THESE

Géraud LAVEISSIERE

DIFFUSION COMPTON VIRTUELLE ET ELECTRO-PRODUCTION DE MESONS π^0 A JEFFERSON LAB

24 octobre 2001

Table des matières

Introduction **12**

1 Aspects théoriques **18**

1.1 Cinématique 19

1.2 Electro-production de photons 21

1.2.1 Amplitude de Bethe-Heitler 23

1.2.2 Amplitude de la Diffusion Compton Virtuelle 23

1.2.3 Facteurs de forme du proton 23

1.3 Le théorème de Basse Energie et l'extraction en dessous du seuil 24

1.4 Relations de Dispersion et Polarisabilités Généralisées 25

1.4.1 Description des amplitudes 25

1.4.2 Utilisation du formalisme dans l'analyse 27

1.5 Electroproduction de pions 27

1.5.1 Le modèle Isobarique Unitaire 28

1.5.2 SAID 29

1.6 Forme des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ et $ep \to ep\pi^0$ 29

2 Appareillage expérimental **34**

2.1 Jefferson Lab 35

2.2 L'accélérateur d'électrons 36

2.3 Le Hall expérimental A 36

2.3.1 La ligne de faisceau 36

2.3.2 La cible cryogénique 42

2.3.3 Les spectromètres 42

2.3.4 Les détecteurs 44

2.3.5 L'acquisition des données 46

2.4 La structure du flux de données 47
2.4.1 La structure d'un événement 47

3 Prise de données - conditions cinématiques 49
3.1 La région des résonances 51
3.2 La région des Polarisabilités 51
3.3 Nombres d'événements 55

4 Analyse 56
4.1 Schéma de principe 57
4.2 Le décodage des données 57
4.3 Problèmes faisceau 59
4.3.1 La mesure de position 59
4.3.2 La mesure de charge 62
4.3.3 Luminosité 63
4.4 L'extraction des évènements physiques 63
4.4.1 Reconstruction des traces 63
4.4.2 OFFSET 64
4.5 L'extraction des sections efficaces 66
4.5.1 Section efficace en un point cinématique 71
4.5.2 Discussion 72
4.5.3 Sélection des intervalles d'acceptance physique 72
4.5.4 Symétrie par rapport au plan leptonique 73
4.5.5 Assemblage des cinématiques 74
4.6 Le programme de simulation 75
4.6.1 Fonctionnement du programme 75
4.6.2 Les effets radiatifs 76
4.6.3 La section efficace théorique 76
4.6.4 Dégradation de la résolution dans la simulation 78
4.7 Les corrections 81
4.7.1 La soustraction de bruit de fond des fortuites 81
4.7.2 Les coupures cinématiques 81
4.7.3 La correction de temps mort 85
4.7.4 L'efficacité des scintillateurs 86
4.7.5 L'efficacité de la reconstruction des traces 87

4.7.6 Les pertes par interaction nucléaire 87
4.7.7 La densité de la cible 89
4.7.8 Impuretés dans la cible 89
4.7.9 Correction d'alignement des spectres en masse manquante 91
4.7.10 Soustraction du nombre de pions sous le pic photon 91
4.7.11 Soustraction de bruit de fond résiduel 93
4.8 Evaluation des erreurs 94
4.8.1 Erreurs statistiques 94
4.8.2 Erreurs systématiques 95

5 Electroproduction de pions 97
5.1 Détermination des sections efficaces et comparaison avec la version standard de MAID 2000 98
5.1.1 Courbe d'excitation 98
5.1.2 Extraction des termes d'interférence transverses et longitudinaux 98
5.2 Minimisation des paramètres du modèle MAID 2000 101
5.2.1 Table de paramètres 101
5.2.2 Sections efficaces 101
5.3 Itération des dépendances individuelles en Q^2 104
5.4 Section efficace après itération 110
5.5 Etude des dépendances en $\cos\theta^*$ 110
5.6 Comparaison avec l'analyse de SAID 110

6 Diffusion Compton Virtuelle au dessus du seuil de pion 115
6.1 Etude des différentes dépendances 116
6.1.1 Courbe d'excitation en divisant l'acceptance en ϕ 116
6.1.2 Courbe d'excitation en intégrant sur ϕ 116
6.1.3 Dépendance en Q^2 116
6.1.4 Dépendance en $\cos\theta^*$ 119
6.1.5 Dépendance en ϕ 119
6.2 Extraction des polarisabilités par les relations de dispersion 119
6.3 Discussion des résultats 124
6.3.1 Comparaison avec les mesures de RCS 124
6.3.2 Comparaison entre $ep \to ep\gamma$ et $ep \to ep\pi^0$ 126

Conclusion **128**

Annexes **131**

A Tables de section efficace - production de π^0 **132**

B Résultats expérimentaux **136**

C Publication sur le moniteur de courant **140**

D Tableau des principales résonances **144**

Table des figures

1.1 Réaction H(e,e'p)X. Le nom du quadrivecteur associé à chaque particule est indiqué entre parenthèses. 19
1.2 Electro-production de particules sur le proton (1). Dans le cas où la particule manquante est un photon, l'amplitude totale est obtenue en additionnant quadratiquement les amplitudes des sous-processus de Bethe-Heitler dans lequel le photon est émis par l'électron diffusé (2a) ou l'électron incident (2b), et de Diffusion Compton Virtuelle où le photon est émis par le proton. Le proton peut être sur couche de masse (2c pour le canal s) et (2d pour le canal u), ou dans un état excité (2e pour la voie s et 2f pour la voie u), au premier ordre en α_{QED} (approximation à un photon). 22
1.3 Section efficace σ en coordonnées sphériques dans le référentiel du centre de masse. θ^* et ϕ définissent l'écart entre les directions des photon réel et virtuel. 30
1.4 Formes des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ dans le système du centre de masse $\gamma^* p$ pour a) Bethe-Heitler, b) Born et c) combinaison de Bethe-Heitler et Born en coordonnées sphériques (l'échelle est logarithmique) à $W = 950$ MeV, $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\epsilon = 0.955$. Les flêches indiquent les directions du photon virtuel, de l'électron incident et de l'électron diffusé. On remarque que le terme de Born (b) présente une symétrie par rapport à la direction du photon à la différence du terme de Bethe-Heitler (a et c). 31
1.5 Forme des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ en 3 dimensions selon la direction du photon diffusé données par le formalisme des Relations de Dispersion pour différents points en W (en MeV), à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\epsilon = 0.955$ dans le système du centre de masse γp (coordonnées sphériques). 32
1.6 Formes des sections efficaces $\gamma^* p \to \pi^0 p$ dans le système du centre de masse $\gamma^* p$ pour différents points en W en MeV (voir sur la figure) en coordonnées sphériques (l'échelle est logarithmique) à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Les flêches indiquent la direction du photon virtuel. Les sections efficaces sont symétriques par rapport au plan leptonique. 33

2.1 Laboratoire Jefferson Lab. On y distingue l'injecteur (a), les 2 accélérateurs linéaires (b), les arcs de recirculation (c) et les 3 halls expérimentaux A (d), B (e) et C (f). 35
2.2 Hall expérimental A. Sont indiqués sur la figure: le moniteur de courant (a), le raster (b), le moniteur d'énergie EP (c), la cible cryogénique (d), et pour chaque spectromètre les éléments magnétiques Q1, Q2, D1 et Q3 (respectivement e,f,g,h) ainsi que les ensembles de détection (i). 37
2.3 Plan du Hall expérimental A. Sur la figure sont représentés la ligne de faisceau, la cible et les deux spectromètres. La ligne de faisceau comporte: le moniteur d'intensité, le dispositif de dispersion, le moniteur d'énergie EP et les moniteurs de position. Les spectromètres consistent en des ensembles magnétiques QQDQ. 38
2.4 Cavité résonante. La figure de droite est une coupe selon le plan perpendiculaire au faisceau. La partie supérieure de l'ensemble sert à accorder la cavité avec la fréquence du faisceau. Le corps de la cavité est la partie cylindrique située autour du faisceau (qui est symbolisé par une croix). Le signal est récupéré par l'antenne rectangulaire se trouvant à proximité. 40
2.5 Schéma de principe du transformateur à courant continu. Le faisceau d'électrons génère un signal dans les bobines alimentées en phases opposées qui est amplifié afin de compenser exactement le courant d'électrons. Le courant ainsi réinjecté est mesuré à travers la résistance R dont la valeur est fixée en utilisant une source de courant de haute précision. 41
2.6 Coupe de la partie détecteur du spectromètre Electron selon le plan dispersif. Les détecteurs représentés sont ceux utilisés dans l'expérience: chambres à fils, scintillateurs et Cherenkov. 45

3.1 Distributions prévues du nombre total d'événements pour les 9 cinématiques dans la région des résonances en fonction de W (en GeV). La première courbe représente le nombre total d'événements, et la deuxième indique les nombres d'événements correspondant à chaque région cinématique. 52
3.2 Ensemble des réglages utilisés pour étudier la région en dessous du seuil à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $E_e = 4.045$ GeV, $k'_e = 3.433$ GeV et $\theta_e^H = 14.42°$. L'acceptance de chaque réglage est un rectangle dans le plan k'_p vs θ_p^H. Les cercles représentent les iso-q'_{cm} jusqu'au seuil de pion. La ligne droite est la droite élastique. Ce sont les réglages pg1_15, pg1_16 et pg1_17 situés à $\cos\theta^*$ proche de -1 qui sont utilisés. 53
3.3 Distribution du nombre d'événement pour l'ensemble des 17 régions cinématiques pour l'étude des polarisabilités à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 en fonction de θ^*. Sur la droite sont indiqués les temps de faisceaux correspondant en heures. Les différents symboles colorés correspondent à différents intervalles en q'_{cm}. 54

4.1 Schéma de principe de l'analyse. 58
4.2 Effets de la désynchronisation de l'information des BPMs par rapport aux événements et du déphasage de la mesure de position par les BPMs par rapport à la mesure donnée par le "raster" pour le fichier de prise de données 1785. Dans la figure a) on voit que la mesure de position donnée par les BPMs est décorrélée de la position réelle du faisceau à cause de l'effet de désynchronisation. La figure b) est fabriquée après resynchronisation des données, mais avant rephasage. La figure c) est obtenue après ces deux opérations. La position "Vraie" est obtenue à partir des données du "raster" (cf 2.3.1), qui elles ne présentent jamais de problèmes de désynchronisation. 61
4.3 Profil du faisceau pour le fichier "run" 1658 (cinématique 3) en horizontal (X_{beam}) et en vertical (Y_{beam}). 62
4.4 Distributions en masse manquante pour les 12 cinématiques analysées (numérotées sur les figures). On distingue le pic de la production de π^0 centré sur $M^2_{\pi^0} = 18218.68$ MeV^2, et un zoom a été effectué afin de mieux distinguer le pic de la Diffusion Compton Virtuelle (centré sur 0). 67
4.5 Distributions de la distance d pour les 12 cinématiques analysées (numérotées sur les figures). Le trait plein correspond aux distributions expérimentales, et le trait pointillé aux distributions correspondantes données par la simulation. . . 68
4.6 Distributions des résultats de la minimisation évalués pour chaque fichier de prise de données: a) Décalage en énergie de faisceau ΔE_e (en MeV), b) corrections d'angle vertical de l'électron $\Delta\theta_e$ (en mrd), c) corrections d'amplitude horizontale du faisceau ΔA_X (en %) et d) corrections d'amplitude verticale du faisceau ΔA_Y (en %). Sur chaque figure sont indiqués la moyenne et l'écart type de la distribution. 69
4.7 Effet de la minimisation sur les spectres en masse manquante M^2_X (a,b)et distance d (c,d) pour les fichiers de prise de données 1785 (cinématique 4) et 1808 (cinématique 8). Les distributions avant minimisation sont indiquées en pointillé et après minimisation en trait plein. L'effet des offsets se traduit par un décalage en masse manquante plus grand lorsque W augmente (cf équation 4.16). 70
4.8 Variation du taux de polarisation longitudinale ϵ en fonction de l'énergie totale W à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. 73
4.9 Domaine d'acceptance des différentes cinématiques pour les photons et les pions: a) Q^2 versus W, b) θ^* versus ϕ et c) Q^2 versus ϕ. Pour a), les zones foncées sont faiblement peuplées et les zones plus claires contiennent beaucoup d'événements. Pour b) et c), chaque couleur correspond à une cinématique particulière. 77
4.10 Effet de l'introduction des différentes résolutions supplémentaires sur la distribution simulée de la distance d pour la cinématique 4. La courbe en trait plein représente les données expérimentales (cinématique 4 - fichier 1785) et les courbes pointillées les spectres simulés: a) sans les effets de résolution additionnels, b) avec ces effets. Les spectres sont normalisés au même nombre total d'événements. 80
4.11 Temps de coïncidence (corrigé des trajets optiques) pour la cinématique 7. Sur la figure sont indiquées les différentes fenêtres de sélection: W_c est la fenêtre de coïncidence, W_{acc1} et W_{acc2} sont les deux fenêtres de fortuites. La largeur à mi-hauteur du pic est de 1 ns. La périodicité du temps de coïncidences en dehors du pic est due à la sous-structure du faisceau (la période des paquets d'électrons est de 2 ns). 81
4.12 Distributions des événements dans les plans des collimateurs leptonique et hadronique (cinématique 4 - le fichier 1785). Les rectangles symbolisent les coupures effectuées sur ces variables. 82
4.13 Distributions des événements dans le plan $\frac{dP}{P_0}$ vs ϕ_{cible} dans chaque spectromètre (cinématique 4 - fichier 1785). Les lignes illustrent les coupures d'acceptance calculées pour $Y_{cible} = 0$. L'acceptance est mal reproduite par la simulation en dehors de la zone délimitée par les lignes. Sur la figure de gauche, on distingue dans l'ordre des impulsions relatives décroissantes: la droite élastique, les événements de Diffusion Compton Virtuelle, et la zone d'électro-production de π^0. 83

4.14 Etude de stabilité de la 1ère coupure d'acceptance. $I(A)$ est l'intégrale de la section efficace pour une valeur du paramètre A de la coupure à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 pour 3 intervalles en W: a) $W = [1120 - 1380]$, b) $W = 1380 - 1540]$, c) $W = [1540 - 1800]$. 83

4.15 Distributions des événements dans le plan Y_{cible} (m) vs ϕ_{cible} (rd) dans chaque spectromètre pour la cinématique 4. a), b), c) et d) sont les spectres expérimentaux, e), f), g) et h) sont les spectres simulés. a), b), e), f) correspondent aux événements γ, et c), d), g), h) aux événements π^0. a), c), e), g) sont les acceptances du bras électron, et b), d), f), h) celles du bras hadron. Sur chaque figure est représentée la coupure sous la forme d'un polygone. On voit par exemple sur les figures c) et g) que certaines zones de l'acceptance sont mal reproduites par la simulation. 84

4.16 Section efficace totale et élastique pour une collision p-p en fonction de l'impulsion dans le laboratoire. 88

4.17 Spectres en masse manquante illustrant la soustraction des π^0 des événements γ, pour la région cinématique 4: a) spectres simulés pour les photons et les pions, b) spectre expérimental et c) spectres expérmental (en rouge) et simulé (en noir) pour la fenêtre correspondant aux photons après soustraction et normalisation. 91

5.1 Dépendance de la section efficace d'électroproduction de pions en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse W, pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et 6 points en ϕ correspondant aux 6 figures numérotées de 1 à 6: dans l'ordre 15°, 45°, 75°, 105° , 135° et 165°. Les courbes en trait plein représentent les sections efficaces données par MAID 2000 (Version standard) [7]. L'accord entre les données et le modèle est bon au niveau de la résonance $\Delta(1232)$, mais se dégrade quand W augmente. 99

5.2 Dépendance en ϕ de la section efficace d'électro-production de π^0 pour différents points en W en MeV (indiqués sur chaque figure), à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. Les courbes en trait plein noir sont les résultats de MAID 2000 (Version standard) [7]. Les courbes rouges sont les résultats de l'ajustement des coefficients a, b et c de la dépendance en ϕ: $a + b\cos\phi + c\cos^2\phi$ (cf 5.1.2). 100

5.3 Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 (Version standard) [7]. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ). 102

5.4 Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 avec les nouveaux paramètres. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ). . . 105

5.5 Section efficace $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ dans la zone située autour de $W = 1.83$ GeV à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire est donnée par le modèle MAID 2000 (nouveaux paramètres). Les positions des résonances du second et du troisième groupe (annexe D) sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ). 106

5.6 Dépendance relative en Q^2 de la section efficace totale (équation 5.5) en fonction de W pour 6 points en ϕ: 15°, 45°, 75°, 105°, 135° et 165°. 107

5.7 Dépendance en fonction de Q^2 de la section efficace d'électro-production de pions pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 0°$ (ϕ intégré de -180 à 180 degrés). La courbe en trait plein noir représente MAID 2000 (Nouveaux paramètres) et la courbe rouge est le résultat d'un fit linéaire sur les données (les courbes en trait pointillé représentent la bande d'erreur du fit). 108

5.8 Dépendance relative en Q^2 de la section efficace totale (équation 5.5) en fonction de W pour un seul intervalle en ϕ à $\cos\theta^* = -0.975$. Cette évaluation est faite au point $\phi = 0°$. La courbe en trait plein représente la dépendance contenue dans MAID 2000 (nouveaux paramètres). 109

5.9 Dépendance relative en Q^2 du terme $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ de la section efficace (équation 5.5) à $\cos\theta^* = -0.975$ en fonction de W. La courbe en trait plein représente la dépendance trouvée avec le modèle MAID 2000 (nouveaux paramètres). 109

5.10 Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 avec les nouveaux paramètres. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. La courbe en trait pointillé est le résultat du modèle SAID [46] avec la base de données NF18. De plus l'estimation des erreurs systématiques dues au modèle utilisé est indiquée en dessous de chacune des courbes de section efficace. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont également indiquées. 111

5.11 Dépendances de la section efficace $\gamma p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\theta^*$ au niveau du $\Delta(1232)$. Les courbes en traits pleins correspondent aux sections efficaces données par le modéle de MAID 2000 contenant les nouveaux paramètres, ainsi que les dépendances en Q^2 expérimentales. Toutes les sections efficaces sont calculées à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Les colonnes a), b) et c) sont faites pour $\phi = 75°$, $45°$ et $15°$ respectivement, et les lignes numérotées de 1 à 6 correspondent à différents points en W, dans l'ordre 1170, 1190, 1210, 1230, 1250 et 1270 MeV. 112

5.12 Analyse de SAID [46] faite avec deux jeux de paramètres: NF18K (trait pointillé) et GF20 (trait plein) pour les sections efficaces $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ (a), σ_{TL} (b) et σ_{TT} (c). Les résultats expérimentaux sont indiqués en rouge et sont comparés aux courbes théoriques. Les résultats de ces minimisations sont indiqués sur chaque figure sous forme de χ^2 ($N_p = 43$). La solution GF20 correspond mieux aux données expérimentales, mais des différences subsistent. . . . 114

6.1 Sections efficaces 5 fois différentielles de Diffusion Compton Virtuelle en fonction de l'énergie totale du centre de masse W pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et pour 6 points en ϕ: $15°$, $45°$, $75°$, $105°$, $135°$ et $165°$. Les courbes noires représentent les sections efficaces tirées des amplitudes de BH + Born, et les courbes bleues sont données par le formalisme des relations de dispersion. 117

6.2 Section efficace 5 fois différentielle de Diffusion Compton Virtuelle en fonction de l'énergie totale du centre de masse W pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 180°$. Les courbes en trait pointillé représentent les sections efficaces calculées avec l'amplitude de BH (rouge), Born (vert) et BH+Born+échange du π^0 dans la voie t (bleu). La courbe en trait plein noire représente la section efficace calculée avec l'amplitude de BH+Born. La courbe bleue est le résultat des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ GeV et $\Lambda_\beta = 0.6$ GeV. Les données sont intégrées sur toute la gamme en ϕ et ramenées au point $\phi = 180°$. On remarque que la section efficace calculée avec l'amplitude de BH devient rapidement négligeable quand W augmente. A grand W, c'est la courbe obtenue à partir de BH+Born, en ajoutant le diagramme de l'échange du π^0 dans la voie t (trait pointillé bleu) qui correspond le mieux aux résultats expérimentaux. 118

6.3 Dépendance en fonction de Q^2 de la section efficace de Diffusion Compton Virtuelle pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire représente la section efficace tirée de l'amplitude de Bethe-Heitler + Born et la courbe bleue est donnée par le formalisme des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ et $\Lambda_\beta = 0.6$. La courbe rouge représente le résultat en minimisant les données par une droite. 120

6.4 Dépendance en fonction de $\cos\theta^*$ de la section efficace de diffusion Compton virtuelle à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\phi = 0°$ (intervalle global). La courbe bleue représente le résultat du formalisme des relations de dispersion et la courbe noire la section efficace calculée avec les amplitudes de BH et Born. 121

6.5 Dépendance en ϕ de la section efficace VCS pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire représente la section efficace calculée avec les amplitudes de Bethe-Heitler + Born et la courbe bleue est donnée par le formalisme des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ et $\Lambda_\beta = 0.6$. 122

6.6 Distribution de BH+B+DR - BH+B pour 2 points en $\cos\theta^*$ et 6 points en ϕ. 123

6.7 Compilation des sections efficaces expérimentales de Diffusion Compton Réelle à grand angle de photon $\theta^*_{\gamma\gamma}$. Les points rouges sont nos résultats expérimentaux (en section efficace 2 fois différentielle). La courbe bleue représente une dépendance de la forme W^{-8} (normalisée au second point de Cornell). 125

6.8 Rapport des sections efficaces 5 fois différentielles d'électro-productions de photons et de π^0 (en %) en fonction de W, à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 0°$. 126

Liste des tableaux

1.1 Définition des quadrivecteurs. 19

2.1 Dimensions des collimateurs installés devant chaque spectromètre. La face d'entrée du collimateur correspond au côté cible et la face de sortie au côté spectromètre. La position indiquée est celle correspondant à la face d'entrée. . . 43
2.2 Caractéristiques des spectromètres. 43
2.3 Types d'événements contenus dans le flux de données. Les types marqués * ne s'y trouvent qu'en un seul exemplaire. 47

3.1 Valeurs nominales des réglages spectromètres pour les diférentes cinématiques. Chaque région cinématique est ici représentée par l'impulsion centrale des particules dans chaque spectromètre ainsi que par l'angle des spectromètres dans le repère du Hall. Les deux colonnes de droite indiquent les valeurs centrales de l'acceptance pour l'énergie totale W (en MeV) pour les photons et les pions. 51
3.2 Nombres d'événements γ et π^0 pour chaque région cinématique. Les nombres sont indiqués en milliers d'événements. Les durées de prises de données correspondantes sont également indiquées, en heures. 55

4.1 Intervalles de calcul des sections efficaces. 72
4.2 Qualité de reconstruction des événements. Pour chacune des 4 variables cinématiques Q^2, W, $\cos\theta^*$, et ϕ, sont indiqués la déviation moyenne $< \Delta >$ et l'écart type σ de la différence entre la valeur exacte au vertex et la valeur reconstruite après convolution par les effets radiatifs et de résolution. Ces quantités sont exprimées en pourcentages de la largeur de l'intervalle correspondant (20 MeV pour W, 0.3 GeV^2 pour Q^2, 0.05 pour $\cos\theta^*$ et 30° pour ϕ), et pour chaque région cinématique. 74
4.3 Nombre de noeuds pour chaque variable pour la grille d'interpolation de la section efficace des Relations de Dispersion. Pour la variable ϕ, la répartition des noeuds n'est pas régulière pour tenir compte de la forte dépendance de l'interférence du Bethe-Heitler avec les résonances. 78
4.4 Effets de résolution supplémentaires ajoutés aux variables spectromètre reconstruites à la cible pour chaque cinématique et chaque spectromètre. 79
4.5 Coordonnées des polygones définissant la seconde coupure d'acceptance dans le plan Y_{cilbe} vs ϕ_{cible} pour les 2 spectromètres. 85
4.6 Correction moyenne de temps mort de l'acquisition pour chaque cinématique. 86
4.7 Correction des protons d'origine nucléaire. 88
4.8 Analyse d'un échantillon de la cible d'hydrogène liquide (voir la note de J. P. Chen [55]). 90
4.9 Correction correspondant à la soustraction de π^0 pour l'ensemble du pic en masse manquante de chaque cinématique ($-5000 < M_X^2 < 5000$). 93
4.10 Soustraction de bruit de fond résiduel pour chaque cinématique. 93
4.11 Résumé des erreurs systématiques pour l'analyse des photons et des pions. Les sommes linéaire et quadratique des erreurs induites sont présentées. 96

5.1 Valeurs des paramètres du programme MAID 2000 standard et du programme MAID modifié selon les résultats de l'analyse faite par L. Tiator et S. Kamalov [62]: multipoles des résonances du proton ($A \equiv \mathrm{Im}A(W = M_r)$ en $10^{-3}/m_\pi$), amplitudes d'hélicité (en 10^{-3} GeV$^{-1/2}$) et paramètre de mélange PV-PS Λ_m (en MeV). Les amplitudes $D_{13}(1520)$ E_{1+} et S_{1+} sont fixes. Les rapports $E2/M1$ et $C2/M1$ de la résonance $\Delta(1232)$ sont indiqués (en %). . 103

6.1 Valeur des rapports de branchement (RB) de désintégration des résonances $N(\pi)$ et $N(\gamma)$ en % selon [52]. Dans les deux dernières colonnes nous donnons le rapport des RB $\frac{N(\gamma)}{N(\pi)}$ déterminé par [52] et celui determiné par notre analyse à l'énergie exacte de chaque résonance. 127

A.1 $\frac{d\sigma_{\mathrm{T}}}{d\Omega} + \epsilon \times \frac{d\sigma_{\mathrm{L}}}{d\Omega}$ cross section at Q^2=1.0 GeV^2 in μb.sr^{-1}. 133
A.2 $\frac{d\sigma_{\mathrm{TT}}}{d\Omega}$ cross section at Q^2=1.0 GeV^2 in μb.sr^{-1}. 134
A.3 $\frac{d\sigma_{\mathrm{TL}}}{d\Omega}$ cross section at Q^2=1.0 GeV^2 in μb.sr^{-1}. 135

Introduction

Une image classique des nucléons consiste à considérer des objets formés de quarks et de gluons. Le comportement de ces briques élémentaires est régi par l'Interaction Forte qui est décrite par la théorie de Jauge de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD). La résolution du Lagrangien associé n'est cependant possible que lorsque la constante de couplage de l'Interaction Forte α_s est suffisamment faible pour pouvoir faire un développement perturbatif. On parle alors du domaine perturbatif (à haute énergie) où les quarks sont à la limite du régime de liberté asymptotique. Aux énergies inférieures (matière habituelle), la constante d'interaction est grande ($\alpha_s \sim 1$) et l'équation faisant intervenir le Lagrangien de QCD n'est alors plus soluble. C'est le domaine non-perturbatif dans lequel les quarks ne sont plus libres et sont confinés dans le nucléon. Mis à part les derniers développements de QCD sur réseau, l'application exacte de QCD dans le domaine non-perturbatif est impossible, et on a recours à des modèles phénoménologiques ou bien des modèles effectifs pour faire des prédictions. Le nucléon peut par exemple être vu comme un coeur de trois quarks entouré d'un nuage de pions. Ces modèles font appel à des propriétés remarquables comme les symétries, les nombres quantiques, etc, et certains sont construits et utilisés afin de prédire le spectre d'excitation du nucléon. Ce spectre d'excitation, composé de nombreuses résonances (voir le tableau situé en annexe D) est une manifestation de ce mécanisme de confinement. La connaissance précise des paramètres définissant la structure du nucléon fournit des contraintes à ces modéles, c'est pourquoi il est primordial de déterminer de nouvelles observables interprêtables en termes de degrés de liberté élémentaires.

L'étude du nucléon est un vieux problème qui reste toujours d'actualité. Si trés tôt les observables globales du nucléon, masse, charge, spin et moment magnétique ont été mesurées, leur interprétation qui relève du domaine non-perturbatif n'est toujours pas satisfaisante. La sonde électro-faible (électron, muon, neutrino) est l'outil privilégié pour l'étude des propriétés du nucléon, du fait que les couplages sont interprétés en termes de courants. L'utilisation du quadri-moment de transfert Q^2 a été une étape déterminante dans l'étude de la structure du

nucléon. Ce degré de liberté supplémentaire par rapport aux expériences de photo-production a permis en 1956 à Hofstadter de démontrer que le nucléon possède une extension spatiale. Il a mesuré pour cela les facteurs de forme électrique et magnétique $G_E^p(Q^2)$ et $G_M^p(Q^2)$ du proton. Ces observables sont les transformées de Fourier des distributions statiques de charge et de courant du proton. Ces résultats ont initié de nombreux modèles et en particulier le "Cloudy Bag Model" [2]. Puis, aux expériences réalisées avec des faisceaux non-polarisés où les valeurs de G_E^p et G_M^p étaient mesurées par séparation de Rosenbluth [34], ont succédé récemment des mesures en double polarisation (électron incident et proton de recul) à Jefferson Lab [44] au quadrimoment de transfert Q^2 de 1.0 à 5.0 GeV^2. En ce qui concerne le neutron, la mesure des facteurs de forme G_E^n et G_M^n se fait en utilisant des cibles de deutérium ou d'^{3}He et en supposant le proton spectateur (on applique des corrections nucléaires).

De nouvelles expériences sont en cours à Bates [], Mainz [] et Jefferson Lab [] utilisant la polarisation??? afin de fixer ces valeurs plus précisément.

Après l'étude statique du proton, on soumet celui-ci à un champ électro-magnétique extérieur. Sous l'effet de cette excitation, les distributions de charge et de courant du nucléon se déforment et il est nécessaire d'introduire des quantités appelées Polarisabilités Electrique et Magnétique du nucléon α et β, qui donnent accès aux transformées de Fourier des déformations des distributions de charge et de courant dans le nucléon. Les polarisabilités nous informent sur les relations qui existent entre l'excitation du coeur du nucléon et le nuage de pions. La dépendance par rapport au spin est paramétrisée par 4 autres observables appelées Polarisabilités de Spin γ_1, γ_2, γ_3 et γ_4. La Polarisabilité Electrique est le coefficient de réponse électrique du milieu à un champ extérieur. Si $\overrightarrow{E}$ est le champ électrique extérieur appliqué, alors le dipole induit à l'intérieur du nucléon $\overrightarrow{d_E}$ s'exprime par:

$$\overrightarrow{d_E} = \alpha \cdot \overrightarrow{E}. \tag{1}$$

Similairement, la polarisabilité magnétique β est le coefficient de réponse magnétique du milieu à un champ extérieur $\overrightarrow{B}$. Le dipôle magnétique induit est induit $\overrightarrow{d_M}$. Elle se décompose en une partie paramagnétique β_{para} (> 0) qui correspond au dipole magnétique créé par l'alignement des spins des quarks, et une partie diamagnétique β_{dia} (< 0) qui correspond au moment magnétique créé par les boucles de courant liées au moment orbital des quarks et antiquarks (celui-ci s'oppose au champ extérieur):

$$\overrightarrow{d_M} = \beta \cdot \overrightarrow{B} = [\beta_{para} + \beta_{dia}] \cdot \overrightarrow{B}. \tag{2}$$

Notons que les valeurs accessibles expérimentalement $\overline{\alpha}$ et $\overline{\beta}$ sont les résultats de la somme des dipoles induits par α et β, et des termes statiques, dits de "retard" qui sont dus au recul du nucléon. La Diffusion Compton Réelle (RCS) permet d'accéder à ces polarisabilités. Elle correspond à la diffusion élastique d'un photon sur le proton. Le photon dans l'état final est toujours réèl et joue le rôle du champ extérieur appliqué au nucléon. Dans les premières expériences faites en dessous du seuil de production de pion, l'amplitude du processus RCS est réelle car tous les canaux inélastiques de désintégration de résonances sont fermés. La construction d'un théorème de Basse Energie est alors possible [47]. Les expériences réalisées au dessus du seuil sont analysées grâce à un formalisme de relations de dispersion [48]. Je détaillerai ces deux méthodes plus précisément dans le chapitre 1. Les résultats obtenus à partir des expériences d'Illinois [40], Saskatoon [15], Mainz [41] et TAPS [39] sont compilés par V. Olmos de Leon *et al.* [39]. Les valeurs des polarisabilités, contraintes par la règle de somme de Baldin [42], sont:

$$\overline{\alpha} = [12.1 \pm 0.3(stat) \mp 0.4(syst) \pm 0.3(model)]\ 10^{-4}\,\mathrm{fm}^3, \tag{3}$$

$$\overline{\beta} = [1.6 \pm 0.4(stat) \pm 0.4(syst) \pm 0.4(model)]\ 10^{-4}\,\mathrm{fm}^3. \tag{4}$$

Lorsque le photon incident est virtuel (par l'intermédiaire de l'électro-production de photon) il s'agit de Diffusion Compton Virtuelle (VCS). Les informations accessibles par le VCS ne sont plus globales, mais concernent la nature interne du proton. Ceci conduit à une généralisation du principe des polarisabilités. Guichon *et al.* ont introduit [20] le concept de *Polarisabilités Généralisées* (PG). Il existe 6 PG indépendantes. A la limite $Q^2 = 0$, 4 de ces 6 polarisabilités se réduisent à celles mesurées en RCS, à des facteurs cinématiques près, et les 2 dernières tendent vers 0. Les expériences de VCS, dont la section efficace est très faible, ont été rendues réalisables grâce à l'apparition d'une nouvelle génération d'accélérateurs délivrant des faisceaux continus d'électrons de grande qualité. La première expérience de VCS a été réalisée à MAMI [21] à $Q^2 = 0.33$ GeV^2 en dessous du seuil de production de pions. Elle a permi de mesurer 2 combinaisons des PG du proton (cf 1.3). Une expérience est en cours de réalisation à Bates [28]. L'expérience se déroule en dessous du seuil de pion, mais à très bas $Q^2 = 0.058$ GeV^2, car les calculs chiraux prédisent le comportement des PG à bas Q^2.

Des prédictions de ces PG ont été faites. G. Q. Liu, A. W. Thomas et P. A. M. Guichon considérent les quarks constituants non-relativistes du nucléon, plongés dans un potentiel confinant d'un oscillateur harmonique [23]. Bien qu'il ne conserve ni la symétrie chirale ni les invariants relativistes, ce modèle est en accord avec la spectroscopie expérimentale des hadrons. Une ap-

proche phénoménologique est proposée par M. Vanderhaeghen avec un modèle de Lagrangien Effectif [24], dans lequel les états intermédiaires de résonance ainsi que l'échange du π^0 dans la voie t sont utilisés pour calculer le terme non-Born du VCS. Ces deux modèles ne tiennent pas compte de la propriété de symétrie chirale de QCD. Cette symétrie est utilisée par T. R. Hemmert, B. R. Holstein, G. Knöchlein, S. Scherer and D. Drechsel [25] afin de permettre un traitement rigoureux des degrés de liberté correspondant aux mésons π. Dans tous ces différents modèles, l'importance du nuage de pions par rapport à une excitation électromagnétique est mise en évidence. De plus les PG sont perçues comme étant le reflet de la capacité du nucléon à se déformer, à travers les résonances, en particulier la résonance $\Delta(1232)$. Ces modèles prédisent en outre une compensation entre les parties dia- et para-magnétiques de β.

Les états excités du nucléon sont difficiles à étudier à cause de leur instabilité (largeur) et de la complexité du spectre d'excitation. En effet l'absence de modèle théorique basé sur QCD implique une grande dépendance de la théorie par rapport aux résultats expérimentaux. Le modèle de "quarks constituants" élaboré par N. Isgur et G. Karl [43] parvient à reproduire le spectre d'excitation dans la région située autour de la résonance $\Delta(1232)$, mais des incertitudes apparaissent au fur et à mesure que l'énergie totale disponible dans le centre de masse W augmente, et qu'augmente l'interférence entre les canaux résonants et non-résonants. Les résonances observées expérimentalement sont décrite dans le Particle Data Book et seront indiquées au chapitre 5 dans les figures 5.3, 5.4 et 5.10. La production de résonances est obtenue à partir de réactions γp, $\pi^0 p$, $\pi^+ p$, $\pi^- p$, pp, etc. La photo-production est privilégiée car la sonde ne possède pas de structure. Les canaux de désintégration des résonances sont γp, $\pi^0 p$, $\pi^- n$, etc. A nouveau, le canal purement électromagnétique γp, bien que d'amplitude plus faible, est particulièrement avantageux car la théorie est dépourvue d'inconnues. L'augmentation du nombre de canaux de désintégration accessibles quand augmente W (en particulier au delà de 1.6 GeV) pose un problème que l'utilisation de l'ensemble des données expérimentales ne parvient pas à traiter. Les différents canaux possibles sont reliés par la condition d'Unitarité qui exprime que la somme des probabilités associées à chaque canal doit être égale à 1. Cette condition permet notamment d'expliquer les phénomènes de "Cusp" en photo-production mis par exemple en évidence par Althoff [27] et par Bernstein [26]. La communauté scientifique a jusqu'à présent porté ses efforts sur l'étude des canaux hadroniques πN. L'étude simultanée des couplages hadroniques et électrofaibles fournit un contraste sur des sensibilités potentiellement différentes aux résonances manquantes. En outre, l'exploration de la région de haute énergie permet d'étudier la contribution des quarks de la Mer à la structure du nucléon.

L'expérience de Diffusion Compton Virtuelle E93050 [29] a été réalisée à Jefferson Lab en Mars-Avril 1998. Le but est la mesure de la réaction d'électro-production de photons

$$ep \rightarrow ep\gamma \tag{5}$$

ainsi que du sous-produit de la réaction d'électro-production de pions

$$ep \rightarrow ep\pi^0. \tag{6}$$

Ces réactions ont été étudiées dans les domaines cinématiques suivants: en dessous du seuil de production de pion à $Q^2 = 1.0$ et 1.9 GeV^2, et au dessus du seuil jusqu'à $W = 2.0$ GeV à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Les conditions cinématiques ont été choisies afin d'étudier la région où le photon est émis préférentiellement à 180° du photon virtuel dans le centre de masse dans le cas du VCS. Cette expérience permet d'obtenir de nouvelles mesures de PG du proton. De plus la région des résonances du proton est explorée afin d'extraire les sections efficaces d'électro-production de γ et de π^0.

Dans une première partie, je présenterai l'électro-production de photons comme étant la somme des amplitudes de Bethe-Heitler et de VCS. A partir de ces amplitudes, 2 méthodes sont décrites permettant d'extraire des combinaisons de polarisabilités généralisées: la première méthode fait appel au Théorème de Basse Energie, et la deuxième au formalisme des Relations de Dispersion. C'est la seconde méthode qui a été utilisée dans cette analyse. Deux modèles de section efficace d'électro-production de π^0 sont discutés: MAID 2000 et SAID. Enfin je finirai par quelques rappels de cinématique indispensables à la compréhension de l'analyse. Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de l'accélérateur de Jefferson Lab, et des équipements du Hall A qui ont servi à faire cette expérience. Les différents détecteurs et instruments permettant d'obtenir les variables clés de notre analyse sont présentés: instruments de la ligne de faisceau, cible cryogénique et spectromètres de haute résolution. La liste des régions cinématiques étudiées dans ce document, ainsi que les réglages des spectromètres correspondants, est dressée dans le troisième chapitre.

La quatrième partie de cette thèse détaille la méthode d'analyse employée au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand (LPC). Après avoir décrit les étapes majeures de cette analyse, l'extraction des données brutes, la sélection et la reconstruction des événements et détermination des offsets résiduels par une technique de minimisation, je décrirai le calcul des sections efficaces. Un accent particulier sera mis sur l'utilisation du programme de simulation,

et je dresserai pour finir une liste des corrections appliquées.

Les chapitres cinq et six présentent les résultats expérimentaux, respectivement pour l'électro-production de pions et de photons. En ce qui concerne les π^0, les sections efficaces différentielles sont présentées en fonction des différentes variables physiques. Une séparation angulaire est effectuée afin d'extraire les termes d'interférence de la section efficace de photo-production. Une technique de minimisation de χ^2 est appliquée à ces résultats afin d'avoir une nouvelle détermination des paramètres du modèle MAID 2000. Les dépendances des données en fonction de Q^2 et $\cos\theta^*$ (angle polaire $\gamma\pi^0$ dans le centre de masse) sont également discutées. Les résultats d'électro-production de photons sont présentés dans le dernier chapitre. A partir des sections efficaces différentielles plusieurs méthodes d'extraction des polarisabilités généralisées sont étudiées. Finalement je présente une comparaison des spectres d'électro-production de pions et de photons.

Chapitre 1

Aspects théoriques

Dans ce chapitre je présente tout d'abord la description expérimentale de la réaction ainsi que les variables qui lui sont attachées. Je décrirai ensuite les différentes amplitudes présentes dans l'électro-production de photons: Bethe-Heitler, Born et non-Born. Puis j'introduirai succintement le théorème de Basse Energie, ainsi que l'extraction des polarisabilités à partir du formalisme des relations de dispersion utilisé dans notre analyse.

Je présenterai ensuite les formules décrivant l'électro-production de pions, et les modèles théoriques de MAID et SAID utilisés pour extraire les résultats présentés au chapitre 5.

1.1 Cinématique

La réaction qui nous intéresse est la réaction H(e,e'p)X (figure 1.1) où X représente la particule manquante qui n'est pas détectée. Dans notre cas, X peut soit être un pion neutre soit un photon, dont les caractéristiques seront reconstruites par la détection complète du reste de l'état final. Les quadrivecteurs décrivant les différentes particules mises en jeu sont

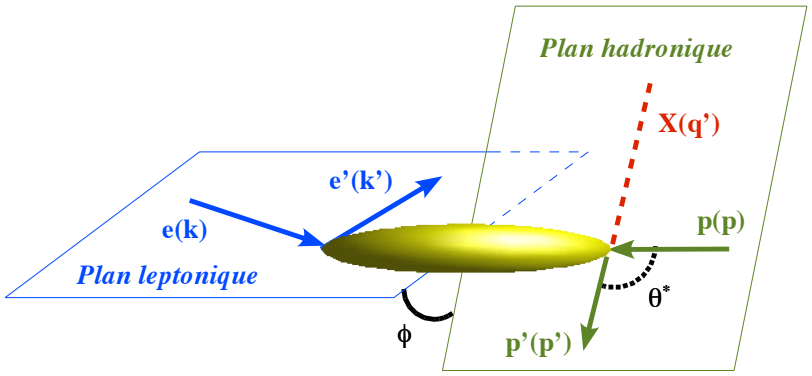

FIG. 1.1 – *Réaction H(e,e'p)X. Le nom du quadrivecteur associé à chaque particule est indiqué entre parenthèses.*

indiqués dans le tableau 1.1. On définit l'angle de diffusion de l'électron $\theta_e = \widehat{\overrightarrow{k_e} \cdot \overrightarrow{k'_e}}$. Les

Particule		quadrivecteur impulsion-énergie	Masse au repos	Energie	Impulsion vecteur	Impulsion module
électron incident	e	$\overline{k_e}$	$m_e \approx 0$	E_e	$\overrightarrow{k_e}$	k_e
électron diffusé	e'	$\overline{k'_e}$	$m_e \approx 0$	E'_e	$\overrightarrow{k'_e}$	k'_e
proton initial	p	$\overline{k_p}$	M_p	$E_p = M_p$	$\overrightarrow{k_p} = 0$	$k_p = 0$
proton diffusé	p'	$\overline{k'_p}$	M_p	E'_p	$\overrightarrow{k'_p}$	k'_p
particule manquante	X	$\overline{q'}$	M_X	E_X	$\overrightarrow{q'}$	$P_X = q'$

TAB. 1.1 – *Définition des quadrivecteurs.*

angles cartésiens des projections horizontales et verticales des vecteurs impulsion de l'électron et du proton diffusés sont θ_e^H, θ_e^V, θ_p^H et θ_p^V. On a la relation $\overline{q'} = \overline{k_e} - \overline{k'_e} + \overline{k_p} - \overline{k'_p}$ et on introduit également le quadrivecteur $\overline{q} = \overline{k_e} - \overline{k'_e}$. A partir des quadri-vecteurs de chaque particule, on

définit plusieurs variables physiques:

- La variable s est définie de la façon suivante:

$$s = \left(\overline{k_e} - \overline{k'_e} + \overline{k_p}\right)^2 = \left(\overline{k'_p} + \overline{q'}\right)^2. \tag{1.1}$$

- La variable t est définie par:

$$t = \left(\overline{k_p} - \overline{k'_p}\right)^2. \tag{1.2}$$

- La variable u est définie par:

$$u = \left(\overline{q} - \overline{k'_p}\right)^2. \tag{1.3}$$

- La variable ν est définie par:

$$\nu = \frac{s-u}{4 \cdot M_p}. \tag{1.4}$$

- L'énergie totale W dans le système du centre de masse est définie par:

$$W = \sqrt{s}. \tag{1.5}$$

- Le quadrimoment de transfert Q^2 est défini par:

$$Q^2 = \left(\overline{k_e} - \overline{k'_e}\right)^2 \simeq 4 \cdot E_e \cdot E'_e \cdot \sin^2 \frac{\theta_e}{2}. \tag{1.6}$$

- La variable ϵ est définie par:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{2}{Q^2} \cdot \left(\overrightarrow{k_e} - \overrightarrow{k'_e}\right)^2 \cdot \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}. \tag{1.7}$$

- L'angle polaire entre le proton initial et le proton final dans le repère du centre de masse défini par le proton final et la particule manquante $(\overline{q} + \overline{p})$ s'exprime par:

$$\cos\theta^* = \frac{2 \cdot s \cdot t - 4 \cdot s \cdot M_P^2 + (s + Q^2 + M_P^2) \cdot (s + M_P^2 - M_X^2)}{\sqrt{4 \cdot s \cdot Q^2 + (s - Q^2 - M_P^2)^2} \cdot (s - M_P^2 - M_X^2)}. \tag{1.8}$$

- L'angle azimuthal entre le plan leptonique et le plan hadronique est défini par:

$$\cos\phi = \frac{\left(\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k'_e}\right) \cdot \left(\overrightarrow{q} \wedge \overrightarrow{k'_p}\right)}{\left|\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k'_e}\right| \cdot \left|\overrightarrow{q} \wedge \overrightarrow{k'_p}\right|}, \tag{1.9}$$

$$\sin\phi = \frac{\overrightarrow{q'} \cdot \left(\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k'_e}\right)}{\left|\overrightarrow{q'}\right| \cdot \left|\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k'_e}\right|} \tag{1.10}$$

(Notons que cet angle est purement transverse, et reste inchangé par la transformation de Lorentz selon l'axe de $\overrightarrow{q}$).

– Le carré de la masse au repos de la particule manquante (je parlerai plus simplement de *masse manquante*) M_X^2 est une variable déterminante dans l'analyse:

$$M_X^2 = E_X^2 - P_X^2 = (E_e + M_p - E'_e - E'_p)^2 - \left(\overrightarrow{q'}\right)^2. \tag{1.11}$$

Dans le cas particulier du VCS, et de l'électro-production de π^0, le quadrivecteur $\overline{q}$ s'identifie avec le quadrivecteur impulsion-énergie du photon virtuel échangé (dans l'approximation à un photon). On a alors:

– $Q^2 = -q^2$;
– s est égal à la variable de Mandelstam s_{mandel} du processus hadronique $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$;
– ϵ représente le taux de polarisation longitudinale du photon virtuel échangé;
– θ^* est l'angle entre le photon virtuel et la particule manquante.

1.2 Electro-production de photons

Au premier ordre en α_{QED} (constante de l'interaction électromagnétique), l'électroproduction de photon (figure 1.2(1)) est la somme cohérente de 2 amplitudes de **Bethe-Heitler** (BH) [32] (figure 1.2(2a) et 1.2(2b)), et d'une amplitude de Diffusion Compton Virtuelle (VCS). L'amplitude VCS se décompose en deux parties:

– **Born**: le proton se propage sur couche de masse (dans les voies s et u) et la structure interne n'intervient que par le moment magnétique et les facteurs de forme (figures 1.2(2c) et 1.2(2d)).
– **non-Born**: le proton est sous la forme d'états excités qui font intervenir toute la structure interne (dans les voies s, figure 1.2(2e), et u, figure 1.2(2f)). On ajoute à cela le diagramme correspondant à l'échange de pion dans la voie t, les termes de "sea-gull", etc.

La probabilité d'interaction se calcule à partir du carré de la somme de ces amplitudes.

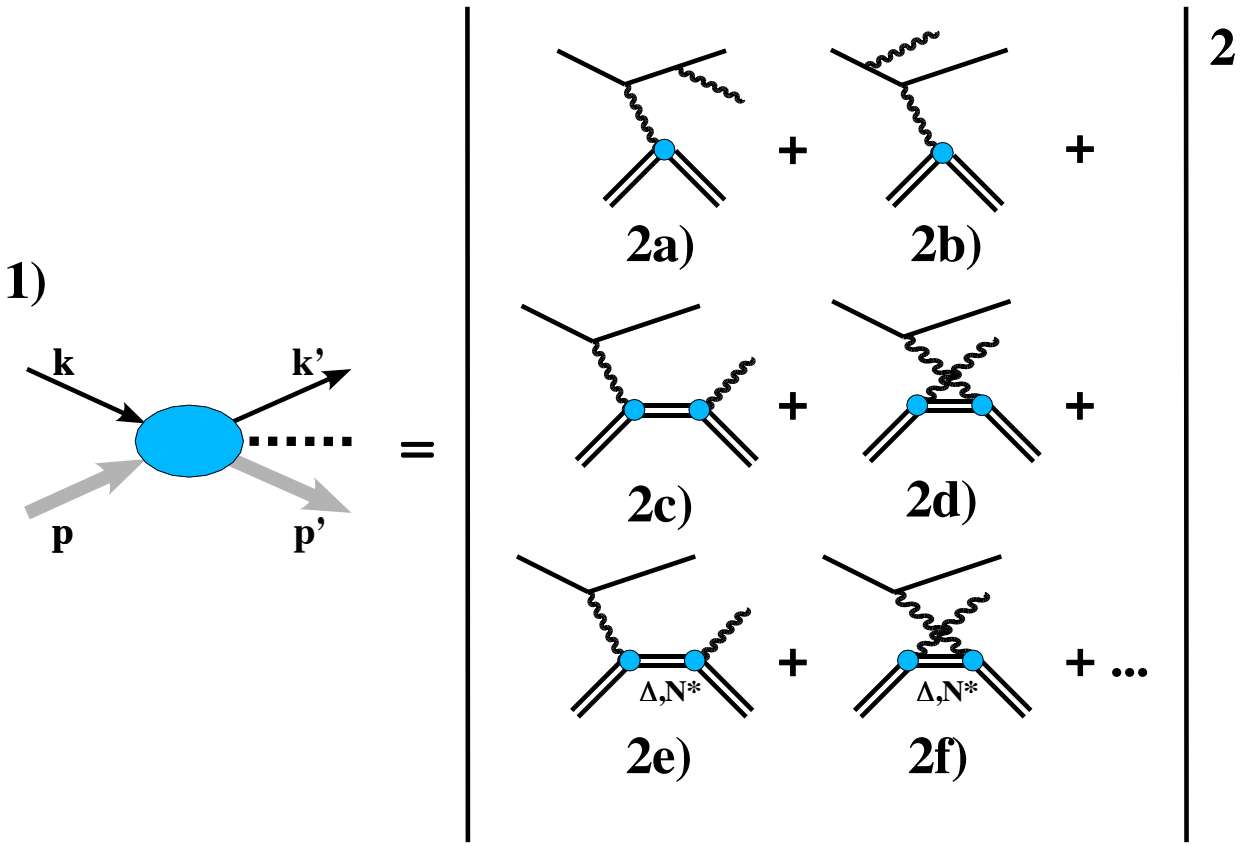

FIG. 1.2 – *Electro-production de particules sur le proton (1). Dans le cas où la particule manquante est un photon, l'amplitude totale est obtenue en additionnant quadratiquement les amplitudes des sous-processus de Bethe-Heitler dans lequel le photon est émis par l'électron diffusé (2a) ou l'électron incident (2b), et de Diffusion Compton Virtuelle où le photon est émis par le proton. Le proton peut être sur couche de masse (2c pour le canal s) et (2d pour le canal u), ou dans un état excité (2e pour la voie s et 2f pour la voie u), au premier ordre en* α_{QED} *(approximation à un photon).*

1.2.1 Amplitude de Bethe-Heitler

Les amplitudes de Bethe-Heitler (BH) correspondent à l'émission d'un photon par rayonnement de freinage de l'électron incident ou de l'électron diffusé (cf Fig.1.2(2a) et 1.2(2b)). Elles possèdent 2 pôles correspondant aux cinématiques où le lepton virtuel passe sur couche de masse. Ceci correspond à la divergence des propagateurs $\frac{1}{k_e^2-m_e^2}$ et $\frac{1}{k'^2_e-m_e^2}$. Ces pics sont donc situés selon les directions des électrons incident et diffusé dans le plan leptonique. Les amplitudes de BH font intervenir les facteurs de forme du proton (cf 1.2.3).

1.2.2 Amplitude de la Diffusion Compton Virtuelle

L'amplitude du processus de Diffusion Compton Virtuelle s'écrit sous la forme d'une somme entre un terme de Born et un terme de non-Born (NB). Le terme de Born représente la diffusion du photon sur le proton qui est sur couche de masse. Ce terme est composé des diagrammes s et u de la diffusion $\gamma^* p \to \gamma p$. La section efficace correspondant au processus est représentée par la figure 1.4(b). Ce terme ne contient que des composantes symétriques par rapport à la direction du proton. L'amplitude de non-Born correspond aux états excités du proton et contient toutes les informations relatives à la structure dynamique du proton soumis à un champ électromagnétique, dont les polarisabilités.

1.2.3 Facteurs de forme du proton

Les 2 amplitudes BH et Born sont entièrement calculables dans le formalisme de l'électrodynamique quantique au premier ordre en α_{QED} (constante de structure fine $\alpha_{QED} = \frac{1}{137}$) si l'on connait les facteurs de forme électrique G_e^p et magnétique G_m^p du proton. Nous utiliserons dans notre analyse la paramétrisation de Bosted [35] pour G_m^p, et la paramétrisation effectuée sur les données de Jefferson Lab [44] par L. Van Hoorebeke [56] en fonction de Q^2 du rapport $\frac{G_e^p}{G_m^p}$, μ étant le moment magnétique du proton:

$$\frac{\mu G_e^p}{G_m^p} = f(Q^2) = 1 - 0.13 \times (Q^2)^2 + 0.028 \times (Q^2)^3. \tag{1.12}$$

Cette paramétrisation est valable jusqu'à $Q^2 = 2.0$ GeV^2.

1.3 Le théorème de Basse Energie et l'extraction en dessous du seuil

La contribution des termes d'excitation du nucléon est contenue dans les Polarisabilités. Cette contribution au contraire des amplitudes de BH et Born ne présente pas de pôle tant que l'on est en dessous du seuil de production de pion car les canaux de désintégration hadronique sont fermés. A partir du Théorème de Basse Energie (LET) écrit par F. E. Low en 1958 [58], P. A. M. Guichon, G. Q. Liu et A. W. Thomas construisent un théorème similaire [20] pour le VCS. L'amplitude totale non-polarisée $M^{(ee'\gamma)}$ est développable en puissances de q'_{cm}, en fonction des amplitudes de Bethe-Heitler, Born et non-Born:

$$M^{(ee'\gamma)} = \frac{M_{-2}^{BH+Born}}{q'^2_{cm}} + \frac{M_{-1}^{BH+Born}}{q'_{cm}} + M_0^{BH+Born+NB} + M_1^{BH+Born+NB} \cdot q'_{cm} + O\left(q'_{cm}\right). \quad (1.13)$$

On montre grâce au LET que les 2 premiers termes de cette expansion ne dépendent que de la structure interne du proton qui fait intervenir le moment magnétique et les facteurs de forme. Ces termes sont donc entièrement calculables et les PG sont contenues dans les termes d'ordres supérieurs. L'équation 1.13 peut se mettre sous la forme:

$$\begin{aligned} M^{(ee'\gamma)} &= M^{BH+Born} + (M_0^{BH+Born+NB} - M_0^{BH+Born}) \\ &+ (M_1^{BH+Born+NB} - M_1^{BH+Born}) \cdot q'_{cm} + O(q'^2_{cm}). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Sachant que la section efficace s'obtient par, Φ étant le terme d'espace de phase:

$$d^5\sigma = \frac{(2\pi)^{-5}}{32m} \cdot \frac{k'_e}{k_e} \cdot \frac{q'_{cm}}{W} \times M \equiv \Phi \cdot q'_{cm} \times M, \quad (1.15)$$

on aboutit à l'équation:

$$d^5\sigma^{(ee'\gamma)} = d^5\sigma^{BH+Born} + \Phi \cdot q'_{cm} \times (M_0^{BH+Born+NB} - M_0^{BH+Born}) + O(q'^2_{cm}). \quad (1.16)$$

Guichon montre [20] que la différence $M_0^{BH+Born+NB} - M_0^{BH+Born}$ s'exprime par une combinaison linéaire de 3 fonctions de structure $P_{LL}\left(Q^2\right)$, $P_{TT}\left(Q^2\right)$ et $P_{LT}\left(Q^2\right)$, avec des coefficients cinématiques dépendants de ϵ, q, θ^* et ϕ. Ces 3 fonctions de structure sont des fonctions des 6 polarisabilités généralisées $P^{(\rho' L', \rho L)S}$ (dans cette notation, ρ et ρ' réfèrent à la nature électrique (2), magnétique (1) ou longituduinale (0) des photons initial et final, et L et L' représentent les

moments angulaires des photon initial et final; S prend les valeurs 1 ou 0 suivant que le spin du nucléon change d'orientation ou pas), dont un choix convenable est $P^{(01,01)0}$, $P^{(11,11)0}$ pour les PG indépendantes du spin et $P^{(01,01)1}$, $P^{(11,11)1}$, $P^{(11,02)1}$, $P^{(01,12)1}$ pour les PG dépendantes du spin. La moyenne sur les états de spin du carré de cette amplitude permet d'obtenir l'expression de la section efficace.

Expérimentalement, on vérifie que la section efficace $d^5\sigma^{(ee'\gamma)}$ tend vers la section efficace $d^5\sigma^{BH+Born}$ aux petites valeurs de q'_{cm}. L'évolution de $\left(d^5\sigma^{(ee'\gamma)} - d^5\sigma^{BH+Born}\right) / \left(\Phi \cdot q'_{cm}\right)$ permet de déterminer $M_0^{BH+Born+NB} - M_0^{BH+Born}$. Ainsi grâce au jeu de données à différents $\cos\theta^*$ et ϕ, on peut extraire 2 combinaisons des PG par l'intermédiaire de $P_{LL} - \frac{1}{\epsilon}P_{TT}$ et P_{LT}. Les détails de cette méthode sont résumés par M. Vanderhaeghen dans [51].

La première expérience dédiée à la mesure des PG a été faite à MAMI [21], et deux combinaisons de PG ont été extraites à $Q^2 = 0.33$ GeV^2 et $\epsilon = 0.62$:

$$P_{LL}\left(Q^2\right) - \frac{1}{\epsilon}P_{TT}\left(Q^2\right) = (23.7 \pm 2.2 \pm 0.6 \pm 4.3)\ \text{GeV}^2, \tag{1.17}$$

$$P_{LT}\left(Q^2\right) = (-5.0 \pm 0.8 \pm 1.1 \pm 1.4)\ \text{GeV}^2. \tag{1.18}$$

1.4 Relations de Dispersion et Polarisabilités Généralisées

L'analyse de nos résultats se fait avec le formalisme des relations de dispersion. La sensibilité aux états excités du nucléon et donc aux Polarisabilités Généralisées augmente au fur et à mesure que l'énergie augmente au dessus du seuil de pions. Le théorème de Basse Energie n'est plus applicable (les termes en q'^2_{cm} deviennent plus grands) et on a recours à un formalisme similaire à celui employé dans le cas de la Diffusion Compton Réelle, basé sur l'utilisation de relations de dispersion. Une brève description du formalisme [48] est donnée. La forme de la section efficace obtenue est représentée dans la figure 1.5.

1.4.1 Description des amplitudes

Le calcul de la section efficace de Diffusion Compton Virtuelle se fait à l'aide des amplitudes d'hélicité qui sont la contraction des vecteurs de polarisation des particules, des spineurs associés et du tenseur de la réaction. Ce tenseur est égal à la somme cohérente du terme de Born qui contient les informations générales du proton sur couche de masse et du terme de non-Born qui contient les informations sur la structure des états d'excitation. Le tenseur de non-Born

est paramétrisé par 12 amplitudes invariantes qui ne contiennent ni singularités, ni contraintes cinématiques si on les exprime sur une base ainsi construite. Ces amplitudes sont fonctions de Q^2, ν et T et peuvent être choisies de telle façon qu'elles soient paires sur la variable ν grâce aux propriétés de "crossing". En supposant l'analyticité de ces amplitudes non-Born, elles satisfont un formalisme de relations de dispersion non soustraites:

$$ReF_i^{NB}\left(Q^2,\nu\, t\right) = \frac{2}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu' \frac{\nu' Im_s F_i\left(Q^2,\nu',t\right)}{\nu'^2 - \nu^2}. \tag{1.19}$$

Pour 2 de ces 12 fonctions (F_1 et F_5), le comportement dans la limite de Regge ($\nu \to \infty$ à Q^2 et t fixés) ne permet pas à l'intégrale de converger et une telle équation n'est pas applicable. Ces deux amplitudes doivent être traitées séparément.

Le tenseur associé au terme non-Born de l'amplitude est paramétrisé à l'aide des Polarisabilités Généralisées: $P^{(01,01)0}(q)$, $P^{(11,11)0}(q)$, $P^{(01,01)1}(q)$, $P^{(11,11)1}(q)$, $P^{(11,02)1}(q)$ et $P^{(01,12)1}(q)$. Il est alors possible d'exprimer ces polarisabilités en fonction des fonctions F_i précédemment déterminées et d'appliquer les relations de dispersion aux PGs qui ne dépendent pas des 2 fonctions F_1 et F_5. On détermine ainsi 1 combinaison des PG indépendantes du spin et 3 combinaisons des PG dépendantes du spin.

Les parties imaginaires des amplitudes F_i sont obtenues grâce à la condition d'Unitarité appliquée à la somme sur tous les états intermédiaires possibles. Pour l'instant cette somme se limite aux états intermédiaires πN et limite donc l'application du formalisme à la région de la résonance $\Delta(1232)$. Les amplitudes sont alors exprimées en terme de multipôles de photo- et d'électro-productions de pions. Les valeurs de ces multipôles données par l'analyse phénoménologique compilée dans le programme MAID 2000 [7] sont utilisées.

On cherche à présent à résoudre le problème des fonctions F_1 et F_5 dont la dépendance en ν ne permet pas à l'intégrale de dispersion de converger. On sépare alors ces fonctions en 2 parties: une première partie intégrale effectuée sur un domaine fixe en ν et une partie asymptotique calculée le long d'un demi-cercle dans le plan complexe de la variable ν. La partie asymptotique de l'amplitude F_5 est dominée par l'échange de π^0 dans la voie t. Le calcul donne accès à une nouvelle combinaison de PG faisant intervenir $P^{(11,11)1}$ fonction de F_5 et F_{12}. Ainsi le formalisme donne une prédiction pour les 4 valeurs de PG de spin γ_1, γ_2, γ_3 et γ_4.

Les 3 combinaisons initiales de PG de spin étant saturées par la contribution des états intermédiaires πN, et la 4ème PG de spin étant saturée par la contribution des états intermédiaires πN ainsi que par le pole du π^0, on doit alors considérer les contributions asymptotiques des états au delà de πN pour les combinaisons de PG indépendantes du spin. Ces combinaisons

font intervenir F_1 et F_2. Les contributions supplémentaires sont modélisées par une fonction indépendante de l'énergie qui est évaluée au point où les PG sont définies. Le calcul aboutit à des expressions pour les fonctions F_1 et F_2 qui ne dépendent plus que des PG α et β. Ces 2 paramètres sont ajustés par rapport aux données expérimentales.

1.4.2 Utilisation du formalisme dans l'analyse

Afin de pouvoir faire des prédictions de sections efficaces, une paramétrisation des PG α et β en fonction de Q^2 est introduite dans le modèle sous une forme dipolaire:

$$\alpha\left(Q^2\right) - \alpha^{\pi N}\left(Q^2\right) = \frac{\alpha - \alpha^{\pi N}}{\left(1 + \frac{Q^2}{\Lambda_\alpha^2}\right)^2}, \tag{1.20}$$

$$\beta\left(Q^2\right) - \beta^{\pi N}\left(Q^2\right) = \frac{\beta - \beta^{\pi N}}{\left(1 + \frac{Q^2}{\Lambda_\beta^2}\right)^2}. \tag{1.21}$$

Dans les équations 1.20 et 1.21, α et β sont les valeurs des PG à $Q^2 = 0$ mesurées en Diffusion Compton Réelle, et $\alpha^{\pi N}$ et $\beta^{\pi N}$ sont calculées en tout point à partir des données de photo-production de pions par des relations de dispersions similaires à 1.19. Les différences au point $Q^2 = 0$ sont donc connues et valent $\alpha - \alpha^{\pi N} = 9.6 \times 10^{-4}$ fm^3 et $\beta - \beta^{\pi N} = -7.5 \times 10^{-4}$ fm^3. La dépendance en Q^2 est données par les paramètres d'échelle de masse Λ_α et Λ_β, qui sont ajustés sur les données expérimentales. La forme dipolaire est une forme arbitraire qui n'est pas nécessairement la vraie. Λ_α et Λ_β sont des paramètres "intermédiaires", équivalents aux vrais paramètres $\alpha\left(Q^2\right)$ et $\beta\left(Q^2\right)$.

1.5 Electroproduction de pions

La section efficace cinq fois différentielle d'électro-production de pions au plus bas ordre en α_{QED} s'exprime sous la forme d'un produit d'une section efficace deux fois différentielle et d'un facteur de flux de photons:

$$\frac{d^5\sigma}{dk_e \cdot d\Omega_e \cdot d\Omega_p} = \Gamma \times \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p}. \tag{1.22}$$

Expression du flux de photons (convention de Hand):

$$\Gamma = \frac{\alpha_{QED}}{2\pi^2} \cdot \frac{k_e}{k_e^{'}} \cdot \frac{W^2 - M_p^2}{2M_p \cdot Q^2} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}. \tag{1.23}$$

La section efficace deux fois différentielle est décomposée en une série de termes dépendants de l'angle ϕ:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p} = \frac{d^2\sigma_T}{d\Omega_p} + \epsilon \cdot \frac{d^2\sigma_L}{d\Omega_p} + \sqrt{2\epsilon\,(1+\epsilon)} \cdot \frac{d^2\sigma_{LT}}{d\Omega_p} \cdot \cos(\phi) + \epsilon \cdot \frac{d^2\sigma_{TT}}{d\Omega_p} \cdot \cos(2\phi)\,. \tag{1.24}$$

1.5.1 Le modèle Isobarique Unitaire

Afin de pouvoir simuler correctement cette expérience, c'est à dire reproduire précisément les différents spectres expérimentaux, un modèle de section efficace est nécessaire. C'est le modèle Isobarique Unitaire (programme MAID) [7] qui a été choisi. Ce modèle consiste en la superposition d'un fond non résonant composé de termes de Born et d'échanges de mésons-vecteurs ρ et ω, et de 8 résonances modélisées par des fonctions de Breit-Wigner.

Les seuls paramètres de ce modèle sont les couplages électromagnétiques des résonances Δ et N et le paramètre Λ_m de mélange des couplages πNN. Ce dernier donne la conduite de l'amplitude non-résonante près du seuil. Dans MAID, le Lagrangien de l'interaction $L_{\pi NN}$ se sépare en une partie pseudo-scalaire (PS) $L^{PS}_{\pi NN}$, et une partie pseudo-vectorielle $L^{PV}_{\pi NN}$.:

$$L_{\pi NN} = C_1 \cdot L^{PS}_{\pi NN} + C_2 \cdot L^{PV}_{\pi NN}, \tag{1.25}$$

où l'on demande que $C_1 + C_2 = 1$, et $C_1 = 1$, $C_2 = 0$ au seuil ($q'_{cm} = 0$). Le paramètre de mélange Λ_m est défini par la relation:

$$C_1 = \frac{\Lambda_m^2}{\Lambda_m^2 + q'^2_{cm}}. \tag{1.26}$$

Pour le calcul des déphasages ψ des multipôles (résonants et non-résonants), MAID utilise les déphasages $\delta_{\pi N}$ et les coefficients d'inélasticité $\eta_{\pi N}$ des réactions de diffusion pion-nucléon en appliquant le théorème de Fermi-Watson. Ces paramètres sont extraits des données expérimentales avec le programme SAID (cf 1.5.2). La dépendance des multipôles en fonction de l'énergie est paramétrisée par des fonctions de Breit-Wigner, et une dépendnace en Q^2 est également introduite. L'unitarité est rétablie par l'utilisation d'une procédure développée par Olsson [] et Laget [].

Dans le cas de l'électroproduction, les couplages des résonances sont électriques, magnétiques et longitudinaux et sont exprimés en fonction des amplitudes d'hélicité $A_{1/2}$, $A_{3/2}$ et $S_{1/2}$. Ils sont définis à la position de la résonance en W et sont fonction de Q^2. La section efficace donnée par MAID 2000 est représentée en 3 dimensions sur la figure 1.6 pour différents points en W à

$Q^2 = 1.0$ GeV^2.

1.5.2 SAID

Le programme SAID [46] consiste en une analyse en ondes partielles effectuée sur un ensemble de données de photo-production de pions. L'analyse est dépendante de l'énergie dont la gamme s'étend jusqu'à $W = 2.0$ GeV. La base de données comprend 13415 points expérimentaux dans les réactions $\gamma + p \to p + \pi^0$, $\gamma + p \to n + \pi^+$, $\gamma + n \to n + \pi^0$ et $\gamma + n \to p + \pi^-$. Une paramétrisation en fonction de l'énergie est utilisée pour les amplitudes multipolaires électriques et magnétiques qui permettent de construire les amplitudes d'hélicité. Cette paramétrisation utilise une amplitude de Born pseudoscalaire (PS), et conduit à minimiser 135 paramètres. Afin de diminuer l'incertitude, une seconde minimisation est effectuée en regroupant les points expérimentaux dans des intervalles d'énergie de 20 MeV de largeur. Les modules des ondes partielles sont ajustés par une nouvelle minimisation par rapport aux données. Le résultat sert ensuite de point de départ à une nouvelle itération de toute la méthode. Le χ^2 réduit final de la méthode est de 2.4.

La détermination des différents multipôles sert ensuite à déterminer les caractéristiques des résonances (position, amplitude et largeur) par l'intermédiaire d'une minimisation par rapport à un modèle. Ce modèle considére un fond non-résonant sous la forme d'une amplitude Born, auquel on superpose des résonances décrites par des fonctions de Breit-Wigner.

1.6 Forme des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ et $ep \to ep\pi^0$

La figure 1.3 représente la section efficace σ calculée à partir de l'amplitude de Bethe-Heitler en coordonnées sphériques dans le repère du centre de masse. θ^* et ϕ sont alors les angles entre les directions du photon virtuel et du photon réel. En faisant varier θ^* de 0 à 180° et ϕ de 0 à 360°, on obtient la figure en trois dimensions 1.4(a). Le caractère asymétrique de la section efficace obtenue à partir de l'amplitude de BH est mis en évidence dans cette figure. La méthode est appliquée aux amplitudes calculées avec le formalisme de relations de dispersions et à l'amplitude de MAID. Les sections efficaces théoriques en 3 dimensions, dans le référentiel du centre de masse, en coordonnées sphériques sont données dans les figures:

- 1.4 pour les amplitudes de BH et Born, ainsi que leur somme cohérente ($ep \to ep\gamma$),
- 1.5 pour le formalisme des relations de dispersion ($ep \to ep\gamma$),
- 1.6 pour MAID ($ep \to ep\pi^0$).

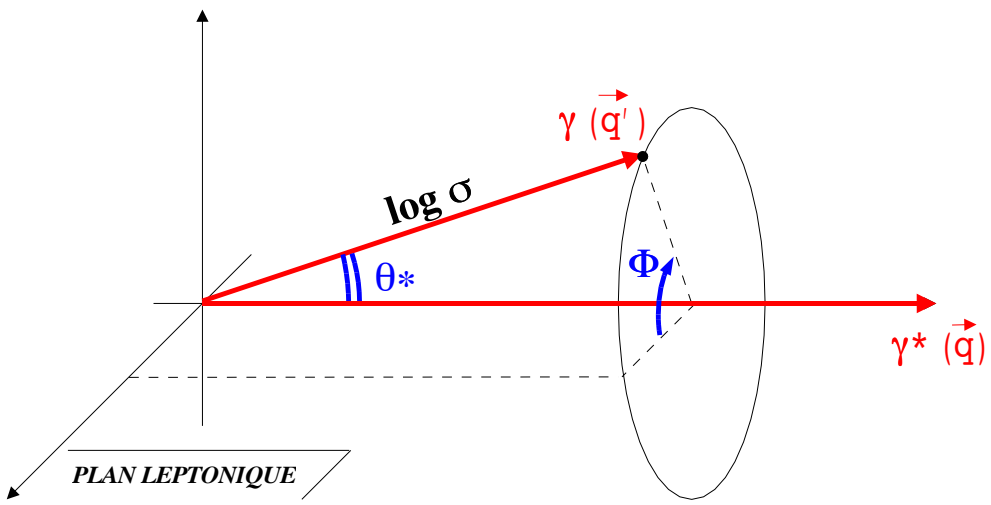

FIG. 1.3 – *Section efficace σ en coordonnées sphériques dans le référentiel du centre de masse. θ^* et ϕ définissent l'écart entre les directions des photon réel et virtuel.*

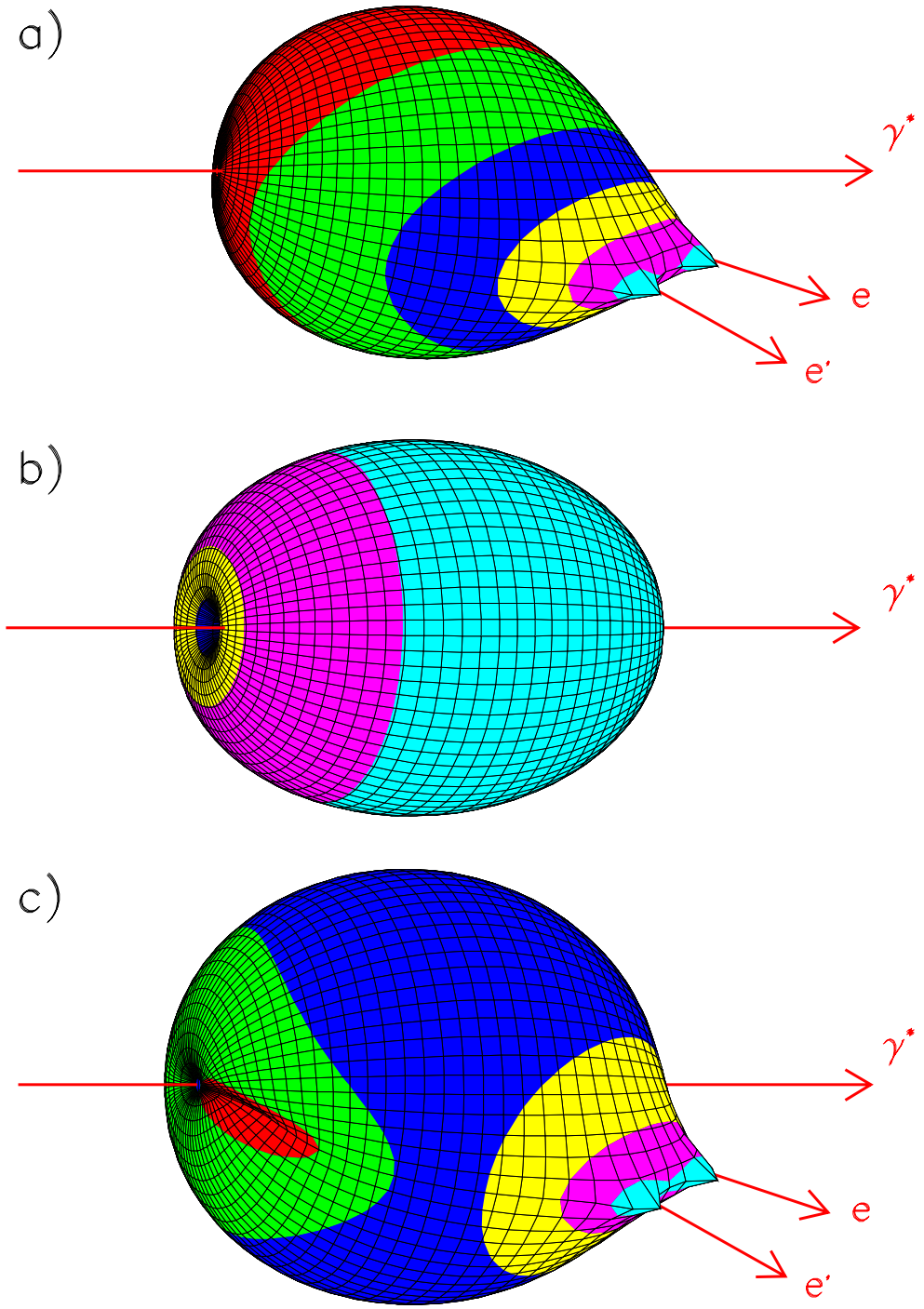

FIG. 1.4 – *Formes des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ dans le système du centre de masse $\gamma^* p$ pour a) Bethe-Heitler, b) Born et c) combinaison de Bethe-Heitler et Born en coordonnées sphériques (l'échelle est logarithmique) à $W = 950$ MeV, $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\epsilon = 0.955$. Les flêches indiquent les directions du photon virtuel, de l'électron incident et de l'électron diffusé. On remarque que le terme de Born (b) présente une symétrie par rapport à la direction du photon à la différence du terme de Bethe-Heitler (a et c).*

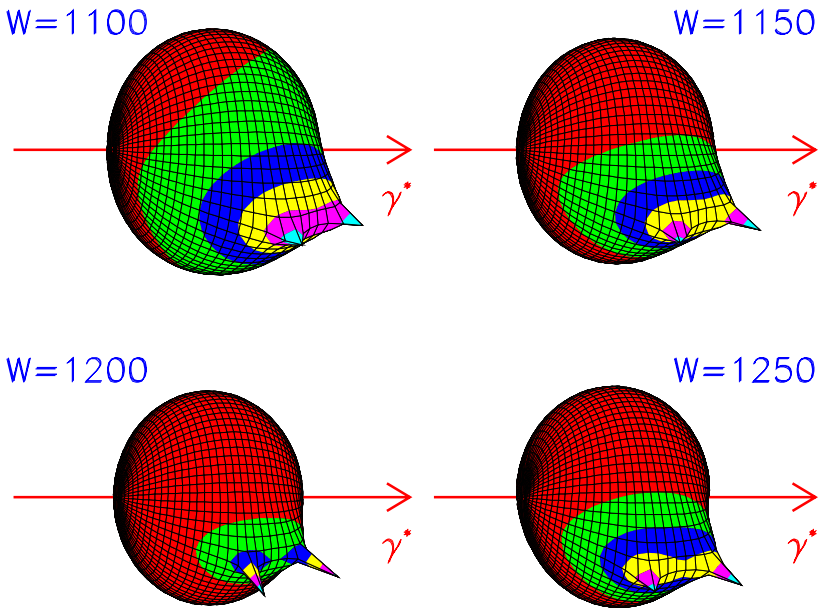

FIG. 1.5 – *Forme des sections efficaces $ep \to ep\gamma$ en 3 dimensions selon la direction du photon diffusé données par le formalisme des Relations de Dispersion pour différents points en W (en MeV), à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\epsilon = 0.955$ dans le système du centre de masse γp (coordonnées sphériques).*

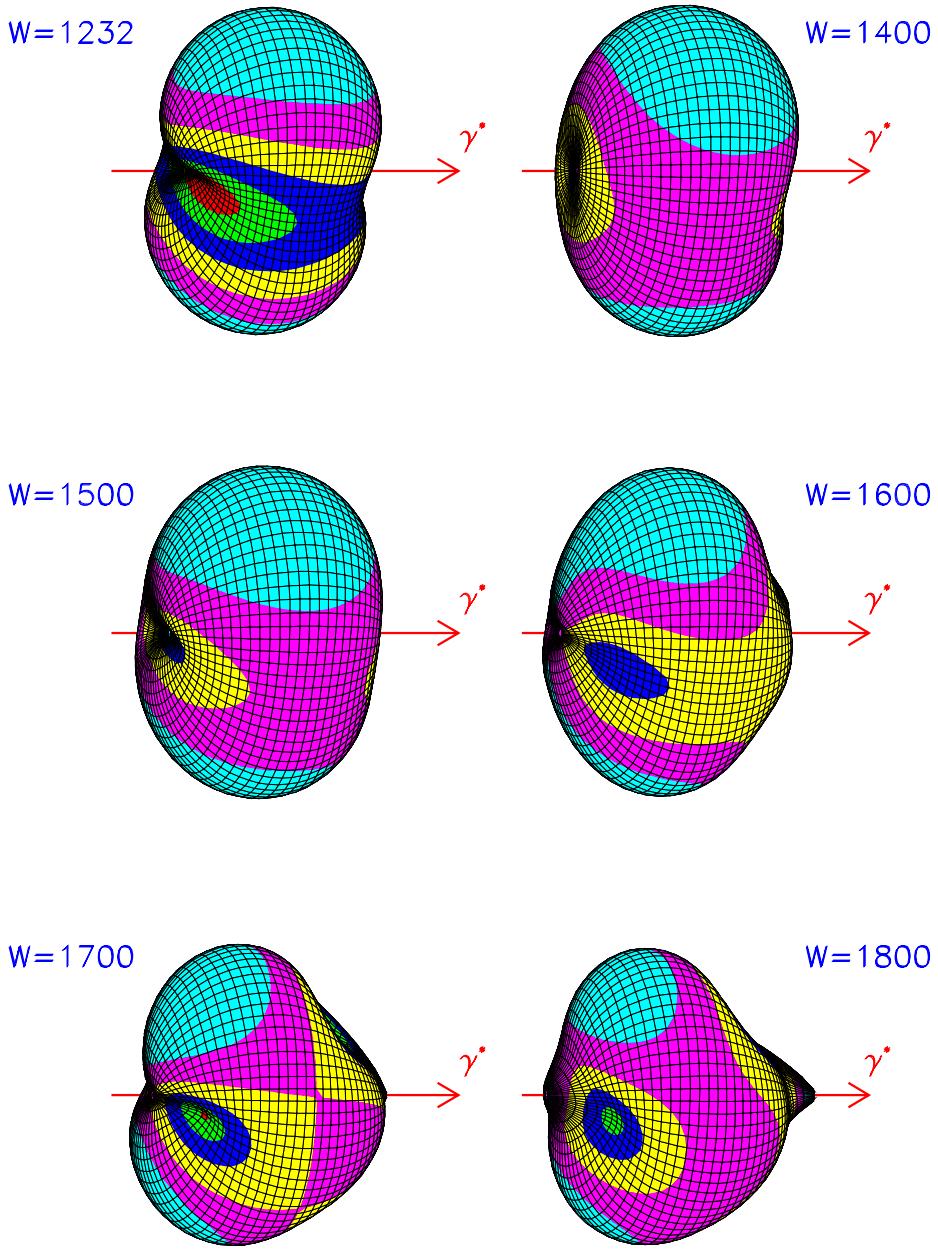

FIG. 1.6 – *Formes des sections efficaces $\gamma^* p \to \pi^0 p$ dans le système du centre de masse $\gamma^* p$ pour différents points en W en MeV (voir sur la figure) en coordonnées sphériques (l'échelle est logarithmique) à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Les flêches indiquent la direction du photon virtuel. Les sections efficaces sont symétriques par rapport au plan leptonique.*

Chapitre 2

Appareillage expérimental

L'expérience de Diffusion Compton Virtuelle E93050 s'est déroulée dans le laboratoire Jefferson Lab situé dans la ville de Newport-News dans l'état de Virginie aux USA. Ce chapitre décrit les principales composantes, et est focalisé sur la description du Hall expérimental A où est réalisée l'expérience.

2.1 Jefferson Lab

Au départ entièrement dédié à la recherche en physique hadronique, ce centre a développé à présent de nombreux autres secteurs d'études, notamment en physique appliquée. Il accueille de ce fait une importante communauté internationale de chercheurs ainsi que les personnels de nombreuses universités américaines. Le laboratoire est géré par SURA (Southern Universities Research Association).

L'équipement de recherche en physique hadronique est focalisé autour de l'accélérateur d'électrons et les trois halls expérimentaux A, B & C.

La figure 2.1 est une vue aérienne du laboratoire.

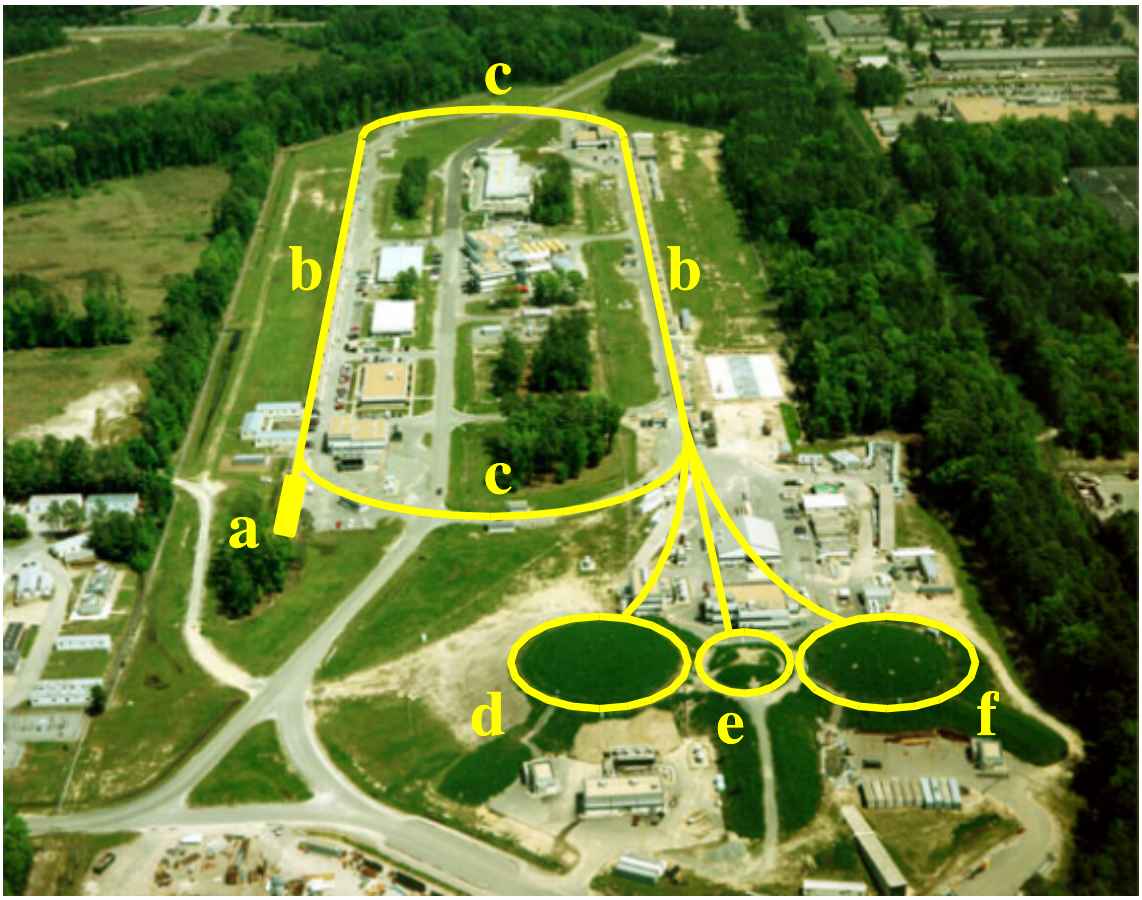

FIG. 2.1 – *Laboratoire Jefferson Lab. On y distingue l'injecteur (a), les 2 accélérateurs linéaires (b), les arcs de recirculation (c) et les 3 halls expérimentaux A (d), B (e) et C (f).*

2.2 L'accélérateur d'électrons

Issu d'une nouvelle génération d'accélérateurs de particules, Jlab (anciennement CEBAF) se compose de deux accélérateurs linéaires formés d'une suite de cavités cryogéniques supraconductrices. A chaque passage les électrons sont accélérés d'une énergie de 800 MeV (2 fois 400 MeV) et des arcs de recirculation permettent au faisceau d'accomplir jusqu'à cinq passages dans la machine. L'énergie maximum est ainsi de 4 GeV. De récentes améliorations des linacs ont porté cette énergie de faisceau à 6 GeV. Le cycle utile est de 100%, pour un maximum d'intensité de 200 μA. L'utilisation d'une onde stationnaire au lieu d'une onde progressive a pour avantage de supprimer les transitoires et ainsi d'assurer une grande stabilité de faisceau, et de diminuer le nombre de coïncidences fortuites dans les expériences.

L'accélérateur dispose d'un canon thermo-ionique ainsi que d'une source d'électrons polarisés permettant de délivrer dans chaque Hall des faisceaux d'intensités différentes atteignant 80% de polarisation.

2.3 Le Hall expérimental A

Dans cette partie je présente les appareillages expérimentaux du Hall A [6]. La ligne de faisceau ainsi que les 2 spectromètres du Hall A sont représentés dans la figure 2.2.

2.3.1 La ligne de faisceau

Outre les nombreux éléments optiques qui permettent de conduire le faisceau sur la cible, la ligne de faisceau du Hall A comprend des détecteurs qui servent à définir les caractéristiques du faisceau d'électrons: position, intensité, énergie et polarisation. Ce dernier type de moniteur n'a pas été utilisé dans cette expérience et je ne le détaille donc pas. La ligne de faisceau est représentée schématiquement sur la figure 2.3.

L'optique de la ligne de faisceau peut être réglée soit en mode achromatique soit en mode dispersif. Dans le premier cas la position du faisceau ne dépend plus de la valeur de son énergie. C'est ce mode-ci qui est utilisé pour l'expérience de Diffusion Compton Virtuelle afin d'améliorer la reconstruction du vertex d'interaction. Le mode dispersif, pour lequel la position du faisceau dépend de son énergie n'est pas utilisé dans notre expérience.

Le dispositif de dispersion ("raster") L'extension transverse du pinceau d'électrons est de quelques centaines de microns. Afin de répartir la puissance du faisceau d'électrons sur

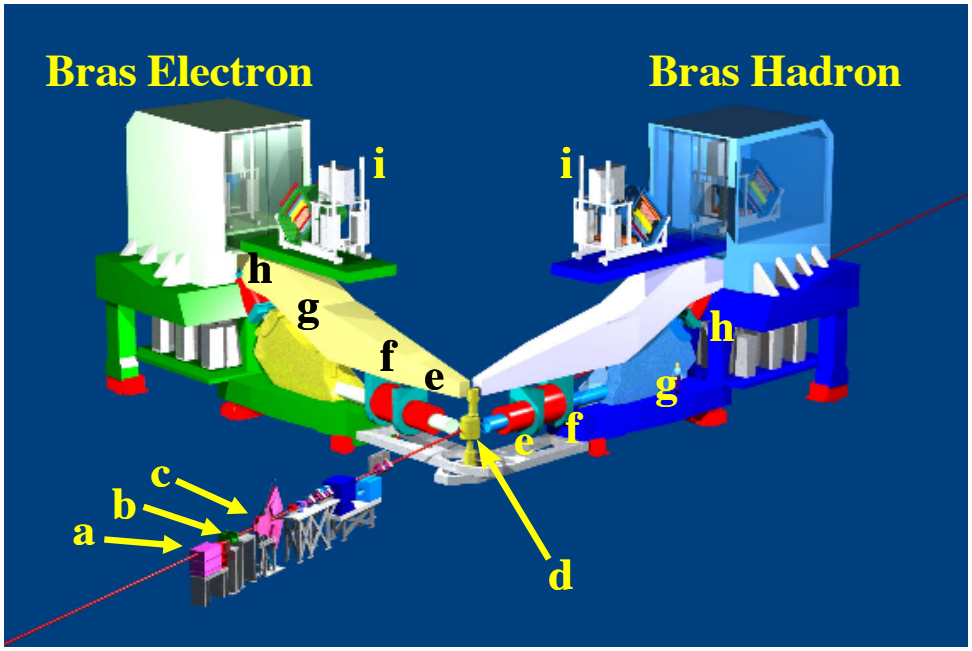

FIG. 2.2 – *Hall expérimental A. Sont indiqués sur la figure: le moniteur de courant (a), le raster (b), le moniteur d'énergie EP (c), la cible cryogénique (d), et pour chaque spectromètre les éléments magnétiques Q1, Q2, D1 et Q3 (respectivement e,f,g,h) ainsi que les ensembles de détection (i).*

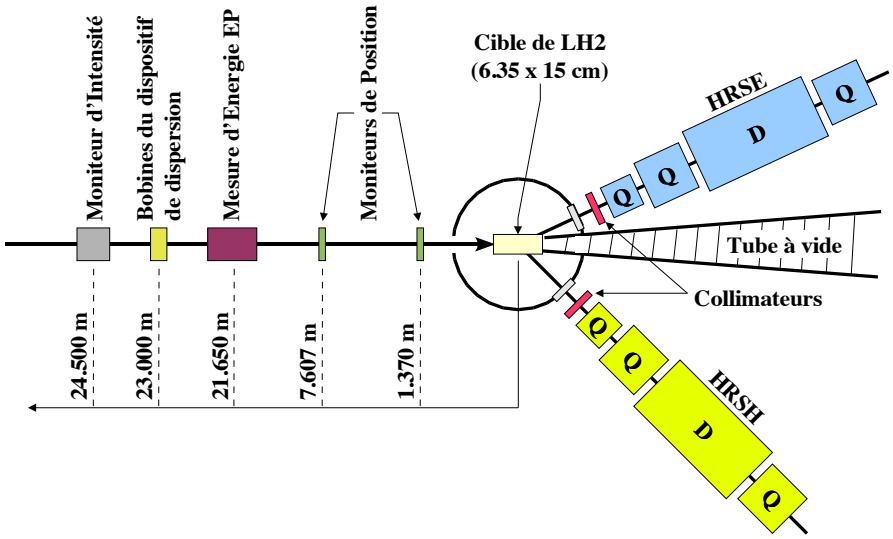

FIG. 2.3 – *Plan du Hall expérimental A. Sur la figure sont représentés la ligne de faisceau, la cible et les deux spectromètres. La ligne de faisceau comporte: le moniteur d'intensité, le dispositif de dispersion, le moniteur d'énergie EP et les moniteurs de position. Les spectromètres consistent en des ensembles magnétiques QQDQ.*

la cible pour éviter que l'hydrogène liquide ne se mette à bouillir localement, un "raster" est disposé à l'entrée du Hall A [38]. Il est constitué de deux bobines magnétiques orientées perpendiculairement au faisceau qui dispersent le faisceau horizontalement et verticalement. Les bobines opèrent à des fréquences asynchrones qui valent 18.30 kHz en horizontal et 24.62 kHz en vertical. Ce dispositif de dispersion étale les électrons sur une surface d'environ 1 cm^2.

Les constantes de temps correspondant à ces fréquences (50 μs) sont grandes devant le temps d'acquisition d'un événement ($\sim$ 100 ns). La connaissance à chaque instant du courant dans les bobines permet de déterminer la position du faisceau à la cible pour chaque événement. Pour cela il suffit de prendre en compte la dispersion due aux éléments magnétiques situés entre celui-ci et la cible. La position du faisceau à la cible s'obtient par une simple relation linéaire de la valeur du champ dans chacune des deux bobines. Cette méthode n'a été utilisée que pour faire des vérifications par rapport à la méthode directe de détermination de la position grâce aux BPMs (voir ci-après).

Les moniteurs de position Afin de pouvoir reconstruire avec précision la cinématique et le vertex de la réaction étudiée, il est indispensable d'avoir une bonne connaissance de la position

et de la direction des électrons incidents au point d'interaction dans la cible. La connaissance de la position verticale du faisceau permet de faire une correction sur les impulsions des particules dans le spectromètre et la connaissance de la position horizontale est indispensable pour calculer le point de vertex de la réaction qui sert à sélectionner cinématiquement les événements. Deux types de moniteurs de position sont utilisés pour contrôler et mesurer la position du faisceau: des cavités résonantes cylindriques appelées BPM [37], et des Harp [36].

Les moniteurs de position les plus utilisés à Jefferson Lab sont des cavités résonantes passives cylindriques de 20 cm de long. La cavité est excitée par le champ émis par le courant d'électrons proportionnellement à sa position et un signal est récupéré en sortie par 4 antennes métalliques. La position relative du faisceau d'électrons par rapport au centre de la cavité est ainsi déduite de la combinaison de ces signaux. En connaissant la position du faisceau dans les deux moniteurs de position situés à des distances différentes de la cible, il est alors possible projeter la trajectoire ainsi déterminée sur la cible. Puisqu'ils réagissent directement au passage du faisceau, les BPMs donnent une information événement par événement avec une précision de 100 μm.

Les Harps sont des fils métalliques qui se déplacent transversalement à l'axe du faisceau. Lorsque les électrons touchent le fil, un signal est récupéré. Cette méthode destructrice ne fut utilisée que ponctuellement dans le temps pour contrôler les valeurs indiquées par les BPMs.

Le moniteur d'intensité Pour accéder aux sections efficaces, il faut connaître le nombre d'électrons incidents. Ce nombre est déterminé par la mesure de la charge totale utilisée ou par l'intégration de l'intensité du faisceau sur la durée de l'expérience (cf 4.3.2). La mesure de l'intensité du courant continu d'électrons est faite à l'aide de 2 cavités résonantes passives. L'étalonnage de ces cavités se fait grâce à un transformateur à courant continu (communément appelé Unser, du nom de son inventeur). Le fonctionnement détaillé du moniteur de courant se trouve dans l'Annexe C.

Les cavités résonantes (figure 2.4) sont des cavités passives cylindriques accordées à la fréquence du faisceau. Leur géométrie symétrique correspond au mode TE010 qui n'est ni sensible à la position du faisceau, ni à l'extension des paquets d'électrons. Elles contiennent une antenne qui détecte le champ émis par le courant d'électrons et forunit un signal proportionnel à son intensité. La fréquence du signal généré est celle des cavités accélératrices des Linacs.

Ces appareils mesurent l'intensité de façon relative. Leur calibration est effectuée à l'aide d'un Transformateur à Courant continu ("Unser") (figure 2.5). Celui-ci fournit une mesure absolue de l'intensité du faisceau. Cette mesure nécessite une procédure de plusieurs minutes ainsi que l'interruption du faisceau suivi d'un faisceau d'intensité maximale. Ceci explique

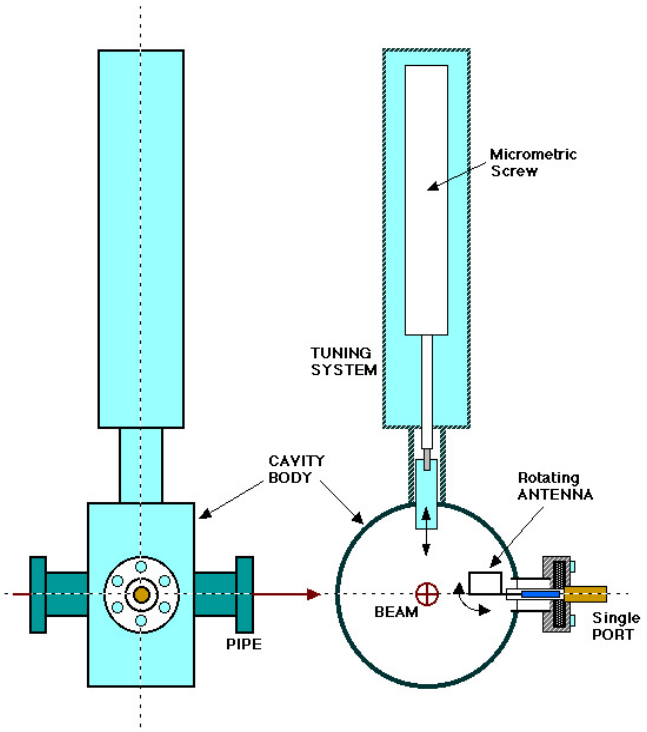

FIG. 2.4 – *Cavité résonante. La figure de droite est une coupe selon le plan perpendiculaire au faisceau. La partie supérieure de l'ensemble sert à accorder la cavité avec la fréquence du faisceau. Le corps de la cavité est la partie cylindrique située autour du faisceau (qui est symbolisé par une croix). Le signal est récupéré par l'antenne rectangulaire se trouvant à proximité.*

pourquoi l'Unser n'est pas utilisé de manière routinière. La procédure de calibration a été renouvelée toutes les 12 heures afin de conserver la précision de l'appareil. Les cavités et l'Unser

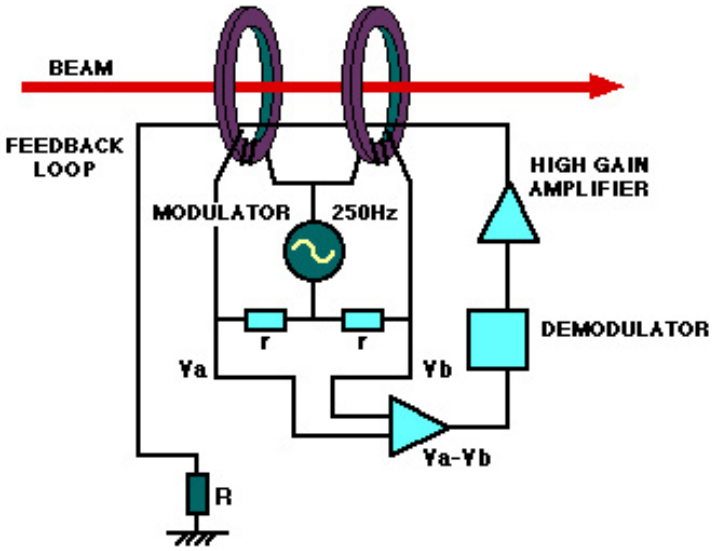

FIG. 2.5 – *Schéma de principe du transformateur à courant continu. Le faisceau d'électrons génère un signal dans les bobines alimentées en phases opposées qui est amplifié afin de compenser exactement le courant d'électrons. Le courant ainsi réinjecté est mesuré à travers la résistance R dont la valeur est fixée en utilisant une source de courant de haute précision.*

sont enfermés dans une enceinte thermostatée car ils sont sujets aux variations de température qui affectent notamment le coefficient de calibration déterminé.

Les mesures d'énergie Deux méthodes de mesure sont employées dans le Hall A pour mesurer l'énergie des électrons incidents. Les deux méthodes sont en accord à 3.10^{-4} sur $\frac{\Delta E}{E}$. Bien que l'expérience ne se soit déroulée sans moniteur d'énergie, elles ont été opérationnelles peu après et ont permis de justifier les différences (de l'ordre de -15 MeV) entre les valeurs extraites des données (cf 4.4.2) et l'énergie nominale de la machine.

Le principe du moniteur EP [11] est la cinématique de la diffusion élastique $p(e,e'p)$. Le faisceau d'électron de Jlab est envoyé sur une cible de CH^2 d'épaisseur 13 μm pour obtenir une basse luminosité, de faibles pertes d'énergie dans la cible, et une bonne définition du point de vertex. L'énergie de l'électron incident est obtenue par la mesure des angles d'émission de l'électron et du proton diffusés. La mesure est effectuée simultanément à l'aide de 2 jeux de détecteurs placés symétriquement de part et d'autre du faisceau afin de s'affranchir de la position et de la direction de celui-ci au premier ordre. La précision sur l'énergie est de l'ordre de 0.5 MeV.

La mesure d'énergie ARC présentée dans la thèse de D. Marchand [22] utilise l'angle de déviation produit dans les 8 dipôles conduisant le faisceau dans le Hall A. Pour cela, on utilise les moniteurs de position (Harps) situés avant et après. L'angle de déviation ainsi calculé permet d'obtenir l'énergie des électrons, connaissant le champ des dipôles, avec une précision de $1.2 \cdot 10^{-4}$.

2.3.2 La cible cryogénique

Plusieurs cibles sont disponibles dans le Hall A: trois couples (4 cm et 15 cm) de cibles cryogéniques (Hélium, Hydrogène liquide et Deutérium liquide), ainsi que des cibles solides utilisées principalement à des fins de calibration. Seule la cible d'hydrogène liquide de 15 cm de long a été utilisée dans les phases de prise de données de notre expérience. L'ensemble est décrit par A. Deur dans [59].

L'hydrogène liquide de la cible est contenu dans un cylindre d'aluminium (0.0635 m de diamètre et 15 cm de longueur dans l'axe du faisceau). La paroi de la cible a une épaisseur de 175 μm, et les fenêtres d'entrée et de sortie respectivement 71 et 94 μm. Les cibles sont contenues à l'intérieur d'une chambre à vide reliée au système de l'accélérateur. Cette chambre de réaction est équipée de deux fenêtres de sortie en aluminium, d'épaisseur 400 μm, en regard de chaque spectromètre. Les température et pression de fonctionnement du cycle hydrogène sont 19.0 K et 25 psia, et la densité nominale ρ_0 est de 0.0723 g.cm^{-3}. La cible est capable de recevoir une puissance de 800 W ce qui correspond à une intensité de 200 μA à une énergie de 5.0 GeV (c.a.d une puissance de faisceau de 1 MW). La régulation de la température de l'hydrogène se fait grâce à un radiateur qui est coupé lorsque le faisceau est présent.

La contamination de l'hydrogène de la cible par d'autres éléments est de quelques dixièmes de pourcents et est discutée plus en détails dans la section 4.7.8.

2.3.3 Les spectromètres

Le Hall A est équipé de 2 spectromètres qui servent à détecter l'électron et le proton émis dans la réaction $H(e,e'p)X$, ainsi qu'à déterminer leurs vecteurs d'impulsions $\overrightarrow{k'_e}$ et $\overrightarrow{k'_p}$. Appelés respectivement "Bras Electron" et "Bras Hadron", ils sont magnétiquement identiques (figures 2.2 et 2.3).

Les deux spectromètres haute résolution (HRS) sont de type QQDQ. Le premier quadrupole Q1 sert à focaliser les particules sortant de la cible. Le dipole magnétique de chaque spectromètre disperse les trajectoires des particules dans le plan vertical par 45° sur un plan focal

long de 2 m. Les deux autres quadrupoles Q2 & Q3 servant à ramener le plan focal au niveau des détecteurs de localisation (chambres à fil). L'acceptance est définie par un collimateur de tungstène à l'entrée des spectromètres dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1, ainsi que par l'ouverture des éléments magnétiques.

Spectromètre	Position	Face d'entrée (Horiz. x Vert.)	Face de sortie (Horiz. x Vert.)	Epaisseur
Electron	1.109 m	62.9×121.8 mm	66.7×129.7 mm	80.0 mm
Hadron	1.100 m	62.9×121.8 mm	66.8×129.7 mm	80.0 mm

TAB. 2.1 – *Dimensions des collimateurs installés devant chaque spectromètre. La face d'entrée du collimateur correspond au côté cible et la face de sortie au côté spectromètre. La position indiquée est celle correspondant à la face d'entrée.*

La boite à vide des spectromètre est fermée par une fenêtre d'entrée en Kapton d'épaisseur 178 μm, et une fenêtre de sortie en Titane d'épaisseur 100 μm. Dans notre expérience, l'angle de positionnement des spectromètres est connu avec une précision de ± 0.5 mrad. Les caractéristiques des spectromètres sont résumées dans le tableau 2.2. Seule une partie restreinte de ce domaine d'acceptance est utilisée dans cette expérience.

Gamme d'impulsion	0.3 à 4.0 GeV/c
Acceptance en impulsion	$\pm 4.5\%$
Acceptance en angle vertical	± 65 mrad
Acceptance en angle horizontal	± 30 mrad
Angle solide nominal	7 msr
Longueur de cible vue sur l'axe perpendiculaire au spectromètre	± 5 cm
Angle de dispersion	45°
Longueur du plan focal	2 m
Fenêtre d'entrée	178 μm de Kapton
Fenêtre de sortie	100 μm de Titane
Précision sur l'angle du spectromètre	± 0.5 mrad
Précision sur le pointage	± 0.5 mm

TAB. 2.2 – *Caractéristiques des spectromètres.*

Variables spectromètres Au niveau du plan focal, la trajectoire des particules est donnée par 4 variables: 2 positions et 2 angles qui sont reconstruits grâce aux informations de

chambres à fil (cf 2.3.4):

- X_{fp} et Y_{fp} sont les positions dans les directions dispersive et transverse (respectivement) de la particule
- ϕ_{fp} et θ_{fp} sont les angles cartésiens de la direction de la particule (hoizontale et verticale)

Les variables de la trajectoire reconstruite de la particule (électron ou proton) dans le repère du spectromètre au niveau de la cible sont:

- $dP_{E,H}$ = impulsion de la particule relative à l'impulsion nominale P_0
- $Y_{tg}^{E,H}$ = coordonnée sur l'axe horizontal perpendiculaire au spectromètre
- $\phi_{tg}^{E,H}$ = angle cartésien horizontal de la particule par rapport à l'axe du spectromètre
- $\theta_{tg}^{E,H}$ = angle cartésien vertical de la particule par rapport à l'axe du spectromètre

Le passage d'un jeu de variables à l'autre est obtenu au moyen d'un tenseur optique inclus dans la base de données de l'expérience et déterminé au cours de celle-ci (cf Thèse de S. Jaminion [12]).

Positionnement des spectromètres La position des spectromètres est déterminée à l'aide:

- d'une graduation peinte au sol qui mesure et contrôle, via une caméra, les angles ϕ_E^0 et ϕ_H^0 des spectromètres Electron et Hadron avec une précision de 0.5 mrad,
- des appareils de mesures de positionnement appelés LVDT (Linear Voltage Differential Transformer) qui mesurent l'écart de pointage des spectromètres X_E^{off} et X_H^{off} avec une précision de 0.5 mm (cf Thèse de S. Jaminion [12]).

2.3.4 Les détecteurs

Chaque spectromètre est équipé (figure 2.6) de:

- Deux chambres à drift vertical (VDC) [8], séparées par 50 cm (selon la trajectoire de la particule), qui servent à définir les trajectoires des particules chargées; chaque VDC est équipée de deux plans de fils qui mesurent les position et angle d'inclinaison dans des plans perpendiculaires; ces chambres sont inclinées de 45° par rapport à la trajectoire nominale et sont divisées en deux groupes, chaque groupe étant lui-même composé de deux chambres dont les fils sont orientés de 90° l'une par rapport à l'autre; les particules

chargées passant dans l'acceptance du spectromètre interceptent les plans en touchant de 3 à 5 fils sensitifs. Chaque fil touché démarre un convertisseur digital temporel (TDC) qui est arrété par le déclenchement de l'acquisition.

- Deux plans de scintillateur S_1 et S_2 constitués chacun de 6 lattes de scintillateurs plastique. Les plastiques de S_1 mesurent 29.3 cm (plan dispersif) par 36.0 cm (plan transverse) et les plastiques de S_2 mesurent 37.0 cm par 60.0 cm. Dans les deux plans les lattes de scintillateurs se recouvrent mutuellement par 0.5 cm. Chacune est vue par 2 tubes photomultiplicateurs (PMT), un de chaque côté.
- Un compteur Cherenkov à gaz (rempli au CO_2 à pression atmosphérique) vu par 10 PMTs. Seul le compteur Cherenkov du bras Electron est utilisé dans notre expérience.

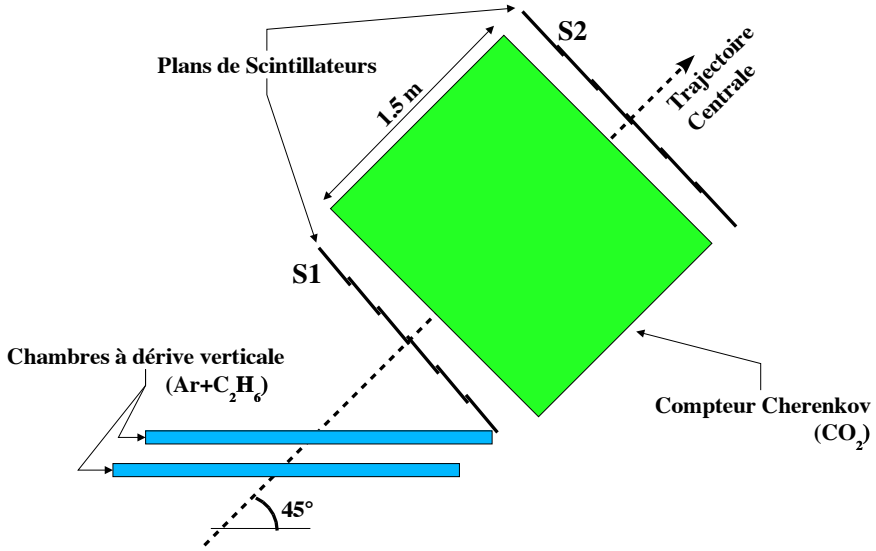

FIG. 2.6 – *Coupe de la partie détecteur du spectromètre Electron selon le plan dispersif. Les détecteurs représentés sont ceux utilisés dans l'expérience: chambres à fils, scintillateurs et Cherenkov.*

Chaque sortie de PMT est dirigée vers un convertisseur digital d'amplitude (ADC), et un discriminateur. Les signaux de chaque discriminateur sont envoyés vers un TDC et une életronique logique rapide.

2.3.5 L'acquisition des données

Le fonctionnement et le contrôle des instruments du Hall A, des appareils de diagnostic du faisceau, et des spectromètres, sont assurés par un système de contrôle: EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) [49]. Ces données sont incorporées dans le flux de données de l'expérience à intervalles réguliers. Elles contiennent les informations qui nous permettront lors de l'analyse de diagnostiquer les problèmes liés à l'instrumentation (cf 4.2).

L'électronique rapide définit les signaux de la logique qui conditionne les types de déclenchement du système d'acquisition des données, construit sous l'environnement CODA 1.4 (CEBAF Online Data Acquisition) [45]:

- T1 (T3) correspond à un bon événement électron (proton). Il nécessite une coïncidence entre le scintillateur i du plan S_1 et le scintillateur j du plan S_2, ainsi qu'une contrainte de directivité du spectromètre ($|i-j| \leq 1$). Chaque événement dans un scintillateur de S_1 ou S_2 nécessite une coïncidence entre les deux PMT situés au bout de la latte considérée.
- T2 (T4) correspond à un événement électron (proton) déficient. Ceci nécessite soit que la coïncidence $S_1 \bigcap S_2$ n'était pas dans la limite de directivité ($|i-j| > 1$) soit qu'un seul plan de scintillateur ait été déclenché. Pour le type T2, si un seul plan de scintillateurs a eu une coïncidence entre les deux extrémité d'une pièce, la logique de déclenchement requiert la présence du signal du compteur Cherenkov.
- T5 est le type de déclenchement principal. Il est défini par la coïncidence de T1 et T3 dans une fenêtre de 250 ns.
- T8 est donné par un générateur d'impulsions d'une fréquence de 1024 Hz.

Bien que tous les types de "trigger" puissent déclencher l'acquisition, seule une fraction des T1, T2, T3, T4 et T8 sont acceptés. Cette fraction est définie par des facteurs de présélection (PS_1, PS_2, PS_3, PS_4 et PS_8) appelés "prescales". En cas de conflit entre deux déclenchements, T5 a la priorité sur tout autre. L'encodage des signaux analogiques et le transfert des signaux digitaux dans l'ordinateur d'acquisition prend $\sim$700 μs. Quand une acquisition commence elle interdit toute autre acquisition jusqu'à ce qu'elle soit complête. Ceci entraine un temps mort d'acquisition qui peut valoir jusqu'à 30% lorsque les taux de comptage sont très importants.

Pour déterminer ce temps, des échelles de comptage sont associées à chaque "trigger". Les taux de comptage donnés par ces échelles sont lus et inclus par l'acquisition à intervalles réguliers dans le flot de données (toutes les 10 secondes), en même temps que l'information sur la charge totale accumulée.

2.4 La structure du flux de données

Les prises de données se font sur des séquences de 20 à 60 minutes. Ces événements sont stockés sur disque sous la forme de fichiers "runs". Chaque "run" contient tous les types de déclenchements, les données provenant des contrôles en ligne des divers instruments, et les taux de comptage des échelles. Chaque fichier "run" est organisé en une suite séquentielle d'événements de différents types (tableau 2.3).

Type d'événement	Description
1, 2, 3, 4, 5, 8	Physique (déclenchement)
17 *	Début du "run"
18 *	Ouverture des échelles
19	Pause
20 *	Fin du "run"
131	Epics
133 *	Facteurs de présélection
135 *	Base de données des détecteurs
140	Echelles

TAB. 2.3 – *Types d'événements contenus dans le flux de données. Les types marqués * ne s'y trouvent qu'en un seul exemplaire.*

2.4.1 La structure d'un événement

Les informations expérimentales sont comprises dans les événements de type 1, 2, 3, 4, 5, 8, 13 et 140. Chaque événement de type 1, 2, 3, 4, 5 ou 8 comprend les informations suivantes:

- ADC et TDC des chambres à fil
- ADC et TDC des scintillateurs
- ADC et TDC du Cherenkov (électron uniquement)
- type de déclenchement
- position du faisceau événement par événement

Les événements de type 131 portent les informations relatives au contrôle des appareils:

- position moyenne du faisceau
- intensité du courant du faisceau
- intensités et champs dans les éléments magnétiques des spectromètres

- positionnement des spectromètres (LVDTs)

Les événements de type 140 sont relatifs aux informations concernant les échelles de comptage:

- nombre de déclenchements T1, T2, T3, T4, T5 et T8
- charge intégrée

L'événement de type 133 contient les 6 facteurs de "prescales", et l'événement de type 135 contient la carte des détecteurs, c'est à dire la liste de tous les canaux ADC et TDC.

Chapitre 3

Prise de données - conditions cinématiques

La prise de données est divisée en quatre parties:

- Calibration des spectromètres
- Etude des polarisabilités à $Q^2 = 1.0$ GeV^2,
- Etude des polarisabilités à $Q^2 = 1.9$ GeV^2,
- Etude de la région des résonances.

La partie de calibration a été exploitée intensivement dans l'analyse des données expérimentales. La deuxième partie de la prise de données a déjà été étudiée par N. Degrande [57] et C. Jutier [30]. La troisième partie est étudiée dans la thèse de S. Jaminion [12] et n'est pas discutée dans ce document. Je discuterai dans ce document la dernière partie concernant la région des résonances, qui a déjà fait l'objet d'une thèse par L. Todor [60].

Les conditions cinématiques de prise de données ont été déterminées afin que les nombres d'événements soient répartis de façon uniforme sur le domaine que l'on souhaite étudier. Ainsi, les temps de faisceau sont plus importants dans les régions où la section efficace est plus faible, par exemple pour des grandes valeurs de W, ou encore dans les creux de sections eficaces pour les polarisabilités. Dans la phase préparatoire de l'expérience, j'ai utilisé le programme BITCH de P. Y. Bertin qui utilise le code de section efficace de P. A. M. Guichon pour déterminer les temps de faisceaux appropriés pour chaque cinématique, compte tenu des résultats des nombres d'événements.

L'expérience est focalisée dans l'étude des angles arrières ($\cos\theta^*$ autour de -1), ceci afin de diminuer la contribution de l'amplitude Bethe-Heitler pour l'étude des polarisabilités. De

plus, l'étude des angles arrières est favorisée expérimentalement à cause de la transformée de Lorentz.

.

3.1 La région des résonances

L'étude de la région des résonances a été decomposée en 9 domaines cinématiques (numérotés de 4 à 12). Les valeurs nominales de réglage et positionnement des spectromètres pour ces cinématiques sont résumées dans le tableau 3.1. Les cinématiques res_s1.50 (cinématique 5) et

Cinématique		$k_{e_{nom}}$	$\theta_{e_{nom}}$	$k_{p_{nom}}$	$\theta_{p_{nom}}$	$W_{nom}\,(\gamma)$	$W_{nom}\,(\pi^0)$
Numéro	Nom	(MeV)	(Degrés)	(MeV)	(Degrés)	(MeV)	(MeV)
1	pg1_15	3416.5	15.390	1180.2	−50.018	1100	1180
2	pg1_16	3415.4	15.390	1180.2	−48.517	1100	1180
3	pg1_17	3416.6	15.390	1180.2	−46.519	1100	1180
4	res_s1.30	3265.9	15.741	1315.4	−45.430	1140	1220
5	res_s1.50	3159.7	16.008	1409.8	−41.680	1230	1260
6	res_s1.75	3027.2	16.360	1530.1	−37.506	1330	1330
7	res_s2.00	2893.4	16.734	1652.4	−33.840	1410	1430
8	res_s2.25	2760.0	17.127	1776.7	−30.618	1500	1520
9	res_s2.50	2625.9	17.553	1903.0	−27.771	1580	1620
10	res_s2.80	2467.7	18.127	2055.1	−24.771	1670	1700
11	res_s3.20	2256.4	18.959	2260.9	−21.358	1790	1790
12	res_s3.60	2043.9	19.936	2467.7	−18.482	1900	1900

TAB. 3.1 – *Valeurs nominales des réglages spectromètres pour les diférentes cinématiques. Chaque région cinématique est ici représentée par l'impulsion centrale des particules dans chaque spectromètre ainsi que par l'angle des spectromètres dans le repère du Hall. Les deux colonnes de droite indiquent les valeurs centrales de l'acceptance pour l'énergie totale W (en MeV) pour les photons et les pions.*

res_s1.75 (cinématique 6) ont chacune été séparées en deux parties (a et b), chacune correspondant à une période temporelle, ceci afin de mieux traiter certains problèmes de détermination d'offsets. Les distributions prévues des nombres d'événements en fonction de W dans toute la région des résonances compte tenu des temps de faisceau utilisés sont données dans la figure 3.1.

3.2 La région des Polarisabilités

En dessous du seuil de production de pion, 17 cinématiques ont été définies en vue d'extraire les Polarisabilités Généralisées. Ces cinématiques ont été choisies de manière à couvrir tout l'espace de phase en q'_{cm}, $\cos\theta^*$ et ϕ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Les 17 réglages dans le plan k_p vs θ_p sont résumés dans la figure 3.2.

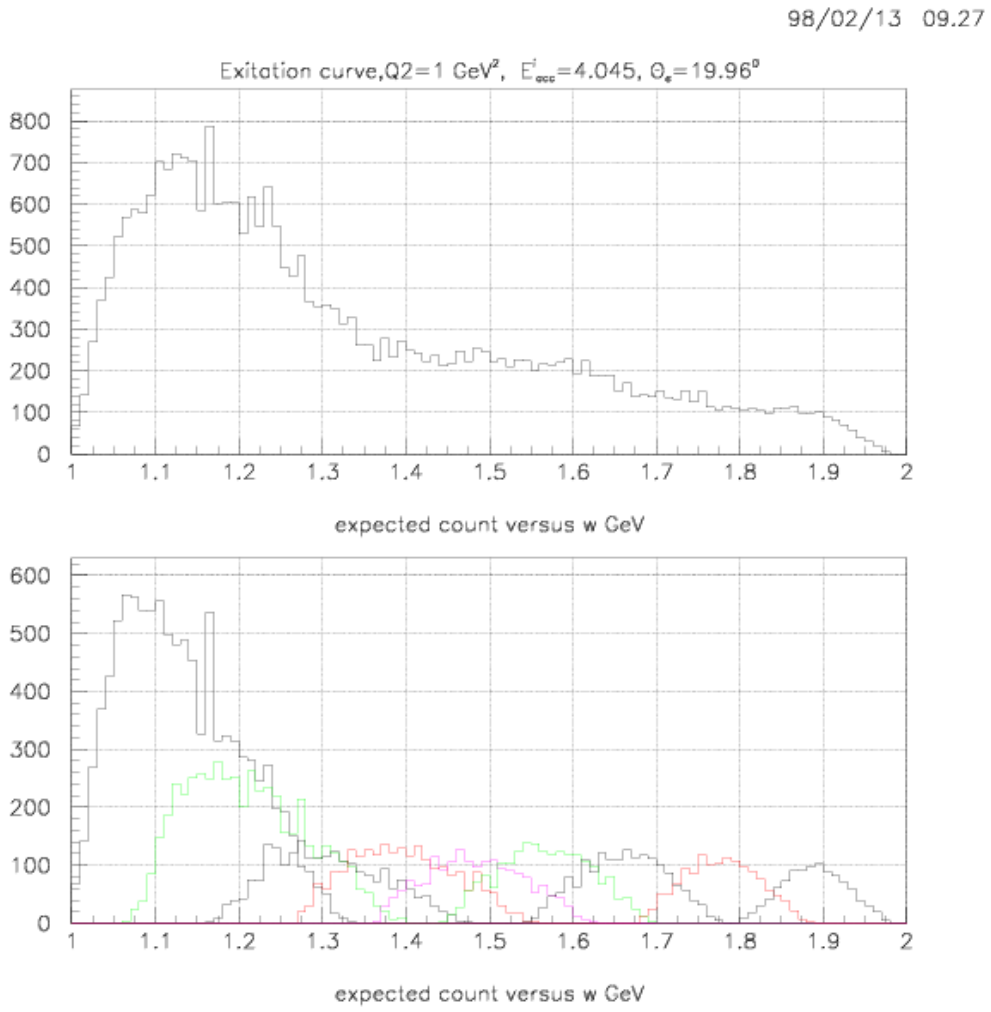

FIG. 3.1 – *Distributions prévues du nombre total d'événements pour les 9 cinématiques dans la région des résonances en fonction de W (en GeV). La première courbe représente le nombre total d'événements, et la deuxième indique les nombres d'événements correspondant à chaque région cinématique.*

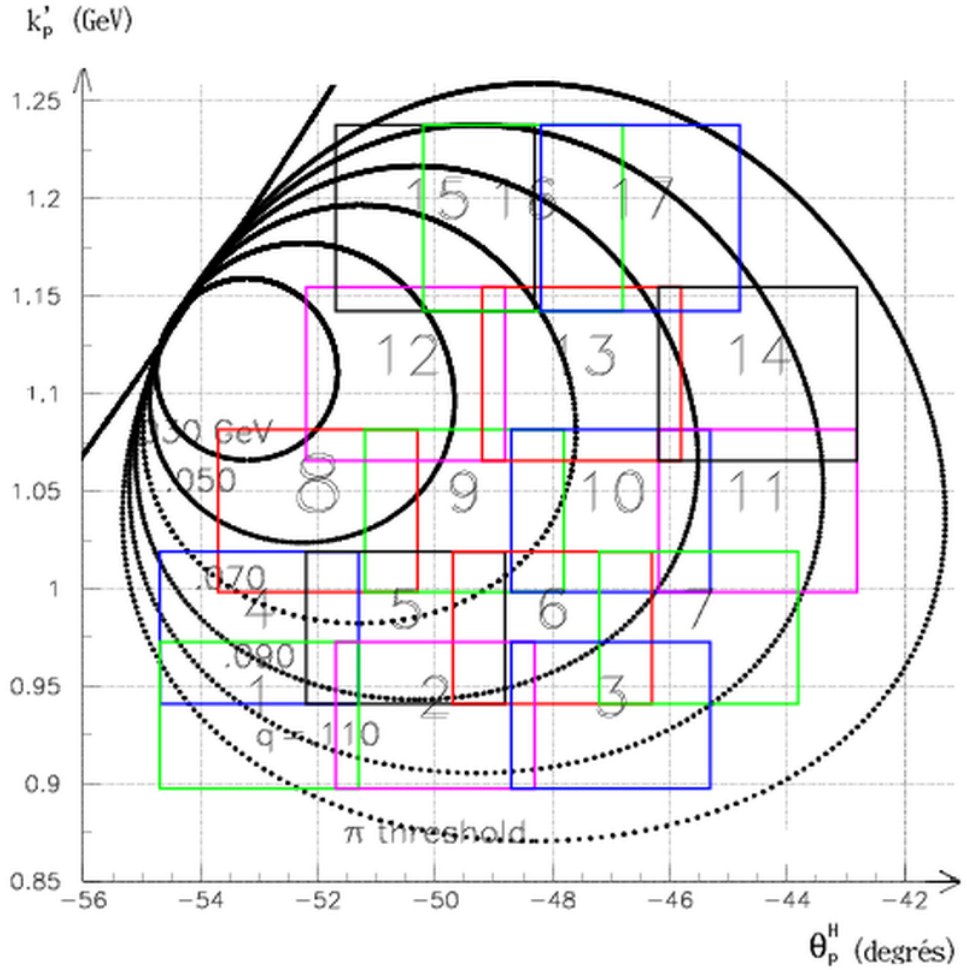

FIG. 3.2 – *Ensemble des réglages utilisés pour étudier la région en dessous du seuil à* $Q^2 = 1.0$ *GeV*^{2}, $E_e = 4.045$ *GeV*, $k'_e = 3.433$ *GeV et* $\theta_e^H = 14.42°$. *L'acceptance de chaque réglage est un rectangle dans le plan* k'_p *vs* θ_p^H. *Les cercles représentent les iso-*q'_{cm} *jusqu'au seuil de pion. La ligne droite est la droite élastique. Ce sont les réglages pg1_15, pg1_16 et pg1_17 situés à* $\cos\theta^*$ *proche de -1 qui sont utilisés.*

L'acceptance de chaque réglage est approchée par un rectangle, pour une impulsion nominale de l'électron. Les 3 réglages pg1_15, pg1_16 et pg1_17 (15, 16 et 17 sur la figure) correspondent à des domaines angulaires centrés sur l'arrière, c'est à dire $\cos\theta^*$ autour de -1. Ces trois réglages sont inclus dans mon analyse afin de complêter les données résonances au niveau du seuil.

J'ai évalué les distributions des nombres d'événements correspondant à chaque cinématique avec le programme BITCH afin de privilégier les zones procurant le plus d'information. J'ai ainsi déterminé le temps de prise de données alloué à chaque cinématique durant l'expérience. Le nombre d'événements global est indiqué dans la figure 3.3.

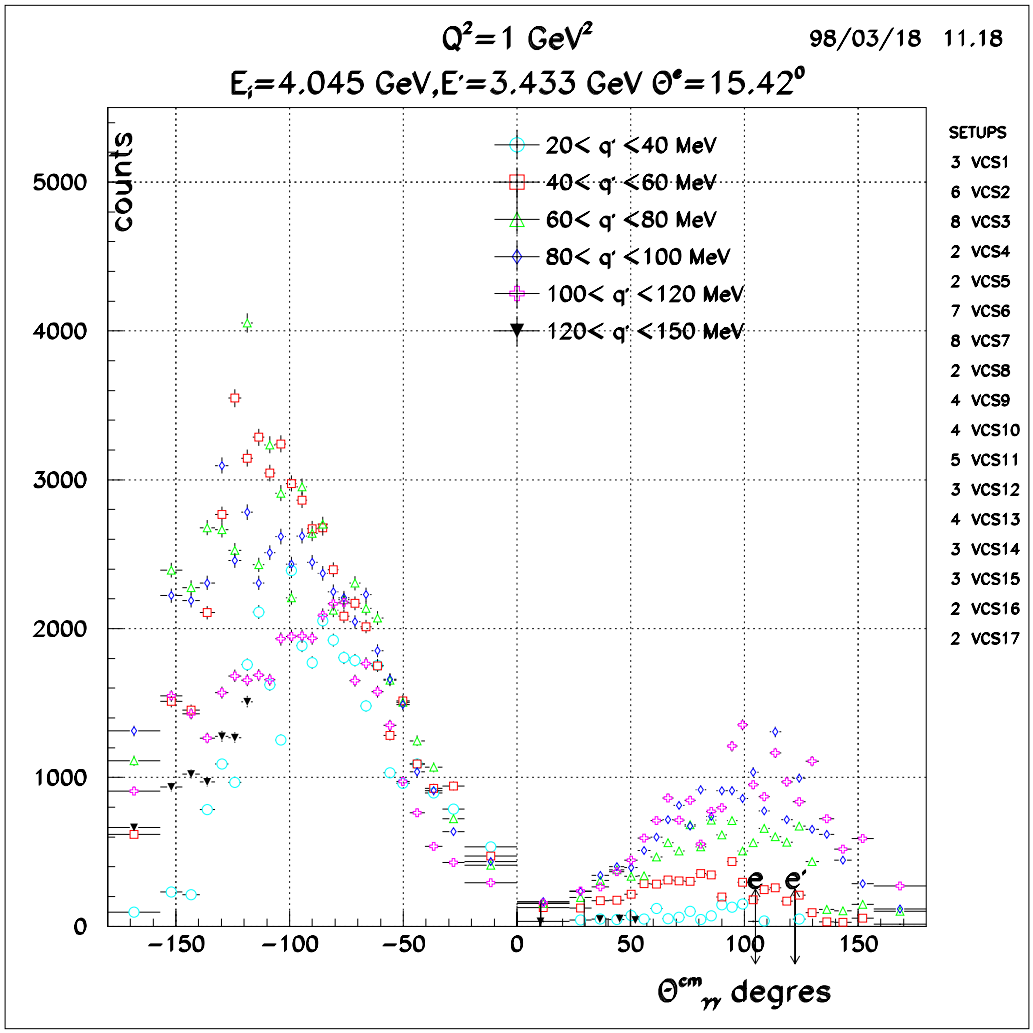

FIG. 3.3 – *Distribution du nombre d'événement pour l'ensemble des 17 régions cinématiques pour l'étude des polarisabilités à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 en fonction de θ^*. Sur la droite sont indiqués les temps de faisceaux correspondant en heures. Les différents symboles colorés correspondent à différents intervalles en q'_{cm}.*

3.3 Nombres d'événements

Je présente ici les nombres d'événements γ et π^0 totaux correspondant à chaque cinématique. Cette évaluation est faite en considérant l'ensemble de l'acceptance de l'expérience. Le résultat est donné dans le tableau 3.2. Au total, le nombre d'événements issus de l'électro-production

Cinématique	1	2	3	4	5a	5b	6a
Nombres de γ	13.1	6.6	3.9	6.4	3.1	2.7	1.0
Nombres de π^0	44.5	50.2	53.9	196.2	108.1	92.0	25.4
Temps (h)	2.7	1.3	1.5	1.8	1.5	1.1	1.3
Cinématique	6b	7	8	9	10	11	12
Nombres de γ	3.6	1.4	2.4	2.8	2.0	1.7	1.2
Nombres de π^0	96.1	28.3	44.3	73.8	98.0	137.5	100.5
Temps (h)	4.3	2.8	3.7	5.5	4.4	9.1	7.9

TAB. 3.2 – *Nombres d'événements γ et π^0 pour chaque région cinématique. Les nombres sont indiqués en milliers d'événements. Les durées de prises de données correspondantes sont également indiquées, en heures.*

de γ est de 51.8 milliers d'événements, et celui issu de l'électro-production de π^0 est de 1.15 million d'événements.

Chapitre 4

Analyse

Plusieurs techniques d'analyse ont été envisagées par les trois laboratoires concernés: Old Dominion University, Université de Gent et le Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand.

Je décris dans ce qui suit la technique que j'ai développée au LPC: tout d'abord les différentes phases de l'analyse (décodage des données, résolution des problèmes liés au faisceau d'électrons, extraction des événements physiques), l'extraction des sections efficaces que j'ai employée, et enfin les diverses corrections devant être prises en compte dans le calcul du nombre d'événements.

4.1 Schéma de principe

L'analyse se décompose en plusieurs phases. Tout d'abord une préselection est effectuée afin de sélectionner les parties "propres" des données, c'est à dire les parties pendant lesquelles les appareillages n'ont eu aucun défaut de fonctionnement. Ensuite, les déclenchements de type T5 sont isolés afin d'accélérer l'analyse, puis le programme de reconstruction des particules ESPACE est appliqué. Les autres "triggers" T1, T2, T3 et T4 ne sont utilisés que pour estimer l'efficacité du déclenchement (cf 4.7.4). Enfin une étape de correction de certains offsets est nécessaire pour obtenir des événements finals. Le schéma synoptique est présenté dans la figure 4.1.

4.2 Le décodage des données

Dans un premier temps, seules les informations concernant les instruments ont été extraites, ceci dans un but de diagnostiquer les runs et de sélectionner les bonnes séquences d'événements. Les blocs de données sont lus séquentiellement, et les informations stockées dans un fichier Ntuple. Puis chaque spectre de variables est examiné successivement. Ces opérations sont effectuées par le programme GEO. La sélection des séquences d'événements consiste à supprimer les parties du run où le faisceau était absent. De plus on diagnostique les problèmes liés au mauvais fonctionnement de certains appareils:

- Instabilités du faisceau: ceci cause des problèmes de stabilité de la densité de la cible (cf 4.7.7). Les données enregistrées pendant les 100 secondes suivant chaque variation substantielle d'intensité (par exemple les coupures faisceau) ont été exclues de l'analyse afin d'éviter les instabilités occasionnées dans la densité de la cible [3].
- Désynchronisation du faisceau: pour certaines parties de runs, les informations relatives à la position du faisceau contenues dans les événements physiques ont été enregistrées dans l'événement qui suit ou qui précède (cf 4.3.1).
- Chute de courant dans les aimants des spectromètres
- Chute de tension dans les chambres à fils
- Absence de fonctionnement de l'un des intégrateurs de charge (VtoF)
- Mauvais fonctionnement des LVDTs

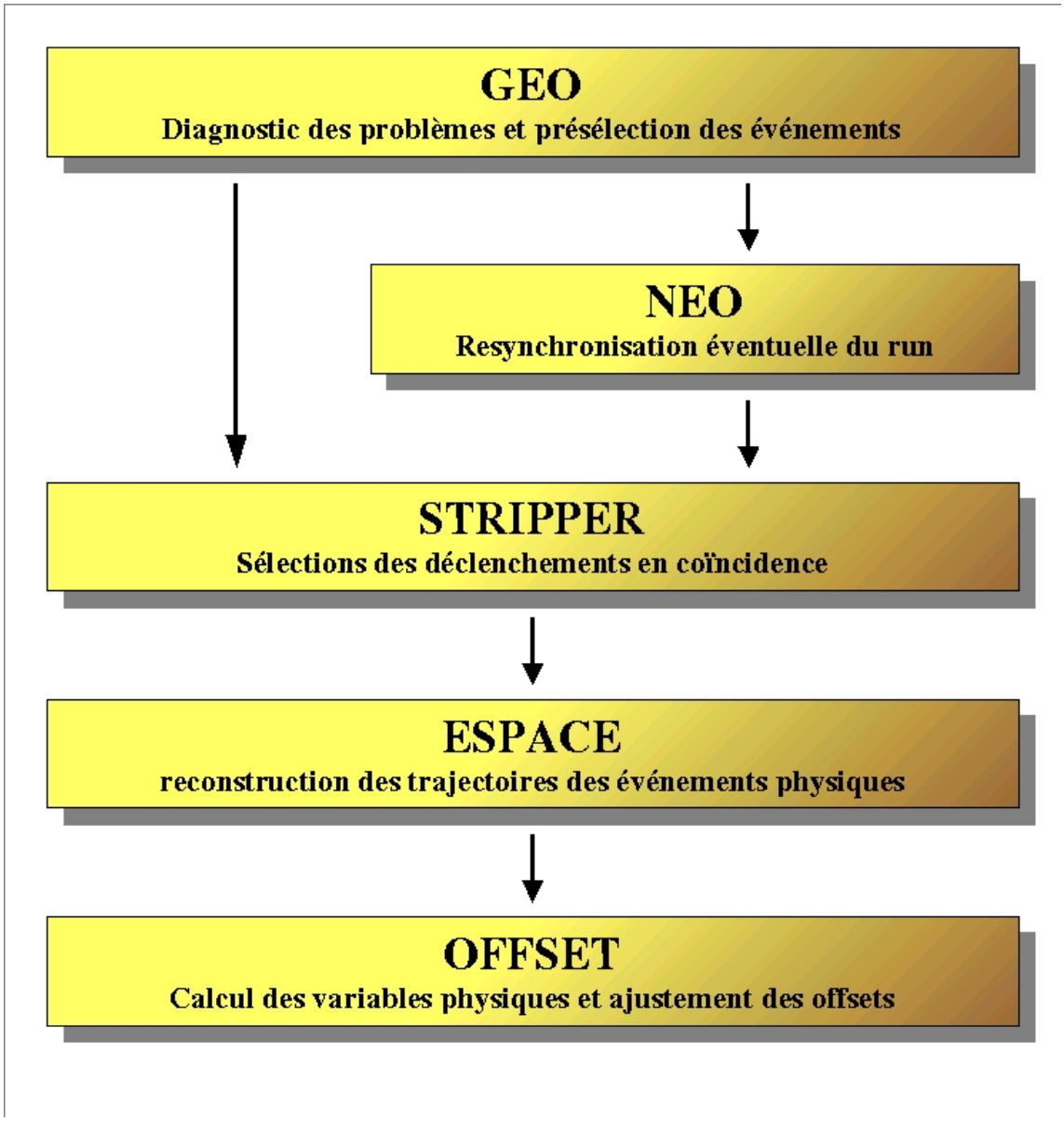

FIG. 4.1 – *Schéma de principe de l'analyse.*

4.3 Problèmes faisceau

Afin de pouvoir déterminer la cinématique de la réaction, il est important de connaître précisément les caractéristiques du courant d'électrons incident: position, intensité et énergie. Les problèmes liés à cette mesure sont plus amplement décrits dans la note technique [5].

4.3.1 La mesure de position

Pour connaître le point de vertex et déterminer l'impulsion des particules analysées par les aimants (correction de vertex) il faut déterminer les coordonnées du point d'interaction du faisceau avec la cible. Pour cela on utilise les informations des BPMs et la reconstruction des trajectoires à la cible donnée par les spectromètres. La position à la cible et l'angle d'incidence des électrons sont extrapolés à partir des mesures de position données par les deux BPMS (IPM1H03A et IPM1H03B).

Chaque BPM possède quatre antennes qui sont excitées par le champ produit par le passage des électrons. Quatre signaux de sortie proportionnels à ce champ sont donc récupérés. Les antennes étant orientées de 45° par rapport au repère du Hall, une rotation permet d'obtenir les positions horizontale et verticale du faisceau. Si a_1, a_2, a_3, a_4 sont les signaux de sortie des quatre ADC reliés aux antennes, α_1, α_2 les coefficients de normalisation relatifs des antennes et κ_0 le coefficient de conversion ADC $\rightarrow$ mm, alors les positions du faisceau dans le repère du BPM sont données par:

$$B_{rot1} = \kappa_0 \cdot \frac{a_1 - \alpha_1 \cdot a_3}{a_1 + \alpha_1 \cdot a_3}, \quad B_{rot2} = \kappa_0 \cdot \frac{a_2 - \alpha_2 \cdot a_4}{a_2 + \alpha_2 \cdot a_4}. \tag{4.1}$$

On en déduit alors les positions dans le repère du Hall A:

$$B_{posX} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-B_{rot1} + B_{rot2}\right), \quad B_{posY} = \frac{2}{\sqrt{2}} \left(B_{rot1} + B_{rot2}\right). \tag{4.2}$$

Puis, on extrapole à la cible, connaissant les positions des BPMs le long de la ligne de faisceau (-7.607 m pour IPM1H03A et -1.370 m pour IPM1H03B). La précision finale sur la position du faisceau est environ de 0.1 mm.

Déphasage La comparaison entre les valeurs lues pour le raster et celles calculées par la méthode précédente ne donne pas une droite parfaite, mais une ellipse. Il existe donc une phase supplémentaire entre les deux instruments qu'il faut corriger. Cette phase est due au retard de

l'information provenant des BPMs. Si l'on a:

- R_{mes}, S_{mes}, B_{mes} = valeurs mesurées du raster, du signe de sa dérivée par rapport au temps, et de la position obtenue par les BPMs,
- R_{true}, S_{true} = valeurs exactes du raster et du signe de sa dérivée,
- R_{amp}, B_{amp} = amplitudes du raster et de la valeur donnée par les BPMs,
- S = changement de signe du à l'acquisition du raster:
  horizontal: $S = -1$
  vertical: $S = +1$ (numéro de run >2191) et $S = -1$ (numéro de run <2192),
- ω = fréquence du raster (cf 2.3.1),
- t = temps,
- ϕ_B = phase de l'acquisition du BPM par rapport au raster,

alors on pose les relations suivantes:

$$R_{mes} = S \cdot R_{true} = S \cdot R_{amp} \cdot \cos(\omega t), \tag{4.3}$$

$$S_{mes} = S \cdot S_{true}, \tag{4.4}$$

$$B_{mes} = B_{amp} \cdot \cos(\omega t + \phi_B). \tag{4.5}$$

On en déduit facilement:

$$\omega t = -S \cdot S_{mes} \arccos\left(S \frac{R_{mes}}{R_{amp}}\right), \tag{4.6}$$

$$B_{true} = B_{amp} \cdot \cos(\omega t) = B_{mes} + B_{amp} \cdot [\cos(\omega t) - \cos(\omega t + \phi_B)]. \tag{4.7}$$

La phase est calculée de la manière suivante, sur un ensemble N d'événements. En valeur absolue:

$$|\phi_B| = 2 \arctan \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} \left(S \frac{R_{mes}}{R_{amp}} - \frac{B_{mes}}{B_{amp}}\right)^2}{\sum_{i=1}^{N} \left(S \frac{R_{mes}}{R_{amp}} + \frac{B_{mes}}{B_{amp}}\right)^2}}, \tag{4.8}$$

puis en signe, par la minimisation du χ^2 suivant, calculé pour chaque phase $+|\phi_B|$ et $-|\phi_B|$:

$$\chi^2_{\pm} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left\{\frac{B_{mes}}{B_{amp}} - S\cdot\left[\frac{R_{mes}}{R_{amp}}\cos\left(\pm\phi_B\right) + S_{mes}\sqrt{1-\left(\frac{R_{mes}}{R_{amp}}\right)^2}\cdot\sin\left(\pm\phi_B\right)\right]\right\}^2 . \qquad (4.9)$$

Un exemple de processus de rephasage est indiquée dans la figure 4.2(b,c) pour le fichier 1785.

Désynchronisation Lorsque les données en provenance du raster et des BPMs sont incorporées au flux de données, il apparaît pour certains runs un décalage de ces informations. C'est à dire que les informations contenues dans le bloc d'un événement correspondent en fait à l'événement précédent. Il est donc nécéssaire de repositionner ces informations à leur place exacte avant de pouvoir les traiter. Le processus de resynchronisation est illustré par la figure 4.2(a,b) pour le fichier de prise de données 1785.

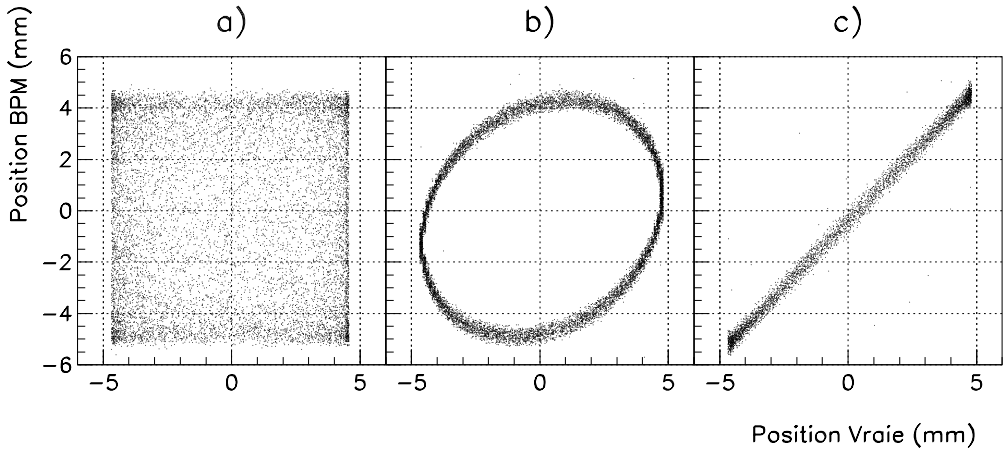

FIG. 4.2 – *Effets de la désynchronisation de l'information des BPMs par rapport aux événements et du déphasage de la mesure de position par les BPMs par rapport à la mesure donnée par le "raster" pour le fichier de prise de données 1785. Dans la figure a) on voit que la mesure de position donnée par les BPMs est décorrélée de la position réelle du faisceau à cause de l'effet de désynchronisation. La figure b) est fabriquée après resynchronisation des données, mais avant rephasage. La figure c) est obtenue après ces deux opérations. La position "Vraie" est obtenue à partir des données du "raster" (cf 2.3.1), qui elles ne présentent jamais de problèmes de désynchronisation.*

Profil du faisceau Le profil du faisceau a été mesuré pour les différents réglages afin d'être utilisé dans la simulation (cf 4.6). Un exemple de profil est donné dans la figure 4.3.

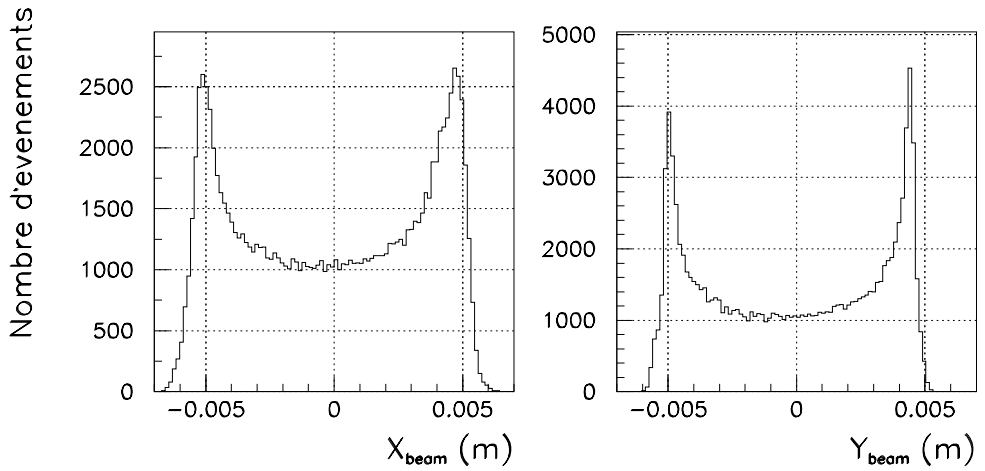

FIG. 4.3 – *Profil du faisceau pour le fichier "run" 1658 (cinématique 3) en horizontal (X_{beam}) et en vertical (Y_{beam}).*

4.3.2 La mesure de charge

L'intensité moyenne du courant dans cette expérience a été de 60 μA pour les prises de données en dessous du seuil, puis de 120 μA pour les "runs" à haut W car les taux de comptage sont faibles. Deux méthodes sont possibles pour extraire la charge totale, mais c'est la seconde, plus directe qui a été retenue. La première méthode qui utilise les informations du courant a servi à contrôler la seconde.

La première méthode construit, à partir de l'enregistrement séquentiel de toutes les mesures d'intensité dans le flux de données, l'intégrale de cette intensité sur la durée du "run", et donc la charge mise en jeu. Ces mesures sont faites toutes les 4 secondes, avec un temps d'intégration de 1 s, elles correspondent donc à un échantillonage de 1/4 des données de charge.

La deuxième méthode consiste à intégrer la charge totale au fur et à mesure de la prise de données. Cette information a été enregistrée dans une échelle de comptage grâce à un appareil qui transforme les signaux de sortie des cavités en fréquence: un convertisseur voltage - fréquence (VtoF). La charge totale accumulée dans un "run" est introduite toute les 10 secondes dans le flux de données. En soustrayant la charge correspondant aux mauvaises séquences d'événements de la charge totale d'un run on calcule la charge finale servant à calculer la luminosité.

4.3.3 Luminosité

Le calcul de la luminosité expérimentale L_{exp} se fait à partir des variables suivantes:

- C_{exp} = charge expérimentale correspondant aux événements étudiés (en Coulomb),
- $e = 1.6e^{-19}$ C = charge de l'électron,
- $l_{cible} = 15$ cm = longueur totale de la cible,
- $N_A = 6.022e^{23}$ mol^{-1} = nombre d'Avogadro,
- $\rho = 0.0723$ g.cm^{-3} = densité de la cible d'hydrogène liquide,
- $Z = 1$ g.mol^{-1} = masse molaire de l'hydrogène,

et est donné par

$$L_{exp} = \frac{C_{exp}}{e} \times l_{cible} \times N_A \times \frac{\rho}{Z} \tag{4.10}$$

Les luminosités expérimentales calculées pour chaque fichier de prise de données sont indiquées dans le tableau de l'Annexe B.

4.4 L'extraction des évènements physiques

4.4.1 Reconstruction des traces

Le programme de reconstruction du Hall A, ESPACE (Event Scanning Program for hall A Collaboration Experiments) [9], a été utilisé pour reconstruire la trajectoire des particules dans les chambres à fils, puis a servi à recalculer les caractéristiques des particules à la cible à partir des variables du plan focal en se servant de la matrice optique du spectromètre.

Dans chaque spectromètre, les particules traversent quatre plans de fils différents $u1$, $v1$, $u2$ et $v2$ associés deux à deux à chacune des coordonnées (u et v). Le programme de reconstruction prend en compte les fils touchés et calcule pour chaque chambre la position et l'angle d'incidence de la particule. Ces informations sont ensuite combinées pour obtenir la trajectoire finale de la particule dans les chambres. Puis l'ensemble est transporté dans le plan focal du spectromètre où la trajectoire de la particule est définie par 2 coordonnées de position X_{fp} et Y_{fp}, et 2 angles cartésiens ϕ_{fp} et θ_{fp}.

Un tenseur optique sert à reconstruire le vecteur d'impulsion de la particule à la cible à partir des variables du plan focal. Ces coefficients sont contenus dans une base de données calculée

durant la partie préliminaire de l'expérience grâce à 3 types de prises de données particulières:

- Une plaque percée de trous a été positionnée devant les spectromètres afin de déterminer la dépendance des variables angulaires θ_{tg} et ϕ_{tg} en fonction des variables du plan focal.
- Une série de cibles minces de carbone et d'aluminium ont été utilisées pour évaluer les termes de l'expression de la coordonnée transverse de la particule Y_{tg}
- Des runs élastiques ont permi de mesurer les termes de l'expression de l'impulsion.

Ces méthodes sont amplement décrites dans la thèse de S. Jaminion [12].

Les pertes d'énergie moyennes dans la cible, les fenêtres de la cible et les fenêtres des spectromètres (au total ~ 3 MeV) sont également prises en compte événement par événement.

4.4.2 OFFSET

A ce point de l'analyse, si les données ne sont pas dominées par du bruit de fond éventuel, la position et la forme de la distribution de la masse manquante M_X^2 sont des indicateurs du contrôle des positionnements des spectromètres et de la position du faisceau. Une minimisation de la masse manquante est effectuée afin d'obtenir une correction sur l'énergie de faisceau (électron incident E_e), l'angle vertical θ_{tg} de l'électron diffusé et l'amplitude verticale du faisceau à la cible. Une procédure similaire est appliquée sur la distance transverse d entre le vertex reconstruit par les spectromètres et la position du faisceau (voir ci-dessous) et permet de déterminer plus précisément l'offset de positionnement du spectromètre hadron ainsi que l'amplitude horizontale du faisceau.

N variables x_v, y_v, z_v... au vertex servent à construire les variables physiques, telles que la masse manquante par exemple. Les vraies valeurs de ces variables seront étiquetées "0". Les variables mesurées et les vraies variables diffèrent par certains offsets ou certaines corrélations résiduelles sur les variables expérimentales, telles que les variables du plan focal ou encore les variables faisceau x_e, y_e, z_e...:

$$x_v = x_v^0 + \sum_{l,m,n...} a_{x_v}^{l,m,n...} \times x_e^l y_e^m z_e^n ... \tag{4.11}$$

En supposant que $|x_v - x_v^0| \ll |x_v|$, le système peut être linéarisé en fonction des paramètres inconnus, et la masse manquante ainsi réécrite:

$$M_X^2\left(x_v,y_v,z_v...\right)_i = M_{X_{0_i}}^2 + \sum_{x_v} \sum_{l,m,n...} a_{x_v}^{l,m,n...} \times \left(x_e^l y_e^m z_e^n ... \times \left.\frac{\partial M_X^2}{\partial x_v}\right|_0 \right)_i \tag{4.12}$$

Ceci permet alors de construire un chi carré:

$$\chi^2 = \sum_i W_i \cdot \left[M^2_{X_{0_i}} - M^2_X \left(x_v, y_v, z_v ...\right)_i + \sum_{x_v} \sum_{l,m,n...} a^{l,m,n...}_{x_v} \times \left(x_e^l y_e^m z_e^n ... \times \left. \frac{\partial M^2_X}{\partial x_v} \right|_0 \right)_i \right]^2 \quad (4.13)$$

Avec W_i qui est la pondération des évènements servant à soustraire les coïncidences fortuites (cf 4.7.1). Le χ^2 est ensuite dérivé partiellement en fonction de chacun des paramètres, et les conditions d'annulation de ces dérivées partielles donnent un système linéaire pouvant être complètement résolu:

$$\sum_i W_i \cdot \left(x_e^l y_e^m z_e^n ... \times \left. \frac{\partial M^2_X}{\partial x_v} \right|_0 \right)_i \cdot \left(M^2_{X_i} - M^2_{X_{0_i}} \right) = \quad (4.14)$$

$$\sum_i \left\{ W_i \cdot \left(x_e^l y_e^m z_e^n ... \times \left. \frac{\partial M^2_X}{\partial x_v} \right|_0 \right)_i \times \left[\sum_{x'_v} \sum_{l',m',n'...} a^{l',m',n'...}_{x'_v} \times \left(x_e^{l'} y_e^{m'} z_e^{n'} ... \times \left. \frac{\partial M^2_X}{\partial x'_v} \right|_0 \right)_i \right] \right\}$$

Cette procédure de minimisation est réalisable parce que le terme $\frac{\partial M^2_X}{\partial x_v}$ est calculable en chaque point de l'acceptance. Si les offsets des spectromètres ou du faisceau sont facilement calculables par cette méthode car ils sont identiques pour tous les points expérimentaux, les coefficients de corrélation ne seront valables que dans les parties du plan focal où il existe des événements. Les variables de minimisation doivent être des fonctions δ pour pouvoir être minimisées de cette façon. Chaque variable permet spécifiquement de minimiser certains offsets. Dans notre expérience, les seuls fonctions de Dirac disponibles sont la masse manquante M^2_X et la distace d.

La masse manquante M^2_X est adaptée pour calculer l'offset en énergie de faisceau E_e, ou encore pour déterminer des corrélations concernant les impulsions des particules. La masse manquante M^2_X est par contre insensible à la coordonnée transverse Y_{tg}. On utilise alors pour celle-ci la distance selon l'axe perpendiculaire au faisceau dans le plan horizontal entre le faisceau et le point de vertex reconstruit par les spectromètres. Cette variable permet de compléter le travail effectué à l'aide de la masse manquante, et est donnée par:

$$d = \frac{Y_E \cdot \left[\sin \phi^0_E + \frac{\cos \phi^0_E}{\tan \theta_E} \right] - Y_H \cdot \left[\sin \phi^0_H + \frac{\cos \phi^0_H}{\tan \theta_H} \right]}{\left[\frac{1}{\tan \theta_E} - \frac{1}{\tan \theta_H} \right]} - X_{beam}, \quad (4.15)$$

avec:

- ϕ_E^0 et ϕ_H^0 sont les angles nominaux de positionnement des spectromètres,
- X_{beam} est la position horizontale du faisceau à la cible,
- $\theta_E = \phi_E^0 + \phi_{tg}^E$ et $\theta_H = \phi_H^0 + \phi_{tg}^H$,
- $Y_E = Y_{tg}^E + \frac{X_E^{off}}{\cos\phi_E^0}$ et $Y_H = Y_{tg}^H + \frac{X_H^{off}}{\cos\phi_H^0}$,
- X_E^{off} et X_H^{off} sont les écarts de pointage des spectromètres.

La valeur centrale théorique de la masse manquante est modifiée par les phénomènes de radiation et de résolution. Pour déterminer cette valeur que doit acquérir la variable de minimisation, on utilise la simulation. Les spectres en masse manquante M_X^2 et en distance d sont donnés (figures 4.4 et 4.5) pour toutes les régions cinématiques.

Les distributions obtenues pour les différents "offsets" minimisés sont données dans la figure 4.6: offset d'énergie de faisceau ΔE_e, corrections d'amplitudes de faisceau horizontale ΔA_X et verticale ΔA_Y, défaut de pointage du spectromètre hadronique ΔX_H^{off} et offset sur l'angle vertical de diffusion de l'électron $\Delta\theta_e$. Ce choix correspond au nombre maximum d'offsets pouvant être déterminés. Au delà, la procédure de minimisation ne converge plus. Les résultats pour chaque run sont résumés dans un tableau située en Annexe B.

L'offset sur l'énergie incidente est lié au premier ordre au décalage en masse manquante par:

$$\Delta M_X^2 = 2 \times P_X \times \Delta E_e \times (1 - \cos\theta^*). \tag{4.16}$$

Cet offset est des plus importants: $\Delta E_e = -17$ MeV en moyenne. Cette valeur a été confirmée à posteriori quand les mesures d'énergie EP et Arc (cf 2.3.1) ont montré un décalage de cet ordre de grandeur par rapport à l'énergie nominale de l'accélérateur. L'effet de la minimisation sur les distributions en masse manquante M_X^2 et en distance d est indiqué (figure 4.7) pour deux fichiers: 1785 et 1808.

4.5 L'extraction des sections efficaces

L'étape finale de l'analyse est l'extraction des sections efficaces. Un événement au vertex expérimental est décrit par 10 variables indépendantes:

- l'énergie de l'électron incident au vertex (l'électron peut avoir émis une radiation avant d'interagir),

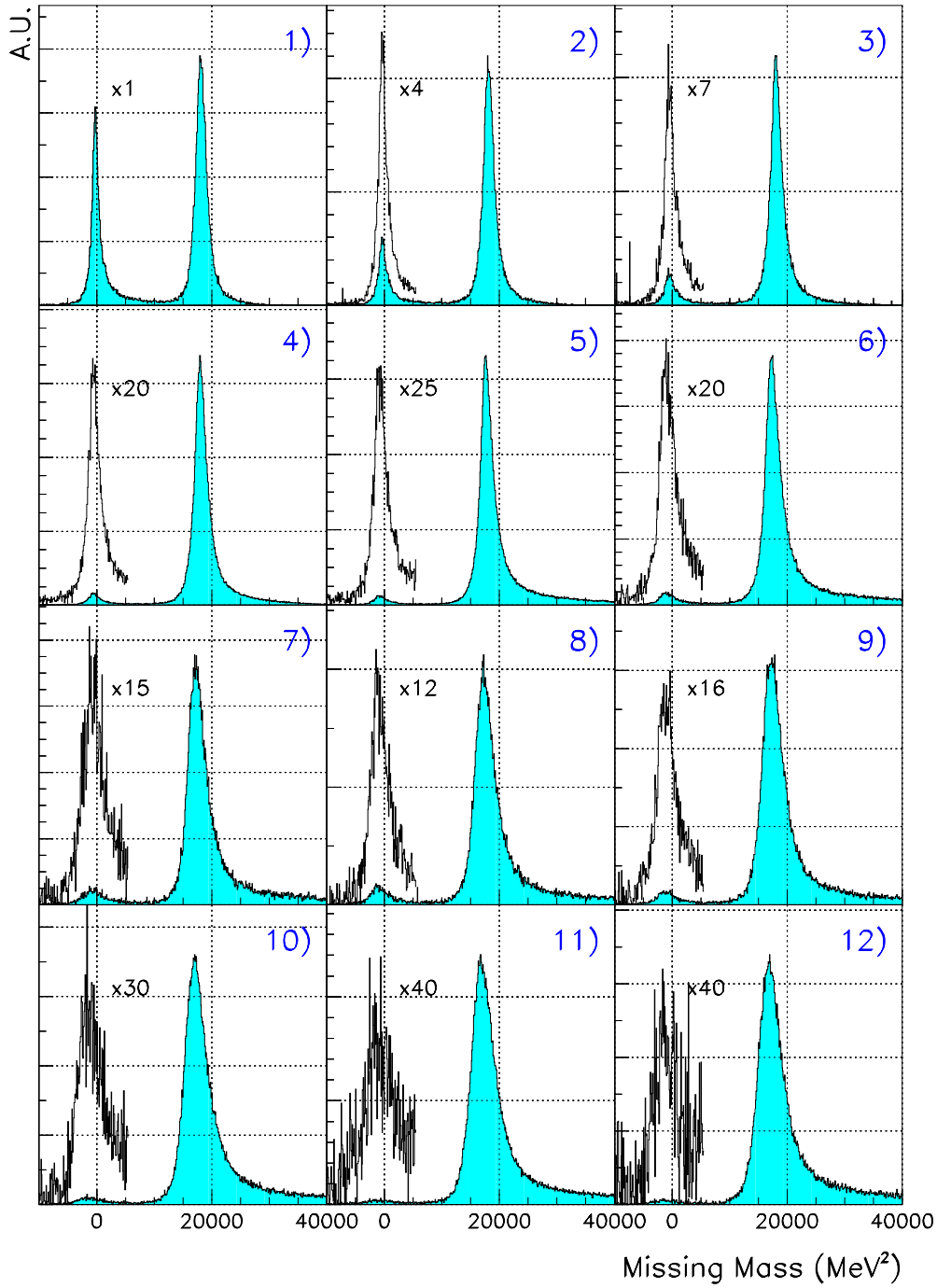

FIG. 4.4 – *Distributions en masse manquante pour les 12 cinématiques analysées (numérotées sur les figures). On distingue le pic de la production de* π^0 *centré sur* $M^2_{\pi^0} = 18218.68$ MeV^2*, et un zoom a été effectué afin de mieux distinguer le pic de la Diffusion Compton Virtuelle (centré sur* 0*).*

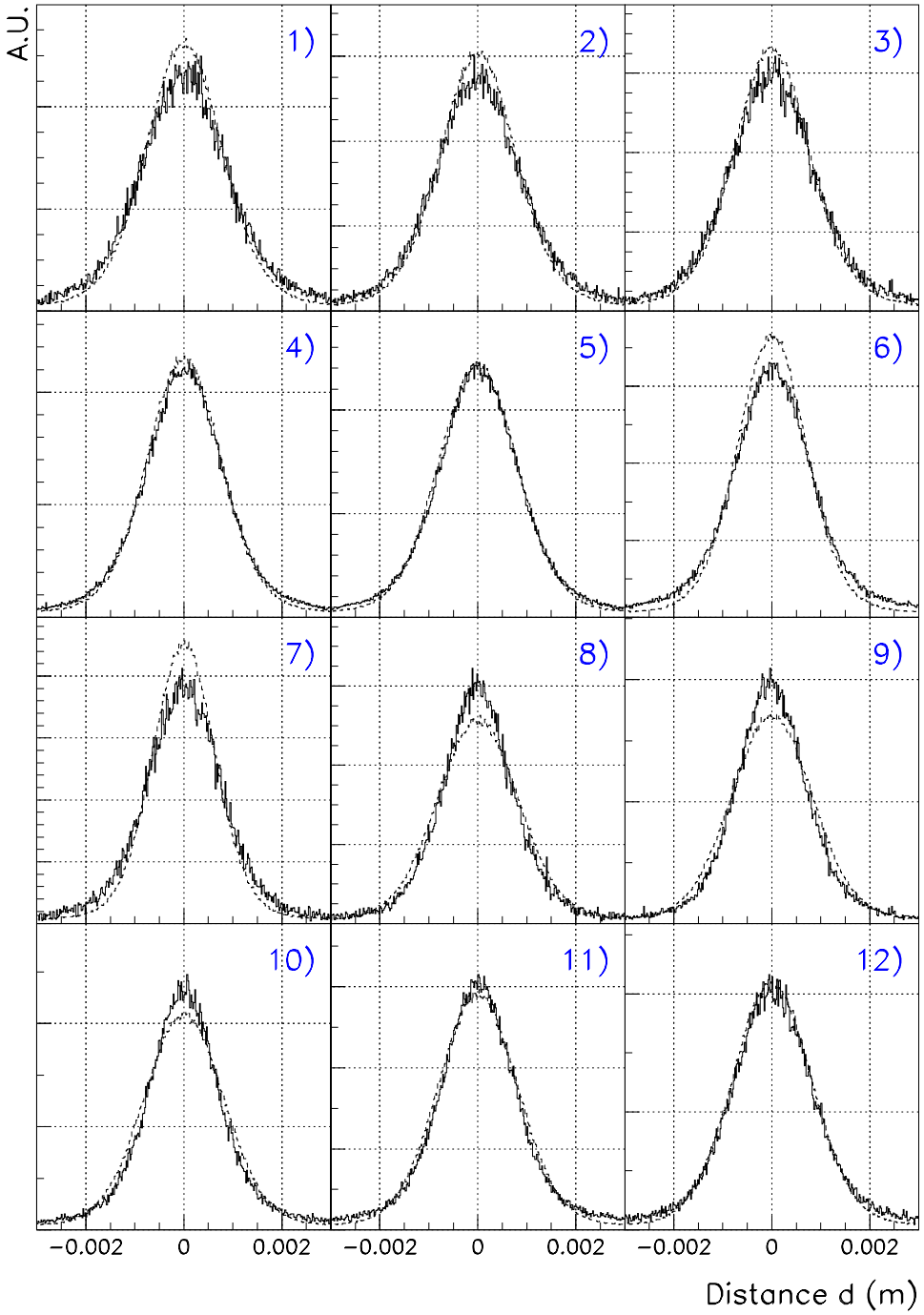

FIG. 4.5 – *Distributions de la distance d pour les 12 cinématiques analysées (numérotées sur les figures). Le trait plein correspond aux distributions expérimentales, et le trait pointillé aux distributions correspondantes données par la simulation.*

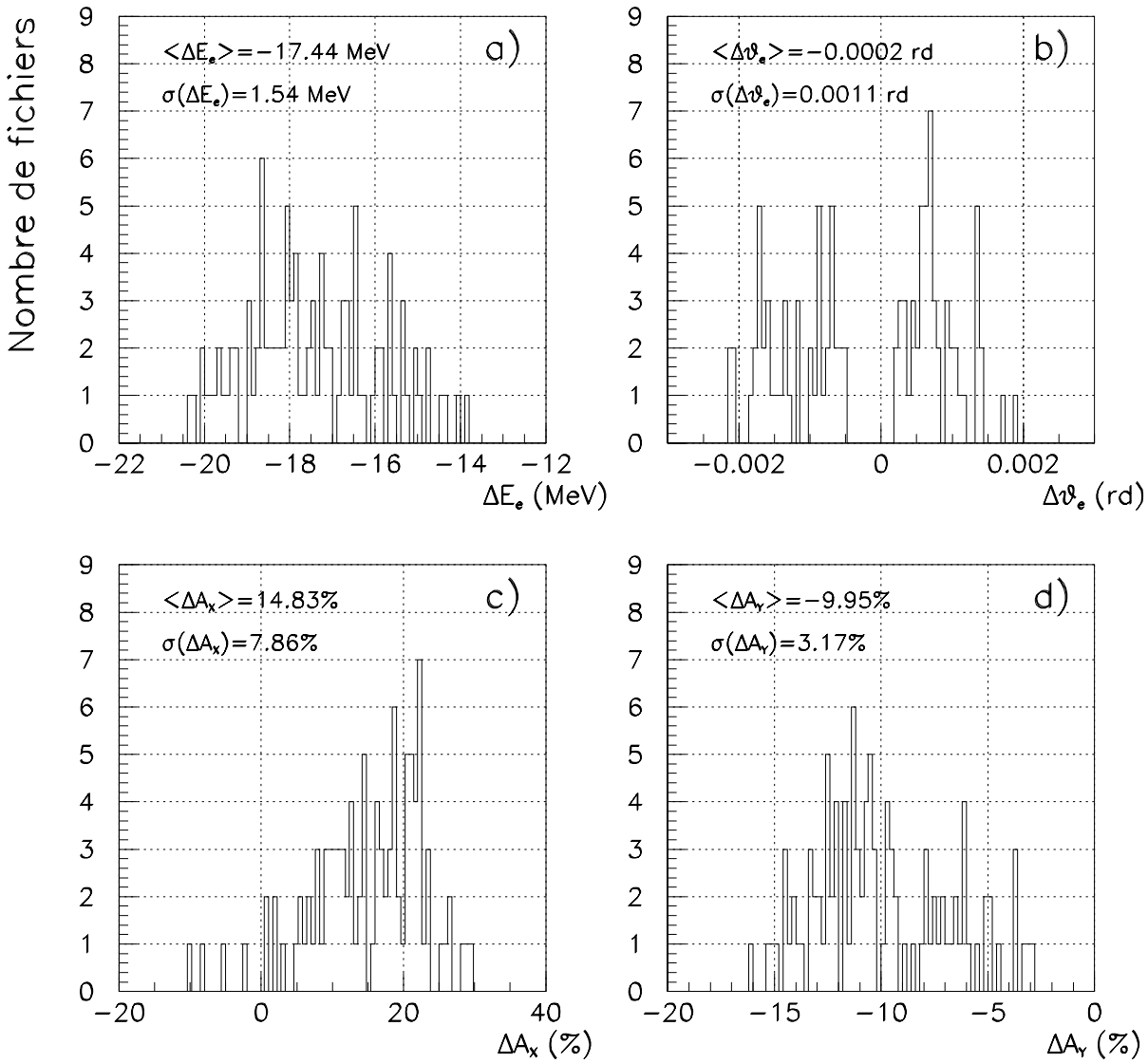

FIG. 4.6 – *Distributions des résultats de la minimisation évalués pour chaque fichier de prise de données: a) Décalage en énergie de faisceau ΔE_e (en MeV), b) corrections d'angle vertical de l'électron $\Delta\theta_e$ (en mrd), c) corrections d'amplitude horizontale du faisceau ΔA_X (en %) et d) corrections d'amplitude verticale du faisceau ΔA_Y (en %). Sur chaque figure sont indiqués la moyenne et l'écart type de la distribution.*

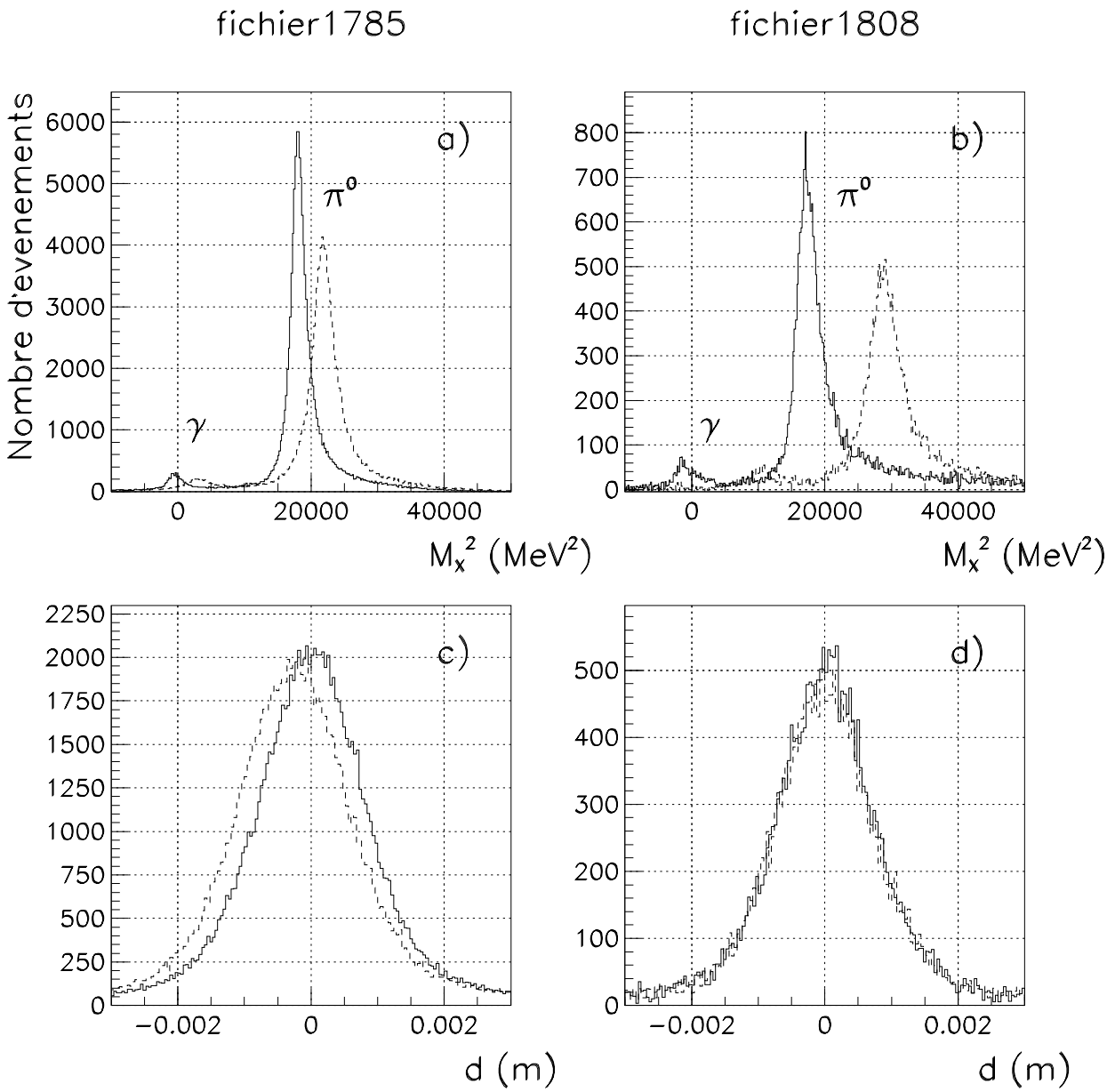

FIG. 4.7 – *Effet de la minimisation sur les spectres en masse manquante M_X^2 (a,b)et distance d (c,d) pour les fichiers de prise de données 1785 (cinématique 4) et 1808 (cinématique 8). Les distributions avant minimisation sont indiquées en pointillé et après minimisation en trait plein. L'effet des offsets se traduit par un décalage en masse manquante plus grand lorsque W augmente (cf équation 4.16).*

- les 3 composantes de $\overrightarrow{k_e}$,
- les 3 composantes de $\overrightarrow{k_p}$,
- les 3 composantes de $\overrightarrow{q}$.

Dans notre cas, la section efficace se ramène à une section efficace 5 fois différentielle à cause de la symétrie par rapport à la direction de l'électron incident (1 relation) car l'expérience n'utilise pas la polarisation, et de la conservation de l'énergie (4 relations). La section efficace 5 fois différentielle (que l'on écrira $d\sigma$ pour simplifier les notations) s'écrit:

$$\frac{d^5\sigma}{dW \cdot dQ^2 \cdot d\epsilon \cdot d\cos\theta^* \cdot d\phi} \equiv d\sigma. \tag{4.17}$$

Comme indiqué dans la section 1.5, le flux de photons sera extrait de $d\sigma$ pour l'électroproduction de π^0. Dans la suite les sections efficaces différentielles seront uniformément appelées $d\sigma$, ceci afin de simplifier les écritures. Cette notation correspondra à une section efficace 5 fois différentielle dans le cas de la réaction 5= $ep \to ep\gamma$ et 2 fois différentielle pour la réaction 6= $ep \to ep\pi^0$.

4.5.1 Section efficace en un point cinématique

Le nombre d'événements N_{exp} produits dans un intervalle $I = \Delta W \cdot \Delta Q^2 \cdot \Delta\cos\theta^* \cdot \Delta\phi$ de l'espace de phase des variables physiques est donné par le produit de la luminosité expérimentale et de l'intégrale de la section efficace différentielle $d\sigma$, convoluée avec une fonction d'acceptance f_{acc} et une fonction reproduisant les effets de résolution f_{res} et de radiation f_{rad}:

$$N_{exp} = L_{exp} \times \int_I f_{acc} \otimes f_{res} \otimes f_{rad} \otimes d\sigma \cdot dW \cdot dQ^2 \cdot d\cos\theta^* \cdot d\phi. \tag{4.18}$$

Il est alors difficile d'extraire la section efficace déconvoluée de ces fonctions f_{acc} et f_{res}. Pour y parvenir on fait l'hypothèse que la section efficace introduite dans la simulation $d\sigma_{sim}$ reproduit raisonnablement bien les variations de la vraie section efficace dans l'intervalle I. Ceci revient à dire, si $d\sigma^0$ est la section efficace en un point arbitraire $\mathcal{P}_I$ (par exemple le centre de l'intervalle) que:

$$\int_I \frac{d\sigma}{d\sigma^0} \simeq \int_I \frac{d\sigma_{sim}}{d\sigma^0_{sim}}. \tag{4.19}$$

De plus on suppose que les fonctions f_{acc}, f_{res} et f_{rad} sont bien connues et implémentées dans le programme de simulation. Alors, si l'on pose une équation similaire à 4.18 pour la simulation,

$$N_{sim} = L_{sim} \times \int_I f_{acc} \otimes f_{res} \otimes f_{rad} \otimes d\sigma_{sim} \cdot dW \cdot dQ^2 \cdot d\cos\theta^* \cdot d\phi, \tag{4.20}$$

on parvient à l'expression de la section efficace expérimentale au point $\mathcal{P}_I$:

$$d\sigma^0_{exp} = \frac{N_{exp}}{N_{sim}} \times \frac{L_{sim}}{L_{exp}} \times d\sigma^0_{sim}. \tag{4.21}$$

4.5.2 Discussion

L'hypothèse de départ (équation 4.19) conditionne le calcul de la section efficace. Dans le cas où le modèle de section efficace utilisé dans la simulation ne correspond pas à la réalité, une erreur systématique est commise, qui dépend de la largeur des intervalles. Si la section efficace varie peu dans l'intervalle, alors l'erreur reste faible, mais si l'intervalle est suffisamment grand pour ne plus pouvoir négliger les variations de la section efficace, alors l'équation 4.19 n'est plus vérifiée. Cette erreur est minimisée dans le cas où les événements sont bien centrés dans l'acceptance, comme c'est le cas pour la réaction $ep \to ep\gamma$ (équation 5). Pour la réaction $ep \to ep\pi^0$ (équation 6), une erreur systématique supplémentaire doit être évaluée.

Notons que l'erreur systématique induite est indépendante de la valeur moyenne de la section efficace dans la simulation. Seules les variations de celle-ci rentrent en jeu.

4.5.3 Sélection des intervalles d'acceptance physique

Les intervalles de calcul des sections efficaces ont été choisis de la façon indiquée dans le tableau 4.1 pour les variables W, Q^2, $\cos\theta^*$ et ϕ. Nous avons choisi de ramener les sections

Variable	Intervalle total	Nombre de divisions	Largeur
W	[0.9;2.0] GeV	55	20 MeV
Q^2	[0.85;1.15] GeV^2	6	0.03 GeV^2
$\cos\theta^*$	[−1;−0.5]	10	0.05
ϕ	[−180;180]°	12	30°

TAB. 4.1 – *Intervalles de calcul des sections efficaces.*

efficaces à une énergie incidente fixe $k_e = 4028$ MeV. Ce faisant, la valeur du taux de polarisation longitudinale ϵ n'est plus une variable indépendante, elle se déduit de W et Q^2. La variation

du taux de polarisation longitudinale ϵ est indiquée sur la figure 4.8 à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, et les valeurs sont rappelées dans les tables présentées en annexe A.

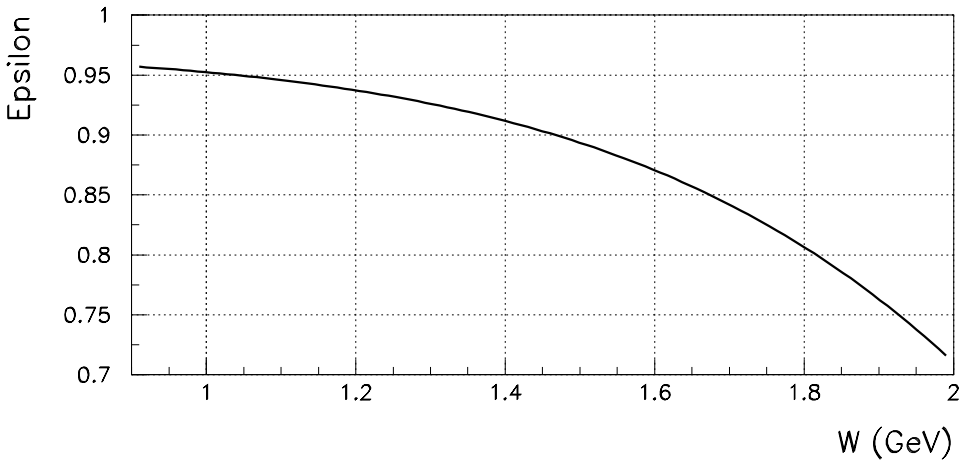

FIG. 4.8 – *Variation du taux de polarisation longitudinale ϵ en fonction de l'énergie totale W à $Q^2 = 1.0$ GeV^2.*

Il est important que le modéle de section efficace utilisé dans l'analyse prenne en compte les décalages dus aux effets de résolution et de radiation, et les biais systématiques dus à l'acceptance (cf figure 4.9). Pour les cinématiques couvrant la région en dessous du seuil de production de pions et la région autour de la résonance $\Delta(1232)$, le modèle est suffisamment précis pour ne pas engendrer de biais systématique. Quand W augmente, l'utilisation de l'amplitude BH + Born cause des incertitudes plus grandes et il faut s'assurer de l'absence de biais systématiques dûs au modèle. Pour ce faire, on calcule pour chaque intervalle le décalage moyen $< \Delta >$ et l'écart type σ de la déviation produite par la simulation (résolution et effets radiatifs) sur chacune des variables cinématiques au vertex.

Les résultats sont compilés dans le tableau 4.2. Ils montrent que les deviations ne sont importantes qu'en dessous du seuil de production de pion. A cet endroit, l'amplitude de BH+Born domine dans la section efficace, et les biais systématiques sont faibles. Dans la région des résonances, les déviations sont faibles par rapport à la taille des intervalles.

4.5.4 Symétrie par rapport au plan leptonique

Les sections efficaces, de même que l'acceptance des spectromètres, sont symétriques par rapport au plan leptonique de la réaction. On considère donc une gamme de variation en ϕ allant

Cinématique	$< \Delta Q^2 >$ (%)	σQ^2 (%)	$< \Delta W >$ (%)	σW (%)	$< \Delta \cos\theta^* >$ (%)	$\sigma \cos\theta^*$ (%)	$< \Delta\phi >$ (%)	$\sigma\phi$ (%)
1	+0.4	8.0	−11.0	45	+2.0	120	≤.1	54
2	+0.2	8.0	−8.0	35	+1.6	80	≤.1	48
3	+0.1	8.0	−4.0	30	+1.2	54	≤.1	39
4	+0.2	8.0	−3.0	29	+1.8	36	≤.1	36
5	+0.2	8.0	+0.0	23	−0.6	22	≤.1	30
6	−0.2	8.0	−1.5	20	−0.8	18	≤.1	30
7	+0.0	8.0	+2.5	18	−0.8	14	≤.1	30
8	+0.0	8.0	+2.5	16	−0.4	10	≤.1	30
9	+0.1	8.0	+2.5	15	−0.4	8	≤.1	33
10	−0.1	8.0	+3.5	14	−0.4	8	≤.1	33
11	+0.2	8.0	+3.5	13	−0.2	6	≤.1	33
12	−0.2	8.0	+3.5	12	+0.0	4	≤.1	30

TAB. 4.2 – *Qualité de reconstruction des événements. Pour chacune des 4 variables cinématiques* Q^2, W, $\cos\theta^*$, *et* ϕ, *sont indiqués la déviation moyenne* $< \Delta >$ *et l'écart type* σ *de la différence entre la valeur exacte au vertex et la valeur reconstruite après convolution par les effets radiatifs et de résolution. Ces quantités sont exprimées en pourcentages de la largeur de l'intervalle correspondant (*20 *MeV pour* W, 0.3 *GeV*^{2} *pour* Q^2, 0.05 *pour* $\cos\theta^*$ *et* 30° *pour* ϕ*), et pour chaque région cinématique.*

de −180 à +180°, puis on applique la symétrie en moyennant les sections efficaces obtenues pour les intervalles en ϕ positifs et négatifs.

4.5.5 Assemblage des cinématiques

Ensuite on extrait à l'aide de la formule 4.20 pour chaque région cinématique les sections efficaces dans les intervalles i. Les espaces de phase de chaque cinématique se recouvrent (cf chapitre 3). Une moyenne pondérée est alors calculée pour chaque intervalle à partir des résultats individuels. Si $d\sigma_{ij} \pm \Delta\sigma_{ij}$ représente la section efficace et son erreur pour la cinématique j alors la section efficace finale obtenue $d\sigma_i \pm \Delta\sigma_i$ se met sous la forme:

$$d\sigma_i = \frac{\sum_j \frac{d\sigma_{ij}}{\Delta\sigma_{ij}^2}}{\sum_j \frac{1}{\Delta\sigma_{ij}^2}} \quad \Delta\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{\sum_j \frac{1}{\Delta\sigma_{ij}^2}}}. \tag{4.22}$$

4.6 Le programme de simulation

La méthode d'extraction des sections efficaces nécessite la détermination de la convolution d'une section efficace théorique avec les effets de résolution et de radiation. Ceci est effectué dans le code VCSSIM développé par L. Van Hoorebeke [61]. Cette simulation de type Monte-Carlo fournit des événements simulés et un facteur de normalisation appelé Luminosité Simulée. Ce facteur permet de prendre en compte le fait que le nombre d'événements simulés est un ordre plus grand que le nombre d'événements expérimentaux. Puis la même méthode d'analyse employée pour les événements expérimentaux est appliquée à ces événements simulés. Dans les paragraphes suivants nous décrirons la méthode employée ainsi que les effets pris en compte. Enfin, pour diminuer les erreurs dues au modèle théorique de section efficace utilisé, ce programme permet d'itérer la méthode utilisée (cf 4.5.1) en remplaçant cette section efficace théorique par la section efficace expérimentale obtenue.

4.6.1 Fonctionnement du programme

Le programme de simulation reproduit les effets qui interviennent dans la cible ainsi que les effets de résolution des spectromètres. Pour chaque événement, la position de l'électron incident sur la cible est tirée aléatoirement suivant les profils du faisceau (cf 4.3.1). Le point d'interaction est alors choisi dans la cible de manière uniforme le long de la direction du faisceau. Les pertes d'énergie par collision et par radiation externe (cf 4.6.2), ainsi que la diffusion Coulombienne multiple dans la fenêtre d'entrée de la cible et dans l'hydrogène sont appliquées. L'électron doit franchir la fenêtre d'entrée de la cible et une partie du matériau de la cible. Par conséquent il est sujet aux effets de perte d'énergie par collision, diffusion Coulombienne multiple (DCM) et perte d'énergie par radiation externe (cf 4.6.2).

Au point de vertex, l'électron peut générer une radiation interne. Ensuite intervient la réaction proprement dite. La cinématique de la réaction est choisie selon le modèle de section efficace considéré (cf 4.6.3). L'électron et le proton diffusés doivent à leur tour franchir le matériau de la cible, la paroi de la cible, la fenêtre de sortie de la chambre de diffusion, une épaisseur d'air et la fenêtre d'entrée des spectromètres. A nouveau sont appliquées les pertes d'énergie par collision, la DCM, et pour l'électron diffusé les effets radiatifs internes et externes. Puis une fonction d'acceptance déterminée par S. Jaminion (cf **??**) [12] est appliquée à la particule à l'entrée du spectromètre. Elle est basée sur les mesures effectuées de cartographie magnétique des spectromètres [19]. Cette fonction prend en compte la contribution des collimateurs et de l'enceinte à vide qui limitent l'acceptance. La figure 4.9 représente les domaines d'acceptance

dans les plans Q^2 vs W, θ^* vs ϕ et Q^2 vs ϕ pour les photons et les pions, associés à chaque cinématique. Si les 2 particules parviennent au plan focal, l'événement est conservé.

Afin de simuler les effets de résolution des détecteurs, les coordonnées à la cible sont transformées en coordonnées dans le plan focal. Sur ces variables est appliquée la DCM correspondant aux différents matériaux précédant les chambres à fil et aux chambres elles-mêmes. La résolution spatiale des chambres est également prise en compte. Les variables dans le plan focal ainsi affectées sont re-transformées en coordonnées à la cible qui contiennent à présent les effets de résolution. Les variables physiques identiques à celles utilisées pour les événements expérimentaux sont calculées à partir du nouveau vecteur impulsion de chaque particule et du point de vertex.

Les données enregistrées sont les vecteurs impulsion des particules reconstruites, les coordonnées du vertex d'interaction, les caractéristiques des particules au point de vertex et le valeur de la section efficace théorique.

4.6.2 Les effets radiatifs

Seule une partie des effets radiatifs internes est prise en compte dans le Monte-Carlo. Il s'agit de la partie qui dépend de la perte d'énergie de l'électron et qui, avec les effets radiatifs externes, est à l'origine de la queue radiative. La partie restante des corrections radiatives internes réelles, ainsi que les corrections radiatives internes virtuelles est mise sous la forme d'un facteur de correction $C_R = 0.931$ constant qui est directement appliqué sur le nombre d'événements expérimentaux (voir la note d'H. Fonvieille [53]). Cette procédure est décrite en détail par M. Vanderhaeghen *et al.* dans [10].

4.6.3 La section efficace théorique

L'autre pièce fondamentale du programme de simulation est la modélisation de la section efficace qui doit se rapprocher le plus possible de la réalité, ceci afin de pouvoir comparer les spectres expérimentaux et simulés et de déterminer les sources d'erreurs systématiques.

La section efficace théorique utilisée dans l'analyse du processus $ep \to ep\gamma$ est celle données par le formalisme des Relations de Dispersion décrit auparavant. Le calcul des intégrales de dispersion est fait dans un code écrit par B. Pasquini. Le temps du calcul étant long (environ 30 s pour chaque point), une grille d'interpolation a été utilisée pour les termes provenant uniquement des relations de dispersion. Ainsi, si M_{BH+B} représentent les amplitudes de Bethe-Heitler + Born et M_{DR} l'amplitude non-Born du formalisme des Relations de Dispersion, la

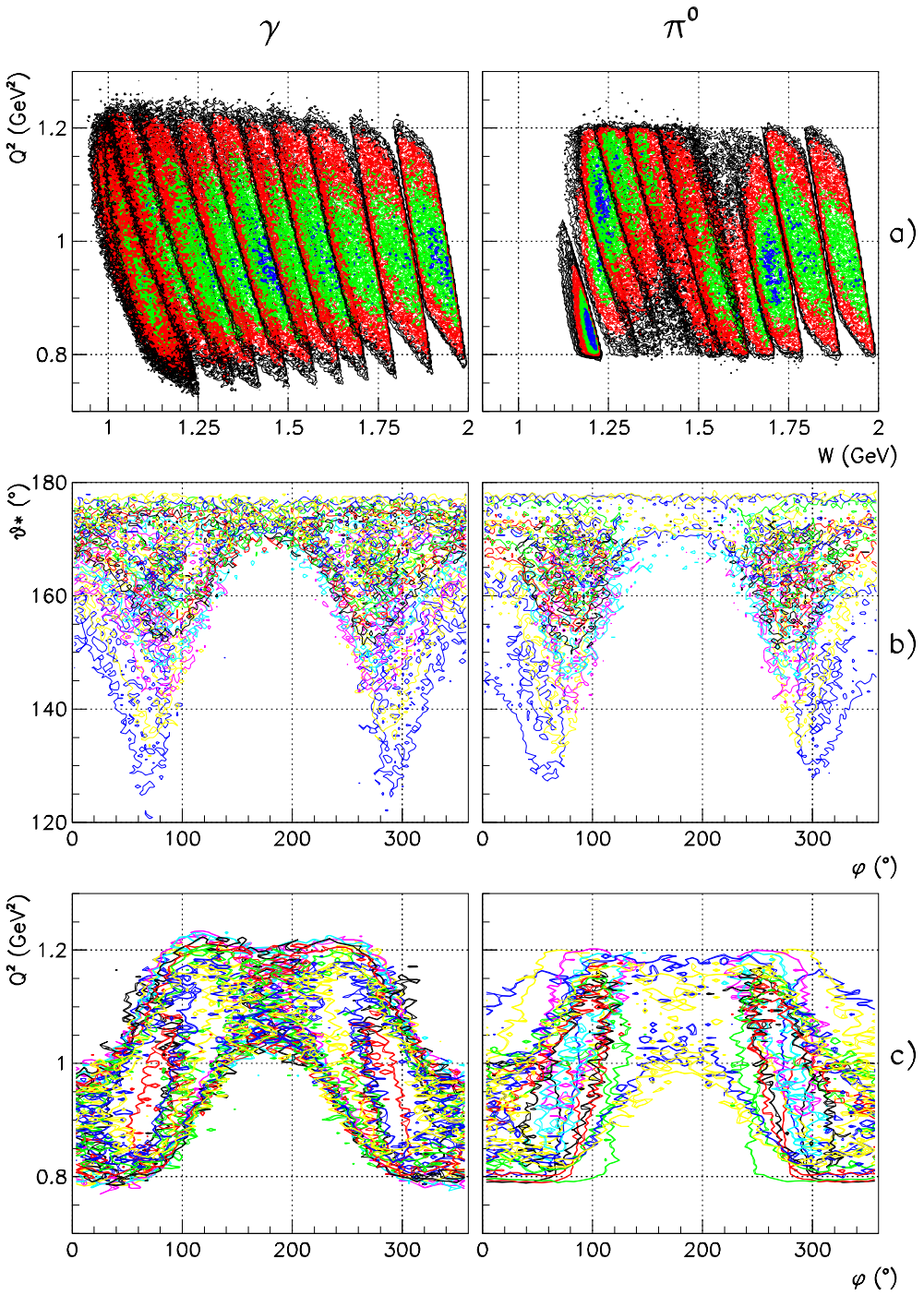

FIG. 4.9 – *Domaine d'acceptance des différentes cinématiques pour les photons et les pions: a) Q^2 versus W, b) θ^* versus ϕ et c) Q^2 versus ϕ. Pour a), les zones foncées sont faiblement peuplées et les zones plus claires contiennent beaucoup d'événements. Pour b) et c), chaque couleur correspond à une cinématique particulière.*

section efficace théorique est donnée par:

$$d\sigma_\gamma = |M_{BH+B}|^2 + \left[|M_{BH+B}| \times |M_{DR}| + |M_{DR}|^2\right]. \tag{4.23}$$

Dans la formule **??**, l'amplitude $|M_{BH+B}|$ est calculée de manière exacte, et le terme d'interférence $|M_{BH+B}| \times |M_{DR}|$ ainsi que l'amplitude $|M_{DR}|$ sont calculés par interpolation dans la grille. La grille est à 6 dimensions: W, Q^2, θ^*, ϕ, Λ_α et Λ_β (cf 1.4.2). Le nombre de noeuds dans chaque variable a été choisi afin de minimiser les erreurs dues aux variations de la section efficace. Les noeuds sont résumés dans le tableau 4.3.

Variable	Liste des noeuds	
W (GeV)	[0.94 ; 1.28]	par pas de 0.02
Q^2 (GeV^2)	[0.8 ; 1.2]	par pas de 0.1
θ^* (degrés)	[90 ; 180]	par pas de 10
ϕ (degrés)	5, 15, [30 ; 180]	par pas de 30
Λ_α	[0.6 ; 1.8]	par pas de 0.2
Λ_β	[0.3 ; 0.9]	par pas de 0.3

TAB. 4.3 – *Nombre de noeuds pour chaque variable pour la grille d'interpolation de la section efficace des Relations de Dispersion. Pour la variable ϕ, la répartition des noeuds n'est pas régulière pour tenir compte de la forte dépendance de l'interférence du Bethe-Heitler avec les résonances.*

Au delà de $W = 1.28$ GeV nous avons utilisé la section efficace théorique de Bethe-Heitler + Born:

$$d\sigma_{BH+B} = |M_{BH+B}|^2. \tag{4.24}$$

Ce modèle est très proche de la réalité en dessous du seuil de pions aux effets de polarisabilités près, mais devient irréaliste dans la région des résonances. Néanmoins, il conserve les différentes dépendances angulaires de la section efficace, et peut être utilisé tant que les intervalles de travail restent petits (cf 4.5.3).

Le programme MAID 2000 [7] a été utilisé pour simuler la photoproduction de pions.

4.6.4 Dégradation de la résolution dans la simulation

Les distributions de la distance d et de la masse manquante M_X^2 d'une cinématique mettent en évidence un désaccord entre l'expérience et la simulation (cf figure 4.10(a)). Afin de repro-

duire parfaitement les largeurs et les formes des spectres considérés, nous avons introduit:

- Une dégradation globale de la résolution des spectromètres. Cette dégradation a été effectuée en tenant compte de l'inclinaison des plans des chambres à fil par rapport au plan focal. La résolution nominale qui vaut 230 μm en FWHM est multipliée par 1.37 pour le bras électron, et 1.60 pour le bras hadron.
- Une convolution par une fonction gaussienne supplémentaire, beaucoup plus large, afin de reproduire les ailes observées dans les spectres de certaines variables. La largeur de cette nouvelle gaussienne est égale à 19.95 mm pour le bras Electron et 21.39 mm pour le bras Hadron. La probabilité (par plan de chambre) que la résolution d'un événement soit dégradée de la sorte vaut 2.2% pour le bras électron et 2.6% pour le bras hadron.
- Un rajout d'une distribution gaussienne sur les 4 variables à la cible détaillé dans le tableau 4.4. Ceci sert à reproduire des effets non résolus après les deux opérations précédentes qui proviennent des incertitudes du tenseur optique des spectromètres.

Cinématique	Electron				Hadron			
	$\frac{dP}{P_0}$ ($\times 10^{-4}$)	ϕ_{cible} (mrd)	θ_{cible} (mrd)	Y_{cible} (mm)	$\frac{dP}{P_0}$ ($\times 10^{-4}$)	ϕ_{cible} (mrd)	θ_{cible} (mrd)	Y_{cible} (mm)
1	0	0	1.00	0	2.00	1.00	2.00	0
2	0	0	1.00	0	2.00	1.00	2.00	0
3	0	0	1.00	0	2.00	1.00	2.00	0
4	0	0	1.35	0.30	2.75	1.35	2.75	0.30
5a	0	0	1.30	0.50	2.70	1.30	2.70	0.50
5b	0	0	1.65	0.33	3.30	1.65	3.30	0.33
6a	0	0	1.80	0.33	3.60	1.80	3.60	0.33
6b	0	0	1.80	0.33	3.60	1.80	3.60	0.33
7	0	0	1.65	0	3.30	1.65	3.30	0
8	0	0	1.80	0.66	3.60	1.80	3.60	0.66
9	0	0	1.80	0.66	3.60	1.80	3.60	0.66
10	0	0	1.80	0.66	3.60	1.80	3.60	0.66
11	0	0	1.80	0.66	3.60	1.80	3.60	0.66
12	0	0	1.50	0.66	3.00	1.50	3.00	0.66

TAB. 4.4 – *Effets de résolution supplémentaires ajoutés aux variables spectromètre reconstruites à la cible pour chaque cinématique et chaque spectromètre.*

Le résultat de ces opérations est illustré par la figure 4.10(b).

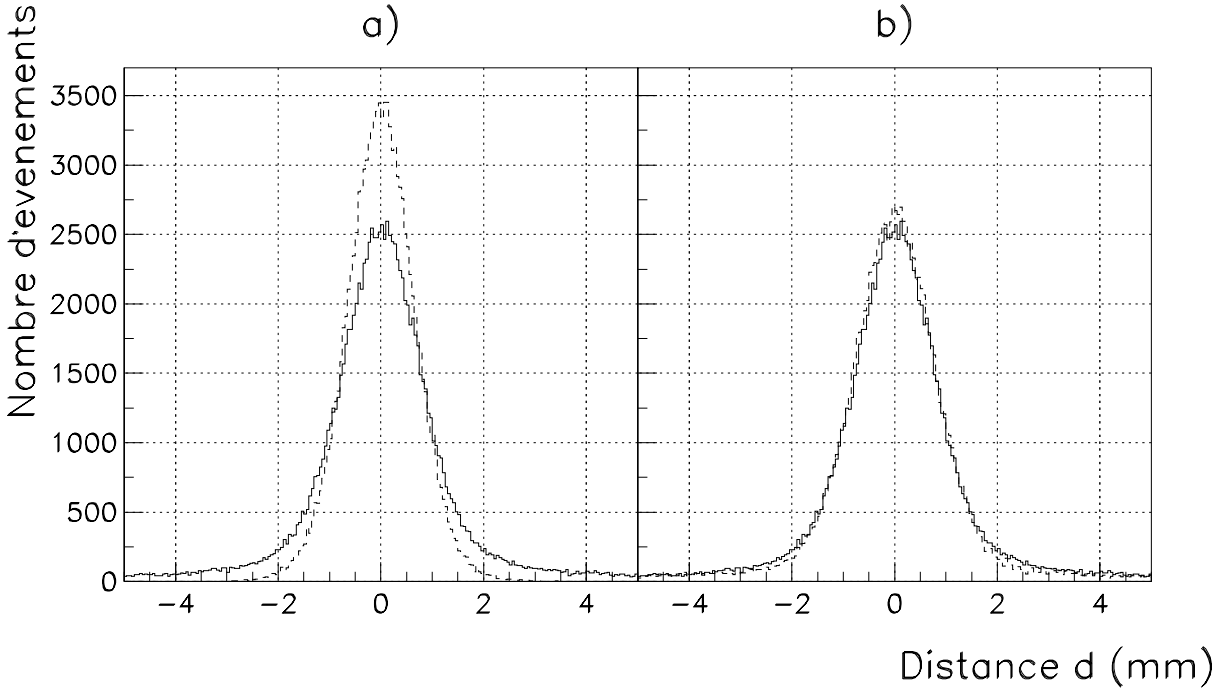

FIG. 4.10 – *Effet de l'introduction des différentes résolutions supplémentaires sur la distribution simulée de la distance d pour la cinématique 4. La courbe en trait plein représente les données expérimentales (cinématique 4 - fichier 1785) et les courbes pointillées les spectres simulés: a) sans les effets de résolution additionnels, b) avec ces effets. Les spectres sont normalisés au même nombre total d'événements.*

4.7 Les corrections

4.7.1 La soustraction de bruit de fond des fortuites

Le temps de coïncidence (corrigé des trajets optiques) entre les deux bras (voir Figure 4.11) est calculé pour chaque événement et permet de sélectionner les vraies coïncidences des coïncidences fortuites.

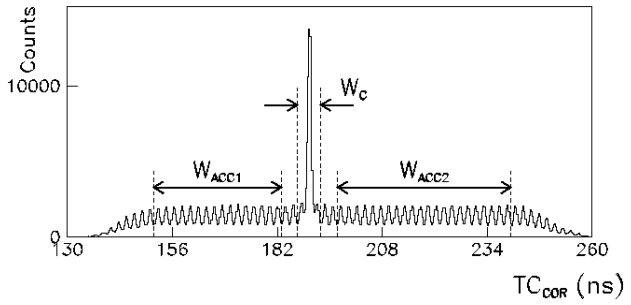

FIG. 4.11 – *Temps de coïncidence (corrigé des trajets optiques) pour la cinématique 7. Sur la figure sont indiquées les différentes fenêtres de sélection: W_c est la fenêtre de coïncidence, W_{acc1} et W_{acc2} sont les deux fenêtres de fortuites. La largeur à mi-hauteur du pic est de 1 ns. La périodicité du temps de coïncidences en dehors du pic est due à la sous-structure du faisceau (la période des paquets d'électrons est de 2 ns).*

Trois fenêtres de sélection sont considérées: une autour du pic principal W_C, qui comprend entre autres les vraies coïncidences, et deux autres W_{ACC1} et W_{ACC2} de chaque côté du pic, dans lesquelles le nombre de fortuites sera évalué en vue de pouvoir effectuer la soustraction dans le pic principal. Ainsi chaque événement sera pondéré par un coefficient valant 1 pour les événements compris dans la fenêtre W_C, et valant $R = -\frac{W_C}{W_{ACC1}+W_{ACC2}}$ pour les deux autres intervalles.

4.7.2 Les coupures cinématiques

Certains phénomènes parasites, essentiellement des effets de bord (collimateurs...) viennent modifier le nombre d'événements présents, ou encore déteriorer les variables physiques de ces événements. Comme ces effets ne sont pas reproduits par la simulation, il est nécessaire de s'en affranchir. Ces coupures sont effectuées simultanément sur les fichiers de données et les fichiers de simulation. La sélection des bons événements s'effectue à l'aide des coupures suivantes:

Coupure de directivité à travers les collimateurs des spectromètre Si Y_{col}, X_{col} sont les coordonnées de la trajectoire des particules dans le plan du collimateur (Y=axe transverse, X=axe dispersif), alors

$$-29 < Y_{col} < 29\,\mathrm{mm}, \tag{4.25}$$

$$-58 < X_{col} < 58\,\mathrm{mm}. \tag{4.26}$$

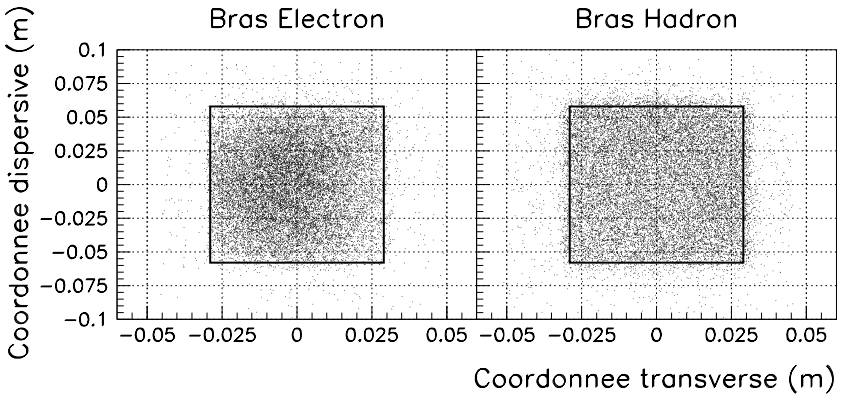

FIG. 4.12 – *Distributions des événements dans les plans des collimateurs leptonique et hadronique (cinématique 4 - le fichier 1785). Les rectangles symbolisent les coupures effectuées sur ces variables.*

1ère coupure de correction d'acceptance Afin de corriger un défaut d'alignement de l'optique des spectromètres non pris en compte dans la fonction d'acceptance utilisée dans la simulation, on introduit les coupures suivantes (cf Figure 4.13):

$$\frac{\delta P}{P} < A + B \cdot \phi_{tg} + C \cdot Y_{tg}^2, \tag{4.27}$$

$$\frac{\delta P}{P} < A - B \cdot \phi_{tg} + C \cdot Y_{tg}^2, \tag{4.28}$$

avec pour valeurs des constantes $A = 0.17$, $B = 6.0$ rd^{-1} et $C = -23.15$ m^{-2}. La stabilité de l'intégrale de la section efficace en fonction du paramètre A des coupures décrites par les équations 4.27 et 4.28 est donnée dans la figure 4.14, et vaut 1.3%.

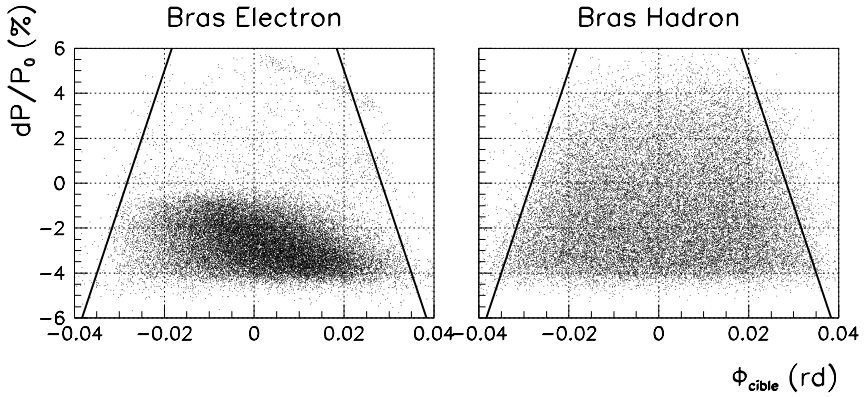

FIG. 4.13 – *Distributions des événements dans le plan* $\frac{dP}{P_0}$ *vs* ϕ_{cible} *dans chaque spectromètre (cinématique 4 - fichier 1785). Les lignes illustrent les coupures d'acceptance calculées pour* $Y_{cible} = 0$*. L'acceptance est mal reproduite par la simulation en dehors de la zone délimitée par les lignes. Sur la figure de gauche, on distingue dans l'ordre des impulsions relatives décroissantes: la droite élastique, les événements de Diffusion Compton Virtuelle, et la zone d'électro-production de* π^0*.*

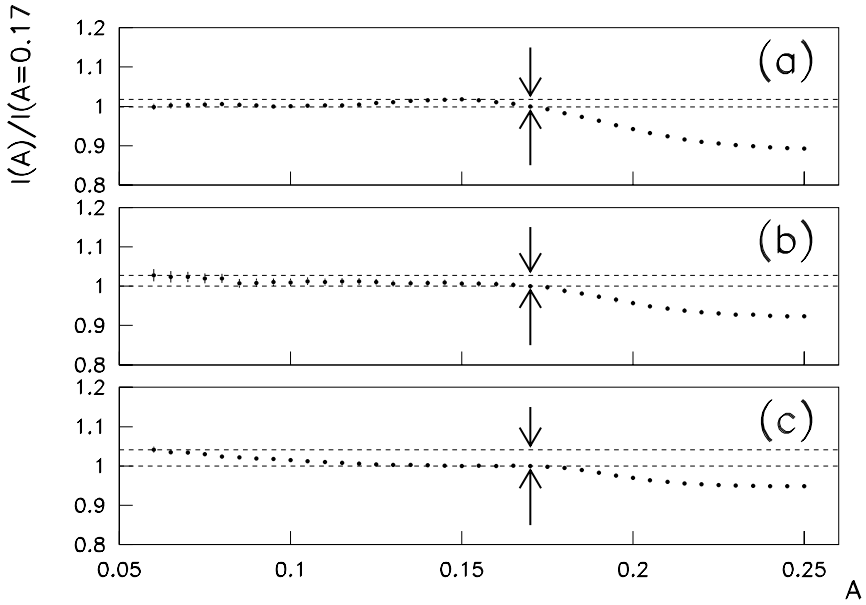

FIG. 4.14 – *Etude de stabilité de la 1ère coupure d'acceptance.* $I(A)$ *est l'intégrale de la section efficace pour une valeur du paramètre* A *de la coupure à* $Q^2 = 1.0$ GeV^2 *pour 3 intervalles en* W*: a)* $W = [1120 - 1380]$*, b)* $W = 1380 - 1540]$*, c)* $W = [1540 - 1800]$*.*

2ème coupure de correction d'acceptance Une deuxième coupure d'acceptance est effectuée dans le plan Y_{cible} vs ϕ_{cible}. Cette coupure se présente sous la forme d'un polygone à 6 côtés pour chacun des deux spectromètres (figure 4.15). Les coordonnées des polygones dans le plan Y_{cilbe}/ϕ_{cible} sont indiquées dans le tableau 4.5.

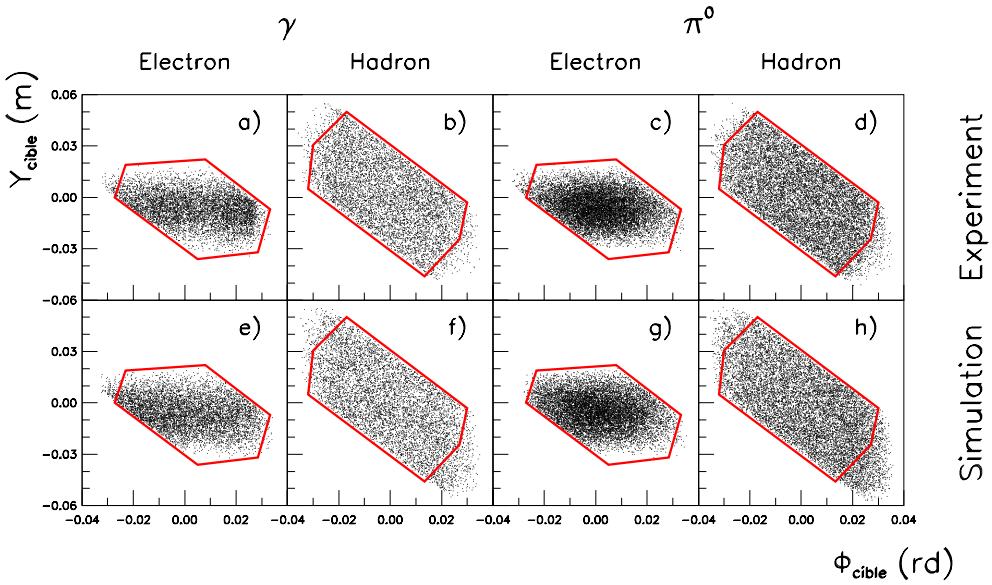

FIG. 4.15 – *Distributions des événements dans le plan Y_{cible} (m) vs ϕ_{cible} (rd) dans chaque spectromètre pour la cinématique 4. a), b), c) et d) sont les spectres expérimentaux, e), f), g) et h) sont les spectres simulés. a), b), e), f) correspondent aux événements γ, et c), d), g), h) aux événements π^0. a), c), e), g) sont les acceptances du bras électron, et b), d), f), h) celles du bras hadron. Sur chaque figure est représentée la coupure sous la forme d'un polygone. On voit par exemple sur les figures c) et g) que certaines zones de l'acceptance sont mal reproduites par la simulation.*

Nombre de traces Coupure sur le nombre de traces dans les plans de chambre: les événements ayant plus d'une trace dans les chambres sont éliminés. Ces événements correspondent à un événement en coïncidence (bon), mais pour lequel une trace accidentelle est détectée dans la chambre à dérive, le temps de mémoire de celle-ci étant de????500 ou 250 ns. Afin de ne pas biaiser le résultat final, une correction est appliquée correspondant au nombre d'événements enlevés. Cette correction est résumée pour chaque fichier de données dans l'annexe B.

Point	Bras Electron		Bras Hadron	
	ϕ_{cible} (rd)	Y_{cible} (m)	ϕ_{cible} (rd)	Y_{cible} (m)
1	-0.0272	$+0.0000$	$+0.0320$	$+0.0050$
2	-0.0230	$+0.0190$	-0.0300	$+0.0305$
3	$+0.0080$	$+0.0221$	-0.0170	$+0.0500$
4	$+0.0332$	-0.0070	$+0.0300$	-0.0030
5	$+0.0285$	-0.0320	$+0.0270$	-0.0245
6	$+0.0050$	-0.0361	$+0.0134$	-0.0460

TAB. 4.5 – *Coordonnées des polygones définissant la seconde coupure d'acceptance dans le plan Y_{cilbe} vs ϕ_{cible} pour les 2 spectromètres.*

Reconstruction du vertex Une coupure sur la distance d (équation 4.15)

$$-0.003 < d < 0.003\,\mathrm{m} \tag{4.29}$$

élimine jusqu'à 90% des coïncidences fortuites (pour la cinématique 11) dans la fenêtre en temps W_C.

4.7.3 La correction de temps mort

A cause du temps mis par le système d'acquisition pour enregistrer les événements, il n'est pas possible de les prendre tous en considération et un certain nombre sont perdus pour l'analyse. Il est indispensable d'estimer ce nombre afin de déterminer la section efficace. Deux sources distinctes de temps mort existent: celui dû à l'acquisition, et celui dû à l'électronique de déclenchement.

Le temps mort de l'acquisition Cette contribution au temps mort est calculée en comparant les nombres d'événements présents dans un run, et les nombres enregistrés au fur et à mesure dans les échelles de comptage. Si S_5 est le nombre d'événements lus dans l'échelle correspondant au type T5, T_5 le nombre d'événements de type T5 présents dans le run, et PS_5 le facteur de "prescale" associé au type T5, alors la correction de temps mort est donnée par la formule suivante:

$$CTM_{acquisition} = \frac{S_5}{T_5 \times PS_5}. \tag{4.30}$$

Ce temps mort est évalué pour chaque tranche de prise de données, c'est à dire chaque période où le faisceau était présent. Ce temps mort dépend du nombre d'événements générés à

la cible et donc de l'intensité du faisceau. Le tableau 4.6 indique le temps mort moyen calculé pour chaque cinématique.

Cinématique	1	2	3	4	5a	5b	6a
Correction	1.184	1.167	1.183	1.082	1.132	1.128	1.050
Cinématique	6b	7	8	9	10	11	12
Correction	1.128	1.140	1.147	1.161	1.172	1.166	1.163

TAB. 4.6 – *Correction moyenne de temps mort de l'acquisition pour chaque cinématique.*

Le temps mort de l'électronique de déclenchement Le temps mort de l'électronique de déclenchement (discriminateurs, Multi Logic Units (MLU), etc.) est évalué à partir des taux simples de chaque discriminateur associé à chaque scintillateur et au compteur Cherenkov. Il dépend de la cinématique et augmente avec l'intensité du faisceau. Il est évalué pour chaque fichier de prise de données. Typiquement, au niveau de la résonance $\Delta(1232)$, la correction est de 2.5%, et elle est de 4.5% pour la cinématique à plus grand W. L'erreur systématique induite par cette correction est de 0.1%.

La valeur du temps mort de l'électronique pour chaque run est indiquée dans le tableau situé en Annexe B.

Le temps mort électronique est déduit des mesures combinées du temps mort de l'acquisition et de la somme des deux temps morts. Un générateur d'impulsions de type "scintillateurs" a été inclus dans le flux de données et simultanément mesuré par les échelles. De la différence des taux de comptage réels et mesurés est déduite la mesure de la somme des temps morts (voir la note de M. Jones [54]).

4.7.4 L'efficacité des scintillateurs

Nous avons observé que l'efficacité des scintillateurs n'était pas uniforme. Les chambres à dérive permettent de connaître les trajectoires des particules dans le plan des scintillateurs. Chaque bloc est alors divisé en intervalles élémentaires (i,j) de 5×6 mm^2 de surface. La correction d'efficacité des scintillateurs S_1 et S_2, appelée $E_{1,2}$ est alors calculée localement [50]. Seuls les événements pour lesquels les 4 plans de chambre n'ont été touchés qu'une et une seule fois sont retenus. Le facteur de correction d'efficacité pour le scintillateur S_i se calcule alors par (ici pour le bras électron):

$$E_i(i,j) = 1 + \frac{N(T_2.\bar{S}_i) \times PS_2}{N(T_5) + N(T_1) \times PS_1 + N(T_2.S_i) \times PS_2}. \tag{4.31}$$

$N(T_2.\bar{S}_i)$ est le nombre d'événements associé au déclenchement T2 mais sans signal dans le scintillateur S_i, à l'intérieur de l'intervalle (i,j). Une procédure similaire est appliquée au bras hadron. La correction atteint 10% pour le bras Electron à cause d'un mauvais fonctionnement des photomultiplicateurs et est de l'ordre de 1% pour le bras Hadron. La précision de cette correction est dominée par la statistique et est comprise entre 1 et 5%. Par conséquent ceci n'induit pas d'erreur systématique significative sur le résultat final.

4.7.5 L'efficacité de la reconstruction des traces

Cette efficacité est affectée par le nombre d'événements fortuits se superposant à un événement, ce qui empêche l'algorithme de reconstruire la bonne trace. Ainsi, une fraction qui varie entre 3 et 8% des événements possède plus d'une trace reconstruite dans les chambres à fils. Ces événements sont rejetés dans l'analyse et la luminosité est corrigée en proportion. Cette correction dépend de la configuration et de l'intensité du faisceau. L'erreur systématique due à cette correction est estimée à 10% de la correction.

L'efficacité intrinsèque des VDCs est déterminée par l'efficacité de chaque fil et cette valeur reste proche de 100%.

4.7.6 Les pertes par interaction nucléaire

Cette correction est due à la matière en aval du spectromètre proton. A chaque fois qu'une interaction nucléaire se produit, le proton disparait de l'acceptance et de la cinématique de la réaction. Pour le calcul on a supposé que la section efficace p-n était égale à la section efficace p-p, et que les effets nucléaires étaient négligeables. Si

- N_o est le nombre d'Avogadro $= 6.023.10^{23}$ mol^{-1},
- θ_p est l'angle du spectromètre proton dans le laboratoire,
- $\sigma(P_p)$ est la section efficace totale d'interaction nucléaire pour un proton d'impulsion P_p (la figure 4.16 représente cette section efficace),
- $\frac{\phi_{cible}}{2} = 3.175$ cm est le rayon de la cible d'hydrogène,
- $t_{paroi} = 0.0175$ cm est l'épaisseur de la paroi d'aluminium de la cible,
- $t_{vide} = 0.0406$ cm est l'épaisseur de la paroi d'aluminium de la chambre à vide,
- $t_{air} = 58.0$ cm est l'épaisseur d'air,
- $t_{spec} = 0.0178$ cm est l'épaisseur de Kapton de la fenêtre d'entrée du spectromètre,

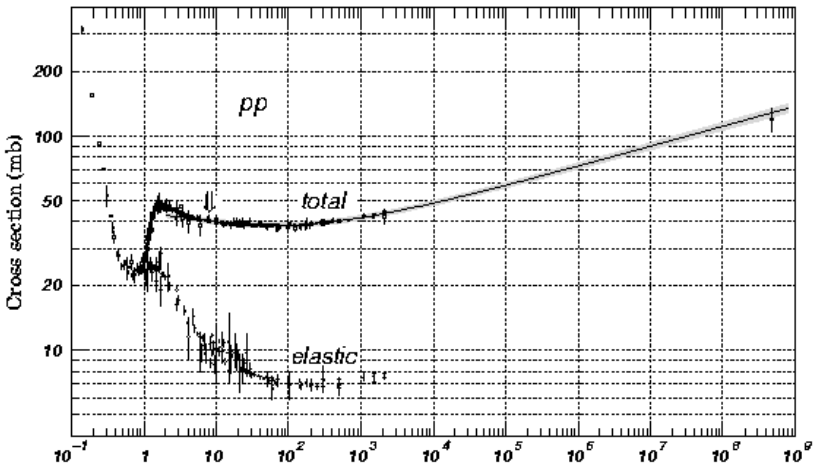

FIG. 4.16 – *Section efficace totale et élastique pour une collision p-p en fonction de l'impulsion dans le laboratoire.*

alors le facteur de correction est donné par:

$$F_{cor} = 1 + \left[\frac{.0072\frac{\phi_{cible}}{2} + 2.7t_{paroi}}{\sin\theta_p} + 2.7t_{vide} + .0013t_{air} + 1.4t_{spec} \right] N_o\sigma(P_p). \tag{4.32}$$

Dans les détecteurs, les interactions nucléaires sont déjà prises en compte dans les calculs d'efficacité du déclenchement car les produits de réaction simulent parfaitement le cas de mauvais déclenchements T4. Le seul cas qui n'est pas pris en compte est celui où les produits de la réaction nucléaire provoquent des traces supplémentaires dans les chambres à fil. Dans ce cas il faut appliquer une correction qui dépend du nombre d'interactions moyen par proton. L'évaluation de ce nombre donne .00297 ce qui est négligeable.

Le tableau 4.7 donne le facteur de correction multiplicatif F_{cor} qui doit être appliqué au nombre d'événements expérimentaux. Cette valeur est égale à 1% près du seuil de production de pion et atteint 3% pour les configurations à plus grand W. Les pertes par interaction nucléaire

Cinématique	1	2	3	4	5a	5b	6a
Correction	1.015	1.016	1.017	1.015	1.017	1.017	1.019
Cinématique	6b	7	8	9	10	11	12
Correction	1.019	1.020	1.021	1.023	1.025	1.027	1.030

TAB. 4.7 – *Correction des protons d'origine nucléaire.*

sont négligées pour le bras électron car la section efficace d'interaction est un ordre de grandeur

plus petite.

4.7.7 La densité de la cible

L'intensité du faisceau d'électrons conduit à corriger la densité de l'hydrogène de l'effet d'évaporation. La densité de la cible est donnée par C. Jutier dans [30] et vaut $\rho(I) = \rho_0 \times [1 - 2.10^{-4} I]$ où I est l'intensité du faisceau en μA. La valeur de cette correction d'évaporation de la cible reste inférieure à 2%.

4.7.8 Impuretés dans la cible

La pureté de la cible est un problème important car la diffusion quasi-élastique sur un nucléon lié peut simuler un événement de Diffusion Compton Virtuelle. En effet le noyau de recul possède une impulsion de l'ordre de celle du photon VCS et l'énergie de liaison joue le role de la masse manquante si l'on fait l'erreur de penser que la réaction s'est faite sur un proton libre:

$$M_X^2 = B^2 - \overrightarrow{P_R}^2.$$

Pour fixer les idées, si l'on prend $B = 30$ MeV et $P_R = 30$ MeV/c, alors $M_X^2 = 0$ MeV^2 et il n'est plus possible de caractériser l'événement. Il s'agit d'un problème important car la section efficace de quasi-élastique est environ égale à celle de l'élastique, multipliée par le nombre de protons présents dans le noyau. Il faut garder à l'esprit que la Diffusion Compton Virtuelle – qui nous intéresse – constitue une faible proportion de la réaction élastique. Si l'on assume que le déclenchement T1 est dominé par l'élastique, alors la proportion de bons événements VCS est donnée par:

$$r = \frac{N_{VCS}}{N_{Elastic}} = \frac{T5_{VCS}}{T1 \times PS1}.$$

Pour des runs typiques, ce rapport est de l'ordre de 1.10^{-4}, 1.10^{-5}, ce qui conduit naturellement à penser que la présence d'impuretés dans la cible d'hydrogème liquide à des taux supérieurs à 1.10^{-5} constituerait un problème non-négligeable. Les résultats de l'analyse d'un échantillon de la cible sont indiqués dans le tableau 4.8. Ces valeurs impliquent que la proportion d'événements parasites par rapport aux événements VCS n'est pas faible. Une autre hypothèse est cependant formulée. Les éléments N_2, O_2 et CO_2 correspondent à la présence d'air. On suppose qu'il s'agit d'air introduit lors du prélèvement de l'échantillon, ou lors de la purge des circuits au début des opérations. Dans le premier cas il n'y a pas de problème puisque l'air n'était pas présent lors des prises de données. Le problème est plus compliqué dans le second cas, mais on doit prendre en

Element	Proportion
Hydrogène	99.8 %
Deutérium hybride	0.001 %
Deutérium	0.001 %
Azote (N_2)	1350 ppm
Oxygène (O_2)	244 ppm
Dioxyde de Carbone (CO_2)	40 ppm
Argon (Ar)	4 ppm
Vapeur d'Eau (H_2O)	1 ppm

TAB. 4.8 – *Analyse d'un échantillon de la cible d'hydrogène liquide (voir la note de J. P. Chen [55]).*

considération le fait que tous ces éléments sont solides à la température de l'hydrogème liquide. On suppose alors qu'ils restent confinés sous la forme de glace dans la partie la plus froide du circuit, c'est à dire l'échangeur de chaleur. Dans un tel scénario, seule la contamination du deutérium est présente.

Il est nécessaire de vérifier expérimentalement quelles quantités de ces gaz étaient présentes ou pas lors de la prise de données. Pour cela un modèle grossier de section efficace quasi-élastique est utilisé pour comparer les nombres d'événements présents au delà du pic de l'hydrogène. Si σ_{el} est la section efficace élastique et Z le nombre de protons présents dans le noyau considéré, alors la section efficace quasi-élastique est:

$$\sigma_{quasi} = Z \times \sigma_{el}.$$

L'espace de phase de la réaction est déterminé à partir d'une distribution en impulsion du noyau de recul comprise entre 0 et 200 MeV/c. Puis, à partir de l'expression de la masse invariante du système, on applique les contraintes cinématiques de la réaction à l'électron et au proton. Seuls les électrons compris dans l'intervalle angulaire correspondant à l'acceptance du spectromètre sont sélectionnés. La proportion d'événements ayant une impulsion supérieure à 50 MeV/c est seulement de 45% du total. Cette limitation permet de s'assurer que les effets de résolution n'interviendront pas dans la détermination expérimentale du nombre d'événements quasi-élastiques.

La détermination expérimentale est faite en appliquant des contraintes cinématiques sur les événements afin de s'assurer qu'ils proviennent bien du centre de la cible et non d'une des deux fenêtres, et non plus d'un bord de collimateur ou d'élément magnétique. Le résultat expérimental est de $(2.0 \pm 0.6)\ 10^{-4}$, ce qui est en contradiction avec la présence d'air dans la

cible. Cette limite expérimentale est considérée comme égale à la vraie contamination. Seule une fraction de ces événements parvient à rentrer dans l'acceptance du spectromètre hadron pour les cinématiques qui nous concernent. En conclusion la proportion finale des événenements de diffusion quasi-élastique est négligeable.

4.7.9 Correction d'alignement des spectres en masse manquante

La différence de forme résiduelle entre les spectres de masse manquante expérimental et simulé induit une erreur systématique dans la détermination des nombres d'événements dans la fenêtre en masse manquante choisie. Cette erreur systématique est estimée égale à $\pm 1\%$.

4.7.10 Soustraction du nombre de pions sous le pic photon

Bien que les nombres d'événements observés gamma et π^0 soient comparables lorsque l'on travaille en dessous du seuil de production de pions, ceci n'est plus vrai si l'on explore la région des résonances: le nombre de photons décroit rapidement en fonction de W. Les effets de résolution impliquent qu'une certaine quantité de pions possède une masse manquante faible telle qu'il n'est pas possible de les distinguer des événements photons. Il est alors nécessaire de soustraire la contribution de ces événements du nombre total de photons.

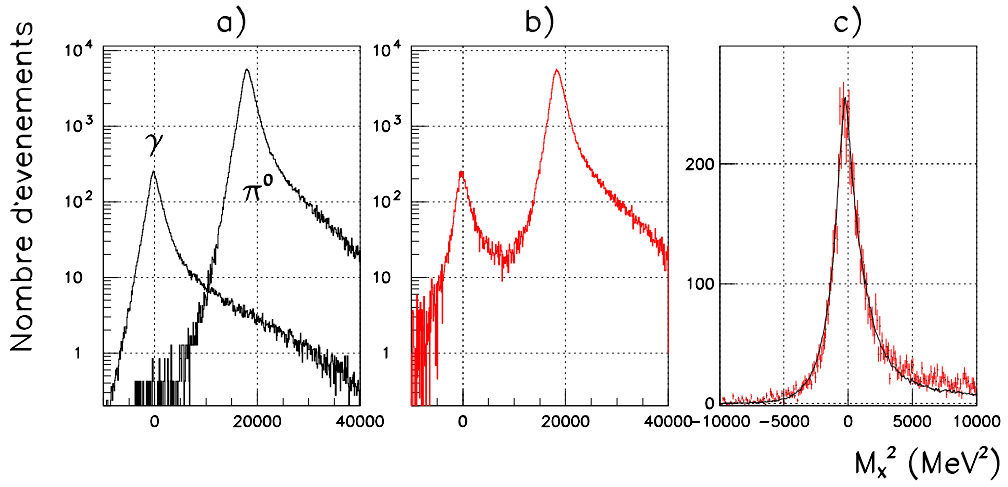

FIG. 4.17 – *Spectres en masse manquante illustrant la soustraction des π^0 des événements γ, pour la région cinématique 4: a) spectres simulés pour les photons et les pions, b) spectre expérimental et c) spectres expérmental (en rouge) et simulé (en noir) pour la fenêtre correspondant aux photons après soustraction et normalisation.*

La simulation a été utilisée pour produire les spectres de masse manquante pour les photons et les pions. Le nombre de pions dans la fenêtre des photons ($-5000 < M_X^2 < 5000$ MeV^2) n'est pas négligeable (figure 4.17(a)). Ce nombre dépend de la valeur de masse manquante, et donc par conséquent des variables physiques. Etant donné que les sections efficaces théoriques utilisées dans la simulation ne reproduisent pas les normalisations (figures 4.17(a) et (b)), une renormalisation des événements simulés par les événements expérimentaux est appliquée pour déterminer le nombre de π^0 sous le spectre photons.

On voit sur la figure 4.17(b) que la proportion de π^0 par rapport aux gamma est bien différente de ce que suggère la simulation. Le nombre total de photons est en effet très surestimé par la simulation, ce qui rend l'effet de bruit de fond du aux pions encore plus important. L'hypothèse de base de la méthode employée est que la section efficace de photoproduction de pions utilisée dans la simulation reproduit dans une fourchette de quelques pourcents les variations de la vraie section efficace dans les variables physiques. Ainsi:

$$[N(\pi^0)_{EXP}]_{<\gamma>} = [N(\pi^0)_{SIM}]_{<\gamma>} \times \frac{[N(\pi^0)_{EXP}]_{<\pi^0>}}{[N(\pi^0)_{SIM}]_{<\pi^0>}},$$

avec:

- $<\gamma>$est la fenêtre en masse manquante définie par $-5000 < M_X^2 < 5000$ MeV^2,
- $<\pi^0>$ est la fenêtre en masse manquante définie par $10000 < M_X^2 < 50000$ MeV^2,
- $N(\pi^0)_{EXP}$ représente le nombre expérimental de π^0 compris dans une certaine fenêtre,
- $N(\pi^0)_{SIM}$ représente le nombre simulé de π^0 compris dans une certaine fenêtre.

Comme elle dépend des variables physiques, la correction sera implémentée sur chacun des intervalles où la section efficace sera calculée. Le spectre de masse manquante résultant de la soustraction est représenté dans la figure 4.17(c).

Le tableau 4.9 résume les corrections totales calculées pour chaque cinématique intégrées sur toutes les variables. La correction reste faible quelque soit la cinématique. Par contre elle dépend du rapport entre les sections efficaces des deux processus ainsi que de la largeur de la fenêtre de sélection en masse manqante. L'erreur statistique induite par la correction dépend du nombre de pions simulés dans la fenêtre en masse manquante pour les photons. Cette erreur reste faible comparée à l'erreur expérimentale totale. L'erreur systématique provient de la différence entre les pics simulés et expérimentaux en masse manquante. En effet, les composants utilisés dans la simulation pour reproduire l'expérience (principalement l'ajout de facteurs de résolutions supplémentaires à la cible) ne conduisent pas à un accord parfait entre les deux spectres.

Cinématique	1	2	3	4	5a	5b	6a
Correction (%)	−0.01	−0.03	−0.05	−0.27	−0.40	−0.44	−0.63
Cinématique	6b	7	8	9	10	11	12
Correction (%)	−0.32	−0.33	−0.38	−0.59	−0.93	−1.51	−1.67

TAB. 4.9 – *Correction correspondant à la soustraction de π^0 pour l'ensemble du pic en masse manquante de chaque cinématique ($-5000 < M_X^2 < 5000$).*

Etant donné que la proportion de photons par rapport aux nombre total de pions récupérés dans l'expérience est, pour une énergie W donnée, toujours inférieure à 10%, la correction qui prend en compte la contribution des photons sous le pic de masse manquante du π^0 est négligeable.

4.7.11 Soustraction de bruit de fond résiduel

Après soustraction des événements π^0 des événements γ, un bruit de fond uniforme est encore présent dans la distribution en masse manquante M_X^2. Celui-ci est interprêté comme étant du à la présence d'une partie de trace accidentelle résiduelle dans une des chambres à fil qui se superpose aux bons événements, due à la mémoire de la chambre. Le nombre de traces est toujours correct (égal à 1) car un seul plan est affecté, mais la trace est polluée par des "clusters" supplémentaires et donc mal reconstruite. Le spectre en masse manquante associé à ces événements remplit tout l'espace de phase permis par la masse manquante et donc est uniforme à l'échelle de la fenêtre du γ. Ces événements représentent une part très faible du total, mais comme la proportion de π^0 est très importante par rapport aux photons, ceci crée une correction négative non négligeable. Ce problème n'est pas reproduit par la simulation.

Cette correction est identifiée au nombre d'événements dans la fenêtre en masse manquante $[-20000;-10000]$ MeV^2. La correction varie entre -0.3% (au seuil) et -9.2% (pour les grands W), selon les taux de comptage et le courant. L'incertitude systématique associée à cette correction est prise égale à la moitié de la valeur de la correction. Les corrections estimées pour chaque cinématique sont indiquées dans le tableau 4.10.

Cinématique	1	2	3	4	5a	5b	6a
Correction (%)	−0.3	−0.4	−0.5	−0.9	−1.5	−1.0	−5.9
Cinématique	6b	7	8	9	10	11	12
Correction (%)	−3.7	−3.2	−2.2	−2.5	−1.9	−9.2	−1.1

TAB. 4.10 – *Soustraction de bruit de fond résiduel pour chaque cinématique.*

4.8 Evaluation des erreurs

4.8.1 Erreurs statistiques

Le problème principal pour l'évaluation de l'erreur statistique est la prise en compte des différentes pondérations associées aux événements, en particulier la soustraction du bruit de fond des fortuites. Si:

- W_i est la pondération associée à la soustraction des fortuites; W_i vaut $W_i^c = 1$ pour les événements situés dans la fenêtre correspondant au pic du temps de coïncidence, et vaut $W_i^f = -R$ pour les événements situés dans les fenêtres des fortuites, avec R qui est le rapport des largeurs en temps de ces fenêtres (W_i^f est négatif),
- W_i^{eff} est la pondération associée à la correction d'efficacité du déclenchement,
- W_i^{tm} est la correction associée au temps mort (électronique et ordinateur) de chaque tranche d'événements,
- W_i^{cor} représente toutes les autres corrections que l'on applique aux événements,

alors le nombre total d'événements dans un intervalle physique donné se calcule par:

$$N_{exp} = \sum_{i=1}^{N} W_i \times W_i^{eff} \times W_i^{tm} \times W_i^{cor}.$$

L'erreur sur un échantillon d'événements donné est égale à:

$$\Delta N_{exp_i} = W_i \times W_i^{eff} \times W_i^{tm} \times W_i^{cor} \times \sqrt{N_i},$$

et puisque que les erreurs s'ajoutent quadratiquement,

$$\Delta N_{exp}^2 = \sum_{i=1}^{N} (W_i \times W_i^{eff} \times W_i^{tm} \times W_i^{cor})^2$$

Par exemple, si on ne tient compte que de la soustraction de fortuites, en prenant N_c égal au nombre total d'événements dans la fenêtre du pic de coïncidences et N_f au nombre total d'événements dans les fenêtres correspondant aux fortuites, alors:

$$N_{exp} = \sum_{i=1}^{N_c} W_i^c + \sum_{i=1}^{N_f} W_i^f = N_c - R \cdot N_f$$

$$\Delta N_{exp} = \sqrt{\Delta N_c^2 + R^2 \Delta N_f^2} = \sqrt{N_c + R^2 N_f} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} W_i^2}.$$

Ces équations sont modifiées quand on effectue la soustraction de π^0. Si l'on appelle $N^{exp}_{\gamma window}$ le nombre d'événements expérimentaux calculé dans la fenêtre de sélection en masse manquante pour les photons, $N^{sim}_{\gamma window}(\pi^0)$ le nombre simulé de pions calculé dans la fenêtre de sélection pour les photons, $N^{exp}_{\pi^0 window}$ le nombre d'événements expérimentaux calculé dans la fenêtre de sélection pour les pions, $N^{sim}_{\pi^0 window}(\pi^0)$ le nombre simulé de pions calculé dans la fenêtre de sélection pour les pions, alors le nombre total de photons corrigé $N^{exp}(\gamma)$ est:

$$N^{exp}(\gamma) = N^{exp}_{\gamma window} - N^{sim}_{\gamma window}(\pi^0) \times \frac{N^{exp}_{\pi^0 window}}{N^{sim}_{\pi^0 window}(\pi^0)},$$

et l'erreur est donnée par:

$$\Delta N_{exp}(\gamma) = \sqrt{\left(\Delta N^{exp}_{\gamma window}\right)^2 + \left(\Delta N^{sim}_{\gamma window}(\pi^0) \times \frac{N^{exp}_{\pi^0 window}}{N^{sim}_{\pi^0 window}(\pi^0)}\right)^2},$$

ou encore, en appliquant des formules similaires à ci-dessus, et en considérant les erreurs statistiques sur les nombres d'événements dans la fenêtre de sélection en masse manquante pour les pions $\Delta N^{sim}_{\pi^0 window}(\pi^0)$ et $\Delta N^{exp}_{\pi^0 window}$ comme négligeables,

$$\Delta N_{exp}(\gamma) = \sqrt{\sum_{\gamma window} W^2_{exp} + \sum_{\gamma window} W^2_{sim}(\pi^0) \times \left[\frac{\sum_{\pi^0 window} W_{exp}}{\sum_{\pi^0 window} W_{sim}(\pi^0)}\right]^2}.$$

4.8.2 Erreurs systématiques

Les différentes contributions aux erreurs systématiques sont indiquées dans le tableau 4.11. Nous avons dans celui-ci donné les sommes quadratiques et linéaires de nos estimations d'erreurs systématiques. Etant donné que les sources de celles-ci sont au nombre de 11, et qu'elles proviennent d'effets indépendants, l'utilisation de la somme quadratique semble justifiée.

Source	Photons		Pions	
	Correction	Erreur Induite	Correction	Erreur Induite
Contamination des photons	<1.0%	±0.0%		
Acceptance		±2.0%		±2.0%
Efficacité du déclenchement	1−10%	±0.0%	1−10%	±0.0%
Temps mort de l'acquisition	0−18%	±0.0%	0−18%	±0.0%
Temps mort électronique	2.5−4.5%	±0.1%	2.5−4.5%	±0.1%
Efficacité de la reconstruction	3.0−8.0%	±0.5%	3.0−8.0%	±0.5%
Correction d'évaporation	2.0%	±0.6%	2.0%	±0.6%
Impureté de la cible	0.01%	±0.0%	0.01%	±0.0%
Charge intégrée		±1.0%		±1.0%
Absorption nucléaire	1−3%	±0.1%	1−3%	±0.1%
Corrections radiatives	0.931	±3.0%	0.931	±3.0%
Coupure en M_X^2		±1.0%		
Somme quadratique		±4.0%		±3.8%
Somme linéaire		±8.3%		±7.3%

TAB. 4.11 – *Résumé des erreurs systématiques pour l'analyse des photons et des pions. Les sommes linéaire et quadratique des erreurs induites sont présentées.*

Chapitre 5

Electroproduction de pions

Bien que le but de l'expérience soit l'extraction des sections efficaces de Diffusion Compton Virtuelle, l'étude de la production de mésons π^0 est intéressante. En effet, celle-ci permet, dans des régions cinématiques étudiées par d'autres expériences, de vérifier la méthode d'analyse ainsi que la normalisation globale de l'expérience. Notons qu'aux angles arrières, l'amplitude de photo-production est dominée par le canal u.

La méthode d'extraction utilisée pour l'électro-production de photons est appliquée afin de produire les sections efficaces deux fois différentielles de photo-production de π^0 en fonction de W, Q^2, $\cos\theta^*$ et ϕ.

Les modèles phénoménologiques qui existent à l'heure actuelle destinés à reproduire les sections efficaces d'électro-production de π^0 manquent de données dans certaines régions cinématiques (par exemple pour $W \geq 1.7$ GeV, $\theta^* \geq 160°$). Cette expérience apporte des résultats importants dans ces régions qui permettent de contraindre ces modèles. En outre, certaines dépendances ne sont pas encore bien comprises, même dans des régions bien connues comme celle du $\Delta(1232)$.

5.1 Détermination des sections efficaces et comparaison avec la version standard de MAID 2000

5.1.1 Courbe d'excitation

La dépendance de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*}$ (cf équation 4.21) d'électroproduction de π^0 en fonction de l'énergie totale dans le système du centre de masse W en échelle logarithmique est donnée dans la figure 5.1. Elle est extraite à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et aux 6 angles ϕ: 15, 45, 75, 105, 135 et 165 degrés. Le modèle de section efficace $d\sigma_{sim}$ employé dans les calculs d'acceptance (MAID 2000 Version standard [7]) est en accord avec l'expérience dans la région de la résonance $\Delta(1232)$, mais au delà de $W = 1.4$ GeV, des différences existent.

5.1.2 Extraction des termes d'interférence transverses et longitudinaux

La dépendance de la section efficace en fonction de l'angle azimuthal ϕ est donnée dans la figure 5.2 en fonction de W. Les données intégrées sur toute la gamme en Q^2 permettent d'extraire la section efficace $d\sigma_{exp} \pm \Delta\sigma_{exp}$ en fonction de ϕ pour chaque intervalle en W (de largeur $\Delta W = 20$ MeV) et $\cos\theta^*$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 (cf figure 5.2). On applique une technique de minimisation de χ^2_ϕ utilisant un polynome du second degré:

$$\chi^2_\phi = \sum \left[\frac{d\sigma_{exp} - (a + b\cos\phi + c\cos^2\phi)}{\Delta\sigma_{exp}} \right]^2, \tag{5.1}$$

où les coefficients a, b et c sont reliés aux sections efficaces de photoproduction par les équations:

$$d\sigma_T + \epsilon \cdot d\sigma_L = a + \frac{c}{2}, \tag{5.2}$$

$$d\sigma_{TL} = \frac{b}{\sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}}, \tag{5.3}$$

$$d\sigma_{TT} = \frac{c}{2\epsilon}. \tag{5.4}$$

Dans cette procédure de minimisation, seules les erreurs statistiques sont utilisées. Les erreurs systématiques globales (normalisation = 2.3%) contribuent seulement au terme constant a, les autres termes y étant insensibles. Les résultats de la minimisation sont présentés dans les tables

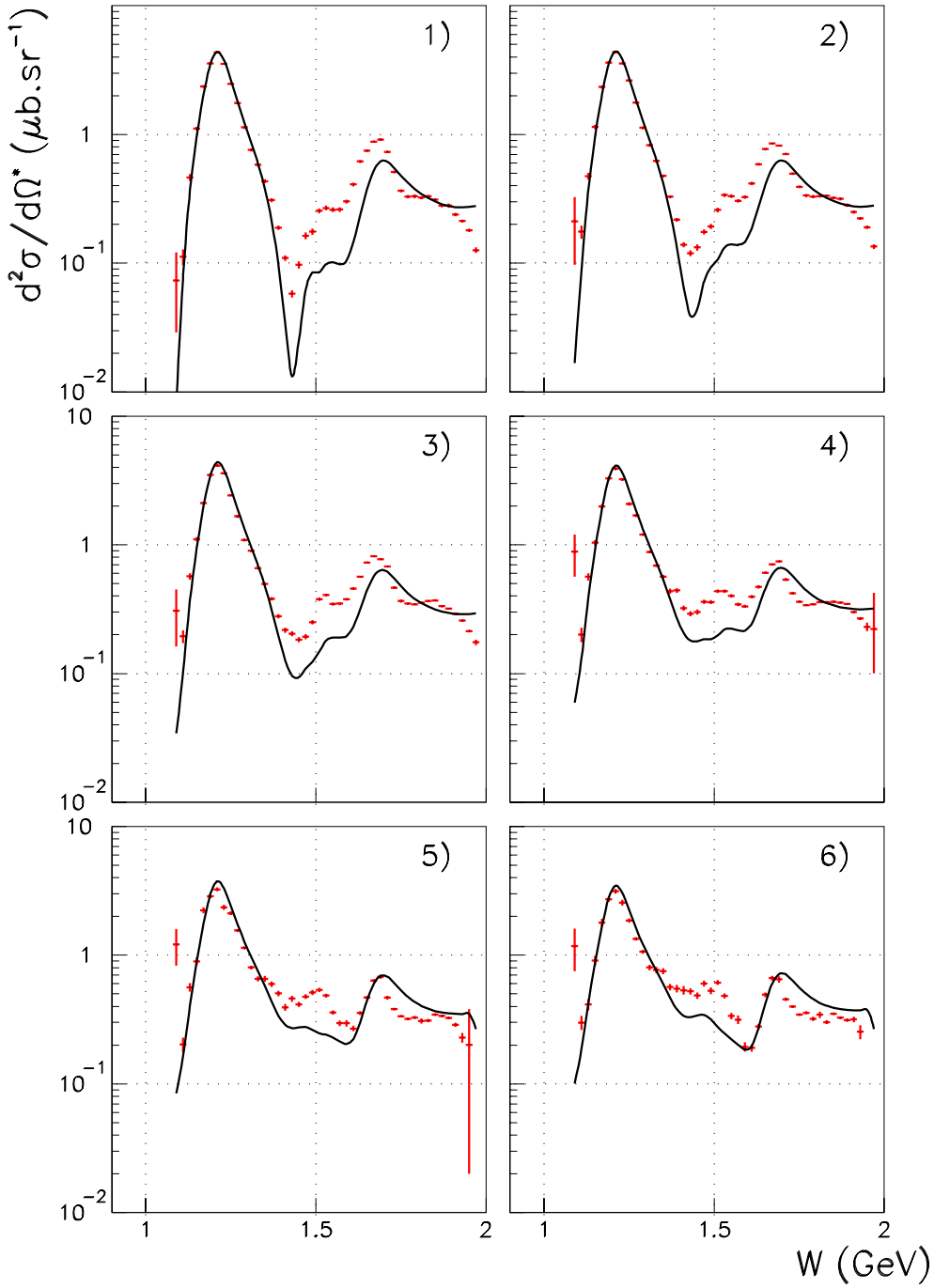

FIG. 5.1 – *Dépendance de la section efficace d'électroproduction de pions en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse W, pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et 6 points en ϕ correspondant aux 6 figures numérotées de 1 à 6: dans l'ordre* 15°, 45°, 75°, 105° , 135° *et* 165°. *Les courbes en trait plein représentent les sections efficaces données par MAID 2000 (Version standard) [7]. L'accord entre les données et le modèle est bon au niveau de la résonance* $\Delta(1232)$, *mais se dégrade quand W augmente.*

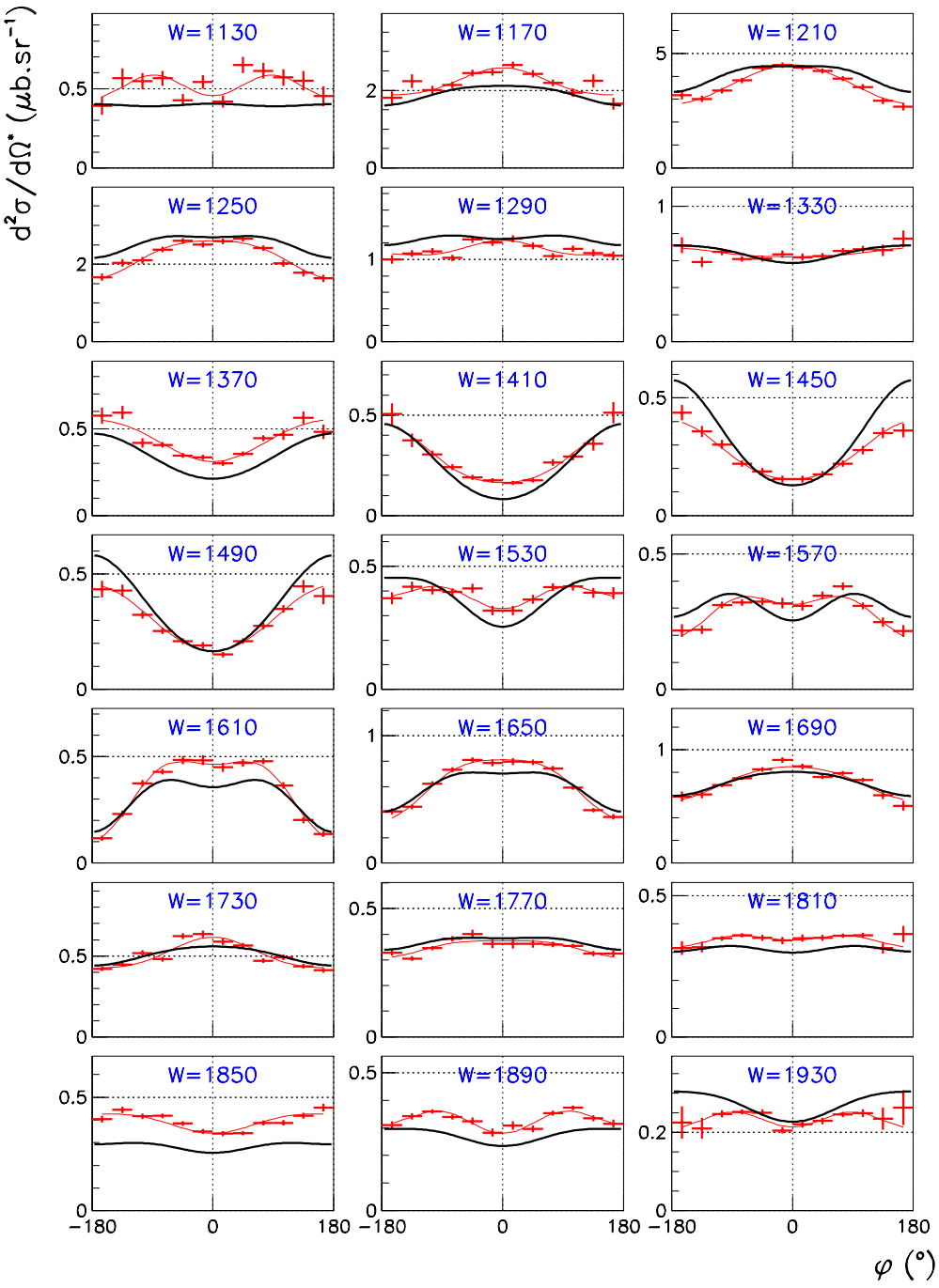

FIG. 5.2 – *Dépendance en ϕ de la section efficace d'électro-production de π^0 pour différents points en W en MeV (indiqués sur chaque figure), à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. Les courbes en trait plein noir sont les résultats de MAID 2000 (Version standard) [7]. Les courbes rouges sont les résultats de l'ajustement des coefficients a, b et c de la dépendance en ϕ: $a + b\cos\phi + c\cos^2\phi$ (cf 5.1.2).*

situées en annexe B. Les sections efficaces $d\sigma_T + \varepsilon \cdot d\sigma_L$, $d\sigma_{TL}$ et $d\sigma_{TT}$ en fonction de W, évaluées à $\cos\theta^* = -0.975$ sont présentées dans la figure 5.3. Les résultats des minimisations χ^2_ϕ pour chaque point en W sont indiqués dans la figure 5.3(d).

Les sections efficaces correspondantes évaluées par le programme MAID 2000 [7] sont indiquées dans les figures 5.3(a,b,c) en lignes pleines et montrent le bon agrément avec les résultats obtenus dans la région du $\Delta(1232)$. Cet agrément disparait au fur et à mesure qu'augmente W. En particulier, on observe des différences pour le terme $\sigma_T + \varepsilon \cdot \sigma_L$ dans les deuxième et troisième régions de résonance, ainsi que pour σ_{TL} autour de $W = 1.6$ GeV.

5.2 Minimisation des paramètres du modèle MAID 2000

5.2.1 Table de paramètres

Un ajustement des paramètres du modèle de MAID 2000 sur nos sections efficaces déterminées expérimentalement a été réalisé par L. Tiator et S. Kamalov [62]. Sur les 20 paramètres des résonances, seuls 18 ont été modifiés car la sensibilité à E_{2-} et S_{2-} est trop faible à angle θ^* arrière. Les résultats de la minimisation pour les multipôles et les amplitudes d'hélicité sont indiqués dans le tableau 5.1. Les amplitudes multipolaires sont comparées aux valeurs de départ du programme MAID. Pour la résonance $\Delta(1232)$, les rapports $R_{EM} = \frac{E_2}{M_1}$ et $R_{SM} = \frac{C_2}{M_1}$ sont également indiqué. Ces deux rapports sont consistants avec les minimisation précédentes de MAID sur les données de photo- et d'électro-production. Le rapport R_{SM} est très bien déterminé grâce aux résultats de σ_{TL}, et tend à décroitre vers des valeurs négatives plus larges quand Q^2 augmente. Le rapport R_{EM} est moins bien déterminé et les incertitudes dues au modèle sont plus importantes que pour R_{SM}. A partir de la section efficace σ_{TL}, on trouve aussi une grande sensibilité aux amplitudes S_{0+} de la résonance $S_{11}(1535)$ au minimum situé autour de $W = 1500$ MeV, et S_{2-} de la résonance $D_{33}(1700)$ autour du second maximum $W = 1650$ MeV. En outre, la majorité de la structure observée dans les sections efficaces $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ et σ_{TT} est expliquée par l'amplitude M_{2-} de la résonance $D_{33}(1700)$. Néanmoins le modèle MAID n'inclue pas de résonances d'énergie plus élevée.

5.2.2 Sections efficaces

On itère la méthode avec ce nouveau modèle de section efficace dans le Monte-Carlo. L'accord entre l'expérience et le modèle après ajustement en fonction de W est meilleur car les

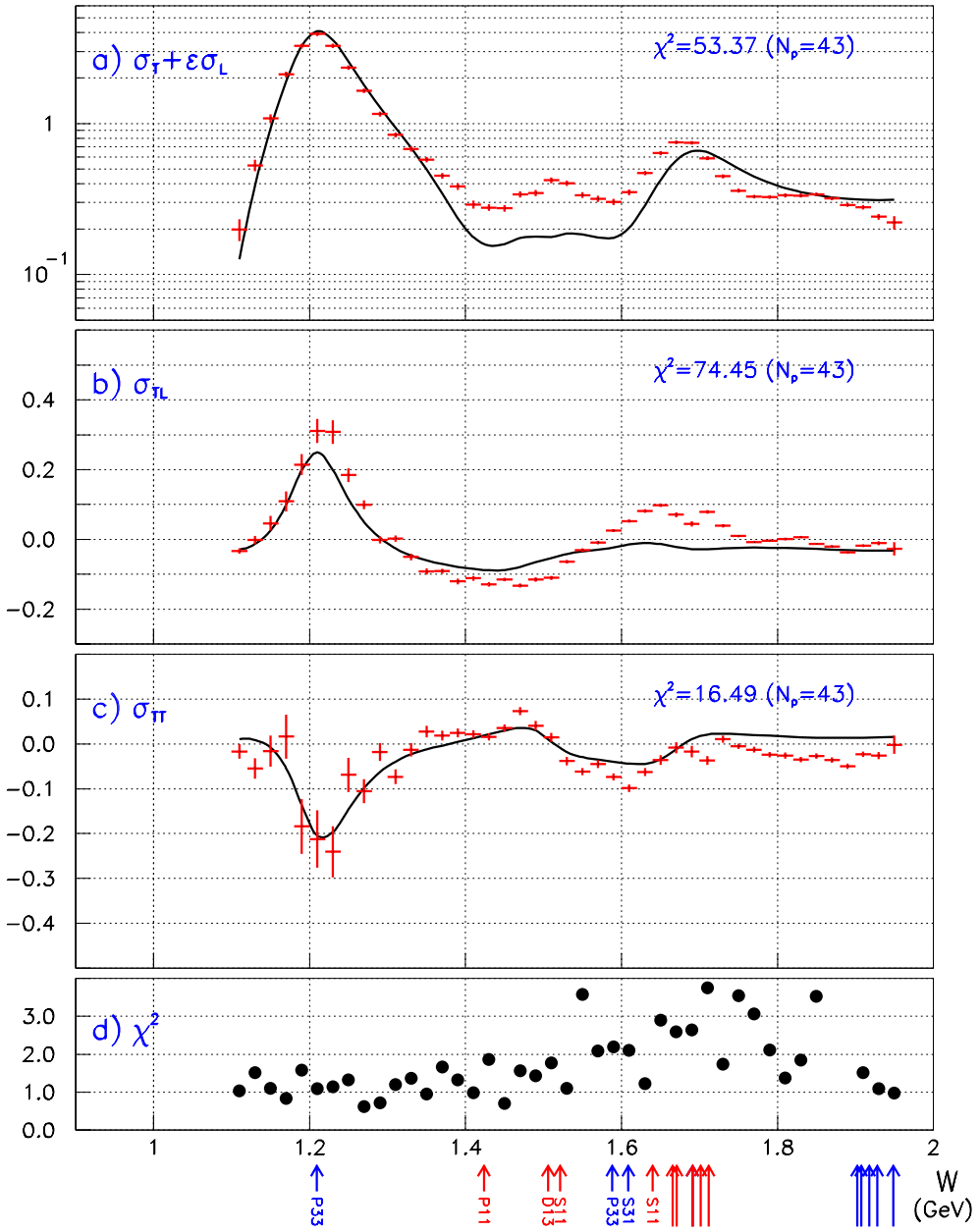

FIG. 5.3 – *Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 (Version standard) [7]. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ).*

N^*		MAID standard ($10^{-3}/m_\pi$)	MAID nouveau ($10^{-3}/m_\pi$)	Amplitudes d'hélicité ($10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1/2}$)	
$P_{33}(1232)$	$\tilde{M}_{1+}^{3/2}$	20.0	19.0 ± 0.4	$A_{3/2}$	-137.0 ± 3.4
	$\tilde{E}_{1+}^{3/2}$	-0.434	-0.38 ± 0.17	$A_{1/2}$	-72.9 ± 3.3
	$\tilde{S}_{1+}^{3/2}$	-1.30	-1.54 ± 0.04	$S_{1/2}$	$12..6 \pm 0.5$
	R_{EM}	-2.2 %	-2.0 ± 0.9 %		
	R_{SM}	-6.5 %	-8.1 ± 0.2 %		
$P_{11}(1440)$	$\tilde{M}_{1-}^{1/2}$	2.27	2.57 ± 0.14	$A_{1/2}$	-66.4 ± 7.9
	$\tilde{S}_{1-}^{1/2}$	1.07	0.43 ± 0.11	$S_{1/2}$	-11.0 ± 7.2
$D_{13}(1520)$	$\tilde{M}_{2-}^{1/2}$	1.76	1.25 ± 0.16	$A_{3/2}$	25.5 ± 4.0
	$\tilde{E}_{2-}^{1/2}$	-0.052	-0.052	$A_{1/2}$	-46.8 ± 5.7
	$\tilde{S}_{2-}^{1/2}$	0	0	$S_{1/2}$	0
$S_{11}(1535)$	$\tilde{E}_{0+}^{1/2}$	3.80	2.93 ± 0.76	$A_{1/2}$	50.7 ± 8.6
	$\tilde{S}_{0+}^{1/2}$	0	-1.10 ± 0.11	$S_{1/2}$	-19.3 ± 5.2
$S_{31}(1620)$	$\tilde{E}_{0+}^{3/2}$	5.70	3.36 ± 0.29	$A_{1/2}$	56.3 ± 15.2
	$\tilde{S}_{0+}^{3/2}$	0	0.74 ± 0.51	$S_{1/2}$	14.0 ± 9.8
$S_{11}(1650)$	$\tilde{E}_{0+}^{1/2}$	2.70	2.89 ± 0.41	$A_{1/2}$	40.7 ± 8.1
	$\tilde{S}_{0+}^{1/2}$	0	-1.11 ± 0.57	$S_{1/2}$	-15.7 ± 17.5
$F_{15}(1680)$	$\tilde{M}_{3-}^{1/2}$	0.829	0.81 ± 0.05	$A_{3/2}$	33.2 ± 9.3
	$\tilde{E}_{3-}^{1/2}$	0.315	-0.07 ± 0.03	$A_{1/2}$	-53.1 ± 8.8
	$\tilde{S}_{3-}^{1/2}$	0	-0.10 ± 0.03	$S_{1/2}$	3.1 ± 1.1
$D_{33}(1700)$	$\tilde{M}_{2-}^{3/2}$	0.622	2.28 ± 0.10	$A_{3/2}$	-3.3 ± 10.3
	$\tilde{E}_{2-}^{3/2}$	-1.74	-2.12 ± 0.26	$A_{1/2}$	105.4 ± 11.3
	$\tilde{S}_{2-}^{3/2}$	0	0.47 ± 0.10	$S_{1/2}$	10.8 ± 2.3
PV-PS mixing:	Λ_m	450	350 ± 35		

TAB. 5.1 – *Valeurs des paramètres du programme MAID 2000 standard et du programme MAID modifié selon les résultats de l'analyse faite par L. Tiator et S. Kamalov [62]: multipoles des résonances du proton ($\tilde{A} \equiv ImA(W = M_r)$ en $10^{-3}/m_\pi$), amplitudes d'hélicité (en $10^{-3}\,\mathrm{GeV}^{-1/2}$) et paramètre de mélange PV-PS Λ_m (en MeV). Les amplitudes $D_{13}(1520)$ $\tilde{E}_{1+}$ et $\tilde{S}_{1+}$ sont fixes. Les rapports $E2/M1$ et $C2/M1$ de la résonance $\Delta(1232)$ sont indiqués (en %).*

diverses résonances sont mieux prises en compte. La dépendance de la section efficace en fonction de Q^2 reste inchangée car ces paramètres n'ont pas été modifiés. Les résultats de cette nouvelle paramétrisation du modèle sont indiqués dans la figure 5.4.

Notons la présence à $W = 1.83$ GeV d'une structure dans une zone où aucune résonance n'a été répertoriée. Cette structure est présente dans tous les intervalles en ϕ et on la voit donc sur la courbe de $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$. Un agrandissement de cette zone est donné dans la figure 5.5. Cette structure peut s'expliquer en reconsidérant la position du troisième groupe de résonances, mal connu expérimentalement.

5.3 Itération des dépendances individuelles en Q^2

L'étude des chi carrés résultants des minimisations effectuées sur les distributions angulaires avant et après ajustement des paramètres du modèle ne montre pas de convergence. Le modèle est encore entaché d'incertitudes. Ces incertitudes proviennent du fait que le modèle ne contient pas toutes les dépendances de la section efficace en fonction des variables, notamment en Q^2. En effet, les spectres bidimensionnels de Q^2 vs ϕ ou Q^2 vs $\cos\theta^*$ ont des distributions qui ne sont pas centrées sur les valeurs de ces variables où l'on a extrait les sections efficaces. Ceci induit un biais systématique important lorsqu'on utilise la mèthode d'extrapolation décrite précédemment.

L'évolution relative $b_0(W)$ de la section efficace considérée au point Q_0^2 est:

$$b_0(W) = -\frac{1}{d\sigma(Q_0^2)} \frac{d\sigma(Q_0^2 + \Delta Q^2) - d\sigma(Q_0^2 - \Delta Q^2)}{2 \cdot \Delta Q^2}. \tag{5.5}$$

Notons que le signe $-$ est inséré dans la formule 5.5 pour avoir des valeurs de b positives. Cette dépendance relative est évaluée de 3 manières différentes:

1. en utilisant les sections efficaces expérimentales calculées sur 6 intervalles en ϕ, ramenées aux points $\phi = 15°$, $45°$, $75°$, $105°$, $135°$ et $165°$,
2. en utilisant les sections efficaces expérimentales calculées sur 1 seul intervalle en ϕ, au point $\phi = 0$,
3. en utilisant la section efficace $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ extraite de la minimisation sur la variable ϕ.

Une méthode de minimisation de χ^2 est appliquée avec une fonction linéaire sur les 10 points considérés en Q^2: 0.865, 0.895, 0.925, 0.955, 0.985, 1.015, 1.045, 1.075, 1.105 et 1.135 GeV^2. Le paramètre b sera évalué systématiquement au centre de la gamme en Q^2 c'est à dire au point

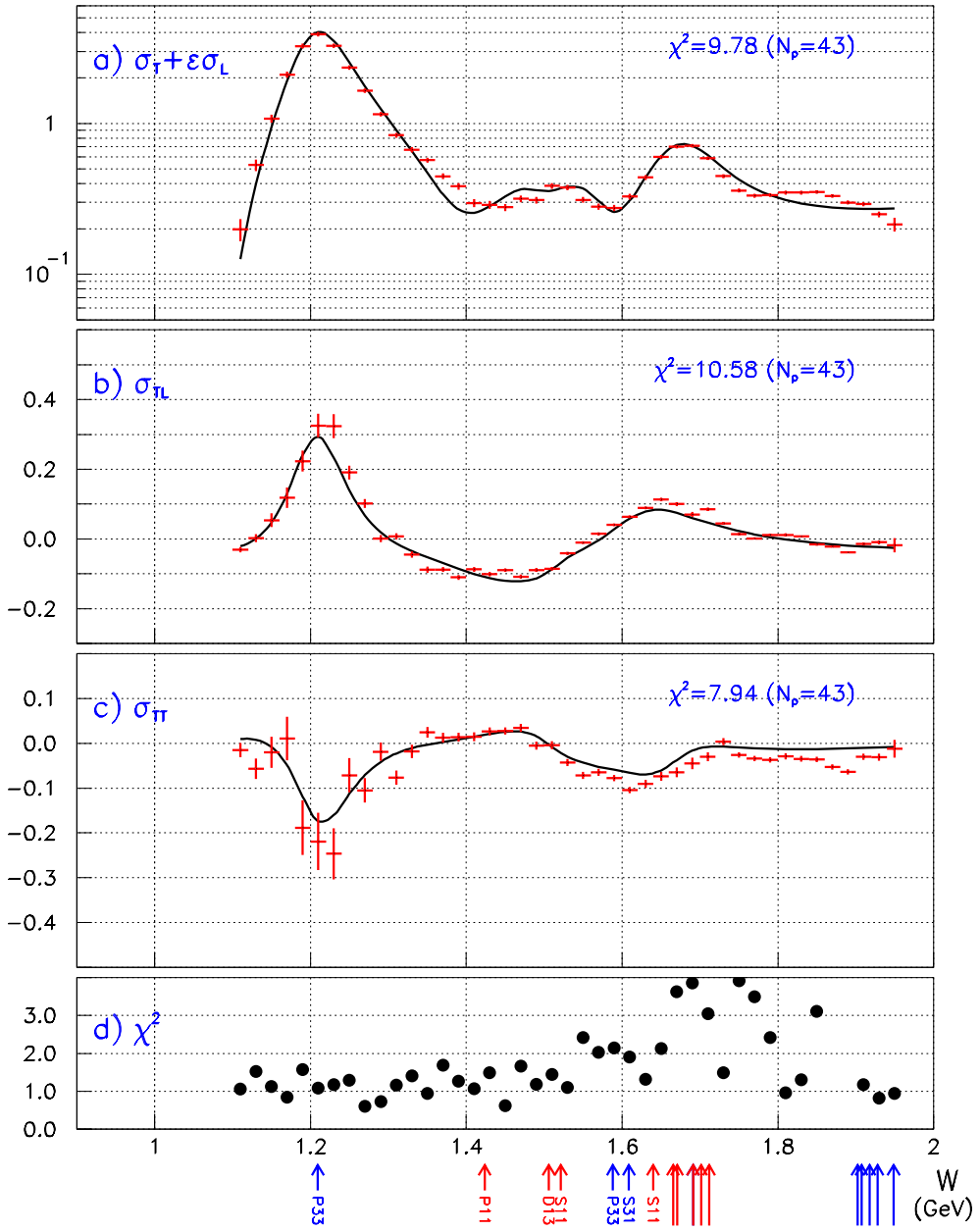

FIG. 5.4 – *Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 avec les nouveaux paramètres. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ).*

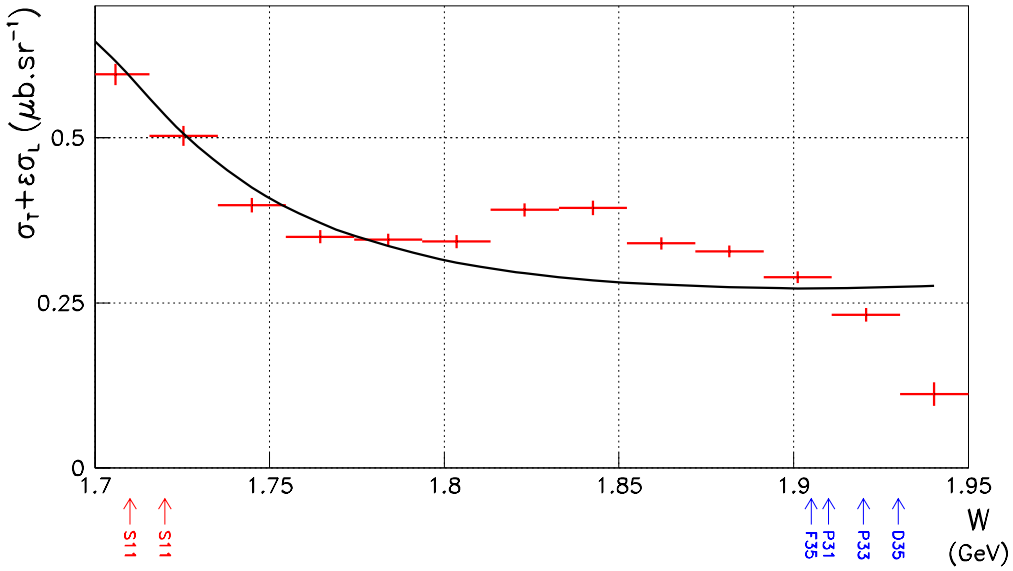

FIG. 5.5 – *Section efficace $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ dans la zone située autour de $W = 1.83$ GeV à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire est donnée par le modèle MAID 2000 (nouveaux paramètres). Les positions des résonances du second et du troisième groupe (annexe D) sont indiquées au bas de la figure (en rouge pour N^* et en bleu pour Δ).*

$Q^2 = 1.0$ GeV^2. De plus cette dépendance sera déterminée d'une manière similaire à partir du modèle à titre de comparaison.

1ère méthode Extraction des sections efficaces avec les dépendances expérimentales sur les 6 intervalles en ϕ individuels. Le résultat est donné par la figure 5.6.

2ème méthode La dépendance de la section efficace d'électroproduction de pions en fonction du quadrimoment transféré Q^2 est donnée dans la figure 5.7. Cette étude a été faite en divisant l'espace de phase en Q^2 en 10 intervalles compris dans la gamme [0.85;1.15] GeV^2. Le point considéré est $cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 0°$. Ici, un seul intervalle en ϕ est considéré, ce qui revient à intégrer sur cette variable. La dépendance ainsi déterminée est indiquée dans la figure 5.8.

3ème méthode Dans ce cas l'intervalle en Q^2 est divisé en 10, puis on utilise la méthode de minimisation décrite dans la section 5.1.2 pour chaque point en Q^2. Puis la dépendance relative b est calculée sur le terme $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ (figure 5.9).

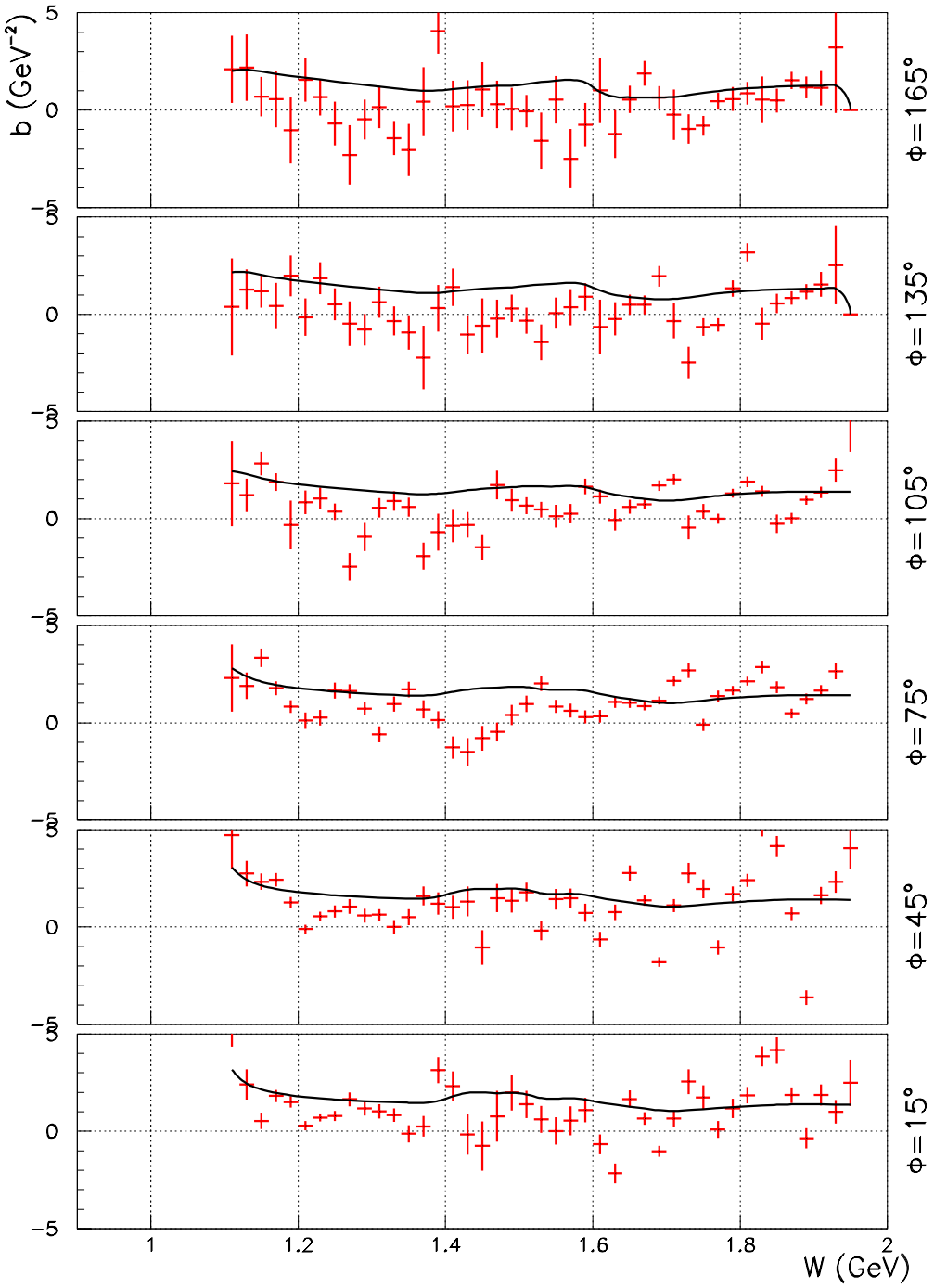

FIG. 5.6 – *Dépendance relative en Q^2 de la section efficace totale (équation 5.5) en fonction de W pour 6 points en ϕ:* 15°, 45°, 75°, 105°, 135° *et* 165°.

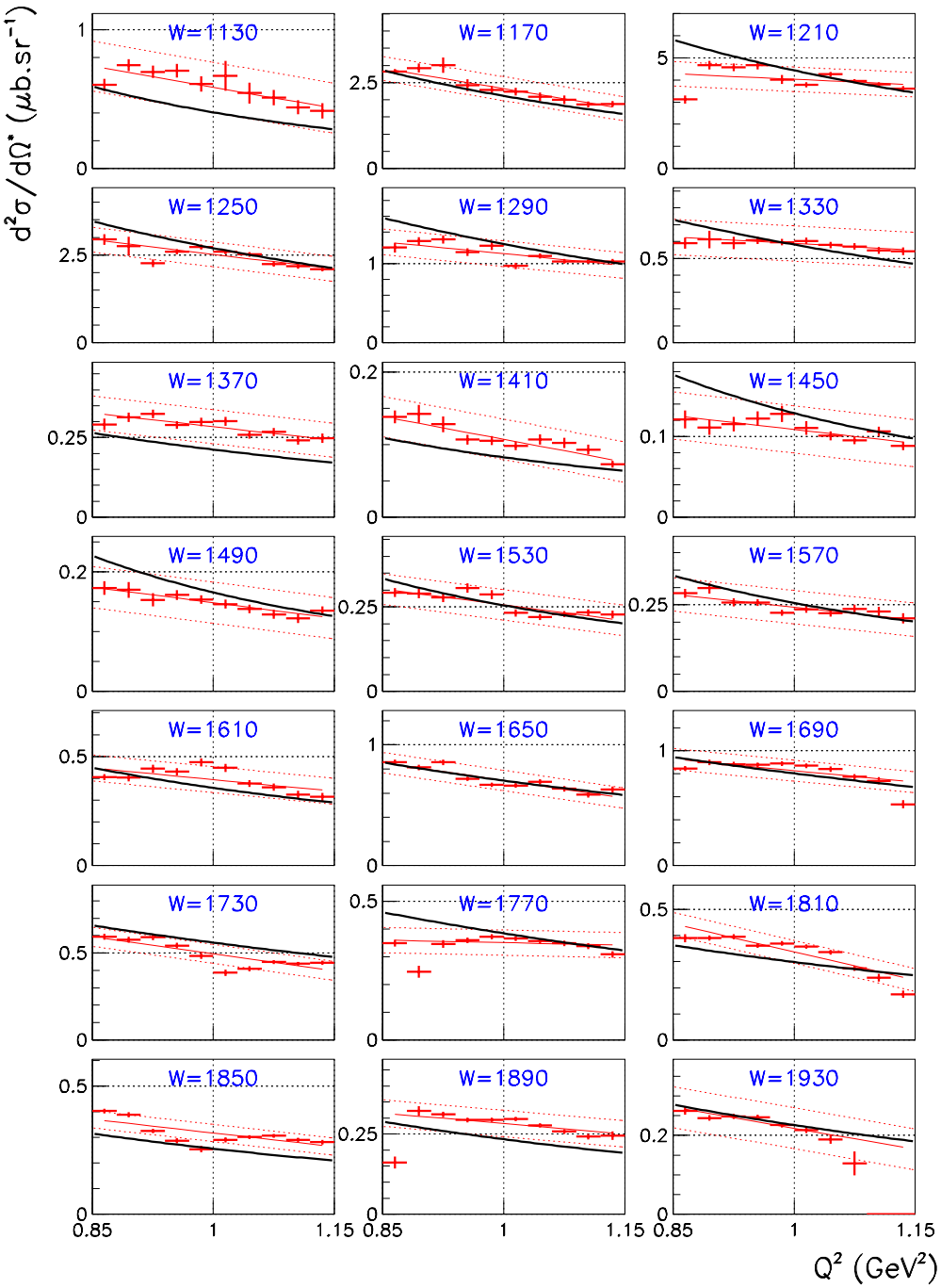

FIG. 5.7 – *Dépendance en fonction de Q^2 de la section efficace d'électro-production de pions pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 0°$ (ϕ intégré de -180 à 180 degrés). La courbe en trait plein noir représente MAID 2000 (Nouveaux paramètres) et la courbe rouge est le résultat d'un fit linéaire sur les données (les courbes en trait pointillé représentent la bande d'erreur du fit).*

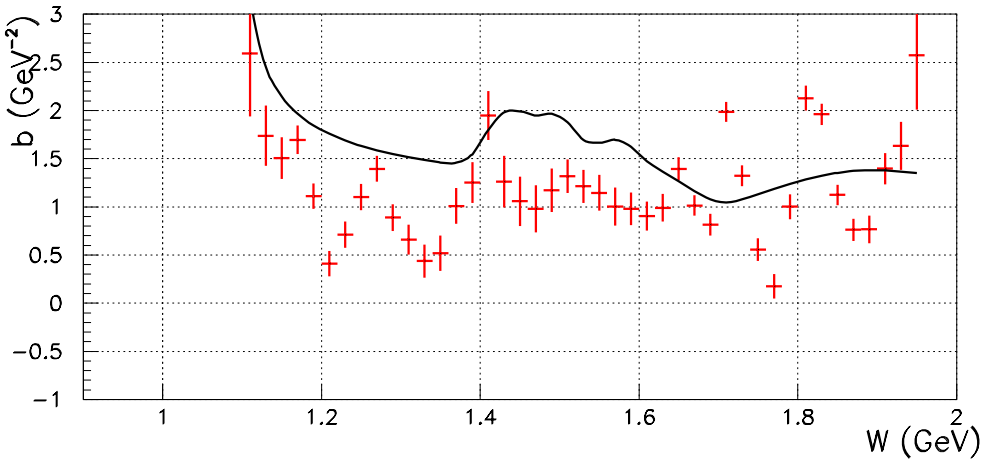

FIG. 5.8 – *Dépendance relative en Q^2 de la section efficace totale (équation 5.5) en fonction de W pour un seul intervalle en ϕ à $\cos\theta^* = -0.975$. Cette évaluation est faite au point $\phi = 0°$. La courbe en trait plein représente la dépendance contenue dans MAID 2000 (nouveaux paramètres).*

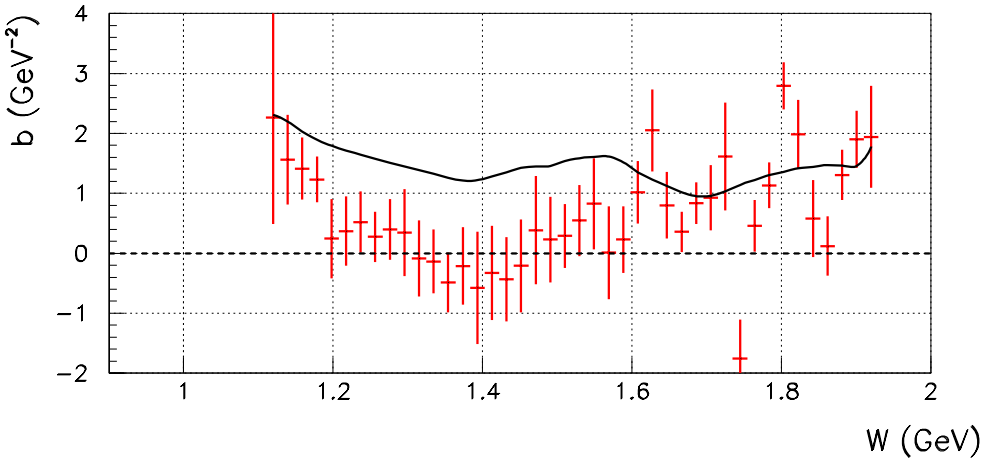

FIG. 5.9 – *Dépendance relative en Q^2 du terme $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ de la section efficace (équation 5.5) à $\cos\theta^* = -0.975$ en fonction de W. La courbe en trait plein représente la dépendance trouvée avec le modèle MAID 2000 (nouveaux paramètres).*

5.4 Section efficace après itération

Si l'on suppose que la dépendance $b(Q^2)$ est la même pour les termes d'interférence $d\sigma_{TL}$ et $d\sigma_{TT}$ que pour le terme $d\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$, ou bien si ces termes d'interférence sont petits devant la section efficace totale, alors la dépendnace en Q^2 est indépendnate de ϕ. Ainsi le calcul par la 3ème méthode est préférable.

Les données expérimentales sont recalculées en itérant la méthode d'extraction avec le modèle MAID 2000 (nouveaux paramètres), et en utilisant la dépendance relative en Q^2 calculée selon la deuxième méthode (un seul intervalle en ϕ). La figure 5.10 contient les resultats de cette dernière étape de l'analyse, ainsi que les erreurs systématiques dues au modèle qui sont prises égales à la moitié de la différence entre les résultats donnés par le modèle MAID 2000 avec les nouveaux paramètres et ceux après réinjection des dépendances.

5.5 Etude des dépendances en $\cos\theta^*$

La dépendance de la section efficace d'électroproduction de pions en fonction de $\cos\theta^*$ dans la région en W située autour de la résonance $\Delta(1232)$ est donnée par la figure 5.11. Les sections efficaces sont extraites avec le modèle MAID 2000 contenant les nouveaux paramètres, et itérées avec les dépendances en Q^2 mesurées par la seconde méthode (un seul intervalle en ϕ). Bien que l'acceptance en ϕ soit trop réduite pour pouvoir séparer les termes d'interférence $d\sigma_{TL}$ et $d\sigma_{TT}$ de la section efficace totale $d\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ sur tous ces intervalles en $\cos\theta^*$, il faut remarquer le désaccord des sections efficaces entre MAID et l'expérience au niveau du $\Delta(1232)$. Ce désaccord est reproductible sur tous les intervalles en ϕ et toute la zone en W considérée. L'accord avec le modèle est excellent tant que l'on ne séloigne pas de $\cos\theta^* = 180°$. Les erreurs sytématiques dues au modèle, en ce qui concerne la dépendance en $\cos\theta^*$, sont négligeables.

5.6 Comparaison avec l'analyse de SAID

Le programme SAID [46] a aussi été utilisé pour comparer les résultats expérimentaux. La première comparaison a été faite avec la base de données **NF18K**. Il s'avère que l'on observe des écarts très importants dans de nombreuses zones (figure 5.10). L'accord avec l'expérience n'est jamais excellent.

Igor Strakowsky et le groupe de physique théorique de l'Université de G. Washington on utilisé nos résultats pour changer les paramètres de SAID (au nombre de 76). Le résultat des

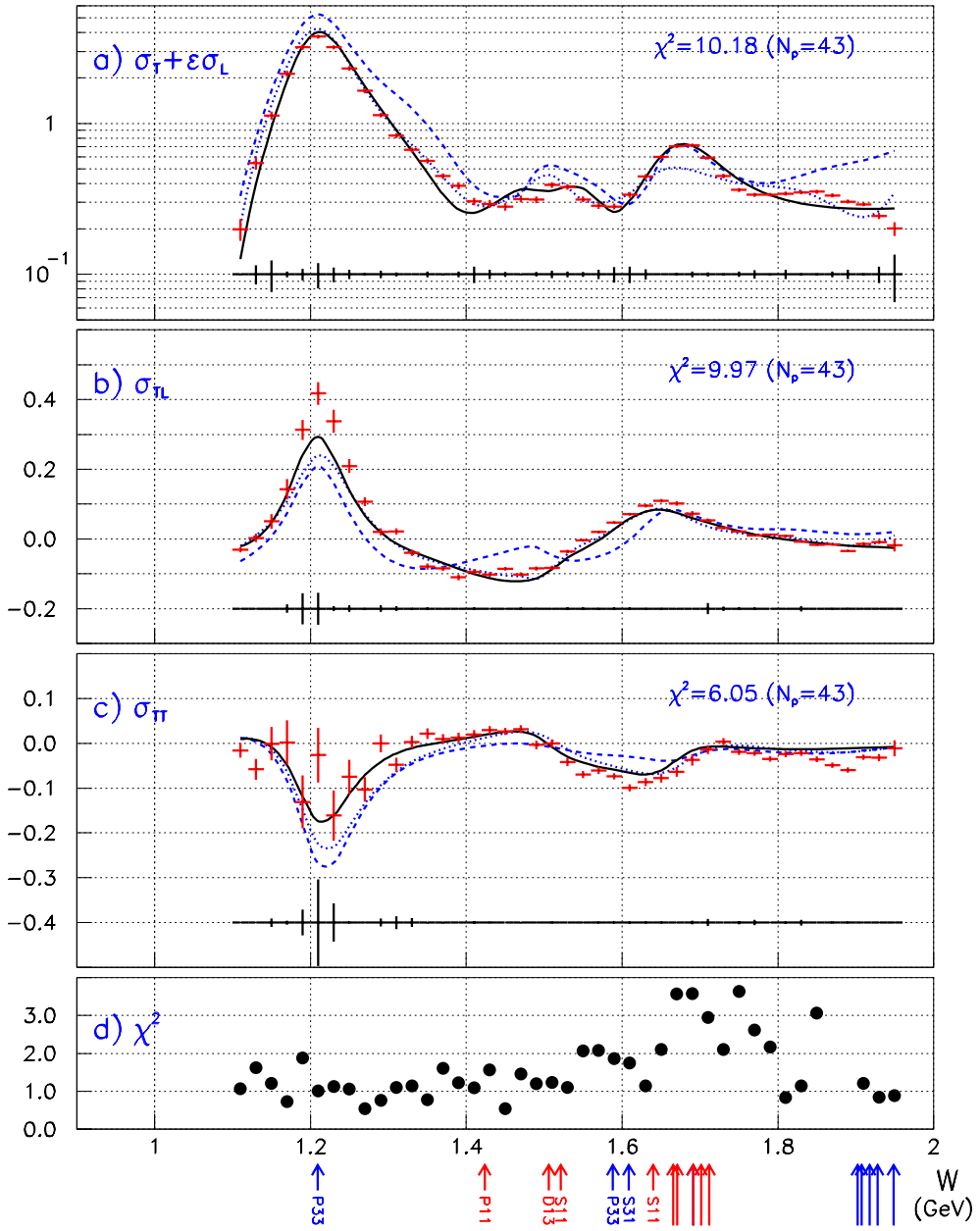

FIG. 5.10 – *Décomposition de la section efficace $\gamma^* p \to p\pi^0$ en fonction de $\cos\phi$ à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$: a) $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, b) σ_{TL} et c) σ_{TT}. Le χ^2_ϕ de la minimisation des distributions en ϕ permettant d'extraire les termes d'interférence pour chaque point en W est donné dans d). Pour les trois figures du haut a, b et c les courbes en trait plein représentent la section efficace théorique donnée par MAID 2000 avec les nouveaux paramètres. L'estimateur χ^2 (réduit) de confiance entre l'expérience et la courbe théorique est indiqué sur chaque figure. La courbe en trait pointillé est le résultat du modèle SAID [46] avec la base de données NF18. De plus l'estimation des erreurs systématiques dues au modèle utilisé est indiquée en dessous de chacune des courbes de section efficace. Les positions des résonances répertoriées dans l'annexe D sont également indiquées.*

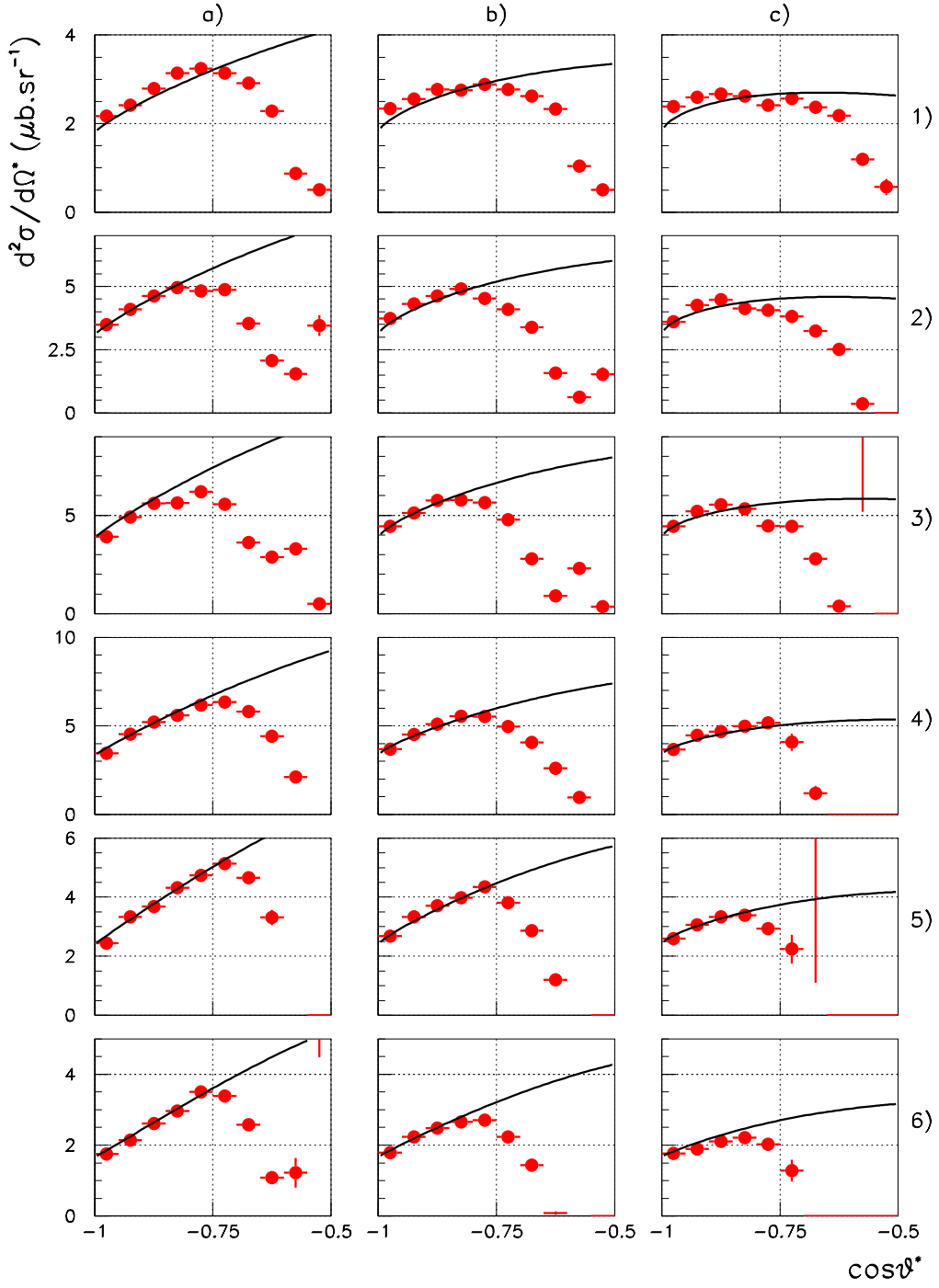

FIG. 5.11 – *Dépendances de la section efficace* $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ *en fonction de* $\cos\theta^*$ *au niveau du* $\Delta(1232)$. *Les courbes en traits pleins correspondent aux sections efficaces données par le modéle de MAID 2000 contenant les nouveaux paramètres, ainsi que les dépendances en* Q^2 *expérimentales. Toutes les sections efficaces sont calculées à* $Q^2 = 1.0$ *GeV*^{2}. *Les colonnes a), b) et c) sont faites pour* $\phi = 75°$, $45°$ *et* $15°$ *respectivement, et les lignes numérotées de 1 à 6 correspondent à différents points en* W, *dans l'ordre* 1170, 1190, 1210, 1230, 1250 *et* 1270 *MeV.*

minimisations est représenté dans la figure 5.12 sous le nom de **GF20**. On constate que la nouvelle solution donne des sections efficaces qui correspondent mieux à nos données en valeur absolue sur toute la gamme en W. De plus, le comportement à grand W est meilleur et reproduit l'accident que nous avons observé expérimentalement.

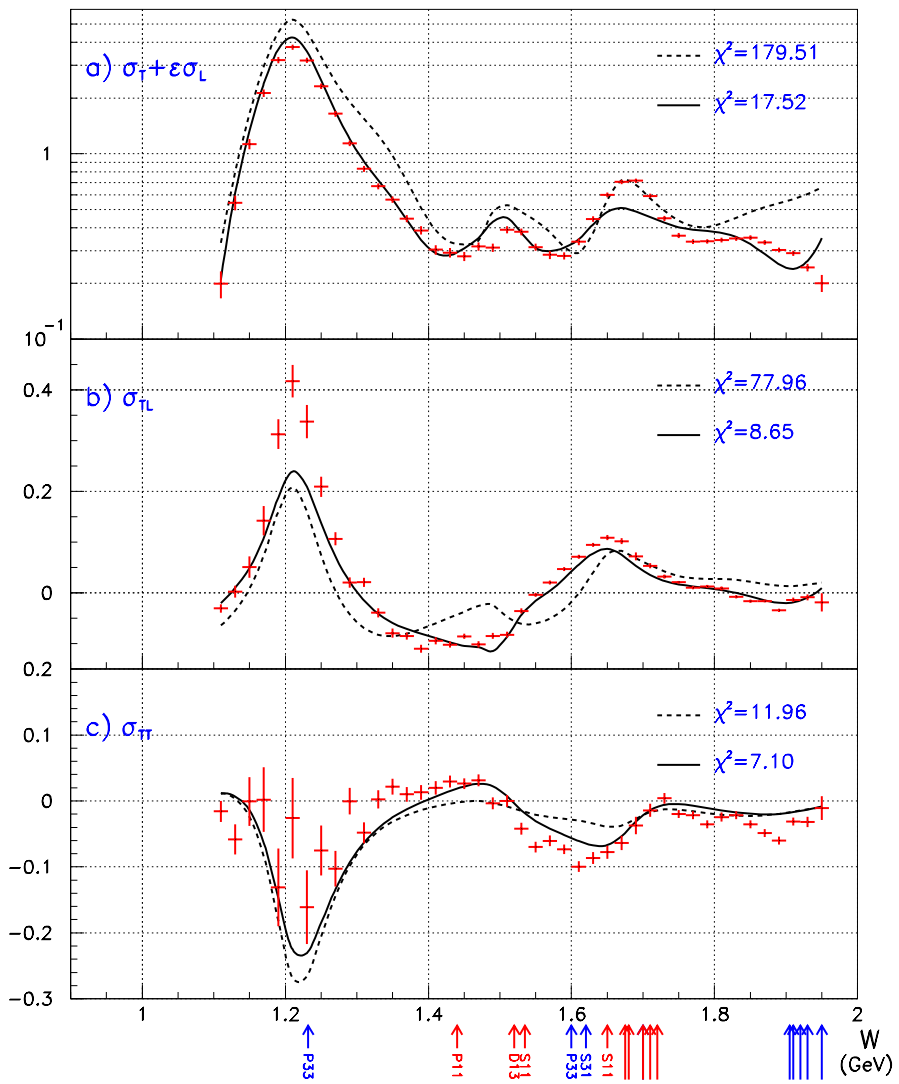

FIG. 5.12 – *Analyse de SAID [46] faite avec deux jeux de paramètres: NF18K (trait pointillé) et GF20 (trait plein) pour les sections efficaces $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$ (a), σ_{TL} (b) et σ_{TT} (c). Les résultats expérimentaux sont indiqués en rouge et sont comparés aux courbes théoriques. Les résultats de ces minimisations sont indiqués sur chaque figure sous forme de χ^2 ($N_p = 43$). La solution GF20 correspond mieux aux données expérimentales, mais des différences subsistent.*

Chapitre 6

Diffusion Compton Virtuelle au dessus du seuil de pion

La méthode décrite au chapitre 4 est appliquée pour extraire les sections efficaces d'électroproduction de photons. Nous comparerons dans ce chapitre ces résultats aux prédictions du formalisme des relations de dispersion afin d'extraire les Polarisabilités Généralisées.

Dans la région des résonances ($1.0 < W < 2.0$ GeV) les premières sections efficaces d'électroproduction sont extraites à $Q^2 = 1.0$ GeV^2. Je comparerai ces résultats aux expériences de RCS précédemment effectuées, en divisant les sections efficaces par le flux de photons virtuels Γ. Je discuterai aussi le rapport de branchement γ/π^0 mesuré par notre expérience en comparant les sections efficaces $ep \to ep\pi^0$ et $ep \to ep\gamma$.

Deux méthodes sont abordées pour extraire les PG. Premièrement, une technique de minimisation de χ^2 est appliquée à l'ensemble des données sur tous les intervalles de physiques considérés. Puis la même technique est appliquée en intégrant sur toute la gamme en ϕ. Les résultats des deux méthodes (en particulier leurs intervalles de confiance) sont alors discutés.

6.1 Etude des différentes dépendances

La section efficace d'électro-production de photons ($ep \to ep\gamma$) a été extraite en fonctions des différentes variables physiques. Je rappelle que le modèle de section efficace utilisé dans le Monte-Carlo est celui donné par le formalisme des relations de dispersion pour $W \leq 1.28$ GeV (avec des valeurs de paramètres $\Lambda_\alpha = 0.9$ GeV^2 et $\Lambda_\beta = 0.3$ GeV^2), et celui donné par l'amplitude de BH+Born pour $W > 1.28$ GeV.

6.1.1 Courbe d'excitation en divisant l'acceptance en ϕ

Dans cette première étude, l'acceptance de l'expérience a été divisée en 6 intervalles réguliers de $\phi = 0°$ à $\phi = 180°$, en tenant compte de la symétrie par rapport au plan leptonique de la réaction (cf 4.5.4). Ainsi on extrait les sections efficaces en 6 points en ϕ: 15°, 45°, 75°, 105°, 135° et 165°. Les résultats sont présentés dans la figure 6.1.

Notre statistique nous permet de voir des différences entre les distributions en W de la section efficace expérimentale et les sections efficaces calculées avec l'amplitude de Bethe-Heitler+Born en dessous du seuil de pion. A partir de $W = 1.1$ GeV, ces différences deviennent importantes. La région du $\Delta(1232)$ est bien traitée par les Relations de Dispersion. Pour les résonances de masses supérieures, aucun modèle n'est disponible pour pouvoir les décrire proprement. A grand W, le terme de Born domine par rapport au BH.

6.1.2 Courbe d'excitation en intégrant sur ϕ

Dans ce cas-ci un seul intervalle en ϕ est considérée: [0;180] degrés, et l'extraction est faite arbitrairement à $\phi = 180°$. Le résultat est présenté dans la figure 6.2. J'ai indiqué sur la figure les courbes de sections efficaces obtenues à partir de diverses amplitudes. On voir que l'amplitude de Bethe-Heitler conduit à une section efficace qui décroit très vite avec W. C'est l'amplitude de Born qui domine dans le calcul de la section efficace à partir de l'amplitude de BH+Born. Enfin j'ai indiqué la section efficace calculée à partir de l'amplitude de BH+Born à laquelle on ajoute l'amplitude dérivée du diagramme correspondant à l'échange du π^0 dans la voie t. L'accord des sections efficaces expérimentales avec ce dernier calcul est surprenant.

6.1.3 Dépendance en Q^2

La dépendance de la section efficace de diffusion Compton virtuelle en fonction du quadrimoment transféré Q^2 est donnée dans la figure 6.3. La dépendance en Q^2 est bien reproduite par

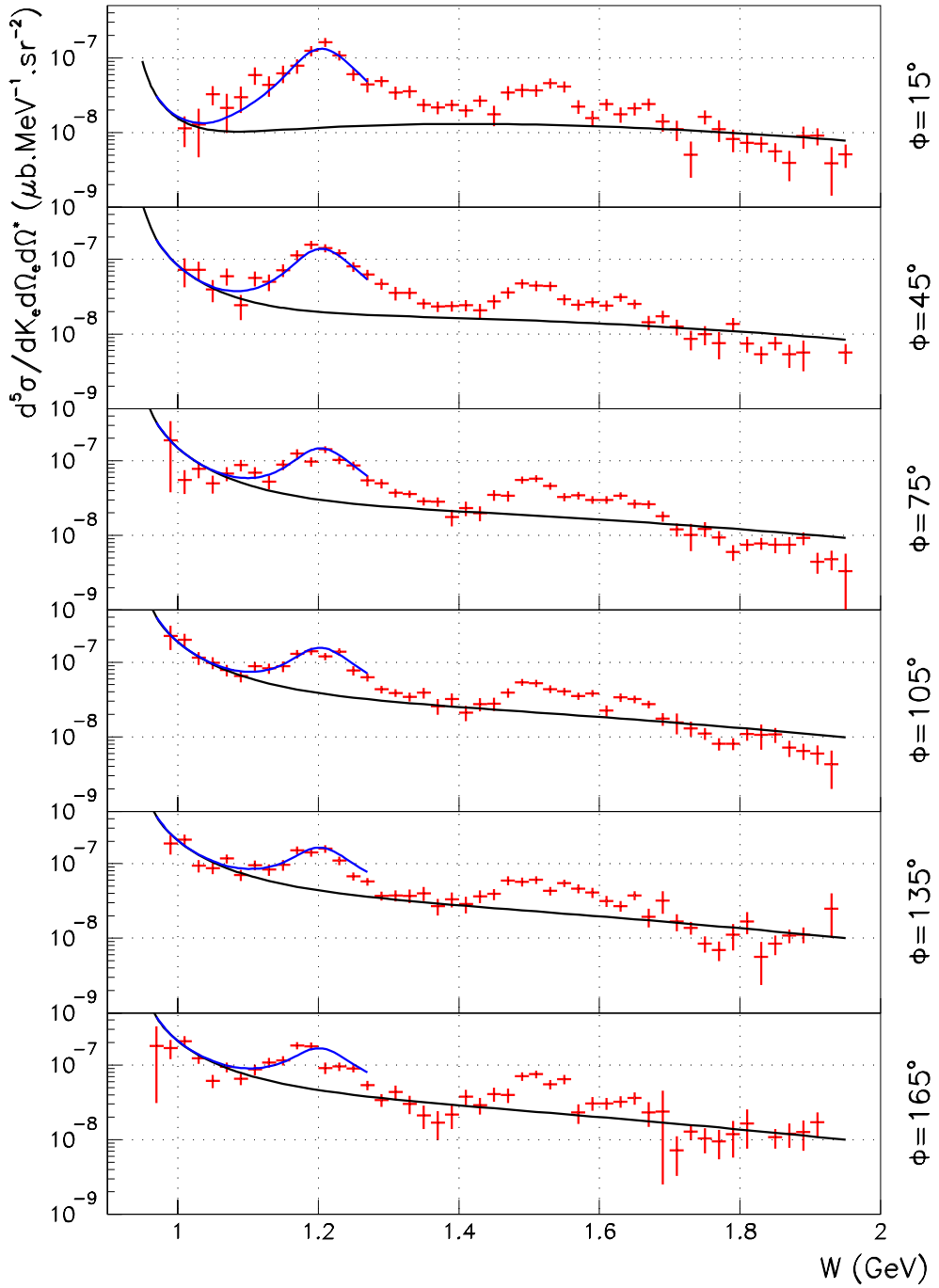

FIG. 6.1 – *Sections efficaces 5 fois différentielles de Diffusion Compton Virtuelle en fonction de l'énergie totale du centre de masse W pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et pour 6 points en ϕ:* 15°, 45°, 75°, 105°, 135° *et* 165°. *Les courbes noires représentent les sections efficaces tirées des amplitudes de BH + Born, et les courbes bleues sont données par le formalisme des relations de dispersion.*

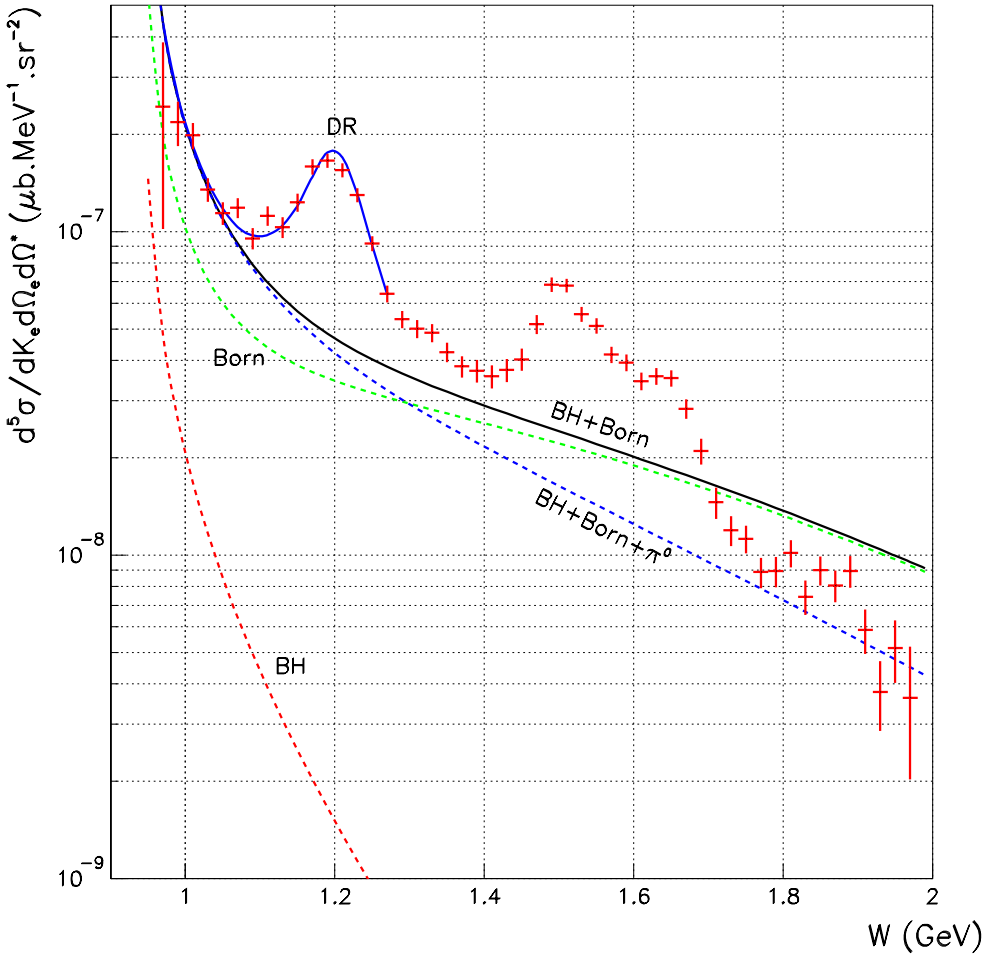

FIG. 6.2 – *Section efficace 5 fois différentielle de Diffusion Compton Virtuelle en fonction de l'énergie totale du centre de masse W pour $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 180°$. Les courbes en trait pointillé représentent les sections efficaces calculées avec l'amplitude de BH (rouge), Born (vert) et BH+Born+échange du π^0 dans la voie t (bleu). La courbe en trait plein noire représente la section efficace calculée avec l'amplitude de BH+Born. La courbe bleue est le résultat des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ GeV et $\Lambda_\beta = 0.6$ GeV. Les données sont intégrées sur toute la gamme en ϕ et ramenées au point $\phi = 180°$. On remarque que la section efficace calculée avec l'amplitude de BH devient rapidement négligeable quand W augmente. A grand W, c'est la courbe obtenue à partir de BH+Born, en ajoutant le diagramme de l'échange du π^0 dans la voie t (trait pointillé bleu) qui correspond le mieux aux résultats expérimentaux.*

le modèle de relations de dispersion pour $W \leq 1.28$ GeV. Ailleurs, la dépendance est proche de celle de BH + Born. Notons que cette dépendance ne peut pas être comparée à celle de l'électro-production de pions $ep \to ep\pi^0$ puisque pour cette dernière la dépendance en Q^2 du flux de photons virtuels a déjà été enlevée.

6.1.4 Dépendance en $\cos\theta^*$

La dépendance de la section efficace de diffusion Compton virtuelle en fonction de $\cos\theta^*$ est donnée dans la figure 6.4. A bas W, les sections efficaces calculées à partir des amplitudes Bethe-Heitler + Born et du formalisme des Relations de Dispersion sont identiques, et les données reproduisent la dépendance. Quand W augmente, les données restent en accord avec le formalisme des Relations de Dispersion. L'acceptance limite la gamme en $\cos\theta^*$ accessible à grand W.

6.1.5 Dépendance en ϕ

La figure 6.5 permet d'estimer l'accord entre les données et le formalisme des relations de dispersion pour un ensemble de points en W. Les points ont été choisis afin de couvrir la région du $\Delta(1232)$. Le reste de la région des résonances est aussi étudié mais l'absence de modèle réaliste limite les conclusions.

6.2 Extraction des polarisabilités par les relations de dispersion

Dans le chapitre 1 j'ai présenté succintement la théorie des relations de dispersion au delà du seuil de production de pion. Ce formalisme a été utilisé dans le programme de simulation afin de calculer plus précisément les sections efficaces expérimentales. Il est aussi appliqué afin de déterminer les paramètres Λ_α et Λ_β par une méthode de minimisation de χ^2. On en déduit alors les valeurs des polarisabilités généralisées qui ne dépendent pas du spin, α et β. On considère tous les points de l'espace de phase de l'expérience simultanément: 15 points en W (variant de 990 à 1270 MeV), à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, aux 8 différents points en $\cos\theta^* = -0.975$, -0.925, -0.875, -0.825, -0.775, -0.725, -0.675 et -0.625, et pour 6 points en $\phi = 15°$, $45°$, $75°$, $105°$, $135°$ et $165°$. Les résultats de cette étude sont:

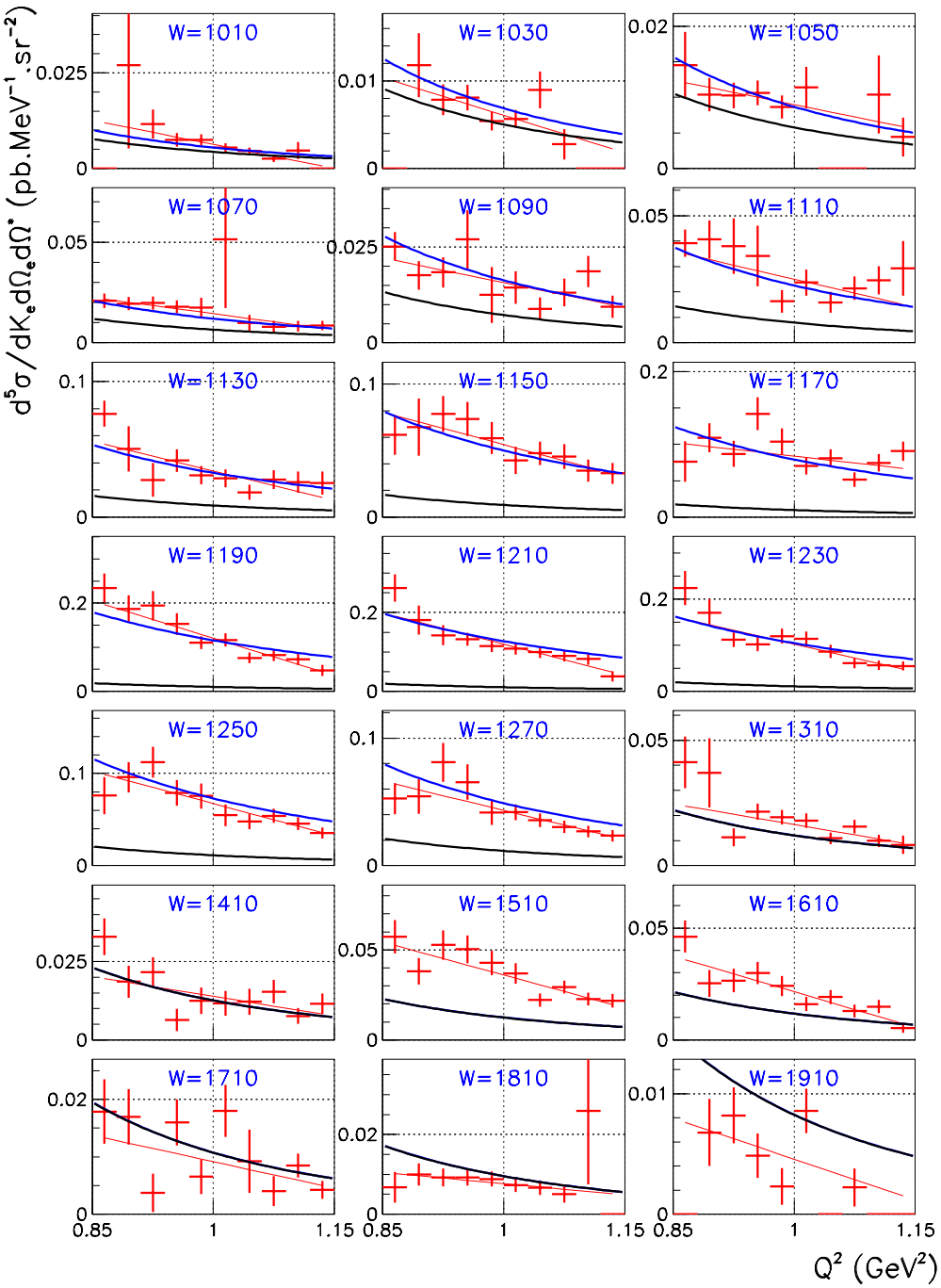

FIG. 6.3 – *Dépendance en fonction de Q^2 de la section efficace de Diffusion Compton Virtuelle pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire représente la section efficace tirée de l'amplitude de Bethe-Heitler + Born et la courbe bleue est donnée par le formalisme des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ et $\Lambda_\beta = 0.6$. La courbe rouge représente le résultat en minimisant les données par une droite.*

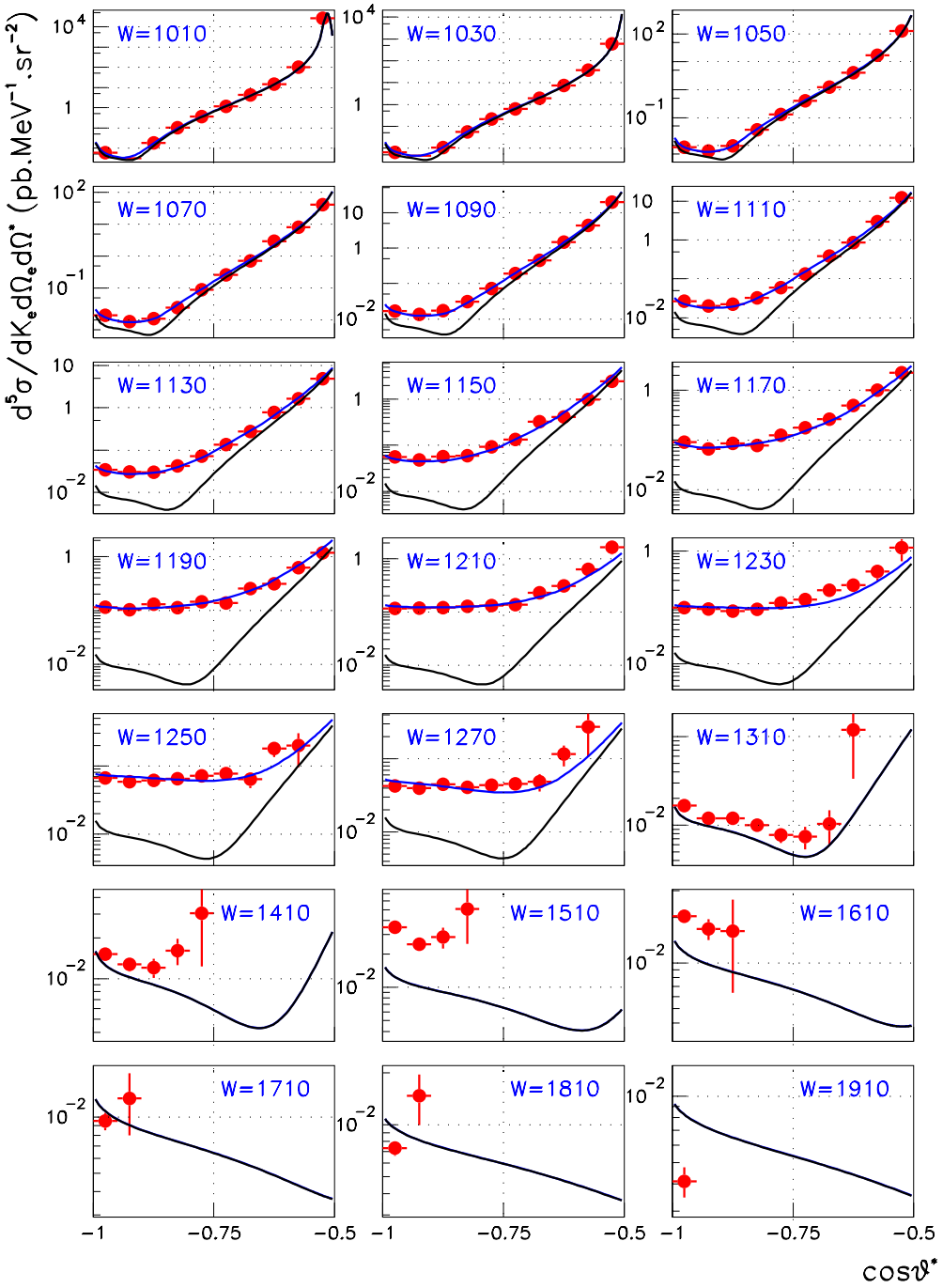

FIG. 6.4 – *Dépendance en fonction de* $\cos\theta^*$ *de la section efficace de diffusion Compton virtuelle à* $Q^2 = 1.0$ *GeV*^{2} *et* $\phi = 0°$ *(intervalle global). La courbe bleue représente le résultat du formalisme des relations de dispersion et la courbe noire la section efficace calculée avec les amplitudes de BH et Born.*

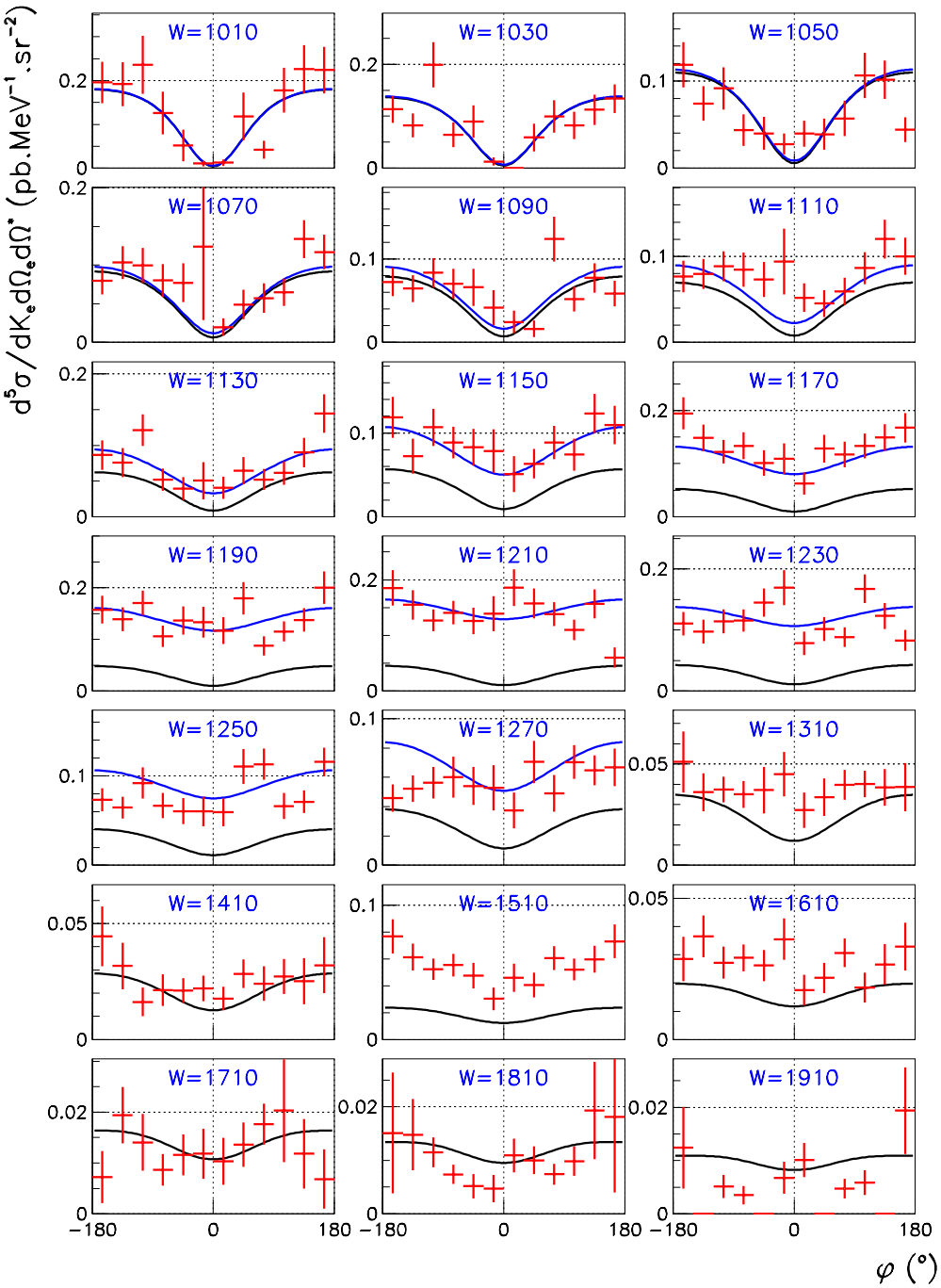

FIG. 6.5 – *Dépendance en ϕ de la section efficace VCS pour différents points en W (indiqués sur les figures) à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 et $\cos\theta^* = -0.975$. La courbe noire représente la section efficace calculée avec les amplitudes de Bethe-Heitler + Born et la courbe bleue est donnée par le formalisme des relations de dispersion pour $\Lambda_\alpha = 1.0$ et $\Lambda_\beta = 0.6$.*

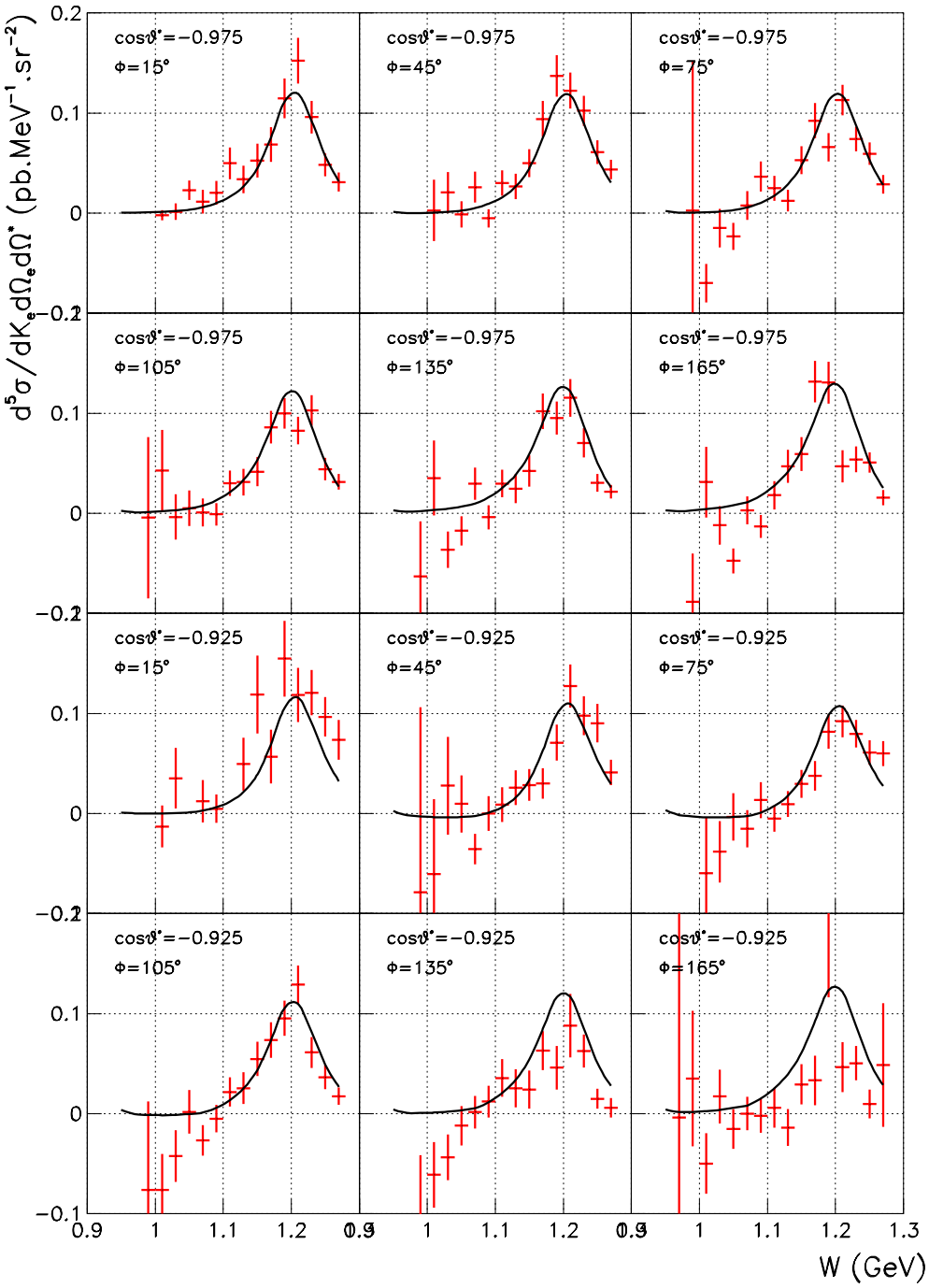

FIG. 6.6 – *Distribution de BH+B+DR - BH+B pour 2 points en* $\cos\theta^*$ *et 6 points en* ϕ.

$$\Lambda_\alpha = 0.9 \pm 0.1\,\mathrm{GeV}^2, \tag{6.1}$$

$$\Lambda_\beta = 0.8 \pm 0.5\,\mathrm{GeV}^2. \tag{6.2}$$

Ces valeurs nous conduisent à la détermination des coefficients:

$$P_{LL} = 1.8 \pm 0.5\,\mathrm{GeV}^{-2}, \tag{6.3}$$

$$P_{LT} = -0.1 \pm 0.9\,\mathrm{GeV}^{-2}. \tag{6.4}$$

Notons que la valeur de P_{TT} est prédite par le formalisme de relations de dispersions et vaut $P_{TT} = -0.42$ Des itérations successives sont faites à partir des résultats précédemment obtenus afin de vérifier la convergence de la méthode. Le reste de cette étude est actuellement en cours.

6.3 Discussion des résultats

6.3.1 Comparaison avec les mesures de RCS

Le RCS a jusqu'à présent été étudié intensivement dans la région diffractive (vers l'avant) [13] et plus succintement dans la région des angles arrières: Bonn [14], Saskatoon [15], Tokyo [16], MAMI [17] et Cornell [18]. Les sections efficaces ont été mesurées pour des angles de photon $\theta^*_{\gamma\gamma}$ compris entre 40° et 160°. La figure 6.7 est une compilation des points expérimentaux situés aux plus grands angles pour chaque expérience. Pour pouvoir comparer les données aux sections efficaces du RCS, je les ai ramenées à des sections efficaces 2 fois différentielles en divisant par le facteur de flux de photons Γ (cf équation 1.23). Mise à part dans la région en dessous du seuil où les données sont dominées par le Bethe-Heitler, on observe une bonne correspondance entre les résultats des expériences RCS et notre expérience VCS. Les résonances sont observées dans les 2 cas aux mêmes positions, avec des amplitudes différentes.

Le méchanisme de QCD perturbatif (pQCD), ou encore "Scaling", prédit une dépendance de la section efficace RCS $\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^6} \approx \frac{1}{W^{12}}$ (du aux règles de comptages). Ceci conduit, par l'intermédiaire d'un jacobien, à une dépendance en W^{-8} de la section efficace $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*}$. J'ai indiqué sur la figure 6.7 cette dépendance, normalisée arbitrairement à la section efficace du second point de Cornell [18].

Pour les données VCS, on peut s'attendre à un "scaling" équivalent, et même plus précoce. Les processus durs sélectionnés par l'impulsion transverse P_T (autour de $\theta^* = 90°$) seront dans le cas du VCS activés par le quadrimoment de transfert du photon virtuel Q^2.

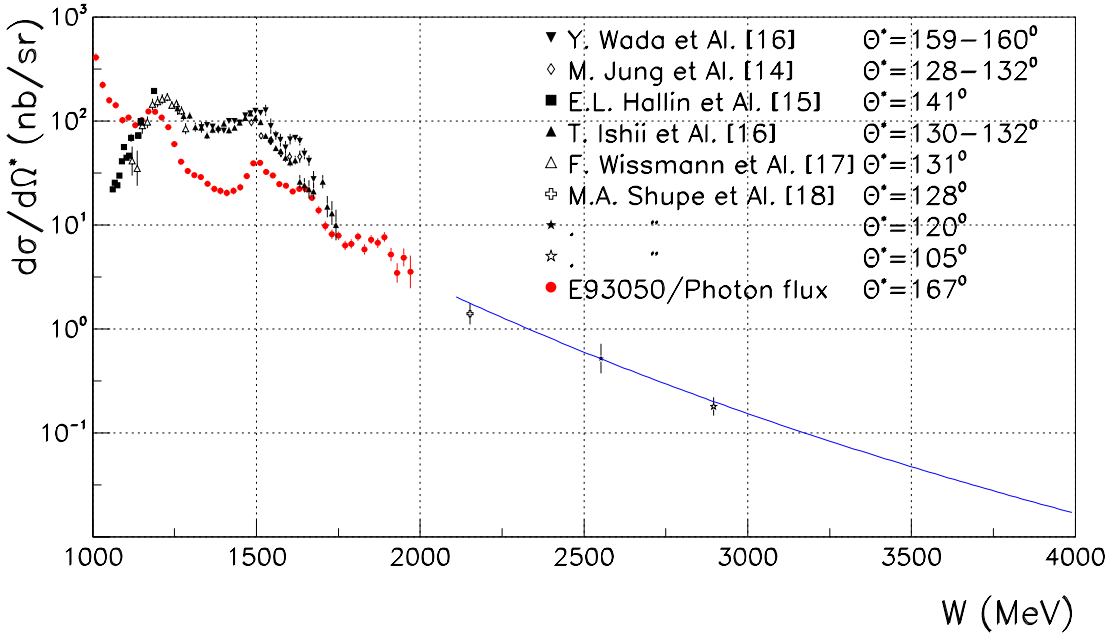

FIG. 6.7 – *Compilation des sections efficaces expérimentales de Diffusion Compton Réelle à grand angle de photon $\theta^*_{\gamma\gamma}$. Les points rouges sont nos résultats expérimentaux (en section efficace 2 fois différentielle). La courbe bleue représente une dépendance de la forme W^{-8} (normalisée au second point de Cornell).*

6.3.2 Comparaison entre $ep \to ep\gamma$ et $ep \to ep\pi^0$

Le rapport des sections efficaces 5 fois différentielles des réactions $ep \to ep\gamma$ et $ep \to ep\pi^0$ est indiqué dans la figure 6.8. La proportion de photons par rapport aux pions neutres varie entre 1% et 10% en fonction de W. Notons que beaucoup de données obtenues en électro-production

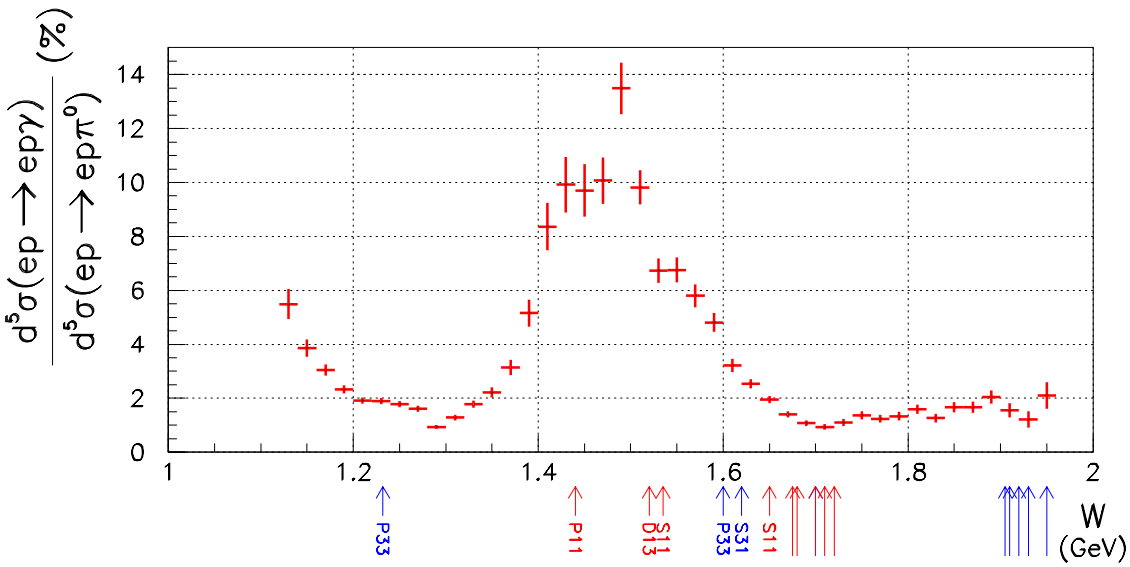

FIG. 6.8 – *Rapport des sections efficaces 5 fois différentielles d'électro-productions de photons et de π^0 (en %) en fonction de W, à $Q^2 = 1.0$ GeV^2, $\cos\theta^* = -0.975$ et $\phi = 0°$.*

de π^0 ne séparent pas les contributions des pions et des photons, et négligent cette dernière. Ceci est difficilement justifiable d'après la figure 6.8, en particulier lorsque la proportion atteint 10%. Les rapports de branchement (RB) de désintégration $N(\pi)$ et $N(\gamma)$ correspondant aux diverses résonances sont indiqués dans le tableau 6.1. Ces données ont été prises dans le "Review of Particle Physics" [52]. Le rapport $\frac{N(\gamma)}{N(\pi)}$ obtenu est comparé aux résultats de notre analyse. Il faut cependant noter que pour $W < 1232$ MeV, la contribution du BH domine et donc on s'attend à voir une différence entre le rapport de branchement de la réaction et celui de la résonance P_{33}. Cet effet ne peut néanmoins pas expliquer les différences observées au niveau des résonances P_{11}, D_{13} et S_{11}. Sur tout le spectre en W, ces différences atteignent 10%. Les données que nous avons obtenues peuvent être réutilisées dans des analyses d'électro-production de π^0.

Nom de la résonance	$N(\pi)$ (%)	$N(\gamma)$ (%)	$\frac{N(\gamma)}{N(\pi)}$ [52]	$\frac{N(\gamma)}{N(\pi)}$ E93050
P11 N(1440)	60-70	0.035-0.048	0.0005-0.0008	0.11±0.01
D13 N(1520)	50-60	0.46-0.56	0.008-0.01	0.082±0.005
S11 N(1535)	35-55	0.15-0.35	0.003-0.01	0.067±0.005
S11 N(1560)	55-90	0.04-0.18	0.0004-0.003	0.062±0.004
D15 N(1675)	40-50	0.004-0.023	0.00008-0.0006	0.014±0.001
F15 N(1680)	60-70	0.21-0.32	0.003-0.005	0.012±0.001
D13 N(1700)	5-15	0.001-0.05	0.00007-0.01	0.010±0.001
P11 N(1710)	10-20	0.002-0.05	0.0001-0.005	0.009±0.001
P13 N(1720)	10-20	0.003-0.10	0.00015-0.01	0.010±0.001
P33 Δ(1232)	99.0	0.52-0.60	0.0052-0.006	0.019±0.001
P33 Δ(1600)	10-25	0.001-0.02	0.0005-0.002	0.040±0.003
S31 Δ(1620)	20-30	0.004-0.04	0.0001-0.002	0.028±0.002
D33 Δ(1700)	10-20	0.12-0.26	0.006-0.026	0.010±0.001
D31 Δ(1905)	15-30	0.0-0.2	0.00-0.015	0.015±0.0025
F35 Δ(1910)	5-15	0.01-0.03	0.002-0.006	0.015±0.0025

TAB. 6.1 – *Valeur des rapports de branchement (RB) de désintégration des résonances $N(\pi)$ et $N(\gamma)$ en % selon [52]. Dans les deux dernières colonnes nous donnons le rapport des RB $\frac{N(\gamma)}{N(\pi)}$ déterminé par [52] et celui determiné par notre analyse à l'énergie exacte de chaque résonance.*

Conclusion

L'expérience E93050 s'est déroulée avec succés au laboratoire de Jefferson Lab en Mars-Avril 1998. Cette expérience, dite de "comissioning", a servi à évaluer les performances des appareillages du Hall A, améliorer notre connaissance de leur fonctionnement et développer les outils nécessaires à l'exploitation des données qu'ils fournissent. Par exemple, les "offsets" de positionnement des spectromètres, de même que la fonction décrivant leur acceptance ou encore le tenseur optique, ont été intensivement étudiés dans cette expérience.

L'accélérateur d'électrons à courant continu, ainsi que les spectromètres de haute résolution du Hall A, sui sont des outils uniques, nous ont permis d'étudier l'électro-production de photons et de pions neutres sur le proton à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 dans la région des résonances ($W = 0.9$ à 2.0 GeV), aux angles arrières ($\theta^* > 120°$). L'analyse effectuée au LPC de Clermont-Ferrand a conduit à l'extraction des sections efficaces de ces 2 processus.

En ce qui concerne l'électro-production de photons $ep \to ep\gamma$, et plus précisément la Diffusion Compton Virtuelle $\gamma^* p \to \gamma p$, la section efficace a été obtenue pour la première fois en fonction des différentes variables physiques W, Q^2, $\cos\theta^*$ et ϕ dans la région des résonances. Ces sections efficaces ont été comparées aux sections efficaces données par les amplitudes de BH+Born, et celles données par le formalisme de relations de dispersion.

La dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie totale W suit le comportement de celle tirée de l'amplitude BH+Born à laquelle on doit superposer les différentes résonances précédemment répertoriées en production de pions. L'accord avec le terme de Born, additionné du terme d'échange du π^0 dans la voie t, lorsque W devient grand est surprenant (cf figure 6.2). Le terme de Born seul constitue une approximation satisfaisante (à 25% près) pour les grands W.

En fonction du quadrimoment de transfert Q^2, la statistique accumulée n'a pas permis de mettre en évidence une différence de comportement entre les sections efficaces expérimentales et théoriques.

L'étude des dépendances en fonction des variables caractérisant le sous-système hadronique est plus délicate. Bien qu'étant indépendantes cinématiquement, les acceptances dans les variables physiques $\cos\theta^*$ et ϕ sont corrélées à cause des limites de l'acceptance expérimentale (figure 4.9). La dépendance de l'intégrale de la section efficace en $\cos\theta^*$ est bien reproduite par le formalisme de relations de dispersion. Les sections efficaces ont une dépendance en fonction de ϕ faible, sauf dans la région en dessous du seuil de production de pions. Dans cette région, le modèle donné par le formalisme des relations de dispersion reproduit bien les variations de la section efficace expériementale. Ces deux points justifient le fait que nos résultats sont indépendants du modèle.

L'extraction des Polarisabilités Généralisées du proton à partir de ces sections efficaces est rendue possible par le formalisme de relations de dispersion mis au point par les groupes de physique théorique de Mainz et Trento (B. Pasquini *et al.* [48]). Dans la région de la résonance $\Delta(1232)$, la sensibilité aux PG est accrue. Cette propriété est mise à profit dans cette expérience, mais est limité par notre seule acceptance aux angles arrières. En particulier la sensibilité à la polarisabilité β doit être faible. J'ai inclus ces PG dans le modèle par l'intermédiaire des deux paramètres Λ_α et Λ_β du formalisme qui sont interprêtés comme les facteurs d'échelle des variations dipolaires des PG en fonction de Q^2 (cf 1.4.2). A partir des sections efficaces extraites dans plus de 500 intervalles de l'espace de phase, j'ai appliqué une technique de minimisation de χ^2 afin d'extraire les valeurs de Λ_α et Λ_β. Après itération, cette étude nous a conduit à déterminer une zone de confiance dans le plan de ces paramètres. La sensibilité à Λ_β étant faible aux angles arrières, je ne donne ici que la valeur de P_{LL} obtenue avec Λ_α:

$$P_{LL} = 1.8 \pm 0.5\,\mathrm{GeV}^{-2}.$$

Je rappelle que ces études sont actuellement en cours.

En parallèle à l'étude de la photo-production de photons, j'ai déterminé les sections efficaces de photo-production de π^0 en fonction des variables W, Q^2, $\cos\theta^*$ et ϕ dans la région des résonances. La grande quantité d'événements collectés par l'expérience m'a permis de mesurer avec précision ces sections efficaces en fonction de ϕ, et de séparer les termes d'interférence σ_{TL} et σ_{TT} de la section efficace totale $\sigma_T + \epsilon \cdot \sigma_L$. Ceci a permis à L. Tiator et S. Kamalov d'ajuster les paramètres du modèle MAID 2000 [7](au nombre de 18) sur mes données expérimentales [62]. Seules les dépendances en fonction de W et ϕ ont été ajustées. L'accord entre l'expérience et le modèle au sens de l'estimateur χ^2 a été amélioré pour chacune des sections efficaces. Les modifications se sont notamment portées sur les rapports $R_{EM} = \frac{E_2}{M_1}$ et $R_{SM} = \frac{C_2}{M_1}$ de la

résonance $\Delta(1232)$. Des différences subsistent encore, notamment au niveau $W = 1.8$ GeV près de la troisième région de résonances où un accident apparait.

L'étude de la dépendance en fonction de Q^2 montre les limites du modèle MAID. Les paramètres du modèle qui prennent en compte les dépendances en Q^2 de chaque résonance doivent être ajustés sur les données expérimentales. La production de telles données à $Q^2 = 1.0$ GeV^2 constitue une amélioration importante pour le modèle. Afin de minimiser la dépendance des données par rapport au modèle, une itération supplémentaire de la méthode a été effectuée en incluant la dépendance relative en Q^2 mesurée expérimentalement. L'écart de section efficace alors observé est pris comme étant l'erreur systématique due au modèle.

La minimisation des paramètres de MAID a été effectuée sur les 4 premiers intervalles en $\cos\theta^*$ car au delà l'acceptance de l'expérience ne permet plus de séparer les termes d'interférence de la section efficace. Le modèle est ainsi en accord avec l'expérience dans la région des plus grands angles θ^*. Lorsque θ^* diminue, le modèle montre un désaccord croissant avec l'expérience, dans la région de la résonance $\Delta(1232)$. Cependant ce résultat doit être considéré avec précaution car les erreurs systématiques dues au modèle dans l'extraction des sections efficaces sont grandes.

J'ai comparé mes résultats expérimentaux avec l'analyse de SAID [46]. I. Strakowsky et le groupe de G. W. University ont ajusté les paramètres de SAID sur ces données. L'accord avec les données a été amélioré pour les trois sections efficaces.

Les résultats prometteurs des expériences effectuées dans le Hall B à Jefferson Lab, analysées par L. Elouadrihiri, V. D. Burkert et la collaboration CLAS en photo-production et électro-production de π^0 nous ont incité à extraire ces sections efficaces, et apporteront bientôt des éléments décisifs dans cette physique. Citons aussi l'expérience "High-Precision Separation of Polarized Structure Functions in Electro-production of the Δ and Roper Resonances" (E91-011), à laquelle je collabore, qui a utilisé le faisceau d'électrons polarisés en 1999 pour mesurer de façon très précise les fonctions de réponse caractérisant les résonances $\Delta(1232)$ et Roper [63].

J'ai estimé les erreurs systématiques dans mon analyse de manière globale, pour la production de π^0 et de γ. Cependant la valeur de certaines corrections qui ont été faites sur les sections efficaces dépend de la région cinématique considérée, et plus généralement de l'énergie totale W. Afin de préciser les résultats des minimisations que nous avons faites, il est nécessaire de considérer une erreur systématique plus dynamique, c'est à dire variable en fonction de la position dans l'espace de phases. L'étude des sections efficaces en dessous du seuil de produciton de pions indique que la normalisation de l'expérience est déterminée par cette analyse avec

une précision supérieure à $\pm 3\%$. Un ajustement plus précis de la normalisation permettra de diminuer l'erreur systématique. En particulier, les données les plus récentes de Jefferson Lab (non-publiées) semblent indiquer que la paramétrisation de Bosted pour le facteur de forme magnétique du proton G_M^p peut sans doute être améliorée.

J'ai également appliqué dans mon analyse des corrections radiatives, et notamment le facteur de correction $C_R = 0.931$ (cf paragraphe 4.6.2) qui prend en compte les corrections radiatives virtuelles et une partie du Bremsstrahlung. Jusqu'à présent le calcul de ces corrections a été effectué en dessous du seuil de production de pions. Si ce calcul est approprié pour décrire jusqu'à la région de la résonance $\Delta(1232)$, il devient imprécis dans la région des résonances de plus grande énergie. Cet effet est lavé par l'augmentation de nos erreurs statistiques pour l'électro-production de γ. Ces erreurs statistiques sont de l'ordre de $10-20\%$ pour $W > 1.8$ GeV.

La compréhension et l'amélioration des performances des appareillages de l'accélérateur et du Hall A de Jefferson Lab permettent à présent d'effectuer des expériences plus rapides, plus faciles et plus précises. De plus l'augmentation de l'énergie du faisceau d'électron permet d'étudier des domaines cinématiques plus importants. En particulier il est possible de faire des expériences à plus haut W et Q^2. D'après la figure 6.7, on voit qu'il est intéressant de mesurer les sections efficaces de RCS et de VCS à $W = 2.3$ GeV afin de tester les règles de "Scaling".

Notre expérience a servi à étendre un champ de recherche important dont la prochaine expérience sera celle de Deep Virtual Compton Scattering (DVCS) devant se dérouler à Jefferson Lab en 2002-2003. En outre la grande qualité du faisceau polarisé (80% de polarisation) peut servir à séparer les parties réelles et imaginaires du VCS, apportant ainsi une lumière supplémentaire sur ce processus.

Annexe A

Tables de section efficace - production de π^0

TAB. A.1 – $\frac{d\sigma_T}{d\Omega} + \epsilon \times \frac{d\sigma_L}{d\Omega}$ *cross section at* Q^2*=1.0 GeV*^{2} *in* $\mu b.sr^{-1}$.

W (MeV)	ϵ	$\cos\theta^* = -0.975$		$\cos\theta^* = -0.925$		$\cos\theta^* = -0.875$		$\cos\theta^* = -0.825$	
1110.0	0.945	0.199	±0.033	0.248	±0.037	0.253	±0.047	0.301	±0.063
1130.0	0.944	0.546	±0.049	0.663	±0.067	0.665	±0.085	0.846	±0.114
1150.0	0.942	1.130	±0.071	1.248	±0.117	1.228	±0.146	1.400	±0.172
1170.0	0.940	2.129	±0.100	2.234	±0.119	2.242	±0.178	2.495	±0.286
1190.0	0.938	3.201	±0.124	3.606	±0.166	3.938	±0.240	3.484	±0.355
1210.0	0.936	3.760	±0.121	4.166	±0.206	4.456	±0.289	4.529	±0.360
1230.0	0.934	3.193	±0.106	3.783	±0.214	3.989	±0.285	4.468	±0.383
1250.0	0.932	2.315	±0.078	2.696	±0.112	2.638	±0.210	2.815	±0.381
1270.0	0.930	1.644	±0.058	1.836	±0.081	1.887	±0.131	1.603	±0.297
1290.0	0.927	1.139	±0.039	1.288	±0.068	1.194	±0.110	1.143	±0.170
1310.0	0.925	0.830	±0.030	0.985	±0.066	1.041	±0.098	1.057	±0.145
1330.0	0.922	0.669	±0.025	0.726	±0.047	0.733	±0.086	0.758	±0.147
1350.0	0.919	0.566	±0.022	0.644	±0.039	0.586	±0.077	0.446	±0.140
1370.0	0.916	0.447	±0.020	0.487	±0.037	0.411	±0.074	0.095	±0.127
1390.0	0.913	0.387	±0.020	0.342	±0.037	0.575	±0.076	0.840	±0.138
1410.0	0.910	0.304	±0.018	0.381	±0.040	0.479	±0.094	−0.045	±0.142
1430.0	0.907	0.293	±0.017	0.350	±0.032	0.592	±0.110	0.364	±0.178
1450.0	0.903	0.280	±0.016	0.358	±0.031	0.299	±0.078	0.481	±0.292
1470.0	0.899	0.316	±0.016	0.333	±0.035	0.398	±0.081		
1490.0	0.896	0.312	±0.016	0.496	±0.061	0.574	±0.150		
1510.0	0.891	0.390	±0.017	0.423	±0.045	0.374	±0.151		
1530.0	0.887	0.380	±0.016	0.469	±0.045	0.030	±0.148		
1550.0	0.883	0.314	±0.014	0.372	±0.050	−0.224	±0.160		
1570.0	0.878	0.285	±0.014	0.524	±0.081	0.688	±0.597		
1590.0	0.873	0.282	±0.013	0.333	±0.070	0.325	±0.245		
1610.0	0.868	0.336	±0.014	0.370	±0.053	0.064	±0.277		
1630.0	0.863	0.445	±0.016	0.391	±0.059				
1650.0	0.857	0.600	±0.018	0.778	±0.116				
1670.0	0.851	0.706	±0.019	0.703	±0.114				
1690.0	0.845	0.717	±0.020	0.435	±0.103				
1710.0	0.839	0.593	±0.017	0.312	±0.134				
1730.0	0.832	0.449	±0.014	0.331	±0.078				
1750.0	0.825	0.363	±0.011	0.287	±0.063				
1770.0	0.818	0.337	±0.010	0.141	±0.097				
1790.0	0.810	0.337	±0.009						
1810.0	0.803	0.343	±0.010						
1830.0	0.794	0.349	±0.010						
1850.0	0.786	0.353	±0.010						
1870.0	0.777	0.333	±0.010						
1890.0	0.768	0.303	±0.009						
1910.0	0.758	0.291	±0.009						
1930.0	0.748	0.244	±0.011						
1950.0	0.738	0.201	±0.021						

TAB. A.2 – $\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega}$ *cross section at* Q^2*=1.0* GeV^2 *in* $\mu b.sr^{-1}$.

W (MeV)	ϵ	$\cos\theta^* = -0.975$		$\cos\theta^* = -0.925$		$\cos\theta^* = -0.875$		$\cos\theta^* = -0.825$	
1110.0	0.945	−0.016	±0.016	0.040	±0.020	0.034	±0.026	−0.005	±0.039
1130.0	0.944	−0.058	±0.023	0.049	±0.041	−0.020	±0.055	0.133	±0.079
1150.0	0.942	−0.001	±0.037	−0.054	±0.079	−0.225	±0.101	−0.170	±0.118
1170.0	0.940	0.002	±0.049	−0.098	±0.064	−0.383	±0.113	−0.502	±0.190
1190.0	0.938	−0.131	±0.059	−0.322	±0.094	−0.526	±0.155	−1.351	±0.237
1210.0	0.936	−0.026	±0.061	−0.434	±0.136	−0.839	±0.204	−0.917	±0.249
1230.0	0.934	−0.161	±0.056	−0.514	±0.150	−1.022	±0.199	−1.017	±0.268
1250.0	0.932	−0.075	±0.038	−0.423	±0.060	−0.849	±0.137	−1.307	±0.259
1270.0	0.930	−0.103	±0.027	−0.281	±0.045	−0.613	±0.083	−1.138	±0.199
1290.0	0.927	0.000	±0.020	−0.216	±0.042	−0.606	±0.076	−0.807	±0.119
1310.0	0.925	−0.048	±0.016	−0.089	±0.047	−0.268	±0.071	−0.503	±0.104
1330.0	0.922	0.002	±0.014	−0.151	±0.031	−0.273	±0.063	−0.512	±0.111
1350.0	0.919	0.021	±0.012	−0.024	±0.026	−0.176	±0.055	−0.457	±0.107
1370.0	0.916	0.010	±0.011	−0.018	±0.025	−0.215	±0.052	−0.599	±0.090
1390.0	0.913	0.013	±0.011	−0.094	±0.025	0.019	±0.055	0.063	±0.098
1410.0	0.910	0.020	±0.010	0.041	±0.029	0.034	±0.076	−0.529	±0.116
1430.0	0.907	0.030	±0.009	0.068	±0.022	0.179	±0.089	−0.058	±0.145
1450.0	0.903	0.026	±0.008	0.075	±0.021	−0.035	±0.059	0.080	±0.237
1470.0	0.899	0.031	±0.009	0.018	±0.025	0.002	±0.060		
1490.0	0.896	−0.004	±0.009	0.108	±0.051	0.101	±0.130		
1510.0	0.891	0.000	±0.009	−0.046	±0.033	−0.232	±0.127		
1530.0	0.887	−0.042	±0.009	−0.111	±0.031	−0.550	±0.126		
1550.0	0.883	−0.070	±0.008	−0.202	±0.039	−0.916	±0.135		
1570.0	0.878	−0.060	±0.008	−0.006	±0.071	0.252	±0.589		
1590.0	0.873	−0.073	±0.007	−0.259	±0.059	−0.173	±0.222		
1610.0	0.868	−0.100	±0.008	−0.266	±0.039	−0.380	±0.246		
1630.0	0.863	−0.086	±0.009	−0.390	±0.044				
1650.0	0.857	−0.078	±0.010	0.020	±0.107				
1670.0	0.851	−0.064	±0.011	−0.068	±0.103				
1690.0	0.845	−0.037	±0.013	−0.263	±0.092				
1710.0	0.839	−0.014	±0.010	−0.216	±0.125				
1730.0	0.832	0.004	±0.008	0.033	±0.070				
1750.0	0.825	−0.020	±0.006	0.053	±0.056				
1770.0	0.818	−0.022	±0.006	−0.212	±0.089				
1790.0	0.810	−0.035	±0.006						
1810.0	0.803	−0.024	±0.007						
1830.0	0.794	−0.022	±0.006						
1850.0	0.786	−0.036	±0.006						
1870.0	0.777	−0.049	±0.006						
1890.0	0.768	−0.060	±0.006						
1910.0	0.758	−0.031	±0.006						
1930.0	0.748	−0.032	±0.008						
1950.0	0.738	−0.011	±0.018						

TAB. A.3 – $\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega}$ *cross section at* Q^2*=1.0* GeV^2 *in* $\mu b.sr^{-1}$.

W (MeV)	ϵ	$\cos\theta^* = -0.975$		$\cos\theta^* = -0.925$		$\cos\theta^* = -0.875$		$\cos\theta^* = -0.825$	
1110.0	0.945	−0.031	±0.008	−0.072	±0.013	−0.066	±0.017	−0.062	±0.031
1130.0	0.944	0.003	±0.012	−0.079	±0.030	−0.041	±0.045	−0.164	±0.072
1150.0	0.942	0.051	±0.021	0.054	±0.068	0.187	±0.094	0.090	±0.114
1170.0	0.940	0.142	±0.029	0.236	±0.046	0.401	±0.106	0.262	±0.204
1190.0	0.938	0.313	±0.029	0.499	±0.066	0.521	±0.139	0.974	±0.247
1210.0	0.936	0.417	±0.032	0.736	±0.103	0.965	±0.175	0.869	±0.233
1230.0	0.934	0.338	±0.033	0.583	±0.128	0.830	±0.184	0.752	±0.253
1250.0	0.932	0.209	±0.020	0.422	±0.038	0.769	±0.134	0.880	±0.278
1270.0	0.930	0.107	±0.013	0.201	±0.028	0.413	±0.070	0.817	±0.217
1290.0	0.927	0.020	±0.010	0.157	±0.028	0.343	±0.064	0.512	±0.107
1310.0	0.925	0.021	±0.009	0.033	±0.037	0.092	±0.058	0.135	±0.090
1330.0	0.922	−0.039	±0.009	0.023	±0.026	0.120	±0.052	0.170	±0.088
1350.0	0.919	−0.079	±0.009	−0.078	±0.023	0.040	±0.052	0.128	±0.088
1370.0	0.916	−0.085	±0.007	−0.090	±0.023	0.027	±0.053	0.277	±0.092
1390.0	0.913	−0.110	±0.008	−0.051	±0.023	−0.215	±0.055	−0.512	±0.098
1410.0	0.910	−0.094	±0.007	−0.129	±0.026	−0.168	±0.061	0.197	±0.087
1430.0	0.907	−0.102	±0.006	−0.144	±0.019	−0.290	±0.075	−0.099	±0.120
1450.0	0.903	−0.086	±0.005	−0.164	±0.019	−0.094	±0.053	−0.218	±0.211
1470.0	0.899	−0.101	±0.006	−0.129	±0.022	−0.203	±0.054		
1490.0	0.896	−0.085	±0.006	−0.201	±0.032	−0.191	±0.071		
1510.0	0.891	−0.083	±0.006	−0.077	±0.022	−0.055	±0.081		
1530.0	0.887	−0.036	±0.005	−0.054	±0.021	0.220	±0.071		
1550.0	0.883	−0.004	±0.004	−0.025	±0.026	0.255	±0.079		
1570.0	0.878	0.020	±0.004	0.024	±0.032	−0.019	±0.099		
1590.0	0.873	0.047	±0.004	0.088	±0.031	0.044	±0.107		
1610.0	0.868	0.071	±0.004	0.121	±0.020	0.268	±0.143		
1630.0	0.863	0.095	±0.004	0.113	±0.023				
1650.0	0.857	0.109	±0.005	0.108	±0.042				
1670.0	0.851	0.102	±0.006	0.130	±0.045				
1690.0	0.845	0.072	±0.008	0.068	±0.046				
1710.0	0.839	0.054	±0.005	0.104	±0.041				
1730.0	0.832	0.032	±0.004	0.116	±0.028				
1750.0	0.825	0.021	±0.003	0.044	±0.022				
1770.0	0.818	0.010	±0.003	−0.030	±0.039				
1790.0	0.810	0.013	±0.003						
1810.0	0.803	0.009	±0.004						
1830.0	0.794	−0.007	±0.003						
1850.0	0.786	−0.016	±0.003						
1870.0	0.777	−0.016	±0.003						
1890.0	0.768	−0.034	±0.003						
1910.0	0.758	−0.014	±0.004						
1930.0	0.748	−0.009	±0.006						
1950.0	0.738	−0.018	±0.018						

Annexe B

Résultats expérimentaux

Dans la table suivante sont indiquées pour chaque fichier de prise de données: la luminosité expérimentale en μb^{-1}, les corrections pour les traces multiples (MT) et pour le temps mort de l'électronique de déclenchement (TME), les offsets obtenus par la technique de minimisation sur l'énergie de faisceau E_e (en MeV) et sur l'angle vertical θ_e de l'électron diffusé (en mrd) et enfin les corrections de l'amplitude du faisceau en horizontal A_X et en vertical A_Y (en %). Les fichiers de données sont rassemblés par cinématique.

Cinématique	Numéro de run	Luminosité μb^{-1}???	Corrections MT	Corrections TME	Offsets E_b (MeV)	Offsets θ_e (mrd)	Amplitudes faisceau Horiz.	Amplitudes faisceau Vert.
	1676	460619.8	1.0856	1.0320	-14.920	-1.6499	-3.7191	18.236
pg15	1682	238871.5	1.0601	1.0317	-14.737	-1.6061	-3.1141	21.736
	1683	311167.1	1.0693	1.0327	-15.647	-1.6853	-3.2036	18.734
	1666	57544.5	1.0623	1.0325	-15.629	-2.0998	-2.9069	21.082
pg16	1673	198177.4	1.0670	1.0310	-15.271	-1.6884	-4.5253	22.070
	1674	334620.8	1.0730	1.0307	-15.329	-1.7011	-3.7813	18.547
	1675	443779.7	1.0638	1.0313	-15.323	-1.7038	-3.7422	19.388
	1658	351180.7	1.0518	1.0274	-14.731	-2.1144	-6.0318	23.652
pg17	1659	436300.7	1.0605	1.0337	-15.655	-2.1023	-5.1175	21.814
	1660	446616.4	1.0616	1.0325	-16.066	-2.0509	-5.0375	18.855
	1784	168419.2	1.0410	1.0297	-15.025	-1.8329	-5.9217	19.765
s130	1785	614328.6	1.0410	1.0265	-15.040	-1.6846	-7.9673	25.691
	1786	434579.8	1.0359	1.0257	-15.962	-1.6012	-6.0320	22.398
	1787	220121.6	1.0413	1.0247	-15.358	-1.6271	-4.9245	22.594
	1793	120975.7	1.0292	1.0225	-15.580	-1.7745	-4.9243	23.651
s151	1795	399134.0	1.0285	1.0221	-15.618	-1.5940	-6.2417	23.199
	1796	630342.1	1.0297	1.0215	-15.825	-1.5093	-6.1849	21.421
	2279	55986.6	1.0353	1.0309	-13.829	-0.8868	-7.5870	22.276
s152	2281	542254.6	1.0319	1.0320	-14.429	-0.5935	-9.5714	17.106
	2282	395255.2	1.0321	1.0328	-14.314	-0.6691	-9.8663	18.747

Cinématique	Numéro de run	Luminosité μb^{-1}???	Corrections MT	TME	Offsets E_b (MeV)	θ_e (mrd)	Amplitudes faisceau Horiz.	Vert.
s176	1790	992186.5	1.0278	1.0225	-15.944	-1.3514	-7.9511	22.452
	2287	495151.6	1.0320	1.0320	-19.235	-0.6989	-11.347	16.250
	2288	486962.7	1.0367	1.0321	-18.110	-0.6773	-10.583	20.600
	2290	322244.1	1.0305	1.0262	-18.051	-0.6037	-10.435	22.417
	2291	371300.8	1.0355	1.0358	-18.417	-0.7739	-12.466	22.326
s177	2294	365778.4	1.0373	1.0353	-17.821	-0.5843	-9.7656	23.685
	2295	564805.0	1.0345	1.0358	-17.585	-0.6303	-9.7392	13.199
	2296	450958.7	1.0338	1.0346	-18.269	-0.6624	-10.782	9.6065
	2297	451049.5	1.0348	1.0296	-17.992	-0.6876	-9.2364	21.107
	2298	364739.8	1.0319	1.0309	-18.452	-0.5284	-11.168	10.285
	1798	284738.5	1.0323	1.0243	-15.846	-1.7587	-11.710	25.099
	1800	309038.0	1.0247	1.0222	-16.331	-0.9248	-6.8874	20.648
s200	1801	282574.5	1.0330	1.0221	-16.493	-1.1672	-6.1934	14.129
	1802	746998.7	1.0347	1.0231	-16.500	-1.3325	-8.5461	18.255
	1803	526306.4	1.0297	1.0229	-16.417	-1.4561	-6.4898	21.555
	1807	159346.7	1.0487	1.0236	-16.723	-1.4085	-7.1977	20.807
	1808	1003706.1	1.0339	1.0248	-17.012	-0.8427	-6.4915	17.259
	1809	333350.4	1.0375	1.0243	-16.764	-0.7510	-8.1021	9.8418
s225	1811	235276.4	1.0332	1.0237	-16.805	-0.8863	-7.1800	29.043
	1812	347585.6	1.0319	1.0238	-17.051	-0.9912	-5.5262	15.533
	1813	78484.5	1.0352	1.0218	-17.512	-0.5156	-9.7806	20.310
	1814	810071.8	1.0309	1.0232	-17.257	-1.0084	-6.7602	18.216
	1817	532832.0	1.0301	1.0226	-16.699	-1.1477	-7.6598	11.138
	1819	847698.0	1.0313	1.0229	-16.466	-0.8905	-7.9468	16.180
	1820	113443.7	1.0326	1.0221	-16.658	-1.3169	-7.5901	8.8293
s250	1821	363229.8	1.0286	1.0232	-16.403	-1.3260	-7.2453	18.572
	1822	771086.7	1.0335	1.0233	-17.219	-1.1996	-9.2414	21.068
	1823	752423.0	1.0363	1.0230	-17.228	-0.8230	-8.8603	18.723
	1824	793674.8	1.0344	1.0230	-17.221	-0.8730	-9.5116	16.995
	2299	511073.3	1.0367	1.0335	-18.348	0.6627	-10.669	19.125
	2300	279507.6	1.0377	1.0322	-18.505	0.2651	-10.692	10.738
	2301	403793.1	1.0359	1.0314	-18.571	0.3530	-10.352	16.409
	2302	581698.1	1.0212	1.0193	-18.621	0.5821	-10.398	14.208
s280	2303	91193.8	1.0442	1.0349	-18.337	0.3508	-10.496	26.269
	2305	551755.6	1.0454	1.0459	-16.286	0.5052	-12.476	17.245
	2306	570719.8	1.0459	1.0445	-17.627	0.4391	-11.303	12.519
	2308	448185.7	1.0529	1.0421	-18.694	0.3149	-12.519	11.418
	2309	634238.4	1.0446	1.0429	-18.695	0.6722	-11.210	14.321
	2310	735986.5	1.0435	1.0437	-18.910	0.2321	-10.807	11.278

Cinématique	Numéro de run	Luminosité μb^{-1}???	Corrections MT	TME	Offsets E_b (MeV)	θ_e (mrd)	Amplitudes faisceau Horiz.	Vert.
	2321	633691.5	1.0566	1.0455	-18.162	0.5660	-13.976	4.9328
	2322	764833.5	1.0504	1.0488	-17.428	0.6220	-16.005	12.080
	2323	618721.0	1.0417	1.0449	-17.463	1.1864	-14.412	9.0535
	2325	116592.2	1.0543	1.0468	-18.013	0.9119	-14.815	10.293
	2326	723158.7	1.0536	1.0460	-17.109	0.7270	-15.000	10.047
	2327	796172.7	1.0563	1.0463	-17.114	0.5809	-13.278	8.5466
	2328	108435.5	1.0515	1.0452	-17.385	0.7504	-12.359	21.083
	2330	228147.0	1.0555	1.0463	-16.623	0.9985	-14.120	8.9830
	2336	304640.5	1.0505	1.0456	-18.601	0.6691	-11.603	2.0770
	2337	161008.4	1.0405	1.0461	-19.372	0.9296	-14.418	-5.1105
s320	2338	552193.2	1.0521	1.0460	-20.052	0.6664	-12.173	7.6293
	2339	749417.6	1.0454	1.0448	-18.066	0.4214	-12.913	6.7164
	2340	381887.8	1.0545	1.0453	-17.941	0.1815	-13.074	6.9869
	2341	269700.5	1.0463	1.0450	-18.870	0.6524	-14.427	-2.0601
	2342	813094.0	1.0531	1.0454	-17.860	0.8149	-12.715	12.437
	2343	898315.5	1.0505	1.0453	-16.717	0.5924	-13.631	7.8091
	2344	251401.6	1.0545	1.0453	-14.009	0.2676	-13.201	1.8473
	2345	897881.3	1.0534	1.0443	-16.556	0.6367	-14.018	0.46212
	2347	568035.9	1.0439	1.0456	-19.694	0.6611	-11.171	0.45018
	2348	597773.7	1.0543	1.0467	-20.317	0.7638	-12.517	5.5452
	2349	476883.8	1.0571	1.0424	-18.636	0.5228	-11.394	3.1527
	2350	273986.3	1.0440	1.0468	-20.209	1.6960	-12.275	14.348
	2353	550774.5	1.0546	1.0454	-18.078	0.6925	-11.368	12.638
	2354	462793.0	1.0704	1.0459	-17.877	1.0706	-12.055	16.651
	2355	401603.1	1.0485	1.0455	-18.724	0.2793	-11.684	12.056
	2356	660412.7	1.0439	1.0474	-19.614	1.1073	-12.570	14.117
	2357	623198.1	1.0505	1.0442	-18.787	1.0600	-9.5673	9.4567
	2358	479871.1	1.0570	1.0459	-17.958	1.3711	-10.436	14.701
	2361	616702.4	1.0500	1.0428	-19.736	1.3275	-12.124	20.341
	2362	282922.9	1.0605	1.0427	-19.836	1.3305	-13.393	-8.4536
	2363	231264.0	1.0561	1.0455	-18.968	0.5735	-10.244	5.2625
	2371	525535.1	1.0525	1.0460	-19.452	0.7810	-9.7790	14.454
s360	2372	673313.7	1.0464	1.0452	-20.054	0.6459	-12.988	16.183
	2373	303200.9	1.0588	1.0464	-19.398	0.4707	-14.381	10.265
	2374	382782.7	1.0616	1.0462	-19.968	0.6374	-12.191	7.6621
	2375	685662.2	1.0581	1.0448	-19.262	0.9451	-11.602	12.455
	2376	763874.9	1.0566	1.0473	-19.549	0.7009	-11.562	28.505
	2383	647782.3	1.0491	1.0465	-17.463	0.3951	-10.755	20.756
	2384	254073.7	1.0603	1.0427	-17.804	1.8809	-13.070	6.1302
	2385	419399.6	1.0470	1.0446	-17.749	1.3721	-10.968	29.552
	2386	708137.6	1.0581	1.0448	-18.620	1.3945	-11.319	11.121
	2387	564494.8	1.0677	1.0449	-18.098	1.4077	-15.228	7.0072
	2388	646485.4	1.0510	1.0454	-18.252	0.9639	-11.078	11.632
	2389	213609.6	1.0434	1.0425	-18.938	1.3277	-10.526	26.382

Annexe C

Publication sur le moniteur de courant

Ici se trouve la publication relative au moniteur d'intensité de faisceau du Hal A qui a été publiée à conférence pour les accélérateurs de particules (PAC) à Chicago en 2001. Cela correspond au travail que j'ai effectué sur le moniteur de courant en collaboration avec des équipes de l'accélérateur et du Hall A.

Après avoir introduit les motivations pour un tel appareil, le document comporte une description de l'appareillage, notamment du Transformateur de Courant Continu (Unser Monitor), ainsi que des cavités résonantes. La précision et la calibration du moniteur est discutée pour la mesure de courant de faisceau, et pour le mesure de charge. Enfin le papier aborde la question de la linéarité de l'appareil, et présente les résultats obtenus.

HIGH ACCURACY BEAM CURRENT MONITOR SYSTEM FOR CEBAF'S EXPERIMENTAL HALL A *

J.-C. Denard†, A. Saha , Jefferson Lab., Newport News, Virginia, USA
G. Laveissière, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université Blaise Pascal IN2P3-CNRS

Abstract

CEBAF accelerator delivers continuous wave (CW) electron beams to three experimental Halls. In Hall A, all experiments require continuous, non-invasive current measurements and a few experiments require an absolute accuracy of 0.2 % in the current range from 1 to 180 μA. A Parametric Current Transformer (PCT), manufactured by Bergoz, has an accurate and stable sensitivity of 4 μA/V, but its offset drifts at the μA level over time preclude its direct use for continuous measurements. Two cavity monitors are calibrated against the PCT with at least 50 μA of beam current. The calibration procedure suppresses the error due to PCT's offset drifts by turning the beam on and off, which is invasive to the experiment. One of the goals of the system is to minimize the calibration time without compromising the measurement's accuracy. The linearity of the cavity monitors is a critical parameter for transferring the accurate calibration done at high currents over the whole dynamic range. The method for measuring accurately the linearity is described.

1 INTRODUCTION

The CEBAF accelerator delivers continuous wave (CW) electron beams to three experimental halls. Most of the experiments need to measure the beam current with an absolute accuracy of about 1%. A few experiments in Hall A require an improved accuracy of 0.2% in the 1 to 180 μA dynamic range. Two cavity monitors equipped with linear, stable and low noise detection electronics require periodic calibrations against a parametric current transformer (PCT) manufactured by Bergoz (Crozet, France). The PCT is an absolute measuring device. However, its excessive offset drifts preclude its direct use for accurate current measurements. It is possible to calibrate the cavity monitors against the PCT with 50 μA or more beam current in a reasonable time (~1/2 hour). The good linearity of the cavity electronics allows accurate extrapolation of the result obtained at one current measurement to the whole dynamic range. The next sections describe the detailed design of the monitor, the errors contributing to the system performance, the high accuracy method used for measuring the linearity of the electronics and the results of the past few years of operation. In addition to beam current, the experiments require measurement of the beam charge. This necessitates additional circuitry with better timing precision than that of the current monitor.

* This work was supported by the U.S. DOE Contract No DE-AC05-84-ER40150.
†denard@jlab.org

2 SYSTEM DESCRIPTION

2.1 PCT related components

Figure 1 shows the beam line components, which consist of the toroidal PCT sensor, a cavity on its upstream side and a cavity on its downstream side. The PCT toroid is sensitive to the DC component of the magnetic field generated by the beam current around the beam pipe [1].

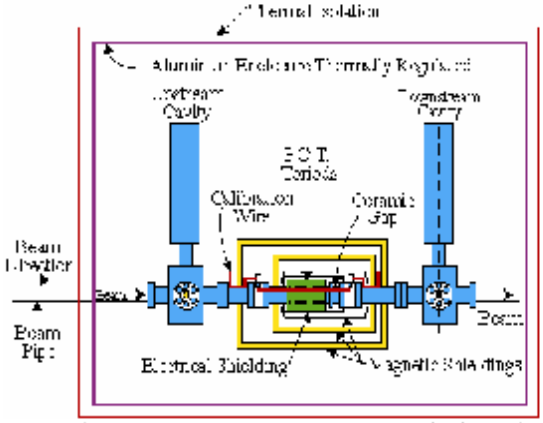

Figure 1. Current Monitor components on the beam line

A ceramic gap interrupts the beam pipe's conductivity and prevents any parasitic currents from flowing inside the toroid. Three magnetic shields, two of iron and the innermost one of μ metal, suppress the offset drifts due to external varying magnetic fields. A thermoregulated enclosure, surrounding the entire assembly, reduces further the PCT offset drifts. An electric shielding prevents the high frequencies of the beam spectrum from propagating outside the monitor from the ceramic gap. Absorbing materials prevent RF noise from reaching the sensor.

The PCT front end, which is two meters from the sensor, sends the signal to a remote unit located 50 m away in the counting house. The remote unit delivers to an HP34401A multimeter, used as a voltmeter, a DC voltage consistently equal to 4.000 mV per μA of beam.

By sending a DC current into a wire passing through the toroid (figure 1), one can periodically calibrate the PCT sensitivity. A Keithley current source sends a known

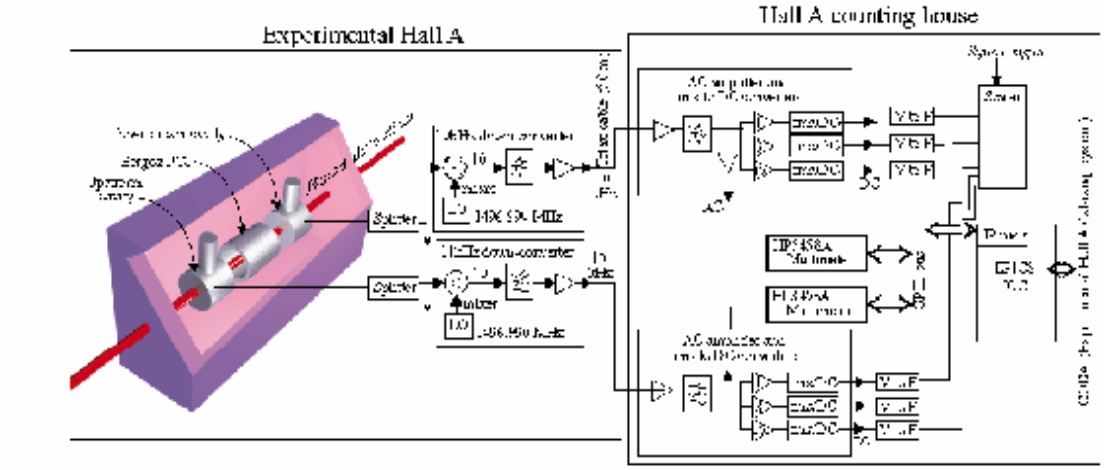

Figure 2: Cavity monitor block diagram.

intensity into the wire through a 50 m long triaxial cable. A HP3458A multimeter, whose accuracy is traced to NIST intensity standard, measures the current. The excellent linearity of the PCT allows calibrations at 2 mA. It is higher than the actual beam current, but improves the precision.

2.2 Cavity monitors

The two cavities are of pill box type, tuned on the 1497 MHz component of the beam current spectrum corresponding to the TE010 mode. This component does not depend on either the bunch length (< 1 ps) or the beam position (6 ppm error for a 5 mm off centered beam [2]). The cavities, made of stainless steel and critically coupled have a relatively low quality coefficient ($Q \approx 1500$). The temperature stability of the system is ± 0.2°C. Work related to the beam line vacuum may move the cavities out of tune, requiring tuning by means of a network analyzer.

Figure 2 shows the cavity monitor block diagram. 7/8" Heliax cables carry the cavity signals to their respective downconverters. The latter bring the signal frequency down to 10 kHz for accurate amplitude measurements. The downconverters and their Local Oscillators (LOs) have thermal stabilization. Belden 9222 triaxial cables connect the downconverters to the 10 kHz electronics located 50 m away in the counting house. The Heliax and triaxial cables were selected for their low attenuation resulting in negligible temperature effects. The 10 kHz electronics comprises an amplifier and a filter designed for a very flat response in the 9-to-11 kHz range in order to accommodate possible frequency drifts of the local oscillator (LO) and employs operational amplifiers and high stability resistors for gain stability.

The signal from each cavity monitor splits into two separate paths. The first leads the 10 kHz signal measured every 1.2 s to a high precision AC voltmeter (HP3458A multimeter) configured in "synchronous mode". Each measurement represents the current averaged during most of the 1.2 s. The other path comprises three sets of amplifiers of different gains, each followed by an rms-to-DC converter. These DC outputs cover the low, middle and high parts of the dynamic range and feed into Voltage-to-Frequency converters (V-to-F) and then, to scalers. The scalers (frequency counters) are fast; they provide a 20 µs timing accuracy. The scaler count is directly proportional to the number of periods between the start and the end triggers of a data run and ideally is proportional to the charge delivered during that time.

The accelerator's controls system (EPICS) asynchronously gathers data from the cavity monitors (two AC voltmeters) and the PCT (DC voltmeter) over GPIB bus. The Hall A experiment's data acquisition system, called CODA, reads the scalers as well as the EPICS cavity monitor and PCT signals. They are part of the experiment's data stream stored for off-line analysis.

3 ACCURACY AND CALIBRATION

3.1 Current measurements

Several sources of error, when added quadratically contribute to an uncertainty of ~ $3\ 10^{-4}$ to the PCT's measurements with respect to NIST intensity standard. The combined errors to the cavity monitor system's sensitivity drifts between calibrations (performed once or twice a month,) reach about $4\ 10^{-4}$. The largest component comes from a combination of tuning uncertainty, cavity temperature variations, and barometric pressure changes. It amounts to a 12 kHz detuning uncertainty, corresponding to $3\ 10^{-4}$ error. These errors, as well as the non-linearity effects, are small compared to the reproducibility of the cavity monitor's calibrations. Calibration of the cavity monitors requires turning off and turning on the beam several times at one-minute intervals. The process is invasive to beam delivery to all experimental halls. It takes about ½ hour with a beam of at least 50 µA to reach better than 0.2% accuracy. The accuracy improves linearly with the current. The distribution of the calibration coefficients over the last few years indicates a global calibration accuracy of about 0.2%. Since the other sources of error, including the

linearity effects, are negligible, this number is representative of the absolute accuracy of the cavity monitors from 1 to 180 µA.

3.2 Charge measurements

The total beam charge delivered during a physics run is the product of the sum of the beam current measurements and the measurement period. A standard physics run lasts between 0.5 and 1 hour. One or more beam delivery interruptions may happen during that time. When the beam goes off or comes on, the CODA's computer sees the interruption with a random delay that can amount to several seconds. This timing uncertainty translates into a charge error greater than the total error budget of 0.2%. Attempts at bringing down this error required three sets of rms-to-DC converters, V-to-F converters, and scalers. (see fig. 2.) The two latter components meet the required specifications but the rms-to-DC converter does not. Its linearity does not match that of the HP3458A voltmeter. Linearity measurements of the scaler outputs with respect to a faraday cup in the injector 5 MeV region have shown 0.5% error in the 1-to-120 µA current range. Another problem of the rms-to-DC converters is that their frequency response is not flat in the ±1 kHz range of LO drifts. A potential solution to this problem is to replace the LO with a synthesizer locked to the machine's master oscillator.

In reality, the continuous recording of the scalers, the cavity AC voltmeters and PCT voltmeter provides all the necessary information to achieve the desired accuracy. The naturally occurring beam interruptions provide the appropriate beam-on-to-off calibration steps for cavity and charge monitors (scalers). Low current experiments (< 50 µA) require an invasive calibration cycle at high current once or twice a month. Those experiments, using the scalers and voltmeters recordings, can make off-line corrections to the small rms-to-DC converter errors and slow drifts in order to bring the accuracy to 0.2%.

4 LINEARITY MEASUREMENT METHOD

Accurate non-linearity measurements at high frequencies are difficult. The usual method of switching an attenuator from input to output does not work in a system without physical output port. It would not be valid either for devices with different input and output frequencies, like downconverters. Instead, a 6 dB attenuator, whose attenuation does not need to be exactly known, is used. Its attenuation needs only to be constant during the measurement period. A measurement at a defined input level is done by switching the attenuator in and out of the input circuit; then one can compute the output level ratio for the two attenuator configurations. Performing the same operation at input levels 6 dB apart over the whole dynamic range produces a series of ratios. A perfectly linear system yields constant output ratios; it is usually the case for actual systems in the middle of their dynamic range. The method actually shows deviations from a response of the form log Vout = a * log Vin equivalent to $Vout = Vin^a$. Thus for the method to be valid, the device under test must be intrinsically linear (a = 1) in its mid range. It is the case of the downconverter and amplifiers that constitute the cavity electronics. Figure 3 shows the linearity of one of the cavity electronics systems.

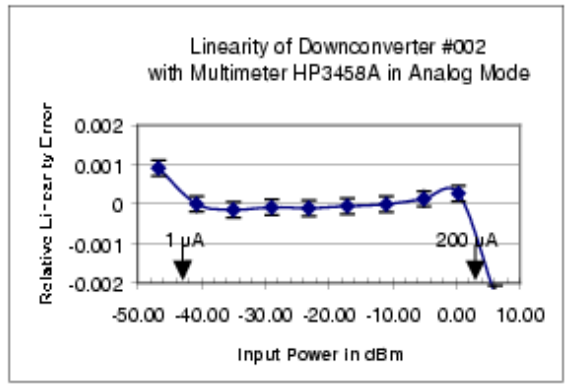

Figure 3: Linearity of one of the cavity current monitors

5 SUMMARY

A current monitor with 0.2% absolute accuracy has been in regular use in Hall A since February 1999. It includes two cavity monitors that are calibrated about twice a month with beam against a commercial reference (PCT current monitor). Additional circuits measuring the charge over 0.5 to 1 hour of beam delivery are accurate to 0.5%. Recording all the relevant signals as part of the experiment data stream allows retrieving the charge to the required accuracy of 0.2 %.

6 ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Charlie Sinclair who initiated this project with his team [3].

7 REFERENCES

[1] K. B. Unser, "The Parametric Current Transformer, a Beam Current Monitor Developed for LEP"; Proceedings of the third Beam Instrumentation Workshop, 1991, CEBAF, Newport News, VA.

[2] C. Piller, private communication; superfish simulation.

[3] R. Kazimi B. Dunham, G.A. Krafft, R. Legg, C. Liang, C. Sinclair, and J. Mammosser, "Precision Intercomparison of Beam Current Monitors at CEBAF", Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference, IEEE, Dallas, TX.

Annexe D

Tableau des principales résonances

Le tableau suivant est un résumé des principales résonances mises à ce jour en évidence expérimentalement, et répertoriées dans [52]. J'ai seulement considéré les résonances ayant une masse comprise dans la fenêtre $[0.9 - 2.0]$ GeV (notre expérience) et dont la probabilité d'existence est supérieure à $***$. Les masses et largeurs sont calculées au sens de Breit-Wigner (BW). Notons que la première résonance est le proton p de masse $M_p = 938.272$ MeV et de largeur supposée nulle.

Nom de la résonance	Isospin $I\left(J^P\right)$	masse de BW (MeV)	largeur de BW (MeV)	Probabilité d'existence
$N(1440)\ P_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$1430-1470$	$250-450$	$****$
$N(1520)\ D_{13}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}^-\right)$	$1515-1530$	$110-135$	$****$
$N(1535)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^-\right)$	$1520-1555$	$100-150$	$****$
$N(1650)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^-\right)$	$1640-1680$	$145-190$	$****$
$N(1675)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{5}{2}^-\right)$	$1670-1685$	$140-180$	$****$
$N(1680)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{5}{2}^+\right)$	$1675-1690$	$120-140$	$****$
$N(1700)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}^-\right)$	$1650-1750$	$50-150$	$***$
$N(1710)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$1680-1740$	$50-250$	$***$
$N(1720)\ S_{11}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}^+\right)$	$1650-1750$	$100-200$	$****$
$\Delta(1232)\ P_{33}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}^+\right)$	$1230-1234$	$115-125$	$****$
$\Delta(1600)\ P_{33}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}^+\right)$	$1550-1700$	$250-450$	$***$
$\Delta(1620)\ S_{31}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{1}{2}^-\right)$	$1615-1675$	$120-180$	$****$
$\Delta(1700)\ D_{33}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}^-\right)$	$1670-1770$	$200-400$	$****$
$\Delta(1905)\ F_{35}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{5}{2}^+\right)$	$1870-1920$	$280-440$	$****$
$\Delta(1910)\ P_{31}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	$1870-1920$	$190-270$	$****$
$\Delta(1920)\ P_{33}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}^+\right)$	$1900-1970$	$150-300$	$***$
$\Delta(1930)\ D_{35}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{5}{2}^-\right)$	$1920-1970$	$250-450$	$***$
$\Delta(1950)\ F_{37}$	$\frac{3}{2}\left(\frac{7}{2}^+\right)$	$1940-1960$	$290-350$	$****$

Bibliographie

[1] Ref: E. Chambers, R. Hofstadter, Phys. Rev. **103** (1956) 1454

[2] Ref: R. Littauer, H. Schopper, R. Wilson, Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 141

[3] Ref: R. Suleiman, "Hall A cryogenic and dummy target information", Jlab-TN-98-007.

[4] Ref: K.B. Unser, CERN Report N0. CERN-SL-91-42-BI (1991).

[5] Ref: C.W. Hyde-Wright, L. Todor and G. Laveissiere, "Beam Position Studies for E93050", JLAB-TN-01-001 (2001).

[6] Ref: "Conceptual Design Report, Experimental Equipment", CEBAF Internal Report (1990).

[7] Ref: D. Drechsel, O. Hanstein, S. Kamalov and L. Tiator, "MAID - Pion Electroproduction Program", Nucl. Phys. **A645** (1999) 145.

[8] Ref: K.G. Fissum *et al.*, "Vertical Drift Chambers for the Hall A High Resolution Spectrometers at Jefferson Lab", JLAB-TN-00-016 (2000).

[9] Ref: E. Offerman *et al.*, "ESPACE Manual", Version 2.7.0 (1999).

[10] Ref: M. Vanderhaeghen *et al.*, Phys. Rev. **C62** (2000) 025501-1.

[11] Ref: Thèse d'Olivier Ravel, "Mesure absolue de l'énergie du faisceau d'électrons de TJNAF (hall A) par diffusion élastique p(e,e'p)", Université Blaise Pascal, DU 951 (2000).

[12] Ref: Thèse de Stéphanie Jaminion, "Diffusion Compton Virtuelle à Jefferson Lab (Expérience E93050): résultat préliminaire des sections efficaces ($ep \to ep\gamma$) en vue d'extraire les polarisabilités généralisées du proton à $Q^2 = 1.9$ GeV^2", Universié Blaise Pascal, DU 1259 (2000).

[13] Ref: T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin, rev. Mod. Phys. **50**, 261 (1978) [Erratum-ibid. **51**, 407 (1978)].

[14] Ref: M. Jung *et al.*, Z. Phys. **C10**, 197 (1981).

[15] Ref: E. L. Hallin *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 1497.

[16] Ref: Y. Wada *et al.*, Nucl. Phys. **B247** (1984) 313; T. Ishii *et al.*, Nucl. Phys. **B254** (1985) 458.

[17] Ref: F. Wissmann *et al.*, Nucl. Phys. **A600** (1999) 232.

[18] Ref: M. A. Shupe *et al.*, Phys. Rev. **D19** (1979) 1921.

[19] Ref: P. Vernin *et al.*, "Field mapping of the Hall A high-resolution spectrometers of Jefferson Lab", NIM **A449** (2000) 505-527.

[20] Ref: P. A. Guichon, G. Q. Liu and A. W. Thomas, Nucl. Phys. **A591** (1995) 606 [nucl-th/9605031]

[21] Ref: J. Roche *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 708

[22] Ref: Thèse de Dominique Marchand, "...mesure absolue de l'énergie de faisceau d'électrons de Jefferson Lab (Hall A) par une méthode magnétique: projet ARC", DAPNIA/SPHN-98-04T (1998).

[23] Ref: G. Q. Liu, A. W. Thomas, P. A. M. Guichon, Aust. J. Phys. **49** (1996) 905

[24] Ref: M. Vanderhaeghen, Phys. Lett. **B368** (1996) 13

[25] Ref: T. R. Hemmert, B. R. Holstein, G. Knöchlein and S. Scherer, Phys. Rev. D55 (1997) 2630; Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 22; T. R. Hemmert, B. R. Holstein, G. Knöchlein and D. Drechsel, Phys. Rev. **D62** (2000) 014013.

[26] Ref: A. M. Bernstein *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) :1509-1516.

[27] Ref: K.H. Althoff *et al.*, BONN-HE-79-1 (Jan 1979) 24pp.

[28] Ref: J. Shaw and R. Miskimen, "A new proposal to the Bates Linear Accelerator Center, Virtual Compton Scattering on the protonbelow pion threshold" (1997).

[29] Ref: P. Y. Bertin, C. Hyde-Wright and P. A. M. Guichon, "Nucleon structure study by Virtual Compton Scattering", CEBAF proposal PR93050 (1993).

[30] Ref: Thèse de Christophe Jutier, en préparation

[31] Ref: H. W. Griesshammer and G. Rupak, "Nucleon Polarisabilities from Compton Scattering on the Deuteron", nucl-th/0012096.

[32] Ref: H. Bethe (Manchester U.) and W. Heitler (Bristol U.), Proc. Roy. Soc. Lond. **A146** (1934) 83-112.

[33] Ref: M. K. Jones et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1398; O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. **C64** (2001) 038202.

[34] Ref: M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79** (1950) 615.

[35] Ref: P. E. Bosted, Phys. Rev. **C51** (1995) 409.

[36] Ref: C. Yan *et al.*, "Superharp: a wire scanner with absolute position readout for beam energy measurement at CEBAF", Nucl. Instrum. Meth. **A365** (1995) 261.

[37] Ref: W. Barry, R. Rossmanith and M. Wise, "A simple beam position monitor system for CEBAF", CEBAF-PR-89-015 (1989).

[38] Ref: C. Yan, P. Adderley, R. Carlini, C. Cuevas, W. Vulcan, and R. Wines (Jefferson Lab), Nucl. Instrum. Meth. **A365** (1995) 46-48.

[39] Ref: V. Olmos de Leon *et al.*, Eur. Phys. J. **A10** (2001) 207.

[40] Ref: F. J. Federspiel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1511.

[41] Ref: A. Zieger et al., Phys. Lett. **B278** (1992) 34.

[42] Ref: A. M. Baldin, Nucl. Phys. **18** (1960) 310.

[43] Ref: N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. **D19** (1979) 2653.

[44] Ref: O. Gayou et al., "Measurements of the elastic electromagnetic form factor ratio $\mu_p G_{E_p}/G_{M_p}$ via polarization transfer", Phys. Rev. **C64** (2001) 038202.

[45] Ref: Cebaf Online Data Acquisition manual; http://coda.jlab.org.

[46] Ref: R. A. Arndt, R. L. Workman, Z. Li and L. D. Roper, Phys. Rev. **C42** (1990) 1853; Phys. Rev. **C47** (1993) 2759; R. A. Arndt, I. I. Strakovsky and R. L. Workman, Phys. Rev. **C53** (1996) 430.

[47] Ref: F. Low, Phys. Rev. **96** (1954) 1428; Phys. Rev. **110** (1958) 974.

[48] Ref: B. Pasquini, M. Gorchtein, D. Drechsel, A. Metz and M. Vanderhaeghen, Eur. Phys. J. **A11** (2001) 185.

[49] Ref: J. F. Bartlett *et al.*, "The Epics System: An Overview", FERMILAB-TM-1244 (1983); http://www.jlab.org/accel/documents/epics_doc2.html.

[50] Ref: R. Di Salvo *et al.*, "Note sur l'efficacité des scintillateurs", PCCF-RI-0029 (2000).

[51] Ref: M. Vanderhaeghen, Eur. Phys. J., **A8** (2000) 455.

[52] Ref: Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. **C15** (2000).

[53] Ref: H. Fonvieille, communication privée E93050, http://www.jlab.org/~helene/e93050/corr_rad.ps.

[54] Ref: M. Jones, Jefferson Lab note technique (2000), http://www.jlab.org/~rom/edtime.ps.

[55] Ref: J. P. Chen, communication privée.

[56] Ref: L. Van Hoorebeke, communication privée.

[57] Ref: Thèse de Natalie Degrande, "Experimental Study of the Virtual Compton Scattering Process at $Q^2 = 1.0$ (GeV/c)^2", Universiteit Gent (2000-2001).

[58] Ref: F. E. Low, Phys. Rev. **110** (1958) 974.

[59] Ref: Rapport de Stage de DEA d'Alexandre Deur, "La cible cryogénique du Hall A du Thomas Jefferson National Accelerator Facility", Université Blaise Pascal, Clermont-Fd (1997).

[60] Ref: Thèse de Luminita Todor, Old Dominion University, Virginia, USA (2000).

[61] Ref: L. Van Hoorebeke, Université de Gent, Belgique, "Monte-Carlo simulation of Virtual Compton Scattering below pion threshold", article en préparation.

[62] Ref: L. Tiator et S. Kamalov, communication privée.

[63] Ref: S. Frullani *et al.*, "High-Precision Separation of Polarized Structure Functions in Electro-production of the Δ and Roper Resonances", CEBAF proposal PR91011 (1991).