

Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud XI

Ecole Doctorale 381: Constituants Élémentaires, Systèmes Complexes

Spécialité

Physique nucléaire

présentée par

Johan DURAND

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS SUD XI

Sujet de la thèse :

Recherche des résonances manquantes
via un formalisme de quarks
et des équations couplées

Soutenue le 22 septembre 2009, devant le jury composé de :

M. Hagop SAZDJIAN	Président du jury
M. Jean-François MATHIOT	Rapporteur
M. Jan RYCKEBUSCH	Rapporteur
M. Saro ONG	Examineur
M. Dominique REBREYEND	Examineur
M. Bijan SAGHAI	Directeur de thèse

Résumé

Notre travail porte d'une part sur l'étude de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ dans le cadre d'un formalisme de Lagrangiens effectifs permettant de traiter cinq voies couplées méson-baryon (πN , ηN , $\pi \Delta$, σN , ρN) et d'autre part sur celle de la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ dont la voie directe est décrite grâce à un formalisme de quarks constituants et dont les voies couplées sont basées sur le même formalisme que celles de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$.

Nous avons construit des modèles dans un domaine en énergie totale dans le centre de masse situé entre le seuil de chacune des réactions et environ 2 GeV. Ces modèles incluent des résonances connues dans cette gamme en énergie à savoir $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1700)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $F_{15}(2000)$ et $F_{17}(1990)$. Pour cela, les paramètres libres ont été ajustés sur des données expérimentales relativement anciennes pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ et plus récentes pour $\gamma p \rightarrow \eta p$.

Pour le processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$, compte tenu de l'hétérogénéité de la base de données, nous avons obtenu une description acceptable des observables mesurées. Les composantes les plus importantes du modèle sont : $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(1680)$ et $D_{13}(1520)$.

Pour la réaction de photoproduction $\gamma p \rightarrow \eta p$, la base de données, nettement plus riche et davantage cohérente, inclut des sections efficaces différentielles et des observables de simple polarisation. Le modèle obtenu est dominé par les résonances : $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $P_{13}(1720)$ et $F_{15}(1680)$.

Le caractère suffisamment sophistiqué des formalismes et l'abondance des données précises pour la photoproduction nous ont permis de rechercher de nouvelles résonances nucléoniques. Notre étude montre un rôle important joué par une nouvelle résonance S_{11} dont nous avons extrait la masse et la largeur ($M = 1707$ MeV, $\Gamma = 222$ MeV) et une contribution moins forte mais non négligeable d'une nouvelle D_{13} ($M = 1950$ MeV, $\Gamma = 139$ MeV).

L'ensemble de nos résultats contribuent à une amélioration de nos connaissances sur les propriétés des résonances établies. Les nouvelles résonances mises en avant dans ce travail constituent des éléments supplémentaires dans l'étude de la spectroscopie des baryons en particulier par des approches basées ou inspirées de la QCD.

Abstract

We have studied both pion- and photon-induced eta production in the nucleon resonance region. The $\pi N \rightarrow \eta N$ reaction has been investigated with a dynamical coupled-channels formalism based on effective Lagrangians, including five meson-baryon states (πN , ηN , $\pi\Delta$, σN , ρN). The $\gamma N \rightarrow \eta N$ process has been described by using a constituent quark formalism for the direct channel and by the same formalism as the one used for the $\pi N \rightarrow \eta N$ reaction to derive the coupled-channels mechanisms.

We have constructed models in the total energy range in the center-of-mass frame between the threshold of the considered reactions and 2 GeV approximately. These models embody known resonances in that energy range namely $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1700)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $F_{15}(2000)$ and $F_{17}(1990)$. Free parameters have been adjusted mainly with old experimental data for the $\pi^- p \rightarrow \eta n$ reaction and more recent ones for $\gamma p \rightarrow \eta p$.

Knowing the heterogeneous character of the database for the reaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$, we have obtained a satisfactory description of the observables. The most important ingredients of the model are $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(1680)$ et $D_{13}(1520)$.

For the photoproduction process, the database which includes differential cross sections and simple polarization observables is more copious and more consistent. The derived model is dominated by the following resonances : $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $P_{13}(1720)$ and $F_{15}(1680)$.

The sophisticated feature of the formalism and the amount of accurate data for the photoproduction process allow us to search for possible contributions from the so-called missing and/or new resonances. Our study shows an important role played by a new S_{11} , whose mass and width have been extracted ($M = 1707$ MeV, $\Gamma = 222$ MeV), and to a lesser extent by a new D_{13} ($M = 1950$ MeV, $\Gamma = 139$ MeV).

These results contribute to a better insight on the properties of known resonances. The new resonances underlined in this work are significant ingredients in understanding the baryon spectroscopy, especially within approaches based on QCD.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Bijan Saghai, pour m'avoir guidé et conseillé tout au long de ces trois années et pour m'avoir fait profiter de ses connaissances et de sa grande expérience dans le domaine de la physique hadronique.

Je remercie également chaleureusement Bruno Julia-Diaz pour son aide précieuse dans le développement du code. Mes séjours à Barcelone ont été un réel plaisir et ont grandement contribué à la bonne avancée de cette thèse. Un grand merci Bruno !

Merci à Harry Lee pour ses explications détaillées sur le formalisme à voies couplées lors de ma visite au Jefferson Lab.

Merci à tous ceux qui, au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA, ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Merci à toi Jean-Christophe pour ta disponibilité et tes conseils avisés.

Je remercie les membres de la Cellule Europe, et en particulier Nicolas, pour leur sympathie et leur gentillesse.

Enfin, je remercie mes parents pour avoir toujours été présents et pour m'avoir soutenu tout au long de ce difficile parcours.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des figures	xiii
Liste des tableaux	xxi
1 Recherche des résonances : contexte et évolution	1
1.1 Introduction générale	1
1.2 Contexte	2
1.3 Etude des formalismes	4
1.3.1 Les formalismes à base de Lagrangiens effectifs	4
1.3.2 Les formalismes de quarks constituants	6
1.4 Notre formalisme : une approche dynamique à voies couplées	7
2 Etude de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$	11
2.1 Formalisme	13
2.1.1 Amplitude non-résonante	17
2.1.2 Amplitude résonante	19
2.1.3 Calcul de la section efficace différentielle	21
2.1.4 Extraction des amplitudes multipolaires	23

2.2	Construction des modèles	24
2.2.1	Introduction	24
2.2.2	Données expérimentales	28
2.2.3	Procédures d'ajustement	29
2.3	Résultats	33
2.3.1	Section efficace différentielle du processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$	33
2.3.2	Section efficace totale du processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$	35
2.3.3	Impact de la voie $\pi N \rightarrow \eta N$ sur $\pi N \rightarrow \pi N$	39
2.3.4	Ondes partielles	40
2.3.5	Mécanisme de réaction	45
2.3.6	Prédiction de la longueur de diffusion ηN et de la section efficace totale du processus $\eta p \rightarrow \eta p$	53
2.3.7	Conclusion	57
3	Etude de la voie directe $\gamma N \rightarrow \eta N$	59
3.1	Formalisme	59
3.1.1	Formalisme de quarks constituants	59
3.1.2	Mélange de configuration	62
3.2	Construction du modèle	63
4	Etude de la photoproduction du méson η	69
4.1	Introduction	69
4.2	Construction du modèle	73
4.2.1	Section efficace différentielle et totale	76
4.2.2	Observables de simple polarisation faisceau-cible	80
4.3	Etude détaillée des nouvelles résonances et des voies couplées du modèle M4 (sans minimisation)	84
4.3.1	Section efficace différentielle et totale	86

4.3.2	Observables de simple polarisation faisceau-cible	90
4.4	Etude détaillée des résonances connues du modèle M4 (sans minimisation) . . .	93
4.4.1	Section efficace différentielle et totale	93
4.4.2	Observables de simple polarisation faisceau-cible	96
4.5	Observables de double polarisation et multipôles	99
4.5.1	Observables de double polarisation faisceau-cible	99
4.5.2	Multipôles	99
A	Résolution numérique des équations couplées	111
B	Paramètres du modèle JLMS	115
C	Calcul des amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$	119
D	Relation entre les amplitudes CGLN et les multipôles	123
E	Observables de polarisation en fonction des amplitudes CGLN	125
	Bibliographie	129

Table des figures

1.1	Représentation schématique en termes d'amplitudes du formalisme dynamique à voies couplées utilisé pour l'étude de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$	9
2.1	Section efficace totale en échelle logarithmique de la réaction $\pi N \rightarrow X$ (en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse). Les données sont de [70]. . .	12
2.2	Représentation des mécanismes définis par V	15
2.3	Représentation des différents mécanismes présents dans $v_{MB,M'B'}$: échange de baryons dans v^s =voie s et v^u =voie u, échange de mésons dans v^t =voie t, v^c =terme de contact.	15
2.4	Représentation graphique de l'équation 2.16	16
2.5	Représentation graphique de la partie non-résonante (t) et de la partie résonante (t^R) de la matrice T (elles seront définies dans les équations 2.17 et 2.27). . . .	17
2.6	Représentation schématique de l'interaction non-résonante méson(pointillés) - baryon(trait plein) dans un formalisme à voies couplées (Eq. 2.17).	17
2.7	Représentation des interactions avec échange d'une particule $Z_{\pi\Delta,\pi\Delta}^E(E)$, $Z_{\rho N,\pi\Delta}^E(E)$ et $Z_{\sigma N,\pi\Delta}^E(E)$ de l'équation 2.18.	18
2.8	Représentation graphique de l'équation 2.35	21
2.9	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle A (tirets), au modèle B (tirets-points-points), au modèle JLMS [94] (tirets-points) et au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine). Les données sont de Prakhov <i>et al.</i> [99] (cercles), Deinet <i>et al.</i> [107] (croix), Richards <i>et al.</i> [108] (carrés), Debenham <i>et al.</i> [109] (triangles) et Morrison [106] (losanges). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.	36

2.10	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \eta n$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 2.9. Les données supplémentaires sont de Brown <i>et al.</i> [100] (triangles droits) et Crouch <i>et al.</i> [110] (triangles bas).	37
2.11	Section efficace totale pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle A (tirets longs), au modèle B (tirets-points-points), au modèle JLMS [94] (tirets-points), au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) et aux contributions des termes non-résonants du modèle B (points) et du modèle EBAC-Saclay (tirets courts). Les données sont identiques à celles des figures 2.9 et 2.10.	38
2.12	Zoom sur la section efficace totale pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \eta n$ (Fig. 2.11) aux énergies les plus basses. Les courbes correspondent au modèle B (tirets-points-points) et au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine). Les données sont identiques à celles des figures 2.9 et 2.10.	39
2.13	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \eta n$. La courbe pleine correspond au modèle EBAC-Saclay. Les autres courbes sont également issues du modèle EBAC-Saclay mais sont calculées à des énergies $W+\delta W$ (tirets-points) et $W-\delta W$ (tirets) où $\delta W = \delta W(\delta p_\pi)$, δp_π désignant les erreurs en impulsion sur le faisceau de pions données dans la Réf. [99]. Les données sont de Prakhov <i>et al.</i> [99].	40
2.14	Comparaison entre les résultats du modèle JLMS [94] (tirets), ceux du modèle B (points) et ceux du modèle EBAC-Saclay (tirets-points) pour les processus $\pi N \rightarrow X, \pi N$. A gauche : prédiction de la section efficace totale pour les réactions $\pi^+p \rightarrow X$ (courbe en haut) et $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ (courbe en bas). A droite : prédiction de la section efficace totale pour les réactions $\pi^-p \rightarrow X$ (courbe en haut) et $\pi^-p \rightarrow \pi^-p + \pi^0 n$ (courbe en bas). Les données proviennent des Réfs. [5, 118].	41
2.15	Partie réelle des ondes partielles pour le processus $\pi N \rightarrow \pi N$ calculée pour $L \leq 3$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les résultats du modèle EBAC-Saclay (courbe pleine), du modèle B (tirets) et du modèle JLMS [94] (tirets-points) sont comparés à ceux des Réfs. [38, 39] (carrés).	43
2.16	Comme pour la figure 2.15 mais pour la partie imaginaire.	43
2.17	Partie réelle des ondes partielles pour le processus $\pi N \rightarrow \eta N$ calculée pour $L \leq 3$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les résultats sont ceux du modèle EBAC-Saclay (courbe pleine), du modèle B (tirets) et du modèle JLMS [94] (tirets-points).	44
2.18	Comme pour la figure 2.17 mais pour la partie imaginaire.	44

2.19	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes pleines correspondent au modèle B et les pointillés à la contribution des termes non-résonants du modèle B. Les autres courbes sont obtenues en éteignant une des résonances du modèle. Les résonances concernées sont $S_{11}(1535)$ (tirets), $P_{11}(1440)$ (tirets-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points). Les données sont identiques à celles de la figure 2.9.	47
2.20	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes sont celles de la figure 2.19. Les données sont identiques à celles de la figure 2.10.	48
2.21	Section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. La courbe pleine correspond au modèle B et les pointillés à la contribution des termes non-résonants du modèle B. Les autres courbes sont obtenues en ajoutant certaines résonances au bruit de fond du modèle B à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440) + P_{13}(1720)$ (tirets-tirets-points). Les données sont identiques à celles des figures 2.19 et 2.20.	49
2.22	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Le modèle B correspond à la courbe pleine épaisse. Les autres courbes sont les termes non-résonants du modèle B (pointillés) auxquels on a ajouté successivement des résonances, à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets), puis $S_{11}(1650)$ (tirets longs), puis $P_{11}(1440)$ (tirets-points), puis $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points), puis $D_{13}(1520)$ (tirets longs-points), puis $F_{15}(1680)$ (tirets-tirets-points). Les courbes pleines dans les figures de droite correspondent à cette dernière configuration à laquelle on a retiré la résonance $S_{11}(1650)$	50
2.23	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes pleines correspondent au modèle EBAC-Saclay et les pointillés à la contribution de ses termes non-résonants. Les autres courbes sont obtenues en éteignant une des résonances du modèle. Les résonances concernées sont $S_{11}(1535)$ (tirets), $S_{11}(1650)$ (tirets-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points). Les données sont identiques à celles de la figure 2.19.	51
2.24	Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes sont celles de la figure 2.23. Les données sont identiques à celles de la figure 2.20.	52

2.25	Section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) et aux contributions des termes non-résonants du modèle EBAC-Saclay (points). Les autres courbes sont obtenues en ajoutant certaines résonances au bruit de fond du modèle EBAC-Saclay à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets-tirets-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440)$ (tirets longs), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{13}(1720)$ (tirets-points) et $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + F_{15}(1680)$ (tirets). Les données sont identiques à celles des figures 2.19 et 2.20.	53
2.26	Partie réelle (courbe pleine pour le modèle EBAC-Saclay, tirets-points pour le modèle B) et partie imaginaire (tirets pour le modèle EBAC-Saclay, pointillés pour le modèle B) de $f(k)$ en fonction de l'impulsion dans le centre de masse.	54
2.27	Section efficace totale pour la réaction $\eta p \rightarrow \eta p$ pour le modèle B (courbe pleine) en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Les autres courbes correspondent au bruit de fond du modèle B (tirets) et à la contribution de la résonance $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points).	56
2.28	Section efficace totale pour la réaction $\eta p \rightarrow \eta p$ pour le modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Les autres courbes correspondent aux termes non-résonants du modèle EBAC-Saclay (points) auxquels on a successivement ajouté les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points) et $S_{11}(1650)$ (tirets-tirets-points).	56
4.1	Section efficace totale pour la partie non-résonante des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (tirets) et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (courbe pleine) obtenue à partir du modèle issu du formalisme à base de Lagrangiens effectifs présenté dans l'Annexe C.	71
4.2	Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.	78
4.3	Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.2.	79

4.4 Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en éteignant les nouvelles résonances à savoir la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles). 80

4.5 Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 81

4.6 Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 82

4.7 Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 83

4.8 Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) ou la nouvelle D_{13} (tirets-points). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 88

4.9 Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.8. 89

4.10 Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en éteignant les nouvelles résonances à savoir la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles). 90

- 4.11 Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 91
- 4.12 Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 92
- 4.13 Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 94
- 4.14 Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.13. 95
- 4.15 Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en éteignant des résonances connues à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles). 96
- 4.16 Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques. 97

4.17	Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.	98
4.18	Asymétries de cible polarisée-faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes correspondent aux observables E (courbe pleine), F (tirets-points-points), G (tirets-points) et H (tirets courts).	100
4.19	Asymétries de cible polarisée-faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes sont identiques à celle de la figure 4.18.	101
4.20	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_0 sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1650)$ (tirets longs) et la nouvelle S_{11} (tirets courts).	102
4.21	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_0 sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets-points), $S_{11}(1535) +$ nouvelle S_{11} (tirets courts), $S_{11}(1650) +$ nouvelle S_{11} (tirets-points-points) et $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) +$ nouvelle S_{11} (tirets longs).	102
4.22	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.	103
4.23	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_2^- sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $D_{13}(1520)$ (tirets-points-points), $D_{13}(1700)$ (tirets longs), et le nouvelle D_{13} (tirets-points).	103
4.24	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_2^- sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $D_{13}(1520) + D_{13}(1700)$ (tirets-points), $D_{13}(1520) +$ nouvelle D_{13} (tirets courts), $D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets-points-points) et $D_{13}(1520) + D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets longs).	104

4.25	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles M_2^- sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $D_{13}(1520)$ (tirets-points-points), $D_{13}(1700)$ (tirets longs), et le nouvelle D_{13} (tirets-points).	104
4.26	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles M_2^- sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $D_{13}(1520) + D_{13}(1700)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)+$ nouvelle D_{13} (tirets courts), $D_{13}(1700)+$ nouvelle D_{13} (tirets-points-points) et $D_{13}(1520) + D_{13}(1700)+$ nouvelle D_{13} (tirets longs).	105
4.27	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.	105
4.28	Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.	106
E.1	Système de coordonnées et variables cinématiques pour la réaction de photoproduction du méson η	127

Liste des tableaux

2.1	Amplitudes multipolaires pour les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$	23
2.2	Moment cinétique orbital (L) et moment cinétique de spin (S) des différentes voies méson-baryon du formalisme pour chacune des ondes partielles (jusqu'à $L = 3$).	25
2.3	Constantes de couplage issues de la littérature. La relation entre les couplages est $f_{\pi NN} = \frac{m_\pi}{2M_P} g_{\pi NN}$ et $f_{\eta NN} = \frac{m_\eta}{2M_P} g_{\eta NN}$ où $m_\pi = 138.5$ MeV, $m_\eta = 547.5$ MeV et $M_P = 938.27$ MeV.	27
2.4	Données expérimentales de sections efficaces différentielles pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les données utilisées pour le modèle B (pour le modèle EBAC-Saclay) sont reportées dans l'avant-dernière colonne.	29
2.5	Paramètres des modèles JLMS (Réf. [94]) ($\chi_{pp}^2 = 6.94$), A ($\chi_{pp}^2 = 2.03$), B ($\chi_{pp}^2 = 1.94$) et EBAC-Saclay ($\chi_{pp}^2 = 2.32$). Les valeurs en italiques sont identiques pour les modèles JLMS et A.	32
2.6	χ^2 réduit par point pour le modèle B avec une seule résonance éteinte (le χ_{pp}^2 du modèle B étant de 1.94).	45
2.7	χ^2 réduit par point pour le modèle EBAC-Saclay avec une seule résonance éteinte (le χ_{pp}^2 du modèle EBAC-Saclay étant de 2.32).	49
3.1	Données expérimentales de sections efficaces différentielles ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$), d'asymétries de faisceau polarisé (Σ) et d'asymétries de cible polarisée (T), pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ ($W \leq 2$ GeV).	65
3.2	Paramètres ajustés des Modèles 1 et 2.	66
3.3	χ^2 réduit par point pour le Modèle 2 avec une seule résonance éteinte à la fois (le χ_{pp}^2 du Modèle 2 étant de 2.31).	67

4.1	Données expérimentales de sections efficaces différentielles pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ ($W \leq 1.8$ GeV). Les données utilisées dans l'étude sont reportées dans la dernière colonne.	72
4.2	Paramètres ajustés des modèles M1, M2, M3 et M4.	74
4.3	χ^2 intégrés pour les modèles M1, M2, M3, M4 et pour chaque ensemble de données.	75
4.4	χ^2 par point et par énergie pour les données en section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ pour chacun des modèles M1, M2, M3 et M4.	76
4.5	χ^2 intégrés pour le modèle M4 et les configurations M4- S_{11} , M4- D_{13} , M4- $S_{11}-D_{13}$, M4-HM N^* , M4-voies couplées et pour chaque ensemble de données. Notons que, par exemple, M4- S_{11} correspond au modèle M4, mais sans la contribution de la nouvelle résonance S_{11}	84
4.6	χ^2 par point et par énergie mesurée pour les données en section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (751 points) pour le modèle M4 et les configurations M4- S_{11} , M4- D_{13} , M4- $S_{11}-D_{13}$, M4-HM N^* et M4-voies couplées.	85
4.7	χ^2 réduit par point pour le modèle M4 avec une seule résonance éteinte à la fois (le χ^2_{pp} du modèle M4 étant de 1.44).	93
B.1	Paramètres associés aux Lagrangiens issus de la Réf. [94].	115
B.2	Coupsures des facteurs de forme (définis dans l'équation 2.19) issues de la Réf. [94].	116
B.3	Masses des résonances incluses dans le modèle JLMS [94].	116
B.4	Constantes de couplage $C_{N^*,MB(LS)}$ de l'équation 2.36 avec $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N, \rho N$, pour chacune des résonances incluses dans le modèle issu de la Réf. [94] et pour chaque valeur de (LS) listée dans le tableau 2.2.	117
B.5	Coupsures $\Lambda_{N^*,MB(LS)}$ (en MeV/c) de l'équation 2.36 avec $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N, \rho N$, pour chacune des résonances incluses dans le modèle issu de la Réf. [94] et pour chaque valeur de (LS) listée dans le tableau 2.2.	117
B.6	Paramètres k_R de l'équation 2.36 pour chaque résonance incluse dans le modèle JLMS [94].	118
C.1	Paramètres du modèle pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$ présenté dans la Réf. [69]. Les coupsures Λ et les masses sont exprimées en MeV.	121
D.1	Multipôles pour la photoproduction de mésons pseudo-scalaires.	123

Chapitre 1

Recherche des résonances : contexte et évolution

1.1 Introduction générale

La théorie de l'interaction forte (la chromodynamique quantique (QCD)) présente deux régimes distincts selon l'énergie à laquelle on l'étudie. Pour des énergies élevées, elle exhibe un comportement perturbatif similaire à celui de l'électrodynamique quantique (QED) car la valeur de la constante de couplage fort α_s devient suffisamment faible pour autoriser un traitement perturbatif c'est-à-dire un développement en puissance de α_s . C'est le phénomène de liberté asymptotique. Cependant, aux énergies faibles et intermédiaires, la valeur de α_s devient élevée, provoquant le confinement des quarks dans les hadrons (mésons et baryons). Cela empêche la théorie des perturbations d'être applicable et donc une résolution analytique.

Une approche utilisée pour pallier ce problème est la QCD sur réseau [1] qui, en discrétisant la théorie, permet de réaliser des prédictions dans le domaine non-perturbatif sur les propriétés des hadrons et de leurs états excités [2–4]. Néanmoins, les calculs numériques inhérents à ce type de méthode sont extrêmement lourds et à l'heure actuelle, la QCD sur réseau n'a pas encore permis de prédire l'ensemble du spectre des résonances ainsi que leurs caractéristiques. Par conséquent, de nombreux modèles de quarks prédictifs ont été développés en utilisant certaines approximations visant à réduire la complexité des systèmes multiquarks-gluons à des systèmes effectifs à deux ou trois quarks.

D'un point de vue expérimental, le comportement de la QCD dans le domaine non-perturbatif peut être étudié en excitant le nucléon à l'aide de sondes hadroniques (mésons) ou électromagnétiques (photons ou électrons). Cependant, la durée de vie extrêmement courte des états excités des baryons (de l'ordre de 10^{-23} s) impose d'étudier ces états via la mesure de leurs

produits de désintégration. Ainsi, les expériences visant à étudier les résonances nucléoniques se concentrent sur la production de mésons sur le nucléon jusqu'à des énergies dans le centre de masse de quelques GeV. Une alternative à la QCD sur réseau consiste donc à développer des modèles hadroniques inspirés de la QCD avec des degrés de liberté effectifs dans lesquels des résonances nucléoniques sont introduites explicitement afin d'interpréter des données expérimentales de production de mésons induite par des pions ou des photons et d'en extraire à la fois des propriétés sur les résonances nucléoniques (notées N^*) et aussi des connaissances sur leur spectroscopie. Le but final étant de comparer les propriétés des résonances extraites (masses, largeurs, amplitudes d'hélicité, rapports de branchement ...) aux prédictions de la QCD sur réseau et/ou des modèles de quarks. On peut identifier deux grands types d'approches :

- les formalismes à base de Lagrangiens effectifs dont les degrés de liberté sont les mésons et les baryons
- les formalismes de quarks constituants avec les quarks et les gluons comme degrés de liberté.

Pour l'étude des résonances nucléoniques, nous nous proposons de traiter la réaction de photoproduction du méson pseudo-scalaire η ($\gamma N \rightarrow \eta N$) à l'aide d'une approche qui combine formalisme à base de Lagrangiens effectifs et formalisme de quarks constituants. Dans la suite de ce chapitre, après avoir expliqué les raisons qui ont conduit à nous intéresser à cette réaction, je décrirai brièvement les principales méthodes utilisées pour extraire les propriétés des résonances des données expérimentales. Enfin, je détaillerai le formalisme que nous utiliserons pour l'étude de la production de η ainsi que son implémentation.

1.2 Contexte

La réaction qui a été le plus communément étudiée dans le cadre des N^* est la diffusion de pions ($\pi N \rightarrow N^* \rightarrow \pi N$). La difficulté dans ce cas est de traiter à la fois les vertex forts des particules dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie de la réaction, générant des résultats dépendant du formalisme utilisé pour extraire des paramètres relatifs aux résonances. L'utilisation de sondes électromagnétiques a permis de résoudre une partie du problème car l'interaction dans la voie d'entrée autorise un traitement au premier ordre du fait de la faible valeur du couplage électromagnétique comparée à celle de α_s . Actuellement, la quasi-totalité des informations dont on dispose sur les N^* et qui sont répertoriées dans la Particle Data Group (PDG) [5] proviennent de l'analyse des deux réactions $\pi N \rightarrow \pi N$ et $\gamma N \rightarrow \pi N$ (chaque résonance étant notée sous une forme $L_{(2I)(2J)}$ où L , J et I désigne respectivement le moment cinétique orbital, le moment cinétique total et l'isospin) par des analyses en ondes partielles. Ces résonances sont notées par le PDG de une à quatre étoiles suivant les incertitudes plus ou

moins importantes qui sont attribuées à leurs caractéristiques.

Par ailleurs, il apparaît que la liste des résonances reportée dans le Particle Data Group n'est pas exhaustive car des modèles de quarks [6–9] prédisent des résonances qui n'ont pas été observées via l'étude des réactions de production de pions. Deux raisons principales peuvent expliquer cette situation :

- ces *résonances manquantes* (ainsi que les résonances du PDG classées une ou deux étoiles et donc *supposées connues*) peuvent présenter un couplage faible à l'état πN et par conséquent n'être suffisamment visible que dans des réactions avec un autre état final (par exemple $\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow \eta N, K\Lambda, K\Sigma, \omega N \dots$),
- les formalismes à partir desquels les propriétés des résonances ont été extraites ne permettent pas de décrire de manière assez réaliste le mécanisme de réaction.

De plus, des études via des approches phénoménologiques permettant d'interpréter les données expérimentales de production de mésons ($\pi, \eta, K \dots$) ont été réalisées avec :

- des formalismes à base de Lagrangiens effectifs comme les approches isobariques qui traitent la voie directe de réaction ou les approches de matrice K dans lesquelles des interactions sur couche de masse dans les états intermédiaires de la réaction sont prises en compte [10–15],
- des analyses en ondes partielles [16–20],
- des formalismes de quarks constituants [21–24],

et de nombreux auteurs ont souligné la nécessité pour reproduire ces données d'incorporer dans leurs modèles des résonances nouvelles, c'est-à-dire non répertoriées dans le PDG, qui pourraient ensuite être mises en correspondance avec les résonances manquantes prédites par les modèles de quarks. Ainsi, il est indispensable pour extraire des propriétés des résonances nucléoniques (*supposées connues*) répertoriées dans le PDG et celles des *résonances manquantes* d'étudier des réactions de photoproduction de mésons autres que le pion avec un formalisme permettant de décrire de manière la plus réaliste possible le mécanisme de réaction.

Expérimentalement, de nombreux efforts ont été réalisés ces dernières années pour la mesure d'observables (sections efficaces, polarisations) pour des processus de photoproduction de mésons pseudo-scalaires (π, η, K) ou vecteurs (ω, ϕ, ρ) avec le développement d'accélérateurs d'électrons de haute intensité et des détecteurs associés. Les faisceaux de photons sont générés

- soit par rayonnement Bremstrahlung étiqueté. C'est le cas, par exemple, pour les expériences réalisées au Thomas Jefferson National Accelerator Facility (Newport News-Virginie-EU) avec l'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS ("CEBAF Large Acceptance Spectrometer"), à Mayence (Allemagne) avec l'accélérateur MAMI et le détecteur TAPS, à Bonn (Allemagne) avec l'accélérateur ELSA ("ELectron Stretcher and Accelerator") et les détecteurs Crystal Barrel (CB-ELSA) et SAPHIR,

- soit par rétro-diffusion Compton d'un laser sur les faisceaux d'électrons avec, par exemple, les anneaux d'électrons ERSF (Grenoble-France), Spring-8 (Hyogo-Japon) ou LEGS (Brookhaven National Laboratory-EU).

Des données de haute qualité pour le processus $\gamma p \rightarrow \eta p$ jusqu'à une énergie dans le centre de masse d'environ 2,4 GeV (c'est-à-dire dans le domaine de masse des N^*) sont ainsi disponibles en section efficace différentielle et en asymétrie de faisceau polarisé, en provenance des collaborations suivantes : CB-ELSA [25, 26], CLAS [27], GRAAL [28], LNS-GeV- γ [29] ou MAMI [30]. Ainsi, la réaction de photoproduction du méson η apparaît comme bien adaptée à l'étude des résonances étant donné la qualité des données expérimentales dont on dispose actuellement et des considérations que nous avons évoquées concernant l'importance de traiter un état final autre que πN (notons que η est un méson isoscalaire et que, par conséquent, l'état ηN ne peut se coupler qu'à des résonances d'isospin 1/2).

1.3 Etude des formalismes

Nous décrivons dans cette partie deux grandes classes de formalismes utilisés pour analyser les données expérimentales de production de mésons dans la région des résonances nucléoniques, à savoir les approches à base de Lagrangiens effectifs (avec les mésons et les baryons comme degrés de liberté) et celles de quarks constituants.

1.3.1 Les formalismes à base de Lagrangiens effectifs

Parmi les formalismes de Lagrangiens effectifs, plusieurs approches peuvent être distinguées. La première étape a consisté à développer des formalismes dits isobariques dans lesquels seule la voie directe de réaction est considérée ($\gamma N/\pi N \rightarrow MB$ où MB désigne un couple méson-baryon). Par la suite, les méthodes de matrice K ont permis d'obtenir des outils pour déterminer les paramètres des résonances à partir des données en tenant compte des interactions méson-baryon dans les états intermédiaires de la réaction sur couche de masse qui peuvent intervenir ($\gamma N/\pi N \rightarrow M'B' \rightarrow MB$). Enfin, récemment, le développement de formalismes dynamiques à voies couplées pour la production de mésons a permis de traiter les interactions hors-couche dans l'état intermédiaire.

Les approches isobariques

Dans les approches isobariques [31–34], les termes non-résonants et les termes résonants sont calculés à l'aide de la théorie des perturbations à l'ordre le plus bas. Les couplages issus des vertex électromagnétiques et hadroniques sont ajustés sur des données expérimentales. Ces

formalismes ont été largement utilisés pour traiter un grand nombre de réactions de production de mésons (π , η , K , ρ , ω , ϕ) et permettent d'extraire des propriétés sur des résonances de masses allant jusqu'à 2 GeV et au-delà (contrairement à des formalismes basés sur la théorie des perturbations chirales qui, eux, sont limités aux énergies situées près du seuil de la réaction). Cependant, le nombre de paramètres libres augmente rapidement à mesure que l'on inclut des résonances et, s'agissant de paramètres phénoménologiques, certains d'entre eux, méconnus, ont peu ou pas de contraintes. Par ailleurs, ces formalismes ne tiennent pas compte des diffusions multiples de couples méson-baryon virtuels qui peuvent avoir lieu dans le mécanisme de réaction et notamment du passage par un état πN ($\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow MB$ où MB désigne le couple méson-baryon étudié) car la section efficace de production de pions est bien plus élevée (d'un ordre de grandeur environ) que celle des autres mésons (η , K , ϕ ou ω). Cela a pour conséquence que les paramètres extraits ne peuvent pas être comparés directement à des valeurs calculées à partir d'approches plus fondamentales telles que les modèles de quarks constituants.

Les approches de matrice K

Les formalismes basés sur une approche de matrice K , eux, permettent d'inclure des voies couplées méson-baryon dans l'état intermédiaire de la réaction mais demeurent non-dynamiques dans le sens où seul un traitement sur la couche de masse des états intermédiaires est réalisé. Pour l'état final ηN , ils ont été initiés par les travaux de Sauermaun *et al.* [35]. L'équation générale que les régit peut s'écrire :

$$K_{MB,M'B'}(E) = V_{MB,M'B'}(E) + \sum_{M''B''} V_{MB,M''B''}(E)g_{M''B''}(E)K_{M''B'',M'B'}(E), \quad (1.1)$$

où MB ($M'B'$) correspond à l'état initial (final) de la réaction étudiée, $K_{MB,M'B'}(E)$ à l'amplitude de transition entre ces deux couples, $M''B''$ aux ensembles méson-baryon contenus dans le formalisme à voies couplées considéré ; $V_{MB,M'B'}(E)$ décrit l'interaction entre deux couples méson-baryon et contient des termes non-résonants (déterminés à partir des Lagrangiens effectifs) et résonants (obtenus via une paramétrisation ou des Lagrangiens effectifs selon les cas) ; et $g_{M''B''}(E)$ est le propagateur de l'état intermédiaire $M''B''$.

Le premier terme à droite de l'égalité traduit le processus direct alors que le second décrit les voies couplées. Le point fondamental dans le cadre des formalismes de matrice K est que seules les voies intermédiaires $M''B''$ sur couche de masse sont prises en compte.

Certains n'incluent qu'une seule voie comme le formalisme MAID [36] (voies πN ou ηN) ou le formalisme UIM [37] qui est similaire à MAID mais dispose en plus de pôles de Regge pour déterminer les amplitudes aux énergies élevées. L'un des problèmes de ces approches est de ne pas traiter la production des états $\pi\pi N$ dans les voies intermédiaires dont la section efficace de photoproduction domine celle des autres couples méson-baryon à partir d'environ 1.4 GeV,

provoquant une limitation en énergie des modèles issus de ces formalismes. Pour cela, il faut inclure explicitement les états $\pi\pi N$ ou des voies telles que :

- $\pi\Delta$ où Δ se désintègre en πN ,
- σN et ρN où les quasi-particules σ et ρ se désintègrent en $\pi\pi$.

D'autres approches de matrice K comportent plusieurs voies comme par exemple :

- le formalisme de SAID [38, 39] qui inclut les voies γN , πN et $\pi\Delta$ et qui paramétrise les termes résonants sous une forme polynomiale,
- le formalisme à voies couplées développé par le groupe de Giessen [10, 40, 41] qui inclut plusieurs voies (γN , πN , $\pi\pi N$, ηN , $K\Lambda$, $K\Sigma$ et ωN). Dans ce formalisme, aussi bien les termes non-résonants que les termes résonants sont dérivés de Lagrangiens effectifs,
- le formalisme développé par le groupe de Jülich [42, 43] qui inclut les voies πN , ηN , $\pi\Delta$, σN et ρN .

Les approches dynamiques

D'autres approches à voies couplées sont des formalismes dynamiques comme celui développé par Matsuyama, Sato et Lee [44] qui permet un traitement hors-couche des voies intermédiaires de la réaction de production de mésons induite par des pions ou des photons jusqu'à $W \approx 2$ GeV et qui inclut les voies πN , ηN , $\pi\Delta$, σN et ρN . Pour cela, l'expression de l'amplitude correspond à l'équation 1.1 mais en plus, le terme traduisant les voies couplées est intégré sur l'ensemble des impulsions des états intermédiaires (de 0 à l'infini). Nous reviendrons sur ce formalisme en détail dans le chapitre 2.

1.3.2 Les formalismes de quarks constituants

Les formalismes intégrant des degrés de liberté sub-nucléoniques ont été initiés par les travaux de Copley, Karl, Obryk [45] et Feynman, Kislinger, Ravndal [46] pour l'étude de la photoproduction de pions qui ont mis en évidence la symétrie $SU(6)\otimes O(3)$ dans la structure du spectre baryonique. Par la suite, De Rujula, Georgi et Glashow [47] ont attribué l'existence des multiplets issus de cette symétrie à des couplages dépendants de la couleur. Dès lors, les états excités des baryons ont été l'objet de nombreuses études. L'approche la plus étendue a été développée par Isgur, Karl et Koniuk [48–53] avec le traitement des interactions inter-quarks par un potentiel non-relativiste. Les degrés de liberté sont les quarks constituants (avec des masses d'environ 330 MeV pour les quarks u et d) et le potentiel de confinement est créé par les champs

de gluons. Ces formalismes comprennent des paramètres effectifs tels que la masse des quarks constituants ou le couplage α_s qui permettent de réaliser de nombreuses prédictions sur la spectroscopie des baryons. Un formalisme relativiste a également été développé par Capstick et Isgur [54] et utilisé par Capstick et Roberts [55–57] pour le calcul d’amplitudes de décroissance forte. Plus récemment, une avancée a été réalisée [58] afin de ne plus seulement considérer des états à trois quarks (qqq) mais aussi des configurations comprenant une paire quark-antiquark ($qqq - q\bar{q}$).

Ces approches de quarks constituants sont basées sur des mécanismes d’échange d’un gluon (OGE¹). D’autres mécanismes ont cependant été développés comme l’échange de bosons de Goldstone (GBE²) par Glozman et Riska [59] qui généralise le mécanisme d’échange d’un pion (OPE³). Dès lors, il a été question de savoir lequel de ces mécanismes contient les degrés de liberté les plus appropriés. Même si rien ne peut encore être affirmé [60–63], il y a quelques indications en faveur de l’échange d’un gluon [64–66].

L’ensemble de ces approches a permis de calculer des amplitudes de transition ainsi que des spectres de masse de baryons. Afin de pouvoir traiter des mécanismes de réactions de photoproduction de mésons pseudo-scalaires, une approche unifiée [67] basée sur le Lagrangien de la QCD à basse énergie [68] a été développée avec les quarks comme degrés de liberté. Elle permet de réduire considérablement le nombre de paramètres comparé, par exemple, aux approches isobariques. Ainsi, si l’on considère la symétrie $SU(6) \otimes O(3)$ pour l’étude de la photoproduction de η ($\gamma p \rightarrow \eta p$) comme exacte, alors il ne subsiste qu’un seul paramètre libre (le couplage η -nucléon-nucléon $g_{\eta NN}$). Mais cette symétrie est brisée, provoquant des mélanges de configuration entre les quarks constituants. Cette brisure peut être générée en utilisant le mécanisme d’échange d’un gluon (OGE) tout en conservant un nombre raisonnable de paramètres libres. Cependant, ce formalisme n’a été utilisé que pour traiter la voie directe de réaction sans tenir compte des interactions qui peuvent avoir lieu dans l’état intermédiaire.

1.4 Notre formalisme : une approche dynamique à voies couplées

Comme nous l’avons évoqué précédemment, l’étude de la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ est propice à la recherche de nouvelles résonances mais, dans ce cadre, il est nécessaire d’employer des formalismes permettant de :

- traiter toutes les résonances connues,
- tenir compte des processus appropriés dans l’état intermédiaire et final,

1. One-Gluon Exchange
 2. Goldstone-Bosons Exchange
 3. One-Pion Exchange

- construire des modèles avec un nombre suffisamment faible de paramètres ajustables afin que d'éventuels effets dus aux nouvelles résonances puissent se manifester de façon significative.

On se propose dans cette thèse de réaliser une étude de cette réaction à l'aide d'un formalisme qui répond aux exigences énoncées ci-dessus et qui intègre, en plus de la voie directe, des interactions à voies couplées avec traitement hors-couche dans l'état intermédiaire induites par un état virtuel πN ($\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow \eta N$) et dans l'état final ηN ($\gamma N \rightarrow \eta N \rightarrow \eta N$). Ainsi, le modèle que l'on souhaite développer comprendra les mécanismes suivants :

- $\gamma N \rightarrow \eta N$: la voie directe permettant de séparer les termes résonants et non-résonants,
- $\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$: le mécanisme avec interactions dans l'état intermédiaire où MB désigne les voies méson-baryon présentes dans le formalisme utilisé pour décrire la réaction à voies couplées $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$,
- $\gamma N \rightarrow \eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$: le mécanisme avec interactions dans l'état final.

Pour cela, les ingrédients utilisés dans notre formalisme sont :

- un modèle de quarks pour la voie directe de réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ [24],
- un modèle à base de Lagrangiens effectifs pour la réaction non-résonante $\gamma N \rightarrow \pi N$ afin de générer l'état intermédiaire [69],
- un modèle à voies couplées pour les réactions non-résonantes $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$.

Afin de donner une idée plus claire de la procédure utilisée pour mettre en place notre formalisme, nous avons schématiquement représenté dans la figure 1.1 les éléments à partir desquels il est dérivé. Pour cela, raisonnons en termes d'amplitudes et notons :

- $T_{\pi N \rightarrow \eta N}^{NR}$ et $T_{\eta N \rightarrow \eta N}^{NR}$ les amplitudes non-résonantes pour les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$ issues d'un modèle à voies couplées,
- $B_{\gamma N \rightarrow \eta N}^{NR}$ et $B_{\gamma N \rightarrow \eta N}^R$ les amplitudes respectivement non-résonantes et résonantes pour la voie directe de photoproduction de η . Remarquons que l'ensemble des résonances sera introduit dans ce formalisme via la voie directe de réaction uniquement,
- $B_{\gamma N \rightarrow \pi N}^{NR}$ pour la réaction non-résonante de photoproduction de pions,
- $A_{\gamma N \rightarrow \eta N}$ l'amplitude finale obtenue avec notre formalisme.

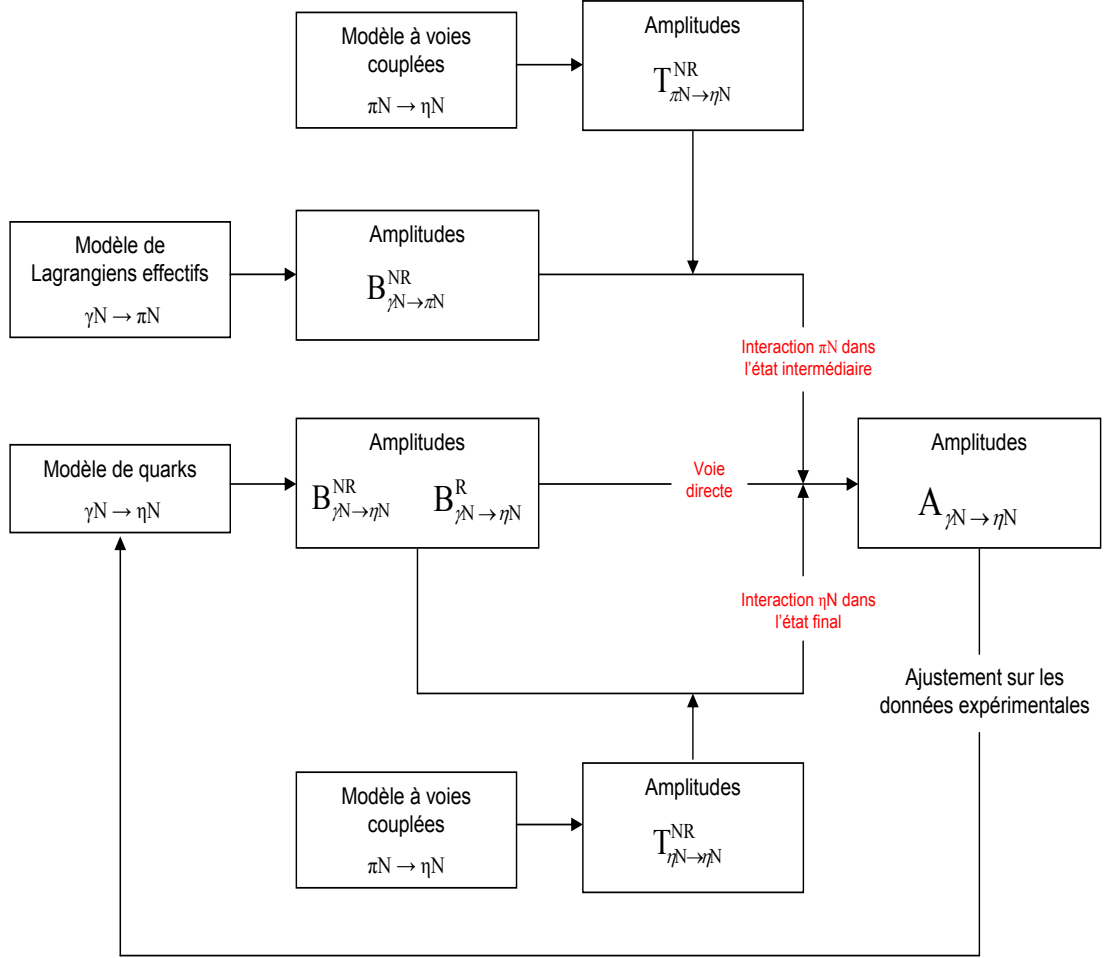


FIGURE 1.1: Représentation schématique en termes d'amplitudes du formalisme dynamique à voies couplées utilisé pour l'étude de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$.

Si l'on appelle $G_{\pi N}$ et $G_{\eta N}$ les propagateurs des états méson-baryon πN et ηN dans l'état intermédiaire et final de la réaction alors, notre procédure peut s'écrire schématiquement :

$$A_{\gamma N \rightarrow \eta N} = (B_{\gamma N \rightarrow \eta N}^{NR} + B_{\gamma N \rightarrow \eta N}^R)(1 + G_{\eta N} T_{\eta N \rightarrow \eta N}^{NR}) + B_{\gamma N \rightarrow \pi N}^{NR} G_{\pi N} T_{\pi N \rightarrow \eta N}^{NR}. \quad (1.2)$$

Dans la suite, le chapitre 2 sera consacré à l'étude des réactions hadroniques $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ ($MB \equiv \pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N, \rho N$) avec un formalisme dynamique à

base de Lagrangiens effectifs. Pour cela, les seules données disponibles concernent la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Ces résultats expérimentaux, bien que peu précis, nous ont permis d'ajuster les paramètres libres afférents, en reproduisant des données hétérogènes. Dans ces conditions, nous n'avons pas tenté d'introduire de nouvelles résonances dans la description du mécanisme de réaction. Le modèle extrait a été utilisé pour calculer les amplitudes de transition des réactions non-résonantes $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$.

Le chapitre 3 résume le formalisme de quarks constituants utilisé pour la voie directe $\gamma N \rightarrow \eta N$ qui nous a permis de décrire l'ensemble des données ($\gamma p \rightarrow \eta p$), y compris les observables de polarisation, en mettant en avant des contributions de nouvelles résonances.

Le chapitre 4 contient les résultats obtenus pour la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ à l'aide du formalisme complet, unissant ceux décrits dans les chapitres 2 et 3. Les observables mesurées (pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$) sont correctement décrites par le modèle obtenu avec un faible nombre de paramètres ajustables et le rôle joué par des nouvelles résonances mises en évidence lors de l'étude de la voie directe est confirmé.

Enfin, les conclusions du présent travail sont résumées, suivies de cinq Annexes qui aideront à la lecture du manuscrit.

Chapitre 2

Etude de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$

La réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ présente en elle-même un intérêt tout particulier dans le cadre de l'étude des résonances. L'état final ηN étant d'isospin $1/2$, le mécanisme de cette réaction ne comporte aucune contribution de la résonance Δ d'isospin $3/2$ qui domine dans le processus $\pi N \rightarrow \pi N$ à $W \approx 1.3$ GeV. La production du méson η est, elle, dominée vers $W = 1.6$ GeV par la résonance $S_{11}(1535)$ (et dans une moindre mesure par $S_{11}(1650)$ aux alentours de 1.75 GeV) qui possède un rapport de branchement à ηN très élevé (supérieur à 50%). Ainsi, l'état final ηN permet de s'intéresser tout particulièrement aux résonances S_{11} et aux nouvelles résonances dans les ondes S même si, étant donné la qualité de la base de données existante pour $\pi^- p \rightarrow \eta n$, ce dernier point ne peut être étudié avec cette réaction (mais le sera avec celle de photoproduction). Par ailleurs, l'étude de ce processus permet de traiter le problème de l'existence d'états liés η -nucléon via le calcul de la longueur de diffusion $a_{\eta N}$.

L'étude de cette réaction avec une approche dynamique à voies couplées est également un prélude essentiel au développement de notre modèle pour la photoproduction du méson η ($\gamma N \rightarrow \eta N$). En effet, comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, la section efficace de photoproduction de pions sur le proton ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p, \pi^+ n$) est environ dix fois supérieure à celle de η ($\gamma p \rightarrow \eta p$). Par conséquent, la réaction avec un état intermédiaire πN ($\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow \eta N$) devrait avoir un effet non-négligeable par rapport au processus direct. Par ailleurs, même si les interactions dans l'état initial peuvent ne pas être prises en compte étant donné la relative faiblesse du couplage électromagnétique, les interactions méson-baryon (MB) dans l'état intermédiaire ($\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$) et final ($\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$) sont induites par des processus forts et ne doivent pas être ignorées. Ainsi, le formalisme utilisé associe un modèle de quarks constituants pour la voie directe $\gamma N \rightarrow \eta N$ et des voies couplées pour décrire les interactions méson-baryon (MB) à savoir $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$. On se propose dans ce chapitre de traiter dans une gamme d'énergie allant du seuil à environ 2 GeV dans le centre de masse la réaction de production du méson η induite par des pions

($\pi N \rightarrow \eta N$) à l'aide du formalisme développé par Matsuyama, Sato et Lee (MSL) [44] qui inclut les voies $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi\Delta, \sigma N$ et ρN . Avec cette démarche nous allons construire un modèle permettant d'extraire les amplitudes non-résonnantes relatives aux réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$ nécessaires à l'étude de la réaction de photoproduction du méson η en réalisant des ajustements par moindre carré (χ^2) sur des données expérimentales de sections efficaces différentielles du processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$.

Ce formalisme permet d'étudier les réactions de production de mésons induites par des pions ou des photons dans la gamme d'énergie des résonances nucléoniques (N^*) à l'aide d'une approche dynamique à voies couplées. L'essence de cette approche est de séparer le mécanisme de réaction de la structure interne des hadrons c'est-à-dire de conserver comme degrés de liberté les mésons et les baryons et d'intégrer une dynamique sur et hors-couche dans l'état intermédiaire de la réaction via la prise en compte de la création d'états méson-baryon (MB) virtuels. L'un des points fondamentaux dans le développement d'un modèle de réaction dynamique pour la production de mésons dans la région des résonances est de tenir compte de la production de deux pions qui devient dominante à une énergie de l'ordre de 1.4 GeV dans le centre de masse. Dans la figure 2.1, on observe en effet que la section efficace totale de production de deux pions est presque un ordre de grandeur plus élevée que celle de $\eta N, \omega N, K\Lambda$ et $K\Sigma$. Le formalisme utilisé ici pour étudier la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ inclut, en plus des voies stables πN et ηN , le traitement partiel de la voie à deux pions ($\pi\pi N$). Pour cela, ρ et σ , connues expérimentalement pour être les principaux états résonnants à deux pions sont incluses. Ainsi, la présence des voies instables $MB = \pi\Delta, \sigma N$ et ρN permettent de tenir compte partiellement de l'état intermédiaire $\pi\pi N$. Ce formalisme peut-être utilisé jusqu'à une énergie où la production de trois pions demeure faible par rapport à celle de deux pions c'est-à-dire environ 2 GeV.

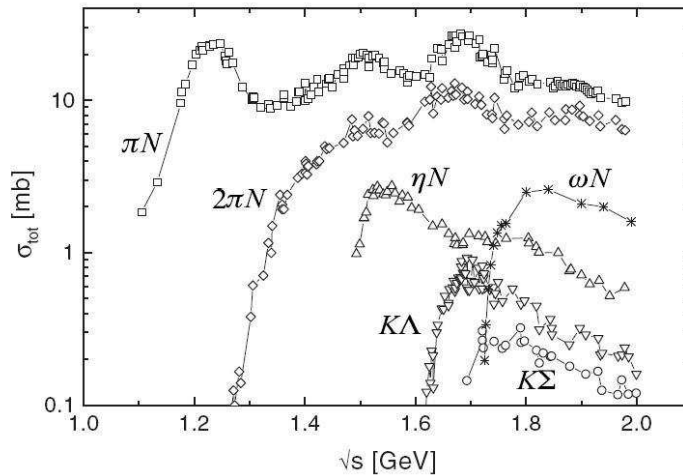


FIGURE 2.1: Section efficace totale en échelle logarithmique de la réaction $\pi N \rightarrow X$ (en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse). Les données sont de [70].

Dans un premier temps, et après avoir décrit le formalisme de cette approche dynamique à voies couplées, je décrirai la procédure utilisée pour déterminer un modèle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ qui constituera, en particulier, un des ingrédients de notre modèle pour la photo-production du méson η . Je discuterai la base de données utilisée et les procédures d'ajustement paramétrique. L'ensemble des résultats concernant la section efficace différentielle et totale de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ jusqu'à $W \approx 2$ GeV sera présenté ainsi qu'une étude détaillée sur le mécanisme de la réaction. Enfin, je discuterai les prédictions concernant la longueur de diffusion ηN ainsi que la section efficace totale du processus $\eta p \rightarrow \eta p$.

2.1 Formalisme

A l'instar des travaux sur la diffusion pion-nucléon à partir de formalismes dans lesquels les interactions sont basées sur des échanges de mésons [42, 43, 69, 71–93], le point de départ de l'étude est un ensemble de Lagrangiens décrivant les interactions entre des mésons (π , η , σ , ρ , ω ...) et des baryons (nucléon N , résonances de spin $\frac{1}{2}$ N^* , résonance de spin $\frac{3}{2}$ Δ ...). Ces Lagrangiens ont été construits de manière à respecter les contraintes dues aux symétries telles que la parité, la symétrie chirale ou l'invariance de jauge. Ils sont donnés explicitement dans la Réf. [44]. La quantification canonique permet d'obtenir à partir de ces Lagrangiens un Hamiltonien ayant la forme suivante :

$$H = \int h(\vec{x}, t = 0) d\vec{x} = H_0 + H_I, \quad (2.1)$$

où $h(\vec{x}, t = 0)$ correspond à la densité hamiltonienne construite à partir des Lagrangiens et des moments conjugués. H_0 correspond à l'Hamiltonien libre et

$$H_I = \sum_{M,B,B'} \Gamma_{MB \leftrightarrow B'} + \sum_{M,M',M''} h_{M'M'' \leftrightarrow M}, \quad (2.2)$$

où $\Gamma_{MB \leftrightarrow B'}$ décrit l'émission ou l'absorption d'un méson par un baryon tel que $\pi N \leftrightarrow N$ ou $\pi N \leftrightarrow \Delta$ et $h_{M'M'' \leftrightarrow M}$ décrit des interactions entre mésons telles que $\pi\pi \leftrightarrow \rho$ ou $\pi\pi \leftrightarrow \sigma$.

L'étape suivante consiste à appliquer une méthode de transformation unitaire [69, 82] à l'Hamiltonien défini dans l'équation 2.2 et d'en déduire un Hamiltonien effectif indépendant de l'énergie à partir duquel les équations de diffusion peuvent être résolues en pratique. Pour cela, on suppose que dans le domaine en énergie correspondant à la région des résonances, seuls des états à peu de corps (typiquement deux ou trois) doivent être traités explicitement alors que les effets dus aux autres états sont absorbés dans des interactions effectives qui peuvent être calculées grâce à un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage. En

résumé, cette approche consiste à décomposer l'Hamiltonien en deux parties :

$$H_I = H_I^P + H_I^Q, \quad (2.3)$$

où H_I^P correspond à des processus réels ($a \rightarrow bc$ avec $m_a \geq m_b + m_c$) et H_I^Q à des processus virtuels ($m_a < m_b + m_c$); puis d'appliquer un opérateur unitaire afin d'éliminer H_I^Q et d'inclure ses effets dans un Hamiltonien effectif. Si l'on réalise cette opération jusqu'au troisième ordre afin de traiter les états $\pi\pi N$, on arrive à :

$$H_{eff} = H_0 + V, \quad (2.4)$$

où

$$H_0 = \sum_{\alpha} \sqrt{m_{\alpha}^2 + \vec{p}_{\alpha}^2}, \quad (2.5)$$

avec m_{α} et \vec{p}_{α} désignant respectivement la masse et l'impulsion de la particule α et où

$$V = \Gamma_V + v_{22} + v' \quad (2.6)$$

avec

$$\Gamma_V = \left(\sum_{N^*} \sum_{MB} \Gamma_{N^* \rightarrow MB} + \Gamma_{N^* \rightarrow \pi\pi N} + \sum_{M^*=\sigma,\rho} h_{M^* \rightarrow \pi\pi} \right) + (c.c), \quad (2.7)$$

$$v_{22} = \sum_{MB, M'B'} v_{MB, M'B'} + v_{\pi\pi}, \quad (2.8)$$

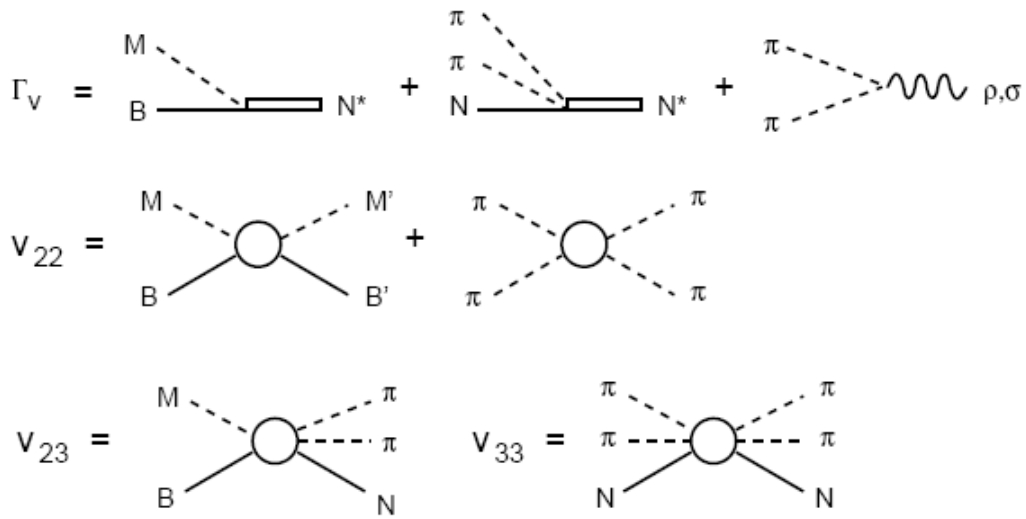
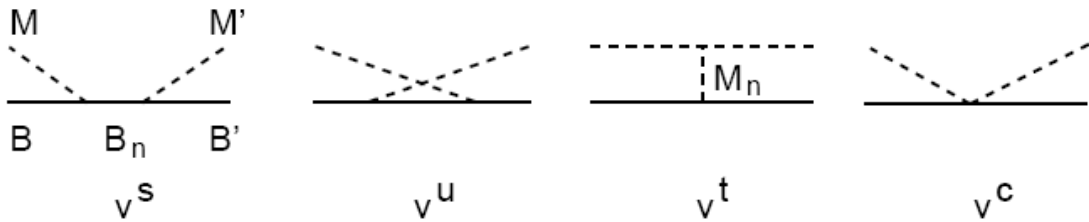
$$v' = v_{23} + v_{33}, \quad (2.9)$$

avec pour la dernière égalité :

$$v_{23} = \sum_{MB} v_{MB, \pi\pi N} + (c.c), \quad (2.10)$$

$$v_{33} = v_{\pi\pi N, \pi\pi N}. \quad (2.11)$$

Dans ces équations, $c.c$ correspond au complexe conjugué des termes situés à gauche et $MB = \pi N, \eta N, \pi\Delta, \sigma N, \rho N$. Les termes $\Gamma_{N^* \rightarrow MB, \pi\pi N}$ et $h_{M^* \rightarrow \pi\pi}$ décrivent respectivement la désintégration d'une résonance et la création de deux pions à partir des composantes résonantes σ et ρ . v_{22} décrit les interactions entre couples méson-baryon et les interactions à deux pions.


 FIGURE 2.2: Représentation des mécanismes définis par V .

 FIGURE 2.3: Représentation des différents mécanismes présents dans $v_{MB, M'B'}$: échange de baryons dans v^s =voie s et v^u =voie u, échange de mésons dans v^t =voie t, v^c =terme de contact.

Enfin, v' contient les interactions faisant intervenir l'état $\pi\pi N$. Ces termes sont schématisés dans les figures 2.2 et 2.3.

Dans la suite, on négligera les termes d'interactions à trois corps v' et $\Gamma_{N^* \rightarrow \pi\pi N}$ ainsi que le terme $v_{\pi\pi}$ comme dans la Réf. [94] qui correspond à l'étude de la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ avec le formalisme MSL. En effet, si l'on tient compte de ces interactions, un terme additionnel apparaît dans les équations qui nécessite de traiter l'amplitude décrivant l'interaction entre deux états $\pi\pi N$ ($t_{\pi\pi N, \pi\pi N}$) comme cela est précisé dans la Réf. [44] et provoque une complexification importante du formalisme et des méthodes de calcul pour extraire un modèle. L'inclusion de ces éléments fera suite à l'étude des réactions $\pi N \rightarrow \pi N$ [94] et $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ [95] avec ce formalisme et permettra également d'affiner les paramètres ajustables du modèle généré.

A partir de l'Hamiltonien qui a été construit, on définit la matrice de diffusion S entre deux

couples méson-baryon (MB et $M'B'$) par :

$$S_{MB,M'B'}(E) = \delta_{MB,M'B'} - (2\pi)iT_{MB,M'B'}(E), \quad (2.12)$$

où la matrice T est définie par :

$$T_{MB,M'B'}(E) = \langle MB|T(E)|M'B' \rangle, \quad (2.13)$$

avec, en termes d'opérateurs,

$$T(E) = V + V \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} T(E). \quad (2.14)$$

Cette dernière formule correspond à l'équation de Lippman-Schwinger qui peut être dérivée de l'équation de Schrödinger et permet de traiter les diffusions multiples méson-baryon dans l'état intermédiaire de la réaction. Le potentiel V est défini par l'équation 2.6.

Le but est à présent de dériver de cette dernière équation un jeu d'équations dynamiques à voies couplées afin de réaliser des calculs dans l'espace $N^* \oplus \pi N \oplus \eta N \oplus \pi \Delta \oplus \sigma N \oplus \rho N$ à l'aide d'une représentation en ondes partielles afin de se ramener à un problème unidimensionnel. La méthode retenue consiste à utiliser la technique standard des opérateurs de projection [96] qui permet en outre de satisfaire toujours à la condition d'unitarité issue de la théorie de la diffusion :

$$\langle a|T(E) - T^\dagger(E)|b \rangle = -2\pi i \sum_c \langle a|T^\dagger(E)|c \rangle \delta(E_c - E) \langle c|T(E)|b \rangle, \quad (2.15)$$

où a , b et c désignent les voies de réaction dans la région en énergie considérée.

Le résultat peut alors se mettre sous la forme suivante, si l'on considère la réaction $MB \rightarrow M'B'$ pour une onde partielle donnée :

$$T_{MB,M'B'}(E) = t_{MB,M'B'}(E) + t_{MB,M'B'}^R(E). \quad (2.16)$$

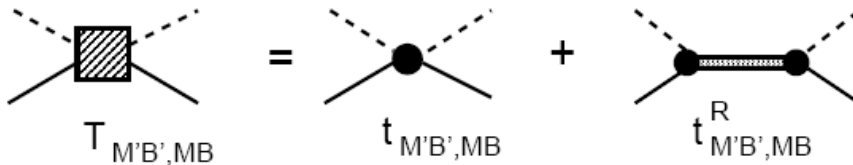


FIGURE 2.4: Représentation graphique de l'équation 2.16

L'amplitude, schématisée dans les figures 2.4 et 2.5, comprend un terme résonant $t_{MB,M'B'}^R$ (c'est-à-dire qu'il contient les contributions des réactions faisant intervenir des résonances dans l'état

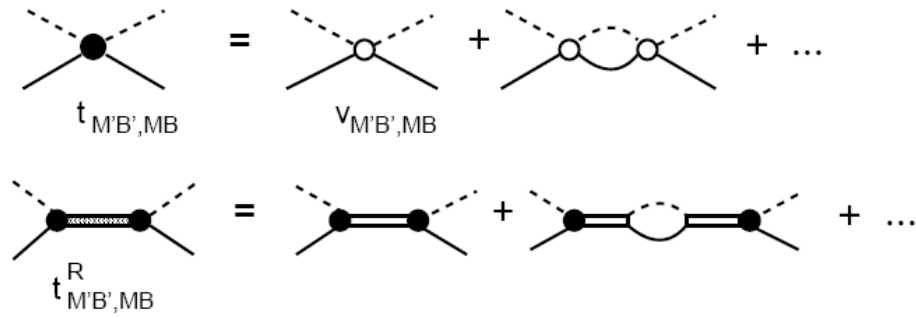


FIGURE 2.5: Représentation graphique de la partie non-résonante (t) et de la partie résonante (t^R) de la matrice T (elles seront définies dans les équations 2.17 et 2.27).

intermédiaire) dans lequel est inclus une ou deux résonances par onde partielle et un terme non-résonant $t_{MB,M'B'}$.

2.1.1 Amplitude non-résonante

Le terme non-résonant (schematisé dans la figure 2.6) s'écrit, pour une onde partielle donnée :

$$t_{MB,M'B'}(E) = V_{MB,M'B'}(E) + \sum_{M''B''} V_{MB,M''B''}(E)G_{M''B''}(E)t_{M''B'',M'B'}(E), \quad (2.17)$$

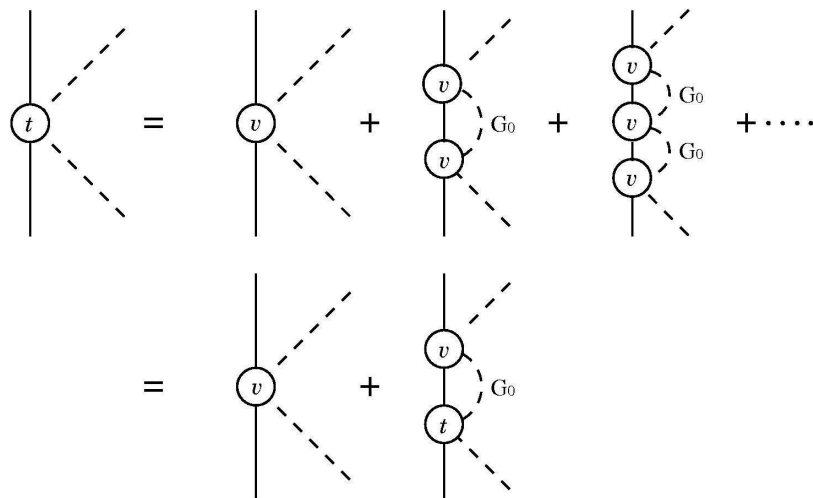


FIGURE 2.6: Représentation schématique de l'interaction non-résonante méson(pointillés) - baryon(trait plein) dans un formalisme à voies couplées (Eq. 2.17).

avec

$$V_{MB,M'B'}(E) = v_{MB,M'B'} + Z_{MB,M'B'}^E(E), \quad (2.18)$$

où $Z_{MB,M'B'}^E(E)$ est induit par la décroissance des particules instables (Δ, σ, ρ) (Fig. 2.7) et comprend des singularités dues aux coupures provenant des états $\pi\pi N$. Ce terme est négligé à ce stade comme pour l'étude de la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ [94] avec ce formalisme où sa contribution a été calculée et s'avère faible. Cela permet de résoudre l'équation 2.17 à l'aide d'une méthode d'extraction de pôles (développée dans l'Annexe A) car le propagateur (qui sera défini par l'équation 2.20) ne contient alors plus de singularités variables (dues aux coupures pour les états $\pi\pi N$) sur l'axe des impulsions (le deuxième terme de l'équation 2.17 contenant implicitement une intégration sur l'ensemble des valeurs des impulsions des couples méson-baryon dans l'état intermédiaire, permettant ainsi de considérer la dynamique hors-couche de ces états comme nous l'avons déjà indiqué dans l'introduction à ce chapitre).

Par ailleurs, il convient ici de noter que, pour résoudre cette équation à voies couplées, il est nécessaire de régulariser les éléments de matrice de $v_{MB,M'B'}$ dont le calcul est détaillé dans la Réf. [44]. On introduit ainsi pour chaque vertex méson-baryon-baryon le facteur de forme suivant :

$$F(\vec{k}, \Lambda) = \left[\frac{\Lambda^2}{\vec{k}^2 + \Lambda^2} \right]^2, \quad (2.19)$$

où \vec{k} correspond à l'impulsion du méson dans la voie d'entrée et Λ à une coupure. Pour les interactions dans la voie t, le facteur de forme (Eq. 2.19) est également utilisé avec \vec{k} désignant cette fois l'impulsion du méson échangé. Pour les termes de contact, on régularise par $F(\vec{k}, \Lambda)F(\vec{k}', \Lambda')$.



FIGURE 2.7: Représentation des interactions avec échange d'une particule $Z_{\pi\Delta,\pi\Delta}^E(E)$, $Z_{\rho N,\pi\Delta}^E(E)$ et $Z_{\sigma N,\pi\Delta}^E(E)$ de l'équation 2.18.

Le propagateur du méson et du baryon prend la forme suivante :

$$G_{MB}(E) = \frac{1}{E - E_B(k) - E_M(k) - \Sigma_{MB}(k, E) + i\epsilon}. \quad (2.20)$$

Les renormalisations en masse $\Sigma_{MB}(k, E)$ sont nulles pour les voies stables ($MB = \pi N, \eta N$). Pour les autres voies, elles traduisent des interactions à deux pions dans lesquelles les parti-

cules stables sont spectatrices de la propagation de l'état $\pi\pi N$ c'est-à-dire que les états à deux pions n'interagissent que via les particules instables Δ , ρ et σ . Leurs expressions sont données par [94] :

$$\Sigma_{\pi\Delta}(k, E) = \frac{m_\Delta}{E_\Delta(k)} \int q^2 dq \frac{M_{\pi N}(q)}{(M_{\pi N}^2(q) + k^2)^{1/2}} \frac{|f_{\Delta, \pi N}(q)|^2}{E - E_\pi(k) - ((E_N(q) + E_\pi(q))^2 + k^2)^{1/2} + i\epsilon}, \quad (2.21)$$

$$\Sigma_{\rho N}(k, E) = \frac{m_\rho}{E_\rho(k)} \int q^2 dq \frac{M_{\pi\pi}(q)}{(M_{\pi\pi}^2(q) + k^2)^{1/2}} \frac{|f_{\rho, \pi\pi}(q)|^2}{E - E_N(k) - ((2E_\pi(q))^2 + k^2)^{1/2} + i\epsilon}, \quad (2.22)$$

$$\Sigma_{\sigma N}(k, E) = \frac{m_\sigma}{E_\sigma(k)} \int q^2 dq \frac{M_{\pi\pi}(q)}{(M_{\pi\pi}^2(q) + k^2)^{1/2}} \frac{|f_{\sigma, \pi\pi}(q)|^2}{E - E_N(k) - ((2E_\pi(q))^2 + k^2)^{1/2} + i\epsilon}, \quad (2.23)$$

où $M_{\pi N}(q) = E_\pi(q) + E_N(q)$ et $M_{\pi\pi}(q) = 2E_\pi(q)$.

Dans ces expressions, les vertex sont paramétrisés par $f_{\Delta, \pi N}(q)$ [69], $f_{\rho, \pi\pi}(q)$ et $f_{\sigma, \pi\pi}(q)$ [97] (ils sont reliés [44] aux éléments de matrice de $\Gamma_{\Delta \rightarrow \pi N}$, $h_{\rho \rightarrow \pi\pi}$ et $h_{\sigma \rightarrow \pi\pi}$). Leurs expressions sont données par :

$$f_{\Delta, \pi N}(q) = -\frac{f_{\pi N \Delta}}{m_\pi} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2E_\pi(q)}} \sqrt{\frac{E_N(q) + m_N}{2E_N(q)}} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} q \left(\frac{\Lambda_{\pi N \Delta}^2}{q^2 + \Lambda_{\pi N \Delta}^2} \right)^2, \quad (2.24)$$

$$f_{\rho, \pi\pi}(q) = \frac{g_{\rho, \pi\pi}}{\sqrt{m_\pi}} \frac{q}{\Lambda_{\rho\pi\pi}} \left(\frac{\Lambda_{\rho\pi\pi}^2}{\Lambda_{\rho\pi\pi}^2 + q^2} \right)^2, \quad (2.25)$$

$$f_{\sigma, \pi\pi}(q) = \frac{g_{\sigma, \pi\pi}}{\sqrt{m_\pi}} \frac{\Lambda_{\sigma\pi\pi}^2}{\Lambda_{\sigma\pi\pi}^2 + q^2}, \quad (2.26)$$

où $f_{\pi N \Delta}$, $g_{\rho, \pi\pi}$, $g_{\sigma, \pi\pi}$ désignent des couplages et $\Lambda_{\pi N \Delta}$, $\Lambda_{\rho\pi\pi}$, $\Lambda_{\sigma\pi\pi}$ des coupures qui, dans ce formalisme, sont traités comme des paramètres libres.

2.1.2 Amplitude résonante

Le terme résonant est défini par :

$$t_{MB, M'B'}^R(E) = \sum_{N_i^*, N_j^*} \bar{\Gamma}_{MB \rightarrow N_i^*}(E) [D(E)]_{i,j} \bar{\Gamma}_{N_j^* \rightarrow M'B'}(E), \quad (2.27)$$

avec le propagateur

$$[D(E)^{-1}]_{i,j} = (E - M_{N_i^*}^0)\delta_{i,j} - \bar{\Sigma}_{ij}(E). \quad (2.28)$$

Dans cette expression, $M_{N_i^*}^0$ désigne la masse nue de la résonance et la "self-energy" est :

$$\bar{\Sigma}_{ij}(E) = \sum_{MB} \Gamma_{N_i^* \rightarrow MB} G_{MB}(E) \bar{\Gamma}_{MB \rightarrow N_j^*}. \quad (2.29)$$

Il est ici utile de noter que dans le cas où il n'y aurait qu'une seule résonance pour l'onde partielle considérée, l'amplitude résonante (définie par l'équation 2.27) peut se mettre sous la forme suivante :

$$t_{MB,M'B'}^R(E) = \frac{\bar{\Gamma}_{MB \rightarrow N^*}(E) \bar{\Gamma}_{N^* \rightarrow M'B'}(E)}{E - E_R(E) + i \frac{\Gamma_R(E)}{2}}, \quad (2.30)$$

avec

$$E_R(E) = M_{N^*}^0 + \text{Re}[\bar{\Sigma}(E)] \quad (2.31)$$

et

$$\Gamma_R(E) = -2\text{Im}[\bar{\Sigma}(E)], \quad (2.32)$$

où

$$\bar{\Sigma}(E) = \sum_{MB} \Gamma_{N^* \rightarrow MB} G_{MB}(E) \left\{ \sum_{M'B'} \delta_{MB,M'B'} + t_{MB,M'B'}(E) G_{M'B'}(E) \right\} \Gamma_{M'B' \rightarrow N^*}. \quad (2.33)$$

L'équation 2.30 est similaire à une équation de type Breit-Wigner à ceci près que la position de la résonance $E_R(E)$ ainsi que sa largeur $\Gamma_R(E)$ sont déterminées par le vertex $N^* \rightarrow MB$ et l'amplitude non-résonante $t_{MB,M'B'}$ (Eq. 2.17). Ceci est une conséquence de la condition d'unitarité et est propre à une approche dynamique c'est-à-dire que l'amplitude résonante contient nécessairement l'amplitude non-résonante. Ainsi, une détermination précise des termes non-résonants est indispensable si l'on souhaite extraire les propriétés des résonances qui, grâce à ces expressions, peuvent ensuite être comparées aux paramètres empiriques issus du Particle Data Group c'est-à-dire aux masses et largeurs physiques des résonances. La partie théorique de ce travail a été réalisée [98] mais un travail numérique conséquent doit encore être effectué afin d'extraire ces valeurs.

Les vertex habillés d'interaction (schématisés dans la figure 2.8) s'obtiennent avec les expressions suivantes ($\Gamma_{MB \rightarrow N^*} = \Gamma_{N^* \rightarrow MB}^\dagger$) :

$$\bar{\Gamma}_{MB \rightarrow N^*}(E) = \Gamma_{MB \rightarrow N^*} + \sum_{M'B'} t_{MB, M'B'}(E) G_{M'B'}(E) \Gamma_{M'B' \rightarrow N^*} \quad (2.34)$$

et

$$\bar{\Gamma}_{N^* \rightarrow MB}(E) = \Gamma_{N^* \rightarrow MB} + \sum_{M'B'} \Gamma_{N^* \rightarrow M'B'} G_{M'B'}(E) t_{M'B', MB}(E), \quad (2.35)$$

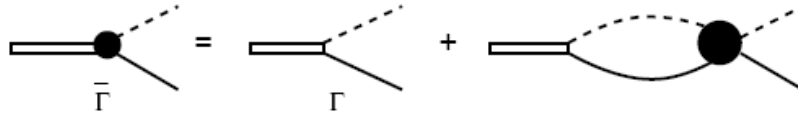


FIGURE 2.8: Représentation graphique de l'équation 2.35

où le facteur de forme permettant de décrire le vertex nu $N^* \rightarrow MB$ est paramétrisé, pour une onde partielle donnée, par :

$$\Gamma_{N^*, MB(LS)}(k) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{m_N}} C_{N^*, MB(LS)} \left[\frac{\Lambda_{N^*, MB(LS)}^2}{\Lambda_{N^*, MB(LS)}^2 + (k - k_R)^2} \right]^{(2+L)} \left[\frac{k}{m_\pi} \right]^L, \quad (2.36)$$

où L et S correspondent respectivement au moment cinétique orbital et au moment cinétique de spin du système méson-baryon MB . $C_{N^*, MB(LS)}$ correspond au couplage méson-baryon- N^* pour une combinaison donnée (LS) d'un système MB et est traité comme paramètre libre tout comme les coupures $\Lambda_{N^*, MB(LS)}$ et k_R . Cette paramétrisation contient une dépendance en k^L ainsi qu'une puissance $(2 + L)$ de manière à ce que l'intégration nécessaire pour calculer les vertex habillés (Eqs. 2.34 et 2.35) soit finie.

Par ailleurs, on peut noter que la normalisation pour l'équation 2.36 a été choisie de manière à avoir pour la largeur partielle de décroissance $N^* \rightarrow MB$:

$$\Gamma_{N^* \rightarrow MB}^{\text{decay}} = \frac{2\pi}{(2J_{N^*} + 1)} |\Gamma_{N^*, MB(LS)}(k)|^2 \times \frac{k E_B(k) E_M(k)}{E_B(k) + E_M(k)}, \quad (2.37)$$

où J_{N^*} désigne le moment cinétique total de la résonance considérée.

2.1.3 Calcul de la section efficace différentielle

On obtient la section efficace différentielle du processus $M(\vec{k}) + B(-\vec{k}) \rightarrow M(\vec{k}') + B(-\vec{k}')$ pour des voies ne comportant que des particules stables ($MB, M'B' = \pi N, \eta N$), avec l'expres-

sion suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi}{k^2} \rho_{M'B'}(k') \rho_{MB}(k) \frac{1}{(2j_M + 1)(2j_B + 1)} \sum_{m_{j_M}, m_{j_B}} \sum_{m'_{j_M}, m'_{j_B}} |\langle M'B' | T(E) | MB \rangle|^2, \quad (2.38)$$

avec

$$\begin{aligned} & \langle M'B' | T(E) | MB \rangle = \\ & \langle j'_M m'_{j_M}, i'_M m'_{i_M}; j'_B m'_{j_B}, \tau'_B m'_{\tau_B} | T_{M'B', MB}(\vec{k}, \vec{k}', E) | j_M m_{j_M}, i_M m_{i_M}; j_B m_{j_B}, \tau_B m_{\tau_B} \rangle, \end{aligned} \quad (2.39)$$

où $[(j_M, m_{j_M}), (i_M, m_{i_M})]$ et $[(j_B, m_{j_B}), (\tau_B, m_{\tau_B})]$ désignent les nombres quantiques de spin et d'isospin des mésons et des baryons respectivement. Les impulsions k et k' sont définies par l'énergie de collision à partir de :

$$E = E_M(k) + E_B(k) = E_{M'}(k') + E_{B'}(k'), \quad (2.40)$$

et le facteur relatif à l'espace de phases vaut :

$$\rho_{MB}(k) = \pi \frac{k E_M(k) E_B(k)}{E}. \quad (2.41)$$

Pour calculer les éléments de matrice définis dans l'équation 2.39, on utilise le fait que l'équation satisfaite par la matrice T est résolue dans une représentation en ondes partielles. Ainsi, on peut écrire, si l'on considère que l'on travaille avec une base d'ondes partielles dont chacune est repérée par J, T, M, M_T c'est-à-dire respectivement le moment cinétique total, l'isospin et leurs projections :

$$T_{M'B', MB}(k, k'; E) = \sum_{J, M, T, M_T} \sum_{L, S, L', S'} |Y_{L'(j'_M j'_B)S'}^{J, M, T, M_T}(k') \rangle T_{L'S'M'B', LSMB}^{JT}(k', k, E) \langle Y_{L(j_M j_B)S}^{J, M, T, M_T}(k) |. \quad (2.42)$$

Dans cette expression, L, S, L' et S' désignent, pour une valeur de J et M donnée, les ensembles moments cinétiques orbitaux et moments cinétiques de spin respectivement pour les couples méson-baryon MB et $M'B'$ compatibles avec la conservation du moment cinétique total et de la parité.

Comme les vecteurs de base s'expriment dans la base des harmoniques sphériques, en uti-

lisant les coefficients de Clebsch-Gordan appropriés, par :

$$\begin{aligned}
 |Y_{L(j_M j_B)S}^{J,M,T,M_T}(k)\rangle &= \sum_{\text{tous les } m} |j_M m_{j_M}, i_M m_{i_M}; j_B m_{j_B}, \tau_B m_{\tau_B}\rangle \langle TM_T | i_M \tau_B m_{i_M} m_{\tau_B}\rangle \\
 &\langle JM | L S m_L m_S \rangle \langle S m_S | j_M j_B m_{j_M} m_{j_B} \rangle Y_{L m_L}(k),
 \end{aligned}
 \tag{2.43}$$

on peut évaluer chacun des éléments de l'équation 2.39 et ainsi calculer la section efficace différentielle du processus.

2.1.4 Extraction des amplitudes multipolaires

Afin d'inclure dans notre formalisme pour la photoproduction du méson η les interactions dans l'état intermédiaire et final, compte tenu de la structure de notre code, il est nécessaire d'extraire de cette étude les amplitudes multipolaires issues de la matrice T non-résonante définie par l'équation 2.17 pour les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$ avec le modèle que nous allons constituer dans la suite de ce chapitre.

Pour cela, notons \vec{k} l'impulsion dans la voie d'entrée et \vec{k}' l'impulsion dans la voie de sortie de la réaction $MB \rightarrow M'B'$ où $MB = \pi N$ ou ηN et $M'B' = \eta N$. Par ailleurs, remarquons que nous considérons ici la production de mésons pseudo-scalaires sur un baryon de spin 1/2. Ainsi, nous avons pour le spin total $S = S' = 1/2$ et un moment cinétique total $J = L \pm 1/2 = L' \pm 1/2$ qui, combiné avec la conservation de la parité donne $L' = L$ (l'état initial et final ont le même moment cinétique orbital). On peut alors décomposer la matrice T non-résonante (notée T^{NR}) pour l'un de ces deux processus (en ne tenant pas compte des indices relatifs à l'isospin) :

$$\begin{aligned}
 T^{\text{NR}}(k', k; E) &= \sum_{J,M} |Y_{LS}^{J=L-1/2,M}(k')\rangle T_{LS}^{J=L-1/2}(k', k, E) \langle Y_{LS}^{J=L-1/2,M}(k) | \\
 &+ |Y_{LS}^{J=L+1/2,M}(k')\rangle T_{LS}^{J=L+1/2}(k', k, E) \langle Y_{LS}^{J=L+1/2,M}(k) |,
 \end{aligned}
 \tag{2.44}$$

où les $Y_{LS}^{JM}(k)$ ont été définis par l'équation 2.43. Cette expression permet de définir les multipôles $T_{L\pm}$ qui seront utilisés pour l'étude de la photoproduction dans le chapitre 4.

Moment cinétique orbital L	Moment total J	Parité P	Amplitudes $T_{J=L\pm 1/2}$
L	$L+1/2$	$-(-1)^L$	T_{L+}
L	$L-1/2$	$-(-1)^L$	T_{L-}

TABLE 2.1: Amplitudes multipolaires pour les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$.

2.2 Construction des modèles

2.2.1 Introduction

Déterminer de manière optimale les paramètres libres du formalisme MSL, pour les réactions induites par des pions, nécessite un ajustement de ces paramètres sur les données de l'ensemble des processus $\pi N \rightarrow MB$ où MB représente les voies incluses dans le formalisme c'est-à-dire $\pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N, \rho N$ (cette règle se généralise évidemment à tout formalisme à voies couplées). En effet, si l'on ne se concentre que sur un état final correspondant à une des voies, on peut supposer que les contraintes apportées par les données sur les paramètres caractérisant les autres voies seront faibles durant l'ajustement car leur effet est marginal comparé à celui des paramètres directement reliés à la réaction étudiée.

La première étape de ce développement est présentée dans la Réf. [94]. Elle correspond à l'étude de la diffusion de pions dans une gamme en énergie dans le centre de masse allant jusqu'à 2 GeV. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet EBAC ("Excited Baryon Analysis Center") dont le but est d'extraire les propriétés des résonances supposées connues du Particle Data Group [5]. Ce modèle va constituer le point de départ de notre étude de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$. Il a été réalisé en ajustant sur plus de 10000 points expérimentaux d'amplitudes développées en ondes partielles issus des travaux de SAID [38, 39] sur la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ ainsi que sur quelques points de section efficace totale du processus $\pi N \rightarrow \eta N$ [99, 100]. Le modèle résultant, que nous appellerons dans la suite modèle JLMS (en référence aux noms des auteurs de la Réf. [94]), contient des ondes partielles jusqu'à $L \leq 3$ (c'est-à-dire les ondes S, P, D et F) et l'ensemble des résonances de masses inférieures à 2 GeV repertoriées trois et quatre étoiles dans le Particle Data Group [5] ($S_{11}(1535), S_{11}(1650), P_{11}(1440), P_{11}(1710), P_{13}(1720), D_{13}(1520), D_{13}(1700), D_{15}(1675)$ et $F_{15}(1680)$). Il permet de prédire avec succès les sections efficaces différentielles ainsi que les asymétries de cible polarisée de SAID [38, 39] pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$. Tous les paramètres du formalisme ont été laissés libres et ont été ajustés lors de cette étude (leurs valeurs sont données dans l'Annexe B). Ils sont au nombre de 175 :

- 29 paramètres pour les termes non-résonants comprenant :
 - les paramètres associés aux Lagrangiens phénoménologiques (à part le couplage $f_{\pi NN}$ qui est fixé),
 - la masse du méson σ ,
 - les coupures Λ présentes dans l'équation 2.19 (régularisations des potentiels) et les équations 2.24, 2.25, 2.26 (renormalisations en masse),
- 146 paramètres pour les termes résonants : c'est-à-dire par résonance
 - la masse nue $M_{N^*}^0$,

- le paramètre correspondant à une coupure en impulsion k_R de l'équation 2.36,
- les couplages $C_{N^*,MB(LS)}$ et les coupures $\Lambda_{N^*,MB(LS)}$ présents dans l'équation 2.36 pour chaque couple méson-baryon et pour chaque onde partielle (Cf. tableau 2.2).

	πN	ηN	$\pi \Delta$	σN	ρN
S_{11}	$(0, \frac{1}{2})$	$(0, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{3}{2})$	$(1, \frac{1}{2})$	$(0, \frac{1}{2}), (2, \frac{3}{2})$
P_{11}	$(1, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{3}{2})$	$(0, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{1}{2}), (1, \frac{3}{2})$
P_{13}	$(1, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{3}{2}), (3, \frac{3}{2})$	$(2, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{1}{2}), (1, \frac{3}{2}), (3, \frac{3}{2})$
D_{13}	$(2, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{1}{2})$	$(0, \frac{3}{2}), (2, \frac{3}{2})$	$(1, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{1}{2}), (0, \frac{3}{2}), (4, \frac{3}{2})$
D_{15}	$(2, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{3}{2}), (4, \frac{3}{2})$	$(3, \frac{1}{2})$	$(2, \frac{1}{2}), (2, \frac{3}{2}), (4, \frac{3}{2})$
F_{15}	$(3, \frac{1}{2})$	$(3, \frac{1}{2})$	$(1, \frac{3}{2}), (3, \frac{3}{2})$	$(2, \frac{1}{2})$	$(3, \frac{1}{2}), (1, \frac{3}{2}), (3, \frac{3}{2})$
F_{17}	$(3, \frac{1}{2})$	$(3, \frac{1}{2})$	$(3, \frac{3}{2}), (5, \frac{3}{2})$	$(4, \frac{1}{2})$	$(3, \frac{1}{2}), (3, \frac{3}{2}), (5, \frac{3}{2})$

TABLE 2.2: Moment cinétique orbital (L) et moment cinétique de spin (S) des différentes voies méson-baryon du formalisme pour chacune des ondes partielles (jusqu'à $L = 3$).

A présent, notre but est d'obtenir un modèle pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$. Dans un premier temps et après avoir constitué une base de données (jusqu'à 2 GeV) en section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ (dont les détails seront donnés dans la prochaine partie), nous avons étudié dans quelle mesure le modèle JLMS pouvait permettre de reproduire ces données. La valeur élevée du χ^2 par point calculé avec ce modèle (de l'ordre de 7) traduit le fait que les données utilisées pour générer le modèle JLMS sont insuffisantes pour vraiment contraindre les paramètres relatifs à ηN .

Ainsi, la deuxième étape a consisté à réaliser des ajustements sur la base de données de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ à partir du modèle JLMS en prenant soin de vérifier que l'impact des modifications apportées aux paramètres du modèle JLMS n'altère pas les amplitudes originales pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$. En utilisant une méthode itérative, un modèle a donc été construit [101] grâce à cette étude (que nous appellerons dans la suite modèle B). Dès lors, il convient de s'interroger si ce modèle est approprié pour être utilisé dans l'étude de la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ et notamment si les valeurs de l'unique paramètre non-résonant commun au modèle B et au modèle de quarks [24] (que nous utiliserons pour traiter la voie directe de photoproduction), à savoir le couplage ηNN , sont compatibles (c'est-à-dire du même ordre de grandeur).

Le paramètre non-résonant $f_{\eta NN}$ correspondant au couplage ηNN vaut environ 3.9 dans le modèle JLMS et, après ajustement sur les données de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$, vaut environ 5.0 pour le modèle B [101]. Si à présent on s'intéresse aux résultats reportés dans la Réf. [24] c'est-à-dire aux valeurs du modèle de quarks pour la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$, le couplage ηNN est

donné par $g_{\eta NN}^{\text{CQM}} \approx 1.6$ soit :

$$f_{\eta NN}^{\text{CQM}} = \frac{m_\eta}{2M_p} g_{\eta NN}^{\text{CQM}} \approx 0.5 \quad (2.45)$$

avec $M_p = 938.5$ MeV et $m_\eta = 547.5$ MeV.

Un facteur dix sépare les deux valeurs de couplage. Il est donc indispensable à ce stade de déterminer laquelle de ces valeurs nous devons conserver afin de générer soit un nouveau modèle pour $\pi N \rightarrow \eta N$ avec le formalisme MSL si la valeur faible de $f_{\eta NN}$ (environ 0.5) s'avère être correcte, soit un nouveau modèle de quarks pour la voie directe de la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ dans le cas contraire.

Une première indication est donnée dans le tableau 2.3 où sont reportées les valeurs de couplages pseudo-vecteurs et pseudo-scalaires (respectivement f et g) pour les vertex πNN et ηNN provenant de plusieurs publications (notamment via des approches de matrice K [10, 40, 42, 43, 102]). En ce qui concerne le couplage πNN , la valeur utilisée dans le modèle JLMS [94] et le modèle B [101] est compatible avec les valeurs issues de ces travaux, confortant ainsi les résultats obtenus dans la Réf. [94]. Cependant, pour le couplage ηNN du modèle JLMS [94], la valeur est trop élevée alors que celle provenant du modèle de quarks [24] est compatible avec les valeurs présentées dans le tableau 2.3.

De plus, pour obtenir les résultats du modèle de quarks pour l'étude de la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ [24], plus de 1000 points en section efficace différentielle et en asymétrie de faisceau polarisé ont été inclus dans la base de données pour ajuster uniquement une vingtaine de paramètres dont la plupart, excepté le couplage ηNN , peuvent varier dans des intervalles extrêmement réduits. Par ailleurs, les résultats concernant le spectre de masse des résonances issus de cette étude sont en accord avec des modèles de quarks prédictifs notamment avec les travaux de Karl-Isgur [52] et Capstick-Roberts [6].

Ces arguments nous conduisent à privilégier une valeur de couplage faible. Il est donc nécessaire de réaliser un nouveau modèle pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ (appelé modèle EBAC-Saclay) dans lequel la valeur du couplage ηNN sera compatible avec celle du modèle de quarks [24] tout en s'assurant toujours que les nouveaux paramètres n'altèrent pas les amplitudes obtenues pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ à partir du modèle JLMS.

Dans la suite de ce chapitre, après avoir décrit la base de données utilisée pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ (les données disponibles correspondent à la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$) ainsi que les procédures d'ajustement, nous comparerons les modèles JLMS [94], B [101] et EBAC-Saclay. En particulier, nous examinerons en détail les implications de la baisse du couplage ηNN entre les modèles B et EBAC-Saclay sur le mécanisme de réaction. Enfin, nous déterminerons lequel de ces modèles est privilégié pour l'étude de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$.

Approches	Références	πNN		ηNN	
		$f_{\pi NN}$	$g_{\pi NN}$	$f_{\eta NN}$	$g_{\eta NN}$
Modèle JLMS	Julia-Diaz <i>et al.</i> [94]	1.002	13.58	3.89	13.41
Modèle de quarks $\gamma p \rightarrow \eta p$	He <i>et al.</i> [24]			0.46	1.59
Matrice K (potentiel de Jülich) $\pi N \rightarrow \pi N$; voies $\pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N$ (+ ρN [43])	Schutz <i>et al.</i> [42] Gasparyan <i>et al.</i> [43]	0.989	13.39	0.342	1.17
Modèle basé sur des échanges de mésons pour la diffusion NN	Eyser <i>et al.</i> [103]	0.992	13.45	1.46	5.01
Matrice K $\pi N \rightarrow \pi N, \pi \pi N, \eta N, K\Lambda$ ($W \leq 1.9$ GeV)	Feuster <i>et al.</i> [40]	0.963	13.05	0.315	1.08
		0.964	13.06	0.698	2.39
		0.963	13.05	0.543	1.86
		0.963	13.05	0.388	1.33
		0.962	13.04	0.053	0.18
Matrice K $\pi N/\gamma N \rightarrow \gamma N, \pi N, \pi \pi N,$ $\eta N, K\Lambda$ ($W \leq 1.9$ GeV)	Feuster <i>et al.</i> [10]	0.963	13.05	0.33	1.13
		0.963	13.05	0.295	1.01
		0.966	13.09	0.105	0.36
Matrice K $\pi N \rightarrow \gamma N, \pi N, 2\pi N, \eta N, K\Lambda,$ $K\Sigma$ et ωN ($W \leq 2$ GeV)	Penner <i>et al.</i> [41]	0.948	12.85	0.029	0.10
		0.941	12.75	0.035	0.12
		0.942	12.77	0.017	0.06
		0.944	12.80	0.020	0.07
		0.960	13.01	0.084	0.29
Matrice K $\gamma N \rightarrow \eta N$; voies $\pi N, \eta N, \phi N,$ $\rho N, \gamma N, K\Lambda, K\Sigma$ ($W \leq 1.9$ GeV)	Shyam <i>et al.</i> [102]	0.990	13.47	0.246	0.85
$pp \rightarrow pp\eta$ et $pn \rightarrow p\eta n$ avec un modèle de Lagrangiens effectifs	Shyam [104]	0.927	12.56	0.619	2.12
Règle de somme de QCD	Zhu [105]			0.613	2.1
				0.566	1.94
				0.496	1.7

TABLE 2.3: Constantes de couplage issues de la littérature. La relation entre les couplages est $f_{\pi NN} = \frac{m_\pi}{2M_P} g_{\pi NN}$ et $f_{\eta NN} = \frac{m_\eta}{2M_P} g_{\eta NN}$ où $m_\pi = 138.5$ MeV, $m_\eta = 547.5$ MeV et $M_P = 938.27$ MeV.

2.2.2 Données expérimentales

L'ensemble des données relatives à la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ comprend 1508 points en section efficace différentielle et 98 points en section efficace totale [99, 100, 106–112] pour des énergies dans le centre de masse comprises entre 1,47 GeV et 2,85 GeV. Cependant, à part les résultats récents de Morrison [106] et Prakhov *et al.* [99] obtenus avec le détecteur *Crystal Ball* au Brookhaven National Laboratory, ces données proviennent de travaux réalisés entre 1964 et 1980. Elles ont été étudiées par Clajus et Nefkens [113] ainsi que par les groupes de George Washington University (GWU) [114], Zagreb [115] et Giessen [116] [41] qui ont noté des incohérences entre différents ensembles à cause de défauts expérimentaux et de la sous-estimation de certaines erreurs systématiques. Par conséquent, la majorité des auteurs utilisent des bases de données réduites (par exemple, celle du groupe GWU comporte 257 points, principalement en section efficace différentielle [99, 106–108] mais aussi environ 50 points en section efficace totale [106–108, 110, 112]).

Dans notre étude, nous nous concentrons uniquement sur les données en section efficace différentielle pour $W \leq 2$ GeV comme résumé dans le tableau 2.4. Les ajustements paramétriques sont réalisés avec une base de données comprenant 255 points (pour le modèle EBAC-Saclay) ou 294 points (pour le modèle B). Les choix inhérents à la constitution de la base de données seront détaillés dans la prochaine partie.

L'un des points fondamentaux à traiter concerne l'inclusion des erreurs systématiques. Pour les plus récentes données de Prakhov *et al.* [99], ces erreurs sont précisées par les auteurs (6%). Pour les données plus anciennes, nous avons suivi la procédure suggérée dans la Réf. [113] qui est résumée dans la dernière colonne du tableau 2.4. Deinet *et al.* [107] reporte deux sources d'erreur systématique (7% et 9%) devant être ajoutées quadratiquement, soit $\delta_{sys} = 11,4\%$. Pour les données de Richards *et al.* [108], nous avons pris $\delta_{sys} = 10\%$ pour les énergies les plus basses et 10 à 14% pour les autres (comme dans le papier original). Pour Debenham *et al.* [109] et Brown *et al.* [100], nous avons suivi les conclusions du groupe de Zagreb [18, 115]. Les impulsions (p_π) pour les données de Brown *et al.* [100] ont par ailleurs été diminuées de 4% conformément à la Réf. [113].

Nous avons choisi de ne pas inclure de sections efficaces totales dans notre base de données pour les raisons invoquées ci-dessous :

- les sections efficaces différentielles sont mesurées par les différentes collaborations dans des intervalles angulaires relativement différents pour ce qui est des angles extrêmes (comme on peut le voir dans la deuxième colonne du tableau 2.4),
- les procédures permettant d'extrapoler les sections efficaces différentielles aux angles extrêmes ne sont pas uniques.

Références	Angles (degrés)	P_π (GeV/c)	W (GeV)	N_{dp}	N_{dp} utilisés	Erreurs systématiques
Prakhov <i>et al.</i> [99]	23-157	0.687-0.747	1.49-1.52	84	70 (31)	6%
Deinet <i>et al.</i> [107]	32-123	0.718-1.050	1.51-1.70	83	80 (80)	11%
Richards <i>et al.</i> [108]	26-154	0.718-1.433	1.51-1.90	70	66 (66)	10% à 14%
Debenham <i>et al.</i> [109]	162-172	0.697-0.999	1.49-1.67	111	27 (27)	10% + 0.02 mb
Brown <i>et al.</i> [100]	18-160	0.724-2.724	1.51-2.45	379	51 (51)	10% ou 0.01 mb
Morrison [106]	46-134	0.701-0.747	1.50-1.52	34	-	
Crouch <i>et al.</i> [110]	14-167	1.395- 3.839	1.88-2.85	731	-	
Feltesse <i>et al.</i> [111]	20-160	0.757	1.53	16	-	

TABLE 2.4: Données expérimentales de sections efficaces différentielles pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les données utilisées pour le modèle B (pour le modèle EBAC-Saclay) sont reportées dans l'avant-dernière colonne.

2.2.3 Procédures d'ajustement

Nous allons dans cette partie décrire les procédures avec lesquelles les modèles B et EBAC-Saclay ont été générés à partir du modèle JLMS [94]. Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'introduction à ce chapitre, le modèle JLMS a été réalisé avec le formalisme à voies couplées MSL [44] comportant cinq voies intermédiaires méson-baryon ($MB \equiv \pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N, \rho N$) et neuf résonances nucléoniques de masses inférieures à 2 GeV ($N^* \equiv S_{11}(1535), S_{11}(1650), P_{11}(1440), P_{11}(1710), P_{13}(1720), D_{13}(1520), D_{13}(1700), D_{15}(1675)$ et $F_{15}(1680)$). Dans cette étude, l'ensemble des 175 paramètres relatifs à $v_{MB, M'B'}$ (Eq. 2.18), $\Gamma_{N^* \rightarrow MB}$ (Eq. 2.36) et Σ_{MB} (Eqs. 2.21, 2.22 et 2.23) a été introduit afin d'ajuster grâce au code CERN MINUIT sur les amplitudes produites par le groupe de SAID (GWU) [38, 39], soit sur plus de 10000 points expérimentaux.

Intéressons-nous à présent au modèle B. Parmi les 175 paramètres du modèle JLMS [94], 29 sont directement reliés au mécanisme à voies couplées de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Par conséquent, nous avons dans un premier temps laissé libre cet ensemble réduit de paramètres et fixé tous les autres à leurs valeurs issues du modèle JLMS [94] (Cf. Annexe B). Ce choix est imposé par le nombre très restreint de points des données (294 pour le modèle B) qui ne peuvent pas fournir de contraintes suffisantes sur les paramètres non directement reliés à η . Pour la partie non-résonante, les paramètres ajustables sont la constante de couplage $f_{\eta NN}$ et la coupure $\Lambda_{\eta NN}$; pour la partie résonante, nous avons trois paramètres par N^* : la masse nue de la résonance $M_0^{N^*}$, le couplage $C_{\eta NN^*}$ et la coupure $\Lambda_{\eta NN^*}$.

Avant de traiter les résultats obtenus, il faut noter que certains points expérimentaux ont

dû être exclus de la base de données à l'issue des premiers ajustements (Cf. tableau 2.4), notamment des points récents de Prakhov *et al.* [99]. En effet, les erreurs relatives à ces données sont beaucoup plus faibles que celles provenant d'autres auteurs et certains points sont en désaccord. Cela induit une forte contribution (plus de 10) de quelques points au χ^2 ce qui réduit l'efficacité de la minimisation. Les données concernées proviennent en majorité des deux ensembles de plus basse énergie de la Réf. [99].

En ce qui concerne la méthode d'ajustement, le nombre relativement important de paramètres libres comparé au nombre de points expérimentaux ne nous a pas permis d'ajuster avec toutes les ondes partielles du modèle (S , P , D et F) en une seule étape. Dans un premier temps, nous avons contraint les paramètres issus des termes non-résonants et ceux correspondant aux résonances $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$ et $D_{13}(1520)$ avec les données de Prakhov *et al.* [99] pour ensuite étendre le modèle à l'ensemble des données et des ondes partielles.

Les domaines de variation des paramètres correspondent à ceux utilisés dans l'étude de $\pi N \rightarrow \pi N$ [94] notamment en ce qui concerne les coupures $\Lambda_{N^*,MB(LS)}$ dont l'intervalle est très large ($500 \text{ MeV} < \Lambda < 2000 \text{ MeV}$) de manière à absorber une partie des variations que peuvent subir les couplages à cause de l'effet des voies couplées. Pour les masses, une variation de plus ou moins 20 MeV autour de la valeur centrale issue de la Réf. [94] a été permise. Deux modèles (nommés A et B) ont été extraits à la suite des ajustements réalisés sur les données expérimentales de sections efficaces différentielles de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ reportées dans le tableau 2.4. Dans le modèle A, les 29 paramètres évoqués précédemment ont été laissés libres. Le modèle B contient, lui, 5 paramètres supplémentaires par rapport au modèle A : les constantes de couplage $C_{\rho NS_{11}}$ et les coupures $\Lambda_{\rho NS_{11}}$ avec $S_{11} \equiv S_{11}(1535)$ et $S_{11}(1650)$ pour $[LS] = [0, 1/2]$ ainsi que la coupure $\Lambda_{\rho NS_{11}(1535)}$ pour $[LS] = [2, 3/2]$. Les valeurs correspondant à ces deux modèles et celles du modèle initial issues de la Réf. [94] sont résumées dans le tableau 2.5 (dans lequel on peut noter que les 5 paramètres relatifs à ρNS_{11} non traités comme libres dans le modèle A sont identiques à ceux provenant de la Réf. [94]).

Il convient ici de souligner les différences entre les modèles A et B. Après avoir obtenu le modèle A, nous avons réalisé une étude systématique afin de voir l'importance relative des paramètres du modèle. En éteignant le couplage de la voie ρN à la résonance $S_{11}(1535)$, nous avons observé une augmentation de la valeur du χ^2 d'un facteur proche de 3. Une telle sensibilité de la réaction au couplage ρNS_{11} est irréaliste. Afin de supprimer ce comportement, nous avons de nouveau réalisé un ajustement en laissant libres les cinq paramètres supplémentaires évoqués précédemment et en contraignant le couplage $\rho NS_{11}(1535)$ dans l'intervalle $[-0.5; 0.5]$ et le couplage $\rho NS_{11}(1650)$ dans $[-2; 2]$ (leur intervalle de variation était $[-10; 10]$ pour générer le modèle JLMS). Le résultat correspond au modèle B dans lequel l'effet qui avait été observé dans le modèle A est réduit de manière très significative. En comparant les deux modèles dans la prochaine partie, nous remarquerons qu'ils diffèrent d'une quantité moindre que celle des erreurs statistiques des données, corroborant le fait que le processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$ ne permet pas

de contraindre assez ces paramètres pour les étudier et tenter de les déterminer. L'étude de la réaction $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ [95] pourrait, elle, permettre de les contraindre davantage.

Etant acquis que le couplage $f_{\eta NN}$ provenant du modèle B est trop élevé pour que ce modèle soit utilisable dans le cadre de notre formalisme pour la photoproduction de η , il faut donc à présent réaliser un nouveau modèle pour l'étude de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ où le couplage ηNN va être fixé à une valeur en accord avec celle du modèle de quarks [24]. Pour cela, nous avons procédé en trois étapes :

- on part du modèle B et on fixe le couplage $f_{\eta NN}$ à la valeur de la Réf. [24] (≈ 0.46). On réalise un ajustement avec une base de données légèrement modifiée par rapport à celle utilisée pour générer le modèle B (Cf. tableau 2.4) et avec les mêmes paramètres libres (Cf. tableau 2.5). En effet, si l'on conserve l'ensemble des données, on observe une forte dégradation du χ^2 pour les points provenant de Prakhov *et al.* [99] aux énergies $W = 1.488, 1.512, 1.516$ et 1.525 GeV. Après avoir retiré ces points, on arrive à un χ^2 intégré de 422.6 pour 255 points expérimentaux (soit χ^2 par point = $\chi_{pp}^2 = 1.65$). Cet ensemble de paramètres permet de reproduire de manière satisfaisante les données de sections efficaces totales pour $\pi^- p \rightarrow \eta n$ et n'altère pas les amplitudes de $\pi N \rightarrow \pi N$ issues de la Réf. [94].
- on utilise le résultat précédent dans le code complet de photoproduction (c'est-à-dire qui inclut la voie directe de réaction ainsi que les interactions dans l'état intermédiaire et final, et qui fera l'objet du quatrième chapitre) pour ajuster sur l'ensemble des points de données en section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \eta p$ (751 points) en ne laissant libre que le paramètre correspondant au couplage ηNN (cette limitation vient de l'importance du temps de calcul nécessaire pour réaliser une minimisation lorsque ce couplage est libre et de l'impossibilité de dépasser une durée donnée par minimisation sur l'ensemble des supercalculateurs que nous avons utilisés). Les paramètres pour le modèle de quarks permettant de traiter la voie directe sont issus de la Réf. [24]. Le résultat donne un χ^2 de 960 et une valeur finale pour $g_{\eta NN}$ de 1.5360 (soit $f_{\eta NN} = 0.4481$).
- cette dernière valeur de $f_{\eta NN}$ est utilisée pour toute la suite de l'étude car ce couplage sera fixé même pour le traitement de la réaction de photoproduction. Toujours à partir du modèle B, on fixe $f_{\eta NN}$ à 0.4481 et, de nouveau, on réalise un ajustement dans les mêmes conditions que pour le premier point. Le résultat correspond au modèle EBAC-Saclay (les paramètres sont présentés dans le tableau 2.5). Pour obtenir ce résultat, il a été nécessaire de fortement contraindre les couplages et les coupures des deux résonances S_{11} (et même fixer ces paramètres pour $S_{11}(1535)$) et P_{11} à des valeurs proches de celles issues du modèle B car nous avons observé une forte altération des ondes partielles pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ si ces paramètres disposent d'un large intervalle de variation. A l'issue de ce dernier ajustement, on arrive à un χ^2 intégré de 591.8.

Catégorie	Paramètres	JLMS	A	B	EBAC-Saclay
Paramètres non-résonants (ηN)	$f_{\eta NN}$	3.8892	4.9936	4.9999	0.4481
	$\Lambda_{\eta NN}$	623.56	592.11	591.91	1183.98
Masses nues $M_0^{N^*}$	$S_{11}(1535)$	1800	1809	1808	1820
	$S_{11}(1650)$	1880	1901	1861	1851
	$P_{11}(1440)$	1763	1775	1784	1764
	$P_{11}(1710)$	2037	2019	2057	2058
	$P_{13}(1720)$	1711	1726	1691	1731
	$D_{13}(1520)$	1899	1918	1919	1879
	$D_{13}(1700)$	1988	1971	1968	1968
	$D_{15}(1675)$	1898	1878	1878	1878
	$F_{15}(1680)$	2187	2207	2207	2207
Couplages $C_{N^*,MB(LS)}$	$C_{\eta NS_{11}(1535)}$	9.1000	8.4269	7.8344	7.8344
	$C_{\rho NS_{11}(1535)}$	2.0280	<i>2.0280</i>	-0.4935	0.5000
	$C_{\eta NS_{11}(1650)}$	0.6000	2.0487	-0.4221	-0.3000
	$C_{\rho NS_{11}(1650)}$	-9.5179	<i>-9.5179</i>	2.0000	-2.0000
	$C_{\eta NP_{11}(1440)}$	2.6210	1.6321	1.6298	1.7000
	$C_{\eta NP_{11}(1710)}$	3.6611	2.4925	2.4994	2.5000
	$C_{\eta NP_{13}(1720)}$	-0.9992	2.4474	2.4997	2.1443
	$C_{\eta ND_{13}(1520)}$	-0.0174	0.4440	0.4267	0.1114
	$C_{\eta ND_{13}(1700)}$	0.3570	-1.8985	-0.6463	-2.500
	$C_{\eta ND_{15}(1675)}$	-0.0959	0.2456	0.3437	0.3443
	$C_{\eta NF_{15}(1680)}$	0.0000	-0.0446	-0.0265	-0.0912
Coupures $\Lambda_{N^*,MB(LS)}$	$\Lambda_{\eta NS_{11}(1535)}$	779.38	799.90	598.97	587.99
	$\Lambda_{\rho NS_{11}(1535)}$	1999.8	<i>1999.8</i>	670.89	2000.0
		1893.8	<i>1893.8</i>	955.8	500.0
	$\Lambda_{\eta NS_{11}(1650)}$	500.02	500.07	1999.70	1400.0
	$\Lambda_{\rho NS_{11}(1650)}$	796.83	<i>796.83</i>	2000.0	2000.0
	$\Lambda_{\eta NP_{11}(1440)}$	1654.85	1766.80	1757.40	1800.0
	$\Lambda_{\eta NP_{11}(1710)}$	897.84	500.08	500.00	500.00
	$\Lambda_{\eta NP_{13}(1720)}$	500.23	631.90	649.11	888.43
	$\Lambda_{\eta ND_{13}(1520)}$	1918.20	500.20	500.01	500.00
	$\Lambda_{\eta ND_{13}(1700)}$	678.41	540.55	763.13	665.70
	$\Lambda_{\eta ND_{15}(1675)}$	1554.00	507.64	500.00	500.00
$\Lambda_{\eta NF_{15}(1680)}$	655.87	811.72	1073.80	758.94	
χ_{pp}^2		6.94	2.03	1.94	2.32

TABLE 2.5: Paramètres des modèles JLMS (Réf. [94]) ($\chi_{pp}^2 = 6.94$), A ($\chi_{pp}^2 = 2.03$), B ($\chi_{pp}^2 = 1.94$) et EBAC-Saclay ($\chi_{pp}^2 = 2.32$). Les valeurs en italiques sont identiques pour les modèles JLMS et A.

2.3 Résultats

2.3.1 Section efficace différentielle du processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$

Dans les figures 2.9 et 2.10, nous comparons les résultats obtenus avec :

- le modèle A issu de l’ajustement sur les données (Cf. tableau 2.4) des 29 paramètres relatifs à l’état ηN et dans lequel la valeur obtenue pour le couplage $f_{\eta NN}$ est élevé (par rapport à la valeur du modèle de quarks [24]),
- le modèle B dans lequel 5 paramètres libres supplémentaires ont été ajoutés par rapport au modèle A afin de diminuer la contribution de la voie ρN . Dans ce modèle, le couplage ηNN obtenu est également élevé (Cf. tableau 2.5),
- le modèle EBAC-Saclay dont le couplage $f_{\eta NN}$ a été fixé à une valeur faible compatible avec celle obtenue via le modèle de quarks [24] pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (selon la procédure décrite précédemment). Les paramètres libres sont identiques à ceux du modèle B (à part évidemment le couplage ηNN),

pour la section efficace différentielle pour lesquels la valeur du χ^2 réduit par point vaut respectivement 2.03, 1.94 et 2.32. Sur les mêmes figures apparaissent également les résultats du modèle JLMS [94] ($\chi_{pp}^2 = 6.94$).

Comparaison des modèles A - B - JLMS

Dans les figures 2.9 et 2.10, nous avons représenté les résultats obtenus à partir des paramètres du modèle JLMS [94]. A basse énergie, le modèle surestime les données. Au fur et à mesure que l’énergie augmente, les déviations par rapport aux données sont de plus en plus importantes, d’abord aux angles arrière puis aux angles avant. Au-delà de $W = 1.8$ GeV, le modèle est complètement hors des données.

Les modèles A et B, eux, sont raisonnablement en accord avec les données de Prakhov *et al.* [99], excepté pour la plus basse énergie (Fig. 2.9). On remarque que les données de Morrison [106] qui ont été représentées à quatre énergies (Fig. 2.9) ont des valeurs systématiquement plus faibles que celles de la Réf. [99] et ne sont donc pas cohérentes avec ces dernières quand bien même ces deux ensembles ont été obtenus par la même collaboration. Elles n’ont donc pas été incluses dans notre base de données (Cf. tableau 2.4).

Les données de Prakhov *et al.* [99] à $W = 1.507$ GeV présentent un intérêt tout particulier parce qu’à cette énergie, trois autres mesures existent. Les données de Deinet *et al.* [107] sont compatibles avec celles de Prakhov *et al.* [99] mais avec des incertitudes plus importantes. Les

données de Richards *et al.* [108] dévient de celles de Prakhov *et al.* [99] surtout aux angles extrêmes. Enfin, les données de Debenham *et al.* [109], limitées aux angles arrière extrêmes, demeurent en accord avec les autres jusqu'à $W = 1.55$ GeV.

A plus haute énergie, cette tendance est confirmée dans les figures 2.9 et 2.10 où les modèles A et B montrent un bon accord avec les données de Deinet *et al.* [107] et Richards *et al.* [108]. Ils sont assez compatibles avec les mesures de Brown *et al.* [100] aux énergies $W = 1.699$, 1.729 et 1.805 GeV. Les deux modèles donnent de moins bons résultats avec ces données pour les angles arrière. Cependant, l'écart se réduit à mesure que l'énergie augmente notamment à partir de $W = 1.897$ GeV. Pour les trois dernières énergies, les modèles A et B reproduisent mieux les données de Brown *et al.* [100] que celles de Crouch *et al.* [110]. Nous avons représenté également dans la figure 2.10 les données de Crouch *et al.* [110] qui ne sont pas incluses dans notre base de données. Ces deux ensembles ne sont pas compatibles. Considérant les problèmes connus [113] avec les données de Brown *et al.* [100], nous avons tenté de réitérer un ajustement à partir du modèle A en remplaçant les données de Brown *et al.* [100] par celles de Crouch *et al.* [110] (aux énergies $W = 1.879$ et 1.915 GeV). Le résultat fournit un χ_{pp}^2 beaucoup plus élevé (4.12 à comparer à 2.03 pour le modèle A) et une dégradation dans la gamme d'énergie des données de Prakhov *et al.* [99].

Pour résumer, le modèle A représente une nette amélioration par rapport au modèle JLMS [94] mais la contribution de la voie ρN demeure trop élevée. Le modèle B permet un ajustement des données équivalent au modèle A sans posséder ce défaut. Ainsi, dans la suite de notre étude, nous considérerons que le modèle B constitue l'unique modèle présentant un couplage ηNN élevé car il présente un comportement plus physique vis-à-vis de la contribution de la voie ρN par rapport au modèle A et permet d'ajuster les données de sections efficaces différentielles de manière toute aussi satisfaisante. Cependant, le modèle B présente un couplage ηNN incompatible (car plus élevé de près d'un ordre de grandeur) avec la valeur issue du modèle de quarks [24]. Ce problème est résolu avec le modèle EBAC-Saclay.

Comparaison des modèles B - EBAC-Saclay

Aux deux énergies les plus basses de Prakhov *et al.* [99], les modèles B et EBAC-Saclay présentent une différence importante car l'écart aux données est environ deux fois moindre pour le modèle B que pour le modèle EBAC-Saclay. Même si les données de Prakhov *et al.* [99] aux énergies $W = 1.488$, 1.512 , 1.516 et 1.525 GeV n'ont pas été utilisées pour générer le modèle EBAC-Saclay, nous avons réalisé des ajustements en les incluant et les résultats ne présentent pas une amélioration significative pour ces énergies et une dégradation pour les W plus élevés apparaît. Dans le modèle B, l'ajustement permet au contraire une amélioration importante du χ^2 pour l'ensemble des données de Prakhov *et al.* [99] par rapport au modèle JLMS [94] justifiant ainsi de les conserver dans la base de données.

Pour les données entre $W = 1.507$ et 1.609 GeV, le modèle EBAC-Saclay tend à fournir des valeurs de sections efficaces différentielles plus faibles que le modèle B avec un écart qui croit entre les deux modèles en fonction de l'énergie et ce, particulièrement aux angles avant. Cependant, les deux modèles ne diffèrent guère dans cette gamme d'énergie de plus de 20%. Pour $W \geq 1.609$ GeV, les modèles B et EBAC-Saclay présentent la même courbure avec des écarts faibles (inférieurs à 10%) sauf aux angles extrêmes pour lesquels les écarts s'accroissent nettement.

Au final, les différences majeures qui apparaissent entre les modèles B et EBAC-Saclay se trouvent aux deux énergies les plus basses de Prakhov *et al.* [99] et, dans une moindre mesure, aux énergies de l'ordre de 1.6 GeV. Pour toutes les autres données, la qualité des ajustements est comparable pour les deux modèles.

2.3.2 Section efficace totale du processus $\pi^-p \rightarrow \eta n$

Comme nous l'avons déjà évoqué, nous n'avons pas utilisé de points de section efficace totale dans la base de données. Dans la figure 2.11, nous montrons les prédictions des modèles A, B, EBAC-Saclay et JLMS [94], comparées avec les données. Les modèles A et B reproduisent bien l'ensemble des points expérimentaux exceptés ceux de Crouch *et al.* [110] pour lesquels, comme on peut le voir sur la figure 2.10, les valeurs des données en section efficace différentielle sont plus faibles que celles provenant des autres auteurs. Le bruit de fond (termes non-résonants) du modèle B exhibe une légère structure et son amplitude demeure faible comparée à celle du modèle B complet exception faite du domaine en énergie où les données présentent un minimum.

Le modèle EBAC-Saclay sous-estime la plupart des points expérimentaux (à part pour les deux énergies correspondant aux deux premières énergies de Prakhov *et al.* [99]) notamment le premier pic et le minimum local qui apparaît vers 1.65 GeV. L'écart entre ce modèle et le modèle B ne dépasse cependant pas 20%. Enfin, les positions des maximums et du minimum (provenant d'interférences destructives) du modèle EBAC-Saclay sont décalées d'environ 20 MeV par rapport au modèle B.

Pour les termes non-résonants des deux modèles, on observe une très faible contribution pour le modèle EBAC-Saclay comparée au modèle B. Cela s'explique par la diminution d'un facteur 10 pour le couplage ηNN entre les deux modèles.

Intéressons-nous à présent à l'étude des données de Prakhov *et al.* [99] pour lesquelles le modèle EBAC-Saclay (et, dans une moindre mesure le modèle B) présente un désaccord important surtout aux deux énergies les plus faibles. Si l'on observe la section efficace totale pour le processus $\pi^-p \rightarrow \eta n$ représentée dans la figure 2.11, on remarque qu'elle croit de près d'un ordre de grandeur entre l'énergie la plus basse et la plus élevée des données de Prakhov *et al.* [99]. Cette variation brusque explique les difficultés rencontrées pour ajuster sur les

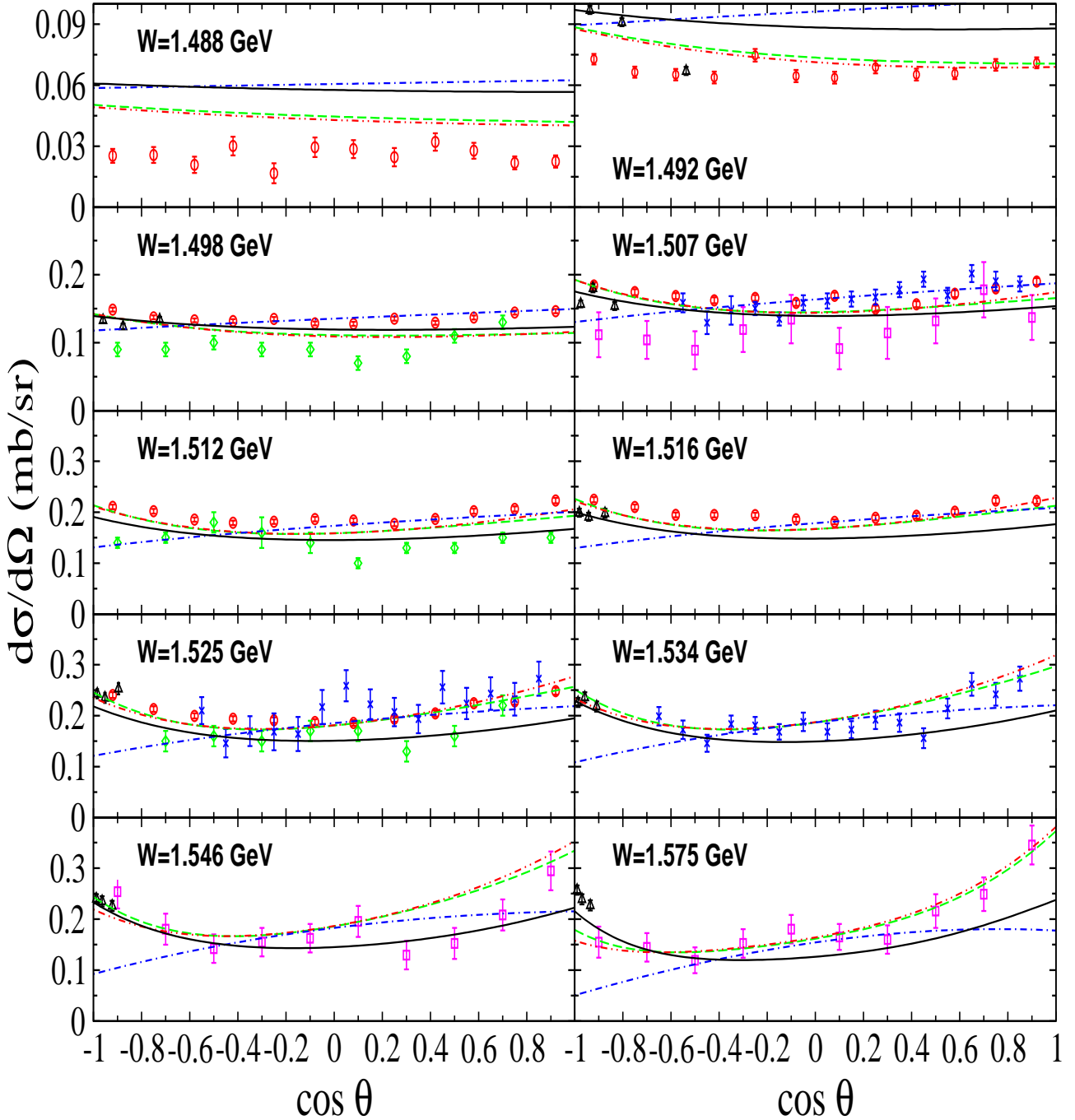


FIGURE 2.9: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle A (tirets), au modèle B (tirets-points-points), au modèle JLMS [94] (tirets-points) et au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine). Les données sont de Prakhov *et al.* [99] (cercles), Deinet *et al.* [107] (croix), Richards *et al.* [108] (carrés), Debenham *et al.* [109] (triangles) et Morrison [106] (losanges). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

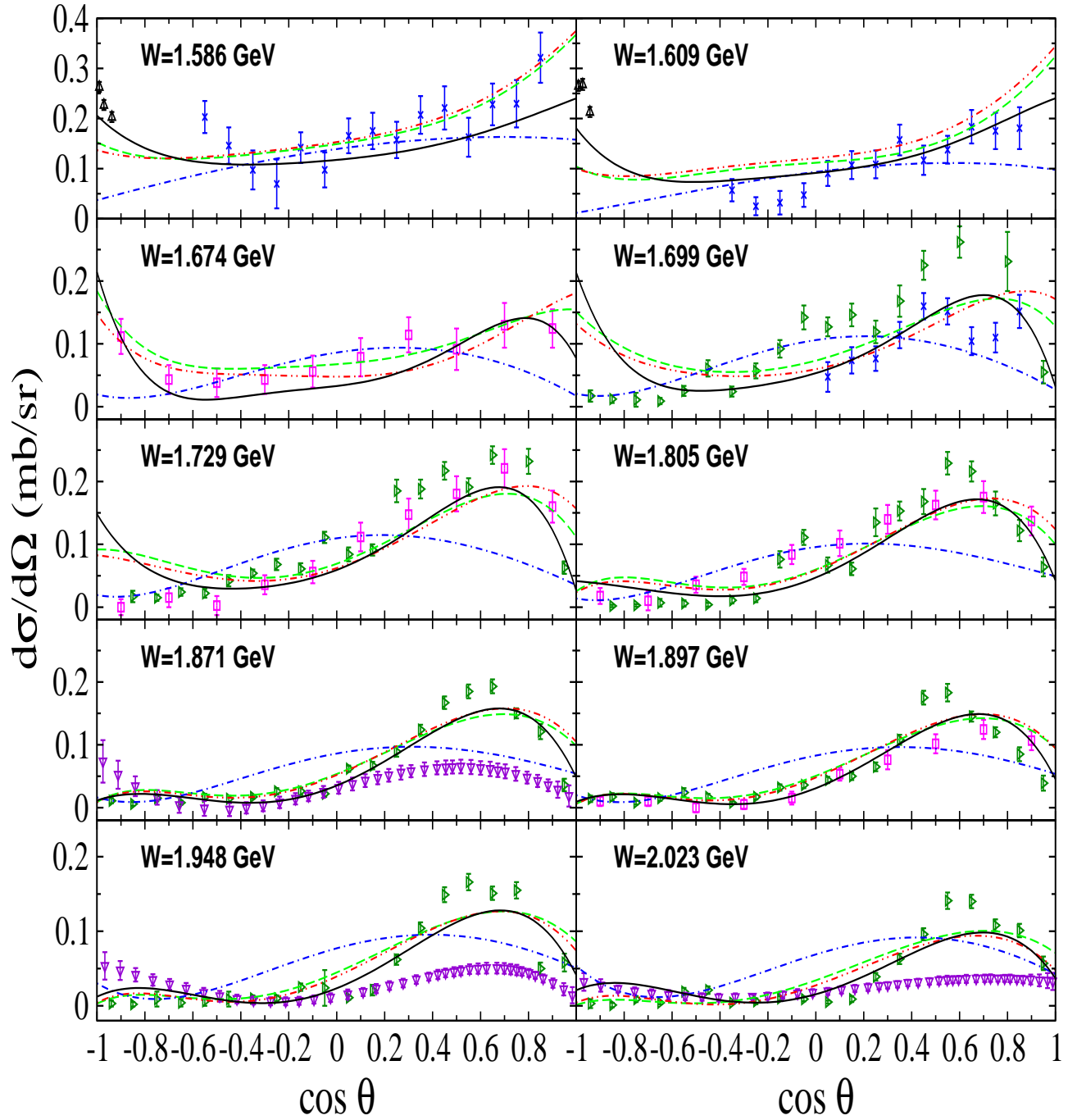


FIGURE 2.10: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 2.9. Les données supplémentaires sont de Brown *et al.* [100] (triangles droits) et Crouch *et al.* [110] (triangles bas).

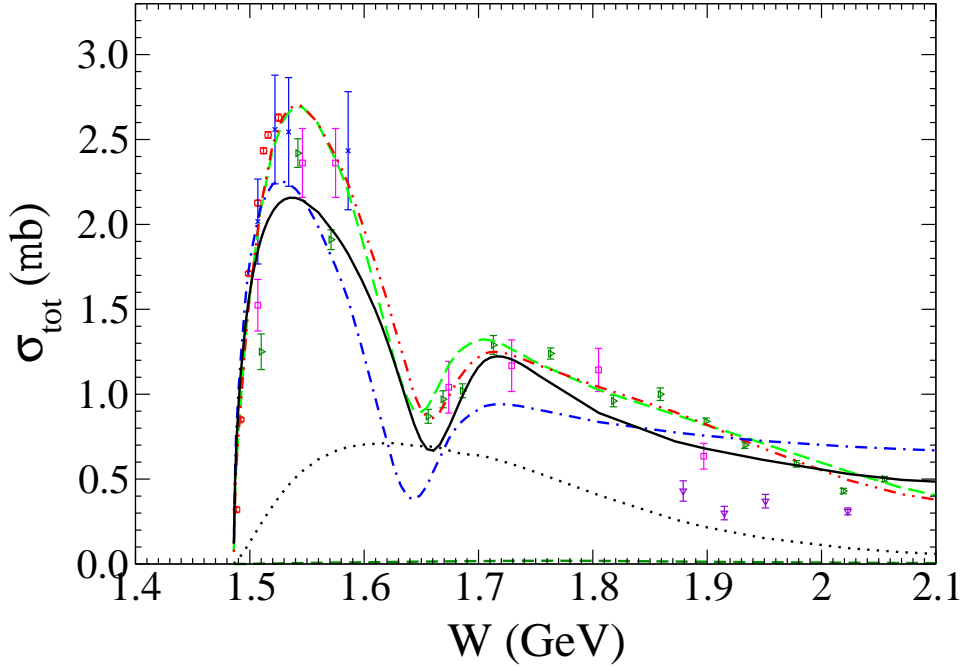


FIGURE 2.11: Section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle A (tirets longs), au modèle B (tirets-points-points), au modèle JLMS [94] (tirets-points), au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) et aux contributions des termes non-résonnants du modèle B (points) et du modèle EBAC-Saclay (tirets courts). Les données sont identiques à celles des figures 2.9 et 2.10.

données de sections efficaces différentielles à ces énergies. Afin d'atténuer cet effet indésirable, on pourrait introduire un terme dépendant de l'énergie au dénominateur de l'expression du χ^2 utilisée dans la procédure de minimisation [117] :

$$\chi^2 = \sum \frac{(V_{ex} - V_{th})^2}{(\delta V_{ex})^2 + (V'_{th} \Delta E_{ex})^2} \quad (2.46)$$

où V_{ex} , V_{th} et δV_{ex} désignent respectivement les valeurs expérimentales, théoriques et les erreurs sur les valeurs expérimentales. Le terme V'_{th} est la dérivée de l'observable par rapport à l'énergie et ΔE_{ex} l'erreur expérimentale sur l'énergie (dans la Réf. [99], chaque énergie est définie par l'impulsion du faisceau de pions $p_\pi \pm \Delta p_\pi$ avec $\Delta p_\pi = 3$ à 7 MeV/c).

A cet effet, nous avons représenté dans la figure 2.12, un zoom de la section efficace totale dans la région $W \leq 1.53$ GeV en ajoutant aux erreurs expérimentales sur l'observable, les erreurs relatives à l'énergie. On remarque que le modèle EBAC-Saclay, aux trois énergies les plus faibles, croise la barre d'erreur en énergie mais pas la valeur centrale de la section efficace. Pour les autres W , les variations en amplitude de la courbe de section efficace sont plus faibles sur chaque intervalle. Pour le modèle B, la courbe croise, elle, cinq barres d'erreur en énergie. Ainsi, en utilisant les définitions standards pour le χ^2 , on donne à ces points un poids élevé qui

rend problématique la procédure d'ajustement.

Pour illustrer la variation rapide de la section efficace aux énergies les plus faibles, on a reporté dans la figure 2.13, les sections efficaces différentielles obtenues avec le modèle EBAC-Saclay pour les six premières énergies $(E_i)_{i=1,\dots,6}$ de Prakhov *et al.* [99]. On y a ajouté les courbes générées en calculant la section efficace différentielle à $(E_i \pm \delta E_i)_{i=1,\dots,6}$. Conformément à ce que l'on observe sur la figure 2.12, un effet important apparait aux deux premières énergies de Prakhov *et al.* [99] où les courbes calculées à $(E_i - \delta E_i)_{i=1,2}$ sont en accord avec les données. Ainsi, des données avec des incertitudes plus élevées que celles de Prakhov *et al.* [99] mais avec une meilleure précision en énergie seraient plus appropriées pour l'étude de cette réaction près du seuil.

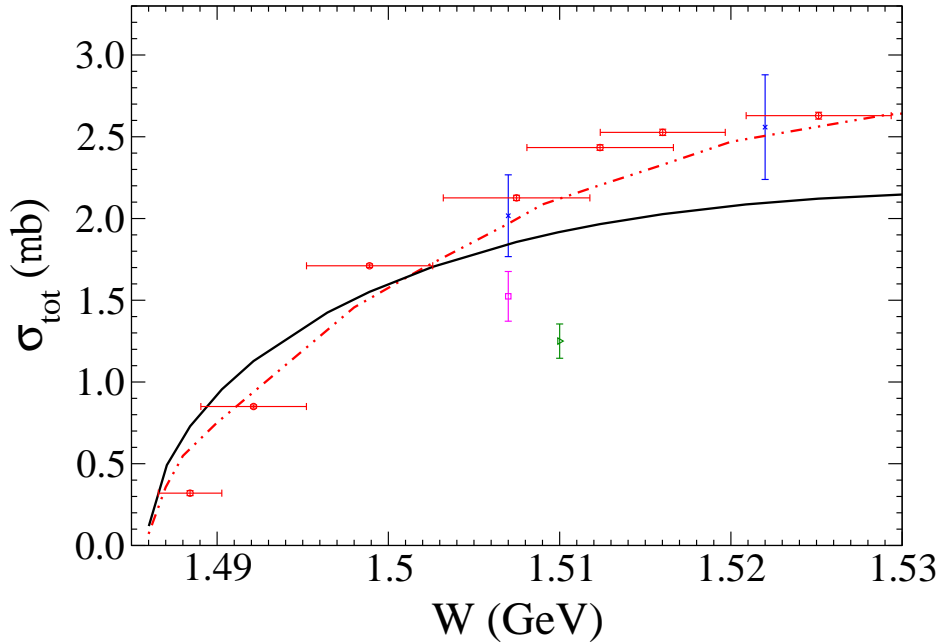


FIGURE 2.12: Zoom sur la section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ (Fig. 2.11) aux énergies les plus basses. Les courbes correspondent au modèle B (tirets-points-points) et au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine). Les données sont identiques à celles des figures 2.9 et 2.10.

2.3.3 Impact de la voie $\pi N \rightarrow \eta N$ sur $\pi N \rightarrow \pi N$

Nous avons deux modèles (B et EBAC-Saclay) permettant de décrire de manière satisfaisante à la fois la section efficace différentielle et la section efficace totale de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ provenant d'une base de données hétérogène. Ces deux modèles correspondent à une extension du modèle JLMS [94] qui était dédié à l'étude des observables de la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$. Il faut à présent nous assurer que ces modèles préservent les excellents résultats issus du modèle JLMS [94] pour la diffusion pion-nucléon. Pour illustrer ce point, nous allons comparer, dans

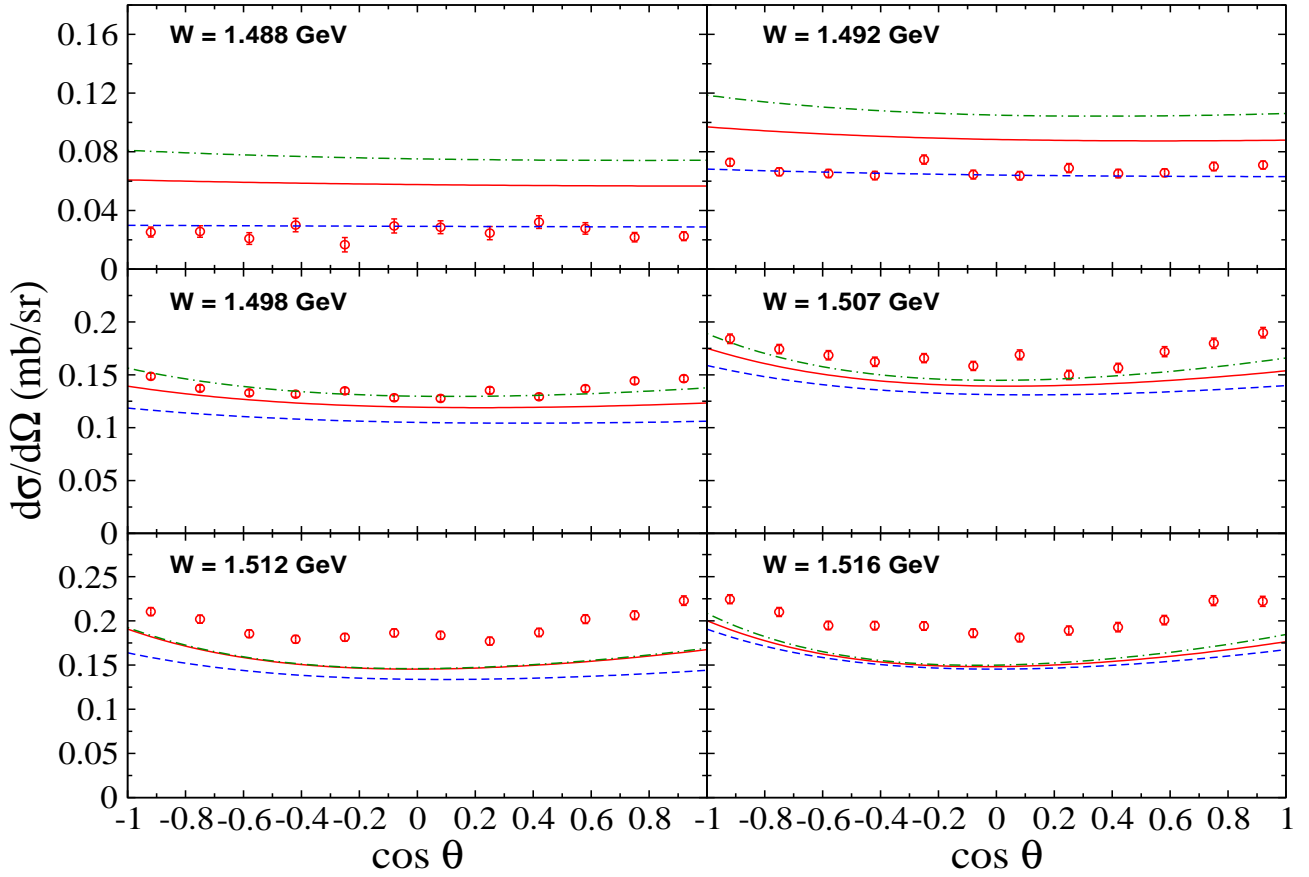


FIGURE 2.13: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. La courbe pleine correspond au modèle EBAC-Saclay. Les autres courbes sont également issues du modèle EBAC-Saclay mais sont calculées à des énergies $W + \delta W$ (tirets-points) et $W - \delta W$ (tirets) où $\delta W = \delta W(\delta p_\pi)$, δp_π désignant les erreurs en impulsion sur le faisceau de pions données dans la Réf. [99]. Les données sont de Prakhov *et al.* [99].

un premier temps, les sections efficaces totales pour les processus $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$, $\pi^+ p \rightarrow X$, $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ et $\pi^- p \rightarrow X$ obtenues avec le modèle B, le modèle EBAC-Saclay et le modèle JLMS [94] (Fig. 2.14). Pour les réactions avec l'état initial $\pi^+ p$ (figure de gauche), les trois modèles se superposent. Pour celles avec l'état initial $\pi^- p$ (figure de droite), le modèle B donne un minimum plus prononcé vers $W = 1.4$ GeV par rapport au modèle de la Réf. [94], sans jamais dépasser 20% d'écart. Ce dernier disparaît avec le modèle EBAC-Saclay qui présente un excellent accord dans toute la gamme d'énergie.

2.3.4 Ondes partielles

Afin d'avoir un aperçu plus clair de l'impact de notre travail sur les amplitudes des ondes partielles présentées dans la Réf. [94], nous avons représenté les valeurs de la matrice T (Eq. 2.16) pour chaque onde partielle en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La formule

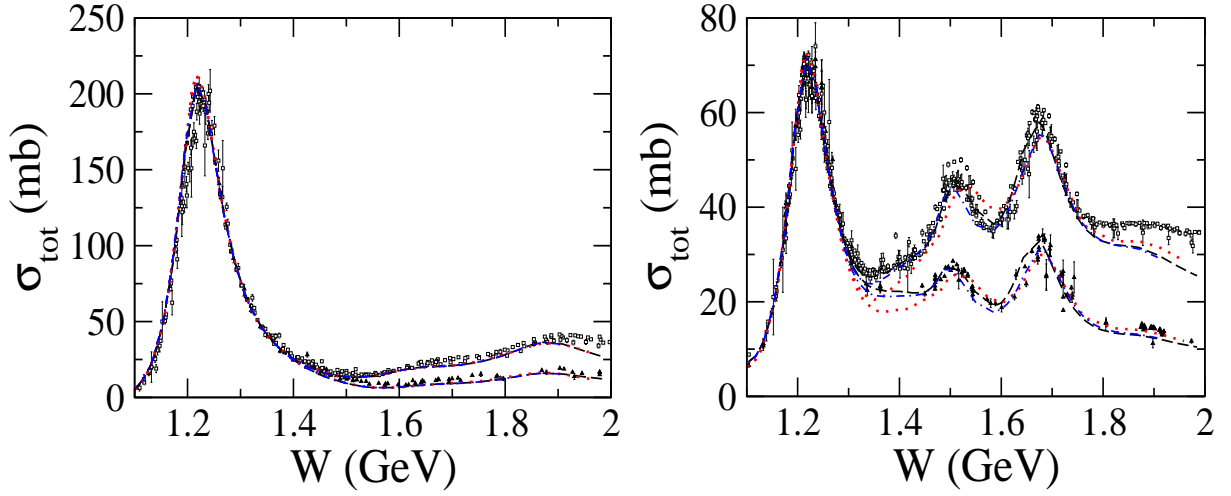


FIGURE 2.14: Comparaison entre les résultats du modèle JLMS [94] (tirets), ceux du modèle B (points) et ceux du modèle EBAC-Saclay (tirets-points) pour les processus $\pi N \rightarrow X, \pi N$. A gauche : prédiction de la section efficace totale pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow X$ (courbe en haut) et $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ (courbe en bas). A droite : prédiction de la section efficace totale pour les réactions $\pi^- p \rightarrow X$ (courbe en haut) et $\pi^- p \rightarrow \pi^- p + \pi^0 n$ (courbe en bas). Les données proviennent des Réfs. [5, 118].

est donnée par :

$$T_{\pi N \rightarrow MN} = -\pi k \frac{\sqrt{k^2 + m_N^2} \sqrt{k^2 + m_\pi^2}}{\sqrt{k^2 + m_N^2} + \sqrt{k^2 + m_\pi^2}} t_{\pi N, MN}(k, k') \quad (2.47)$$

avec $M \equiv \pi$ pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$. Nous avons également produit des résultats pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ ($M \equiv \eta$). Dans cette expression, k désigne l'impulsion des particules incidentes et $t_{\pi N, MN}(k, k')$ est la matrice T (partie non-résonante et résonante) calculée pour une onde partielle donnée par l'équation 2.16. $T_{\pi N \rightarrow MN}$ apparaît comme une grandeur sans dimension.

La partie réelle et imaginaire des ondes partielles S , P , D et F pour le processus $\pi N \rightarrow \pi N$ sont respectivement représentées dans les figures 2.15 et 2.16. Les résultats des modèles B et EBAC-Saclay sont comparés à ceux du modèle JLMS [94] et à l'analyse en ondes partielles de SAID [38, 39]. Cette comparaison révèle les contraintes qui ont été apportées au modèle initial par notre travail à savoir utiliser les données de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ pour contraindre le secteur correspondant à la diffusion de pions.

Les ondes partielles les plus affectées par les modèles B et EBAC-Saclay sont les ondes S_{11} , P_{11} , P_{13} et D_{13} . Elles correspondent aux composantes ayant le plus de contributions dans le mécanisme de réaction, comme nous le verrons dans la prochaine partie. Cependant, il apparaît que la déviation du modèle EBAC-Saclay par rapport au modèle JLMS [94] et aux données de

SAID [38,39] est faible comparée à celle du modèle B pour ces ondes :

- pour l’onde partielle S_{11} , le modèle B présente une importante déviation vers $W = 1.6$ GeV par rapport au modèle JLMS [94] et le modèle EBAC-Saclay diffère par un faible décalage en énergie. Cela peut s’expliquer par le fait que le couplage $S_{11}(1535) \rightarrow \eta N$ a une valeur élevée et est fondamental dans l’étude phénoménologique de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$;
- dans l’onde P_{11} , le modèle B donne des résultats équivalents au modèle EBAC-Saclay avec, pour la partie réelle, un pic aux alentours de $W = 1.4$ GeV et un léger décalage en énergie ;
- pour l’onde P_{13} , la plus importante déviation du modèle B par rapport au modèle JLMS [94] et EBAC-Saclay se situe à une énergie de l’ordre de 1.6 GeV à laquelle l’amplitude est surestimée pour la partie réelle ;
- pour l’onde D_{13} , les modèles B et EBAC-Saclay présentent un léger décalage en énergie par rapport au modèle JLMS [94] ;
- les autres ondes partielles ne sont quasiment pas affectées par les modèles B et EBAC-Saclay.

Pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$, nous avons également représenté dans les figures 2.17 et 2.18 les ondes partielles S , P , D et F obtenues avec les modèles JLMS [94], B et EBAC-Saclay.

Les modèles B et EBAC-Saclay produisent des résultats similaires pour l’onde dominante S_{11} pour la partie réelle et imaginaire. Pour toutes les autres ondes partielles, des écarts significatifs apparaissent entre les deux modèles même si ces écarts ne concernent que l’amplitude et non la forme des courbes. Cette tendance apparaît également dans les résultats présentés dans les Réfs. [19, 20]. Pour aller au-delà de l’onde partielle S , il est nécessaire d’étendre le modèle JLMS [94] à d’autres états finals tels que ρN ou $\pi \Delta$. Par ailleurs, comme cela est souligné dans la Réf. [20], l’étude de la réaction $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ est indispensable pour extraire les ondes partielles jusqu’à au moins $L = 4$.

Le modèle JLMS [94] n’a lui de variations similaires à celles des modèles B et EBAC-Saclay que pour l’onde S_{11} . Cette étude confirme, comme nous avons déjà pu le remarquer pour les résultats en section efficace différentielle, le manque de contraintes que les seules données de diffusion de pions (et quelques points de données en section efficace totale pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$) fournissent sur la voie ηN .

La tendance qui ressort des figures 2.17 et 2.18 est, comme nous le confirmerons lors de l’étude du mécanisme de réaction, que les résonances ayant le plus d’impact dans les modèles B et EBAC-Saclay ne sont pas identiques. Cela apparaît clairement notamment pour l’onde P_{13} .

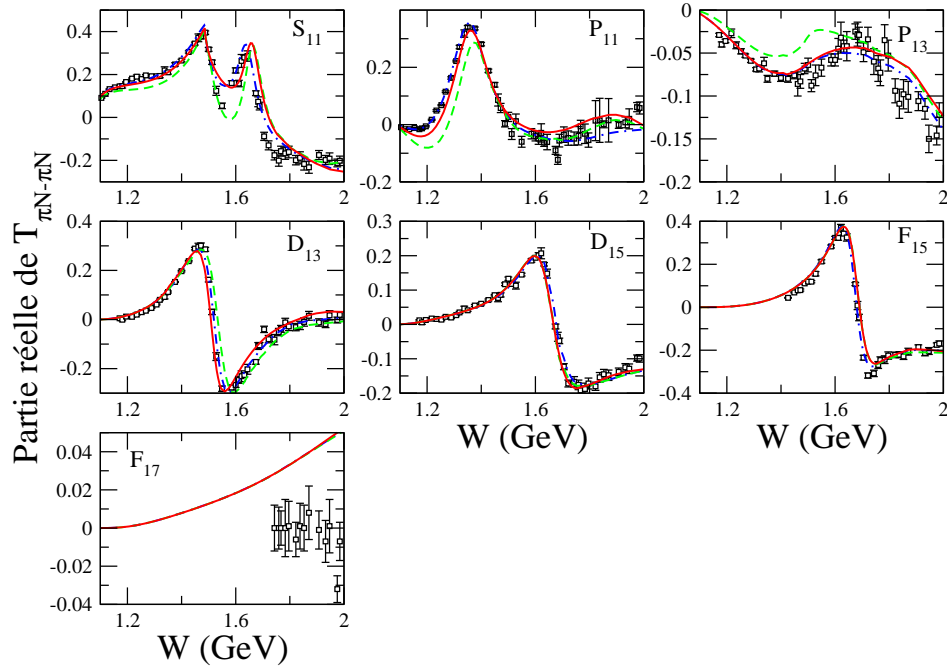


FIGURE 2.15: Partie réelle des ondes partielles pour le processus $\pi N \rightarrow \pi N$ calculée pour $L \leq 3$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les résultats du modèle EBAC-Saclay (courbe pleine), du modèle B (tirets) et du modèle JLMS [94] (tirets-points) sont comparés à ceux des Réfs. [38, 39] (carrés).

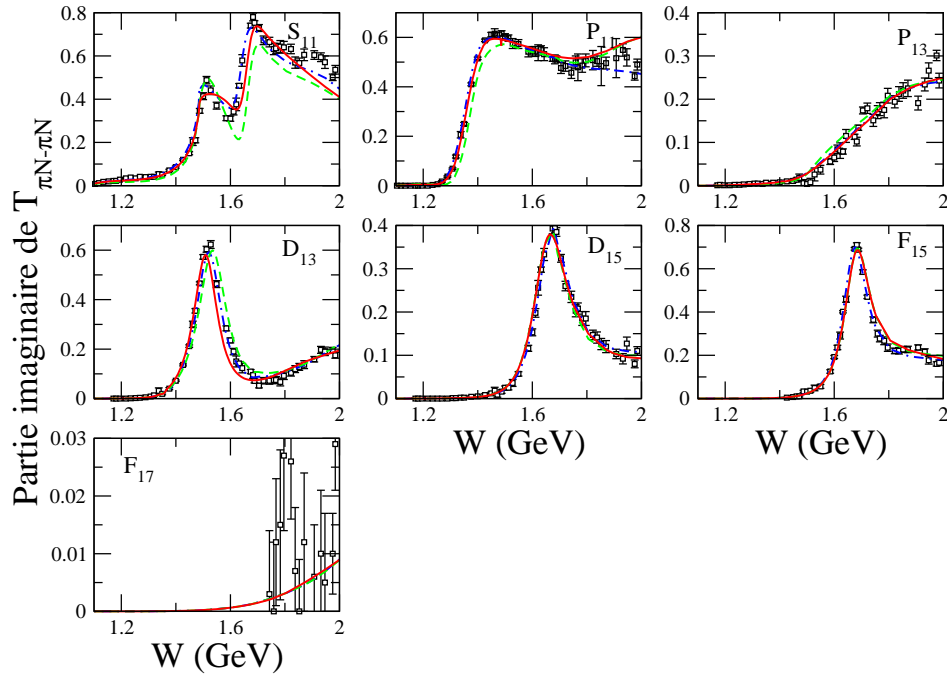


FIGURE 2.16: Comme pour la figure 2.15 mais pour la partie imaginaire.

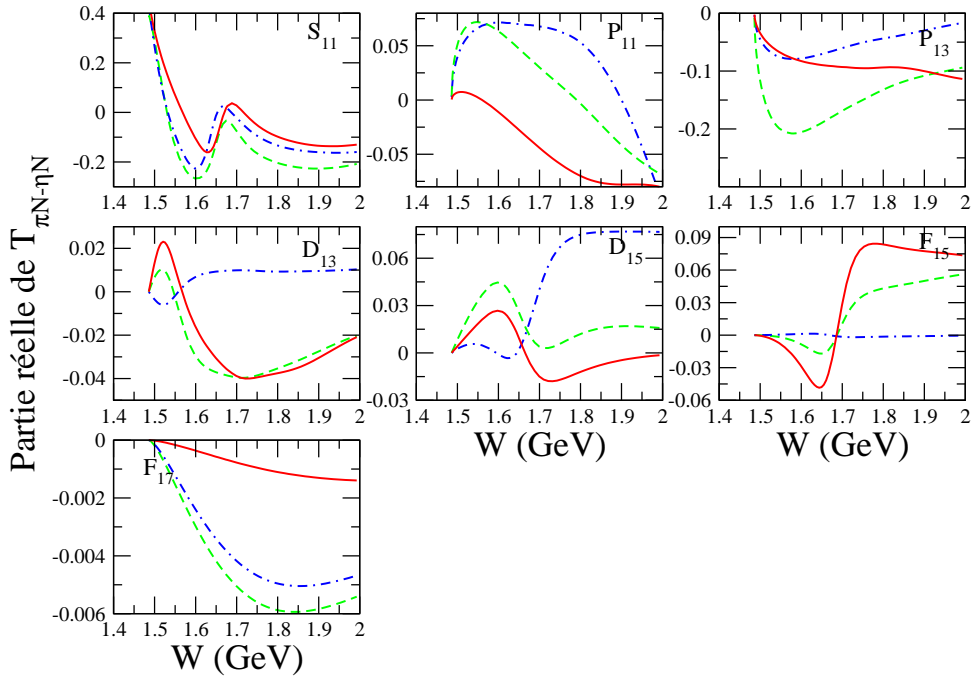


FIGURE 2.17: Partie réelle des ondes partielles pour le processus $\pi N \rightarrow \eta N$ calculée pour $L \leq 3$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les résultats sont ceux du modèle EBAC-Saclay (courbe pleine), du modèle B (tirets) et du modèle JLMS [94] (tirets-points).

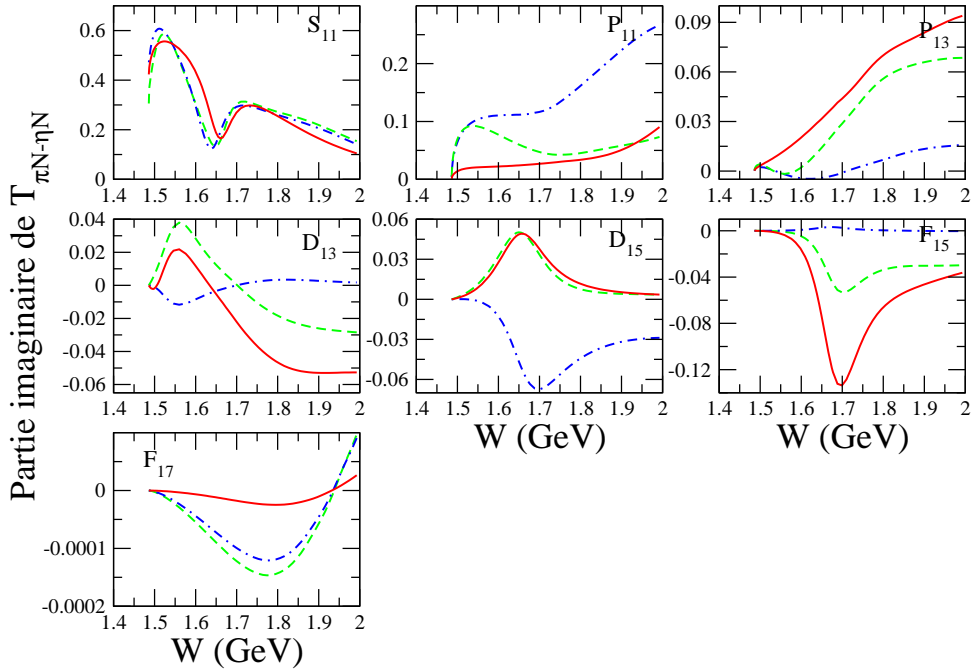


FIGURE 2.18: Comme pour la figure 2.17 mais pour la partie imaginaire.

2.3.5 Mécanisme de réaction

Modèle B

Nous allons dans cette partie réaliser une étude systématique afin de mettre en relief le mécanisme de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Nous allons nous concentrer dans un premier temps sur le modèle B (avec un couplage ηNN élevé). Pour cela, en partant du modèle complet, nous avons éteint chacune des résonances une par une et, sans minimisation, nous avons calculé le χ_{pp}^2 . Les résultats sont reportés dans le tableau 2.6.

N^* éteinte	$S_{11}(1535)$	$S_{11}(1650)$	$P_{11}(1440)$	$P_{11}(1710)$	$P_{13}(1720)$
χ_{pp}^2	48.86	2.62	3.55	2.37	2.77

N^* éteinte	$D_{13}(1520)$	$D_{13}(1700)$	$D_{15}(1675)$	$F_{15}(1680)$
χ_{pp}^2	2.23	1.93	2.10	2.47

TABLE 2.6: χ^2 réduit par point pour le modèle B avec une seule résonance éteinte (le χ_{pp}^2 du modèle B étant de 1.94).

Le processus est clairement dominé par la résonance $S_{11}(1535)$. Néanmoins, deux autres résonances jouent un rôle non négligeable : $P_{11}(1440)$ et $P_{13}(1720)$. Les figures 2.19 et 2.20 montrent que l'importance relative de ces résonances dépend à la fois de l'angle et de l'énergie. La résonance $S_{11}(1535)$ contribue à plus de 80% aux sections efficaces de Prakhov *et al.* [99]. L'importance de cette résonance décroît avec l'énergie, surtout aux angles arrière, sans pour autant disparaître. L'effet de la résonance $P_{11}(1440)$ est important dans une gamme d'énergie comprise entre 1.525 GeV et 1.805 GeV, avec un effet destructif aux angles extrêmes avant. Enfin, la résonance $P_{13}(1720)$ apparaît aux angles avant aux alentours de $W \approx 1.6$ GeV, avec une contribution, majoritairement constructive, qui est maximale à $W \approx 1.73$ GeV. Bien que l'effet de la résonance $D_{13}(1520)$ soit faible sur la valeur du χ_{pp}^2 , elle demeure indispensable pour obtenir la bonne courbure aux énergies faibles. Le modèle B permet de décrire les données expérimentales de manière satisfaisante avec un mécanisme de réaction assez simple tout en conservant de bons résultats pour la diffusion pion-nucléon comparés à ceux de la Réf. [94].

Si l'on s'intéresse à présent à la construction de la section efficace totale c'est-à-dire à la manière dont la forme et l'amplitude de la courbe se dessinent en fonction des résonances présentes dans le modèle [119], on remarque de nouveau, d'après la figure 2.21, que la résonance $S_{11}(1535)$ est dominante dans cette réaction en contribuant à la position et l'amplitude du premier pic autour de 1.56 GeV. Cependant, le modèle ne comprenant que les termes non-résonants et la résonance $S_{11}(1535)$ ne permet pas de reproduire le deuxième pic qui apparaît

vers 1.71 GeV et surestime l'ensemble des données entre 1.6 et 1.7 GeV. Si l'on ajoute la résonance $S_{11}(1650)$ on obtient une courbe quasiment identique à celle correspondant au modèle complet. Ainsi, le minimum qui apparaît vers 1.65 GeV provient d'une interférence destructive entre les deux résonances S_{11} . La présence du second pic ne résulte que de l'aspect destructif des interférences car son amplitude est déterminée par la résonance $S_{11}(1535)$. L'ajout des autres résonances du modèle ne modifie pas la forme de la courbe. La baisse de l'amplitude générée par l'ajout de $P_{11}(1440)$ est compensée notamment par la résonance $P_{13}(1720)$. Les autres résonances ont, elles, un effet faible voir négligeable.

Ainsi, si l'on ne se réfère qu'à la section efficace totale, on pourrait conclure que le mécanisme de réaction se limite aux termes non-résonants ainsi qu'aux deux résonances S_{11} . La figure 2.22 représente la section efficace différentielle obtenue avec le modèle B à trois énergies correspondant approximativement à la position du deuxième maximum ($W = 1.71$ et 1.88 GeV) dans la courbe de section efficace totale ainsi qu'à la position du minimum ($W = 1.66$ GeV). La contribution de $S_{11}(1535)$ est dominante alors que la résonance $S_{11}(1650)$ a un effet destructif surtout à l'énergie la plus basse ce qui explique la présence d'un minimum dans la section efficace totale. Cependant, il faut noter ici que la configuration ne comprenant que la contribution des termes non-résonants et des deux premières S_{11} demeure éloignée du modèle complet et présente même une courbure opposée à ce dernier. $P_{11}(1440)$ a également un effet destructif aux deux plus basses énergies mais permet de retrouver la courbure du modèle complet. $P_{13}(1720)$ amplifie cet effet alors que $D_{13}(1520)$ a une faible contribution. Le modèle complet est presque reproduit avec l'ajout de $F_{15}(1680)$. Si à présent on enlève la résonance $S_{11}(1650)$ on observe de nouveau une surestimation des données à l'énergie la plus basse et donc la confirmation que le minimum n'est la conséquence que des interférences entre les deux S_{11} .

Cette étude confirme que l'on ne peut pas valider un modèle permettant de reproduire des données expérimentales de sections efficaces totales sans avoir comparé les résultats avec les données de sections efficaces différentielles. En effet, dans le cas présent, les courbes issues du modèle tronqué ne comprenant que les termes non-résonants et les deux S_{11} sont en dehors de celles définies par les points de données de $d\sigma/d\Omega$ mais les aires situées sous ces courbes sont quasiment identiques.

Modèle EBAC-Saclay

Afin d'étudier en détail le rôle de chacune des résonances dans le modèle EBAC-Saclay, on observe, comme pour le modèle B, la variation du χ_{pp}^2 en retirant une à la fois chacune des neuf résonances du modèle sans minimiser. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.7. Le processus est dominé par la résonance $S_{11}(1535)$. Les deux autres résonances ayant le plus d'effets sur le χ_{pp}^2 sont $S_{11}(1650)$ et $P_{13}(1720)$ (pour le modèle B, les résonances $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1440)$ et $P_{13}(1720)$ étaient les ingrédients les plus fondamentaux du modèle).

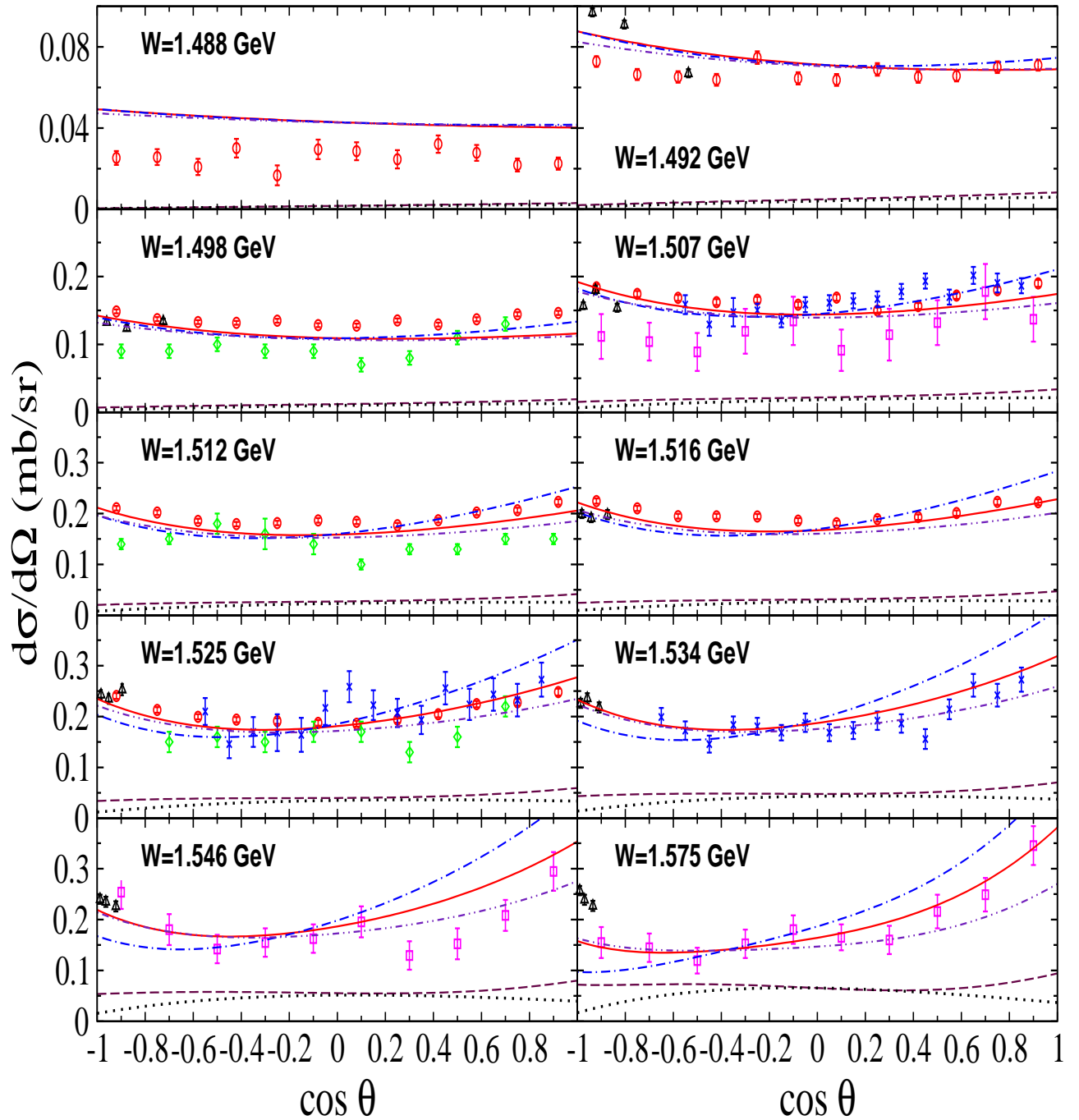


FIGURE 2.19: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes pleines correspondent au modèle B et les pointillés à la contribution des termes non-résonants du modèle B. Les autres courbes sont obtenues en éteignant une des résonances du modèle. Les résonances concernées sont $S_{11}(1535)$ (tirets), $P_{11}(1440)$ (tirets-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points). Les données sont identiques à celles de la figure 2.9.

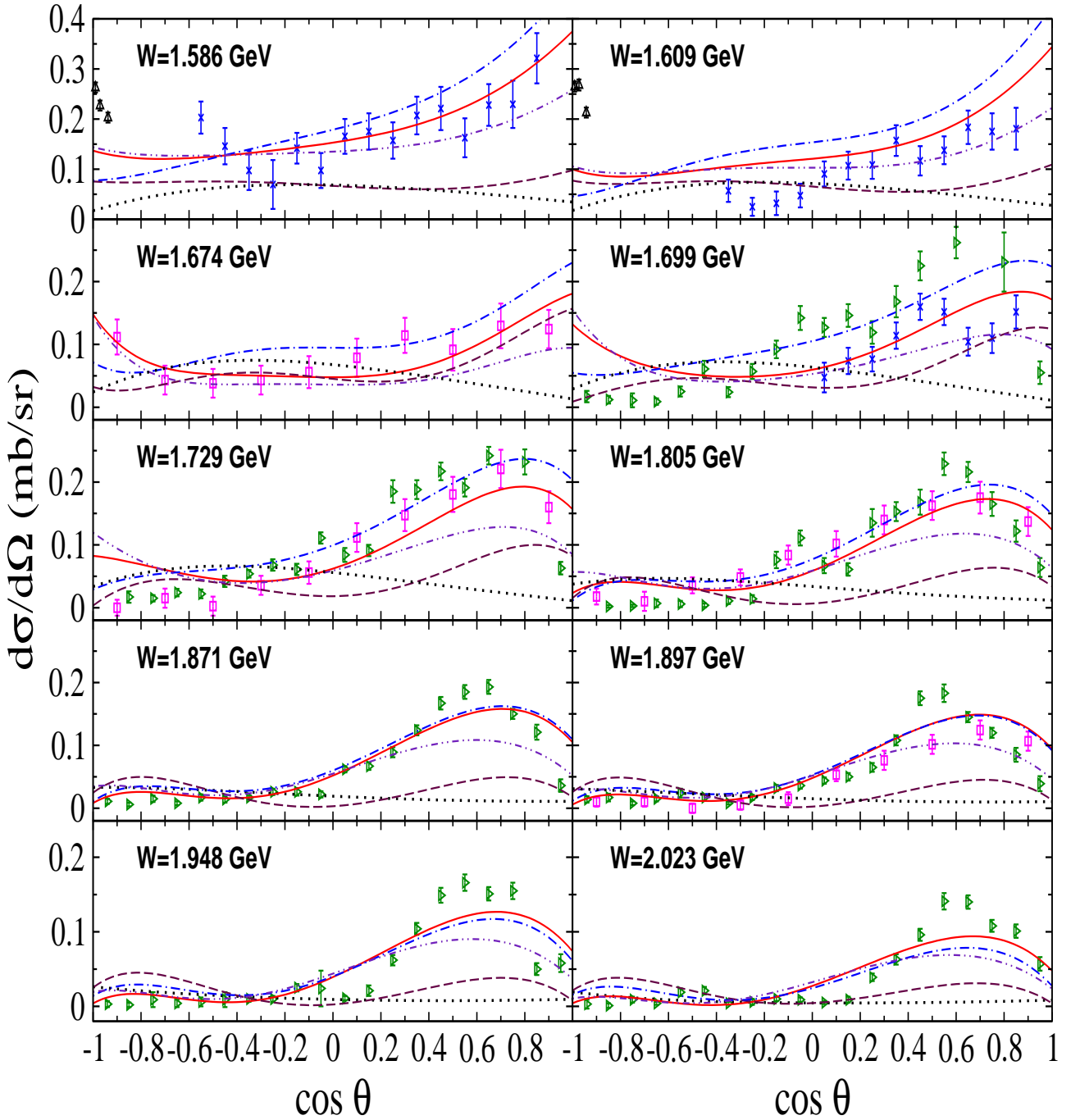


FIGURE 2.20: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes sont celles de la figure 2.19. Les données sont identiques à celles de la figure 2.10.

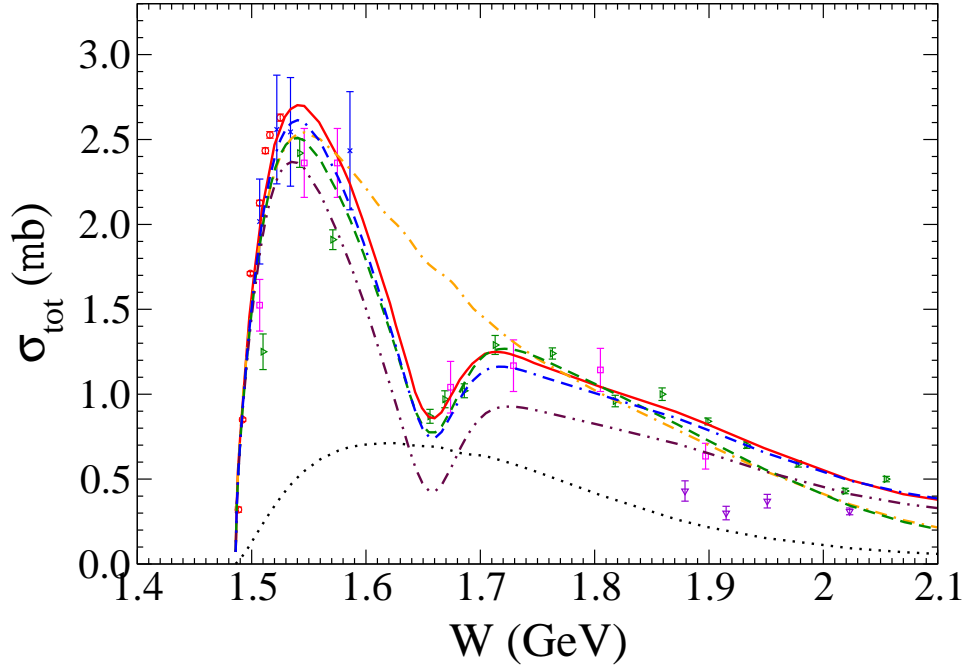


FIGURE 2.21: Section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. La courbe pleine correspond au modèle B et les pointillés à la contribution des termes non-résonants du modèle B. Les autres courbes sont obtenues en ajoutant certaines résonances au bruit de fond du modèle B à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440) + P_{13}(1720)$ (tirets-tirets-points). Les données sont identiques à celles des figures 2.19 et 2.20.

N^* éteinte	$S_{11}(1535)$	$S_{11}(1650)$	$P_{11}(1440)$	$P_{11}(1710)$	$P_{13}(1720)$
χ_{pp}^2	43.52	4.19	2.54	2.67	3.94

N^* éteinte	$D_{13}(1520)$	$D_{13}(1700)$	$D_{15}(1675)$	$F_{15}(1680)$
χ_{pp}^2	2.67	2.49	2.45	3.41

TABLE 2.7: χ^2 réduit par point pour le modèle EBAC-Saclay avec une seule résonance éteinte (le χ_{pp}^2 du modèle EBAC-Saclay étant de 2.32).

L'effet de ces trois résonances sur le modèle EBAC-Saclay est représenté dans les figures 2.23 et 2.24. Comme pour le modèle B, on observe que $S_{11}(1535)$ produit la quasi-totalité de la section efficace jusqu'à environ 1.6 GeV. A plus haute énergie, son effet est moindre notamment aux angles avant et représente environ 50% de la section efficace. La résonance $S_{11}(1650)$ a un effet destructif jusqu'à $W \approx 1.8$ GeV. Cet effet est maximal à $W = 1.674$ GeV c'est-à-dire dans la région où apparaît le minimum dans la courbe de section efficace totale. Au-delà de cette énergie, sa contribution apparaît faible sur l'ensemble du domaine angulaire. L'effet de $P_{13}(1720)$ est très faible aux énergies les plus basses et apparaît clairement à partir de 1.7

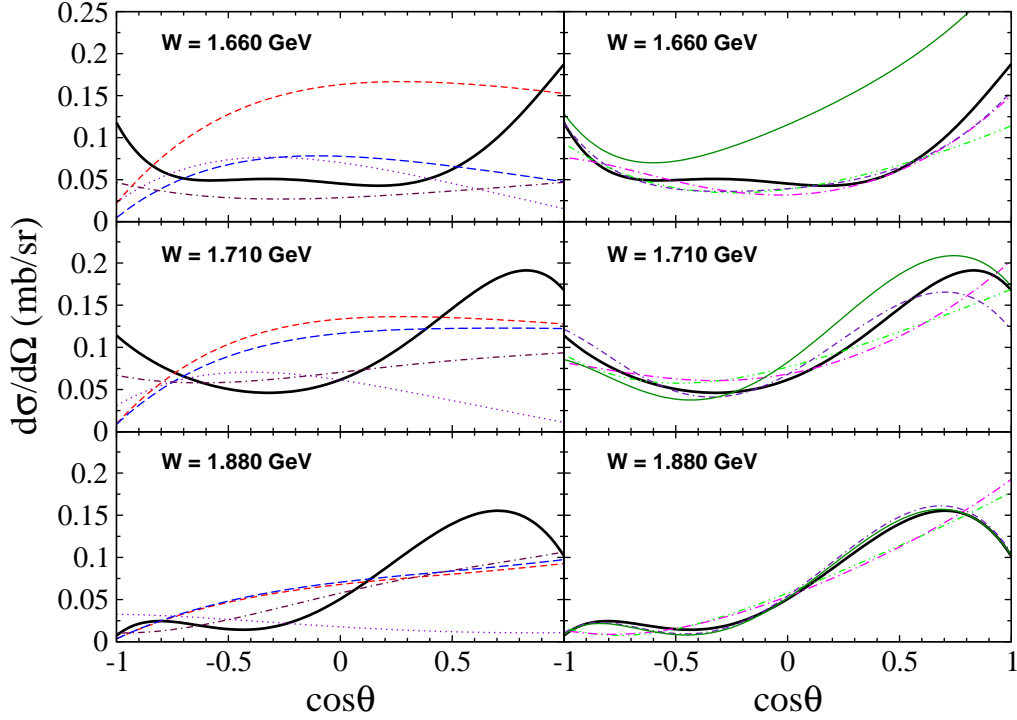


FIGURE 2.22: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Le modèle B correspond à la courbe pleine épaisse. Les autres courbes sont les termes non-résonants du modèle B (pointillés) auxquels on a ajouté successivement des résonances, à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets), puis $S_{11}(1650)$ (tirets longs), puis $P_{11}(1440)$ (tirets-points), puis $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points), puis $D_{13}(1520)$ (tirets longs-points), puis $F_{15}(1680)$ (tirets-tirets-points). Les courbes pleines dans les figures de droite correspondent à cette dernière configuration à laquelle on a retiré la résonance $S_{11}(1650)$.

GeV avec une contribution qui va croissante avec l'énergie. Comme on a pu le constater sur la figure 2.11, les termes non-résonants ont une très faible contribution (de l'ordre du pourcent) sur l'ensemble de la gamme en énergie. Dans les figures 2.23 et 2.24, ils apparaissent presque confondus avec l'axe des abscisses.

Les contributions des principales résonances du modèle EBAC-Saclay à la section efficace totale sont représentées dans la figure 2.25. Le premier pic est généré par la résonance $S_{11}(1535)$. L'ajout de la deuxième S_{11} a un effet destructif mais permet de générer le minimum apparaissant aux alentours de 1.67 GeV. L'écart en amplitude séparant le modèle complet de la configuration ne comprenant que les termes non-résonants et les deux premières S_{11} est comblé majoritairement par les résonances $P_{11}(1440)$, $P_{13}(1720)$ et $F_{15}(1680)$.

Pour conclure, les deux modèles sont largement dominés par la résonance $S_{11}(1535)$. Les contributions des autres résonances sont cependant différentes pour les modèles B et EBAC-Saclay. En particulier, le rôle de $P_{11}(1440)$ est fondamental pour le modèle B alors que le modèle EBAC-Saclay présente une importante sensibilité à $S_{11}(1650)$ ce qui demeure plus physique.

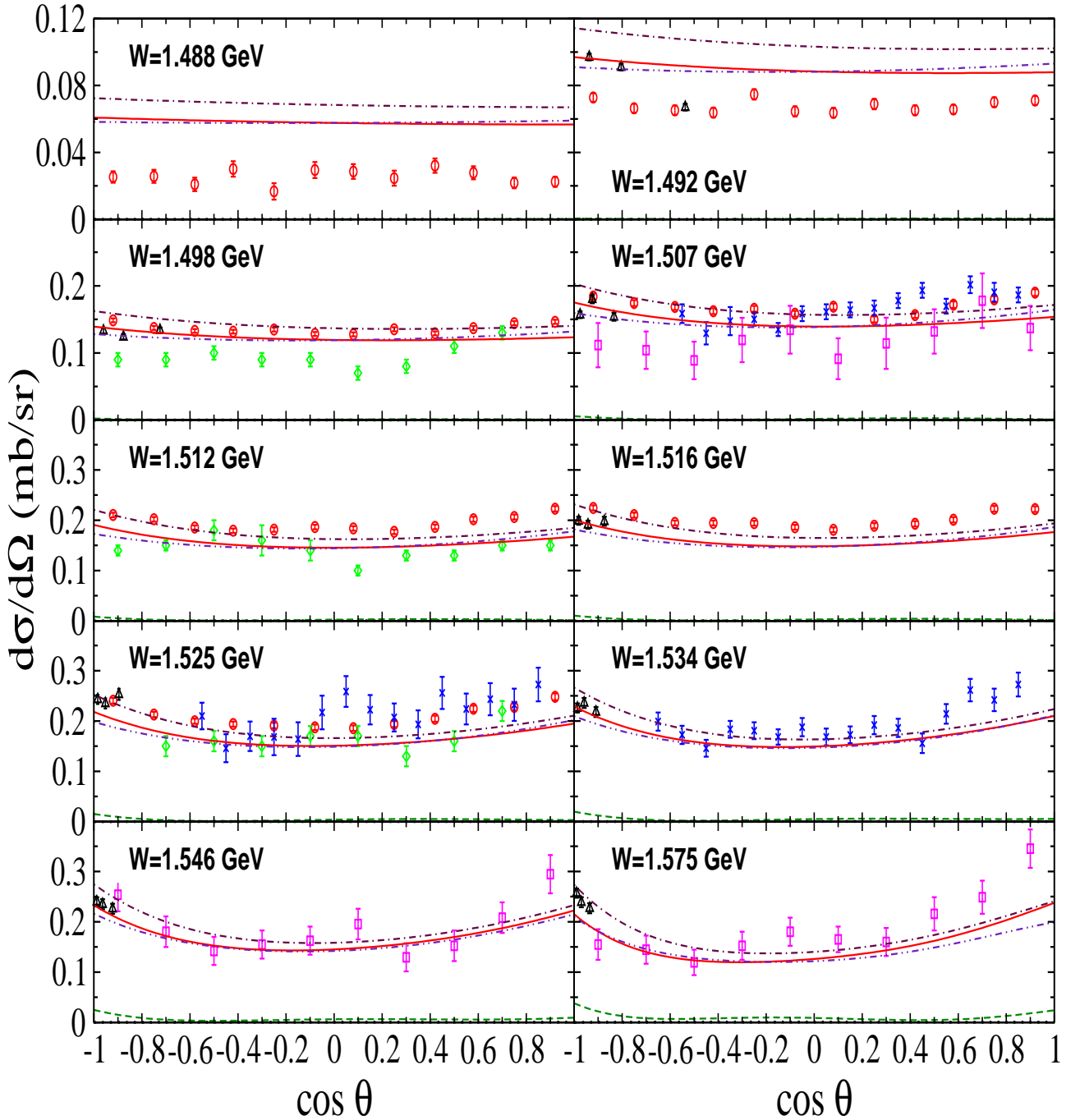


FIGURE 2.23: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes pleines correspondent au modèle EBAC-Saclay et les pointillés à la contribution de ses termes non-résonants. Les autres courbes sont obtenues en éteignant une des résonances du modèle. Les résonances concernées sont $S_{11}(1535)$ (tirets), $S_{11}(1650)$ (tirets-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets-points-points). Les données sont identiques à celles de la figure 2.19.

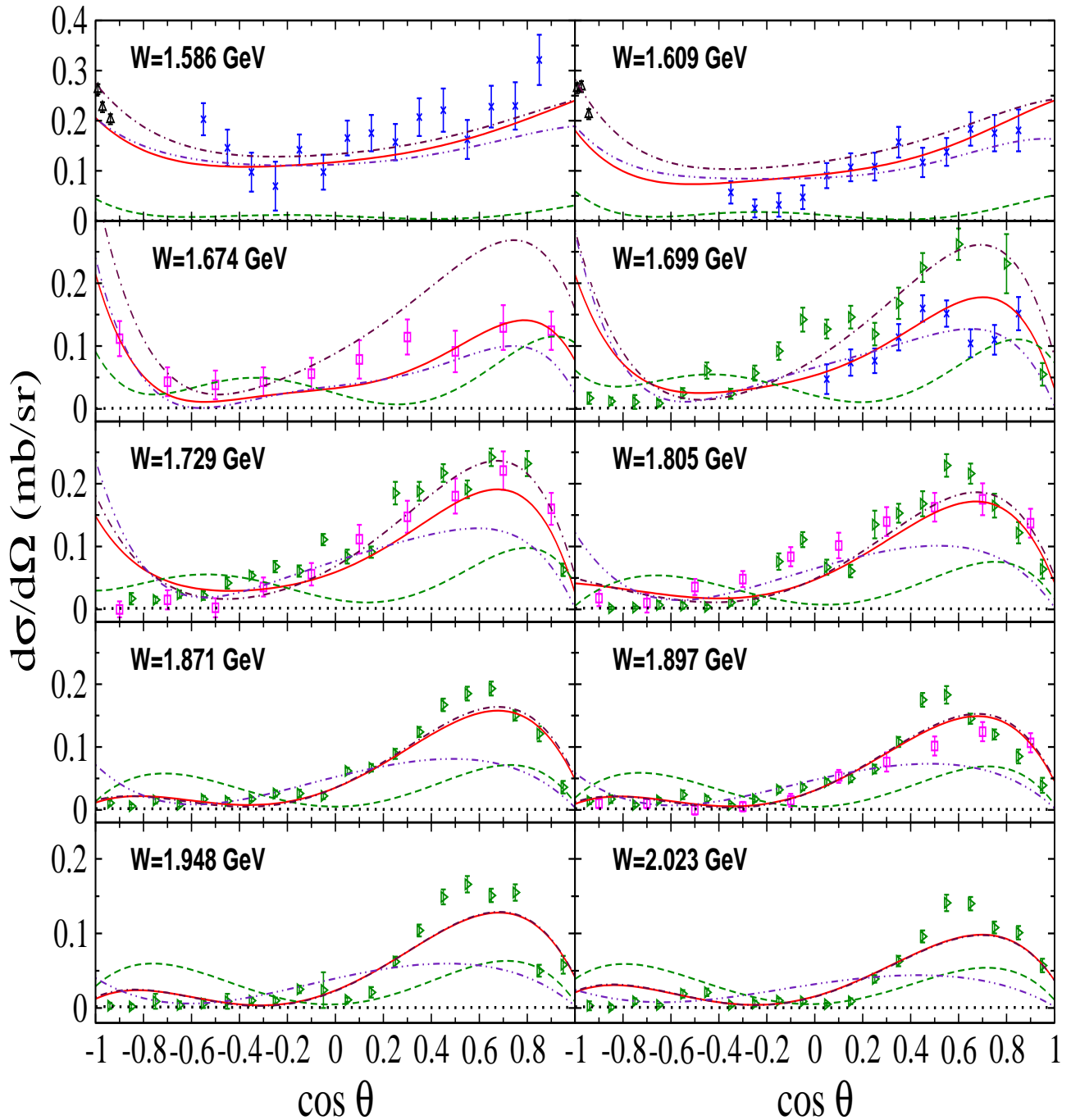


FIGURE 2.24: Section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes sont celles de la figure 2.23. Les données sont identiques à celles de la figure 2.20.

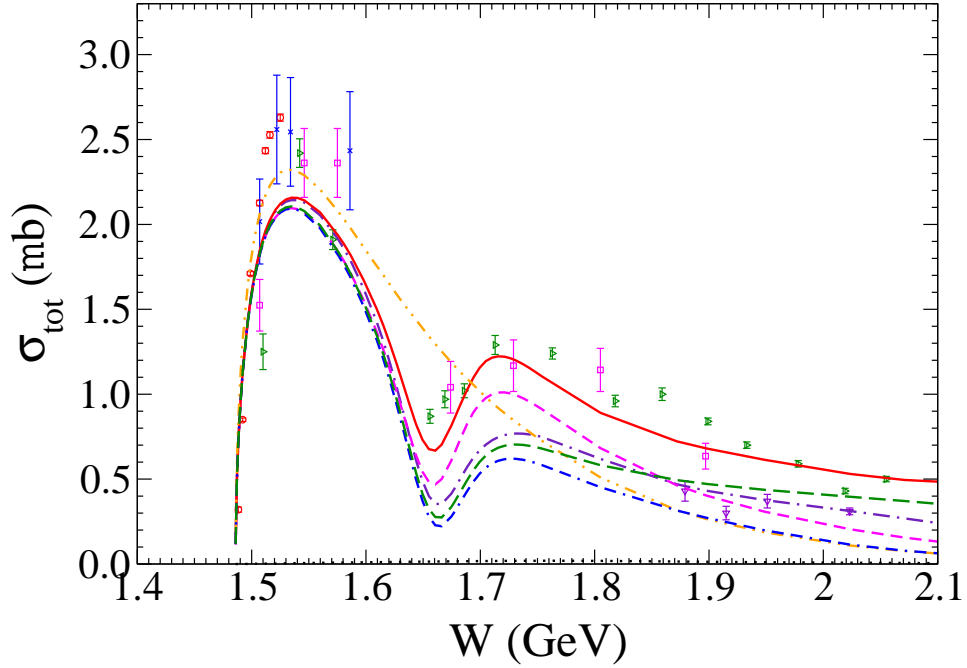


FIGURE 2.25: Section efficace totale pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les courbes correspondent au modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) et aux contributions des termes non-résonants du modèle EBAC-Saclay (points). Les autres courbes sont obtenues en ajoutant certaines résonances au bruit de fond du modèle EBAC-Saclay à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets-tirets-points), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{11}(1440)$ (tirets longs), $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + P_{13}(1720)$ (tirets-points) et $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) + F_{15}(1680)$ (tirets). Les données sont identiques à celles des figures 2.19 et 2.20.

2.3.6 Prédiction de la longueur de diffusion ηN et de la section efficace totale du processus $\eta p \rightarrow \eta p$

L'amplitude de diffusion ηN est définie par la relation :

$$f(k) = -\pi \frac{\sqrt{k^2 + m_N^2} \sqrt{k^2 + m_\eta^2}}{\sqrt{k^2 + m_N^2} + \sqrt{k^2 + m_\eta^2}} t_{\eta N, \eta N}(k, k), \quad (2.48)$$

à partir de laquelle on peut calculer la longueur de diffusion :

$$a_{\eta N} = \lim_{k \rightarrow 0} f(k). \quad (2.49)$$

La figure 2.26 montre la partie réelle et imaginaire de la fonction $f(k)$ pour les modèles B

et EBAC-Saclay. Le calcul de la longueur de diffusion donne pour le modèle B :

$$a_{\eta N} = (0.30 + i0.18)fm, \quad (2.50)$$

et pour le modèle EBAC-Saclay :

$$a_{\eta N} = (0.38 + i0.24)fm. \quad (2.51)$$

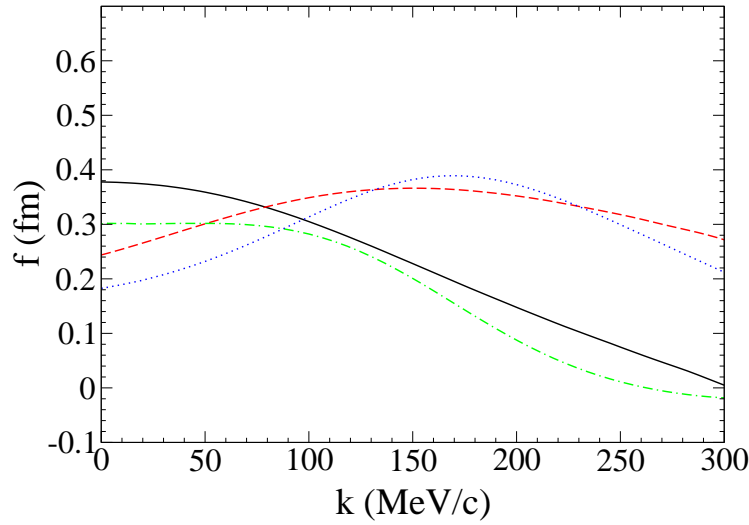


FIGURE 2.26: Partie réelle (courbe pleine pour le modèle EBAC-Saclay, tirets-points pour le modèle B) et partie imaginaire (tirets pour le modèle EBAC-Saclay, pointillés pour le modèle B) de $f(k)$ en fonction de l'impulsion dans le centre de masse.

La longueur de diffusion ηN a été largement étudiée au cours de ces vingt dernières années et revue par plusieurs auteurs récemment [120–122]. Une limite inférieure pour la partie imaginaire a été obtenue dans la Réf. [122] à partir du théorème optique en prenant en compte les données récentes de la Réf. [106] : $Im(a_{\eta N}) = (0.172 \pm 0.009)fm$. En combinant les résultats présentés dans ces publications, on peut définir un intervalle pour la partie imaginaire de la longueur de diffusion (dans lequel se trouvent les valeurs que nous avons déterminées) :

$$0.17 \leq Im(a_{\eta N}) \leq 0.49fm. \quad (2.52)$$

Pour la partie réelle de la longueur de diffusion, les valeurs fournies dans la littérature [123] donnent :

$$0.27 \leq Re(a_{\eta N}) \leq 1.0fm. \quad (2.53)$$

Les valeurs extraites à l'aide des modèles B et EBAC-Saclay sont proches de la limite

inférieure. Elles sont notamment compatibles avec celles obtenues via des Lagrangiens effectifs chiraux [124], avec la plupart des solutions issues d'analyses en ondes partielles des données de diffusions élastiques $\pi^\pm p, \pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ ainsi que $\pi^-p \rightarrow \eta n$, mais aussi avec des résultats plus anciens [125–128]. Les investigations basées sur des approches perturbatives chirales [63, 129, 130] donnent des valeurs plus faibles (de l'ordre de $0.2 fm$). Enfin, les calculs à base de voies couplées (matrice T [87, 115, 131–134] ou matrice K [121, 135, 136]) donnent des valeurs plus élevées : $0.5 \leq Re(a_{\eta N}) \leq 1.0 fm$.

Au-delà de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$, la production du méson η via des faisceaux de protons ou de deutérons a été étudiée et plusieurs valeurs pour la longueur de diffusion ηN ont été reportées dans la littérature :

- les données $pn \rightarrow \eta d$ près du seuil [137, 138] ont été étudiées avec un modèle à deux niveaux [128] comprenant des interactions à base d'échange de mésons et des interactions dans l'état final ηN . Ce modèle est en accord avec une longueur de diffusion assez faible : $a_{\eta N} = (0.29 + i0.36) fm$. Dans une approche microscopique à trois corps dans sa version non-relativiste [139], il est conclu que les données sont bien reproduites en utilisant les résultats de la Réf. [129] : $a_{\eta N} = (0.42 + i0.34) fm$. La version relativiste de cette approche [140] montre l'importance du traitement de l'état initial et de l'état final étudiés ; cela est également souligné par le groupe de Julich [141], ce qui a pour conséquence l'utilisation d'un ensemble de données plus restreint pour les longueurs de diffusion.
- les données $pp \rightarrow pp\eta$, $pn \rightarrow pn\eta$ ainsi que les données mentionnées précédemment ont récemment été étudiées avec un modèle à base de Lagrangiens effectifs [104] qui donne un bon accord pour $a_{\eta N} = (0.51 + i0.26) fm$.
- la production de η dans des collisions proton-deutéron a été étudiée mais ces investigations n'ont pas encore permis de préciser la longueur de diffusion ηN .

La faible valeur pour la partie réelle de la longueur de diffusion obtenue avec nos modèles exclue l'existence d'état lié η -nucléon.

Nous présentons enfin notre prédiction pour la section efficace totale de diffusion élastique ηN avec le modèle B (Fig. 2.27). La contribution du bruit de fond demeure faible et présente peu de variations avec l'énergie. Cette dernière, complétée avec celle de la résonance $S_{11}(1535)$, permet de se rapprocher de manière significative du modèle B complet, soulignant l'importance de $S_{11}(1535)$ dans ce processus.

La section efficace totale pour le processus $\eta N \rightarrow \eta N$ avec le modèle EBAC-Saclay (Fig. 2.28) présente, elle, un bruit de fond très faible (confondu avec l'axe des abscisses) et une large contribution de la résonance $S_{11}(1535)$. La deuxième S_{11} a un effet constructif et provoque l'apparition d'une légère structure entre 1.6 et 1.7 GeV.

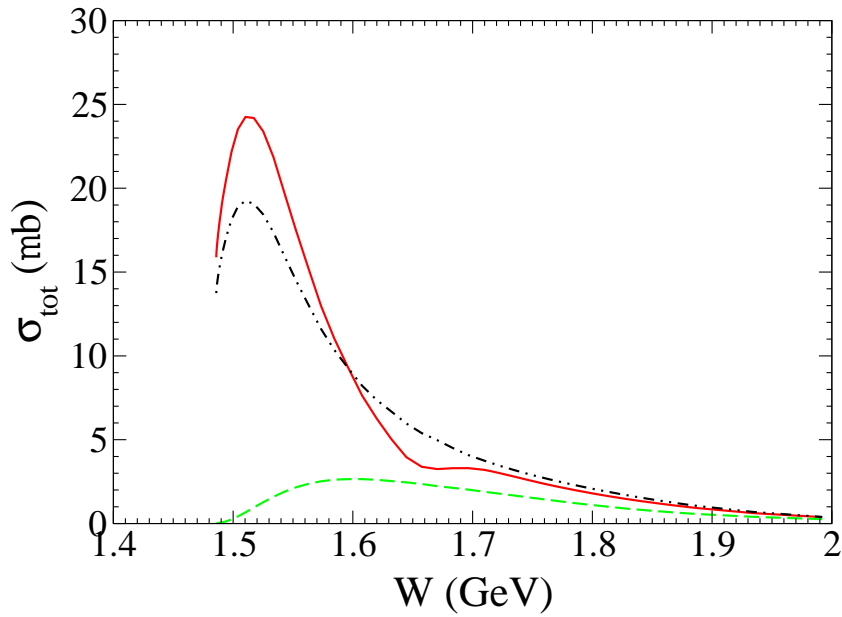


FIGURE 2.27: Section efficace totale pour la réaction $\eta p \rightarrow \eta p$ pour le modèle B (courbe pleine) en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Les autres courbes correspondent au bruit de fond du modèle B (tirets) et à la contribution de la résonance $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points).

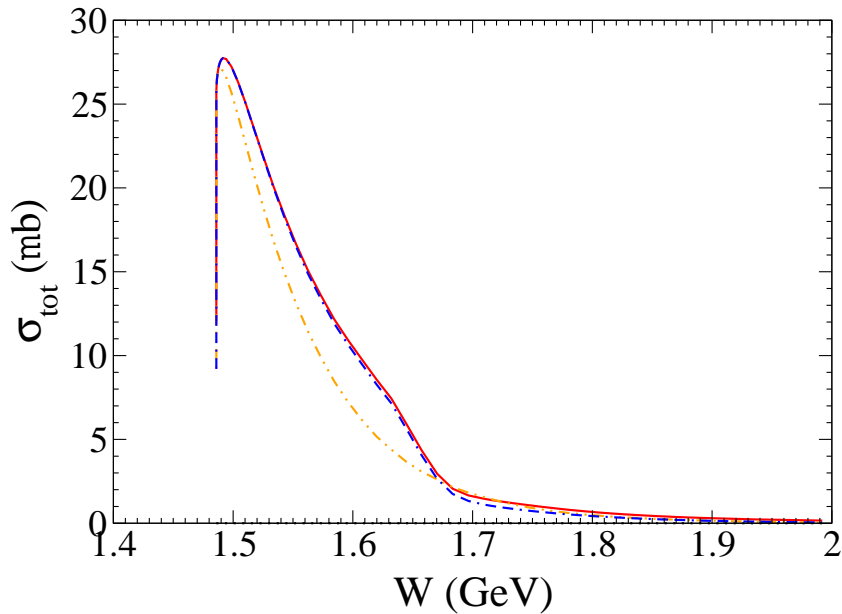


FIGURE 2.28: Section efficace totale pour la réaction $\eta p \rightarrow \eta p$ pour le modèle EBAC-Saclay (courbe pleine) en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse. Les autres courbes correspondent aux termes non-résonants du modèle EBAC-Saclay (points) auxquels on a successivement ajouté les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points) et $S_{11}(1650)$ (tirets-tirets-points).

2.3.7 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre exposé les modèles B et EBAC-Saclay pour la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ générés à partir du modèle JLMS [94]. La différence entre ces deux modèles vient de la constante de couplage $g_{\eta NN}$ qui a été laissée libre dans le cadre du modèle B et qui a été fixée à une valeur compatible avec celle du modèle de quarks [24] pour le modèle EBAC-Saclay. L'étude détaillée des modèles nous permet de conclure que :

- la qualité de l'ajustement des données en section efficace différentielle est comparable pour les deux modèles excepté aux deux énergies les plus basses de Prakhov *et al.* [99]. Cependant, nous avons pu constater que la variation en amplitude de la section efficace évolue très rapidement dans ce domaine en énergie, rendant la procédure d'ajustement délicate. Nous avons par ailleurs souligné qu'une solution aurait été de tenir compte de l'erreur en énergie afin de donner un poids plus faible en termes de χ^2 à ces données.
- les ondes partielles pour la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ sont plus altérées avec le modèle B qu'avec le modèle EBAC-Saclay. Ce dernier présente un bon accord avec les résultats obtenus avec le modèle JLMS [94] pour l'ensemble des ondes S , P , D et F .
- l'étude du mécanisme de réaction révèle des différences très significatives par rapport à l'importance des résonances. En effet, si dans les deux modèles, $S_{11}(1535)$ reste de loin la résonance dominante, les trois suivantes, dans l'ordre décroissant des contributions sont, pour le modèle B : $P_{11}(1440)$, $P_{13}(1720)$, $S_{11}(1650)$, et pour le modèle EBAC-Saclay : $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(1680)$. Le dernier ensemble de résonances correspond à une description plus réaliste de la réaction compte tenu des travaux réalisés par d'autres auteurs.
- la longueur de diffusion ηN calculée avec le modèle EBAC-Saclay est plus élevée pour la partie réelle et imaginaire que celle du modèle B tout en demeurant dans les intervalles définis par les équations 2.52 et 2.53.

Ainsi, le modèle EBAC-Saclay permet une description raisonnable des données avec un mécanisme de réaction plus réaliste et peut être inclus dans l'étude de la photoproduction.

Chapitre 3

Etude de la voie directe $\gamma N \rightarrow \eta N$

On s'intéresse dans ce chapitre aux travaux issus de la Réf. [24] à partir desquels nous allons extraire les amplitudes permettant de traiter la voie directe dans la réaction de photoproduction $\gamma N \rightarrow \eta N$. Dans un premier temps, je m'intéresserai au formalisme reposant sur un modèle de quarks constituants chiral (χ CQM) pour la photoproduction de mésons pseudo-scalaires (π , η et K) sur le nucléon [67] auquel le mécanisme d'échange d'un gluon est ajouté afin de tenir compte de la brisure de la symétrie $SU(6) \otimes O(3)$. Ensuite, je décrirai les résultats obtenus ainsi que les paramètres extraits des ajustements sur les données de sections efficaces différentielles, d'asymétries de faisceau polarisé (depuis le seuil jusqu'à environ 2 GeV) ainsi que sur le spectre de masse des résonances connues.

3.1 Formalisme

3.1.1 Formalisme de quarks constituants

Comme dans les travaux issus de la Réf. [67], le formalisme est basé sur un Lagrangien effectif chiral [68] dont l'expression est donnée par :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu + V^\mu + \gamma_5 A^\mu) - m]\psi + \dots, \quad (3.1)$$

où le courant vecteur (V^μ) et le courant axial (A^μ) s'écrivent :

$$V^\mu = \frac{1}{2}(\xi\partial^\mu\xi^\dagger + \xi^\dagger\partial^\mu\xi), \quad A^\mu = \frac{1}{2i}(\xi\partial^\mu\xi^\dagger - \xi^\dagger\partial^\mu\xi). \quad (3.2)$$

Dans ces équations, $\xi = \exp(i\Pi/f_m)$, où f_m est la constante de décroissance du méson m .

On note ψ et ϕ_m les champs de quarks et de mésons avec :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi(u) \\ \psi(d) \\ \psi(s) \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Le champ Π correspond à la matrice $3 \otimes 3$ suivante :

$$\Pi = \begin{vmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\eta \end{vmatrix}, \quad (3.4)$$

dans laquelle les mésons pseudo-scalaires π , K et η sont traités comme des bosons de Goldstone de manière à ce que le Lagrangien défini dans l'équation 3.1 soit invariant par transformation chirale. La matrice de transition pour la photoproduction de mésons pseudo-scalaires, basée sur le Lagrangien de la QCD, contient quatre composantes et s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi} = & \langle N_f | H_{m,e} | N_i \rangle + \sum_j \left\{ \frac{\langle N_f | H_m | N_j \rangle \langle N_j | H_e | N_i \rangle}{E_i + \omega - E_j} + \right. \\ & \left. \frac{\langle N_f | H_e | N_j \rangle \langle N_j | H_m | N_i \rangle}{E_i - \omega_m - E_j} \right\} + \mathcal{M}_T, \end{aligned} \quad (3.5)$$

où $N_i(N_f)$ est l'état initial (final) du nucléon, et où ω et ω_m désignent respectivement l'énergie du photon incident et du méson dans la voie de sortie. Le couplage pseudo-vecteur et le couplage électromagnétique dans l'approximation de l'arbre sont donnés par les expressions suivantes :

$$H_m = \sum_j \frac{1}{f_m} \bar{\psi}_j \gamma_\mu^j \gamma_5^j \psi_j \partial^\mu \phi_m, \quad (3.6)$$

$$H_e = - \sum_j e_j \gamma_\mu^j A^\mu(\vec{k}, \vec{r}), \quad (3.7)$$

où $A^\mu(\vec{k}, \vec{r})$ correspond au champ électromagnétique. Le premier terme de l'équation 3.5 est un terme de contact. Il est généré par la transformation du vecteur axial A^μ dans le Lagrangien de la QCD. Ce terme étant proportionnel à la charge électrique du méson dans la voie de sortie, il ne contribue pas à la production du méson η . Le deuxième et le troisième terme correspondent respectivement à la voie s et u. Le dernier terme est la contribution de la voie t. Dans cette étude, les composantes issues de la voie u sont traitées comme dégénérées car ces contributions sont moins sensibles à la structure des résonances que celles de la voie s [22].

L'amplitude de transition est exprimée en termes d'amplitudes CGLN [142] (f_i) afin de

calculer les observables expérimentales dans une gamme d'énergie allant du seuil à environ 2 GeV [143], ce qui correspond à un nombre quantique principal $n \leq 2$ dans la base l'oscillateur harmonique avec laquelle les fonctions d'onde sont exprimées. Pour cela, on note que l'amplitude de transition \mathcal{M}_{fi} peut s'écrire :

$$\mathcal{M}_{fi} = \vec{J} \cdot \vec{\epsilon}, \quad (3.8)$$

où $\vec{\epsilon}$ désigne le vecteur polarisation du photon incident et où le courant \vec{J} s'écrit :

$$\vec{J} = f_1 \vec{\sigma} + i f_2 \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{k} \times \vec{\sigma})}{|\vec{q}||\vec{k}|} + f_3 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{k}}{|\vec{q}||\vec{k}|} \vec{q} + f_4 \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{q^2} \vec{q} \quad (3.9)$$

dans le centre de masse. σ est l'opérateur de spin pour l'état initial et final avec un spin 1/2. \vec{k} et \vec{q} sont les impulsions respectives du photon et du méson.

Pour la voie s, les amplitudes correspondant à la contribution des résonances sont obtenues selon une procédure similaire à celle utilisée pour la diffusion Compton [144] et sont données par [22, 67] :

$$\mathcal{M}_{N^*} = \frac{2M_{N^*}}{s - M_{N^*}^2 - iM_{N^*}\Gamma(\vec{q})} e^{-\frac{\vec{k}^2 + \vec{q}^2}{6\alpha^2}} \mathcal{O}_{N^*}, \quad (3.10)$$

où $\sqrt{s} \equiv W = E_N + \omega_\gamma = E_f + \omega_m$ est l'énergie totale du système (E_N , ω_γ , E_f et ω_m désignant les énergies dans le centre de masse), et \mathcal{O}_{N^*} est déterminée par la structure de chaque résonance. $\Gamma(\vec{q})$ est la largeur totale de la résonance et dépend de l'impulsion de l'état final \vec{q} (l'expression exacte de $\Gamma(\vec{q})$ est donnée dans la Réf. [67]). $e^{-\frac{\vec{k}^2 + \vec{q}^2}{6\alpha^2}}$ correspond à un facteur de forme dans la base de l'oscillateur harmonique. L'amplitude de transition \mathcal{O}_{N^*} , pour un n donné dans la base de l'oscillateur harmonique, est :

$$\mathcal{O}_n = \mathcal{O}_n^2 + \mathcal{O}_n^3. \quad (3.11)$$

Le premier (second) terme représente un processus dans lequel le photon incident est absorbé et le méson sortant est émis par le même (différent) quark. Dans la Réf. [24], on utilise l'expansion standard en multipôles des amplitudes CGLN [142] et on obtient les amplitudes de transition des résonances (notées $l_{2I, 2I\pm 1}$, par exemple S_{11} ou P_{13}) développées en ondes partielles. Cette amplitude de transition prend alors la forme suivante :

$$\mathcal{O}_{N^*} = i f_{1l\pm} \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} + f_{2l\pm} \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) + i f_{3l\pm} \vec{\sigma} \cdot \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} + i f_{4l\pm} \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\epsilon} \cdot \hat{q}. \quad (3.12)$$

On peut par ailleurs noter que, en exprimant les amplitudes CGLN avec la formulation usuelle [145, 146], on arrive aux amplitudes de Hebb-Walker en termes d'amplitudes d'hélicité de pho-

toexcitation :

$$A_{l\pm} = \mp f A_{1/2}^{N*}, \quad (3.13)$$

$$B_{l\pm} = \pm f \sqrt{\frac{4}{l(l+2)}} A_{3/2}^{N*}, \quad (3.14)$$

où

$$f = \frac{1}{(2J+1)2\pi} \left[\frac{M_N E_N}{M_{N^*}^2} k \right]^{1/2} \frac{2M_{N^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma(\vec{q})} A_{1/2}^m \equiv f_0 \frac{2M_{N^*}}{s - M_{N^*}^2 + iM_{N^*}\Gamma(\vec{q})}, \quad (3.15)$$

avec $A_{1/2}^m$ l'amplitude de décroissance $N^* \rightarrow \eta N$ apparaissant dans la largeur partielle de désintégration :

$$\Gamma_m = \frac{1}{(2J+1)} \frac{|\vec{q}| E_N}{\pi M_{N^*}} |A_{1/2}^m / C_{mN}^I|^2, \quad (3.16)$$

où C_{mN}^I représente les coefficients de Clebsch-Gordan relatifs au couplage d'isospin dans la voie de sortie. Dans la Réf. [67], les amplitudes partielles de décroissance sont utilisées pour séparer la contribution des états avec le même moment cinétique orbital L . En fait, avec les amplitudes d'hélicité de photoexcitation et de décroissance en méson-nucléon, on peut directement obtenir les amplitudes CGLN pour chacune des résonances en termes des dérivées de polynômes de Legendre :

$$\begin{aligned} f_{1l\pm} &= f_0 [\mp A_{1/2}^{N*} - \sqrt{\frac{l+1/2 \mp 1/2}{l+1/2 \pm 3/2}} A_{3/2}^{N*}] P'_{\ell\pm 1}, \\ f_{2l\pm} &= f_0 [\mp A_{1/2}^{N*} - \sqrt{\frac{l+1/2 \pm 3/2}{l+1/2 \mp 1/2}} A_{3/2}^{N*}] P'_\ell, \\ f_{3l\pm} &= \pm f_0 \frac{2A_{3/2}^{N*}}{\sqrt{(l-1/2 \pm 1/2)(l+3/2 \pm 1/2)}} P''_{\ell\pm 1}, \\ f_{4l\pm} &= \mp f_0 \frac{2A_{3/2}^{N*}}{\sqrt{(l-1/2 \pm 1/2)(l+3/2 \pm 1/2)}} P''_\ell. \end{aligned} \quad (3.17)$$

3.1.2 Mélange de configuration

Ces amplitudes sont dérivées à partir de la symétrie $SU(6) \otimes O(3)$. Cependant, pour les états physiques, cette symétrie est brisée. Un exemple est la violation de la loi de Moorhouse [147]. Dans la Réf. [21], un ensemble de paramètres C_{N^*} a ainsi été introduit pour prendre en compte la brisure de cette symétrie par la substitution suivante :

$$\mathcal{O}_{N^*} \rightarrow C_{N^*} \mathcal{O}_{N^*}. \quad (3.18)$$

Dans les Réfs. [21, 22], ces paramètres ont été traités comme ajustables autour de leur valeur définie par $SU(6) \otimes O(3)$ ($|C_{N^*}| = 0$ ou 1). Dans la Réf. [24], au lieu d'utiliser ces paramètres ajustables, on introduit la brisure de la symétrie par le mélange de configuration dans les fonctions d'onde des baryons avec le modèle d'échange d'un gluon (OGE¹) [50–52] qui a été utilisé avec succès pour l'étude des amplitudes d'hélicité et des largeurs de décroissance des résonances [53].

Dans le modèle de OGE, l'Hamiltonien s'écrit [50–52] :

$$H = \sum_{i=1}^3 m_i + \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i^2} + \sum_{i<j=1}^3 K r_{ij}^2 + \sum_{i<j=1}^3 U(r_{ij}) + H_{hyp}, \quad (3.19)$$

où m_i désigne la masse effective du quark constituant i et $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ est la séparation entre deux quarks. Le potentiel de confinement a deux composantes : un potentiel sous forme d'oscillateur harmonique ($K r_{ij}^2$) et un terme anharmonique $U(r_{ij})$ traité comme une perturbation. La partie hyperfine de l'interaction est la somme d'un terme de contact et d'un terme tensoriel :

$$H_{hyp} = \frac{2\alpha_s}{3m_q^2} \sum_{i<j=1}^3 \left\{ \frac{8\pi}{3} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \delta^3(\vec{r}_{ij}) + \frac{1}{r_{ij}^3} \left(\frac{3\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij} \vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right) \right\}, \quad (3.20)$$

où S_i est le spin du quark i et α_s un facteur de normalisation traité comme paramètre libre [51]. C'est cette interaction hyperfine qui génère le mélange de configuration.

Les deux premiers termes de l'équation 3.19 peuvent s'écrire comme deux oscillateurs harmoniques avec les coordonnées de Jacobi. Les solutions sont alors les fonctions d'onde de $SU(6) \otimes O(3)$. La brisure de symétrie est générée par les termes additionnels. Comme le mélange de configuration est principalement issu des parties dépendantes du spin et des saveurs de l'Hamiltonien [62], une méthode simple est utilisée pour traiter le phénomène de confinement comme dans les Réfs. [6, 52], où trois constantes E_0 , Ω et Δ sont introduites.

3.2 Construction du modèle

Une série d'ajustements sur des données expérimentales de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ ($W \leq 2$ GeV) ainsi que sur le spectre des résonances connues a été réalisée avec le formalisme présenté précédemment et à l'aide de la librairie CERN MINUIT.

La base de données utilisée comprend (Cf. tableau 3.1) :

- 1220 points de sections efficaces différentielles dans une gamme en énergie allant de $W = 1.49$ à 1.99 GeV et provenant de MAMI [30], CLAS [27], ELSA [25], GRAAL [28] et

1. One-Gluon Exchange

LNS [29]. Seules les erreurs statistiques sont prises en compte.

- 184 points en asymétrie de faisceau polarisé ($1.49 \leq W \leq 1.92$ GeV) issus de GRAAL [28] et ELSA [26]. Les erreurs statistiques sont également les seules considérées pour ces données.
- le spectre des résonances connues dont les valeurs initiales pour les masses et les largeurs proviennent du PDG [5] (les incertitudes sont majorées de 15 MeV par rapport à celles du PDG comme dans la Réf. [55] de manière à ce que les résonances avec une faible erreur n'apportent pas trop de contraintes au détriment de celles dont les erreurs associées sont plus élevées). La base de données contient l'ensemble des 12 résonances nucléoniques de masses inférieures à 2 GeV à savoir :
 - $\mathbf{n=1}$: $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1700)$ et $D_{15}(1675)$;
 - $\mathbf{n=2}$: $P_{11}(1440)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $F_{15}(1680)$, $F_{15}(2000)$ et $F_{17}(1990)$.
 En plus de ces résonances de spin 1/2, la masse de $\Delta(1232)$ est également ajustée (même si les résonances de spin 3/2 n'interviennent pas dans la photoproduction du méson η).
- les résonances de masses supérieures à 2 GeV sont traitées comme dégénérées et simulées par une unique résonance (HM N^{*2}) pour laquelle la masse, la largeur et le coefficient de brisure de symétrie sont des paramètres laissés comme ajustables.

Les 50 points d'asymétrie de cible polarisée issus de BONN [148] ne sont pas inclus dans la base de données car les incertitudes sur ces points sont trop élevées pour fournir assez de contraintes sur l'ajustement [23].

Les paramètres ajustables (Cf. tableau 3.2) sont : le couplage η -nucléon-nucléon ($g_{\eta NN}$), la masse des quarks non-étranges (m_q), le paramètre de l'oscillateur harmonique (α), la constante de couplage de la QCD (α_s), les constantes de confinement (E_0 , Ω et Δ), trois paramètres (M , Γ et C_{N^*}) relatifs à la résonance permettant de traiter de manière dégénérée les résonances de masses supérieures à 2 GeV et le paramètre de brisure de la résonance $P_{13}(1720)$ (il est apparu nécessaire [24] de laisser ce paramètre libre afin d'éviter une contribution trop importante de cette résonance, notamment dans les amplitudes d'hélicité comparées aux valeurs du PDG).

Le spectre des résonances connues apporte des contraintes sur six des paramètres ajustables. Cinq d'entre eux (m_q , α , α_s , Ω et Δ) sont déterminés par les masses du spectre des résonances ainsi que par les données de photoproduction. E_0 est contraint par la masse du nucléon. Le couplage $g_{\eta NN}$, le paramètre $C_{P_{13}(1720)}$ et les paramètres définissant la résonance HM N^* sont déterminés, eux, par les données de photoproduction uniquement.

Obs.	Lab.	Angles (degrés)	E_γ (GeV)	W (GeV)	N_{dp}
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	MAMI [30]	25-154	0.715-0.789	1.49-1.54	100
	CLAS [27]	45-134	0.775-1.625	1.53-1.98	142
	ELSA [25]	12-138	0.775-1.625	1.53-1.98	311
	GRAAL [28]	31-161	0.714-1.477	1.49-1.91	487
	LNS [29]	25-154	0.718-1.142	1.49-1.74	180
Σ	GRAAL [28]	33-160	0.724-1.472	1.50-1.90	150
	ELSA [26]	50-148	0.843-1.343	1.57-1.85	34
T	BONN [148]	33-145	0.717-1.105	1.49-1.71	50

TABLE 3.1: Données expérimentales de sections efficaces différentielles ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$), d'asymétries de faisceau polarisé (Σ) et d'asymétries de cible polarisée (T), pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ ($W \leq 2$ GeV).

Avec cet ensemble de paramètres, on obtient, après minimisation, le Modèle 1 dont les paramètres ajustés sont reportés dans le tableau 3.2 et dont le χ^2 par point s'avère être élevé. Cependant, plusieurs auteurs [9, 11–15, 18, 22, 149–151] ont souligné la nécessité d'introduire de nouvelles résonances pour interpréter les différentes observables avec des masses extraites comprises entre 1.73 et 2.1 GeV. Dans la Réf. [24], la possible contribution de trois nouvelles résonances (S_{11} , D_{13} et D_{15}) a été étudiée. Pour chacune de ces résonances, trois paramètres ajustables sont introduits : la masse M , la largeur Γ et un coefficient de brisure de symétrie C_{N^*} . En ajustant sur la base de données décrite précédemment, un second modèle (appelé Modèle 2) a été obtenu (dont les valeurs des paramètres sont reportées dans le tableau 3.2). Le χ_{pp}^2 diminue de manière significative (de 12.37 à 2.31).

Les valeurs extraites avec ce modèle sont proches de celles issues des travaux de Isgur-Karl [52] et Capstick-Roberts [6] : $E_0 = 1150$ MeV, $\Omega \approx 440$ MeV, $\Delta \approx 440$ MeV. Pour les trois autres paramètres, Isgur et Capstick ont introduit $\delta = (4\alpha_s\alpha)/(3\sqrt{2}\pi m_u^2)$, pour lequel ils obtiennent environ 300 MeV. Le Modèle 2 donne $\delta \approx 262$ MeV.

La masse et la largeur de la nouvelle résonance S_{11} sont en accord avec les valeurs des Réfs. [18, 22, 149, 152] mais la masse est plus faible de l'ordre de 100 MeV comparée aux valeurs obtenues dans les Réfs. [9, 13, 14, 56, 151]. La contribution au χ^2 de la nouvelle résonance D_{13} est faible contrairement à la nouvelle D_{15} .

Les résultats concernant le spectre des baryons extrait sont reportés dans la Réf. [24]. Pour les résonances connues, les résultats sont en accord avec ceux de Karl et Isgur [51, 52] et, à part pour les résonances $S_{11}(1535)$ et $D_{13}(1520)$, se trouvent dans les intervalles estimés dans

	Paramètres	Modèle 1	Modèle 2
	$g_{\eta NN}/\sqrt{4\pi}$	0.391	0.449
	m_q	277	304
	α	288	285
	α_s	1.581	1.977
	E_0	1135	1138
	Ω	450	442
	Δ	460	460
	$C_{P_{13}(1720)}$	0.382	0.399
HM N^*	M	1979	2129
	Γ	124	80
	C_{N^*}	-0.85	-0.70
$N^{\text{lle}} S_{11}$	M	-	1717
	Γ	-	217
	C_{N^*}	-	0.59
$N^{\text{lle}} D_{13}$	M	-	1943
	Γ	-	139
	C_{N^*}	-	-0.19
$N^{\text{lle}} D_{15}$	M	-	2090
	Γ	-	328
	C_{N^*}	-	2.89
χ_{pp}^2		12.37	2.31

TABLE 3.2: Paramètres ajustés des Modèles 1 et 2.

le PDG [5].

Dans le tableau 3.3 est examinée la sensibilité du Modèle 2 à ses ingrédients en éteignant une résonance à la fois et en calculant le χ_{pp}^2 sans réaliser de minimisation. La contribution la plus importante provient de la résonance $S_{11}(1535)$ et, dans une moindre mesure, de $S_{11}(1650)$ et $D_{13}(1520)$. Les résonances connues $F_{15}(1680)$ et $P_{13}(1720)$ ont également un rôle significatif dans le modèle. En ce qui concerne les nouvelles résonances, on note que la nouvelle S_{11} est essentielle dans le modèle tout comme D_{15} . Les résonances de masses élevées (simulées par une seule résonance HM N^*) et la nouvelle D_{13} n'ont pas d'effets importants.

Le Modèle 2 est construit avec les résonances données dans le tableau 3.3. Dans la Réf. [24], la contribution possible des résonances manquantes ($P_{11}(1899)$, $P_{11}(2051)$, $P_{13}(1942)$, $P_{13}(1965)$, $P_{13}(2047)$ et $F_{15}(1943)$) générées par le modèle de OGE, est étudiée. Leurs masses extraites à partir du Modèle 2 sont compatibles avec celles reportées par Karl et Isgur [51, 52]. Pour

cela, ces résonances sont ajoutées une par une au Modèle 2 sans minimisation. Aucune d'entre elles ne joue un rôle significatif dans le mécanisme de réaction (leur effet demeure inférieur à 10% [24]).

La contribution de la voie t due à l'échange de ρ et ω [153] s'est avérée être négligeable [23] et cette dernière n'est pas incluse dans le modèle. Le faible impact des résonances de masses élevées sur le χ^2 conforte cette idée (dans le cadre de l'hypothèse de dualité [154] qui indique qu'inclure des échanges dans la voie t peut amener à un problème de double comptage si un ensemble complet de résonances est inclus dans les voies s et u).

N^* éteinte	$S_{11}(1535)$	$S_{11}(1650)$	$P_{11}(1440)$	$P_{11}(1710)$	$P_{13}(1720)$	$P_{13}(1900)$
χ_{pp}^2	162	11.9	2.29	2.39	4.15	2.35
N^* éteinte	$D_{13}(1520)$	$D_{13}(1700)$	$D_{15}(1675)$	$F_{15}(1680)$	$F_{15}(2000)$	$F_{17}(1990)$
χ_{pp}^2	9.83	2.29	2.24	4.82	2.33	2.31
N^* éteinte	HM N^*	$N^{\text{lle}} S_{11}$	$N^{\text{lle}} D_{13}$	$N^{\text{lle}} D_{15}$		
χ_{pp}^2	2.50	12.69	2.63	3.88		

TABLE 3.3: χ^2 réduit par point pour le Modèle 2 avec une seule résonance éteinte à la fois (le χ_{pp}^2 du Modèle 2 étant de 2.31).

Le Modèle 2 constituera le modèle initial pour la voie directe de la réaction de photoproduction de η dans la recherche de modèles via les voies couplées. Nous allons dans le chapitre suivant étudier dans quelle mesure les voies couplées modifient les paramètres des résonances extraits et quelles sont leurs contributions pour l'ensemble des observables utilisées dans la base de données à savoir la section efficace différentielle, la section efficace totale et les asymétries de cible et de faisceau polarisés.

Chapitre 4

Etude de la photoproduction du méson η

Nous exposons dans ce chapitre le modèle pour la réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ obtenu à partir du formalisme développé dans le chapitre 1 qui inclut, en plus de la voie directe, des interactions dans l'état intermédiaire ($\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$) et dans l'état final ($\gamma N \rightarrow \eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$) avec $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi \Delta, \sigma N$ et ρN , dont les amplitudes sont extraites du modèle EBAC-Saclay (présenté dans le chapitre 2). Après avoir décrit la base de données ainsi que la procédure d'ajustement, nous proposerons une étude détaillée du modèle pour la photoproduction de η . Nous nous intéresserons en particulier à la contribution des résonances connues, des nouvelles résonances introduites dans la voie directe de réaction et des voies couplées sur les observables calculées à partir du modèle, à savoir la section efficace différentielle, totale, les asymétries de faisceau polarisé, de cible polarisée et les doubles polarisations faisceau-cible. Avant de conclure, les multipôles extraits de notre modèle seront présentés.

4.1 Introduction

Le formalisme développé ici s'appuie sur l'association d'un formalisme de quarks constituants pour le traitement de la voie directe de photoproduction de η (Cf. chapitre 3), d'un formalisme à base de Lagrangiens effectifs pour générer la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$ (Cf. Annexe C) et du formalisme MSL pour les interactions dans l'état intermédiaire et final (Cf. chapitre 2). Ainsi, en termes de multipôles, nous avons résolu l'équation intégrale suivante, où $A_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}$

désigne l'amplitude multipolaire de photoproduction pour notre formalisme :

$$A_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k') = b_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k') + \int dk'' k''^2 T_{l\pm}^{\pi N \rightarrow \eta N}(k'', k') G_{\pi N}(k'') a_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \pi N}(k, k'') \\ + \int dk'' k''^2 T_{l\pm}^{\eta N \rightarrow \eta N}(k'', k') G_{\eta N}(k'') b_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k''). \quad (4.1)$$

Les amplitudes multipolaires situées à droite de l'égalité sont :

- $b_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}$ pour le traitement de la voie directe de réaction (ces multipôles sont extraits à partir des coefficients CGLN obtenus avec le formalisme développé dans le chapitre 3 et avec les formules présentées dans l'Annexe D),
- $a_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \pi N}$ pour les termes non-résonants de photoproduction de pions (Cf. Annexe C),
- $T_{l\pm}^{\pi N \rightarrow \eta N}$ et $T_{l\pm}^{\eta N \rightarrow \eta N}$ pour les interactions dans l'état intermédiaire et dans l'état final (Cf. chapitre 2).

Pour résoudre cette équation, nous avons de nouveau eu recours à la méthode d'extraction de pôles présentée dans l'Annexe A. Pour cela, nous avons extrait les points (k_i) , les poids (w_i) et les propagateurs $G(k_i)$ utilisés pour résoudre l'équation 2.17 et permettant de calculer les termes non-résonants dans le formalisme MSL. Le calcul de l'amplitude se ramène alors à :

$$A_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k') = b_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k') + \sum_{i=1}^{n+1} T_{l\pm}^{\pi N \rightarrow \eta N}(k_i, k') G_{\pi N}(k_i) a_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \pi N}(k, k_i) \\ + \sum_{i=1}^{n+1} T_{l\pm}^{\eta N \rightarrow \eta N}(k_i, k') G_{\eta N}(k_i) b_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}(k, k_i). \quad (4.2)$$

Les amplitudes $A_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}$ ont été calculées jusqu'à $l = 10$. Un développement jusqu'à cet ordre (au moins) est nécessaire pour la voie directe de photoproduction afin de reproduire correctement les résultats présentés dans le chapitre précédent (avec une précision sur les observables d'environ 10^{-4}). Cependant, remarquons que le modèle EBAC-Saclay est construit sur une base d'ondes partielles jusqu'à $l = 3$. Ainsi, pour extraire les multipôles $A_{l\pm}^{\gamma N \rightarrow \eta N}$, nous avons dû calculer la matrice T non-résonante avec le modèle EBAC-Saclay dans une base allant jusqu'aux ondes M (c'est-à-dire $l = 10$). Nous avons assuré la validité d'un tel développement en calculant sans minimisation le χ^2 obtenu avec le modèle EBAC-Saclay et avec la base de données présentée dans le tableau 2.4 : l'altération apportée par cette modification est de l'ordre du pourcent.

A partir de ces amplitudes multipolaires, le calcul des différentes observables que nous allons présenter s'est opéré en générant dans un premier temps des coefficients CGLN (avec

les formules présentées dans l'Annexe D) puis les observables elles-mêmes via les expressions reportées dans l'Annexe E.

Avant de s'intéresser à la base de données utilisée, il convient de vérifier quelles sont les limitations en énergie de chacun des éléments constituant notre formalisme. Le modèle EBAC-Saclay et le modèle obtenu dans le chapitre précédent avec un formalisme de quarks constituants sont valides jusqu'à une énergie dans le centre de masse des réactions d'environ 2 GeV. En ce qui concerne la voie directe de photoproduction de pions, le modèle est valide jusqu'à une énergie de l'ordre de 1.6 GeV comme cela est souligné dans les Réfs. [69, 155]. Cependant, on utilise pour la partie de photoproduction de pions uniquement les termes non-résonants. Ce modèle peut ainsi être étendu au-delà de cette énergie comme on peut le voir dans les sections efficaces totales représentées dans la figure 4.1, dont les variations sont faibles et monotones. Ainsi, nous nous concentrerons dans la suite de l'étude sur une gamme en énergie située entre le seuil et 1.8 GeV. Les implications de cette restriction vont au-delà de la constitution même de la base de données. En effet, les résonances incluses dans le formalisme sont a priori identiques à celles utilisées dans le modèle de quarks pour la voie directe de réaction $\gamma N \rightarrow \eta N$ car seules les amplitudes de la voie directe contiennent des termes résonants. Or, lors des premiers ajustements réalisés avec ce formalisme jusqu'à 1.8 GeV, la masse de la nouvelle résonance D_{15} dérivait systématiquement vers une énergie de l'ordre de 2.2 GeV avec une largeur d'environ de 200 MeV. Nous avons par conséquent supprimé cette résonance de notre formalisme.

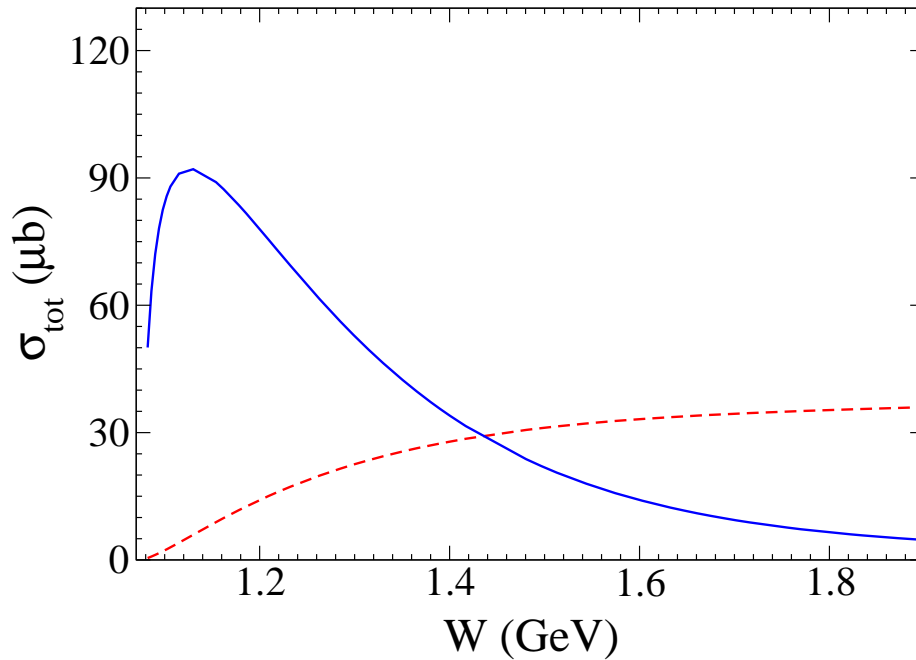


FIGURE 4.1: Section efficace totale pour la partie non-résonante des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (tirets) et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (courbe pleine) obtenue à partir du modèle issu du formalisme à base de Lagrangiens effectifs présenté dans l'Annexe C.

En ce qui concerne la base de données expérimentale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$, il est apparu au cours de la première phase d'ajustement que les données de MAMI [30] (notamment aux deux énergies extrêmes) présentent des incompatibilités avec les autres ensembles. Nous ne les avons donc pas intégré dans la base de données. De plus, comme dans l'étude de la voie directe $\gamma p \rightarrow \eta p$, les 50 points d'asymétrie de cible polarisée issus de BONN [148] ne sont pas inclus car les incertitudes sur ces derniers sont trop élevées. Ainsi, ces données n'apportent pas de contraintes significatives sur les paramètres et les ajouter dans la base de données aurait augmenté le temps de calcul. Il est néanmoins indispensable de comparer le résultat du modèle à ces données afin de s'assurer de la validité des prédictions. Notons que ces deux ensembles constituaient les premiers résultats expérimentaux "modernes" obtenus au milieu des années 90. Les autres ensembles, résumés dans le tableau 4.1, appartiennent à la troisième génération de données obtenues depuis 2002. Enfin, 9 points en asymétrie de faisceau polarisé ont été ôtés car leur contribution au χ^2 était trop importante.

Obs.	Lab.	Angles (degrés)	E_γ (GeV)	W (GeV)	N_{dp}	N_{dp} utilisés
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	MAMI [30]	25-154	0.715-0.789	1.49-1.54	100	0
	CLAS [27]	45-134	0.775-1.225	1.53-1.78	78	78
	ELSA [25]	12-138	0.775-1.225	1.53-1.78	168	168
	GRAAL [28]	31-161	0.714-1.232	1.49-1.79	325	325
	LNS [29]	25-154	0.718-1.142	1.49-1.74	180	180
Σ	GRAAL [28]	33-160	0.724-1.225	1.50-1.78	100	91
	ELSA [26]	50-148	0.843-1.249	1.57-1.79	28	28
T	BONN [148]	33-145	0.717-1.105	1.49-1.71	50	0

TABLE 4.1: Données expérimentales de sections efficaces différentielles pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ ($W \leq 1.8$ GeV). Les données utilisées dans l'étude sont reportées dans la dernière colonne.

Intéressons nous aux paramètres libres du formalisme. Dans le chapitre 2, nous avons développé le modèle EBAC-Saclay en nous assurant que le couplage $g_{\eta NN}$ utilisé était compatible avec celui du modèle de quarks dans le cadre de l'étude de la photoproduction de η . Pour cela, nous avons procédé par étapes ; pour rappel :

- à partir du formalisme MSL, un ajustement sur les données de sections efficaces différentielles de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ (Cf. tableau 2.4) avec le paramètre $g_{\eta NN}$ fixé à la valeur du modèle de quarks [24] a été réalisé.
- le résultat a été inclus dans notre formalisme à voies couplées de photoproduction dans lequel seule la constante de couplage ηNN a été laissée libre pour ajuster sur les 751 points de données de sections efficaces différentielles de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (Cf. tableau

4.1). La variation de $f_{\eta NN}$ est faible : la valeur initiale est 0.46 [24] et, à l'issue de la minimisation, elle est de 0.44.

- on a fixé la valeur du couplage à celle déterminée précédemment et on a ajusté de nouveau avec le formalisme MSL sur les données de sections efficaces différentielles de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ (Cf. tableau 2.4) comme dans le premier point.

Ainsi, et comme nous l'avions déjà précisé dans le chapitre 2, le couplage ηNN est fixé dans la suite de l'étude. Les autres paramètres du modèle EBAC-Saclay sont également figés tout comme l'ensemble des paramètres du modèle à partir duquel on va extraire les amplitudes pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$. Par ailleurs, compte tenu des contraintes importantes sur les paramètres de confinement du modèle de quarks pour la voie directe de réaction (m_q , α , α_s , E_0 , Ω et Δ qui ont été ajustés avec le spectre de masse des résonances issu du Particle Data Group [5]) (Cf. tableau 3.2), ces derniers seront également fixés aux valeurs issues de la Réf. [24]. Par conséquent, les paramètres libres de notre formalisme sont :

- le coefficient de brisure de la symétrie $SU(6) \otimes O(3)$ pour la résonance $P_{13}(1720)$: $C_{P_{13}(1720)}$,
- trois paramètres pour chacune des nouvelles résonances (S_{11} et D_{13}) ainsi que pour la résonance de masse élevée (HM N^*) :
 - la masse de la résonance M_{N^*} ,
 - la largeur de la résonance Γ_{N^*} ,
 - le coefficient de brisure de symétrie C_{N^*} ,

soit seulement 10 paramètres libres qui vont être ajustés sur 870 points expérimentaux correspondant à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et Σ .

4.2 Construction du modèle

Afin de vérifier si l'introduction des nouvelles résonances S_{11} et D_{13} dans notre formalisme est nécessaire, en plus des résonances connues $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1700)$, $D_{15}(1675)$, $P_{11}(1440)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $F_{15}(1680)$, $F_{15}(2000)$ et $F_{17}(1990)$, pour ajuster sur la base de données reportée dans le tableau 4.1, nous avons réalisé une série de quatre minimisations :

- modèle M1 : sans les nouvelles résonances S_{11} et D_{13}
- modèle M2 : avec la nouvelle résonance S_{11}
- modèle M3 : avec la nouvelle résonance D_{13}
- modèle M4 : avec les nouvelles résonances S_{11} et D_{13}

Les paramètres extraits pour les différents modèles sont donnés dans le tableau 4.2. Un point important concerne la nouvelle résonance D_{13} pour laquelle nous avons, pour générer les modèles M3 et M4, fixé la largeur à la valeur issue de la Réf. [24] (c'est-à-dire 139 MeV). En

effet, la masse de cette résonance apparaît, après ajustement, supérieure à l'énergie maximale considérée dans la base de données. Le peu de contraintes apportées par les données sur les paramètres relatifs à la nouvelle résonance D_{13} peut par conséquent les rendre non physiques. Ici, si la largeur de cette nouvelle résonance est laissée libre, un pic très étroit apparaît dans la section efficace totale au bout du spectre en énergie. De plus, pour le modèle M3, lors de la minimisation, l'absence de la nouvelle S_{11} produit de la part de la nouvelle D_{13} un effet de compensation qui se traduit par une forte augmentation du paramètre de brisure (et donc du couplage) qui provoque, là aussi, l'apparition d'un pic prononcé dans la courbe de section efficace totale à une énergie correspondant à la masse de la nouvelle D_{13} qui surestime largement les données expérimentales (appelons ce modèle M3'). Ainsi, nous avons considéré le modèle M3 comme le modèle obtenu en fixant la valeur du coefficient de brisure de la nouvelle D_{13} à une valeur deux fois moindre que celle obtenue dans M3' et en réalisant de nouveau un ajustement sur les données.

Paramètres des résonances		Modèles			
		M1	M2	M3	M4
$C_{P_{13}(1720)}$		0.614	0.425	0.896	0.453
$N^{\text{le}} S_{11}$	M (MeV)	-	1708	-	1707
	Γ (MeV)	-	218	-	222
	C	-	0.549	-	0.514
$N^{\text{le}} D_{13}$	M (MeV)	-	-	1867	1950
	Γ (MeV)	-	-	139	139
	C	-	-	-0.681	-0.683
HM N^*	M (MeV)	1900	1900	1927	1938
	Γ (MeV)	1500	700	1500	700
	C	1.324	0.278	2.200	0.790
χ^2 total		9840	2040	5510	1244
χ_{pp}^2		11.36	2.36	6.37	1.44

TABLE 4.2: Paramètres ajustés des modèles M1, M2, M3 et M4.

Le χ_{pp}^2 du modèle M1 est élevé alors que l'ajout de la nouvelle résonance S_{11} (modèle M2) et de la nouvelle résonance D_{13} (modèle M3) permet une amélioration significative de l'ajustement (surtout avec l'ajout de S_{11}). Au final, le modèle incluant les deux nouvelles résonances permet de retrouver un χ_{pp}^2 d'environ 1.5, c'est-à-dire comparable à celui de l'étude de la voie directe [24], justifiant ainsi l'ajout de ces résonances. Notons par ailleurs que les résonances manquantes supplémentaires générées par le modèle d'échange d'un gluon dans le modèle de quarks ont des contributions faibles similaires à celles reportées dans la Réf. [24].

Dans le tableau 4.3 sont reportés les χ^2 intégrés par observable et par laboratoire pour chacun des modèles. Pour chacun d'entre eux, sauf pour la prédiction de l'asymétrie de cible polarisée T, on retrouve le même ordre dans la qualité des ajustements à savoir $\chi^2(M1) > \chi^2(M3) > \chi^2(M2) > \chi^2(M4)$, soulignant ainsi la prépondérance de la contribution de la nouvelle résonance S_{11} par rapport à la nouvelle D_{13} .

Dans le tableau 4.4, les valeurs des χ^2 par point et par énergie pour la section efficace différentielle sont présentées pour chacun des modèles. Nous remarquons que l'ajout de la nouvelle S_{11} permet une diminution du χ^2_{pp} sur l'ensemble du spectre (comparaison des colonnes M1 et M2) alors que la nouvelle D_{13} a un effet plus ciblé aux énergies les plus élevées (comparaison des colonnes M1 et M3). Le modèle M4 combine ces effets pour fournir les χ^2_{pp} les plus faibles des quatre modèles.

Obs.	Lab.	Modèles			
		M1	M2	M3	M4
$d\sigma/d\Omega$	CLAS [27]	1526	188	699	148
	ELSA [25]	1876	220	518	142
	GRAAL [28]	3759	570	1892	348
	LNS [29]	986	290	870	282
χ^2 total		8147	1268	3979	920
Σ	GRAAL [28]	1233	588	1334	293
	ELSA [26]	461	184	197	31
χ^2 total		1694	772	1531	324
T	BONN [148]	321	102	348	98

TABLE 4.3: χ^2 intégrés pour les modèles M1, M2, M3, M4 et pour chaque ensemble de données.

Le modèle M4 constitue ainsi notre modèle pour le processus $\gamma N \rightarrow \eta N$ avec le formalisme intégrant en plus de la voie directe de réaction des interactions dans l'état intermédiaire et final. Avant de s'intéresser à l'étude détaillée de ce modèle, notamment au rôle des résonances connues, des deux nouvelles résonances intégrées au formalisme et des voies couplées, via l'étude de la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$, de la section efficace totale σ , des observables de simple polarisation (Σ , T), de double polarisation (E, F, G, H) et des multipôles, on se propose dans la suite de représenter les résultats issus des modèles M1, M2, M3 et M4 pour les observables $d\sigma/d\Omega$, Σ et T.

Energies (MeV)	Nb pts	Modèles			
		M1	M2	M3	M4
1491	20	1.78	1.31	1.79	1.15
1503	20	4.23	0.86	4.37	0.85
1516	40	12.13	1.05	12.19	1.20
1531	43	9.81	0.89	9.79	1.03
1540	10	6.59	0.64	6.29	0.67
1552	30	6.84	0.80	6.59	0.82
1561	53	5.06	0.94	4.75	0.97
1584	53	2.99	1.00	2.71	1.03
1598	28	4.51	1.63	4.30	1.65
1617	54	2.75	0.90	2.72	0.80
1638	29	3.87	0.64	4.78	0.74
1646	25	1.34	1.33	2.02	1.00
1659	29	3.68	1.99	4.54	1.70
1674	44	6.73	2.13	5.78	1.86
1690	29	11.24	2.76	5.28	1.90
1702	64	14.62	2.43	4.85	1.69
1729	44	25.65	2.62	7.10	1.40
1740	29	15.19	2.14	3.54	1.06
1756	63	26.26	2.51	5.85	1.03
1782	44	25.30	3.25	4.56	1.42
χ^2 total		8147	1268	3979	920
χ_{pp}^2		10.85	1.69	5.30	1.23

TABLE 4.4: χ^2 par point et par énergie pour les données en section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ pour chacun des modèles M1, M2, M3 et M4.

4.2.1 Section efficace différentielle et totale

Dans les figures 4.2 et 4.3 sont représentées les sections efficaces différentielles obtenues avec les quatre modèles (M1, M2, M3 et M4) reportés dans la partie précédente.

Jusqu'à une énergie de l'ordre de 1.6 GeV, les modèles M2 et M4 sont en bon accord avec les données (Cf. tableau 4.4) alors que les deux autres modèles (M1 et M3) ont tendance à les sous-estimer (d'environ 20%). Cet écart souligne l'importante contribution de la nouvelle résonance S_{11} à ces énergies. De plus, le fait que les sections efficaces obtenues avec M2 et M4 d'une part et M1 et M3 d'autre part soient presque confondues indique que la nouvelle D_{13} a

une contribution marginale jusqu'à environ 1.6 GeV.

Au-delà d'environ 1.6 GeV, l'effet de la nouvelle D_{13} apparaît clairement même si, jusqu'à 1.8 GeV, les déviations du modèle M2 par rapport au modèle M4 (qui constitue notre modèle pour la photoproduction) apparaissent inférieures à 10% (ces dernières tendent à augmenter avec l'énergie). La tendance pour les deux autres modèles est comparable : vers $W = 1.6$ GeV, ils surestiment les données aux angles arrière et les sous-estiment aux angles avant. Entre 1.7 et 1.8 GeV, ils sont en-dessous des données. Un point important à constater est que, outre la contribution significative de la nouvelle S_{11} à des énergies supérieures à 1.6 GeV comparée à celle de la nouvelle D_{13} , l'absence combinée de ces deux résonances dans le modèle M1, provoque une très forte dégradation de l'ajustement (surtout vers 1.75 GeV, comme on peut le vérifier dans le tableau 4.4).

Dans la figure 4.4 sont représentées les prédictions de la section efficace totale pour chacun des quatre modèles. Les données expérimentales sont bien reproduites jusqu'à 2 GeV par le modèle M4. La base de données utilisée pour les minimisations ne comprenant que des points jusqu'à 1.8 GeV, cette remarque pourrait laisser penser que le modèle M4 peut-être étendu jusqu'à 2 GeV sans réaliser d'autres ajustements. La conclusion est similaire à celle qui avait conduit, dans le chapitre 2, à ne pas considérer la configuration (à partir du modèle B) dans laquelle seuls les termes non-résonants et les deux résonances $S_{11}(1535)$ et $S_{11}(1650)$ avaient été conservés comme un modèle valable car, bien qu'il permît de reproduire la section efficace totale, il présentait des déviations en section efficace différentielle. Nous avons en effet représenté, dans la figure 4.5, les sections efficaces différentielles à quatre énergies (entre 1.8 et 2 GeV) prédites par le modèle M4 et on observe que les données ne sont pas reproduites par ce modèle. En ce qui concerne le modèle M2, il présente un accord avec les données quasiment identique au modèle M4 jusqu'à 1.75 GeV. Au-delà, l'absence de la nouvelle D_{13} provoque une sous-estimation des données.

Pour les modèles M1 et M3, les données sont quasiment toutes sous-estimées notamment pour le premier pic dont l'amplitude ne peut pas être reproduite malgré la présence dans ces modèles de la résonance $S_{11}(1535)$, connue pour être très fortement couplée à l'état ηN . L'absence de la nouvelle résonance S_{11} a un impact significatif sur l'ensemble du spectre en énergie comme on a pu le voir dans le tableau 4.4. Enfin, on remarque que le pic correspondant à la résonance D_{13} est décalé dans le modèle M3 par rapport au modèle M4 contrairement à celui de la nouvelle S_{11} qui est centré sur la même énergie dans les modèles M2 et M4. Cela s'explique par les contraintes apportées pour générer le modèle M3 comme nous l'avons évoqué précédemment. Nous avons dû en effet fixer la largeur et le coefficient de brisure de la nouvelle D_{13} dont les valeurs, étant peu contraintes par les données expérimentales, devenaient irréalistes. Ainsi, seule la masse de la résonance pouvait varier et, pour compenser l'absence de la nouvelle S_{11} , elle s'est décalée vers la borne inférieure lors de la minimisation afin de limiter la sous-estimation des données au delà de 1.75 GeV.

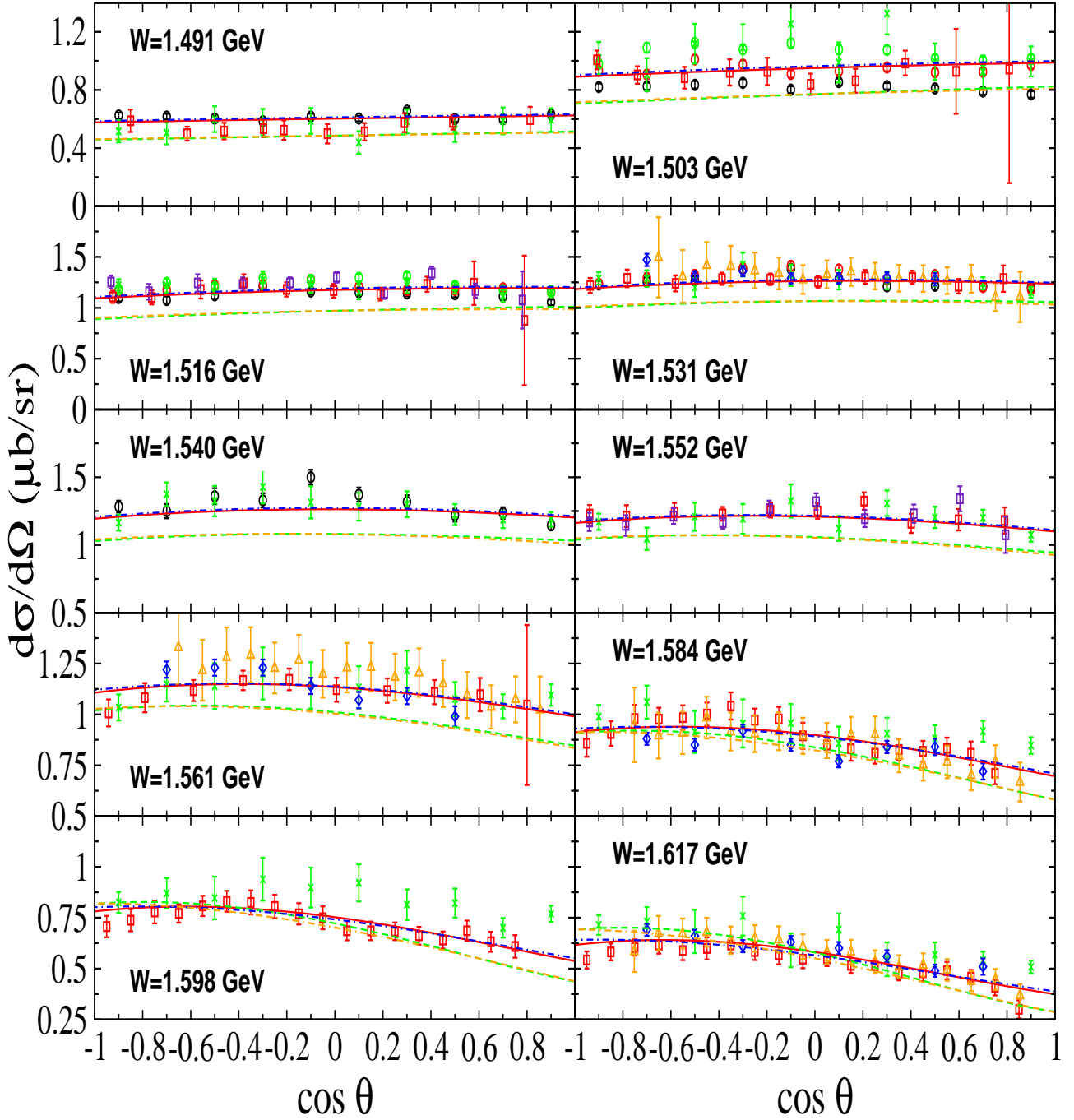


FIGURE 4.2: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

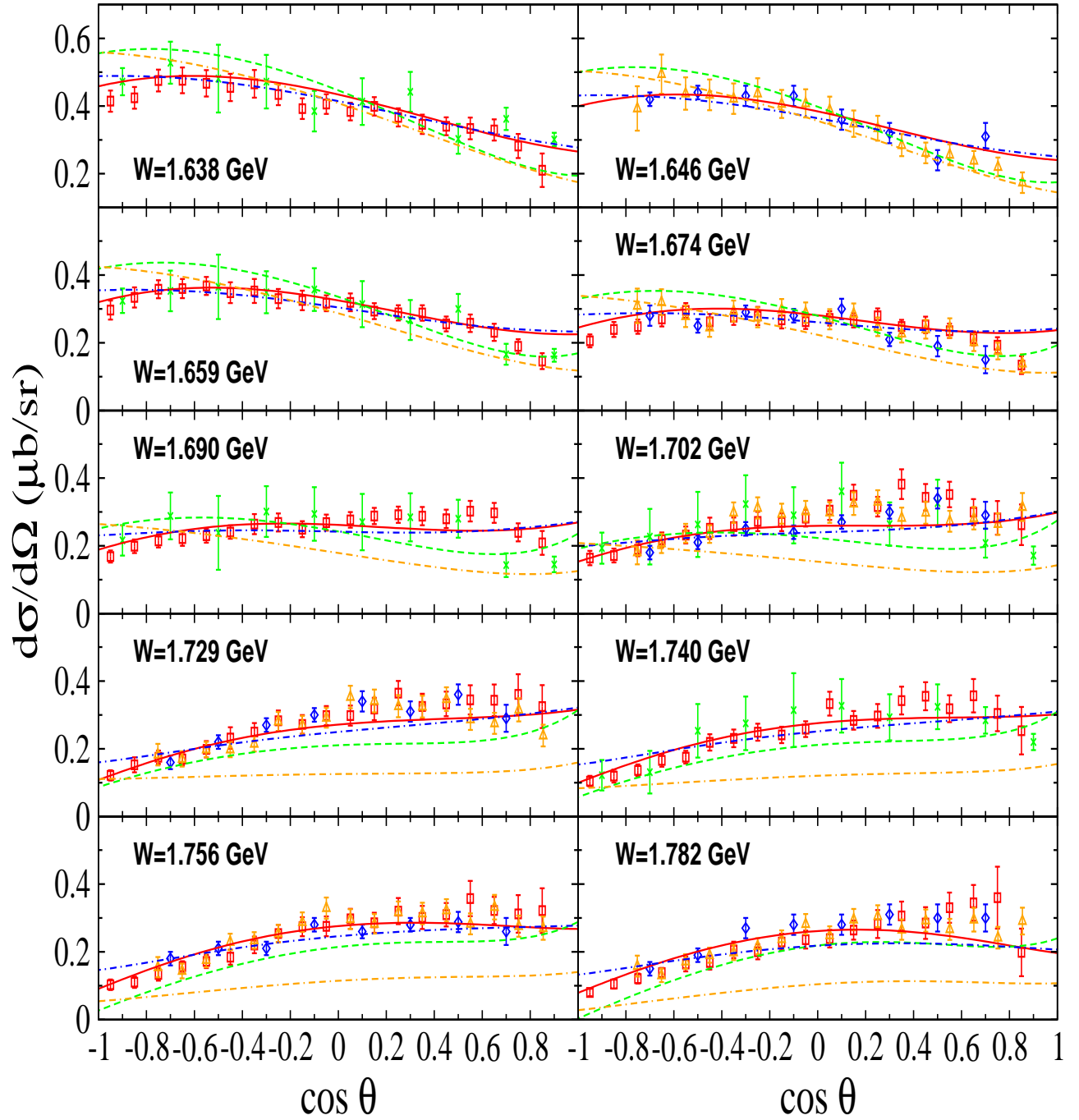


FIGURE 4.3: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.2.

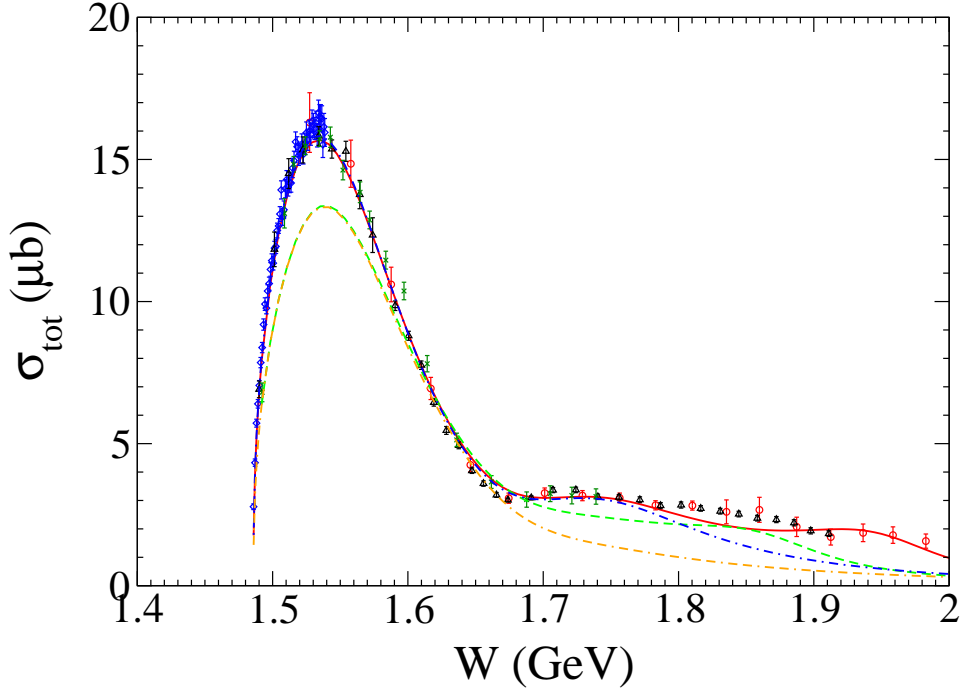


FIGURE 4.4: Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en éteignant les nouvelles résonances à savoir la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles).

4.2.2 Observables de simple polarisation faisceau-cible

Les asymétries de faisceau polarisé (Σ) ainsi que les prédictions pour l'asymétrie de cible polarisée sont données dans les figures 4.6 et 4.7 pour les modèles M1, M2, M3 et M4.

Pour Σ , jusqu'à 1.6 GeV, les modèles présentent de faibles variations et sont en accord avec les données. Aux énergies supérieures, certains modèles dévient par rapport aux données de manière significative. L'absence de la nouvelle résonance S_{11} dans les modèles M1 et M3 provoque une dégradation importante de la qualité de l'ajustement. Enfin, le modèle M2, qui souligne le rôle de la nouvelle D_{13} , est décalé de plus de 30% du modèle M4 uniquement aux deux énergies les plus hautes. Ainsi, cette observable exhibe une sensibilité aux nouvelles résonances comparable à celle de la section efficace différentielle.

Le comportement des modèles est similaire pour les prédictions de l'asymétrie de cible polarisée aux énergies les plus faibles. Les données sont bien reproduites sur toute la gamme en énergie par les modèles M2 et M4 alors qu'au delà de 1.6 GeV, les modèles M1 et M3 présentent un désaccord notable. La sensibilité de cette observable à la nouvelle S_{11} apparaît toute aussi

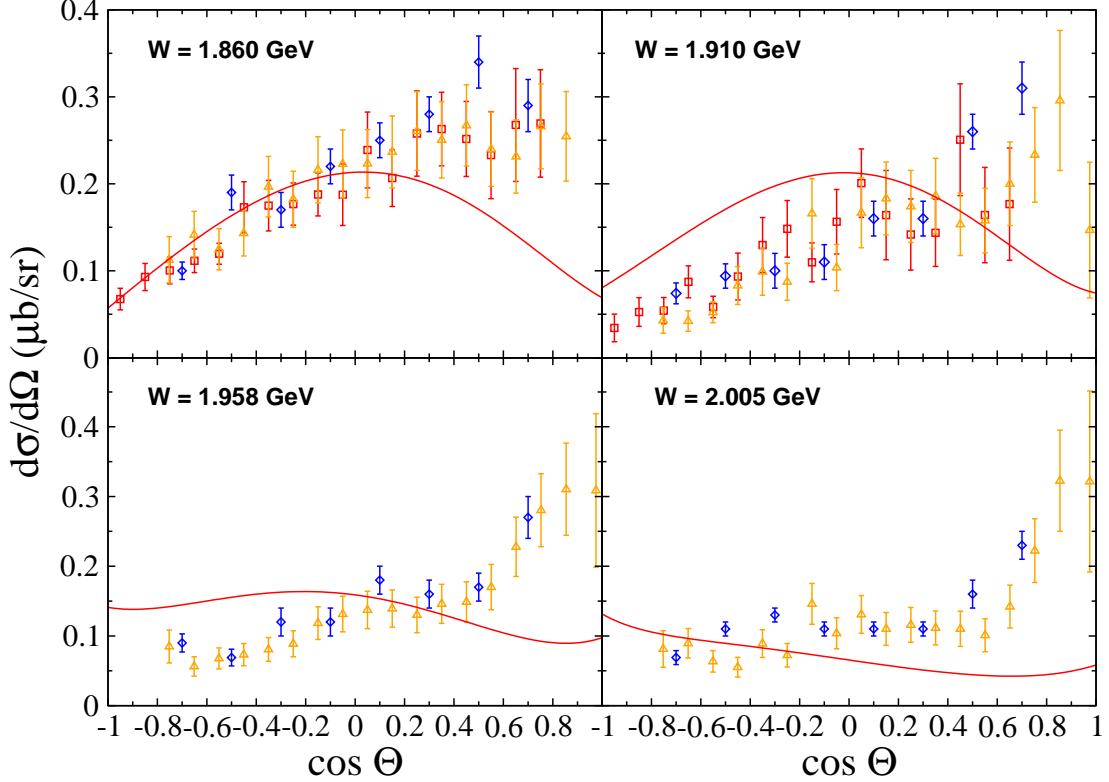


FIGURE 4.5: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

importante que pour $d\sigma/d\Omega$ et Σ .

Au final, l'étude détaillée de ces quatre modèles nous conforte dans l'idée de conserver le modèle M4 comme le modèle physique extrait pour la photoproduction de η car aucun des modèles M1, M2 ou M3 n'a un contenu en résonances suffisant pour reproduire la base de données avec un χ_{pp}^2 convenable et pour réaliser des prédictions sur l'observable T. Ces conclusions sont similaires à celles de l'étude de la voie directe par le modèle de quarks [24] (Cf. chapitre 3) qui nécessitait également l'inclusion des nouvelles S_{11} et D_{13} . L'introduction des interactions dans l'état intermédiaire et final n'a donc pas modifié les ingrédients du modèle pour la voie directe (à part pour la nouvelle D_{15} à cause de considérations énergétiques).

Dans la suite, et contrairement à cette partie dans laquelle les modèles (M1, M2, M3, M4) ont été obtenus via des minimisations, nous allons maintenant réaliser une étude détaillée du modèle M4. Pour cela nous allons, sans minimisation, retirer du modèle M4 dans un premier temps les nouvelles résonances une à une ainsi que les voies couplées puis les résonances connues (une à une également) afin d'en observer l'impact sur les observables.

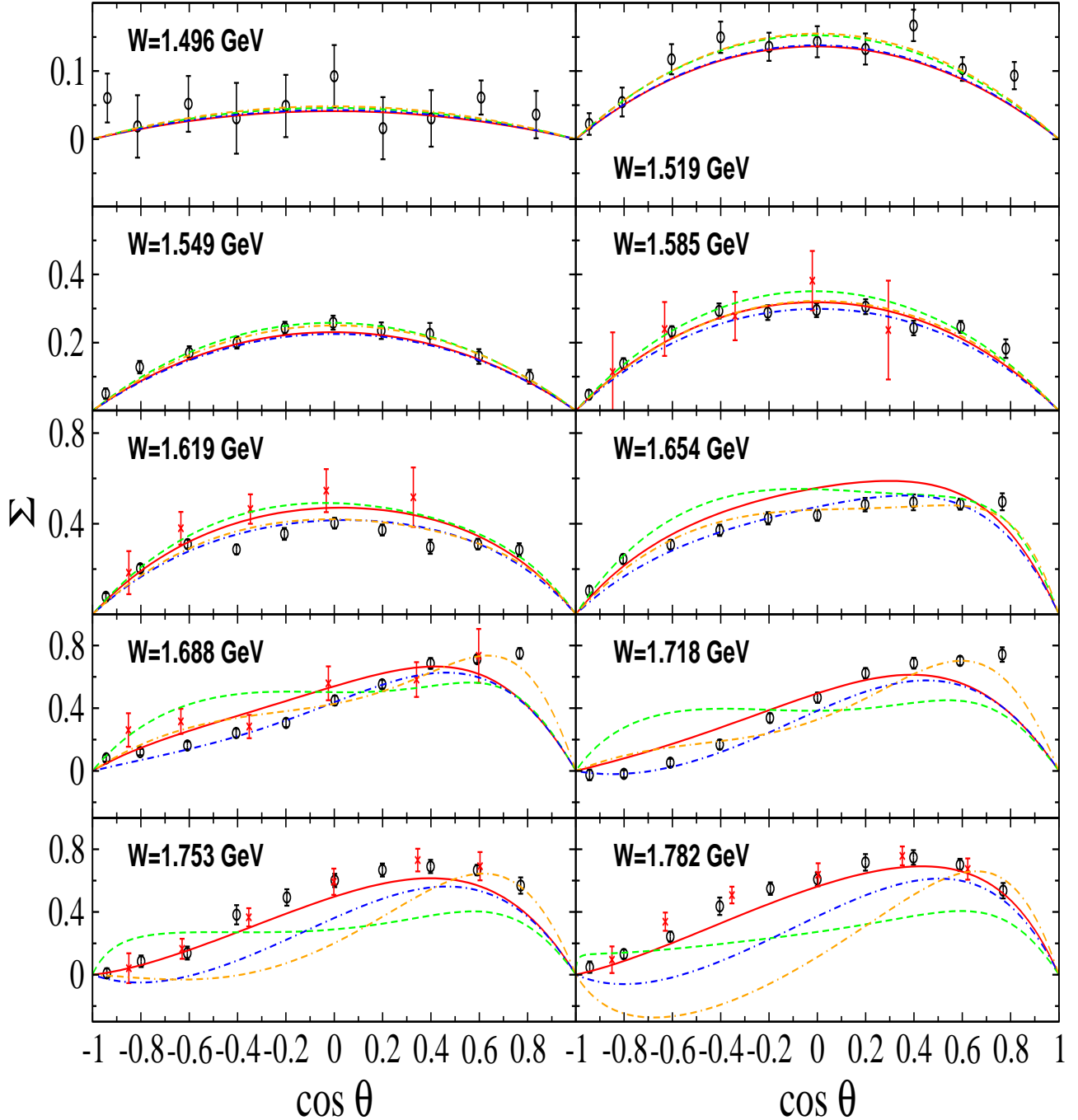


FIGURE 4.6: Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

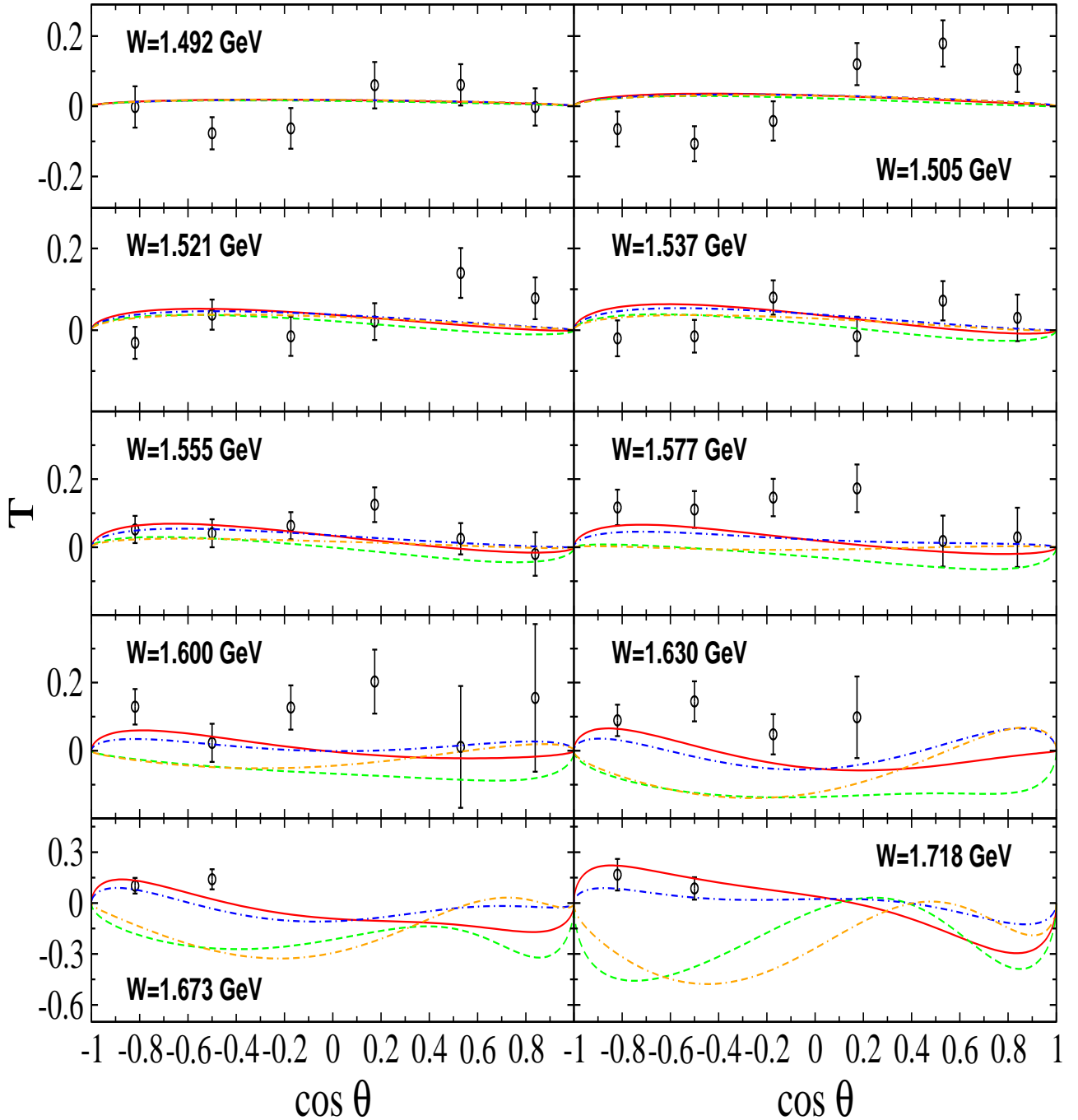


FIGURE 4.7: Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet (modèle M4). Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) (modèle M3), la nouvelle D_{13} (tirets-points) (modèle M2) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points) (modèle M1). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

4.3 Etude détaillée des nouvelles résonances et des voies couplées du modèle M4 (sans minimisation)

Dans la section précédente, nous avons tout d'abord présenté des modèles incluant des résonances nucléoniques connues de masses inférieures à 2 GeV (M1). Ensuite, nous avons obtenu des modèles contenant en plus des nouvelles résonances : S_{11} (M2) et D_{13} (M3). Enfin, nous avons montré que le modèle complet incluant toutes ces résonances (M4) permet une très bonne description des données.

Nous allons dans cette partie réaliser une étude systématique du modèle M4 afin de mettre en relief le mécanisme de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux nouvelles résonances S_{11} et D_{13} ainsi qu'à l'effet des voies couplées, c'est-à-dire des interactions dans l'état intermédiaire et final. Pour ce faire, en partant du modèle complet, nous avons éteint chacune de ces résonances une par une, les deux à la fois, retiré la résonance de masse élevée (HM N^*), ou encore supprimé les voies couplées. Pour chacune des cinq configurations, nous avons calculé le χ_{pp}^2 correspondant sans minimisation supplémentaire ; le but étant de mesurer l'importance de chacune des composantes au sein du modèle complet (modèle M4).

Obs	Lab.	Modèle et configurations					
		M4	M4- S_{11}	M4- D_{13}	M4- $S_{11}-D_{13}$	M4-HM N^*	M4-v. c.
$d\sigma/d\Omega$	CLAS [27]	148	1262	233	1735	153	220
	ELSA [25]	142	1607	271	2288	150	215
	GRAAL [28]	348	3166	506	4222	438	426
	LNS [29]	282	1041	286	1085	264	301
χ^2 total		920	7076	1296	9330	1005	1162
Σ	GRAAL [28]	293	1032	692	960	306	498
	ELSA [26]	31	47	220	343	22	17
χ^2 total		324	1079	912	1303	328	515
$\chi^2 (d\sigma/d\Omega + \Sigma)$		1244	8155	2209	10633	1331	1677
$\chi_{pp}^2 (d\sigma/d\Omega + \Sigma)$		1.44	9.37	2.54	12.22	1.53	1.93
T	BONN [148]	98	239	106	279	100	103

TABLE 4.5: χ^2 intégrés pour le modèle M4 et les configurations M4- S_{11} , M4- D_{13} , M4- $S_{11}-D_{13}$, M4-HM N^* , M4-voies couplées et pour chaque ensemble de données. Notons que, par exemple, M4- S_{11} correspond au modèle M4, mais sans la contribution de la nouvelle résonance S_{11} .

Energies (MeV)	Nb pts	Modèle et configurations					
		M4	M4- S_{11}	M4- D_{13}	M4- $S_{11}-D_{13}$	M4-HM N^*	M4-v. c.
1491	20	1.15	1.78	1.15	1.78	1.15	0.88
1503	20	0.85	4.16	0.85	4.16	0.85	0.97
1516	40	1.20	12.13	1.20	12.13	1.20	1.94
1531	43	1.03	9.80	1.04	9.82	1.03	1.71
1540	10	0.67	6.75	0.69	6.78	0.68	1.02
1552	30	0.82	6.82	0.83	6.92	0.82	1.08
1561	53	0.97	5.00	1.00	5.14	0.96	1.28
1584	53	1.03	2.82	1.01	3.01	1.03	1.03
1598	28	1.65	4.22	1.74	4.45	1.61	1.73
1617	54	0.80	2.35	0.94	2.62	0.79	0.90
1638	29	0.74	3.42	0.59	3.45	0.96	0.53
1646	25	1.00	1.01	1.15	1.28	1.14	0.98
1659	29	1.70	2.95	1.56	3.42	2.10	1.25
1674	44	1.86	5.31	1.74	7.33	2.33	1.30
1690	29	1.90	9.89	2.67	13.41	2.18	2.23
1702	64	1.69	13.53	2.96	18.15	1.67	2.78
1729	44	1.40	22.83	3.43	31.35	1.53	3.04
1740	29	1.06	13.86	1.70	19.40	1.25	1.27
1756	63	1.03	21.16	2.36	31.60	1.29	1.47
1782	44	1.42	17.81	3.27	29.39	1.64	1.66
χ_{pp}^2		1.23	9.42	1.73	12.42	1.34	1.55

TABLE 4.6: χ^2 par point et par énergie mesurée pour les données en section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (751 points) pour le modèle M4 et les configurations M4- S_{11} , M4- D_{13} , M4- $S_{11}-D_{13}$, M4-HM N^* et M4-voies couplées.

Dans le tableau 4.5 sont reportés les χ^2 intégrés par observable et par laboratoire pour chacune des configurations. La nouvelle S_{11} a une contribution importante comparée à celle de la nouvelle D_{13} à part pour les données de ELSA [26] en asymétrie de faisceau polarisé. L'effet combiné de l'absence des nouvelles S_{11} et D_{13} a pour conséquence l'augmentation de près d'un ordre de grandeur du χ^2 . On peut par ailleurs remarquer que les variations du χ^2 pour la section efficace différentielle sont du même ordre pour tous les laboratoires étant donné la cohérence des données pour cette observable (ce qui n'est pas le cas pour Σ et T). La résonance de masse élevée a, elle, peu d'effet. L'absence des voies couplées provoque une augmentation du χ^2 d'environ 35%.

Le détail des variations du χ_{pp}^2 par énergie mesurée pour la section efficace différentielle,

tous laboratoires confondus, est donné dans le tableau 4.6. Même si le retrait de la nouvelle S_{11} affecte l'ensemble des énergies, les effets sont majoritairement concentrés aux énergies extrêmes alors que ceux dus à la nouvelle D_{13} apparaissent à partir de 1.6 GeV environ. La dégradation observée à la suite du retrait de la résonance de masse élevée est quantitativement répartie de manière égale sur tout le spectre en énergie, tout comme celle provoquée par l'extinction des voies couplées bien que cette dernière ait un impact plus important.

Visualisons à présent les effets des nouvelles résonances et des voies couplées dans les figures 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12 qui représentent respectivement les sections efficaces différentielles, les sections efficaces totales et les asymétries de faisceau et de cible polarisés obtenues avec le modèle M4 et les configurations M4- S_{11} , M4- D_{13} , M4- S_{11} - D_{13} et M4-voies couplées.

4.3.1 Section efficace différentielle et totale

L'effet de la nouvelle résonance S_{11} sur la section efficace différentielle est constructive jusqu'à 1.6 GeV (Fig. 4.8) avec, en son absence, un accord dégradé d'environ 20% par rapport au modèle complet (M4). A plus haute énergie, la configuration M4- S_{11} surestime les données aux angles arrière et les sous-estime aux angles avant. A partir de 1.69 GeV, c'est-à-dire vers la valeur de la masse physique de la nouvelle S_{11} , la configuration sous-estime de façon très significative les données surtout aux angles avant (Cf. tableau 4.6).

Le décalage qui apparait par rapport au modèle complet suite au retrait de la nouvelle D_{13} est bien visible à partir de 1.638 GeV. L'effet de cette résonance est lui aussi constructif et augmente avec l'énergie sans pour autant présenter un désaccord comparable avec ce que l'on observe lorsqu'on retire la nouvelle S_{11} .

Attardons-nous à présent sur les effets des voies couplées qui correspondent à la complexification du mécanisme que nous avons apportée par rapport au traitement de la simple voie directe. Pour l'ensemble des énergies, leur contribution est faible et, même si elle tend à augmenter avec l'énergie, elle ne dépasse pas les 10% en termes d'amplitude. En effet, le faible couplage ηNN du modèle EBAC-Saclay utilisé dans ce formalisme pour traiter les interactions à voies couplées $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$, provoque une quasi-extinction de la partie non-résonante du modèle comme nous l'avons observé dans la figure 2.11. Ainsi, et quand bien même la section efficace de photoproduction non-résonante de pions dans la région en énergie située entre le seuil de photoproduction de η et 1.8 GeV a des valeurs comprises environ entre 10 et 40 μb (Fig. 4.1) comparées au maximum de la section efficace totale de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ (lequel atteint 15 μb), la faible valeur de la contribution des termes non-résonants du modèle EBAC-Saclay aboutit au final à un effet de seulement quelques pourcents. Une étude plus approfondie concernant les paramètres non-résonants du modèle JLMS est nécessaire à ce stade d'une part en ajustant sur des données de production de deux pions ($\pi N \rightarrow \pi\pi N$) et, d'autre part, en

affinant ces paramètres grâce à des études systématiques sur l'ensemble des états finals πN , ηN et $\pi\pi N$ afin de s'assurer que les paramètres extraits ont un sens physique bien réaliste. Dans ce cadre, il est envisageable que la contribution des voies couplées apparaisse plus importante.

Dans la figure 4.10, la section efficace totale obtenue avec la configuration M4- D_{13} est comparable à celle issue du modèle complet jusqu'à une énergie d'environ 1.67 GeV. Au-delà, cette configuration sous-estime les données. Pour la configuration M4- S_{11} , l'écart avec les données est nettement plus élevé, notamment au niveau du premier pic et aux énergies supérieures à 1.7 GeV. L'écart par rapport au modèle complet suite à l'extinction des voies couplées est maximal aux énergies les plus élevées.

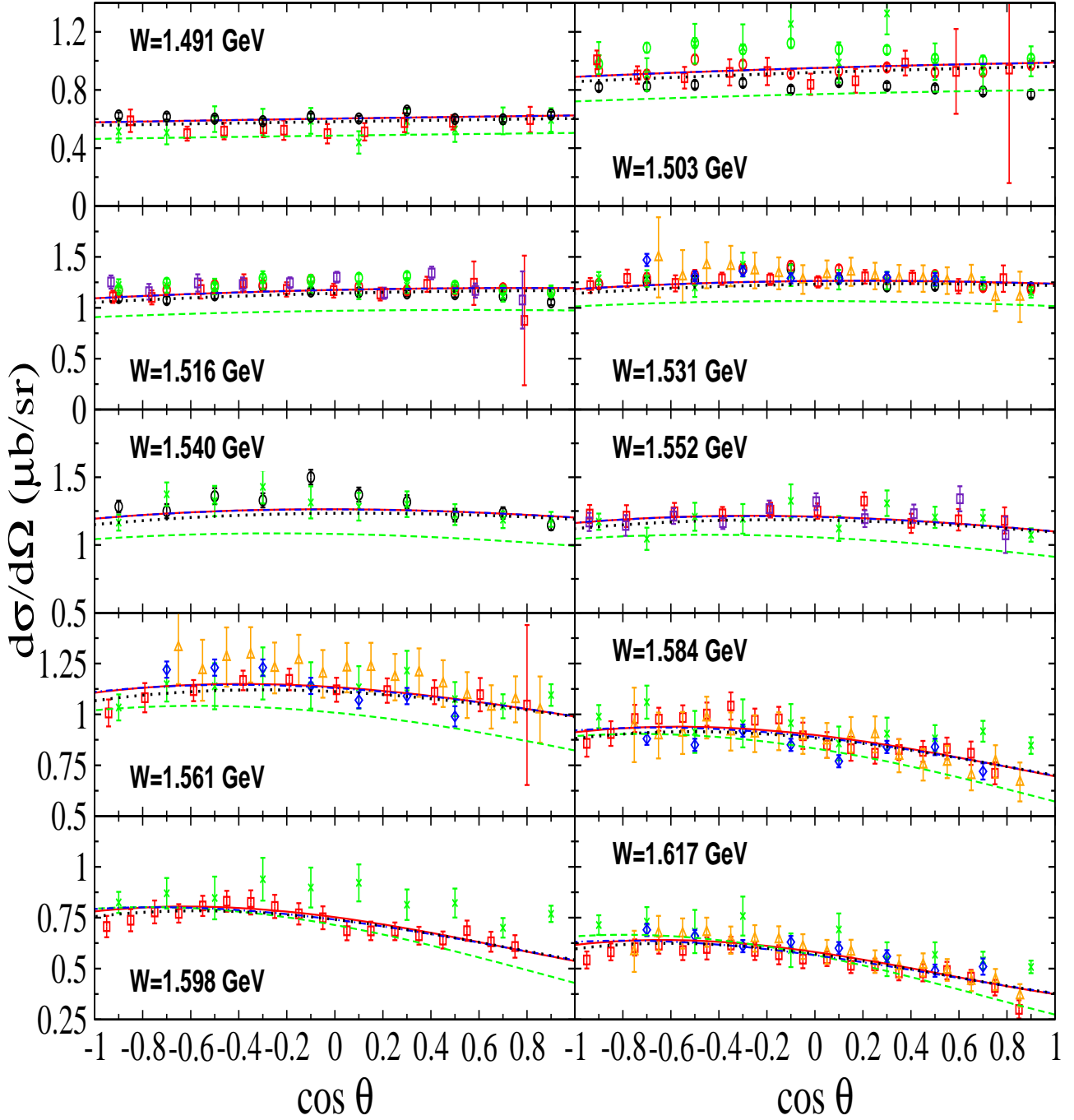


FIGURE 4.8: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets) ou la nouvelle D_{13} (tirets-points). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

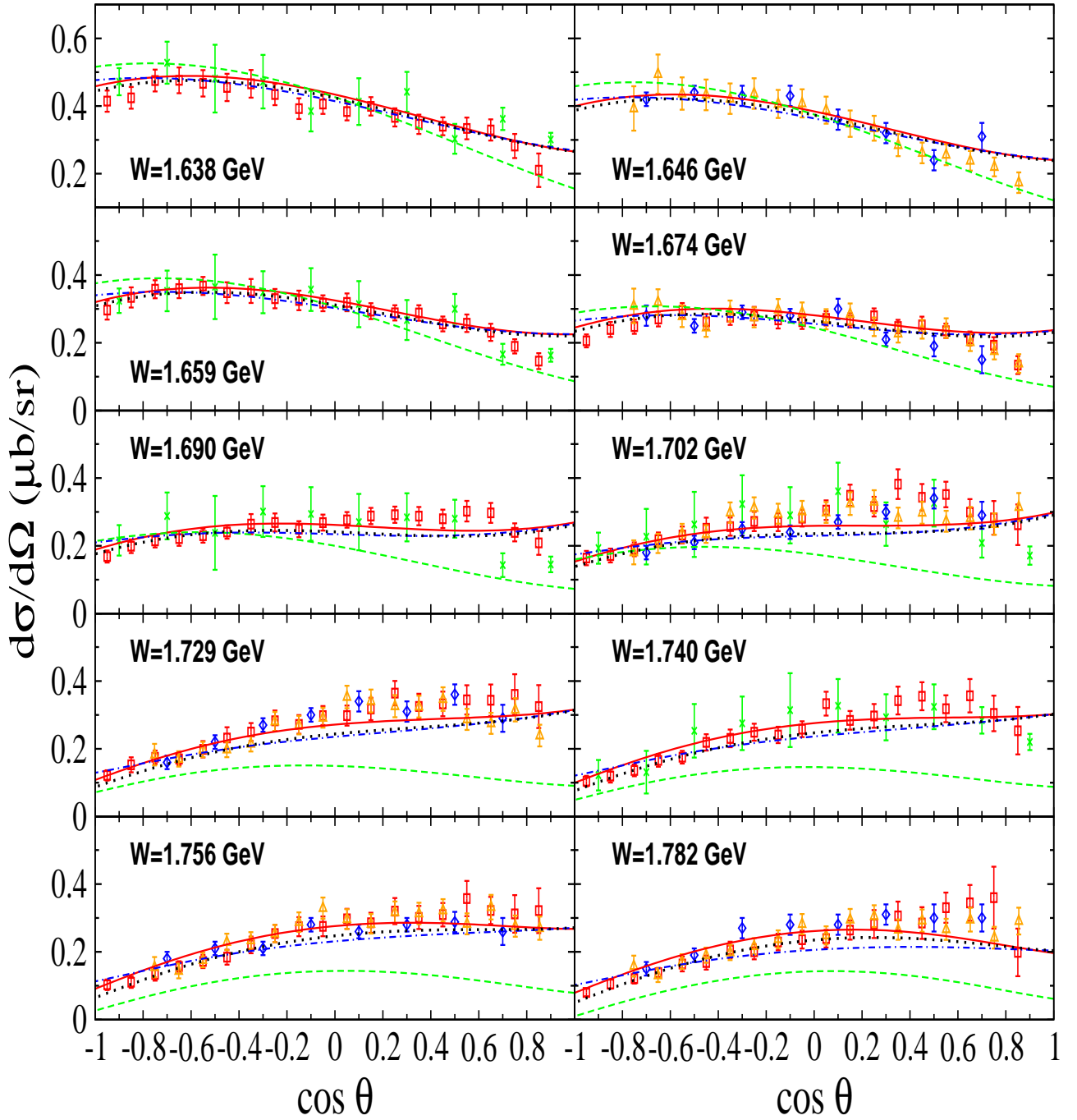


FIGURE 4.9: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.8.

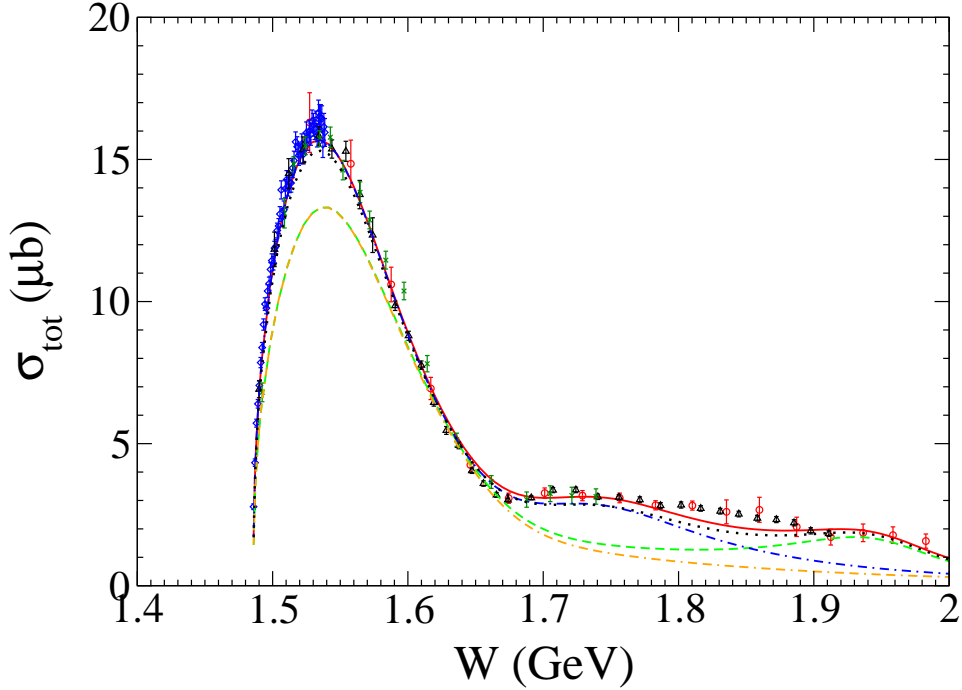


FIGURE 4.10: Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en éteignant les nouvelles résonances à savoir la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles).

4.3.2 Observables de simple polarisation faisceau-cible

Les contributions des nouvelles résonances S_{11} et D_{13} ainsi que celles des voies couplées pour les observables Σ et T sont représentées dans les figures 4.11 et 4.12.

L'effet des deux nouvelles résonances sur l'observable d'asymétrie de faisceau polarisé devient significatif à partir de 1.6 GeV. Il est exclusivement constructif pour la résonance D_{13} et est accru aux angles arrière. Pour la nouvelle résonance S_{11} , l'effet est destructif et plutôt concentré vers les angles avant. Les voies couplées ont un impact croissant avec l'énergie jusqu'à atteindre environ 10% de contribution en amplitude dans le modèle complet pour l'énergie la plus élevée.

Pour l'observable d'asymétrie de cible polarisée, le fait d'éteindre les nouvelles résonances ou les voies couplées dégrade peu le résultat pour $W \leq 1.6$ GeV. L'absence de la nouvelle S_{11} provoque un fort écart par rapport aux données pour les trois dernières énergies. La nouvelle D_{13} contribue peu à cette observable sur toute la gamme en énergie, même si son rôle croît légèrement à mesure que W augmente. Enfin, les voies couplées ont un effet comparable à celui obtenu pour l'observable Σ .

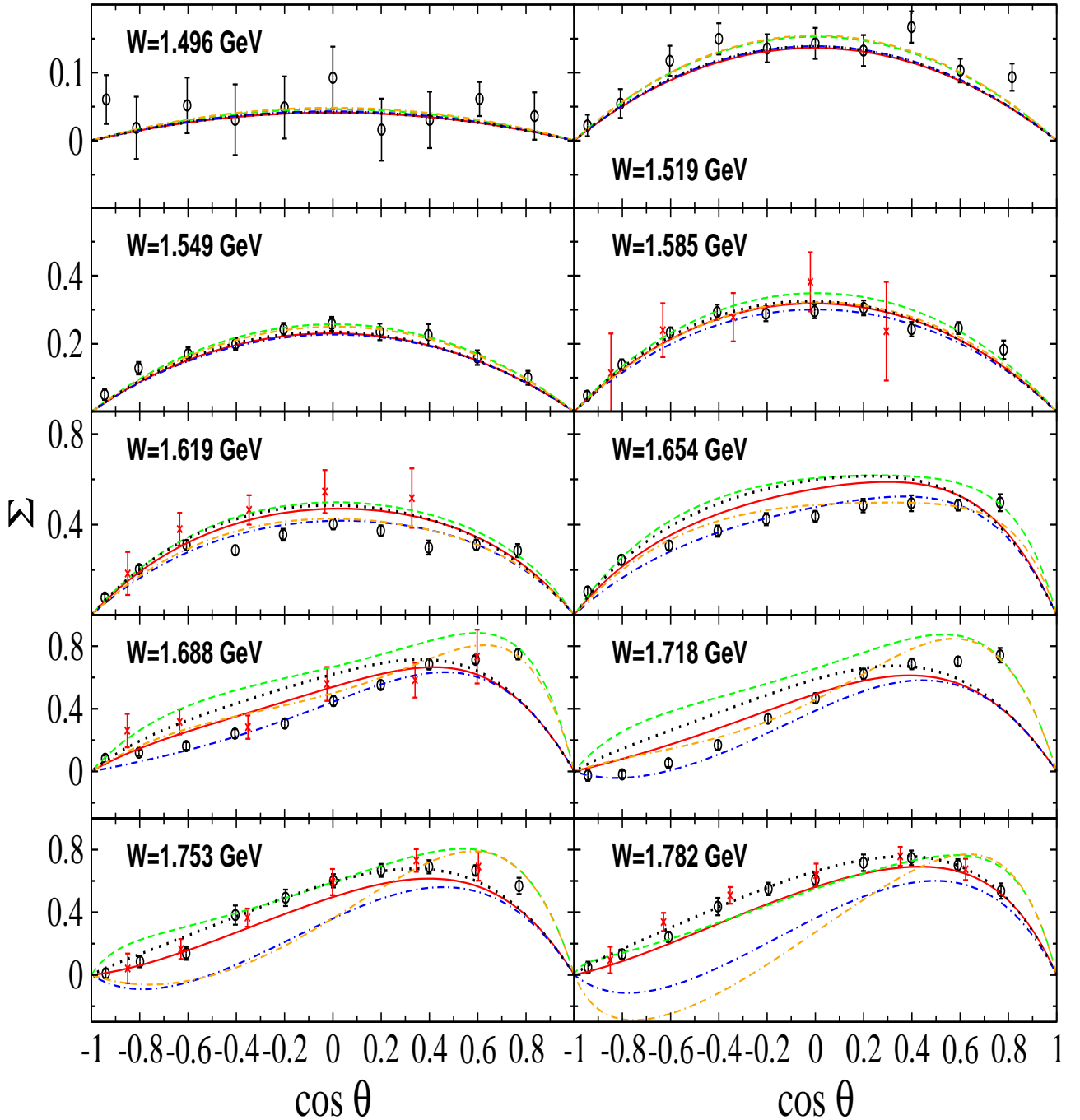


FIGURE 4.11: Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

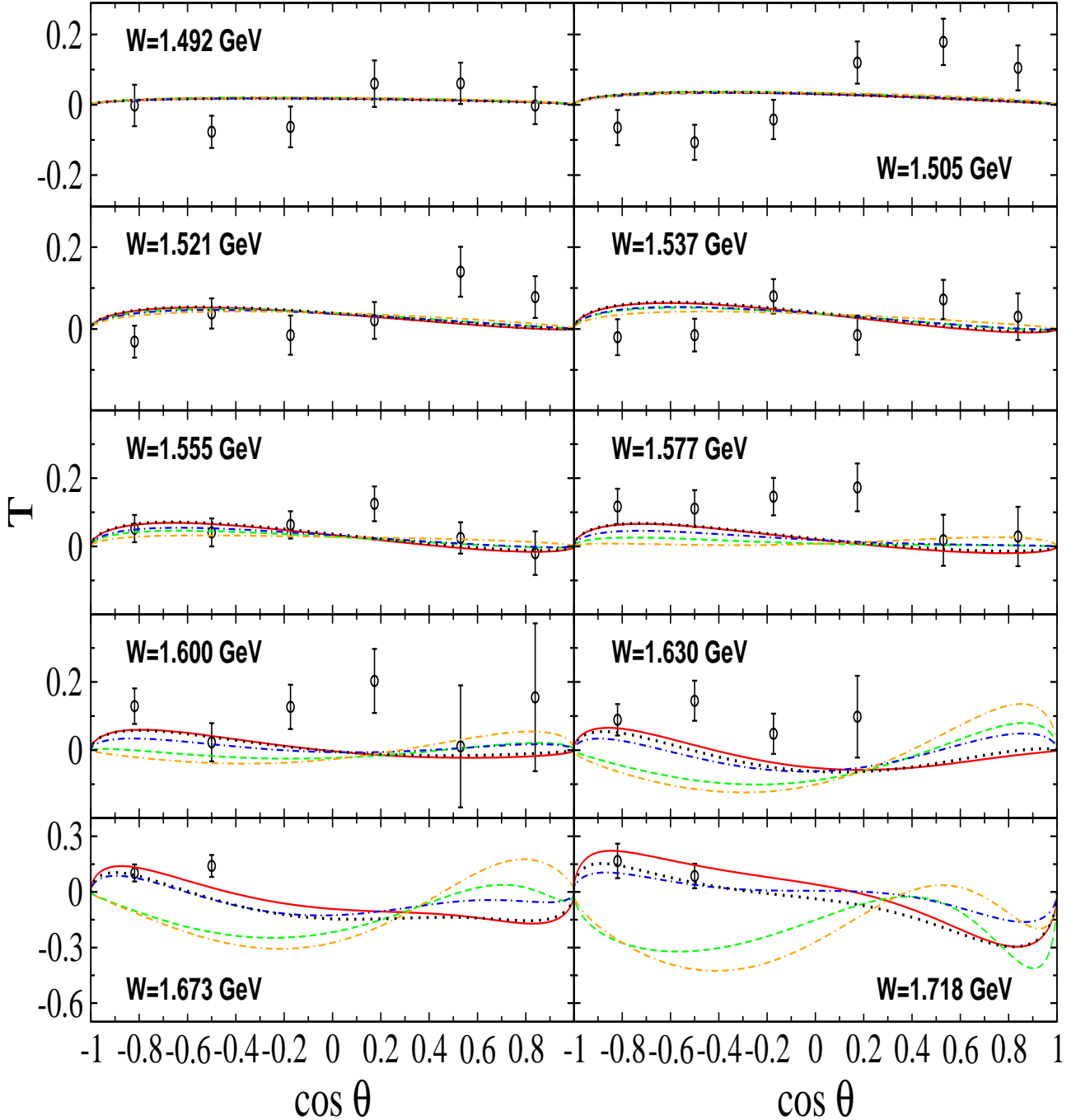


FIGURE 4.12: Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes sont obtenues en retirant la nouvelle S_{11} (tirets), la nouvelle D_{13} (tirets-points) et simultanément les nouvelles S_{11} et D_{13} (tirets-tirets-points). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

4.4 Etude détaillée des résonances connues du modèle M4 (sans minimisation)

Dans notre formalisme, seule la voie directe de réaction comprend des termes résonants. Ainsi, les résonances connues (de masses inférieures à 2 GeV) incluses dans notre modèle (M4) sont identiques à celles contenues dans le modèle présenté dans le chapitre 3. Le χ_{pp}^2 obtenu en retirant chacune de ces résonances, sans minimisation, est donné dans le tableau 4.7.

N^* éteinte	$S_{11}(1535)$	$S_{11}(1650)$	$P_{11}(1440)$	$P_{11}(1710)$	$P_{13}(1720)$	$P_{13}(1900)$
χ_{pp}^2	123.99	13.26	1.45	1.42	4.04	1.46

N^* éteinte	$D_{13}(1520)$	$D_{13}(1700)$	$D_{15}(1675)$	$F_{15}(1680)$	$F_{15}(2000)$	$F_{17}(1990)$
χ_{pp}^2	9.50	1.40	1.35	2.95	1.43	1.43

TABLE 4.7: χ^2 réduit par point pour le modèle M4 avec une seule résonance éteinte à la fois (le χ_{pp}^2 du modèle M4 étant de 1.44).

Par ordre décroissant, les cinq résonances connues ayant le plus de contributions, en termes de χ_{pp}^2 , sont $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $P_{13}(1720)$ et $F_{15}(1680)$. Etudions à présent leurs effets sur la section efficace différentielle (Figs. 4.13 et 4.14), totale (Fig. 4.15), et sur les simples polarisations (Figs. 4.16 et 4.17). Notons que les résonances de masses supérieures à 1.8 GeV ($P_{13}(1900)$, $F_{15}(2000)$ et $F_{17}(1990)$) jouent un rôle très faible dans le mécanisme de réaction.

4.4.1 Section efficace différentielle et totale

La résonance $S_{11}(1535)$ fournit la quasi-totalité de l'amplitude des courbes de sections efficaces différentielles jusqu'à environ 1.7 GeV. Au-delà, son effet est moindre tout en demeurant majoritaire par rapport aux autres résonances. L'effet destructif de la résonance $S_{11}(1650)$ apparaît sur l'ensemble des énergies et est maximal aux alentours de 1.65 GeV. L'effet des trois autres résonances est plus marginal bien que leur importance augmente avec l'énergie notamment aux angles avant pour $P_{13}(1720)$. Pour la prédiction de la section efficace totale (que nous évaluons jusqu'à 2 GeV bien que les données en section efficace différentielle au-delà de 1.8 GeV n'aient pas été incluses), la courbe obtenue à partir du modèle M4 complet sans la résonance $S_{11}(1535)$ ne présente plus de pic vers 1.55 GeV mais arbore toujours à plus haute énergie la double structure due aux deux nouvelles résonances S_{11} et D_{13} étudiées précédemment. Alors que la contribution destructive de la résonance $S_{11}(1650)$ est significative pour tous les W , seule la configuration sans la résonance $D_{13}(1520)$ dévie de plus de 10% par rapport au modèle complet (entre 1.7 et 1.8 GeV).

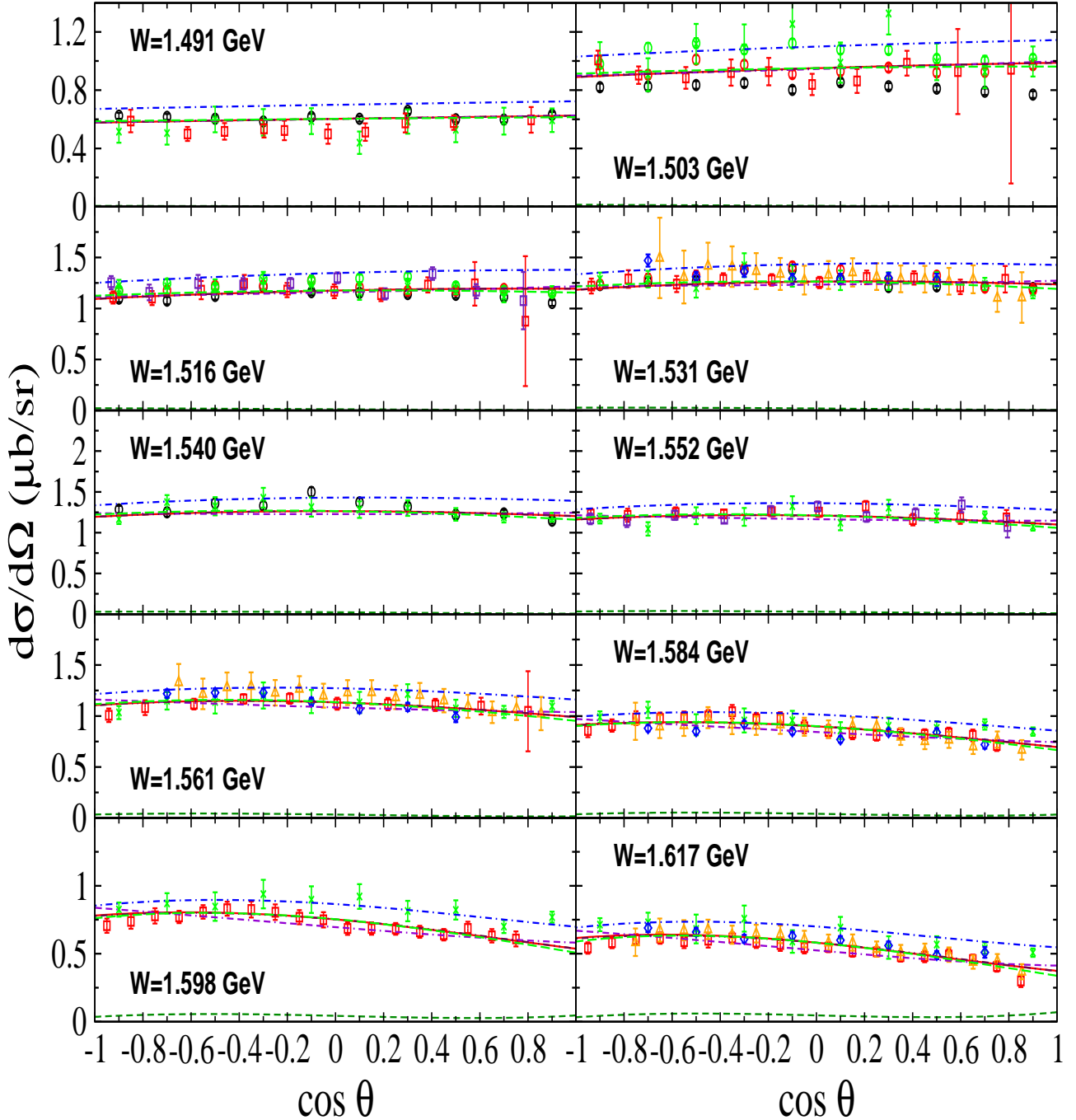


FIGURE 4.13: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de GRAAL [28] (carrés), CLAS [27] (losanges), LNS [29] (croix), MAMI [30] (cercles) et ELSA [25] (triangles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

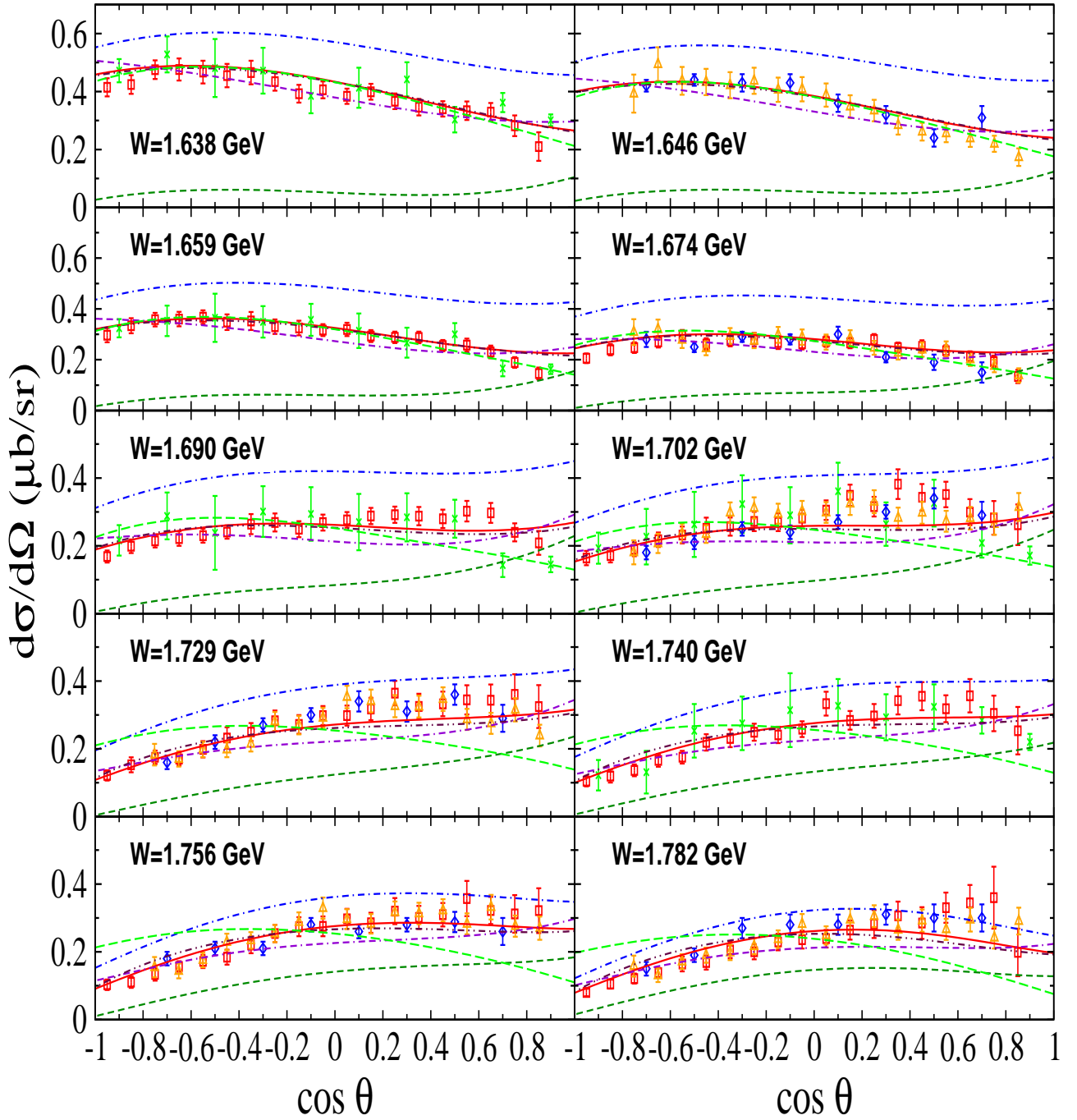


FIGURE 4.14: Section efficace différentielle pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes et les données sont identiques à celles de la figure 4.13.

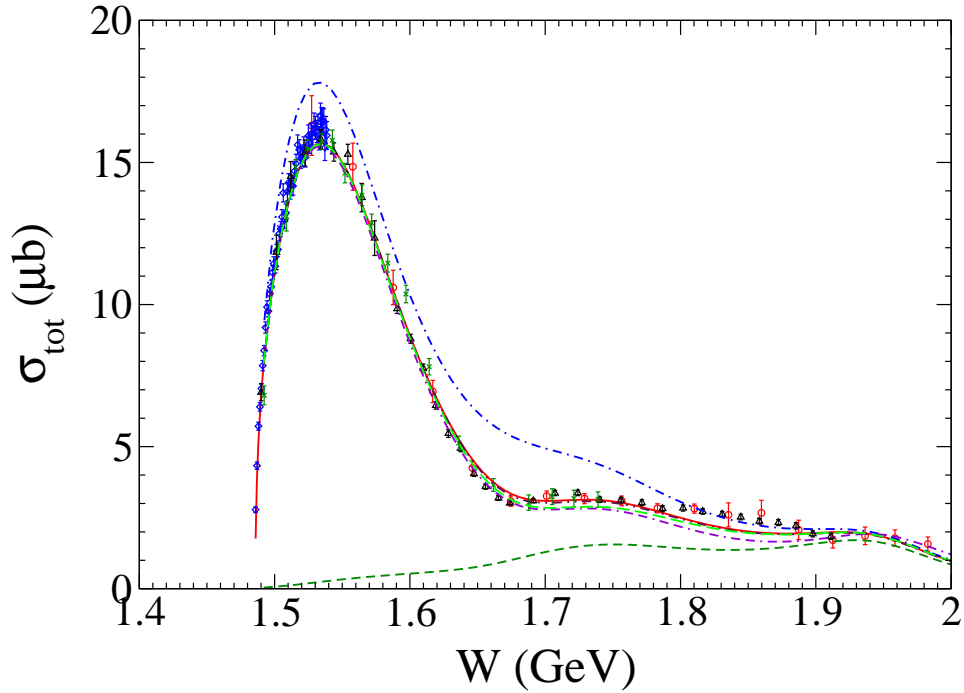


FIGURE 4.15: Section efficace totale pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en éteignant des résonances connues à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de LNS [29] (croix), GRAAL [28] (triangles), BONN [148] (losanges) et ELSA [25] (cercles).

4.4.2 Observables de simple polarisation faisceau-cible

L'asymétrie de faisceau polarisé (Fig. 4.16) est très nettement dominée par la résonance $S_{11}(1535)$ ainsi que par la résonance $D_{13}(1520)$ qui est exclusivement constructive pour cette observable. A partir de 1.688 GeV, deux autres résonances apparaissent clairement dans le mécanisme de réaction : $F_{15}(1680)$ joue un rôle primordial car elle permet de modifier la courbure en accord avec les données et $P_{13}(1720)$ agit destructivement surtout aux angles avant. Enfin, la résonance $S_{11}(1650)$ apporte peu de contribution pour cette observable, à part aux énergies correspondant à sa masse, contrairement à ce que nous avons observé pour la section efficace différentielle.

L'asymétrie de cible polarisée (Fig. 4.17) est, elle, encore plus sensible à $S_{11}(1535)$ et ce pour toutes les énergies représentées. La résonance $P_{13}(1720)$ exhibe une contribution qui augmente légèrement avec l'énergie et qui est maximale aux angles arrière pour $W \geq 1.7$ GeV. Comme pour l'observable Σ , $F_{15}(1680)$ permet, dans une moindre mesure cependant, de donner une courbure compatible avec les données, surtout aux deux énergies les plus élevées. L'ensemble des autres résonances joue un rôle marginal pour T.

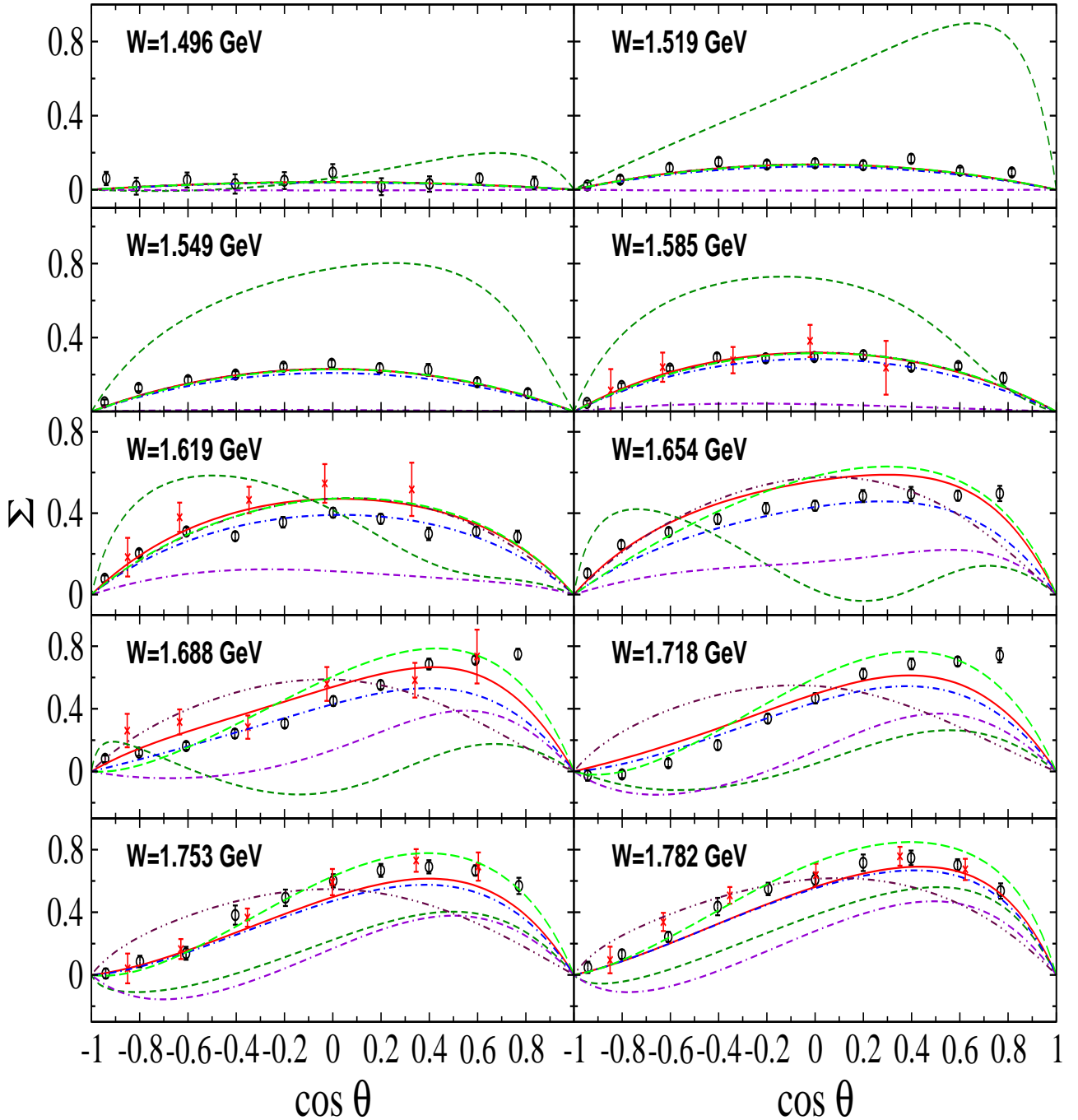


FIGURE 4.16: Asymétrie de faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de GRAAL [28] (cercles) et ELSA [26] (croix). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

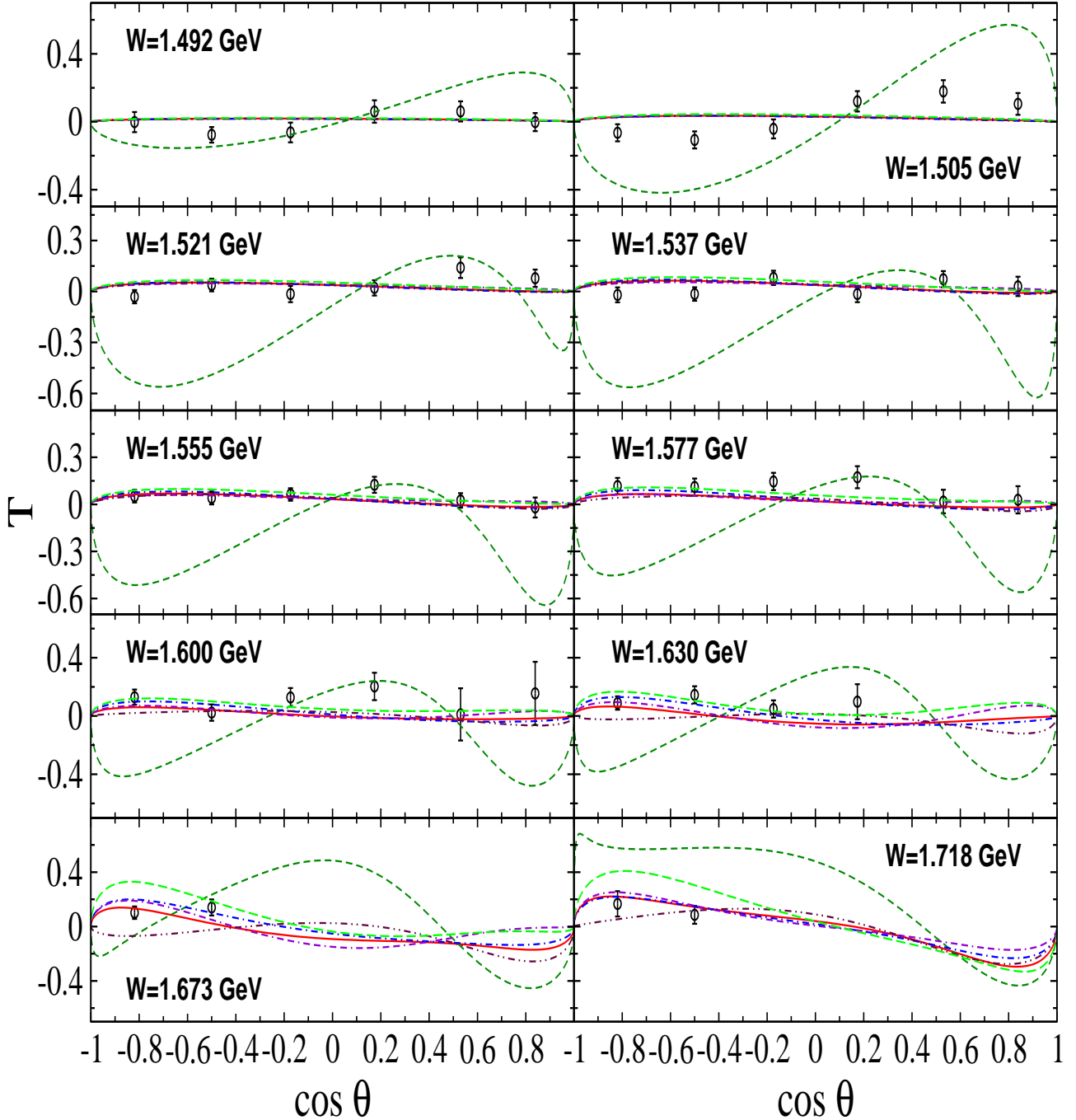


FIGURE 4.17: Asymétrie de cible polarisée pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet. Les autres courbes sont obtenues en retirant une à une les résonances $S_{11}(1535)$ (tirets courts), $S_{11}(1650)$ (tirets-points), $D_{13}(1520)$ (tirets-tirets-points), $F_{15}(1680)$ (tirets-points-points) et $P_{13}(1720)$ (tirets longs). Les données sont de BONN [148] (cercles). Les erreurs représentées sont les erreurs statistiques.

4.5 Observables de double polarisation et multipôles

4.5.1 Observables de double polarisation faisceau-cible

Les prédictions avec le modèle M4 concernant les observables de double polarisation faisceau-cible E, F, G et H (dont les définitions et les expressions sont données dans l'Annexe E) sont représentées dans les figures 4.18 et 4.19, et couvrent les énergies comprises entre le seuil et 1.85 GeV. Ces observables sont en cours de mesure au Jefferson Laboratory (Newport News-Virginie-EU) et à MAMI (Mayence-Allemagne).

L'observable E présente une structure à partir d'environ 1.65 GeV dont l'amplitude augmente avec l'énergie mais ses valeurs sont toujours négatives jusqu'à 1.85 GeV. Pour F et H, un noeud apparaît, ce qui, étant donné la valeur nulle que prennent ces observables aux deux angles extrêmes, permet d'avoir un changement de signe entre $\cos(\theta) = -1$ et $\cos(\theta) = +1$. L'observable G, dont la variation est faible aux plus basses énergies, exhibe également une structure mais sa valeur demeure négative. Ainsi, dans ce modèle, les observables les plus significatives, pour les mesures expérimentales, sont F et H car elles présentent un changement de signe pour certaines énergies.

4.5.2 Multipôles

Afin de compléter l'étude du mécanisme de réaction, nous avons extrait les multipôles du modèle complet (M4) ainsi que ceux de la configuration sans voies couplées jusqu'à $L=3$ dans les figures 4.20 à 4.28. Les effets des deux nouvelles résonances S_{11} et D_{13} , des résonances connues $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$ et $D_{13}(1700)$ ainsi que de leurs combinaisons ont également été reportés. Cette étude confirme les observations réalisées avec les études du χ^2 et des différentes observables :

- pour l'onde S_{11} , la résonance $S_{11}(1535)$ a un rôle dominant dans le mécanisme de réaction. Même si leurs contributions sont moindres, la résonance $S_{11}(1650)$ et la nouvelle S_{11} sont fondamentales dans cette réaction et sont prépondérantes par rapport à l'ensemble des résonances dans les autres ondes partielles ;
- pour l'onde D_{13} , la résonance $D_{13}(1700)$ a un effet extrêmement faible. $D_{13}(1520)$ et la nouvelle D_{13} ont des effets complémentaires respectivement à basse et haute énergie ;
- les voies couplées apportent une contribution assez faible, à part pour quelques multipôles (M_1^- notamment).

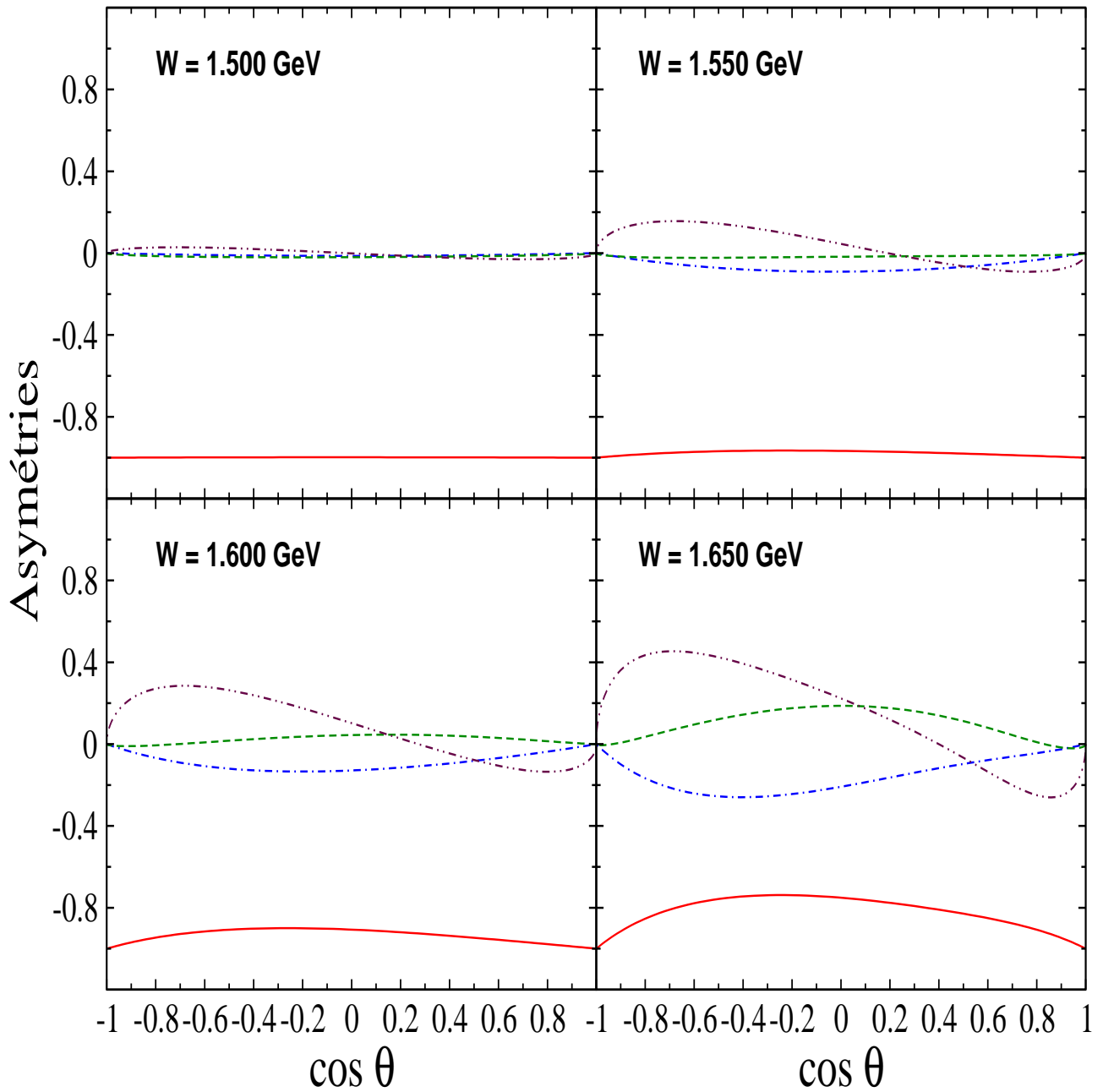


FIGURE 4.18: Asymétries de cible polarisée-faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes correspondent aux observables E (courbe pleine), F (tirets-points-points), G (tirets-points) et H (tirets courts).

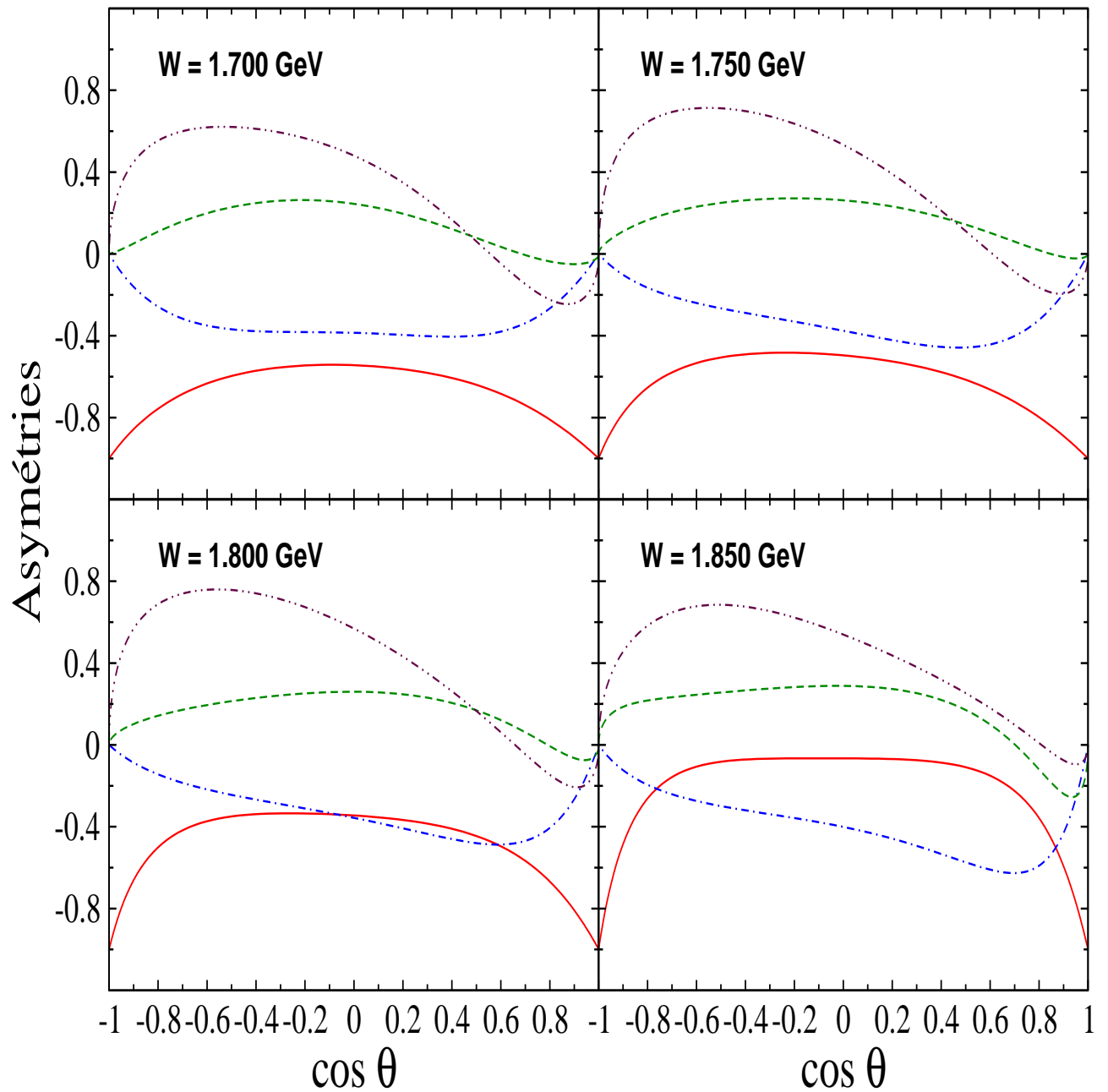


FIGURE 4.19: Asymétries de cible polarisée-faisceau polarisé pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Les courbes sont identiques à celle de la figure 4.18.

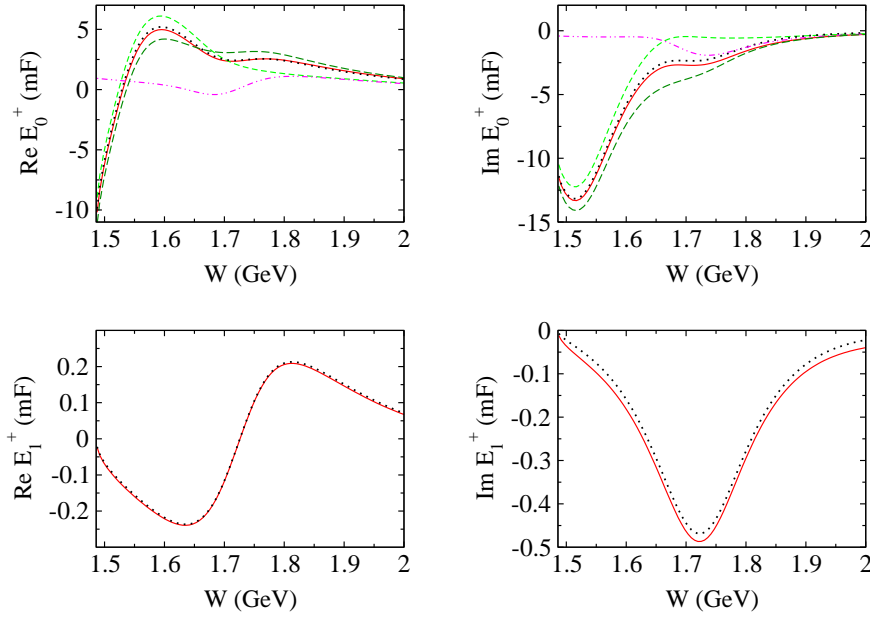


FIGURE 4.20: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_0 sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $S_{11}(1535)$ (tirets-points-points), $S_{11}(1650)$ (tirets longs) et la nouvelle S_{11} (tirets courts).

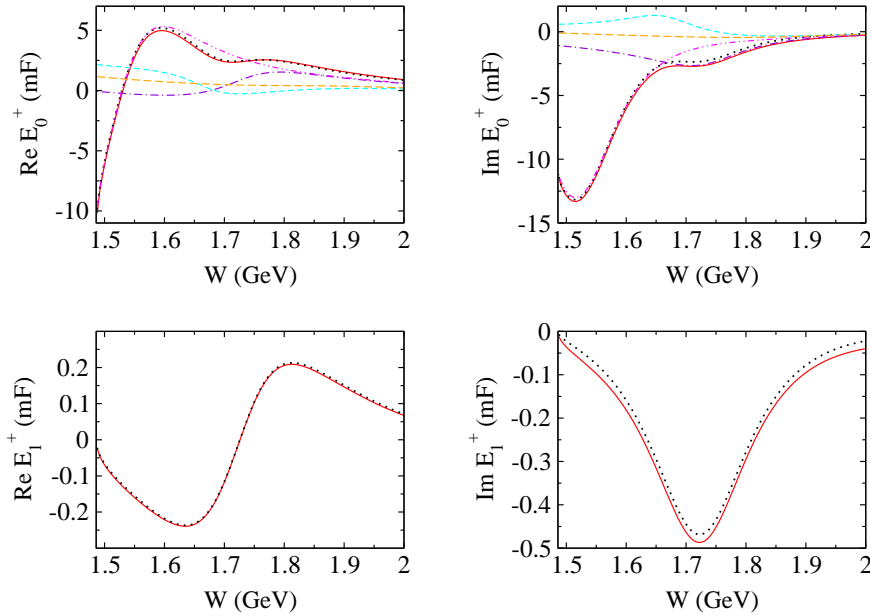


FIGURE 4.21: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_0 sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $S_{11}(1535) + S_{11}(1650)$ (tirets-points), $S_{11}(1535) +$ nouvelle S_{11} (tirets courts), $S_{11}(1650) +$ nouvelle S_{11} (tirets-points-points) et $S_{11}(1535) + S_{11}(1650) +$ nouvelle S_{11} (tirets longs).

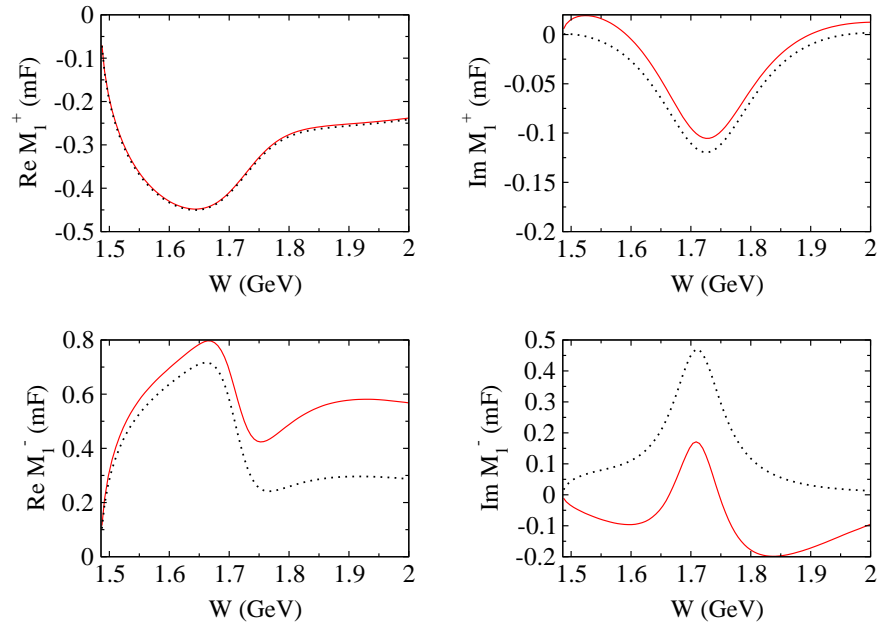


FIGURE 4.22: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.

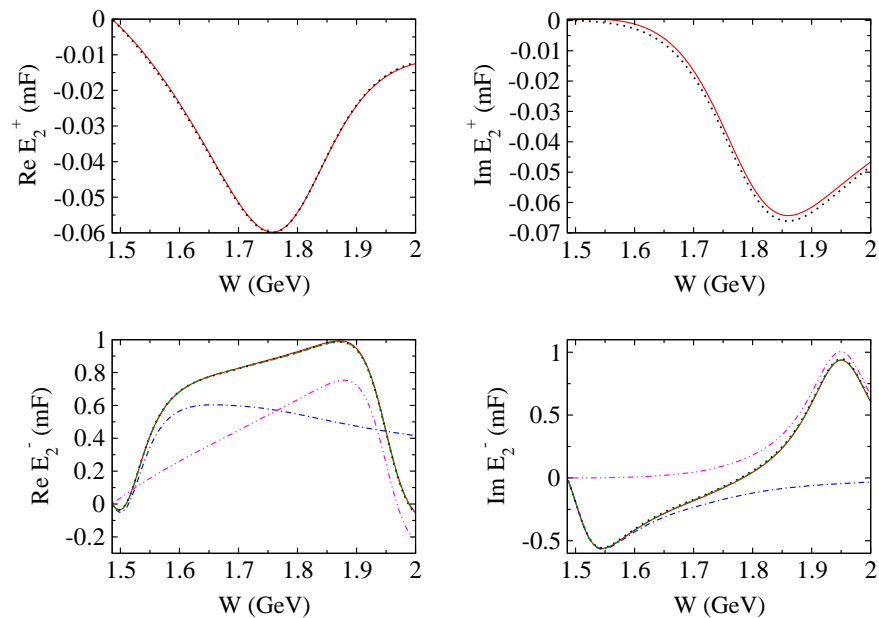


FIGURE 4.23: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_{2-} sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $D_{13}(1520)$ (tirets-points-points), $D_{13}(1700)$ (tirets longs), et le nouvelle D_{13} (tirets-points).

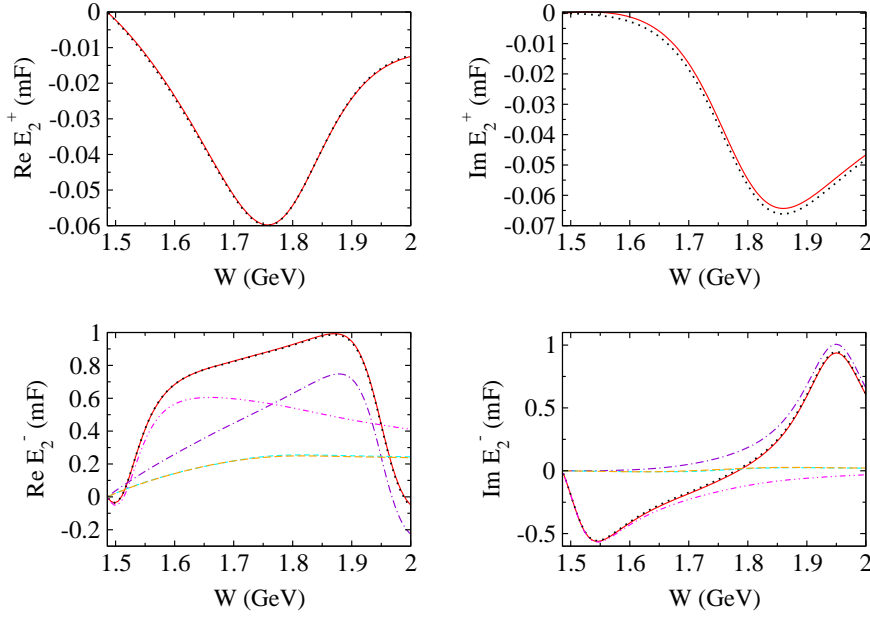


FIGURE 4.24: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles E_2^- sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $D_{13}(1520) + D_{13}(1700)$ (tirets-points), $D_{13}(1520) +$ nouvelle D_{13} (tirets courts), $D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets-points-points) et $D_{13}(1520) + D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets longs).

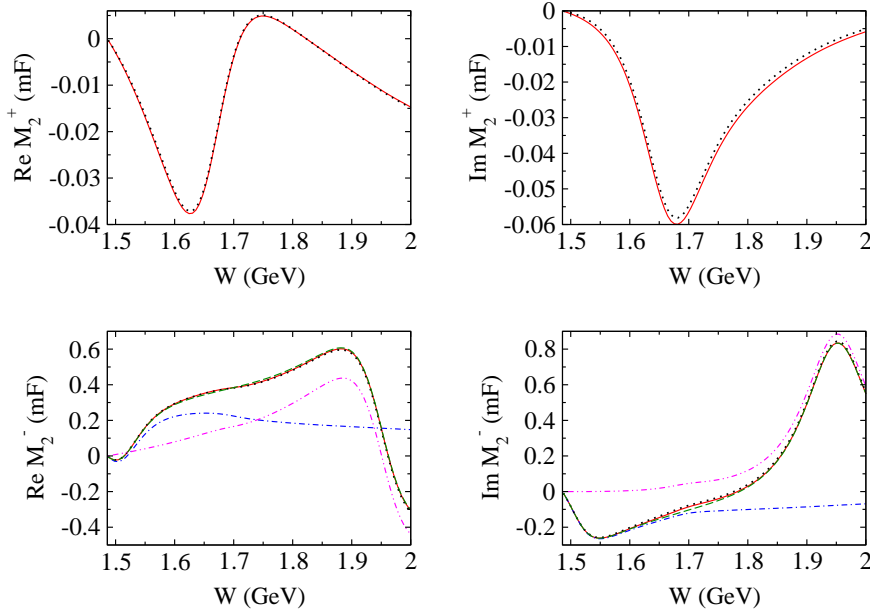


FIGURE 4.25: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles M_2^- sont obtenues en retirant une résonance du modèle complet à savoir $D_{13}(1520)$ (tirets-points-points), $D_{13}(1700)$ (tirets longs), et le nouvelle D_{13} (tirets-points).

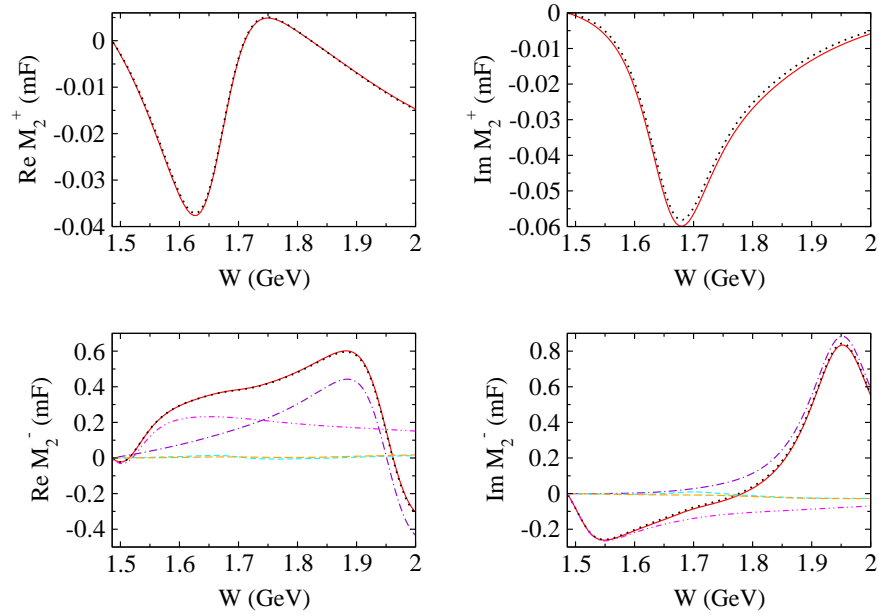


FIGURE 4.26: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées. Les autres courbes dans les multipôles M_2^- sont obtenues en retirant deux ou trois résonances du modèle complet à savoir $D_{13}(1520) + D_{13}(1700)$ (tirets-points), $D_{13}(1520) +$ nouvelle D_{13} (tirets courts), $D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets-points-points) et $D_{13}(1520) + D_{13}(1700) +$ nouvelle D_{13} (tirets longs).

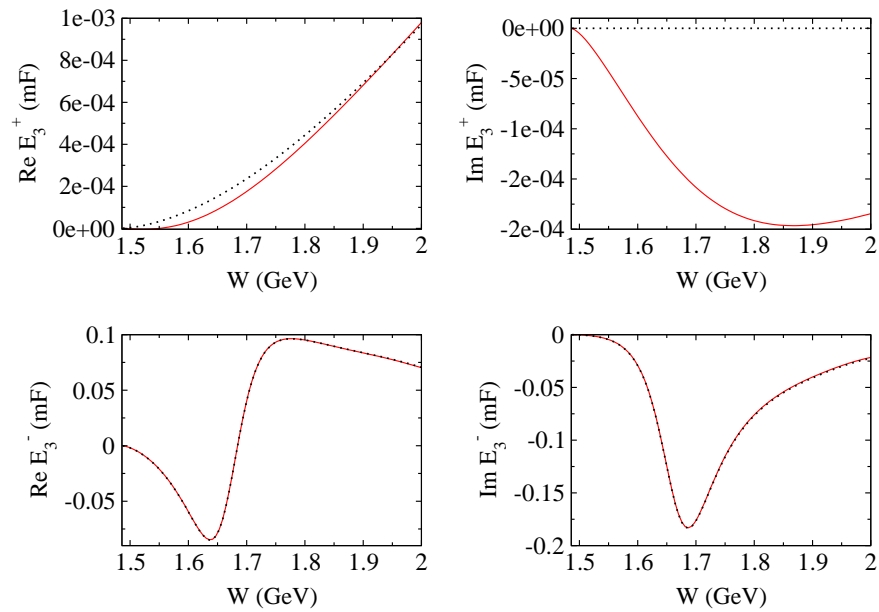


FIGURE 4.27: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.

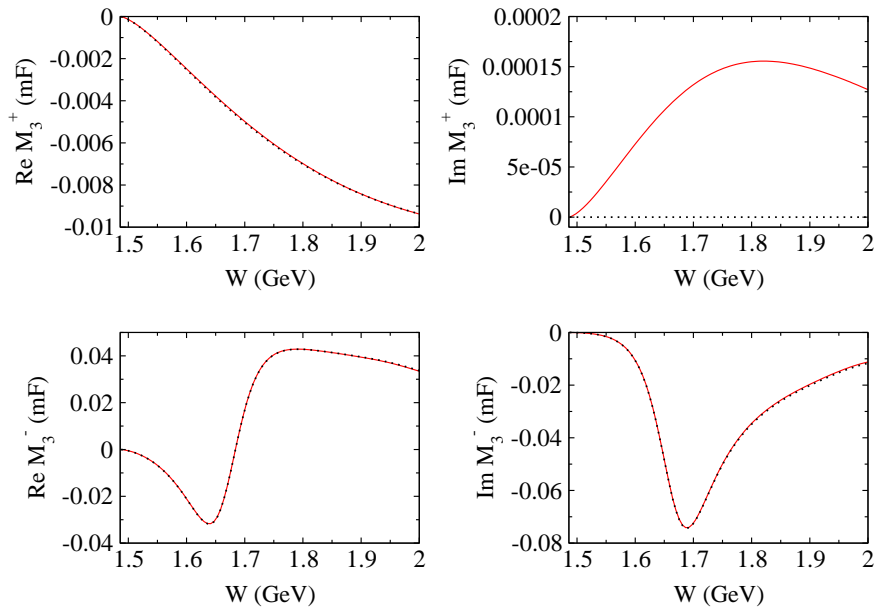


FIGURE 4.28: Amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$. La courbe pleine correspond au modèle complet et les pointillés à la configuration sans voies couplées.

En résumé, dans ce chapitre, le traitement des interactions méson-baryon dans l'état intermédiaire et final de la réaction de photoproduction de η , en plus de celui de la voie directe, nous a permis d'affiner les ingrédients du mécanisme de réaction et, en particulier, de confirmer l'importance des nouvelles résonances S_{11} et D_{13} . Les voies couplées ont un effet relativement faible sur l'ensemble des observables étudiées (de l'ordre de 10%) et plus important sur les simples polarisations (jusqu'à environ 20%) que sur les sections efficaces.

Conclusion

Notre étude de la réaction de photoproduction du méson η s'inscrit dans le cadre de la recherche de nouvelles résonances nucléoniques. Pour cela, le processus $\gamma N \rightarrow \eta N$ apparaît bien adapté grâce au développement de formalismes théoriques sophistiqués et aux efforts réalisés dans la mesure de différentes observables pour cette réaction qui permettent de disposer de bases de données expérimentales abondantes et cohérentes. Par ailleurs, l'accès à des parcs d'ordinateurs permet d'effectuer des calculs numériques lourds.

Afin de décrire ces bases de données, il est nécessaire d'aller au-delà des mécanismes directs de réaction ($\gamma N \rightarrow \eta N$) et d'étendre les formalismes afin d'y inclure des voies couplées méson-baryon MB ($\gamma N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$). Dans ce travail, nous avons inclus cinq voies intermédiaires ($MB \equiv \pi N, \eta N, \pi\Delta, \sigma N, \rho N$). En ce qui concerne la transition des états intermédiaires à l'état final, les deux voies dominantes sont $MB \equiv \pi N$ et ηN . Ainsi, les processus à voies couplées dont on tient compte dans notre étude sont $\gamma N \rightarrow \pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\gamma N \rightarrow \eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ (la section efficace totale de photoproduction de pions étant environ un ordre de grandeur supérieure à celle de η). Ceci implique l'étude via des voies couplées des réactions $\pi N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow MB \rightarrow \eta N$.

La première étape a donc consisté à étudier le processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$ jusqu'à une énergie totale dans le centre de masse d'environ 2 GeV à l'aide d'un formalisme dynamique à voies couplées [44] comprenant les voies MB citées précédemment à partir duquel on a extrait un modèle permettant de décrire les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$. Ce formalisme contient 175 paramètres libres et un modèle (appelé modèle JLMS qui constitue le point de départ de notre étude) a été généré dans un premier temps en ajustant sur plus de 10000 amplitudes de diffusion de pions [38, 39] ($\pi N \rightarrow \pi N$).

Après avoir réalisé un travail méthodique au niveau des bases de données de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ qui sont anciennes et hétérogènes, nous avons vérifié les résultats donnés par le modèle JLMS pour ce processus. Le χ^2_{pp} obtenu est élevé (≈ 7) et impose d'ajuster sur les bases de données de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ les 29 paramètres sur les 175 que compte le formalisme qui sont directement liés à l'état final ηN (permettant ainsi d'obtenir le modèle A). Le χ^2 présente une amélioration significative (il est réduit d'un facteur trois) mais une analyse détaillée des

ingrédients présents dans le modèle A met en évidence une contribution anormale de la voie ρN . Pour pallier cette situation, une autre série de minimisations a été nécessaire qui a abouti à la construction du modèle B dont la valeur du χ^2 est proche de celle du modèle A, mais l'influence de ρN y est plus réaliste.

L'étude de ce processus offre une meilleure compréhension du mécanisme de réaction et des propriétés des résonances qui y contribuent de manière significative mais elle constitue aussi un élément clé dans l'étude de la photoproduction de η avec voies couplées dans laquelle la voie directe est traitée à l'aide d'un formalisme de quarks constituants [24]. Entre ces deux formalismes, le seul paramètre libre commun est la constante de couplage η -nucléon-nucléon. Or, dans le modèle de quarks utilisé, la valeur de ce couplage s'avère être environ dix fois plus faible que celles issues des modèles A, B et JLMS. Nous avons opté pour une valeur de la constante de couplage compatible avec celle du modèle de quarks. En effet, non seulement ce dernier possède peu de paramètres libres mais ils sont de plus très contraints et permettent de reproduire le spectre des résonances connues. Par ailleurs, une recherche bibliographique a montré qu'un couplage faible est favorisé. Par conséquent, nous avons généré un nouveau modèle (appelé modèle EBAC-Saclay) qui reproduit les données de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ avec un couplage compatible avec celui issu du modèle de quarks. Ce modèle, dominé par les résonances $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(1680)$ et $D_{13}(1520)$, reproduit de façon acceptable les données avec un χ_{pp}^2 de 2.32. Enfin, nous avons vérifié qu'il altérerait peu les amplitudes de diffusion de pions obtenues avec le modèle JLMS et il est apparu que le modèle EBAC-Saclay conduisait à un écart moindre par rapport au modèle JLMS que le modèle B.

Concernant le processus $\pi^- p \rightarrow \eta n$, aussi bien pour les modèles A, B que EBAC-Saclay, l'une des difficultés a été d'ajuster les données proches du seuil (issues de Prakhov *et al.* [99]) car à ces énergies, la réaction est largement dominée par $S_{11}(1535)$ et la section efficace totale présente une croissance très rapide en fonction de l'énergie provoquant une très grande sensibilité aux variations des paramètres de cette résonance. Ainsi, afin de pallier ce problème, il serait nécessaire de disposer de données dont les incertitudes sur l'énergie du faisceau incident sont moindres afin d'apporter davantage de contraintes dans ce domaine. Enfin, nous avons calculé la longueur de diffusion ηN avec le modèle EBAC-Saclay, dont la faible valeur tend à exclure l'existence d'état lié η -nucléon.

Notre travail s'est ensuite porté sur la réaction de photoproduction $\gamma p \rightarrow \eta p$. Pour cela, nous avons associé un modèle de quarks constituants pour la voie directe [24], un modèle à base de Lagrangiens effectifs pour la réaction non-résonante de photoproduction de pions [69], afin de générer l'état intermédiaire πN , et le modèle EBAC-Saclay pour les processus à voies couplées non-résonants $\pi N \rightarrow \eta N$ et $\eta N \rightarrow \eta N$ pour décrire les interactions dans l'état intermédiaire et final. Les paramètres du modèle à base de Lagrangiens effectifs et du modèle EBAC-Saclay ont été fixés. Ainsi, les paramètres libres du formalisme résultant sont tous issus du formalisme de quarks appliqué au traitement de la voie directe.

Une étude de la voie directe de photoproduction de η jusqu'à une énergie de 2 GeV a été réalisée avec ce formalisme de quarks [24] grâce à une base de données contenant plus de 1000 points en section efficace différentielle et en asymétrie de faisceau polarisé. Il en a été extrait un modèle contenant l'ensemble des résonances connues dans cette gamme d'énergie : $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1440)$, $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, $P_{13}(1900)$, $D_{13}(1520)$, $D_{13}(1700)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $F_{15}(2000)$, $F_{17}(1990)$, ainsi qu'une résonance dégénérée de masse élevée (nommée HM N^*) permettant de simuler les résonances de masses supérieures à 2 GeV. Par ailleurs, l'impossibilité d'ajuster ces données avec uniquement ces résonances a nécessité l'introduction de trois nouvelles résonances (S_{11} , D_{13} et D_{15}) ayant une contribution significative et dont les masses se situent entre 1.7 et 2.0 GeV environ. Nous avons utilisé les paramètres de ce modèle comme paramètres initiaux pour la voie directe de notre formalisme.

Dans le cadre du formalisme à voies couplées que nous avons construit, nous nous sommes imposés une limite supérieure en énergie de 1.8 GeV dans le centre de masse à cause du modèle utilisé pour la réaction non-résonante $\gamma N \rightarrow \pi N$ qui est limité aux alentours de 1.6–1.8 GeV. La résonance D_{15} dont la masse est de l'ordre de 2 GeV a dû par conséquent être ôtée. Nous avons utilisé la base de données précédente, en ne considérant que les données pour lesquelles l'énergie est inférieure à 1.8 GeV. Les paramètres ajustés correspondent à ceux relatifs aux nouvelles résonances ainsi qu'à la résonance de masse élevée. Le modèle obtenu permet de reproduire les sections efficaces différentielles ainsi que les asymétries de faisceau polarisé avec un faible χ_{pp}^2 ($= 1.44$) et permet également de réaliser des prédictions toutes aussi satisfaisantes pour les données d'asymétries de cible polarisée. Même avec la présence des voies couplées, les nouvelles résonances S_{11} et D_{13} demeurent des ingrédients fondamentaux du modèle.

L'étude détaillée des résonances connues montre une nette domination des résonances $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $D_{13}(1520)$, $P_{13}(1720)$ et $F_{15}(1680)$. Le retrait de la nouvelle S_{11} ($M = 1707$ MeV, $\Gamma = 222$ MeV) provoque une augmentation importante du χ_{pp}^2 ($= 9.37$) tandis que celui de la nouvelle D_{13} ($M = 1950$ MeV, $\Gamma = 139$ MeV) a un effet moindre ($\chi_{pp}^2 = 2.54$). Toujours en termes de χ^2 , les voies couplées ont une contribution de l'ordre de 35% mais, étant donné la bonne qualité des données expérimentales dont on dispose, ces dernières ont un effet plus faible sur l'ensemble du spectre en énergie si l'on considère les valeurs des observables obtenues avec et sans voies couplées.

Le modèle EBAC-Saclay dont on dispose pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ mérite cependant d'être affiné car nous avons généré ce modèle en ajustant les paramètres relatifs à l'état final ηN en ayant préalablement fixé le couplage η -nucléon-nucléon à une valeur compatible avec celle issue du modèle de quarks avec lequel on traite la voie directe de la réaction de photoproduction. Mais dans ce cadre, nous n'avons pas ajusté les autres paramètres du modèle qui eux ont été fixés aux valeurs du modèle JLMS dont la valeur de la constante de couplage est environ dix fois supérieure à celle utilisée dans notre étude. Ainsi, il faudrait réitérer les travaux sur la réaction de diffusion de pions qui avaient conduit au modèle JLMS, mais cette fois en contraignant le

couplage à une valeur faible. Il est possible alors que les contributions des termes non-résonants augmentent et donc que l'effet des voies couplées pour la réaction de photoproduction soit plus important.

En résumé, nous avons construit des modèles pour les réactions $\pi N \rightarrow \eta N$ ($W \leq 2$ GeV) et $\gamma N \rightarrow \eta N$ ($W \leq 1.8$ GeV) qui peuvent être considérés comme étant les plus réalistes compte tenu des progrès actuels sur le plan théorique et expérimental. Les résultats les plus importants concernant notre étude sont les suivants :

- l'état final ηN produit à partir de πN ou γN dans cette gamme en énergie montre que les résonances nucléoniques dominantes sont $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$, $F_{15}(1680)$ et $D_{13}(1520)$. Les poids relatifs des trois dernières résonances varient selon la réaction étudiée.
- le processus de photoproduction s'avère propice à la recherche de nouvelles résonances en particulier S_{11} et D_{13} pour lesquelles nous avons trouvé des contributions significatives au sein de notre modèle.

Pour aller plus loin dans de telles études, plusieurs axes pourraient se développer :

- sur le plan expérimental, le point le plus crucial concerne la voie $\pi N \rightarrow \eta N$. Toute nouvelle mesure pourra apporter des améliorations de nos connaissances sur le mécanisme de réaction. Pour la photoproduction, bien que la base de données soit suffisamment riche, des programmes expérimentaux au Jefferson Laboratory et à MAMI sur la mesure des observables de double polarisation apporteront certainement des contraintes supplémentaires sur les ingrédients des modèles.
- sur le plan théorique, le formalisme devrait être complété pour inclure d'autres voies intermédiaires, en particulier $\pi\pi N$ mais également kaon-hypéron ($K\Lambda$, $K\Sigma$). De tels développements sont indispensables pour pouvoir aller à des énergies plus élevées et couvrir tout le domaine des résonances baryoniques (N^* , Δ^* , Y^*). Cette approche est incontournable pour nos efforts dans la recherche des nouvelles résonances.
- les résultats numériques présentés dans ce manuscrit ont été obtenus grâce à près d'un million d'heures de calcul en parallèle sur plusieurs supercalculateurs (à Barcelone¹, à Berkeley², au CEA³). L'extension des voies couplées nécessitera l'accès à des réseaux encore plus riches en nombre de processeurs.

Par ailleurs, pour améliorer nos connaissances sur les propriétés des résonances établies, les 175 paramètres libres du modèle dynamique à voies couplées originel (JLMS) devront être affinés en étudiant les états finals autres que πN . Notre travail constitue un premier pas dans ce programme ambitieux.

1. Barcelona Supercomputing Center, <http://www.bsc.es/>

2. National Energy Research Scientific Computing Center, <http://www.nersc.gov/>

3. Centre de Calcul Recherche et Technologie, <http://www-ccrt.cea.fr/>

Annexe A

Résolution numérique des équations couplées

L'équation 2.16 définit la matrice T de transition entre deux états méson-baryon (MB). Elle comprend deux termes interdépendants car la partie résonante de la matrice T (Eq. 2.27) contient explicitement la partie non-résonante (Eq. 2.17).

Ainsi, le calcul des éléments de matrice T débute par celui de ses termes non-résonants. Pour cela, considérons deux couples méson-baryon MB et $M'B'$ (désignant respectivement la voie d'entrée et de sortie de la réaction) ainsi qu'une valeur pour les couples moment cinétique orbital-moment cinétique de spin, à savoir respectivement LS et $L'S'$ pour une onde partielle donnée (Cf. tableau 2.2). On se propose de calculer à partir d'une méthode d'extraction de pôles l'élément de matrice $t_{LSMB,L'S'M'B'}(k,k';E)$ pour une énergie donnée (on omettra les indices L, S, L' et S' dans la suite ainsi que la variable relative à l'énergie), k et k' désignant respectivement les impulsions des couples méson-baryon MB et $M'B'$ dans le référentiel centre de masse. On a donc d'après l'équation 2.17 :

$$t_{MB,M'B'}(k,k') = V_{MB,M'B'}(k,k') + \sum_{M''B''} \sum_{L''S''} \underbrace{\int dk'' k''^2 V_{MB,M''B''}(k,k'') \frac{1}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'') + i\epsilon} t_{M''B'',M'B'}(k'',k')}_{\neq 0}. \quad (\text{A.1})$$

Pour $M''B''$ fixé, la somme sur $L''S''$ correspond à l'ensemble des couples moment cinétique orbital-moment cinétique de spin pour l'onde partielle considérée.

On définit l'impulsion sur la couche de masse k_0 par $E - E_{M''}(k_0) - E_{B''}(k_0) = 0$. Comme l'équation A.1 présente un pôle au niveau du propagateur lorsque les états intermédiaires $M''B''$

sont sur leur couche de masse, on écrit, en omettant les indices :

$$\begin{aligned} \#0 &= P \underbrace{\int dk'' k''^2 V(k, k'') \frac{1}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'')} t(k'', k')}_{\#1} \\ &+ i\pi \underbrace{\lim_{k'' \rightarrow k_0} k''^2 V(k, k'') \frac{k'' - k_0}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'')} t(k'', k')}_{\#2}, \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

où P désigne la partie principale de l'intégrale c'est-à-dire $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{k_0 - \epsilon}^{k_0 + \epsilon}$.

Par ailleurs, on a, d'après la règle de l'Hôpital :

$$\lim_{k'' \rightarrow k_0} \frac{k'' - k_0}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'')} = \frac{1}{-\frac{2k_0}{2E_{M''}(k_0)} - \frac{2k_0}{2E_{B''}(k_0)}} = -\frac{1}{k_0} \frac{E_{M''}(k_0) E_{B''}(k_0)}{W}. \quad (\text{A.3})$$

Ainsi,

$$\#2 = -i\pi k_0^2 V(k, k_0) \frac{E_{M''}(k_0) E_{B''}(k_0)}{W k_0} t(k_0, k'). \quad (\text{A.4})$$

De plus, en posant $F(k'') = V(k, k'') t(k'', k')$ et comme $\frac{k_0^2 - k''^2}{k_0^2 - k''^2} = 1$, on a :

$$\#1 = P \int dk'' k''^2 \frac{F(k'')}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'')} \frac{k_0^2 - k''^2}{k_0^2 - k''^2} \quad (\text{A.5})$$

$$= P \int dk'' k''^2 \underbrace{F(k'') \frac{k_0^2 - k''^2}{E - E_{M''}(k'') - E_{B''}(k'')}}_{\tilde{F}(k'')} \frac{1}{k_0^2 - k''^2} \quad (\text{A.6})$$

$$= P \int dk'' k''^2 \frac{\tilde{F}(k'')}{k_0^2 - k''^2} - P \int dk'' \frac{k_0^2 \tilde{F}(k_0)}{k_0^2 - k''^2}. \quad (\text{A.7})$$

La dernière égalité dans l'équation A.7 vient de la nullité du second terme ($P \int dk'' \frac{k_0^2 \tilde{F}(k_0)}{k_0^2 - k''^2}$). Cette modification permet d'assurer la stabilité numérique du calcul.

On utilise une méthode de Gauss pour discrétiser les intégrales qui apparaissent dans l'équation A.7. Après avoir calculé un nombre n (typiquement 20 dans notre code) de fonctions de pondération w_i et de points k_i qui discrétisent l'intégration initiale entre 0 et ∞ , on écrit :

$$\#1 = \sum_{i=1}^n k_i^2 w_i \frac{\tilde{F}(k_i)}{k_0^2 - k_i^2} - k_0^2 \tilde{F}(k_0) \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{k_0^2 - k_i^2}, \quad (\text{A.8})$$

que l'on développe de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \#1 &= \sum_{i=1}^n k_i^2 w_i \frac{V(k, k_i)t(k_i, k')}{E - E_{M''}(k_i) - E_{B''}(k_i)} - k_0^2 V(k, k_0)t(k_0, k') \frac{-2k_0}{-\frac{k_0}{E_{M''}(k_0)} - \frac{k_0}{E_{B''}(k_0)}} \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{k_0^2 - k_i^2} \\ &= \sum_{i=1}^n k_i^2 w_i \frac{V(k, k_i)t(k_i, k')}{E - E_{M''}(k_i) - E_{B''}(k_i)} - k_0^2 V(k, k_0)t(k_0, k') \frac{2E_{M''}(k_0)E_{B''}(k_0)}{W} \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{k_0^2 - k_i^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Nous avons obtenu :

$$\#2 = -i\pi k_0^2 V(k, k_0) \frac{E_{M''}(k_0)E_{B''}(k_0)}{W k_0} t(k_0, k'). \quad (\text{A.10})$$

Dès lors, on définit :

$$k_{n+1} = k_0,$$

$$w_{n+1} = \left(- \sum_{i=1}^n \left(\frac{w_i}{k_0^2 - k_i^2} \right) \frac{2E_{M''}(k_0)E_{B''}(k_0)}{W}; -i\pi \frac{E_{M''}(k_0)E_{B''}(k_0)}{k_0 W} \right),$$

$$G_{M''B''}(k_{i,i \in [1,n]}) = \frac{k_i^2 w_i}{E - E_{M''}(k_i) - E_{B''}(k_i)}, \quad (\text{A.11})$$

$$G_{M''B''}(k_{n+1}) = k_{n+1}^2 w_{n+1}. \quad (\text{A.12})$$

On peut alors écrire :

$$\#0 = \sum_{i=1}^{n+1} V(k, k_i) G(k_i) t(k_i, k'). \quad (\text{A.13})$$

On arrive finalement à :

$$\begin{aligned} t_{MB, M'B'}(k, k') &= V_{MB, M'B'}(k, k') \\ &+ \sum_{M''B''} \sum_{L''S''} \sum_{i=1}^{n+1} V_{MB, M''B''}(k, k_i) G_{M''B''}(k_i) t_{M''B'', M'B'}(k_i, k'). \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Grâce à cette formule, on peut calculer numériquement tous les éléments de la matrice de transition non-résonante pour chacune des ondes partielles considérées. L'équation pour la

partie non-résonante peut se mettre sous la forme matricielle :

$$T = V + VGT, \quad (\text{A.15})$$

où T contient tous les termes $[t_{LSMB,L'S'M'B'}(k_i, k'_i)]_{i \in [1, n+1]}$ (étant données une onde partielle et une énergie), V les termes $[V_{LSMB,L'S'M'B'}(k_i, k'_i)]_{i \in [1, n+1]}$ et G les propagateurs $G_{M''B''}(k_{i, i \in [1, n+1]})$. A partir de cette équation, on calcule la matrice T non-résonante par une inversion :

$$T = (1 - VG)^{-1}V, \quad (\text{A.16})$$

puis on choisit dans la matrice l'élément sur la couche de masse correspondant à l'état initial et final de la réaction que l'on étudie.

Par ailleurs, soulignons un point important dans l'étude précédente afin de préciser comment cette méthode a été implémentée. En effet, si l'on traite les voies $\pi\Delta$, σN et ρN dans l'état intermédiaire, il faut tenir compte, au dénominateur du propagateur, de la renormalisation en masse $\Sigma_{M''B''}(k'', E)$. Il n'y a alors plus de pôle (comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2) et, dans ce cas, la méthode se ramène à la simple discrétisation d'une intégrale par la méthode de Gauss.

Ayant calculé l'ensemble des éléments de la matrice T , nous pouvons en déduire les vertex habillés $\bar{\Gamma}_{MB(LS) \rightarrow N^*}(k)$ et $\bar{\Gamma}_{N^* \rightarrow MB(LS)}(k')$ définis par les équations 2.34 et 2.35 pour une onde partielle donnée connaissant l'expression des facteurs de forme $\Gamma_{N^*, MB(LS)}(k'_i)_{i \in [1, n+1]}$ donnée par l'équation 2.36. En effet, sous forme matricielle, on peut écrire :

$$\bar{\Gamma} = \Gamma + TGT, \quad (\text{A.17})$$

soit, d'après l'expression de T :

$$\bar{\Gamma} = \Gamma + (1 - VG)^{-1}VGT. \quad (\text{A.18})$$

En multipliant de chaque côté de l'égalité par $(1 - VG)$ et en développant, on obtient :

$$\bar{\Gamma} = (1 - VG)^{-1}\Gamma. \quad (\text{A.19})$$

La matrice $(1 - VG)^{-1}$ ayant déjà été calculée pour la partie non-résonante, il suffit donc de la multiplier par les facteurs de forme pour obtenir $\bar{\Gamma}$ et donc les éléments de la matrice T résonante par l'équation 2.27.

Annexe B

Paramètres du modèle JLMS

Nous présentons les paramètres du modèle JLMS obtenus via le formalisme MSL [44] en ajustant sur plus de 10000 valeurs d'amplitudes développées en ondes partielles issues des travaux de SAID [38,39] sur la réaction $\pi N \rightarrow \pi N$ ainsi que sur quelques points expérimentaux de sections efficaces totales du processus $\pi N \rightarrow \eta N$ [99,100].

Paramètres	Valeurs JLMS
$f_{\pi NN}^2/4\pi$	0.08
m_σ (MeV)	500.1
$f_{\pi N\Delta}$	2.2061
$f_{\eta NN}$	3.8892
$g_{\rho NN}$	8.7214
κ_ρ	2.654
$g_{\omega NN}$	8.0997
κ_ω	1.0200
$g_{\sigma NN}$	6.8147
$g_{\rho\pi\pi}$	4
$f_{\pi\Delta\Delta}$	1.0000
$f_{\rho N\Delta}$	7.516
$g_{\sigma\pi\pi}$	2.353
$g_{\omega\pi\rho}$	6.955
$g_{\rho\Delta\Delta}$	3.3016
$k_{\rho\Delta\Delta}$	2.0000

TABLE B.1: Paramètres associés aux Lagrangiens issus de la Réf. [94].

Paramètres	Valeurs JLMS (MeV)
$\Lambda_{\pi NN}$	809.05
$\Lambda_{\pi N\Delta}$	829.17
$\Lambda_{\rho NN}$	1086.7
$\Lambda_{\rho\pi\pi}$	1093.2
$\Lambda_{\omega NN}$	1523.18
$\Lambda_{\eta NN}$	623.56
$\Lambda_{\sigma NN}$	781.16
$\Lambda_{\rho N\Delta}$	1200.0
$\Lambda_{\pi\Delta\Delta}$	600.00
$\Lambda_{\sigma\pi\pi}$	1200.0
$\Lambda_{\omega\pi\rho}$	600.00
$\Lambda_{\rho\Delta\Delta}$	600.00
$\Lambda_{\sigma\sigma}$	1200.00

TABLE B.2: Coupures des facteurs de forme (définis dans l'équation 2.19) issues de la Réf. [94].

Paramètres	Valeurs JLMS (MeV)
$S_{11}(1535)$	1800
$S_{11}(1650)$	1880
$P_{11}(1440)$	1763
$P_{11}(1710)$	2037
$P_{13}(1720)$	1711
$D_{13}(1520)$	1899.1
$D_{13}(1700)$	1988
$D_{15}(1675)$	1898
$F_{15}(1680)$	2187

TABLE B.3: Masses des résonances incluses dans le modèle JLMS [94].

N^*	πN	ηN	$\pi\Delta$		σN	ρN		
$S_{11}(1535)$	7.0488	9.1000	-1.8526		-2.7945	2.0280	0.02736	
$S_{11}(1650)$	9.8244	0.6000	0.04470		1.1394	-9.5179	-3.0144	
$P_{11}(1440)$	3.91172	2.62103	-9.90545		-7.1617	-5.1570	3.45590	
$P_{11}(1710)$	9.9978	3.6611	-6.9517		8.62949	-2.9550	-0.9448	
$P_{13}(1720)$	3.2702	-0.99924	-9.9888	-5.0384	1.0147	-0.00343	1.9999	-0.08142
$D_{13}(1520)$	0.44527	-0.0174	-1.9505	0.97755	-0.481855	1.1325	-0.31396	0.17900
$D_{13}(1700)$	0.46477	0.35700	9.9191	3.8752	-5.4994	0.28916	9.6284	-0.14089
$D_{15}(1675)$	0.31191	-0.09594	4.7920	0.01988	-0.45517	-0.17888	1.248	-0.10105
$F_{15}(1680)$	0.06233	0.0000	1.0395	0.00454	1.5269	-1.0353	1.6065	-0.0258

TABLE B.4: Constantes de couplage $C_{N^*,MB(LS)}$ de l'équation 2.36 avec $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi\Delta, \sigma N, \rho N$, pour chacune des résonances incluses dans le modèle issu de la Réf. [94] et pour chaque valeur de (LS) listée dans le tableau 2.2.

N^*	πN	ηN	$\pi\Delta$		σN	ρN		
$S_{11}(1535)$	1676.4	598.97	554.04		801.03	1999.8	1893.6	
$S_{11}(1650)$	533.48	500.02	1999.1		1849.5	796.83	500.00	
$P_{11}(1440)$	1203.62	1654.85	729.0		1793.0	621.998	1698.90	
$P_{11}(1710)$	646.86	897.84	501.26		1161.20	500.06	922.280	
$P_{13}(1720)$	1374.0	500.23	500.00	500.770	640.50	500.00	500.10	1645.2
$D_{13}(1520)$	1658	1918.2	976.36	1034.5	1315.8	599.79	1615.1	1499.50
$D_{13}(1700)$	1094.0	678.41	1960.0	660.02	1317.0	550.14	597.57	1408.7
$D_{15}(1675)$	1584.7	1554.0	500.77	820.17	507.07	735.40	749.41	937.53
$F_{15}(1680)$	1641.6	655.87	1899.5	522.68	500.93	500.76	500.0	1060.9

TABLE B.5: Coupures $\Lambda_{N^*,MB(LS)}$ (en MeV/c) de l'équation 2.36 avec $MB \equiv \pi N, \eta N, \pi\Delta, \sigma N, \rho N$, pour chacune des résonances incluses dans le modèle issu de la Réf. [94] et pour chaque valeur de (LS) listée dans le tableau 2.2.

Paramètres	Valeurs JLMS (MeV)
$S_{11}(1535)$	99.887
$S_{11}(1650)$	99.999
$P_{11}(1440)$	76.065
$P_{11}(1710)$	22.135
$P_{13}(1720)$	76.351
$D_{13}(1520)$	-35.312
$D_{13}(1700)$	-41.749
$D_{15}(1675)$	0.000
$F_{15}(1680)$	92.142

TABLE B.6: Paramètres k_R de l'équation 2.36 pour chaque résonance incluse dans le modèle JLMS [94].

Annexe C

Calcul des amplitudes multipolaires pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$

Nous nous intéressons au calcul des coefficients CGLN de l'interaction non-résonante de production électromagnétique de pions $\gamma N \rightarrow \pi N$ à partir desquels les amplitudes multipolaires sont extraites avec les expressions reportées dans l'Annexe D. Pour cela, nous utilisons le formalisme (et le modèle) reporté(s) dans la Réf. [69] qui est basé sur un ensemble de Lagrangiens effectifs contenant les champs N , Δ , π , ρ , ω et γ . Pour la partie résonante, seule Δ est incluse ce qui a pour conséquence une limitation en énergie située aux alentours de la masse de cette résonance. Le modèle résultant a été obtenu en ajustant sur des données de déphasages dans la réaction de diffusion de pions et d'asymétries de faisceau polarisé (Cf. Ref. [69]).

La méthode est identique à celle permettant de générer les interactions à deux corps $v_{MB,M'B'}$ utilisées dans le chapitre 2 pour le traitement de la réaction $\pi N \rightarrow \eta N$ avec le formalisme MSL. En effet, après avoir obtenu un Hamiltonien par une transformation canonique à partir des Lagrangiens, une méthode de transformation unitaire [69] permet de calculer les potentiels $v_{\gamma N, \pi N}$. Pour la réaction non-résonante $\gamma(q)N(p) \rightarrow M(k', j)B(p')$ (où j désigne l'isospin du méson et où $\vec{q} = -\vec{p}$, $\vec{k}' = -\vec{p}'$ dans le référentiel centre de masse), les éléments de matrice de $v_{\gamma N, MB}$ s'écrivent, en définissant la quadri-impulsion du photon par $q = (\omega, \vec{q})$ et en supprimant les indices relatifs au spin, à l'isospin et à l'hélicité :

$$\begin{aligned}
 \langle (k'j), p' | v_{MB, \gamma N} | q, p \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \langle (k'j), p' | \sum_n J^\mu(n) \epsilon_\mu | q, p \rangle \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_n \sqrt{\frac{m_B}{E_B(k')}} \frac{1}{\sqrt{2E_M(k')}} \bar{u}_B(\vec{p}') I(n) u_N(\vec{p}) \sqrt{\frac{m_N}{E_N(q)}} \frac{1}{\sqrt{2\omega}},
 \end{aligned}
 \tag{C.1}$$

où ϵ_μ désigne la polarisation du photon. Les interactions sont contenues dans les fonctions $I(n)$ où chaque n correspond à un mécanisme différent (termes de Born, échange d'un méson dans la voie t ...). Ces dernières, pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$, sont données dans la Réf. [94].

On peut dès lors calculer les éléments de matrice du potentiel développé en ondes partielles dans lesquels l'état initial est spécifié par les hélicités λ_γ et λ_N et l'état final MB par les variables moment cinétique orbital-moment cinétique de spin-moment cinétique total $(LS)J$. On peut en effet écrire pour l'interaction non-résonante :

$$v_{LSMB,\lambda_\gamma\lambda_N}^{JT}(k', q) = \sum_{\lambda_M\lambda_B} \left[\frac{\sqrt{(2L+1)}}{2J+1} \times \langle j_M j_B \lambda_M(-\lambda_B) | S S_z \rangle \langle LS 0 S_z | J S_z \rangle \right. \\ \left. \times \langle J, k' \lambda_M(-\lambda_B) | v_{MB,\gamma N} | J, q \lambda_\gamma(-\lambda_N) \rangle \right], \quad (C.2)$$

où j_M et j_B désignent les spins respectifs du méson et du baryon, et où les éléments $\langle J, k' \lambda_M(-\lambda_B) | v_{MB,\gamma N} | J, q \lambda_\gamma(-\lambda_N) \rangle$ sont évalués à partir de l'expression :

$$\langle J, k' \lambda_M(-\lambda_B) | v_{MB,\gamma N} | J, q \lambda_\gamma(-\lambda_N) \rangle = 2\pi \int_{-1}^1 d(\cos\theta) d_{\lambda_M-\lambda_B,\lambda_\gamma-\lambda_N}^J(\theta) \\ \times \langle (\vec{k}', j_M \lambda_M), (-\vec{k}', j_B - \lambda_B) | v_{MB,\gamma N} | (\vec{q}, \lambda_\gamma), (-\vec{q}, -\lambda_N) \rangle, \quad (C.3)$$

où le dernier terme de l'équation C.3 est défini par C.1, et où les coordonnées ont été choisies de manière à avoir :

$$\vec{q} = (0, 0, q), \quad (C.4)$$

$$\vec{k}' = (k' \sin(\theta), 0, k' \cos(\theta)). \quad (C.5)$$

On souhaite à présent relier les éléments de matrice de l'équation C.2 (pour $MB = \pi N$) aux amplitudes multipolaires. Pour cela, on définit l'amplitude F par :

$$\langle \pi N | F | \gamma N \rangle = -\frac{4\pi^2}{W} \sqrt{E_N(k') E_\pi(k') |\omega| E_N(q)} \frac{1}{\sqrt{2|\omega|}} \langle \pi N | J^\mu \epsilon_\mu | \gamma N \rangle, \quad (C.6)$$

où le terme $J^\mu \epsilon_\mu$ est identique à celui de l'équation C.1.

L'amplitude F peut alors s'écrire :

$$F = i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{k}' \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \times \vec{\epsilon} F_2 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{q} \hat{k}' \cdot \vec{\epsilon} F_3 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{k}' \hat{k}' \cdot \vec{\epsilon} F_4, \quad (\text{C.7})$$

où les F_i sont les amplitudes CGLN [142] qui s'expriment en termes de multipôles grâce aux expressions données dans l'Annexe D.

Paramètres	Valeurs
$f_{\pi NN}^2/4\pi$	0.08
$\Lambda_{\pi NN}$	738.94
$g_{\rho NN} g_{\rho\pi\pi}$	39.0499
κ_ω	0
κ_ρ	2.2176
Λ_ρ	1491.20
$f_{\pi N\Delta}$	2.115
$\Lambda_{\pi N\Delta}$	667.17
m_Δ	1318.52
$g_{\omega NN}$	10.5
$g_{\rho\pi\gamma}$	0.1027
$g_{\omega\pi\gamma}$	0.3247
$G_M(0)$	1.85
$G_E(0)$	0.025

TABLE C.1: Paramètres du modèle pour la réaction $\gamma N \rightarrow \pi N$ présenté dans la Réf. [69]. Les coupures Λ et les masses sont exprimées en MeV.

Annexe D

Relation entre les amplitudes CGLN et les multipôles

Pour analyser les données expérimentales et étudier les résonances baryoniques, les amplitudes de photoproduction sont souvent exprimées en termes de multipôles dont il existe deux types : électrique ($E_{l\pm}$) et magnétique ($M_{l\pm}$). Ces multipôles décrivent les transitions possibles vers un état final méson-baryon avec un moment cinétique orbital l et une parité définie. Les amplitudes multipolaires sont classées selon leur moment cinétique total ($j = l \pm 1/2$) et l'état du photon qui peut être soit électrique (avec une parité $(-1)^L$) ou magnétique (avec une parité $(-1)^{L+1}$), où L désigne le moment cinétique total du photon. Dans le tableau D.1 sont référencées les amplitudes multipolaires de photoproduction et leurs nombres quantiques associés.

Etat final l	j total	Etat initial L	Parité $P = -(-1)^l$	Amplitudes $\Phi_{j=l\pm 1/2}$	l_{min}
l	$l + 1/2$	$j + 1/2 = l + 1$	$(-1)^L$	E_{l+}	0
l	$l - 1/2$	$j - 1/2 = l - 1$	$(-1)^L$	E_{l-}	2
l	$l + 1/2$	$j - 1/2 = l$	$-(-1)^L$	M_{l+}	1
l	$l - 1/2$	$j + 1/2 = l$	$-(-1)^L$	M_{l-}	1

TABLE D.1: Multipôles pour la photoproduction de mésons pseudo-scalaires.

Les relations entre les multipôles et les amplitudes CGLN pour la photoproduction de

mésons pseudo-scalaires sont données par :

$$F_1 = \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1} + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}, \quad (\text{D.1})$$

$$F_2 = \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l, \quad (\text{D.2})$$

$$F_3 = \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1} + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}, \quad (\text{D.3})$$

$$F_4 = \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l, \quad (\text{D.4})$$

ou par la relation inverse :

$$E_{l+} = \frac{1}{2(l+1)} \int_{-1}^{+1} dx \left[P_l F_1 - P_{l+1} F_2 + \frac{l}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) F_3 + \frac{l+1}{2l+3} (P_l - P_{l+2}) F_4 \right], \quad (\text{D.5})$$

$$E_{l-} = \frac{1}{2l} \int_{-1}^{+1} dx \left[P_l F_1 - P_{l-1} F_2 + \frac{l+1}{2l+1} (P_{l+1} - P_{l-1}) F_3 + \frac{l}{2l-1} (P_l - P_{l-2}) F_4 \right], \quad (\text{D.6})$$

$$M_{l+} = \frac{1}{2(l+1)} \int_{-1}^{+1} dx \left[P_l F_1 - P_{l+1} F_2 - \frac{1}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) F_3 \right], \quad (\text{D.7})$$

$$M_{l-} = \frac{1}{2l} \int_{-1}^{+1} dx \left[-P_l F_1 + P_{l-1} F_2 + \frac{1}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) F_3 \right]. \quad (\text{D.8})$$

Dans ces expressions, les $P_l(x)$ sont les polynômes de Legendre et les $P'_l(x)$ désignent leurs dérivées par rapport à $x \equiv \cos\theta$.

Annexe E

Observables de polarisation en fonction des amplitudes CGLN

Les observables de polarisation présentées pour l'étude de la photoproduction du méson η peuvent s'exprimer en fonction des quatre amplitudes CGLN (f_1, f_2, f_3, f_4) [142].

Afin de définir dans un premier temps ces observables, on adopte comme notation pour la section efficace différentielle $\sigma^{(B,T,R)} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(B,T,R)}$ où B, T et R désignent respectivement l'état de polarisation du faisceau, de la cible et du baryon de recul. Un exposant zéro indique un état non polarisé. Les états d'hélicité ± 1 du faisceau de photons sont notés respectivement r et l . Les symboles \parallel (parallèle au plan de diffusion) et \perp (perpendiculaire au plan de diffusion) sont utilisés pour indiquer que le faisceau est polarisé suivant l'une des directions \hat{x} ou \hat{y} (Fig. E.1). L'exposant (t) indique que le photon est polarisé linéairement dans la direction $\theta = \pi/4$ de l'axe \hat{x} . Pour la cible et le baryon de recul, les axes de polarisation sont donnés de manière explicite. On peut alors écrire pour les simples polarisations Σ (asymétrie de faisceau polarisé), T (asymétrie de cible polarisée) et P (asymétrie du baryon de recul) :

$$\Sigma = \frac{\sigma^{(\perp,0,0)} - \sigma^{(\parallel,0,0)}}{\sigma^{(\perp,0,0)} + \sigma^{(\parallel,0,0)}}, \quad (\text{E.1})$$

$$T = \frac{\sigma^{(0,+y,0)} - \sigma^{(0,-y,0)}}{\sigma^{(0,+y,0)} + \sigma^{(0,-y,0)}}, \quad (\text{E.2})$$

$$P = \frac{\sigma^{(0,0,+y')} - \sigma^{(0,0,-y')}}{\sigma^{(0,0,+y')} + \sigma^{(0,0,-y')}}. \quad (\text{E.3})$$

et, pour les doubles polarisations faisceau-cible :

$$E = \frac{\sigma(r,+z,0) - \sigma(r,-z,0)}{\sigma(r,+z,0) + \sigma(r,-z,0)}, \quad (\text{E.4})$$

$$F = \frac{\sigma(r,+x,0) - \sigma(r,-x,0)}{\sigma(r,+x,0) + \sigma(r,-x,0)}, \quad (\text{E.5})$$

$$G = \frac{\sigma(t,+z,0) - \sigma(t,-z,0)}{\sigma(t,+z,0) + \sigma(t,-z,0)}, \quad (\text{E.6})$$

$$H = \frac{\sigma(t,+x,0) - \sigma(t,-x,0)}{\sigma(t,+x,0) + \sigma(t,-x,0)}. \quad (\text{E.7})$$

Soit :

$$I(\theta) = \text{Re} \left\{ |f_1|^2 + |f_2|^2 - 2xf_2f_1^* + \frac{\sin^2(\theta)}{2} [|f_3|^2 + |f_4|^2 + 2f_4f_1^* + 2f_4f_1^* + 2f_3f_2^* + 2xf_4f_3^*] \right\}, \quad (\text{E.8})$$

avec $x \equiv \cos\theta$ et la section efficace différentielle (pour une cible et un faisceau non-polarisés) définie par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{q}{k} I(\theta), \quad (\text{E.9})$$

où k et q sont respectivement les impulsions dans l'état initial et final (Fig. E.1).

Pour les simples polarisations, on a, d'après la Réf. [143], pour l'asymétrie de faisceau polarisé Σ , pour l'asymétrie de cible polarisée T et pour l'asymétrie du baryon de recul P :

$$\hat{\Sigma} \equiv \Sigma I = -\frac{\sin^2(\theta)}{2} \text{Re} \{ |f_3|^2 + |f_4|^2 + 2[f_1^*f_4 + f_2^*f_3 + xf_3^*f_4] \}, \quad (\text{E.10})$$

$$\hat{T} \equiv TI = \sin(\theta) \text{Im} \{ f_1^*f_3 - f_2^*f_4 + x(f_1^*f_4 - f_2^*f_3) - \sin^2(\theta)f_3^*f_4 \}, \quad (\text{E.11})$$

$$\hat{P} \equiv PI = \sin(\theta) \text{Im} \{ [2f_2 + f_3 + xf_4]^* f_1 + f_2^*(xf_3 + f_4) + \sin^2(\theta)f_3^*f_4 \}. \quad (\text{E.12})$$

Pour les doubles polarisations, on a :

$$\hat{E} \equiv EI = -\text{Re} \{ |f_1|^2 + |f_2|^2 - 2xf_2f_1^* + \sin^2(\theta)(f_1f_4^* + f_2f_3^*) \}, \quad (\text{E.13})$$

$$\hat{F} \equiv FI = \sin(\theta)\text{Re} \{ f_1 [f_2 + f_3 + xf_4]^* - f_2 [f_1 + f_4 + xf_3]^* \}. \quad (\text{E.14})$$

$$\hat{G} \equiv GI = -\sin^2(\theta)\text{Im} \{ f_1f_4^* + f_2f_3^* \}, \quad (\text{E.15})$$

$$\hat{H} \equiv HI = \sin(\theta)\text{Im} \{ f_1 [f_2 + f_3 + xf_4]^* - f_2 [f_1 + f_4 + xf_3]^* \}, \quad (\text{E.16})$$

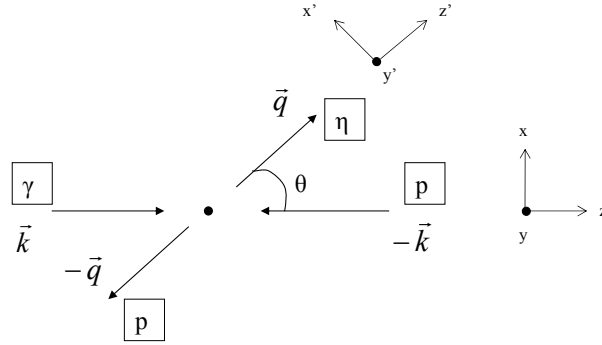


FIGURE E.1: Système de coordonnées et variables cinématiques pour la réaction de photoproduction du méson η .

Bibliographie

- [1] H. J. Rothe. *Lattice Gauge Theories : An introduction, World Scientific Lecture Notes in Physics - Vol. 59, World Scientific, Singapore (1997)*.
- [2] D. B. Leinweber A. W. Thomas K. Tsushima S. V. Wright. *Phys. Rev. D*, 61 :074502, 2000.
- [3] S. Aoki *et al.* *Phys. Rev. D*, 60 :114508, 1999.
- [4] D. B. Leinweber D. H. Lu and A. W. Thomas. *Phys. Rev. D*, 60 :034014, 1999.
- [5] W. M. Yao *et al.* *J. Phys. G*, 33 :1, 2006.
- [6] S. Capstick and W. Roberts. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 45 :5241, 2000.
- [7] R. Bijker F. Iachello and A. Leviatan. *Annals Phys.*, 236 :69, 1994.
- [8] R. Bijker F. Iachello and A. Leviatan. *Annals Phys.*, 284 :89, 2000.
- [9] M. M. Giannini E. Santopinto and A. Vassallo. *Eur. Phys. J. A*, 12 :447, 2001.
- [10] T. Feuster and U. Mosel. *Phys. Rev. C*, 59 :460, 1999.
- [11] A. V. Anisovich A. Sarantsev O. Bartholomy E. Klempt V. A. Nikonov and U. Thoma. *Eur. Phys. J. A*, 25 :427, 2005.
- [12] A. V. Sarantsev V. A. Nikonov A. V. Anisovich E. Klempt and U. Thoma. *Eur. Phys. J. A*, 25 :441, 2005.
- [13] W. T. Chiang S. N. Yang M. Vanderhaeghen and D. Drechsel. *Nucl. Phys. A*, 723 :205, 2003.
- [14] V. A. Tryasuchev. *Eur. Phys. J. A*, 22 :97, 2004.
- [15] N. G. Kelkar M. Nowakowski K. P. Khemchandani and S. R. Jain. *Nucl. Phys. A*, 730 :121, 2004.
- [16] W. T. Chiang S. N. Yang L. Tiator M. Vanderhaeghen and D. Drechsel. *Phys. Rev. C*, 68 :045202, 2003.
- [17] R. A. Arndt W. J. Briscoe I. I. Strakovsky and R. L. Workman. *Int. J. Mod. Phys. A*, 22 :349, 2007.
- [18] M. Batinic I. Dadic I. Slaus A. Svarc B. M. K. Nefkens and T. S. H. Lee. *arXiv :nucl-th/9703023*.

- [19] T. P. Vrana. PhD thesis, University of Pittsburgh (unpublished), 1998.
- [20] T. P. Vrana S. A. Dytman and T.-S. H. Lee. *Phys. Rep.*, 328 :181, 2000.
- [21] Z. Li and B. Saghai. *Nucl. Phys. A*, 644 :345, 1998.
- [22] B. Saghai and Z. Li. *Eur. Phys. J. A*, 11 :217, 2001.
- [23] J. He B. Saghai Z. Li Q. Zhao and J. Durand. *Eur. Phys. J. A*, 35 :321, 2008.
- [24] J. He B. Saghai and Z. Li. *Phys. Rev. C*, 78 :035204, 2008.
- [25] V. Crede *et al.* [CB-ELSA Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :012004, 2005.
- [26] D. Elsner *et al.* [CB-ELSA Collaboration and TAPS Collaboration]. *Eur. Phys. J. A*, 33 :147, 2007.
- [27] M. Dugger *et al.* [CLAS Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :222002, 2002. [Erratum-ibid. 89, 249904 (2002)].
- [28] O. Bartalini *et al.* [GRAAL Collaboration]. *Eur. Phys. J. A*, 33 :169, 2007.
- [29] T. Nakabayashi *et al.* *Phys. Rev. C*, 74 :035202, 2006.
- [30] B. Krusche *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3736, 1995.
- [31] R. A. Adelseck and L. E. Wright. *Phys. Rev. C*, 38 :1965, 1988.
- [32] J. C. David C. Fayard G. H. Lamot and B. Saghai. *Phys. Rev. C*, 53 :2613, 1996.
- [33] T. Mart and C. Bennhold. *Phys. Rev. C*, 61 :012201, 1999.
- [34] S. Janssen J. Ryckebusch D. Debruyne and T. Van Cauteren. *Phys. Rev. C*, 66 :035202, 2002.
- [35] C. Sauermann B. L. Friman and W. Norenberg. *Phys. Lett. B*, 341 :261, 1995.
- [36] D. Drechsel O. Hanstein S. S. Kamalov and L. Tiator. *Nucl. Phys. A*, 645 :145, 1999.
- [37] I. G. Aznauryan. *Phys. Rev. C*, 68 :065204, 2003.
- [38] R. A. Arndt I. I. Strakovsky and R. L. Workman. *Phys. Rev. C*, 53 :430, 1996.
- [39] R. A. Arndt I. I. Strakovsky and R. L. Workman. *Int. J. Mod. Phys.*, 18 :449, 2003.
- [40] T. Feuster and U. Mosel. *Phys. Rev. C*, 58 :457, 1998.
- [41] G. Penner and U. Mosel. *Phys. Rev. C*, 66 :055211, 2002.
- [42] C. Schutz J. Haidenbauer J. Speth and J. W. Durso. *Phys. Rev. C*, 57 :1464, 1998.
- [43] A. M. Gasparyan J. Haidenbauer C. Hanhart and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 68 :045207, 2003.
- [44] A. Matsuyama T. Sato and T. S. Lee. *Phys. Rept.*, 439 :193, 2007.
- [45] L. A. Copley G. Karl and E. Obryk. *Nucl. Phys. B*, 13 :303, 1969.
- [46] R. P. Feynman M. Kislinger and F. Ravndal. *Phys. Rev. D*, 3 :2706, 1971.
- [47] A. De Rujula H. Georgi and S. L. Glashow. *Phys. Rev. D*, 12 :147, 1975.

- [48] N. Isgur and G. Karl. *Phys. Lett. B*, 72 :109, 1977.
- [49] N. Isgur G. Karl and R. Koniuk. *Phys. Rev. Lett.*, 41 :1269, 1978. [Erratum-ibid. 45, 1738 (1980)].
- [50] N. Isgur and G. Karl. *Phys. Lett. B*, 74 :353, 1978.
- [51] N. Isgur and G. Karl. *Phys. Rev. D*, 18 :4187, 1978.
- [52] N. Isgur and G. Karl. *Phys. Rev. D*, 19 :2653, 1979. [Erratum-ibid. D 23, 817 (1981)].
- [53] R. Koniuk and N. Isgur. *Phys. Rev. D*, 21 :1868, 1980. [Erratum-ibid. D 23, 818 (1981)].
- [54] S. Capstick and N. Isgur. *Phys. Rev. D*, 34 :2809, 1986.
- [55] S. Capstick. *Phys. Rev. D*, 46 :2864, 1992.
- [56] S. Capstick and W. Roberts. *Phys. Rev. D*, 49 :4570, 1994.
- [57] S. Capstick and W. Roberts. *Phys. Rev. D*, 58 :074011, 1998.
- [58] D. Morel and S. Capstick. *arXiv :nucl-th/0204014*.
- [59] L. Y. Glozman and D. O. Riska. *Phys. Rept.*, 268 :263, 1996.
- [60] H. R. Pang J. L. Ping F. Wang and J. Goldman. *Phys. Rev. C*, 65 :014003, 2001.
- [61] F. Wang J. L. Ping H. R. Pang and J. T. Goldman. *Mod. Phys. Lett. A*, 18 :356, 2003.
- [62] J. He and Y.-B. Dong. *Nucl. Phys. A*, 725 :201, 2003.
- [63] Y.-R. Liu and S.-L. Zhu. *Phys. Rev. C*, 75 :034003, 2007.
- [64] J. Chizma and G. Karl. *Phys. Rev. D*, 68 :054007, 2003.
- [65] J. Chizma. PhD thesis, The University of Guelph (unpublished), 2004.
- [66] J. He and Y.-B. Dong. *Phys. Rev. D*, 68 :017502, 2003.
- [67] Z. Li H. Ye and M. Lu. *Phys. Rev. C*, 56 :1099, 1997.
- [68] A. Manohar and H. Georgi. *Nucl. Phys. B*, 234 :189, 1984.
- [69] T. Sato and T.-S. H. Lee. *Phys. Rev. C*, 54 :2660, 1996.
- [70] H. Hohler. *Landolt-Bornstein, Volume 9, Springer, Berlin 1983*.
- [71] R. Aaron R. D. Amado and J. E. Young. *Phys. Rev.*, 174 :2022, 1968.
- [72] R. Aaron D. C. Teplitz R. D. Amado and J. E. Young. *Phys. Rev.*, 187 :2047, 1969.
- [73] R. Aaron and R. D. Amado. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1316, 1971.
- [74] R. Aaron and R. D. Amado. *Phys. Rev. D*, 7 :1544, 1973.
- [75] R. Aaron and R. D. Amado. *Phys. Rev. Lett.*, 18 :1157, 1973.
- [76] B. C. Pearce and I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 34 :991, 1986.
- [77] B. C. Pearce and I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 40 :220, 1989.
- [78] B. C. Pearce and I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 35 :737, 1987.
- [79] I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 38 :1792, 1988.

- [80] B. C. Pearce and B. K. Jennings. *Nucl. Phys. A*, 528 :655, 1991.
- [81] F. Gross and Y. Surya. *Phys. Rev. C*, 47 :703, 1993.
- [82] T. Sato and T.-S. H. Lee. *Phys. Rev. C*, 63 :055201, 2001.
- [83] B. Julia-Diaz T.-S. H. Lee T. Sato and L. C. Smith. *Phys. Rev. C*, 75 :015205, 2007.
- [84] C. Schutz J. W. Durso K. Holinde and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 49 :2671, 1994.
- [85] C. Schutz K. Holinde J. Speth B. C. Pearce and J. W. Durso. *Phys. Rev. C*, 51 :1374, 1995.
- [86] O. Krehl C. Hanhart S. Krewald and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 60 :055206, 1999.
- [87] O. Krehl C. Hanhart S. Krewald and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 62 :025207, 2000.
- [88] C. C. Lee S. N. Yang and T.-S. H. Lee. *J. Phys. G*, 17 :L131, 1991.
- [89] C. T. Hung S. N. Yang and T.-S. H. Lee. *Phys. Rev. C*, 64 :034309, 2001.
- [90] V. Pascalutsa and J. A. Tjon. *Phys. Rev. C*, 61 :054003, 2000.
- [91] A. D. Lahiff and I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 60 :024608, 1999.
- [92] A. D. Lahiff and I. R. Afnan. *Phys. Rev. C*, 66 :044001, 2002.
- [93] M. G. Fuda and H. Alharbi. *Phys. Rev. C*, 68 :064002, 2003.
- [94] B. Julia-Diaz T. S. Lee A. Matsuyama and T. Sato. *Phys. Rev. C*, 76 :065201, 2007.
- [95] H. Kamano B. Julia-Diaz T. S. Lee A. Matsuyama and T. Sato. *Phys. Rev. C*, 79 :025206, 2009.
- [96] H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Reactions*, (Wiley, New York, 1992).
- [97] J. A. Johnstone and T.-S. H. Lee. *Phys. Rev. C*, 34 :243, 1986.
- [98] N. Suzuki T. Sato and T. S. Lee. *Phys. Rev. C*, 79 :025205, 2009.
- [99] S. Prakhov *et al.* *Phys. Rev. C*, 72 :015203, 2005.
- [100] R. M. Brown *et al.* *Nucl. Phys. B*, 153 :89, 1979.
- [101] J. Durand B. Julia-Diaz T. S. Lee B. Saghai and T. Sato. *Phys. Rev. C*, 78 :025204, 2008.
- [102] R. Shyam and O. Scholten. *Phys. Rev. C*, 78 :065201, 2008.
- [103] K. O. Eyser *et al.* *Eur. Phys. J. A*, 22 :105, 2004.
- [104] R. Shyam. *Phys. Rev. C*, 75 :055201, 2007.
- [105] S.-L. Zhu. *Phys. Rev. C*, 61 :065205, 2000.
- [106] T. W. Morrison. PhD thesis, George Washington University, UMI-99-55477, 2000.
- [107] W. Deinet *et al.* *Nucl. Phys. B*, 11 :495, 1969.
- [108] W. B. Richards *et al.* *Phys. Rev. D*, 1 :10, 1970.
- [109] N. C. Debenham *et al.* *Phys. Rev. D*, 12 :2545, 1975.
- [110] H. R. Crouch *et al.* *Phys. Rev. D*, 21 :3023, 1980.

- [111] J. Feltesse *et al.* *Nucl. Phys. B*, 93 :242, 1975.
- [112] V. Z. Peterson *et al.* University of California Radiation Laboratory Report No. UCRL-11576 1964; F. Bulos *et al.* *Phys. Rev.* 187 1827 (1969); J. E. Nelson Ph.D.thesis Lawrence Berkeley Laboratory Report No.LBL-1019 1972; R. B. Chaffee Ph.D.thesis Lawrence Berkeley Laboratory Report No.LBL-1060 1975.
- [113] M. Clajus and B. M. K. Nefkens. *πN Newslett.*, 7 :76, 1992.
- [114] R. A. Arndt W. J. Briscoe I. I. Strakovsky and R. L. Workman. *Phys. Rev. C*, 74 :045205, 2006.
- [115] M. Batinic I. Slaus A. Svarc and B. M. K. Nefkens. *Phys. Rev. C*, 51 :2310, 1995. [Erratum-*ibid.* C 57, 1004 (1998)].
- [116] G. Penner. PhD thesis, University of Justus-Liebig, Giessen, 2002.
- [117] J. He and B. Saghai. *Phys. Rev. C*, 80 :015207, 2009.
- [118] <http://gwdac.phys.gwu.edu> CNS Data Analysis Center, GWU.
- [119] J. Durand B. Julia-Diaz T.-S. H. Lee T. Sato. *Int. J. Mod. Phys. A*, 24 :553–556, 2009.
- [120] A. Sibirtsev S. Schneider Ch. Elster J. Haidenbauer S. Krewald and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 65 :044007, 2002.
- [121] A. M. Green and S. Wycech. *Phys. Rev. C*, 60 :035208, 1999.
- [122] R. A. Arndt W. J. Briscoe T. W. Morrison I. I. Strakovsky R. L. Workman and A. B. Gridnev. *Phys. Rev. C*, 72 :045202, 2005.
- [123] A. M. Green and S. Wycech. *Phys. Rev. C*, 71 :014001, 2005.
- [124] J. Caro Ramon N. Kaiser S. Wetzel and W. Weise. *Nucl. Phys. A*, 672 :249, 2000.
- [125] R. S. Bhalerao and L. C. Liu. *Phys. Rev. Lett.*, 54 :865, 1985.
- [126] Q. Haider and L. C. Liu. *Phys. Lett. B*, 172 :257, 1986.
- [127] C. Bennhold and H. Tanabe. *Nucl. Phys. A*, 530 :625, 1991.
- [128] V. Yu. Grishina L. A. Kondratyuk M. Buscher C. Hanhart J. Haidenbauer and J. Speth. *Phys. Lett. B*, 475 :9, 2000.
- [129] N. Kaiser T. Waas and W. Weise. *Nucl. Phys. A*, 612 :297, 1997.
- [130] T. Inoue E. Oset and M. J. Vicente Vacas. *Phys. Rev. C*, 65 :035204, 2002.
- [131] M. Batinic I. Slaus and A. Svarc. *Phys. Rev. C*, 52 :2188, 1995.
- [132] M. Arima K. Shimizu and K. Yazaki. *Nucl. Phys. A*, 543 :613, 1992.
- [133] V. V. Abaev and B. M. K. Nefkens. *Phys. Rev. C*, 53 :385, 1996.
- [134] M. Batinic I. Slaus A. Svarc B. M. K. Nefkens and T.-S. H. Lee. *Phys. Scr.*, 58 :15, 1998.
- [135] Ch. Deutsch-Sauermann B. L. Friman and W. Norenberg. *Phys. Lett. B*, 409 :51, 1997.
- [136] A. M. Green and S. Wycech. *Phys. Rev. C*, 55 :R2167, 1997.

- [137] H. Calen *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 79 :2642, 1997.
- [138] H. Calen *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 80 :2069, 1998.
- [139] H. Garcilazo and M. T. Pena. *Phys. Rev. C*, 66 :034606, 2002.
- [140] H. Garcilazo and M. T. Pena. *Phys. Rev. C*, 72 :014003, 2005.
- [141] V. Baru A. M. Gasparyan J. Haidenbauer C. Hanhart A. E. Kudryavtsev and J. Speth. *Phys. Rev. C*, 67 :024002, 2003.
- [142] G. F. Chew M. L. Goldberger F. E. Low and Y. Nambu. *Phys. Rev.*, 106 :1345, 1957.
- [143] C. G. Fasano F. Tabakin and B. Saghai. *Phys. Rev. C*, 46 :2430, 1992.
- [144] Z. Li. *Phys. Rev. D*, 48 :3070, 1993.
- [145] R. L. Walker. *Phys. Rev.*, 182 :1729, 1969.
- [146] V. Chaloupka *et al.* (Particle Data Group). *Phys. Lett. B*, 50 :1, 1974.
- [147] R. G. Moorhouse. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :772, 1966.
- [148] A. Bock *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 81 :534, 1998.
- [149] Z. Li and R. Workman. *Phys. Rev. C*, 53 :549, 1996.
- [150] J.-Z. Bai *et al.* (BES Collaboration). *Phys. Lett.*, B510 :75, 2001.
- [151] G. Y. Chen S. Kamalov S. N. Yang D. Drechsel and L. Tiator. *Nucl. Phys. A*, 723 :447, 2003.
- [152] B. Julia-Diaz B. Saghai T. S. Lee and F. Tabakin. *Phys. Rev. C*, 73 :055204, 2006.
- [153] M. Benmerrouche N. C. Mukhopadhyay and J. F. Zhang. *Phys. Rev. D*, 51 :3237, 1995.
- [154] P. Collins. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, (Cambridge University Press, 1977).
- [155] B. Julia-Diaz T. S. Lee A. Matsuyama T. Sato and L. C. Smith. *Phys. Rev. C*, 77 :045205, 2008.