

Université Paris XI
UFR scientifique d'Orsay

Production exclusive de mésons ρ^0 dans l'expérience COMPASS au CERN

Thèse présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'université de Paris XI

par

Guillaume Jegou

Soutenue le 10 Décembre 2009 devant le jury composé de

Michel Garçon	Directeur de thèse
Etienne Burtin	Responsable CEA
Franco Bradamante	Rapporteur
Michel Guidal	Rapporteur
Wolf-Dieter Nowak	
Hagop Sadzjian	
Andrzej Sandacz	

Table des matières

I	Problématique	4
1	Introduction	5
2	Phénoménologie de la production exclusive et diffractive de mésons vecteurs	8
2.1	La cinématique de la réaction	8
2.2	Les expériences antérieures	14
2.3	Les distributions en W et t et la factorisation	14
2.4	Les distributions angulaires et l'hélicité	17
2.4.1	Hélicité, SCHC et NPE	17
2.4.2	Amplitudes d'hélicité et éléments de la matrice densité de spin (SDME)	18
2.4.3	Les distributions angulaires	22
2.5	Les prédictions dans le cadre des GPDs	28
2.5.1	Les distributions de partons généralisées	28
2.5.2	Les principaux modèles pour la production de mésons	31
3	L'expérience COMPASS	35
3.1	Dispositif expérimental	35
3.1.1	Le faisceau	35
3.1.2	Le spectromètre	38
3.1.3	La cible polarisée	39
3.1.4	Le trigger	40
3.1.5	Après le trigger / après la digitalisation	41
3.2	Reconstruction et analyse des données	41
II	Analyse	44
4	Sélection des événements '2004 et 2007 transverse'	45
4.1	Qualité des données	45
4.2	Nombre et charge des particules détectées	46
4.3	Coupages sur le vertex reconstruit	46
4.4	Coupages sur les paramètres des traces reconstruites	47
4.5	Coupages sur les variables cinématiques	48
4.5.1	Production de mésons ρ	48

4.5.2	Production exclusive	49
4.5.3	Production incohérente	49
4.5.4	Régime de factorisation	50
4.5.5	Autres coupures	50
4.5.6	Sélection de production d'autres mésons	52
4.6	Échantillons finaux	57
5	Corrections des données '2004 et 2007 transverse'	62
5.1	Correction pour l' <i>acceptance</i> et le <i>smearing</i>	65
5.1.1	Principe de la méthode	65
5.1.2	Le générateur des événements : DIPSI	67
5.1.3	Le domaine des variables cinématiques et le maillage de l'espace des phase	68
5.1.4	Pondération des événements générés pour corriger les imperfections du générateur	71
5.1.5	Comparaison entre données simulées et données réelles	73
5.1.6	Résultats de la correction pour le méson ρ	76
5.1.7	Erreurs systématiques	84
5.1.8	Généralisation pour le méson ϕ	86
5.1.9	Généralisation pour les données '2004 longitudinal'	88
5.2	Correction du bruit de fond sous le pic d'exclusivité	89
5.2.1	Génération de l'échantillon simulé	90
5.2.2	Principe de la méthode	90
5.2.3	Mise en pratique de la correction à une ou deux variables	93
5.2.4	Contribution supplémentaire pour les données 2007	95
5.2.5	Résultats de la correction à une ou deux variables	97
5.2.6	Correction à trois variables	105
5.2.7	Erreurs systématiques	106
5.3	Décalage des positions du pic d'exclusivité en 2004	111
6	Résultats	116
6.1	Etude de la pente de la distribution en p_T^2	116
6.2	Elements de la matrice densite de spin (SDME)	120
6.2.1	Eléments de matrice déduits de $W(\cos\vartheta)$	120
6.2.2	Eléments de matrice déduits de $W(\phi, \cos\vartheta)$	127
6.2.3	Eléments de matrice déduits de $W(\varphi, \cos\vartheta)$	132
6.3	Mesure de l'asymétrie de spin pour une cible polarisée transversalement . . .	138
6.3.1	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ mesurée par la méthode des <i>Double Ratio</i>	138
6.3.2	$A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ mesurée par la méthode des distributions angulaires $W(\phi - \phi_S)$	141
7	Conclusion	146

8 Effet systématique d'un décalage de 1 GeV sur E_μ pour les données de 2004149

Première partie
Problématique

Chapitre 1

Introduction

Les nucléons, protons et neutrons, sont les constituants principaux de la matière ordinaire. Ils sont eux-même composés de particules élémentaires : les quarks et les gluons dont les interactions sont décrites par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Cependant, la façon dont les quarks et les gluons restent confinés pour former un nucléon est un sujet d'études intenses.

Le premier indice montrant la structure composite du proton est venu de la mesure du moment magnétique qui diffère de la valeur attendue pour une particule ponctuelle. Par la suite, les expériences de diffusion élastique de leptons sur le nucléon ont permis de mesurer les **facteurs de formes** qui sont reliés aux distributions spatiales de charge et de magnétisation à l'intérieur du nucléon. Le rayon de la distribution de charge pour un proton est de l'ordre de 0.7 fm. Plus tard, les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS) ont mis en évidence la structure composite des nucléons et mesuré les fonctions de structure. Ces fonctions ont une interprétation simple dans le modèle des partons. Dans le référentiel où le nucléon se déplace avec une quantité de mouvement infinie, dans le sens (longitudinal) de la collision avec le photon virtuel échangé lors de la diffusion lepton-nucléon, le nucléon est vu comme un ensemble de partons libres se partageant la quantité de mouvement totale. Les fonctions de structure sont alors des combinaisons des **distributions de partons** qui sont les probabilités de trouver un quark portant la fraction x de la quantité de mouvement totale du nucléon. Ces expériences ont également démontré la présence de gluons au sein des nucléons.

Un des objectifs des recherches actuelles est de comprendre les propriétés macroscopiques des nucléons à partir des quarks et des gluons. Par exemple, la contribution des quarks au spin du nucléon a été l'objet d'un effort intense dans de nombreux laboratoires (CERN, SLAC, DESY, RHIC, JLab). Le résultat obtenu montre que seulement 30% du spin du proton provient du spin intrinsèque des quarks [1]. La contribution du spin intrinsèque des gluons est également contrainte par la mesure de la production de mésons charmés [2] ou de paires de hadrons à grandes quantités de mouvement transverses à COMPASS [3] ou au RHIC [4, 5] mais également à l'aide de l'évolution des fonctions de structure polarisées [6]. Cette contribution est, elle aussi, faible et les regards se portent maintenant sur la contribution du moment angulaire orbital des constituants.

Au milieu des années 1990, le formalisme des **distributions de partons généralisées** (GPD) [7, 8, 9] est apparu. Ces distributions sont riches d'information : au moyen de règles de somme, elles tendent vers les facteurs de forme et à transfert nul elles tendent vers les distributions de partons classiques mesurées en DIS. Elles permettent ainsi de déterminer les corrélations entre les distributions des positions dans le plan transverse et des quantités de mouvement longitudinales des quarks et des gluons [10]. Cela permet de faire une tomographie de l'intérieur du nucléon. Par ailleurs, les GPDs sont reliées au moment angulaire porté par les quarks au moyen de la règle de somme de Ji [8] et elles apportent ainsi une contribution essentielle à l'étude de la structure en spin du nucléon.

Ces fonctions sont accessibles dans l'analyse des réactions exclusives de production de photons ou de mésons lorsque certaines conditions expérimentales sont réalisées : il faut une grande virtualité du photon échangé pour sonder les constituants du nucléon comme dans une diffusion profondément inélastique et un petit transfert t d'énergie au nucléon qui reste intact. Ces conditions permettent la factorisation de l'amplitude de la réaction en une partie décrivant l'interaction entre des constituants élémentaires (photon-quark-gluon) et une partie paramétrisée par les GPDs prenant en compte la structure interne du nucléon. Dans le cas de la production de mésons, la factorisation [11, 12] n'a été démontrée que pour l'interaction d'un photon de polarisation longitudinale, échangé entre la sonde et le nucléon. Lors de la production longitudinale de mésons vecteurs ($J^P = 1^-$) (comme $\rho, \omega, \Phi\dots$) on accède aux deux GPDs H et E qui interviennent dans la règle de somme de Ji. La GPD H est reliée aux distributions de partons en DIS, alors que la GPD E qui n'a pas d'équivalent, suscite un intérêt tout particulier.

La production diffractive de méson ρ est un outil important depuis longtemps pour l'étude de la structure du nucléon. Le méson ρ de spin 1, décroît à presque 100% en 2 pions de spin 0, aussi la distribution angulaire de la paire reflète la polarisation du méson. On a ainsi une séparation claire entre les ρ longitudinaux et les ρ transverses. La distribution angulaire complète est paramétrisée par les éléments de la matrice densité de spin (SDME) [13, 14] qui contiennent toute l'information de l'interaction entre le photon, le nucléon et le méson. Les expériences ont montré qu'il y a un transfert presque parfait de l'hélicité entre le méson et le photon. Ceci permet donc de retenir aisément la contribution des photons longitudinaux pour lesquels la section efficace s'écrit avec les GPDs H et E . Un des éléments de la matrice densité de spin est directement le produit de ces 2 GPDs. Il est obtenu lors d'une mesure de production de mésons ρ sur une cible de protons polarisés transversalement.

Dans l'expérience COMPASS au CERN beaucoup de données ont été accumulées pour la production de mésons avec des faisceaux de muons polarisés de haute énergie (160 GeV). Cette thèse s'intéresse tout particulièrement à la production exclusive de mésons ρ à petit transfert sur des cibles de deutons ou ${}^6\text{LiD}$ (en 2004) et de protons ou NH_3 (en 2007) polarisées transversalement. Dans le prochain chapitre nous présenterons les variables cinématiques et tout le formalisme nécessaire à de telles analyses. Les principaux résultats déjà obtenus et quelques modèles théoriques seront cités. Dans le chapitre 3, une description de l'expérience COMPASS avec ses faisceaux de muons de haute énergie et ses cibles polarisées sera donnée. Un accent plus particulier sera mis sur la détection et la reconstruction des particules de la réaction dans la voie finale. Ensuite le chapitre 4 présentera l'ensemble des

coupages sur les variables cinématiques de chaque évènement afin de sélection au maximum la production exclusive de mésons ρ à petit transfert t et de conserver le minimum de bruit de fond dû aux réactions compétitives. Le chapitre 5 montre tout le travail d'analyse nécessaire pour corriger les distributions observées des effets de l'acceptance de l'appareillage et des effets du bruit de fond. Cette analyse systématique est analysée par rapport à chacune des variables cinématiques. Le chapitre 6 présente toutes les observables qui ont été ainsi mesurées : la pente en t de la section efficace, plusieurs SDME et l'asymétrie avec une cible polarisée transversalement.

Chapitre 2

Phénoménologie de la production exclusive et diffractive de mésons vecteurs

2.1 La cinématique de la réaction

La lepto-production exclusive de mésons vecteurs est une réaction lors de laquelle un lepton du faisceau interagit avec un nucléon de la cible pour produire un méson vecteur V tout en laissant le nucléon intact. A COMPASS nous utilisons un faisceau de muons et nous pouvons étudier la production des différents mésons vecteurs (ρ , ϕ , ω , J/Ψ) dont les caractéristiques sont présentées dans la table 2.1.

$\rho(770)$	Masse $M_\rho = 775.49 \pm 0.34 \text{ MeV}/c^2$ Largeur $\Gamma_\rho = 149.4 \pm 1 \text{ MeV}/c^2$ Décroissance : $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($BR \simeq 100\%$) Contribution en quarks : $\rho^0 = 1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\omega(782)$	Masse $M_\omega = 782.65 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$ Largeur $\Gamma_\omega = 8.49 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$ Décroissance : $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($BR \simeq 89.2 \pm 0.7\%$) Contribution en quarks : $\omega = 1/\sqrt{2}(u\bar{u} + d\bar{d})$
$\phi(1020)$	Masse $M_\phi = 1019.46 \pm 0.019 \text{ MeV}/c^2$ Largeur $\Gamma_\phi = 4.26 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$ Décroissance : $\phi \rightarrow K^+K^-$ ($BR \simeq 49.2 \pm 0.6\%$) Contribution en quarks : $\phi = s\bar{s}$
J/Ψ	Masse $M_{J/\Psi} = 3096.916 \pm 0.011 \text{ MeV}/c^2$ Largeur $\Gamma_{J/\Psi} = 93.2 \pm 2.1 \text{ MeV}/c^2$ Décroissance : $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($BR \simeq 5.93 \pm 0.06\%$) Contribution en quarks : $J/\Psi = c\bar{c}$

TAB. 2.1 – Caractéristiques des mésons vecteurs étudiés à COMPASS

Dans cette thèse nous étudions tout particulièrement la réaction suivante pour la production de mésons vecteurs ρ :



qui est représentée schématiquement sur la figure 2.1.

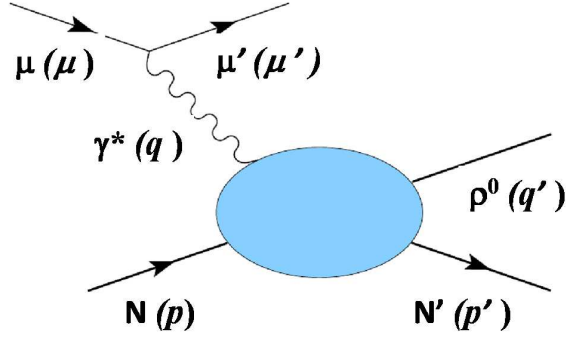


FIG. 2.1 – Production exclusive de mésons ρ .

8 quadri-impulsions sont mises en jeu dans cette réaction et sont listées dans le tableau 2.2.

$\mu(E_\mu, \vec{\mu})$	4-impulsion du muon incident
$\mu'(E'_\mu, \vec{\mu}')$	4-impulsion du muon sortant
$q(E_q, \vec{q}) = \mu - \mu'$	4-impulsion du photon échangé
$p(E_p, \vec{p})$	4-impulsion du nucléon incident
$p'(E'_p, \vec{p}')$	4-impulsion du nucléon sortant
$k(E_{\pi^+}, \vec{k})$	4-impulsion du π^+ sortant
$k'(E_{\pi^-}, \vec{k}')$	4-impulsion du π^- sortant
$q'(E_\rho, \vec{q}') = k + k'$	4-impulsion du méson ρ produit

TAB. 2.2 – Liste des 4-impulsions mises en jeu dans la réaction de production exclusive de méson ρ . Ces 4-impulsions ne sont pas toutes indépendantes.

Le plan leptonique est défini par $\vec{\mu}$ et $\vec{\mu}'$, le plan hadronique est défini par \vec{q} et \vec{q}' . Ces 4-impulsions permettent de définir l'ensemble des variables utilisées dans l'analyse (Table 2.3).

Les six particules de l'état initial et de l'état final définissent 24 paramètres pour décrire la réaction mais seulement 9 sont libres car :

- Les masses des particules sont connues (-6 degrés de liberté)
- Le nucléon de la cible est supposée au repos (le mouvement de Fermi est négligé) (-3)
- La divergence du faisceau est négligée ($\vec{\mu} = |\vec{\mu}|\vec{e}_z$) (-2)

– Il y a conservation des énergies et quantités de mouvement (-4)

La réaction a donc $24 - 15 = 9$ degrés de liberté, nous avons choisi de définir la réaction par les 9 variables indépendantes $x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_S, \varphi, \vartheta, E_\mu$ et $M_{\pi^+\pi^-}$.

La géométrie de la réaction et les différents angles sont décrits sur la figure 2.2 définis suivant les conventions de Diehl et Sapeta [13, 14] et non celles plus anciennes définies par Schilling et Wolf [15].

Nous rappelons les définitions suivantes :

- La réaction est appelée lepto-production si le photon est de grande virtualité ($Q^2 = -q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^4$) par opposition à la photo-production ($Q^2 \simeq 0$).
- La réaction est dite exclusive car le nucléon reste intact. Néanmoins dans l'expérience actuelle menée à COMPASS, seuls les muons incidents, et sortants et les deux pions de décroissance du méson ρ sont détectés. Nous mesurons l'exclusivité de la réaction par la variable E_{miss} qui doit rester proche de 0 GeV (cf analyse détaillée au chap. 4).
- La physique diffractive à laquelle on se limite dans cette thèse, correspond à une exploration des petites variations du transfert de 4-impulsion du photon au méson, c'est-à-dire ($|t - t_0| < 1 \text{ GeV}^2/c^2$). t_0 dépend de $Q^2, x_{Bj}, M_{\pi^+\pi^-}$, et M_X^2 . Aux cinématiques de COMPASS, $|p_T^2| \sim |t - t_0| \sim t$, nous préférons utiliser la variable p_T^2 car elle est définie même si la réaction n'est pas exclusive.
- Si le nucléon de l'état final est excité dans une résonance Δ ou N^* alors la réaction s'appelle "diffraction dissociative".

La cible est polarisée selon la direction verticale du laboratoire, il est nécessaire de définir les coordonnées précises du vecteur polarisation \vec{S} dans les différents repères (décrits sur la figure 2.2) : (x', y', z') où z' est l'axe du faisceau incident, (x, y, z) où z est l'axe du photon virtuel et $(x_{lab}, y_{lab}, z_{lab})$ où z_{lab} coïncide avec la direction du faisceau incident et y_{lab} est la direction verticale.

Le vecteur polarisation \vec{S} s'écrit :

$$S_{(x,y,z)} = \begin{bmatrix} S_T \cos \phi_S \\ S_T \sin \phi_S \\ -S_L \end{bmatrix} \quad S_{(x',y',z')} = \begin{bmatrix} P_T \cos \varphi_{\mu'} \\ P_T \sin \varphi_{\mu'} \\ -P_L \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Dans le cas de l'expérience COMPASS, la cible est polarisée verticalement suivant y_{lab} , aussi $P_L = 0$.

$$S_T \cos \phi_S = \cos \theta_\gamma P_T \cos \varphi_{\mu'} \quad (2.3)$$

$$S_T \sin \phi_S = P_T \sin \varphi_{\mu'} \quad (2.4)$$

$$S_L = \sin \theta_\gamma P_T \cos \varphi_{\mu'} \quad (2.5)$$

Si l'on remplace la variable $\varphi_{\mu'}$ par ϕ_S on obtient :

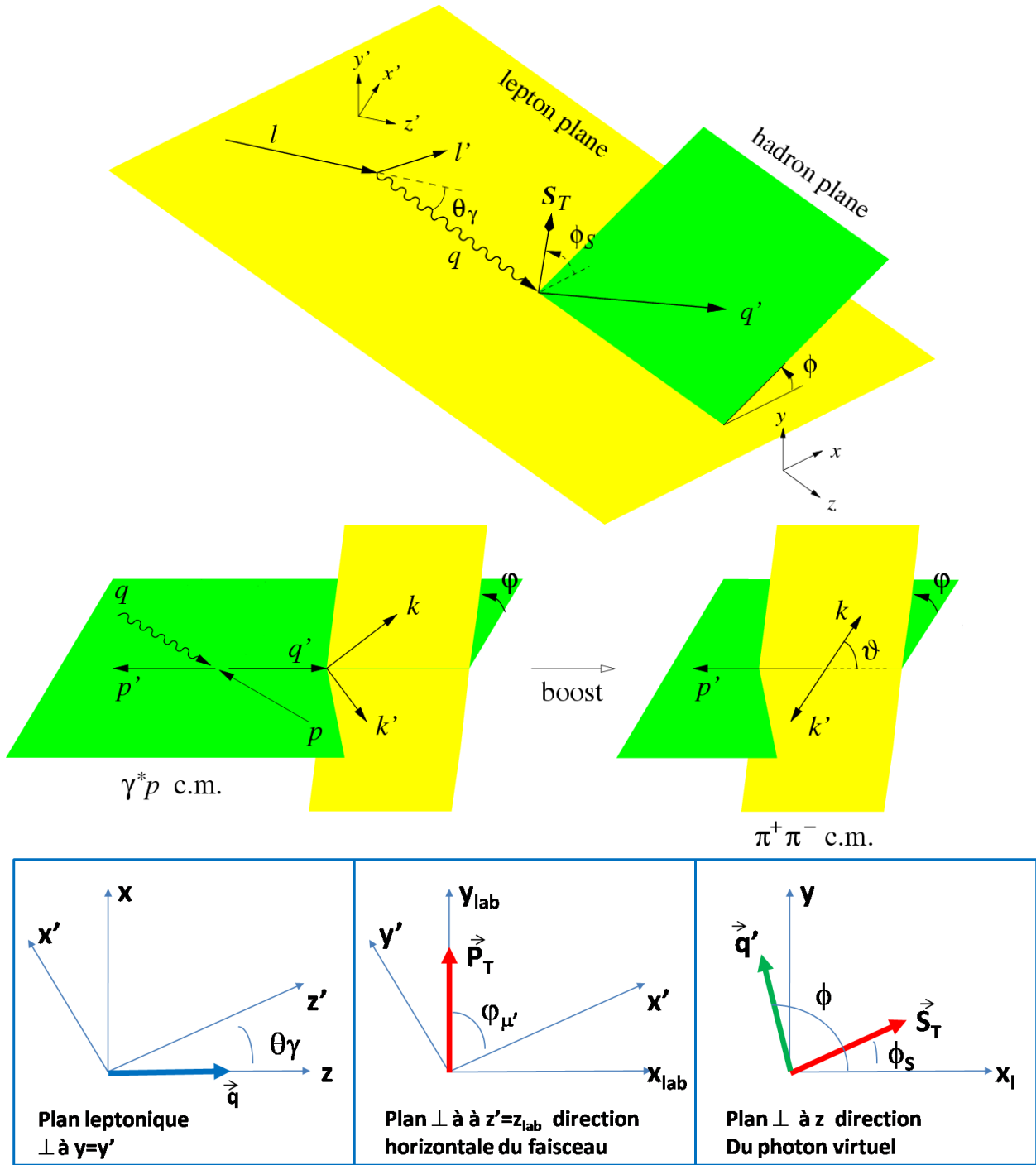


FIG. 2.2 – Description des angles de la réaction dans le référentiel du laboratoire (en haut), dans le référentiel qp (au milieu à gauche) et dans le référentiel au repos du ρ (au milieu à droite) selon l'article [14]. En bas sont représentées les rotations entre les différents repères.

$$S_T = \frac{\cos \theta_\gamma}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S}} P_T \quad (2.6)$$

$$S_L = \frac{\sin \theta_\gamma \cos \phi_S}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S}} P_T \quad (2.7)$$

avec

$$\sin \theta_\gamma = \gamma \sqrt{\frac{1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2}{1 + \gamma^2}} \quad \gamma = \frac{2x_{Bj}M_P}{Q} \quad (2.8)$$

Dans notre domaine, $\sin \theta_\gamma \sim \gamma \sqrt{1 - y}$, $\langle \theta_\gamma \rangle = 3.5 \cdot 10^{-2}$ rad et $\theta_\gamma < 7 \cdot 10^{-2}$ rad. La figure 2.3 montre la distribution des angles θ_γ et celles de S_T/P_T et S_L/P_T en 2007 où l'acceptance du spectromètre COMPASS est maximale. S_T/P_T reste très proche de 1 à mieux que 0.5% alors que S_L/P_T n'est pas tout-à-fait négligeable. Néanmoins S_L sera négligé dans l'analyse des données.

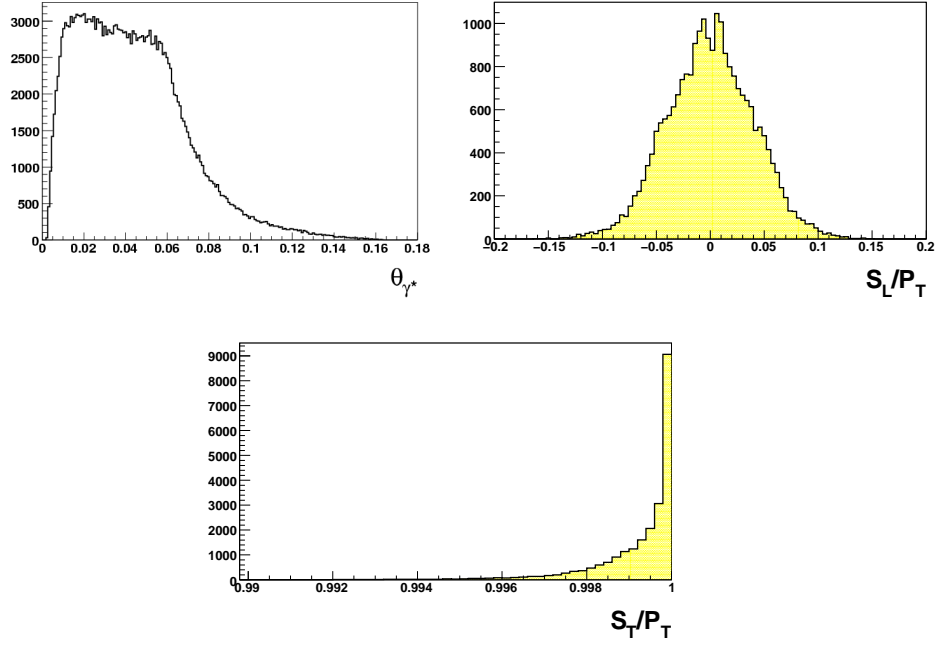


FIG. 2.3 – Distributions de l'angle du photon, du rapport des polarisations de la cible S_T/P_T et S_L/P_T pour les données de 2007.

Variables	Description
$Q^2 = -q^2$	Virtualité du photon échangé
$\nu = p.q/M_p \stackrel{lab}{=} E_\mu - E'_\mu$	Energie du photon dans le laboratoire
$x_{Bj} = Q^2/2p.q \stackrel{lab}{=} Q^2/2M_p\nu$	x Bjorken
$y = p.q/p.k \stackrel{lab}{=} \nu/E$	Fraction de l'énergie du muon incident transmise au photon virtuel
$W^2 = (p+q)^2$	Energie au carré disponible dans le centre de masse γ^*p
$t = (p-p')^2 = (q-q')^2$	Transfert au carré de 4-impulsion du photon au méson
t_0	$ t_0 $: Valeur minimale de t à (x_{Bj}, Q^2) donnés quand le méson est produit dans la direction du photon virtuel
$t' = t - t_0$	Variation du transfert par rapport à la valeur minimale
p_T^2	Impulsion au carré du méson dans le plan transverse à la direction de propagation du photon virtuel
M_X	Masse invariante du système non détecté
$E_{miss} = \frac{M_X^2 - M_P^2}{2M_P}$	Exclusivité de la réaction
$M_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{(k+k')^2}$	Masse invariante du système de 2 pions
ϑ	Angle polaire du π^+ pour la décroissance du méson dans le repère du ρ
φ	Angle azimutal du π^+ pour la décroissance du méson dans le repère du ρ
ϕ	Angle entre le plan leptonique et le plan hadronique
ϕ_{Vert}	Angle azimutal du méson dans le plan perpendiculaire à l'axe horizontal du faisceau incident ($\phi_{Vert} = 0$ si $\vec{q}'_\perp = \vec{q}'_\perp \cdot \vec{e}_{y_{lab}}$)
$\varphi_{\mu'}$	Angle azimutal du muon diffusé dans le plan perpendiculaire à l'axe horizontal du faisceau incident ($\varphi_{\mu'} = 0$ si $\vec{\mu}'_\perp = \vec{\mu}'_\perp \cdot \vec{e}_{y_{lab}}$)
ϕ_S	Angle azimutal du vecteur polarisation de la cible dans le plan perpendiculaire à l'axe du photon virtuel ($\phi_S = 0$ si $\vec{S}_T = \vec{S}_T \vec{e}_x$)
\vec{P}_T	Polarisation transverse de la cible dans le plan perpendiculaire à l'axe horizontal du faisceau incident z_{lab}
\vec{S}_T	Polarisation transverse de la cible dans le plan perpendiculaire à l'axe du photon virtuel z

TAB. 2.3 – Définition et descriptions des variables cinématiques utilisées dans la production exclusive de mésons ρ sur une cible polarisée.

2.2 Les expériences antérieures

De nombreuses expériences ont étudié la production exclusive et diffractive de méson (ρ , ω , ϕ , J/Ψ).

		ρ	ϕ	ω	J/Ψ
DESY	H1	[17][18][19][20]	[21]		[17][22]
	ZEUS	[23][24][25][26]	[27]		[24][28]
	HERMES	[29][30][31]			
CERN	SMC	[32]			
FERMILAB	E665	[33]			
JLab	CLAS	[34]		[35]	

TAB. 2.4 – Liste non exhaustive des références vers les articles des expériences antérieures.

Ces expériences diffèrent par l'énergie des faisceaux et donc par les domaines (Q^2, W) couverts. Dans le mode collisionneur de HERA à DESY, les expériences H1 et ZEUS avec un faisceau d'électrons de 27 GeV contre un faisceau de protons de 920 GeV atteignent des domaines tels que $0 \leq Q^2 \leq 60 \text{ GeV}^2$ et $30 \leq W \leq 150 \text{ GeV}$.

En cible fixe les faisceaux de muons de 470 GeV au Tevatron de Fermilab (expérience E665) ou de 190 GeV au CERN (expérience SMC) puis maintenant 160 GeV (expérience COMPASS) permettent de couvrir des domaines assez semblables $0 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$ et $7 \leq W \leq 20 \text{ GeV}$.

L'expérience HERMES qui utilise le faisceau d'électrons de 27 GeV de HERA sur une cible fixe atteint les domaines suivants : $0 \leq Q^2 \leq 7 \text{ GeV}^2$ et $3 \leq W \leq 6 \text{ GeV}$.

L'expérience CLAS à JLab qui utilise le faisceau d'électrons de 5.75 GeV de CEBAF sur une cible fixe atteint les domaines suivants : $0 \leq Q^2 \leq 5.5 \text{ GeV}^2$ et $1.8 \leq W \leq 2.8 \text{ GeV}$.

2.3 Les distributions en W et t et la factorisation

L'électroproduction de mésons légers (ρ par exemple) permet d'étudier la transition entre deux domaines d'interaction en fonction de Q^2 et W [36, 37].

L'un de ces domaines, dit *soft regime*, est interprété par le modèle VDM (*vector dominance model*) et la phénoménologie de Regge [38]. Le photon virtuel, de spin et de parité $J^P = 1^-$, fluctue en une paire $q\bar{q}$ pour former un méson vecteur de même spin et parité. Pour W suffisamment grand, cette paire $q\bar{q}$ interagit avec le nucléon par l'échange dans la voie t d'un *soft pomeron*, objet neutre de couleur et portant les nombres quantiques du vide (Fig. 2.4 à gauche). Cela se traduit par une faible évolution de la section efficace en fonction de W . La figure 2.5 (en haut) montre l'évolution des sections efficaces de photo-production ($Q^2 \simeq 0$) en fonction de W pour l'absorption totale sur un proton, et pour la production de mésons vecteurs, successivement ρ , ω , ϕ , J/Ψ , Ψ' et Υ . Pour les mésons légers ρ , ω et ϕ on observe une évolution de la section efficace en $W^{0.22}$ (au delà de $W = 5 \text{ GeV}$ c'est-à-dire au delà du domaine de JLab).

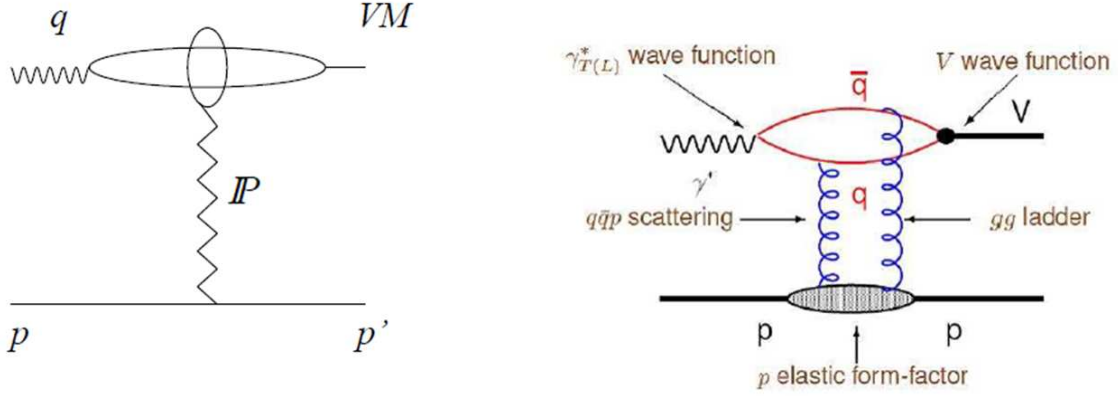


FIG. 2.4 – Diagrammes pour la production de mésons avec échange de Pomeron pour le *soft regime* (à gauche) et avec échange de 2 gluons pour le *hard regime* (à droite).

L'autre régime dit *hard regime* correspond à une évolution très forte en W (W^δ avec δ proche de 1). Ce régime est directement atteint pour les mésons lourds. Sur la figure 2.5 en haut la section efficace évolue en $W^{0.8}$ pour le J/Ψ , $W^{1.1}$ pour le Ψ' , $W^{1.2}$ pour le Υ . Pour les mésons légers ce régime n'est atteint que lorsque Q^2 est grand. La figure 2.5 (en bas à gauche) montre également l'évolution de la puissance δ en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$ (M_V est la masse du méson vecteur). Typiquement pour le méson ρ , δ évolue de 0.2 à 0.8 quand Q^2 varie de 0 à 30 GeV^2 . Pour des mésons lourds, δ est proche de 1 quelque soit Q^2 . Ce domaine dit *hard regime* est bien reproduit par un calcul perturbatif avec l'échange de deux gluons (Fig. 2.4 à droite). Les références [39, 40] présentent de tels calculs proches des modèles GPDs dans le domaine des très petits x .

Le calcul perturbatif en chromodynamique quantique nécessite une échelle "dure" qui est fournit soit par la virtualité du photon échangé (grand Q^2) soit par la masse du méson vecteur M_V composé de quarks lourds. Le processus peut se factoriser de la manière suivante :

- le photon fluctue en une paire $q\bar{q}$ ($\Psi_{q\bar{q}}^\gamma$)
- la paire $q\bar{q}$ ou dipole de couleur interagit avec le champ de couleur du proton ($H_{q\bar{q}+p}$)
- la paire $q\bar{q}$ se reconstruit pour former un méson vecteur ($\Psi_{q\bar{q}}^V$)

Autrement dit l'amplitude du processus s'écrit :

$$M(\gamma + p \rightarrow p + V) = \Psi_{q\bar{q}}^\gamma \otimes H_{q\bar{q}+p} \otimes \Psi_{q\bar{q}}^V$$

Ceci est possible grâce à un théorème de factorisation démontré par Collins *et al.* [11, 12] établi rigoureusement seulement si la limite de Bjorken est atteinte (Q^2 suffisamment grand et $|t|/Q^2$ petit) et si le photon virtuel est longitudinal.

La factorisation sépare donc les processus se produisant à petites distances ($H_{q\bar{q}+p}$) et à grandes distances ($\Psi_{q\bar{q}}^\gamma$ et $\Psi_{q\bar{q}}^V$). Elle est justifiée par les différentes échelles de temps des processus : le temps typique pour la fluctuation $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ainsi que le temps nécessaire à

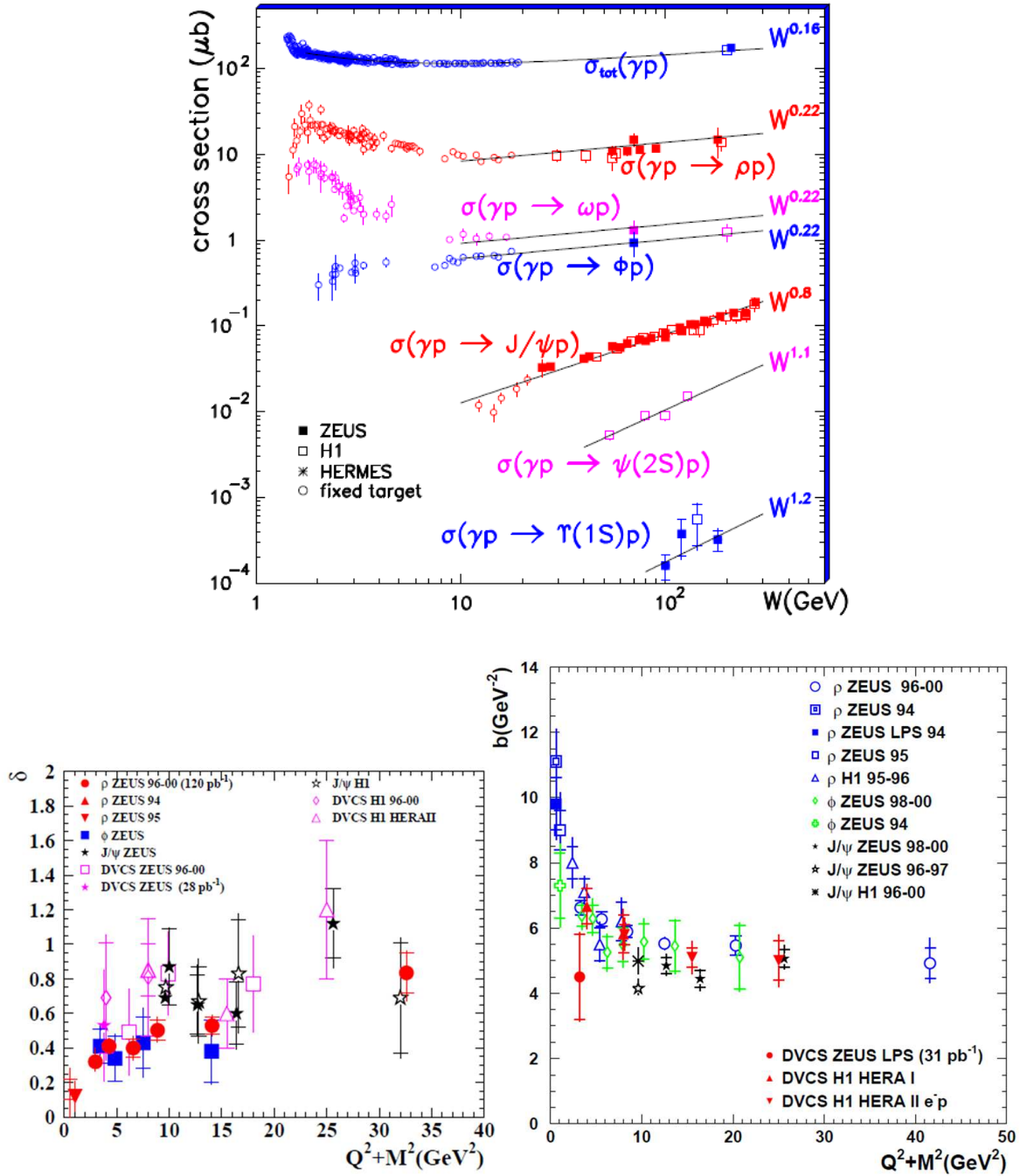


FIG. 2.5 – Evolution des sections efficaces (totale et production de plusieurs mésons vecteurs) à $Q^2 = 0$ en fonction de W et fit de la forme W^δ (en haut); compilation des valeurs du paramètre δ et de la pente b de la section efficace ajustée par une forme $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$ en fonction de $Q^2 + M_V^2$ (en bas).

la formation du méson vecteur sont beaucoup plus longs que la durée d'interaction avec le proton.

Une autre preuve de l'évolution entre les deux régimes *soft* et *hard* s'observe dans la pente b de la section efficace ajustée par une forme $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$. Cette pente b traduit la taille transverse de la région d'interaction qui est la somme de plusieurs contributions : la taille des composants hadroniques du photon virtuel et du méson vecteur, plus la taille du nucléon, c'est-à-dire la distribution spatiale des partons qui interagissent avec la paire $q\bar{q}$. Quand Q^2 augmente les grandes configurations des mésons deviennent de moins en moins importantes et la pente b de la section efficace diminue pour devenir constante.

Typiquement la figure 2.5 (en bas à droite) montre l'évolution de la pente b en fonction de $(Q^2 + M_V^2)$. Pour le méson ρ , b varie de 10 à 5 GeV^{-2} quand Q^2 varie de 0 à 10 GeV^2 , alors qu'elle vaut 5 GeV^{-2} pour les mésons lourds quelque soit Q^2 . La valeur finale de 5 GeV^{-2} correspond à la taille de la distribution spatiale des constituants du nucléon qui entrent en jeu lors de l'interaction à grande énergie. Ce sont majoritairement des gluons (ou des quarks de la mer). Avec la relation $\langle r^2 \rangle = 2b \cdot (\hbar c)^2$ on obtient une taille transverse de la distribution des gluons $\langle r \rangle_g \sim 0.6 \text{ fm}$, un peu plus petite que le rayon de charge du proton de 0.7 fm.

2.4 Les distributions angulaires et l'hélicité

2.4.1 Hélicité, SCHC et NPE

Le photon virtuel et le méson vecteur ont les mêmes nombres quantiques $J^P = 1^-$. Le méson ρ décroît en 2 pions pour lesquels $J^P = 0^-$. Aussi un moment angulaire $J = 1$ pour la paire de pions est nécessaire pour la conservation du moment angulaire total. Le spin du méson vecteur se reflète donc dans la distribution angulaire des deux pions de décroissance.

Le photon est dit transverse $\lambda = \pm 1$ quand les champs de Maxwell \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires à la direction du vecteur de propagation \vec{k} . La polarisation du photon est alors parallèle (ou antiparallèle) à \vec{k} . Le photon réel est toujours transverse alors que le photon virtuel peut devenir purement longitudinal $\lambda = 0$.

Dans ce cadre la polarisation du méson ρ de même nombre quantique est définie par convention de manière similaire : le ρ est transverse $\lambda = \pm 1$ quand son spin est parallèle (ou antiparallèle) à son impulsion. Il est longitudinal $\lambda = 0$ quand son spin est perpendiculaire à son impulsion. (Ceci est contraire à la définition standard pour une particule de spin 1/2).

Dans les différentes expériences on observe que l'hélicité du photon virtuel est assez bien transférée au méson vecteur (sauf à JLab pour la production de mésons ω à basse énergie [35]). Cette conservation appelée SCHC pour *s Channel Helicity Conservation* fournit un avantage expérimental direct pour sélectionner des photons virtuels longitudinaux (La factorisation n'est démontrée que si le photon est longitudinal).

La distribution angulaire complète des mésons de décroissance est paramétrisée en fonction des amplitudes d'hélicité ou des éléments de la matrice densité de spin appelés SDME pour *Spin Density Matrix Element*. Comme la production de mésons est réalisée par l'échange d'une particule dans la voie t (Fig. 2.4), les SDME contiennent des informations sur la nature

et la parité $P = (-1)^J$ des particules échangées. A priori l'échange de particules de parité positive $J^P = 0+, 1-, 2+, \dots$ (NPE ou *Natural Parity Exchange*) est dominant. Aussi toute violation de SCHC ou de NPE apportera des informations sur la nature plus complexe de l'interaction entre la paire $q\bar{q}$ et le nucléon.

2.4.2 Amplitudes d'hélicité et éléments de la matrice densité de spin (SDME)

Toute la dynamique de l'interaction forte de l'électroproduction de mésons ρ est contenue dans les amplitudes d'hélicité du processus :

$$\gamma^*(\mu) + p(\lambda) \rightarrow \rho(\nu) + p(\sigma) \quad (2.9)$$

où $\mu, \nu, \lambda, \sigma$ sont les hélicités respectivement des photons virtuels, mésons ρ , protons initial et final. Les amplitudes sont notées $T_{\mu\lambda}^{\nu\sigma}$. Elles dépendent de Q^2, x et t et obéissent à la relation de parité suivante :

$$T_{-\mu-\lambda}^{-\nu-\sigma} = (-1)^{\nu-\mu-\sigma+\lambda} T_{\mu\lambda}^{\nu\sigma} \quad (2.10)$$

On utilisera maintenant les définitions récemment introduites par Diehl [13, 14] plutôt que les définitions historiques données par Schilling et Wolf [15]. Diehl définit les éléments de la matrice densité de spin

$$\rho_{\mu\mu',\lambda\lambda'}^{\nu\nu'} = (N_T + (\epsilon + \delta)N_L)^{-1} \sum_{\sigma} T_{\mu\lambda}^{\nu\sigma} T_{\mu'\lambda'}^{\nu'\sigma*} \quad (2.11)$$

Les 2 facteurs de normalisation sont proportionnels aux sections efficaces $d\sigma_T/dt$ et $d\sigma_L/dt$ pour des photons virtuels polarisés respectivement transversalement et longitudinalement :

$$N_T = \frac{1}{2} \sum_{\lambda,\nu,\sigma} |T_{+,\lambda}^{\nu\sigma}|^2 \quad N_L = \frac{1}{2} \sum_{\lambda,\nu,\sigma} |T_{0,\lambda}^{\nu\sigma}|^2 \quad (2.12)$$

ϵ est le rapport des flux de photons longitudinaux et transverses :

$$\epsilon = \{1 + 2(Q^2 + \nu)/[Q^2(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q^2})^2] \cdot \tan^2 \frac{1}{2}\Theta\}^{-1} \quad (2.13)$$

où $Q_{min}^2 = -2m_\mu^2 + 2(E_\mu E_{\mu'} - |p_\mu||p_{\mu'}|)$ et Θ est l'angle de diffusion du muon. δ représente le paramètre de correction pour la masse non nulle du lepton μ .

$$\delta = \frac{2m_\mu^2}{Q^2}(1 - \epsilon) \quad (2.14)$$

Diehl introduit les combinaisons suivantes :

$$u_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} = \frac{1}{2}(\rho_{\mu\mu',++}^{\nu\nu'} + \rho_{\mu\mu',--}^{\nu\nu'}), \quad l_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} = \frac{1}{2}(\rho_{\mu\mu',++}^{\nu\nu'} - \rho_{\mu\mu',--}^{\nu\nu'}) \quad (2.15)$$

respectivement pour une cible non polarisée et polarisée longitudinalement (on utilise les notations \pm au lieu de $\pm 1/2$ pour plus de lisibilité) et

$$s_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} = \frac{1}{2}(\rho_{\mu\mu',+-}^{\nu\nu'} + \rho_{\mu\mu',-+}^{\nu\nu'}), \quad n_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} = \frac{1}{2}(\rho_{\mu\mu',+-}^{\nu\nu'} - \rho_{\mu\mu',-+}^{\nu\nu'}) \quad (2.16)$$

pour une cible polarisée transversalement (perpendiculairement au photon virtuel, respectivement dans le plan hadronique (s) et perpendiculaire à ce plan (n)).

Les matrices u, l, s sont hermitiennes et la matrice n est anti-hermitienne. Aussi les éléments diagonaux $u_{\mu\mu}^{\nu\nu}, l_{\mu\mu}^{\nu\nu}$ et $s_{\mu\mu}^{\nu\nu}$ sont purement réels et $n_{\mu\mu}^{\nu\nu}$ purement imaginaire.

Les précédentes expériences et les prédictions théoriques à petit transfert t indiquent que la conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC) est assez bien réalisée. On peut alors classer les amplitudes d'hélicité comme :

$$|T_{\gamma_L \rightarrow \rho_L}| \sim |T_{\gamma_T \rightarrow \rho_T}| > |T_{\gamma_T \rightarrow \rho_L}| > |T_{\gamma_T \rightarrow \rho_{-T}}| \sim |T_{\gamma_L \rightarrow \rho_T}| \quad (2.17)$$

Aussi les éléments de la matrice densité de spin impliquant le produit de 2 amplitudes conservant l'hélicité sont plus grands que les termes d'interférence entre une amplitude conservant l'hélicité et une amplitude changeant l'hélicité, qui sont eux-mêmes encore plus grands que les éléments de matrice impliquant le produit de 2 amplitudes changeant l'hélicité. C'est pourquoi les notations de Diehl permettent de rapidement visualiser les changements d'hélicité et les tableaux des SDME vont respecter cette hiérarchie. Cependant des exceptions à cette règle sont possibles car 2 grandes amplitudes peuvent avoir un petit terme d'interférence à cause de leur phase. Le tableau 2.5 indique les différents SDME et leur équivalence avec r_{kl}^i ou r_{kl}^{ij} définis par Schilling et Wolf (i, j font références aux hélicités des photons et k, l aux hélicités des ρ).

A partir des propriétés générales des SDME, on peut évaluer leur dépendance en t à petits transferts :

$$u_{\mu\mu'}^{\nu\nu'}, l_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} \underset{t \rightarrow t_0}{\sim} (t_0 - t)^{p/2}, \quad n_{\mu\mu'}^{\nu\nu'}, s_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} \underset{t \rightarrow t_0}{\sim} (t_0 - t)^{q/2}, \quad (2.18)$$

avec $p \geq p_{min}$ et $q \geq q_{min}$, p_{min} et q_{min} listés dans les tableaux 2.6 et 2.7

SDME mesurées dans	la thèse par	notations Diehl	notations Schilling et Wolf
	$W(\cos \theta)$	$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$	r_{00}^{04}
		$\text{Re}(u_{0+}^{0+} - u_{0+}^{-0})$	$\sqrt{2}(\text{Im } r_{10}^6 - \text{Re } r_{10}^5)$
		$u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}$	$1 - r_{00}^{04}$
		u_{-+}^{-+}	$r_{1-1}^1 - \text{Im } r_{1-1}^2$
SCHC			
	$W^{LL}(\cos \phi)$	$\text{Re } u_{0+}^{00}$	$-r_{00}^5/\sqrt{2}$
	$W^{LT}(\cos \varphi)$	$\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$	$2 \text{Re } r_{10}^{04}$
$\gamma_{\mathbf{T}} \rightarrow \rho_{\mathbf{L}}$		$\text{Re } u_{-+}^{0+}$	$\text{Re } r_{10}^1 - \text{Im } r_{10}^2$
.....
		$\text{Re}(u_{0+}^{0-} - u_{0+}^{+0})$	$\sqrt{2}(\text{Im } r_{10}^6 + \text{Re } r_{10}^5)$
$\gamma_{\mathbf{T}} \rightarrow \rho_{-\mathbf{T}}$	$W^{TT}(\cos 2\varphi)$	$\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$	r_{1-1}^{04}
	$W^{TT}(\cos 2\phi)$	$\text{Re } u_{-+}^{++}$	r_{11}^1
.....
$\gamma_{\mathbf{L}} \rightarrow \rho_{\mathbf{T}}$	$W^{TT}(\cos \phi)$	$\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	$-\sqrt{2}r_{11}^5$
single spin flip		$\text{Re } u_{0+}^{-+}$	$(\text{Im } r_{1-1}^6 - \text{Im } r_{1-1}^5)/\sqrt{2}$
	$W^{LL}(\cos 2\phi)$	u_{-+}^{00}	r_{00}^1
		$\text{Re } u_{-+}^{+0}$	$\text{Re } r_{10}^1 + \text{Im } r_{10}^2$
		$\text{Re } u_{0+}^{+-}$	$-(\text{Im } r_{1-1}^6 + \text{Im } r_{1-1}^5)/\sqrt{2}$
double spin flip		u_{-+}^{+-}	$r_{1-1}^1 + \text{Im } r_{1-1}^2$
		$\text{Im}(u_{0+}^{0+} - u_{0+}^{-0})$	$\sqrt{2}(\text{Im } r_{10}^7 + \text{Re } r_{10}^8)$
	$P_\ell W^{LL}(\sin \phi)$	$\text{Im } u_{0+}^{00}$	$r_{00}^8/\sqrt{2}$
	$P_\ell W^{LT}(\sin \varphi)$	$\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$	$-2 \text{Im } r_{10}^3$
		$\text{Im}(u_{0+}^{0-} - u_{0+}^{+0})$	$\sqrt{2}(\text{Im } r_{10}^7 - \text{Re } r_{10}^8)$
	$P_\ell W^{TT}(\sin 2\varphi)$	$\text{Im } u_{++}^{-+}$	$-\text{Im } r_{1-1}^3$
	$P_\ell W^{TT}(\sin \phi)$	$\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	$\sqrt{2}r_{11}^8$
		$\text{Im } u_{0+}^{-+}$	$(\text{Im } r_{1-1}^7 + r_{1-1}^8)/\sqrt{2}$
		$\text{Im } u_{0+}^{+-}$	$-(\text{Im } r_{1-1}^7 - r_{1-1}^8)/\sqrt{2}$

TAB. 2.5 – Tableaux des correspondances entre les notations définies par Diehl et celles de Schilling et Wolf.

matrix elements		p_{\min}
$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$		0
$u_{0+}^{0+} - u_{0+}^{-0}$	$l_{0+}^{0+} - l_{0+}^{-0}$	0
$u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}$	$l_{++}^{++} + l_{++}^{--}$	0
u_{-+}^{-+}	l_{-+}^{-+}	0
u_{0+}^{00}	l_{0+}^{00}	1
$u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2 \operatorname{Re} \epsilon u_{00}^{0+}$	$l_{++}^{0+} - l_{++}^{-0} + 2i \operatorname{Im} \epsilon l_{00}^{0+}$	1
u_{-+}^{0+}	l_{-+}^{0+}	1
$u_{0+}^{0-} - u_{0+}^{+0}$	$l_{0+}^{0-} - l_{0+}^{+0}$	2
$u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+}$	$l_{++}^{-+} + \epsilon l_{00}^{-+}$	2
u_{-+}^{++}	l_{-+}^{++}	2
$u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--}$	$l_{0+}^{++} + l_{0+}^{--}$	1
u_{0+}^{-+}	l_{0+}^{-+}	1
	l_{++}^{00}	2
u_{-+}^{00}	l_{-+}^{00}	2
u_{-+}^{+0}	l_{-+}^{+0}	3
u_{0+}^{+-}	l_{0+}^{+-}	3
u_{-+}^{+-}	l_{-+}^{+-}	4

TAB. 2.6 – Valeurs minimales, p_{\min} , de la puissance p du comportement en $-t'$ des SDMEs u et l .

matrix elements		q_{\min}
$n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00}$		1
$n_{0+}^{0+} - n_{0+}^{-0}$	$s_{0+}^{0+} - s_{0+}^{-0}$	1
$n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++}$	$s_{++}^{++} + s_{++}^{--}$	1
n_{-+}^{-+}	s_{-+}^{-+}	1
n_{0+}^{00}	s_{0+}^{00}	0
$n_{++}^{0+} - n_{++}^{-0} + 2i \operatorname{Im} \epsilon n_{00}^{0+}$	$s_{++}^{0+} - s_{++}^{-0} + 2i \operatorname{Im} \epsilon s_{00}^{0+}$	0
n_{-+}^{0+}	s_{-+}^{0+}	0
$n_{0+}^{0-} - n_{0+}^{+0}$	$s_{0+}^{0-} - s_{0+}^{+0}$	1
$n_{++}^{-+} + \epsilon n_{00}^{-+}$	$s_{++}^{-+} + \epsilon s_{00}^{-+}$	1
n_{-+}^{++}	s_{-+}^{++}	1
$n_{0+}^{++} + n_{0+}^{--}$	$s_{0+}^{++} + s_{0+}^{--}$	0
n_{0+}^{-+}	s_{0+}^{-+}	0
	s_{++}^{00}	1
n_{-+}^{00}	s_{-+}^{00}	1
n_{-+}^{+0}	s_{-+}^{+0}	2
n_{0+}^{+-}	s_{0+}^{+-}	2
n_{-+}^{+-}	s_{-+}^{+-}	3

TAB. 2.7 – Valeurs minimales, q_{\min} , de la puissance q du comportement en $-t'$ des SDMEs s et n .

2.4.3 Les distributions angulaires

Ce formalisme a été élaboré par Diehl pour prendre en compte les états de polarisation du proton. La polarisation du proton est décrite par la matrice densité de spin suivante :

$$\tau_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + S_L & S_T e^{-i(\phi - \phi_S)} \\ S_T e^{i(\phi - \phi_S)} & 1 - S_L \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

où S_T et S_L sont les polarisations du nucléon définies dans la section 2.1 par rapport à la direction du photon virtuel. Alors :

$$\sum_{\lambda\lambda'} \tau_{\lambda\lambda'} \rho_{\mu\mu',\lambda\lambda'}^{\nu\nu'} = u_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} + S_L l_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} + S_T \cos(\phi - \phi_S) s_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} - S_T \sin(\phi - \phi_S) i n_{\mu\mu'}^{\nu\nu'} \quad (2.20)$$

La décroissance est prise en compte via les harmoniques sphériques

$$\rho_{\mu\mu'} = \sum_{\nu,\nu'} \sum_{\lambda,\lambda'} \tau_{\lambda,\lambda'} \rho_{\mu\mu',\lambda\lambda'}^{\nu,\nu'} Y_{1\nu}(\vartheta, \varphi) Y_{1\nu'}^*(\vartheta, \varphi) \quad (2.21)$$

où

$$Y_{1+1} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \vartheta e^{i\varphi} \quad Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \vartheta \quad Y_{1-1} = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \vartheta e^{-i\varphi} \quad (2.22)$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\varphi_\mu d\phi d\varphi d(\cos \vartheta) dx_B dQ^2 dt} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dt} \times \left(W_{UU} + P_\ell W_{LU} + S_L W_{UL} + P_\ell S_L W_{LL} + S_T W_{UT} + P_\ell S_T W_{LT} \right) \quad (2.23)$$

avec :

$$\frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dt} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \frac{y^2}{1-\epsilon} \frac{1-x_B}{x_B} \frac{1}{Q^2} \left(\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right) \quad (2.24)$$

et P_ℓ représente la polarisation du lepton, S_T et S_L les polarisations de la cible de proton définies par rapport à la direction du photon virtuel et W_{XY} sont les distributions angulaires en $(\phi_S, \phi, \varphi, \vartheta)$ avec les notations $X = U$ ou L pour le lepton et $Y = U$ ou L ou T pour la cible.

Dans le cas de la cible polarisée transversalement à la direction du faisceau de lepton ($P_L = 0$), $S_T \sim (\alpha \rightarrow 1)P_T$ et $S_L \sim (\beta \rightarrow 0)P_T$ (cf section 2.1 et formules (2.6) et (2.7)), on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\phi_S d\phi d\varphi d(\cos \vartheta) dx_B dQ^2 dt} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d\sigma}{dx_B dQ^2 dt} \frac{\cos \theta_\gamma}{1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S} \\ &\times \left(W_{UU} + P_T \frac{\cos \theta_\gamma W_{UT} + \sin \theta_\gamma \cos \phi_S W_{UL}}{(1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S)^{1/2}} \right. \\ &\quad \left. + P_\ell W_{LU} + P_\ell P_T \frac{\cos \theta_\gamma W_{LT} + \sin \theta_\gamma \cos \phi_S W_{LL}}{(1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S)^{1/2}} \right). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Le coefficient $\cos \theta_\gamma / (1 - \sin^2 \theta_\gamma \sin^2 \phi_S)$ vient du changement des variables $d\psi$ en $d\phi_S$. Par

la suite on fait l'approximation $S_T \sim P_T$ et $S_L \sim 0$.

La normalisation du terme non polarisé W_{UU} est :

$$\int \frac{d\phi}{2\pi} \int d\varphi d(\cos\vartheta) W_{UU}(\phi, \varphi, \vartheta) = 1. \quad (2.26)$$

On peut décomposer chaque terme générique W_{XY} (où X désigne la polarisation du lepton ($X = U$ ou L) et Y désigne la polarisation de la cible ($Y = U$ ou L ou T)) sur les états de polarisation du méson ρ . On distingue 2 cas :

- la cible n'est pas polarisée transversalement, il n'y a pas de dépendance en ϕ_S :

$$\begin{aligned} & W_{XY}(\phi, \varphi, \vartheta) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left[\cos^2\vartheta W_{XY}^{LL}(\phi) + \sqrt{2} \cos\vartheta \sin\vartheta W_{XY}^{LT}(\phi, \varphi) + \sin^2\vartheta W_{XY}^{TT}(\phi, \varphi) \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

avec $X, Y = U, L$.

- la cible est polarisée transversalement, on doit inclure une dépendance supplémentaire en ϕ_S ,

$$\begin{aligned} & W_{XT}(\phi_S, \phi, \varphi, \vartheta) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left[\cos^2\vartheta W_{XT}^{LL}(\phi_S, \phi) + \sqrt{2} \cos\vartheta \sin\vartheta W_{XT}^{LT}(\phi_S, \phi, \varphi) + \sin^2\vartheta W_{XT}^{TT}(\phi_S, \phi, \varphi) \right] \end{aligned} \quad (2.28)$$

avec $X = U, L$.

Ici la production d'un ρ longitudinal est décrite par W_{XY}^{LL} , la production d'un ρ transverse par W_{XY}^{TT} , et les termes d'interférence entre des ρ longitudinaux et transverses par W_{XY}^{LT} .

Les pages suivantes donnent les distributions angulaires complètes pour tous les W_{XY}^{LL} , W_{XY}^{LT} , W_{XY}^{TT} pour toutes les combinaisons avec $X = U$ ou L et $Y = U$ ou L ou T . Les SDME mesurées dans notre expérience sont soulignées par une accolade.

Finalement pour une cible non polarisée et le faisceau non polarisé :

$$\begin{aligned}
W_{UU}^{LL}(\phi) &= \underbrace{(u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00})}_{-2 \cos \phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re} u_{0+}^{00}} - \cos(2\phi) \epsilon \underbrace{u_{-+}^{00}}, \\
W_{UU}^{LT}(\phi, \varphi) &= \cos(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re}(u_{0+}^{0+} - u_{0+}^{-0}) \\
&\quad - \cos \varphi \operatorname{Re} \underbrace{(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})}_{+ \cos(2\phi + \varphi) \epsilon \operatorname{Re} u_{-+}^{0+}} \\
&\quad - \cos(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re}(u_{0+}^{0-} - u_{0+}^{+0}) + \cos(2\phi - \varphi) \epsilon \operatorname{Re} u_{-+}^{+0}, \\
W_{UU}^{TT}(\phi, \varphi) &= \frac{1}{2} \underbrace{(u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++})}_{+ \frac{1}{2} \cos(2\phi + 2\varphi) \epsilon u_{-+}^{--}} \\
&\quad - \cos \phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re} \underbrace{(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})}_{+ \cos(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re} u_{0+}^{--}} \\
&\quad - \cos(2\varphi) \operatorname{Re} \underbrace{(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})}_{- \cos(2\phi) \epsilon \operatorname{Re} u_{-+}^{++}} \\
&\quad + \cos(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re} u_{0+}^{+-} + \frac{1}{2} \cos(2\phi - 2\varphi) \epsilon u_{-+}^{+-}. \tag{2.29}
\end{aligned}$$

La normalisation de W_{UU} impose :

$$u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++} = 1 - (u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}), \tag{2.30}$$

Pour une cible non polarisée et le faisceau de muons polarisé :

$$\begin{aligned}
W_{LU}^{LL}(\phi) &= -2 \sin \phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im} \underbrace{u_{0+}^{00}}, \\
W_{LU}^{LT}(\phi, \varphi) &= \sin(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im}(u_{0+}^{0+} - u_{0+}^{-0}) \\
&\quad - \sin \varphi \sqrt{1-\epsilon^2} \operatorname{Im} \underbrace{(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})} \\
&\quad - \sin(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im}(u_{0+}^{0-} - u_{0+}^{+0}), \\
W_{LU}^{TT}(\phi, \varphi) &= -\sin \phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im} \underbrace{(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})}_{+ \sin(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im} u_{0+}^{--}} \\
&\quad - \sin(2\varphi) \sqrt{1-\epsilon^2} \operatorname{Im} \underbrace{u_{++}^{-+}} \\
&\quad + \sin(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im} u_{0+}^{+-}. \tag{2.31}
\end{aligned}$$

Pour une cible polarisée transversalement et le faisceau non polarisé :

$$\begin{aligned}
W_{UT}^{LL}(\phi_S, \phi) &= \sin(\phi - \phi_S) \left[\underbrace{\text{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00})}_{\text{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00})} \right. \\
&\quad \left. - 2 \cos \phi \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} n_{0+}^{00} - \cos(2\phi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{00} \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[-2 \sin \phi \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} s_{0+}^{00} - \sin(2\phi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{00} \right], \\
W_{UT}^{LT}(\phi_S, \phi, \varphi) &= \sin(\phi - \phi_S) \left[\cos(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(n_{0+}^{0+} - n_{0+}^{-0}) \right. \\
&\quad \left. - \cos \varphi \text{Im}(n_{++}^{0+} - n_{++}^{-0} + 2\epsilon n_{00}^{0+}) + \cos(2\phi + \varphi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{0+} \right. \\
&\quad \left. - \cos(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(n_{0+}^{0-} - n_{0+}^{+0}) + \cos(2\phi - \varphi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{+0} \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[\sin(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(s_{0+}^{0+} - s_{0+}^{-0}) \right. \\
&\quad \left. - \sin \varphi \text{Im}(s_{++}^{0+} - s_{++}^{-0} + 2\epsilon s_{00}^{0+}) + \sin(2\phi + \varphi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{0+} \right. \\
&\quad \left. - \sin(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(s_{0+}^{0-} - s_{0+}^{+0}) + \sin(2\phi - \varphi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{+0} \right], \\
W_{UT}^{TT}(\phi_S, \phi, \varphi) &= \sin(\phi - \phi_S) \left[\frac{1}{2} \underbrace{\text{Im}(n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++})}_{\text{Im}(n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++})} + \frac{1}{2} \cos(2\phi + 2\varphi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{--} \right. \\
&\quad \left. - \cos \phi \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(n_{0+}^{++} + n_{0+}^{--}) + \cos(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} n_{0+}^{--} \right. \\
&\quad \left. - \cos(2\varphi) \text{Im}(n_{++}^{--} + \epsilon n_{00}^{--}) - \cos(2\phi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{++} \right. \\
&\quad \left. + \cos(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} n_{0+}^{+-} + \frac{1}{2} \cos(2\phi - 2\varphi) \epsilon \text{Im} n_{-+}^{+-} \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[\frac{1}{2} \sin(2\phi + 2\varphi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{--} \right. \\
&\quad \left. - \sin \phi \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im}(s_{0+}^{++} + s_{0+}^{--}) + \sin(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} s_{0+}^{--} \right. \\
&\quad \left. - \sin(2\varphi) \text{Im}(s_{++}^{--} + \epsilon s_{00}^{--}) - \sin(2\phi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{++} \right. \\
&\quad \left. + \sin(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 + \epsilon)} \text{Im} s_{0+}^{+-} + \frac{1}{2} \sin(2\phi - 2\varphi) \epsilon \text{Im} s_{-+}^{+-} \right] \quad (2.32)
\end{aligned}$$

Pour une cible polarisée transversalement et le faisceau de muons polarisé :

$$\begin{aligned}
W_{LT}^{LL}(\phi_S, \phi) &= \sin(\phi - \phi_S) \left[2 \sin \phi \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} n_{0+}^{00} \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[-2 \cos \phi \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} s_{0+}^{00} + \sqrt{1 - \epsilon^2} \underbrace{s_{++}^{00}} \right], \\
W_{LT}^{LT}(\phi_S, \phi, \varphi) &= \sin(\phi - \phi_S) \left[-\sin(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(n_{0+}^{0+} - n_{0+}^{-0}) \right. \\
&\quad + \sin \varphi \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Re}(n_{++}^{0+} - n_{++}^{-0}) \\
&\quad \left. + \sin(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(n_{0+}^{0-} - n_{0+}^{+0}) \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[\cos(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(s_{0+}^{0+} - s_{0+}^{-0}) \right. \\
&\quad - \cos \varphi \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Re}(s_{++}^{0+} - s_{++}^{-0}) \\
&\quad \left. - \cos(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(s_{0+}^{0-} - s_{0+}^{+0}) \right], \\
W_{LT}^{TT}(\phi_S, \phi, \varphi) &= \sin(\phi - \phi_S) \\
&\quad \times \left[\sin \phi \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(n_{0+}^{++} + n_{0+}^{--}) - \sin(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} n_{0+}^{-+} \right. \\
&\quad + \sin(2\varphi) \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Re} n_{++}^{-+} \\
&\quad \left. - \sin(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} n_{0+}^{+-} \right] \\
&\quad + \cos(\phi - \phi_S) \left[\sqrt{1 - \epsilon^2} \frac{1}{2} \underbrace{(s_{++}^{++} + s_{++}^{--})} \right. \\
&\quad - \cos \phi \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re}(s_{0+}^{++} + s_{0+}^{--}) + \cos(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} s_{0+}^{-+} \\
&\quad - \cos(2\varphi) \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Re} s_{++}^{-+} \\
&\quad \left. + \cos(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \operatorname{Re} s_{0+}^{+-} \right] \tag{2.33}
\end{aligned}$$

Pour une cible polarisée longitudinalement et le faisceau non polarisé (non mesuré dans notre expérience) :

$$\begin{aligned}
W_{UL}^{LL}(\phi) &= -2 \sin \phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im} l_{0+}^{00} - \sin(2\phi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{00}, \\
W_{UL}^{LT}(\phi, \varphi) &= \sin(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im}(l_{0+}^{0+} - l_{0+}^{-0}) \\
&\quad - \sin \varphi \operatorname{Im}(l_{++}^{0+} - l_{++}^{-0} + 2\epsilon l_{00}^{0+}) + \sin(2\phi + \varphi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{0+} \\
&\quad - \sin(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im}(l_{0+}^{0-} - l_{0+}^{+0}) + \sin(2\phi - \varphi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{+0}, \\
W_{UL}^{TT}(\phi, \varphi) &= \frac{1}{2} \sin(2\phi + 2\varphi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{-+} \\
&\quad - \sin \phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im}(l_{0+}^{++} + l_{0+}^{--}) + \sin(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im} l_{0+}^{-+} \\
&\quad - \sin(2\varphi) \operatorname{Im}(l_{++}^{-+} + \epsilon l_{00}^{-+}) - \sin(2\phi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{++} \\
&\quad + \sin(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Im} l_{0+}^{+-} + \frac{1}{2} \sin(2\phi - 2\varphi) \epsilon \operatorname{Im} l_{-+}^{+-} \tag{2.34}
\end{aligned}$$

Pour une cible polarisée longitudinalement et le faisceau de muons polarisé (non mesuré dans notre expérience) :

$$\begin{aligned}
W_{LL}^{LL}(\phi) &= -2 \cos \phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re} l_{0+}^{00} + \sqrt{1-\epsilon^2} l_{++}^{00}, \\
W_{LL}^{LT}(\phi, \varphi) &= \cos(\phi + \varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re}(l_{0+}^{0+} - l_{0+}^{-0}) \\
&\quad - \cos \varphi \sqrt{1-\epsilon^2} \operatorname{Re}(l_{++}^{0+} - l_{++}^{-0}) \\
&\quad - \cos(\phi - \varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re}(l_{0+}^{0-} - l_{0+}^{+0}), \\
W_{LL}^{TT}(\phi, \varphi) &= \sqrt{1-\epsilon^2} \frac{1}{2} (l_{++}^{++} + l_{++}^{--}) \\
&\quad - \cos \phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re}(l_{0+}^{++} + l_{0+}^{--}) + \cos(\phi + 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re} l_{0+}^{-+} \\
&\quad - \cos(2\varphi) \sqrt{1-\epsilon^2} \operatorname{Re} l_{++}^{-+} \\
&\quad + \cos(\phi - 2\varphi) \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Re} l_{0+}^{-+} \tag{2.35}
\end{aligned}$$

2.5 Les prédictions dans le cadre des GPDs

2.5.1 Les distributions de partons généralisées

Depuis une dizaine d'années les distributions de partons généralisées (GPDs) [7, 8, 9] sont utilisées pour décrire les réactions exclusives dans le cadre cinématique défini à la limite de Bjorken, c'est-à-dire pour un photon virtuel de grande virtualité Q^2 à x_B fixé et pour un petit transfert t entre la sonde et le nucléon, celui-ci devant rester intact. Cela concerne la diffusion Compton profondément virtuelle $\mu p \rightarrow \mu p \gamma$ appelée DVCS *Deeply Virtual Compton Scattering* et la production exclusive de méson $\mu p \rightarrow \mu p M$, avec $M = \pi, \rho, \phi, \dots$ appelée DVMP *Deep Virtual Meson Production*. Dans les descriptions en terme de GPD, les amplitudes de ces processus sont factorisées, c'est-à-dire, séparées en une partie perturbative et une autre non perturbative. Au premier ordre, l'amplitude factorisée est représentée par des diagrammes de type *handbag*. La figure 2.6 montre les 2 diagrammes dominants pour la production de mésons ρ . Collins *et al.* [11, 12] ont montré que la factorisation n'est va-

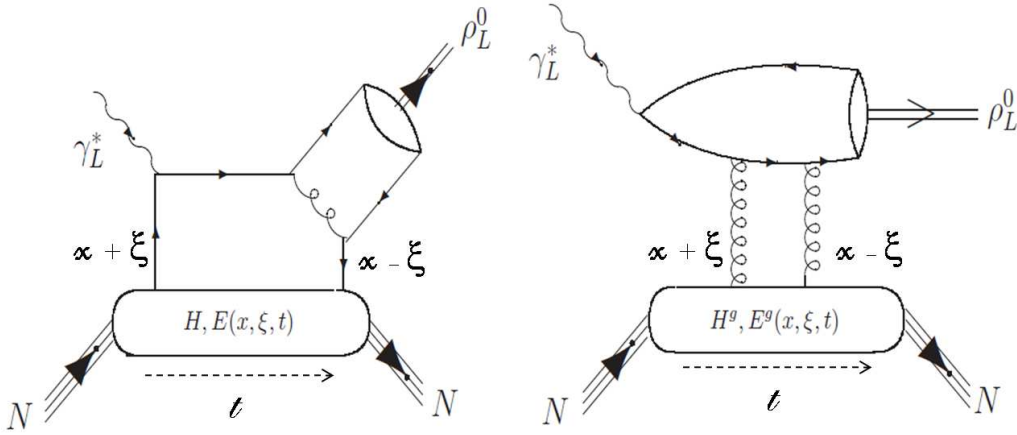


FIG. 2.6 – *Handbag diagram* pour la production exclusive de mésons ρ

lable pour la production de méson que si le photon virtuel est polarisé longitudinalement. Le théorème de factorisation décompose les amplitudes en une partie *dure* calculable par QCD perturbatif et deux parties *molles*. La partie dure décrit l'interaction entre photon virtuel, quarks et gluons, l'une des parties molles décrit la formation du méson à partir d'une paire quark anti-quark et l'autre la structure du nucléon. Cette dernière est la matrice densité du nucléon et s'écrit :

$$\Phi'_{ij}(k, P, \Delta) = \int \frac{d^4 z}{(2\pi)^4} e^{i\bar{k}\cdot z} \langle P', S' | \bar{\Psi}_j(-\frac{z}{2}) \Psi_i(\frac{z}{2}) | P, S \rangle \quad (2.36)$$

où k, k', P et P' sont respectivement les 4-impulsions du quark sortant, entrant, du nucléon initial et final. $\bar{k} = (k + k')/2$ et $\Delta = P' - P = k' - k$. La matrice de densité représente la

partie non-perturbative de l'amplitude à l'ordre dominant du processus. Elle décrit comment un parton, représenté par le champ Ψ_i , est extrait du nucléon initial avec une impulsion k et réinjecté avec une impulsion légèrement différente k' pour reformer le nucléon dans l'état final.

La matrice densité peut être paramétrisée en terme de distributions de partons généralisées. Au premier ordre de la perturbation (*leading twist*), il y a 4 GPDs pour chaque saveur f de quarks et pour les gluons g : $H^{f,g}$, $E^{f,g}$, $\tilde{H}^{f,g}$, $\tilde{E}^{f,g}$. Les GPDs H et \tilde{H} conservent l'hélicité du nucléon contrairement aux GPDs E et \tilde{E} qui permettent le retournement du spin du nucléon et sont donc intimement liées au moment angulaire porté par les constituants du nucléon.

Les GPDs dépendent des variables x , ξ et t . La variable $t = \Delta^2$ représente le carré du transfert de 4-impulsion du nucléon initial au nucléon final. La fraction d'impulsion longitudinale moyenne x est donnée par $\bar{k}^+ = x\bar{P}^+$ où \bar{k}^+ et \bar{P}^+ sont les composantes longitudinales sur le cône de lumière de \bar{k} et $\bar{P} = (P' + P)/2$. La variable de *skewedness* ξ , donnée par $\Delta^+ = -2\xi\bar{P}^+$ représente le transfert de la fraction d'impulsion longitudinale entre les quarks actifs. Il résulte de ces définitions que les 4-impulsions des quarks actifs entrant et sortant sont donnés par $k^+ = (x + \xi)\bar{P}^+$ et $k^+ = (x - \xi)\bar{P}^+$, avec x variant entre -1 et 1 . Dans le cas où les fractions d'impulsion $x \pm \xi$ sont positives (négatives) c'est-à-dire $x > \xi$ ($x < -\xi$), les particules actives sont des quarks (anti-quarks). Dans le cas où l'une des fractions d'impulsion $x \pm \xi$ est positive et l'autre $x \mp \xi$ négative, la paire quark-anti-quark peut être vue de manière effective comme un méson.

Les GPDs sont des généralisations des distributions de partons ordinaires. Dans la limite de la diffusion à l'avant $\Delta \rightarrow 0$ avec $x > 0$, les GPDs H et \tilde{H} sont respectivement égales aux distributions de densité de quark q et aux distributions d'hélicité Δq :

$$H^f(x, 0, 0) = q_f(x) \quad \tilde{H}^f(x, 0, 0) = \Delta q_f(x) \quad (2.37)$$

Si $x < 0$, on obtient les distributions correspondant aux anti-quarks

$$H^f(x, 0, 0) = -q_f(-x) \quad \tilde{H}^f(x, 0, 0) = \Delta q_f(x) \quad (2.38)$$

Dans le secteur des gluons, on a :

$$H^g(x, 0, 0) = xg(x) \quad \tilde{H}^g(x, 0, 0) = x\Delta g(x) \quad (2.39)$$

Les facteurs de forme élastique des quarks de saveurs f sont retrouvés à partir des premiers moments des GPDs :

$$\begin{aligned} \int_{-1}^{+1} dx H^f(x, \xi, t) &= F_1^f(t) \\ \int_{-1}^{+1} dx E^f(x, \xi, t) &= F_2^f(t) \\ \int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^f(x, \xi, t) &= g_A^f(t) \\ \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^f(x, \xi, t) &= h_A^f(t) \end{aligned} \quad (2.40)$$

où F_1 et F_2 sont les facteurs de forme de Dirac et de Pauli, g_A et h_A les facteurs de forme axial et pseudo-scalaire.

La diffusion Compton virtuelle implique les 4 GPDs H , \tilde{H} , E et \tilde{E} alors que la production de mésons implique à leading twist seulement 2 GPDs, H et E pour les mésons vecteurs ($\rho_L^{0,\pm}, \omega_L, \phi_L, J/\psi_L \dots$) et \tilde{H} et \tilde{E} pour les mésons pseudo-scalaires ($\pi^{0,\pm}, \eta, \dots$). La production de méson sert donc de filtre de GPDs. De plus selon le méson produit, différentes combinaisons de saveur sont impliquées. Par exemple :

$$\begin{aligned} H_{\rho^0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} H^u + \frac{1}{3} H^d + \frac{3}{8} H^g \right) \\ H_{\omega} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} H^u - \frac{1}{3} H^d + \frac{1}{8} H^g \right) \\ H_{\phi} &= -\frac{1}{3} H^s - \frac{1}{8} H^g \end{aligned} \quad (2.41)$$

Les GPDs contiennent aussi de nouvelles informations sur la structure du nucléon. Entre autre, le moment angulaire total J^f porté par les quarks de saveur f est relié au second moment de la somme des GPDs H^f et E^f (règle de somme de Ji [8]) :

$$J^f = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \int_0^1 dx x [H^f(x, \xi, t) + E^f(x, \xi, t)] \quad (2.42)$$

$$\frac{1}{2} = \sum_{f=u,d,s} J^f + J^g \quad (2.43)$$

Après la mesure de la contribution du spin intrinsèque des quarks au spin du nucléon, réalisée grâce aux expériences de diffusion sur des cibles polarisées longitudinalement, la mesure de J^f permet de déterminer la contribution du moment angulaire total des quarks au spin du nucléon. La GPD H est contrainte par la distribution de partons $q(x)$ et par le facteur de forme de Dirac F_1 . En revanche la limite à l'avant de la GPD E n'est contrainte par aucune distribution de partons. Une contrainte peut cependant être apportée par l'étude des asymétries avec une cible polarisée transversalement. A grand Q^2 et pour des valeurs fixées de x_B et t , la validité de la factorisation pour la production de mésons, implique que la transition $\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$ devient dominante et que seules les SDME u_{00}^{00} et n_{00}^{00} ne s'annulent pas. Le rapport $\text{Im } n_{00}^{00} / u_{00}^{00}$ peut alors être exprimé en fonction des facteurs de forme généralisés \mathcal{H} et \mathcal{E} :

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{Q^2 \rightarrow \infty \\ SCHC}} A_{UT, \rho_L}^{\sin(\phi - \phi_S)} &= \frac{\text{Im } n_{00}^{00}}{u_{00}^{00}} \\ &= \frac{\sqrt{t_0 - t}}{M_N} \frac{\sqrt{1 - \xi^2} \text{Im}(\mathcal{E}^* \mathcal{H})}{(1 - \xi^2) |\mathcal{H}|^2 - (\xi^2 + t/(4M_N^2)) |\mathcal{E}|^2 - 2\xi^2 \text{Re}(\mathcal{E}^* \mathcal{H})} \end{aligned} \quad (2.44)$$

Les facteurs de forme généralisés \mathcal{H} et \mathcal{E} sont définis pour la production de mésons ρ^0 par :

$$\mathcal{H} = \frac{4\pi\alpha_S}{9} \frac{f_\rho}{\sqrt{2}} \int_0^1 dz \frac{\phi_\rho(z)}{z(1-z)} \int dx \left[\frac{1}{\xi - x - i\epsilon} - \frac{1}{\xi + x - i\epsilon} \right] \cdot (e_u H^u(x, \xi, t) - e_d H^d(x, \xi, t) + e_g H^g(x, \xi, t)) \quad (2.45)$$

$$(2.46)$$

$$\mathcal{E} = \frac{4\pi\alpha_S}{9} \frac{f_\rho}{\sqrt{2}} \int_0^1 dz \frac{\phi_\rho(z)}{z(1-z)} \int dx \left[\frac{1}{\xi - x - i\epsilon} - \frac{1}{\xi + x - i\epsilon} \right] \cdot (e_u E^u(x, \xi, t) - e_d E^d(x, \xi, t) + e_g E^g(x, \xi, t)) \quad (2.47)$$

où $e_u = 2/3$, $e_d = -1/3$ et $e_g = 3/8$ pour les quarks u, d et les gluons, la constante de décroissance du ρ est $f_\rho = 209$ MeV et $\phi_\rho(z)$ est la distribution d'amplitude du ρ . Comme nous l'avons vu dans l'équation 2.32, la SDME n_{00}^{00} n'est mesurable qu'avec une cible polarisée transversalement. Cette observable a cependant l'avantage d'être l'une des seules observables actuellement mesurables et dépendant linéairement de la GPD E .

2.5.2 Les principaux modèles pour la production de mésons

– VGG : Vanderhaeghen, Guichon, Guidal

Dès la mise en place du concept des GPDs, en 1998, Vanderhaeghen, Guichon et Guidal ont élaboré un modèle pour les GPDs avec des prédictions pour la diffusion Compton virtuelle et la production de mésons ([41]). Ce modèle est réalisé au premier ordre en α_S (*leading order*) en supposant la factorisation, aussi il prédit la transition longitudinale dominante ($\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$) dans la production de mésons. Il repose sur des paramétrisations simples : soit les dépendances en (x, ξ) et t sont factorisées et reposent sur la continuité vers les distributions de partons ordinaires et les facteurs de forme, soit une corrélation entre x et t est prise en compte pour reproduire le fait que la taille du nucléon augmente quand x décroît. Cette dernière paramétrisation est basée sur des *ansatz* à la *Regge* [42]. Ce modèle a donné lieu à un code mentionné VGG du nom de ces auteurs, qui est encore très utilisé par les expérimentateurs. Le modèle ne prend en compte que les contributions des quarks (premier diagramme de la figure 2.6) et comme l'asymétrie pour la production de mésons avec une cible polarisée transversalement, A_{UT} , est grosso modo proportionnelle à $(E^q + E^g)/(H^q + H^g)$, les auteurs ont évalué dès 2000 [42] la contribution E^q/H^q . Peu d'informations sont connues sur la GPD E , seulement son premier moment qui est le facteur de forme de Pauli, et le second moment de la somme $H^q + E^q$ qui est le moment angulaire total porté par le quark q . Aussi la sensibilité de A_{UT} est exprimée en fonction de J^u et J^d .

– Ellinghaus, Nowak, Vinnikov, Ye

Dès 2005, Diehl et Vinnikov [43] ont montré que la contribution des gluons qui apparaît au même ordre en α_S (cf les 2 diagrammes de la figure 2.6 qui comportent chacun 2 couplages aux gluons) est aussi importante pour la production de mésons en dessous de $x \sim 0.1$.

C'est pourquoi Ellinghaus, Nowak, Vinnikov, Ye [44] ont élaboré un modèle assez similaire au code VGG mais qui tient en compte aussi H^g . Une paramétrisation de la partie indépendante de t des GPDs en fonction de x à $\xi = 0.1$ et $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ est représentée sur la figure 2.7. On remarque que H^u et H^d sont assez similaires alors que E^u et E^d sont presque opposées. Comme E^g est toutefois négligée, l'évaluation de A_{UT} correspond à $E^q/(H^q + H^g)$ et est exprimée en fonction de J^u et J^d . Sur la figure 2.8 rapportant les résultats préliminaires obtenus à HERMES [30] on voit la sensibilité de A_{UT} à J^u variant autour de 0.2 à J^d fixé à 0. Ces valeurs sont motivées par les calculs sur réseau.

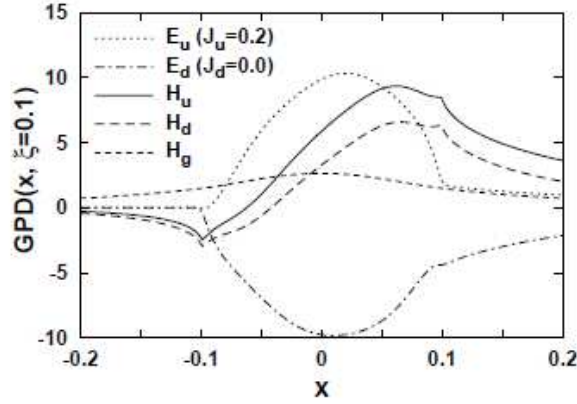


FIG. 2.7 – Paramétrisation de la partie indépendante de t des GPDs en fonction de x à $\xi = 0.1$ et $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ [44].

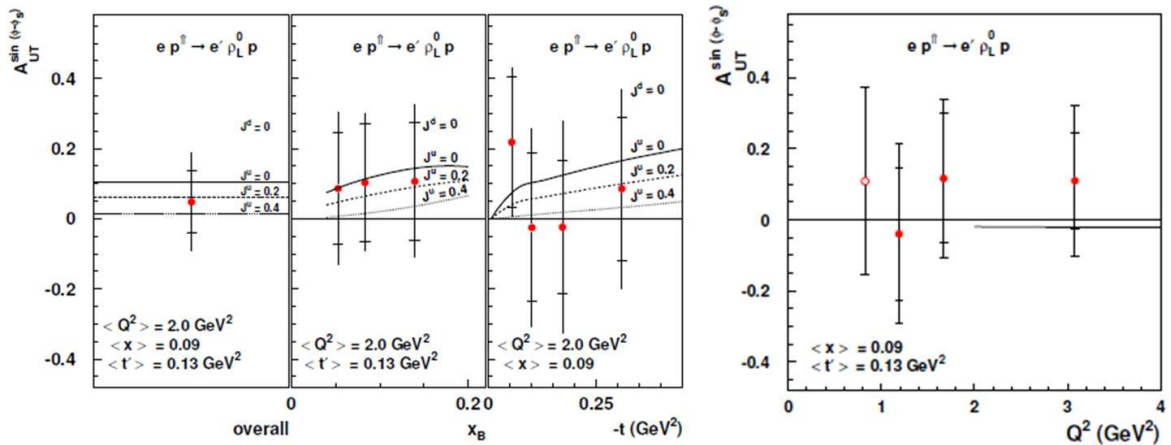


FIG. 2.8 – Résultats préliminaires pour l'asymétrie $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ mesurée à HERMES [30] et comparée aux prédictions de Ellinghaus, Nowak, Vinnikov et Ye [44] (à gauche) et Goloskokov et Ye [47] (à droite).

– **Goloskokov, Kroll**

Dès 2005, Goloskokov et Kroll élaborent le modèle le plus complet [45, 46, 47] pour la production de mésons. Ce modèle repose aussi sur la factorisation mais prend en compte les contributions transverses des quarks dans le processus dur . Cela permet d’avoir une description plus réaliste du méson dans l’état final et de traiter non seulement la transition longitudinale dominante ($\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$) mais aussi la transition transverse ($\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$). Le modèle considère les 2 diagrammes de la figure 2.6 et les GPDs H et E sont paramétrisées pour les quarks de valence et de la mer ainsi que pour les gluons. Ce modèle est réalisé pour $Q^2 > 3 \text{ GeV}^2$, $W > 5 \text{ GeV}$, $x < 0.2$ et $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ et il a beaucoup de succès pour reproduire l’ensemble des résultats pour la production d’un grand nombre de mésons. Sur la figure 2.9 on voit ces prédictions, pour ρ , ϕ , ω , K . On peut remarquer qu’à grand Q^2 et grand W le rapport entre les productions de ϕ et de ρ tend vers $2/9$, indiquant une contribution dominante par les gluons (voir ce rapport $2/9$ dans les différentes combinaisons des équations 2.41). Il faut rappeler que la section efficace de mésons vecteurs est dominée par la contribution des GPDs H .

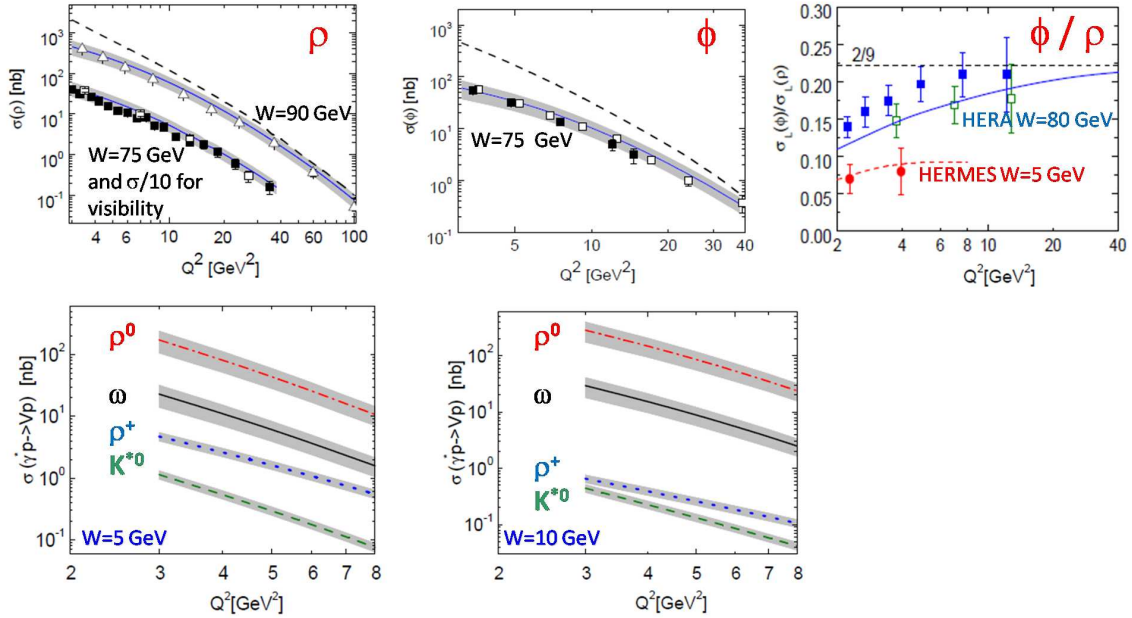


FIG. 2.9 – Prédiction des sections efficaces pour la production exclusive de mésons ρ , ϕ , ω , K dans différents domaines de Q^2 et de W par Goloskokov et Kroll [47].

L’asymétrie A_{UT} qui fait aussi appel à la paramétrisation des GPDs E , est prédite sur la figure 2.10 dans le domaine où la contribution des quarks domine (petits Q^2 et W). Elle a malheureusement la plus petite valeur pour le méson ρ^0 . Effectivement comme E^u et E^d sont en grande partie opposée (cf fig. 2.7) la contribution due à la combinaison $2/3E^u + 1/3E^d$ pour le méson ρ^0 est faible pour rapport à une combinaison plus favorable $2/3E^u - 1/3E^d$ pour le méson ω ou encore $E^u - E^d$ pour le méson ρ^+ .

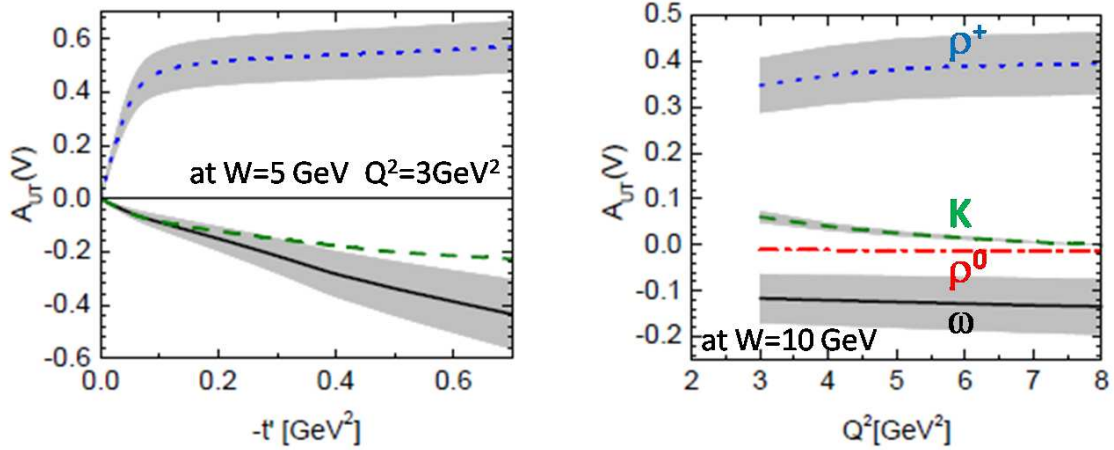


FIG. 2.10 – Prédiction de $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ pour différents mésons par Goloskokov et Kroll [47].

– **NLO : Diehl et Kugler**

Pour être complet il faut aussi mentionner le travail de Diehl et Kugler [48] qui montrent les contributions d'ordre supérieur en α_S (NLO pour *next leading order*) sur l'asymétrie A_{UT} pour la production de mésons ρ^0 pour deux scénarios : ou la distribution des quarks de la mer se comporte comme la contribution des quarks de valence 2.11 (gauche), ou la distribution des quarks de la mer se comporte comme la contribution des gluons 2.11 (droite). Cet effet est loin d'être négligeable (voir la figure 2.11).

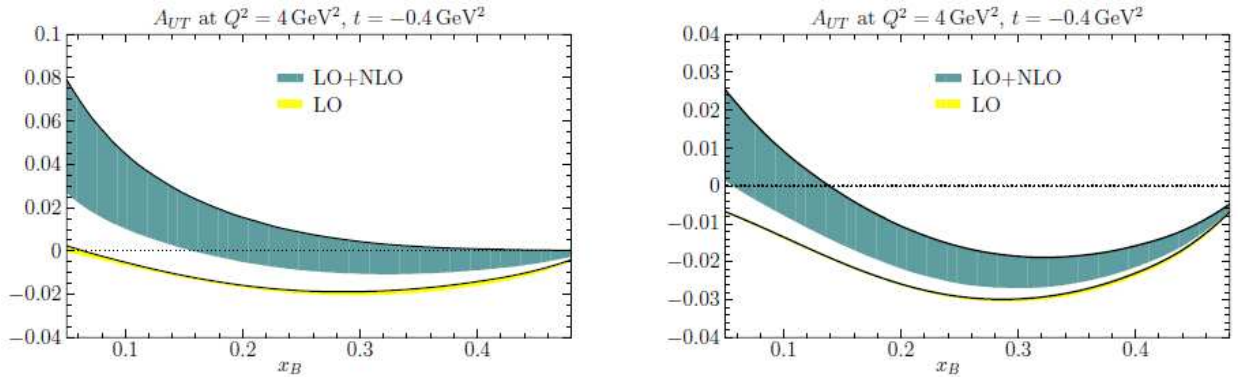


FIG. 2.11 – Prédiction pour l'asymétrie $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ calculée à LO et NLO dans le cadre de 2 hypothèses par Diehl et Kugler [48].

Chapitre 3

L'expérience COMPASS

L'appareillage expérimental de l'expérience COMPASS [49] a été conçu pour détecter les événements de diffusion profondément inélastique semi-inclusif pour lesquels certaines des particules de l'état final sont détectées. Ceci impose des exigences expérimentales spécifiques : grande acceptance en angle et en impulsion, identification des particules et une bonne résolution en masse des particules détectées. De plus, la rareté des canaux recherchés impose de fonctionner à haute luminosité et requière donc un faisceau de grande intensité, des taux de trigger élevés et d'énormes flux de données. Une description succincte de l'appareillage est donnée dans ce chapitre.

Le schéma de base du spectromètre, comme il a été utilisé en 2004, est montré dans la Fig. 3. Trois parties peuvent être distinguées. La première partie comprend les détecteurs en amont de la cible (décrite au paragraphe 3.1.3) qui sont utilisés pour mesurer l'impulsion et la direction des muons du faisceau. Les deuxième et troisième parties de l'installation (décrites aux paragraphes 3.1.2 et 3.1.2) sont situées en aval de la cible et s'étendent sur une longueur totale de 50 mètres. Elles sont respectivement nommées spectromètre à grands angles (LAS) et spectromètre à petits angles (SAS). L'utilisation de deux spectromètres pour détecter les particules diffusées découle des requêtes de grande acceptance en angle et en impulsion.

Chacun des deux spectromètres est construit autour d'un aimant, précédé et suivi de télescopes de trackers, d'un calorimètre hadronique et d'un filtre à muons (décrit en 3.1.2) pour l'identification des muons de haute énergie. Un détecteur à effet Cerenkov de type RICH est intégré au spectromètre à grand angle pour identifier les hadrons. Le spectromètre à petits angles est doté d'un calorimètre électromagnétique.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Le faisceau

Le SPS (Super Proton Synchrotron) est le deuxième plus grand anneau accélérateur du CERN avec une circonférence d'environ 7 km (Fig 3.1.1). Un faisceau de protons de 26 GeV comprenant $1.2 \cdot 10^{13}$ particules par cycle est d'abord injecté par le Protons Synchrotron (PS) dans le SPS, dans lequel il est accéléré jusqu'à environ 400 GeV. Un cycle SPS dure

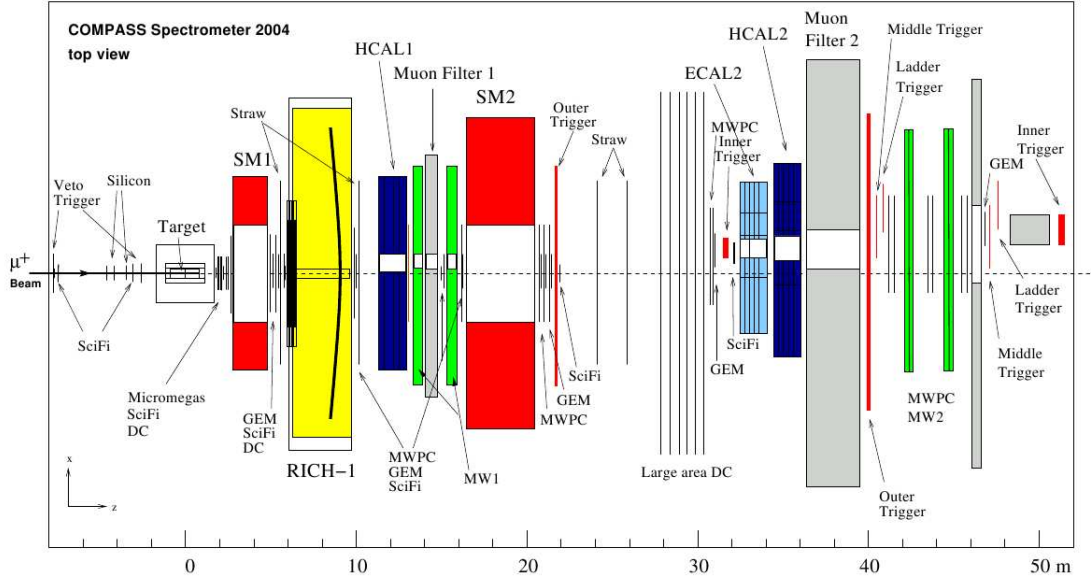


FIG. 3.1 – Les spectromètre COMPASS en 2004 vu du dessus (vue artistique).

16.8 secondes, composé de 11.7 secondes d'injection et d'accélération puis de 5.1 secondes d'extraction dit déversement (ou *spill*). Le faisceau extrait est ensuite conduit jusqu'à une cible de production composée de béryllium (T6). La longueur de la cible T6 est de 500 mm dans des conditions normales, mais peut être réduite par paliers jusqu'à \sim mm, notamment pour des études nécessitant une plus faible intensité du faisceau. La collision entre le faisceau de protons et les nucléons de la cible T6 produit un faisceau de particules secondaires, composé principalement de pions et de kaons qui sont ensuite introduits dans la ligne faisceau M2, où ils sont sélectionnés selon leur impulsion par un premier aimant dipolaire. Les pions et les kaons se propagent ensuite sur une longueur de 600m et une fraction d'entre eux (environ 4%) se désintègre en $\mu^+\bar{\nu}$. Le faisceau rencontre ensuite un absorbeur de béryllium d'une longueur de 10m dont le rôle est d'arrêter les hadrons et de laisser passer les muons. Après une nouvelle sélection sur l'impulsion des muons par des systèmes magnétiques, les muons d'impulsion moyenne de 160 GeV (avec une dispersion de l'ordre de 5%) arrivent dans le hall expérimental COMPASS dans la zone nord du site du CERN à Prévessin en France. L'intensité du faisceau de muons est d'environ $2 \cdot 10^8$ particules par déversement, dû à son mode de production, le faisceau est accompagné d'un halo de muons.

Le faisceau de muons est naturellement polarisé en raison de la décroissance faible du pion qui a un spin nul. Le muon étant issu de la décroissance $\pi^+ \rightarrow \mu^+\bar{\nu}$, le μ^+ et le $\bar{\nu}$ doivent avoir un spin opposé. L'anti-neutrino est gauche, son spin est donc anti-aligné à son impulsion et il en est de même pour le muon dans le référentiel du pion. Ainsi, la polarisation du muon est donc fonction de l'angle polaire de décroissance du π^+ . La polarisation est négative lorsque le muon est émis vers l'avant et positive lorsqu'il est émis vers l'arrière. Dans le laboratoire, les muons qui ont été émis vers l'arrière dans le référentiel du pion ont une plus faible

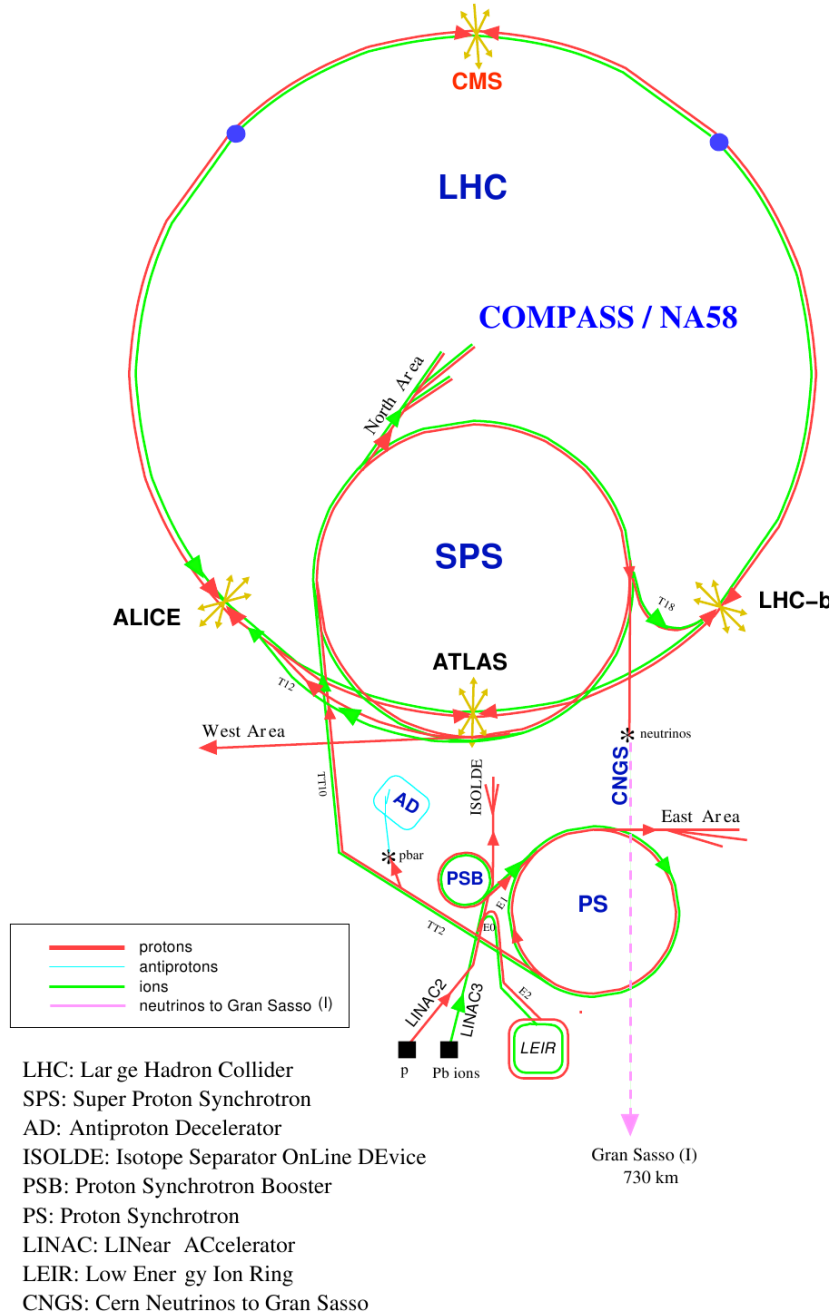


FIG. 3.2 – Les différents accélérateurs du CERN

énergie que ceux qui ont été émis vers l'avant. Ceci induit une corrélation entre l'énergie et la polarisation des muons. En sélectionnant les muons de grande énergie (donc émis vers l'avant), on sélectionne ainsi les muons polarisés négativement. La polarisation obtenue pour un faisceau de 160 GeV et une énergie de pion "parent" de 172 GeV vaut¹ ($-80 \pm 4\%$).

¹La polarisation du faisceau de muons a été mesurée par deux méthodes indépendantes [16] lors de

3.1.2 Le spectromètre

Définition de la trace faisceau

La mesure des paramètres du faisceau est réalisée en amont de la cible. La première partie de l'installation comprend la Beam Momentum Station (BMS), située le long de la ligne de faisceau environ 100 mètres en amont de la salle expérimentale. Ce spectromètre mesure l'impulsion de chaque muon incident grâce à un aimant d'analyse et des stations de détection constituées d'hodoscopes de scintillateurs plastiques et de stations de fibres scintillantes. La précision sur la mesure de l'impulsion est de 0,5%. Une mesure précise (environ $10\mu m$) de la trajectoire est ensuite obtenue au moyen de deux stations de fibres scintillantes et de trois détecteurs à micro-pistes de silicium quelques mètres en amont de la cible. L'énergie mesurée et la trace reconstruite sont associées sur la base du temps de passage du muon dans les détecteurs. Un mètre avant l'entrée de la cible se trouve un système de *veto* composé d'hodoscopes dont le rôle est de définir la taille du faisceau et de rejeter les événements déclenchés par un muon du halo.

Le spectromètre à grand angle

Le spectromètre à grand angle, situé après la cible, a été conçu pour assurer une acceptance en angle polaire de 180 mrad. Il est construit autour de l'aimant SM1, qui est précédé et suivi par des détecteurs de trace. L'aimant SM1 est un dipôle situé à 4 mètres en aval du centre de la cible. Il est long de 110 cm ; il a une ouverture horizontale de 229 cm et une ouverture verticale de 152 cm. Les pôles de l'aimant sont façonnés de sorte que les traces provenant de la cible soient orthogonales aux lignes de champ. La taille verticale SM1 correspond à l'acceptance angulaire de ± 180 mrad. La composante principale du champ est verticale et son intégrale de champ a été mesurée à 1,0 Tm correspondant à une déviation de 150 mrad pour les particules de 2 GeV/c. Le télescope en amont de l'aimant est composé de détecteur gazeux de type Micromegas (40×40 cm²) et de chambres à dérive (180×127 cm²) pouvant fonctionner sous des hauts flux de particules. En raison du pouvoir de courbure de SM1, les détecteurs situés en aval de SM1 doivent couvrir une surface de 3×3 m². Ces détecteurs sont de type chambre à dérive et chambre à "straw". Ensuite, la détection des hadrons est complétée par un détecteur de type *Ring Imaging CHerenkov* (RICH) de grandes dimensions dont le rôle est d'identifier le type de hadrons (protons, pion, kaons) avec des impulsions de quelques GeV/c jusqu'à 43 GeV/c. Le LAS contient de plus un grand calorimètre hadronique (HCAL1) avec un trou central correspondant à l'acceptance angulaire du deuxième spectromètre. Le calorimètre détecte les hadrons et est utilisé dans le trigger. Le LAS est complété par un filtre à muon.

Le spectromètre à petit angle

Le spectromètre à petits angles situé après le spectromètre à grands angles, détecte les particules diffusant à petit angle (± 30 mrad) et à grande impulsion (de 5 GeV/c et plus).

l'expérience SMC

Son élément central est l'aimant de 4 mètres de long SM2, situé à 18 mètres en aval du centre de la cible et précédé et suivi par télescopes de trackers. SM2 est un dipôle avec une ouverture rectangulaire de $2 \times 1\text{m}^2$ et une intégrale de champ de $4,4\text{ Tm}$ à son courant nominal de 4000 A. Comme SM1, sa composante principale est verticale. La partie en aval du SAS comprend les calorimètres électromagnétique et hadronique, ainsi qu'un filtre à muons. Chacun de ces éléments a un trou correspondant à l'acceptance du trigger à photon quasi-réel. Le calorimètre électromagnétique (ECAL2) est utilisé pour détecter les photons et les électrons. Le calorimètre hadronique HCAL2 est utilisé dans le trigger comme HCAL1. Pour finir, un second filtre à muons est situé en bout de spectromètre.

Les filtres à muons

L'identification des muons diffusés est effectuée par les deux filtres à muons (*muon wall* ou *MW*). Un filtre à muons comprend une couche d'absorbeur, précédée et suivi par les stations de tracking. L'absorbeur est suffisamment épais pour arrêter les hadrons. Les muons sont donc identifiés lorsque qu'une trace peut être reconstruite dans les deux trackers placé en amont et en aval de l'absorbeur.

Le premier filtre à muons (MW1) est situé à la fin du LAS, juste avant SM2. Il est composé de deux stations de tubes à dérive, chacune avec une surface active de $4,8 \times 4,1\text{ m}^2$ et un trou central de $1,4 \times 0,9\text{ m}^2$. Un mur de fer, de 60 cm d'épaisseur, est placé entre les deux stations. Le deuxième filtre (MW2) est installé à la fin du spectromètre à petits angles. L'absorbeur est constitué de 2,4 m de béton et la trace en amont est reconstruite par les trackers du spectromètre à petits angles, tandis que la trace en aval est reconstruite par des stations de tubes à dérive avec une surface active de $4,5 \times 2,0\text{ m}^2$ chacune.

3.1.3 La cible polarisée

Le programme "muons" de COMPASS contient la mesure d'asymétries de section efficaces $\Delta\sigma/(2\bar{\sigma})$ où $\Delta\sigma$ est la différence entre les sections efficaces d'un processus donné pour deux états de spin opposés et $\bar{\sigma}$ la moyenne sur les états de spin de la section efficace. L'asymétrie mesurable expérimentalement est alors $fP_T\Delta\sigma/(2\bar{\sigma})$ où f est la fraction de nucléon polarisable dans la cible (le facteur de dilution) et P_T la polarisation de la cible. L'utilisation d'une cible polarisée est donc obligatoire et les facteurs P_T et f doivent être pris aussi grands que possible afin d'optimiser la sensibilité de l'expérience à l'asymétrie recherchée. De plus, en raison du flux limité de muons, une cible solide, plus épaisse que celles utilisées en faisceau d'électron, est nécessaire.

Par conséquent, les cibles solides sont polarisées par polarisation dynamique nucléaire (DNP) qui transfère la polarisation des électrons aux noyaux par application d'un champ micro-onde. Ce processus nécessite un matériau contenant une certaine quantité de centres paramagnétiques (par exemple créés par irradiation), une température en dessous de 1 K et un champ magnétique intense et homogène.

Le champ magnétique est obtenu par un solénoïde pour polariser la cible dans la direction z_{lab} , et par un dipôle pour orienter la polarisation dans la direction y_{lab} . Le solénoïde

supraconducteur génère un champ magnétique de 2.5 Tesla et seize bobines de correction sont utilisées pour obtenir une homogénéité du champ axial inférieure à 20 ppm dans un volume cylindrique de 1500 mm de longueur et de 50 mm de diamètre. Le dipôle génère un champ transverse de l'ordre de 0.5 T et dévie de moins de 10% de sa valeur nominale à l'intérieur du volume de la cible.

Entre 2001 et 2006, une cible de lithium deutéré (${}^6\text{LiD}$) a été utilisée. Ce matériau permet d'atteindre un haut degré de polarisation des deutons ($> 40\%$) et a une composition très favorable. En effet, le ${}^6\text{Li}$ peut être considéré, en première approximation, comme un hélium 4 de spin 0 et un deuton. En prenant en compte tous les constituants de la cible on obtient une valeur du facteur de dilution $f = 0.35$. En 2007, une cible d'ammoniac NH_3 a été utilisée comme cible de protons polarisés. Sa composition est moins favorable ($f \simeq 0,15$) mais peut être polarisée à un degré plus élevé ($> 80\%$).

3.1.4 Le trigger

Le système de déclenchement doit répondre à plusieurs contraintes : sélectionner les événements candidats dans un environnement à taux élevés avec un temps de décision inférieur à 500 ns et un minimum le temps mort. Il doit alors déclencher la lecture de données prises par les détecteurs qui sont alors digitalisées par l'électronique frontale. Le système de déclenchement est basé sur des hodoscopes (scintillateurs plastiques) à réponse rapide, sur l'énergie déposée dans les calorimètres et un système de veto. Les différents éléments sont combinés pour former le signal de déclenchement selon le type de faisceau (muons ou hadrons) et la cinématique des réactions recherchées.

Les événements de diffusion profondément inélastique ($Q^2 > 0.5(\text{GeV}/c)^2$) sont principalement sélectionnés en utilisant uniquement le muon diffusé, qui est détecté dans deux plans d'hodoscopes segmentés horizontalement afin de mesurer la projection de l'angle de diffusion θ dans le plan non dévié par les aimants et de vérifier la compatibilité avec la position de la cible (pointage vers la cible).

Le trigger hodoscopes

Compte tenu des taux élevés dans la région centrale, les hodoscopes du système de déclenchement sont divisés en quatre ensembles de deux hodoscopes (Fig. 3.3), le *inner trigger* (H4I, H5I), le *ladder trigger* (H4L, H5L), le *middle trigger* (H4M, H5M) et de l'*outer trigger* (H3O, H4O). La présence d'absorbeurs (1.5m de Fer) devant les hodoscopes permet de rejeter les électrons et les hadrons tout en minimisant les effets de diffusion multiple.

Le trigger calorimétrique

Afin de déclencher sur des signaux de hadrons, les signaux produits dans les calorimètres hadroniques sont utilisés. Un cluster avec un dépôt d'énergie au-delà de la valeur prévue pour un seul muon est requis afin de ne pas déclencher sur un muon du halo. De plus, une résolution de l'ordre de 1 ns est requise pour réduire les coïncidences accidentelles. Ce trigger utilisant les hadrons permet de réduire le trou d'acceptance causé par les trigger *Middle* et

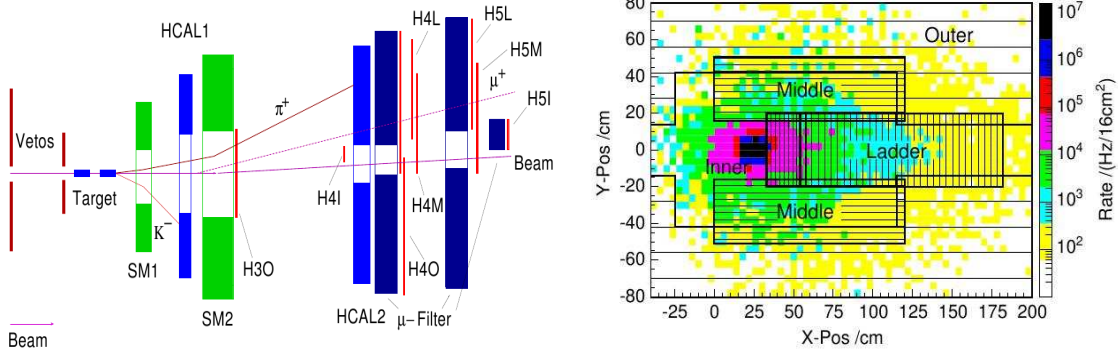


FIG. 3.3 – A gauche : le dispositif de trigger vu du dessus. Sont représentés les plans d’hodoscopes (en rouge), les calorimètres hadroniques (en bleu clair), les systèmes de *veto* (en marron), les absorbeurs (en bleu foncé) et les aimants SM1 et SM2 (en vert).

A droite : la répartition des hodoscopes dans le plan (x_{lab}, y_{lab}) à $z_{lab} = 40$ m.

Ladder (Fig 3.3). De plus, il étend l’acceptance du trigger à de grandes valeurs de Q^2 non couvertes par le trigger hodoscopes.

3.1.5 Après le trigger / après la digitalisation

Le trigger n’étant pas parfait, certains événements sont inutiles pour les analyses physiques. Afin d’économiser de l’espace de stockage ainsi que du temps de calcul lors de la reconstruction, ces événements sont rejetés par le filtre en ligne (*Online Filter*). Ce filtre consiste en une reconstruction partielle des événements, les traces n’étant reconstruites que dans les régions sans champ magnétique et l’information du RICH n’est pas utilisée. Cette reconstruction dure en moyenne 4 ms par événements. Dans le programme muon, la présence d’un muon diffusé et d’un nombre suffisant de hits dans les détecteurs en amont de la cible est requis. L’événement est ensuite envoyé sur le système de stockage sur bande *CDR* (pour *Central Data Recording*) sous forme de données brutes (*Raw data*). En même temps, un certain nombre d’informations sur le run, le spill et l’événement sont enregistrées dans la base de données *Oracle*.

3.2 Reconstruction et analyse des données

Deux étapes sont nécessaires pour préparer les données brutes au programme de recherche de traces. Dans la première, dite de *decoding*, les informations de chaque canal touché (fil, cellule ou autre) sont extraites, ce sont les *hits*. Ensuite, dans la phase de *Clustering*, les hits mesurés au sein d’un même détecteur sont regroupés pour former des *clusters*. Par exemple il faut au moins deux hits dans deux fils orientés dans des directions différentes pour définir le point de passage d’une particule dans un plan de détection d’une chambre à dérive. De même, les hits mesurés dans des cellules adjacentes d’un calorimètres sont regroupés afin de

calculer le point d'impact de la particule ayant provoqué le signal.

La reconstruction des trajectoires

La reconstruction est la phase lors de laquelle les *clusters* sont utilisés pour reconstruire les traces, les impulsions et les charges des particules détectées. La reconstruction comporte trois phases : la recherche de segments, le relais de segments et le fit des traces.

Recherche de segments (*Pattern recognition*)

La reconstruction des traces chargées commence par la recherche de segments dont le but est de trouver des groupes de clusters alignés dans les régions où les particules doivent se propager en ligne droite. Pour cela, le spectromètre est divisé en cinq zones longitudinales :

1. En amont de la cible
2. Entre la cible et SM1
3. Entre SM1 et SM2
4. Entre SM2 et le $\mu Filter$
5. En aval du $\mu Filter$

car ces zones sont séparées par des aimants ou par de fortes densités de matière pouvant dévier les particules. Ensuite, les détecteurs de chaque zone sont séparés en groupe de détecteurs ayant environ le même angle nominal par rapport à l'axe du spectromètre. Les segments sont recherchés dans chacun de ces groupes puis fittés par des lignes droites. Les segments fittés sont enfin combinés pour former des segments plus grands, reliés aux segments des zones voisines dans l'étape suivante.

Relais des segments (*Track bridging*)

Les segments sont alors reliés aux segments des zones voisines en trois étapes :

1. Sélection des paires de segments *upstream* et *downstream* compatibles. Pour cela, les segments sont extrapolés aux limites de chaque zone et les segments sont dit compatibles si leur écart en position radiale et en angle est suffisamment faible. De plus, les temps moyens de chaque segment sont aussi comparés afin de rejeter les mauvaises paires.
2. Chaque paire de segments est alors fittée. Cette opération nécessite de choisir une impulsion. L'impulsion supposée est calculée comme étant le rapport de l'intégrale de champ et l'angle de courbure. Une première tentative de fit utilise le dictionnaire de trace, si le fit ne converge pas, un fit de type Kalman est utilisé.
3. Un facteur de qualité est alors associé à chaque combinaison de segments fittés avec succès. La combinaison de meilleure qualité est conservée tandis que les combinaisons partageant un de ces segments sont rejetés. Ensuite la seconde meilleure combinaison, etc....

Fit des traces (*Track fitting*)

Lors de cette dernière phase de la reconstruction des traces chargées, le maximum d'information doit être utilisé afin d'obtenir la meilleure estimation des paramètres des trajectoires. Pour cela la procédure de fit dite *kalman filter* est utilisée. Dans cette procédure, le fit d'une trajectoire est représenté par l'évolution d'un vecteur d'état par un ensemble de transformations linéaires et par une perturbation aléatoire. Le vecteur d'état représente les paramètres de la trajectoire, l'ensemble de transformation représente la propagation de celle-ci dans l'espace et la perturbation représente la diffusion multiple dans la matière. L'utilisation de cette méthode a deux avantages :

- Cette procédure est itérative et l'estimation de la trajectoire à une position z ne nécessite que les paramètres de la trajectoire en $z - 1$ et les mesures expérimentales en z . Il en découle que cette procédure ne fonctionne qu'avec des matrices de taille $n \times n$ où n est le nombre de paramètres d'une trajectoire, alors qu'un fit utilisant la méthode des moindres carrés nécessite l'inversion d'une matrice $N \times N$ où N est le nombre de mesures (jusqu'à 200 dans le cas de COMPASS) très gourmande en temps de calcul.
- La décision de prendre un cluster en compte ou non (selon l'écart en position radiale) peut être prise au moment où le fit arrive à la position z du cluster, sans avoir à refaire le fit.

Le dictionnaire de traces

Afin d'obtenir une grande acceptance en angle, l'aimant SM1 a été construit avec une grande ouverture causant un grand champ de fuite. C'est pourquoi il n'existe pas d'espace sans champ dans lequel les particules se propagent en lignes droites entre le solénoïde de la cible et SM1. La phase de recherche de segments droits est alors inefficace et l'algorithme de recherche de segments a donc été modifié pour la zone entre la cible et SM1. Plutôt que de chercher des clusters alignés, l'algorithme recherche des ensembles de clusters localisés le long de traces génériques lues dans une table de trace appelée *DicoFit*. L'algorithme de recherche de traces initialement appelé *TraFFiC* pour *Track Finding and Fit in COMPASS* a été renommé *TraFDiC*.

Reconstruction du vertex

Lorsque les trajectoires ont été reconstruites, CORAL extrapole les traces en direction de la cible en tenant compte de son champ magnétique afin de reconstruire la position du vertex primaire, la présence de matière aussi est prise en compte pour la propagation des erreurs. Si le vertex est associé à une trace faisceau, le vertex est dit primaire. Cette phase a deux buts, la première est de déterminer quelles traces sont associées au vertex primaire, la seconde est de déterminer si l'interaction a eu lieu dans le matériau polarisé et dans quelle cellule de la cible.

Cette étape signe la fin de la reconstruction, les données sont alors appelées DST pour *Data Summary Tapes*. Les données sont ensuite utilisées par les différentes analyses à l'aide du programme PHAST (pour *PHysics Analysis Software Tools*).

Deuxième partie

Analyse

Chapitre 4

Sélection des événements ‘2004 et 2007 transverse’

Nous nous concentrons maintenant (sauf mention contraire) sur les données acquises en 2004 avec la cible ${}^6\text{LiD}$ polarisée transversalement et sur les données acquises en 2007 avec la cible NH_3 polarisée transversalement. Ces deux jeux de données sont désignés par le raccourci ‘2004 transverse’ et ‘2007 transverse’.

Pour étudier la production exclusive de mésons ρ , nous devons d’abord construire un échantillon d’événements de cette réaction. Le rôle de la sélection des événements est donc de trouver dans les données de l’expérience, les événements de production profondément inélastique, exclusive et incohérente de mésons. Pour cela, nous avons établi un ensemble de critères caractéristiques de ce type d’événements. Cependant, afin de rejeter suffisamment de bruit de fond, il est nécessaire d’appliquer des critères tels qu’une fraction des événements recherchés est aussi rejetée. La difficulté de cette partie de notre travail est donc de choisir ces critères de façon à rejeter le bruit de fond tout en conservant autant d’événements intéressants que possible. Nous avons classé ces critères dans cinq catégories détaillées dans les sous-sections suivantes :

- La qualité de la prise des données.
- Les coupures sur le nombre et les charges des particules détectées.
- Les coupures sur le vertex.
- Les coupures sur les traces reconstruites.
- Les coupures sur les variables cinématiques.

4.1 Qualité des données

Il s’agit ici de rejeter des runs ou des spills (cycles du SPS), pris lorsque le spectromètre n’était pas pleinement opérationnel. En effet, pour extraire les asymétries de spin, nous comparons des ensembles d’événements pour lesquels la polarisation de la cible est opposée en supposant que les deux échantillons ne diffèrent que par cette polarisation. Si l’efficacité du spectromètre est différente pour une partie des échantillons, des *fausses asymétries*

peuvent apparaître, c'est pourquoi ces périodes doivent être rejetées. Pour cela, un ensemble d'estimateurs de stabilité ont été pris en compte parmi lesquels :

- La stabilité des distributions de certaines variables cinématiques.
- La stabilité de la masse reconstruite du méson K_0 .
- La stabilité du nombre de méson K_0 par vertex primaire.
- La stabilité des profils des détecteurs.
- La stabilité du nombre de vertex primaires par événement.
- La stabilité du nombre de traces associées au vertex primaire.
- La stabilité du nombre de particules du faisceau par vertex primaire.

Les informations données par les personnes en charge de la surveillance du spectromètre lors de la prise de données sont aussi prises en compte pour rejeter les runs pathologiques. De plus, la stabilité est testée à l'intérieur de chaque semaine mais aussi entre semaines consécutives. Finalement, près de la moitié des données est rejetée en 2007 pour des raisons de stabilité du spectromètre (20% en 2004). Des critères plus souples pourraient être choisis lors des analyses n'utilisant pas la méthode des *double ratio* mais nous avons choisi d'appliquer les mêmes critères pour conserver une certaine cohérence entre nos différentes analyses. La moitié restante peut alors être utilisée pour l'extraction des asymétries. Ce travail de sélection des données a été effectué par le groupe de la transversité et est résumé dans les notes [53], [54] et [55].

4.2 Nombre et charge des particules détectées

Dans la région cinématique que nous étudions ($p_T^2 < 1$ GeV) le proton est émis à grand angle et n'est pas détecté par le spectromètre qui ne possède pas de détecteur de recul. Afin de pouvoir définir toutes les variables cinématiques de la réaction, toutes les autres particules (ie μ , μ' , π^+ et π^-) doivent être détectées et le proton cible est supposé au repos. Puisque le méson ρ se propage seulement quelques femto-mètres avant de se désintégrer, les quatre particules doivent être associées au même vertex. Nous sélectionnons donc les événements pour lesquels un muon du faisceau, deux particules de charges positives et une particule de charge négative sont associés à un vertex.

4.3 Coupures sur le vertex reconstruit

Nous appliquons ensuite une coupure sur la position du vertex pour rejeter les événements n'ayant pas eu lieu dans la cible. En effet les nucléons hors de la cible ne sont pas polarisés, il est donc nécessaire de rejeter ces événements lors de l'extraction d'observables polarisées telles que les asymétries de spin ou les SDME polarisés. La coupure sur la position du vertex permet donc de minimiser cet effet de dilution. Ensuite, nous verrons plus tard que la méthode que nous utilisons pour extraire les asymétries de spin sans l'aide des simulations n'est valable que si le flux de muons vu par les différentes cellules de la cible est le même. Afin d'annuler cet effet géométrique, seuls les événements dont la direction du muon incident

traverse la face d'entrée de la cellule upstream et la face de sortie de la cellule downstream sont conservés (Fig. 4.1)

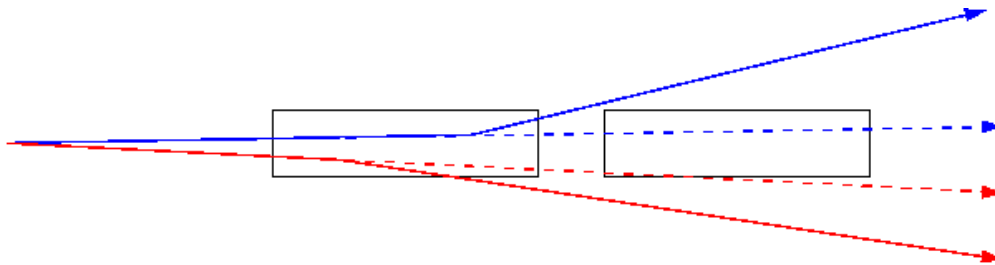


FIG. 4.1 – Les traces incidentes rouge et bleue sont extrapolées jusqu'à la face de sortie de la cellule *downstream* de la cible, seule la trace extrapolée bleu traverse la face de sortie, la trace rouge est donc rejetée.

4.4 Coupures sur les paramètres des traces reconstruites

Les contraintes sur les traces reconstruites ont deux rôles. Le premier est de rejeter les événements dont une ou plusieurs des traces sont accidentelles¹ ou mal reconstruites par CORAL. Pour cela les événements dont les χ^2 réduits associés au fits des traces chargées sont supérieurs à 10 sont rejetés. De plus, l'impulsion de la trace du muon incident doit être inférieure à 200 GeV car le faisceau ne contient pas de muon d'une telle énergie. Le second rôle des contraintes sur les traces reconstruites est d'identifier les traces de muons parmi les deux traces de charge positive de l'événement afin de différencier le muon diffusé du π^+ et de rejeter les événements contenant deux muons. Pour cela, nous utilisons les absorbeurs du spectromètre ; en effet dû aux faibles pertes d'énergie des muons dans la matière par rapport aux autres particules, les muons sont les seules particules pouvant traverser les absorbeurs. L'événement est donc conservé si le candidat muon traverse plus de 30 longueurs de radiation et si le candidat π^+ en traverse moins de 10. Pour les mêmes raisons, les candidats hadrons dont les traces ont été mesurées avant et après les absorbeurs sont aussi rejetés (coupure $Z_{Last}(h^\pm) < 3300$ cm). Les traces des candidats hadrons sont aussi rejetées si leur premier point de mesure se situe après l'aimant SM1 (coupure $Z_{First} > 350$ cm). Ces traces sont rejetées pour deux raisons ; elles ne permettent pas une reconstruction précise du vertex et la mesure de leur impulsion est impossible si elles ne passent pas de part et d'autre de l'aimant SM1. L'événement est aussi rejeté si l'une des particules diffusées traverse la structure de SM2, le champ magnétique n'étant pas décrit dans cette zone, l'impulsion de ces traces est fautive. L'événement est finalement rejeté si la trace du π^+ vient frapper la zone active de HI05, pourtant protégée par un absorbeur. Ce dernier test, utilisant la méthode **CanBeMuon** de la librairie PHAST, permet de réduire la probabilité de confondre le π^+ avec le muon diffusé.

¹Une trace accidentelle est une trace reconstruite à partir de hits provoqués soit par du bruit soit par plusieurs particules.

4.5 Coupures sur les variables cinématiques

Les coupures sur les variables cinématiques sont appliquées pour sélectionner les événements de production de ρ exclusifs, dont la cible est un nucléon, se trouvant le régime de factorisation.

4.5.1 Production de mésons ρ

Avec une coupure sur l'énergie minimale du méson de 15 GeV qui sera discutée à la fin de ce chapitre, la distance moyenne parcourue par le méson avant de se désintégrer est de quelques fermis. Il n'est donc possible d'observer le méson qu'au travers de ses produits de désintégration. Nous avons donc choisi d'étudier la production de ρ dans le canal $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ car il représente environ 99% des désintégrations. De plus ce canal est facilement détectable car il ne contient que des hadrons chargés. Pour s'assurer que les deux hadrons chargés détectés sont des pions et proviennent de la décroissance d'un ρ , nous supposons que ces hadrons sont des pions. La distribution en masse invariante du système de deux pions est représentée figure 4.2. Nous rejetons alors les événements dont la masse invariante du système de hadrons diffère de plus de 300 MeV de la masse du ρ :

$$0.47 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.07 \text{ MeV}$$

La figure 4.2 montre deux pics. Le pic dominant est le pic du ρ , centré en $M_\rho = 0.770$ GeV et de largeur $\Gamma_\rho = 0.15$ GeV. Le second pic à $M_{\pi^+\pi^-} \simeq 0.4$ GeV/c² correspond aux événements de production de méson ϕ pour lesquels nous avons donné aux kaons une masse de pions. Dans cette analyse, le détecteur RICH n'est pas utilisé car sa modélisation dans la simulation du spectromètre pose encore quelques problèmes.

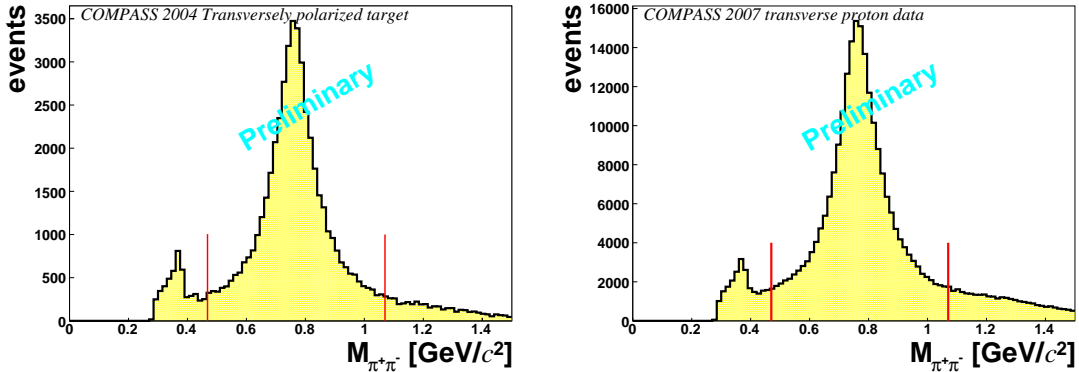


FIG. 4.2 – Distribution en masse invariante du système $\pi^+\pi^-$, toutes coupures appliquées sauf la coupure sur la masse, pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite). Les lignes rouges sur la figure de droite correspondent aux coupures appliquées

4.5.2 Production exclusive

Puisque le proton de recul des événements sélectionnés n'est pas détecté, nous sélectionnons les événements dont la masse invariante M_X du système non détecté X (Eq.4.1) est proche de la masse du proton. Pour cela nous utilisons la variable d'exclusivité E_{miss} définie par Eq.4.2. Dans le cas des réactions exclusives (i.e. si le système non-détecté est un nucléon), la masse invariante M_X de X vaut la masse du nucléon initial M_N et E_{miss} vaut alors 0 GeV. L'excès d'événements dans la distribution en E_{miss} dans la région $E_{miss} = 0$ GeV (Fig.4.3) correspond donc aux événements exclusifs. Du aux effets de résolution, le pic d'exclusivité est approximativement gaussien de largeur 1 GeV et les événements sont rejetés si $|E_{miss}| > 2.5$ GeV.

$$\mu + N \rightarrow \mu' + \pi^+ + \pi^- + X \quad (4.1)$$

$$E_{miss} = \frac{M_X^2 - M_N^2}{2M_N} \quad (4.2)$$

Le bruit de fond varie fortement d'une région cinématique à une autre, la deuxième partie du chapitre 5 est dédiée à l'étude et à la soustraction de ce bruit de fond.

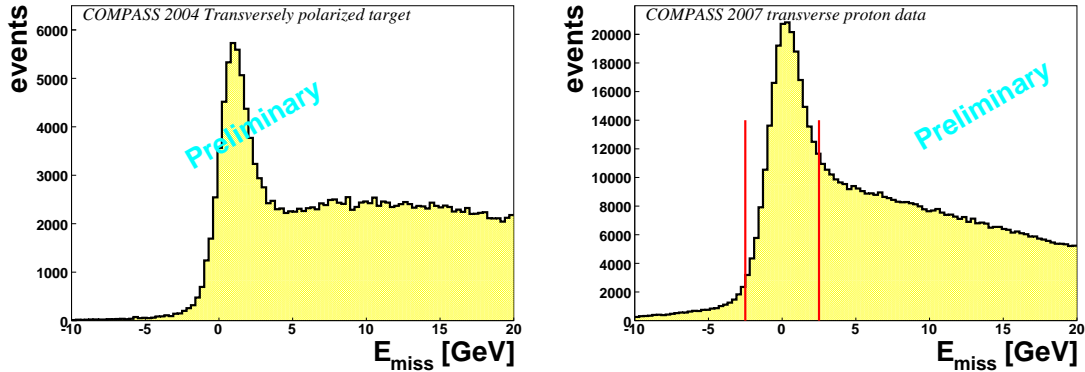


FIG. 4.3 – Distribution en exclusivité de la réaction, toutes coupures appliquées sauf la coupure sur l'exclusivité, pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite). Les lignes rouges correspondent aux coupures appliquées

4.5.3 Production incohérente

Il est désormais nécessaire de sélectionner les événements lors desquels le muon du faisceau a interagi avec un nucléon quasi-libre ; ces événements sont dits incohérents. En effet, les cibles de l'expérience COMPASS sont des cibles solides et la majorité des nucléons est confinée au sein des noyaux de lithium et de deutérium en 2004, d'azote en 2007. Le muon peut donc interagir avec un noyau, l'interaction est alors dite cohérente. Ces réactions sondent la structure des noyaux et non des nucléons, elles polluent donc notre échantillon et doivent être rejetées.

La diffusion cohérente domine aux faibles p_T^2 , en effet p_T^2 est lié à l'énergie transférée au proton lors de l'interaction elle-même reliée à l'inverse de la longueur d'onde d'interaction. Les diffusions cohérentes se faisant sur des objets plus gros que les nucléons, elles dominent aux faibles p_T^2 . Les noyaux d'azote étant plus gros que les noyaux de lithium et de deutérium, la diffusion cohérente est plus localisée aux très faibles p_T^2 en 2007 qu'en 2004. Malgré cela, les distributions cohérentes et incohérentes en p_T^2 se superposent dans la région $p_T^2 \in [0, 0.15]$ GeV²/c² et nous devons trouver la coupure optimisant la proportion d'incohérent tout en conservant suffisamment d'événements. Pour cela nous paramétrons les distributions en p_T^2 par la somme de trois exponentielles représentant les distributions des événements incohérents (bleue), du bruit de fond (vert) et de la somme des différentes contributions cohérentes (rouge) (Fig.4.4). Cette paramétrisation de la distribution en p_T^2 nous permet donc de déterminer que la coupure optimale est $p_T^2 > 0.1$ en 2004 et $p_T^2 > 0.05$ en 2007. Selon cette paramétrisation, notre échantillon contient 2% d'événements cohérents en 2004 et 5% en 2007. Une analyse menée par A.Sandacz utilisant une autre paramétrisation de la distribution en p_T^2 a montré que la pollution de notre échantillon par la diffusion cohérente est de 8% en 2004 et de 5% en 2007. La figure 4.5 montrent les distributions finales en p_T^2

4.5.4 Régime de factorisation

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les variations de la section efficace ne sont interprétables en termes de GPDs que dans le régime de factorisation, nous devons donc sélectionner les événements dans ce régime. Pour cela, les événements dont la virtualité Q^2 est inférieure à $1(\text{GeV}/c)^2$ sont rejetés (Fig. 4.6). Une coupure sur t n'est pas nécessaire car les réactions à grand transfert sont déjà rejetées pour diminuer la fraction de bruit de fond. Cependant, cette coupure n'est pas suffisante pour se placer dans le régime de factorisation car il faudrait une coupure permettant de sélectionner les événements dont le photon est polarisé longitudinalement. Cette coupure ne peut être réalisée pour chaque événement. Cependant, la contribution des photons longitudinaux dans un échantillon d'événements sera évaluée en étudiant les distributions angulaires de décroissance du méson ρ . Ces critères ne nous garantissent pas d'être dans le régime de factorisation et l'étude de l'évolution en Q^2 de certaines observables nous permettra de conclure sur ce point.

4.5.5 Autres coupures

La région des résonances du nucléon est rejetée en appliquant la coupure $W > 5$ GeV. De plus, les régions cinématiques affectées par les corrections radiatives sont rejetées par la coupure $y > 0.9$. Puis les événements dont $y < 0.1$ sont rejetés car l'algorithme de reconstruction CORAL est moins efficace pour les hadrons de faible énergie. Sur la figure 4.7 nous avons représenté la corrélation entre l'énergie manquante, E_{miss} et l'énergie du ρ , E_ρ . La distribution observée est tronquée à cause de la coupure cinématique $y > 0.1$ que nous avons appliquée. La contribution majeure du bruit de fond est située à faible E_ρ et grande E_{miss} dans une zone où il n'est cinématiquement pas possible de peupler la région avec E_{miss} proche de 0. Nous avons choisi d'appliquer une coupure sur l'énergie du ρ , $E_\rho > 15$ GeV.

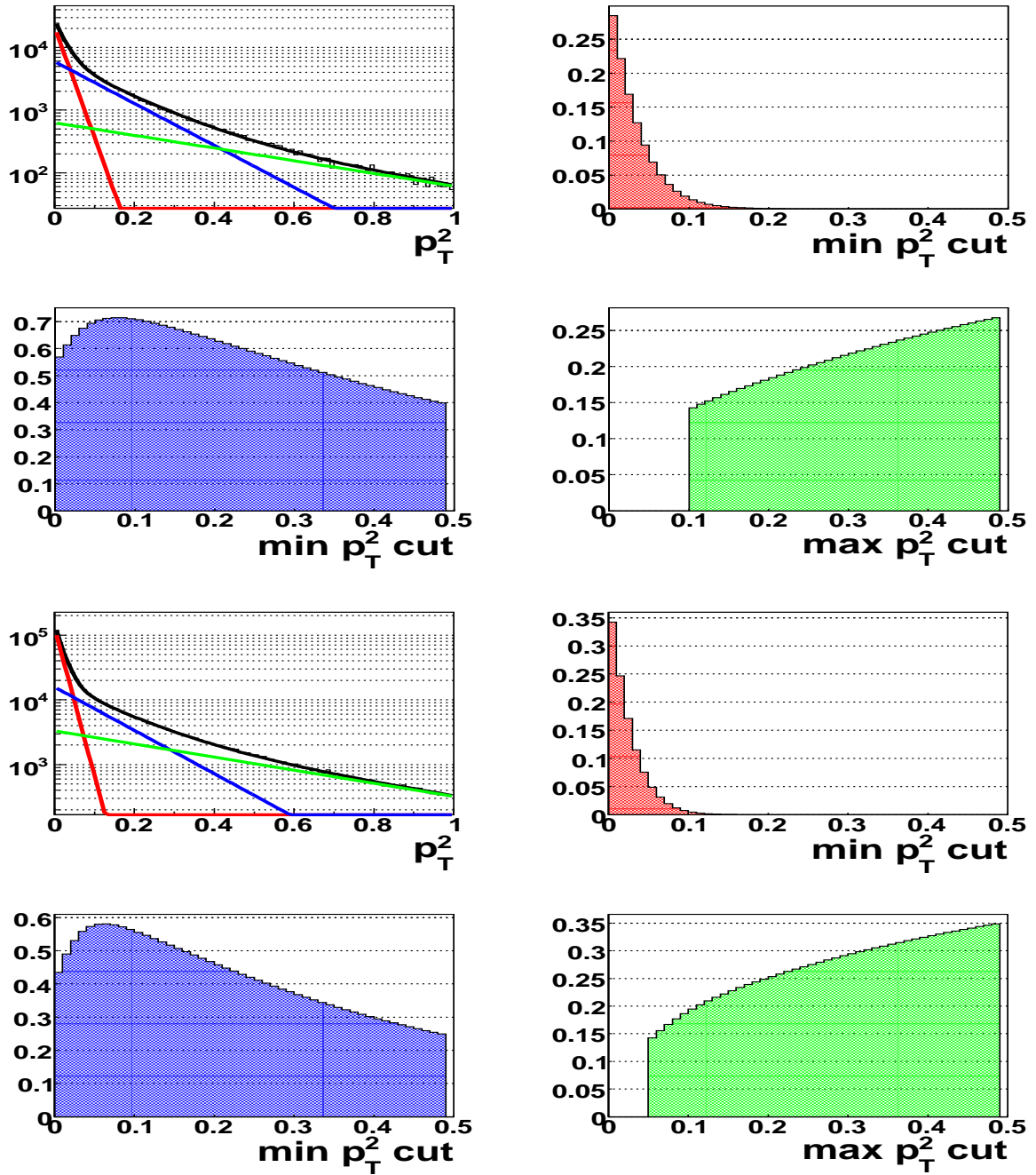


FIG. 4.4 – Nombre d'événements en fonction de p_T^2 . En rouge le cohérent, bleu l'incohérent, vert le bruit de fond. Haut à gauche le fit par 3 exponentielles, haut à droite (bas à gauche) la fraction de cohérent (incohérent) en fonction de la valeur minimale de p_T^2 . En bas à droite la fraction de bruit de fond en fonction de la valeur maximale de p_T^2 . Les 4 graphes du haut (resp. bas) sont pour les données de 2004 (resp. 2007).

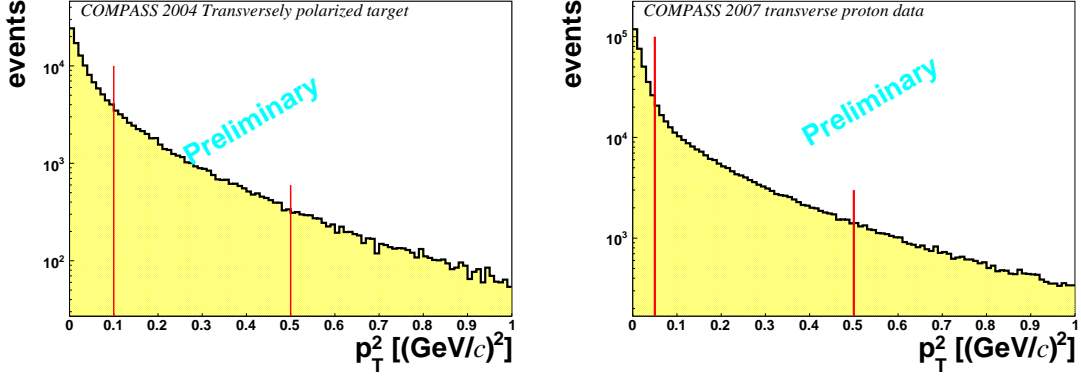


FIG. 4.5 – Distribution en p_T^2 , toutes coupures appliquées sauf la coupure en p_T^2 , pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite). Les lignes rouges correspondent aux coupures appliquées

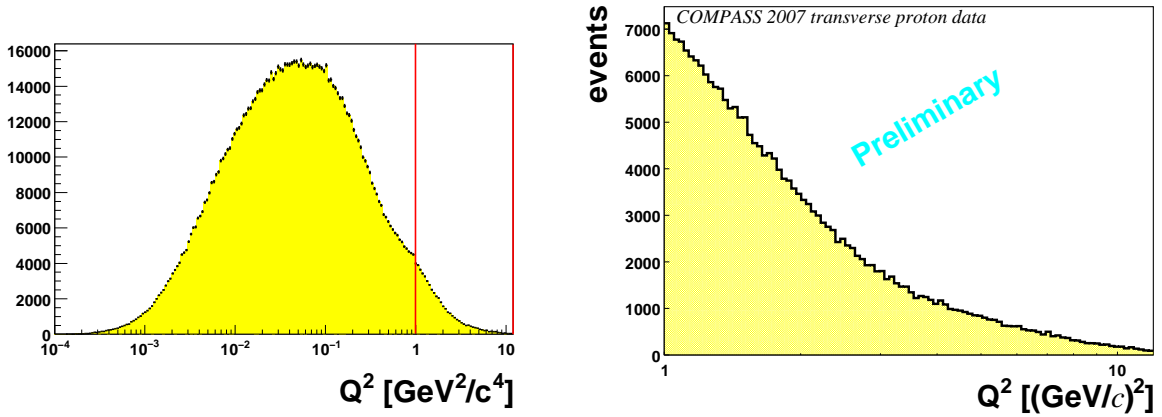


FIG. 4.6 – Distribution de la variable Q^2 pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite). Toutes les coupures sont appliquées sauf la coupure sur Q^2 pour la figure de 2004, la coupure en Q^2 est appliquée pour 2007.

Cette coupure affecte seulement le bruit de fond et rendra plus cohérente la soustraction de celui-ci. En effet sans cette coupure, nous serions dépendant de la qualité de nos simulations de bruit de fond dans toute la gamme en énergie du ρ . En appliquant cette coupure, nous nous affranchissons des problèmes liés au bruit de fond pour lequel $E_\rho < 15$ GeV.

4.5.6 Sélection de production d'autres mésons

Nous avons également étudié la production exclusive d'autres mésons. Quelques modifications dans la sélection d'événements permettent de sélectionner les événements de production exclusive de ϕ , J/Ψ , ω , π^0 , γ (DVCS), π^+ , π^- ou encore de $\omega\pi^0$. Les produits de désintégration du ω , π^0 et du $\omega - \pi^0$ contiennent des photons, nous utiliserons donc les calorimètres et nous avons mis au point une méthode de sélection des bons clusters² car les calorimètres

²un cluster est un agrégat de cellules du calorimètre qui sont corrélés spatialement

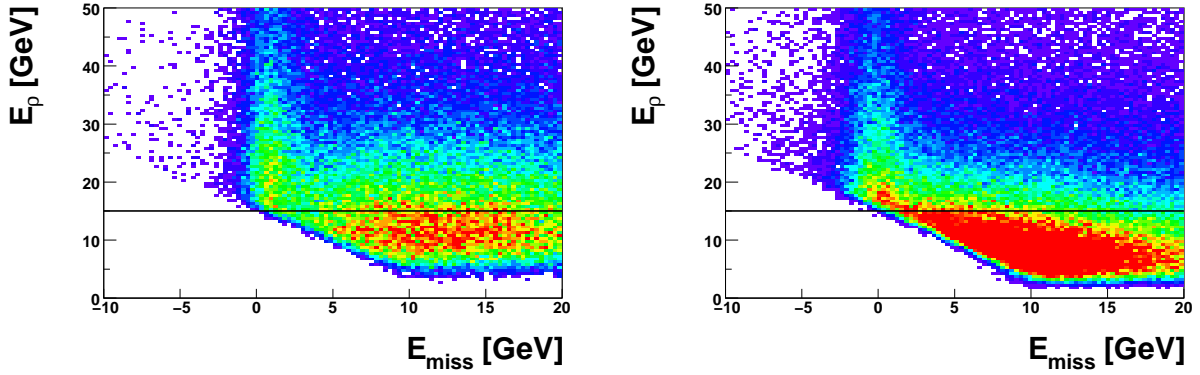


FIG. 4.7 – Distribution de E_ρ en fonction de E_{miss} , la ligne noire représente la coupure $E_\rho > 15$ GeV, pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

sont bruyants. Nous n'avons utilisé que les clusters du calorimètres ECAL2.

Sélection des bons clusters

L'idée générale de l'algorithme de sélection des bons clusters est de comparer le nombre moyen de clusters de chaque cellule du calorimètre au nombre moyen de clusters dans les cellules voisines. La cellule est alors désactivée si la différence est trop grande. Cependant, les cellules sont généralement bruyantes à basse énergie (< 1 GeV) alors que les clusters de plus grande énergie sont parfois utilisables³. C'est pourquoi l'algorithme compare le nombre de clusters d'une cellule au nombre moyen de cluster dans les cellules voisines dans chaque bin en énergie de cluster. Le critère de réjection est le suivant : les clusters d'une cellule i dans un bin en énergie sont rejetés si $N(i, E) - \langle N(\text{voisins}, E) \rangle > 50\sqrt{N(i, E)}$, où $\sqrt{N(i, E)}$ est la dispersion statistique du nombre de clusters dans une cellule et dans un bin en énergie de cluster. Cet algorithme est utilisé période par période et génère une liste des couples (cellule, énergie) à rejeter. Ensuite, événement par événement, les clusters sont rejetés en fonction de la liste. Par ailleurs, les paires de clusters restants dont la position verticale est proche (± 4 cm) sont rejetés. Cette sélection supplémentaire permet de rejeter les clusters provoqués par des électrons et positrons issus de la conversion d'un photon, l'électron et le positron étant déviés dans les directions opposées du plan horizontal par les aimants du spectromètre. Ensuite, les clusters détectés par les cellules de la bordure de ECAL2 sont rejetés, la gerbe n'étant pas entièrement contenue dans le calorimètre, la mesure de l'énergie déposée est biaisée. Pour finir, deux colonnes de cellules bruyantes ont été entièrement rejetées en 2004 car l'algorithme de réjection des cellules n'est pas capable de rejeter une cellule bruyante entourée d'autres cellules bruyantes. Le fait qu'une bande verticale entière soit bruyante provient du fait que les haute-tensions sont appliquées aux photomultiplicateurs d'une colonne par un même module. La figure 4.8 montre la distribution en position des clusters dans ECAL2 avant et après l'application de l'algorithme. Les cases rouges, correspondant aux cellules qui comptent

³la calibration du calorimètre est réalisée avec un faisceau d'électron d'énergie connue

beaucoup, sont rejetées. Nous pouvons ensuite utiliser les clusters restant pour sélectionner les événements de production exclusive de mésons ω et $\omega\pi^0$.

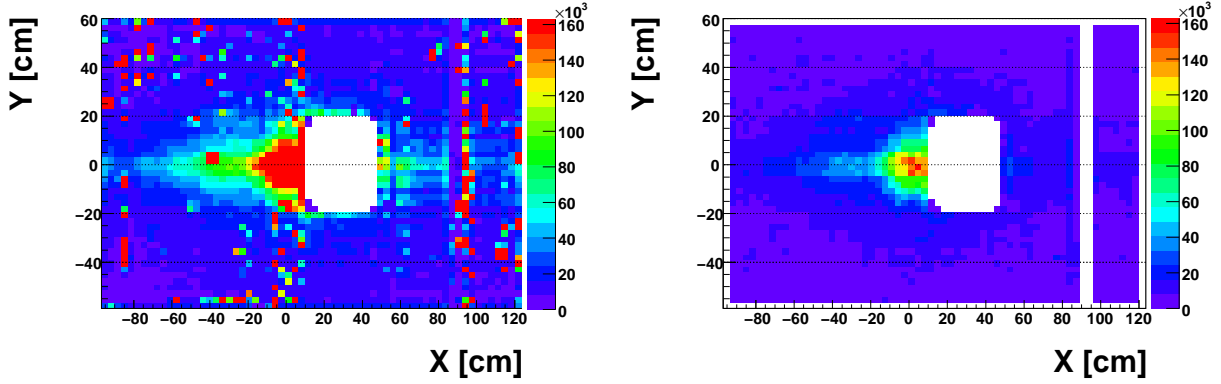


FIG. 4.8 – Position des cluster dans ECAL2 avant (gauche) et après (droite) la procédure de *bad cluster rejection*. Correspond aux données de la semaine 35 de l’année 2004.

ω : Nous sélectionnons les événements dont le ω décroît en $\pi^+ + \pi^- + 2\gamma$ qui représentent environ 89% des décroissances. La topologie de l’événement est donc différente de la décroissance du ρ et la présence de deux “bons” clusters dans ECAL2 non associés à des traces chargées est requise en plus des deux traces de charges opposées. La région de masse invariante du système de deux photons acceptée est $M_{\pi^0} \pm 15$ MeV ($M_{\pi^0} = 135$ MeV) pour sélectionner les photons issus de la décroissance du π^0 . Ensuite, la région de masse invariante du système de $\pi^+\pi^-\pi^0$ acceptée est $M_\omega \pm 51$ MeV ($M_\omega = 783$ MeV) pour sélectionner les mésons ω . Le reste de la sélection d’événements est la même que pour la production de ρ . La figure 4.9 à gauche montre la corrélation entre la masse mesurée du ω contre celle du π^0 , le signal du ω apparaît autour de $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0}$ (La coupure en exclusivité est appliquée). La figure 4.9 à droite montre la distribution en exclusivité après les coupures en masse.

π^0 : Nous sélectionnons les événements dont le π^0 décroît en 2γ , soit environ 99% des décroissances. La présence de deux “bons” clusters dans ECAL2 non associés à des traces chargées est requise. La figure 4.10 montre les distributions en masse et en exclusivité du signal de π^0 . Aucun signal exclusif n’est observé, c’est pourquoi la coupure en exclusivité n’est pas appliquée pour la distribution en masse.

ϕ : Pour sélectionner les événements de production exclusive de ϕ ($M_\phi = 1.02$ GeV), nous donnons aux traces la masse des kaons puis nous remplaçons la coupure en masse invariante par $1.018 < M_{K^+K^-} < 1.022$ GeV. La figure 4.11 montre les distributions en masse et en exclusivité du signal de ϕ .

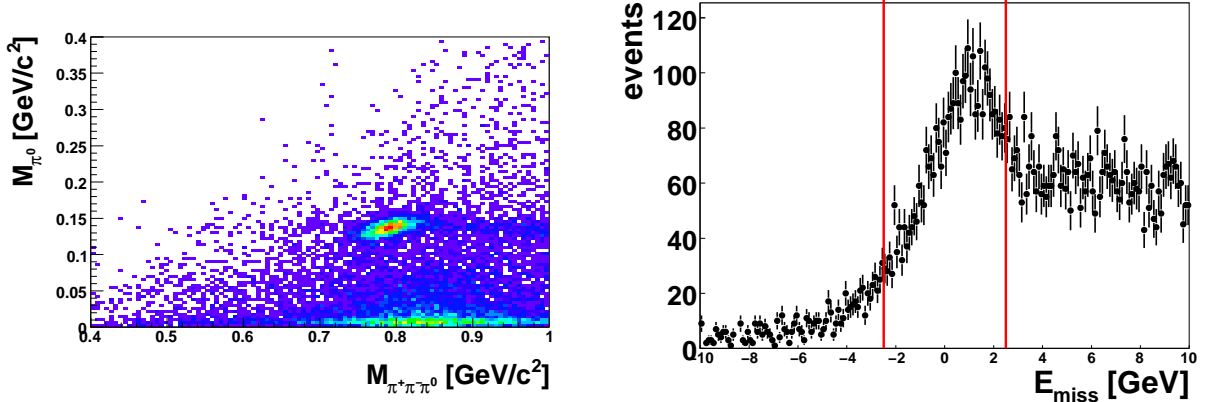


FIG. 4.9 – A gauche : masse du système des deux photons en fonction de la masse du système $\pi^+\pi^-\pi^0$. A droite : distribution de la variable E_{miss} pour le signal de production exclusive de ω pour les données 2004 transverses.

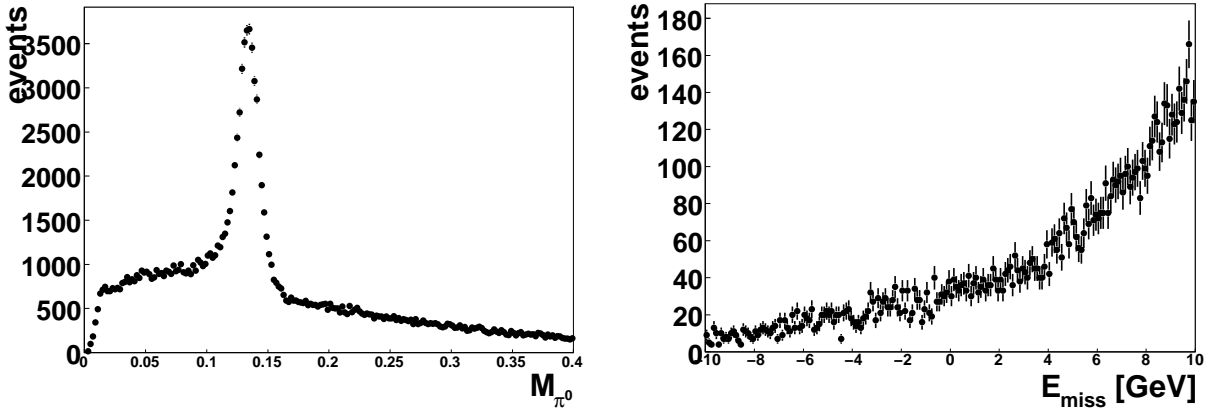


FIG. 4.10 – A gauche : Masse du système $\gamma\gamma$. A droite : exclusivité du signal de π^0 pour les données 2004 transverses.

J/Ψ : Pour sélectionner les événements de production exclusive de J/Ψ ($M_{J/\Psi} = 3.1$ GeV), nous supposons que les traces détectées sont des muons. Pour sélectionner les événements dont les traces peuvent être des muons, au moins une des deux traces doit avoir traversé plus de 10 longueurs de radiation lors de son cheminement dans l'appareillage. La conservation du nombre leptonique contraint alors la nature de la trace non identifiée comme étant un muon. En revanche la coupure en Q^2 n'est plus appliquée car c'est la masse du méson qui joue le rôle d'échelle dure. Les J/Ψ sont finalement sélectionnés par la coupure sur la masse invariante $3.0 < M_{\mu^+\mu^-} < 3.2$ GeV. La figure 4.12 montre les distributions en masse et en exclusivité du signal de J/Ψ .

π^+, π^-, γ : Aucun signal de production exclusive de π^+ , de π^- , ou de $\gamma\gamma$ n'a été observé dans les données. Ces canaux, dans lesquels le méson (ou le photon) produit ne se désintègre pas ne permettent pas d'utiliser de coupure sur la masse de ces particules. Dans le cas de

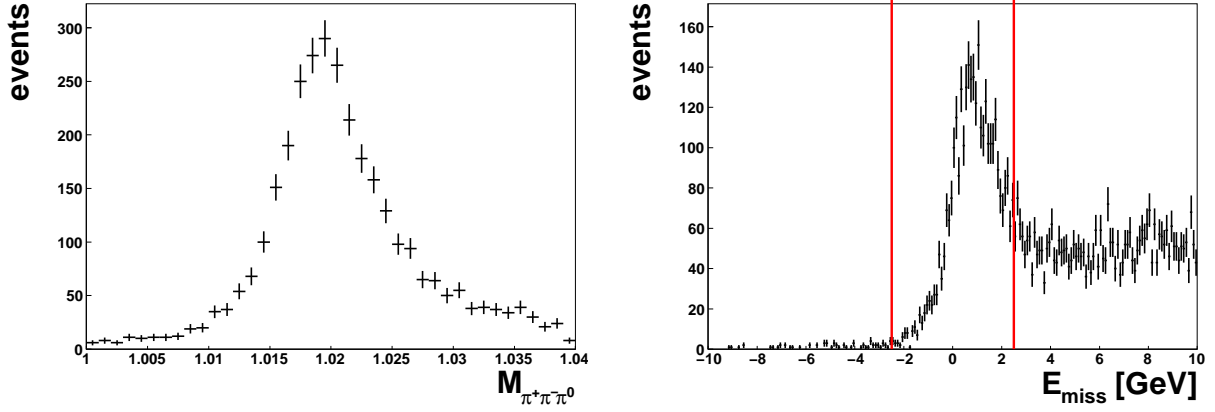


FIG. 4.11 – A gauche : Masse du système K^+K^- . A droite : exclusivité du signal de ϕ pour les données 2004 transverses.

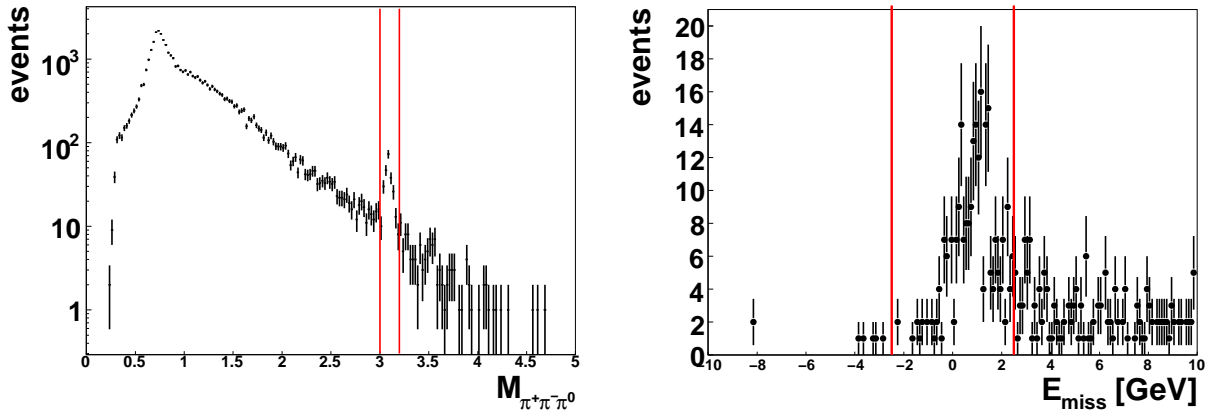


FIG. 4.12 – A gauche : Masse du système $\mu^+\mu^-$. A droite : exclusivité du signal de J/Ψ pour les données 2004 transverses.

la production exclusive de ω , π^0 ou de J/Ψ où la coupure en masse est applicable, cette coupure permet de réduire le bruit de fond non résonant respectivement d'un facteur 12, 5 et 150.

4.6 Échantillons finaux

Le tableau 4.1 montre l'évolution du nombre d'événements après chaque coupure pour la production exclusive de ρ dans les données en cibles transverses de 2004 et 2007.

Coupure	N_ρ 2004 transverse	N_ρ 2007 transverse
$N_{part} = 4$		
$charges = + + -$		
vertex in the target	4.04607 10^7	1.28713 10^7
$p_T^2 > 0.1$ ou $0.05 \text{ GeV}^2/c^4$	1.62716 10^7	7.02233 10^6
$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^4$	1.38406 10^6	6.80892 10^6
$0.1 < y < 0.9$	1.30630 10^6	5.15884 10^6
$W > 5 \text{ GeV}^2$	1.30571 10^6	5.14233 10^6
$\chi_\mu^2 < 10$	1.15684 10^6	5.13598 10^6
$E_\mu < 200 \text{ GeV}$	1.15229 10^6	5.13587 10^6
$\chi_{\mu'}^2 < 10$	1.15218 10^6	5.13023 10^6
$XX0_{\mu'} > 30$	1.15077 10^6	4.90397 10^6
$\chi_{h^+}^2 < 10$	1.07862 10^6	4.86767 10^6
$\chi_{h^-}^2 < 10$	1.05972 10^6	4.83089 10^6
!(Trigger pure CALO)	1.03935 10^6	
!(Trigger pure ECAL1)		4.67699 10^6
$470 < M_{\pi^+\pi^-} < 1070$	632601	2.81824 10^6
$XX0_{h^+} < 10$	625730	2.79852 10^6
$XX0_{h^-} < 10$	620751	2.77964 10^6
$Z_{last}(h^+) < 3300cm$	618598	2.77226 10^6
$Z_{last}(h^-) < 3300cm$	595012	2.55523 10^6
$Z_{first}(h^+) < 350cm$	591579	2.53596 10^6
$Z_{first}(h^-) < 350cm$	588893	2.51809 10^6
$E_\rho > 15 \text{ GeV}$	380667	1.15255 10^6
μ' cross yoke	380667	1.12526 10^6
π^+ cross yoke	380667	1.12537 10^6
π^- cross yoke	380667	1.12176 10^6
π^+ can be a muon		1.11774 10^6
$-2.5 < E_{miss} < 2.5 \text{ GeV}$	47562	227376

TAB. 4.1 – Évolution du nombre d'événements après chaque coupure, pour la production de méson ρ sur cible polarisée transversalement.

Le tableau 4.2 résume les nombres d'événements que nous avons obtenus pour les différents mésons. La production utilisée pour les données de 2007 ne contient pas d'événements avec $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ et elle ne contient pas non plus les mesures de ECAL2, c'est pourquoi nous n'avons pas d'analyse des J/Ψ et des ω pour 2007.

	2004 transverse	2004 longitudinal	2006 longitudinal	2007 transverse
ρ	47562	233074	121410	227376
ϕ	3206	16020	7939	13190
J/Ψ	245	873	641	
ω	134	408	120	

TAB. 4.2 – Résumé des nombres d'événements pour les différentes années de données, et pour les différents mésons.

Finalement, les figures 4.13 et 4.14 montrent les distributions finales des variables x_{Bj} , $\cos\vartheta$, Z_{vertex} , ϕ , ϕ_{Vert} et φ pour la production exclusive de ρ dans les données en cibles transverses de 2004 et 2007.

	2004 transverse	2007 transverse
$\langle Q^2 \rangle$ GeV ² /c ⁴	1.987	2.170
$\langle x_{Bj} \rangle$	0.031	0.040
$\langle W \rangle$ GeV	8.725	8.113
$\langle p_T^2 \rangle$ GeV ² /c ⁴	0.225	0.181
$\langle \theta_{\gamma^*} \rangle$	0.035	0.043

TAB. 4.3 – Valeurs moyennes des variables cinématique pour les échantillons d'événements de production de ρ pour 2004 transverse et 2007 transverse.

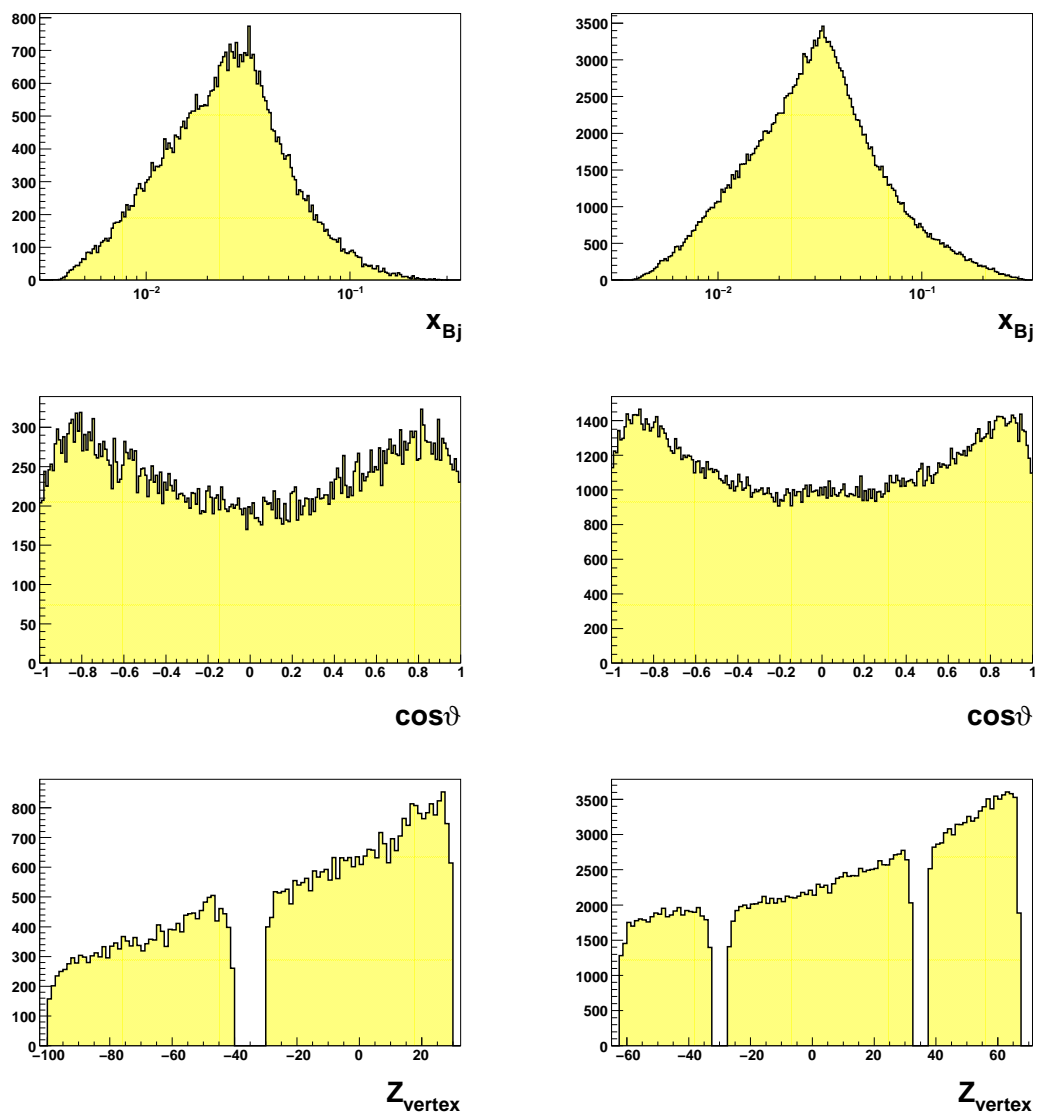


FIG. 4.13 – Distributions des variables cinématiques pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

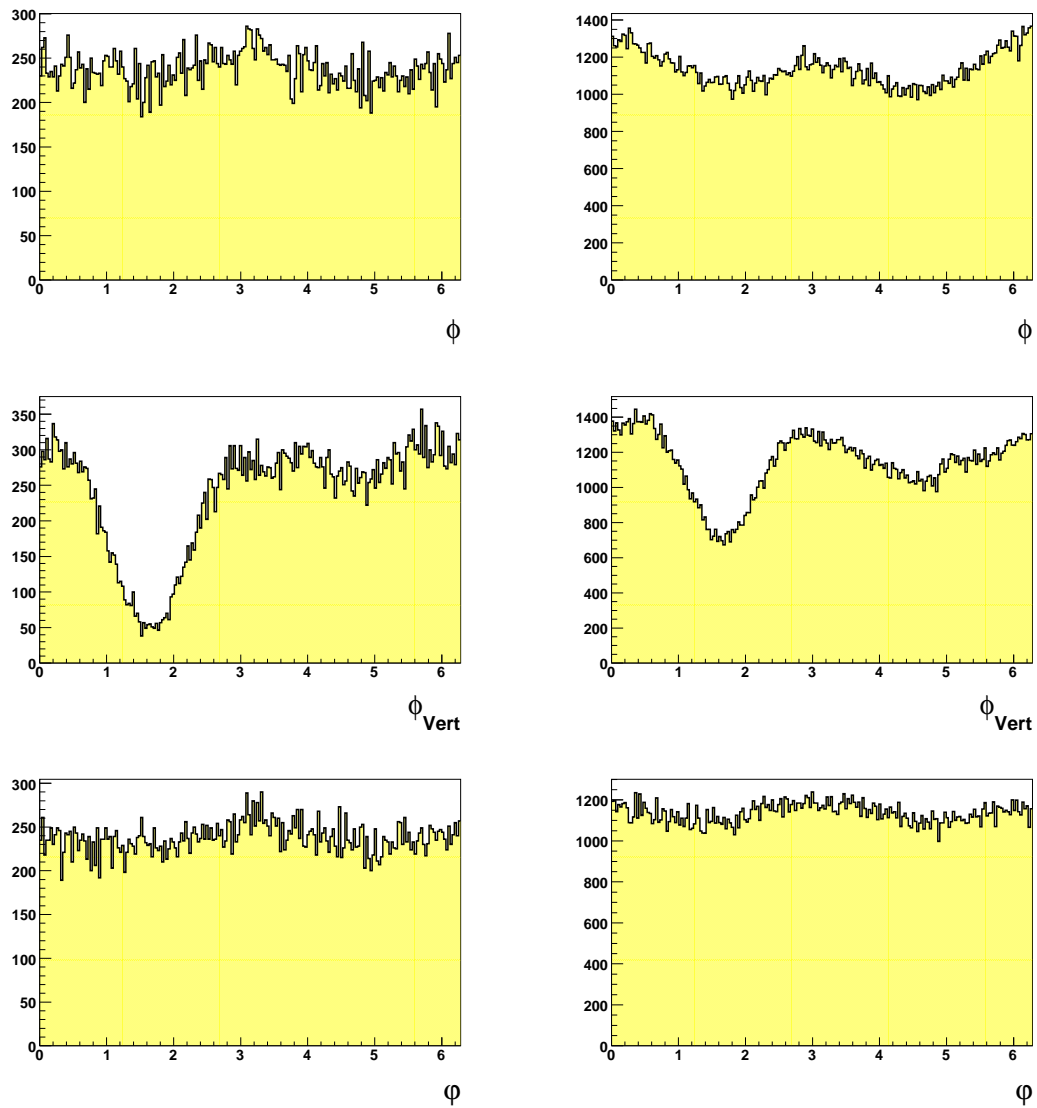


FIG. 4.14 – Distributions des variables cinématiques pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

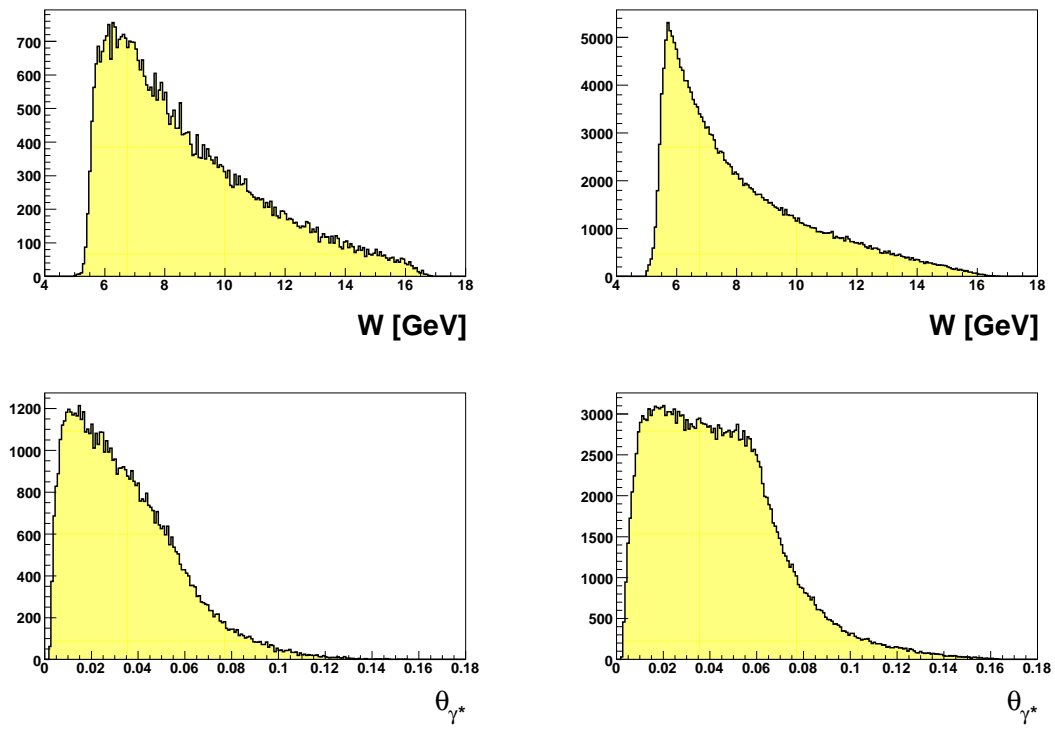


FIG. 4.15 – Distributions des variables cinématiques pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

Chapitre 5

Corrections des données ‘2004 et 2007 transverse’

Deux effets expérimentaux modifient les observables physiques que nous voulons mesurer. Le premier effet est dû à toutes les opérations successives (trigger, détection, reconstruction et sélection d'événements) menant aux distributions finales, qui sont plus efficaces dans certaines régions cinématiques que dans d'autres. Les distributions des variables cinématiques sont alors modifiées et les observables biaisées. Cet effet est généralement divisé en deux sous-effets, *l'acceptance* et *le smearing*. La définition de *l'acceptance* varie selon les études mais nous la définissons comme la probabilité qu'un événement soit reconstruit, ce qui implique qu'il soit aussi détecté. *L'acceptance* représente l'extension géométrique des détecteurs, leur efficacité ainsi que celle du système de déclenchement. *Le smearing* quant à lui, représente la précision avec laquelle les variables cinématiques d'un événement sont reconstruites, il est déterminé par les résolutions des détecteurs.

Le second effet qui modifie les observables extraites est la pollution de notre échantillon par d'autres types de réactions qu'on désigne par la suite sous le nom de bruit de fond. Ces réactions ont généralement des distributions cinématiques différentes de la production exclusive de ρ et leurs proportions varient selon les régions cinématiques. Les observables sont alors aussi biaisées.

Ces deux effets sont difficilement estimables expérimentalement et nous faisons appel à des simulations, où les distributions des événements générés et reconstruites après le traitement des données sont connues. Il est donc possible de déterminer le biais sur les observables induit par *l'acceptance* et *le smearing* et par le bruit de fond et alors de corriger les observables mesurées pour obtenir les grandeurs physiques.

Pour quantifier ces deux effets, nous avons eu recours à deux simulations distinctes comportant chacune 4 phases :

1. **La première consiste à générer un événement**, c'est-à-dire générer un vertex d'interaction et les 4-impulsions des particules de l'état final à partir des 4-impulsions des particules de l'état initial. On utilise pour cela un générateur d'événements afin de créer un grand nombre d'événements et de sonder l'espace de phase des réactions à étudier. Un générateur d'événements est basé sur un modèle pour reproduire les proces-

sus. Il existe beaucoup de générateurs d'événements, chacun ayant sa particularité, des plus génériques comme LEPTO ou PYTHIA capables de générer un grand nombre de processus différents, aux plus spécialisés comme DIPSI permettant de générer des réactions de production exclusive de mésons. Lorsque nous faisons référence aux variables générées, il s'agit des variables définies pendant cette première phase. La génération des événements est reprise en détail pour nos deux types de simulation (correction d'*acceptance* et de *smearing*, section 5.1 et correction de bruit de fond, section 5.2).

2. **La seconde phase est la propagation dans le spectromètre** de l'événement généré précédemment en utilisant le programme GEANT [59]. Pour cela les distributions de matière, les positions et efficacités des plans de détection ainsi que les champs magnétiques sont modélisés afin d'obtenir une description réaliste et détaillée du spectromètre COMPASS (cf Fig. 5.1).

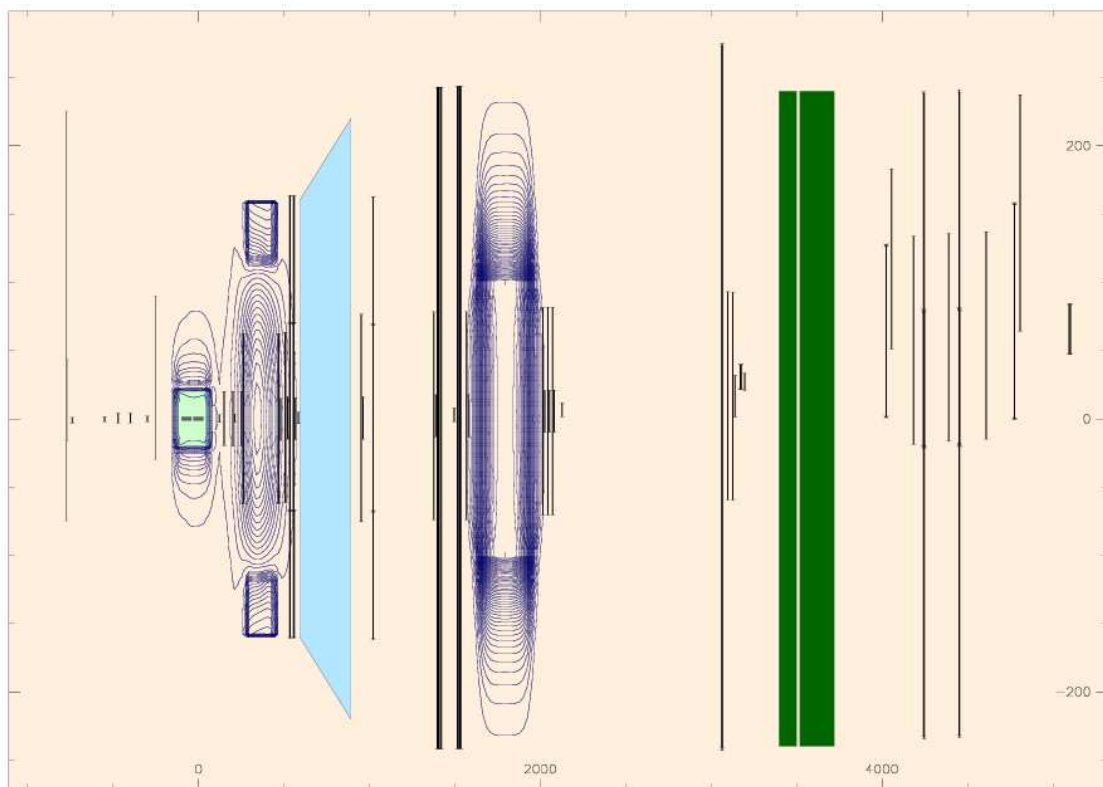


FIG. 5.1 – Modélisation des détecteurs et des champs magnétiques du spectromètre COMPASS : la cible (vert clair), les champs magnétiques (bleu foncé), le RICH (bleu clair), les filtres à muons (lignes verticales grasses et en vert foncé) et les plans de détection (lignes verticales fines). Voir Fig. 3.1 pour plus de détails.

La simulation commence lorsque le programme GEANT place le vertex précédemment généré aléatoirement dans la cible. Il propage ensuite le muon incident en arrière dans le temps (en direction de la *Beam Momentum Station*) et les particules de l'état final en avant dans le temps (en direction du spectromètre). Lors de cette propagation, les

caractéristiques modélisées des matériaux et champs magnétiques traversés sont prises en compte ; une trace perd donc de l'énergie dans chaque matériau traversé et se courbe dans les champs magnétiques. De plus, dès qu'une trace propagée traverse un plan de détection, GEANT peut y associer un hit au point de passage de la trace, selon une probabilité qui dépend de l'efficacité du plan traversé. A ce stade de la simulation, un événement est un ensemble de hits dans les plans de détection, comme un événement réel, à ceci près que l'on conserve aussi les informations sur les variables générées.

3. **La troisième phase est la reconstruction** de l'événement détecté précédemment comme un événement réel. L'algorithme de reconstruction CORAL décrit en 3.2, doit trouver les traces, impulsions et charges des particules passées dans le spectromètre à partir des hits dans les différents plans de détection (cf Fig.5.2). De la même façon, CORAL essaie de déterminer la trace et l'impulsion du muon incident à partir des hits dans la BMS. Enfin, CORAL extrapole les traces incidentes et diffusées en direction de la cible afin de reconstruire la position du vertex.

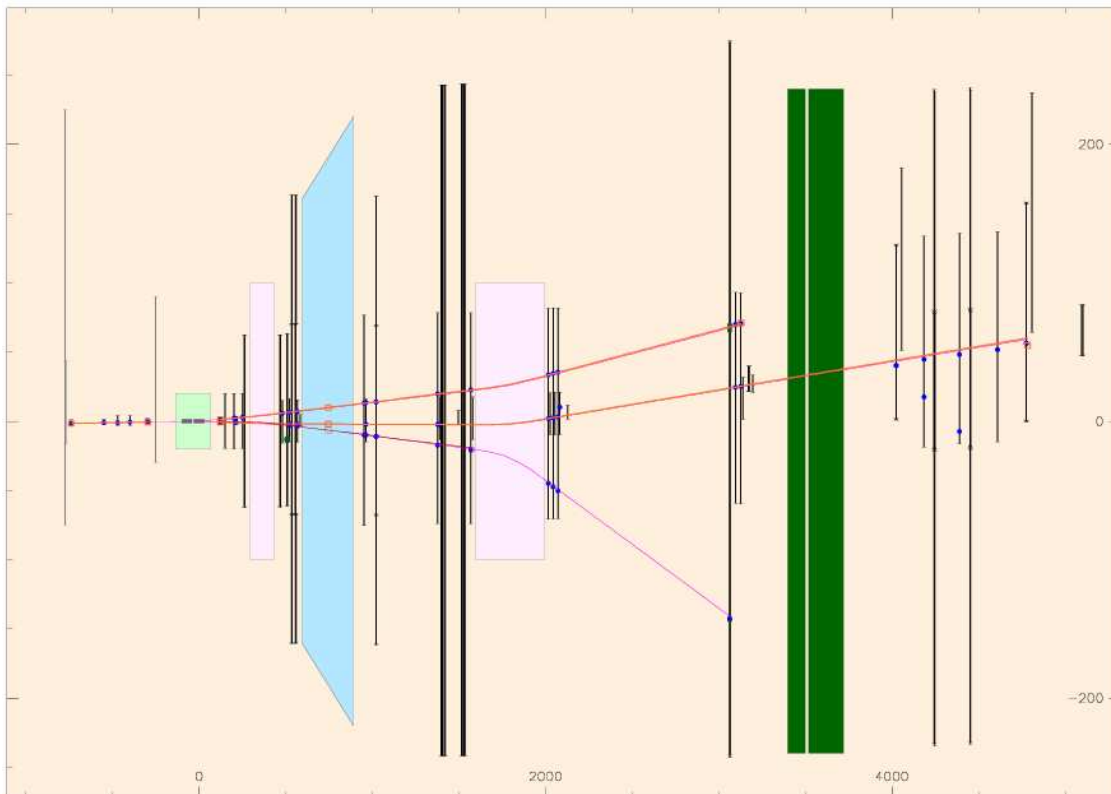


FIG. 5.2 – Reconstruction par CORAL des traces propagées par GEANT. Les points bleus représentent les hits dans les plans de détection, les lignes oranges et roses représentent les traces reconstruites.

4. **La quatrième phase est la sélection et l'analyse** des données simulées. Elle est réalisée par le même code d'analyse que celui des données réelles. Les événements

reconstruits sont sélectionnés de la même façon que les événements réels (cf chap. ??), les événements générés ne sont sélectionnés que sur les variables cinématiques car les coupures concernant le trigger ou les longueurs de radiation n'ont pas de sens pour ces événements.

Les chapitres suivants (sections 5.1 et 5.2) traitent respectivement le cas de la simulation de l'*acceptance* et du *smearing* et de la simulation de bruit de fond.

5.1 Correction pour l'*acceptance* et le *smearing*

Plusieurs étapes séparent les distributions mesurées des distributions physiques. Le trigger doit déclencher l'enregistrement des signaux captés par les détecteurs, ces signaux sont ensuite reconstruits par CORAL puis la sélection d'événement est utilisée pour extraire l'échantillon final. Aucune de ces étapes n'est efficace à 100% ou homogène dans l'espace de phase de la réaction. Il est donc nécessaire de corriger les distributions mesurées de ces inefficacités et de ces in-homogénéités avant d'extraire nos observables.

5.1.1 Principe de la méthode

Un événement est défini par un jeu de variables $x_{Bj}, Q^2, p_T^2 \dots$. La variable générée x_G appartenant au bin g , est reconstruite en x'_R appartenant au bin r . Les événements sont générés dans un ensemble de n_G bins plus grand que l'ensemble des n_R bins reconstruits et sélectionnés afin de prendre en compte les effets de migration d'événements de part et d'autre des coupures cinématiques. On peut relier le nombre d'événements reconstruits dans le bin r , $N^R(r)$, au nombre d'événements générés dans le bin g , $N^G(g)$, par une matrice \mathcal{P} :

$$N^R(r) = \sum_{g=1}^{n_G} \mathcal{P}(r, g) N^G(g) = \sum_{g=1}^{n_G} n(r, g) \quad (5.1)$$

$\mathcal{P}(r, g)$ est un élément de matrice qui représente la probabilité pour qu'un événement généré dans le bin g soit reconstruit dans le bin r . La matrice comprend toutes les informations d'*acceptance* et de *smearing* (présence d'éléments non diagonaux). Chaque élément de la matrice s'obtient à partir des nombres $n(r, g)$ d'événements générés dans le bin g , reconstruits dans le bin r , et normalisés au nombre d'événements générés dans le bin g

$$\mathcal{P}(r, g) = \frac{n(r, g)}{N^G(g)} \quad (5.2)$$

La connaissance de cette matrice et son inversion permettent de corriger les distributions réelles mesurées notées N_{Data}^R afin d'obtenir la distribution physique des données réelles N_{Data} :

$$N_{Data}(g) = \sum_{r=1}^{n_R} \mathcal{P}^{-1}(g, r) N_{Data}^R(r) \quad (5.3)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne présuppose pas une bonne connaissance des sections efficaces, mais seulement de la bonne connaissance des détecteurs et de leur résolution. Le désavantage est le manque de précision pour la statistique accumulée dans chaque bin $n(r, g)$. Nous verrons que nous devons considérer 10 variables cinématiques avec un nombre de bins pouvant aller jusqu'à 8, nous aurons finalement environ $N_{bins} \simeq 4.10^5$.

Plus précisément, en tenant compte de toutes les variables, on peut écrire :

$$N^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) = \sum_{\substack{g_{x_{Bj}} \\ g_{Q^2} \\ g_{p_T^2} \\ \dots}} \mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots; g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) N^G(g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) \quad (5.4)$$

Il faudrait donc déterminer N_{bins}^2 éléments de matrices (soit 160 milliards) et collecter environ 100 événements dans chaque $n(r, g)$, soit 16000 milliards. Si les variables n'étaient pas corrélées à cause de la physique recherchée (par exemple les distributions en $\cos \vartheta$ changent avec Q^2) ou à cause de la géométrie des détecteurs (par exemple le trigger donne une forte corrélation des variables (x_{Bj}, Q^2) cf chapitre 3), le problème serait beaucoup plus simple car chaque probabilité ou élément de la matrice $\mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots; g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots)$ serait le produit des probabilité $\mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, g_{x_{Bj}}) \cdot \mathcal{P}(r_{Q^2}, g_{Q^2}) \cdot \mathcal{P}(r_{p_T^2}, g_{p_T^2}) \cdot \dots$ et cette méthode serait aisément réalisable.

Une autre méthode moins coûteuse en statistique consiste à déterminer le rapport $\mathcal{F}(r)$ qui est le nombre d'événements reconstruits sur le nombre d'événements générés sur ce même bin r . $\mathcal{F}(r)$ sera appelé "*acceptance* généralisée"

$$N^R(r) = \mathcal{F}(r) N^G(r) \Rightarrow \mathcal{F}(r) = \frac{\sum_{g=1}^{n_G} \mathcal{P}(r, g) N^G(g)}{N^G(r)} \quad (5.5)$$

ou plus généralement

$$\mathcal{F}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) = \frac{\sum_{\substack{g_{x_{Bj}} \\ g_{Q^2} \\ g_{p_T^2} \\ \dots}} \mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots; g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) N^G(g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots)}{N^G(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots)} \quad (5.6)$$

Le nombre de valeurs d'*acceptance* généralisée à déterminer est alors $N_{bins} (\simeq 4.10^5)$, le nombre d'événements générés est environ 4.10^7 , le nombre d'événements reconstruits et sélectionnés est environ 5.10^6 , ce qui permet une précision statistique moyenne d'environ 10%. Nous verrons même que suivant les observables étudiées, nous pouvons intégrer \mathcal{F} sur quelques variables et nous ne considérerons qu'au maximum 3.10^4 bins afin d'assurer une précision statistique meilleure que 2.5%.

Par contre, dans l'équation 5.5, on voit que $\mathcal{F}(r)$ dépend de la somme sur g des probabilités $\mathcal{P}(r, g)$ multipliées par le nombre d'événements générés dans chaque bin g . Aussi il est nécessaire de connaître précisément l'évolution de la section efficace d'un bin à l'autre. Un soin particulier doit être apporté à la qualité de la reproduction des distributions mesurées par la simulation. Les données réelles seront donc corrigées de l'*acceptance* et du *smearing* ainsi :

$$N_{Data}(r) = N_{Data}^R(r)/\mathcal{F}(r) \quad (5.7)$$

ou plus généralement :

$$N_{Data}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) = N_{Data}^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots)/\mathcal{F}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) \quad (5.8)$$

5.1.2 Le générateur des événements : DIPSI

Les simulations d'*acceptance* sont très lourdes en temps de calcul, car un grand nombre d'événements doit être généré dans chaque région de l'espace des phases. Afin d'extraire la fonction de correction la plus précise possible avec le temps de calcul disponible, nous choisissons un générateur de production exclusive de ρ qui représente environ 70% des événements de notre échantillon, pollué par d'autres types de réactions dont les fonctions d'*acceptance* sont *a priori* différentes. Comme nous le verrons cette approximation sera corrigée pour prendre en compte la contribution des autres canaux.

Nous utilisons le générateur DIPSI qui a été construit pour la production exclusive de mésons vecteurs sur le nucléon. DIPSI a pour base un modèle de QCD perturbatif (pQCD) développé par Ryskin [57]. Ensuite il a été adapté à la production et à la désintégration de plusieurs mésons vecteurs par Arneodo et al [58]. Le code considère donc la réaction $\mu + p \rightarrow \mu + p + \rho^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ mais seulement sur le nucléon libre, aussi seule la production incohérente de mésons ρ sur les nucléons de la cible est considérée par DIPSI (pourtant la production cohérente sur les noyaux de la cible modifie certaines distributions, notamment en p_T^2 , cf Fig. 4.4).

Le modèle de Ryskin suppose que le photon virtuel échangé fluctue en une paire $q\bar{q}$ qui interagit avec le nucléon par échange d'une paire de gluons (cf figure 2.4). La section efficace transverse est factorisée en produit de la densité de gluons $\bar{x}g(\bar{x}, \bar{q})$ par le facteur de forme à deux gluons du proton $F_P^{2g}(t)$:

$$\frac{d\sigma_T^{\gamma p \rightarrow Vp}}{dt} \sim [\bar{x}g(\bar{x}, \bar{q})]^2 [F_P^{2g}(t)]^2 \quad (5.9)$$

Nous utilisons la densité de gluons ordinaire mais appliquée en \bar{q} et \bar{x} :

$$\bar{q}^2 = (Q^2 + m_V^2 + p_T^2)/4 \quad \bar{x} = \frac{4\bar{q}^2}{W^2} \quad (5.10)$$

et m_V est la masse du méson vecteur considéré.

Le facteur de forme à deux gluons est pris égal au facteur de forme électromagnétique du proton.

En dehors de ces paramètres, il y en a une vingtaine d'autres à fixer comme les limites cinématiques des variables Q^2 , y et p_T^2 .

Dans DIPSI la section efficace longitudinale est déterminée comme dans le modèle VDM (Vector Dominance Model). Elle est égale à la section efficace transverse multipliée par le facteur Q^2/m_V^2 où m_V est la masse du méson considéré.

$$\frac{d\sigma_L^{\gamma p \rightarrow Vp}}{dt} \sim \frac{Q^2}{m_V^2} \frac{d\sigma_T^{\gamma p \rightarrow Vp}}{dt} \quad (5.11)$$

Le modèle VDM est correct seulement à petit Q^2 ($< 0.5 \text{ GeV}^2$), à grand Q^2 il comporte de grandes différences avec les données. Le but même de notre expérience est de déterminer le rapport σ_L/σ_T aussi nous verrons comment corriger cette hypothèse très irréaliste.

De même dans DIPSI l'hélicité est supposée conservée dans la voie s (SCHC) or notre travail est de contrôler toutes les déviations par rapport à cette hypothèse et de mesurer les contributions entre photons longitudinaux (ou transverses) et mésons polarisés longitudinalement (ou transversalement). Les distributions angulaires $W(\phi, \varphi, \cos\theta)$ sont donc très simplifiées et doivent être corrigées.

A l'origine DIPSI a été écrit pour la production de méson dans l'expérience Zeus auprès du collisionneur HERA. Un grand effort a été consacré pour adapter ce code à des prédictions pour des réactions réalisées avec les faisceaux de muons sur des cibles fixes de COMPASS. Les modifications ont été faites par l'équipe de Varsovie notamment pour la première analyse des SDME et du rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ de la production de méson ρ pour les données COMPASS 2002 ([62] [63] [64] [65]). Malgré tous ces efforts dépensés, DIPSI souffre de ses hypothèses trop simplistes. Nous l'utiliserons pour générer un grand nombre d'événements, mais aucun ajustement précis de ses paramètres ne sera fait. Nous verrons à la section 5.1.4 comment le corriger au vu des données observées.

5.1.3 Le domaine des variables cinématiques et le maillage de l'espace des phase

Pour les mêmes raisons d'économie de temps de calcul, il est inutile de générer des événements dans des domaines cinématiques qui ne contribuent pas à nos données. DIPSI nous permet de choisir dans quelle gamme les variables Q^2 et p_T^2 sont générées. Au chapitre précédent nous avons montré que les données sélectionnées correspondent à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$ et $p_T^2 > 0.1(\text{GeV}/c)^2$ en 2004 ou $p_T^2 > 0.05(\text{GeV}/c)^2$ en 2007. Étant données les distributions très piquées à petit Q^2 et petit p_T^2 , nous avons considéré des valeurs minimales en Q^2 et p_T^2 , pour générer les événements afin de tenir compte de la migration des événements étant données les résolutions expérimentales. Nous avons retenu $Q^2 > 0.9 \text{ GeV}^2/c^4$ et la figure 5.3 montre que moins de 4% des événements générés dans l'intervalle $[0.9, 0.92]$ ont une contribution au delà de $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^4$ tant en 2004 qu'en 2007, ce qui justifie le choix de cette borne minimale. Par contre si dans les données de 2007, nous avons considéré le

domaine complet de p_T^2 ($p_T^2 > 0$) pour la génération des événements dans le domaine étudié ($p_T^2 > 0.05$), pour 2004 nous avons pris une borne minimale ($p_T^2 > 0.05$) pour la génération des événements dans le domaine sélectionné ($p_T^2 > 0.1$). La figure 5.3 (en bas à gauche) montre que 5.8% des événements générés à $p_T^2 \in [0.050, 0.052]$ GeV^2/c^4 sont reconstruits à $p_T^2 > 0.1$ GeV^2/c^4 .

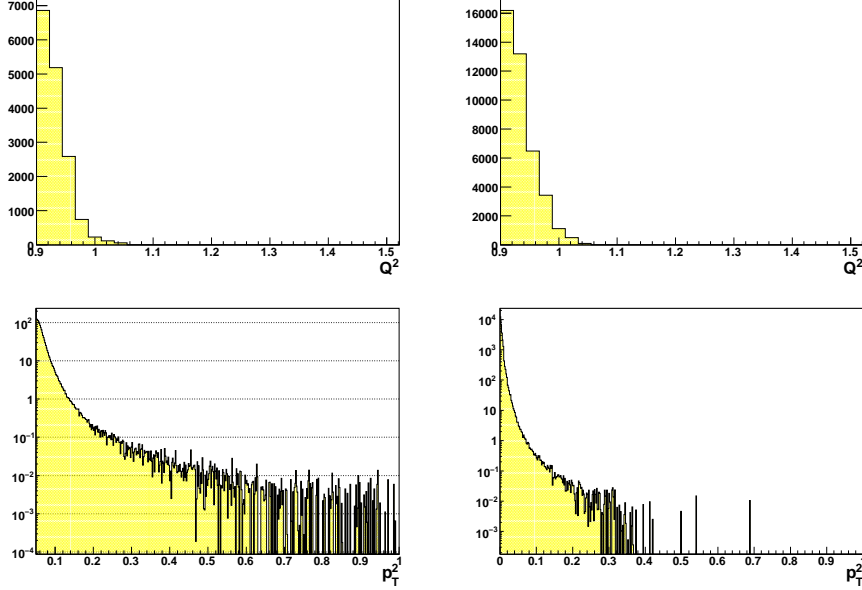


FIG. 5.3 – Distributions des événements reconstruits, générés avec $Q^2 \in [0.9, 0.92]$ pour 2004 (en haut à gauche) et 2007 (en haut à droite), générés avec $p_T^2 \in [0.05, 0.052]$ pour 2004 (en bas à gauche) et générés avec $p_T^2 \in [0., 0.002]$ pour 2007 (en bas à droite)

Comme nous l'avons vu au chapitre 2.1, la réaction dépend de neuf variables cinématiques indépendantes, par exemple $E_\mu, x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_S, \varphi, \vartheta$ et $M_{\pi^+\pi^-}$. La physique que nous voulons extraire définie au chapitre 2 dépend explicitement des variables $x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_S, \varphi$ et ϑ donc nous ne considérons qu'un seul bin pour chacune des variables E_μ et $M_{\pi^+\pi^-}$. La variable ϕ_S dépend de l'état de polarisation de la cellule dans laquelle a eu lieu l'interaction, qui change pour chaque nouvelle période. Plutôt que d'extraire une *acceptance* généralisée pour chaque type de configuration, nous avons préféré remplacer la variable ϕ_S par l'angle azimutal ϕ_{Vert} de la direction de propagation du ρ par rapport à l'axe du faisceau (cf fig. 2.2 et table 2.3). Expérimentalement, la réaction dépend en plus de la position longitudinale du vertex car cette variable permet de différencier les cellules de la cible dont dépend la polarisation, afin d'extraire les observables polarisées. L'*acceptance* généralisée, \mathcal{F} , dépend donc des variables $x_{bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_{vert}, \varphi, \cos\vartheta$ et z_{Vertex} .

Le maillage de l'espace de phase doit avoir un nombre de bins le plus grand possible mais raisonnable. Nous avons choisi un maillage irrégulier, plus dense là où les variations de la *acceptance* sont rapides. Les définitions des bins sont résumées dans le tableau 5.1.

Notre espace des phases est désormais réduit à 165888 bins pour 2004 et 414720 pour 2007; la différence est due au nombre de cellules de la cible et à la sélection en p_T^2 des

variable	domaine généré	$N_{bins2004}$	binning 2004
x	$0. \rightarrow 1.$	3	0.0 0.025 0.05 0.35
Q^2 (GeV ² /c ⁴)	$0.9 \rightarrow 12$	4	1 1.4 2 3 12
p_T^2 (GeV ² /c ²)	$0.05 \rightarrow 1.$	4	0.1 0.15 0.25 0.35 0.5
ϕ	$0. \rightarrow 2\pi$	6	homogène
ϕ_{Vert}	$0. \rightarrow 2\pi$	6	0 $\pi/5$ $4\pi/5$ π $7\pi/5$ $9\pi/5$ 2π
φ	$0. \rightarrow 2\pi$	6	homogène
$cos\vartheta$	$-1 \rightarrow 1.$	8	-1 -0.9 -0.7 -0.4 0 0.4 0.7 0.9 1
z_{vertex} (cm)	limites des cellules	2	limites des cellules
E_μ (GeV)	$130 \rightarrow 200$	1	
$M_{\pi^+\pi^-}$ (GeV/c ²)	$2M_\pi \rightarrow 1.5$ GeV	1	

variable	domaine généré	$N_{bins2007}$	binning 2007
x	$0. \rightarrow 1.$	3	0.0 0.025 0.05 0.35
Q^2 (GeV ² /c ⁴)	$0.9 \rightarrow 12$	4	1 1.4 2 3 12
p_T^2 (GeV ² /c ²)	$0.0 \rightarrow 1.$	5	0.05 0.1 0.15 0.25 0.35 0.5
ϕ	$0. \rightarrow 2\pi$	6	homogène
ϕ_{Vert}	$0. \rightarrow 2\pi$	8	0 $\pi/5$ $2\pi/5$ $3\pi/5$ $4\pi/5$ π $7\pi/5$ $9\pi/5$ 2π
φ	$0. \rightarrow 2\pi$	6	homogène
$cos\vartheta$	$-1 \rightarrow 1.$	8	-1 -0.9 -0.7 -0.4 0 0.4 0.7 0.9 1
z_{vertex} (cm)	limites des cellules	3	limites des cellules
E_μ (GeV)	$130 \rightarrow 200$	1	
$M_{\pi^+\pi^-}$ (GeV/c ²)	$2M_\pi \rightarrow 1.5$ GeV	1	

TAB. 5.1 – Définition des bornes des variables cinématiques et du binning

 v nements, différente en 2004 et 2007. Nous avons aussi considéré en 2004 un seul bin en ϕ_{Vert} entre $\pi/5$ et $4\pi/5$ car l'acceptance était très faible (< 0.05) pour $\phi_{Vert} \in [2\pi/5, 3\pi/5]$. Nous avons finalement généré 465.10⁶ événements pour 2004 et 371.10⁶ pour 2007.

Ces événements sont ensuite propagés dans le spectromètre, reconstruits puis enfin sélectionnés comme décrit dans le chapitre 4. Les nombres d'événements générés et reconstruits après sélection sont résumés dans le tableau 5.2 et représentent environ 26 *années cpu* puisque un  v nement est simulé en 1 seconde environ. L'ensemble des événements générés et reconstruits permet alors d'extraire l'*acceptance* généralisée \mathcal{F} .

Nombres d'événements simulés	2004	2007
Générés	465.10 ⁶	371.10 ⁶
Générés et sélectionnés	397.10 ⁶	320.10 ⁶
Reconstruits et sélectionnés	53.10 ⁶	56.10 ⁶

TAB. 5.2 – Résumé des nombres d'événements de nos simulations.

Comme nous l'avons indiqué dans le principe de la méthode, ce maillage ne donnerait

qu'une précision statistique de 10% pour le nombre d'événements sélectionnés. Aussi suivant le problème étudié nous avons intégré sur 2 variables, par exemple x_{Bj} et p_T^2 pour étudier les distributions angulaires seulement en fonction de Q^2 . Ainsi la précision statistique des *acceptances* fournies est toujours meilleure que 2.5%.

5.1.4 Pondération des événements générés pour corriger les imperfections du générateur

Avant d'extraire l'*acceptance* généralisée, nous devons nous assurer que le générateur décrit bien les distributions physiques (cf Eq. 5.6). Pour cela nous comparons les distributions reconstruites réelles N_{Data}^R et simulées N^R :

$$N^R = \mathcal{F}N^G \quad \text{si } N_{Data}^R = N^R \rightarrow N_{Data} = N_{Data}^R / \mathcal{F} \quad (5.12)$$

Il découle de 5.12 que si les distributions reconstruites reproduisent les distributions mesurées, les distributions générées reproduisent les distributions physiques¹.

Nous observons (fig. 5.4) une mauvaise reproduction des distributions à 1 dimension en p_T^2 , Q^2 et $\cos\vartheta$. Ceci peut avoir a priori deux origines : la description du spectromètre COMPASS avec modélisation des détecteurs et propagation des particules, ou la description des distributions des événements générés. Or nous avons déjà dit que ces dernières n'étaient pas correctes pour plusieurs raisons :

- Le générateur DIPSI ne contient que la diffusion sur le nucléon libre mais pas la diffusion cohérente sur les noyaux de la cible, la distribution en p_T^2 n'est donc pas correcte.
- L'évolution en Q^2 n'est pas bien reproduite.
- Les distributions angulaires générées ϕ , φ , $\cos\vartheta$ sont simplifiée et supposent la conservation d'hélicité dans la voie s et l'échange de parité naturelle. La distribution simulée en $\cos\vartheta$ diffère de celle des données.

D'autre part, le fichier décrivant les caractéristiques du faisceau, utilisé dans la simulation pour générer la distribution E_μ , décrit un faisceau d'énergie moyenne plus élevé de 1 GeV que le faisceau mesuré.

Pour corriger ces imperfections, nous avons choisi une méthode de pondération, ou à une itération. A partir des événements simulés, on extrait (dans un premier temps) les distributions reconstruites :

$$N^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) = \sum_{\substack{g_{x_{Bj}} \\ g_{Q^2} \\ g_{p_T^2} \\ \dots}} \mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots; g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) N^G(g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) \quad (5.13)$$

Puisque $N^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) \neq N_{Data}^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots)$, on applique dans une deuxième itération un poids w à chaque événement exprimant la déviation entre les distributions reconstruites et réelles. On obtient les nombres d'événements pondérés N^G et N^R :

¹Ici nous supposons que le spectromètre est correctement décrit dans la simulation.

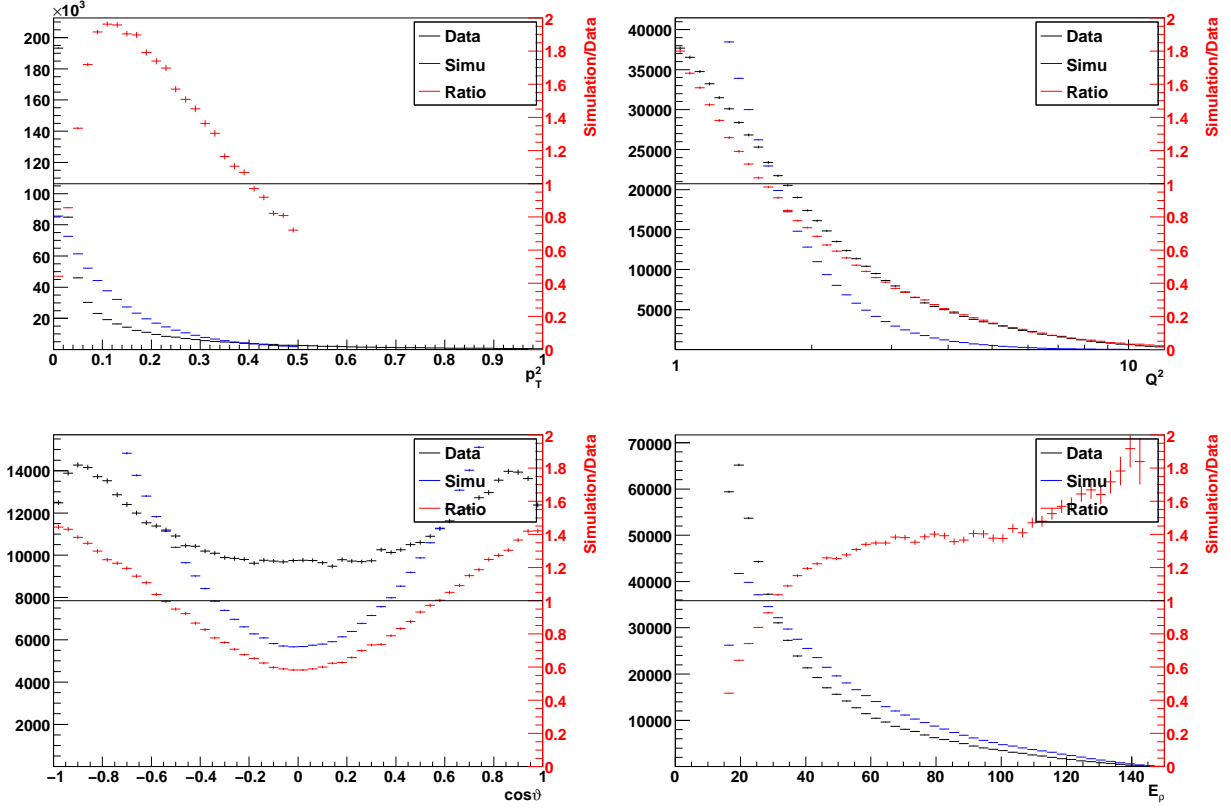


FIG. 5.4 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites (Bleu) pour l’année 2004. Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge.

$$w(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \dots) = \frac{N_{Data}^R(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \dots)}{N^R(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \dots)} \quad N'^G(g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) = \sum_{events} w(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \dots)$$

$$N'^R(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots) = \sum_{\substack{g_{x_{Bj}} \\ g_{Q^2} \\ g_{p_T^2}}} \mathcal{P}(r_{x_{Bj}}, r_{Q^2}, r_{p_T^2}, \dots; g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) N'^G(g_{x_{Bj}}, g_{Q^2}, g_{p_T^2}, \dots) \quad (5.14)$$

Le poids associé à chaque événement dépend des variables cinématiques générées car ce poids doit donner aux distributions générées une évolution réaliste sans pour autant y injecter des effets expérimentaux, or les variables reconstruites ne sont définies que pour les événements détectés. Cependant cette pondération est biaisée car elle est non déconvoluée des effets de smearing. Pour remédier à cet effet qui est très important pour p_T^2 , où l’effet de *smearing* n’est pas symétrique (les contributions des données générées à petits p_T^2 s’étendent

toujours dans le même sens vers les bins de plus grand p_T^2), nous avons ajouté une correction décrivant la différence moyenne entre p_T^2 généré et p_T^2 reconstruit.

La statistique des événements réels (N_{Data}^R) ne permet pas de réaliser autant de bins, aussi la pondération sera factorisée sur les différentes variables (sauf sur x_{Bj} et Q^2 qui sont intimement corrélés dans le modèle DIPSI et dans les données) :

$$w(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \dots) = \frac{N_{Data}^R(x_{Bj}, Q^2)}{N^R(x_{Bj}, Q^2)} \cdot \frac{N_{Data}^R(p_T^2)}{N^R(p_T^2)} \dots \quad (5.15)$$

5.1.5 Comparaison entre données simulées et données réelles

Les figures 5.5, 5.6 et 5.7 montrent l'accord entre données réelles et simulées après pondération et une itération pour les variables x_{bj} , Q^2 , p_T^2 , ϕ , φ , $\cos\vartheta$, $M_{\pi^+\pi^-}$ et E_μ sur lesquelles nous avons appliqué la pondération. Les 2 variables les moins bien reproduites sont $\cos\vartheta$ et p_T^2 . p_T^2 est la variable la plus pathologique, cependant le problème de reproduction des données n'affecte que la contribution du *smearing* à la fonction d'*acceptance* généralisée. Autrement dit, la fraction des événements "en trop" qui ne sont pas reconstruits dans le même bin que celui où ils ont été générés, biaise la fonction de correction. De plus, la région $p_T^2 > 0.6 \text{ GeV}^2/c^4$ où l'accord est le plus mauvais ne contribue pas à l'*acceptance*. L'étude des corrélations (fig. 5.3) entre les variables p_T^2 générées et reconstruites permet de conclure qu'environ 10% des événements reconstruits dans le deuxième bin retenu en p_T^2 proviennent du premier bin retenu. Un excès d'événements de 10% dans le premier bin affectera donc la correction dans le deuxième de 1%, un effet inférieur à l'erreur statistique sur la fonction de correction.

Ensuite la figure 5.8 montre l'accord entre les distributions simulées et réelles pour les variables non pondérées et libres Z_{vertex} , $\varphi_{\mu'}$ et ϕ_{Vert} . La distribution en Z_{vertex} présente une légère distorsion en 2004. $\varphi_{\mu'}$ est l'angle azimutal (défini au chapitre 2.1) du lepton sortant par rapport à la verticale dans le plan transverse à l'axe horizontal du faisceau. Le lepton sortant et le photon virtuel ont des angles azimutaux $\varphi_{\mu'}$ et $\varphi_{\mu'} + \pi$ respectivement. Le méson ρ est émis dans un cône de petite ouverture autour du photon virtuel (t est petit) et présente un angle azimutal ϕ_{Vert} proche de celui du photon virtuel (voir la corrélation $(\varphi_{\mu'}, \phi_{Vert})$ sur la figure 5.15 en haut à droite). Le trou dans l'acceptance en $\varphi_{\mu'}$ à $\sim 3\pi/2$ ou en ϕ_{Vert} à $\sim \pi/2$ correspond à l'absence de scintillateur dans la distribution des hodoscopes du trigger comme le montre la figure 5.15 (en haut à gauche).

La figure 5.9 montre l'accord entre les distributions simulées et réelles pour les variables non pondérées mais contraintes par les variables pondérées. Par exemple la variable y est contrainte par les variables pondérées x_{Bj} et Q^2 . Le léger désaccord entre les données réelles et simulées provient de la qualité de reproduction des variables pondérées.

Pour finir, la figure 5.10 montre l'accord entre les distributions des triggers déclenchés. Comme nous l'avons vu pour ϕ_{Vert} et $\varphi_{\mu'}$, le trigger contribue fortement à la fonction de correction et il est donc important que les différents triggers soient utilisés en bonne proportion. L'accord est bon puisque les nombres d'événements simulés et mesurés ne diffèrent pas de

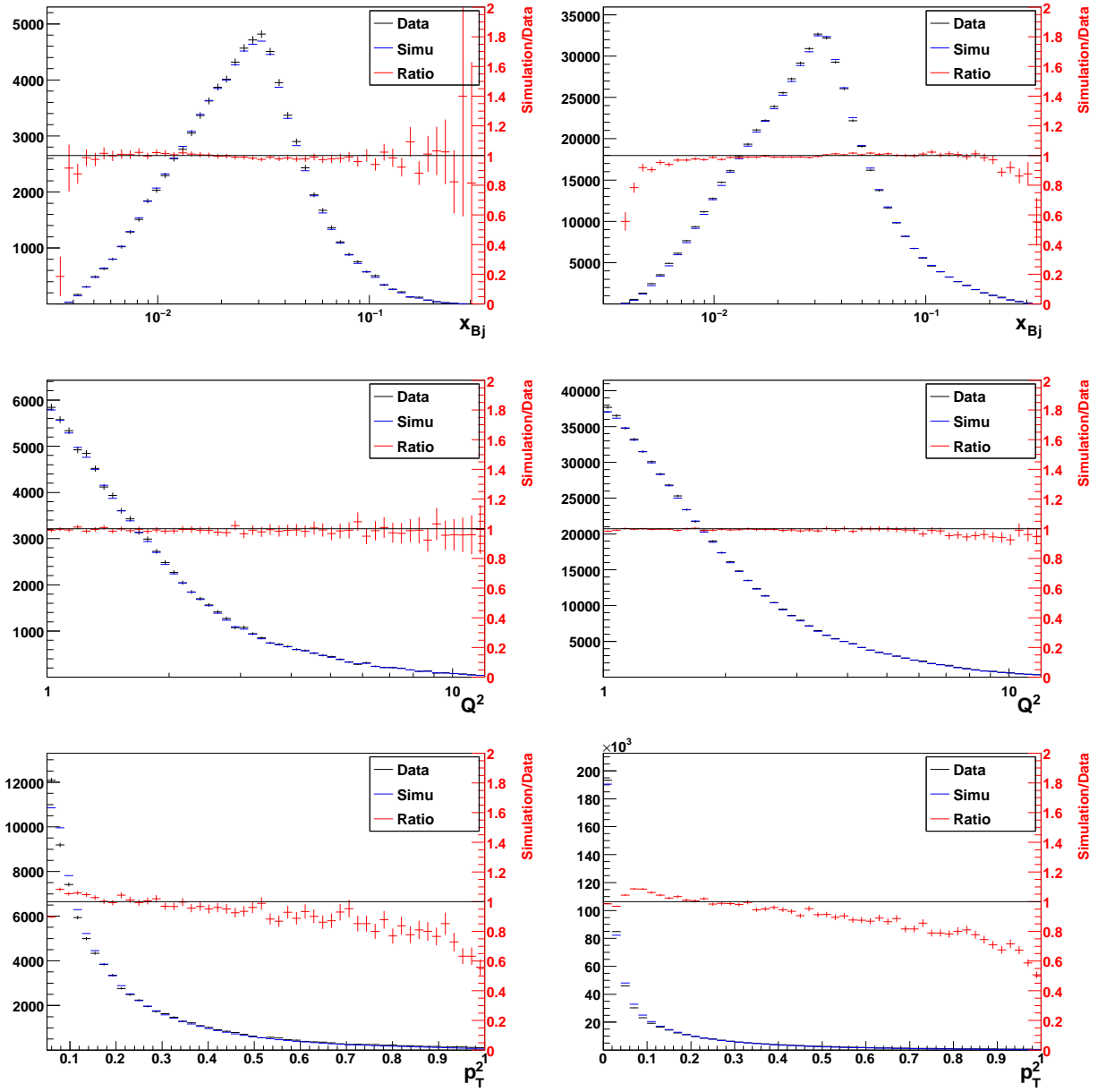


FIG. 5.5 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. A gauche 2004, à droite 2007.

plus de 15%. Cet accord est une preuve supplémentaire que la modélisation du spectromètre est fiable.

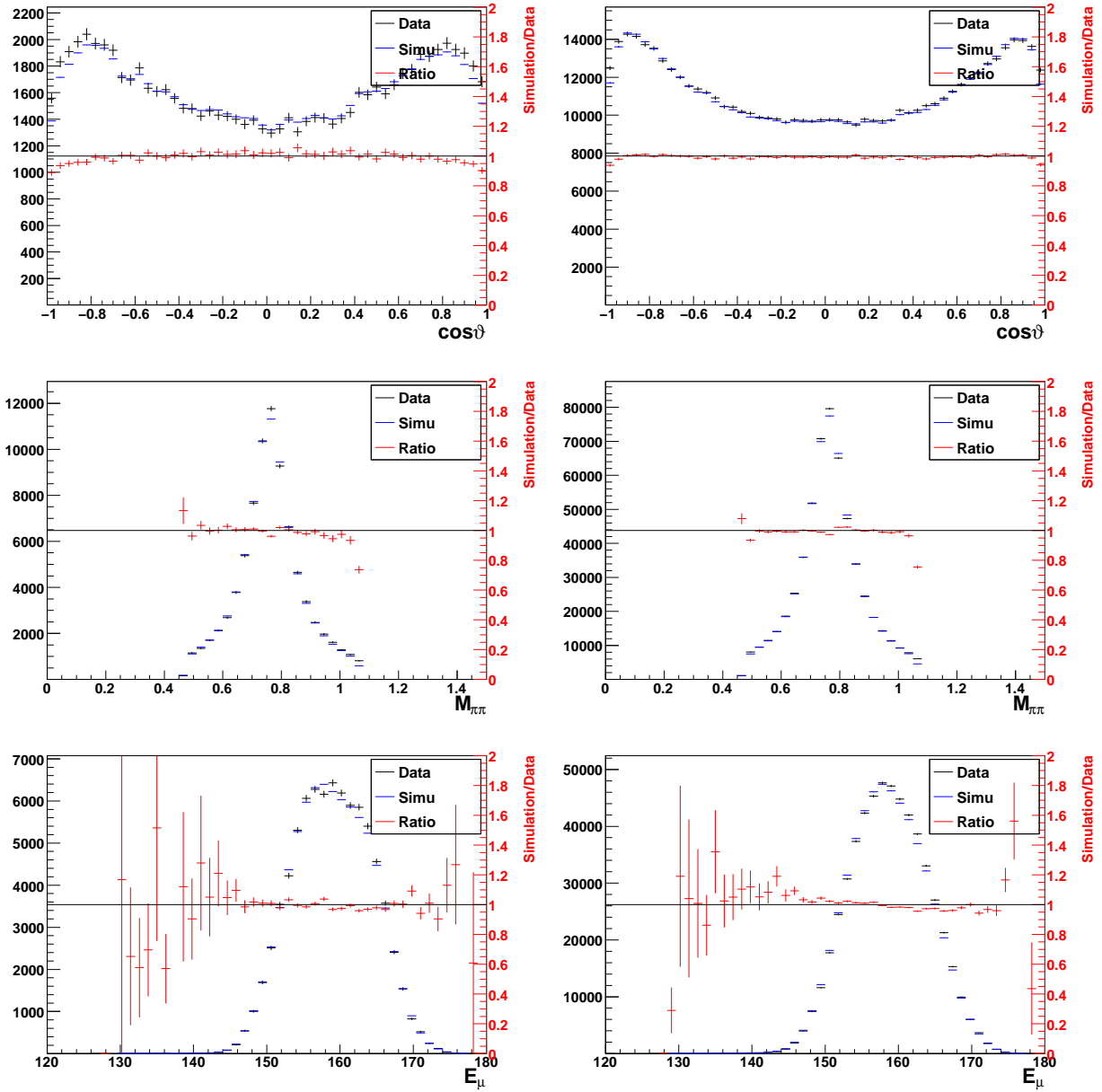


FIG. 5.6 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. A gauche 2004, à droite 2007.

Remarque sur la coupure en masse

Le spectre en masse du méson ρ , piqué en $M = 770$ MeV, s’étend de $2M_\pi = 270$ MeV à l’infini. Or nous sélectionnons les événements dont la masse est reconstruite entre 470 MeV et 1070 MeV afin de réduire le bruit de fond. Les événements dont la masse reconstruite n’est pas dans la gamme $[470, 1070$ MeV] sont donc rejetés. Pour corriger cet effet, nous avons

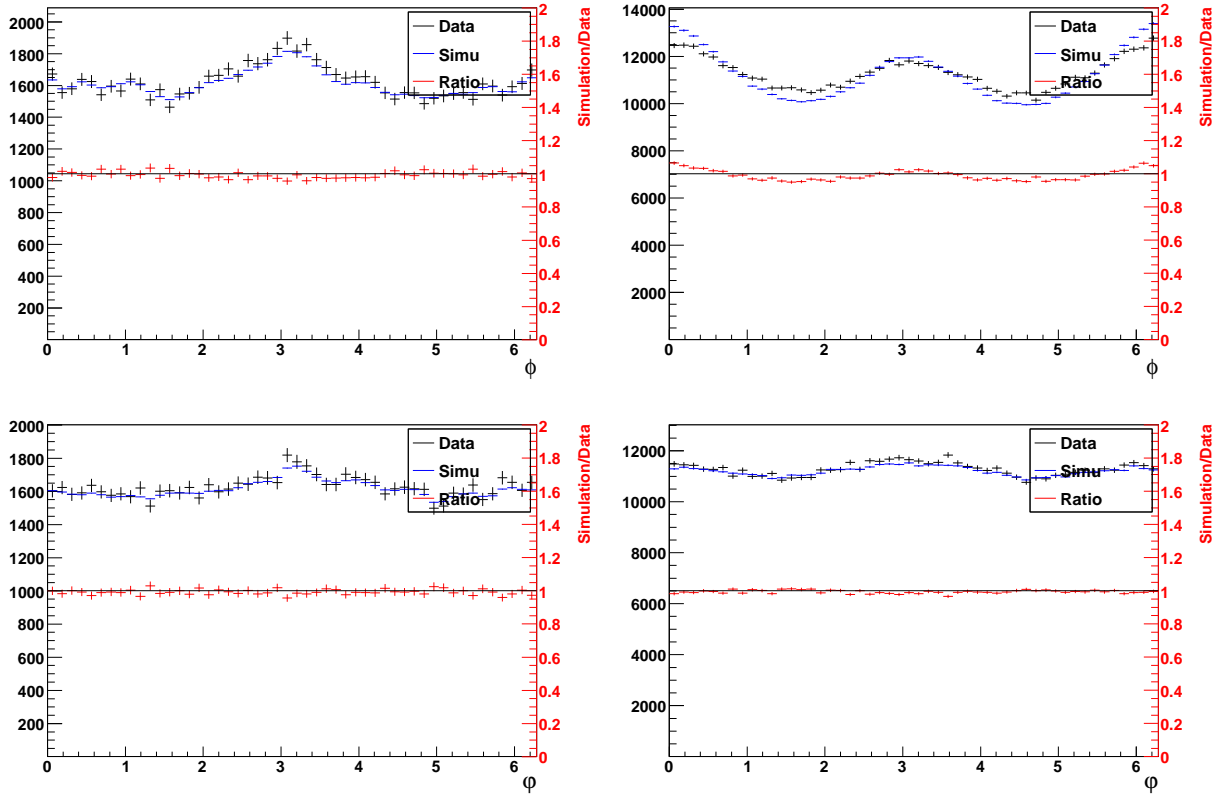


FIG. 5.7 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. A gauche 2004, à droite 2007.

extrait de nos simulations la fraction de production exclusive de méson ρ rejeté par cette coupure. 11.5% des événements sont rejetés par cette coupure en 2004 et 11.35% en 2007. Cette correction est la même pour tous les événements, elle n’affecte donc la fonction de correction que de façon absolue et les observables relatives que nous extrairons ne dépendent pas de cette correction.

5.1.6 Résultats de la correction pour le méson ρ

Il nous est désormais possible d’extraire la fonction de correction à partir de nos événements générés comme décrit dans les équations 5.5 et 5.6 :

$$\mathcal{F}(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, Z_{Vertex}) = \frac{N^{IR}(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, Z_{Vertex})}{N^G(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, Z_{Vertex})}$$

La figure 5.11(à gauche) montre que l’*acceptance* généralisée ne dépend pas de la position radiale du vertex, c’est pourquoi nous avons intégré sur cette variable. La forme de l’*acceptance* généralisée en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ est une bonne illustration

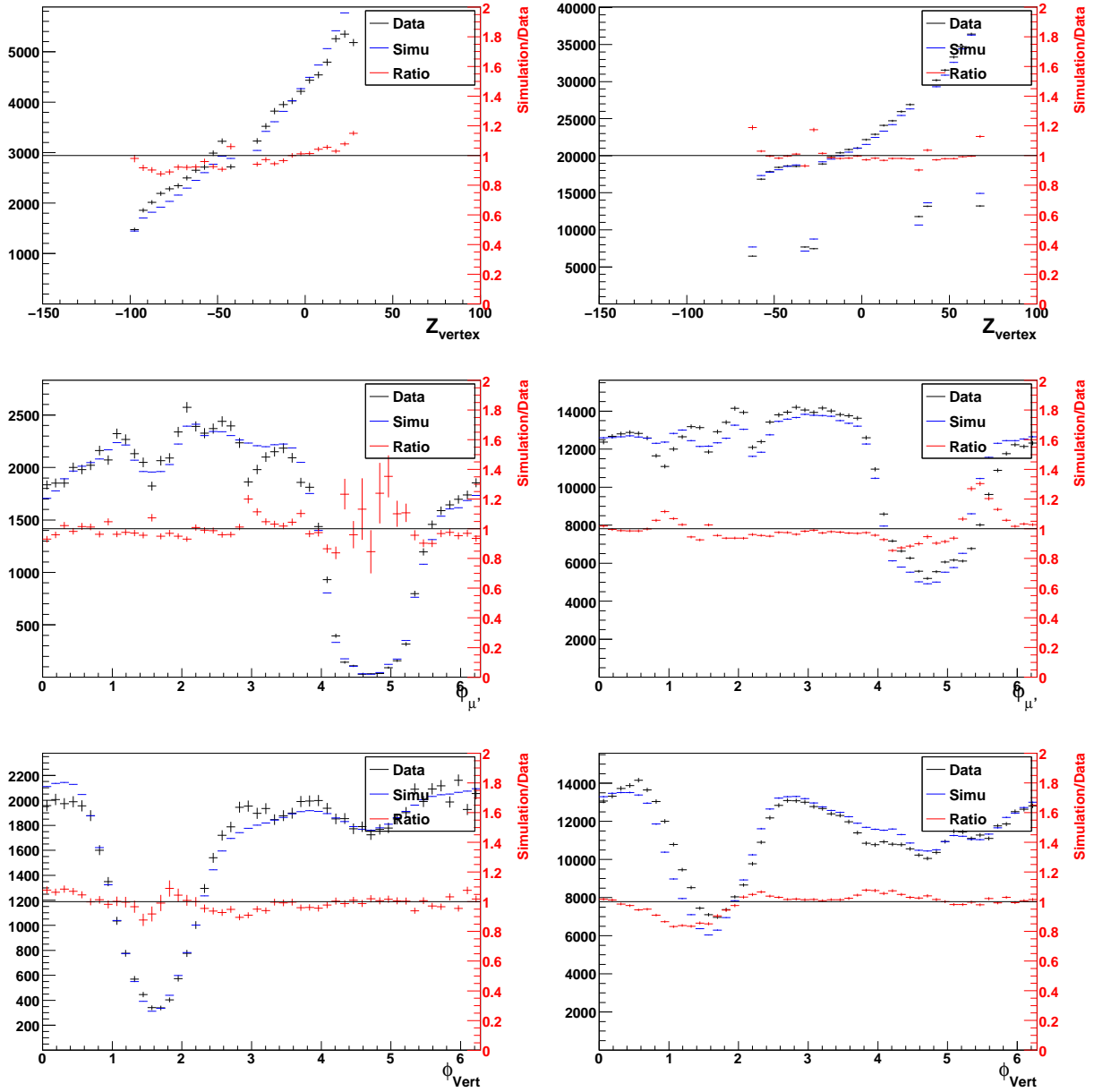


FIG. 5.8 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. A gauche 2004, à droite 2007.

des effets de *smearing*. En effet, la distribution physique est très piquée à $M_{\pi^+\pi^-} = M_\rho$, à cause de la résolution du spectromètre, la distribution reconstruite en masse invariante est moins piquée. C’est pourquoi la fonction de correction diminue en $M_{\pi^+\pi^-} = M_\rho$ (fig.5.11). Les distributions physiques influent donc sur l’*acceptance* généralisée.

Les figures 5.16, 5.17 et 5.18 montrent la fonction d’*acceptance* généralisée à une dimen-

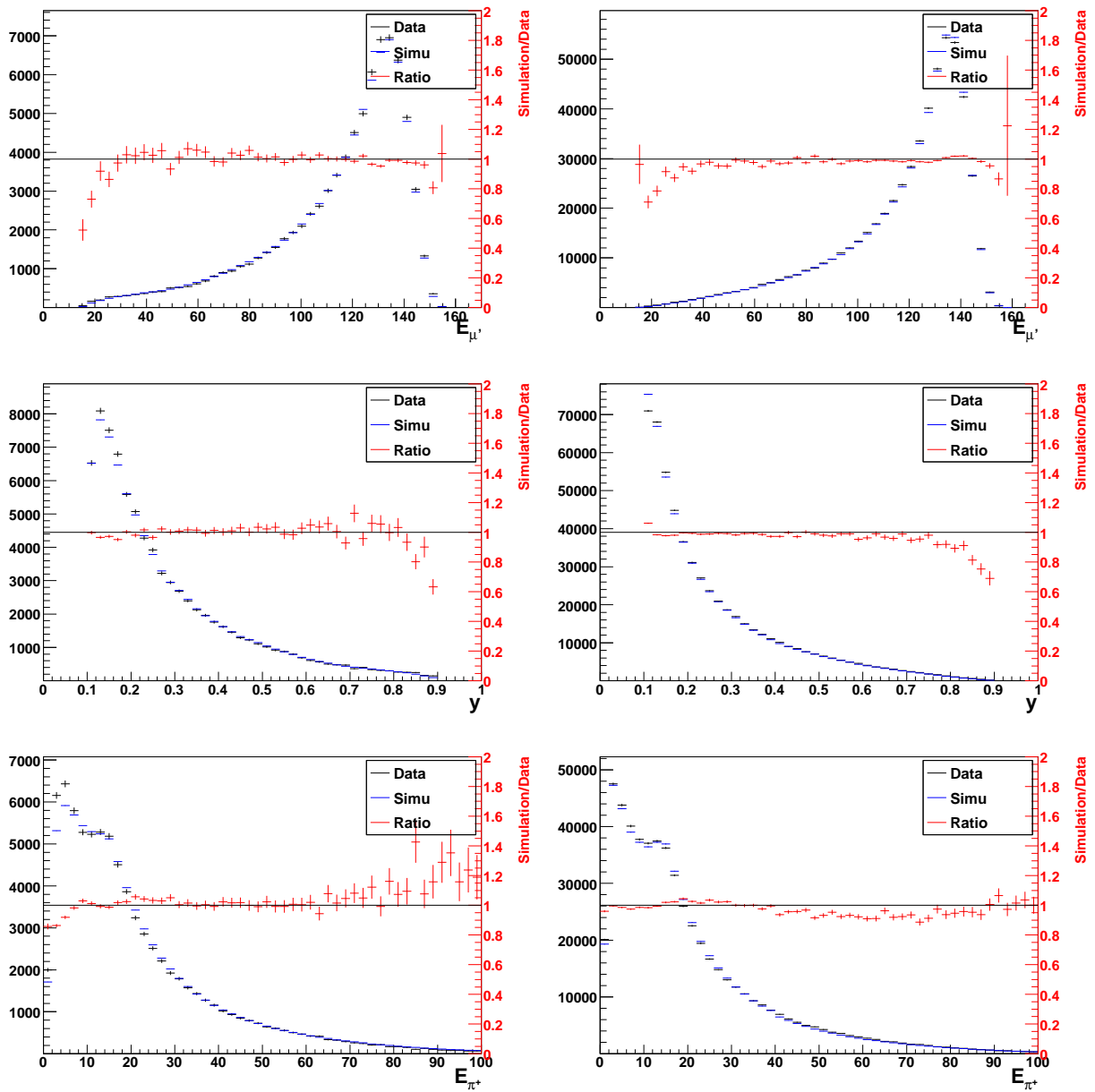


FIG. 5.9 – Comparaison des données mesurées (Noir) et des données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. A gauche 2004, à droite 2007.

sion que nous obtenons pour les huit variables utilisées dans l’analyse.

Q^2 : L’acceptance croît en fonction de Q^2 en 2007 alors qu’elle décroît en 2004 car l’ouverture angulaire de l’aimant de la cible de 2004 est faible (78 mrad) et empêche les pions de diffuser à grands angles polaires. La montée en deux temps de l’acceptance en 2007 est causée par le trigger et n’apparaît pas en 2004. La figure 5.12 montre que l’efficacité des

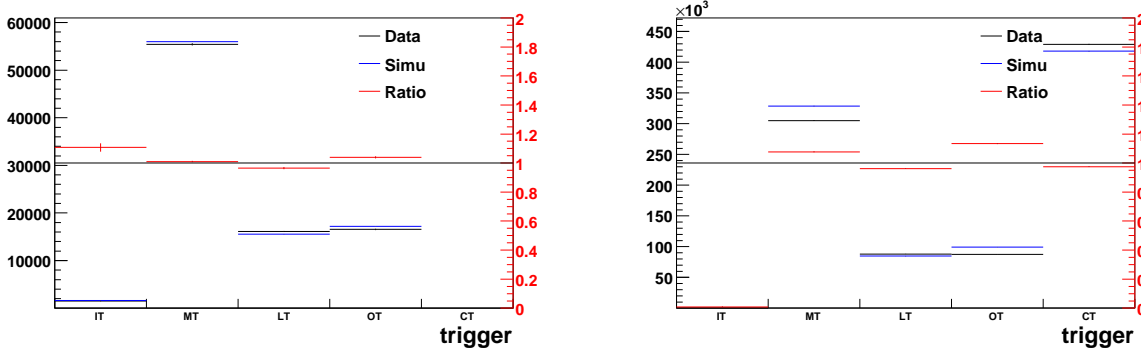


FIG. 5.10 – Comparaison des nombres d’événements entre les données mesurées (Noir) et les données simulées reconstruites après pondération (Bleu). Le rapport “données simulées” sur “données mesurées” figure en rouge. À gauche 2004, à droite 2007.

triggers *middle* et *inclusive middle* diminue tandis que celle de l’*outer* trigger augmente pour devenir dominant à grand Q^2 ($> 5 \text{ GeV}^2/c^2$). Ce changement de trigger cause alors un épaulement dans l’*acceptance* à $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2/c^2$.

x_{Bj} : Puisque x_{Bj} et Q^2 sont fortement corrélés, il est normal que la fonction de correction pour ces deux variables ait le même comportement. La fonction de correction décroît aux petits x_{Bj} à cause de la coupure $Q^2 > 1$ appliquée pour les deux années 2004 et 2007. La figure 5.13 montre d’ailleurs la comparaison entre le rapport des données 2007/2004 et le rapport d’*acceptance*. L’accord entre les deux courbes montre que l’augmentation d’*acceptance* à grand x_{Bj} due à l’ouverture de l’aimant est correctement reproduite par la simulation.

p_T^2 : L’*acceptance* généralisée est plate sur quasiment tout l’intervalle en p_T^2 ($[0.15, 1.]$). Le trou à très faible p_T^2 ($\simeq 0$) est dû aux effets de smearing tel qu’expliqué précédemment pour la masse $M_{\pi^+\pi^-}$. Puisqu’une fraction des événements générés autour de $p_T^2 \simeq 0$ est reconstruite autour $p_T^2 \simeq 0.1$, la correction à appliquer est élevée à $p_T^2 \simeq 0$. En revanche, ces mêmes événements peuplent la région $p_T^2 \simeq 0.1$, la correction à appliquer est donc plus faible afin de corriger ce surpeuplement. Pour finir, la diminution de la correction autour de $p_T^2 \simeq 1$ est un pur effet de simulation. En effet nous avons générés des événements dans la zone $p_T^2 \in [0., 1]$, aussi les événements générés à $p_T^2 \simeq 1$ et reconstruits à $p_T^2 > 1$ sont rejetés par la sélection d’événements. Mais cet effet n’affecte pas les bins utilisés dans l’analyse puisque $p_T^2 < 0.5 \text{ GeV}^2/c^4$.

ϕ : La distribution physique des événements est piquée à $\phi = \pi$ en 2004 et piquée à $\phi = 0, \pi$ et 2π en 2007. Mais l’*acceptance* généralisée en ϕ est plate en 2004 alors qu’elle est maximale en $\phi = \pi$ en 2007. Pour comprendre la forme de l’*acceptance* généralisée en fonction de ϕ et surtout les différences entre 2004 et 2007, il est nécessaire de regarder les *acceptance* à deux dimensions $\mathcal{F}(x_{Bj}, \phi)$ et $\mathcal{F}(p_T^2, \phi)$ (figure 5.14). La zone à grande *acceptance* autour de $\phi = \pi$ à grand x_{Bj} n’apparaissent qu’en 2007. En effet

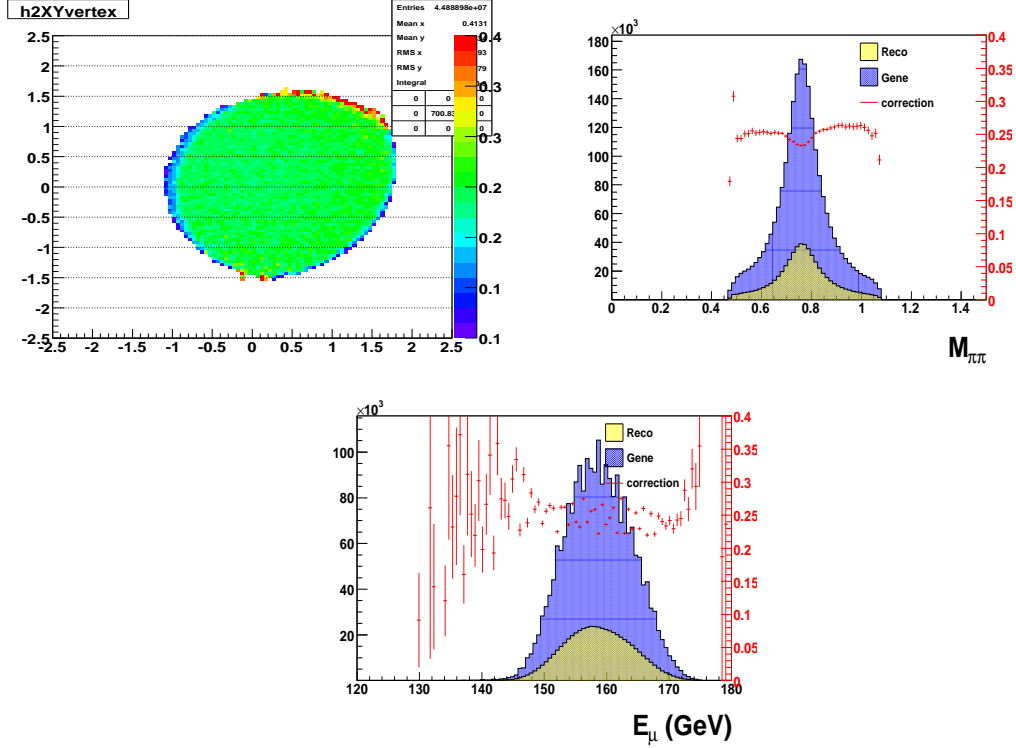


FIG. 5.11 – *Acceptance* généralisée en fonction de (X_{vertex}, Y_{vertex}) à gauche en haut, en fonction de $M_{\pi^+\pi^-}$ à droite en haut, en fonction de E_μ en bas. En bleu les distributions générées, en jaune les distributions reconstruites, la ligne rouge est le rapport de la distribution reconstruite sur la distribution générée soit l'*acceptance* généralisée intégrée sur toutes les variables sauf la variable tracée.

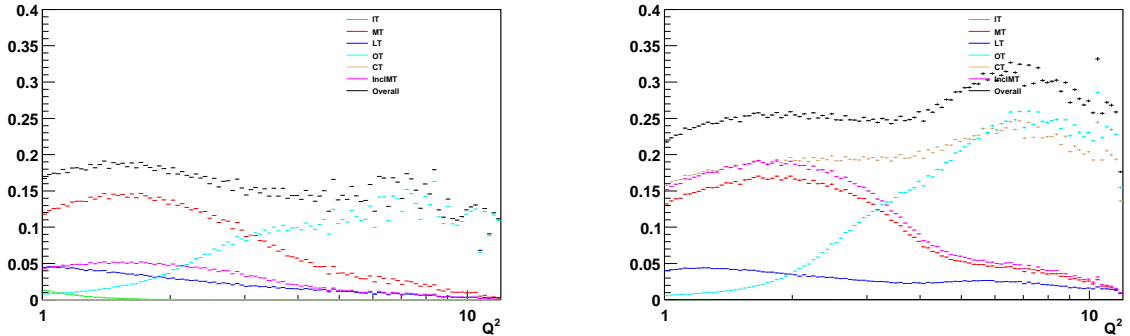


FIG. 5.12 – *Acceptance* généralisée en fonction de Q^2 décomposée suivant les triggers pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

la configuration à $\phi = \pi$ où le lepton et le ρ sont émis à grand angle avec des angles azimutaux séparés de π offre un meilleure détectabilité des particules chargées μ^+, π^+

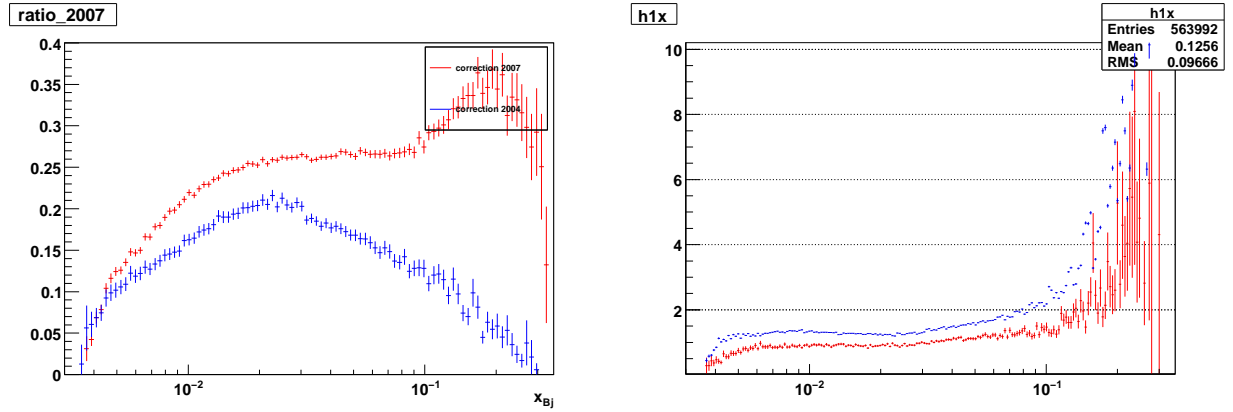


FIG. 5.13 – A gauche : *acceptance* généralisée en fonction de x_{Bj} pour 2004 (bleu) et 2007 (rouge). A droite, le rapport 2007 sur 2004 des données (en rouge) et des *acceptances* généralisées (en bleu) en fonction de x_{Bj} , le rapport constant entre les deux courbes provient des différences de flux entre 2004 et 2007.

et π^-

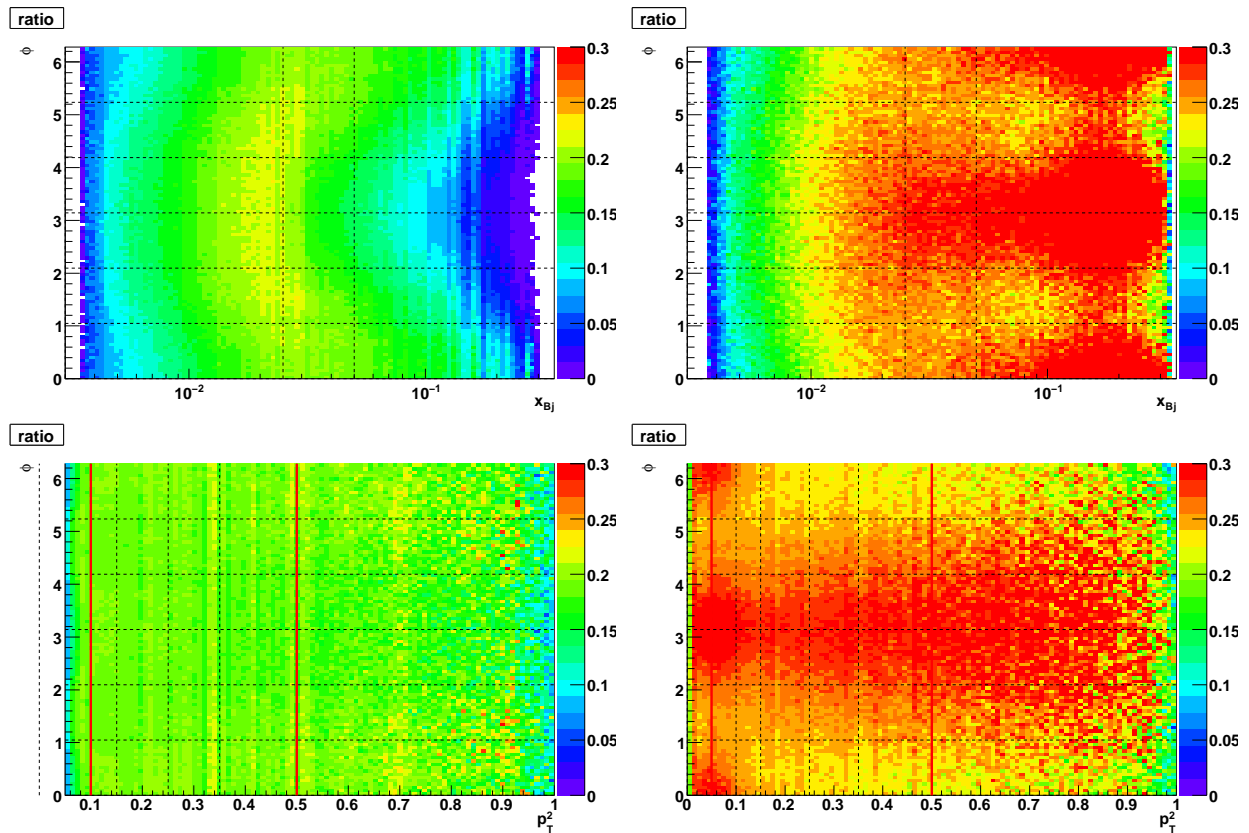


FIG. 5.14 – *Acceptance* généralisée en fonction de x_{Bj} et ϕ (en haut) et de p_T^2 et ϕ (en bas) pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite).

ϕ_{Vert} : Comme le montre la figure 5.15 en haut à droite, ϕ_{Vert} est corrélée (à π près) à l'angle azimutal du muon sortant $\varphi_{\mu'}$, dont la forme de l'*acceptance* généralisée est facile à comprendre. Cette *acceptance* est conditionnée par les positions hodoscopes des triggers *ladder* et *middle*. En effet, comme on le voit sur le croquis du trigger (5.15 haut à gauche), le middle trigger couvre la zone $\varphi_{\mu'} \in [0, 1rad] \cup [2, 4rad] \cup [5.5, 2\pi rad]$ tandis que le ladder trigger couvre la zone $\varphi_{\mu'} \in [1, 2rad]$. La zone $\varphi_{\mu'} \in [4, 5.5rad]$ n'est donc pas couverte et cause le trou dans l'*acceptance* en $\varphi_{\mu'}$ (Fig. 5.15 au milieu) ou en ϕ_{Vert} (Fig. 5.15 en bas). En 2007 le trigger calorimétrique (CT) apporte une couverture partielle de zone.

φ : L'*acceptance* à une dimension est plate en φ . Nous verrons que ce n'est pas le cas dès qu'on considère l'*acceptance* à deux dimensions (ϕ, φ).

$\cos \vartheta$: La forme de l'*acceptance* est due à la décroissance du méson en 2 pions et au boost de Lorentz. L'angle polaire (du π^+) de décroissance du méson dans le laboratoire ϑ' est relié à ϑ par la relation

$$\tan \vartheta' = \frac{\sqrt{M_\rho^2/4 - M_{\pi^+}^2} \cdot \sin \vartheta}{\beta\gamma M_\rho/2 + \gamma\sqrt{M_\rho^2/4 - M_{\pi^+}^2} \cdot \cos \vartheta} \simeq \frac{\sin \vartheta}{\gamma(\beta + \cos \vartheta)}$$

Un événement pour lequel $\cos \vartheta < -0.9$ diffuse donc à $\vartheta' > 12^\circ$ dans le laboratoire. Si le méson se propage le long de l'axe z , le π^+ ne rentre donc pas dans le spectromètre dont l'ouverture est 4° en 2004 et 10° en 2007. De même pour $\cos \vartheta > 0.9$ mais dans ce cas c'est le π^- qui n'entre pas dans le spectromètre. On remarque que l'*acceptance* est plate sur une plus grande zone en $\cos \vartheta$ en 2007 à cause de la plus grande ouverture angulaire de l'aimant de la cible.

z_{Vertex} : L'angle solide du spectromètre vu par une particule émise dans la cible augmente avec z_{Vertex} . L'*acceptance* reflète cette augmentation.

Il est intéressant de comprendre l'utilité de l'extraction à plusieurs dimensions. Par exemple, la figure 5.19 montre l'*acceptance* à 1D de ϕ et φ ainsi que l'*acceptance* à 2D en fonction de ces deux variables (setup de 2004). Les *acceptances* à une dimension sont approximativement plates, si nous avons utilisé une *acceptance* factorisée, celle-ci aurait été plate aussi et n'aurait pas permis de corriger correctement les données. En effet la figure 5.19 montre que le spectromètre fait apparaître une correction en $\cos(2(\phi - \varphi))$ dans les données finales qui doit être corrigée. L'*acceptance* est plus petite (de 5%) en $\varphi = \phi$ et $\varphi = \phi + \pi$ où les trois particules sortantes sont coplanaires (une configuration qui est cependant préférée par la physique). De la même façon, la taille du trou dans l'*acceptance* autour de $\phi_{Vert} = \pi/2$ dépend de Q^2 . Appliquer une *acceptance* factorisée $\mathcal{F}'(Q^2, \phi_{Vert}) = \mathcal{F}(Q^2) \cdot \mathcal{F}(\phi_{Vert})$ ne serait donc pas correct.

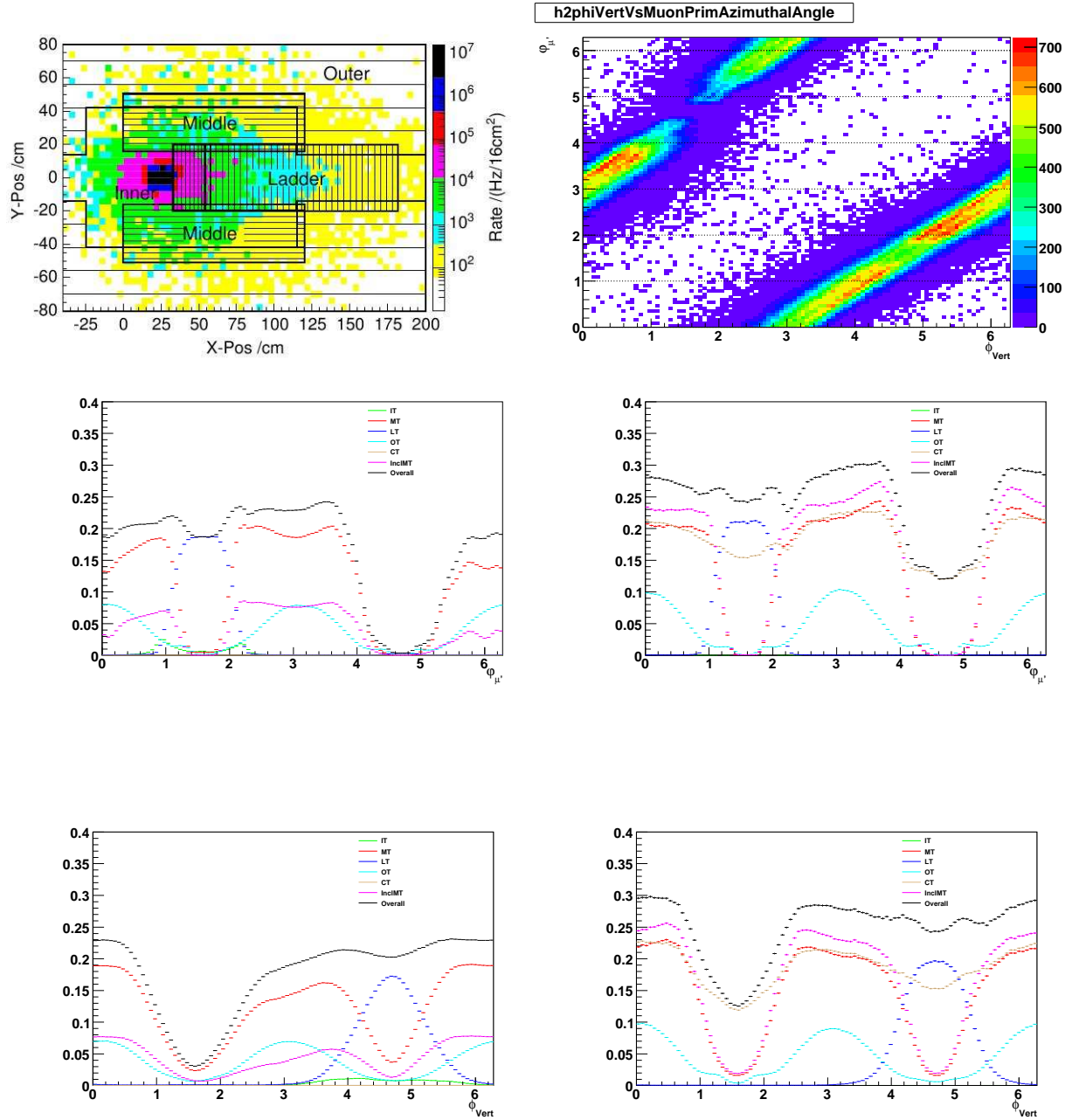


FIG. 5.15 – En haut à gauche : les taux de muons (simulés) en fonction de X et Y après le second filtre à muons (à $Z=40\text{m}$), les positions des triggers *inner*, *middle*, *ladder* et *outer* sont indiquées. En haut à droite : corrélation entre $\varphi_{\mu'}$ et ϕ_{Vert} en 2004. Au milieu à gauche (et droite) : l'acceptance généralisée des différents triggers en fonction de $\varphi_{\mu'}$ en 2004 (et 2007). En bas à gauche (et droite) : l'acceptance généralisée des différents triggers en fonction de ϕ_{Vert} en 2004 (et 2007).

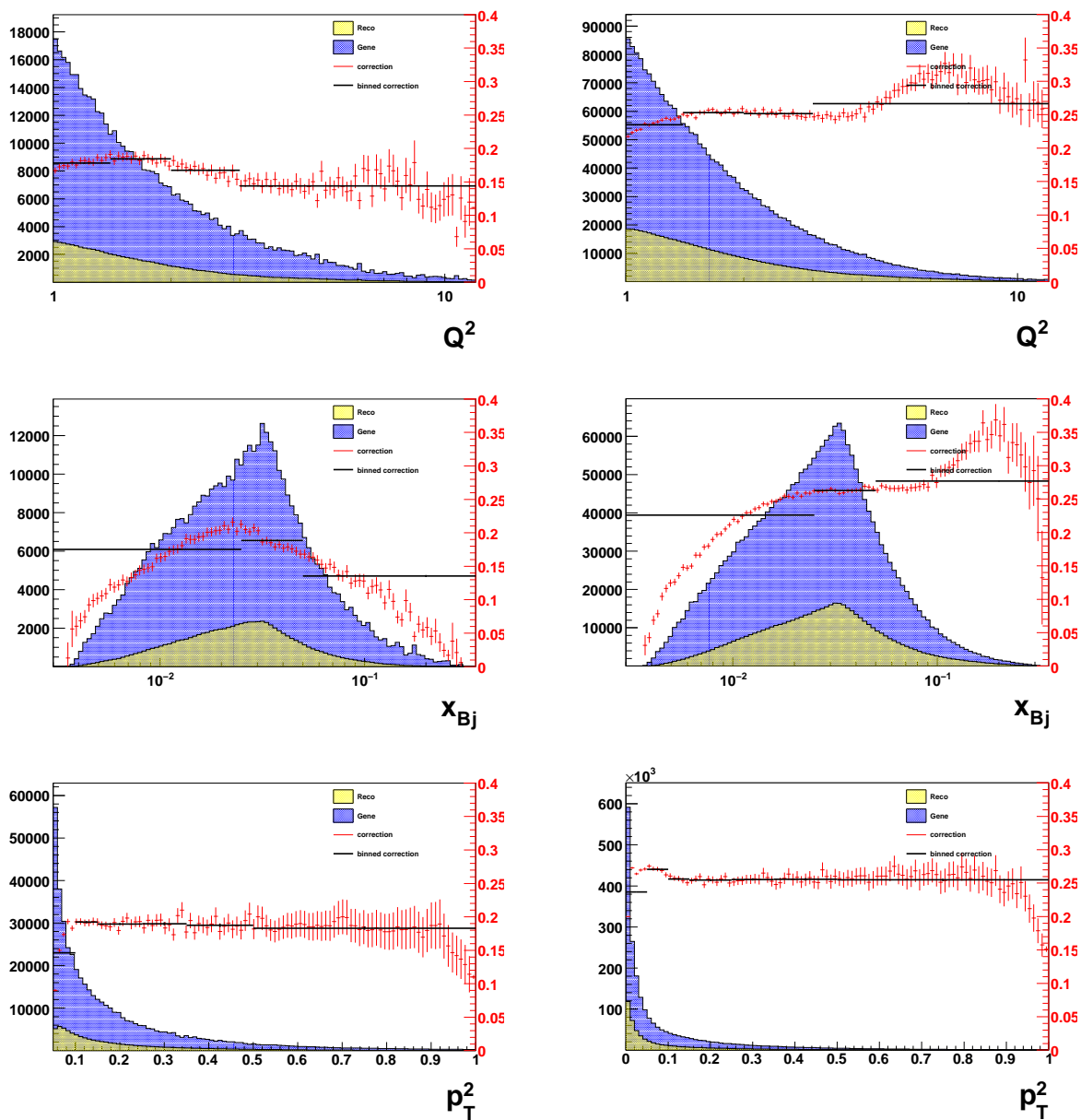


FIG. 5.16 – En bleu les distributions générées, en jaune les distributions reconstruites, la ligne rouge est le rapport de la distribution reconstruite sur la distribution générée soit l'*acceptance* généralisée intégrée sur toutes les variables sauf la variable tracée. En noir, l'*acceptance* moyennée sur les bins définis en 5.1

5.1.7 Erreurs systématiques

Notre but a été de déterminer l'*acceptance* généralisée dans un très grand nombre de bins et de variables cinématiques. Suivant l'observable recherchée nous devons faire des bins en :

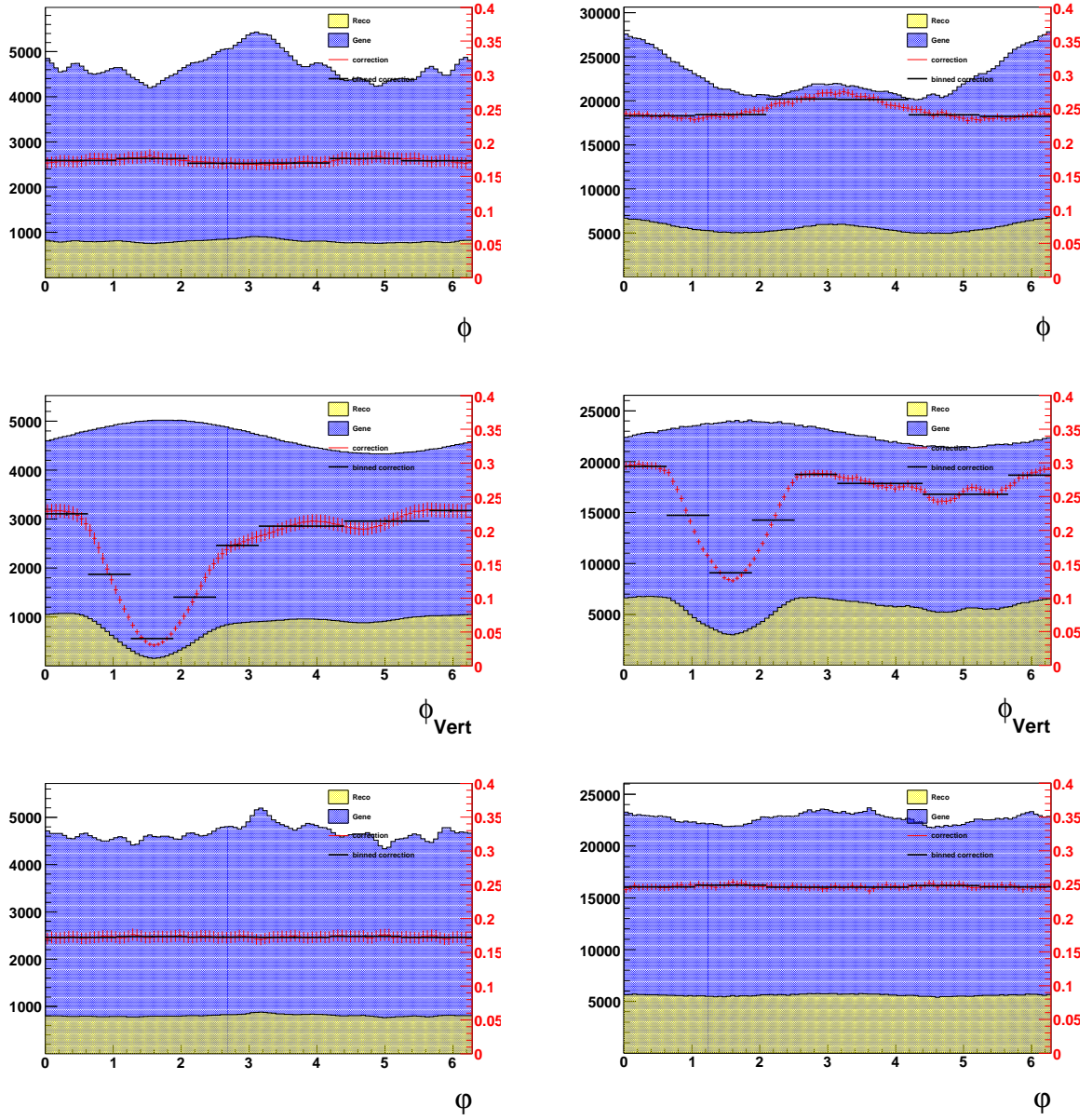


FIG. 5.17 – En bleu les distributions générées, en jaune les distributions reconstruites, la ligne rouge est le rapport de la distribution reconstruite sur la distribution générée soit l'acceptance généralisée intégrée sur toutes les variables sauf la variable tracée. En noir, l'acceptance moyennée sur les bins définis en 5.1

1. $(Q^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, Z_{vertex})$
2. $(p_T^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, Z_{vertex})$
3. $(x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi_{Vert}, \cos\vartheta, Z_{vertex})$

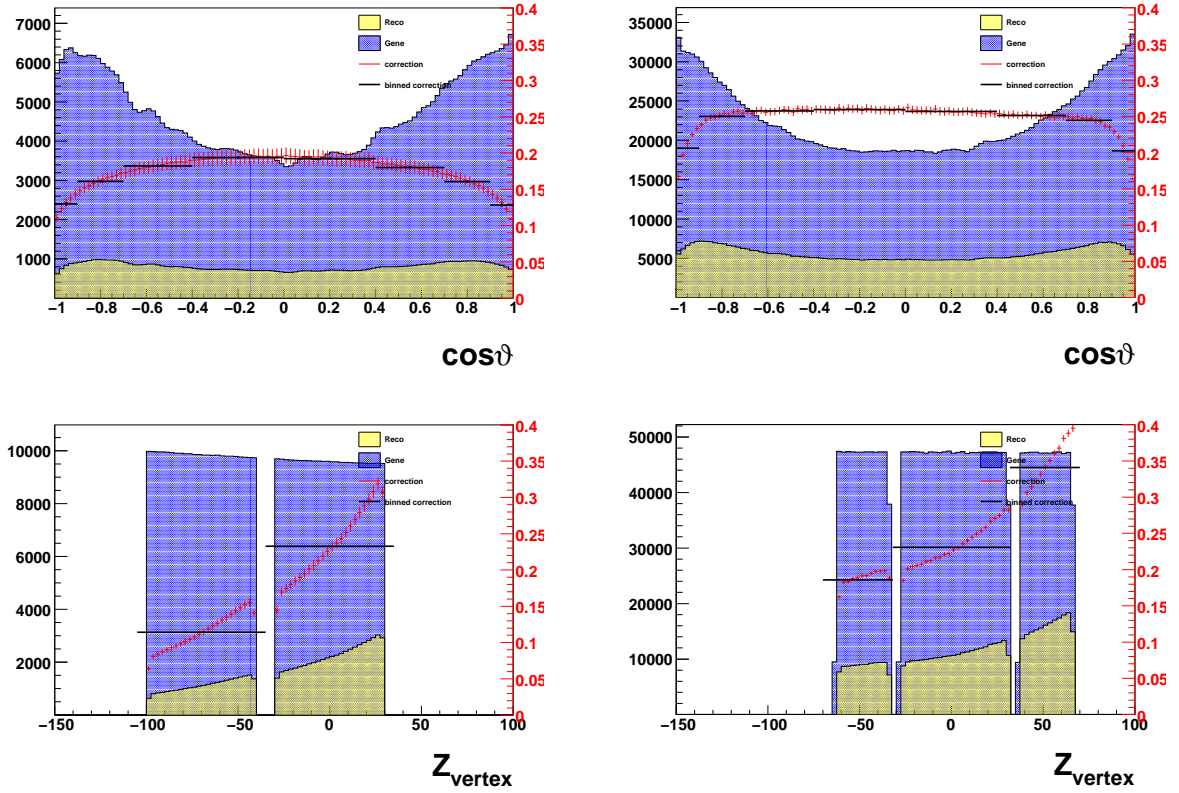


FIG. 5.18 – En bleu les distributions générées, en jaune les distributions reconstruites, la ligne rouge est le rapport de la distribution reconstruite sur la distribution générée soit l'*acceptance* généralisée intégrée sur toutes les variables sauf la variable tracée. En noir, l'*acceptance* moyennée sur les bins définis en 5.1

Le cas 2 exige le plus grand nombre de bins (34560 pour l'année 2007). Comme nous avons généré $320 \cdot 10^6$ événements acceptés par nos critères de sélection, soit en moyenne 1600 par bin, la précision statistique de la simulation est en moyenne toujours meilleure que 2.5%. Le bin le plus défavorisé en 2007 ($p_T^2 \in [0.35, 0.5]$, $\phi \in [0, 2\pi/6]$, $\phi_{Vert} \in [2\pi/5, 3\pi/5]$, $\varphi \in [0, 2\pi/6]$, $Z_{Vertex} \in [1^{er} \text{ cellule}]$) a 857 événements simulés, ce qui correspond à une précision statistique de 3.5%. Ceci est à comparer aux 57 événements réels dans ce bin qui fournissent seulement une précision de 13%. La qualité de la reproduction des données a montré certaines lacunes dans la connaissance du spectromètre COMPASS, pour cela l'erreur systématique est évaluée à 5% mais cette erreur n'est pas prise en compte dans l'analyse des données au chapitre 6.

5.1.8 Généralisation pour le méson ϕ

Nous utilisons les données simulées de production exclusive de méson ρ pour calculer la fonction de correction pour le méson ϕ . Si l'on suppose que les kaons se propagent comme

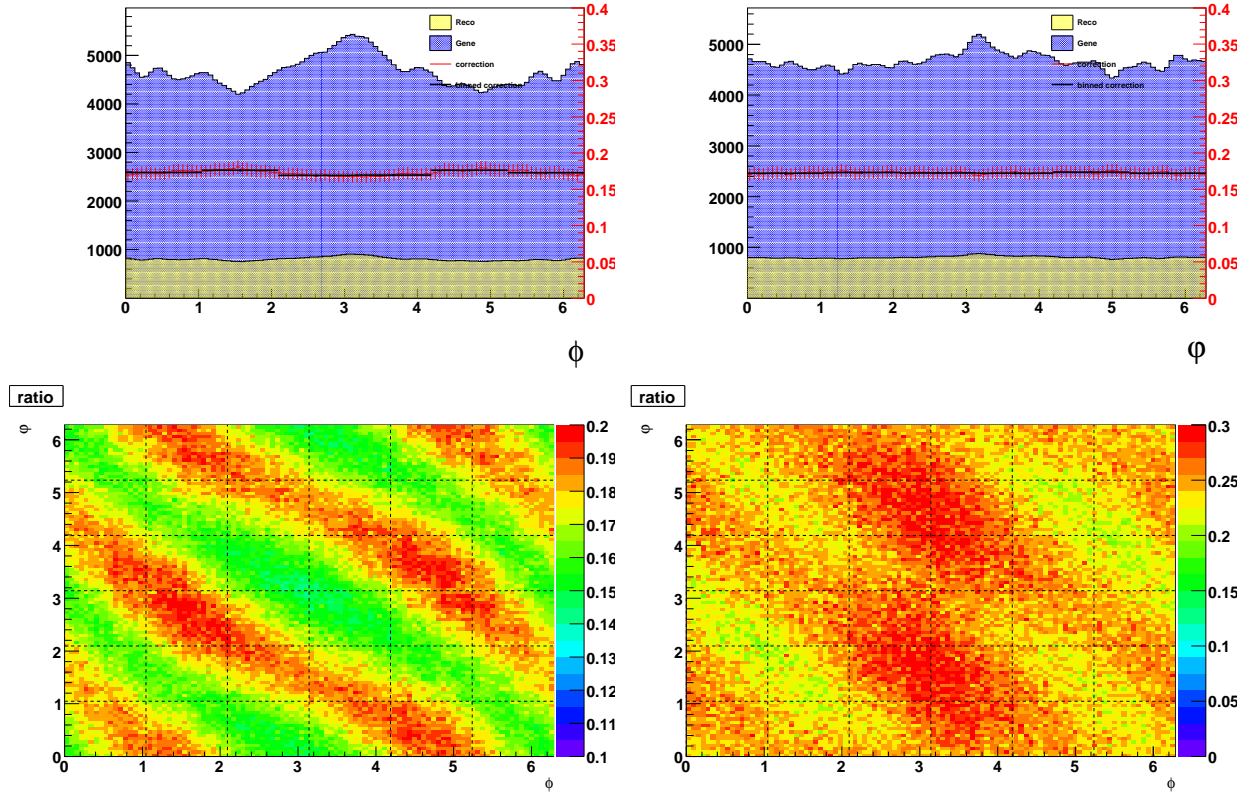


FIG. 5.19 – En haut : *acceptance* généralisée à une dimension en fonction de ϕ (à gauche) et φ (à droite). En bas : *acceptance* généralisée à deux dimensions (ϕ, φ) en 2004 (à gauche) et en 2007 (à droite).

des pions dans le spectromètre, l'*acceptance* généralisée \mathcal{F}^ϕ ne diffère de celle du ρ que parce que les distributions cinématiques de ces deux réactions sont différentes. Par exemple, les masses de ces deux mésons étant différentes, les énergies et les distributions angulaires dans le laboratoire sont différentes et le calcul de \mathcal{F}^ϕ doit prendre cela en compte. Les simulations de production de ρ ont été générées dans la gamme $2M_\pi < M_{\pi^+\pi^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$, elles contiennent donc la région cinématique du ϕ : $1 < M_{K^+K^-} < 1.04 \text{ GeV}/c^2$. Nous pouvons donc pondérer les événements simulés par les distributions cinématiques mesurées de production exclusive de ϕ .

En revanche nous ne pouvons pas calculer l'*acceptance* généralisée du J/Ψ pour deux raisons : la première est que la gamme $2M_\pi < M_{\pi^+\pi^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ne contient pas la région cinématique du J/Ψ ($M_{J/\Psi} \simeq 3.1 \text{ GeV}/c^2$). La seconde est qu'un muon ne se propage pas comme un pion dans la matière, par exemple les pertes d'énergie dans les absorbeurs seraient surestimées.

5.1.9 Généralisation pour les données ‘2004 longitudinal’

Nous utilisons les mêmes valeurs d’*acceptance* pour les données de 2004 prises avec la cible polarisée longitudinalement. Les changements dans l’appareillage ainsi que l’effet du champ magnétique de la cible ne sont certainement pas négligeables mais nous n’avons pas eu le temps de recalculer l’acceptance pour ces conditions. Les figures 5.20 montrent l’accord entre les distributions mesurées pour les données transverse et longitudinale de 2004. Seule la distribution en $\cos\vartheta$ montre des différences en $\cos\vartheta \simeq -1$, c’est pourquoi le bin $\cos\vartheta \in [-1, -0.85]$ sera exclu lors de l’extraction des observables pour 2004 longitudinal. Les résultats obtenus pour ce jeu de données sans acceptance seront seulement montrés à titre indicatif.

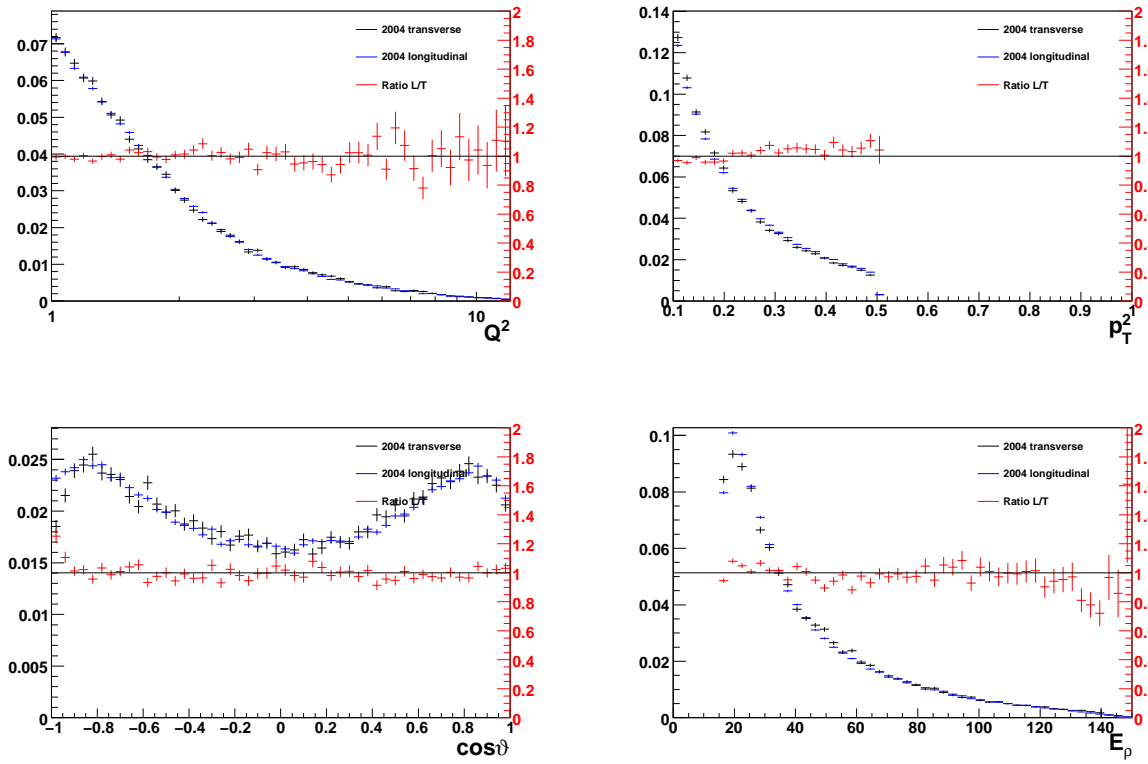


FIG. 5.20 – Comparaison des distributions cinématiques Q^2 , p_T^2 , $\cos\vartheta$ et E_ρ pour 2004 transverse (Noir) et 2004 longitudinal (Bleu). Le rapport entre ces distributions figure en rouge.

5.2 Correction du bruit de fond sous le pic d'exclusivité

Le rôle de la sélection d'événements est de maximiser dans les données, les événements de production exclusive de méson ρ . Cette sélection étant imparfaite, d'autres types de réactions (le bruit de fond) peuvent être sélectionnés et contribuer à notre échantillon. Les observables que nous pouvons extraire de notre échantillon sont alors modifiées, il est donc nécessaire de corriger ces effets et c'est le rôle des corrections de bruit de fond.

La sélection de notre état exclusif est faite sur l'énergie manquante E_{miss} (cf chapitre 2.1). Les spectres typiques en E_{miss} sont :

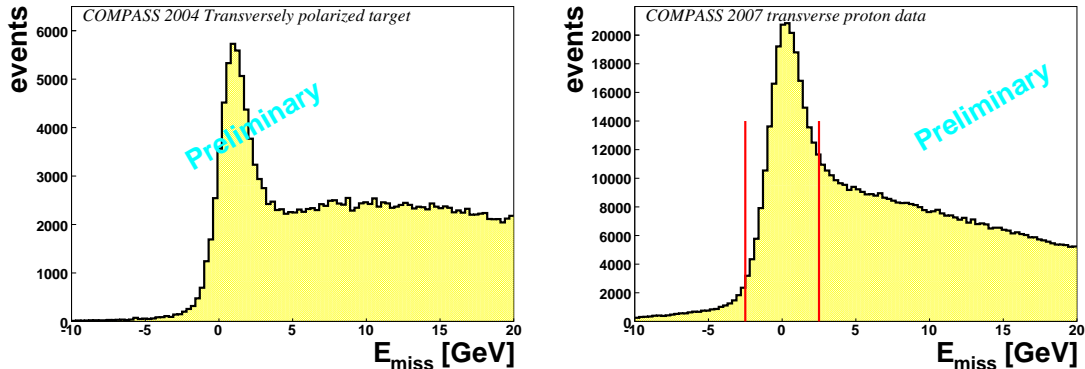


FIG. 5.21 – Distribution en exclusivité de la réaction, toutes coupures appliquées sauf la coupure sur l'exclusivité, pour 2004 (à gauche) et 2007 (à droite). Les lignes rouges correspondent aux coupures appliquées

On remarque que les événements non exclusifs apportent une grande contribution pour $E_{miss} > 2.5$ GeV et que le canal exclusif est assez bien sélectionné par $E_{miss} \in [-2.5, 2.5]$ GeV. Néanmoins les événements exclusifs ne représentent qu'une fraction des événements sélectionnés, fraction estimée entre 50 et 80 %. Sur la figure 5.21, on remarque 3 faits importants :

- les formes de bruit de fond à $E_{miss} > 2.5$ GeV sont très différentes en 2004 et 2007.
- en 2007 on observe une importante traînée à $E_{miss} < -5$ GeV. Nous montrerons que cet effet peut être expliqué par une mauvaise détermination de l'énergie du muon incident.
- la position du pic d'exclusivité est proche de 0 GeV en 2007 et légèrement décalée à droite en 2004.

Une première méthode pour estimer la quantité de bruit de fond dans les données est d'extraire cette fraction directement de la simulation. Or nous n'avons pas trouvé de générateur d'événements capable de reproduire la distribution complète en E_{miss} , nous ne pouvons donc pas utiliser ces générateurs pour estimer la quantité de bruit de fond non exclusive dans notre échantillon.

C'est pourquoi nous avons mis au point une méthode d'estimation du bruit de fond dans laquelle la fraction de bruit de fond est un paramètre libre ajusté sur les données. L'idée générale de cette méthode est d'extraire de la simulation la *forme* de la distribution en

E_{miss} pour le signal exclusif $\mathcal{D}_{Exclusif}$ et pour le bruit de fond $\mathcal{D}_{Bruitdefond}$ séparément. La proportion entre ces deux signaux est alors obtenue en ajustant sur la distribution en E_{miss} des données, les paramètres S et B de la fonction

$$\mathcal{D}(E_{miss}) = S \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss}) + B \cdot \mathcal{D}_{Bruitdefond}(E_{miss}) \quad (5.16)$$

Le nombre d'événements exclusifs est donc

$$N_{excl} = \int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} S \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss}) dE_{miss} \quad (5.17)$$

où E_0 représente le centre de la gaussienne $\mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss})$ afin de prendre en compte le décalage en E_{miss} observé en 2004.

5.2.1 Génération de l'échantillon simulé

Puisque nous ne savons pas quelle est la nature des événements qui polluent notre échantillon, il est nécessaire de générer un maximum de réactions différentes. C'est pourquoi nous avons choisi de générer les événements avec PYTHIA [60] [61]. PYTHIA est un générateur d'événements utilisées pour simuler les interactions lepton-nucléon à hautes énergies ($Q^2 > 0.5 \text{ GeV}^2/c^4$). Il est basé sur des modèles prenant en compte un grand nombre de processus, interaction parton-parton, fragmentation, hadronization, décroissance des résonances, interaction dans les états initiaux et finals. PYTHIA est capable de générer un grand nombre de réactions différentes dont *a priori* celles qui polluent notre échantillon. Les événements ainsi générés sont ensuite propagés dans le spectromètre puis reconstruits comme décrit au début du chapitre. L'échantillon d'événements reconstruits peut alors être utilisé pour extraire les formes $\mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss})$ et $\mathcal{D}_{Background}(E_{miss})$.

5.2.2 Principe de la méthode

Dans notre méthode d'extraction du bruit de fond, les événements simulés ne servent qu'à extraire les formes $\mathcal{D}_{Exclusif}$ et $\mathcal{D}_{Background}$. La première étape pour cela est de séparer l'ensemble d'événements simulés en trois catégories selon leur état final :

Définition des catégories d'événements simulés (étape 1)

La première catégorie est le signal recherché qui est signé par l'état final de la production exclusive de méson ρ :

$$\mu^+ + p \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + p \quad (5.18)$$

La seconde catégorie contient les événements de type diffraction dissociative. Ce type d'événement ressemble à une production exclusive de méson ρ à ceci près que le nucléon est excité dans l'état final :

$$\begin{aligned} \mu^+ + p &\rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + N^* \\ N^* &\rightarrow N + \pi \end{aligned} \quad (5.19)$$

Ces événements sont donc sélectionnés par les états finals suivant :

$$\mu^+ + p \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + p + \pi^0 \quad (5.20)$$

$$\mu^+ + p \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + n + \pi^+ \quad (5.21)$$

L'interaction peut aussi avoir lieu sur des neutrons de la cible, donnant donc les deux réactions (5.22 et 5.23).

$$\mu^+ + n \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + n + \pi^0 \quad (5.22)$$

$$\mu^+ + n \rightarrow \mu^+ + \pi^+ + \pi^- + p + \pi^- \quad (5.23)$$

Cependant, le générateur PYTHIA ne génère que des réactions muon-proton. Mais nous verrons plus tard que cette contribution sera négligée.

La troisième catégorie contient les événements ne figurant pas dans les deux catégories précédentes. Elle contient des événements de diffusion profondément inélastique dans laquelle le proton est cassé dans l'état final et où seulement deux particules ont été détectées. De façon générale, ces événements sont du type

$$\mu^+ + p \rightarrow \mu^+ + h^+ + h^- + X \quad (5.24)$$

Ensuite, on applique les coupures de la sélection aux événements de chaque catégorie afin de sélectionner ceux qui contribuent à notre échantillon réel. La coupure en E_{miss} n'est pas appliquée car la distribution complète en E_{miss} est nécessaire sur une gamme plus large que la gamme sélectionnée ($E_{miss} \in [-2.5, 2.5\text{GeV}]$) afin d'ajuster la fonction définie en 5.16. A ce stade, nous avons donc trois échantillons d'événements simulés qui satisfont à tous les critères de la sélection d'événements, sauf la coupure en E_{miss} . Afin d'extraire les fonctionnelles $\mathcal{D}_{Exclusif}$ et $\mathcal{D}_{Bruitdefond}$ (Eq 5.16) qui entreront dans le fit des données, nous paramétrons les distributions en E_{miss} des trois échantillons.

Paramétrisation des distributions en exclusivité (étape 2)

Le but de cette partie est de trouver pour chaque contribution une paramétrisation de la distribution en E_{miss} qui reproduit les données simulées avec le moins de paramètres possibles.

Production exclusive de méson ρ La forme du pic d'exclusivité reconstruit (Fig.5.22 gauche) correspond au spectre en masse du proton élargi par la résolution du spectromètre. Une paramétrisation gaussienne est utilisée. La paramétrisation de cette contribution a alors deux paramètres (centre E_0 et largeur) qui seront fixés par la simulation :

$$\mathcal{D}_{excl}(E_{miss}) = Gaus(E_0, largeur, E_{miss}) \quad (5.25)$$

Diffraction dissociative Parmi les différents cas de diffraction dissociative, les plus probables sont ceux dont les états d'excitation atteints par le nucléon sont les plus bas en

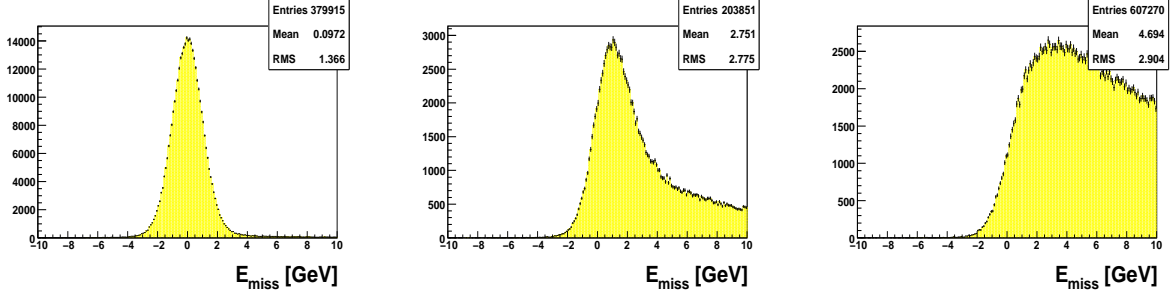


FIG. 5.22 – Forme générale des distributions en E_{miss} pour la production exclusive de méson ρ , la diffraction dissociative et la production non exclusive.

masse. La distribution a donc un maximum autour de $E_{miss} = 1.\text{GeV}$ correspondant aux états d'excitation $\Delta(1232)$, $N(1440)$, $N(1520)$, $N(1535)$ Les états d'excitation plus élevés donnent à cette contribution une aile à grand E_{miss} (Fig.5.22 centre) et nous paramétrons la forme de la distribution en E_{miss} par une Landau. Cette paramétrisation a donc deux paramètres (abscisse du maximum et largeur) qui seront fixés par la simulation.

$$\mathcal{D}_{dd}(E_{miss}) = \text{Landau}(mpv, \text{largeur}, E_{miss}) \quad (5.26)$$

Production non-exclusive La distribution E_{miss} (cf Fig5.22(droite)), croissante dans la région $E_{miss} \in [-2.5, 3.\text{GeV}]$ puis décroissante dans la région $E_{miss} \in [3, 10.\text{GeV}]$, est paramétrés par le produit de deux fonctions, l'une croissante, l'autre décroissante. La distribution contient quatre paramètres (les pentes et les points d'inflexion des deux exponentielles) qui seront fixés par la simulation.

$$\mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}) = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \exp\frac{E_{miss}-inflexion_1}{largeur_1}}}\right) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \exp\frac{E_{miss}-inflexion_2}{largeur_2}}}\right) \quad (5.27)$$

Les trois catégories d'événements sont alors utilisées pour extraire les paramètres des trois fonctionnelles Eq.(5.25) Eq.(5.26) et Eq.(5.27).

Extraction des paramètres (étape 3)

Nous devons désormais extraire les paramètres des trois paramétrisations \mathcal{D}_{excl} , \mathcal{D}_{dd} et $\mathcal{D}_{non-excl}$. Pour cela, nous ajustons les trois paramétrisations sur leurs échantillons d'événements respectivement simulés. Nous avons donc à ce stade de l'analyse huit paramètres décrivant les différentes contributions aux spectres en E_{miss} simulés. Ces paramètres issus de la simulation sont alors utilisés pour quantifier chaque contribution dans les données.

Extraction des différentes contributions dans les données (étape 4)

Pour finir, nous ajustons la distribution totale en E_{miss} sur les données réelles :

$$\mathcal{D}(E_{miss}) = A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{excl}(E_{miss}) + A_{dd} \cdot \mathcal{D}_{dd}(E_{miss}) + A_{non-excl} \cdot \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}) \quad (5.28)$$

A ce stade, les paramètres des fonctions \mathcal{D}_{excl} , \mathcal{D}_{dd} et $\mathcal{D}_{non-excl}$ sont fixés aux valeurs obtenues à l'étape 3. Les coefficients A_{excl} , A_{dd} et $A_{non-excl}$ sont obtenus en ajustant $\mathcal{D}(E_{miss})$ sur les distributions en E_{miss} des données réelles.

La quantité de bruit de fond est alors :

$$N_{background} = \int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} dE_{miss} A_{dd} \cdot \mathcal{D}_{dd}(E_{miss}) + A_{non-excl} \cdot \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}) \quad (5.29)$$

Et la quantité de signal exclusif est :

$$N_{excl} = \int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss}) dE_{miss} \quad (5.30)$$

5.2.3 Mise en pratique de la correction à une ou deux variables

Effet de l'*acceptance* dans l'extraction du bruit de fond

Les distributions en E_{miss} par rapport auxquelles nous extrayons les nombres d'événements exclusifs sont corrigées de l'*acceptance* calculée précédemment. Il faut rappeler que cette *acceptance* a été calculée pour le processus physique qui reproduit au mieux la production exclusive de mésons ρ mais qui est aussi polluée par le bruit de fond, car toutes les distributions simulées ont été repondérées pour reproduire les données expérimentales.

Correction à deux variables

Nous voulons étudier les observables qui mettent en jeu les différentes variables Q^2 , x_{Bj} , p_T^2 , $\cos\vartheta$, φ , ϕ et $(\phi - \phi_S)$. Cependant la statistique de nos données ne permet qu'un ajustement précis de E_{miss} que dans des groupes de deux variables.

Ajustement de $\mathcal{D}_{excl}(E_{miss})$ et abandon d'un ajustement de $\mathcal{D}_{dd}(E_{miss})$

Le résultat de l'ajustement, lorsque l'on prend en compte la dissociation diffractive, est instable et le rapport à la production exclusive varie sensiblement. Cette observation nous a conduit à éliminer cette contribution de la fonctionnelle utilisée pour l'ajustement et des études ont montré que la contribution de la dissociation diffractive (environ 13% du signal) est alors absorbée principalement par la contribution exclusive. L'impact de ce choix devrait faire l'objet d'études plus approfondies.

Ajustement de $\mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss})$

Puisque nous devons appliquer notre méthode pour deux variables cinématiques, nous devons intégrer notre échantillon simulé lors de l'extraction des différentes contributions. Pour cette raison, il est nécessaire que notre échantillon reproduise les distributions réelles des variables sur lesquelles nous intégrons. En effet, si nous cherchons à extraire la forme du bruit de fond non exclusif en fonction de Q^2 et $\cos\vartheta$, $\mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}, Q^2, \cos\vartheta)$, nous intégrons celle-ci sur p_T^2 par exemple :

$$\begin{aligned}\mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}, Q^2, \cos\vartheta) &= \frac{\int dp_T^2 N(p_T^2) \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}, Q^2, p_T^2, \cos\vartheta)}{N_{total}} \\ &= \langle \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}, Q^2, \cos\vartheta) \rangle_{p_T^2}\end{aligned}$$

La distribution $N(p_T^2)$ a donc un impact sur la fonction $\langle \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}, Q^2, \cos\vartheta) \rangle_{p_T^2}$. Or la simulation de bruit de fond ne reproduit pas les données pour plusieurs variables pour les raisons suivantes :

- Comme mentionné au paragraphe 5.2.2, nous n'avons généré que des réactions muon-proton, négligeant ainsi la pollution par des événements cohérents. La distribution en p_T^2 est donc différente de celle des données.
- Dans PYTHIA, les distributions en impulsion des produits de décroissance du méson ρ sont données par l'espace de phase de la réaction, les distributions de ϑ et de φ sont donc isotropes. Les distributions en $\cos\vartheta$ et φ de la contribution de production de ρ sont donc mal reproduites.
- L'angle ϕ n'est pas correctement reproduit. Ceci peut être dû à la mauvaise détermination de l'énergie du muon incident. Cet effet n'est pas présent dans la simulation car la *BMS* n'est pas décrite dans les simulation.
- Puisque la proportion de bruit de fond n'est pas correctement reproduite, la proportion de production (non-exclusive) de méson ρ ne l'est *a priori* pas non plus et la distribution en $M_{\pi^+\pi^-}$ est donc différente.

De plus nous utilisons dans la simulation un fichier décrivant le faisceau dans lequel l'énergie moyenne des muons est 1 GeV en dessous de l'énergie moyenne mesurée.

Nous pondérons donc les événements simulés en fonction des variables p_T^2 , $M_{\pi\pi}$, ϕ , φ , $\cos\vartheta$ et E_μ .

En principe, nous devrions pondérer les événements de la simulation de façon à ce que le bruit de fond de la simulation ait les mêmes distributions des variables cinématiques que les données, de même que pour le signal exclusif. Cependant, nous ne pouvons pas séparer dans les données les événements exclusifs et le bruit de fond. Puisque la forme \mathcal{D}_{excl} est due à la résolution du spectromètre, ces variations en fonction des variables cinématiques sont faibles par rapport aux variations de $\mathcal{D}_{non-excl}$, dues aux variations des sections efficaces des réactions du bruit de fond. Pour cette raison, nous avons pondéré les événements simulés à partir des événements réels de la région $E_{miss} > 4$ GeV, là où les événements de catégorie 1 et 2 sont rares. De cette façon, les distributions cinématiques sont reproduites pour les événements non-exclusifs (troisième catégorie). Nous pondérons finalement les événements

simulés par le poids

$$\begin{aligned}
w(p_T^2) &= \frac{Data(p_T^2)}{Mc^R(p_T^2)} & w(\phi) &= \frac{Data(\phi)}{Mc^R(\phi)} \\
w(\varphi) &= \frac{Data(\varphi)}{Mc^R(\varphi)} & w(\cos\vartheta) &= \frac{Data(\cos\vartheta)}{Mc^R(\cos\vartheta)} \\
w(M_{\pi\pi}) &= \frac{Data(M_{\pi\pi})}{Mc^R(M_{\pi\pi})} & w(E_\mu) &= \frac{Data(E_\mu)}{Mc^R(E_\mu)}
\end{aligned}$$

$$w(p_T^2, \phi, \varphi, \cos\vartheta, M_{\pi\pi}, E_\mu) = w(p_T^2) \cdot w(\phi) \cdot w(\varphi) \cdot w(\cos\vartheta) \cdot w(M_{\pi\pi}) \cdot w(E_\mu)$$

Le résultat pour la détermination de la forme de la distribution en E_{miss} non exclusive est présenté sur la figure 5.24 pour 4 bins en Q^2 et 1 bin en p_T^2 ($p_T^2 \in [0.25, 0.35]$ GeV²/c⁴) et sur la figure 5.27 pour les 3 bins en x_{Bj} (en 2007). La fonctionnelle choisie pour décrire le bruit non exclusif est correcte sauf pour le premier bin en x_{Bj} , nous y reviendrons dans la présentation des résultats sur le bruit de fond.

5.2.4 Contribution supplémentaire pour les données 2007

La simulation des données de 2007 ne reproduit pas la présence d'événements à $E_{miss} < -4$ GeV. Notre hypothèse actuelle est que ces événements seraient causés par une mauvaise association entre l'énergie mesurée dans la BMS et la trace faisceau reconstruite par le télescope faisceau. Il serait donc logique que cet effet ne soit pas reproduit par la simulation puisque la mesure de l'énergie du faisceau par la BMS n'est pas simulée².

Si μ_1 est le muon qui a initié l'interaction, μ_2 celui qui a été détecté, X_i le 4-vecteur manquant reconstruit avec le muon i et $E_{miss;i}$ l'exclusivité calculée pour le muon i ($i = 1, 2$) :

$$\begin{aligned}
X_2^2 &= (\mu_2 + p - \rho - \mu')^2 \\
&= \mu_2^2 + (p - \rho - \mu')^2 + 2\mu_2(p - \rho - \mu') \\
&= \mu_1^2 + (p - \rho - \mu')^2 + 2\mu_1(p - \rho - \mu') + 2(\mu_2 - \mu_1)(p - \rho - \mu') \\
&= X_1^2 + 2(\mu_2 - \mu_1)(p - \rho - \mu')
\end{aligned}$$

Si on suppose que les 2 muons sont alignés sur l'axe horizontal, $\mu_2 - \mu_1 = \delta\mu_1$.

²L'écart entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite du faisceau dépend donc uniquement de la résolution mesurée de la BMS.

$$\begin{aligned}
X_2^2 &= X_1^2 + 2\delta\mu_1(E_{p'} - \mu_1) - 2\delta\mu_1(P_{p'_z} - \mu_1) \\
&= X_1^2 + 2\delta\mu_1(E_{p'} - P_{p'_z}) \\
&= X_1^2 + 2\delta\mu_1 \frac{M_P^2 + P_{p'_x}^2 + P_{p'_y}^2}{E_{p'} + P_{p'_z}} \\
&\simeq X_1^2 + 2(E_{\mu_2} - E_{\mu_1}) \cdot M_P
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{miss;2} &= \frac{X_2^2 - M_P^2}{2M_P} \\
&\simeq \frac{X_1^2 + 2(E_{\mu_2} - E_{\mu_1})M_P - M_P^2}{2M_P} \\
&\simeq E_{miss;1} + E_{\mu_2} - E_{\mu_1}
\end{aligned}$$

La différence d'énergie entre le muon de l'interaction et celui reconstruit impacte directement E_{miss} et les événements à $E_{miss} < -4$ GeV correspondent donc au cas où le muon reconstruit à une énergie plus faible que le muon de l'interaction. De même les événements dans lesquels le muon mesuré a une énergie plus élevée que le muon de l'interaction peuplent les grands E_{miss} mais nous ne pouvons pas les isoler à cause des événements inélastiques. Ce phénomène est absent dans les simulations, c'est pourquoi nous devons ajouter une nouvelle contribution à notre paramétrisation du spectre en E_{miss} afin de prendre en compte ce phénomène. Pour cela nous devons comprendre quelle forme $\mathcal{D}_{bad-inc-\mu}$ doit être ajoutée à la distribution en E_{miss} de tels événements. En supposant que cet effet affecte les événements indépendamment de l'énergie du muon qui a initié l'interaction et indépendamment de l'énergie du muon mesurée, la distribution en E_{miss} de tels événements est la distribution en E_{miss} convoluée par la distribution en énergie du faisceau. Nous connaissons grâce aux données, la distribution en énergie du faisceau, c'est une gaussienne de largeur 5.2 GeV, la distribution $\mathcal{D}_{bad-inc-\mu}$ vaut donc

$$\begin{aligned}
\mathcal{D}_{bad-inc-\mu}(E_{miss}) &= \int e^{\frac{(E_{miss}-E'_{miss})^2}{5.2}} \cdot [A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{excl}(E'_{miss}) + \\
&\quad A_{non-excl} \cdot \mathcal{D}_{non-excl}(E'_{miss})] dE'_{miss}
\end{aligned}$$

Bien que cet effet ne soit pas reproduit par la simulation, la forme $\mathcal{D}_{bad-inc-\mu}$ n'a aucun paramètre libre puisqu'elle dépend des formes \mathcal{D}_{excl} et $\mathcal{D}_{non-excl}$ ainsi que des amplitudes A_{excl} et $A_{non-excl}$. La forme $\mathcal{D}(E_{miss})$ que nous ajustons sur les données est finalement

$$\mathcal{D}(E_{miss}) = A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{excl}(E_{miss}) + A_{non-excl} \cdot \mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss}) + \quad (5.31)$$

$$A_{bad-inc-\mu} \cdot \mathcal{D}_{bad-inc-\mu}(E_{miss}) \quad (5.32)$$

où A_{excl} , $A_{non-excl}$ et $A_{bad-inc-\mu}$ sont les seuls coefficients à ajuster. Finalement, nous considérons les événements dont l'énergie du muon incident est mal déterminée comme du bruit de fond.

5.2.5 Résultats de la correction à une ou deux variables

En Q^2 et p_T^2

Les figures 5.23 (5.24) montrent l'ajustement de la forme \mathcal{D}_{excl} ($\mathcal{D}_{non-excl}$) sur les événements simulés de catégorie 1 (3) pour des bins (Q^2, p_T^2) . Les 6 paramètres extraits de ces ajustements sont ensuite utilisés pour extraire la fraction de signal dans les données en ajustant la paramétrisation de la distribution en E_{miss} (Eq.5.32) sur les données réelles.

Les figures 5.25 (5.26) montrent la bonne qualité des 16 (20) ajustements pour l'ensemble des bins (Q^2, p_T^2) en 2004 (2007). On vérifie que la fraction de signal diminue quand Q^2 ou p_T^2 augmentent comme nous l'avons montré au chapitre 4. On remarque aussi les formes typiques du bruit de fond en E_{miss} , assez plat en 2004 et décroissant en 2007 quand E_{miss} augmente. Cela est relié aux *acceptances* différentes du spectromètre en 2004 et 2007.

En x_{Bj}

Comme nous l'avons remarqué, la distribution en E_{miss} à petits x_{Bj} ne peut pas être paramétrée par la forme $\mathcal{D}_{non-excl}(E_{miss})$ (Eq. 5.27) comme on le voit figure 5.27. Cette forme particulière de la distribution en E_{miss} est présente dans les données et dans les simulations PYTHIA, cette caractéristique ne reflète donc pas un défaut dans la simulation. C'est la fonction que nous avons choisie qui n'est pas adaptée pour décrire le bruit de fond pour ce domaine en x_{Bj} . Puisque nous sommes intéressés par la quantité de bruit de fond dans la région $E_{miss} \in [-2.5, 2.5]$, seule la gamme $E_{miss} \in [-10, 6]$ GeV est utilisée pour extraire la quantité de signal dans les données.

En $\cos \vartheta$

La figure 5.31 montrent que le bruit de fond non exclusif est maximum à $\cos \vartheta \simeq 0$. Le bruit lié à la mauvaise détermination de l'énergie du muon incident est plat, ce comportement est attendu car la détermination de l'angle ϑ n'utilise que les 4-impulsion des pions et est donc indépendant de l'énergie du muon incident.

En φ

La figure 5.29 montre que le bruit de fond non exclusif et lié à la mauvaise détermination de l'énergie du muon incident est constant. L'angle φ est lui aussi déterminé avec les 4-impulsion des pions.

En ϕ

La figure 5.30 montre la détermination du bruit de fond pour l'angle ϕ . On remarque que le bruit de fond lié à la mauvaise détermination de l'énergie du muon incident est plus grand à $\phi = 0$ et $\phi = 2\pi$ qu'à $\phi = \pi$ que ce soit pour 2004 ou 2007. On peut simuler cet effet en générant un échantillon d'événements dont la distribution en ϕ est plate. Plutôt que d'utiliser l'énergie du muon incident reconstruite par la simulation pour calculer les

variables cinématiques, nous affectons au muon une énergie aléatoire E'_μ dont la probabilité $p(E'_\mu)$ correspond à la distribution en énergie des données réelles. Alors comme le montre la figure 5.35 (à gauche), nous obtenons un excès d'événements à $\phi \simeq 0$ et à $\phi \simeq 2\pi$ pour $E_{miss} < 0$ et un excès à $\phi \simeq \pi$ pour $E_{miss} > 0$. Il faudrait donc que la forme de ce bruit de fond $\mathcal{D}_{bad-inc-\mu}(E_{miss})$ change en fonction de ϕ ce qui n'est pas le cas. Aussi nous ne pouvons pas considérer que cette correction soit correcte en fonction de ϕ . Ainsi, les résultats concernant les éléments de matrice extraits des distributions en ϕ ne seront pas fiables.

En ($\phi - \phi_S$)

L'effet cité précédemment n'a pas d'impact sur la correction en ($\phi - \phi_S$). Nous voyons que les bruits non exclusifs et liés à l'énergie du muon sont plats en ($\phi - \phi_S$) (Fig.5.32).

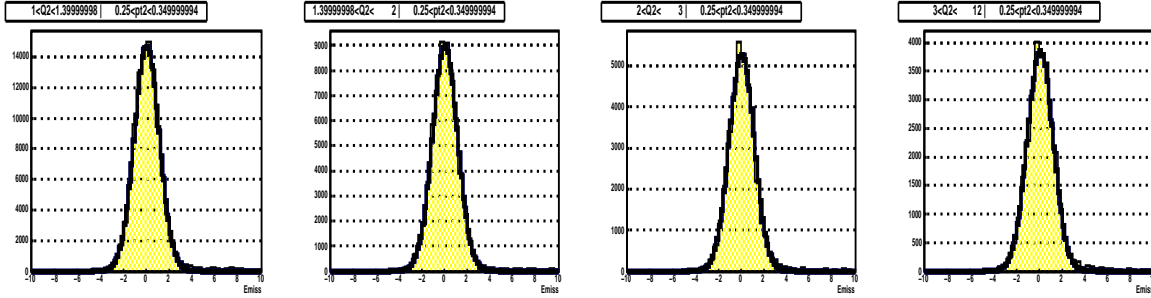


FIG. 5.23 – Détermination de la forme \mathcal{D}_{excl} sur les distributions en E_{miss} des événements simulés de première catégorie. Les quatre figures correspondent aux quatre bins en Q^2 pour $p_T^2 \in [0.25, 0.35] \text{ GeV}^2/c^2$.

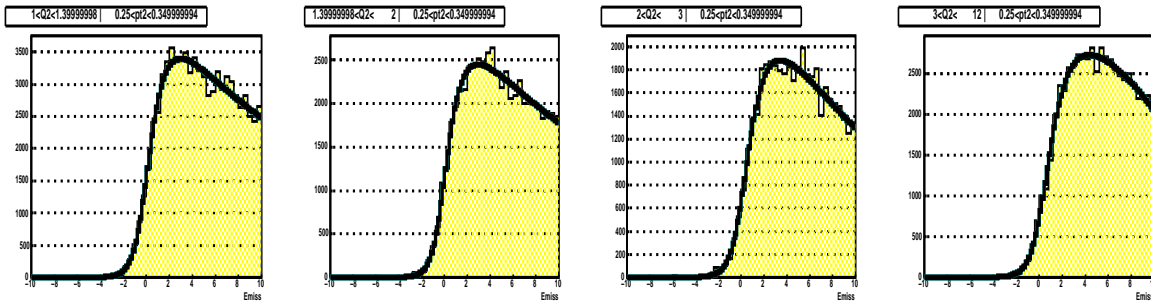


FIG. 5.24 – Détermination de la forme $\mathcal{D}_{non-excl}$ sur les distributions en E_{miss} des événements simulés de troisième catégorie. Les quatre figures correspondent aux quatre bins en Q^2 pour $p_T^2 \in [0.25, 0.35] \text{ GeV}^2/c^2$.

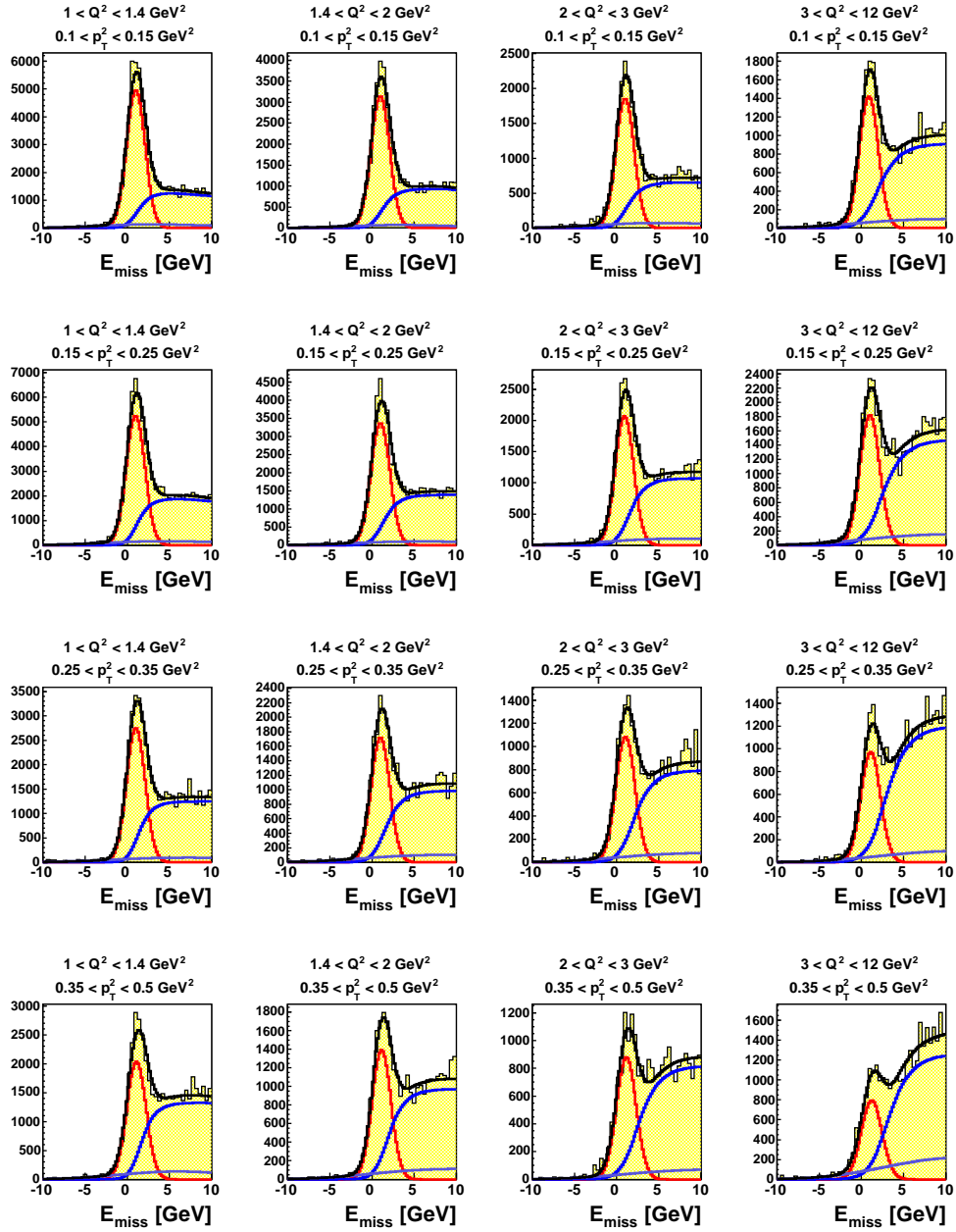


FIG. 5.25 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond sur les données en fonction de Q^2 et p_T^2 en 2004.

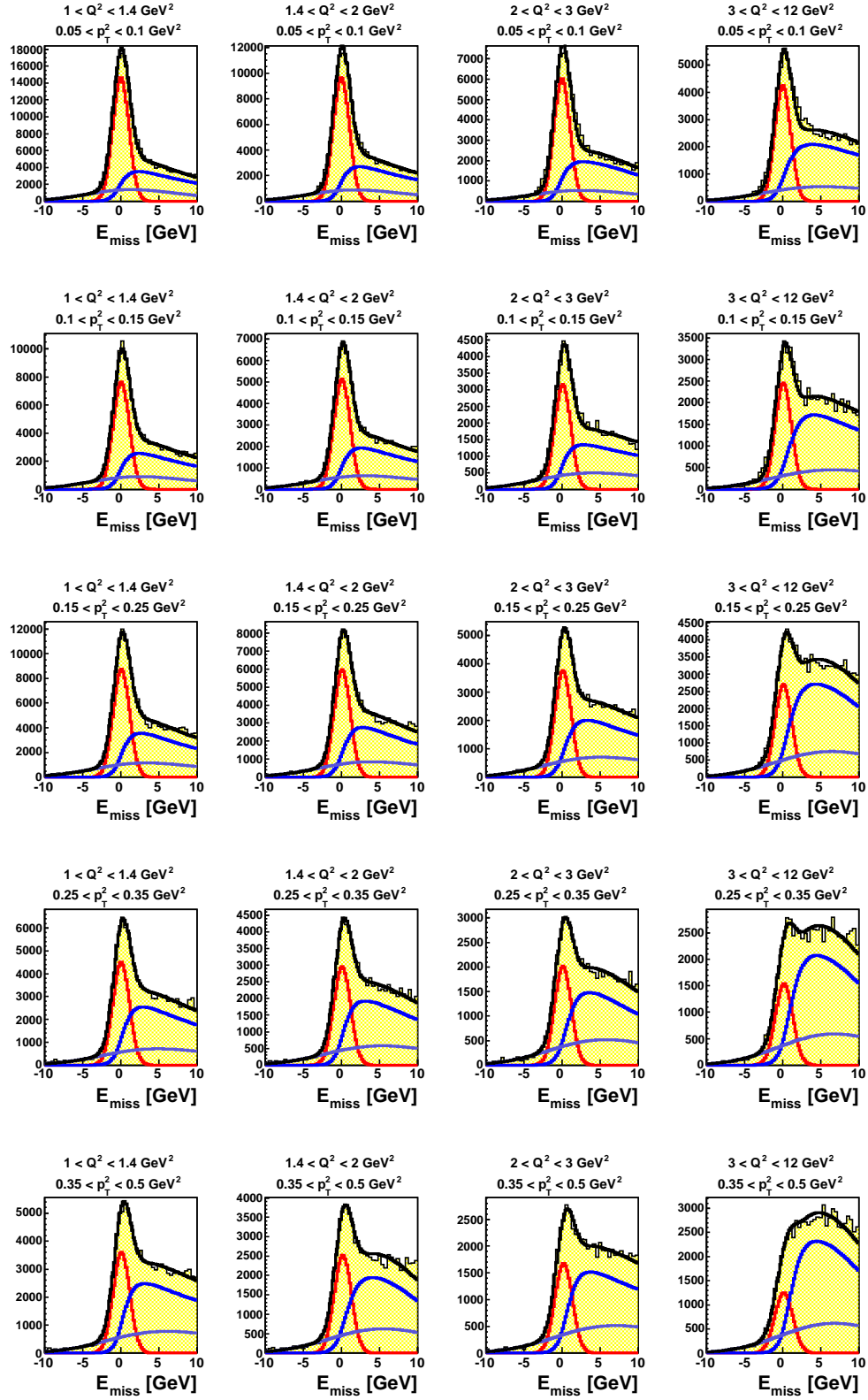


FIG. 5.26 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond sur les données en fonction de Q^2 et p_T^2 en 2007.

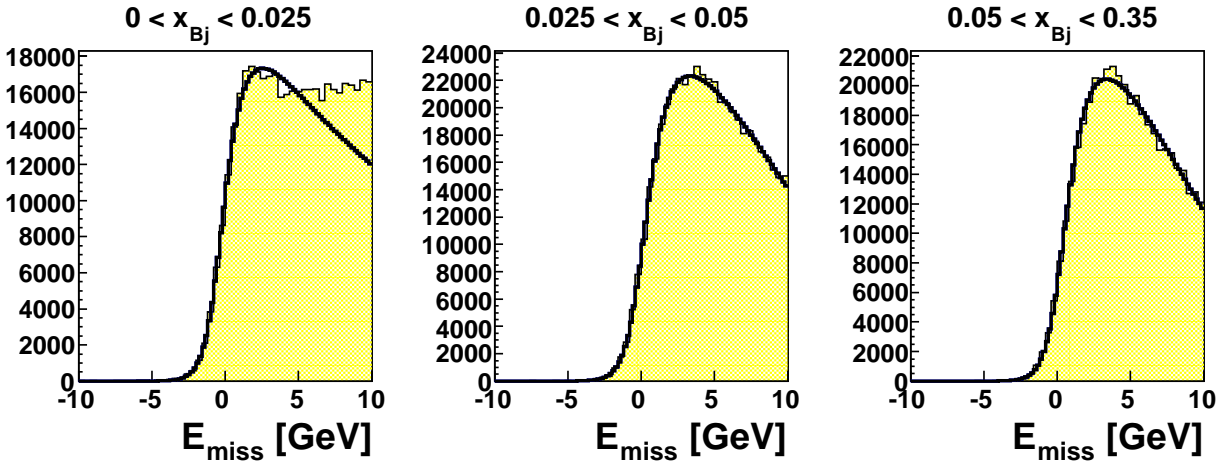


FIG. 5.27 – Détermination de la forme $\mathcal{D}_{non-excl}$ sur les distributions en E_{miss} des événements simulés de troisième catégorie. Les trois figures correspondent aux trois bins en x_{Bj} .

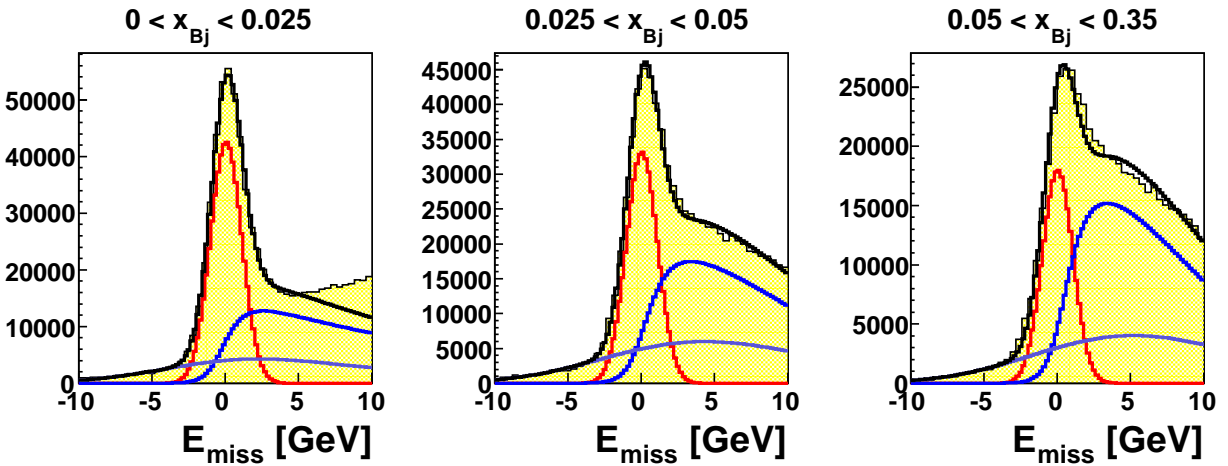


FIG. 5.28 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond pour les trois bins en x_{Bj} pour 2007.

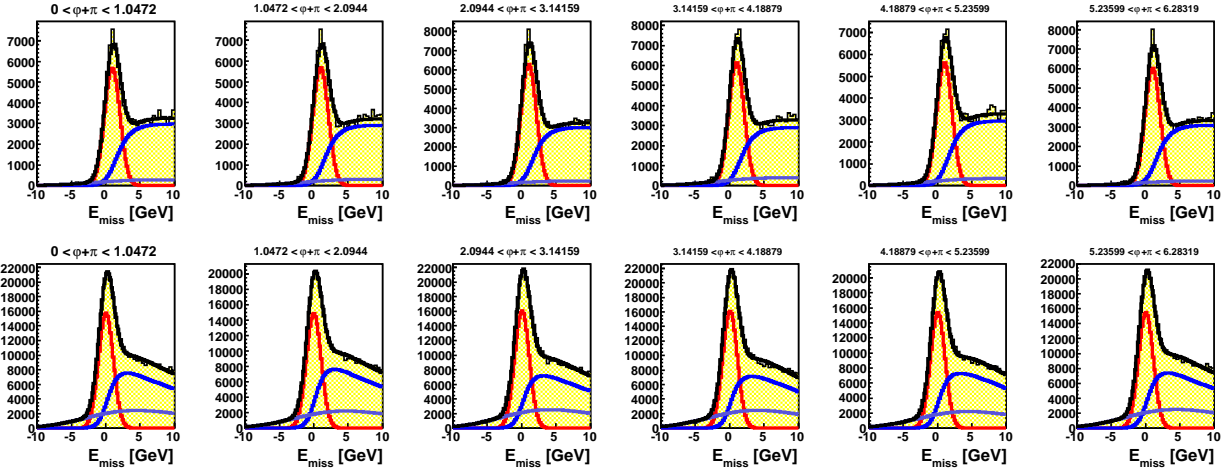


FIG. 5.29 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de φ sur les données en 2004 (en haut), et 2007 (en bas).

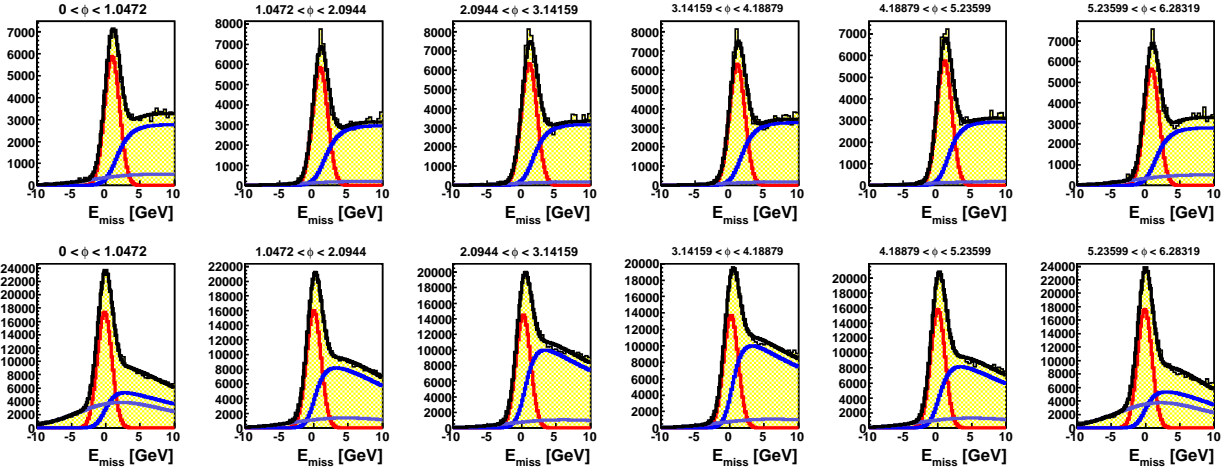


FIG. 5.30 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de ϕ sur les données en 2004 (en haut), et 2007 (en bas).

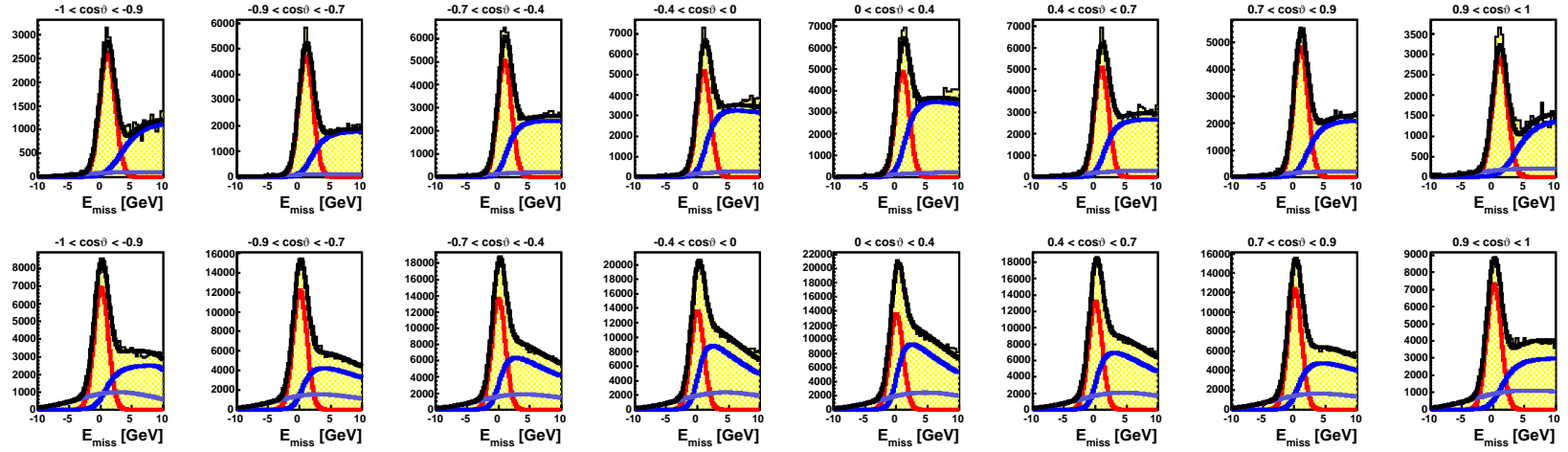


FIG. 5.31 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de $\cos\vartheta$ sur les données 2004 (en haut), et 2007 (en bas).

101

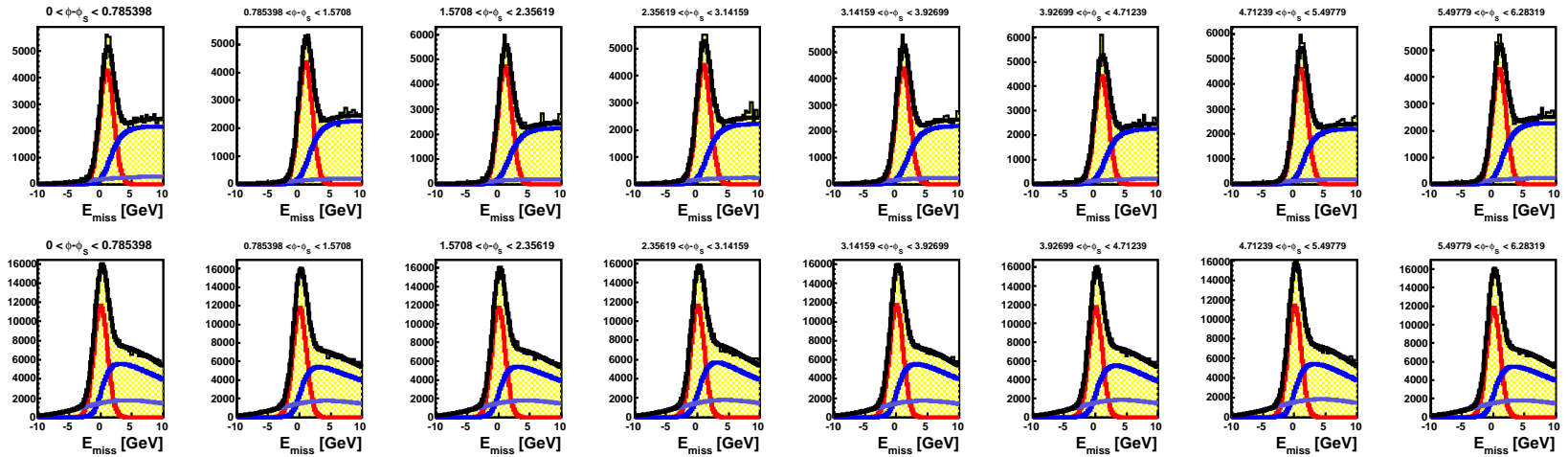


FIG. 5.32 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de $\phi - \phi_S$ sur les données 2004 (en haut), et 2007 (en bas).

Résumé

La figure 5.37 résume les fractions d'événements de production exclusive de ρ en fonction de toutes les paires de variables utilisées dans l'analyse.

5.2.6 Correction à trois variables

Jusqu'à présent le signal exclusif extrait est le résultat de l'ajustement simultané du signal exclusif et du bruit de fond sur les données dans un bin à une ou deux variables.

Respectivement, pour l'ensemble de la statistique du jeu de données, pour chaque bin dans une variable et pour chaque bin dans un couple de 2 variables on connaît précisément les nombres \mathcal{R}_0 , $\mathcal{R}_1(x)$ et $\mathcal{R}_2(x, y)$ qui correspondent au rapport de l'intégrale du signal exclusif sur le nombre total d'événements dans l'échantillon considéré :

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_0 &= \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss})dE_{miss}}{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss})dE_{miss}} \times \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss})dE_{miss}}{\int_{-2.5}^{+2.5} \mathcal{D}(E_{miss})dE_{miss}} \\ \mathcal{R}_1(x) &= \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss}, x)dE_{miss}}{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x)dE_{miss}} \times \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x)dE_{miss}}{\int_{-2.5}^{+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x)dE_{miss}} \\ \mathcal{R}_2(x, y) &= \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} A_{excl} \cdot \mathcal{D}_{Exclusif}(E_{miss}, x, y)dE_{miss}}{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x, y)dE_{miss}} \times \frac{\int_{E_0-2.5}^{E_0+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x, y)dE_{miss}}{\int_{-2.5}^{+2.5} \mathcal{D}(E_{miss}, x, y)dE_{miss}}\end{aligned}$$

Nous remarquons que :

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_1(x) &= \mathcal{R}_0(1 + E_1(x)) \\ \mathcal{R}_2(x, y) &= \mathcal{R}_0(1 + E_2(x, y)) \simeq \mathcal{R}_0(1 + E_1(x) + E_1(y))\end{aligned}$$

La deuxième partie de la dernière équation reviendrait à négliger les corrélations à deux variables.

Nous avons vu que le nombre d'événements dont nous disposons ne permet pas de faire une analyse de E_{miss} sur un bin à plus de deux variables. Cependant, il est nécessaire lors de l'extraction de certaines observables, de calculer la correction de bruit de fond dans des bins à trois variables. Aussi un facteur correctif multiplicatif est appliqué pour corriger de la présence du bruit de fond à 3 variables. Etant muni de tous les rapports dans les bins à une et deux variables, on estime la correction à 3 variables, en négligeant les corrélations à 3 variables par :

$$\mathcal{R}_3(x, y, z) = \mathcal{R}_2(x, y) + \mathcal{R}_2(y, z) + \mathcal{R}_2(x, z) - \mathcal{R}_1(x) - \mathcal{R}_1(y) - \mathcal{R}_1(z) + \mathcal{R}_0$$

Afin de vérifier que notre approximation est correcte, nous avons extrait l'observable $u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$ (cf chap. 6.2.1) dans des bins à trois variables $(Q^2, p_T^2, \cos\vartheta)$, nécessitant ainsi

une correction de bruit de fond à trois variables. Nous avons ensuite intégré cette observable sur p_T^2 afin d'obtenir $u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de Q^2 , que nous avons comparé aux valeurs obtenues directement en fonction de bins à deux variables ($Q^2, \cos \vartheta$). Les différences entre ces deux extractions étaient bien inférieures à l'erreur obtenue, confirmant ainsi que les corrélations à trois variables sont négligeables.

5.2.7 Erreurs systématiques

L'erreur systématique que nous affectons à la soustraction de bruit de fond doit prendre en compte plusieurs contributions. Tout d'abord, les événements de dissociation diffractive ont été négligés, ces événements ne modifient pas les observables tant que la fraction $N_{exclusifs}/N_{dd}$ reste constante. Par ailleurs, si cette contribution n'était pas négligeable, nous observerions un excès d'événements à $E_{miss} \in [1, 3]$ que nos fits ne pourraient pas prendre en compte. L'absence de ces excès est une indication que ces événements sont relativement rares. Le reste de l'erreur systématique représente les problèmes inhérents aux simulations, la physique décrite par PYTHIA, la description du spectromètre dans GEANT, ainsi que l'extraction du bruit de fond associé à la mauvaise détermination de l'énergie du muon incident. Nous considérons finalement que nous déterminons la quantité de bruit de fond dans chaque bin avec une précision de 5%. Dans le cas du bruit de fond à 3 variables, nous doublons cette erreur ($\Rightarrow 10\%$) afin d'englober notre ignorance sur les corrélations à trois variables dans le bruit de fond. Ces erreurs systématiques sont prises en compte dans l'analyse des observables finales (chap. 6). Elles sont sommées quadratiquement avec les erreurs statistiques.

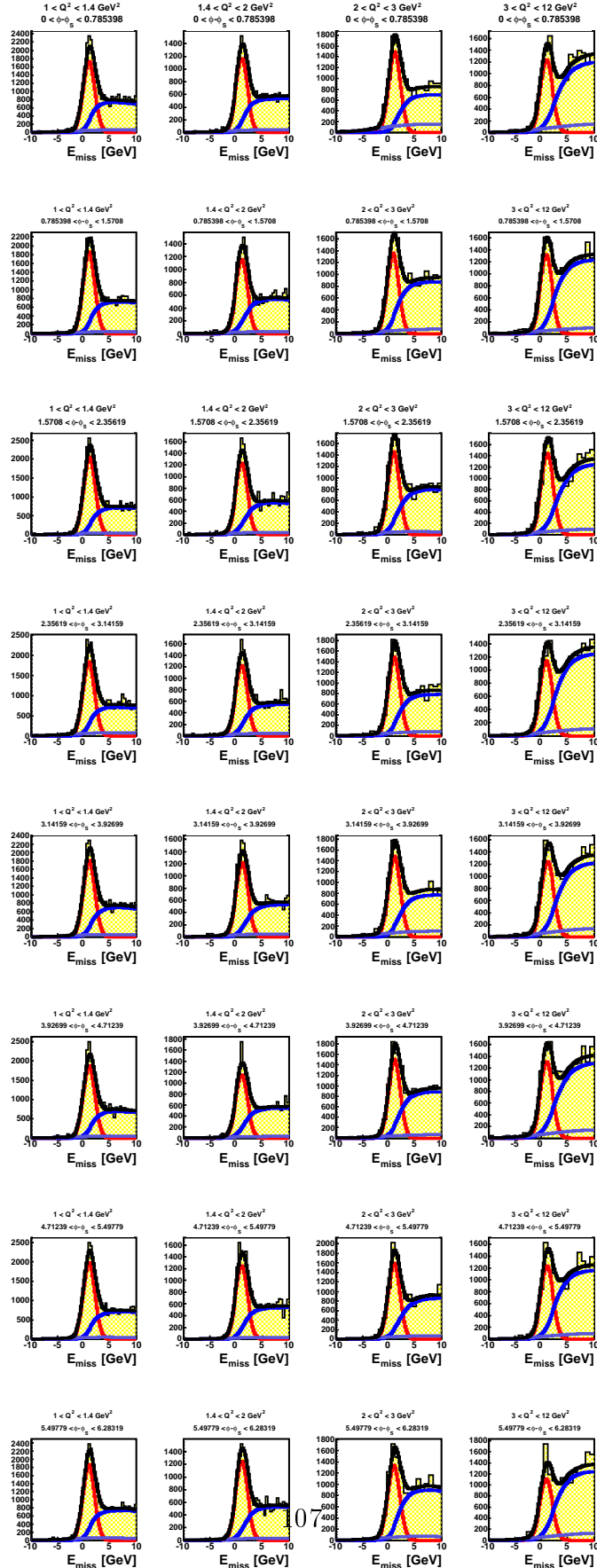


FIG. 5.33 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de Q^2 et ϕ_S sur les données 2004.

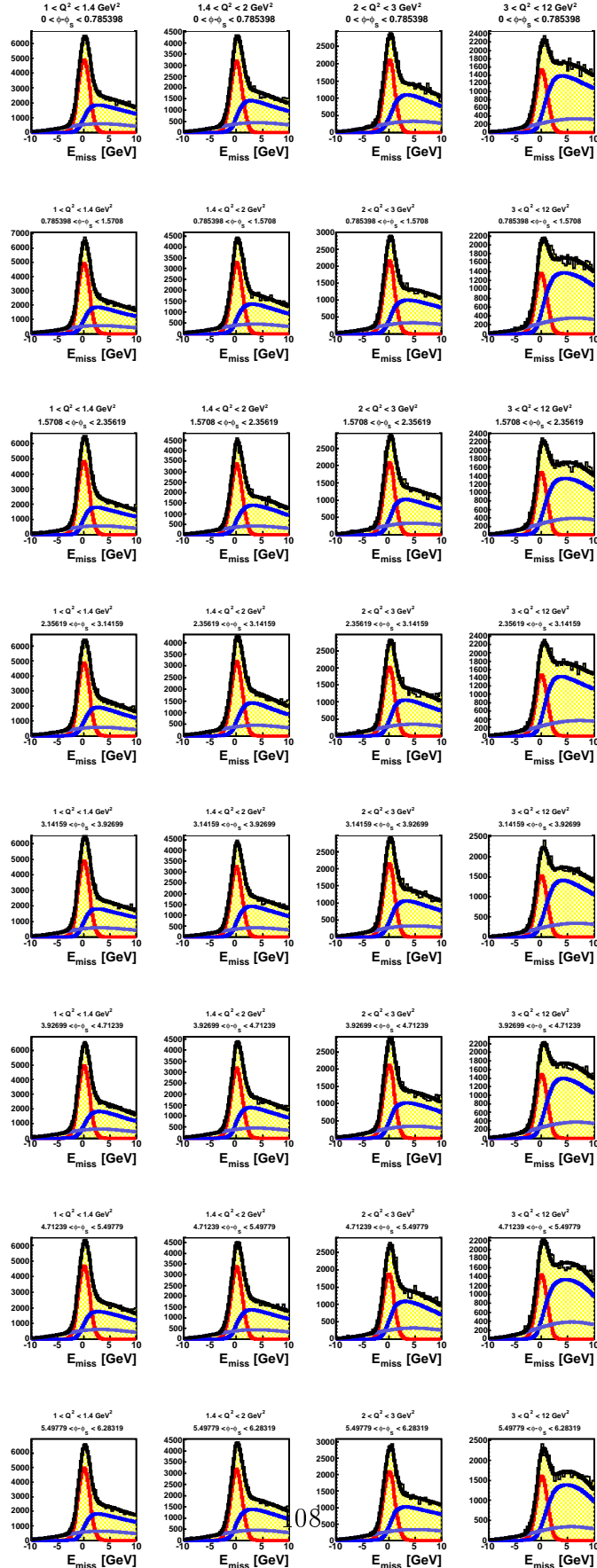


FIG. 5.34 – Ajustement du signal exclusif et du bruit du fond en fonction de Q^2 et ϕ_S sur les données 2007.

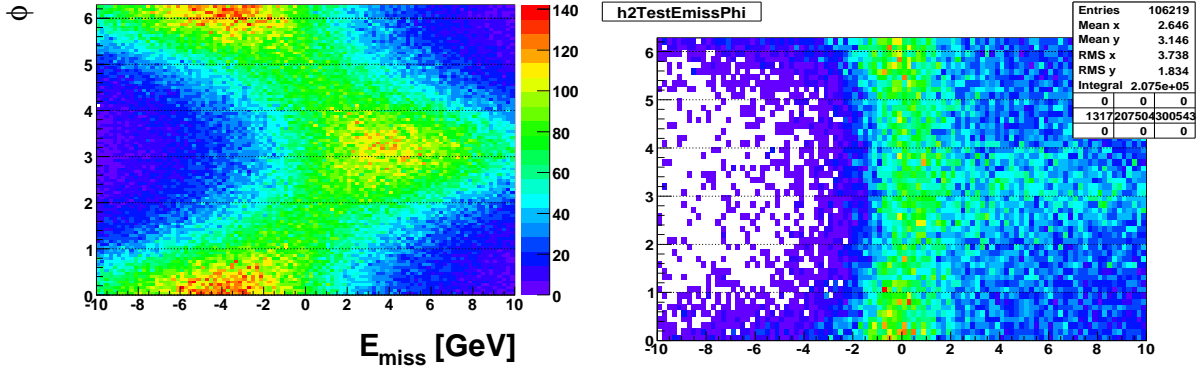


FIG. 5.35 – A gauche, simulation de la corrélation entre E_{miss} et l'angle ϕ . La distribution initiale en ϕ est plate et l'énergie du muon incident est tirée aléatoirement dans la distribution de l'énergie du faisceau. A droite, observation de la corrélation entre E_{miss} et l'angle ϕ sur les données 2007.

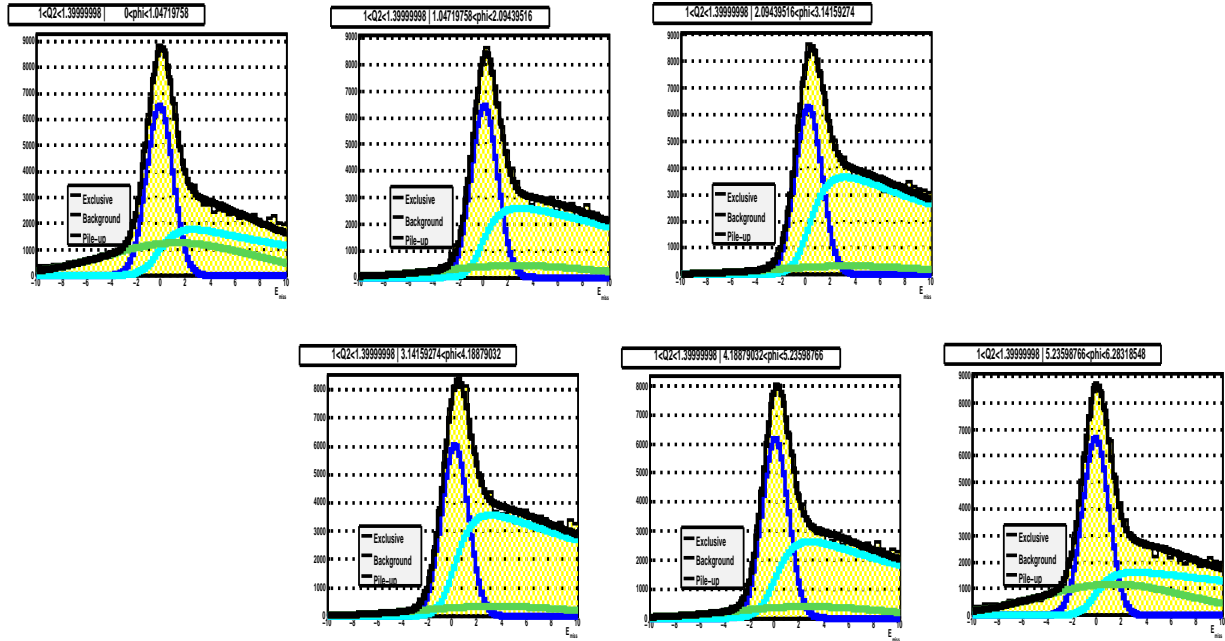


FIG. 5.36 – Ajustement du signal exclusif et de bruit du fond en fonction de ϕ_S sur les données 2007. Les six figures correspondent aux six bins en ϕ pour $Q^2 \in [1., 1.4] \text{ GeV}^2/c^4$.

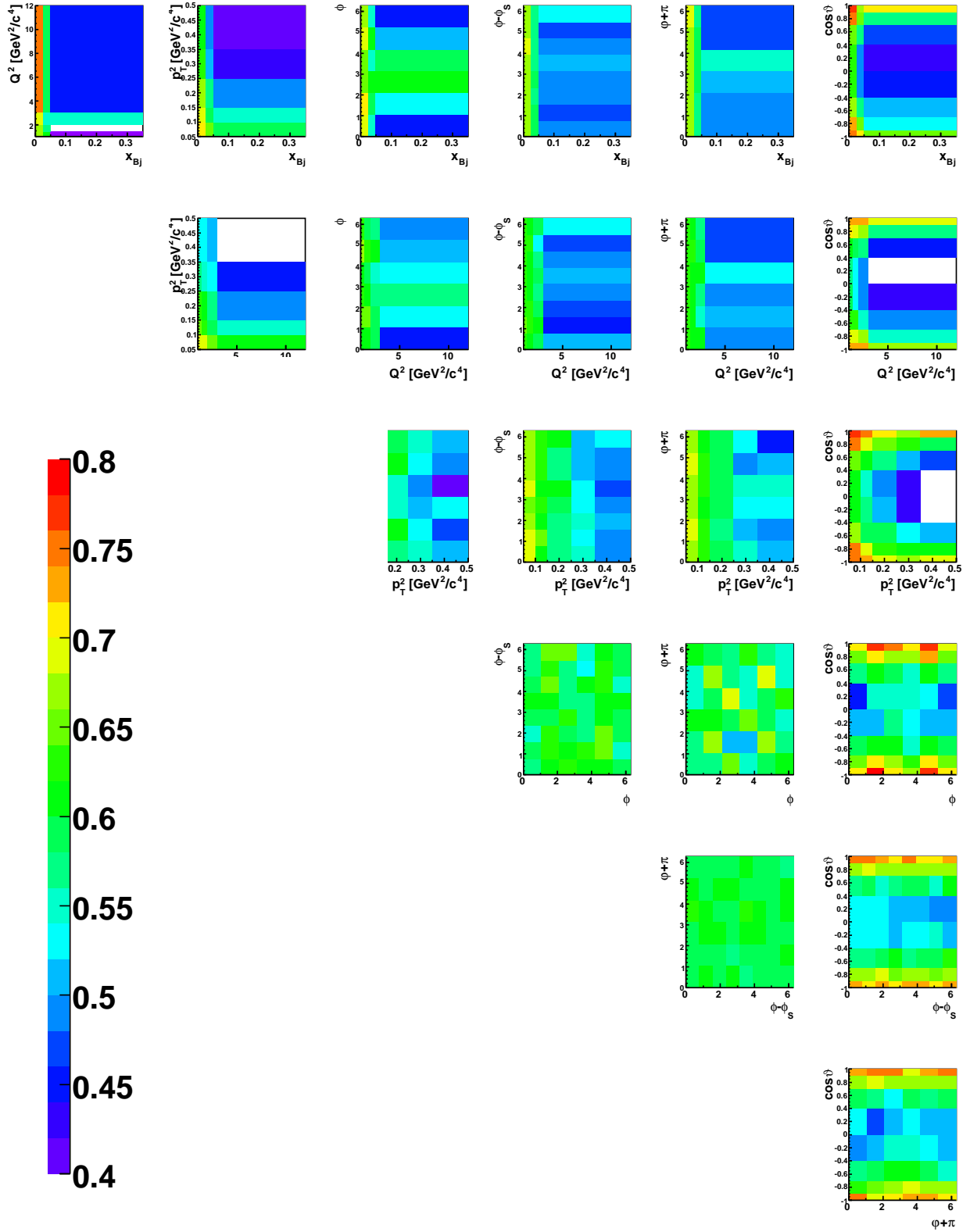


FIG. 5.37 – Fraction de signal dans les données pour les différentes paires de variables.

5.3 Décalage des positions du pic d'exclusivité en 2004

Les données de 2004 et de 2007 montrent des différences sur les variables ϕ et E_{miss} . C'est pourquoi nous avons étudié ces deux variables sur tout le jeu de données de 2004 pour la cible polarisée longitudinalement notée "2004 longitudinal" et pour la cible polarisée transversalement notée "2004 tranverse".

En effet les périodes longitudinale de 2004 W22 \rightarrow W37 et transverse de 2007 ont le pic d'exclusivité centré en $E_{miss} \simeq 0$ GeV et ont une dépendance en ϕ similaire (Fig.5.38); l'excès d'événements en $\phi \simeq \pi$ est expliqué par les *acceptances* différentes de 2004 et 2007. En revanche, les autres périodes (2004 transverse et 2004 longitudinal W38 W39 W40) présentent un pic d'exclusivité décalé de +1 GeV et une distribution plutôt plate en ϕ . La valeur centrale du pic d'exclusivité pour les différentes périodes de prise de données est indiquée sur la figure 5.39. Il est important de noter que les données de 2007 qui constituent la majeure partie des événements est peu affectée : en effet les valeurs de E_{miss} sont aussi affectées par le bruit de fond. La figure 5.38 reporte la valeur moyenne du centre du pic gaussien du signal lors de l'extraction du bruit de fond : très proche de 1 GeV en 2004 transverse et 0.03 GeV en 2007 transverse. Ceci s'observe aisément sur les figures 5.25 et 5.26.

Le décalage observé provient certainement d'un biais sur certaines des impulsions qui entrent dans le calcul de E_{miss} . Sur la figure 5.40, nous avons représenté la corrélation entre E_{miss} et l'énergie du muon diffusé. Il apparaît un décalage presque indépendant de l'énergie du muon diffusé qu'il est difficile de reproduire en faisant une erreur sur l'intégrale de champ utilisée pour le calcul de l'impulsion du muon diffusé. Par contre, une erreur systématique sur la mesure de l'impulsion des muons du faisceau pourrait tout à fait produire une telle distribution. Nous avons choisi cette interprétation pour tenter de corriger les données.

Ainsi, nous soustrayons une valeur constante de 1GeV à l'impulsion des muons incident. Cela modifie la détermination de la direction et l'énergie du photon virtuel. Par contre, les impulsions du muon sortant et du ρ sont inchangées. Ainsi les valeurs de ϕ , p_T^2 et Q^2 sont modifiées. La figure 5.40 indique la distribution en ϕ après correction. La distribution obtenue est similaire aux données de 2004 longitudinal et l'amplitude induite par ce changement d'impulsion est en accord avec l'amplitude attendue donnée par une simulation de cet effet. Par contre, la raison expérimentale de ce biais systématique sur la mesure d'impulsion du faisceau n'est pas comprise. Elle pourrait également être attribuée à une erreur sur la valeur de l'intégrale de champ de l'aimant SM2 qui est utilisée pour le calcul des impulsions des particules.

Sur la figure 5.41 nous avons représenté le rapport des nombres d'événements issus des fits des distributions en E_{miss} avant et après la correction de 1GeV sur l'impulsion du muon incident pour les variables cinématiques importantes pour les quantités physiques que nous souhaitons extraire par la suite. Nous observons tout d'abord que les distributions en $\phi - \phi_S$ et φ ne sont pas modifiées. En revanche, les distributions en ϕ et p_T^2 sont modifiées. Nous venons de mentionner l'effet important sur la variable ϕ qui rendra difficile la mesure précise des éléments de la matrice densité de spin dépendant de cette variable. L'effet sur la variable p_T^2 montre également un biais qui pourrait se répercuter sur la détermination de la pente en

t de la section efficace.

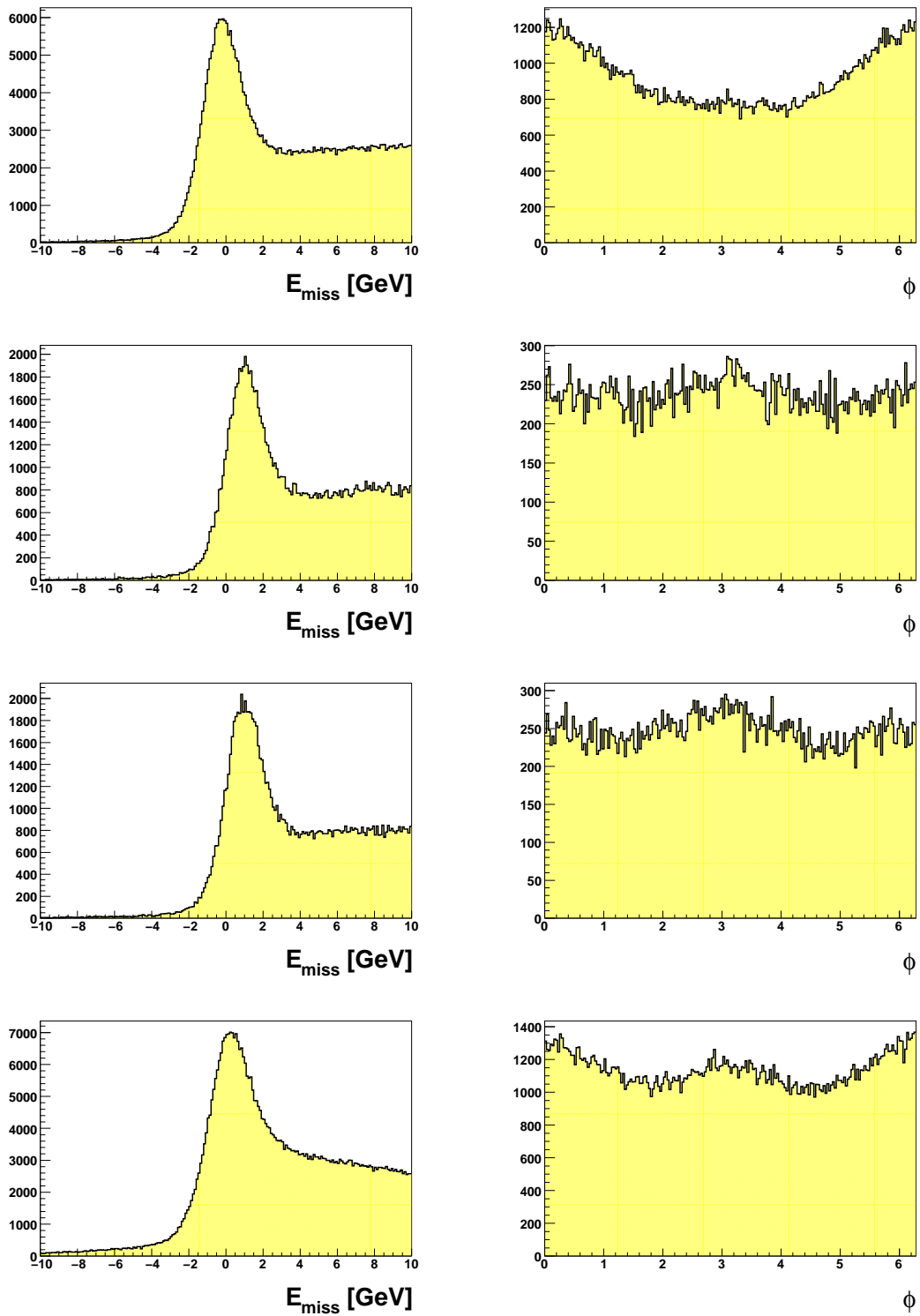


FIG. 5.38 – Distributions en E_{miss} et ϕ pour les données (de haut en bas) 2004 longitudinal périodes 22 → 37, 2004 transverse périodes 33 → 36, 2004 longitudinal périodes 38 → 40, 2007 transverse.

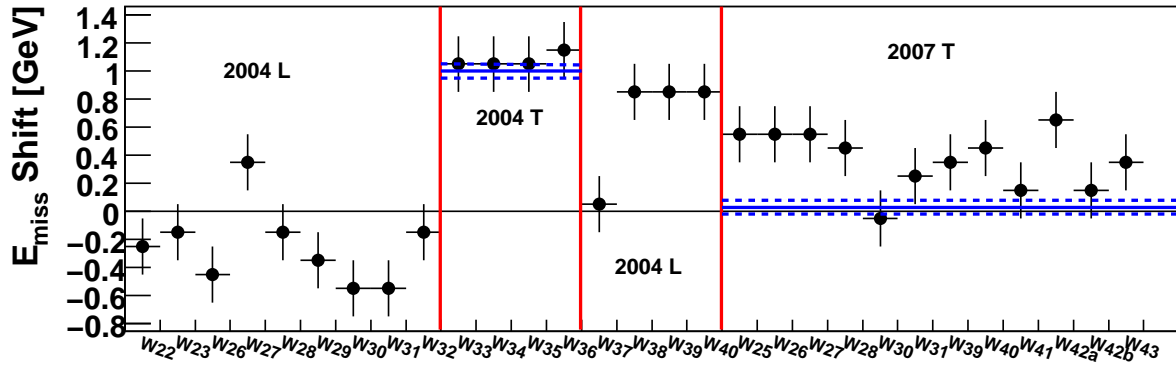


FIG. 5.39 – Valeur centrale du pic d'exclusivité pour les différentes périodes de données. Les lignes bleues montrent les valeurs du centre du pic d'exclusivité obtenues lors de l'extraction du signal exclusif et du bruit de fond.

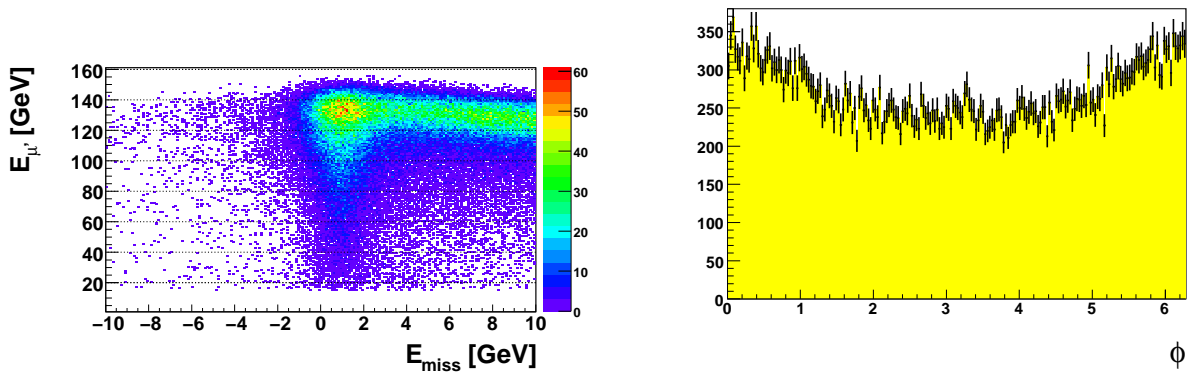


FIG. 5.40 – A gauche, la distribution de E_{miss} en fonction de E'_{μ} et à droite, la distribution en ϕ après avoir retranché 1 GeV à l'énergie du muon incident (jeu de données 2004 transverse).

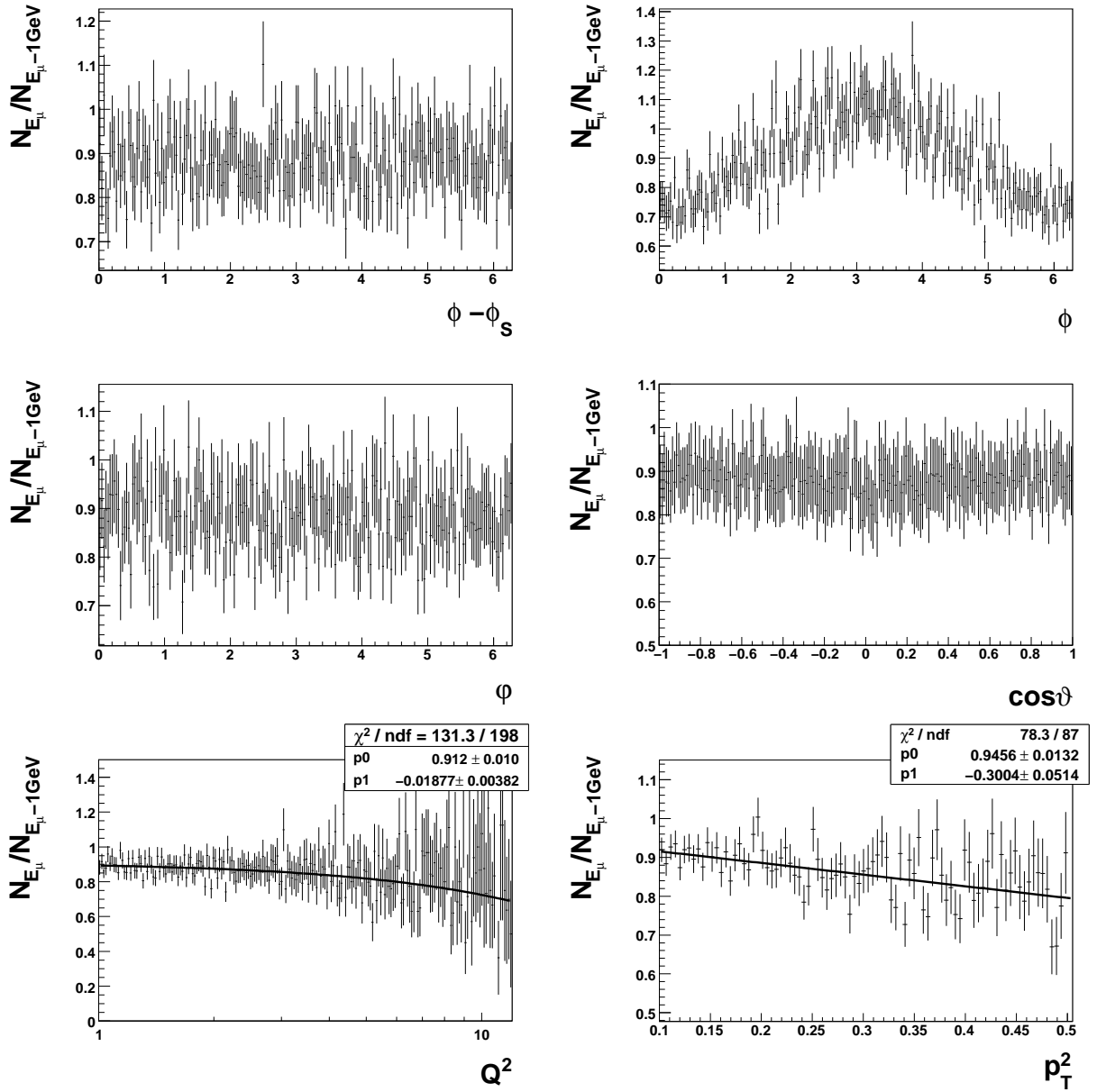


FIG. 5.41 – Rapport des nombres d'événements avant et après la correction de 1 GeV sur le muon incident, pour 2004 transverse, pour les variables $\phi - \phi_S$, ϕ , φ , $\cos\vartheta$, Q^2 et p_T^2 .

Chapitre 6

Résultats

Dans ce chapitre, nous examinons les résultats obtenus pour différentes observables :

1. Dans un premier temps, la pente de la distribution des sections efficaces en fonction de la variable p_T^2 est mesurée et comparée aux résultats des autres expériences.
2. Dans un deuxième temps, sont extraits et comparés aux expériences précédentes plusieurs éléments de la matrice densité de spin. Cette étude est nécessaire pour séparer les parties longitudinale et transverse et elle nous renseigne sur la précision de la conservation de l'hélicité (SCHC).
3. Finalement, nous montrons le résultat obtenu pour l'asymétrie pour une cible transverse par deux méthodes d'analyse ainsi que la séparation transverse-longitudinale. L'asymétrie pour la production de ρ longitudinaux est comparée à un modèle des distributions de partons généralisées.

6.1 Etude de la pente de la distribution en p_T^2

La factorisation de QCD repose sur le fait que, pour Q^2 suffisamment grand, le méson est principalement produit par des petites configurations du photon virtuel qui se couplent faiblement au nucléon. L'amplitude du processus peut alors être calculée perturbativement. L'approche du régime des petites configurations avec l'augmentation de Q^2 peut être vérifiée expérimentalement dans un cadre indépendant de tout modèle et constitue un test crucial du mécanisme de la réaction. La pente en t de la section efficace différentielle est une mesure de la taille transverse de la région d'interaction, reflétant la taille de la cible et celle des composantes hadroniques du photon virtuel contribuant à la production du méson. Q^2 augmentant, les configurations de petites tailles deviennent plus importantes, et on s'attend à une diminution de la pente en t jusqu'à une valeur constante correspondant à la taille du nucléon cible. Ce comportement est observé à HERA, où la pente en t de la production de ρ change d'une valeur de 10 GeV^{-2} à 5 GeV^{-2} quand Q^2 varie de 0 à 10 GeV^2 . Cette dernière valeur est proche de celle de la production de J/Ψ , qui est pratiquement indépendante de Q^2 puisque le J/Ψ est produit par de petites configurations dues aux paires de quarks $c\bar{c}$, même à $Q^2 = 0$.

Pour extraire les pentes de la distribution en p_T^2 , $b(Q^2)$, nous construisons les distributions $N(p_T^2, Q^2)$ corrigées de l'acceptance et du *smearing* pour les 4 bins en Q^2 [1-1.4], [1.4-2], [2-3], [3-12] GeV et les 4 (et 5) bins en p_T^2 pour 2004 (et 2007) définis dans la section 5.1.3. Chaque distribution $N(p_T^2, Q^2)$ est analysée en E_{miss} pour retenir la contribution du signal exclusif, et est nettoyée du bruit de fond comme nous pouvons le voir précisément sur les figures 5.25 et 5.26. Les distributions en t sont montrées sur la figure 6.1 ainsi que les pentes $b(Q^2)$. Nous avons vu lors de la sélection des événements qu'il fallait appliquer une coupure sur les petites valeurs de p_T^2 afin d'éliminer la contribution de la diffusion cohérente sur les noyaux des cibles ${}^6\text{LiD}$ ou NH_3 . Cela a un impact principalement sur le premier point de chaque distribution présentée. C'est pourquoi nous avons choisi de soustraire à chaque premier point, la contamination estimée (voir section 4.4.3) et de lui ajouter (quadratiquement) une erreur systématique égale à la correction appliquée. La fonction par laquelle nous ajustons les distributions est alors une simple exponentielle :

$$f(p_T^2) = N_0 e^{-b(Q^2)p_T^2}$$

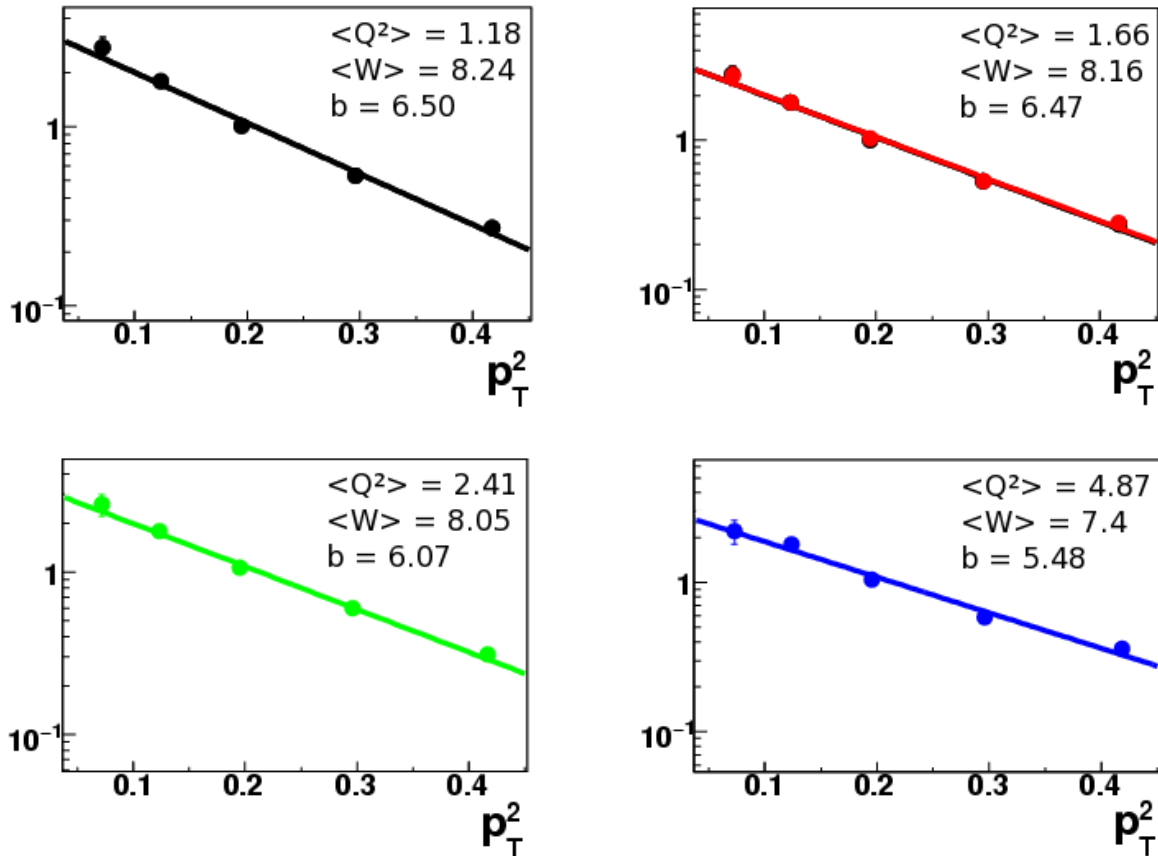


FIG. 6.1 – Les distributions mesurés en p_T^2 pour les 4 bins en Q^2 . Données 2007 transverse.

Les valeurs des pentes obtenues sont indiquées en fonction de $Q^2 + M_V^2$ (où M_V est la masse du méson vecteur, ici le M_ρ) sur la figure 6.2 pour les données 2004 et 2007 transverse. Les valeurs obtenues pour les données de 2004 sont systématiquement plus faibles que les valeurs pour les données de 2007 ; l'effet est de l'ordre de 0.3 GeV^{-2} et est inférieur à l'erreur expérimentale qui contient à la fois l'erreur statistique et l'erreur systématique sur le bruit de fond.

La valeur de $b(Q^2)$ varie de $6.5 \pm 0.3 \text{ GeV}^{-2}$ à $5.5 \pm 0.4 \text{ GeV}^{-2}$ quand $Q^2 + M^2$ passe de 1.8 à 5.5 GeV^2 . A titre indicatif nous avons également indiqué la pente mesurée pour les mesons ϕ pour ces mêmes données. La valeur obtenue est environ constante quand Q^2 varie et vaut $4.5 \pm 0.5 \text{ GeV}^{-2}$.

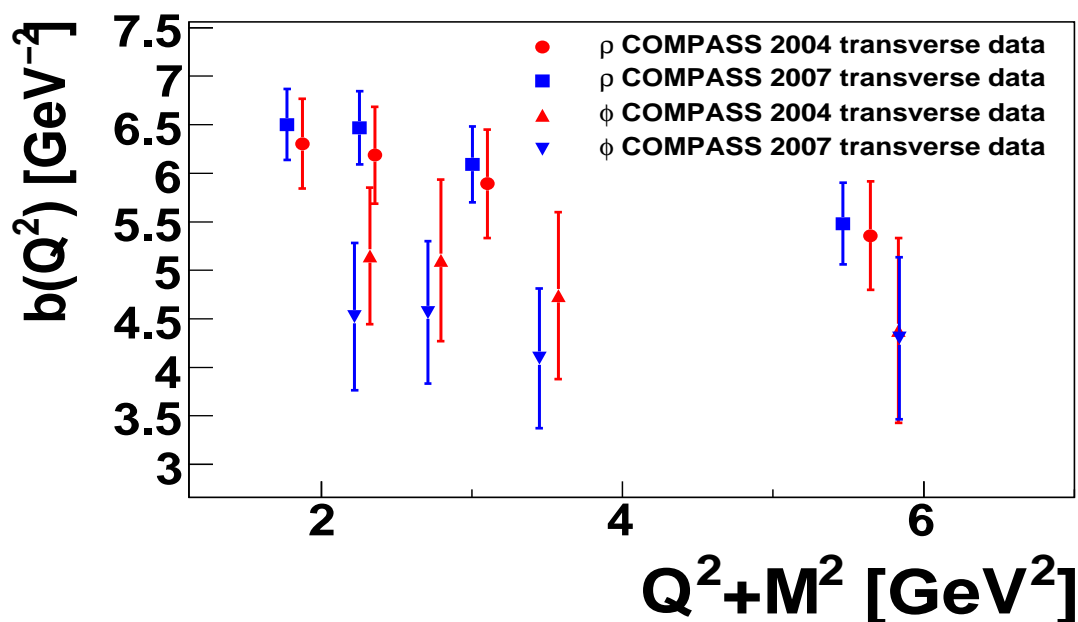


FIG. 6.2 – Résultats pour la production de mésons ρ et ϕ pour les données 2004 et 2007.

La comparaison de nos mesures pour le méson ρ , aux résultats existants est indiquée sur la figure 6.3. Sur cette figure, les points des autres mesures proviennent tous du collisionneur HERA et couvrent une gamme importante en Q^2 . Aux faible valeurs de Q^2 on observe une augmentation de la pente. Nos données confirment cette observation même si la remontée pour les 2 plus petites valeurs de Q^2 que nous mesurons est moins importante que pour les données de H1(95-96) et ZEUS(94-95). En revanche les résultats que nous obtenons pour les 2 plus grandes valeurs de Q^2 sont à moins de 1 écart standard des données très précises de ZEUS(1996-2000 avec 120 pb^{-1}) [26].

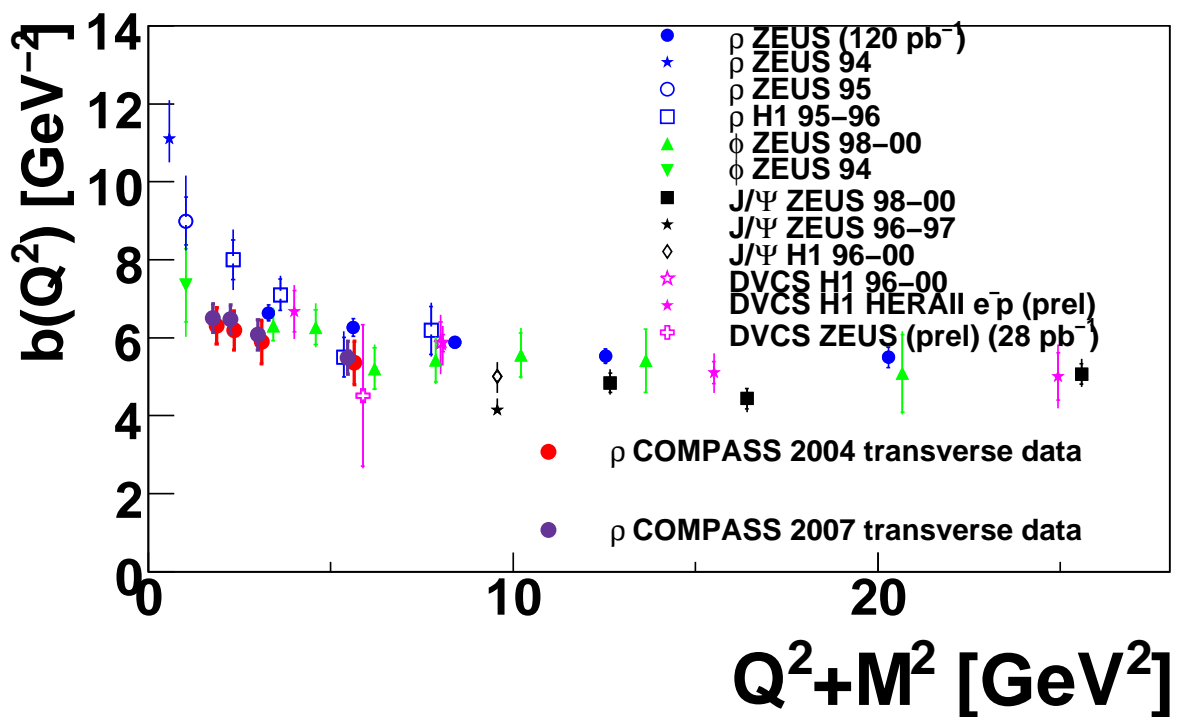


FIG. 6.3 – Comparaison de la pente $b(Q^2)$ obtenue à COMPASS avec les autres expériences.

6.2 Elements de la matrice densite de spin (SDME)

Notre but ici est d'extraire certains éléments de la matrice densité de spin (SDME) en fonction de Q^2 où p_T^2 , c'est pourquoi nous considérons 2 types de bins :

- $N_{Q^2}(Q^2, \text{ plus 1 ou 2 variables angulaires})$
- $N_{P_T^2}(P_T^2, \text{ plus 1 ou 2 variables angulaires})$

Chaque bin N_{Q^2} ou $N_{P_T^2}$ est corrigé de l'acceptance et du *smearing* respectivement en fonction des variables $Q^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, z_{Vertex}$ ou $p_T^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, z_{Vertex}$. Ensuite les populations des bin N_{Q^2} ou $N_{P_T^2}$ sont corrigées du bruit de fond par la méthode développée au chapitre 5.2 pour 2 ou 3 variables.

6.2.1 Eléments de matrice déduits de $W(\cos\vartheta)$

Ici nous considérons les distributions $N_{Q^2}(Q^2, \cos\vartheta)$ ou $N_{P_T^2}(P_T^2, \cos\vartheta)$. Les distributions angulaires sont analysées en $\cos\vartheta$ selon :

$$W(\cos\vartheta) = \cos^2\vartheta W^{LL} + \sqrt{2}\cos\vartheta\sin\vartheta W^{LT} + \sin^2\vartheta W^{TT} \quad (6.1)$$

afin d'extraire les 3 contributions W^{LL}, W^{LT} et W^{TT} . L'intégration sur les variables angulaires ϕ, φ et $\phi - \phi_S$ réalisée par la correction de l'acceptance permet d'écrire (cf Eq. 2.29, 2.31, 2.32 et 2.33) :

$$W(\cos\vartheta) = (u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}) \cos^2\vartheta + \frac{1}{2}(u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) \sin^2\vartheta \quad (6.2)$$

Les résultats pour W^{LL}, W^{LT} et W^{TT} sont présentés sur les figures 6.4 et 6.5 pour les deux jeux de données 2004 et 2007 et pour les différents bins en Q^2 et p_T^2 . On confirme que $\int d\phi d\varphi W^{LT}$ est bien nulle (c'est la courbe verte) ce qui justifie la bonne détermination des acceptances. Nous pouvons alors extraire les SDME $u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$, et $u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}$, mais la deuxième est contrainte par la normalisation de W_{UU} (cf Eq. 2.30) :

$$u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++} = 1 - u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$$

Sur la figure 6.6, la valeur mesurée pour l'élément de matrice $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ est représentée avec et sans soustraction du bruit de fond pour les deux jeux de données en fonction des variables Q^2 et p_T^2 . L'écart observé avant correction du bruit de fond est du au niveau de bruit qui est différent entre les prises de données de 2004 et 2007 principalement à cause de l'ouverture de l'acceptance provenant de l'utilisation du nouvel aimant de polarisation de la cible (à partir de l'année 2006). Les résultats d'une analyse antérieure [50] à ce travail pour les données de 2002 sont également représentés. Ces données ont été prises dans des conditions expérimentales proches de celles de 2004. Les résultats ne sont pas corrigés du bruit de fond et on observe un assez bon accord avec les résultats de 2004 avant correction du bruit. Après la correction du bruit de fond les deux jeux de données 2004 et 2007 deviennent compatibles aussi bien en fonction de Q^2 que de p_T^2 validant ainsi la méthode de correction du bruit de fond que nous avons mise en place.

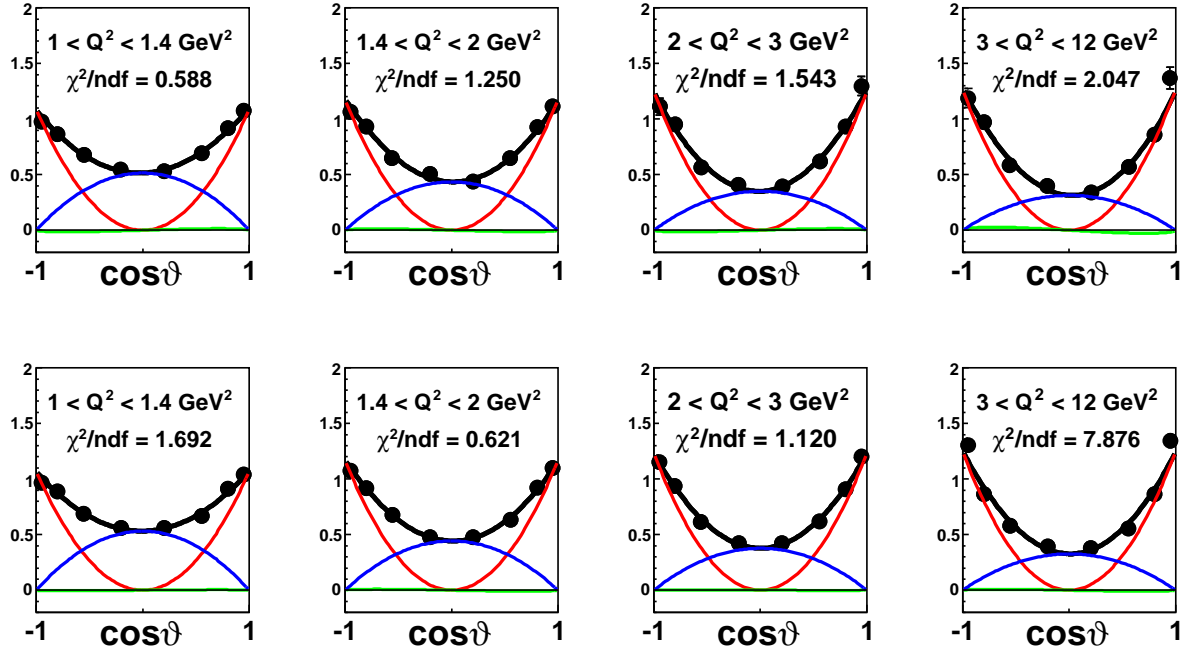


FIG. 6.4 – Extraction des contributions W^{LL} (courbe rouge), W^{LT} (courbe verte) et W^{TT} (courbe bleue) pour les quatre bins en Q^2 en 2004 (en haut) et 2007 (en bas).

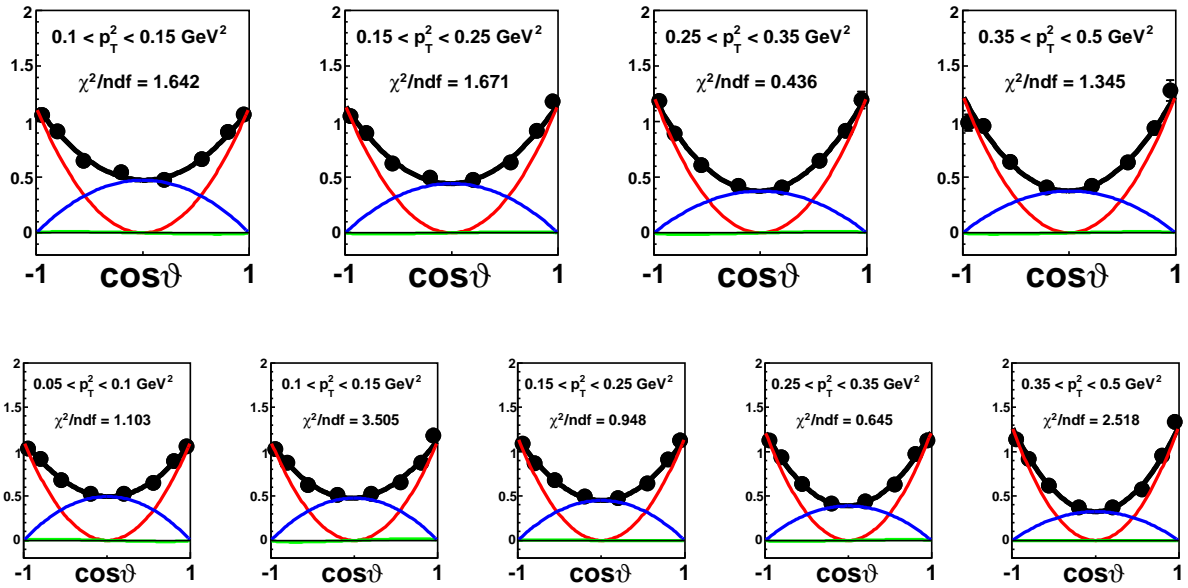


FIG. 6.5 – Extraction des contributions W^{LL} (courbe rouge), W^{LT} (courbe verte) et W^{TT} (courbe bleue) pour les 4 bins en p_T^2 en 2004 (en haut) et 5 bins en 2007 (en bas).

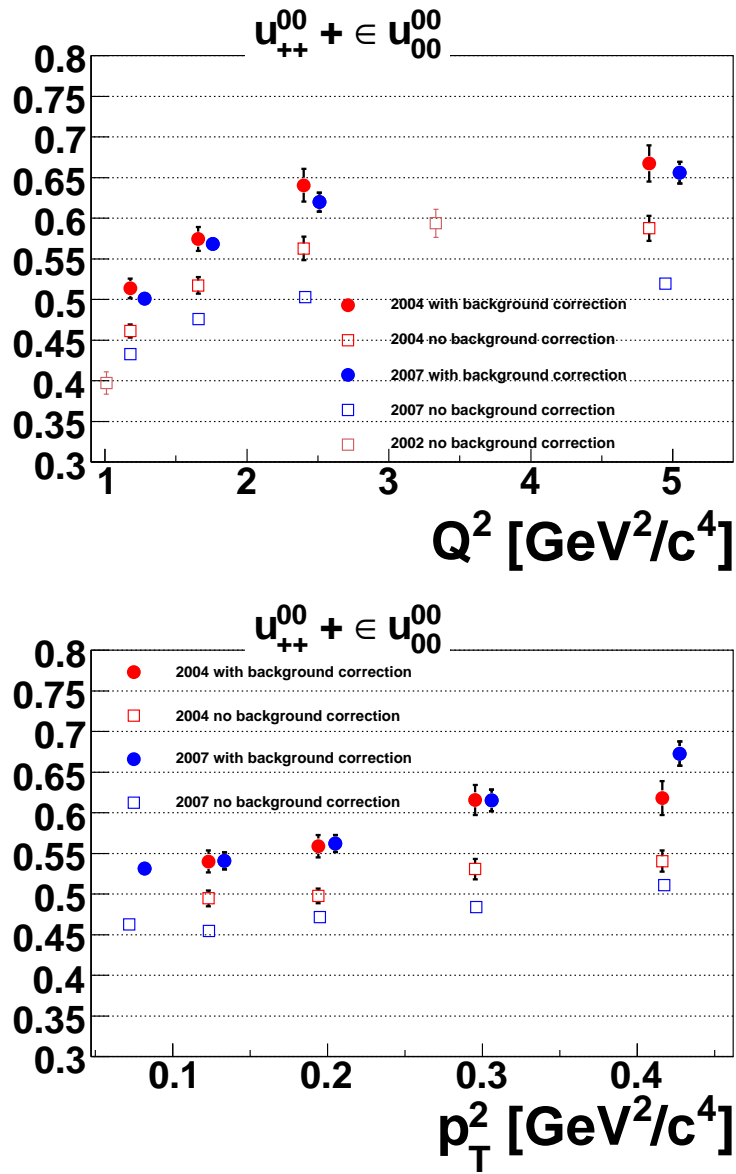


FIG. 6.6 – Comparaison de $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de Q^2 et p_T^2 avant et après soustraction du bruit de fond pour 2004 transverse et 2007 transverse. Les résultats pour 2002 longitudinal sans correction de bruit sont aussi reportés.

Sur la figure 6.7, la valeur mesurée pour l'élément de matrice $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ est représentée en fonction de Q^2 pour deux méthodes de calcul de l'acceptance et du *smearing*. La méthode correspondant aux cercles pleins utilise une détermination d'acceptance calculée pour les variables $Q^2, \phi, \phi_{Vert}, \varphi, \cos\vartheta, z_{vertex}$ comme nous l'avons dit en avant propos de la section. Les variables ont été choisies pour les raisons suivantes :

- Q^2 et $\cos\vartheta$: sont les variables de travail pour extraire $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de Q^2 .
- ϕ_{Vert} et z_{vertex} : il a été montré que l'acceptance varie fortement en fonction de ces variables. De plus, corriger d'acceptance en fonction de ces variables permet d'annuler les effets de polarisation de la cible lors de l'extraction des variables non polarisées.
- ϕ et φ : l'intégration de la distribution angulaire est faite selon ces variables. Si nous ne corrigeons pas l'acceptance en fonction de ces variables, l'équation 6.2 est fausse.

Les résultats obtenus sont parfaitement en accord pour les données 2004 et 2007. En revanche, si l'acceptance est calculée pour des variables ($x_{Bj}, Q^2, p_T^2, \phi_{Vert}, \cos\vartheta, z_{vertex}$, les résultats obtenus ne sont plus compatibles (les carrés vides sur la figure 6.7). Ce résultat prouve la nécessité d'utiliser les variables sur lesquelles la distribution angulaire doit être intégrée. Ils montrent également la nécessité d'utiliser un nombre important de variables dans la détermination de la fonction de correction d'acceptance.

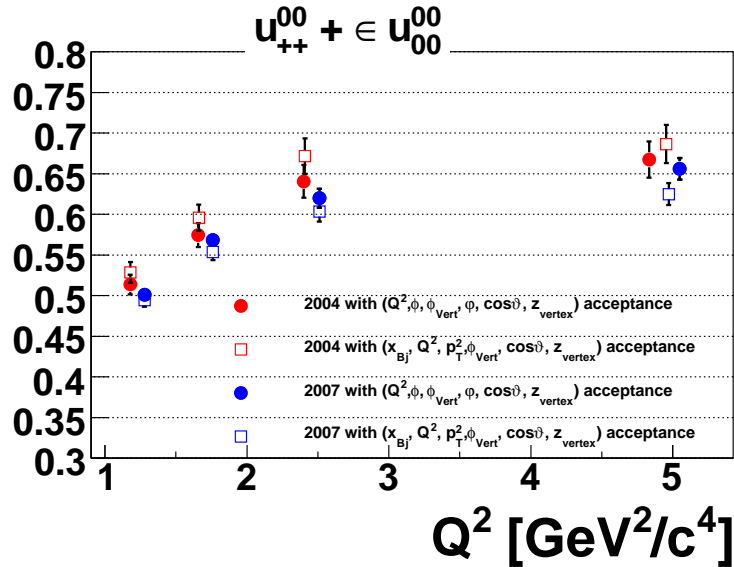


FIG. 6.7 – Comparaison de $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de Q^2 en utilisant des acceptances différentes (suivant les bonnes variables du problème (cercle plein) et les mauvaises (carré vide)).

Les valeurs finales de $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ pour la production de méson ρ sont représentées en fonction de Q^2 sur la figure 6.8 et en fonction de P_T^2 sur la figure 6.9. A titre indicatif nous avons aussi donné l'extraction de cette SDME pour le méson ϕ . La comparaison de notre résultat final pour la production de méson ρ avec l'ensemble des résultats déjà obtenus dans les expériences H1 [18, 18], ZEUS [25, 26], HERMES [29, 30, 31] et E665 [?] est aussi donnée sur la figure 6.10. Les valeurs pour la SDME $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ extraites en fonction de Q^2 avec

les données COMPASS 2004 et 2007 transverse sont parfaitement dans le prolongement des données obtenues à plus petit Q^2 ou à plus grand Q^2 dans les expériences ZEUS, H1 et E665, mais sont en désaccord avec celles de HERMES. Il faut remarquer que les domaines couverts en W sont assez différents : des valeurs moyennes de 75 GeV à HERA, de 10 GeV à E665 et COMPASS et 5 GeV à HERMES. Goloskokov et Kroll[46], avec le modèle de GPD présenté dans le chapitre 2, prédisent une légère évolution en W qui est indiquée par les courbes bleues sur cette figure, mais cette évolution n'est pas suffisante pour couvrir ce désaccord. Nous avons également analysé la dépendance en P_T^2 . On observe une évolution en $(P_T^2)^{p/2}$ avec $p = 0.12 \pm 0.01$. Il faut noter qu'une telle évolution est mesurée à HERMES [29] alors qu'elle n'est pas visible sur les données de H1 [19] et ZEUS [26].

$u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$, plus couramment appelé r_{00}^{04} , est une SDME dominante correspondant à la transition $\gamma_L \rightarrow \rho_L$ (voir les tableaux 2.5 et 6.1 récapitulatifs des SDME pour une cible non polarisée). S'il y a conservation de l'hélicité, $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ représente le taux de ρ longitudinaux produits qui varie donc entre 50 et 70% dans la région de Q^2 couverte par COMPASS. Dans la suite de cette section nous allons présenter des SDME qui mesurent les violations de l'hélicité.

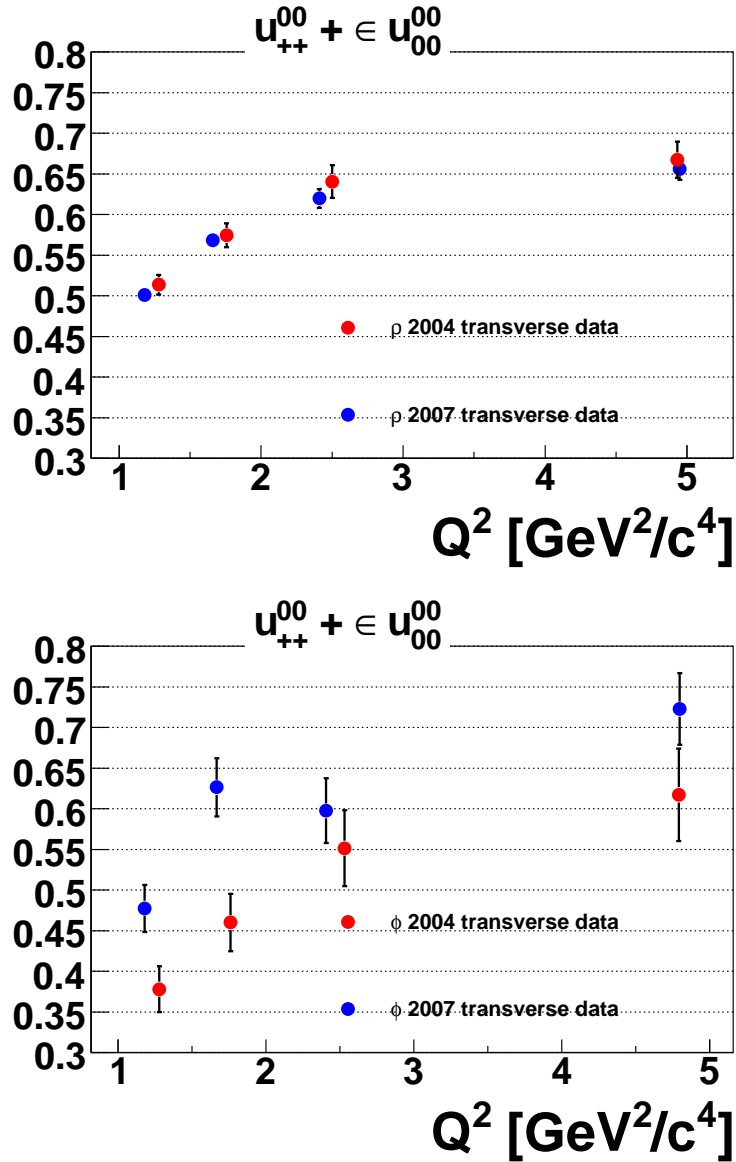


FIG. 6.8 - $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de Q^2 pour les données 2004 et 2007 transverse pour la production de ρ (en haut) et de ϕ (en bas).

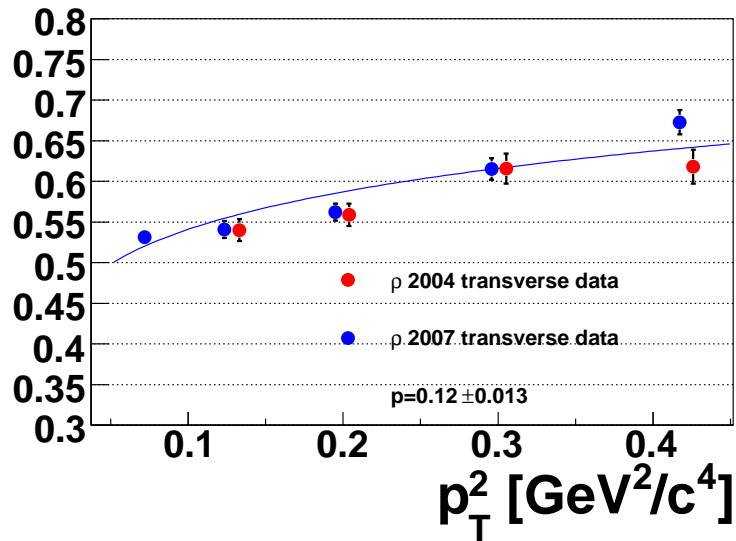


FIG. 6.9 – $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ en fonction de P_T^2 pour les données 2004 et 2007 transverse. Un ajustement en $(P_T^2)^{\rho/2}$ est également montré pour 2007.

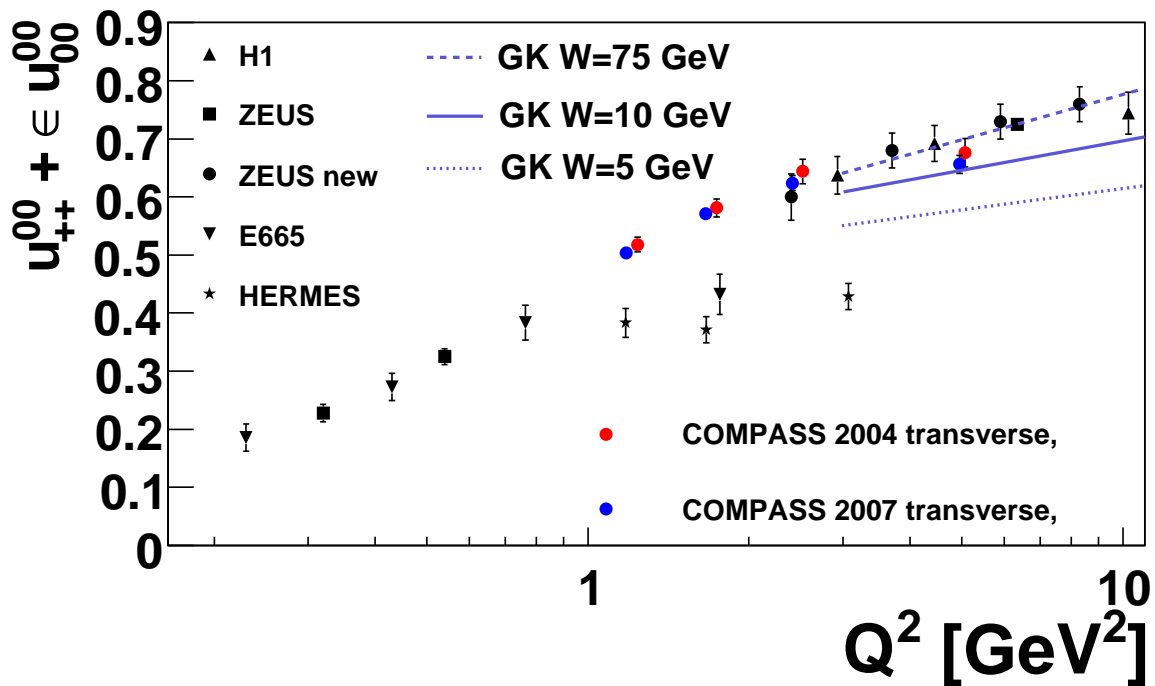


FIG. 6.10 – L'ensemble des résultats pour $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ obtenus dans les expériences mondiales et comparaison à des prédictions données par Goloskokov et Kroll [46]

6.2.2 Éléments de matrice déduits de $W(\phi, \cos\vartheta)$

Ici nous considérons les distributions $N_{Q^2}(Q^2, \phi, \cos\vartheta)$ ou $N_{P_T^2}(P_T^2, \phi, \cos\vartheta)$. Comme précédemment les distributions angulaires corrigées de l'acceptance et du bruit de fond sont analysées en $\cos\vartheta$ selon :

$$W(\phi, \cos\vartheta) = \cos^2\vartheta W^{LL}(\phi) + \sqrt{2}\cos\vartheta\sin\vartheta W^{LT}(\phi) + \sin^2\vartheta W^{TT}(\phi) \quad (6.3)$$

afin d'extraire les 3 contributions $W^{LL}(\phi)$, $W^{LT}(\phi)$ et $W^{TT}(\phi)$. L'intégration sur les variables angulaires φ et $\phi - \phi_S$ réalisée par la correction de l'acceptance permet d'écrire (cf Eq. 2.29, 2.31, 2.32 et 2.33) :

$$\begin{aligned} W^{LL}(\phi) &= \int d\varphi d\phi_S (W_{UU}^{LL}(\phi) + P_\ell W_{LU}^{LL}(\phi) + P_T W_{UT}^{LL}(\phi, \phi_S) + P_\ell P_T W_{LT}^{LL}(\phi, \phi_S)) \\ &= (u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}) \\ &\quad - 2\cos\phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re} u_{0+}^{00} \\ &\quad - \cos(2\phi) \epsilon u_{-+}^{00} \\ &\quad - 2P_\ell \sin\phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im} u_{0+}^{00}, \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$W^{LT}(\phi) = 0 \quad (6.5)$$

$$\begin{aligned} W^{TT}(\phi) &= \int d\varphi d\phi_S (W_{UU}^{TT}(\phi, \varphi) + P_\ell W_{LU}^{TT}(\phi, \varphi) + P_T W_{UT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S) + P_\ell P_T W_{LT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S)) \\ &= \frac{1}{2} (u_{++}^{++} + u_{+-}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) \\ &\quad - \cos\phi \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \operatorname{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--}) \\ &\quad - \cos(2\phi) \epsilon \operatorname{Re} u_{-+}^{++} \\ &\quad - P_\ell \sin\phi \sqrt{\epsilon(1-\epsilon)} \operatorname{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--}) \end{aligned} \quad (6.6)$$

A titre d'exemple les résultats pour W^{LL} , W^{LT} et W^{TT} sont présentés sur la figure 6.11 pour le jeu de données de 2007 pour les 4 bins en Q^2 et les 6 bins en ϕ . On confirme que $\int d\phi d\varphi W^{LT}$ est bien nulle (c'est la courbe verte) ce qui justifie la bonne détermination des acceptances. Nous pouvons alors extraire 6 nouveaux SDME $\operatorname{Re} u_{0+}^{00}$, $\operatorname{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$, u_{-+}^{00} , $\operatorname{Re} u_{-+}^{++}$, $\operatorname{Im} u_{0+}^{00}$ et $\operatorname{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ (voir les figures 8.1 et 8.2). Les SDME $u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ et $u_{++}^{++} + u_{+-}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++} = 1 - u_{00}^{++} + \epsilon u_{00}^{00}$ sont fixées aux valeurs précédemment obtenues.

Ces 6 SDME devraient être nulles si la conservation de l'hélicité SCHC était complètement exacte (cf tableau 6.1).

La figure 8.1 en haut à gauche montre $\operatorname{Re} u_{0+}^{00}$ qui correspond à une transition *single spin flip* $\gamma_T \rightarrow \rho_L$ dominante pour mesurer la violation de l'hélicité. Notre résultat pour les données de 2007 confirme une valeur non nulle de l'ordre de $-7 \pm 1\%$ en accord avec les données de HERMES.

Par contre le résultat pour les données de 2004 donne des valeurs systématiquement plus grandes en valeur absolue qui ne sont pas compatibles avec les résultats 2007. Nous avons vu que le décalage de la valeur centrale du pic de E_{miss} était étroitement lié avec la distribution en ϕ . La correction appliquée de 1 GeV sur l'énergie du muon incident a un fort impact sur

la valeur de $\text{Re } u_{0+}^{00}$ qui passe de -3% à -10% (voir cette figure en annexe). Tant que cette correction n'est pas comprise, nous préférons ne pas considérer les résultats obtenus par une analyse en ϕ avec les données de 2004.

Les valeurs obtenues pour les données de 2007 pour $\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ et $\text{Re } u_{-+}^{++}$ sont respectivement de l'ordre de $+2 \pm 1\%$ et $-1 \pm 1\%$ en accord avec HERMES. Elles correspondent à des transitions *single spin flip* $\gamma_L \rightarrow \rho_T$ et $\gamma_T \rightarrow \rho_{-T}$. Ces deux éléments de matrice sont faibles mais non nuls.

Finalement, les trois derniers éléments de matrice u_{-+}^{00} , $\text{Im } u_{0+}^{00}$ et $\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ sont compatibles avec 0 mais avec une grande barre d'erreur (supérieure à 5%).

Nous avons également analysé la dépendance en P_T^2 . On observe une évolution de $\text{Re } u_{0+}^{00}$ en $(P_T^2)^{p/2}$ avec $p = 0.72 \pm 0.09$. Cette évolution est en accord avec la mesure de HERMES [29] (voir la table 6.2 pour les comparaisons) et correspond à une dépendance annoncée qui est basée sur les propriétés générales des SDME (cf chapitre 2.4.2). Nous observons également une légère évolution pour $\text{Re } u_{-+}^{++}$ alors que $\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ reste constant.

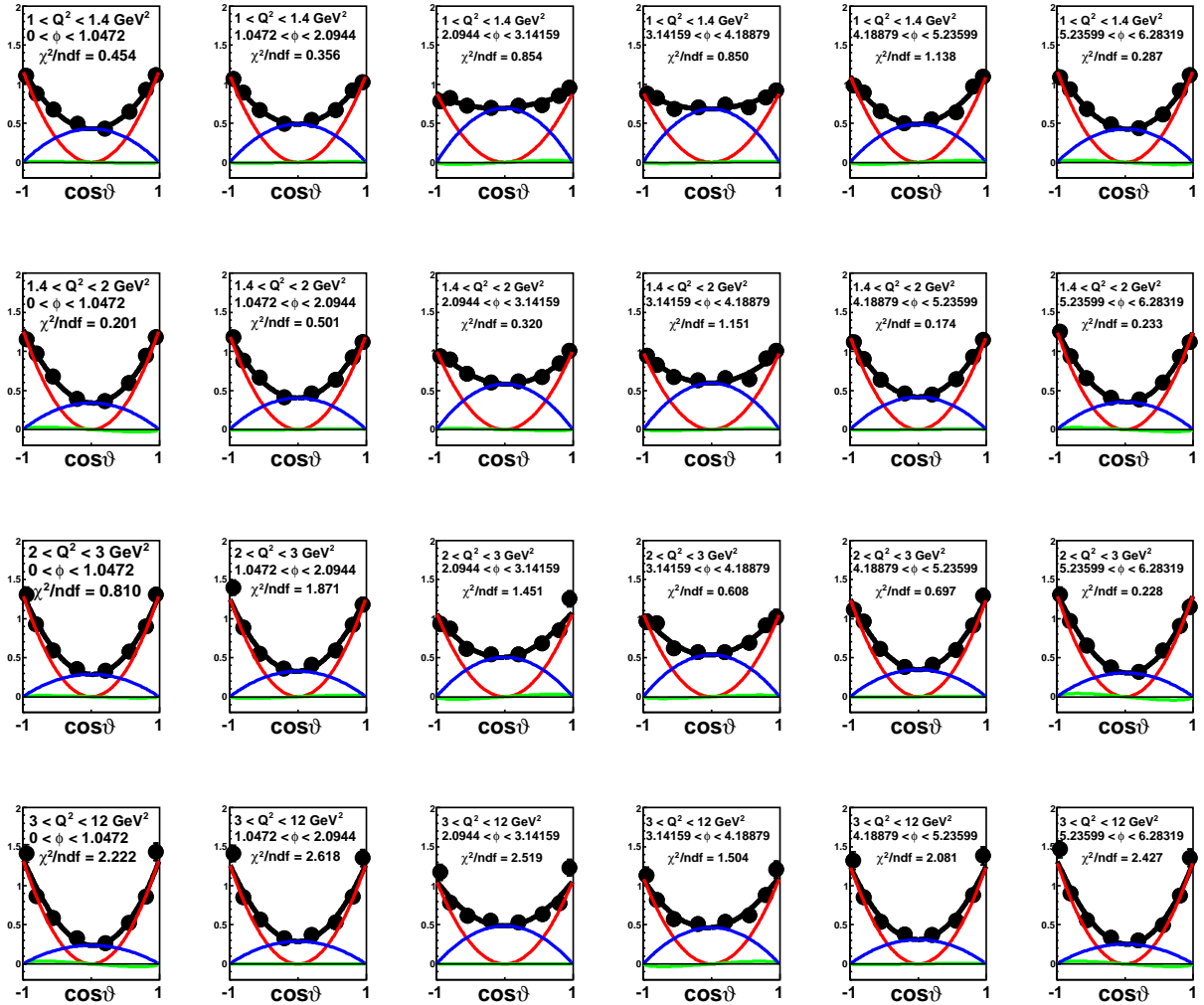


FIG. 6.11 – Extraction des contributions W^{LL} (courbe rouge), W^{LT} (courbe verte) et W^{TT} (courbe bleue) pour les 4 bins en Q^2 et les 6 bins en ϕ pour les données 2007.

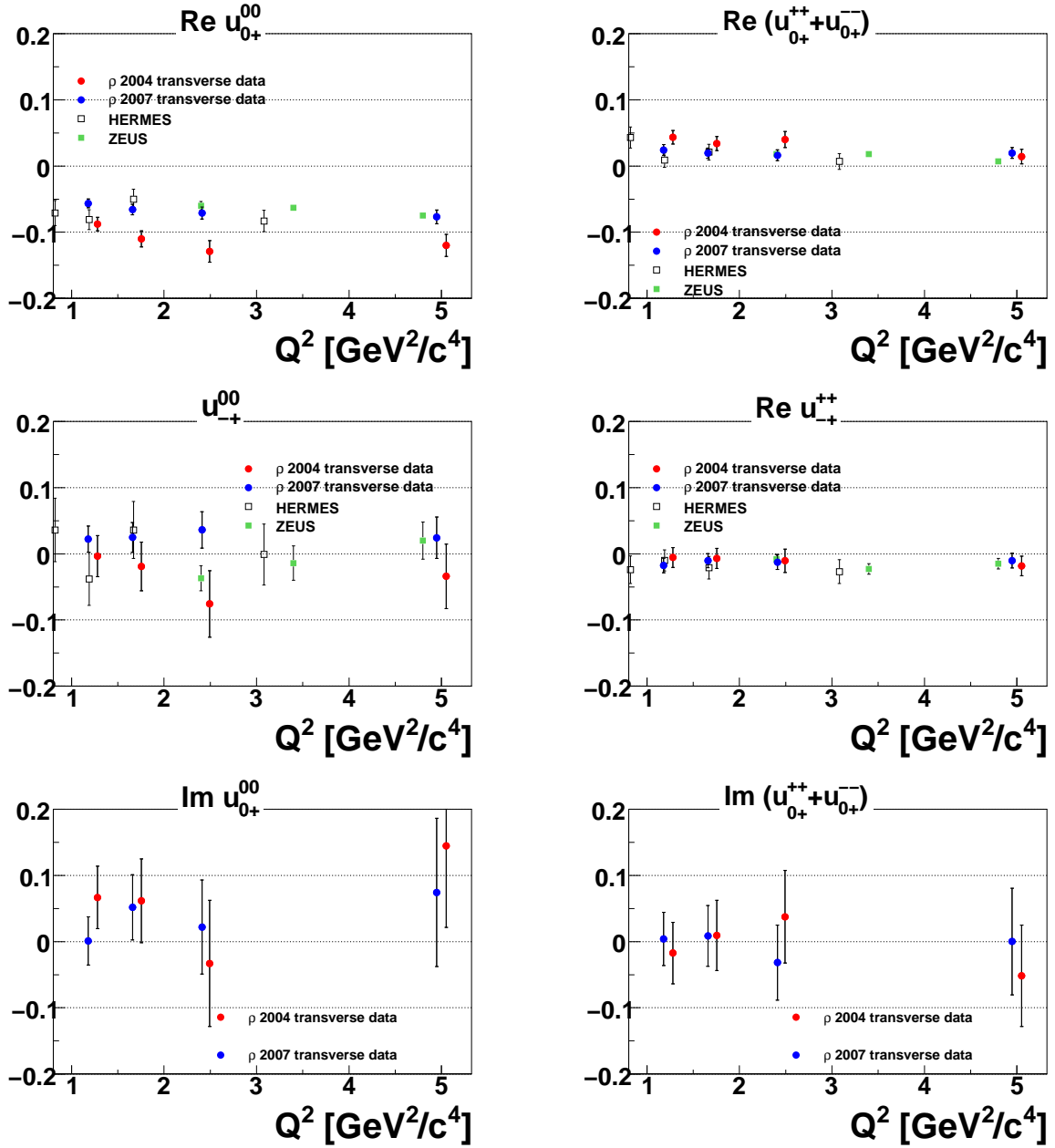


FIG. 6.12 – Evolution en Q^2 des 6 SDME $\text{Re } u_{0+}^{00}$, $\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$, u_{+}^{00} , $\text{Re } u_{+}^{++}$, $\text{Im } u_{0+}^{00}$ et $\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ correspondant à l'ajustement de $W^{LL}(\phi)$ (à gauche), $W^{TT}(\phi)$ (à droite) sur une somme de 3 fonctions : $\cos \phi$ (en haut), $\cos(2\phi)$ (au milieu) et $P_\ell \sin \phi$ (en bas).

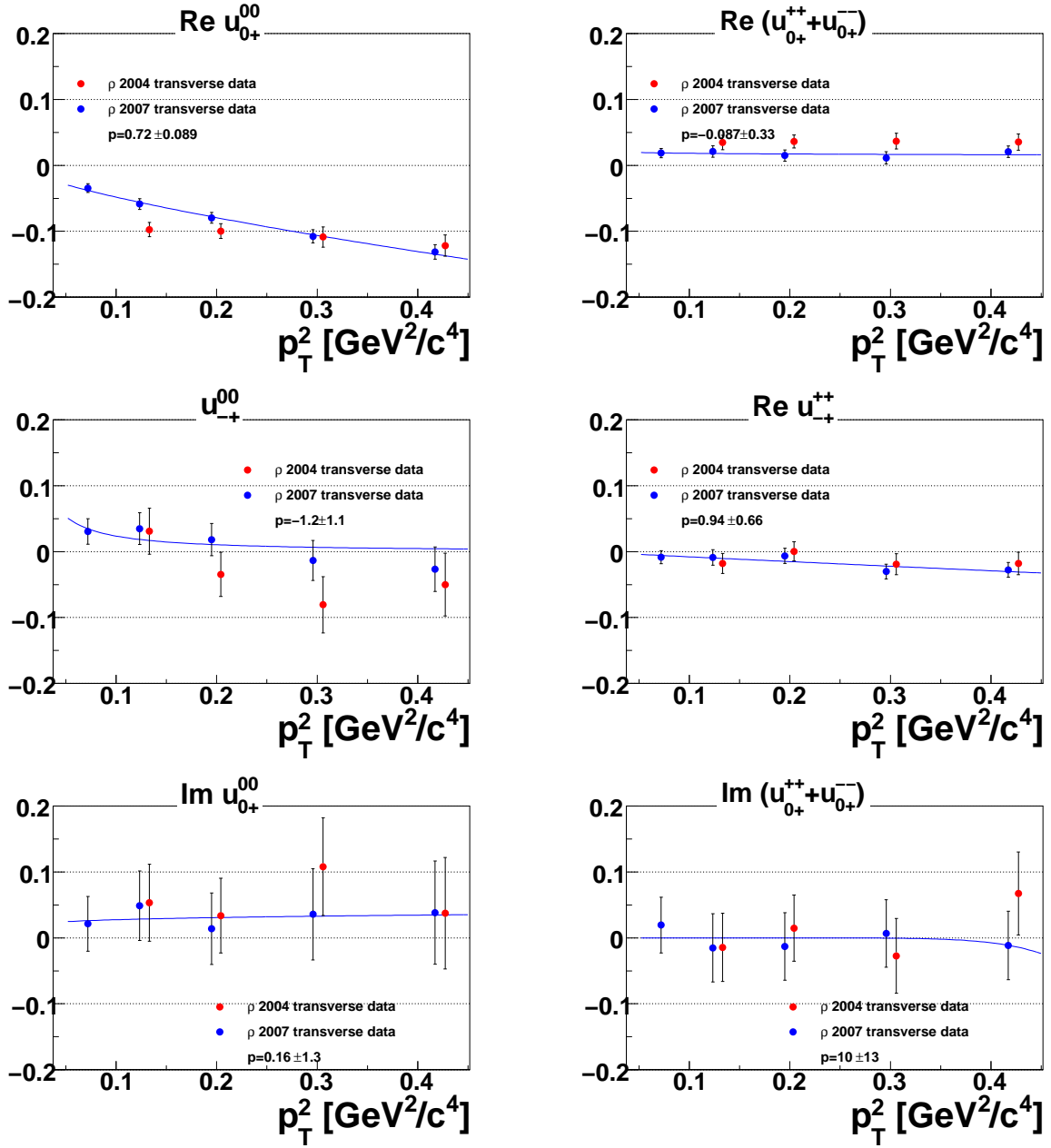


FIG. 6.13 – Evolution en P_T^2 des 6 SDME $\text{Re } u_{0+}^{00}$, $\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$, u_{-+}^{00} , $\text{Re } u_{-+}^{++}$, $\text{Im } u_{0+}^{00}$ et $\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ correspondant à l'ajustement de $W^{LL}(\phi)$ (à gauche), $W^{TT}(\phi)$ (à droite) sur une somme de 3 fonctions : $\cos \phi$ (en haut), $\cos(2\phi)$ (au milieu) et $P_\ell \sin \phi$ (en bas).

6.2.3 Éléments de matrice déduits de $W(\varphi, \cos\vartheta)$

Ici nous considérons les distributions $N_{Q^2}(Q^2, \varphi, \cos\vartheta)$ ou $N_{P_T^2}(P_T^2, \varphi, \cos\vartheta)$. Comme précédemment les distributions angulaires corrigées de l'acceptance et du bruit de fond sont analysées en $\cos\vartheta$ selon :

$$W(\varphi, \cos\vartheta) = \cos^2\vartheta W^{LL}(\varphi) + \sqrt{2}\cos\vartheta\sin\vartheta W^{LT}(\varphi) + \sin^2\vartheta W^{TT}(\varphi) \quad (6.7)$$

afin d'extraire les 3 contributions $W^{LL}(\phi)$, $W^{LT}(\phi)$ et $W^{TT}(\phi)$. L'intégration sur les variables angulaires ϕ et $\phi - \phi_S$ réalisée par la correction de l'acceptance permet d'écrire (cf Eq. 2.29, 2.31, 2.32 et 2.33) :

$$\begin{aligned} W^{LL}(\varphi) &= \iint d\phi d\phi_S (W_{UU}^{LL}(\phi) + P_\ell W_{LU}^{LL}(\phi) + W_{UT}^{LL}(\phi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{LL}(\phi, \phi_S)) \\ &= u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00} \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} W^{LT}(\varphi) &= \iint d\phi d\phi_S (W_{UU}^{LT}(\phi, \varphi) + P_\ell W_{LU}^{LT}(\phi, \varphi) + W_{UT}^{LT}(\phi, \varphi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{LT}(\phi, \varphi, \phi_S)) \\ &= -\cos\varphi \operatorname{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+}) \\ &\quad - P_\ell \sin\varphi \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0}) \end{aligned} \quad (6.9)$$

$$\begin{aligned} W^{TT}(\varphi) &= \iint d\phi d\phi_S (W_{UU}^{TT}(\phi, \varphi) + P_\ell W_{LU}^{TT}(\phi, \varphi) + W_{UT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S)) \\ &= \frac{1}{2}(u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) \\ &\quad - \cos(2\varphi) \operatorname{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+}) \\ &\quad - P_\ell \sin(2\varphi) \sqrt{1 - \epsilon^2} \operatorname{Im} u_{++}^{-+} \end{aligned} \quad (6.10)$$

A titre d'exemple les résultats pour W^{LL} , W^{LT} et W^{TT} sont présentés sur la figure 6.14 pour le jeu de données de 2007 pour les 4 bins en Q^2 et les 6 bins en φ . On voit très nettement la contribution de W^{LT} (courbe verte) qui varie comme une sinusoïde. Nous pouvons alors extraire 4 nouveaux SDME $\operatorname{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$, $\operatorname{Re}(u_{++}^{-+} + u_{00}^{-+})$, $\operatorname{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$ et $\operatorname{Im} u_{++}^{-+}$. Les résultats sont montrés en fonction de Q^2 et P_T^2 respectivement sur les figures 6.15 et 6.16.

Ces 4 SDME devraient être nulles si la conservation de l'hélicité SCHC était complètement exacte (cf tableau 6.1).

La figure 6.15 en haut à gauche montre $\operatorname{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$ qui correspond à une transition *single spin flip* $\gamma_T \rightarrow \rho_L$ dominante pour mesurer la violation de l'hélicité. Notre résultat pour les données de 2007 confirme une valeur non nulle de l'ordre de $+7 \pm 1\%$ dans les barres d'erreur des résultats fournis par HERMES. Même si le résultat des données de 2004 est en accord, nous préférons ne pas le retenir, car il y a également un effet systématique lié à la correction de la valeur de E_{miss} par un changement de 1 GeV sur la valeur de l'énergie du muon incident (voir cette figure en annexe).

La valeur moyenne obtenue pour les données de 2007 pour $\operatorname{Re}(u_{++}^{-+} + u_{00}^{-+})$ est de l'ordre de $-1 \pm 1\%$ en accord avec HERMES. Cette SDME correspond à une transition *single spin flip* $\gamma_T \rightarrow \rho_{-T}$.

Les deux autres éléments de matrice $\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$ et $\text{Im} u_{++}^{-+}$ sont compatibles avec 0 mais avec une grande barre d'erreur (supérieure à 5%).

Nous avons également analysé la dépendance en P_T^2 . On observe une évolution de $\text{Re}(u_{++}^{-+} + u_{00}^{-+})$ en $(P_T^2)^{p/2}$. Cette évolution est dans les barres d'erreur de la valeur de HERMES [29] (voir la table 6.2 pour les comparaisons) et correspond à une dépendance plus petite que celle basée sur les propriétés générales des SDME (cf chapitre 2.4.2). Une très légère évolution est également observée pour $\text{Re}(u_{++}^{-+} + u_{00}^{-+})$.

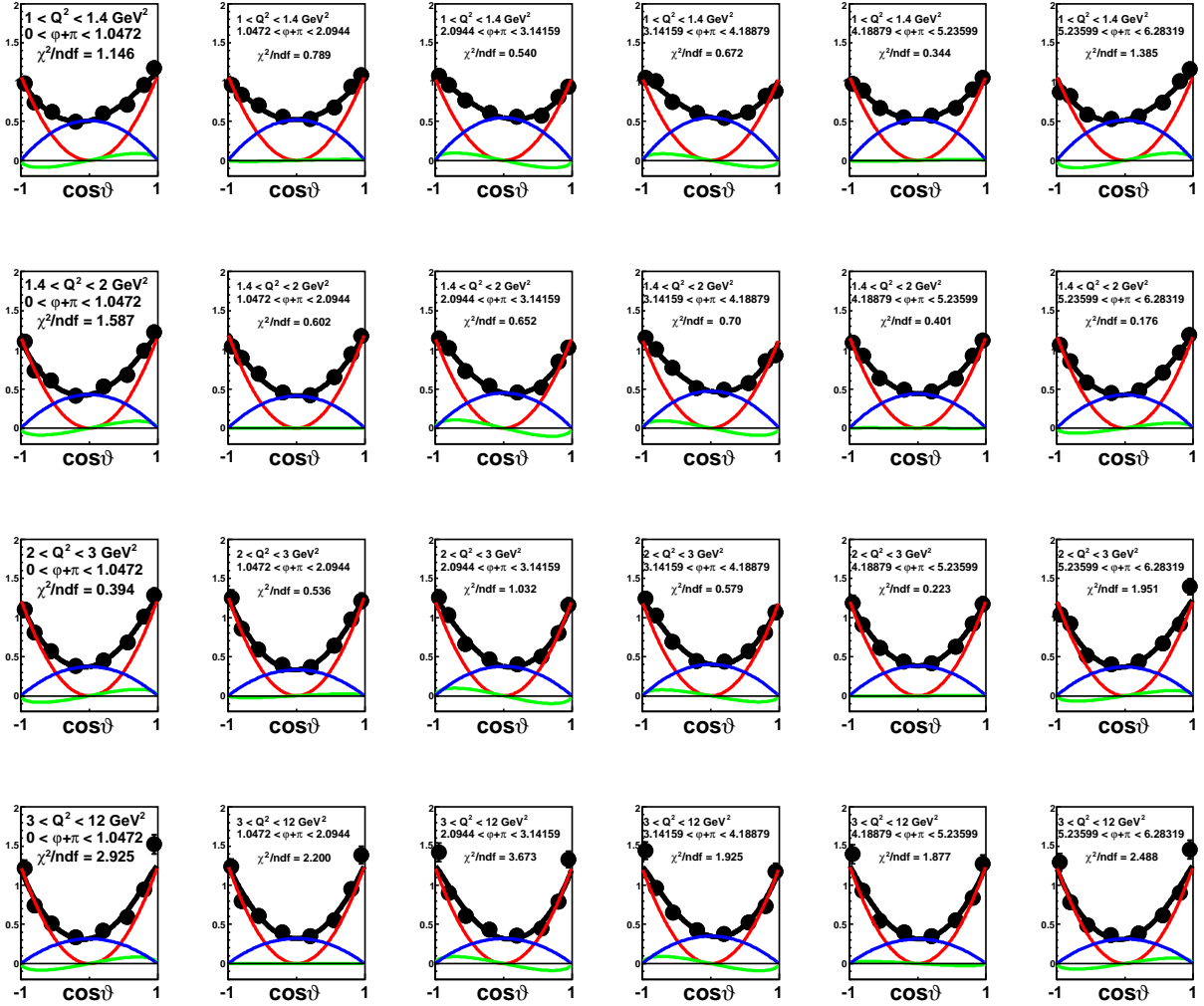


FIG. 6.14 – Extraction des contributions W^{LL} (courbe rouge), W^{LT} (courbe verte) et W^{TT} (courbe bleue) pour les 4 bins en Q^2 et les 6 bins en φ pour les données 2007.

Les résultats obtenus pour les différentes SDME sont présentés dans les tables 6.1, 6.2, 6.3, 6.4. Les barres d'erreur ne tiennent compte que de l'erreur statistique et d'une erreur systématique appliqué à la soustraction du bruit de fond.

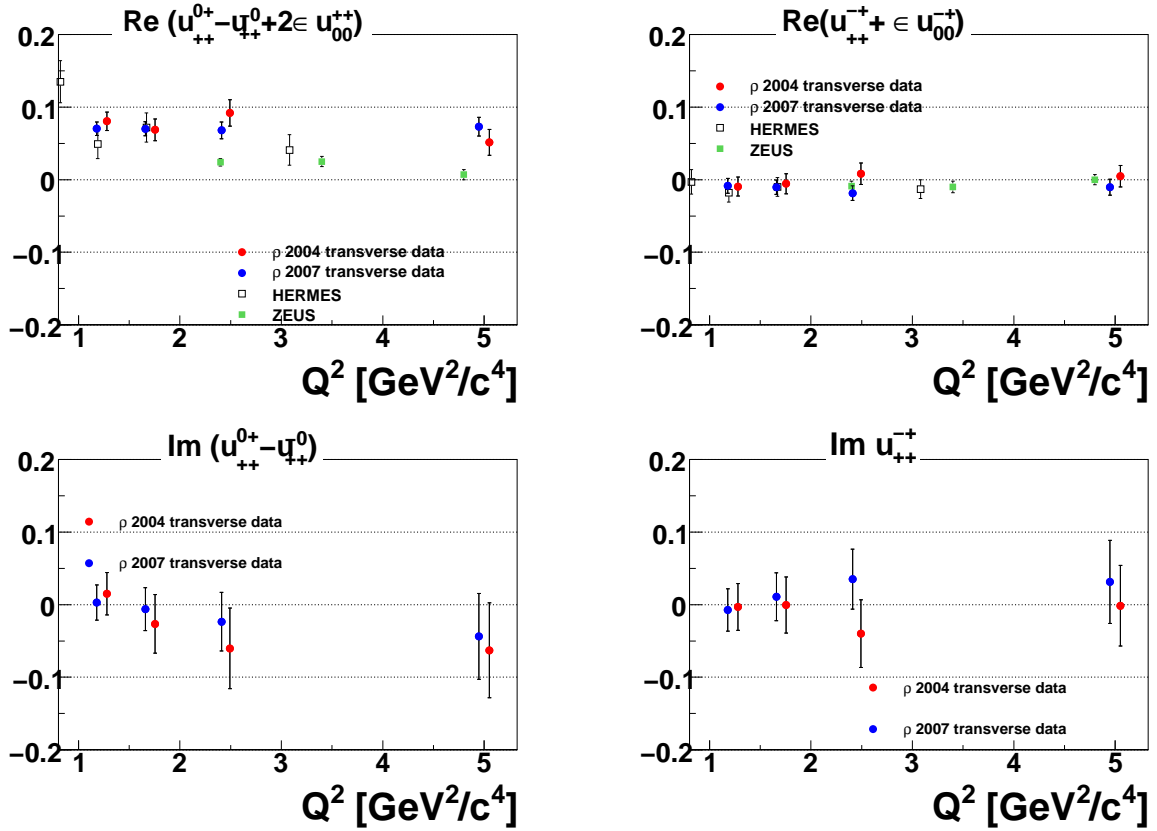


FIG. 6.15 – Evolution en Q^2 des 4 SDME $\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{0-} + 2\epsilon u_{00}^{++})$, $\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$, $\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{0-})$ et $\text{Im} u_{++}^{-+}$ correspondant à l'ajustement de $W^{LT}(\varphi)$ (à gauche), $W^{TT}(\varphi)$ (à droite) sur une somme de 2 fonctions : $\cos \varphi$ (en haut), $P_\ell \sin \varphi$ (en bas) pour W_{LT} et $\cos(2\varphi)$ (en haut), $P_\ell \sin(2\varphi)$ (en bas) pour W_{TT} .

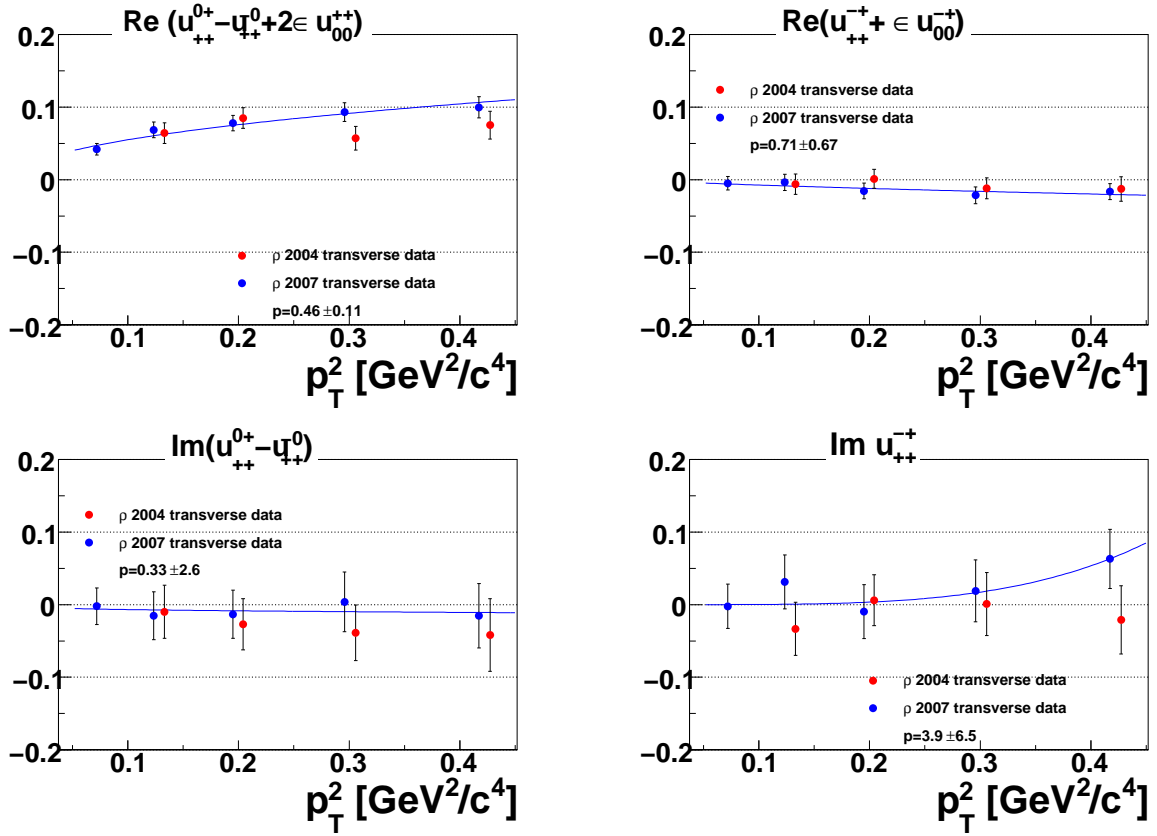


FIG. 6.16 – Evolution en P_T^2 des 4 SDME $\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{++})$, $\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$, $\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$ et $\text{Im} u_{++}^{-+}$ correspondant à l'ajustement de $W^{LT}(\varphi)$ (à gauche), $W^{TT}(\varphi)$ (à droite) sur une somme de 2 fonctions : $\cos \varphi$ (en haut), $P_\ell \sin \varphi$ (en bas) pour W_{LT} et $\cos(2\varphi)$ (en haut), $P_\ell \sin(2\varphi)$ (en bas) pour W_{TT} .

	notations Diehl	Sch-W	mesure dans cette thèse			
SCHC	$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$	r_{00}^{04}	$W(\cos\theta)$			
			W^{LL}	W^{TT}	W^{LT}	W^{TT}
single spin flip	$\text{Re } u_{0+}^{00}$	$-r_{00}^5/\sqrt{2}$	$\cos\phi$			
$\gamma_{\mathbf{T}} \rightarrow \rho_{\mathbf{L}}$	$\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$	$2 \text{Re } r_{10}^{04}$			$\cos\varphi$	
.....
$\gamma_{\mathbf{T}} \rightarrow \rho_{-\mathbf{T}}$	$\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$	r_{1-1}^{04}				$\cos 2\varphi$
.....	$\text{Re } u_{-+}^{++}$	r_{11}^1		$\cos 2\phi$		
.....
$\gamma_{\mathbf{L}} \rightarrow \rho_{\mathbf{T}}$	$\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	$-\sqrt{2}r_{11}^5$		$\cos\phi$		
double spin flip	u_{-+}^{00}	r_{00}^1	$\cos 2\phi$			
	$\text{Im } u_{0+}^{00}$	$r_{00}^8/\sqrt{2}$	$P_\ell \sin\phi$			
	$\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$	$-2 \text{Im } r_{10}^3$			$P_\ell \sin\varphi$	
	$\text{Im } u_{++}^{-+}$	$-\text{Im } r_{1-1}^3$				$P_\ell \sin 2\varphi$
	$\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	$\sqrt{2}r_{11}^8$		$P_\ell \sin\phi$		

TAB. 6.1 – Tableaux des significations des SDME non polarisées mesurées avec les données 2004 transverse et 2007 transverse.

notations Diehl	$Q^2 = 1.18$	$Q^2 = 1.66$	$Q^2 = 2.41$	$Q^2 = 4.87$
$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$	0.501 ± 0.008	0.568 ± 0.006	0.619 ± 0.011	0.656 ± 0.013
$\text{Re } u_{0+}^{00}$	-0.056 ± 0.007	-0.065 ± 0.008	-0.071 ± 0.009	-0.077 ± 0.010
$\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$	0.070 ± 0.009	0.070 ± 0.009	0.068 ± 0.011	0.073 ± 0.013
.....
$\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$	-0.008 ± 0.010	-0.010 ± 0.010	-0.018 ± 0.010	-0.010 ± 0.011
$\text{Re } u_{-+}^{++}$	-0.018 ± 0.011	-0.010 ± 0.010	-0.012 ± 0.011	-0.010 ± 0.011
.....
$\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	0.024 ± 0.008	0.019 ± 0.008	0.016 ± 0.008	0.020 ± 0.008
u_{-+}^{00}	0.022 ± 0.020	0.025 ± 0.023	0.023 ± 0.036	0.028 ± 0.031
$\text{Im } u_{0+}^{00}$	0.001 ± 0.036	0.052 ± 0.049	0.022 ± 0.071	0.074 ± 0.112
$\text{Im}(u_{++}^{0+} + u_{++}^{-0})$	0.003 ± 0.024	-0.006 ± 0.030	-0.023 ± 0.040	-0.044 ± 0.059
$\text{Im } u_{++}^{-+}$	-0.007 ± 0.029	0.011 ± 0.033	0.035 ± 0.041	0.031 ± 0.057
$\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	0.004 ± 0.040	0.009 ± 0.046	-0.031 ± 0.057	0.000 ± 0.080

TAB. 6.2 – Tableaux des résultats pour les SDME non polarisées mesurées en fonction de Q^2 avec les données 2007 transverse.

notations Diehl	$p_T^2 = 0.0712$	$p_T^2 = 0.123$	$p_T^2 = 0.195$	$p_T^2 = 0.296$	$p_T^2 = 0.417$
$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$	0.531 ± 0.007	0.541 ± 0.010	0.562 ± 0.010	0.615 ± 0.013	0.673 ± 0.015
$\text{Re } u_{0+}^{00}$	-0.034 ± 0.007	-0.059 ± 0.008	-0.080 ± 0.008	-0.108 ± 0.010	-0.131 ± 0.011
$\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{0+})$	0.042 ± 0.008	0.069 ± 0.011	0.078 ± 0.010	0.093 ± 0.013	0.010 ± 0.014
.....
$\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$	-0.005 ± 0.009	-0.004 ± 0.011	-0.015 ± 0.011	-0.021 ± 0.012	-0.016 ± 0.011
$\text{Re } u_{-+}^{++}$	-0.008 ± 0.010	-0.009 ± 0.012	-0.006 ± 0.012	-0.030 ± 0.011	-0.028 ± 0.011
.....
$\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	0.019 ± 0.007	0.021 ± 0.009	0.015 ± 0.008	0.011 ± 0.009	0.021 ± 0.009
u_{-+}^{00}	0.031 ± 0.019	0.035 ± 0.024	0.018 ± 0.024	-0.013 ± 0.030	-0.027 ± 0.034
$\text{Im } u_{0+}^{00}$	0.021 ± 0.042	0.049 ± 0.053	0.014 ± 0.054	0.036 ± 0.070	0.038 ± 0.078
$\text{Im}(u_{++}^{0+} + u_{++}^{-0})$	-0.002 ± 0.025	-0.015 ± 0.032	-0.013 ± 0.033	0.004 ± 0.041	-0.015 ± 0.044
$\text{Im } u_{++}^{-+}$	-0.002 ± 0.030	0.031 ± 0.037	-0.010 ± 0.037	0.019 ± 0.042	0.063 ± 0.041
$\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	0.019 ± 0.042	-0.015 ± 0.052	-0.013 ± 0.051	0.007 ± 0.051	-0.011 ± 0.052

TAB. 6.3 – Tableaux des résultats pour les SDME non polarisées mesurées en fonction de P_T^2 avec les données 2007 transverse.

matrix elements	p_{\min}	$p_{\text{COMPASS } 2007}$	p_{HERMES}
$u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}$	0	0.12 ± 0.013	0.14 ± 0.07
$\text{Re } u_{0+}^{00}$	1	0.72 ± 0.089	0.9 ± 0.24
$\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2 \text{Re } \epsilon u_{00}^{0+})$	1	0.46 ± 0.11	1.05 ± 0.5
.....
$\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$	2	0.71 ± 0.67	0.87 ± 0.83
$\text{Re}(u_{-+}^{++})$	2	0.94 ± 0.66	-0.21 ± 0.94
.....
$\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$	1	0.087 ± 0.33	-0.56 ± 0.62
u_{-+}^{00}	2	-1.2 ± 1.1	-0.81 ± 1.41

TAB. 6.4 – Comparaison des valeurs du paramètre p de l'évolution des SDME en $(P_T^2)^{p/2}$ pour nos données de 2007 avec les valeurs obtenues à HERMES et la valeur minimale théorique (cf Table 2.6 et 2.7).

6.3 Mesure de l'asymétrie de spin pour une cible polarisée transversalement

Nous rappelons la définition de l'asymétrie de spin pour une cible polarisée transversalement par rapport au photon virtuel :

$$A_{UT}(\phi, \phi_S) = \frac{1}{S_T} \frac{d\sigma(\phi, \phi_S) - d\sigma(\phi, \phi_S + \pi)}{d\sigma(\phi, \phi_S) + d\sigma(\phi, \phi_S + \pi)} \quad (6.11)$$

par rapport à direction du faisceau de lepton :

$$A_{UT}(\phi, \phi_S) = \frac{1}{P_T} \frac{d\sigma(\phi, \phi_S) - d\sigma(\phi, \phi_S + \pi)}{d\sigma(\phi, \phi_S) + d\sigma(\phi, \phi_S + \pi)} \quad (6.12)$$

Dans le cadre de l'expérience COMPASS, nous faisons l'hypothèse $P_T \sim S_T$ (cf section 2.1).

Le but de cette analyse est de déterminer l'asymétrie de spin pour une cible polarisée transversalement car comme nous l'avons vu au chapitre 2, la modulation en $\sin(\phi - \phi_S)$ de cette asymétrie est directement proportionnelle au facteur de forme généralisé \mathcal{E} relié à la GPD E (cf section 2.5.1).

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{Q^2 \rightarrow \infty \\ SCHC}} A_{UT, \rho L}^{\sin(\phi - \phi_S)} &= \frac{\text{Im } n_{00}^{00}}{u_{00}^{00}} \\ &= \frac{\sqrt{t_0 - t}}{M_N} \frac{\sqrt{1 - \xi^2} \text{Im}(\mathcal{E}^* \mathcal{H})}{(1 - \xi^2) |\mathcal{H}|^2 - (\xi^2 + t/(4M_N^2)) |\mathcal{E}|^2 - 2\xi^2 \text{Re}(\mathcal{E}^* \mathcal{H})} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Deux méthodes permettent d'extraire l'asymétrie $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S)}$. La première dite des *Double Ratio* fait usage de la structure en plusieurs cellules de la cible COMPASS, permettant d'extraire l'asymétrie sans recours à la détermination de l'acceptance. Elle n'est donc pas affectée par les erreurs systématiques sur cette évaluation. Cependant, cette méthode ne rejette pas le bruit de fond. La seconde méthode repose sur l'analyse des distributions angulaires mesurées par rapport à l'angle $\phi - \phi_S$ comme dans la précédente section de ce chapitre. Ici la simulation présentée au chapitre 5 est nécessaire pour corriger la forte dépendance en $\phi - \phi_S$ de l'acceptance. $\phi - \phi_S$ est représenté sur la figure 2.2 (en bas à droite). C'est l'angle azimutal dans le plan perpendiculaire à l'axe du photon virtuel entre le vecteur polarisation de la cible (aligné sur la verticale) et la direction du méson ρ . Il faut rappeler (cf figure 5.15) que l'acceptance des différents triggers varie beaucoup en fonction de ϕ_{Vert} angle du méson ρ dans le laboratoire intimement relié à $\phi - \phi_S$ à un changement de référentiel près. La simulation nous permet également de corriger les contaminations dues au bruit de fond. Cette méthode d'analyse des distributions angulaires nous permet de séparer les contributions des ρ transverses et longitudinaux afin d'évaluer l'asymétrie $A_{UT, \rho L}^{\sin(\phi - \phi_S)}$.

6.3.1 $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S)}$ mesurée par la méthode des *Double Ratio*

Des analyses ont été effectuées en parallèle à Freiburg par Jasmin Kiefer et Heiner Wollny et à Saclay par moi-même. Elles ont fait l'objet de notes de la Collaboration COMPASS [51,

52]. Je ne ferai que résumer ces travaux.

Dans l'analyse de l'expérience COMPASS, la méthode dite des "Double Ratio" a été mise au point afin d'extraire les asymétries sans utiliser de détermination de l'acceptance, en utilisant le fait que les données sont prises simultanément avec deux cellules consécutives (l'une *upstream*, l'autre *downstream*) qui offrent les deux orientations de la polarisation transverse, parallèle (\uparrow) et antiparallèle (\downarrow).

A priori avec les 2 jeux de polarisation parallèle (\uparrow) et antiparallèle (\downarrow) l'asymétrie en (ϕ, ϕ_S) s'obtient aussi par :

$$A_{UT}(\phi, \phi_S) = \frac{1}{P_T} \frac{d\sigma^\uparrow(\phi, \phi_S) - d\sigma^\downarrow(\phi, \phi_S + \pi)}{d\sigma^\uparrow(\phi, \phi_S) + d\sigma^\downarrow(\phi, \phi_S + \pi)} \quad (6.14)$$

puisque ϕ_S est toujours calculé par rapport à la même direction dans le laboratoire.

Expérimentalement nous avons des cibles de ${}^6\text{LiD}$ (en 2004) et NH_3 (en 2007) qui offrent respectivement des deutons polarisés et des protons polarisés avec un facteur de dilution f_d et une polarisation P_T . Aussi le nombre d'évènements en fonction de l'angle $\phi - \phi_S$ s'écrit :

$$N(\phi - \phi_S) = \frac{Fn\sigma}{f(\phi - \phi_S)} (1 + f_d P_T A_{UT} \sin(\phi - \phi_S)) \quad (6.15)$$

F étant le flux de muons, n le nombre de particules dans la cible, σ la section efficace non polarisée et $f(\phi - \phi_S)$ la fonction de correction d'acceptance. Dans cette analyse, nous n'utilisons pas les simulations, la fonction de correction $f(\phi - \phi_S)$ nous est donc inconnue. Lors de la prise de données, chaque cellule de la cible est polarisée en appliquant une micro-onde de fréquence donnée sur le matériau cible, l'autre cible étant polarisée dans la direction opposée en appliquant une fréquence différente. Environ une fois par semaine, la cible est dépolarisée et les cellules sont repolarisées en sens inverse en échangeant les fréquences micro-onde. Nous disposons ainsi de 4 ensembles d'évènements pour 2004 et 6 pour 2007 (une troisième cellule avait été installée). La méthode des *Double Ratio* consiste à combiner ces ensembles d'évènements de façon à annuler l'effet de la fonction de correction. Le *Double Ratio* $F(\phi - \phi_S)$ pour deux cellules (2004) s'écrit :

$$\begin{aligned} F(\phi - \phi_S) &= \frac{N_{up}^\uparrow(\phi - \phi_S) \cdot N_{down}^\uparrow(\phi - \phi_S)}{N_{up}^\downarrow(\phi - \phi_S + \pi) \cdot N_{down}^\downarrow(\phi - \phi_S + \pi)} \\ &= \frac{(F_{up}^\uparrow n_{up}^\uparrow \sigma f_{up}^\uparrow(\phi - \phi_S)) \cdot (F_{down}^\uparrow n_{down}^\uparrow \sigma f_{down}^\uparrow(\phi - \phi_S))}{(F_{up}^\downarrow n_{up}^\downarrow \sigma f_{up}^\downarrow(\phi - \phi_S + \pi)) \cdot (F_{down}^\downarrow n_{down}^\downarrow \sigma f_{down}^\downarrow(\phi - \phi_S + \pi))} \left(\frac{1 + f_d P_T A_{UT} \sin(\phi - \phi_S)}{1 - f_d P_T A_{UT} \sin(\phi - \phi_S)} \right)^2 \\ &= R(\phi - \phi_S) \cdot \left(\frac{1 + f_d P_T A_{UT} \sin(\phi - \phi_S)}{1 - f_d P_T A_{UT} \sin(\phi - \phi_S)} \right)^2 \end{aligned} \quad (6.16)$$

Sous les hypothèses suivantes, le terme R vaut 1 :

- Nous avons rejeté les évènements pour lesquels la direction du muon incident ne croisait pas la face d'entrée de la cellule *upstream* et la face de sortie de la cellule *downstream*. Pour chaque run, le flux dans chaque cellule ne diffère que par l'atténuation $e^{\lambda L}$:

$$F_{up}^\uparrow = F_{down}^\downarrow e^{\lambda L} \quad \text{et} \quad F_{up}^\downarrow = F_{down}^\uparrow e^{\lambda L}$$

D'où

$$\frac{F_{up}^{\uparrow} \cdot F_{down}^{\uparrow}}{F_{up}^{\downarrow} \cdot F_{down}^{\downarrow}} = 1$$

- Si le nombre de nucléons cible est le même avant et après le renversement de la polarisation :

$$n_{up}^{\uparrow} = n_{up}^{\downarrow} \quad \text{et} \quad n_{down}^{\downarrow} = n_{down}^{\uparrow}$$

D'où

$$\frac{n_{up}^{\uparrow} \cdot n_{down}^{\uparrow}}{n_{up}^{\downarrow} \cdot n_{down}^{\downarrow}} = 1$$

- Enfin, dans la limite où le photon virtuel se propage dans la direction de l'axe z (quelques 10^{-2} à COMPASS), les directions $(\phi - \phi_S)$ pour une cellule polarisée \uparrow et $(\phi - \phi_S + \pi)$ pour une cellule polarisée \downarrow sont les mêmes et donc le ρ se retrouve au même endroit du détecteur dans les deux cas. Alors on a :

$$f(\phi - \phi_S)_{cell}^{\uparrow} = f(\phi - \phi_S + \pi)_{cell}^{\downarrow} \quad (6.17)$$

Cependant, les mesure selon $(\phi - \phi_S)$ et $(\phi - \phi_S + \pi)$ sont réalisés à des moments différents, l'acceptance a pu varier et l'hypothèse que nous venons de poser peut ne pas être vérifiée. Par contre, si l'on fait l'hypothèse qu'une variation d'acceptance affecte de la même façon chacune des cellules, alors le rapport des fonctions de correction avant et après le renversement de la polarisation est constant. Ainsi nous avons :

$$\frac{f(\phi - \phi_S)_{up}^{\uparrow}}{f(\phi - \phi_S + \pi)_{down}^{\downarrow}} = \frac{f(\phi - \phi_S + \pi)_{up}^{\downarrow}}{f(\phi - \phi_S)_{down}^{\uparrow}} \quad (6.18)$$

D'où

$$\frac{f(\phi - \phi_S)_{up}^{\uparrow} \cdot f(\phi - \phi_S)_{down}^{\uparrow}}{f(\phi - \phi_S + \pi)_{up}^{\downarrow} \cdot f(\phi - \phi_S + \pi)_{down}^{\downarrow}} = 1$$

Pour 3 cellules en 2007 nous définissons le *Double Ratio* $F(\phi - \phi_S)$ de la manière suivante :

$$F(\phi - \phi_S) = \frac{(N_{up}^{\uparrow}(\phi - \phi_S) + N_{down}^{\uparrow}(\phi - \phi_S)) \cdot N_{center}^{\uparrow}(\phi - \phi_S)}{(N_{up}^{\downarrow}(\phi - \phi_S + \pi) + N_{down}^{\downarrow}(\phi - \phi_S + \pi)) \cdot N_{center}^{\downarrow}(\phi - \phi_S + \pi)} \quad (6.19)$$

et le raisonnement est exactement le même.

Grâce à la structure en deux ou trois cellules de la cible COMPASS, nous pouvons donc mesurer l'asymétrie de spin transverse $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S)}$ pour laquelle les effets systématiques liés à l'acceptance sont annulés par construction. L'asymétrie de spin transverse $A_{UT}^{\sin(\phi - \phi_S)}$ est extraite en ajustant le *Double Ratio*.

Cependant, les résultats extraits par cette méthode ne permettent pas d'extraire la contribution à l'asymétrie provenant des photons longitudinaux. Pour cela, nous devons extraire la

contribution longitudinale dans chaque bin de $\phi - \phi_S$ et pour chaque cellule, ce qui implique de mesurer les taux de comptage en fonction de $\cos(\vartheta)$ et d'utiliser une fonction de correction d'acceptance. C'est ce besoin qui nous a poussé à mettre en oeuvre des simulations afin de déterminer la fonction de correction d'acceptance (chapitre 5).

Les résultats pour $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ mesurés avec la méthode du *Double Ratio* sont présentés dans la figure 6.17 en fonction des variables Q^2 et p_T^2 .

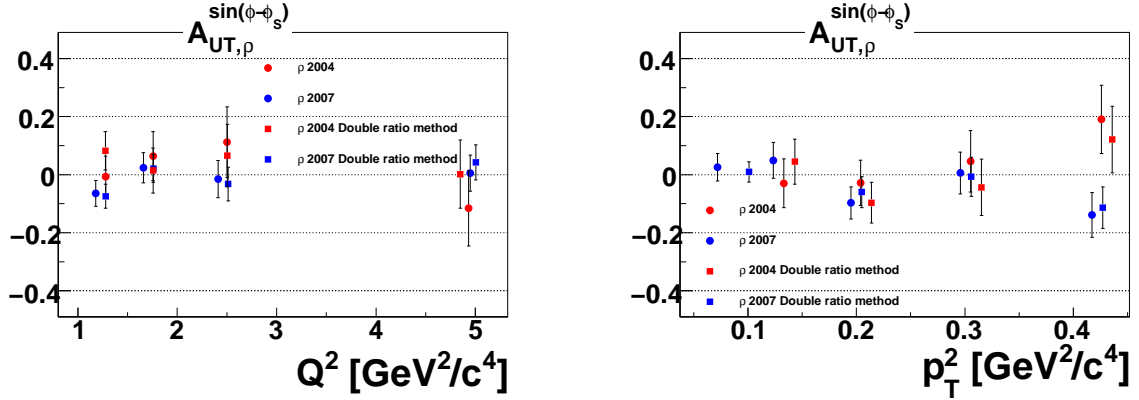


FIG. 6.17 – $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ extrait par 2 méthodes : 1) méthode des *Double Ratio* ; 2) méthode des distributions angulaires $W(\phi - \phi_S)$ avec correction d'acceptance mais sans correction de bruit de fond. (les données 2004 ne sont pas corrigées en E_μ pour faciliter la comparaison avec la méthode des *Double Ratio*.)

6.3.2 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ mesurée par la méthode des distributions angulaires $W(\phi - \phi_S)$

Comme dans la section 6.2 nous considérons les distributions $N_{Q^2}(Q^2, \phi - \phi_S, \cos \vartheta)$ ou $N_{p_T^2}(p_T^2, \phi - \phi_S, \cos \vartheta)$ que l'on sait corriger de l'acceptance et du bruit de fond.

– Soit les distributions angulaires sont analysées en $\cos \vartheta$ selon :

$$W(\phi - \phi_S, \cos \vartheta) = \cos^2 \vartheta W^{LL}(\phi - \phi_S) + \sqrt{2} \cos \vartheta \sin \vartheta W^{LT}(\phi - \phi_S) + \sin^2 \vartheta W^{TT}(\phi - \phi_S) \quad (6.20)$$

afin d'extraire les 3 contributions $W^{LL}(\phi - \phi_S)$, $W^{LT}(\phi - \phi_S)$ et $W^{TT}(\phi - \phi_S)$ pour respectivement les ρ longitudinaux, d'interférence et transverses. L'intégration sur les variables angulaires ϕ et φ réalisée par la correction de l'acceptance permet d'écrire (cf

Eq. 2.29, 2.31, 2.32 et 2.33) :

$$\begin{aligned}
W^{LL}(\phi - \phi_S) &= \iint d\phi d\varphi (W_{UU}^{LL}(\phi) + P_\ell W_{LU}^{LL}(\phi) + W_{UT}^{LL}(\phi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{LL}(\phi, \phi_S)) \\
&= (u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00}) \\
&\quad + P_T \sin(\phi - \phi_S) \operatorname{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00}) \\
&\quad + P_\ell P_T \cos(\phi - \phi_S) \sqrt{1 - \epsilon^2} s_{00}^{++}
\end{aligned} \tag{6.21}$$

$$\begin{aligned}
W^{LT}(\phi - \phi_S) &= \iint d\phi d\varphi (W_{UU}^{LT}(\phi, \varphi) + P_\ell W_{LU}^{LT}(\phi, \varphi) + W_{UT}^{LT}(\phi, \varphi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{LT}(\phi, \varphi, \phi_S)) \\
&= 0
\end{aligned} \tag{6.22}$$

$$\begin{aligned}
W^{TT}(\phi - \phi_S) &= \iint d\phi d\varphi (W_{UU}^{TT}(\phi, \varphi) + P_\ell W_{LU}^{TT}(\phi, \varphi) + W_{UT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S) + P_\ell W_{LT}^{TT}(\phi, \varphi, \phi_S)) \\
&= \frac{1}{2} (u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) \\
&\quad + P_T \sin(\phi - \phi_S) \frac{1}{2} \operatorname{Im}(n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++}) \\
&\quad + P_\ell P_T \cos(\phi - \phi_S) \sqrt{1 - \epsilon^2} \frac{1}{2} (s_{++}^{++} + s_{++}^{--})
\end{aligned} \tag{6.23}$$

– Soit les distributions angulaires sont intégrées également en $\cos\vartheta$ et on obtient la distribution angulaire uniquement en $\phi - \phi_S$:

$$\begin{aligned}
W(\phi - \phi_S) &= \iint d\cos\vartheta (\cos^2\vartheta W^{LL}(\phi - \phi_S) + \sqrt{2} \cos\vartheta \sin\vartheta W^{LT}(\phi - \phi_S) \\
&\quad + \sin^2\vartheta W^{TT}(\phi - \phi_S)) \\
&= ((u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00} + u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) = 1) \\
&\quad + P_T \sin(\phi - \phi_S) \operatorname{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00} + n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++}) \\
&\quad + P_\ell P_T \cos(\phi - \phi_S) \sqrt{1 - \epsilon^2} (s_{00}^{++} + s_{++}^{++} + s_{++}^{--})
\end{aligned} \tag{6.24}$$

Nous pouvons alors extraire :

– pour la production de mésons ρ :

$$A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)} = \frac{\operatorname{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00} + n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++})}{(u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00} + u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++}) = 1} \tag{6.25}$$

– pour la production de mésons ρ longitudinaux :

$$A_{UT,\rho L}^{\sin(\phi-\phi_S)} = \frac{\operatorname{Im}(n_{++}^{00} + \epsilon n_{00}^{00})}{(u_{++}^{00} + \epsilon u_{00}^{00})} \tag{6.26}$$

– pour la production de mésons ρ transverses :

$$A_{UT,\rho T}^{\sin(\phi-\phi_S)} = \frac{\operatorname{Im}(n_{++}^{++} + n_{++}^{--} + 2\epsilon n_{00}^{++})}{(u_{++}^{++} + u_{++}^{--} + 2\epsilon u_{00}^{++})} \tag{6.27}$$

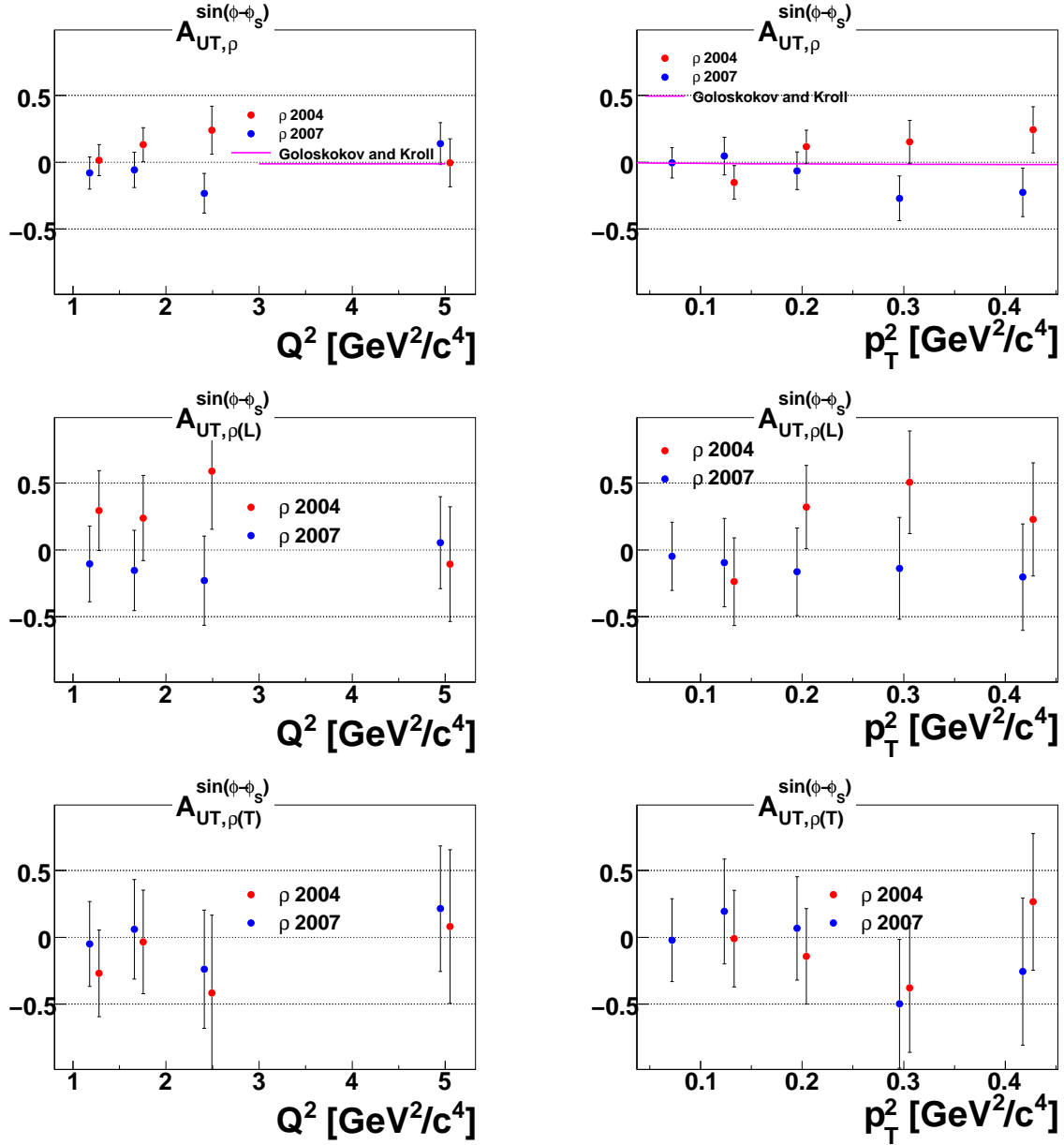


FIG. 6.18 – $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, $A_{UT,\rho L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, $A_{UT,\rho T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ pour respectivement la production de ρ en haut, de ρ longitudinaux au milieu, de ρ transverses en bas. Cette détermination est basée sur l'analyse des distributions angulaires $W(\phi-\phi_S)$ et $W(\phi-\phi_S, \cos\vartheta)$ avec correction d'acceptance et bruit de fond. Les données 2004 sont corrigées d'un décalage de 1 GeV sur le muon incident.

La figure 6.17 montre le résultat $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ en fonction de Q^2 et P_T^2 par cette méthode avec l'analyse des distributions angulaires $W(\phi-\phi_S)$ (intégrées en $\cos\vartheta$), corrigée de l'acceptance mais non du bruit de fond. A priori ce résultat doit être similaire à celui obtenu par la méthode des *Double Ratio* où la correction d'acceptance est faite naturellement par construction de ce

rapport astucieux. C'est exactement ce qu'on obtient ; les valeurs extraites sont très proches dans les erreurs statistiques et sans décalage systématique. Les barres d'erreur sont les mêmes, typiquement 4% pour le premier point en Q^2 .

Les figures 6.18 (en haut) présentent le même résultat $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ en fonction de Q^2 et P_T^2 , mais cette fois, corrigé du bruit de fond. Les barres d'erreur grandissent considérablement (typiquement l'erreur de 4% sur le premier bin en Q^2 passe à 12%). La qualité des ajustements sur E_{miss} pour les bins $(Q^2, \phi - \phi_S)$ est pourtant tout à fait bonne (voir les figures correspondantes 5.33 et 5.34 au chapitre 5). Pour chaque point $N_{Q^2}(Q^2, \phi - \phi_S)$ nous avons considéré une erreur statistique sur le signal exclusif extrait et une erreur systématique de 5% du bruit de fond mesuré. Ces deux erreurs sont sommées quadratiquement. En fait, l'erreur provenant du bruit est très corrélée entre les différents points en $(\phi - \phi_S)$ et la combinaison des erreurs aurait certainement pu être traitée différemment. Les erreurs que nous avons utilisées sont certainement surestimées. Une étude plus approfondie pourrait permettre de les réduire.

Les figures 6.18 (au milieu et en bas) présentent $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ et $A_{UT,\rho_T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ pour les mésons ρ respectivement longitudinaux et transverses en fonction de Q^2 et P_T^2 . Ces asymétries sont le rapport entre les SDME pour une cible polarisée transversalement et les SDME non polarisées qui varient entre 0.5 et 0.7 (voir les formules 6.26, 6.27). La barre d'erreur en valeur absolue est encore plus grande (28% pour le premier point en Q^2), due aussi au fait qu'elle contient une erreur systématique de 10% du bruit de fond car c'est maintenant une correction à 3 variables $(Q^2, \phi - \phi_S, \cos \vartheta)$ ou $(P_T^2, \phi - \phi_S, \cos \vartheta)$.

La comparaison avec les données d'HERMES [30] est donnée sur la figure 6.19. $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ est présentée en haut à gauche et $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ et $A_{UT,\rho_T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ sont donnés pour plusieurs méthodes d'extraction. Si les barres d'erreur statistique sur $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ obtenues à HERMES sont légèrement plus grandes que les barres d'erreur statistique obtenues à COMPASS (proton 2007) pour la méthode *double ratio* confirmée par l'analyse angulaire de $W(\phi - \phi_S)$ sans soustraction de bruit de fond, les erreurs totales sur les contributions longitudinales et transverses, $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ et $A_{UT,\rho_T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, sont bien plus petites à HERMES. Il faut mentionner que l'erreur sur la soustraction du bruit de fond pour les données de HERMES est considérée négligeable.

Les données obtenues en 2004 sur la cible de ${}^6\text{LiD}$ (ou deuton) polarisée transversalement donnent la somme des contributions proton plus neutron. Ces données montrent des asymétries très petites où une annulation entre les contributions apportées par le proton et le neutron pouvait être raisonnablement envisagée. C'est pourquoi il était fondamental d'étudier en 2007 la contribution du proton seul grâce à la cible NH_3 polarisée transversalement. La comparaison avec les prédictions théoriques de Goloskokov et Kroll [47] pour le proton est montrée en fonction de Q^2 et P_T^2 sur la figure 6.18. La valeur estimée pour le proton est très petite de l'ordre de -0.02 en accord avec nos mesures. Les auteurs trouvent également $A_{UT,\rho_L^0} \sim A_{UT,\rho_T^0} = -0.02$. Comme il a été dit dans le chapitre 2 les mesures de l'asymétrie A_{UT} pour la production de mésons ω ou ρ^+ auraient été plus prometteuses.

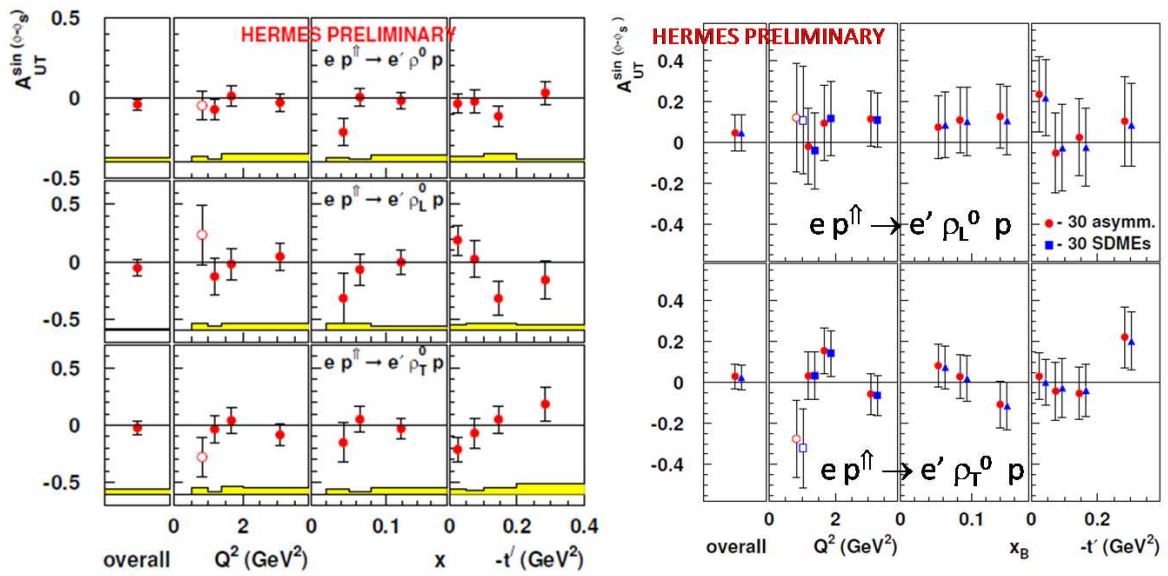


FIG. 6.19 – $A_{UT,\rho}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, $A_{UT,\rho_T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ à gauche extraits par une première méthode et $A_{UT,\rho_L}^{\sin(\phi-\phi_S)}$, $A_{UT,\rho_T}^{\sin(\phi-\phi_S)}$ extraits par une seconde méthode très proche de la notre par l'analyse des SDME [30].

Chapitre 7

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse avait pour objet de mesurer l'asymétrie transverse dans la production exclusive de mesons ρ car c'est un des moyens d'accéder à la distribution de partons généralisées E^q intimement liée au moment angulaire porté par le quark q .

Ceci a été réalisé à partir de données prises par l'expérience COMPASS au CERN qui utilise un faisceau de muons de 160 GeV et une cible polarisée transversalement de protons (en 2007) ou de deutons (en 2004). Nous avons décrit la sélection des données et les différentes coupures appliquées afin d'isoler la réaction exclusive $\mu + N \rightarrow \mu' + \rho + N$. Pour corriger les distributions mesurées nous avons mis en place une détermination de la fonction d'acceptance et de *smearing* basée sur des simulations de l'appareillage et du processus physique. Cette étude utilise le générateur d'événements DIPSI pour les réactions exclusives développé pour l'expérience ZEUS. Les imperfections de ce générateur nous ont conduit à mettre en place une méthode de pondération des événements afin de mieux reproduire les effets de *smearing*. Dans un deuxième temps, le générateur d'événements PYTHIA, qui décrit les processus inélastiques à haute énergie, a été utilisé pour déterminer la forme du bruit de fond présent sous le pic d'exclusivité. De cette simulation nous obtenons une paramétrisation du bruit qui sera par la suite ajustée sur les données.

Ce travail a permis de mesurer la pente de la distribution en P_T^2 et son évolution en fonction de Q^2 . Notre résultat montre que la pente augmente lorsque Q^2 diminue et que le régime de factorisation, sans composante transverse, n'est pas pleinement atteint dans les données que nous avons utilisées. Afin de séparer les contributions des mésons ρ longitudinaux et transverses nous avons mis en place une analyse des distributions angulaires des produits de la réaction. Les résultats obtenus portent sur les éléments de la matrice densité de spin (SDME) et confirment les résultats des expériences précédentes montrant une faible violation de la conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC) : l'hélicité du méson ρ est presque intégralement transférée au photon. L'analyse des distributions angulaires nous permet également de déterminer l'asymétrie pour une cible polarisée transversalement avec séparation des contributions longitudinales et transverses. Le résultat obtenu est compatible avec 0 mais l'erreur sur la mesure est relativement grande (due à une estimation trop conservatrice de l'erreur sur la soustraction du bruit de fond). Cependant, notre résultat est en accord avec les prédictions existantes.

Lors de l'analyse de ces données nous avons rencontré deux problèmes dont les origines ne nous sont pas encore comprises.

- En 2007, la distribution en E_{miss} présente une grande contribution dans la région $E_{miss} < 0$. Cet effet n'est pas observé en 2004. Nous avons interprété cet effet par une mauvaise reconstruction de l'énergie du faisceau incident, qui semble prise aléatoirement dans la distribution réelle en énergie (une gaussienne de largeur 5.2 GeV) comme s'il y avait plusieurs muons incidents. Cette hypothèse nous permet toutefois de corriger les données 2007 de cette contribution comme nous le faisons pour le bruit de fond non-exclusif.
- En 2004, la distribution en E_{miss} présente des décalages systématiques de la position du pic exclusif entre les différentes périodes de prise de données. Le pic exclusif n'est pas centré à 0 et on observe un impact direct sur la distribution en ϕ angle entre le plan leptonique et hadronique. Un moyen de corriger cet effet a été d'appliquer un décalage systématique de 1 GeV à l'énergie du muon incident. L'effet sur l'extraction des SDME est important et il est difficile de donner trop de crédit aux analyses en distributions angulaires pour l'année 2004.

Un projet de mesure de réactions exclusives comme la diffusion Compton virtuelle profonde et la production d'un grand nombre de mésons (ρ, ω, ϕ) est en cours d'élaboration pour le futur. Ce programme utilisera une longue cible d'hydrogène et dans un deuxième temps une cible polarisée transversalement. Pour parfaire le spectromètre COMPASS un détecteur de protons de recul sera installé autour de la cible. Ce détecteur aura l'avantage de définir une bien meilleure exclusivité et de s'affranchir de la soustraction du bruit de fond qui apporte une large erreur systématique. D'autre part il apportera une redondance des variables cinématiques. La qualité de la détermination de l'angle ϕ est fondamentale pour toutes les analyses angulaires. Des tests de cette expérience avec un petit détecteur des protons de recul ont été réalisés en 2009 et devraient permettre de clarifier les deux problèmes observés.

Troisième partie

Annexes

Chapitre 8

Effet systématique d'un décalage de 1 GeV sur E_μ pour les données de 2004

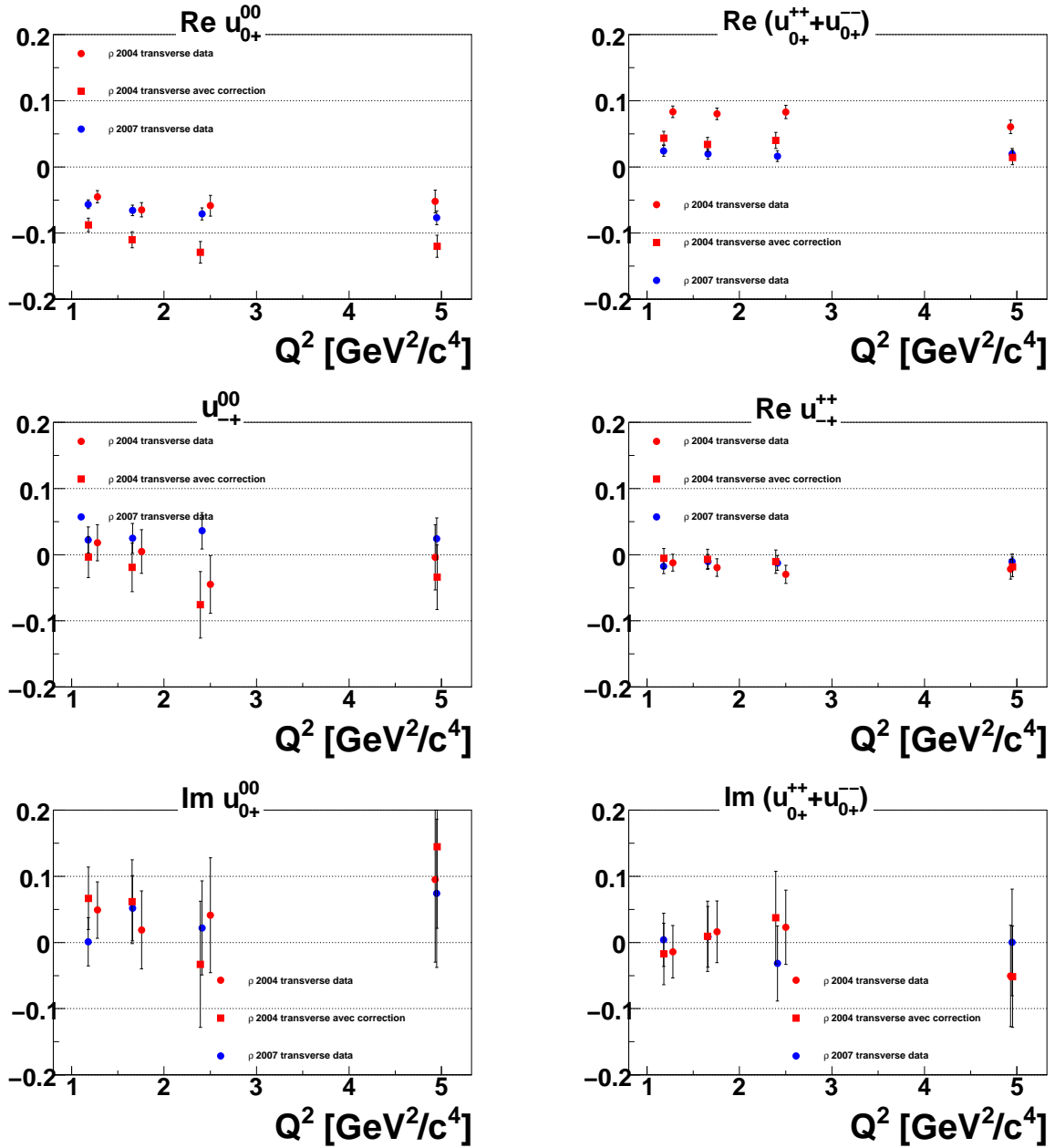


FIG. 8.1 – Effet systématique d’une correction de 1 GeV sur l’énergie du muon incident pour les données 2004 pour les SDME $Re u_{0+}^{00}$, u_{-+}^{00} , u_{0+}^{00} , $Re(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$, $Re u_{-+}^{++}$ et $Im(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ en fonction de Q^2 .

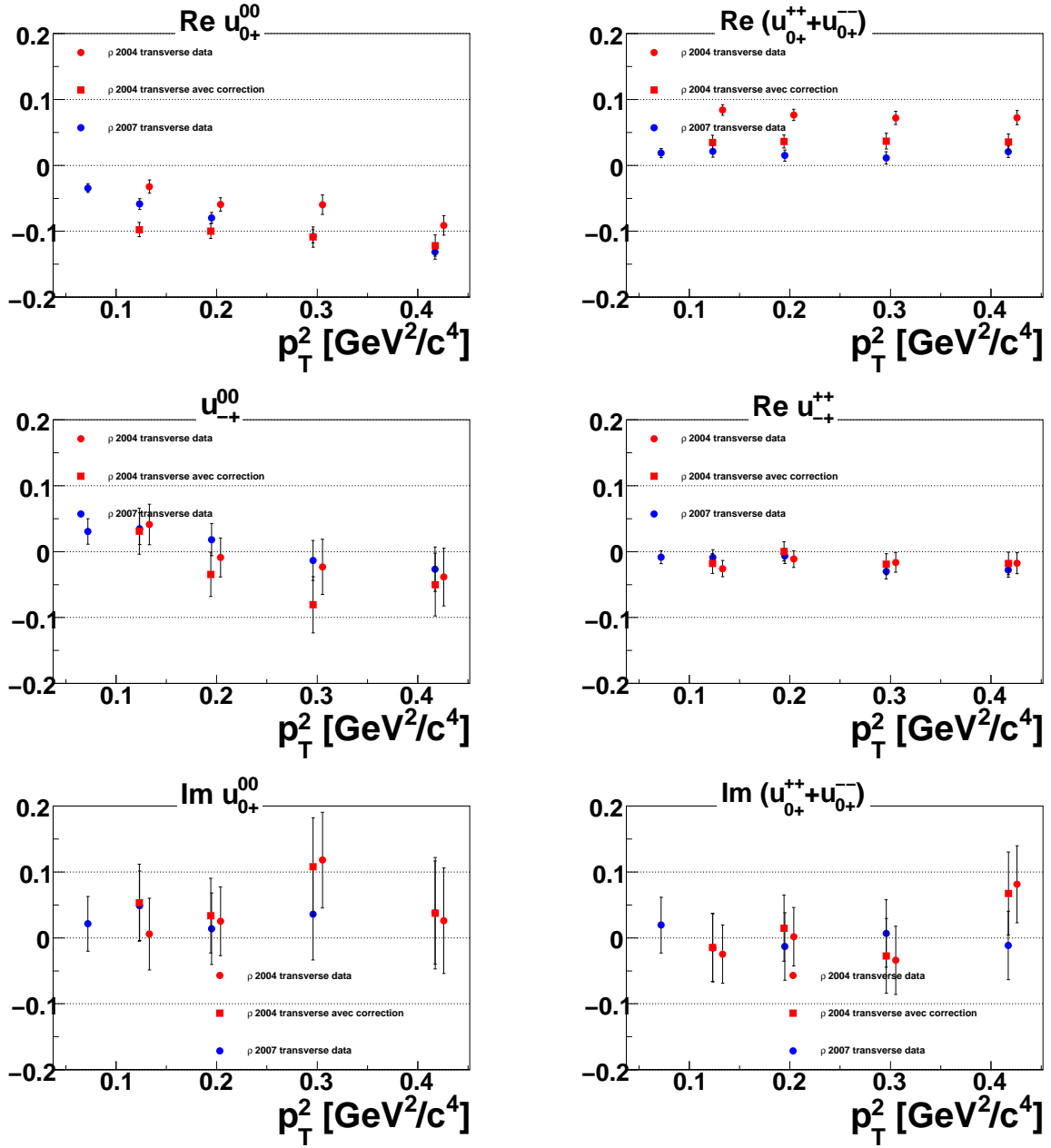


FIG. 8.2 – Effet systématique d’une correction de 1 GeV sur l’énergie du muon incident pour les données 2004 pour les SDME $\text{Re}u_{0+}^{00}$, u_{-+}^{00} , u_{0+}^{00} , $\text{Re}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$, $\text{Re}u_{-+}^{++}$ et $\text{Im}(u_{0+}^{++} + u_{0+}^{--})$ en fonction de p_T^2 .

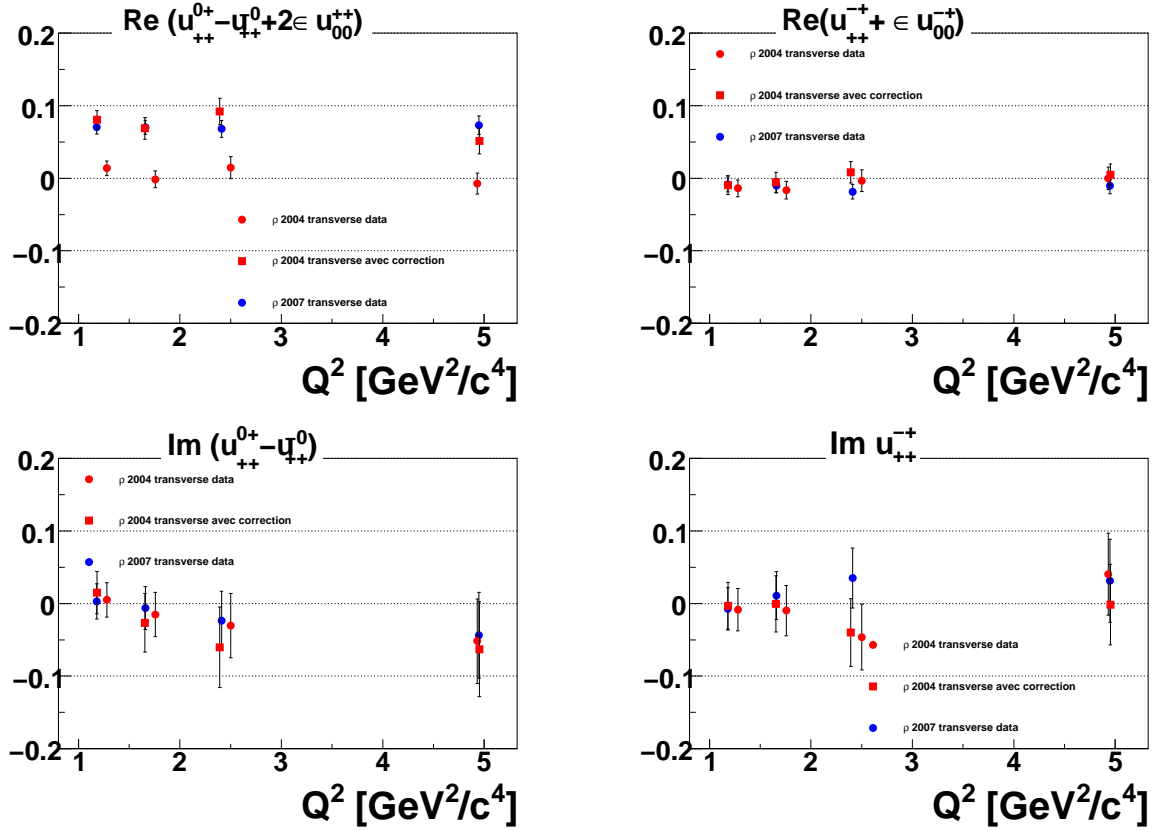


FIG. 8.3 – Effet systématique d’une correction de 1 GeV sur l’énergie du muon incident pour les données 2004 pour les SDME $\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0} + 2\epsilon u_{00}^{++})$, $\text{Im} u_{++}^{-+}$, $\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$ et $\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{-0})$ en fonction de Q^2

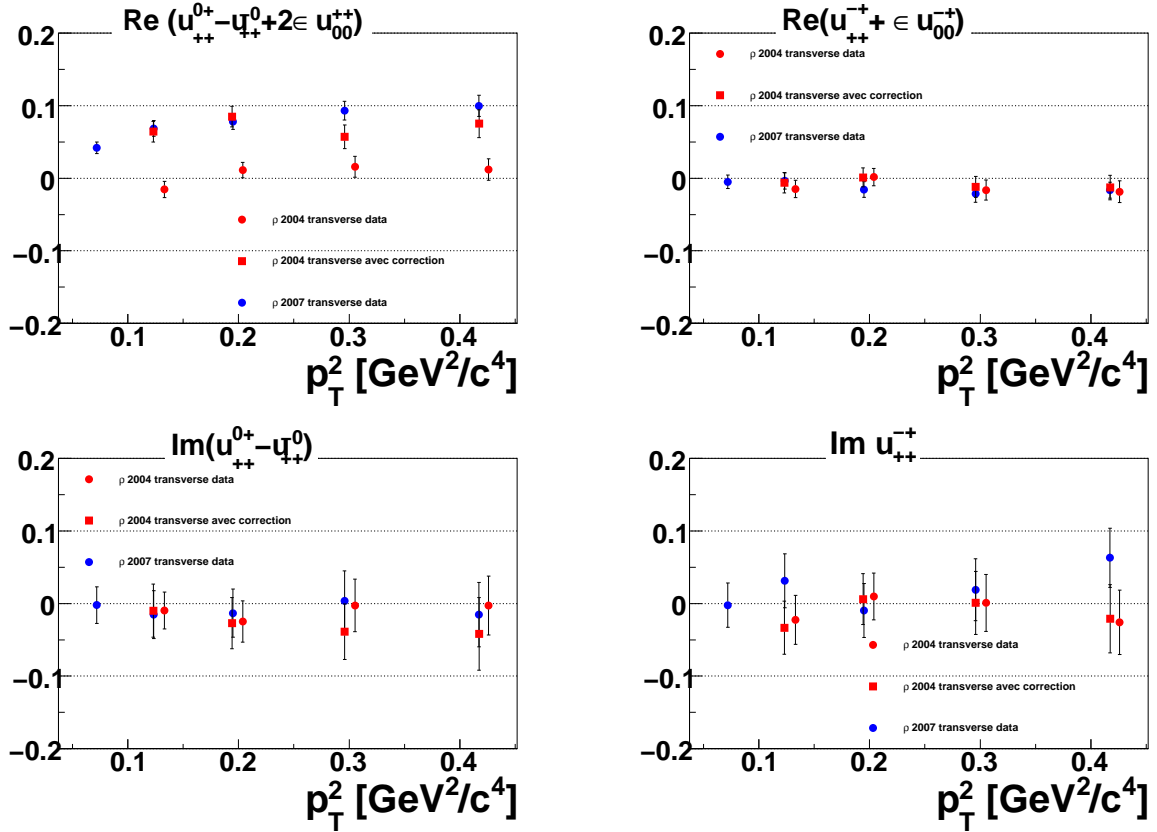


FIG. 8.4 – Effet systématique d’une correction de 1 GeV sur l’énergie du muon incident pour les données 2004 pour les SDME $\text{Re}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{0-} + 2\epsilon u_{00}^{++})$, $\text{Im} u_{++}^{-+}$, $\text{Re}(u_{++}^{-+} + \epsilon u_{00}^{-+})$ et $\text{Im}(u_{++}^{0+} - u_{++}^{0-})$ en fonction de p_T^2

Bibliographie

- [1] V.YU. Alexakhin *et al.*, [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **647** (2007) 8.
- [2] M. Alekseev *et al.*, [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **676** (2009) 31.
- [3] E.S. Ageev *et al.*, [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **633** (2006) 25.
- [4] A. Adare *et al.*, [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **76**, 051106 (2007); Phys. Rev. D **79**, 012003 (2009); Phys. Rev. Lett. **103**, 012003 (2009).
- [5] B. I. Abelev *et al.*, [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 232003 (2008).
- [6] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, W. Vogelsang, Phys.Rev.D **80**, 034030 (2009).
- [7] D. Mueller *et al.*, Fortsch. Phys. **42** (1994) 101.
- [8] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610; Phys. Rev. D **55** (1997) 7114.
- [9] A.V. Radyushkin, Phys. Lett. **B 385** (1996) 333; Phys. Rev. D **56** (1997) 5524.
- [10] M. Burkardt, Phys. Rev. D **62** (2000) 071503; erratum-ibid. d **66** (2002) 119903; Int. J. Mod. Phys. A **18** (2003) 173; Phys. Lett. **B 595** (2004) 245.
- [11] J.C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, Phys. Rev. **D56**, 2982 (1997).
- [12] M. Diehl, T. Gousset, B. Pire, Phys. Rev. D **59** (1999) 034023, hep-ph/9808479; J.C. Collins, M. Diehl, Phys. Rev. D **61** (2000) 114015, hep-ph/9907498.
- [13] M. Diehl and S. Sapeta, Eur. Phys. J. C **41** (2005) 515, hep-ph/0503023.
- [14] M. Diehl, JHEP 0709 :064 (2007), hep-ph/0704.1565.
- [15] K.Schilling and G.Wolf, Nucl.Phys. **B61** (1973) 381.
- [16] By Spin Muon collaboration (D. Adams et al.). Nucl.Instrum.Meth.A443 :1-19,2000.// et By Spin Muon Collaboration (SMC) (B. Adeva et al.). Nucl.Instrum.Meth.A343 :363-373,1994.
- [17] S. Aid et al., [H1 Collaboration], Elastic electroproduction of ρ and J/ψ mesons at HERA, Nucl. Phys. B **468**, (1996) 3.
- [18] C. Adloff et al., [H1 Collaboration], Elastic electroproduction of ρ mesons at HERA, Eur. Phys.J. C **13**, 371 (2000).
- [19] C. Adloff et al., [H1 Collaboration], A measurement of the t dependence of the helicity structure of diffractive ρ meson electroproduction at HERA, Physics Letters B **539** (2002), 25-39.

- [20] thèse de Caroline Collard, Mesure de la structure en hélicité de la réaction $ep \rightarrow e\rho Y$ en fonction de t à HERA, (2002)
- [21] C. Adloff et al., [H1 Collaboration], Measurement of elastic electroproduction of ϕ mesons at HERA, Phys. Lett. B 483, 360 (2000)
- [22] A. Aktas et al., [H1 Collaboration], DESY-05-161, Oct 2005. 40pp., Eur.Phys.J.C46 :585-603, (2006).
- [23] M. Derrick et al., [ZEUS Collaboration], Elastic and Proton-Dissociative ρ^0 Photoproduction at HERA, Phys. Lett. B 356 (1995) 601
- [24] J. Breitweg et al., [ZEUS Collaboration], Exclusive Electroproduction of ρ^0 and J/Ψ Mesons at HERA, Eur. Phys. J. C 6 (1999) 603
- [25] J. Breitweg et al., [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C 12 (2000) 393
- [26] S. Chekanov et al., [ZEUS Collaboration], Exclusive ρ^0 production in deep inelastic scattering at HERA, DESY07-118, PMC Phys A1 (2007) 6.
- [27] S. Chekanov et al., [ZEUS Collaboration], Exclusive Electroproduction of ϕ Mesons at HERA, Nucl. Phys. B 718, 3 (2005).
- [28] S. Chekanov et al., [ZEUS Collaboration], Exclusive electroproduction of J/Ψ mesons at HERA, Nucl. Phys. B 695, 3 (2004).
- [29] A. Airapetian *et al.*, [HERMES Collaboration], Spin Density Matrix Elements in Exclusive ρ^0 Electroproduction on ^1H and ^2H Targets at 27.5 GeV Beam Energy, Eur. Phys. J. C **62** (2009) 659
- [30] thèse de A. A. Rostomyan, Exclusive ρ^0 Production At Hermes, (2008)
- [31] thèse de J. Dreschler, Transverse target-spin asymmetry in exclusive electroproduction of ρ^0 mesons at HERMES, (2008)
- [32] M. Arneodo et al., [NMC Collaboration] Exclusive ρ^0 and ϕ muoproduction at large Q^2 . Nucl. Phys. B 429 (1994) 503-529
- [33] M.R. Adams et al., [the Fermilab E-665 Collaboration], Diffractive Production of ρ^0 Mesons in Muon-Proton Interactions at 470 GeV, Zeitschrift für Physik C 74 (1997) 237.
- [34] S.A. Morrow, et al., [CLAS Collaboration], Exclusive ρ^0 electroproduction on the proton at CLAS Eur. Phys. J. A 39 (2009) 5
- [35] L. Morand, et al., [CLAS Collaboration], Deeply virtual and exclusive electroproduction of ω mesons. Eur. Phys. J. A 24 (2005) 445-458
- [36] A. Levy, Hamburg 2007 proceedings, hep-ex/0711 :0737; DIS 2009 proceedings, hep-ex/0907 :2178.
- [37] H. Abramowicz, L. Frankfurt and M. Strikman, Interplay of hard and soft physics in small x deep inelastic processes, Surveys High Energy Physics 11 (1997) 51.
- [38] A. Donnachie and P.V. Landshoff, Total cross section, Phys. Lett. B 296 (1992) 227.
- [39] L. Frankfurt, W. Koepf and M. Strikman, Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD, Phys. Rev. D 54 (1996) 3194.

- [40] A.D. Martin, M.G. Ryskin and T. Teubner, Q^2 dependence of diffractive electroproduction of vector mesons, Phys. Rev. D 62 (2000) 014022.
- [41] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon and M. Guidal, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5064; Phys. Rev. D **60** (1999) 094017.
- [42] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, Prog. Part. in Nucl. Phys. 47 (2001) 401, hep-ph/0106012.
- [43] M. Diehl and A.V. Vinnikov, Phys. Lett. B **609** 286-290, (2005), hep-ph/0412162.
- [44] F. Ellinghaus, W.-D. Nowak, A.V. Vinnikov, and Z. Ye, Eur. Phys. J. C **46** (2006) 729, hep-ph/0506264.
- [45] S.V. Goloskokov, P. Kroll, Eur. Phys. J. C **42** (2005) 281, hep-ph/0501242.
- [46] S.V. Goloskokov, P. Kroll, Eur. Phys. J. C **53** (2008) 367, hep-ph/0708.3569.
- [47] S.V. Goloskokov, P. Kroll, Eur. Phys. J. C **59** (2009) 809, hep-ph/0809.4126.
- [48] M. Diehl and W. Kugler, Eur.Phys.J.C **52** 933-966, (2007), hep-ph/0708.1121.
- [49] The COMPASS Experiment at CERN, NIM A 577 (2007) 455-518
- [50] COMPASS note 2004-12, Angular Distributions and $R=\sigma_L/\sigma_T$ for exclusive ρ^0 production from COMPASS 2002, E. Burtin, N. d'Hose, O.A. Grajek, A. Sandacz.
- [51] COMPASS note 2007-9, Extraction of Transverse Target Single Spin Asymmetry for Exclusive ρ^0 Production from COMPASS 2002-2004
- [52] COMPASS note 2009-9, Exclusive rho0 production using transversely polarized Li6D (2004) and NH3 (2007) targets, E. Burtin, N. d'Hose, H. Fischer, G. Jegou, A. Sandacz, H. Wollny
- [53] COMPASS note 2006-12, Collins and Sivers asymmetries on hadrons identified as pions and kaons from COMPASS 2003/2004 transverse run, The transversity group
- [54] COMPASS note 2008-10, Collins and Sivers asymmetries from 2007 proton transverse run, The transversity group.
- [55] COMPASS note 2009-XX, Single-Hadron and Two-Hadron Asymmetries from the 2007 transversely polarized proton data, The transversity group.
- [56] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN, Geneva 1993.
- [57] M.G.Ryskin, Z Phys.**C57** (1993) 89).
- [58] M.Arneodo, L.Lamberti, M.G.Ryskin, *DIPSI, a Monte Carlo generator for elastic vector meson production in charged lepton proton scattering*, Comput. Phys. Commun. **100** (1997) 195, hep-ph/9610286)
- [59] V.Alexakhin. COMgeant web page <http://valexakh.web.cern.ch/xbvalexakh/wwwcomg/index.html>
- [60] T.Sjöstrand, Computer Physics Commun. 82 (1992) 74.
- [61] home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html
- [62] O.A.Grajek, Monte Carlo for correction for exclusive vector meson production, COMPASS analysis meeting, 1 april 2003

- [63] O.A.Grajek, Status of MC for analysis of exclusive ρ^0 production, COMPASS analysis meeting, 9 december 2003
- [64] A.Sandacz, Results from MC for exclusive ρ production, COMPASS analysis meeting, 29 Janv 2004
- [65] A.Sandacz, Towards determination of SDME for ρ production, COMPASS analysis meeting, 26 Febr. 2004

/