^*} = (\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}_K) \mathcal{F}(\Lambda \rightarrow \Lambda^*), \quad (2.45)$$

où les nouvelles amplitudes CGLN sont obtenues à partir des anciennes suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i^{\Lambda^*} &= -\frac{|\mathbf{p}_K|}{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}} \mathcal{F}_i(\Lambda \rightarrow \Lambda^*, \mathcal{A}_j \rightarrow \mathcal{A}_j^{\Lambda^*}) \quad , \quad i = 1, 3, 5 \\ \mathcal{F}_i^{\Lambda^*} &= -\frac{E_{\Lambda^*} + M_{\Lambda^*}}{|\mathbf{p}_K|} \mathcal{F}_i(\Lambda \rightarrow \Lambda^*, \mathcal{A}_j \rightarrow \mathcal{A}_j^{\Lambda^*}) \quad , \quad i = 2, 4, 6 \end{aligned} \quad (2.46)$$

Finalement, les observables seront données par des expressions analogues à celles utilisées pour la production de Λ . En effet, il est clair d'après (2.45) que : $\text{Tr}(\mathcal{F}^{\Lambda^*} \mathcal{F}^{\Lambda^* \dagger}) = \text{Tr}(\mathcal{F} \mathcal{F}^\dagger)$. Donc les expressions des sections efficaces seront identiques, à part les coefficients cinématiques.

2.4.2 Règle de passage des amplitudes

Afin de donner la règle de passage pour les amplitudes \mathcal{A}_j de chaque diagramme, on donne à titre d'illustration le calcul du terme de Born correspondant à l'échange d'un hyperon Y ($Y = \Lambda, \Sigma$). Dans le cas de la photoproduction de Λ , on a :

$$T = \bar{U}_\Lambda V(Y \Lambda \gamma) P(Y) V(K^+ \Lambda p) U_p. \quad (2.47)$$

Les expressions des vertex sont les suivantes :

$$V(Y \Lambda \gamma) = \mu_{Y\Lambda} \not{p}_\gamma \not{q} \quad , \quad V(K^+ \Lambda p) = i g_{K\Lambda N} \gamma_5, \quad (2.48)$$

et le propagateur s'écrit :

$$P(Y) = \frac{\not{p}_\Lambda - \not{p}_\gamma + M_Y}{u - M_Y^2}. \quad (2.49)$$

En reportant ces expressions dans (2.47), on obtient :

$$T = i \frac{g_{K\Lambda N} \mu_{Y\Lambda}}{u - M_Y^2} \bar{U}_\Lambda \not{p}_\gamma \not{q} (\not{p}_\Lambda - \not{p}_\gamma + M_Y) \gamma_5 U_p. \quad (2.50)$$

L'utilisation de la règle : $q\not{b} = 2a \cdot b - \not{b}q$ permet de simplifier $\not{p}_\gamma \not{q} \not{p}_\gamma = 0$, et de déplacer \not{p}_Λ de façon à appliquer l'équation de Dirac $\bar{U}_\Lambda \not{p}_\Lambda = \bar{U}_\Lambda M_\Lambda$. On obtient ainsi :

$$T = i \bar{U}_\Lambda \left(\sum_{j=1}^4 \tilde{\mathcal{A}}_j \tilde{\mathcal{M}}_j \right) \gamma_5 U_p, \quad (2.51)$$

avec :

$$\tilde{\mathcal{A}}_1 = \frac{g_{K\Lambda N} \mu_{Y\Lambda}}{u - M_Y^2} (M_Y + M_\Lambda) \quad , \quad \tilde{\mathcal{A}}_4 = -2 \frac{g_{K\Lambda N} \mu_{Y\Lambda}}{u - M_Y^2} \quad , \quad \tilde{\mathcal{A}}_2 = \tilde{\mathcal{A}}_3 = 0, \quad (2.52)$$

et où les $\tilde{\mathcal{M}}_j$ sont données par les relations (2.2)-(2.7) dans lesquelles on a supprimé γ_5 , compte-tenu de la relation $\gamma_5^2 = \mathbf{1}$:

$$\tilde{\mathcal{M}}_j = \gamma_5 \mathcal{M}_j. \quad (2.53)$$

En utilisant : $\not{q} \gamma_5 = -\gamma_5 \not{q}$, il est clair que :

$$\tilde{\mathcal{M}}_j \gamma_5 = \begin{cases} \mathcal{M}_j & j = 1, 2 \\ -\mathcal{M}_j & j = 3, 4 \end{cases} \quad (2.54)$$

Ainsi, la relation (2.51) devient :

$$T = i \bar{U}_\Lambda \left(\sum_{j=1}^4 \mathcal{A}_j \mathcal{M}_j \right) \gamma_5 U_p, \quad (2.55)$$

ce qui est bien de la forme (2.1), avec :

$$\mathcal{A}_j = \begin{cases} \tilde{\mathcal{A}}_j & j = 1, 2 \\ -\tilde{\mathcal{A}}_j & j = 3, 4 \end{cases} \quad (2.56)$$

Dans le cas de la photoproduction de Λ^* , les expressions (2.47)-(2.49) ont la même structure, sauf le vertex électromagnétique qui devient :

$$V(Y\Lambda^*\gamma) = i \mu_{Y\Lambda^*} \not{p}_\gamma \not{q} \gamma_5, \quad (2.57)$$

et il faut faire $p_\Lambda \rightarrow p_{\Lambda^*}$ dans le propagateur. L'amplitude T se met alors sous la forme :

$$T^{\Lambda^*} = -\frac{g_{K\Lambda N} \mu_{Y\Lambda^*}}{u - M_Y^2} \bar{U}_{\Lambda^*} \not{p}_\gamma \not{q} \gamma_5 (\not{p}_{\Lambda^*} - \not{p}_\gamma + M_Y) \gamma_5 U_p. \quad (2.58)$$

En déplaçant la première matrice γ_5 vers la droite, on obtient :

$$T^{\Lambda^*} = \frac{g_{K\Lambda N} \mu_{Y\Lambda^*}}{u - M_Y^2} \bar{U}_{\Lambda^*} \not{p}_\gamma \not{q} (\not{p}_{\Lambda^*} - \not{p}_\gamma - M_Y) U_p. \quad (2.59)$$

Cette forme est analogue à (2.50), avec $M_Y \rightarrow -M_Y$, et $\gamma_5 \rightarrow \mathbf{1}$.

La même démarche que précédemment permet d'obtenir une forme analogue à (2.51):

$$T^{\Lambda^*} = \bar{U}_{\Lambda^*} \left(\sum_{j=1}^4 \tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} \tilde{\mathcal{M}}_j^{\Lambda^*} \right) U_p, \quad (2.60)$$

avec :

$$\tilde{\mathcal{M}}_j^{\Lambda^*} = \tilde{\mathcal{M}}_j(p_{\Lambda} \rightarrow p_{\Lambda^*}) = \gamma_5 \mathcal{M}_j(p_{\Lambda} \rightarrow p_{\Lambda^*}), \quad (2.61)$$

et :

$$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \tilde{\mathcal{A}}_j(M_Y \rightarrow -M_Y, M_{\Lambda} \rightarrow M_{\Lambda^*}, \mu_{Y\Lambda} \rightarrow \mu_{Y\Lambda^*}), \quad (2.62)$$

soit, compte-tenu de (2.56) :

$$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \begin{cases} \mathcal{A}_j(M_Y \rightarrow -M_Y, M_{\Lambda} \rightarrow M_{\Lambda^*}, \mu_{Y\Lambda} \rightarrow \mu_{Y\Lambda^*}) & j = 1, 2 \\ -\mathcal{A}_j(M_Y \rightarrow -M_Y, M_{\Lambda} \rightarrow M_{\Lambda^*}, \mu_{Y\Lambda} \rightarrow \mu_{Y\Lambda^*}) & j = 3, 4 \end{cases} \quad (2.63)$$

L'extension au cas de l'électroproduction est immédiate : la première relation de (2.63) sera valable pour les valeurs $j = 1, 2, 6$, et la deuxième pour $j = 3, 4, 5$.

Le même type de raisonnement permet d'obtenir les relations entre les $\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*}$ et les \mathcal{A}_j correspondant aux autres termes de Born (échanges de p , K , Σ) et aux échanges des résonances kaoniques, nucléoniques et hypéroniques. Les résultats sont donnés dans le Tableau 2.3.

Cette démonstration met surtout en évidence que la règle de passage donnée par Williams *et al.* [3, 53] ne se réduit pas simplement à la substitution de masse $m_{\Lambda} \rightarrow -m_{\Lambda^*}$, car on a mis en évidence que cette règle doit être complétée par un signe négatif global sur l'amplitude pour des indices impairs.

2.5 Formalisme pour la photoproduction de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron

Dans cette partie on étend le formalisme de la réaction de photoproduction de $K^+\Sigma^0$ sur le proton à la photoproduction de $K^+\Sigma^-$ sur le **neutron**.

Vis-à-vis de l'interaction forte, le proton et le neutron ne sont en fait qu'une seule et même entité. Cependant, ils diffèrent par leurs interactions électromagnétiques. On peut donc considérer le proton et le neutron comme les états propres d'un même opérateur T , appelé 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 propres 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.

Particule/Résonance échangée	Règle de passage
$p + K^+$	$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \mathcal{A}_j(g_{K\Lambda N} \rightarrow g_{K\Lambda^*N}) \quad j = 1, \dots, 6$
$Y = \Lambda, \Sigma$	$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \begin{cases} \mathcal{A}_j(M_Y \rightarrow -M_Y, \mu_{Y\Lambda} \rightarrow \mu_{Y\Lambda^*}) & j = 1, 2, 6 \\ -\mathcal{A}_j(M_Y \rightarrow -M_Y, \mu_{Y\Lambda} \rightarrow \mu_{Y\Lambda^*}) & j = 3, 4, 5 \end{cases}$
$K^R = K^*, K^1$	$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \mathcal{A}_j(g_{K^R\Lambda p}^{V,T} \rightarrow g_{K^R\Lambda^*p}^{V,T}) \quad j = 1, \dots, 6$
$N^* \left(\frac{1}{2}^\pm\right)$	$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \pm \mathcal{A}_j(g_{K\Lambda N^*} \rightarrow g_{K\Lambda^*N^*}) \quad j = 1, \dots, 6$
$Y^* \left(\frac{1}{2}^\pm\right)$	$\tilde{\mathcal{A}}_j^{\Lambda^*} = \begin{cases} \pm \mathcal{A}_j(M_{Y^*} \rightarrow -M_{Y^*}, \mu_{Y^*\Lambda} \rightarrow \mu_{Y^*\Lambda^*}) & j = 1, 2, 6 \\ \mp \mathcal{A}_j(M_{Y^*} \rightarrow -M_{Y^*}, \mu_{Y^*\Lambda} \rightarrow \mu_{Y^*\Lambda^*}) & j = 3, 4, 5 \end{cases}$

Tableau 2.3: Relations entre \mathcal{A}_j^Λ et $\mathcal{A}_j^{\Lambda^*}$. Il est entendu que l'on fait : $M_\Lambda \rightarrow M_{\Lambda^*}$, où M_Λ est la masse de l'hypéron produit.

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 particules qui nous intéressent peuvent être regroupées en des multiplets de saveur où les particules sont caractérisées entre autres, 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 (Fig 2.3) 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 l'étrangeté.

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 la transition $n \rightarrow K^+\Sigma^-$, caractérisée par la constante de couplage $g_{nK^+\Sigma^-}$. Le rapport :

$$\frac{\langle K^+\Sigma^- | I_F | n \rangle}{\langle K^+\Sigma^0 | I_F | p \rangle} = \frac{G(n \rightarrow K^+\Sigma^-)}{G(p \rightarrow K^+\Sigma^0)}, \quad (2.64)$$

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

$$\frac{g_{nK^+\Sigma^-}}{g_{pK^+\Sigma^0}} = \frac{\langle \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} - 1 \rangle}{\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \quad 0 \rangle} = \sqrt{2}. \quad (2.65)$$

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

CHAPITRE 2. FORMALISME

appartiennent au même multiplet.

Par conséquent, en calculant l'ensemble des coefficients de Clebsch-Gordan, on obtient la règle de transformation suivante :

- Les diagrammes échangeant une particule ou une résonance Λ ne contribuent pas au mécanisme de réaction :

$$g_{nK^+\Lambda}^{(neutron)} = g_{nK^+\Lambda^*}^{(neutron)} = 0. \quad (2.66)$$

- Pour les *particules de spin* $\frac{1}{2}$ des termes de Born et des termes résonnants des voies s, t et u :

$$g^{(neutron)} = \sqrt{2} g^{(proton)} \quad (2.67)$$

- Pour les *particules de spin* $\frac{3}{2}$ des termes résonnants des voies s et u :

$$g^{(neutron)} = \frac{1}{\sqrt{2}} g^{(proton)}, \quad (2.68)$$

où l'on a défini $g^{(neutron)}$ comme étant les constantes de couplage pour la réaction sur le neutron, et $g^{(proton)}$ celles pour la réaction sur le proton.

Par ailleurs, aux vertex électromagnétiques, chaque particule est caractérisée par un moment magnétique :

$$\mu^* = \frac{e}{2m_N} \kappa^*, \quad (2.69)$$

où m_N est la masse du nucléon, e la charge électrique et κ^* est le moment magnétique anomal.

La largeur $\Gamma_{N^* \rightarrow N\gamma}$ de la décroissance d'un nucléon de spin $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ $N^* \rightarrow N\gamma$ est reliée au moment anomal et aux amplitudes l'hélicités ($A_{\frac{1}{2}}, A_{\frac{3}{2}}$) suivant :

$$\Gamma_{N^* \rightarrow N\gamma} = \frac{\alpha}{4\pi} (\kappa^*)^2 \frac{k_{c.m.}^3}{M^2} = \frac{k_{c.m.}^2}{\pi} \frac{M}{M^*} |A_{1/2}|^2. \quad (2.70)$$

En calculant le rapport des largeurs on peut relier les moments magnétiques entre eux. On définit $f_{\frac{1}{2}}^*$ et $f_{\frac{3}{2}}^*$ les rapports des moments magnétiques entre les particules de spin $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$:

$$f_{\frac{1}{2}}^* = \frac{\kappa_n^*}{\kappa_p^*} = \frac{A_{1/2}^n}{A_{1/2}^p}, \quad (2.71)$$

$$f_{\frac{3}{2}}^* = \frac{\kappa_n^*}{\kappa_p^*} = \frac{A_{1/2}^n + \sqrt{3}A_{3/2}^n}{A_{1/2}^p + \sqrt{3}A_{3/2}^p}. \quad (2.72)$$

L'expression de $f_{\frac{3}{2}}^*$ est obtenue en étendant l'équation 2.70 aux particules de spin $\frac{3}{2}$.

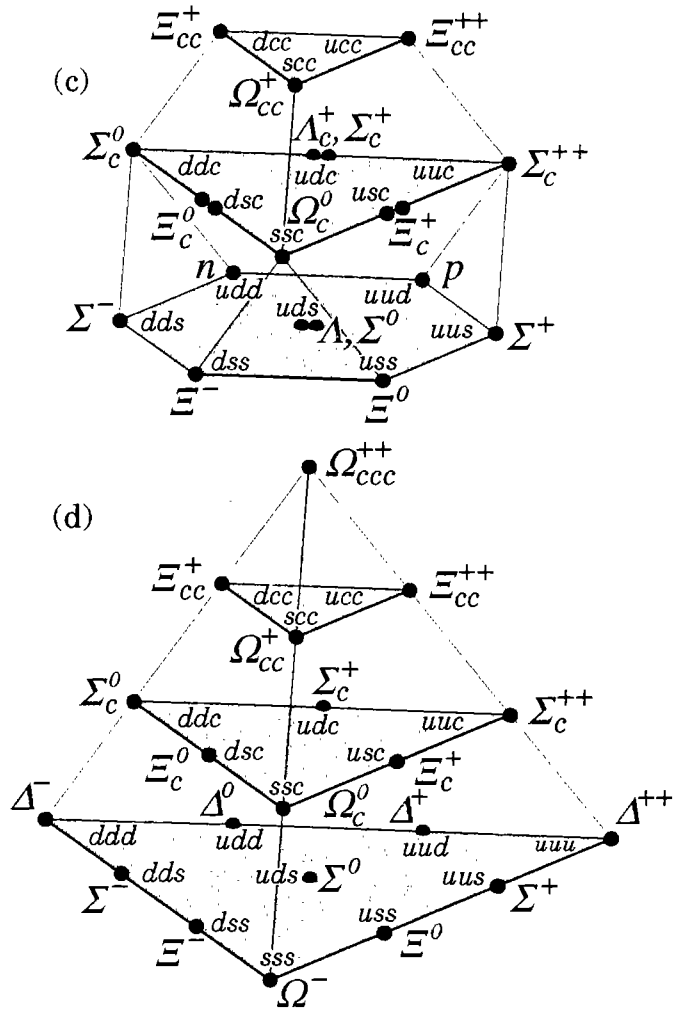


Figure 2.3: Représentation tridimensionnelle du multiplet SU(3), avec la composition en quarks de chacune des particules.

CHAPITRE 2. FORMALISME

Donc les moments magnétiques entrant dans le formalisme de photoproduction de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron sont reliés aux moments magnétiques entrant dans le formalisme de production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton par la transformation:

$$\mu_{voie=s,t,u}^{neutron} = \mu_{voie=s,t,u}^{proton} \times f_{spin=\frac{1}{2},\frac{3}{2}}^* \quad (2.73)$$

Ainsi en appliquant les règles énoncées ci-dessus, on obtient facilement un modèle pour la réaction $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$ à partir du formalisme pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$.

Chapitre 3

Facteurs de forme

Les facteurs de forme traduisent la non ponctualité des particules aux vertex forts ou électromagnétiques (Fig 3.1). Dans ce chapitre on exposera les modèles développés pour les deux types de facteurs de forme qui sont utilisés dans le modèle isobarique.

3.1 Facteurs de forme électromagnétiques

Lors de l'interaction d'un photon virtuel avec un hadron, le photon voit ces particules comme des objets non ponctuels. L'introduction d'un facteur de forme électromagnétique traduit l'extension spatiale de la distribution de charge à l'intérieur de la particule. Précisons que compte tenu du manque d'investigations théoriques sur les facteurs de forme hypéroniques, l'étude de l'électroproduction a été effectuée moyennant l'hypothèse suivante : comme Λ et Σ^0 sont des particules neutres, les facteurs de forme de ces dernières ont été remplacés par les facteurs de forme du neutron [2, 4, 18].

Depuis, des études portant sur les facteurs de forme hypéroniques ont été effectuées [20]. L'objectif actuel est d'introduire ces nouveaux facteurs de forme dans les formalismes décrivant la réaction $ep \rightarrow e'KY$ et d'identifier les observables montrant une sensibilité significative (c'est à dire mesurable) aux facteurs de forme ainsi mis en jeu.

3.1.1 Facteurs de forme des nucléons

Le courant hadronique neutre pour la diffusion d'un électron sur un proton est donné par :

$$J^\mu = e\bar{u}(p')\left[F_1(q^2)\gamma^\mu + i\frac{\kappa}{2M}F_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu\right]u(p)e^{i(p'-p)x}, \quad (3.1)$$

Les deux facteurs de forme F_1 et F_2 sont reliés par combinaison linéaire aux facteurs de forme magnétique (G_M) et électrique (G_E) :

$$F_1^p = \frac{1}{1-\tau}(G_E^p - \tau G_M^p) \quad , \quad F_2^p = \frac{1}{\kappa_p(1-\tau)}(G_M^p - G_E^p), \quad (3.2)$$

où $\tau = p_\gamma^2/4M^2$ ($p_\gamma^2 < 0$), et κ_p est le moment magnétique anormal du proton.

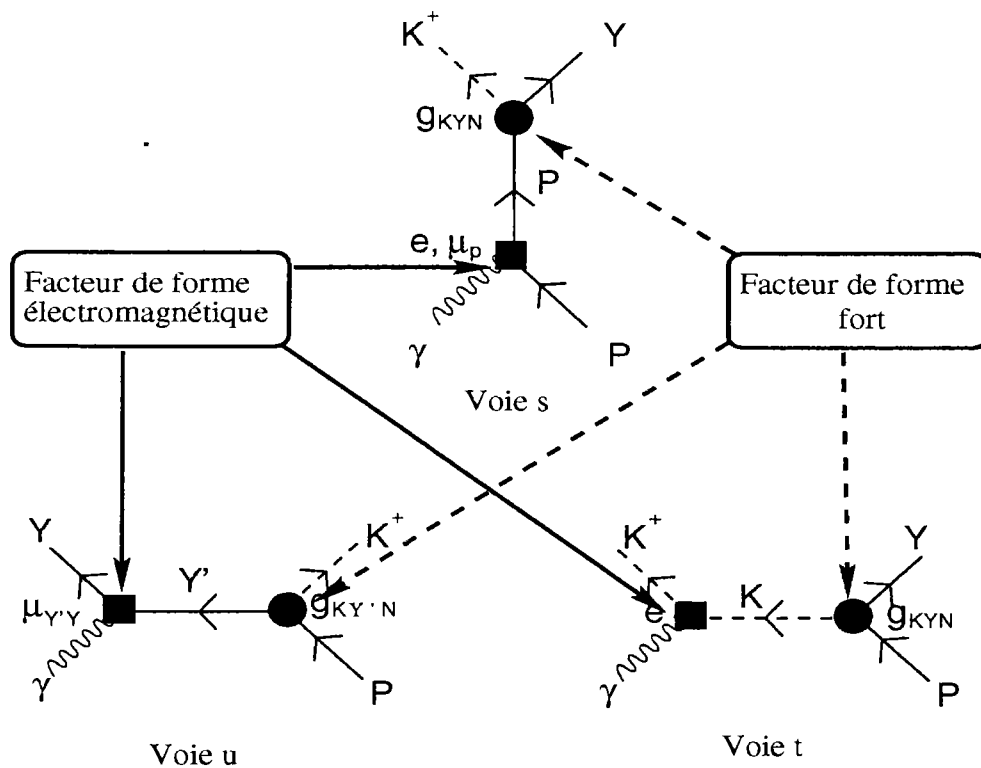


Figure 3.1: Localisation des vertex où interviennent les facteurs de forme forts et électromagnétiques.

Les facteurs de forme du neutron et du proton ont été étudiés tant sur le plan théorique qu'expérimental. Cela a donné naissance à de nombreux modèles. Dans le cadre de notre étude on s'est limité au modèle VDM décrit ci-dessous.

Le modèle à dominance vectorielle (VDM) traite du comportement "hadronique" du photon. Gari et Krumpelmann (GK) [54, 55] ont combiné VDM à faible Q^2 à une approche de QCD perturbative à grand Q^2 . Ainsi, les facteurs de forme peuvent être décomposés en une partie isovectorielle (iv) et une partie isoscalaire (is) :

$$F_1^p = \frac{1}{2}(F_1^{is} + F_1^{iv}) \quad , \quad F_2^p = \frac{1}{2\kappa_p}(\kappa_{is}F_2^{is} + \kappa_{iv}F_2^{iv}), \quad (3.3)$$

avec :

$$F_1^{iv}(Q^2) = \frac{g_\rho}{f_\rho} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} F_1^\rho(Q^2) + \left(1 - \frac{g_\rho}{f_\rho}\right) F_1^D(Q^2), \quad (3.4)$$

$$\kappa_{iv}F_2^{iv}(Q^2) = \kappa_\rho \frac{g_\rho}{f_\rho} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} F_2^\rho(Q^2) + \left(\kappa_{iv} - \kappa_\rho \frac{g_\rho}{f_\rho}\right) F_2^D(Q^2), \quad (3.5)$$

$$F_1^{is}(Q^2) = \frac{g_\omega}{f_\omega} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + Q^2} F_1^\omega(Q^2) + \left(1 - \frac{g_\omega}{f_\omega}\right) F_1^D(Q^2), \quad (3.6)$$

$$\kappa_{is}F_2^{is}(Q^2) = \kappa_\omega \frac{g_\omega}{f_\omega} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + Q^2} F_2^\omega(Q^2) + \left(\kappa_{is} - \kappa_\omega \frac{g_\omega}{f_\omega}\right) F_2^D(Q^2). \quad (3.7)$$

Ici $Q^2 = -p_\gamma^2$, g_ρ et g_ω sont les constantes de couplage méson vecteur-nucléon, m_ρ^2/f_ρ et m_ω^2/f_ω sont les constantes de couplage photon-méson vecteur, et les κ sont les moments magnétiques. F_i^ρ et F_i^ω sont les facteurs de forme méson-nucléon, et F_i^D décrit la structure non résonnante en quarks des nucléons qui est responsable du comportement asymptotique. De plus, afin de décrire le passage d'un petit à un grand Q^2 , GK introduisent :

$$F_1^\alpha(Q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \tilde{Q}^2} \frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \tilde{Q}^2}, \quad (3.8)$$

$$F_2^\alpha(Q^2) = \left[\frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \tilde{Q}^2} \right]^2 \frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \tilde{Q}^2}, \quad (3.9)$$

avec, $\alpha = \rho, \omega, D$, et

$$\tilde{Q}^2 = Q^2 \ln \left(\frac{\Lambda_2^2 + Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right) / \ln \left(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right). \quad (3.10)$$

Les valeurs des paramètres utilisés par GK [54] sont données dans le Tableau 3.1.

3.1.2 Les facteurs de forme des hypérons

Pour les baryons il n'existe pas de données, hormis pour les nucléons. Quant aux études théoriques elles sont très rares, voire inexistantes pour les particules autres que les nucléons. Récemment Williams et al. [55, 20, 56] ont étendu l'approche VDM aux

CHAPITRE 3. FACTEURS DE FORME

κ_{iv}	κ_{is}	g_ρ/f_ρ	κ_ρ	g_ω/f_ω	κ_ω	$\Lambda_1^{\rho,\omega}$	Λ_1^D	Λ_2	Λ_{QCD}
3.706	-0.12	0.631	3.3	0.658	0.4	0.863	1.21	2.1	0.33

Tableau 3.1: Paramètres pour le facteur de forme électromagnétique obtenus par Gari-Krumpelmann. Les cu off sont donnés en $(GeV/c)^2$.

facteurs de forme des hypérons Λ et Σ . L'extension aux autres hypérons Ξ nécessite l'introduction d'autres mésons dont la liste est donnée dans le Tableau 3.2. Les expressions données par Williams *et al.* [20] sont les suivantes :

$$F_1^B(q^2) = \frac{1}{2}N_B[F_1^{is}(B; q^2) + r_B F_1^{iv}(B; q^2)], \quad (3.11)$$

avec :

$$N_B = 1 + \delta(I^B, 0), \quad r_B = \frac{I_3^B}{|I_3^B| + \delta(I_3^B, 0)}, \quad I_3^B = \langle B | I_3 | B \rangle,$$

$$F_2^B(q^2) = \frac{1}{2}N_B[\kappa_{is}^B F_1^{is}(B; q^2) + r_B \kappa_{iv}^B F_1^{iv}(B; q^2)], \quad (3.12)$$

$$F_1^{iv}(B; q^2) = \left[\sum_V^{iv} C_V(B) \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 - q^2 + iM_V \Gamma_V} \right) F_1^V(q^2) \right] + C_\gamma^{iv}(B) F_1^\gamma(q^2), \quad (3.13)$$

$$F_1^{is}(B; q^2) = \left[\sum_V^{is} C_V(B) \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 - q^2 + iM_V \Gamma_V} \right) F_1^V(q^2) \right] + C_\gamma^{is}(B) F_1^\gamma(q^2), \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{iv}^B F_2^{iv}(B; q^2) &= \left[\sum_V^{iv} \kappa_V(B) C_V(B) \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 - q^2 + iM_V \Gamma_V} \right) F_2^V(q^2) \right] \\ &\quad + \kappa_\gamma^{iv} C_\gamma^{iv}(B) F_2^\gamma(q^2), \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{is}^B F_2^{is}(B; q^2) &= \left[\sum_V^{is} \kappa_V(B) C_V(B) \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 - q^2 + iM_V \Gamma_V} \right) F_2^V(q^2) \right] \\ &\quad + \kappa_\gamma^{is} C_\gamma^{is}(B) F_2^\gamma(q^2). \end{aligned} \quad (3.16)$$

où $C_V(B) = g_{VBB}/f_V$ est la constante de couplage méson-baryon,

et :

$$F_n^\gamma(q^2) = \left[\frac{M_\rho^2(M_\rho^2 + \Gamma_\rho^2)}{(q^2 - M_\rho^2)^2 + (M_\rho \Gamma_\rho)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 + |q^2|} \right)^n; \quad n = 1, 2 \quad (3.17)$$

où λ est le paramètre d'échelle méson vecteur-quarks, et M_ρ la masse du méson ρ .

Les valeurs des constantes de couplage sont données dans le Tableau 3.2. Sur la figure 3.2 on compare les facteurs de forme VDM de la particule Λ et Σ^0 au facteur de forme du neutron [54]. On constate que le facteur de forme du neutron surestime le facteur de forme de la particule Σ^0 alors qu'il sous estime celui de la particule Λ .

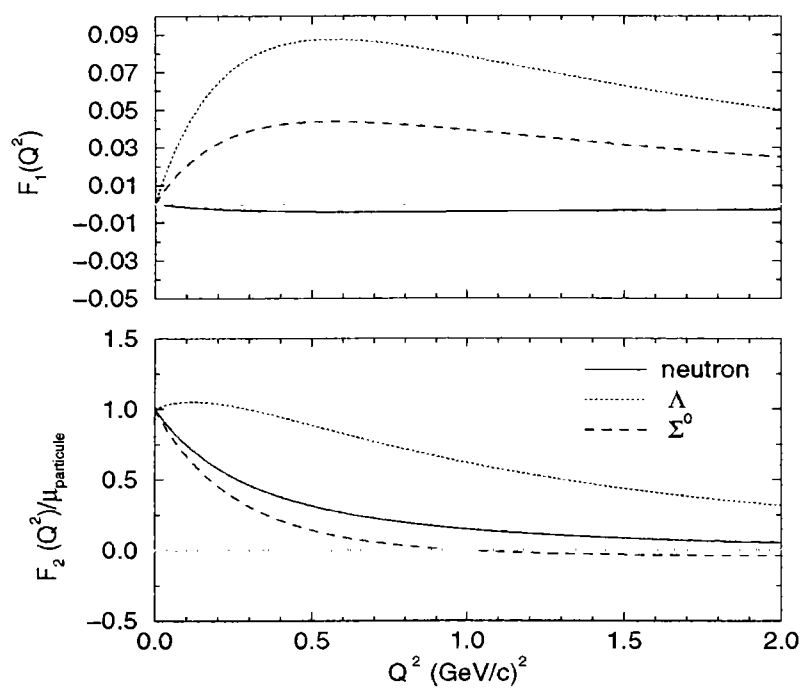


Figure 3.2: Facteurs de forme $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ de Λ et Σ^0 obtenus par le formalisme VDM de Williams *et al.* [20, 55, 56], que l'on compare au facteur de forme du neutron [54].

V	$C_V(\text{nucléons})$	$C_V(\Sigma^0)$	$C_V(\Lambda)$	κ_V	C_V
ρ	0.4	0	0	6.10	0.4
ρ'	-2.0	0	0	0.1	-2.0
ρ''	1.6	0	0	0.2	1.6
γ^{iv}	1.0	0	0		1.0
ω	0.2	0.167	0.167	0.14	0.1
ω'	1.2	0.8	0.8	-0.3	1.2
ω''	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	-0.3
Φ	-0.1	-1.1	-1.1	-1.82	1.0
γ^{is}	0	0.333	0.333		1.0

Tableau 3.2: Mésons mis en jeu dans le modèle VDM de Williams et al. [3, 53] pour le calcul des facteurs de forme hypéroniques et les valeurs des constantes de couplage .

3.1.3 Les facteurs de forme des kaons

Les données sur le facteur de forme du K^+ ne sont pas aussi nombreuses que celles relatives aux nucléons, et de plus elles se limitent à des $Q^2 < 0.15 \text{ GeV}^2/c^2$. Cela ne permet donc pas de trancher parmi les divers modèles proposés. Pour le facteur de forme de K^+ nous avons adopté deux approches. La première est basée sur le modèle VDM qui fut proposé par Williams et al. [3, 53] :

$$F_{K^+}(Q^2) = \sum_{v=\rho,\omega,\Phi} \left(\frac{g_v}{f_v} \right) \frac{M_v^2}{M_v^2 + Q^2 - iM_v\Gamma_v}. \quad (3.18)$$

où M_v et Γ_v sont respectivement la masse et la largeur du méson vecteur. Les constantes de couplage sont déterminées grâce à la désintégration du $\Phi \rightarrow K^+K^-$ et aux conditions aux limites $F_{K^+}(Q^2 = 0) = 1$, $F_{K^0}(Q^2 = 0) = 0$.

On a également considéré l'approche plus récente de Cardarelli et al. [57]. Dans ce cas le facteur de forme du K^+ est calculé au moyen d'un modèle relativiste de quarks constituants dans lequel le rayon moyen des quarks u et d est $\langle r \rangle = 0.48 \text{ fm}$, alors que le rayon moyen du quark s vaut $\langle r \rangle = 0.25 \text{ fm}$. Les résultats de ce modèle sont paramétrisés [4] sous la forme :

$$F_{K^+}(Q^2) = \frac{a}{1 + Q^2/\Lambda_1^2} + \frac{1 - a}{(1 + Q^2/\Lambda_2^2)^2}, \quad (3.19)$$

où $a = 0.398$ et les cut-off valent $\Lambda_1 = 0.642 \text{ GeV}/c$ et $\Lambda_2 = 1.386 \text{ GeV}/c$.

Il reste à présent à considérer les résonances K^* et K_1 . Dans ce cas on a adopté la démarche de Adelseck-Wright [16] qui supposent un comportement monopolaire pour les facteurs de forme :

$$F(Q^2) = \frac{1}{1 + Q^2/\Lambda^2}. \quad (3.20)$$

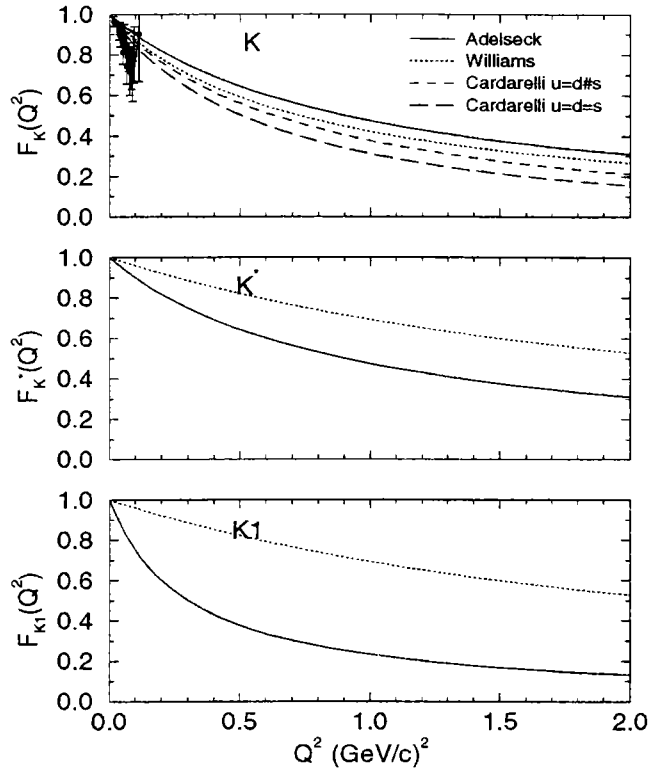


Figure 3.3: Facteurs de forme des kaons : d'après Adelseck [16] (monopolaire), Williams [53] (VDM) et Cardarelli [57] (quarks constituants). Les données sont extraites de l'article de Dally *et al.* [58]

On a également pris en compte la démarche de Williams *et al.* [3] qui considèrent que les facteurs de forme des résonances K^* et $K1$ ont la même structure que le facteur de forme de K^+ , moyennant quelques modifications. En effet dans le cas présent, en plus des mésons ρ , ω et Φ , il y a échange d'un méson Φ^* . Les constantes de couplage de ρ et ω restent les mêmes que pour K^+ , alors que les constantes de couplage associées à Φ et Φ^* sont déterminées au moyen d'un lissage sur les données d'électroproduction.

Sur la Figure 3.3 on présente les allures des facteurs de forme obtenus avec les différents modèles. On constate qu'actuellement on ne peut pas discriminer entre les différents modèles de facteur de forme de K^+ , car les données dont l'on dispose ont été obtenues pour des $Q^2 \leq 0.15 \text{ GeV}^2$, et à ces valeurs chaque modèle reproduit bien les données. Quant aux K^* et $K1$ l'on ne dispose pas de données.

Au vu des résultats des modèles de facteurs de forme kaoniques et sachant qu'il n'y a pas d'expérience prévue dans les prochaines années relative à ces facteur de forme, il faut aborder les études d'une manière différente. Les réactions de type $e p \rightarrow e' K^+ Y$ offrent un moyen privilégié sur ce sujet.

3.2 Facteurs de forme forts

Au vertex électromagnétique, la non-punctualité des particules est modélisée par un facteur de forme électromagnétique. Au vertex fort, la non punctualité des particules peut être décrite en introduisant des facteurs de forme forts encore appelés fontions de vertex. L'introduction de ces facteurs de forme forts dans un formalisme basé sur un Lagrangien effectif brise l'invariance de jauge. Une des méthodes pour la restaurer est la construction de courants additionnels absorbant les termes non invariants de jauge.

3.2.1 Problématique : Construction d'un courant absorbeur

L'invariance de jauge d'une théorie effective basée sur un modèle isobarique est une question cruciale au vertex fort lorsqu'on cherche à décrire le mécanisme de réaction où un photon interagit avec un hadron, car contrairement au vertex électromagnétique où l'invariance de jauge est assurée par substitution minimale, cela n'est pas le cas au vertex fort où le couplage est construit à la main en respectant la symétrie CPT [21, 22, 23, 59, 61].

Afin d'illustrer la brisure de l'invariance de jauge par les termes de Born, nous nous limitons à la photoproduction, sachant que le raisonnement peut être aisément étendu à l'électroproduction.

De l'annexe B, on tire les expressions "habituelles" (nucléon ponctuel) :

$$\mathcal{A}_1^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2}(1 + \kappa_p) + \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2}(\kappa_Y) + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{(M_{Y'} + M_Y) \kappa_{\Sigma^0\Lambda}}{2M_p} \quad (3.21)$$

$$\mathcal{A}_2^{Born} = \frac{2eg_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \quad (3.22)$$

$$\mathcal{A}_3^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{M_p} \quad (3.23)$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_Y} + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{\Sigma^0\Lambda}}{M_p} \quad (3.24)$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_Y} + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{\Sigma^0\Lambda}}{M_p} \quad (3.25)$$

Si l'on considère le nucléon comme un objet composite, et si l'on introduit les facteurs de forme pour les vertex hadroniques, l'amplitude de transition peut s'écrire :

$$\epsilon \cdot \tilde{\mathcal{M}}_{fi} = \sum_{j=1}^4 \hat{A}_j \bar{U}_\Lambda(\epsilon^\mu M_j^\mu) U_p + \epsilon \cdot \tilde{M}_{viol}, \quad (3.26)$$

où \tilde{M}_{viol} est l'amplitude contenant la partie du courant absorbeur. Les facteurs de forme forts contribuent aux \hat{A}_j de la façon suivante :

$$\hat{A}_1^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2}(1 + \kappa_p)F_1 + \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2}(\kappa_Y)F_2 + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{(M_{Y'} + M_Y) \kappa_{\Sigma^0\Lambda}}{2M_p} F_2 \quad (3.27)$$

$$\hat{A}_2^{Born} = \frac{2eg_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \hat{F}, \quad (3.28)$$

$$\hat{A}_3^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{M_p} F_1, \quad (3.29)$$

$$\hat{A}_4^{Born} = \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_Y} F_2 + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{\Sigma^0\Lambda}}{M_p} F_2. \quad (3.30)$$

L'amplitude \tilde{M}_{viol} contenant les termes détruisant l'invariance de jauge est :

$$\epsilon \cdot \tilde{M}_{viol} = -ge\bar{U}_n \gamma_5 \epsilon_\mu \left[\frac{2p_Y^\mu}{s - M_p^2} (\hat{F} - F_1) + \frac{2p_K^\mu}{t - M_K^2} (\hat{F} - F_3) \right] U_p. \quad (3.31)$$

La dépendance des facteurs de forme forts par rapport aux variables cinématiques est donnée par :

$$F_1 \equiv F_1(s) \equiv f(s, M_Y^2, M_K^2), \quad (3.32)$$

$$F_2 \equiv F_2(u) \equiv f(M_p^2, u, M_K^2), \quad (3.33)$$

$$F_3 \equiv F_3(t) \equiv f(M_p^2, M_Y^2, t). \quad (3.34)$$

Seul \hat{F} reste indéterminé. Actuellement il existe trois approches permettant de donner une expression à \hat{F} .

3.2.2 Modèle de Ohta

L'un des premiers modèles conduisant à une expression pour \hat{F} a été proposé par Ohta [21]. Soit un baryon de masse m et d'impulsion p décroissant en un baryon de masse m' et un méson de masse μ , respectivement d'impulsion p' et q . Le facteur \hat{F} a la forme :

$$\hat{F} = f(p^2, p'^2, (p - p')^2). \quad (3.35)$$

Ohta suppose que les facteurs de forme forts peuvent être développés en série de Taylor en respectant la conservation de l'impulsion des particules au vertex. En appliquant la substitution minimale et la continuité analytique, Ohta obtient la condition de normalisation dans la région non physique où les trois particules sont sur couche de masse :

$$\hat{F} = f(m^2, m'^2, \mu^2) = 1. \quad (3.36)$$

Cette expression permet d'éviter toute singularité dans les termes de courants additionnels. De plus en procédant ainsi, \hat{A}_2 se réduit à A_2 , ce qui donne à nouveau une contribution au courant électrique.

3.2.3 Modèle de Haberzettl

Haberzettl [23] restaure l'invariance de jauge en construisant une fonction de soustraction de la forme :

$$\hat{F} = f(m^2, m'^2, (p - p')^2), \quad (3.37)$$

qui est la seule fonction ne dépendant pas explicitement de l'impulsion k du photon, ce qui est bien sûr un artefact compte tenu de la conservation de l'impulsion. En effet, on peut réécrire les eqs. (3.32)-(3.34) sous la forme :

$$\text{voie } s : F_1 = F_1(s) = f((p + k)^2, m'^2, \mu^2), \quad (3.38)$$

$$\text{voie } u : F_2 = F_2(u) = f(m^2, (p - q)^2, \mu^2), \quad (3.39)$$

$$\text{voie } t : F_3 = F_3(t) = f(m^2, m'^2, (q - k)^2). \quad (3.40)$$

Si l'on choisit (q, p', k) comme variables indépendantes, la fonction de soustraction sera F_1 . En d'autres termes, Haberzettl a montré qu'en choisissant un jeu de variables indépendantes données, on pouvait choisir parmi les trois facteurs de forme forts n'importe laquelle des fonctions comme fonction de soustraction. En général, le vertex de soustraction est celui qui possède une particule hors-couche dont l'impulsion est la somme de l'impulsion des deux particules on-shell. On peut se demander comment ce choix de variable est autorisé. D'un point de vue de la substitution minimale, cela est autorisé puisqu'elle n'est appliquée que sur des quantités physiques, c'est pourquoi le courant doit contenir le jeu de variables choisies. Ohta a contourné cette difficulté en considérant le vertex comme une fonction générale de la forme $f(p^2, p'^2, q^2)$ non contraint par la conservation de l'impulsion avant l'application de la substitution minimale. La fonction de soustraction correspond dès lors à la limite non physique où toutes les particules sont sur leur couche de masse.

Dans tous les cas, avec la prescription d'invariance de jauge [23], il est possible d'éliminer la dépendance sur les variables (p, p', k, q) en utilisant une combinaison linéaire des trois cas limites:

$$\hat{F} = a_1 F_1(s) + a_2 F_2(u) + a_3 F_3(t). \quad (3.41)$$

Afin d'avoir la bonne condition aux limites quand $k=0$, les coefficients doivent satisfaire l'équation :

$$a_1 + a_2 + a_3 = 1. \quad (3.42)$$

3.2.4 Modèle de Davidson et Workman

Le modèle de Davidson et Workman [60] est en quelque sorte une synthèse entre les travaux d'Haberzettl et les travaux de Feuster et *al.* [61]. Dans leur article, ils discutent

l'équation (3.41), et montrent que si l'on prend cette expression on ne peut pas annuler les termes non invariants de jauge. En fait, ils démontrent que \hat{F} peut être fonction, en première approximation, des variables s et t uniquement dans le cas de la production de K^+ , comme cela avait été suggéré empiriquement par Feuster et *al.*. Néanmoins, ils montrent qu'il faut ajouter un terme supplémentaire dû à la symétrie de croisement, qui est le produit des facteurs de forme forts et une fonction des variables s et t . L'expression pour \hat{F} en première approximation est de la forme :

$$\hat{F} = F_1(s) + F_3(t) - F_1(s).F_3(t). \quad (3.43)$$

Cette expression n'est pas unique. En réalité Davidson et Workman donnent l'exemple d'une autre expression valable :

$$\begin{aligned} \hat{F} = & F_1(s) + F_2(u) + F_3(t) - F_1(s).F_3(t) - F_1(s).F_2(u) - F_2(u).F_3(t) \\ & + F_1(s).F_2(u).F_3(t). \end{aligned} \quad (3.44)$$

Par conséquent \hat{F} n'a pas d'expression unique.

3.3 Expressions des facteurs de forme forts

Compte tenu de la méthode utilisée pour restaurer l'invariance de jauge, le choix de l'expression des facteurs de forme forts est *ah-doc*. Ainsi les formes les plus communément utilisées sont des formes monopolaires de type :

$$F_{m,\Lambda}(x) = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (x - m^2)^2}, \quad x \equiv s, t, u \quad (3.45)$$

$$G_{m,\Lambda}(x) = \sqrt{F_{m,\Lambda}(x)} = \frac{\Lambda^2}{\sqrt{\Lambda^4 + (x - m^2)^2}}, \quad x \equiv s, t, u \quad (3.46)$$

où Λ est un cut-off et m une masse.

Nous allons discuter dans ce qui suit, du choix de l'expression à adopter pour le facteur de forme fort. Soit \mathfrak{R} le corps des réels. Comme $0 \leq F_{m,\Lambda}(x) \leq 1$ pour tout $(m, \Lambda) \in \mathfrak{R}^2$ et $x \in \mathfrak{R}$, et que $G_{m,\Lambda}(x) = \sqrt{F_{m,\Lambda}(x)}$, on a pour tout $(m, \Lambda) \in \mathfrak{R}^2$ et $x \in \mathfrak{R}$:

$$F_{m,\Lambda}(x) \leq G_{m,\Lambda}(x) \quad (3.47)$$

En d'autres termes la particule a une extension spatiale plus grande avec $G_{m,\Lambda}(x)$ qu'avec $F_{m,\Lambda}(x)$.

Si à présent on se focalise sur l'influence du cut-off (Fig 3.4), on constate que plus la valeur du cut-off est petite et plus la particule est "ponctuelle", et cela indépendamment de l'expression choisie pour le facteur de forme fort. Ainsi en choisissant F_i avec une petite valeur de cut-off (800 MeV) on modélisera une particule très "ponctuelle". A l'inverse, G_i avec une valeur élevée de cut-off (1400 MeV) traduira une forte extension

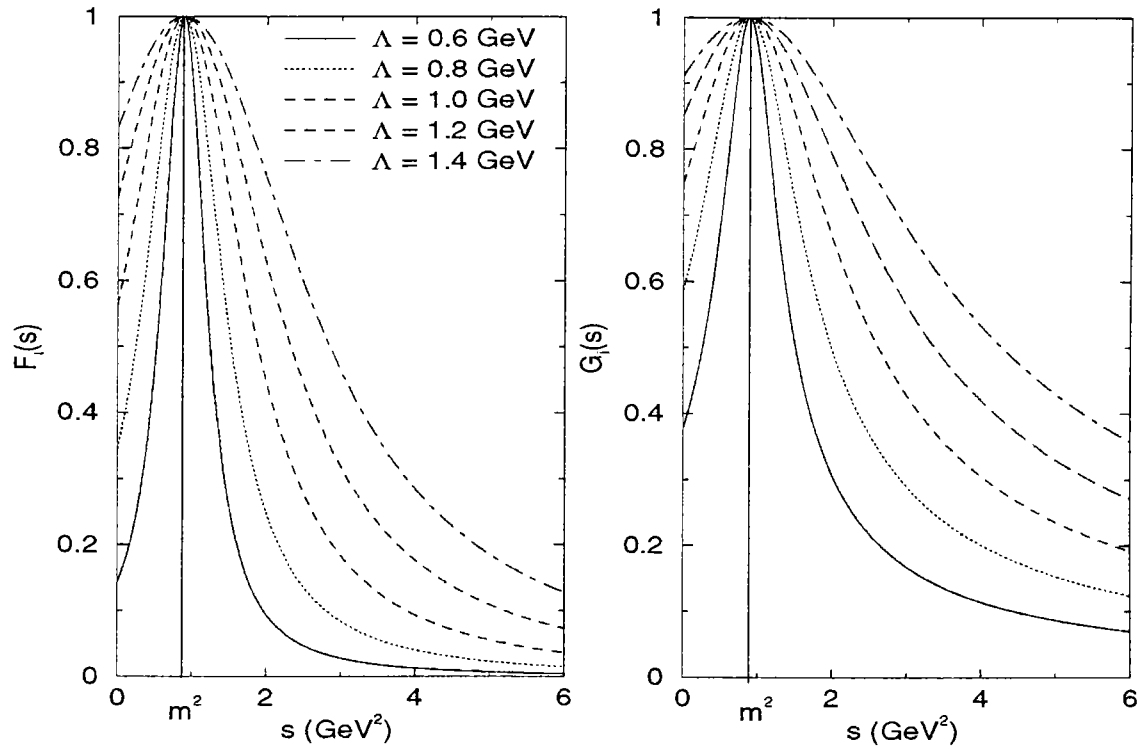


Figure 3.4: Évolution de $F_{m,\Lambda}(s)$ et $G_{m,\Lambda}(s)$ en fonction de s pour différentes valeurs du cut-off Λ , avec $m =$ masse du proton. Ce comportement reste valable pour la voie u et la voie t . On remarquera que le pic est centré sur la valeur de m .

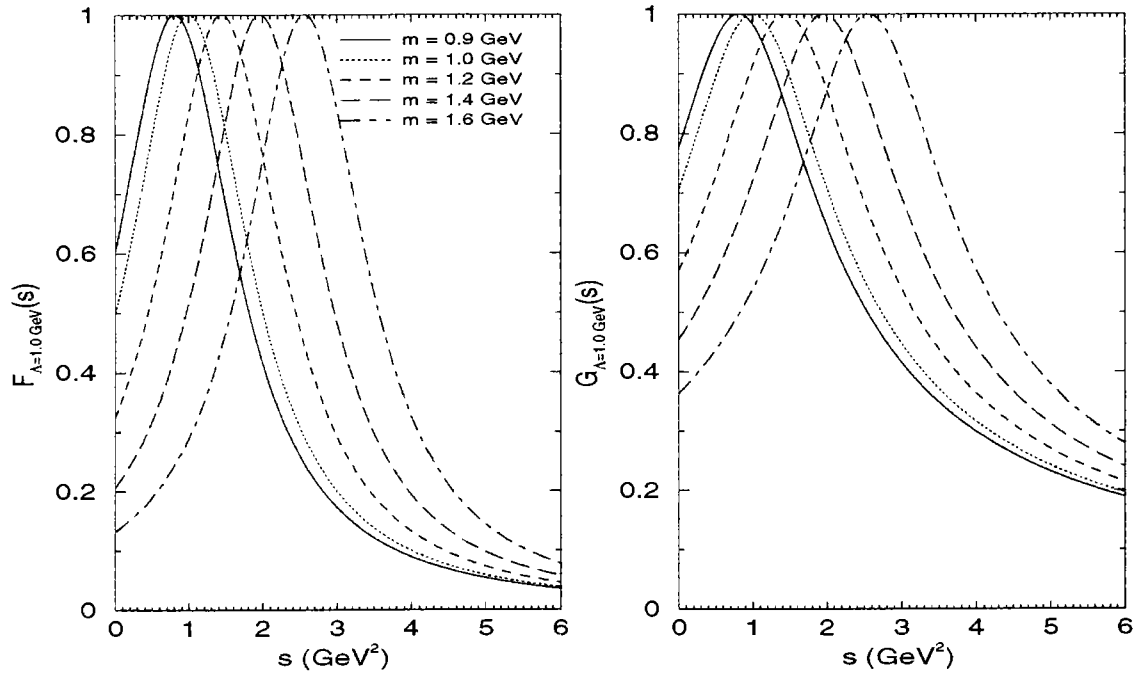


Figure 3.5: Évolution de $F_{m,\Lambda}(s)$ et $G_{m,\Lambda}(s)$ en fonction de s pour différentes valeurs de la masse m , avec $\Lambda = 1$ GeV. Le comportement reste le même pour la voie u et la voie t .

spatiale de la particule.

A présent regardons l'évolution du facteur de forme fort pour une voie en fonction de la masse m (Fig 3.5). On constate que le maximum est situé à la valeur de la masse m . Vu que le facteur de forme décrit l'extension spatiale de la particule, il est normal que la fonction soit maximum pour $\sqrt{s} = m$, car si la particule était ponctuelle, on la modéliserait par un Dirac ($\delta(x - m)$) centré sur la masse de la particule.

On verra dans le chapitre suivant quelle est l'influence de ces facteurs de forme sur les différents termes de Born.

Chapitre 4

Résultats et discussions

Dans ce chapitre nous donnons les résultats numériques relatifs à la photo- et électro-production de KY pour les réactions suivantes :

$$\begin{aligned}\gamma p &\rightarrow K^+\Lambda, \\ &K^+\Sigma^0, \\ &K^0\Sigma^+, \\ \gamma n &\rightarrow K^+\Sigma^-, \\ \gamma p &\rightarrow K^+\Lambda(1405),\end{aligned}$$

ainsi que pour la capture radiative :

$$K^-p \rightarrow \gamma Y.$$

Dans un premier temps on étudie les réactions de production de $K^+\Lambda$ et $K^+\Sigma^0$, pour lesquelles on présente différentes étapes de l'évolution des modèles passés en les comparant aux nouvelles données. Dans le cas de la production de $K^+\Sigma^0$ on étudie plus particulièrement l'influence de raffinements tels que la description des facteurs de forme électromagnétiques des hyperons et le traitement off-shell des résonances de spin $\frac{3}{2}$.

Pour les réactions de production de $K^0\Sigma^+$ et $K^+\Lambda(1405)$, compte tenu du peu de données à notre disposition, on présente les résonances qui semblent significatives pour le mécanisme de réaction.

Remarque: on ne dispose pas de données pour la production d'étrangeté sur le neutron. Néanmoins, grâce à la production d'étrangeté sur le deutérium, on peut extraire la section efficace de cette réaction, comme cela sera montré dans le prochain chapitre.

4.1 Base de données

4.1.1 Production de $K\Lambda$

Pour les réactions étudiées dans le cadre de cette thèse, la base de données de production de $K\Lambda$ sur le proton est la plus étendue. Récemment de nouvelles données en

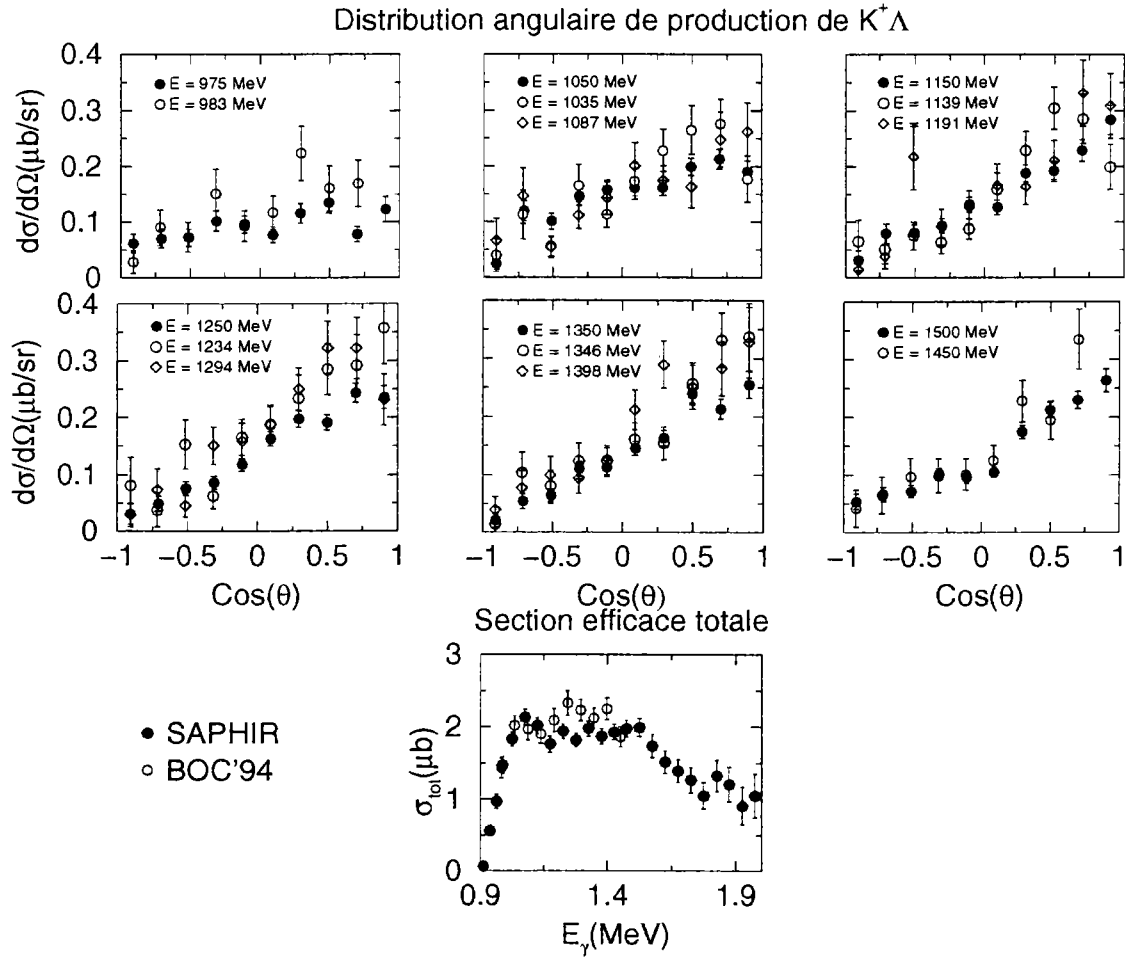


Figure 4.1: Comparaison des distributions angulaires et section efficace totale de photoproduction de $K^+\Lambda$ sur le proton données par les expériences de SAPHIR (cercles pleins) et BOC'94 (cercles et losanges vides).

photoproduction ont été prises avec le détecteur SAPHIR [62] auprès de l'accélérateur ELSA(Bonn) pour des photons d'énergie allant jusqu'à 2 GeV. Ces données comprennent des distributions angulaires (80 points), des sections efficaces totales (21 points), et des polarisations. Les polarisations n'ont pas été incorporées à notre ancienne base de données car elles sont intégrées soit entre 0 et 180°, soit à une angle fixe sur une gamme en énergie de 500 MeV. La particularité des données de la collaboration SAPHIR [62] est qu'elles ont été prises dans les mêmes conditions cinématiques que les données de BOC'94 [66]. L'un des problèmes que l'on a rencontré lors de l'introduction de ces nouvelles données dans la base de données est un manque de cohérence avec les données de 94, avec comme conséquence la multiplication du χ^2 par un facteur 2. En effet si l'on regarde la Fig. 4.1 où l'on a encadré les distributions angulaires de SAPHIR (cercles pleins) par les distributions angulaires de BOC'94 (cercles et losanges vides) à des énergies voisines, on constate que les données de SAPHIR ne sont pas suffisamment cohérentes avec celle de BOC'94 aux angles avant. Par ailleurs, au niveau de la section efficace totale, les deux séries de données décrivent un comportement du maximum de la section efficace totalement différent. Compte tenu de cette situation, nous avons choisi de supprimer les données de BOC'94 dans la base de données.

En électroproduction, 46 nouveaux points en section efficace transverse-longitudinale ont été pris par une équipe [49] du Argonne National Laboratory. Ces données couvrent une nouvelle zone cinématique jusqu'alors inexplorée (proche de seuil) et viennent compléter l'ancienne base de données (1958-1978) d'électroproduction. Parallèlement à cette expérience, une autre équipe à CEBAF [63, 64] s'est intéressée à la même zone cinématique et Niculescu [63] a effectué pour la première fois une décomposition de la section efficace en parties transverse et longitudinale. Malheureusement ces données n'ont pas complété notre base de données car une équipe de l'université de Maryland [65] a mis en évidence, à l'occasion d'une ré-analyse, une erreur dans l'analyse de l'équipe précédente. Sur la figure 4.2 on compare les données obtenues par chacune des analyses. On constate un désaccord pour la section efficace non polarisée et la section efficace longitudinale à $Q^2 = 0.52 GeV^2$, et pour la section efficace transverse à $Q^2 = 2 GeV^2$. Nous avons fait le choix de ne pas incorporer les points de Niculescu dans la base de données servant aux lissages. En effet, lorsque nous étions entrés en possession de ces données nous avons rencontré des problèmes de lissage avec les points où les deux équipes divergent. Par conséquent on a introduit les données de Maryland et supprimé celles de Niculescu.

Un des buts de la séparation entre composantes transverse et longitudinale est d'étudier le rapport de production Σ^0/Λ . Expérimentalement, la section efficace de production de $K^+\Sigma^0$ décroît plus rapidement en fonction de Q^2 que la section efficace de production de $K^+\Lambda$. Si nous supposons que $\sigma_L \gg \sigma_T$ à grand Q^2 , alors la voie t va prendre une plus grande importance, puisque la principale contribution à σ_L vient de l'échange de K^+ . C'est pourquoi, comme $g_{K\Lambda N}^2 \gg g_{K\Sigma N}^2$, la production de Λ est favorisée par rapport à la production de Σ . Néanmoins il n'y a pas de résultats expérimentaux qui tendent à prouver que la composante longitudinale domine la voie $K\Sigma$.

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

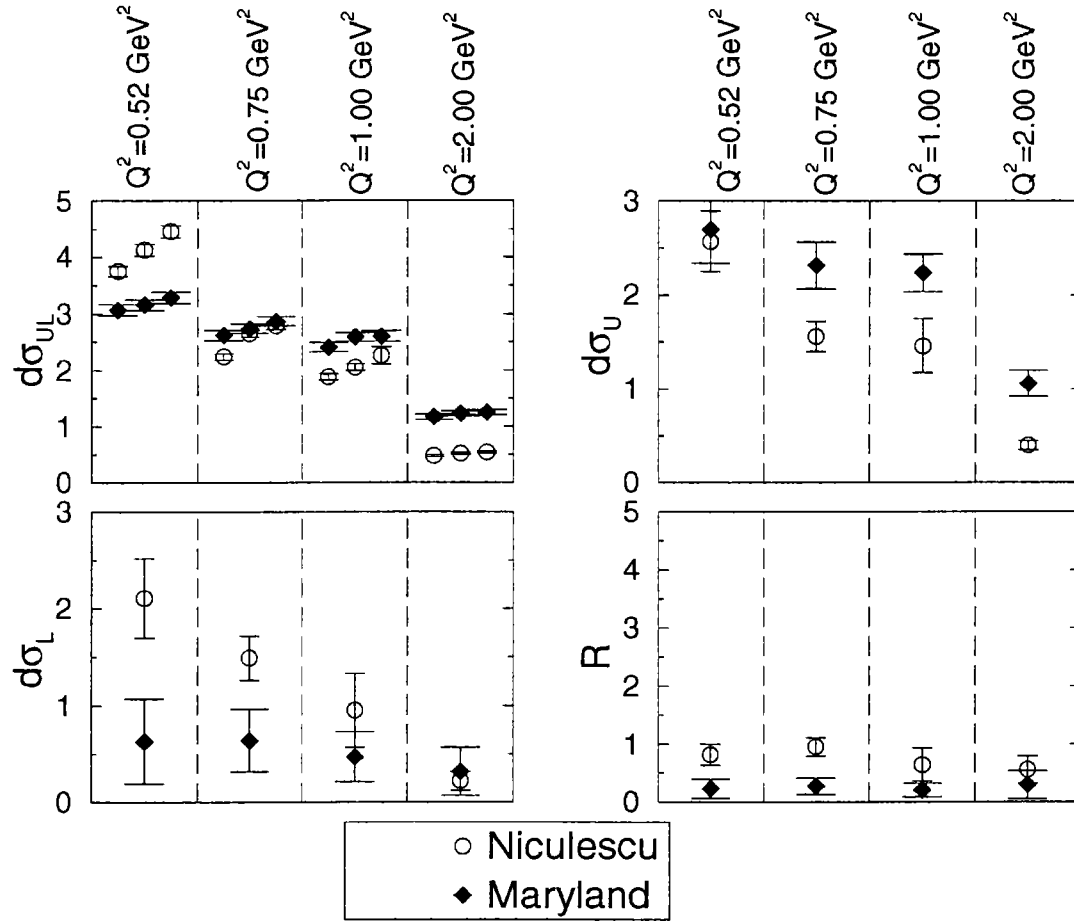


Figure 4.2: Comparaison des données d'électroproduction de l'équipe de CEBAF (Niculescu) et de l'équipe de Maryland

Accélérateur	Ref./Année	Photoproduction		Électroproduction		
		$d\sigma$	σ_{totale}	$d\sigma_{UL}$	$d\sigma_U$	$d\sigma_L$
Bonn/ELSA	BOC94 [66] (1994)	98	10			
	SAPHIR [62] (1998)	80	23			
CEBAF	Argonne [49] (1999)			46		
	Niculescu [63] (2000)			12	4	4
	Maryland [65] (2001)			12	4	4

Tableau 4.1: Nombre de points obtenus pour chaque observable pour la production de $K^+\Lambda$ par chacune des équipes

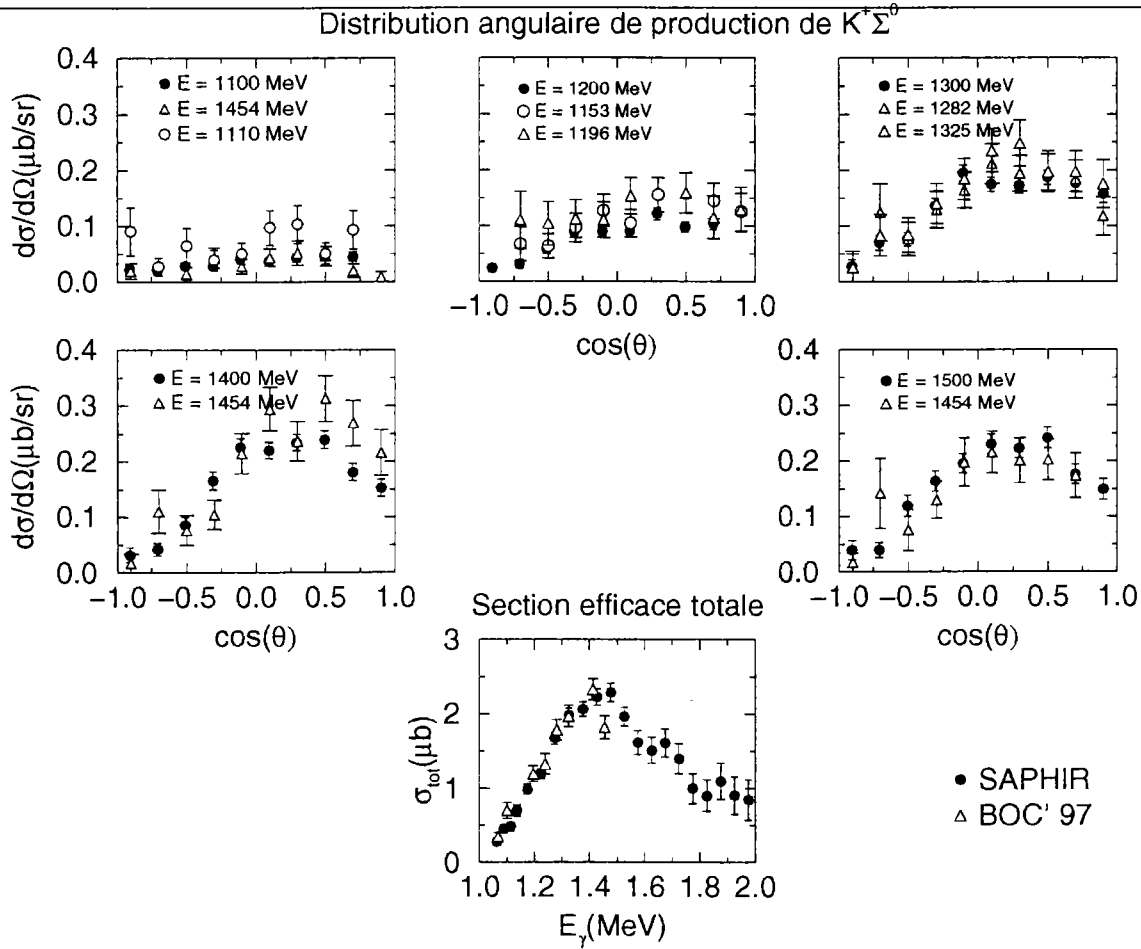


Figure 4.3: Comparaison des distributions angulaires et section efficace totale de photoproduction de $K^+\Sigma^0$ sur le proton données par les expériences SAPHIR (cercles pleins) et BOC'94 (cercles et losanges vides)

4.1.2 Production de $K\Sigma$

Pour la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$, l'expérience SAPHIR fournit 36 points. Ces derniers sont compatibles avec les données de BOC'94. Sur la Fig. 4.3 où l'on compare les données de SAPHIR (cercles pleins) et BOC'94 (cercles et triangles vides), on constate qu'il y a un bon recouvrement pour presque toutes les distributions angulaires, hormis pour celles correspondant à une énergie voisine de 1400 MeV. Quant à la section efficace totale, les deux expériences sont en accord du seuil de production jusqu'à des énergies inférieures à 1400 MeV, et seul le point à 1500 MeV de BOC'94 pose problème. Ainsi, compte tenu de ces constatations on gardera les données de BOC'94 dans notre base de données, et on considérera que les petites différences entre les deux bases de données n'auront qu'une incidence minimale sur les caractéristiques des modèles.

En électroproduction, l'expérience menée par un groupe de l'université de Maryland fournit au total 20 points qui se décomposent de la façon suivante (tableau 4.2) : 12 points pour la section efficace transverse-longitudinale, 4 points pour la section efficace

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Accélérateur	Ref.	Photoproduction		Électroproduction		
		$d\sigma$	σ_{totale}	$d\sigma_{UL}$	$d\sigma_U$	$d\sigma_L$
Bonn/ELSA	SAPHIR [62]	68	21			
CEBAF	Argonne [49]			30		
	Maryland [65]			12	4	4

Tableau 4.2: Nombre de points obtenus pour chaque observable pour la production de $K^+\Sigma^0$ par chacune des équipes

transverse, et 4 points pour la section efficace longitudinale. Ces points viennent compléter les 30 points acquis par l'équipe d'Argonne [49].

Remarque: Parmi les anciennes données (1958-1978), suite à l'étude faite par Adelseck et Saghai[2] nous n'avons pas inclus les données d'Orsay [67].

Pour la production de $K^0\Sigma^+$, il existe très peu de données avec des photons d'énergie inférieure à 2 GeV. Les premières datent de 1969 [69], et les dernières de 1999 [68] prises auprès de l'accélérateur ELSA, et s'inscrivent dans la continuité du programme de l'étude de la photoproduction d'étrangeté. Cette expérience fournit 20 points de section efficace différentielle et 5 points de section efficace totale. L'un des inconvénients de ces données est leur manque de précision dû à la difficulté technique de l'expérience.

4.1.3 Production de $K\Lambda(1405)$

Pour cette réaction, il n'existe qu'un seul jeu de données extraites d'une expérience effectuée par Azemoon et *al.* [24] en 1975 à DESY, dans le cadre d'une expérience plus large qui avait pour but d'étudier l'électroproduction d'hypérons sur le proton. Actuellement des expériences de photoproduction effectuées à CEBAF sont en cours d'analyse. Ces expériences devraient donner d'ici peu de nouvelles données qui compléteront la base actuelle qui se résume à 31 points pour la section efficace transverse-longitudinale ($d\sigma_{UL}$), 7 points pour la section efficace d'interférence ($d\sigma_{TL}$) et 7 points pour la section efficace transverse-transverse ($d\sigma_{TT}$).

4.2 Procédure de recherche de modèles et lissage des données

On utilise un modèle basé sur un formalisme de Lagrangien effectif pour l'étude de ces réactions :

- Les particules échangées de spin $\frac{3}{2}$ sont traitées avec les effets off-shell.
- Au vertex électromagnétique le facteur de forme de l'hypéron est approché par le facteur du forme du neutron ou modélisé par une approche VDM (cf. Chapitre 3).

- Le facteur de forme du kaon est tiré d'une modélisation Monopolaire, VDM ou alors d'un modèle de quarks (QM) (cf. Chapitre 3). Afin d'y voir plus clair ultérieurement, on introduit les notations Tableau 4.3 pour les facteurs de forme électromagnétiques des kaons.
- Aux vertex forts on introduit les facteurs de forme forts (cf. Chapitre 3).
- Enfin les constantes de couplage qui représentent la probabilité de décroissance d'une particule dans un état donné sont ajustées sur les données.

nom de la configuration	K	K* et K1
VM	VDM	Monopolaire
QM	QM	Monopole
VV	VDM	VDM

Tableau 4.3: Nom de la configuration en fonction du choix des facteurs de forme électromagnétiques des kaons

Notre but est de pouvoir étudier le mécanisme de réaction. Pour cela on peut procéder ainsi :

1. Identifier les résonances appropriées. Cette identification passe par un choix parmi les résonances à 3 et 4 étoiles dans le Particle Data Book, par le taux de décroissance de ces résonances dans un état donné, par la nécessité de telle ou telle résonance pour minimiser le χ^2 . Pour reproduire le rapport de branchement $K^-p \rightarrow \gamma\Lambda$, il est indispensable d'inclure la résonance L1, connue comme composante dominante. Les résultats du modèle SL montrent également l'utilité de la résonance L3 pour cette quantité.
2. Imposer des contraintes sur certains paramètres libres. Notamment la contrainte SU(3) à 20% (cf. Annexe A) est imposée aux constantes $g_{KN\Lambda}$ et $g_{KN\Sigma}$. On peut également contraindre les paramètres off-shell à ne pas prendre des valeurs trop grandes.
3. Faire une minimisation,
4. Comparer plusieurs configurations et retenir celle qui reproduit le mieux les résultats.

La procédure de minimisation est un peu délicate. En effet pour chaque configuration, on ajuste les paramètres libres de manière à ce que les valeurs théoriques des observables lissées concordent le mieux possible avec les valeurs expérimentales. Cette opération est effectuée par le programme MINUIT de la librairie du CERN qui calcule un taux de vraisemblance pour chaque point expérimental et qui cherche à minimiser

la moyenne pondérée pour tous les points disponibles.

La vraisemblance pour un point est définie par :

$$\chi_i^2 = \left(\frac{\text{valeur}_{exp} - \text{valeur}_{th}}{\Delta \text{valeur}_{exp}} \right)^2, \quad (4.1)$$

où valeur_{exp} et valeur_{th} sont respectivement, la valeur expérimentale et la valeur théorique de l'observable, et $\Delta \text{valeur}_{exp}$ l'incertitude sur la valeur expérimentale.

En outre, on introduit une moyenne pondérée qui tient compte du nombre de paramètres libres du modèle N_{par} et du nombre de points expérimentaux (N_{exp}) :

$$\chi_{red}^2 \equiv \frac{\chi_{int}^2}{N_{exp} - N_{par}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{exp}} \chi_i^2}{N_{exp} - N_{par}} \quad (4.2)$$

Une fois que les valeurs des paramètres libres sont extraites, on les utilise pour calculer les observables de la réaction et faire des prédictions pour rechercher des observables qu'il serait intéressant de mesurer

4.3 Photo- et électro-production de $K^+\Lambda$ sur le proton

4.3.1 Historique

Dans ce qui suit on présente les modèles SL, A ,B, C qui ont été obtenus en lissant sur les données 1958-1978, et le modèle CERM qui a été lissé sur les données 1994-2001.

modèle AS : *Point de départ*. En 1990 Adelseck et Saghai [2] ont fait une étude précise et systématique des données de sections efficaces différentielles de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$, pour des photons d'énergie inférieure à 1.5 GeV dans le laboratoire. Pour cela ils ont testé l'ensemble des 4096 configurations possibles de combinaisons de résonances nucléoniques et hypéroniques de spin $\frac{1}{2}$ ainsi que les deux résonances kaoniques K^* et K_1 . Parmi toutes les configurations, une seule se révéla réaliste, car en plus d'un χ^2 satisfaisant, $g_{K\Lambda N}$ et $g_{K\Sigma N}$ vérifiaient les contraintes de SU(3), et le modèle permettait de prédire correctement les observables de polarisation. Cette configuration donna naissance au modèle AS.

modèle SL : *Extension à des énergies plus élevées et à d'autres processus*. La collaboration Saclay-Lyon (SL) [4, 18] a repris comme modèle de base AS avec la contrainte SU(3). Le formalisme a été étendu, permettant l'étude des processus de photo- et électroproduction de kaons associés aux hyperons Λ ou Σ , dans la gamme en énergie allant du seuil à 2.5 GeV. Pour cela, les résonances nucléoniques de spin $\frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ ont été introduites dans le formalisme.

Dans la recherche de modèles, outre les données de photo- et électroproduction,

celle du rapport de branchement de capture radiative, via la symétrie de croisement, a été considérée.

L'introduction de résonances de spin $\frac{3}{2}$ couplée à un lissage sur un ensemble d'observable permet d'obtenir de bons résultats. Néanmoins le traitement des résonances de spin $\frac{3}{2}$ n'est pas rigoureux car ces dernières ont un propagateur qui n'a pas d'inverse (cf. section 2.3). Une de façon de palier ce défaut est d'introduire un traitement off-shell [70] pour ces particules. L'application de cette approche au secteur étrange nécessite donc l'obtention d'une version simplifiée du modèle SL sans la résonance N8 de spin $\frac{5}{2}$.

modèle A : *Suppression de deux résonances.* Le modèle SL a été choisi comme point de départ dans la recherche de modèles incorporant les traitements hors-couches. Ainsi, la première étape a consisté en la suppression de la seule résonances de spin $\frac{5}{2}$ du modèle (N8).

En outre, suite à l'analyse nodale effectuée par Saghai et Tabakin [71, 72] la résonance N1 a également été supprimée, ce qui réduit le nombre de paramètres libres. D'où le modèle A \equiv SL - N1 - N8, où le nombre de paramètres libres est passé de 15 à 12 puisqu'une résonance de spin supérieure à $\frac{1}{2}$ est caractérisé par deux paramètres libres. La nouvelle configuration a été appliquée aux données. Le résultat de lissage a permis d'obtenir un nouveau modèle A avec un χ^2 raisonnable (Tableau 4.6).

modèle B : *Traitement des effets hors-couches.* Le traitement des effets hors-couches a été introduit [5] dans le formalisme SL. Ce traitement associe trois nouveaux paramètres libres à chaque résonance baryonique de spin $\frac{3}{2}$. D'où le modèle B \equiv modèle A +traitement hors couche. Ainsi le nombre de paramètres libres passe de 12 à 15 (Tableau 4.6).

modèle C : *Introduction d'une résonance hypéronique de spin $\frac{3}{2}$ dans le canal u .* Grâce au formalisme développé pour les effets hors-couches, il devient possible d'introduire les résonances hypéroniques de spin $\frac{3}{2}$ dans le mécanisme de réaction.

Ainsi le modèle C contient toutes les résonances du modèle B, plus une résonance hyéronique de spin $\frac{3}{2}$ (L8). Cela a pour effet de faire passer le nombre de paramètres libres à 20 (Tableau 4.6). En fait, pour le moment, le modèle C se présente comme étant une alternative au modèle B, car il donne à peu près les mêmes résultats en termes de χ^2 ($\chi_B^2 = 1.66$, $\chi_C^2 = 1.69$).

Les contenus en particules et résonances échangées des modèles résumés ci-dessus sont donnés dans le Tableau 4.5.

Plus récemment est apparu le modèle CERM¹ [73], ce modèle a vu le jour suite à une publication de Bennhold et *al.* [74] où ces auteurs affirmaient que la structure (à $W = 1.8$ GeV) de la section efficace totale observée dans les données de SAPHIR [62] est la signature d'une résonance manquante $D_{13}(1895)$. En fait le modèle CERM prouve le contraire, à savoir que les résonances déjà existantes suffisent pour reproduire

¹CERM= Contre Exemple Résonances Manquantes

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

la structure de la section efficace totale si l'on effectue un traitement off-shell des résonances de spin $\frac{3}{2}$ entrant dans le mécanisme de réaction. En effet sur la figure 4.4, l'on compare deux configurations ayant en commun la composition en résonances du modèle de Bennhold hormis la résonance manquante : une configuration avec traitement off-shell et l'autre sans. On constate clairement que la configuration avec traitement off-shell appliqué à la seule résonance de spin $\frac{3}{2}$ (N7) reproduit la structure. De plus l'introduction des résonances L5 et L8, déjà utilisées dans le modèle C permet de mieux reproduire la structure. C'est ce dernier modèle (Tableau 4.5) que l'on baptise CERM par la suite. Par conséquent, le modèle de Bennhold contenant une résonance de spin $\frac{3}{2}$, mais sans traitement hors-couche, ne prouve pas qu'il faille introduire une résonance manquante pour reproduire la structure.

Mentionnons le modèle WJC [3, 53] qui est un modèle se limitant à des résonances baryoniques de spin $\frac{1}{2}$, et ne respectant pas la contrainte SU(3) pour les constantes g_{KAN} et g_{KEN} . Le choix des résonances dans ce modèle a été basé sur les rapports de branchement des désintégrations des résonances menant à KY d'après le Particle Data Group, édition 1988, lesquels ne sont plus d'actualité.

4.3.2 Évolution des modèles

On dispose de quatre modèles SL, A, B, C qui ont été obtenus par lissage sur les données acquises entre 1950 et 1994. Depuis 1994, de nouvelles données ont été prises. Notre but est d'étudier l'évolution de ces modèles après introduction des nouvelles données (1994-2001).

La Table 4.6 donne l'évolution du χ^2 réduit pour chaque modèle, après ajout dans la base de données des nouveaux résultats obtenus par différents groupes. La présence de 66 points d'électroproduction nous a conduits à mener en parallèle une étude de l'évolution du χ^2 réduit en fonction du choix du facteur de forme hypéronique (neutron ou VDM). L'un des premiers constats est la relative indépendance des modèles au choix du facteur de forme électromagnétique. En effet, que l'on choisisse d'approcher le facteur de forme de l'hypéron par le facteur de forme du neutron ou que l'on modélise le facteur de forme de l'hypéron par un modèle VDM, le χ^2 augmente au maximum de 3% quand on introduit les données de photoproduction et diminue d'environ 3% lors de l'introduction des données d'électroproduction. Ainsi, pour un mécanisme de réaction donné, utiliser l'une ou l'autre des hypothèses pour le facteur de forme n'influe pas sur le χ^2 , notamment lors de l'introduction de données d'électroproduction. Dans ce cas, pour pouvoir discriminer entre les modélisations des facteurs de forme, il faut considérer les observables de polarisation dans les réactions d'électroproduction [6].

modèles	réaction	$E_{\gamma}^{lab}(GeV)$	N^*	Y^*
WJC	(1) à (7),sauf (4)	$\leq 2.5GeV$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
AS	(1)	$\leq 1.4GeV$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
SL	(1) à (7)	$\leq 2.5GeV$	$\leq \frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$
A	(1) à (7)	$\leq 2.5GeV$	$\leq \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
B	(1) à (7)	$\leq 2.5GeV$	$\leq \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
C	(1) à (7)	$\leq 2.5GeV$	$\leq \frac{3}{2}$	$\leq \frac{3}{2}$
CERM	(1) à (7)	$\leq 2.5GeV$	$\leq \frac{3}{2}$	$\leq \frac{3}{2}$

Tableau 4.4: Description schématique des modèles. Les numéros des réactions se réfèrent aux réactions données dans l'introduction.

particules	notation	$(\ell)J^{\pi}$	WJC	AS	SL	A	B	C	CERM
Λ		$\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
Σ		$\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$K^*(892)^+$	K^{*+}	1^-	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$K1(1270)$	K1	1^+	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$N(1440)$	N1	$(1)\frac{1}{2}^+$		⊗	⊗				
$N(1650)$	N4	$(1)\frac{1}{2}^-$	⊗						⊗
$N(1710)$	N6	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗						⊗
N(1720)	N7	$(1)\frac{3}{2}^+$			⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$N(1680)$	N8	$(2)\frac{5}{2}^-$			⊗				
$\Lambda(1405)$	L1	$(0)\frac{1}{2}^-$	⊗		⊗	⊗	⊗	⊗	
$\Lambda(1670)$	L3	$(0)\frac{1}{2}^-$		⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	
$\Lambda(1810)$	L5	$(1)\frac{1}{2}^+$			⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$\Lambda(1890)$	L8	$(1)\frac{3}{2}^+$						⊗	⊗
$\Sigma(1660)$	S1	$(1)\frac{1}{2}^+$			⊗	⊗	⊗	⊗	
Traitement hors-couche			NON	NON	NON	NON	OUI	OUI	OUI

Tableau 4.5: Les résonances mises en jeu dans les différents modèles pour la réaction de production de $K^+\Lambda$

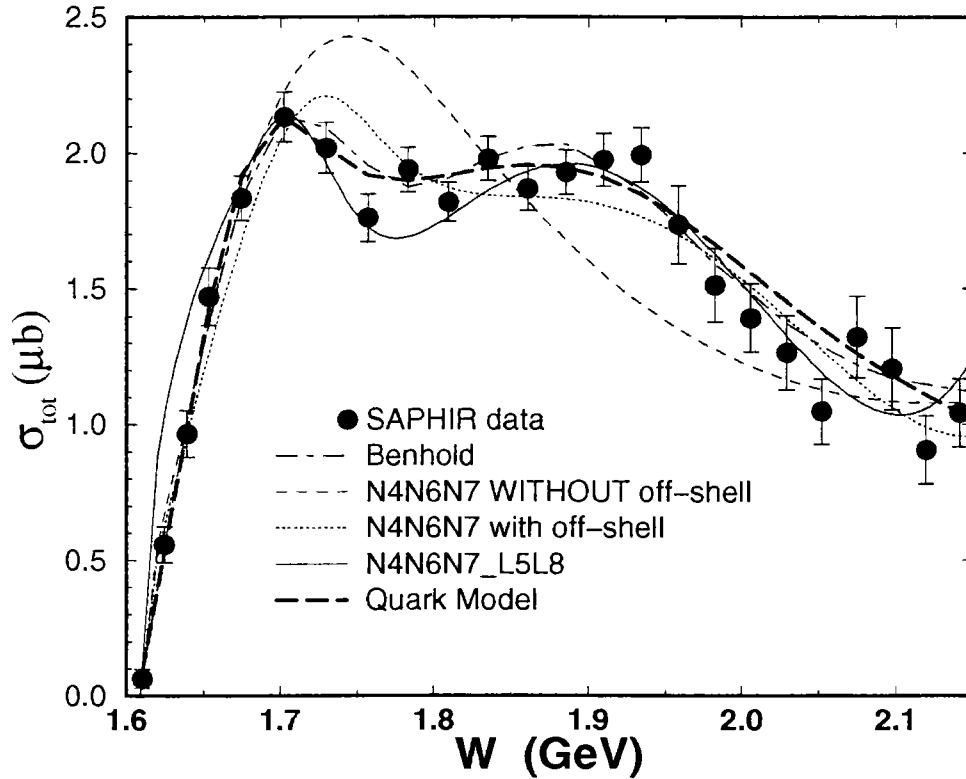


Figure 4.4: Section efficace totale de production de K^+A sur le proton en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Toutes les courbes ont en commun les termes de Born, l'échange de $K^*(892)$, $K_1(1270)$ et les résonances nucléoniques N4, N6 et N7. La courbe en tireté court est l'illustration d'un modèle utilisant cette simple configuration en résonances. La courbe en pointillé est le même modèle mais avec un **traitement off-shell**. La courbe en trait plein est le même modèle mais où l'on a ajouté les résonances L5 et L8. La courbe en tireté-pointillé est le modèle de Bennhold contenant la résonance manquante $D_{13}(1895)$. Enfin la courbe en tireté gras est le résultat d'un modèle de quarks.

Photoproduction

Modèles	Facteur de forme de hypéron	Base de données			
		(a)	(b)	(c)	(d)
		Anciennes	(a)+SAPHIR	(b)+ANL	(c)+Maryland
SL	neutron	1.86	3.79	4.95	5.00
	VDM	1.88	3.86	4.66	4.99
A	neutron	1.86	3.78	4.95	5.00
	VDM	1.88	3.86	4.66	4.99
B	neutron	1.49	3.24	4.96	5.01
	VDM	1.55	3.35	4.21	4.56
C	neutron	1.27	2.76	3.15	3.44
	VDM	1.40	3.35	3.19	3.33

Tableau 4.6: Évolution du χ^2 réduit pour chacun des modèles SL, A, B, C pour la production de $K^+\Lambda$ sur le proton après ajout de l'ensemble des données de chacune des équipes (SAPHIR, ANL, Maryland). Les bases de données anciennes se réfèrent aux données acquises entre 1950 et 1978.

Au niveau des configurations, on constate que les modèles SL et A ont constamment le même χ^2 réduit, mais ces deux modèles n'ont pas le même χ^2 intégré. Compte tenu des différences entre ces deux modèles, on peut dire que les résonances N1 et N8 n'ont pas de contribution forte au mécanisme de réaction. Le modèle B fait juste un peu mieux que le modèle A. Par contre le modèle C est celui qui semble le mieux décrire le mécanisme de réaction. De plus c'est lui qui rend compte au mieux de la structure de la section efficace totale (Fig 4.5), ce qui est une illustration des informations obtenues à partir du modèle CERM sur la nécessité de l'introduction du traitement hors-couche.

Quant aux distributions angulaires et fonctions d'excitation (Fig 4.6) on constate que les données sont bien reproduites.

Les polarisations sont données sur la Figure 4.7 en fonction de l'angle θ à différentes énergies, afin de mieux appréhender leur évolution. On remarque que le modèle C reproduit assez bien l'observable P de SAPHIR à proximité du seuil. Actuellement on attend la publication des données pour les polarisations P et Σ par l'expérience Graal.

En conclusion, après l'étude des modèles existants et l'échec de la recherche systématique pour obtenir un modèle ayant un nombre de résonances inférieur à celui du modèle C, le modèle C apparaît être le mieux adapté pour la description du mécanisme de réaction de photoproduction de $K^+\Lambda$ sur le proton.

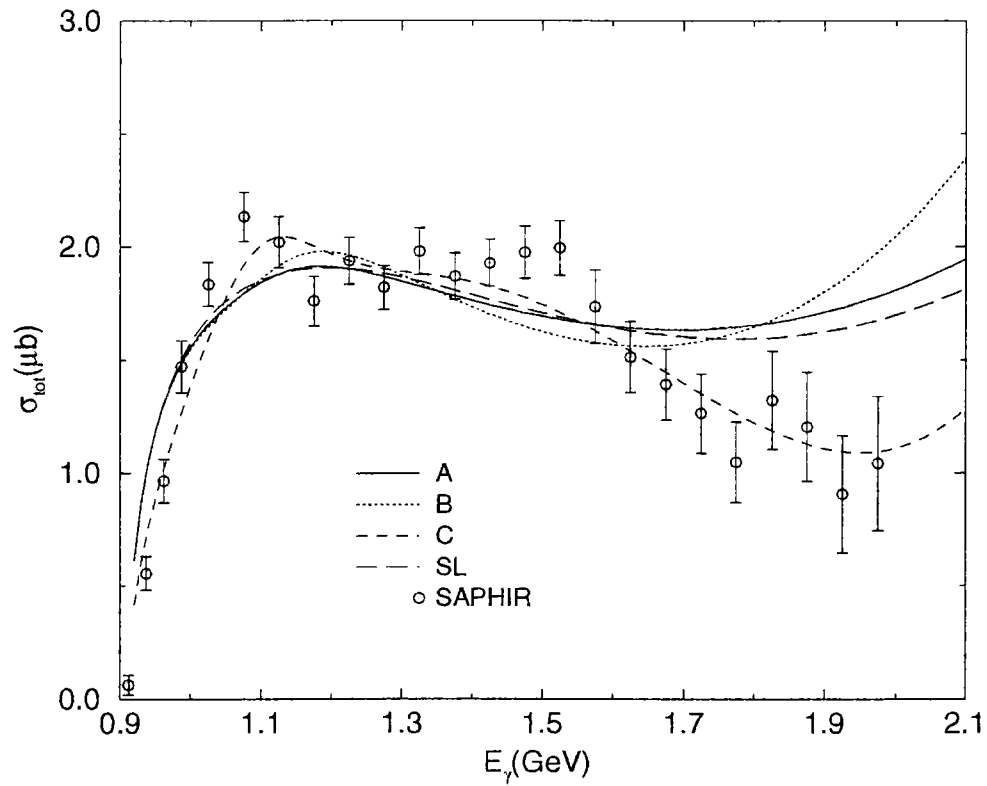


Figure 4.5: Prédiction de la section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ à partir des modèles A, B, C et SL après minimisation sur l'ensemble des données (anciennes données + SAPHIR + ANL + Maryland). Cette figure montre bien l'influence de la résonance de spin $\frac{3}{2}$ dans la voie u pour reproduire la structure. Les données expérimentales sont celles de SAPHIR.

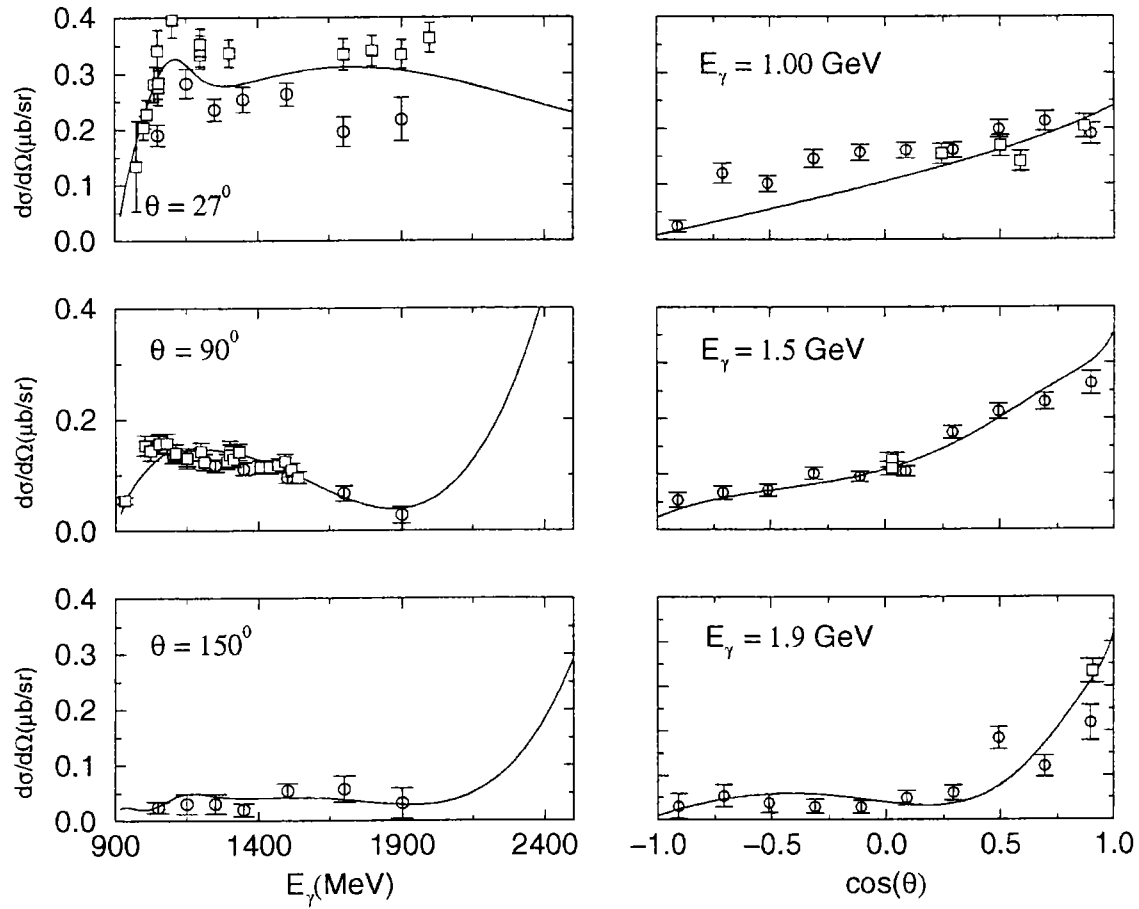


Figure 4.6: Distributions angulaires et fonctions d'excitation obtenues avec le modèle C, comparées aux données de SAPHIR (cercles vides) et aux anciennes données (Carrés vides)

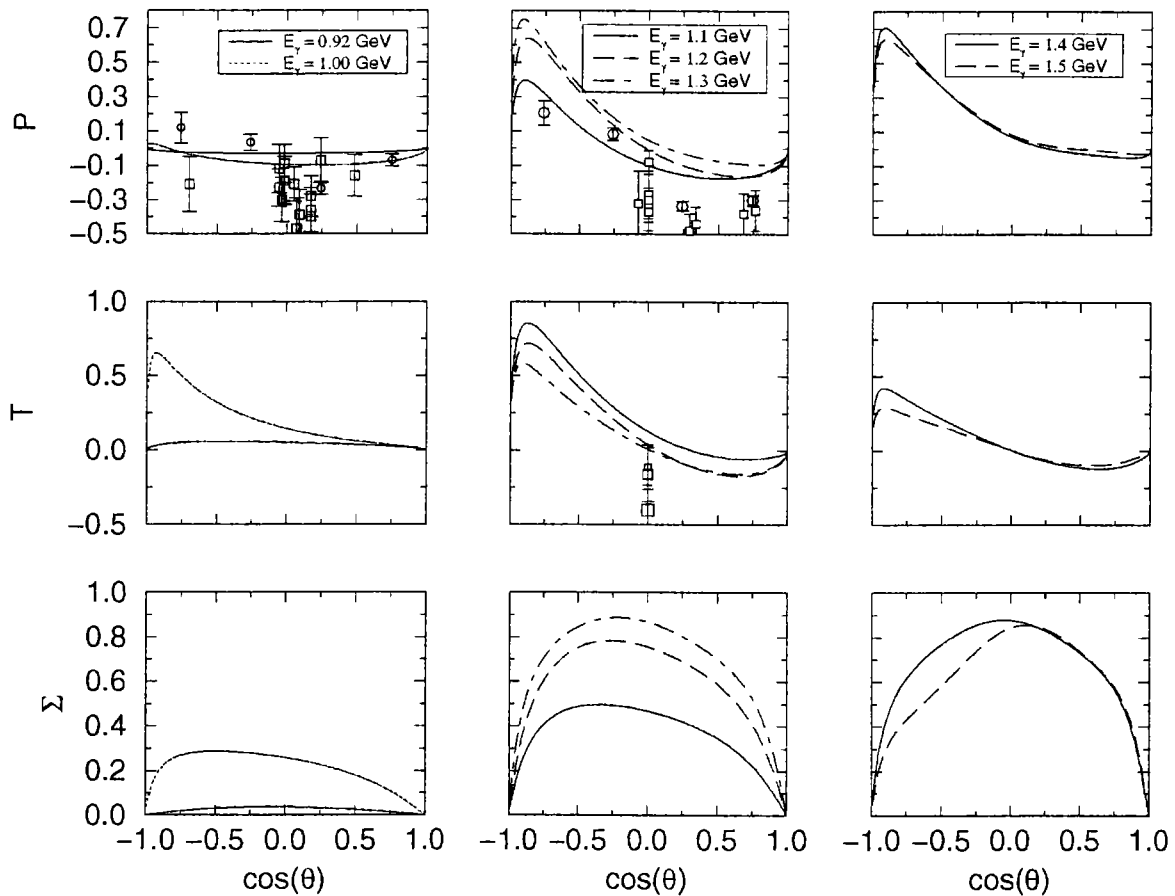


Figure 4.7: Polarisations P , T et Σ à différentes énergies obtenues avec le modèle C, que l'on compare aux données de SAPHIR (cercles vides) sur lesquelles on n'a pas minimisées et aux anciennes données (carrés vides). Les courbes tiennent compte de l'échantillonnage utilisé par les expérimentateurs. En l'occurrence pour l'observable P , les points sont donnés après intégration entre 0.92 et 1.00 GeV.

modèle	VM	VV	QM
SL	4.99	8.28	4.96
A	4.99	10.52	5.52
B	4.56	5.28	4.53
C	3.33	3.18	3.24

Tableau 4.7: χ^2 réduit pour différent choix du facteur de forme du kaon pour les modèles A, B, C et SL.

Actuellement, l'une des voies envisageables pour la recherche d'un nouveau modèle est de refaire cette étude avec un modèle de quarks[11, 12, 13], pour trouver par une étude croisée les résonances les plus pertinentes.

Électroproduction

La dernière colonne du tableau 4.6 montre que la modélisation VDM des facteurs de forme hypéroniques est légèrement meilleure que l'approximation par le facteur de forme du neutron. De plus, il ressort clairement que le modèle C décrit le mieux le mécanisme de réaction. Par conséquent, on peut étudier au travers de ce modèle la sensibilité des observables d'électroproduction au facteur de forme du kaon.

Le tableau 4.7 montre que changer les facteurs de forme kaoniques permet d'améliorer le χ^2 réduit du modèle C. Par contre ce n'est pas vrai pour les modèles A, B et SL pour lesquels la configuration VM (VDM-Monopolaire) ou QM (Quark-Monopolaire) donne de meilleurs résultats. Néanmoins, l'amélioration n'est pas flagrante. On opte pour le modèle C lequel donne le χ^2 le plus faible, pour l'étude de la sensibilité des observables d'électroproduction.

On constate sur la figure 4.8 que le modèle C avec une configuration VV (la configuration donnant le plus petit χ^2) permet de décrire le mieux la continuité avec le point de photoproduction ($Q^2 = 0$) pour $s=5 GeV^2$. On constate aussi que cette observable permet de discriminer entre VV et les autres configurations pour $s=3.38 GeV^2$, puisqu'il y a une différence d'environ 30% autour de $Q^2 = 0.5 GeV^2$. Au niveau de la décomposition transverse-longitudinale Fig 4.9, on constate que pour $s = 3.38 GeV^2$ et $Q^2 \geq 1.0 GeV^2$, la section efficace longitudinale est sensible à la configuration VV. Malheureusement, le seul point expérimental existant n'est pas suffisamment précis pour pouvoir discriminer. Des données complémentaires (à cette cinématique ou alors à $s=5.00 GeV^2$) sont donc souhaitables. Au niveau du rapport $R = \frac{d\sigma_L}{d\sigma_V}$, on remarque sur la figure 4.10 que des cinématiques à $Q^2 \geq 1 GeV^2$ permettent de discriminer entre différentes configurations. A titre indicatif on donne les sections efficaces d'interférences Fig 4.11, mais ces dernières ne sont pas très sensibles au choix VM ou QM du facteur de forme du kaon, seule la configuration VV prédisant des valeurs de section efficace non polarisée suffisamment différentes.

particule	couplage	C'98(VM)	C'01(VM)	C'01(VV)	C'01(QM)	\mathcal{C}
Λ	$g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$	-3.22 ± 0.03	-3.16 ± 0.05	-3.160 ± 0.004	-3.160 ± 0.005	-4.10 ± 0.01
Σ	$g_{K\Sigma N}/\sqrt{4\pi}$	0.86 ± 0.02	0.79 ± 0.03	0.79 ± 0.03	0.79 ± 0.09	0.79 ± 0.00
K^*	$G_V/4\pi$	0.02 ± 0.01	0.19 ± 0.01	0.213 ± 0.004	0.213 ± 0.005	0.13 ± 0.01
	$G_T/4\pi$	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.11 ± 0.01
K1	$G_{V1}/4\pi$	-0.15 ± 0.01	-0.39 ± 0.01	-0.359 ± 0.005	-0.374 ± 0.008	-0.46 ± 0.01
	$G_{T1}/4\pi$	0.39 ± 0.03	-0.23 ± 0.03	0.04 ± 0.01	-0.30 ± 0.02	0.46 ± 0.01
N7	$G_{N7}^a/\sqrt{4\pi}$	-0.04 ± 0.02	-0.035 ± 0.003	-0.019 ± 0.001	-0.034 ± 0.003	-0.05 ± 0.00
	$G_{N7}^b/\sqrt{4\pi}$	-0.10 ± 0.01	-0.37 ± 0.01	-0.319 ± 0.006	-0.39 ± 0.01	-0.22 ± 0.01
	X	-1.03 ± 0.06	8.31 ± 0.3	19.18 ± 0.35	8.13 ± 0.33	5.65 ± 0.12
	Y	8.19 ± 0.12	0.60 ± 0.64	-38.09 ± 1.38	-3.78 ± 0.56	9.93 ± 0.03
	Z	$10^{-5} \pm 0.01$	-0.34 ± 0.01	-0.319 ± 0.003	-0.40 ± 0.01	-0.85 ± 0.01
L1	$G_{L1}/\sqrt{4\pi}$	-0.28 ± 0.01	-0.34 ± 0.02	-0.34 ± 0.02	-0.34 ± 0.02	0.21 ± 0.01
L3	$G_{L3}/\sqrt{4\pi}$	1.26 ± 0.01	1.20 ± 0.03	1.92 ± 0.04	0.99 ± 0.03	1.61 ± 0.01
L5	$G_{L5}/\sqrt{4\pi}$	-1.78 ± 0.02	0.74 ± 0.1	-3.58 ± 0.11	1.62 ± 0.11	1.13 ± 0.01
L8	$G_{L8}^a/\sqrt{4\pi}$	-0.002 ± 0.005	0.052 ± 0.003	-0.139 ± 0.002	0.01 ± 0.00	0.03 ± 0.00
	$G_{L8}^b/\sqrt{4\pi}$	-0.003 ± 0.053	0.59 ± 0.01	-4.94 ± 0.07	0.136 ± 0.003	0.92 ± 0.01
	X	-0.02 ± 3.92	8.31 ± 0.16	4.35 ± 0.10	29.32 ± 0.55	9.99 ± 11.6
	Y	0.23 ± 9.20	3.04 ± 0.17	11.21 ± 0.16	16.70 ± 0.62	6.92 ± 0.02
	Z	0.23 ± 9.00	-0.931 ± 0.009	-0.449 ± 0.002	-1.09 ± 0.01	-0.83 ± 0.01
S1	$G_{S1}/\sqrt{4\pi}$	-5.36 ± 0.02	0.27 ± 0.77	-6.56 ± 0.08	-8.61 ± 0.09	-1.99 ± 0.01
Cut-Off	$\Lambda_1(MeV)$					624.7 ± 3.3
	$\Lambda_2(MeV)$					2299.9 ± 0.1
χ^2 réduit		1.69	3.33	3.18	3.24	3.71

Tableau 4.8: Valeur des constantes de couplage pour chacun des modèles de la voie $K^+\Lambda$. \mathcal{C} est un modèle dans lequel on introduit les facteurs de forme forts de Workmann (eq.3.44) avec $F_{m,\Lambda}(x)$ (eq. 3.45) dont la masse utilisé est celle du proton. Par ailleurs \mathcal{C} est le modèle sur lequel on a imposée des bornes sur les couplages des résonances L5 et S1 lors de la minimisation.

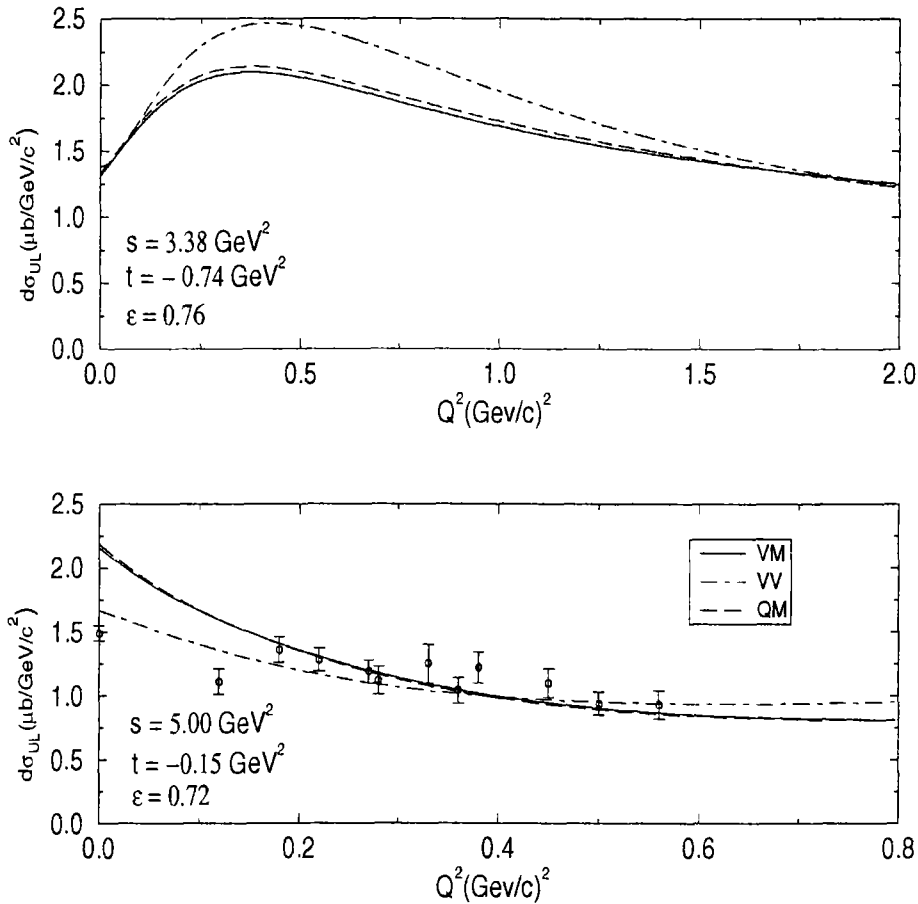


Figure 4.8: Section efficace d'électroproduction $d\sigma_{UL}$ non polarisée à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$.

En conclusion, cette étude met clairement en évidence que le modèle C avec un facteur de forme hypéronique VDM et des facteurs de forme kaoniques VDM décrit le mieux en terme de χ^2 réduit le mécanisme de réaction de production de $K^+\Lambda$ sur le proton.

4.3.3 Influence des facteurs de forme forts

L'échec de la recherche systématique d'un modèle ayant un nombre de paramètres libres inférieur ou égal au nombre de paramètres du modèle C (Tableau 4.5), et ayant un χ^2 réduit inférieur à 3.0, nous a conduits à étudier l'influence des facteurs de forme forts.

L'introduction des facteurs de forme forts pourrait permettre de respecter la symétrie SU(3) tout en diminuant la contribution des termes non-résonnants comme cela est illustré sur la figure 4.13 où l'on compare deux modèles, l'un sans facteur de forme fort et l'autre avec. Par conséquent, comme certaines des constantes de couplage atteignent

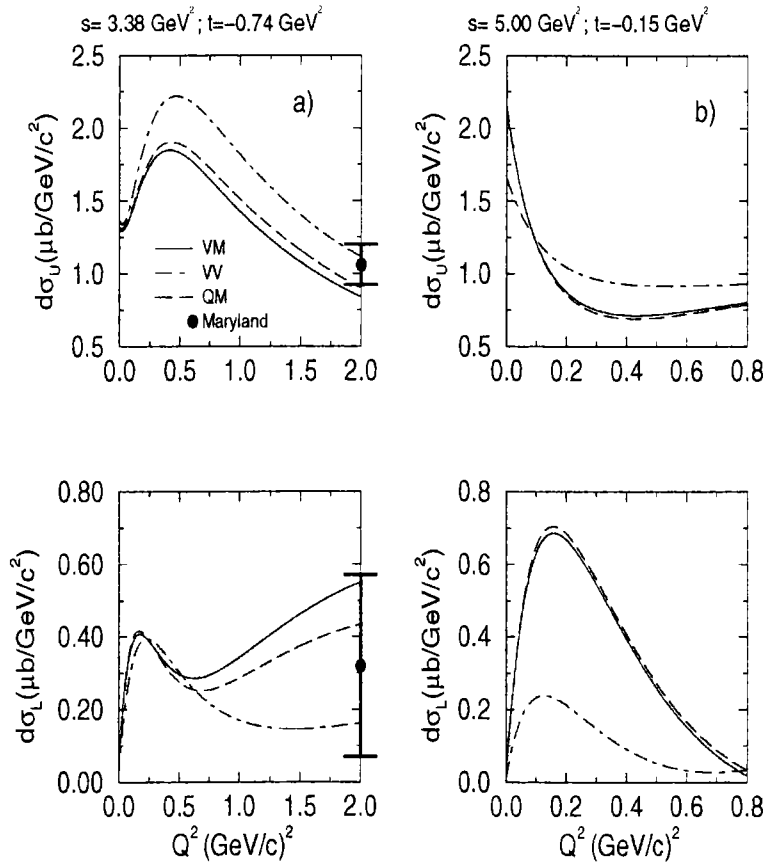


Figure 4.9: Décomposition de la section efficace d'électroproduction suivant ses composantes longitudinale et transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$.

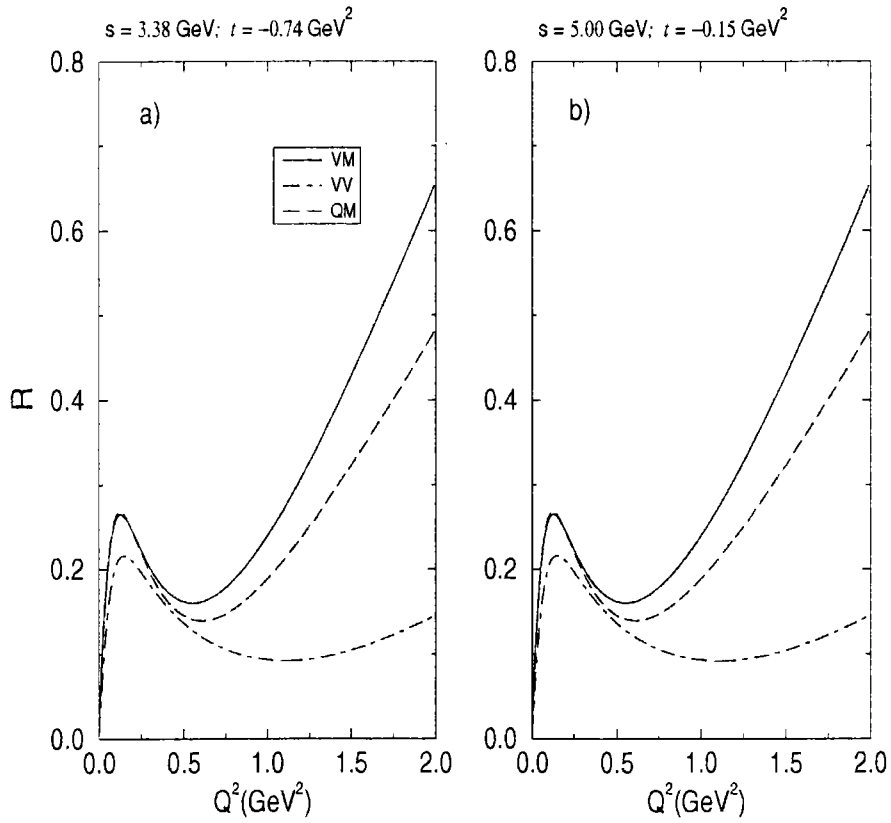


Figure 4.10: Rapport $R = \frac{d\sigma_L}{d\sigma_T}$: section efficace longitudinale sur section efficace transverse pour : a) $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $t = -0.74 \text{ GeV}^2$; b) $s = 5.00 \text{ GeV}^2$ et $t = -0.15 \text{ GeV}^2$

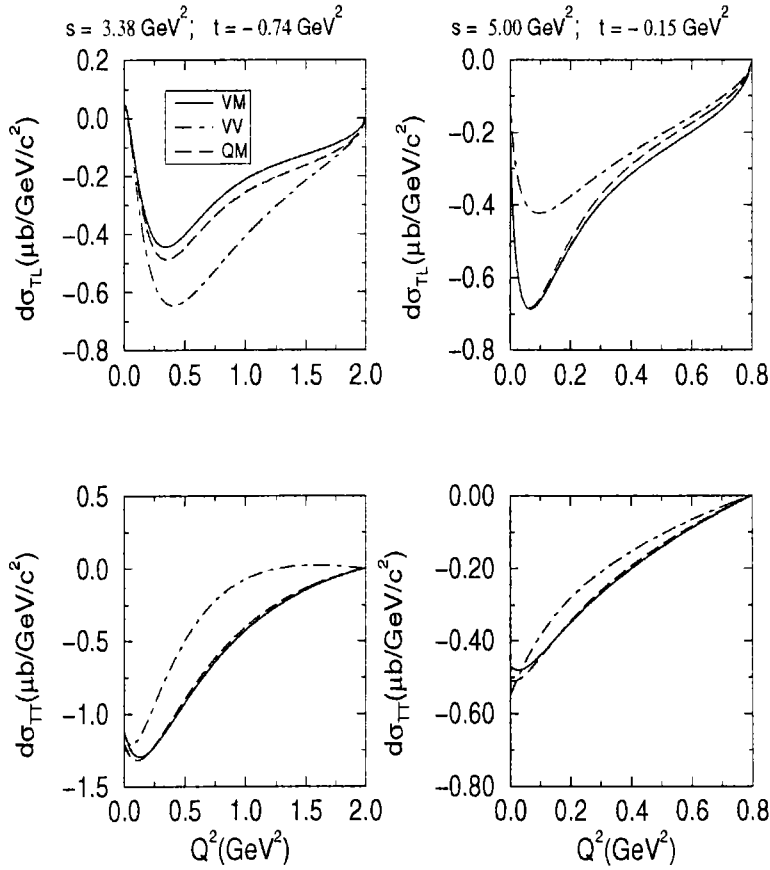


Figure 4.11: Décomposition de la section efficace d'électroproduction suivant ses composantes d'interférence longitudinale-transverse et transverse-transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$ et $s = 5.00 \text{ GeV}^2$.

	Ohta		Habertzettl		Feuster		Workmann	
modèle	m_p	m_{R^*}	m_p	m_{R^*}	m_p	m_{R^*}	m_p	m_{R^*}
C	2.97	2.71	2.97	3.64	3.17	3.61	2.97	3.06

Tableau 4.9: χ^2 réduit pour le modèle C avec différent facteurs de forme. Pour chaque modèle de facteur de forme fort on a effectué deux lissages : un premier avec la masse du proton et le second en introduisant dans le facteur de forme fort la masse du baryon échangé.

en cours de minimisation les bornes de l'intervalle SU(3), on a décidé de d'étudier l'évolution de nos modèles sans SU(3), puis d'introduire différentes paramétrisations des facteurs de forme forts afin de mieux comprendre leur influence. Dans ce qui suit, on présente les résultats relatifs au modèle C, car l'introduction des facteurs de forme forts dans les autres modèles améliorent très peu, voire détériore fortement le χ^2 réduit. De plus, on présente uniquement les résultats avec la fonction de la forme :

$$F_{m,\Lambda}(voie) = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (voie - m^2)^2} \quad (4.3)$$

qui donne de meilleurs résultats que la fonction $G_{m,\Lambda}(voie) = \sqrt{F_{m,\Lambda}(voie)}$.

Si à présent on examine l'influence de la valeur de la masse m utilisée dans le facteur de forme fort (Tab 4.9), de manière générale utiliser la masse du proton donne un meilleur résultat qu'utiliser la masse de la résonance. Le gain obtenu en χ^2 avec la masse du proton se fait au détriment des constantes de couplage L5 et S1 qui prennent des valeurs supérieures à 20, et au détriment de certains paramètres off-shell. On a tenté de contenir ces paramètres dans des valeurs raisonnables (constantes de couplage L5 et S1 comprises entre ± 2 et paramètre off-shell ± 10), malheureusement en terme de χ^2 , on obtient des résultats équivalents à ceux obtenus avec l'utilisation de facteur de forme fort dont la masse est celle des résonances. Ainsi il semble que la masse utilisée dans l'expression du facteur de forme (eq. 4.3) n'a pas une influence significative si l'on souhaite un modèle contenant des valeurs de constantes de couplage physique.

Au niveau de la section efficace, on compare sur la Fig 4.12 le modèle C, et le modèle C avec facteur de forme utilisant la masse du proton. En premier lieu on constate la disparition de la structure quand on introduit les facteurs de forme forts. De plus, pour des énergies supérieures à 1.8 GeV, le modèle C donne de bien meilleurs résultats. Ces remarques peuvent être étendus à l'ensemble des paramétrisations des facteurs de forme forts, comme nous l'avons constaté lors de notre étude systématique.

Sur la figure 4.12 on présente également le modèle C avec les facteurs de forme forts utilisant la masse du proton, mais dont certains paramètres ont été contraint lors du lissage. On remarque qu'en utilisant cette stratégie de minimisation, on n'obtient pas de meilleurs résultats.

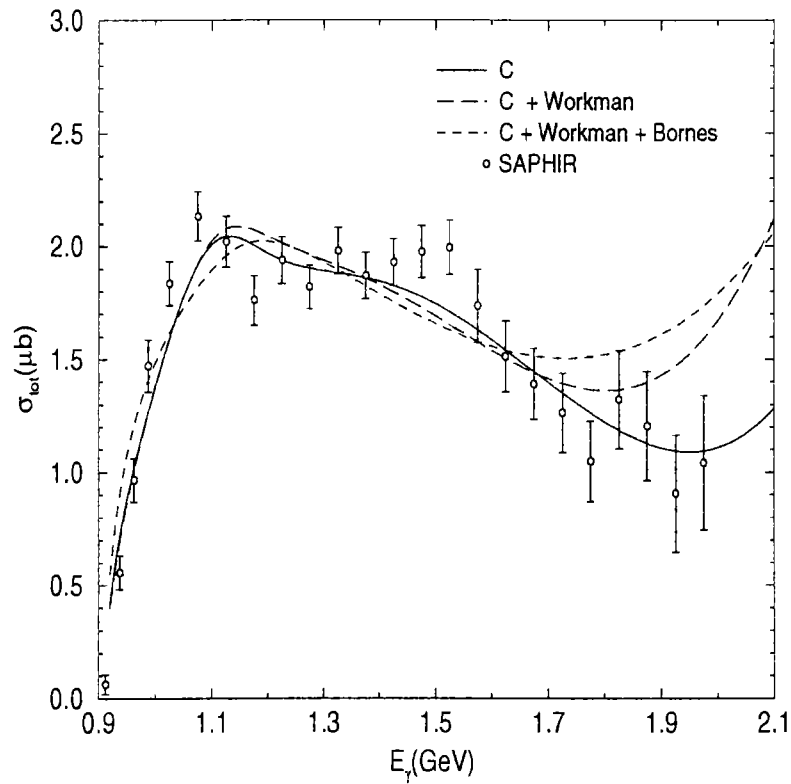


Figure 4.12: Section efficace totale de réaction de production de K^+A obtenue en introduisant les facteurs de forme de Workman dans le modèle C comparée aux données de SAPHIR et au modèle C sans facteur de forme fort. On présente également l'influence de bornes sur certaines constantes de couplage quand on introduit les facteurs de forme forts.

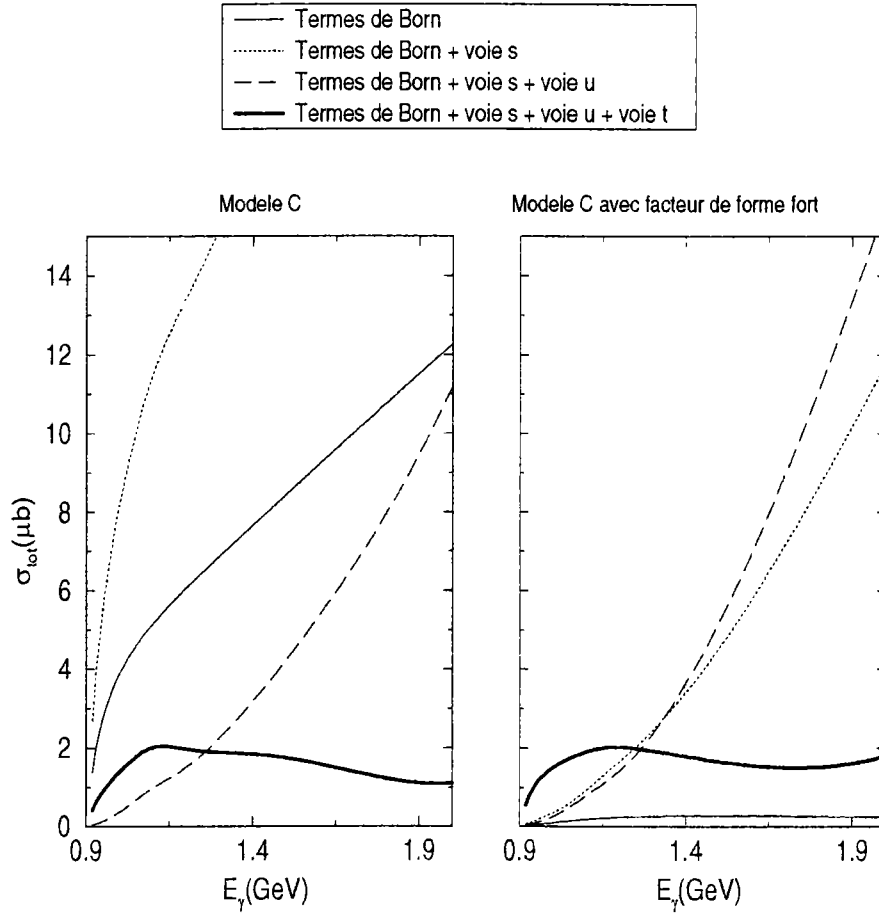


Figure 4.13: Illustration de l'atténuation des termes de Born quand on introduit les facteurs de forme forts.

Ainsi, l'introduction des facteurs de forme forts n'a pas amélioré de façon significative le modèle C en terme de χ^2 , par contre cela a permis de réduire la contribution des termes de Born, et donc de donner une contribution plus importante aux résonances, comme attendue.

4.4 Photo- et électro-production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton

Se positionnant au même endroit dans l'octet SU(3), la particule Σ^0 et la particule Λ se distinguent par leur isospin qui valent respectivement 1 et 0. Compte tenu de cette différence, les règles de sélection d'isospin permettent aux réactions $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ et $ep \rightarrow e'K^+\Sigma^0$ le passage par des états de résonance d'isospin $\frac{1}{2}$ et par des états de résonances Δ d'isospin $\frac{3}{2}$ entre l'états initial et l'état final.

4.4.1 Point de départ

Contrairement à la réaction de production de $K^+\Lambda$, on ne dispose pour la réaction de production de $K^+\Sigma^0$ que d'un seul modèle [18]. Il s'agit du modèle SL utilisé pour la production de $K^+\Lambda$, auquel ont été ajoutées des résonances Δ afin de tenir compte des résonances d'isospin $\frac{3}{2}$. De plus, **les minimisations pour obtenir SL ont été faites simultanément sur les données de photoproduction de $K^+\Sigma^0$ et $K^0\Sigma^+$ sur le proton** (pour la voie $K^0\Sigma^+$, J.C. David *et al.* [4] ne disposaient que de 2 points de section efficace totale [69], aussi cette voie subissait fortement les contraintes imposées par les données de la voie $K^+\Sigma^0$).

Le modèle SL dans cette forme est un point de départ car :

- Il n'y a pas de traitement off-shell
- Les facteurs de forme du Σ^0 sont **approximés par les facteurs de forme du neutron.**

Dès lors, l'étude de l'influence d'un traitement off-shell et l'influence des facteurs de forme hyperoniques sur le modèle SL est indispensable. Cette étude se fait en incorporant dans la base de données toutes les données disponibles (données de 1958-1978 + BOC'94 + SAPHIR + ANL + Maryland). A titre indicatif, on donne l'évolution du χ^2 du modèle SL après minimisation, quand on introduit les nouvelles données (1994-2001) des différentes équipes :

	(a)	(b)	(c)	(d)
modèles	Anciennes	(a)+ SAPHIR	(b)+ ANL	(c)+ Maryland
SL	1.2	1.38	1.87	1.95

Il ressort de cette étude que les constantes de couplage des termes de Born prennent les valeurs extrêmes de l'intervalle dans lequel on les a autorisées à varier. Quand on introduit les nouvelles données d'électroproduction (ANL+Maryland), cette contrainte

particules	notation	$(\ell)J^\pi$	\mathcal{SL}	\mathcal{A}'	M-15	M-24	\mathcal{SN}
Λ		$\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
Σ		$\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$K^*(892)^+$	K^{*+}	1^-	⊗	⊗	⊗	⊗	
$K1(1270)$	K1	1^+	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$N(1440)$	N1	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗				
N(1650)	N4	$(1)\frac{1}{2}^-$					⊗
N(1710)	N6	$(1)\frac{1}{2}^+$					⊗
N(1720)	N7	$(1)\frac{3}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	
$N(1680)$	N8	$(2)\frac{5}{2}^-$	⊗				
$\Lambda(1405)$	L1	$(0)\frac{1}{2}^-$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$\Lambda(1670)$	L3	$(0)\frac{1}{2}^-$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$\Lambda(1810)$	L5	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗			⊗
$\Lambda(1890)$	L8	$(1)\frac{3}{2}^+$					⊗
$\Sigma(1660)$	S1	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗			
$\Delta(1620)$	D1	$(1)\frac{1}{2}^+$					⊗
$\Delta(1900)$	D2	$(1)\frac{1}{2}^+$					⊗
$\Delta(1910)$	D3	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
$\Delta(1235)$	D4	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	
$\Delta(1920)$	D7	$(1)\frac{1}{2}^+$	⊗	⊗	⊗	⊗	
Traitement hors-couches			NON	NON	NON	<i>OUI</i>	<i>OUI</i>
Facteurs de forme forts			NON	NON	NON	NON	<i>OUI</i>

Tableau 4.10: Les résonances mises en jeu dans les différents modèles pour la réaction de production de $K^+\Sigma^0$. \mathcal{A}' est le modèle transition. \mathcal{SL} -(N1,N8), M-15 = \mathcal{A}' -(L5,S1) et M-24 = M-15 + *traitement off-shell*. Enfin \mathcal{SN} est un modèle permettant à partir de la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton, de reproduire de façon satisfaisante la production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron.

augmente d'environ 50% le χ^2 , mais ce dernier a toujours une valeur acceptable. Ainsi, pour la suite de l'étude, on prend comme point de départ le modèle SL obtenu par minimisation sur l'ensemble de la base de données.

Traitement Off-shell

L'un des premiers objectifs est d'appliquer un traitement off-shell. On ne peut pas le faire avec le modèle SL qui contient une résonance de spin $\frac{5}{2}$. Par conséquent, la méthode adoptée est la recherche d'un modèle sans résonance de spin $\frac{5}{2}$. En suivant le travail déjà effectué pour la voie $K^+\Lambda$, on cherche un modèle de transition équivalent au modèle A (cf. Section 4.3.1). Il s'avère que la suppression de la résonance N1 et de la

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

résonance N8 contribue à une augmentation de 25% du χ^2 et a pour effet d'augmenter les valeurs des constantes de couplage de L5 et S1. En fait, l'augmentation des valeurs des constantes de couplage L5 et S1 est purement artificiel. En effet si l'on met des bornes sur les constantes de couplage de L5 et S1, on constate que le χ^2 réduit ne se détériore que de 3%. A titre d'illustration, on donne dans le tableau 4.11 le χ^2 réduit du modèle SL dans lequel on a supprimé les résonances N1 et N8, mais on a imposé aux constantes de couplage de L5 et S1 de varier entre -1 et 1. On constate que le χ^2 réduit n'est pas trop affecté comparé au χ^2 du modèle SL-N1N8 avec les constantes de couplage de L5 et S1 sans bornes. Cet exemple illustre la difficulté de traiter avec MINUIT des paramètres libres n'ayant pas d'influence significative dans la modélisation. Par conséquent, il faudra tenir compte de ce fait dans les minimisations futures.

Ainsi, suite à la suppression des couples de résonances (N1, N8) et (L5, S1), on obtient un modèle ayant un $\chi^2 = 2.64$ et dont toutes les constantes de couplage ont des valeurs acceptables pouvant représenter une probabilité de décroissance dans un état donné. De plus ce modèle respecte SU(3) sans atteindre les valeurs extrêmes de l'intervalle de tolérance pour SU(3), ce qui signifie que SU(3) apparaît naturellement sans aucune contrainte, mise à part celle imposée dans la stratégie de minimisation.

Modèles	Nombre de paramètres libres	χ^2 intégré	χ^2 réduit
SL	20	644	1.95
SL-[N1,N8]	17	808	2.48
SL-[N1,N8] et $ G_{L5,S1} \leq 1$	17	832	2.55
SL-[N1,N8,L5,S1]	15	864	2.64
SL-[N1,N8,L5,S1] + off-shell	24	742	2.33

Tableau 4.11: Évolution du χ^2 du modèle SL quand on supprime les résonances N1, N8, L5, S1. Pour mémoire, on rappelle que la base de données comporte 351 points.

Un traitement off-shell de ce modèle conduit à un $\chi^2 = 2.33$, mais les constantes de couplage des termes de Born prennent les valeurs extrêmes de l'intervalle de variation "autorisé" (Tab. 4.12). En terme de χ^2 , le traitement off-shell améliore le χ^2 de 14%, mais si l'on se focalise sur les observables et notamment sur la section efficace totale (Fig 4.14), on constate une augmentation de la section efficace pour des énergies supérieures à 2.0 GeV (cela a déjà été remarqué lors de l'étude de la voie $K^+\Lambda$). En effet, on remarque sur la figure 4.14 que le modèle avec traitement off-shell décrit bien le domaine où l'on a des données, alors que hors de ce domaine, la section efficace totale augmente plus rapidement que les modèles sans traitement off-shell. Cela s'explique par le manque de données à haute énergie ($E_\gamma \geq 1.6$ GeV) où les résonances de spin $\frac{3}{2}$ jouent un rôle important. Cela se remarque encore plus sur la Fig 4.15 où l'on a représenté les distributions angulaires et les fonctions d'excitation. En effet plus on monte en énergie, plus les données sont rares, et moins les modèles sont sensibles à une description fine des résonances de spin $\frac{3}{2}$ par manque de contraintes. L'illustration la plus flagrante est la distribution angulaire à $E_\gamma = 2.5$ GeV.

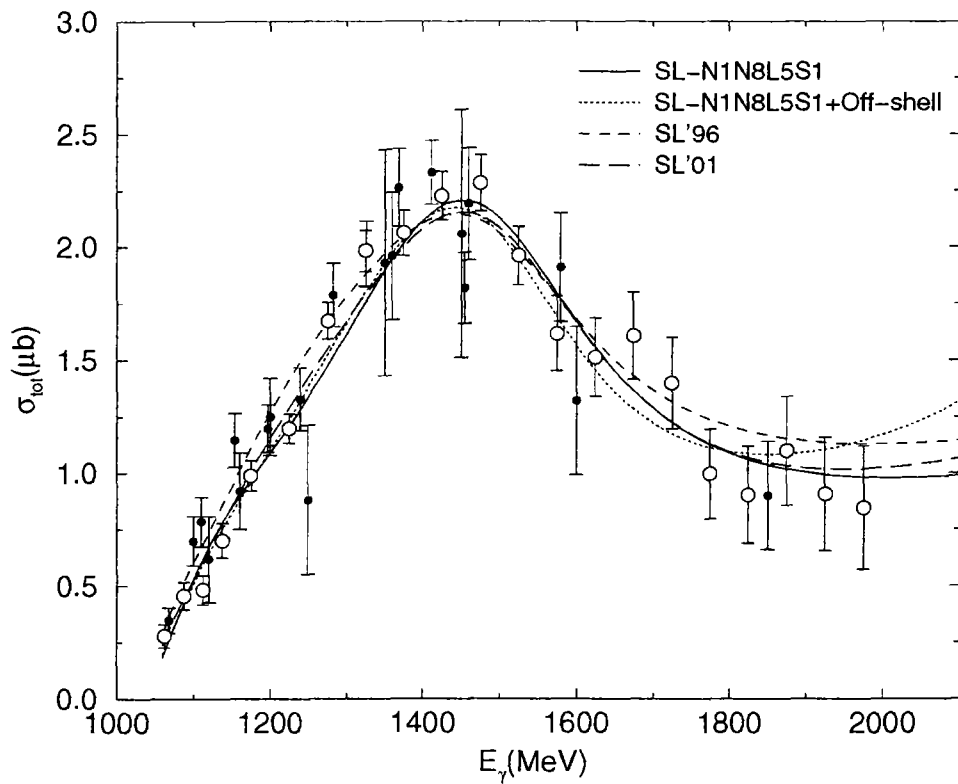


Figure 4.14: Section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$. Les données de SAPHIR sont les cercles vides alors que les cercles pleins correspondent aux anciennes données. SL'96 est le modèle SL publié en 1996 et SL'01, est le modèle SL après minimisation sur l'ensemble de la base de données.

Introduction de facteurs de forme électromagnétiques

Dans le modèle SL obtenu en 1996 [4], les facteurs de forme de la particule Σ^0 étaient approximés par les facteurs de forme du neutron. Entre temps, Williams *et al.* ont proposé une description des facteurs de forme électromagnétiques des hyperons avec une approche VDM [20]. L'introduction de ces facteurs de forme dans SL'96 n'a pas eu d'influence significative sur le χ^2 comme on le constate dans le tableau 4.13. Cela indique qu'il faut focaliser l'étude sur les observables d'électroproduction afin de pouvoir discriminer entre la modélisation VDM et l'approximation par le facteur de forme du neutron.

Cependant, depuis 1994 notre base de données s'est étoffée de 50 points supplémentaires en électroproduction. Ainsi, si le facteur de forme réel de la particule Σ^0 est plus proche de la modélisation VDM que de l'approximation par le facteur de forme du neutron, le χ^2 doit être meilleur pour cette modélisation.

Dans le tableau 4.13 on donne l'évolution du χ^2 du modèle SL avec les différentes modélisations de facteur de forme électromagnétique. Il apparaît que le facteur de forme de la particule Σ^0 a plus un comportement d'un facteur de forme du neutron que de celui modélisé avec VDM. Pour confirmer cela, il faut regarder si cette affirmation est indépendante du modèle. Pour cela, on introduit les facteurs de forme hyperoniques dans chacun des modèles étudiés précédemment. Dans le tableau 4.14, on compare les χ^2 réduits pour deux mêmes configurations en résonances, mais ayant des modélisations de facteurs de forme différentes. On constate que les minimisations avec la modélisation VDM conduisent à des χ^2 réduits plus élevés qu'avec l'approximation par le facteur de forme du neutron. On remarque, si l'on utilise les facteurs de forme VDM, qu'il y a une augmentation de plus de 250% pour le modèle SL-(N1,N8,L5,S1), c'est à dire que les résonances L5 et S1 ont une contribution significative au mécanisme de réaction.

Après s'être intéressé à l'influence du facteur de forme de l'hyperon en électroproduction, on se focalise à présent sur les facteurs de forme kaoniques. On regarde quelle est la meilleure modélisation pour ce facteur de forme lorsque le facteur de forme de l'hyperon est approximé par celui du neutron. Lors de l'introduction des facteurs de forme des kaons pour le modèle SL et SL-N1N8, l'amélioration s'est faite au détriment de la voie u, où les constantes de couplage des résonances L5 et S1 prennent d'énormes valeurs (≤ 20). Par conséquent on réduit l'étude aux modèles SL-N1N8L5S1 et SL-N1N8L5S1+ off-shell que l'on appelle par la suite M-15 et M-24 (le nombre rappelant le nombre de paramètres libres). Le tableau 4.15 donne le χ^2 réduit obtenu avec différents facteurs de forme du kaon pour les modèles M-15 et M-24.

De manière générale le facteur de forme du kaon modélisé avec un modèle de quarks donne un meilleur résultat. Néanmoins cette amélioration n'est pas flagrante, et il faut regarder la sensibilité des observables pour voir un effet des différentes configurations. Sur la Fig 4.16, on voit que la section efficace d'électroproduction n'est pas sensible aux différents choix de facteur de forme pour M-15, par contre elle l'est pour M-24. En

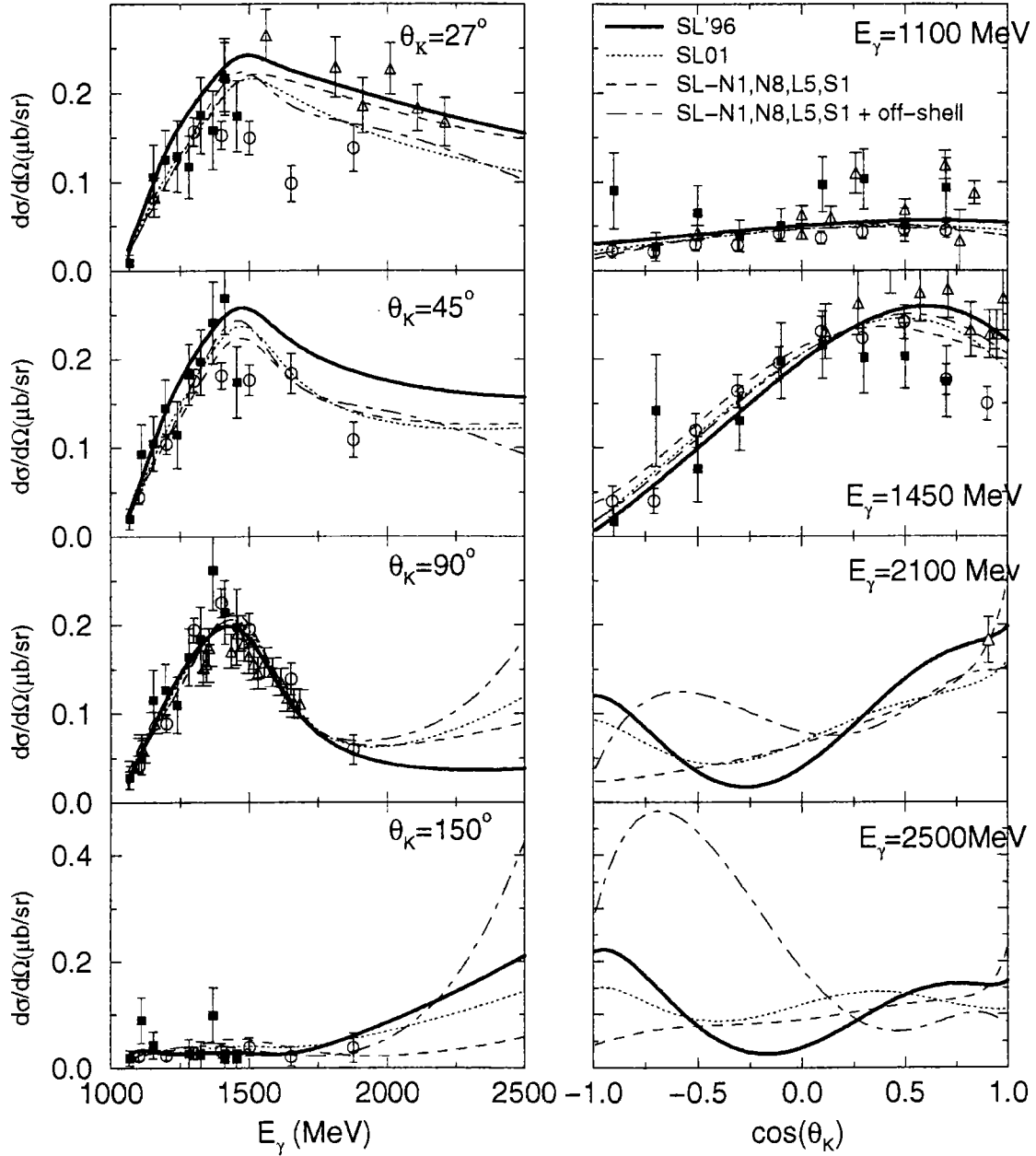


Figure 4.15: Distributions angulaires et fonctions d'excitation de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$. Les données de SAPHIR sont les cercles vides, alors que les carrés pleins correspondent aux anciennes données de BOC'94. Les triangles vides sont les données de la première période 58-78. SL'96 est le modèle SL publié en 1996, et SL'01 est le modèle SL après minimisation sur l'ensemble de la base de données.

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

particule	couplage	SL'96	SL'01	M-15	M-24	\mathcal{SN}
Λ	$g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$	-3.23 ± 0.17	-3.23 ± 1.11	-3.65 ± 0.20	-3.23 ± 0.03	-3.23 ± 0.031
Σ	$g_{K\Sigma N}/\sqrt{4\pi}$	0.80 ± 0.10	1.45 ± 0.02	0.93 ± 0.05	1.37 ± 0.04	1.45 ± 0.01
K^*	$G_V/4\pi$	0.02 ± 0.01	0.02 ± 0.01	-0.02 ± 0.01	0.03 ± 0.00	
	$G_T/4\pi$	-0.07 ± 0.02	-0.03 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.16 ± 0.02	
$K1$	$G_{V1}/4\pi$	-0.05 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01	-0.15 ± 0.01
	$G_{T1}/4\pi$	0.23 ± 0.04	0.24 ± 0.03	-0.24 ± 0.04	0.03 ± 0.02	-0.15 ± 0.05
$N1$	$G_{N1}/\sqrt{4\pi}$	-0.95 ± 0.11	-0.62 ± 0.15			
$N4$	$G_{N4}/\sqrt{4\pi}$					-0.61 ± 0.05
$N6$	$G_{N6}/\sqrt{4\pi}$					-0.34 ± 0.08
$N7$	$G_{N7}^a/\sqrt{4\pi}$	-0.04 ± 0.02	0.02 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.03 ± 0.00	
	$G_{N7}^b/\sqrt{4\pi}$	-0.53 ± 0.06	-0.47 ± 0.05	-0.31 ± 0.08	-0.16 ± 0.01	
	X					2.61 ± 0.21
	Y					-5.30 ± 0.29
	Z					-9.07 ± 0.37
$N8$	$G_{N8}^a/\sqrt{4\pi}$	2.02 ± 0.20	1.29 ± 0.16			
	$G_{N8}^b/\sqrt{4\pi}$	3.91 ± 0.57	4.19 ± 0.49			
$L1$	$G_{L1}/\sqrt{4\pi}$	-0.42 ± 0.03	-0.14 ± 0.04	-0.15 ± 0.03	0.51 ± 0.14	1.00 ± 0.17
$L3$	$G_{L3}/\sqrt{4\pi}$	-0.10 ± 0.09	0.98 ± 0.18	2.16 ± 0.17	2.53 ± 0.23	-0.95 ± 0.17
$L5$	$G_{L5}/\sqrt{4\pi}$	6.01 ± 0.23	2.19 ± 0.80			1.00 ± 0.12
$L8$	$G_{L8}^a/\sqrt{4\pi}$					0.23 ± 0.06
	$G_{L8}^b/\sqrt{4\pi}$					2.90 ± 0.53
	X					-1.75 ± 0.46
	Y					-1.42 ± 0.62
	Z					0.03 ± 0.1
$S1$	$G_{S1}/\sqrt{4\pi}$	-1.71 ± 0.21	0.27 ± 0.77			
$D1$	$G_{D1}/\sqrt{4\pi}$					0.62 ± 0.07
$D2$	$G_{D2}/\sqrt{4\pi}$					-0.15 ± 0.01
$D3$	$G_{D3}/\sqrt{4\pi}$	0.43 ± 0.04	0.45 ± 0.03	0.42 ± 0.02	0.30 ± 0.02	1.05 ± 0.11
$D4$	$G_{D4}^a/\sqrt{4\pi}$	-0.47 ± 0.06	-0.79 ± 0.06	-1.44 ± 0.05	-1.15 ± 0.01	
	$G_{D4}^b/\sqrt{4\pi}$	-1.88 ± 0.14	-0.97 ± 0.13	-0.36 ± 0.09	-0.14 ± 0.01	
	X					-5.42 ± 0.70
	Y					-0.27 ± 0.01
	Z					-0.24 ± 0.02
$D7$	$G_{D7}^a/\sqrt{4\pi}$	0.05 ± 0.01	0.02 ± 0.01	0.05 ± 0.00	0.07 ± 0.00	
	$G_{D7}^b/\sqrt{4\pi}$	0.29 ± 0.04	0.31 ± 0.02	0.18 ± 0.03	0.21 ± 0.01	
	X					-9.49 ± 0.24
	Y					-9.88 ± 0.15
	Z					2.28 ± 0.15
Cut-Off	$\Lambda_1 (MeV)$					898 ± 40
	$\Lambda_2 (MeV)$					1701 ± 64
χ^2 réduit		1.08	1.99	2.64	2.33	

Tableau 4.12: Valeur des constantes de couplage pour chacun des modèles de la voie $K^+\Sigma^0$. Le modèle \mathcal{SN} contient les facteurs de forme forts de Workman avec $F_{m,\Lambda}$ et la masse du proton. Le cut-off Λ_1 est appliqué aux facteurs de forme forts des termes de Born et le cut-off Λ_2 est appliqué aux facteurs de forme forts des termes résonnants.

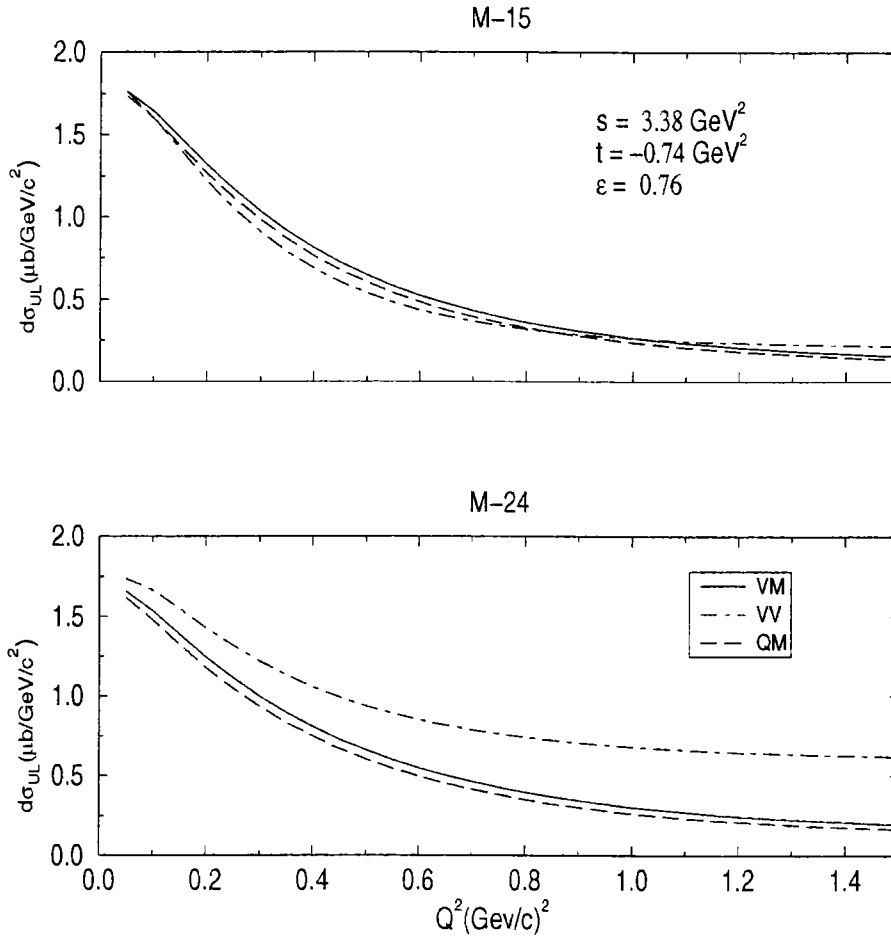


Figure 4.16: Section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ non polarisée à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour le M-15 et M-24, avec différents facteurs de forme kaoniques.

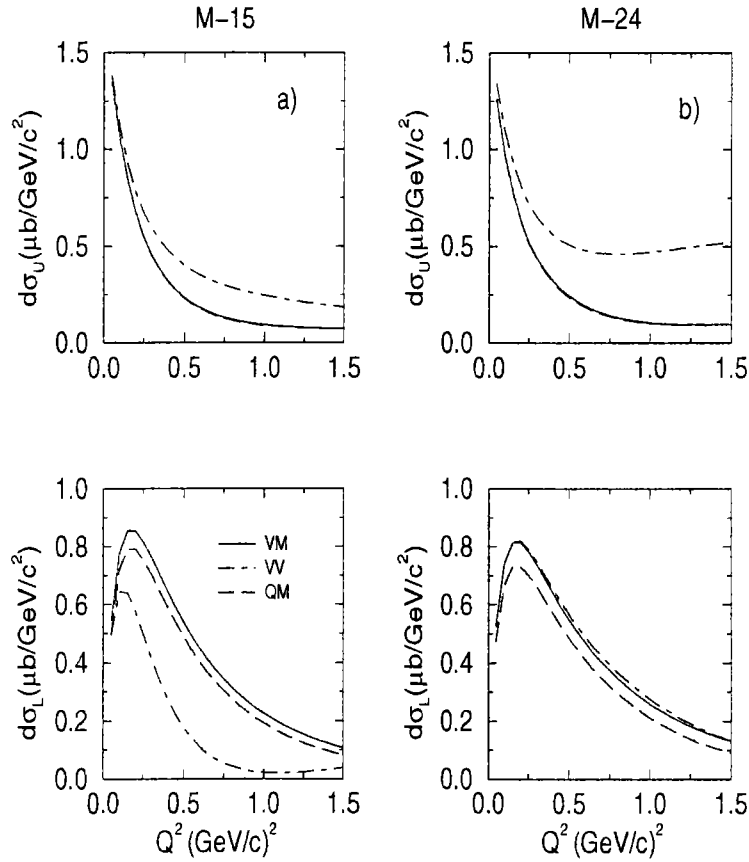


Figure 4.17: Décomposition de la section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ suivant ses composantes longitudinale et transverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$, pour M-15 et M-24, avec différents facteurs de forme pour les kaons.

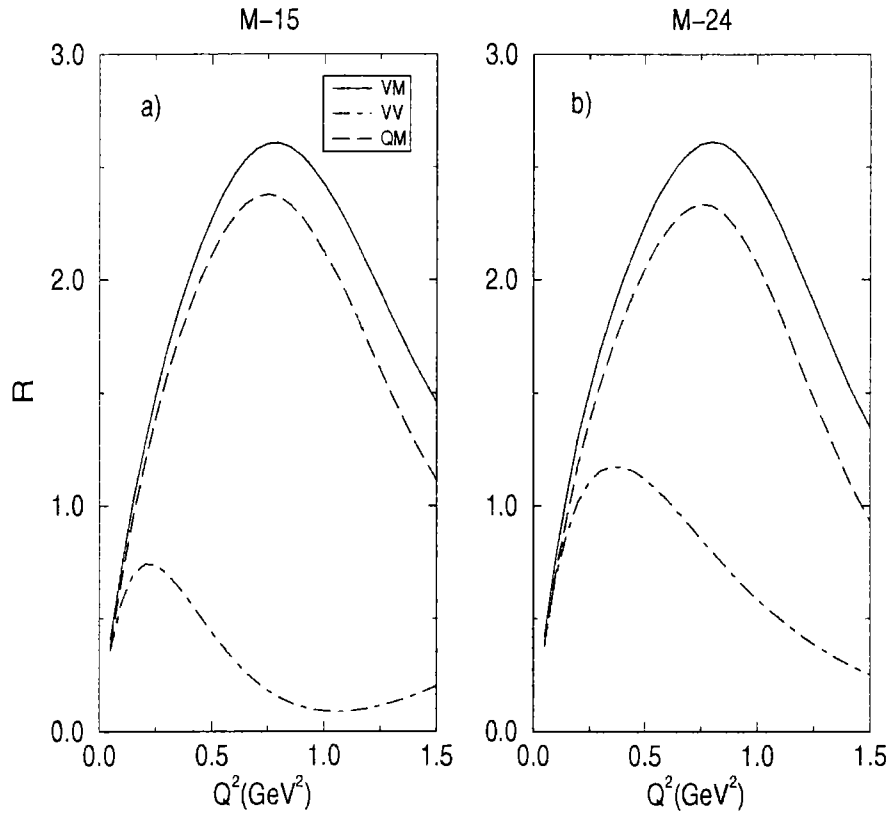


Figure 4.18: Rapport $R = \frac{d\sigma_L}{d\sigma_T}$ section efficace longitudinale/section efficace transverse pour l'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour a) M-15 et b) M-24 avec différents facteurs de forme pour les kaons.

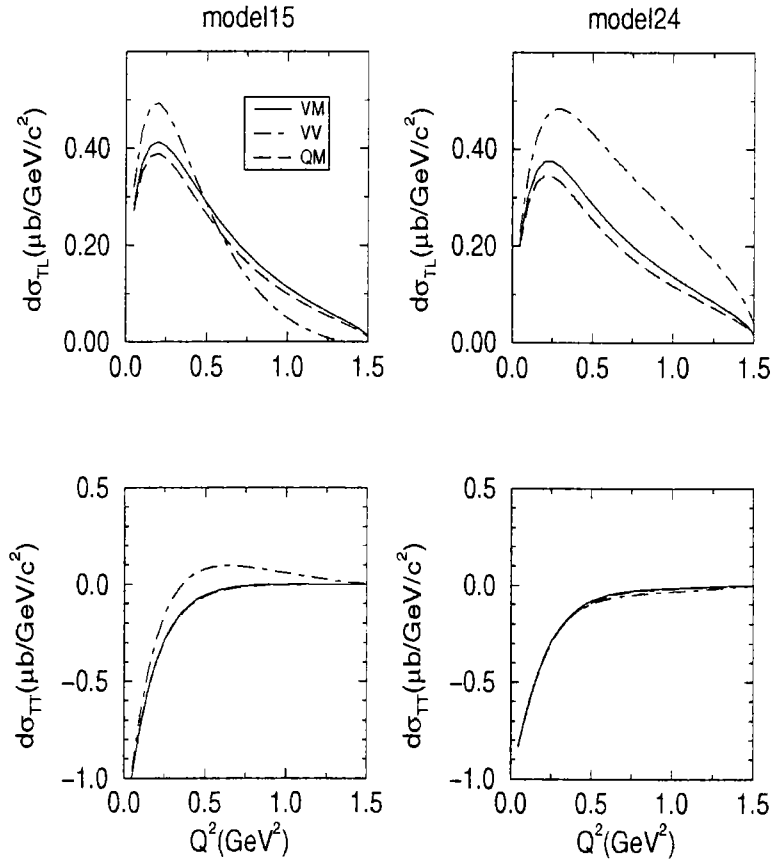


Figure 4.19: Décomposition de la section efficace d'électroproduction de $K^+\Sigma^0$ suivant ses composantes d'interférence longitudinale-transversale et tranverse-tranverse à $s = 3.38 \text{ GeV}^2$, $t = -0.74 \text{ GeV}^2$ pour les modèles M-15 et M-24 avec différents facteurs de forme pour les kaons.

modèles	(a)	(b)	(c)	(d)
	Anciennes	(a)+ SAPHIR	(b)+ ANL	(c)+ Maryland
SL(ff= ν VDM)	1.01	1.49	2.14	2.50
SL(ff= ν neutron)	1.00	1.38	1.87	1.95

Tableau 4.13: Évolution du χ^2 réduit du modèle SL quand on introduit les nouvelles données dans la base de données. (ff = facteur de forme électromagnétique)

Dénomination	Configuration	χ^2 réduit (<i>neutron</i>)	χ^2 réduit (<i>VDM</i>)
SL'01	SL	1.95	2.50
\mathcal{A}'	SL-[N1,N8]	2.48	2.60
M-15	SL-[N1,N8,L5,S1]	2.64	6.26
M-24	SL-[N1,N8,L5,S1] + off-shell	2.33	2.77

Tableau 4.14: Comparaison des χ^2 réduits pour une même configuration en résonances, mais ayant une modélisation des facteurs de forme différente. Dans un cas on utilise l'approximation par le facteur de forme du neutron, dans l'autre on utilise une modélisation VDM.

Modèles	VM	VV	QM
M-15	2.64	2.79	2.62
M-24	2.33	2.27	2.21

Tableau 4.15: Comparaison des χ^2 réduits pour une même configuration en résonance mais avec des facteurs de forme **kaoniques** différents (le facteur de forme de la particule Σ^0 est approximé par celui du neutron).

effet, pour des $Q^2 \geq 0.6 \text{ GeV}^2$ la section efficace est environ 50% supérieure avec une modélisation VDM comparée aux sections efficaces obtenues avec une autre modélisation.

Lorsqu'on effectue une décomposition de la section efficace d'électroproduction non polarisée en parties longitudinale et transverse (Fig 4.17), la section efficace longitudinale pour M-15 est sensible au facteur de forme VDM pour le kaon, par contre c'est la section efficace transverse qui l'est pour M-24. En fait, le rapport R (Fig 4.18), est une quantité fortement sensible à la modélisation VDM du facteur de forme du kaon pour M-15 et M-24, contrairement aux observables d'interférences qui ne sont presque pas sensibles ou alors très peu à ce facteur de forme.

Par conséquent, il est nécessaire d'obtenir des données complémentaires afin de pouvoir discriminer entre les différents modèles de facteur de forme du kaon.

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

En conclusion, dans cette section on a étudié l'influence de raffinements tels que le traitement off-shell et les facteurs de forme électromagnétiques des hypérons modélisés à partir d'un modèle VDM. Il ressort de cette étude que le traitement off-shell permet de décrire correctement le mécanisme de réaction quand il fait intervenir des résonances de spin $\frac{3}{2}$. Quant au facteur de forme électromagnétique de la particule Σ^0 , l'étude montre qu'il a plus le comportement de celui du neutron que celui modélisé à partir d'un modèle VDM.

Après avoir étudié le mécanisme de réaction de la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton, nous avons considéré la réaction de production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron, en appliquant les règles de la section 2.5 du chapitre 2. En effet, il est nécessaire d'avoir un mécanisme de réaction qui satisfait en terme de χ^2 la réaction de production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton, et qui reproduit également correctement la réaction de production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron.

4.4.2 Stratégie de développement

Lors de notre étude de la réaction de production de $K^+\Sigma^0$ dans la section précédente nous avons obtenu trois modèles : SL, M-15, M-24. Malheureusement, ces modèles qui décrivent correctement le mécanisme sur le proton ne donnent pas des résultats suffisamment plausibles sur le neutron. En l'occurrence, la section efficace totale manifeste une dépendance linéaire et divergente en fonction de l'énergie. Par conséquent on est amené à définir une nouvelle stratégie pour la construction d'un modèle pour la réaction de production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton permettant d'obtenir une section efficace de production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron qui ait un comportement correct.

Rappelons que les constantes de couplage des résonances entrant dans le mécanisme de réaction de la réaction $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$ peuvent être reliées aux constantes de couplage des résonances entrant dans le mécanisme de réaction de production de $K^+\Sigma^0$ (cf. 2.5). Notre but est de donner une estimation de la section efficace totale de production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron, afin de pouvoir comparer les prédictions de notre approche aux données de la réaction $d(e, e' K^+) YN$. On procède de la façon suivante :

- D'une part, on opte pour ne pas lisser simultanément sur les bases de données $K^+\Sigma^0$ et de $K^0\Sigma^+$ car les mécanismes de réaction des deux voies peuvent a priori ne pas être identiques.
- D'autre part, il faut réduire le nombre de paramètres libres et donc le nombre de résonances entrant dans le mécanisme de réaction afin de simplifier le mécanisme de réaction. Il faudra notamment **supprimer le traitement off-shell des résonances de spin $\frac{3}{2}$ de la voie s**, car on ne connaît pas les règles de passage permettant de les utiliser pour la production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron.

-
- Enfin, on pourra introduire les facteurs de forme forts si cela est nécessaire pour diminuer la contribution des termes de Born.

4.4.3 Modèle avec facteurs de forme forts pour la production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton

Ici, notre objectif est de trouver un modèle pour la voie $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ permettant l'obtention des résultats plausibles pour la réaction $\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$.

Une étude de l'influence des résonances composant nos modèles sur la section efficace totale de production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron nous a conduits à sélectionner, outre les termes de Born, un certain nombre de résonances des modèles SL, M-15, M-24 : L1, L3, L5, D3 et K1. Une étude systématique, a conduit à ajouter les résonances : N4, N6, D1, D2 et L8. Cette étude systématique a surtout permis de prendre conscience de l'importance des termes de Born sur la section efficace totale. Par conséquent on a cherché dans un premier temps un modèle pour la voie $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ non contraint par SU(3), mais donnant un résultat convenable sur le neutron. Puis on a introduit les facteurs de forme forts de Workmann, suite à l'étude sur la production de $K^+\Lambda$ sur le proton. Cela conduit au modèle SN présenté dans la dernière colonne des tableaux 4.10 et 4.12.

Si à présent on compare la section efficace totale de production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton obtenue avec M-15, M-24 et SN (Fig.4.20) on constate qu'il y a peu de différence entre les 3 modèles, sauf pour des énergies de faisceau supérieures à 1.8 GeV. En effet, à partir de cette énergie, le modèle M-24 donne une section efficace environ 20% supérieure aux autres modèles.

Au niveau des fonctions d'excitation (Fig.4.21), on constate que le modèle SN donne un comportement de cette observable aux petits angles différent de celui obtenu à partir des modèles M-15 et M-24. Par contre, pour les distributions angulaires à haute énergie, le modèle SN donne le même comportement que le modèle M-24.

En conclusion le modèle SN, améliore la description des fonctions d'excitation aux petits angles et les distributions angulaires à haute énergie.

4.5 Photo et électro-production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron

L'un des points clefs quand on considère la production de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron réside dans les amplitudes d'hélicités qui sont obtenues soit expérimentalement, soit théoriquement par un modèle de quarks [76, 75]. Dans le tableau 4.16 sont tabulées les valeurs expérimentales des amplitudes d'hélicités extraites du Particule Data Book [77],

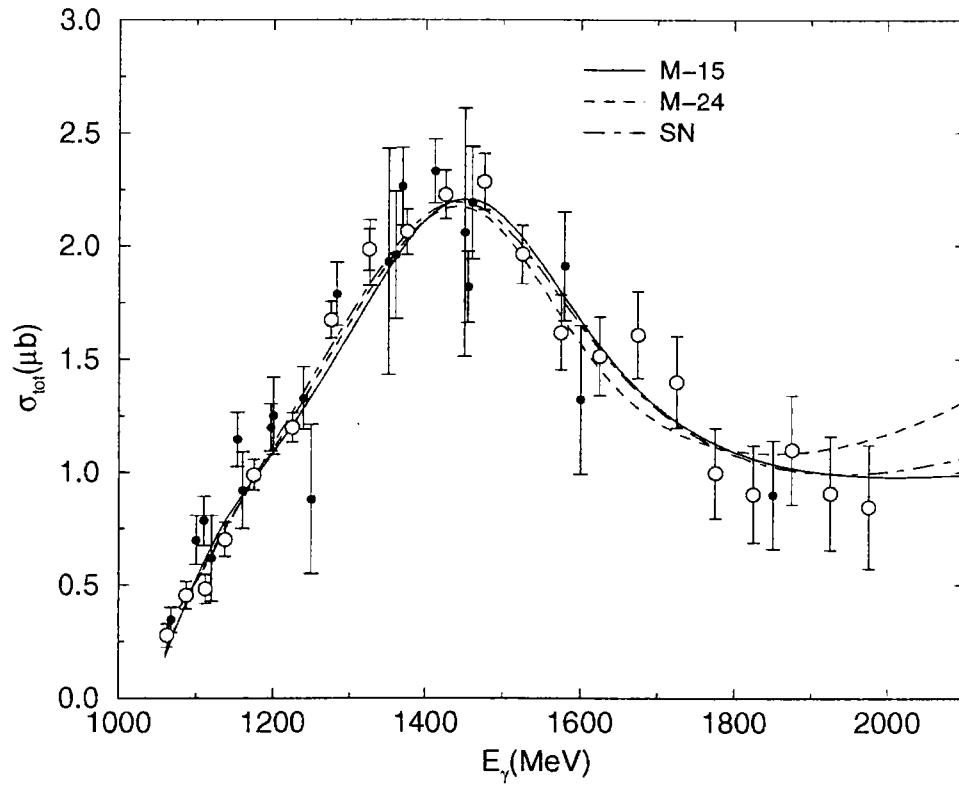


Figure 4.20: Comparaison des sections efficaces totales $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ obtenues avec les modèles M-15, M-24 et SN . Les données de SAPHIR sont les cercles vides, et les cercles pleins correspondent aux anciennes données.

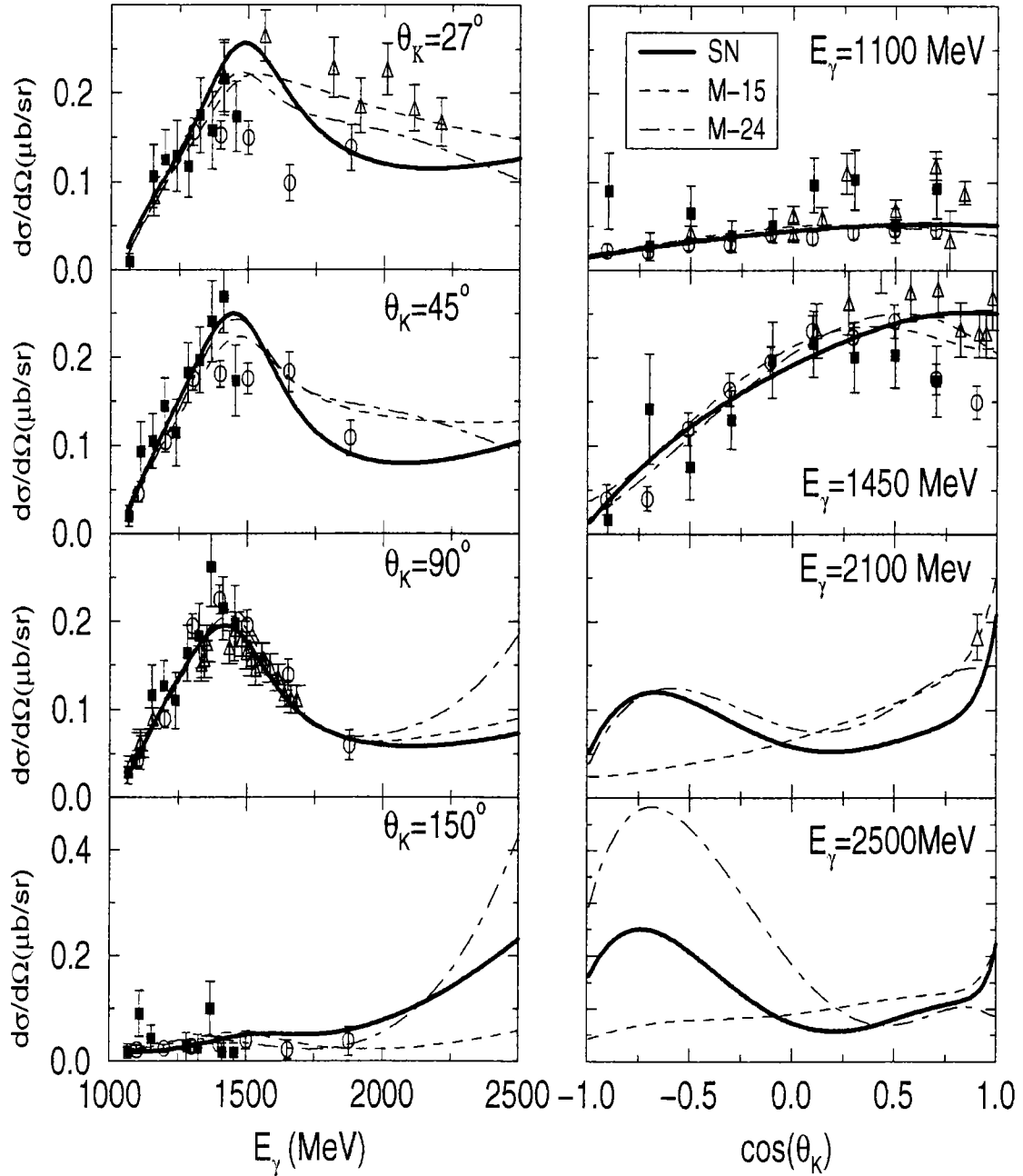


Figure 4.21: Comparaison des distributions angulaires et fonctions d'excitation de la réaction $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ obtenues avec les modèles M-15, M-24 et SN. Les données de SAPHIR sont les cercles vides, et les carrés pleins correspondent aux anciennes données de BOC'94. Les triangles vides sont les données de la première période 58-78.

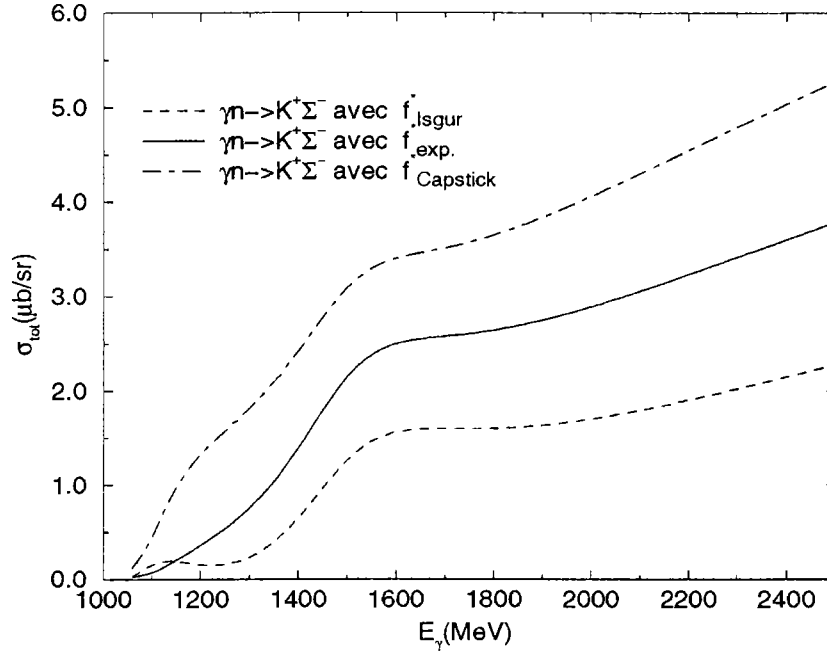


Figure 4.22: Influence du choix du rapport f^* sur la prédiction de la section efficace totale de la réaction $\gamma n \rightarrow K^- \Sigma^+$ avec le modèle de Bennhold

ainsi que les valeurs théoriques du modèle de quarks de Capstick [76]. En comparant le rapport f^* des amplitudes d'hélicités défini dans la section 2.5 (Eqs 2.71 et 2.72), on constate que le modèle théorique est en désaccord avec les rapports expérimentaux pour les résonances de spin $\frac{3}{2}$. De plus, on constate que pour la résonance N8 de spin $\frac{5}{2}$ qui entre dans le modèle SL, le modèle de quarks prédit un rapport qui est presque 6 fois supérieur au rapport f^* obtenu expérimentalement. Par conséquent, on opte pour l'utilisation des rapports f^* expérimentaux, contrairement à Mart *et al.* [78] qui ont privilégié les valeurs du rapport d'hélicité prédites par le modèle de quarks d'Isgur [75].

Remarque : on n'utilise pas les valeurs d'Isgur dans notre comparaison, car ce modèle ne prédit qu'un nombre limité d'amplitudes d'hélicité.

A titre indicatif, on compare sur la figure 4.22 l'influence de la modélisation du rapport f^* pour le modèle de Bennhold. On constate que les résultats obtenus à l'aide des modèles théoriques pour f^* encadrent la courbe obtenue avec les valeurs des rapports expérimentaux. Par conséquent cela nous conforte dans l'idée que l'utilisation des rapports f^* expérimentaux permet une meilleure prédiction des observables pour la production d'étrangeté sur le neutron.

Il faut également discuter de l'introduction des facteurs de forme forts, compte tenu

de ce que nous avons observé dans l'étude du processus sur le proton. Comme il s'agit d'une réaction dont la cible est un neutron, la masse intervenant dans les facteurs de forme forts sera maintenant celle du neutron.

D'autre part, au niveau des vertex électromagnétiques, il faut utiliser le facteur de forme de la particule Σ^- (et non celui de Σ^0). Dans notre cas, vu que l'on ne pouvait pas approximer ce facteur de forme par un facteur de forme d'une particule connue ayant la même charge, on a utilisé le facteur de forme de la particule Σ^- obtenu avec le modèle VDM de Williams *et al.* [20].

Nous donnons sur la Figure 4.23 la section efficace totale de production sur le neutron. Le mécanisme de réaction est composé uniquement de résonances dans les voies s et t, puisque l'échange de résonances Λ^* est interdit à cause des règles de sélection relatives à l'isospin. Au niveau du mécanisme de réaction on constate que les facteurs de forme forts diminuent l'influence des termes de Born. Les résonances de la voie s font augmenter la section efficace totale, et c'est l'interférence avec la voie t qui la fait diminuer.

Ce modèle obtenu sans aucune minimisation aboutit à une section efficace totale plausible. Néanmoins il faut confronter ce modèle à des données. L'absence actuelle de données, nécessite l'étude de processus faisant intervenir cette réaction élémentaire comme par exemple l'électroproduction d'étrangeté sur le deutérium qui sera présentée au chapitre 5.

4.6 Photoproduction de $K^0\Sigma^+$ sur le proton

La particule Σ^+ d'isospin 1 fait partie du même octet SU(3) que la particule Σ^0 d'isospin 0. Vu que l'on ne dispose pour cette réaction que de 25 points expérimentaux, notre but est de mettre en évidence les résonances pouvant avoir une contribution au mécanisme, tout en respectant la symétrie SU(3). L'absence de données en électroproduction nous affranchit de l'introduction des facteurs de forme électromagnétiques des hyperons.

Le point de départ pour l'étude du mécanisme de réaction aurait pu être le modèle SL de la voie $K^+\Sigma^0$, mais ce modèle comporte un nombre trop élevé de paramètres libres au regard des 25 points dont on dispose. De plus si l'on minimise simultanément sur les données des voies $K^+\Sigma^0$ et $K^0\Sigma^+$, le mécanisme de réaction de la voie $K^0\Sigma^+$ pourrait être occulté par celui de la voie $K^+\Sigma^0$, car l'on dispose de 12 fois plus de points pour cette dernière voie.

Au regard de ces éléments, on a recherché par une étude systématique une configuration minimale respectant SU(3) et donnant une section efficace totale diminuant quand

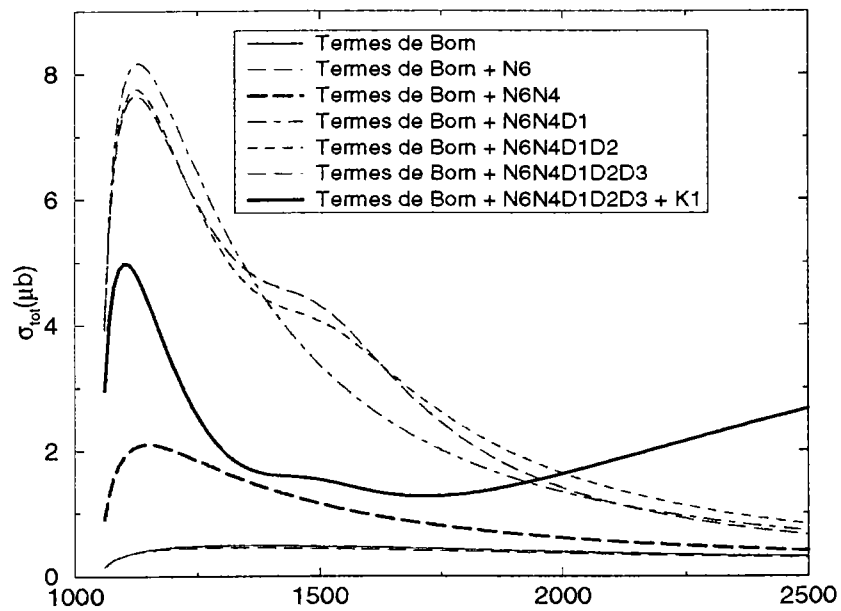


Figure 4.23: Section efficace totale (courbe en trait plein gras) de la réaction $\gamma n \rightarrow K^- \Sigma^+$ avec le modèle SN, et contribution des diverses résonances au mécanisme de réaction.

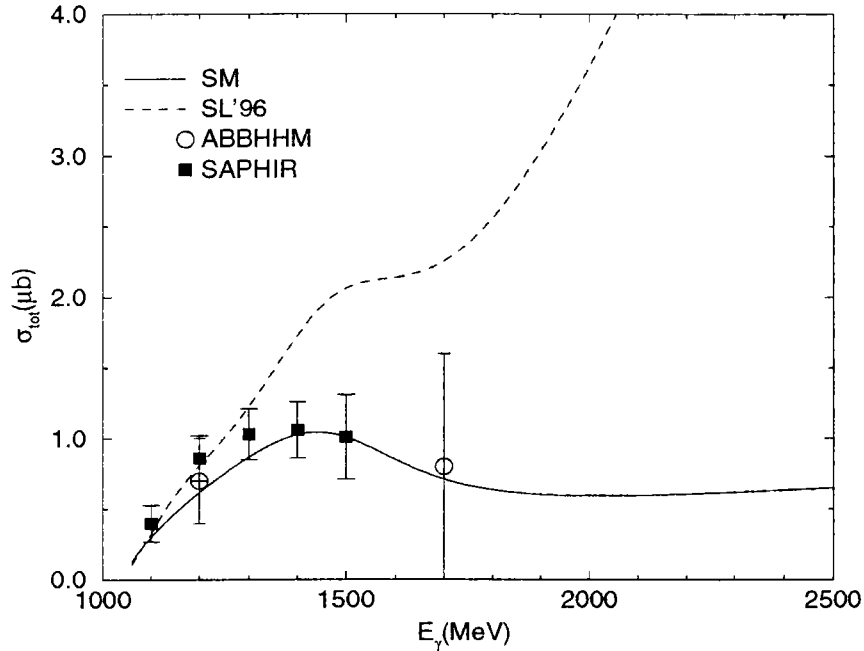
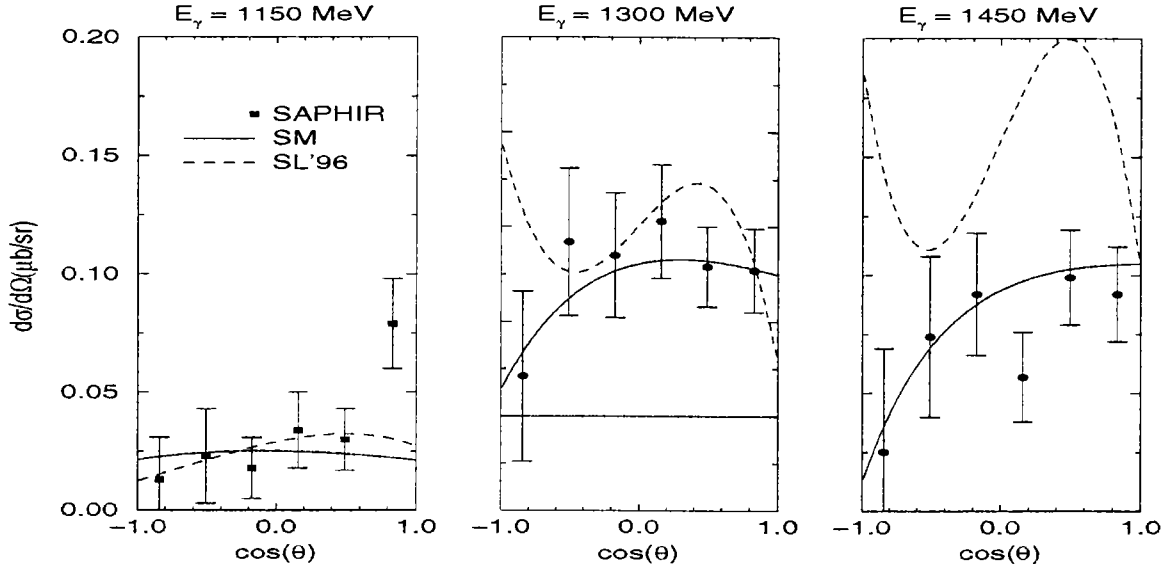


Figure 4.24: Section efficace totale $\gamma + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+$.

l'énergie augmente. Cette étude a mis en lumière un seul modèle, noté SM² (Tab 4.17), respectant les contraintes imposées. Ce modèle a la particularité d'être composé de résonances entrant dans le modèle SL de la voie $K^+\Sigma^0$, et de n'avoir que 6 paramètres libres. Sur la figure 4.24, on compare la section efficace totale décrite par les modèles SM et SL. Les deux modèles décrivent correctement la croissance de la section efficace totale au seuil de production. Au-delà d'une énergie de faisceau $E_\gamma = 1300$ MeV, les modèles donnent des comportements opposés : le modèle SL décrit une section efficace "divergente", quant au modèle SM il décrit une section efficace "convergente". Sur la figure 4.25 où l'on compare les modèles aux données de SAPHIR, on constate bien le décalage entre les prédictions du modèle SL et les données expérimentales quand l'énergie du faisceau augmente.

Ainsi le modèle SM apparaît supérieur au modèle SL. C'est un modèle simple, sans contribution des résonances dans la voie t, ce qui signifie que les résonances nucléoniques de spin supérieur à $\frac{1}{2}$ n'interviennent pas dans le mécanisme de réaction pour $E_\gamma^{lab} \leq 1.5$ GeV. A présent, il est nécessaire d'obtenir des données complémentaires, afin d'améliorer la compréhension du mécanisme de réaction et parallèlement d'obtenir des contraintes pour les valeurs de certaines constantes de couplage, ce qui permettra d'améliorer nos connaissances sur les caractéristiques des résonances.

²Simple Model


 Figure 4.25: Distribution angulaire $\gamma + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+$.

4.7 Électroproduction de $K^+\Lambda(1405)$

On ne sait toujours pas si la particule $\Lambda(1405)$ est un état moléculaire, ou un état composé de 3 quarks. Pour répondre à ce type de questions il faut étudier des réactions permettant la production de Λ^* . Cette étude pourra être ultérieurement complétée par d'autres approches, du type modèle chiral ou modèle de quarks, qui intègrent la structure de la particule.

Ne disposant d'aucun modèle pour le facteur de forme électromagnétique du Λ^* , nous optons, comme d'autres auteurs l'ont fait, pour l'utilisation du facteur de forme du neutron.

Notre formalisme différant légèrement de celui proposé par Williams *et al.* [3], nous avons étudié l'impact des modifications au niveau des valeurs des constantes de couplage sur le mécanisme de réaction. On a effectué des minimisations en prenant comme valeurs de départ les valeurs de Williams, avec en plus la contrainte SU(3). Dans le tableau 4.18 sont présentées les valeurs des constantes de couplage. On constate que l'on obtient des valeurs relativement grandes pour N4 pour les sets A et B, tout comme Williams. Notre set B se distingue de celui de Williams par la constante de couplage $g_{K^+\Lambda(1405)}$ qui est 300% plus grande que celle proposée par Williams.

Sur la figure 4.26, on compare la section efficace d'électroproduction non polarisée obtenue avec les sets A et B sur lesquels on a imposé la contrainte SU(3). On constate que l'on reproduit bien les données expérimentales, mais cette figure met surtout en évidence la nécessité d'obtenir d'autres données afin d'améliorer nos connaissances sur cette réaction.

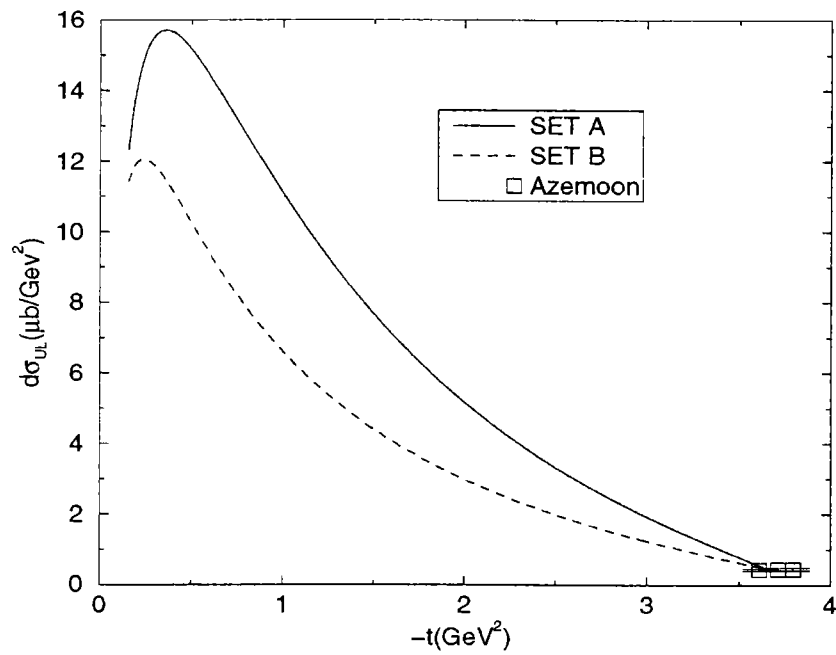


Figure 4.26: Section efficace non polarisée $d\sigma_{UL}$ à $s = 6.25 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = -0.33 \text{ GeV}^2$, $\epsilon = 0.65$. Les points expérimentaux sont ceux de Azemoon *et al.* [24].

CHAPITRE 4. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Nom	États	Amplitude	Valeur théorique	Valeur expérimentale	f_{exp}^*	f_{theo}^*
N1	$N_{\frac{1}{2}}^{1+}(1440)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	4	-65 ± 4	-0.61 ± 0.15	-1.5
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-6	40 ± 10		
N3	$N_{\frac{1}{2}}^{1-}(1535)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	76	90 ± 30	-0.51 ± 0.34	-0.82
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-63	-46 ± 27		
N4	$N_{\frac{1}{2}}^{1-}(1650)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	54	53 ± 16	-0.28 ± 0.40	-0.64
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-35	-15 ± 21		
N2	$N_{\frac{3}{2}}^{3-}(1520)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	-15	-24 ± 9	-1.13 ± 0.19	0.73
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-38	-59 ± 9		
		$A_{\frac{3}{2}}^p$	134	166 ± 5		
		$A_{\frac{3}{2}}^n$	-114	-139 ± 11		
N5	$N_{\frac{3}{2}}^{3-}(1700)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	-33	-18 ± 13	-0.35 ± 6.60	0.88
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	18	0 ± 5		
		$A_{\frac{3}{2}}^p$	-3	-2 ± 24		
		$A_{\frac{3}{2}}^n$	-30	-3 ± 44		
N6	$N_{\frac{1}{2}}^{1+}(1710)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	13	9 ± 22	-0.22 ± 1.63	-0.84
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-11	-2 ± 14		
N7	$N_{\frac{3}{2}}^{3+}(1720)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	-11	18 ± 30	3.30 ± 49.9	-0.35
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	4	1 ± 15		
		$A_{\frac{3}{2}}^p$	-31	-19 ± 20		
		$A_{\frac{3}{2}}^n$	11	-29 ± 61		
N8	$N_{\frac{5}{2}}^{5-}(1675)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	2	19 ± 8	-3.1 ± 3.96	-17.13
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	-35	-43 ± 12		
		$A_{\frac{3}{2}}^p$	3	15 ± 9		
		$A_{\frac{3}{2}}^n$	-51	-58 ± 13		
N9	$N_{\frac{5}{2}}^{5+}(1680)$	$A_{\frac{1}{2}}^p$	-38	-15 ± 6	-0.13 ± 7.81	-0.35
		$A_{\frac{1}{2}}^n$	19	29 ± 10		
		$A_{\frac{3}{2}}^p$	56	133 ± 12		
		$A_{\frac{3}{2}}^n$	-23	-33 ± 9		
D1	$\Delta_{\frac{1}{2}}^{1-}(1620)$	$A_{\frac{1}{2}}^{p,n}$	81	27 ± 11	1 ± 0.57	1
D4	$\Delta_{\frac{3}{2}}^{3+}(1680)$	$A_{\frac{1}{2}}^{p,n}$	-108	-135 ± 6	1 ± 0.07	1
		$A_{\frac{3}{2}}^{p,n}$	-185	-255 ± 8		
D6	$\Delta_{\frac{3}{2}}^{3+}(1700)$	$A_{\frac{1}{2}}^{p,n}$	82	104 ± 15	1 ± 0.49	1
		$A_{\frac{3}{2}}^{p,n}$	68	85 ± 22		

Tableau 4.16: Amplitudes d'hélicité et rapports des amplitudes f^* expérimentales et théoriques.

particule ou résonance	couplage	SM
Λ	$g_{K\Lambda N}/4\pi$	-3.42
Σ	$g_{K\Sigma N}/4\pi$	0.94
N1	$G_{N1}/\sqrt{4\pi}$	-2.25
L1	$G_{L1}/\sqrt{4\pi}$	-0.36
S1	$G_{S1}/\sqrt{4\pi}$	-2.28
D3	$G_{D3}/\sqrt{4\pi}$	-0.91
χ^2 réduit		1.08

Tableau 4.17: Valeurs des constantes de couplage du modèle SM décrivant le mécanisme de réaction de $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$.

Constantes de couplage	Williams		Saclay-Lyon	
	Set A	Set B	Set A	Set B
$g_{K\Lambda N}/4\pi$	0.3275	-0.2000	-3.1682 ± 0.153	-3.1600 ± 0.119
$g_{K\Sigma N}/4\pi$	0.1403	0.0485	0.7900 ± 0.583	1.4600 ± 0.460
$g_{KN\Lambda(1405)}/4\pi$	0.7329	0.7478	0.3808 ± 0.256	-2.32 ± 0.36
$G_V/4\pi$	-0.0317		0.1144 ± 0.014	
$G_T/4\pi$	-0.0173		-0.1686 ± 0.066	
$G_{N4}/\sqrt{4\pi}$	7.9161	4.3694	9.8369 ± 0.300	10.3326 ± 0.766
$G_{N6}/\sqrt{4\pi}$	-0.5746	-0.5402	-0.5632 ± 0.172	-0.3117 ± 0.170
$G_{L1}/\sqrt{4\pi}$	-0.3224	-0.3289	-0.0366 ± 0.127	-0.5632 ± 0.172
$G_V/4\pi$	0.0462		-0.3276 ± 0.044	
$G_T/4\pi$	0.1722		0.1338 ± 0.023	
χ^2			1.41	1.36

Tableau 4.18: Comparaison des valeurs des constantes de couplage obtenues par la collaboration Saclay-Lyon pour les mécanismes de réaction utilisés par Williams.

Chapitre 5

Électroproduction d'étrangeté sur le deuton

Obtenir expérimentalement des informations directes sur l'interaction hypéron-nucléon se heurte au manque de faisceaux d'hypérons suffisamment intenses. En particulier, les données disponibles en diffusion AN sont insuffisantes pour décrire l'interaction, même si l'on combine aux analyses les données NN et la contrainte SU(3).

Par conséquent, il est nécessaire d'étudier l'interaction hypéron-nucléon de façon indirecte en utilisant des systèmes complexes où intervient cette interaction. L'un des processus possibles est la photoproduction ou l'électroproduction d'hypéron sur le deuton permettant l'investigation de l'interaction dans l'état final.

Les études relatives à la production d'étrangeté sur le nucléon nous ont permis d'acquérir un certain nombre de connaissances sur le mécanisme de réaction élémentaire et les valeurs des constantes de couplage. A présent, ces opérateurs peuvent être utilisés pour des études quantitatives des hypernoyaux, mais ils permettent également l'étude de l'interaction hypéron-nucléon dans la réaction de photo- et d'électro-production sur le deuton.

Dans ce chapitre on se focalisera sur l'électroproduction de KY sur le deuton, où le principal objectif est d'étudier la sensibilité des observables aux différents modèles de potentiels de Nijmegen, mais également d'extraire l'amplitude d'électroproduction de KY sur le neutron.

5.1 Hypothèses et observables

5.1.1 Hypothèses

Le processus $ed \rightarrow e'KN$ est décrit par la contribution d'un diagramme de Feynman en triangle où tous les baryons se propagent hors-couche, et celle d'un diagramme en arbre au premier ordre où seul le proton demeure hors-couche. Le diagramme triangle contient l'interaction dans l'état final. Les difficultés calculatoires

CHAPITRE 5. ÉLECTROPRODUCTION D'ÉTRANGETÉ SUR LE DEUTON

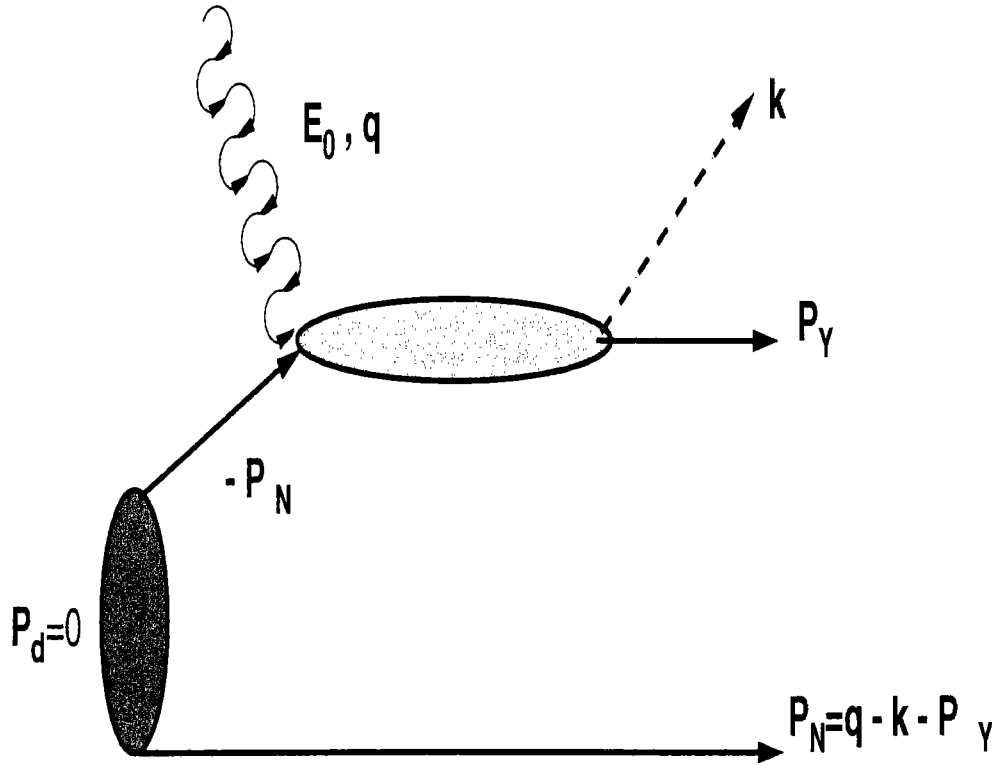


Figure 5.1: Cinématique de l'électroproduction d'hyperon sur le deuton.

auxquelles nous sommes confrontés pour évaluer ce graphe nous conduisent alors à introduire des hypothèses simplificatrices.

- Le processus $ed \rightarrow e'KN$ est traité dans le cadre de l'approximation de l'impulsion relativiste au premier ordre (Fig. 5.1). Ceci revient à considérer un des *nucléons comme spectateur*, c'est à dire sur sa couche de masse dans le graphe triangle et ne participant pas au processus de production. Cette approche constitue la base du formalisme, car elle nous permet d'introduire le processus élémentaire $ep \rightarrow e'KN$ pour décrire l'interaction électromagnétique sur le deuton cible, et ainsi d'évaluer l'amplitude de production d'étrangeté sur le deuton au moyen des amplitudes invariantes \mathcal{A}_i . D'autre part, l'évaluation du vertex npd est facilitée par l'élimination des effets hors-couches du neutron.
- On considère que le deuton est au repos ($\mathbf{p}_d = \mathbf{0}$). Ainsi le mouvement de Fermi n'est pas nul puisque l'impulsion du proton est opposée à celle du neutron ($\mathbf{p}_p = -\mathbf{p}_n$)
- La fonction d'onde du deuton est générée à l'aide du potentiel de Paris¹ [79]. Le choix de ce potentiel est arbitraire, car la section efficace de production

¹Ce potentiel propage l'interaction par l'échange de mésons π , ρ , ω et du méson hypothétique σ , et permet pour le deuton, de calculer l'énergie de liaison, le moment quadrupolaire et la valeur asymptotique du rapport $\frac{S}{D}$. L'utilisation d'un autre potentiel du type Bonn [80] ou Reid [81] n'a pas d'influence significative sur la production d'étrangeté sur le deuton

d'étrangeté sur le deuton est peu sensible à la description de la fonction d'onde du deuton.

De façon schématique on peut écrire l'amplitude T de la réaction $d(e, e')$ sous la forme:

$$T = T^{imp} + T^{fsi}, \quad (5.1)$$

T^{imp} est l'amplitude de production de K^+Y sur un des nucléons du deuton, et $T^{fsi}(E)$ contient l'information relative à l'interaction dans l'état final. Ces deux amplitudes sont calculées à partir des expressions des éléments de matrices suivants :

$$T^{imp}(E) = \langle YN | \sum_{i=1,2} M_{K^+Y,\gamma^*N}(i) | \Psi_d \rangle \quad (5.2)$$

$$T^{fsi}(E) = \sum_{Y'} \langle YN | t_{YN,Y'N} G_{Y'N} \sum_{i=1,2} M_{K^+Y,\gamma^*N}(i) | \Psi_d \rangle, \quad (5.3)$$

Où M_{K^+Y,γ^*N} est l'amplitude de production de kaon, Ψ_d est la fonction d'onde du deuton, $G_{Y'N}$ est le propagateur de l'état YN intermédiaire, $t_{YN,Y'N}$ est la matrice t de diffusion hyperon-nucléon.

5.1.2 Observables

La section efficace non polarisée de la réaction $d(e, e' K^+)$ dans le référentiel du laboratoire $P_d(m_d, \mathbf{p}_d = \mathbf{0})$ est donnée par [42, 43, 44]:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega_e d\Omega_K dk} = \sigma_M(\theta_e) [W_2 - 2W_1 t g^2 \frac{\theta_e}{2}]. \quad (5.4)$$

où $\sigma_M(\theta_e)$ est la section efficace de Mott définie par

$$\sigma_M(\theta_e) = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{4E_e^2 \sin^4 \frac{\theta_e}{2}}, \quad \alpha = \frac{1}{137} = \frac{e^2}{4\pi}. \quad (5.5)$$

On peut effectuer une décomposition de la section efficace non polarisée en :

- Section efficace transverse $d\sigma_T$:

$$d\sigma_T = -\sigma_M(\theta_e) \frac{Q^2}{q^2} W_1, \quad Q^2 = E_0^2 - \mathbf{q}^2 \quad (5.6)$$

- Section efficace longitudinale $d\sigma_L$:

$$d\sigma_L = -\sigma_M(\theta_e) \left(\frac{Q^2}{q^2}\right)^2 W_0 \quad (5.7)$$

L'asymétrie A est définie par ::

$$A = \frac{W_1 - W_{-1}}{W_1 + W_{-1}} \quad (5.8)$$

CHAPITRE 5. ÉLECTROPRODUCTION D'ÉTRANGETÉ SUR LE DEUTON

Les quantités W_1 et W_2 sont des fonctions de structure dont les expressions sont données par :

$$W_1 = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda=\pm 1} W_\lambda, \quad (5.9)$$

$$W_2 = \frac{q^4}{|\vec{q}|^4} W_0 + \frac{q^2}{|\vec{q}|^2} W_1, \quad (5.10)$$

Où:

$$W_0 = (E_0 + m_d) - E_k(k) - (m_Y + m_N) - \frac{(\mathbf{q} + \mathbf{k})^2}{2(m_N + m_Y)} \quad (5.11)$$

W_λ se calcule en tenant compte du diagramme Fig 5.1 et des hypothèses émises dans le paragraphe précédent. En introduisant E_N l'énergie du nucléon, E_K l'énergie du kaons et E_Y l'énergie de l'hypéron, W_λ s'écrit :

$$\begin{aligned} W_\lambda &= (2\pi)^6 \int d\mathbf{p}_Y \delta(E_0 + m_d - E_K(k) - E_Y(\mathbf{p}_Y) - E_N(\mathbf{q} - \mathbf{k} - \mathbf{p}_Y)) \\ &\times \frac{1}{2J_d + 1} \sum_{M_{J_d}} \left| \sum_{m_{s_1}, m_{I_1}} \Psi_{J_d, T_d}^{M_{J_d}, M_{T_d}}(\vec{q} - \vec{k} - \vec{p}_Y; m_{s_1}, m_{I_1}; m_{s_2}, m_{I_2}) \right. \\ &\times \left. \langle -\mathbf{q} + \mathbf{k} + \mathbf{p}_Y, m_{s_1}, m_{I_1} | J_\lambda(\mathbf{q}) | \mathbf{k}, m_I; \mathbf{p}_Y, m_{s_Y}, m_{I_Y} \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (5.12)$$

W_λ est relié à la fonction d'onde du deuton et au courant $\langle \mathbf{p}_p, m_{s_1}, m_{I_1} | J_\lambda(\mathbf{q}) | \mathbf{k}, m_I; \mathbf{p}_Y, m_{s_Y}, m_{I_Y} \rangle$ de la réaction élémentaire $e + p \rightarrow e' K + Y$ que l'on relie aux amplitudes CGLN.

Vu que dans les expériences effectuées à CEBAF seul le kaon a été détecté (outre l'électron sortant), on intègre sur l'impulsion de l'hypéron en tenant compte de la conservation d'énergie :

$$E_0 + M_d = E_K(\mathbf{k}) + E_Y(\mathbf{p}_Y) + E_N(\mathbf{q} - \mathbf{k} - \mathbf{p}_Y) \quad (5.13)$$

d'où :

$$\begin{aligned} W_\lambda &= (2\pi)^6 \int d\Omega \frac{k^2 p_Y^2}{\left| \frac{p_Y}{E_Y(\vec{p}_Y)} + \frac{p_Y + \vec{p}_Y \cdot (\vec{q} - \vec{k})}{E_N(\vec{q} - \vec{k} - \vec{p}_Y)} \right|} \\ &\times \frac{1}{2J_d + 1} \sum_{M_{J_d}} \left| \sum_{m_{s_1}, m_{I_1}} \Psi_{J_d, T_d}^{M_{J_d}, M_{T_d}}(\vec{q} - \vec{k} - \vec{p}_Y; m_{s_1}, m_{I_1}; m_{s_2}, m_{I_2}) \right. \\ &\times \left. \langle -\mathbf{q} + \mathbf{k} + \mathbf{p}_Y, m_{s_1}, m_{I_1} | J_\lambda(\mathbf{q}) | \mathbf{k}, m_I; \mathbf{p}_Y, m_{s_Y}, m_{I_Y} \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Pour inclure l'interaction dans l'état final (FSI), il faut calculer le courant associé à cette dernière, ce qui modifie $W_{i=1,2}$ de la façon suivante :

$$W_{i=1,2} \rightarrow W_{i=1,2}^{NoFSI} + W_{i=1,2}^{FSI} \quad (5.15)$$

Soit K' le moment (non relativiste) relatif du système YN:

$$\mathbf{K}' = \frac{m_N \mathbf{p}'_Y - m_Y \mathbf{p}'_N}{m_N + m_Y}, \quad (5.16)$$

et \mathbf{S} tel que:

$$\mathbf{S} = \mathbf{p}'_Y + \mathbf{p}'_N \quad (5.17)$$

Soit $G(\mathbf{K}', W_0)$ le propagateur du système YN défini par :

$$G(\mathbf{K}', W_0) = \frac{1}{W_0 - \frac{\mathbf{K}'^2}{2\mu_{YN}} + i\epsilon}, \quad \mu_{YN} = \frac{m_N m_Y}{m_N + m_Y} \quad (5.18)$$

L'amplitude de transition de l'interaction dans l'état final est donné par:

$$W_\lambda^{FSI} = |\langle \Psi_{J_d, T_d}^{M_{J_d}, M_{T_d}} | J_\lambda(q^2) G(W_0) T(W_0) | \mathbf{k} m_{I_K}; \mathbf{p}_Y m_{s_Y} m_{I_Y} \rangle|^2 \quad (5.19)$$

où :

$$\begin{aligned} & \langle \Psi_{J_d, T_d}^{M_{J_d}, M_{T_d}} | J_\lambda(q^2) G(W_0) T(W_0) | \mathbf{k} m_{I_K}; \mathbf{p}_Y m_{s_Y} m_{I_Y} \rangle \\ = & \sum_{m_{s_1}, m_{I_1}, m_{s_2}, m_{I_2}} \sum_{m_{s_Y}, m_{I_Y}} \int d\mathbf{K}' \Psi_{J_d, T_d}^{M_{J_d}, M_{T_d}}(\mathbf{K}' - \frac{m_Y}{m_N + m_Y} \mathbf{S}, m_{s_1} m_{I_1}, m_{s_2} m_{I_2}) \\ \times & \langle \mathbf{K}' - \frac{m_Y}{m_N + m_Y} \mathbf{S}, m_{s_1} m_{I_1} | J_\lambda(q^2) | \mathbf{k} m_{I_K}, \mathbf{K}' - \frac{m_Y}{m_N + m_Y} \mathbf{S} \rangle \\ \times & G(\mathbf{K}', W_0) \\ \times & \langle \mathbf{K}' m_{s_Y} m_{I_Y} | T(W_0) | \mathbf{K}' m_{s_Y} m_{I_Y} m_{s_2} m_{I_2} \rangle \end{aligned} \quad (5.20)$$

L'amplitude $\langle \mathbf{K}' m_{s_Y} m_{I_Y} | T(W_0) | \mathbf{K}' m_{s_Y} m_{I_Y} m_{s_2} m_{I_2} \rangle$ contient l'information des matrices-t on-shell et off-shell de la diffusion hypéron-nucléon, qui sont reliées directement aux potentiels hypéron-nucléon.

5.2 Interaction dans l'état final : potentiel hypéron-nucléon (YN)

Dans le cadre général de la QCD, de $SU(3)$ de saveur et de la chiralité $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$, le baryon peut être décrit par un modèle de quark-chiral (CQM) [82]. Ce modèle explique le succès du modèle de quarks non relativiste, et dans le même temps l'interaction entre baryons en utilisant un Lagrangien effectif baryon-méson.

Le baryon peut être décrit simplement comme étant composé d'un coeur où résident les quarks, lequel est entouré par un nuage de mésons. Le couplage des mésons aux quarks est décrit proprement dans le modèle chiral non linéaire décrivant l'interaction baryon-baryon. C'est pourquoi l'étude des interactions baryon-baryon avec échange de mésons est si important pour la compréhension de cette interaction.

Dans les réactions $d(e, e' K^+) \Lambda n$, $d(e, e' K^+) \Sigma^0 n$, $d(e, e' K^+) \Sigma^- p$ nous avons trois hadrons. L'interaction à deux corps dans l'état final se résume aux systèmes KY, KN, NY. La première a été partiellement introduite dans les réactions élémentaires via les constantes effectives. Récemment, l'interaction dans l'état final de la réaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ a été étudiée par W.-T. Chiang *et al.* [83] à l'aide des équations couplées. Cette étude montre que les effets sur la section efficace totale se situent autour de 10%. L'interaction

CHAPITRE 5. ÉLECTROPRODUCTION D'ÉTRANGÉTÉ SUR LE DEUTON

kaon-neutron est supposée faible comparée [84, 85, 86] aux deux autres.

Dans cette partie on s'attache surtout à donner un résumé des caractéristiques des potentiels nucléon-hypéron sans rentrer dans le détail des calculs qui permettent de faire le lien entre les matrices-t et les potentiels. Pour les détails calculatoires, le lecteur pourra se reporter aux références [34, 35, 36, 37, 87].

5.2.1 Interactions libres ΛN et ΣN

L'interaction entre un hypéron et un nucléon libre peut être mesurée directement [34], mais les expériences permettant ce type de mesures sont difficiles à mettre en oeuvre car les intensités des faisceaux sont faibles et les temps de vie des hyperons sont trop courts. Par conséquent, afin de palier cette difficulté, il est nécessaire de produire l'hypéron et de le diffuser sur la même cible. Des distributions angulaires et des polarisations ont été mesurées à différentes énergies, en particulier pour le système ΛN , mais les données sont trop peu nombreuses et imprécises pour permettre une analyse en ondes partielles. Rappelons enfin que la particule Λ d'isospin 0 ne peut pas échanger de pion d'isospin 1 avec un nucléon. Par conséquent l'interaction ΛN est de courte portée, et l'échange d'un pion (OPE = one pion exchange) qui domine l'interaction nucléon-nucléon, n'intervient qu'au second ordre par le couplage ΛN - ΣN .

5.2.2 Les modèles de potentiels YN de Nijmegen

Depuis le début des années 1970, le groupe de Nijmegen s'est attelé à construire un potentiel, local et indépendant de l'énergie, qui décrit simultanément les diffusions nucléon-nucléon et hypéron-nucléon à basse énergie. Le potentiel Baryon-Baryon (BB) pour une réaction $1+2 \rightarrow 3+4$ est de la forme :

$$V(r) = V_c(r) + V_\sigma \sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_T S_{12} + V_{LS} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}_+ + V_{ALS} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}_- \quad (5.21)$$

où \mathbf{L} est le moment angulaire relatif, $S_{12} = 3(\sigma_1 \cdot \mathbf{r})\sigma_1 \cdot \mathbf{r} - \sigma_2 \cdot \sigma_2$ est l'opérateur tenseur et $S_\pm = \frac{\sigma_1 \mp \sigma_2}{2}$ avec $\sigma_{1,2}$ les matrices de Pauli. La caractéristique du potentiel YN est l'apparition d'un terme spin-orbite antisymétrique $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}_-$ qui est absent dans le potentiel NN du fait de l'indépendance de charge.

Au début, les modèles utilisaient des masses de mésons et des valeurs de constantes de couplage méson-nucléon irréalistes. Pour remédier à cela, les échanges de deux pions furent inclus (two-pion-exchange = TPE). Cela donna naissance au premier modèle, le modèle A [35, 36] qui prédit bien les données YN à basse énergie, et donne une bonne description de la contribution de l'onde S dans les données NN, mais échoue dans la prédiction des données NN à plus haute énergie.

Dans la suite du programme de construction de potentiel YN, le groupe de Nijmegen se focalise sur des potentiels one-boson-exchange (OBE) [36, 37] reposant sur les échanges suivants :

-
- le nonet de mésons pseudos-scalaires : π , η , K , et η' .
 - Le nonet de mésons vecteurs : ρ , ϕ , K^* et ω .
 - Le nonet de mésons scalaires : $\delta(962)$, S^* , κ et ϵ .

Les potentiels OBE sont classés en deux catégories : les potentiels à coeur dur (HC) [87] qui sont caractérisés par l'échange d'un seul méson scalaire, et les potentiels à coeur mou (SC) [88, 89] caractérisés par l'échange des mésons scalaires de l'octet. Compte tenu des bons résultats obtenus à partir des potentiels à coeur mou, le groupe de Nijmegen les perfectionnent en incluant des échanges de deux mésons, ces modèles se retrouvent dans la littérature sous la dénomination : extended soft core (ESC)[90].

Afin d'obtenir simultanément une description réaliste des interactions NN et YN, le groupe de Nijmegen minimise tout d'abord sur les données NN, puis en exploitant la brisure de symétrie $SU(3)_F$ ils minimisent sur les données YN. En effectuant cette extension ils exploitent le fait que le système YN est plus sensible à certains paramètres tels que le rapport $F/(F+D)$ et les angles de mélange. Ainsi les minimisations sur les données ne nécessitent que 5 paramètres :

- le couplage singlet g_{S1}
- le couplage de l'octet g_{S8}
- le rapport $\alpha_s = \frac{F}{F+D}$
- l'angle de mélange θ_S
- un paramètre λ qui tient compte de la masse élevée du quark s par rapport aux quarks u et d.

De plus la brisure de symétrie $SU(3)_F$ est incluse dans les modèles en utilisant les masses physiques des particules

Les potentiels NSC97:

La naissance des potentiels NSC97 est due à deux constats. D'une part, l'interaction spin-spin du potentiel à coeur mou NSC89 [89] décrivant correctement l'ensemble des données NN et YN nécessite quelques corrections pour son utilisation dans les hypernoyaux [91], d'autre part le groupe de Nijmegen à la volonté d'étendre le programme à des potentiels hypéron-hypéron (YY) ce qui nécessite l'introduction de paramètres supplémentaires. Ce potentiel repose toujours sur l'échange de mésons (pseudoscalaire, vecteur, scalaire) et contient cinq paramètres libres. Cependant dans ce potentiel, tous les paramètres ne sont pas laissés libres : le rapport $F/(F+D)$ pseudo scalaire et vecteur, et les angles de mélange sont fixés par d'autres conditions [92]. Le potentiel est régularisé au moyen de cut-off exponentiels, qui sont les nouveaux paramètres libres. La plupart des paramètres sont fixés au moyen d'un lissage sur les données NN, les autres le sont sur les données YN. Cependant le lissage sur les données NN et YN laisse suffisamment de liberté aux paramètres, et comme le rapport magnétique $\alpha_V^m = F/(F+D)$ qui

CHAPITRE 5. ÉLECTROPRODUCTION D'ÉTRANGETÉ SUR LE DEUTON

sert à déterminer les longueurs de diffusion dans les voies ΛN et ΣN prend la valeur de $SU(6)$ dans la Ref. [89], le choix de construire six potentiels s'impose [92]. Chacun des six potentiels se différencie par le choix d'une valeur de α^m qui sont prises entre 0.3647 (modèles NSC97f) et 0.4447 (modèle NSC97a) (Table III de la ref. [92]). Ces six potentiels sont équivalents pour la description de l'ensemble des données NN et YN (FIG.2 Ref. [92]). En fait le potentiel NSC97 est une avancée considérable dans le contexte de la brisure de symétrie $SU(3)_F$ pour la modélisation de l'interaction baryon-baryon et pour les hypernoyaux. A présent il reste à utiliser ces potentiels dans différents contextes afin de pouvoir en discriminer l'un ou plusieurs. Pour le moment seul le potentiel NSC97f donne une énergie de liaison correcte pour l'hypertriton, tout comme NSC89.

5.2.3 Les autres modèles de potentiels

Le groupe de Julich [32, 33] a également produit des potentiels hyperon-nucléon avec des ingrédients différents de ceux du groupe de Nijmegen. En particulier la supposition sur le rapport F/D (scalaire-singlet/ scalaire-octet couplage) est différente, ce qui affecte la force relative dans les voies ΛN et ΣN . De plus les modèles de Julich mettent en évidence une résonance ΣN en dessous de la structure dans la diffusion élastique de la voie ΛN , alors que les modèles du groupe de Nijmegen ne montrent pas cela [94, 95]. Enfin la différence entre un modèle OBE et un modèle de cluster de quarks se manifeste essentiellement à courte portée, car les paramètres libres sont essentiellement sous l'influence des données de diffusion nucléon-nucléon, ce qui donne des différences qualitatives dans le secteur de l'étrangeté ($S \neq 0$). Ainsi le potentiel de Nijmegen prédit une attraction forte dans la voie ΣN où une approche quarks-cluster prédit une répulsion [94, 96, 97].

5.3 Sensibilité à l'opérateur élémentaire

L'étude de la production d'étrangeté sur le deuton s'effectue moyennant l'approximation du nucléon spectateur, ce qui signifie que la diffusion du photon s'effectue sur un des nucléons du deuton et que le second est uniquement spectateur. Cette approximation a pour effet de simplifier considérablement les calculs, puisqu'on n'a besoin de connaître que la réaction élémentaire sur le nucléon.

Afin de mieux comprendre la dépendance du mécanisme de réaction de l'opérateur élémentaire sur la production d'étrangeté l'on a donné sur la Figure 5.2 la section efficace normalisée à la section efficace obtenue avec l'un des opérateurs élémentaires et l'asymétrie.

On constate qu'entre les deux mécanismes de réaction C01 et C98 (tableau 4.8) qui sont les mêmes mais dont les valeurs des constantes de couplage diffèrent compte tenu de la base de données utile pour le lissage, il y a 20% de différence dans la section efficace. On constate également une différence de la section efficace lorsqu'on change de mécanisme. En effet il y a 15% de différence entre C01 et SL et 40% entre WJC et C01.

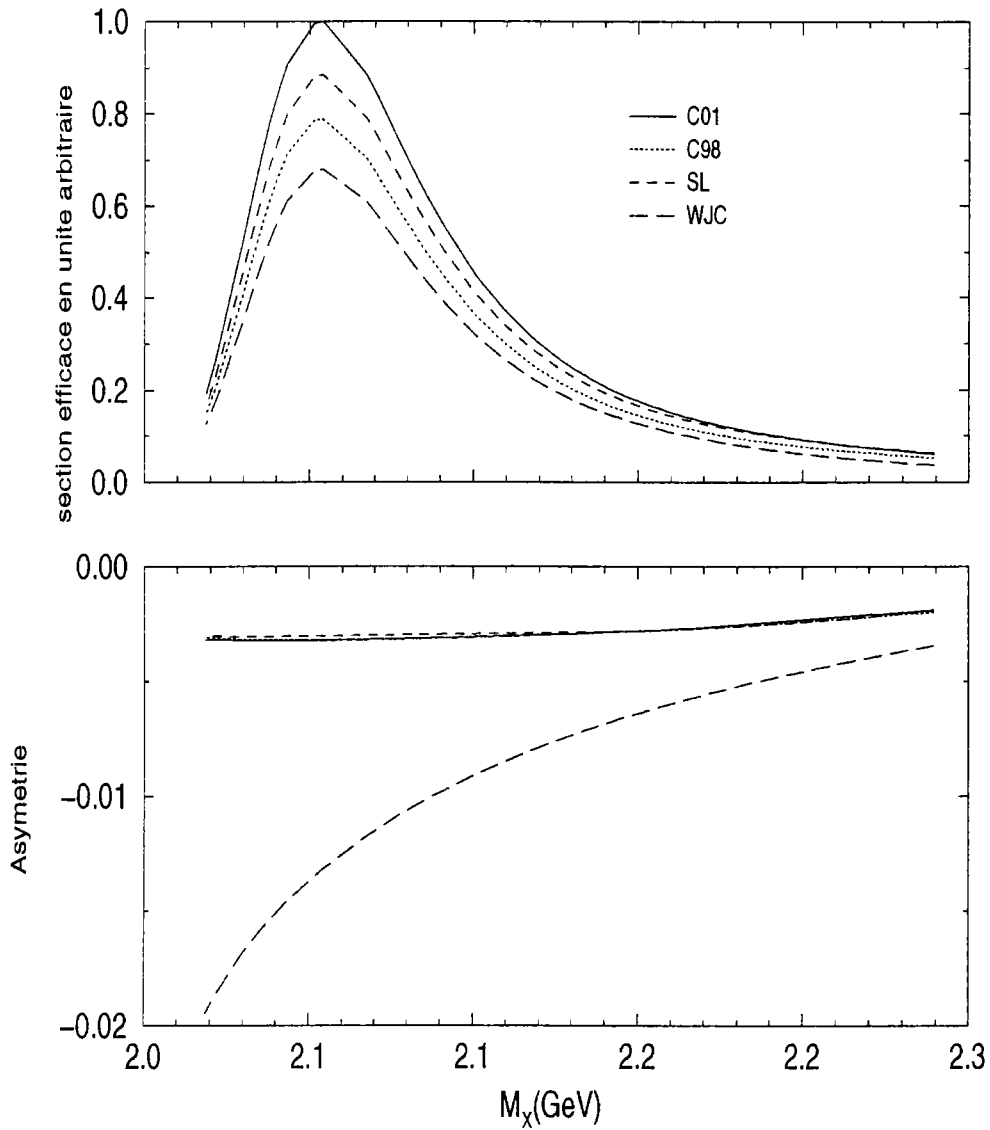


Figure 5.2: Influence de l'opérateur élémentaire de production de $K^+\Lambda$ sur le proton sur la section efficace et l'asymétrie d'électroproduction de $K^+\Lambda$ sur le deuteron

Au niveau de l'asymétrie, les modèles de la collaboration Saclay-Lyon donnent des valeurs extrêmement petites contrairement au modèle WJC.

Par conséquent il s'avère que les observables de production d'étrangetés sont très dépendantes de l'opérateur élémentaire. Ainsi, l'étude de la sensibilité de la réaction de production d'étrangeté sur le deuton met en lumière le caractère discriminant de cette réaction sur les modèles de l'opérateur élémentaire.

5.4 Les résultats sans interaction dans l'état final

Dans cette partie, on va tester la validité du mécanisme de réaction de l'opérateur élémentaire de production d'étrangeté sur le neutron.

On a étudié la production d'étrangeté sur le deuton dans le cadre de l'approximation d'un des nucléon spectateur, ce qui nécessite l'introduction des amplitudes des opérateurs élémentaires. Les mécanismes de réaction des opérateurs élémentaires de production d'étrangeté sur le proton ont été obtenus en lissant sur les données, mais le mécanisme de réaction de production d'étrangeté sur le neutron n'a pas pu être validé puisqu'on ne dispose pas actuellement de données pour cette réaction. Sachant que pour des masses manquantes comprise entre 2.15 GeV et 2.3 GeV la réaction $d(e, e'K^+)YN$ produit $Y \equiv \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0$, on peut tester indirectement la validité de notre opérateur élémentaire sur le neutron.

Afin de pouvoir comparer le modèle et les données, il faut tout d'abord trouver le coefficient de normalisation, car les sections efficaces sont données en unité arbitraire par les expérimentateurs. Pour cela, on normalise la courbe obtenue pour la réaction $d(e, e'K^+)\Lambda N$ dans le cadre de l'approximation du neutron spectateur avec l'opérateur élémentaire de production de $K^+\Lambda$ sur le proton. Une fois ce coefficient obtenu il ne reste plus qu'à tracer les courbes pour les réactions : $d(e, e'K^+)\Sigma^-p$, $d(e, e'K^+)\Sigma^0n$, et d'effectuer la somme pour obtenir la courbe pour la réaction : $d(e, e'K^+)YN$.

Dans cette étude, on utilise le modèle C'01(VM) pour l'opérateur élémentaire de production de $K^+\Lambda$ sur le proton et les modèles SN pour les opérateurs élémentaires de production de $K^+\Sigma^0$ sur le proton et de $K^+\Sigma^-$ sur le neutron. Le coefficient de normalisation vaut 0.76.

Sur la figure 5.3 on présente les résultats obtenus pour $Q^2 = 3.245 \text{ GeV}^2$ et $s = 3.61 \text{ GeV}^2$. On constate qu'en effectuant la somme des différentes réactions de production d'étrangeté sur le deuton on reproduit bien les résultats expérimentaux. Par conséquent cela permet de penser que l'opérateur élémentaire de production d'étrangeté sur le neutron est relativement cohérent.

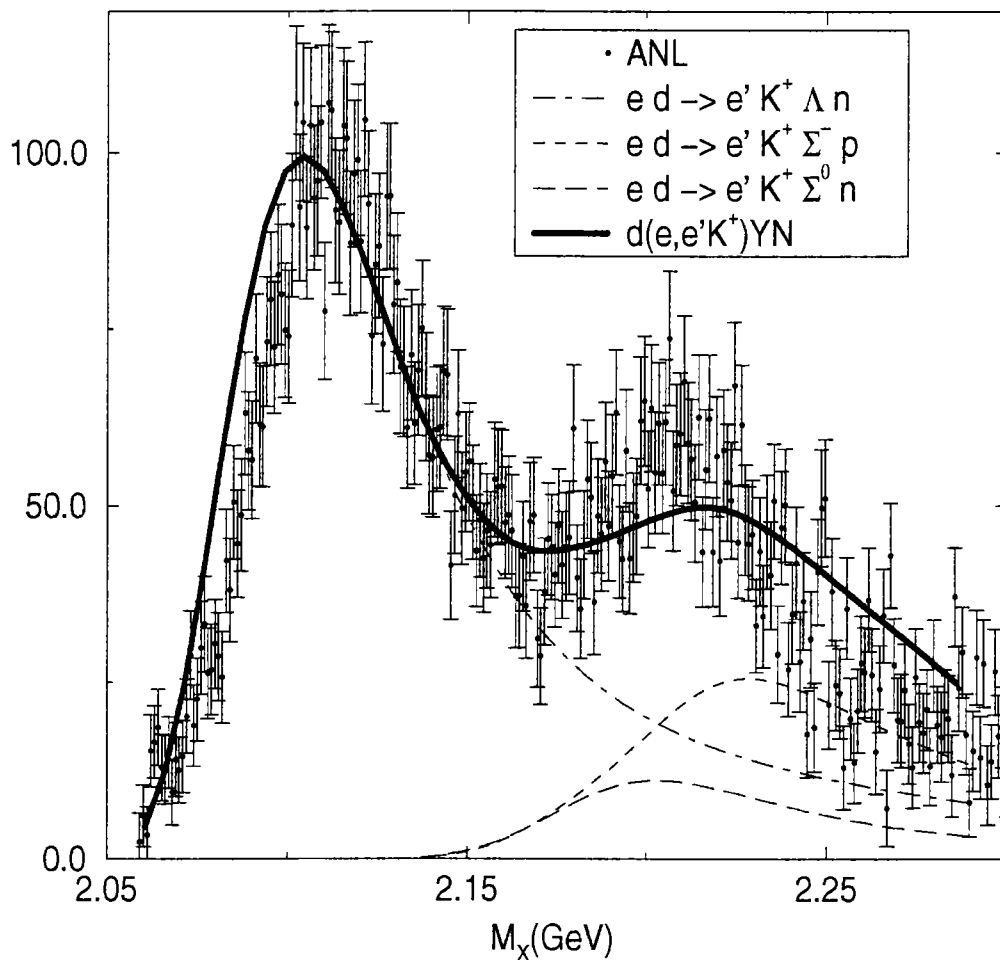


Figure 5.3: Comparaison aux données d'Argonne [49] des prédictions de nos modèles pour la réaction $ed \rightarrow e' K^+ Y N$ dans le cadre de l'approximation du neutron spectateur à $E_{in} = 3.245 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = 0.367 \text{ GeV}^2$, $s = 3.61 \text{ GeV}^2$ et $\theta_K = 1.5^\circ$.

CONCLUSIONS

Une étude de la production de kaons sur le nucléon *via* les sondes électromagnétiques est effectuée à l'aide d'un formalisme basé sur une approche de Lagrangien effectif où les amplitudes sont calculées à partir des diagrammes de Feynman dans les voies s , u et t . Ce formalisme contient également des facteurs de forme électromagnétiques et forts, ainsi que les traitements hors-couche pour les résonances baryoniques de spin $3/2$.

Les paramètres de nos modèles, pour des régions cinématiques allant des seuils des réactions jusqu'à $E_{\gamma}^{lab} \leq 2.5$ GeV, sont les constantes de couplage qui apparaissent aux vertex des diagrammes de Feynman, et sont déterminés en ajustant nos modèles sur les données expérimentales.

Pour la réaction de production de $K^+\Lambda$ sur le proton, nous avons montré que, parmi les modèles existants, un seul semble décrire les nouvelles données de SAPHIR et de CEBAF, et notamment la structure de la section efficace totale des données de SAPHIR. La structure en résonances de ce modèle est la suivante : $K(892)$, $K^*(1270)$, $N(1720)$, $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1670)$, $\Lambda(1810)$, $\Lambda(1890)$, $\Sigma(1660)$. L'introduction des facteurs de forme forts dans ce modèle n'améliore pas l'accord avec les données de SAPHIR.

Nous avons complété le formalisme permettant la description de la réaction de production de $K^+\Sigma^0$ en introduisant l'ensemble des ingrédients mentionnés ci-dessus. Les données sont correctement reproduites grâce à un modèle qui contient les résonances suivantes : $K^*(1270)$, $N(1650)$, $N(1720)$, $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1670)$, $\Lambda(1810)$, $\Lambda(1890)$, $\Delta(1620)$, $\Delta(1900)$, $\Delta(1910)$. Notre étude montre que les facteurs de forme électromagnétiques de la particule Σ^0 sont plus proches de ceux du neutron que ceux obtenus à partir d'un modèle VDM.

Les amplitudes de diffusion de la réaction $\gamma_{R,V}p \rightarrow K^0\Sigma^+$ ont été calculées à partir de celles du processus $\gamma_{R,V}p \rightarrow K^+\Sigma^0$, avec les photons réels (γ_R) et virtuels (γ_V). Malgré le peu de données disponibles, nous avons obtenu un modèle relativement simple donnant des résultats satisfaisants au niveau des distributions angulaires et de la section efficace totale. Ce modèle englobe les résonances suivantes : $N(1440)$, $\Lambda(1405)$, $\Sigma(1660)$, $\Delta(1910)$.

Dans notre étude des réactions élémentaires, nous avons également développé un formalisme basé sur un Lagrangien effectif permettant l'étude de la production de $K^+\Lambda(1405)$. Ce formalisme a été obtenu à partir de celui développé pour la production de $K^+\Lambda$ via de simples relations de transformations. Le faible nombre de points expérimentaux disponibles à l'heure actuelle ne nous a pas permis de mener une étude approfondie sur le mécanisme de cette réaction.

A partir des amplitudes de la réaction $\gamma_{R,V}p \rightarrow K^+\Sigma^0$ nous avons étendu notre formalisme au processus de $\gamma_{R,V}n \rightarrow K^+\Sigma^-$. En l'absence de données sur cette voie,

nous avons développé un modèle plausible que nous avons pu tester grâce aux données sur le deutérium. Pour cela, nous avons introduit les opérateurs élémentaires explicités ci-dessus, dans un formalisme de production d'étrangeté sur le deuton. Les modèles de réactions élémentaires obtenus dans ce travail nous ont permis de reproduire les données préliminaires de la réaction $d(e, e'K^+)Y$ obtenues à CEBAF, pour $Y \equiv \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0$.

En résumé, le travail présenté dans ce manuscrit offre un formalisme permettant de construire des modèles réalistes pour l'ensemble des réactions élémentaires de photo- et électroproduction de l'étrangeté associée sur le nucléon. Les données de grande précision attendues dans ce domaine devraient nous permettre de mieux comprendre les mécanismes de réaction sous-jacents et d'apporter un éclairage fiable sur le rôle joué par les quarks étranges dans la structure des hadrons ainsi que sur la dynamique des réactions afférentes, avec comme ambition supplémentaire la recherche de nouvelles résonances baryoniques.

Une première utilisation de ces opérateurs élémentaires dans les processus de production d'étrangeté sur le deuton s'avère très prometteuse pour l'extension de ces études aux hypernoyaux.

Bibliographie

- [1] H. Thom, Phys. Rev. **151**, 1322 (1966).
- [2] R.A. Adelseck et B. Saghai, Phys. Rev. C **42**, 108 (1990).
- [3] R.A. Williams, Cheueng-Ryong Ji, S.R. Cotanch, Phys. Rev. C **46**, 1617 (1992).
- [4] J.C. David, C. Fayard, G-H. Lamot, B. Saghai, Phys. Rev. C **53**, 2613 (1996).
- [5] T. Mizutani, C. Fayard, G.-H. Lamot, B. Saghai, Phys. Rev. C **58**, 75 (1998).
- [6] B. Saghai, P. Oswald, C. Fayard, G-H Lamot, R. A. Williams, Few Body Syst. Suppl.**11**, 1999.
- [7] F. M. Renard et Y. Renard, Nucl. Phys. B **25**, 490 (1971).
- [8] N. Kaiser, T. Waas, W. Weise, Nucl. Phys. A **612**, 297 (1997).
- [9] S. Steininger et Ulf-G. Meissner, Phys. Lett. B **391**, 446 (1997).
- [10] M. Gourdin, J. Dufour, Nuovo Cim. **27**, 1410 (1963).
- [11] F. Foster et G. Kaiser, Z. Phys. C **14**, 123 (1982).
- [12] Zhenping Li et F. Close, Phys. Rev. D **42**, 2207 (1990).
- [13] Zhenping Li, Phys. Rev. C **52**, 1648 (1995).
- [14] N. Levy, W. Majoretto et B. J. Read, Nucl. Phys. **55**, 493 (1973).
- [15] R. A. Adelseck, MS Thesis, Ohio University, (1985).
- [16] R. A. Adelseck et L. E. Wright, Phys. Rev. C **42**, 1965 (1988).
- [17] Chueng-Ryong Ji et S. R. Cotanch, Phys. Rev. C **38**, 2691 (1988).
- [18] J.C. David, thèse IPN Lyon (1994), LYCEN T 9438.
- [19] M. Benmerrouche, R.M. Davidson, Nimai C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. C **39**, 2339 (1989).
- [20] R.A. Williams et C. Puckett-Truman, Phys. Rev. C **53**, 1580 (1996).

BIBLIOGRAPHIE

- [21] K. Ohta, Phys. Rev. C **40**, 1335 (1989).
- [22] H. Haberzettl, C. Benhold, T. Mart, T. Feuster, Phys. Rev. C **40** (1998).
- [23] H. Haberzettl, Phys. Rev. C **56**, 2041 (1997).
- [24] T. Azemoon *et al.*, Nucl. Phys. **B95**, 77 (1975).
- [25] R. H. Dalitz, Eur. Phys. J. **C3**, 676 (1998).
- [26] J. C. Nachter, E. Oset, H. Toki, A. Ramos, Phys. Lett. **B455**, 55 (1999).
- [27] E. Oset, E. Marco, J. C. Nacher, J. A. Oller, J. R. Pelaez, A. Ramos, H. Toki, Prog. Part. Nucl. Phys. **44**, 213 (2000).
- [28] R. L. Workman et H. W. Fearing, Phys. Rev. D **37**, 3117 (1988).
- [29] P. B. Siegel et B. Saghai, Phys. Rev. C **52**, 392 (1995).
- [30] R. L. Workman et H. W. Fearing, Phys. Rev. D **37**, 3117 (1988).
- [31] P. B. Siegel et B. Saghai, Phys. Rev. C **52**, 392 (1995).
- [32] R. Buttgen, K. Holinde, B. Holzenkamp et J. Speth, Nucl. Phys. **A450**, 403c (1989); B. Holzenkamp, K. Holinde et J. Speth, Nucl. Phys. **A500**, 485 (1989).
- [33] A. Reuber, K. Holinde et J. Speth, Czech. J. Phys. **42**, 1115 (1992); K. Hollinde, Nucl. Phys. **A547**, 255c (1992).
- [34] J. J. de Swart, M. M. Nagels, T. A. Rijken, et P. A. Verhoven, Springer Tracts in Modern Physics **60**, 138 (1971).
- [35] N. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. Swart, Ann. Phys. (N.Y.) **79**, 339 (1973)
- [36] N. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. Swart, in few particle problems in the nuclear interactions, edited by I. Slaus, S. A. Moszkowski, R. P. Haddock, W. T. H. Van Oers. (1973).
- [37] N. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. Swart, Phys. Rev. Lett. **31**, 569 (1973).
- [38] R. K. Bhaburi, Y. Nogami, W. van Dijk, Phys. Rev. **155**, 1671 (1967).
- [39] S. P. Verma et D. P. Sural, Phys. Rev. C **22**, 229 (1980).
- [40] Xiadong Li et L. E. Wright, J. Phys. G. **17**, 1127 (1991).
- [41] F. Rouvier, thèse IPN Lyon (1997), LYCEN T 9729.
- [42] T. S. H. Lee, V. G. J. Stocks, B. Saghai, C. Fayard, Nucl. Phys. **A639**, 247 (1998).
- [43] K. Hafidi, T. S. H. Lee, Phys. Rev. C **64**, 064607 (2001).

BIBLIOGRAPHIE

- [44] T. S. H. Lee, communication privée.
- [45] K. Miyagawa, H. Yamamura, T. Mart, C. Bennhold, H. Haberzettl, W. Glockle, Nucl. Phys. **A691**, 64 (2001).
- [46] H. Yamamura, K. Miyagawa, T. Mart, C. Bennhold, W. Glockle, Few. Body Syst. Suppl. 12, 387 (2000).
- [47] B. O. Kerbikov, nucl-th/0009074.
- [48] V. N. Fetisov et al., Phys. Lett. B 38 (1972) 129; A. M. Bernstein *et al.*, Nucl. Phys. **A358**, 195 (1980) ; S.S. Hsiao and S.R. Cotanch, Phys. Rev. C 28 (1983) 1668 ; J. Cohen, *ibid.* 32 (1985) 543 ; Phys. Lett. B 153 (1985) 367 ; *ibid.* 188 (1987) 393 ; A.S. Rosenthal, D. Halderson, K. Hodgkinson, and F. Tabakin, Ann. Phys. (N.Y.) **184**, 33 (1988) ; J. Cohen, Int. J. Mod. Phys. A 4 (1989) 1 ; H. Bandō, T. Motoba and J. Žofka, *in Perspectives of Meson Science*, ed. T. Yamazaki (North Holland, 1992), p. 571; M. Sotona, O. Richter, J. Zofka, K. Itonaga, and T. Motoba, Nucl. Phys. **A547**, 63c (1992); C. Bennhold, Nucl. Phys. A 547 (1992) 79c ; M. Sotona and S. Frullani, Prog. Theor. Phys. Suppl. **117**, 151 (1994) ; S. Shinmura, Prog. Theor. Phys. 92 (1994) 571 ; T. Mart, L. Tiator, D. Drechsel, and C. Bennhold, Nucl. Phys. **A640**, 235 (1998).
- [49] Kolkenut, PhD. University of Pennsylvania (1999).
- [50] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low et Y. Nambu, Phys. Rev. **106**, 1345 (1957).
- [51] W. Rarita et J. Schwinger, Phys. Rev. 60, 61 (1941).
- [52] P. A. M. Dirac, Proc. R. Soc. London, Ser. **A** 155, 447 (1936); M. Fierz et W. Pauli, *ibid.* 173, 211 (1939); Harisch-Chandra, *ibid.* 71, 793 (1947); H. J. Bhaba, Rev. Mod. Phys. 17, 200 (1945); V. Bargmann et E. P. Wigner, Proc. Natl. Acad. Sci. 34, 211 (1948).
- [53] R.A. Williams, Ph. D. North Carolina State University, Raleigh, 1993.
- [54] M. Gari, W. Krumpelmann, Phys. Lett. B **274**, 159 (1992).
- [55] R.A. Williams, S. Krewald, K.Linen, Phys. Rev. C **51**, 566 (1995).
- [56] R.A. Williams, communication privée (1998).
- [57] F. Cardarelli, I.L. Grach, I.M. Narodetskii, E. Pace, G. Salmé et S. Simula, Phys. Rev. D **53**, 6682 (1996).
- [58] E. B. Dally, Phys. Rev. Lett. **45**, 234 (1980).
- [59] T. Mart, Ph. D. Johannes-Gutenberg-Universitat Mainz, 1996.
- [60] R. M. Davidson et Ron Workman, nucl-th/0101066.

BIBLIOGRAPHIE

- [61] T. Feuster et U. Mosel, Phys. Rev. C **59**, 460 (1999).
- [62] M. Q. Tran *et al.* (SAPHIR collaboration), Phys. Lett. **B445**, 20 (1998).
- [63] Niculescu, PhD. thesis, Hampton University (1998).
- [64] Niculescu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1805 (1998).
- [65] R. M. Mohring, Ph. D. University of Maryland (1999).
- [66] SAPHIR- Collaboration, M. Bockhorst *et al.*, Z. Phys. C **63**, (1994) 37; L. Lindemann, Ph.D. Thesis, Bonn preprint, BONN-IR-93-26, 1993.
- [67] D.E. Groom et J. H. Marshall, Phys. Rev. **159**, 1213 (1967).
- [68] S. Goers *et al.*, Phys. Lett. **B**, 464 (1999).
- [69] ABBHHM Collab., R. Eebe *et al.*, Phys. Rev. **188**, 2060 (1969).
- [70] R.M. Davidson, N.C. Mukhopadhyay, R.S. Wittman, Phys. Rev. D **43** 71 (1991); M. Benmerrouche, N.C. Mukhopadhyay, J.F. Zhang, *ibid.* **56** 1099 (1997).
- [71] B. Saghai et F. Tabakin, Phys. Rev. C **53**, 66 (1996).
- [72] B. Saghai et F. Tabakin, Phys. Rev. C **54**, 917 (1997).
- [73] B. Saghai, Workshop on hypernuclear Physics with Electromagnetic Probes.
- [74] T. Mart et C. Bennhold, Phys. Rev. **C61**, 012201 (2000).
- [75] R. Koniuk et N. Isgur, Phys. Rev. D **21**, 1868 (1980).
- [76] S. Capstick, Phys. Rev. D **46**, 2864 (1992).
- [77] Particule Data Group, Eur. Phys. J. C, volume 3, (2000).
- [78] T. Mart, C. Bennhold, L. Alfieri, Acta Phys. Polo. B **27**, 3167 (1996).
- [79] M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vinh Mau, Phys. Rev. **21**, 862 (1980).
- [80] R. Machleicht, K. Kolinde, C. Elster, Phys. Rep. **149** (1967).
- [81] Roderick V. Reid, J. Ann. Phys. **50**, 411 (1968).
- [82] A. Manohar et H. Georgi, Nucl. Phys. B **234** (1984) 189.
- [83] W.-T. Chiang, PhD Thesis, University of pittsburgh (2000); W.-T. Chiang, F. Tabakin, T.-S. H. Lee et B. Saghai, soumis pour publication à Phys. Lett. **B** (nucl-th/0104052).
- [84] F. M. Renard et Y. Renard, Phys. Lett. **24B**, 159 (1967); F. M. Renard et Y. Renard, Nucl. Phys. **B1**, 389 (1967).

BIBLIOGRAPHIE

- [85] V. Cook *et al.*, Phys. Rev. Lett. **7**, 182 (1961).
- [86] C. B. Dover et G. E., Phys. Rep. **89**, 1 (1982).
- [87] N. M. Nagels, Th. A. Rijken et J.J. Swart, Phys. Rev. D **15**, 2547 (1977); N. M. Nagels, Th. A. Rijken et J.J. Swart, Phys. Rev. D **20**, 1633 (1979).
- [88] N. M. Nagels, Th. A. Rijken et J.J. Swart, Phys. Rev. D **17**, 768 (1978).
- [89] P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken et J. J. Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [90] Th. A. Rijken et V. G. J. Stocks, Phys. Rev. C **54**, 2851 (1996) ; *ibid.* C **54**, 2869 (1996).
- [91] Y. Yamamoto et B.Bando, Prog. Theor. Phys. **83**, 254 (1990) ; T.Motoba et Y. Yamamoto, Nucl. Phys. A **585**, 29c (1995) ; T.Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 224 (1995).
- [92] Th. A. Rijken, V. G. Stocks et Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59**, 21 (1999).
- [93] V. G. Stocks, Th. A. Rijken, Phys. Rev. C **59**, 3009 (1999).
- [94] J. J. Swart, P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, *Properties and Interactions of hyperons*, ed. by B. F. Gibson, P. D. Barnes et K. Nakai (World Scientific, 1994) p.37.
- [95] A. Reuber, *Properties and Interactions of hyperons*, ed. by B. F. Gibson, P. D. Barnes et K. Nakai (World Scientific, 1994) p.159
- [96] M. Oka, K. Ogawa et S. Takeuchi, *Properties and interactions of hyperons*, ed. by B. F. Gibson, P. D. Barnes et K. Nakai (World Scientific, 1994) p.169.
- [97] R. Timmermans, *Properties and interactions of hyperons*, ed. by B. F. Gibson, P. D. Barnes et K. Nakai (World Scientific, 1994) p. 179.
- [98] M. Gell-mann , et Y. Ne'eman, *Frontiers in Physics*, 1963.
- [99] J. F. Donoghue et B. R. Holstein, Phys. Rev. D**25**, 2015 (1982).
- [100] J. de Swart, Rev. Mod. Phys. **35** (1963) 916.

Annexe A

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 $J = 0^-$. Toutes les relations seront tirées de ces multiplets et des coefficients de Clebsch-Gordan.

$g_{K\Sigma N}$

On a :

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

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

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

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

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

et

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G(n \rightarrow K^+ \Sigma^-) = -\frac{1}{2}G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) + \frac{1}{2}\sqrt{3}G(\Lambda \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) \quad (\text{A.6})$$

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

$$g_{K\Sigma N} = -\frac{1}{2}g_{\Sigma\pi\Sigma} - \frac{1}{2}\sqrt{3}g_{\Lambda\pi\Sigma} \quad (\text{A.7})$$

Dans son livre *The Eightfold Way* [98] Gell-Mann pose:

$$-\frac{1}{2}\sqrt{3}g_{\Lambda\pi\Sigma} = \alpha_D g_{\pi NN} \quad (\text{A.8})$$

du fait que seul le couplage symétrique D donne une interaction assez forte pour expliquer l'état lié du Λ dans les hypernoyaux, contrairement au couplage anti-symétrique F. $\alpha_D = \frac{D}{F+D}$ est appelé la fraction de couplage symétrique ou fraction de D-type coupling. De plus:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G(n \rightarrow p\pi^-) = -\frac{1}{2}G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^- \Sigma^+) + \frac{1}{2}\sqrt{3}G(\Lambda \rightarrow \pi^- \Sigma^+) \quad (\text{A.9})$$

Du fait que :

$$g_{\pi NN} \equiv G(p \rightarrow \pi^0 p) \quad (\text{A.10})$$

$$\sqrt{2}g_{\pi NN} = G(n \rightarrow \pi^- p) \quad (\text{A.11})$$

$$G(\Sigma^0 \rightarrow \pi^- \Sigma^+) = -g_{\Sigma\pi\Sigma} \quad (\text{A.12})$$

$$G(\Lambda \rightarrow \pi^- \Sigma^+) = -g_{\Lambda\pi\Sigma} \quad (\text{A.13})$$

On obtient alors :

$$g_{K\Sigma N} = -g_{\pi NN}(1 - 2\alpha_D) \quad (\text{A.14})$$

$g_{K\Lambda N}$

On a:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G(n \rightarrow p\pi^-) = -\frac{1}{2}G(\Sigma^0 \rightarrow pK^-) + \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{3}G(\Lambda \rightarrow pK^-) \quad (\text{A.15})$$

Or :

$$g_{K\Lambda N} \equiv G(K^+\Lambda \rightarrow p) \quad (\text{A.16})$$

$$= G(\Lambda \rightarrow K^- p) \quad (\text{A.17})$$

Ce qui implique :

$$g_{\pi NN} = \frac{1}{2}g_{K\Sigma N} - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{3}g_{K\Lambda N} \quad (\text{A.18})$$

et donc :

$$g_{K\Lambda N} = -\frac{1}{\sqrt{3}}g_{\pi NN}(3 - 2\alpha_D) \quad (\text{A.19})$$

Valeur numérique de $g_{K\Sigma N}$ et $g_{K\Lambda N}$

De Swart [100] a montré que l'on pouvait exprimer $g_{K\Sigma N}$ et $g_{K\Lambda N}$ en fonction de α_D la fraction de couplage symétrique et de la constante de couplage $g_{\pi NN}$.

La théorie, à partir de la symétrie SU(6) donne $\alpha_D = 3/5$, mais nous utiliserons la valeur expérimentale $\alpha_D = 0.644 \pm 0.009$, tiré de réactions de désintégration semi-leptonique[99]. Nous prenons pour $g_{\pi NN}$ la valeur $g_{\pi NN}^2/4\pi = 14.3$.

Ainsi :

$$\frac{g_{K\Sigma N}}{\sqrt{4\pi}} = 1.09 \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{g_{K\Lambda N}}{\sqrt{4\pi}} = -3.74 \quad (\text{A.21})$$

Annexe B

Expression des amplitudes invariantes pour l'électroproduction de $Y=\Lambda, \Sigma$

Dans ce qui suit $Y \equiv \Lambda, \Sigma^\circ$

Termes de Born ($(Y, Y') \equiv (\Lambda, \Sigma^\circ), (\Sigma^\circ, \Lambda)$)

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_1^{Born} &= \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2} (F_1^p + \kappa_p F_2^p) + \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} (F_1^Y + \kappa_Y F_2^Y) \\
 &\quad + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{(M_{Y'} + M_Y) \kappa_{\Sigma^\circ \Lambda}}{2M_p} F_2^{Y'} \\
 \mathcal{A}_2^{Born} &= \frac{eg_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \left[(F^K + F_1^p) + (F^K - F_1^p) p_\gamma \cdot p_K + \frac{p_\gamma \cdot p_p}{p_\gamma \cdot p_Y} \right] \\
 \mathcal{A}_3^{Born} &= \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{M_p} F_2^p \\
 \mathcal{A}_4^{Born} &= \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{M_Y} F_2^Y + \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{\Sigma^\circ \Lambda}}{M_p} F_2^{Y'} \\
 \mathcal{A}_5^{Born} &= \frac{eg_{KYN}}{s - M_p^2} \frac{\kappa_p}{2M_p} F_2^p - \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{\kappa_Y}{2M_Y} F_2^Y - \frac{eg_{KY'N}}{u - M_{Y'}^2} \frac{\kappa_{\Sigma^\circ \Lambda}}{2M_p} F_2^{Y'} \\
 \mathcal{A}_6^{Born} &= \frac{-2 eg_{KYN}}{(s - M_p^2)(t - M_K^2)} \left[F^K + (F^K - F_1^p)(p_\gamma^2 - 2p_\gamma \cdot p_K) \frac{p_\gamma \cdot p_p}{p_\gamma^2 p_\gamma \cdot p_Y} \right] \\
 &\quad + \frac{eg_{KYN}}{u - M_Y^2} \frac{2F_1^Y}{p_\gamma^2}
 \end{aligned}$$

Résonance K^*

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_1^{K^*} &= \frac{G_V}{M} \frac{M_Y + M_p}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*} \Gamma_{K^*}} F^{K^*} + \frac{G_T}{M} \frac{t}{M_Y + M_p} \frac{F^{K^*}}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*} \Gamma_{K^*}} \\
 \mathcal{A}_2^{K^*} &= \frac{G_T}{M} \frac{1}{M_Y + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*} \Gamma_{K^*}} F^{K^*}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_3^{K^*} &= \frac{G_V}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} F^{K^*} - \frac{G_T}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{F^{K^*}}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} \\ \mathcal{A}_4^{K^*} &= \frac{G_V}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} F^{K^*} + \frac{G_T}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{F^{K^*}}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} \\ \mathcal{A}_5^{K^*} &= \mathcal{A}_6^{K^*} = 0\end{aligned}$$

Résonance K_1

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_1^{K_1} &= \mathcal{A}_5^{K_1} = \mathcal{A}_6^{K_1} = 0 \\ \mathcal{A}_2^{K_1} &= -\frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{1}{M_Y + M_p} \frac{F^{K_1}}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} \\ \mathcal{A}_3^{K_1} &= \frac{G_V^{K_1}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} F^{K_1} + \frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{F^{K_1}}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} \\ \mathcal{A}_4^{K_1} &= -\frac{G_V^{K_1}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} F^{K_1} - \frac{G_T^{K_1}}{M} \frac{M_Y - M_p}{M_Y + M_p} \frac{F^{K_1}}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}}\end{aligned}$$

Résonances nucléoniques $N^*(\frac{1}{2}^\pm)$

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_2^{N^*(1/2^\pm)} &= \mathcal{A}_4^{N^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_6^{N^*(1/2^\pm)} = 0 \\ \mathcal{A}_1^{N^*(1/2^\pm)} &= \frac{eg_{KN^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} \frac{(M_{N^*} + M_p) \kappa_{N^*N}}{2 M_p} \frac{M_{N^*} - M_p}{M_{N^*} \mp M_p} F^{N^*} \\ \mathcal{A}_3^{N^*(1/2^\pm)} &= \pm \frac{eg_{KN^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} \frac{\kappa_{N^*N}}{M_p} F^{N^*} \\ \mathcal{A}_5^{N^*(1/2^\pm)} &= \pm \frac{eg_{KN^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} \frac{\kappa_{N^*N}}{2M_p} F^{N^*}\end{aligned}$$

Résonances hyperoniques $Y^*(\frac{1}{2}^\pm)$

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_2^{Y^*(1/2^\pm)} &= \mathcal{A}_3^{Y^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_6^{Y^*(1/2^\pm)} = 0 \\ \mathcal{A}_1^{Y^*(1/2^\pm)} &= \frac{eg_{KN^*}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} \frac{(M_{Y^*} + M_Y) \kappa_{Y^*Y}}{2 M_p} \frac{M_{Y^*} - M_Y}{M_{Y^*} \mp M_Y} F^{Y^*} \\ \mathcal{A}_4^{Y^*(1/2^\pm)} &= \pm \frac{eg_{KN^*}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} \frac{\kappa_{Y^*Y}}{M_p} F^{Y^*} \\ \mathcal{A}_5^{Y^*(1/2^\pm)} &= \mp \frac{eg_{KN^*}}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} \frac{\kappa_{Y^*Y}}{2M_p} F^{Y^*}\end{aligned}$$

Annexe C

Expression des amplitudes invariantes pour l'électroproduction de $Y=\Lambda(1405)$

Termes de Born

$$\mathcal{A}_1^{Born} = \frac{g_{K\Lambda^*N}}{s - M_p^2} (eF_1^p + 2M_p \mu_p F_2^p) + \frac{g_{K\Lambda N}}{u - M_\Lambda^2} \left[eF_1^\Lambda + (M_\Lambda^* - M_\Lambda) \mu_{\Lambda\Lambda^*} F_2^\Lambda \right] + \frac{g_{K\Sigma N} \mu_{\Sigma^0\Lambda^*}}{u - M_\Sigma^2} (M_{\Lambda^*} - M_\Sigma) F_2^\Sigma$$

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

$$\mathcal{A}_3^{Born} = 2 \frac{g_{K\Lambda^*N} \mu_p}{s - M_p^2} F_2^p$$

$$\mathcal{A}_4^{Born} = -2 \frac{g_{K\Lambda N} \mu_{\Lambda\Lambda^*}}{u - M_\Lambda^2} F_2^\Lambda - 2 \frac{g_{K\Sigma N} \mu_{\Sigma^0\Lambda^*}}{u - M_\Sigma^2} F_2^\Sigma$$

$$\mathcal{A}_5^{Born} = \frac{g_{K\Lambda^*N} \mu_p}{s - M_p^2} F_2^p + \frac{g_{K\Lambda N}}{u - M_\Lambda^2} \left[-\frac{eF_1^\Lambda}{p_\gamma^2} (M_\Lambda^* + M_\Lambda) + \mu_{\Lambda\Lambda^*} F_2^\Lambda \right] + \frac{g_{K\Sigma N} \mu_{\Sigma^0\Lambda^*}}{u - M_\Sigma^2} F_2^\Sigma$$

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

Résonance K^*

$$\mathcal{A}_1^{K^*} = -\frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} \left[g_{K^*\Lambda^*p}^V (M_{\Lambda^*} - M_p) + \frac{g_{K^*\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} t \right] F^{K^*}$$

$$\mathcal{A}_2^{K^*} = -\frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \frac{g_{K^*\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} F^{K^*}$$

$$\mathcal{A}_3^{K^*} = \frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} \left[g_{K^*\Lambda^*p}^V - \frac{g_{K^*\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} (M_{\Lambda^*} + M_p) \right] F^{K^*}$$

$$\mathcal{A}_4^{K^*} = \frac{g_{K^*K\gamma}}{M} \frac{1}{t - M_{K^*}^2 + iM_{K^*}\Gamma_{K^*}} \left[g_{K^*\Lambda^*p}^V + \frac{g_{K^*\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} (M_{\Lambda^*} + M_p) \right] F^{K^*}$$

$$\mathcal{A}_5^{K^*} = \mathcal{A}_6^{K^*} = 0$$

Résonance K_1

$$\mathcal{A}_1^{K_1} = \mathcal{A}_5^{K_1} = \mathcal{A}_6^{K_1} = 0$$

$$\mathcal{A}_2^{K_1} = -\frac{g_{K_1K\gamma}}{M} \frac{g_{K_1\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} F^{K_1}$$

$$\mathcal{A}_3^{K_1} = -\frac{g_{K_1K\gamma}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} \left[g_{K_1\Lambda^*p}^V + \frac{g_{K_1\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} (M_{\Lambda^*} + M_p) \right] F^{K_1}$$

$$\mathcal{A}_4^{K_1} = \frac{g_{K_1K\gamma}}{M} \frac{1}{t - M_{K_1}^2 + iM_{K_1}\Gamma_{K_1}} \left[g_{K_1\Lambda^*p}^V + \frac{g_{K_1\Lambda^*p}^T}{M_\Lambda + M_p} (M_{\Lambda^*} + M_p) \right] F^{K_1}$$

Dans les expressions ci-dessus, on utilise $M = 1$ GeV comme masse de renormalisation.

Résonances nucléoniques $N^*(1/2^\pm)$

$$\mathcal{A}_2^{N^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_4^{N^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_6^{N^*(1/2^\pm)} = 0$$

$$\mathcal{A}_1^{N^*(1/2^\pm)} = \frac{1}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} g_{K\Lambda^*N^*\mu_{N^*N}} (M_p \pm M_{N^*}) F^{N^*}$$

$$\mathcal{A}_3^{N^*(1/2^\pm)} = \frac{1}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} 2 g_{K\Lambda^*N^*\mu_{N^*N}} F^{N^*}$$

$$\mathcal{A}_5^{N^*(1/2^\pm)} = \frac{1}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma_{N^*}} g_{K\Lambda^*N^*\mu_{N^*N}} F^{N^*}$$

Résonances hyperoniques $Y^*(1/2^\pm)$

$$\mathcal{A}_2^{Y^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_3^{Y^*(1/2^\pm)} = \mathcal{A}_6^{Y^*(1/2^\pm)} = 0$$

$$\mathcal{A}_1^{Y^*(1/2^\pm)} = \frac{1}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} g_{KNY^*\mu_{Y^*\Lambda^*}} (M_\Lambda \mp M_{Y^*}) F^{Y^*}$$

$$\mathcal{A}_4^{Y^*(1/2^\pm)} = -\frac{1}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} 2 g_{KNY^*\mu_{Y^*\Lambda^*}} F^{Y^*}$$

$$\mathcal{A}_5^{Y^*(1/2^\pm)} = \frac{1}{u - M_{Y^*}^2 + iM_{Y^*}\Gamma_{Y^*}} g_{KNY^*} \mu_{Y^*} \Lambda^* F^{Y^*}$$

Annexe D

Relation entre t' et t dans les données d'Azemoon [24] pour l'électroproduction de $K^+\Lambda(1405)$.

s (GeV^2)	Q^2 (GeV^2)	t' (GeV^2)	t (GeV^2)	ϵ	$d\sigma_{UL}$	$\Delta(d\sigma_{UL})$
4.7089	-0.3000	-0.0100	-2.117027	0.7300	1.6700	0.24
5.3361	-0.1550	-0.0500	-2.636341	0.6600	1.0500	0.08
5.3361	-0.2500	-0.0500	-2.732952	0.6400	0.9000	0.09
5.1529	-0.2050	-0.0500	-2.505999	0.6800	1.2200	0.12
5.4756	-0.2050	-0.0500	-2.824912	0.6300	0.8200	0.07
5.3361	-0.2050	-0.0200	-2.657241	0.6500	1.1300	0.10
5.3361	-0.2050	-0.0700	-2.707241	0.6500	0.8600	0.08
6.0025	-0.1100	-0.1200	-3.315480	0.5500	0.5200	0.05
6.0025	-0.1600	-0.1200	-3.367099	0.5400	0.5600	0.06
5.8081	-0.1400	-0.1200	-3.155498	0.5800	0.5100	0.05
6.1504	-0.1400	-0.1200	-3.491704	0.5100	0.5800	0.06
6.0025	-0.1400	-0.0700	-3.296463	0.5400	0.5700	0.06
6.0025	-0.1400	-0.1500	-3.376463	0.5400	0.5200	0.05
5.1984	-0.4500	-0.0300	-2.777895	0.7700	0.8700	0.09
5.1984	-0.5500	-0.0300	-2.877943	0.7500	0.6500	0.08
4.9284	-0.4500	-0.0300	-2.507238	0.7900	0.8600	0.12
5.4756	-0.4500	-0.0300	-3.053618	0.7300	0.6600	0.08
5.1984	-0.4500	-0.0100	-2.757895	0.7600	0.8600	0.08
5.1984	-0.4500	-0.0400	-2.787895	0.7600	0.6100	0.09
6.2500	-0.2700	-0.0100	-3.613722	0.6600	0.4300	0.03
6.2500	-0.1400	-0.0100	-3.479504	0.6500	0.4600	0.04
6.0025	-0.3300	-0.0100	-3.431860	0.6900	0.5100	0.04
6.5025	-0.3300	-0.0100	-3.923853	0.6200	0.3800	0.03
6.2500	-0.3300	-0.0500	-3.715463	0.6500	0.4500	0.04
6.2500	-0.3300	-0.1300	-3.795463	0.6500	0.4500	0.04
7.1824	-0.1700	-0.2300	-4.646690	0.5400	0.2900	0.03
7.1824	-0.2600	-0.2300	-4.740133	0.5200	0.2400	0.03
6.9696	-0.2200	-0.2300	-4.489384	0.5600	0.2900	0.03
7.3984	-0.2200	-0.2300	-4.911111	0.4900	0.2500	0.03
7.1824	-0.2200	-0.1700	-4.638632	0.5300	0.3200	0.03
7.1824	-0.2200	-0.2700	-4.738632	0.5300	0.2400	0.03

Tableau 5.1: Dans ce tableau on présente les données de Azemoon [24] pour la réaction $ep \rightarrow e'K^+\Lambda(1405)$ afin de relier le t' à t pour chacun des points. Il faut savoir que $t' = t - t_{min}$ où t_{min} est évalué pour chacun des couples (s, Q^2)