



UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

FACULTÉ DES SCIENCES

**Production diffractive
de mésons ρ à HERA II**

Mémoire de fin d'études
en sciences physiques.

Année académique 2010-2011

Alexandre LÉONARD

Directeur de mémoire :

Dr. Laurent FAVART

Remerciements

J'aimerais avant tout remercier mon promoteur Laurent FAVART qui m'a formidablement encadré tout au long de cette année. Je tiens donc à le remercier pour sa présence, ses conseils ainsi que pour les nombreuses discussions que nous avons échangées tout au long de la réalisation de ce travail.

Je tiens également à remercier Mme. Sophie VAN ECK pour les précieux conseils qu'elle m'a fournis lors d'une première présentation.

Je remercie également Mr. Pierre MARAGE, pour les discussions qui ont permis de bien aiguiller ce mémoire et de résoudre quelques problèmes survenus lors de l'analyse des données. Je le remercie également, ainsi que Mme. Catherine DE CLERCQ, pour m'avoir accueilli dans leur service de l'IIHE (ULB-VUB) et m'avoir permis de travailler dans les meilleures conditions possibles.

Cette année n'aurait certainement pas été aussi agréable sans la présence de mes camarades physiciens et je tiens à remercier Julie DELVAX pour ses nombreux conseils et qui a su répondre à mes questions lorsque Laurent n'était pas là. De même que Thomas HREUS, mon fournisseur de simulation Monte Carlo. Je remercie également mes collègues de bureau Vincent DERO et Thierry CAEBERGS, de couloir, Laurent THOMAS, et de classe Thierry MAERSCHALK, pour leur présence autour de la machine à café.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres de l'IIHE (ULB-VUB) pour leur accueil. La bonne ambiance régnant dans ce service a rendu le travail plus agréable.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Interactions diffractives électron-proton	3
2.1	La diffraction inclusive	3
2.1.1	Des interactions élastiques aux interactions diffractives	3
2.1.2	Cinématique des interactions diffractives à HERA	5
2.1.3	Approches phénoménologique et partonique de la diffraction	9
2.2	Production diffractive de mésons vecteurs	12
2.2.1	Modèles théoriques	12
2.2.2	Dépendances des sections efficaces	17
2.2.3	Distribution angulaire de désintégration	23
3	Dispositif expérimental	29
3.1	Le collisionneur HERA	29
3.2	Le détecteur H1	31
3.2.1	Les trajectographes	34
3.2.2	Les calorimètres	36
3.2.3	Le détecteur de temps de vol	39

3.2.4	Le système de déclenchement	40
3.2.5	Production des fichiers de données	42
4	Données et simulation Monte Carlo	45
4.1	Sélection des données	45
4.1.1	Données utilisées	46
4.1.2	Éléments de déclenchement utilisés	47
4.1.3	Sélection du candidat électron diffusé	48
4.1.4	Sélection des candidats pions	48
4.1.5	Réduction des bruits de fond	49
4.2	Reconstruction de la cinématique	53
4.2.1	Méthode double angle	53
4.2.2	Méthode Jacquet et Blondel	54
4.3	Simulation Monte Carlo	55
4.4	Correction des effets d'acceptance	59
4.4.1	Acceptance pour l'étude de la section efficace	61
5	Estimation des bruits de fond	63
5.1	Processus contribuant au bruit de fond	63
5.2	Normalisation des échantillons Monte Carlo	65
5.2.1	Rapport des contributions dissociative sur élastique	66
5.2.2	Normalisation de l'échantillon de mésons ρ	66
5.2.3	Normalisation de l'échantillon de mésons ϕ	68
5.2.4	Normalisation de l'échantillon de mésons ω	69

5.2.5	Normalisation de l'échantillon de mésons ρ'	69
5.2.6	Résultat de la normalisation	70
5.3	Comparaison données – Monte Carlo	71
6	Mesures de la section efficace	77
6.1	Procédure suivie pour déterminer $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$	77
6.2	Dépendance en W et Q^2 de $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$	80
6.3	Dépendance en Q^2 de $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$	82
6.4	Dépendance en $ t $ et Q^2 de $d^2\sigma[ep \rightarrow e\rho p]/d t dQ^2$	84
6.5	Remarques	86
7	Étude de la structure en hélicité	89
7.1	Dépendance en $ t $ de l'élément r_{00}^{04}	90
7.2	Dépendance en Q^2 de l'élément r_{00}^{04}	93
8	Conclusions	97

Chapitre 1

Introduction

Ce mémoire porte sur l'analyse des données récoltées par l'expérience H1 réalisée auprès du collisionneur électron-proton (ep) HERA et se place dans le cadre général de la physique des particules à haute énergie. Les hautes énergies atteintes à HERA permettent de sonder la structure du proton jusqu'à des échelles de l'ordre de 10^{-18} m. La plupart du temps lors des interactions ep , le photon émis par l'électron éjecte un quark du proton en le brisant, suivant la réaction inclusive $ep \rightarrow eX$ où X correspond à un ensemble de particules hadroniques. Cependant, dans environ 10% des événements, le proton est diffusé élastiquement, $ep \rightarrow eXp$, on parle alors d'interactions diffractives. En présence d'une "échelle dure" lors de l'interaction (haute virtualité du photon, présence de quarks lourds, grande impulsion transverse), une approche perturbative peut être appliquée en chromodynamique quantique (QCD) et fournir des prédictions opposables aux mesures expérimentales permettant de comprendre le mécanisme de l'interaction et d'extraire la structure en quarks et gluons du proton.

Ce travail porte sur l'analyse d'un processus particulier, la production diffractive exclusive de mésons vecteurs ρ : $ep \rightarrow e\rho p$. D'un point de vue théorique on peut le voir comme suit : le photon émis par l'électron fluctue en une paire quark anti-quark (un dipôle de couleur) qui interagit avec le proton (échange diffractif $\sigma^{q\bar{q}-p}$) et qui forme ensuite un méson vecteur ρ . L'échange diffractif ne brise pas le proton et se caractérise par conséquent par l'absence d'échange de couleur. Il est décrit différemment suivant les modèles, le plus simple étant un échange de deux gluons dans un état singlet de couleur. L'étude de la production diffractive de mésons vecteurs ρ , mais aussi de mésons vecteurs plus lourds comme le ω , le ϕ , le J/ψ , le ψ' ou encore le Υ , réalisée à HERA, a permis d'observer la dépendance des sections efficaces en l'énergie pour différentes valeurs de l'échelle de masse ainsi que de la virtualité, Q^2 , du photon. Dans les deux cas, on observe une transition entre un régime non perturbatif et un régime

perturbatif. Seul un régime perturbatif permet d'interpréter l'interaction en termes de quarks et gluons. Cette transition apparaît toutefois à des valeurs plus hautes de l'échelle dure dans le cas du ρ par rapport au processus inclusif mais aussi par rapport, par exemple, au J/ψ , sans que ce phénomène soit véritablement compris. Le travail réalisé dans ce mémoire utilise une statistique importante des données de l'expérience H1 jusqu'ici non utilisées pour tenter de mesurer avec plus de précision cette transition et contribuer ainsi à mieux comprendre le mécanisme sous-jacent.

Les chapitres 2 et 3 de ce mémoire introduisent respectivement le cadre théorique des interactions diffractives et le dispositif expérimental H1 utilisé pour obtenir les données. Le chapitre 4 concerne la méthode développée pour sélectionner les événements désirés, ainsi qu'une description de la simulation Monte Carlo que nous utilisons pour corriger les données des effets détecteurs. Le chapitre 5 reprend l'étude des différents bruits de fond qui contaminent notre échantillon de données, et la procédure suivie afin de normaliser chacun d'entre eux aux données. Une comparaison entre les données et la simulation Monte Carlo est présentée à la fin de ce chapitre. Les chapitres 6 et 7 reprennent les résultats obtenus dans ce travail.

Ce travail se base sur les données des années 2005, 2006 et 2007, correspondant à une luminosité intégrée de 309.2 pb^{-1} , soit 4 fois plus importante que celle correspondante aux mesures antérieures.

Nos résultats consistent en la mesure de la section efficace élastique de production de ρ : $\gamma^*p \rightarrow \rho p$ dans le domaine cinématique : $15 < Q^2 < 65 \text{ GeV}^2$, $60 < W < 160 \text{ GeV}$ et $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ où W est l'énergie disponible dans le centre de masse photon-proton et t est le carré de l'impulsion transverse transférée du proton.

Le second résultat concerne la structure en hélicité de la production de mésons vecteurs ρ . La mesure du transfert de moment cinétique entre le photon virtuel γ^* et le méson ρ permet d'extraire de l'information sur la dynamique de l'échange diffractif interprété à la lumière de la théorie QCD. Nous avons mesuré l'élément r_{00}^{04} (voir chapitre 2) de la matrice de densité de spin à partir de l'étude des distributions angulaires caractérisant la production et la désintégration du méson, et cela en étendant les valeurs de $|t|$ jusqu'à 3 GeV^2 .

Nos résultats confirment globalement les mesures obtenues précédemment et montrent que l'on peut augmenter sensiblement leur précision grâce à la grande statistique disponible.

Chapitre 2

Interactions diffractives électron-proton

Ce deuxième chapitre aborde les principaux concepts théoriques relatifs aux interactions diffractives à haute énergie. Nous commençons par introduire la diffraction de manière générale pour les interactions hadron-hadron avant d'étudier le cas qui nous intéresse des collisions électron-proton à HERA. Nous nous focalisons ensuite sur la production diffractive de mésons vecteurs, en décrivant brièvement un modèle basé sur la théorie de la chromodynamique quantique, et nous terminons ce chapitre en présentant les principaux résultats expérimentaux obtenus précédemment.

2.1 La diffraction inclusive

2.1.1 Des interactions élastiques aux interactions diffractives

Dans la plupart des interactions entre deux hadrons h_1 et h_2 à haute énergie, on observe la réaction inclusive $h_1 h_2 \rightarrow X$, où X désigne l'ensemble des particules produites dans l'état final qui couvre de façon continue une région de l'espace des phases (voir FIG. 2.1 (a)). Il arrive toutefois que l'état final soit composé de deux systèmes bien séparés en rapidité y , donnée par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right),$$

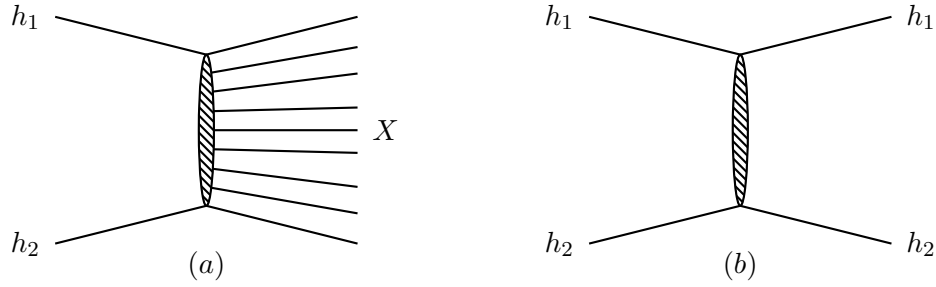


FIG. 2.1 – Schéma représentant (a) la réaction inclusive $h_1 h_2 \rightarrow X$; (b) la réaction élastique $h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2$.

où E et P_z représentent, dans le système du centre de masse des particules incidentes, l'énergie et la composante de l'impulsion suivant l'axe des faisceaux dont la direction des z positifs est donnée par la direction d'un des faisceaux. Remarquons qu'à haute énergie les masses peuvent en règle générale être négligées et c'est la pseudorapidité η qui est utilisée comme approximation de la rapidité :

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right),$$

où θ désigne l'angle polaire de la particule.

Le cas d'un état final composé de deux sous-systèmes X et Y séparés par un saut en rapidité de plusieurs unités se produit notamment lors des interactions élastiques (voir FIG.2.1 (b)) pour lesquelles l'état final est identique à l'état initial. L'interaction élastique est intrinsèquement liée à l'interaction inclusive car la section efficace totale est reliée à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant $A(\theta = 0)$ par le théorème optique [1] :

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{4\pi}{k} \text{Im}A(s, \theta = 0),$$

où \sqrt{s} et k représentent respectivement l'énergie disponible dans le centre de masse $h_1 h_2$ et la norme des impulsions de h_1 et h_2 dans ce même système de référence.

Les interactions diffractives généralisent le cas des interactions élastiques à celui où les ensembles X et Y ont des petites masses invariantes ($M_X, M_Y \ll \sqrt{s}$), des petites impulsions transverses $k_t \ll \sqrt{s}$ et sont séparés par un large saut en rapidité. Deux cas peuvent se produire : les interactions diffractives avec dissociation simple (où X ou $Y = h_1$ ou h_2) et celles avec dissociation double (X et $Y \neq h_1$ et h_2) (voir FIG. 2.2).

À HERA l'interaction n'a pas lieu entre deux hadrons puisqu'il s'agit d'un collisionneur électron-proton. Le processus diffractif n'a pas lieu directement entre l'électron et le proton,

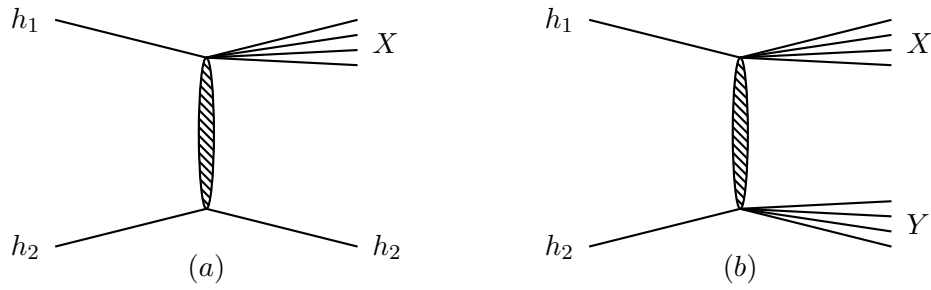


FIG. 2.2 – Schéma représentant les interactions diffractives hadron-hadron avec (a) exemple de dissociation simple ; (b) dissociation double.

mais entre un photon quasi-réel ou virtuel émis par l'électron, et le proton incident. Le fait que les réactions diffractives photon-proton aient les mêmes caractéristiques que les interactions hadron-hadron peut être compris comme nous le verrons dans la suite, en voyant le photon comme une superposition cohérente d'états hadroniques, ces derniers interagissant de manière diffractive avec le proton.

2.1.2 Cinématique des interactions diffractives à HERA

La FIG. 2.3 représente schématiquement les interactions diffractives ayant lieu au cours des collisions électron-proton. Nous définissons dans cette section les différentes variables cinématiques caractérisant ces interactions.

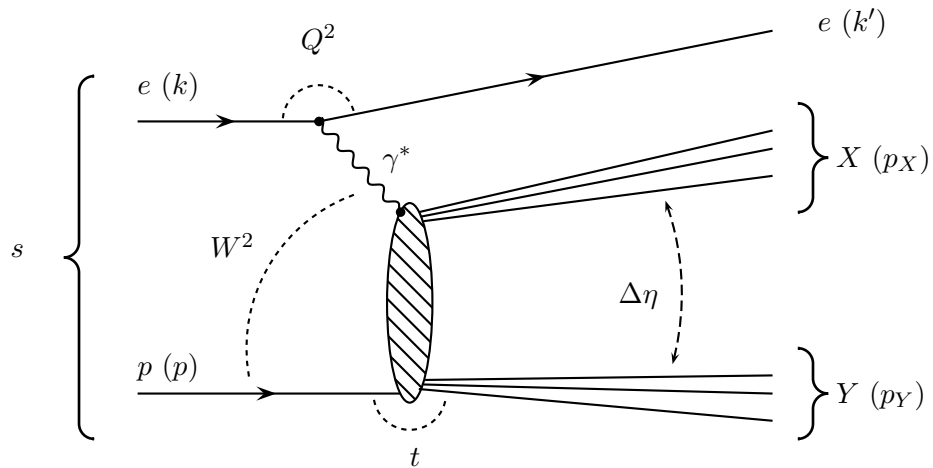


FIG. 2.3 – Représentation schématique de la réaction diffractive $ep \rightarrow eXY$.

Les quadri-impulsions des différentes particules sont notées k, k', p, p_X, p_Y et $q = k - k'$ respectivement pour l'électron incident, l'électron diffusé, le proton incident, les systèmes X de masse m_X et Y de masse m_Y , et le photon virtuel échangé. Notons qu'à la place d'avoir un photon échangé entre l'électron et le proton, il pourrait s'agir d'un boson Z^0 . La contribution du Z^0 est cependant négligeable tant que les valeurs de Q^2 étudiées sont éloignées du carré de la masse du Z^0 : $Q^2 \ll 8100 \text{ GeV}^2$. La contribution du Z^0 ainsi que son interférence avec le photon seront négligées dans la suite de ce travail. À HERA les quadri-impulsions k et p des électron et proton incidents sont données dans le référentiel du détecteur H1 (voir section 3.2 page 31) par :

$$\begin{aligned} k &= (E_e^0, 0, 0, -E_e^0) = (27.6, 0, 0, -27.6) \text{ GeV}, \\ p &= (E_p^0, 0, 0, E_p^0) = (920, 0, 0, 920) \text{ GeV}, \end{aligned}$$

où les masses de l'électron $M_e = 0.51 \text{ MeV}$ et du proton $M_p = 0.938 \text{ GeV}$ sont négligées devant leurs impulsions. Pour étudier la section efficace de ce processus, une série d'invariants de Lorentz sont définis à partir des quadri-impulsions mentionnées ci-dessus. Parmi ces nouvelles variables, le carré de l'énergie totale disponible dans le centre de masse électron-proton, s , est donné par :

$$s = (k + p)^2.$$

Cette variable est déterminée par l'accélérateur uniquement et vaut dans l'expérience H1 pour les données utilisées dans ce travail, prises entre 2005 et 2007 : $s = 101570 \text{ GeV}^2$ et l'énergie disponible est donc de $\sqrt{s} = 319 \text{ GeV}$.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, c'est l'interaction entre le photon virtuel et le proton qui nous intéresse. Dans le système du centre de masse de ces deux particules, l'énergie disponible est donnée par l'invariant de Lorentz W et représente également la masse invariante de l'état final composé des deux systèmes X et Y ¹ :

$$W^2 = (p + q)^2 = (p_X + p_Y)^2.$$

Une autre variable cinématique importante est l'opposé du carré de la masse du photon virtuel Q^2 :

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2.$$

Cette quantité représente la virtualité du photon échangé. On parlera de domaine de photo-production lorsque $Q^2 \approx 0$, domaine dans lequel le photon échangé est quasiment réel. Dès que

¹Cette variable W joue le rôle de l'énergie \sqrt{s} disponible lors des interactions hadron-hadron discutées à la section précédente.

$Q^2 \geq$ quelques GeV^2 on parlera du domaine d'électroproduction. La variable Q^2 représente le pouvoir de résolution du photon et est liée à son impulsion transverse. Elle fournit donc via la relation de De Broglie l'inverse de la longueur d'onde du photon virtuel. Aux grandes valeurs de Q^2 correspondent de petites longueurs d'onde, et pour $Q^2 \gg$ quelques GeV^2 un photon capable de sonder la structure partonique (*i.e.* quarks et gluons) du proton. En revanche, aux petites valeurs de Q^2 correspondent de grandes longueurs d'onde, et le photon interagit dans ce cas avec le proton vu comme un tout.

Les invariants relativistes de Bjorken x et y sont définis par :

$$\begin{aligned} x &= -\frac{k \cdot q}{p \cdot q}, \\ y &= \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \end{aligned}$$

Ces deux invariants prennent des valeurs comprises dans l'intervalle $[0, 1]$. Dans le référentiel de Breit, en mouvement rapide par rapport au proton dont la masse peut dès lors être négligée, x représente la fraction d'impulsion du proton portée par le parton qui interagit avec le photon. Quant à y , cet invariant peut être interprété dans le référentiel au repos du proton comme étant la fraction d'énergie de l'électron incident cédée au photon.

En négligeant les masses de l'électron et du proton, les invariants s , Q^2 , W , x et y sont liés par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Q^2 &= xys, \\ W^2 &= Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right), \end{aligned}$$

et obéissent aux inégalités

$$0 \leq Q^2 \leq W^2 \leq s.$$

Afin de caractériser l'interaction diffractive entre le photon et le proton, *i.e.* créant deux états distincts X et Y , on définit trois invariants relativistes supplémentaires tenant compte des nouveaux degrés de liberté :

$$\begin{aligned} t &= (p - p_Y)^2, \\ x_P &= \frac{q \cdot (p - p_Y)}{q \cdot p}, \\ \beta &= \frac{x}{x_P} = \frac{Q^2}{2p \cdot (p - p_Y)}. \end{aligned}$$

L'invariant t représente le carré de la quadri-impulsion échangée au vertex du proton. Les deux invariants x_P et β sont compris entre zéro et un. Nous pouvons voir les interactions diffractives comme l'échange d'un objet de quadri-impulsion $p - p_Y$ entre le photon et le proton. Pour des raisons historiques, nous appellerons cet objet Poméron. En se plaçant dans le référentiel de Breit, x_P représente la fraction de l'impulsion du proton portée par ce Poméron, et β la fraction de l'impulsion du Poméron portée par le quark interagissant avec le photon (voir FIG. 2.4). Dans le cas où la masse M_X est fixée, comme pour la production de mésons ρ , la variable β prend une valeur directement fonction de Q^2 :

$$\beta = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}.$$

Remarquons finalement que la valeur minimale $|t|_{min}$ de la variable $|t|$, cinématiquement requise pour que les systèmes X et Y acquièrent leur masse est approximativement donnée par :

$$|t|_{min} \approx \frac{(M_X^2 + Q^2)^2 M_p^2}{W^4}$$

pour le canal élastique, et par

$$|t|_{min} \approx \frac{(M_X^2 + Q^2)(M_Y^2 - M_p^2)}{W^2}$$

lorsque l'interaction a lieu avec dissociation du proton diffusé [2]. C'est la variable $t' = |t| - |t|_{min}$ qui est pertinente pour notre analyse. Dans la suite de ce mémoire, nous continuerons de noter cette variable $|t|$ par abus de notations. Notons également que cette correction est relativement faible ($|t|_{min} \sim 10^{-4} \text{ GeV}^2$) comparée à la résolution obtenue sur cette variable de l'ordre de $4 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^2$.

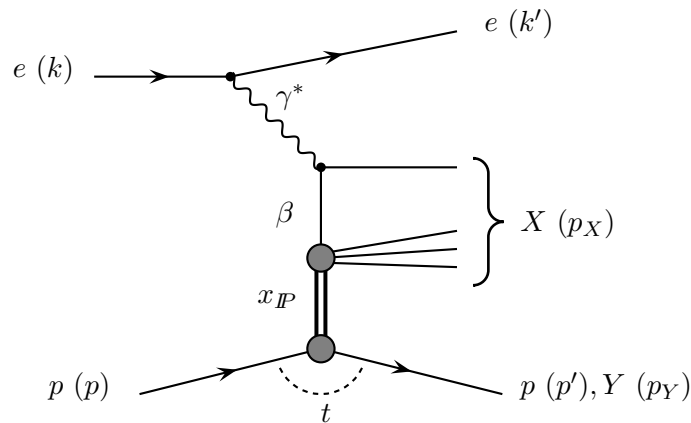


FIG. 2.4 – Représentation schématique de l'interaction diffractive entre un photon et un proton, vue comme l'échange d'un Poméron.

2.1.3 Approches phénoménologique et partonique de la diffraction

Absorption différentielle des ondes hadroniques

D'après les travaux de Good & Walker [3], les interactions diffractives peuvent être décrites dans le canal s comme la conséquence des interactions fortes entre les différentes composantes hadroniques de la particule incidente et la particule cible. La particule incidente étant en effet vue comme une superposition cohérente de nombreux états hadroniques. Chacune de ces composantes interagissant plus ou moins efficacement, l'état obtenu après interaction sera une superposition d'états hadroniques différente de celle de départ.

Cette approche de la diffraction ne possède toutefois pas un grand pouvoir de prédiction car elle demande la connaissance d'une série de sections efficaces peu ou mal connues.

Modèle de Regge

Le modèle de Regge [3], basé sur les propriétés d'analyticité, d'unitarité et de symétrie d'échange des amplitudes de diffusion, décrit les interactions diffractives par l'échange d'objets dans le canal t . L'observation de l'alignement des particules suivant des trajectoires linéaires lorsqu'on les place sur un graphique donnant leur spin en fonction du carré de leur masse (voir FIG. 2.5) a conduit à la définition des trajectoires de Regge, d'équation $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$. Pour les processus de diffusion, classés suivant les nombres quantiques échangés dans le canal t , $t < 0$ et on constate que les données s'alignent dans le prolongement des trajectoires associées aux particules réelles.

Dans le modèle de Regge la dépendance en l'énergie de la section efficace totale de la réaction inclusive est paramétrisée par :

$$\sigma_{\text{tot}} \propto s^{\alpha(0)-1}.$$

Ce comportement est effectivement observé dans les collisions pp , $p\bar{p}$, π^+p , π^-p et γp (voir FIG. 2.6) [4]. Il est bien décrit si l'on considère la contribution de deux trajectoires : celle de Reggeons et celle de Pomérons. Le Reggeon correspond à la famille des mésons ρ , ω , f_2 et a_2 représentés à la FIG. 2.5, et est paramétrisé par $\alpha(t) = 0.55 + 0.9 t$ [4]. Le Poméron a été introduit pour décrire le comportement à haute énergie ($\sqrt{s} > 10 \text{ GeV}$), il porte les nombres quantiques du vide ($J^{PC} = 0^{++}$) et ne correspond à aucune particule réelle connue. Les paramètres de sa trajectoire sont mesurés à : $\alpha(t) = 1.08 + 0.25 t$ [4]. Aux énergies atteintes à HERA, on s'attend à ce que l'échange de Pomérons domine.

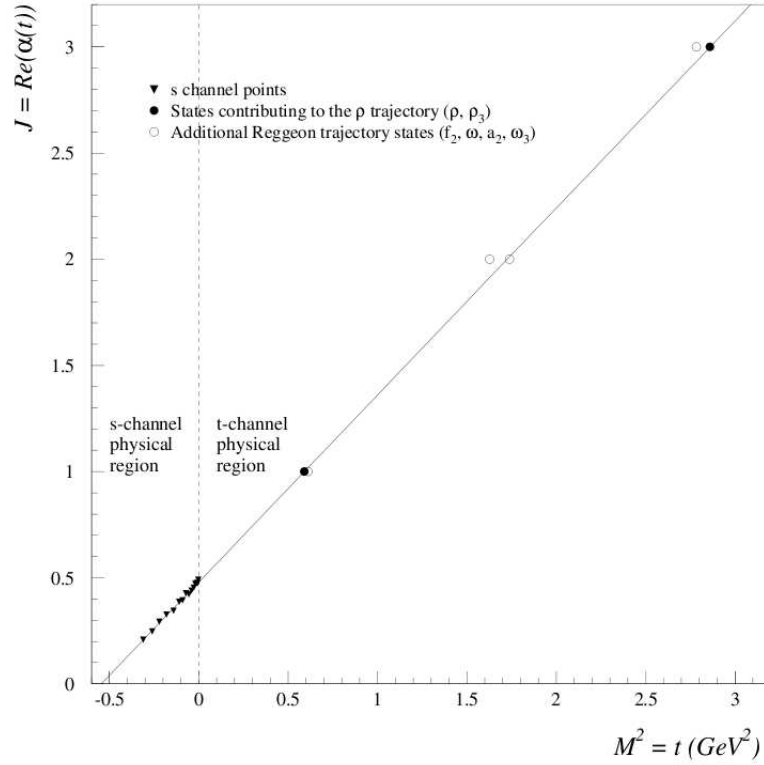


FIG. 2.5 – Représentation de la trajectoire de Regge associée au méson ρ . Pour $t > 0$, le spin J est porté en fonction du carré de la masse des mésons ρ , ω , f_2 , a_2 , ρ_3 et ω_3 [5]. Pour $t < 0$, les données proviennent de l'étude de la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [6].

Approche partonique et chromodynamique quantique

Nous abordons ici l'étude des interactions diffractives dans le cadre de la théorie de la chromodynamique quantique suivant l'approche dite du "dipôle de couleur" [7] valable à haute énergie, *i.e.* aux petites valeurs de x et pour $|t| \ll Q^2$. En se plaçant dans le référentiel pour lequel le proton est au repos, une factorisation en temps permet de décrire l'interaction comme la succession de trois processus :

1. le photon fluctue en un dipôle de couleur (paire $q\bar{q}$ à l'ordre le plus bas en la constante de couplage forte α_s) à une grande distance du proton (de l'ordre de $\frac{1}{m_p x}$). Les quark et antiquark emportent une fraction z et $(1 - z)$ de l'impulsion du photon virtuel et sont séparés par une distance transverse \mathbf{r} (voir FIG. 2.7). Au premier ordre supérieur en α_s , les fluctuations du type $q\bar{q}g$ doivent être considérées.
2. le dipôle de couleur interagit avec le proton (interaction forte) sans échange de couleur.

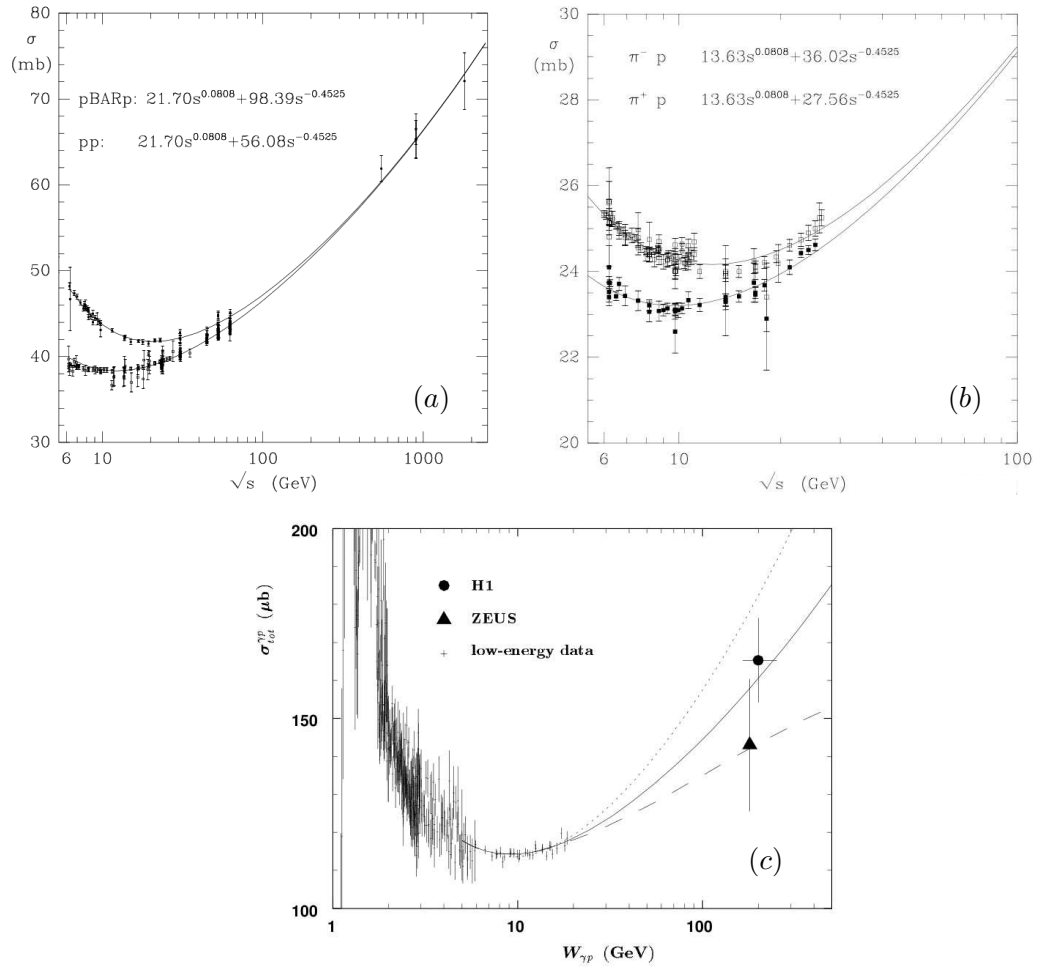


FIG. 2.6 – Sections efficaces totales des collisions (a) pp et $p\bar{p}$; (b) π^+p et π^-p ; et (c) γp .

La probabilité de diffusion du dipôle de couleur sur le proton est directement proportionnelle à la taille transverse du dipôle. Cette taille transverse diminuant lorsque Q^2 augmente, on s'attend à ce que la probabilité d'interaction diminue avec Q^2 et tende vers zéro pour un dipôle de taille nulle. C'est ce qu'on appelle la "colour transparency"; les hadrons devenant de plus en plus transparents pour un dipôle de taille se réduisant.

- le dipôle de couleur diffusé (pouvant contenir un nombre de partons différent) se recombine pour former l'état final hadronique X .

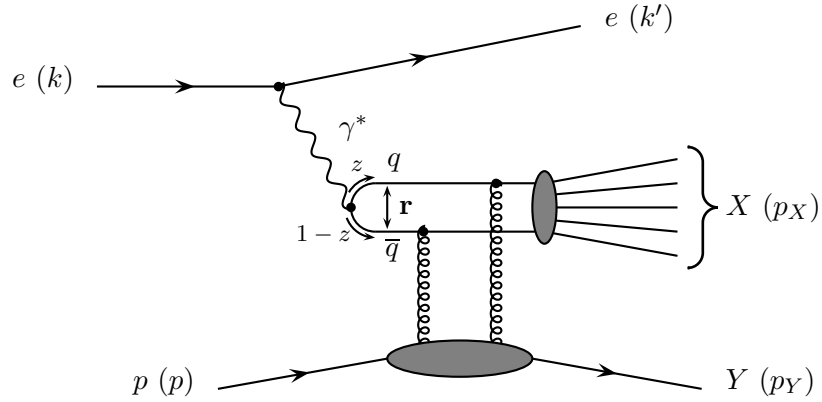


FIG. 2.7 – Exemple de représentation schématique des interactions diffractives dans le cadre d'une approche basée sur la chromodynamique quantique en régime perturbatif. L'interaction entre le dipôle de couleur et le proton est ici représentée par l'échange de deux gluons.

2.2 Production diffractive de mésons vecteurs

La production diffractive de mésons vecteurs correspond aux interactions diffractives pour lesquelles le sous-système X de l'état final se résume à un méson vecteur. Remarquons que ici aussi, le proton peut soit rester intact, soit être excité au cours de l'interaction et se dissocier en un état final hadronique Y .

Afin de décrire ces processus, nous développons brièvement le modèle de la dominance mésovectorielle et le modèle du dipôle de couleur introduit à la section précédente sera développé pour le cas de la production de mésons vecteurs. Nous décrivons ensuite les dépendances des sections efficaces de production de mésons vecteurs ainsi que le formalisme utilisé pour décrire la distribution angulaire de production et de désintégration du méson vecteur, tout en présentant les principaux résultats expérimentaux pertinents pour notre analyse.

2.2.1 Modèles théoriques

Modèle à dominance mésovectorielle

L'analogie existant entre les interactions photon-hadron et les interactions hadron-hadron justifie une approche similaire à celle adoptée par Good & Walker selon laquelle le photon est décrit comme une superposition d'états hadroniques portant les mêmes nombres quantiques que lui : $J^{PC} = 1^{--}$. Ses composantes leptoniques sont négligées car elles connaissent une sec-

tion efficace plus faible d'un facteur α_{em} égale à la constante de couplage électromagnétique. Le processus est modélisé par la superposition des interactions entre les différentes composantes hadroniques du photon et le proton. La production diffractive de mésons ρ peut alors être vue comme la fluctuation du photon en un méson ρ , suivie de la diffusion de ce dernier par le proton comme illustré à la FIG. 2.8.

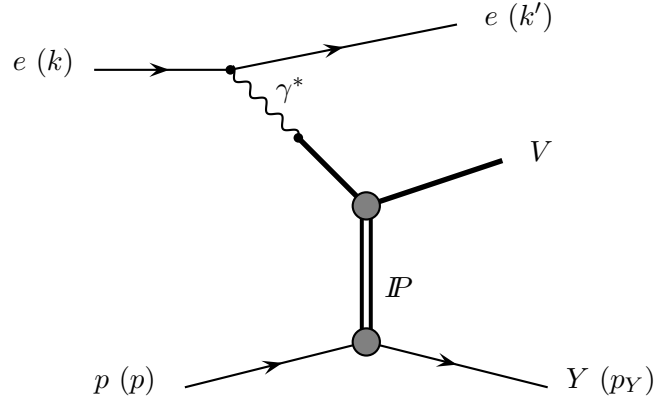


FIG. 2.8 – Représentation schématique de la production diffractive de mésons vecteurs dans le cadre du modèle à dominance mésovectorielle.

La particularité du modèle à dominance mésovectorielle VDM (Vector Dominance Model) (plus de détails sont donnés par exemple dans la référence [8]) consiste à ne considérer, parmi les fluctuations hadroniques du photon, que celles correspondant aux mésons vecteurs V les plus légers : ρ (770), ω (783), ϕ (1020). Le modèle VDM fait ensuite l'hypothèse que les amplitudes de diffusion impliquant un photon, réel ou virtuel, de haute énergie $\gamma p \rightarrow X$ sont égales aux amplitudes correspondantes pour les mésons vecteurs $Vp \rightarrow X$ à un facteur de couplage près. L'amplitude d'interaction photon-proton peut dès lors être vue comme étant une combinaison linéaire des amplitudes d'interaction des différents mésons vecteurs. Ces amplitudes contiennent un propagateur décrivant la propagation de la fluctuation mésonique venant du photon :

$$A \propto \frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2},$$

où M_V est la masse du méson vecteur considéré. La section efficace diffractive peut être reliée à la section efficace totale méson-proton $Vp \rightarrow X$ en appliquant le théorème optique :

$$\left. \frac{d\sigma [Vp \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} = \frac{1 + \eta^2}{16\pi} \sigma^2 [Vp \rightarrow X],$$

où η est le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion avant ($t = 0$).

Dans le modèle VDM, la diffusion élastique de mésons vecteurs est liée à la diffusion photon-proton par un facteur de couplage, et en particulier pour $t = 0$ nous pouvons écrire :

$$\left. \frac{d\sigma [\gamma p \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \left. \frac{d\sigma [Vp \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0},$$

où f_V^2 est le couplage au photon du méson vecteur V , mesuré dans les désintégrations purement leptoniques :

$$\Gamma_V (V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha_{em}^2 \frac{M_V}{f_V^2}.$$

En insérant l'expression de $\left. \frac{d\sigma [Vp \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0}$ fournie par le théorème optique, nous obtenons la section efficace de production d'un méson vecteur en $t = 0$ donnée par :

$$\left. \frac{d\sigma [\gamma p \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \frac{1 + \eta^2}{16\pi} \sigma^2 [Vp \rightarrow X].$$

La section efficace totale hadronique $Vp \rightarrow X$ peut être paramétrisée pour sa dépendance en l'énergie dans le centre de masse photon-proton W suivant le modèle de Regge :

$$\sigma [Vp \rightarrow X] \propto W^{2(\alpha_P(0)-1)}.$$

Cette relation permet de prédire la dépendance en énergie de la section efficace vers l'avant $\gamma p \rightarrow Vp$ comme :

$$\left. \frac{d\sigma [\gamma p \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} \propto W^{4(\alpha_P(0)-1)}.$$

Par analogie avec la diffraction en optique, la section efficace différentielle en $|t|$ peut être paramétrisée selon une distribution exponentielle. On obtient dès lors :

$$\left. \frac{d\sigma [\gamma p \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} \propto e^{-b|t|} W^{4(\alpha_P(t)-1)},$$

avec $\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha't$. Pour la production de mésons vecteurs, les mesures effectuées par les collaborations H1 [9] et ZEUS [10,11] indiquent que $\alpha' \approx 0$, et peut être négligé dans la relation ci-dessus qui devient dès lors :

$$\left. \frac{d\sigma [\gamma p \rightarrow Vp]}{d|t|} \right|_{t=0} \propto e^{-b|t|} W^{4(\alpha_P(0)-1)}.$$

En incluant des résonances plus massives comme le ρ (1600), le J/Ψ , ou encore le Υ , on obtient une approche généralisée du modèle VDM, connue sous le nom GVDM (Generalised Vector Meson Dominance) [7].

Modèle basé sur la chromodynamique quantique

L'approche du modèle du dipôle de couleur basée sur la chromodynamique quantique est applicable au cas de la production exclusive de mésons vecteurs. La présence d'une échelle dure est indispensable à l'interprétation en termes de quarks et de gluons de l'interaction et à la convergence des calculs de la chromodynamique quantique aux ordres supérieurs. Une telle échelle peut être fournie par de grandes valeurs de la virtualité Q^2 du photon, par la masse des quarks lourds, ou encore par de grandes valeurs de $|t|$. Dans le cas de la production de mésons vecteurs légers comme le méson ρ étudié dans ce mémoire, aux petites valeurs de $|t|$, l'échelle dure sera essentiellement fournie par la virtualité du photon. Pour la production de mésons vecteurs plus lourds, comme le J/Ψ , une échelle dure est déjà fournie par la masse des quarks charmés constituant ce méson vecteur.

Dans l'approche du dipôle de couleur, la production de mésons vecteurs est décrite (voir section précédente) comme la convolution de trois sous-processus (voir FIG. 2.9). L'amplitude d'interaction s'écrit dès lors comme :

$$T^{\gamma^* p \rightarrow V p}(x; t) = \int_0^1 dz \int d^2\mathbf{r} \Psi^\gamma(z, \mathbf{r}) \cdot \sigma^{q\bar{q}-p}(x, \mathbf{r}; t) \cdot \Psi^V(z, \mathbf{r}),$$

où $\Psi^\gamma(z, \mathbf{r})$ et $\Psi^V(z, \mathbf{r})$ sont respectivement les fonctions d'onde du photon et du méson vecteur, donnant l'amplitude pour le photon de fluctuer en une paire quark-antiquark séparés transversalement d'une distance \mathbf{r} et possédant une fraction d'impulsion z et $(1 - z)$ de celle du photon, et l'amplitude pour la paire quark-antiquark de former un méson vecteur V .

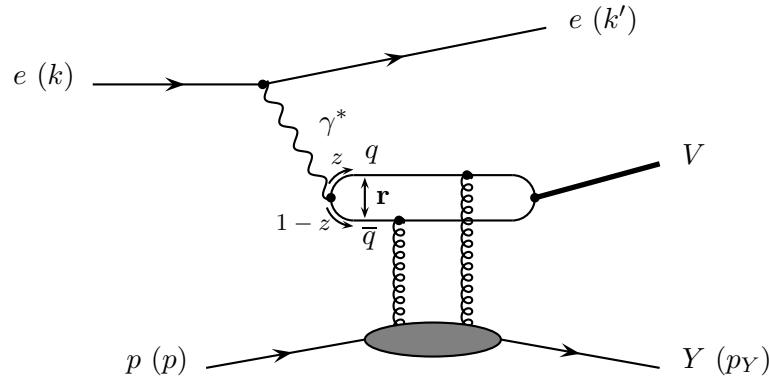


FIG. 2.9 – Exemple de représentation schématique de la production diffractive de mésons vecteurs dans le cadre du modèle du dipôle de couleur basé sur la chromodynamique quantique dans un régime perturbatif. L'interaction entre le dipôle de couleur et le quark est ici représentée par l'échange de deux gluons.

La section efficace de diffraction dipôle-proton $\sigma^{\bar{q}q-p}(x, \mathbf{r}; t)$ est supposée ne dépendre que de la séparation transverse du dipôle. Elle est modélisée différemment suivant les modèles. À l'ordre le plus bas et dans une approche purement perturbative de la chromodynamique quantique, cette interaction correspond à l'échange d'une paire de gluons dans un état singlet de couleur :

$$\sigma^{\bar{q}q-p}(x, \mathbf{r}; t) \propto |xG(x, \mu^2)|^2,$$

où μ^2 est l'échelle à laquelle la densité de gluons $G(x, \mu^2)$ doit être prise. Dans l'approche dipolaire, l'échelle μ de l'interaction est donnée par :

$$\mu^2 \simeq z(1-z)(Q^2 + M_V^2 + |t|).$$

Elle correspond à l'inverse de la taille du dipôle de couleur interagissant avec le proton. Suivant le modèle d'échange de deux gluons, on s'attend à une forte dépendance en l'énergie disponible dans le centre de masse photon-proton, W , car la densité de gluons augmente rapidement aux petites valeurs de x , *i.e.* aux grandes valeurs de W .

La fonction d'onde du photon virtuel Ψ^γ , qui peut être calculée dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique, possède une dépendance différente en la variable z suivant l'état de polarisation du photon. Pour des photons polarisés longitudinalement, elle est concentrée autour de $z \simeq 1 - z \simeq 1/2$, alors que pour des polarisations transverses, elle s'étend d'avantage et reste non nulle en $z \simeq 0$ et 1. De plus, le terme longitudinal possède une dépendance proportionnelle à Q^2 supplémentaire par rapport au terme transverse.

Dans le cas de la production de mésons vecteurs lourds ($J/\Psi, \Upsilon$), une fonction d'onde non-relativiste est en général utilisée pour le terme Ψ^V . Cette dernière est donnée par un delta de Dirac forçant le quark et l'antiquark à se partager l'impulsion du méson vecteur ($z = 1/2$). Dans le cas des mésons légers, cette approche non relativiste ne peut plus être suivie et une fonction d'onde plus complexe est introduite constituant une variante importante parmi les modèles théoriques.

La section efficace de diffusion photon-proton peut également être séparée en une contribution longitudinale σ_L et une transverse σ_T suivant la polarisation du photon virtuel. Ces deux contributions ont des dépendances en Q^2 différentes, prédites en première approximation comme $1/Q^6$ et $1/Q^8$, respectivement. Le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ est prédit comme $R = Q^2/M_V^2$.

Remarquons finalement que la factorisation de l'amplitude d'interaction en des éléments de matrice calculables dans le domaine perturbatif de la chromodynamique quantique (*i.e.* formellement pour $\mu^2 \rightarrow +\infty$) et des distributions de partons non perturbatives n'a été

démontrée, dans le cas des mésons légers, que pour la partie longitudinale. À suffisamment grandes valeurs de Q^2 , la partie transverse comportant une contribution non perturbative doit pouvoir être négligée. Suivant les études précédentes à ce travail [9, 10], pour la production exclusive de ρ , cette valeur semble être proche de $Q^2 \simeq 20 - 40 \text{ GeV}^2$. Le travail repris dans ce mémoire tente de contribuer à mieux connaître et comprendre cette région de transition.

2.2.2 Dépendances des sections efficaces

La production diffractive de mésons vecteurs a fait l'objet de nombreuses études, que ce soit à basse énergie sur cible fixe, ou à plus haute énergie comme cela a été réalisé à HERA pour des valeurs en énergie W allant de 30 à 250 GeV . Ces analyses traitent aussi bien le domaine de la photoproduction ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$), que celui de l'électroproduction ($Q^2 \geq \text{quelques GeV}^2$), et cela pour la production des mésons ρ , ω , ϕ , J/Ψ et Υ . Nous décrivons dans cette sous-section les différentes dépendances mesurées par ces études.

Dépendance en Q^2

Inspiré du modèle VDM, la dépendance en la virtualité du photon Q^2 des sections efficaces est en général paramétrisée par une loi de puissance de la forme :

$$\sigma[\gamma^* p \rightarrow VY] \propto \left(\frac{1}{Q^2 + M_V^2} \right)^n$$

où n est un paramètre ajusté aux données, légèrement supérieur à 2. Les valeurs de ce paramètre mesurées par la collaboration H1 [9] pour la production de mésons vecteurs ρ et ϕ , avec et sans dissociation du proton, sont reprises dans le TAB. 2.1. Cette paramétrisation permet de bien décrire les données comme on peut le constater sur la FIG. 2.10. Une paramétrisation empirique pour n de la forme $n = n_1 + n_2 (Q^2 + M_V^2)$, permet cependant de décrire les données de manière significativement meilleure. Les valeurs mesurées pour n_1 et n_2 dans le cas de la production de mésons ρ et ϕ sont présentées dans le TAB. 2.1. Les mesures de n sont très proches de 2 pour des petites valeurs de Q^2 , qui est la dépendance attendue dans le modèle VDM. Aux plus grandes valeurs de Q^2 , n devient incompatible avec 2, ce qui peut être attribué à une dépendance supplémentaire en Q^2 provenant des gluons échangés quand le régime perturbatif est approché ou atteint.

En supposant l'interaction diffractive indépendante de la saveur, ce qui devrait être le cas des interactions fortes, le rapport des sections efficaces de production de différents mésons

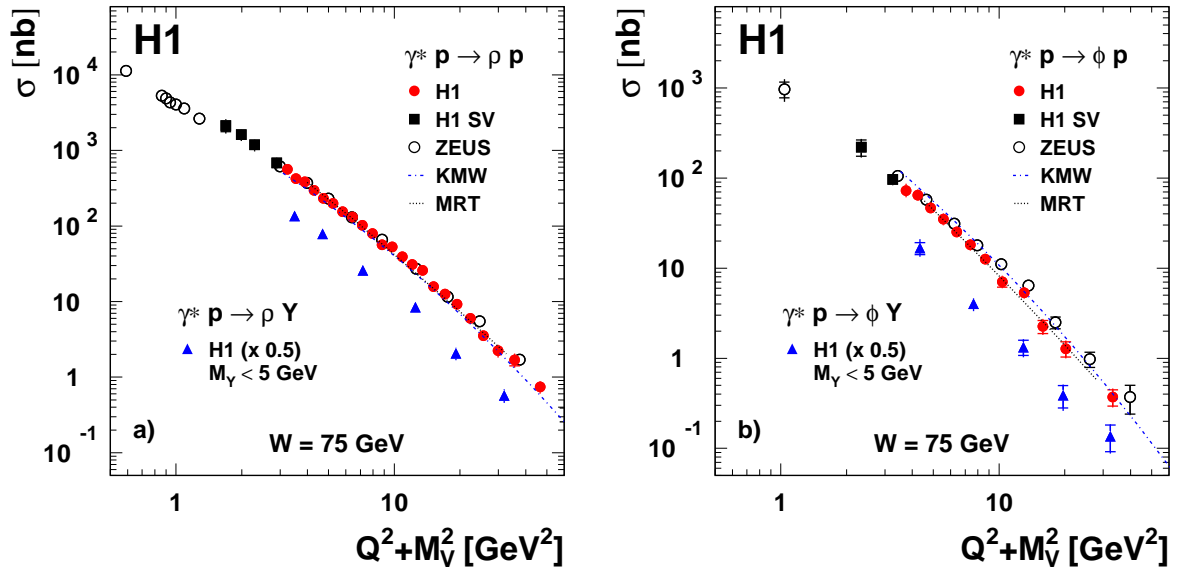


FIG. 2.10 – Dépendance en Q^2 de la section efficace γ^*p (a) pour la production de mésons ρ ; (b) pour la production de mésons ϕ . Les points supérieurs représentent le canal élastique, les points inférieurs proviennent des réaction avec dissociation du proton. Les mesures de l'expérience ZEUS [10, 11] sont aussi présentées. Les courbes superposées proviennent des modèles KMW (voir référence [9]) et MRT (voir [2] pour une introduction à ce modèle et [9]).

vecteurs ne devrait être lié qu'au couplage électromagnétique se produisant au vertex du photon. À partir de la composition en quarks des différents mésons vecteurs :

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), \\ \omega &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \\ \phi &= s\bar{s},\end{aligned}$$

et par simple comptage des charges et en négligeant les effets de masse des quarks, on obtient les rapports de production suivants (voir le calcul à la FIG. 2.11) :

$$\rho : \omega : \phi : J/\Psi = 9 : 1 : 2 : 8.$$

Ce comportement est en relativement bonne prédiction lorsque l'effet de la masse est pris en compte (voir FIG. 2.12 (b)). Les différences observées peuvent être attribuées aux différentes distributions en z des différentes fonctions d'ondes des mésons vecteurs.

(a) \mathbf{n} constant		
	ρ el.	ρ p. diss.
n	$2.37 \pm 0.02^{+0.06}_{-0.06}$	$2.45 \pm 0.06^{+0.10}_{-0.09}$
$\chi^2/\text{n.d.f}$	40.4/25	13.7/4
	ϕ el.	ϕ p. diss.
n	$2.40 \pm 0.07^{+0.07}_{-0.07}$	$2.40 \pm 0.31^{+0.14}_{-0.10}$
$\chi^2/\text{n.d.f}$	11.3/13	0.67/3
(b) $\mathbf{n} = \mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2 (Q^2 + M_V^2)$		
	ρ el.	ρ p. diss.
n_1	$2.09 \pm 0.07^{+0.06}_{-0.07}$	$2.18 \pm 0.23^{+0.13}_{-0.12}$
$n_2(10^{-2} \text{ GeV}^{-2})$	$0.73 \pm 0.18^{+0.09}_{-0.08}$	$0.72 \pm 0.60^{+0.12}_{-0.08}$
$\chi^2/\text{n.d.f}$	17.1/24	8.0/3
	ϕ el.	ϕ p. diss.
n_1	$2.15 \pm 0.14^{+0.10}_{-0.11}$	$2.45 \pm 0.52^{+0.29}_{-0.20}$
$n_2(10^{-2} \text{ GeV}^{-2})$	$0.74 \pm 0.40^{+0.23}_{-0.19}$	$0.11 \pm 1.04^{+0.27}_{-0.39}$
$\chi^2/\text{n.d.f}$	4.2/12	0.65/2

TABLE 2.1 – Dépendance en $(Q^2 + M_V^2)$ des sections efficaces de production de mésons ρ et ϕ paramétrisées suivant la loi en $1/(Q^2 + M_V^2)^n$, avec (a) n constant et (b) n paramétrisé comme $n = n_1 + n_2 (Q^2 + M_V^2)$.

$$\begin{aligned}
 \rho : \quad & \frac{1}{2} \left[\begin{array}{c} \bar{u} \\ \gamma^* \\ u \end{array} - \begin{array}{c} \bar{d} \\ \gamma^* \\ d \end{array} \right]^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right) \right]^2 = \frac{1}{2} \\
 \omega : \quad & \frac{1}{2} \left[\begin{array}{c} \bar{u} \\ \gamma^* \\ u \end{array} + \begin{array}{c} \bar{d} \\ \gamma^* \\ d \end{array} \right]^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} + \left(-\frac{1}{3}\right) \right]^2 = \frac{1}{18} \\
 \phi : \quad & \left[\begin{array}{c} \bar{s} \\ \gamma^* \\ s \end{array} \right]^2 = \left[-\frac{1}{3} \right]^2 = \frac{1}{9}
 \end{aligned}$$

FIG. 2.11 – Évaluation des couplages au vertex du photon pour les différents mésons vecteurs.

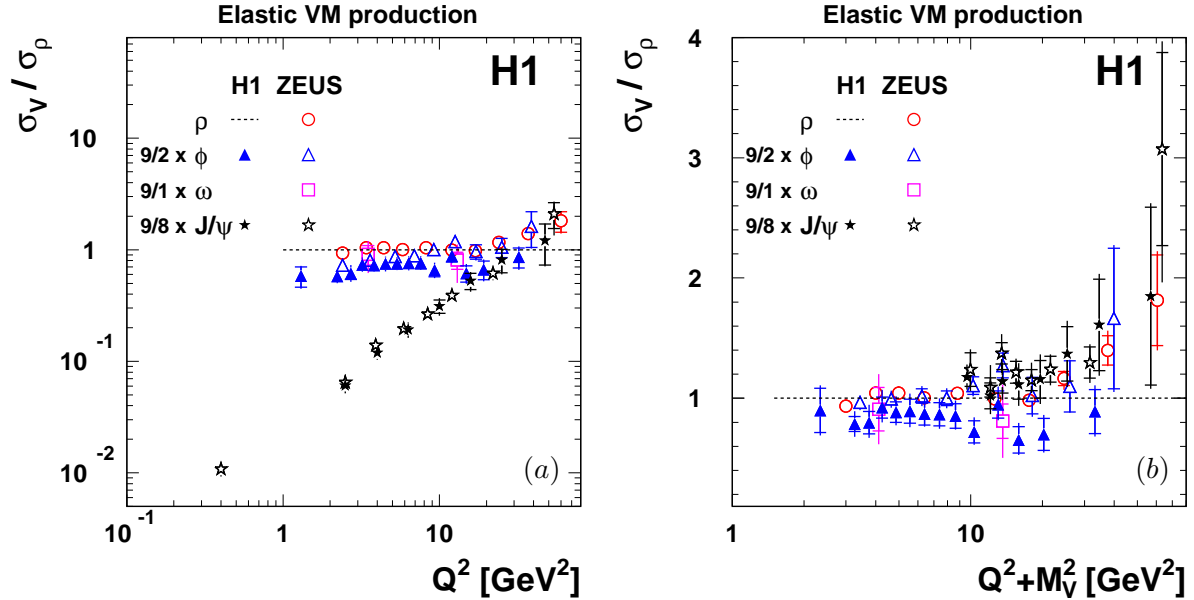


FIG. 2.12 – Rapport des sections efficaces de production de mésons ω , ϕ et J/Ψ sur ρ , pondérées par les facteurs de comptage de charge, en fonction de (a) Q^2 ; (b) $(Q^2 + M_V^2)$. Les mesures de H1 proviennent de [9] et ainsi que de la référence [12] de [9]. Les mesures de l'expérience ZEUS proviennent des références [19,22,24,25,26] de [9].

Dépendance en W

La dépendance en W de la section efficace de production de mésons vecteurs est bien décrite (voir FIG. 2.13) par une loi de puissance de la forme :

$$\sigma[\gamma^*p \rightarrow VY] \propto W^\delta.$$

Cette paramétrisation est inspirée du modèle de Regge où $\delta = 4(\alpha_P(0) - 1)$. En photoproduction, à haute énergie, on observe que les sections efficaces de production de mésons vecteurs légers : ρ , ω et ϕ ont la même dépendance soft en l'énergie : $\delta = 0.22$ (voir FIG. 2.13 (a)), c'est-à-dire un comportement identique à celui de la section efficace totale. Par contre, la dépendance est plus forte pour les mésons lourds comme le J/Ψ . De la même façon, on observe une augmentation de la dépendance en l'énergie pour la production de ρ avec la virtualité du photon Q^2 (voir FIG. 2.13 (b)). Cette dépendance forte en l'énergie W avec une augmentation des valeurs de l'échelle (masse des mésons vecteurs ou Q^2), est interprétée comme un effet de la transition entre le régime non perturbatif et le régime perturbatif. Dans le régime perturbatif on s'attend en effet à ce que la valeur de δ augmente due à l'augmentation de la densité de gluons $G(x)$ aux petites valeurs de x , *i.e.* aux grandes valeurs de W .

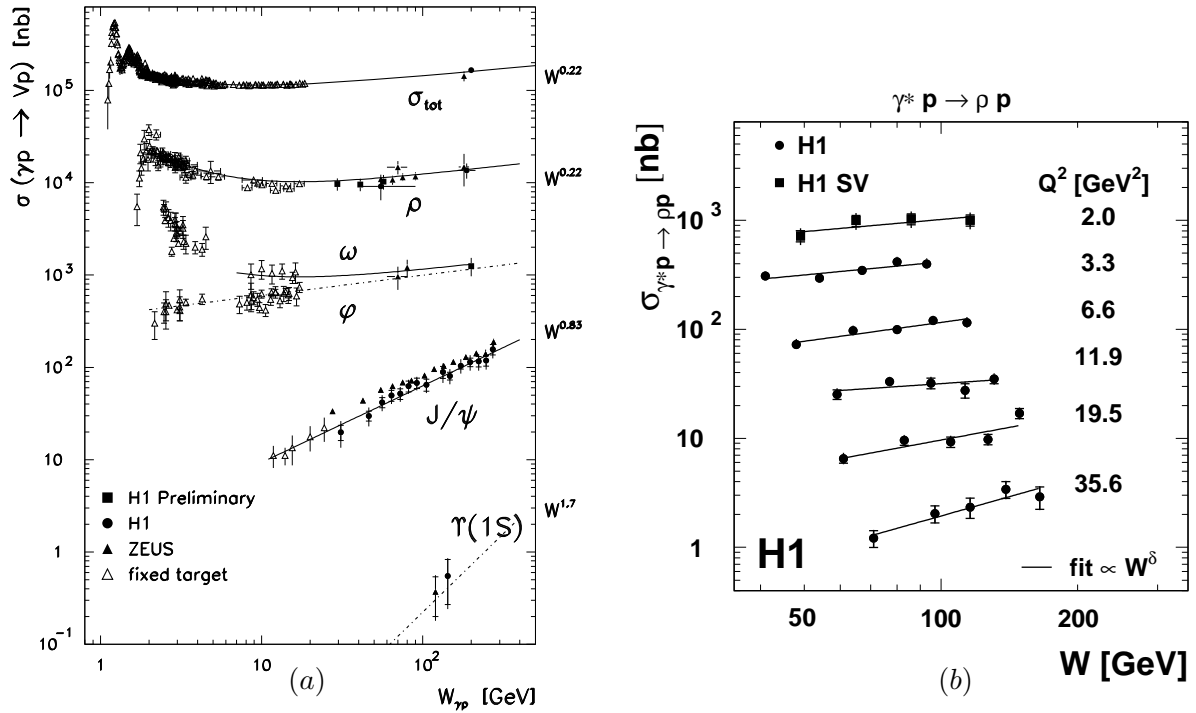


FIG. 2.13 – (a) Mesures des sections efficaces $\gamma p \rightarrow Vp$ en photoproduction ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse photon-proton W pour les différents mésons vecteurs (voir référence [12]) et pour la section efficace totale $\gamma p \rightarrow X$; (b) Mesures de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ en électroproduction ($Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$) en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2 [9]. Les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de la forme $\sigma(W) \propto W^\delta$.

Dépendance en $|t|$

La section efficace différentielle en $|t|$ est paramétrisée par une loi empirique suivant une exponentielle décroissante :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|}.$$

Cette forme décrit bien les données comme on peut le constater sur les FIG. 2.14 (a) et (b) pour la production de mésons ρ . Les pentes mesurées par la collaboration H1 [9] sont reprises aux FIG. 2.15 (a) et (b).

Par analogie avec la diffraction en optique, le paramètre b peut être interprété comme fournissant une mesure de la taille des objets participant à l'interaction. Pour la diffraction $\gamma^* p$ le paramètre b peut être décomposé suivant les contributions de la paire $q\bar{q}$, de l'objet

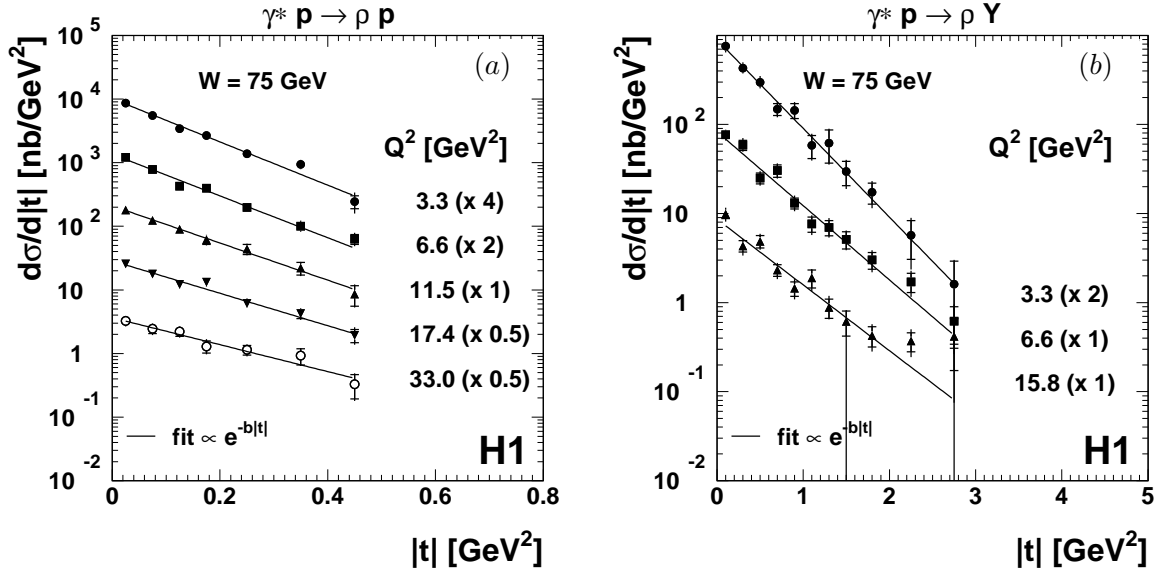


FIG. 2.14 – (a) Dépendance en $|t|$ de la section efficace élastique $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ pour différentes valeurs de Q^2 ; (b) dépendance en $|t|$ de la section efficace avec dissociation du proton $\gamma^* p \rightarrow \rho Y$ pour différentes valeurs de Q^2 . Les mesures proviennent de la collaboration H1 [9]. Les courbes superposées représentent les résultats d'ajustements de la forme $d\sigma/d|t| \propto \exp(-b|t|)$.

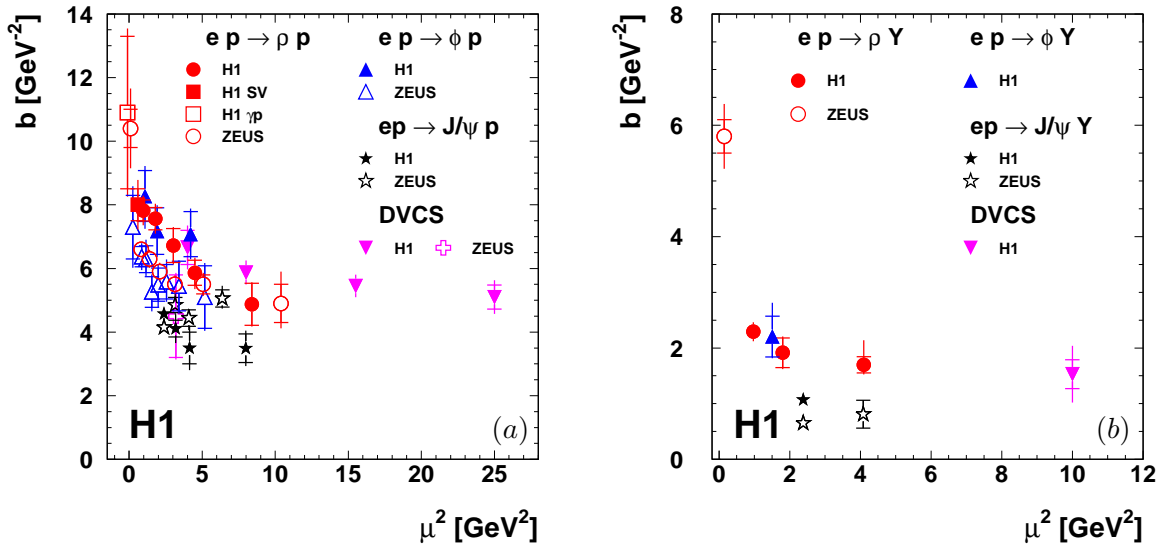


FIG. 2.15 – (a) Évolution de la pente b de la distribution exponentielle pour différents mésons vecteurs et pour le DVCS ($ep \rightarrow e\gamma p$) dans le canal élastique avec l'échelle dure $\mu^2 = (Q^2 + M_V^2)/4$; (b) mêmes mesures dans le cas où le proton est dissocié. Les données H1 proviennent de [9]. Les données ZEUS, également représentées, proviennent des références [10, 11].

échangé, du méson vecteur et du système Y :

$$b = b_{q\bar{q}} + b_P + b_V + b_Y.$$

La décroissance de b avec l'échelle dure présente un comportement universel² (*i.e.* indépendant du méson vecteur) (voir FIG. 2.15 (a) et (b)) qui confirme bien le point de vue selon lequel la taille du dipôle est inversement proportionnelle à μ^2 qui dépend de $Q^2 + M_V^2$. La différence entre le canal élastique et le canal dissociatif est interprétée comme une conséquence du fait que, pour le canal dissociatif, l'interaction n'a pas lieu de manière cohérente sur l'ensemble du proton mais de manière plus ciblée sur une sous-structure du proton. La taille de l'objet en interaction en est donc réduite, et la pente obtenue est plus faible. Les valeurs inférieures de b , d'environ une unité, pour la production de mésons J/Ψ peuvent être attribuées à une taille inférieure du méson vecteur produit.

2.2.3 Distribution angulaire de désintégration

Définitions

Trois angles sont nécessaires pour caractériser la production diffractive de mésons vecteurs se désintégrant en deux particules. La définition de ceux-ci dépend du référentiel dans lequel la réaction est étudiée. Dans notre analyse nous utilisons d'une part le système de centre de masse hadronique γ^*p , c'est-à-dire le référentiel dans lequel le centre de masse du photon virtuel et du proton est au repos, et d'autre part, pour caractériser la désintégration du méson vecteur, c'est le système dans lequel le méson vecteur est au repos qui est utilisé. Avec ces choix de référentiels, les définitions des trois angles (voir FIG. 2.16) caractérisant la production et la désintégration du méson vecteur ρ sont données par :

- l'angle Φ entre le plan de production du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron, dans le référentiel du centre de masse hadronique γ^*p ;
- l'angle φ entre le plan de production et le plan de désintégration du méson ρ , dans le référentiel du centre de masse hadronique γ^*p ;
- l'angle θ^* , entre la direction du pion chargé positivement dans le système du méson ρ au repos, et la direction du méson ρ dans le système du centre de masse hadronique γ^*p .

²Les mesures de la production de mésons ρ réalisées par la collaboration ZEUS, antérieures à celles de H1, ont des valeurs légèrement inférieures dues à différentes hypothèses sur la soustraction du bruit de fond [13].

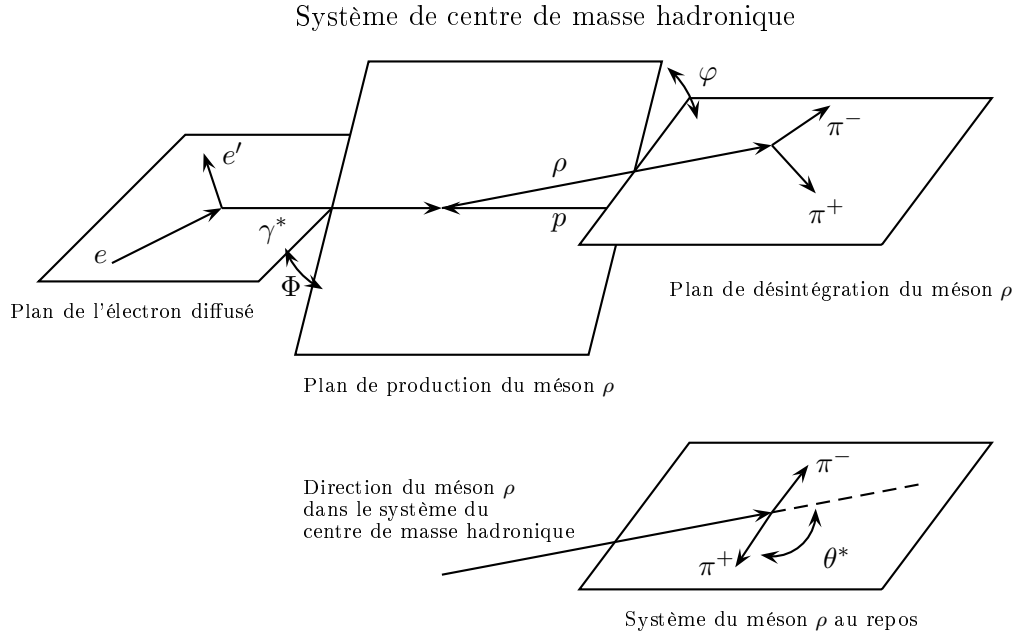


FIG. 2.16 – Représentation graphique des systèmes de référence et des angles utilisés pour l'étude de la structure en hélicité de la production diffractive de mésons ρ .

Formalisme de la distribution angulaire

Il est possible de montrer (voir référence [2]) que, dans le cas d'un méson vecteur se désintégrant en deux particules de spin 0, la distribution angulaire $W(\cos \theta^*, \varphi, \Phi)$ caractérisant la production et la désintégration de ce méson vecteur est donnée en termes de 15 éléments de la matrice de densité de spin par la relation :

$$\begin{aligned}
 W(\cos \theta^*, \varphi, \Phi) = & \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) + \frac{1}{2}(3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta^* \right. \\
 & - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^{04} \sin 2\theta^* \cos \varphi - r_{1-1}^{04} \sin^2 \theta^* \cos 2\varphi \\
 & - \varepsilon \cos 2\Phi \left(r_{11}^1 \sin^2 \theta^* + r_{00}^1 \cos^2 \theta^* - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^1 \sin 2\theta^* \cos \varphi \right. \\
 & \quad \left. - r_{1-1}^1 \sin^2 \theta^* \cos 2\varphi \right) \\
 & - \varepsilon \sin 2\Phi \left(\sqrt{2} \operatorname{Im} r_{10}^2 \sin 2\theta^* \sin \varphi + \operatorname{Im} r_{1-1}^2 \sin^2 \theta^* \sin 2\varphi \right) \\
 & + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \cos \Phi \left(r_{11}^5 \sin^2 \theta^* + r_{00}^5 \cos^2 \theta^* \right. \\
 & \quad \left. - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^5 \sin 2\theta^* \cos \varphi - r_{1-1}^5 \sin^2 \theta^* \cos 2\varphi \right) \\
 & \left. + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \sin \Phi \left(\sqrt{2} \operatorname{Im} r_{10}^6 \sin 2\theta^* \sin \varphi + \operatorname{Im} r_{1-1}^6 \sin^2 \theta^* \sin 2\varphi \right) \right\},
 \end{aligned}$$

où ε est le paramètre de polarisation défini par :

$$\varepsilon = \frac{1 - y}{1 - y + y^2/2}.$$

À HERA, et donc pour notre analyse, la variable ε est très proche de 1 et pratiquement constante (voir FIG. 2.17) : $\langle \varepsilon \rangle = 0.988$. Elle sera fixée à cette valeur pour toute l'analyse de la structure en hélicité.

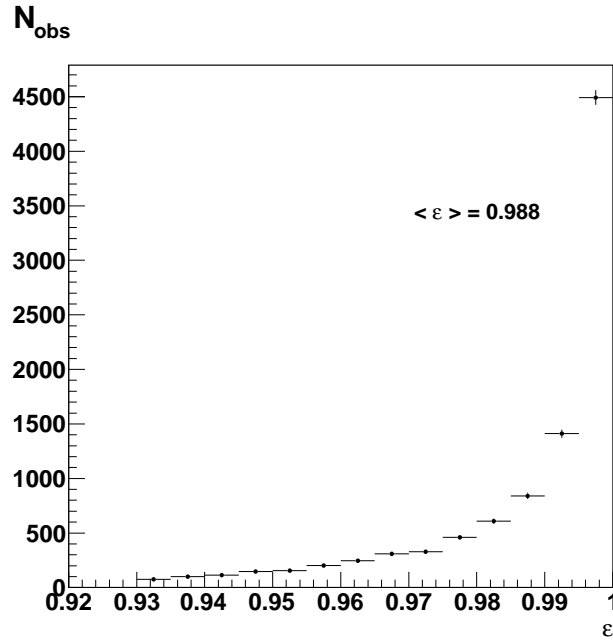


FIG. 2.17 – Distribution de la variable ε pour l'échantillon de données utilisé dans notre analyse.

Les éléments de la matrice de densité de spin r_{jk}^i sont reliés par des combinaisons bilinéaires aux amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$, où $\lambda_\rho, \lambda_\gamma = -1, 0, 1$ désignent respectivement l'hélicité du méson ρ et du photon échangé :

- T_{00} = amplitude sans changement d'hélicité : $\gamma_L \rightarrow \rho_L$,
- T_{11} = amplitude sans changement d'hélicité : $\gamma_T \rightarrow \rho_T$,
- T_{01} = amplitude avec un simple changement d'hélicité : $\gamma_T \rightarrow \rho_L$,
- T_{10} = amplitude avec un simple changement d'hélicité : $\gamma_L \rightarrow \rho_T$,
- T_{1-1} = amplitude avec un double changement d'hélicité : $\gamma_T \rightarrow \gamma_T$.

Les autres amplitudes d'hélicité se déduisent des cinq précédentes, sous l'hypothèse d'échange

de parité naturelle, grâce à la relation suivante :

$$T_{-\lambda_\rho-\lambda_\gamma} = (-1)^{\lambda_\rho-\lambda_\gamma} T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}.$$

Parmi les relations liant les éléments de la matrice de densité de spin aux amplitudes d'hélicité, nous mentionnons à titre d'exemple les relations suivantes :

$$\begin{aligned} r_{00}^{04} &= \frac{1}{N} \left(\varepsilon |T_{00}|^2 + |T_{01}|^2 \right), \\ r_{1-1}^{04} &= \frac{1}{N} \left[\frac{1}{2} \left(T_{11} T_{1-1}^\dagger + T_{1-1} T_{11}^\dagger \right) - \varepsilon |T_{10}|^2 \right], \\ r_{00}^5 &= \frac{\sqrt{2}}{N} \operatorname{Re} \left(T_{00} T_{01}^\dagger \right), \\ r_{11}^5 &= \frac{1}{\sqrt{2}N} \left[\operatorname{Re} \left(T_{10} T_{11}^\dagger \right) - \operatorname{Re} \left(T_{10} T_{1-1}^\dagger \right) \right], \\ \text{avec } N &= \varepsilon |T_{00}|^2 + |T_{11}|^2 + |T_{01}|^2 + 2\varepsilon |T_{10}|^2 + |T_{1-1}|^2. \end{aligned}$$

En particulier, l'élément r_{00}^{04} fournit la probabilité de trouver le méson vecteur ρ polarisé longitudinalement dans l'état final et sera mesuré dans ce travail. Dans l'approximation SCHC (s Channel Helicity Conservation), le méson ρ est supposé se retrouver dans un état d'hélicité identique à celui du photon, ne subsistent alors que les amplitudes T_{00} , T_{11} et T_{-1-1} . Il est dès lors possible dans ce cadre de relier cet élément au rapport R des sections efficaces longitudinale σ_L et transverse σ_T , pour lesquelles l'interaction a lieu avec un photon dans un état d'hélicité respectivement longitudinale et transverse, par la formule suivante :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}}.$$

À l'ordre dominant, la dépendance en Q^2 du rapport R est prédite suivant une loi linéaire :

$$R = \frac{Q^2}{M_V^2}.$$

Des modifications à cette dépendance sont cependant attendues notamment à travers l'évolution des densités de gluons en fonction de l'échelle dure et à la dépendance en Q^2 de la constante de couplage forte α_s . Les observations ([9–11]) confirment l'écart au comportement linéaire par une évolution de moins en moins rapide avec Q^2 (voir FIG. 2.18).

La dépendance en la variable $|t|$ de ce rapport R à également été mesurée par la collaboration H1 [9] (voir FIG. 2.19 (a)). En considérant que les sections efficaces σ_L et σ_T suivent chacune une exponentielle décroissante de pentes respectives b_L et b_T , pour leur dépendance

en $|t|$, on arrive à la dépendance suivante pour le rapport R :

$$R(t) = \frac{\sigma_L(t)}{\sigma_T(t)} \propto e^{-(b_L - b_T)|t|}.$$

Une mesure d'une dépendance en $|t|$ du rapport R est dès lors interprétée comme une différence entre les tailles transverses des dipôles pour les amplitudes longitudinale et transverse.

En intégrant la distribution angulaire $W(\cos \theta^*, \varphi, \Phi)$ sur deux des trois angles, il est possible d'obtenir les distributions unidimensionnelles permettant d'extraire les éléments de matrices r_{00}^{04} , r_{1-1}^{04} , ainsi que les combinaisons $r_{00}^5 + 2 r_{11}^5$ et $r_{00}^1 + 2 r_{11}^1$ par un ajustement aux données des relations suivantes :

$$\begin{aligned} W(\cos \theta^*) &\propto 1 - r_{00}^{04} + (3 r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta^*, \\ W(\varphi) &\propto 1 - r_{1-1}^{04} \cos \varphi, \\ W(\Phi) &\propto 1 + \sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)} (r_{00}^5 + 2 r_{11}^5) \cos \Phi - \varepsilon (r_{00}^1 + 2 r_{11}^1) \cos 2\Phi. \end{aligned}$$

Résultats expérimentaux

Les expériences H1 et ZEUS ont étudié les 15 éléments de la matrice de densité de spin pour la production de mésons ρ , ϕ et J/Ψ . Comme nous l'avons déjà mentionné, une violation significative de SCHC a été observée. Cet effet n'affecte toutefois la mesure de R via l'élément r_{00}^{04} que de quelques pourcents. Les résultats des mesures de R calculés en utilisant une meilleure approximation que SCHC qui tient compte de l'élément r_{00}^5 , obtenus par les collaborations H1 et ZEUS sont présentés en fonction de Q^2 à la FIG. 2.18.

Les dernières mesures du rapport R en fonction de la variable $|t|$ effectuées par la collaborations H1 [9] mettent en évidence une légère dépendance avec $|t|$ (voir FIG. 2.19 (a)). Cette dépendance semble indiquer que $b_L < b_T$ pour les grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 \geq 8 \text{ GeV}^2$).

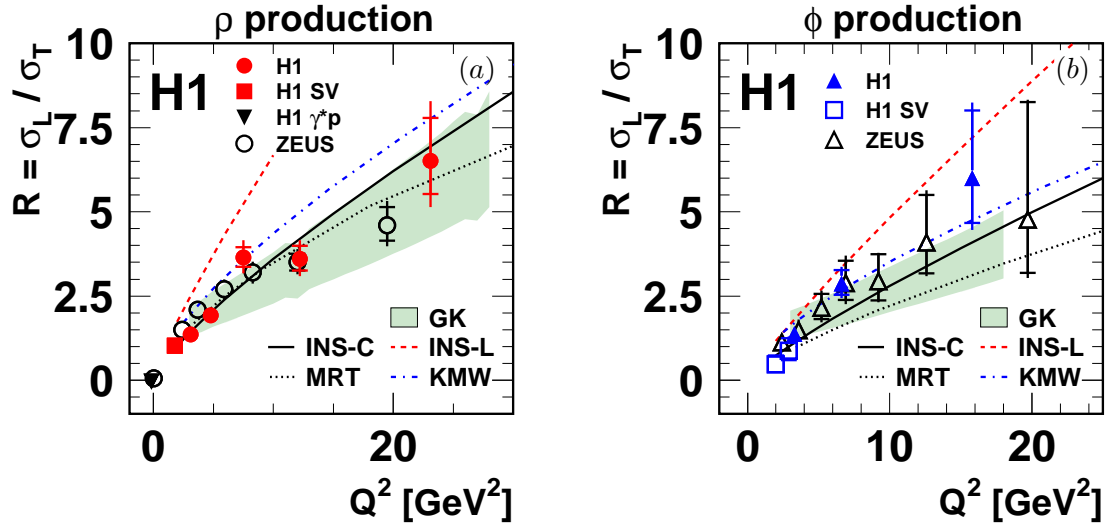


FIG. 2.18 – Dépendance en fonction de Q^2 du rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ pour la production de mésons (a) ρ ; (b) ϕ . Les mesures H1 proviennent de [9]. Les mesures de ZEUS, également représentées, proviennent des références [10, 11]. Les courbes obtenues par différents modèles y sont superposées.

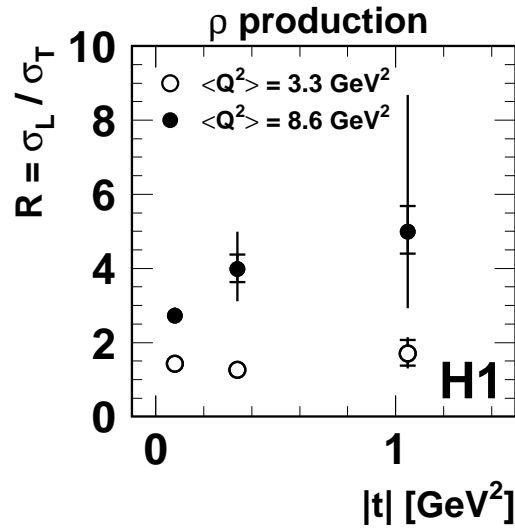


FIG. 2.19 – Dépendance du rapport $R = \sigma_L / \sigma_T$ pour la production de mésons ρ en fonction de $|t|$. Les données proviennent de la collaboration H1 [9].

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre le collisionneur HERA ainsi que le détecteur et les sous-détecteurs de l'expérience H1 sont décrits. L'accent est mis sur les éléments du détecteur importants pour notre analyse. Une description plus complète et détaillée peut être consultée sur le site de l'expérience H1 [14] de même que dans les références [15, 16] .

3.1 Le collisionneur HERA

Installé sur le site de DESY (Deutsches Elektron SYNchrotron) à Hambourg en Allemagne, HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) est un collisionneur électron-proton. Il est entré en fonctionnement à partir de la fin de l'année 1991, et a été arrêté en juin 2007. Il a connu une période d'arrêt entre 2000 et 2003 durant laquelle d'importantes modifications lui ont été apportées afin d'augmenter la luminosité instantanée, c'est-à-dire la quantité de collisions par unité de temps, et de mettre à disposition des expériences un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement. Beaucoup d'améliorations d'un point de vue plus technique ont également été réalisées durant cette période de transition. La période correspondant aux années allant de 1992 à 2000 est appelée phase HERA I. Le début de la seconde phase, HERA II, coïncide avec la remise en fonctionnement du détecteur en 2003. La phase HERA II s'est terminée à la fin de la prise de données en juin 2007.

Les faisceaux d'électrons et de protons à HERA circulent en sens inverse l'un par rapport à l'autre, chacun dans son propre tube à vide. Ces deux tubes se croisent en deux endroits, une première fois dans le hall Nord abritant l'expérience H1 et une deuxième fois dans le hall Sud pour l'expérience ZEUS. Ils sont tous les deux contenus dans un même tunnel pratiquement

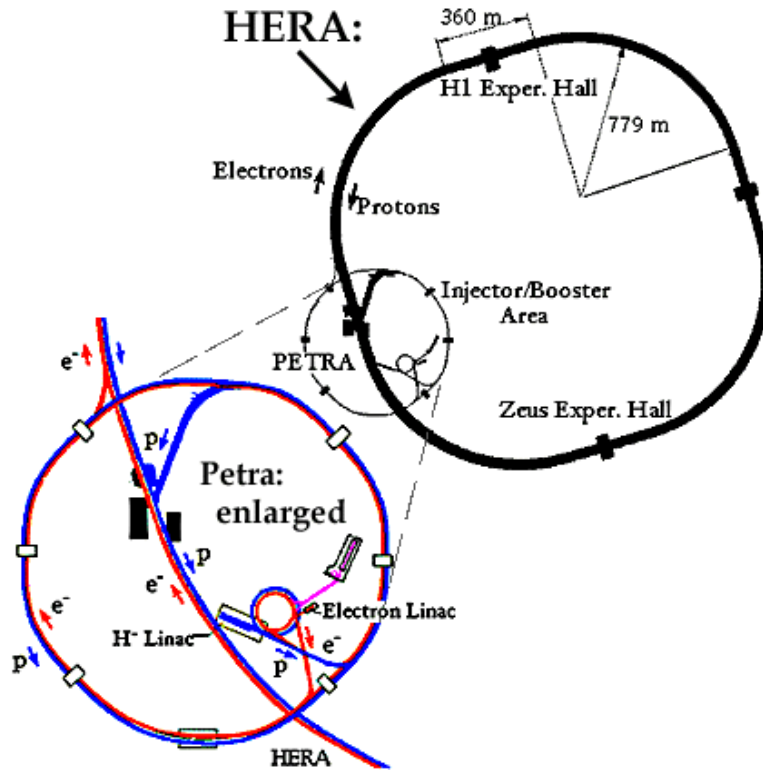


FIG. 3.1 – Représentation schématique du site de DESY et de ses différents systèmes d'accélérateurs.

circulaire de 6.3 km de périmètre (voir FIG. 3.1).

À HERA, les énergies nominales sont de 27.6 GeV et 920 GeV respectivement pour les électrons et les protons. Chacun des faisceaux doit être pré-accélééré avant l'injection dans HERA qui les amènera à l'énergie voulue. Cela se fait grâce à une chaîne d'accélérateurs. En ce qui concerne les électrons, ils sont tout d'abord portés à une énergie de 500 MeV grâce à un accélérateur linéaire. Ensuite, l'accélérateur circulaire DESY II accroît leur énergie jusqu'à 7 GeV. Le dispositif PETRA II prend alors le relais et augmente l'énergie jusqu'à une valeur de 12 GeV. Les électrons sont finalement injectés dans HERA où ils atteindront leur énergie maximale de 27.6 GeV. Les protons sont également accélérés par un premier accélérateur linéaire qui amène leur énergie à 50 MeV avant d'être injectés dans l'accélérateur circulaire DESY III où ils atteignent une énergie de 7.5 GeV. C'est ensuite PETRA III qui prend le relais et fait monter l'énergie du faisceau de protons à 40 GeV. Les protons peuvent alors être injectés dans HERA qui les accélérera jusqu'à leur énergie nominale de 920 GeV.

Plusieurs remarques sont à faire. La première est que HERA peut aussi accélérer des

positons. Ceux-ci permettent d'augmenter les performances du collisionneur. L'échantillon de données que nous utilisons dans cette analyse est constitué d'une partie pour laquelle ce sont des électrons qui sont utilisés, l'autre partie étant constituée de collisions positon-proton. Dans la suite du travail nous ne ferons plus la distinction entre électron et positon. Ensuite, remarquons que le faisceau d'électrons perd sans cesse de l'énergie par rayonnement synchrotron. Cette perte est compensée en permanence grâce à toute une série de cavités radio-fréquences. C'est la puissance de ces cavités accélératrices qui limite l'énergie du faisceau d'électrons. Dans le cas du faisceau de protons, la perte d'énergie par rayonnement synchrotron est bien plus faible que dans le cas des électrons, et le faisceau est limité en énergie par la valeur du champ magnétique des aimants de guidage.

Les valeurs moyennes des courants d'électrons $\langle I_e \rangle$ et de protons $\langle I_p \rangle$ ainsi que celles des luminosités spécifique $\langle L_{sp} \rangle$, instantanée $\langle L \rangle$, et intégrée $\int L$, sont présentées dans le TAB. 3.1 pour les années 2005, 2006 et 2007. La FIG. 3.2 (a) de la page 32 montre la luminosité intégrée en fonction du nombre de jours de prise de données. L'augmentation plus rapide pour la phase HERA II est une preuve de l'utilité des améliorations techniques apportées au collisionneur durant la période d'arrêt. Les FIG. 3.2 (b) et (c) présentent les luminosités intégrées produite et accumulée respectivement par HERA et H1 au cours des années, en fonction du nombre de jours de prise de données.

caractéristiques	2005 (e^-p)	2006 (e^-p)	2006 (e^+p)	2007 (e^+p)
$\langle I_e \rangle$ (mA)	22.06	21.62	23.87	26.81
$\langle I_p \rangle$ (mA)	77.57	79.09	87.17	92.94
$\langle L_{sp} \rangle$ ($cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$)	$1.56 \cdot 10^{30}$	$1.64 \cdot 10^{30}$	$1.29 \cdot 10^{30}$	$1.29 \cdot 10^{30}$
$\langle L \rangle$ ($cm^{-2}s^{-1}$)	$1.72 \cdot 10^{31}$	$1.8 \cdot 10^{31}$	$1.5 \cdot 10^{31}$	$1.72 \cdot 10^{31}$
$\int L$ (pb^{-1})	112.4	59.5	89.5	47.8

TAB. 3.1 – Table reprenant les valeurs moyennes des courants et des luminosités pour les périodes 2005 (e^-p), 2006 (e^-p), 2006 (e^+p), 2007 (e^+p), correspondant aux données utilisées dans ce travail.

3.2 Le détecteur H1

Quatre expériences se situent autour du collisionneur de DESY. Dans le hall Nord se trouve l'expérience H1, le hall Sud abrite l'expérience ZEUS. En plus de ces deux principales expériences, se trouvent aussi les détecteurs HERMES dans le hall Est et HERA-B dans le hall Ouest qui n'utilisent chacun qu'un des deux faisceaux de HERA envoyé sur cible fixe.

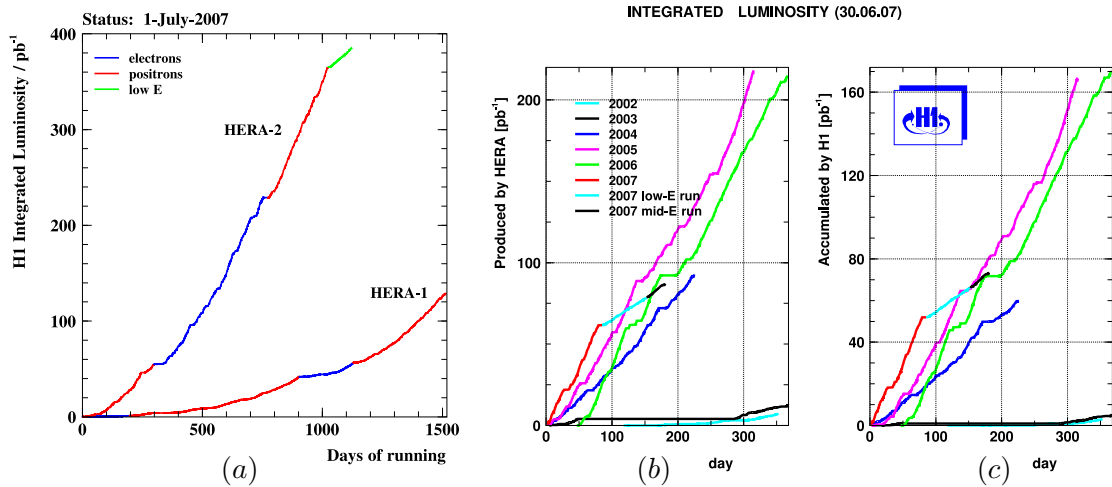


FIG. 3.2 – (a) *Luminosité intégrée pour le détecteur H1 en fonction du nombre de jours de prise de données, séparément pour les phases HERA I et HERA II*; (b) *luminosité intégrée produite par le collisionneur HERA en fonction du nombre de jours de prise de données, pour différentes périodes*; (c) *luminosité intégrée accumulée par le détecteur H1 en fonction du nombre de jours de prise de données, pour ces mêmes périodes*

Le détecteur H1, représenté schématiquement à la FIG. 3.3 est une machine complexe conçue pour détecter les différentes particules issues des collisions électron-proton. Le système de coordonnées lié au laboratoire est également représenté sur cette illustration. L'axe x est dirigé vers le centre du collisionneur, l'axe y est dirigé verticalement vers le haut et l'axe z est choisi comme étant l'axe des faisceaux, la direction du faisceau de protons correspondant aux z positifs et caractérisant la région dite “avant”. Par opposition, la zone “arrière” qualifie la région des z négatifs. L'angle polaire θ , compris entre 0° et 180° , désigne l'angle par rapport à l'axe z . L'angle azimutal ϕ , compris entre -180° et 180° , est mesuré par rapport à l'axe x dans le plan xy dit “transverse”.

Pour notre analyse, il est important de mesurer avec une grande précision la position de l'électron diffusé, de reconstruire les traces associées aux deux pions chargés provenant de la désintégration du méson ρ et de déterminer précisément la position du vertex d'interaction. Il est également nécessaire de mesurer les différents dépôts d'énergie associés aux particules de l'état final afin de contrôler qu'aucune autre activité au-delà du seuil typique de bruit n'est présente. Tout cela est rendu possible grâce à l'association de plusieurs sous-détecteurs, chacun d'eux ayant des fonctions bien spécifiques. Dans la suite de ce chapitre, nous passons en revue les principaux sous-détecteurs pertinents pour notre analyse. Nous décrivons également le système de déclenchement d'acquisition de données indispensable pour sélectionner les collisions d'intérêt physique.

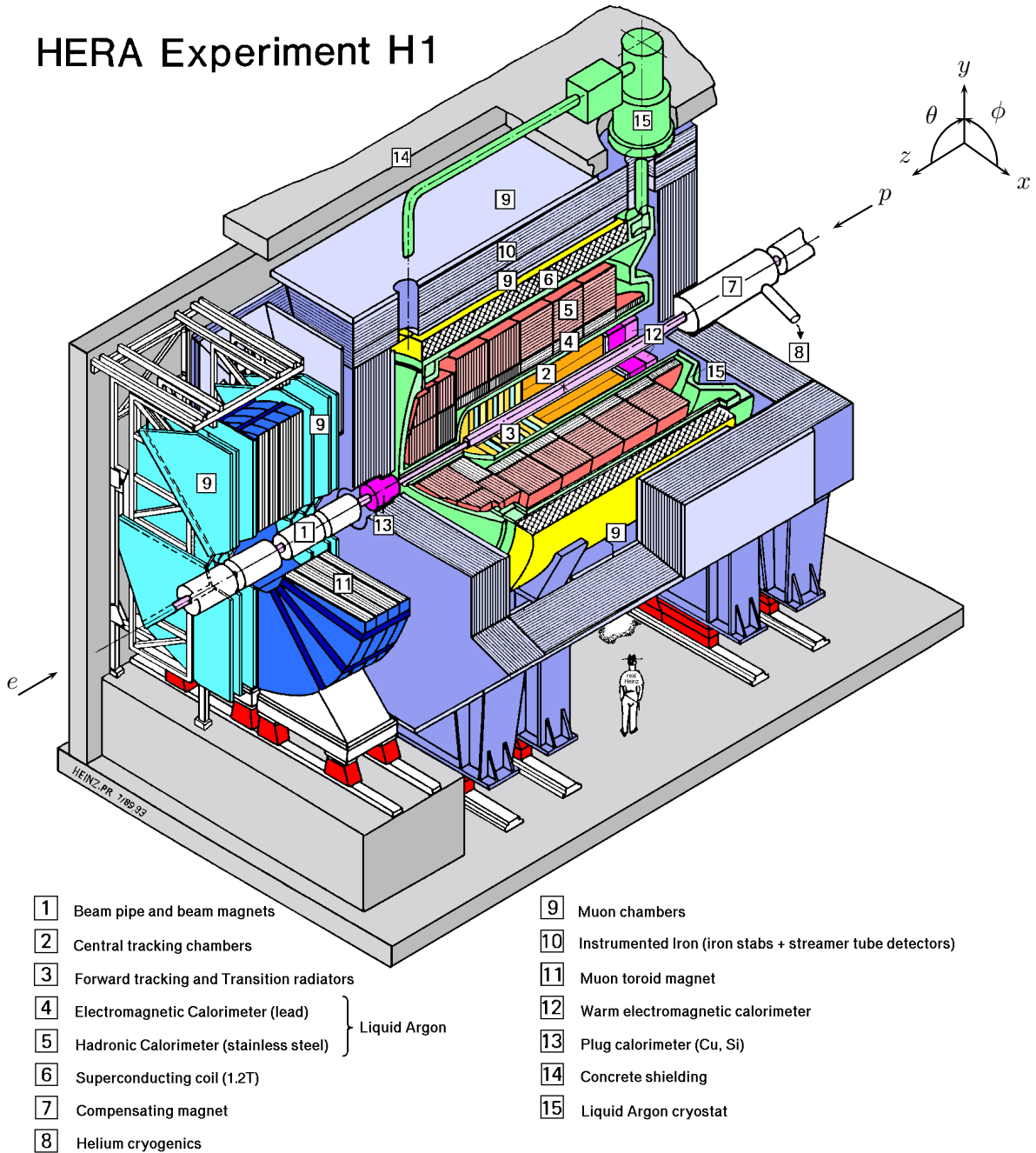


FIG. 3.3 – Représentation schématique du détecteur H1 et de ces différents sous-détecteurs dans sa configuration HERA I.

3.2.1 Les trajectographes

Les trajectographes ont pour rôle de reconstruire la trajectoire des différentes particules chargées émises lors de l'interaction ainsi que de déterminer la position du vertex d'interaction. Le système complet de trajectographes repose sur la combinaison de plusieurs sous-détecteurs tels que les chambres à dérive CJC, CIZ et le détecteur semiconducteur au silicium, décrits dans les sous-sections suivantes. Les chambres proportionnelles interne CIP2k et externe COP sont quant à elles utilisées par le système de déclenchement d'acquisition de données. Le système de trajectographes est représenté à la FIG. 3.4. Dans notre analyse, seule la partie centrale du trajectographe CTD (Central Track Detector) est utilisée pour reconstruire les traces des mésons π et éventuellement celle de l'électron diffusé.

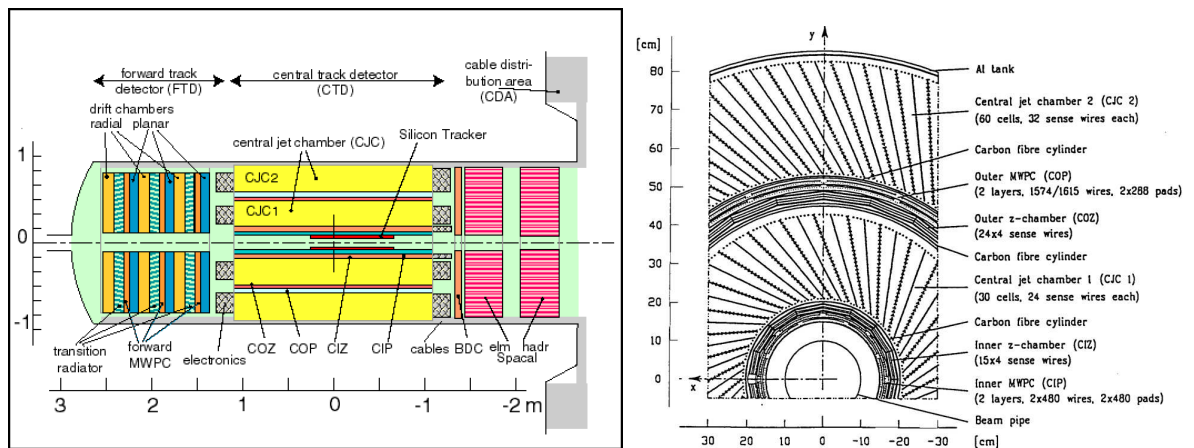


FIG. 3.4 – Représentation du système de trajectographe du détecteur H1 dans sa configuration HERA I. Au cours de l'amélioration pour la phase HERA II, le sous-détecteur CIP a été modifié et le sous-détecteur BDC a été remplacé par le BPC. La chambre proportionnelle externe COP n'est pas utilisée dans la phase HERA II.

Les chambres à dérive CJC et CIZ

Les chambres à dérive CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber 1 et 2) sont concentriques et de rayons interne et externe valant respectivement 20.3 cm et 45.1 cm pour CJC1 et 53 cm et 84.4 cm pour CJC2. Elles sont constituées de plusieurs centaines de fils disposés parallèlement à l'axe z . Une partie de ces fils sont regroupés en plans inclinés de 30° par rapport à la direction radiale, le reste servant à créer le champ électrique nécessaire à la dérive des électrons et ions, ces derniers étant produits par ionisation du gaz contenu à l'intérieur des chambres à dérive lors du passage d'une particule chargée. Connaissant le champ électrique, on connaît la vitesse

de dérive des ions, et à partir de la localisation de la charge qu'ils vont induire sur les fils, on peut reconstruire la position de la trajectoire dans le plan $r - \phi$ avec une précision de $170 \mu m$. La position suivant z peut également être reconstruite en comparant le signal induit sur les fils à chacune de leurs extrémités. Cette méthode ne permet cependant d'atteindre qu'une résolution de quelques 2.2 cm . Une meilleure mesure sera fournie par la chambre à dérive CIZ. Cette dernière est placée entre CIP2k et CJC1 et fonctionne suivant le même principe que les chambres CJC, mais avec des fils disposés de façon perpendiculaire par rapport à l'axe z , permettant une résolution de $220 \mu m$ sur la coordonnée z , nettement supérieure à celle fournie par les CJC pour la même coordonnée.

La chambre proportionnelle interne CIP2k

La chambre proportionnelle interne CIP2k (Central Inner Proportional chamber) a pour but de fournir une détermination rapide de la position en z du vertex à partir des segments de traces qui y sont reconstruits. Elle prend place dans le détecteur entre la chambre à dérive CIZ et le détecteur central au silicium CST. Elle est composée de 5 couches cylindriques et concentriques divisées en un total de 8500 cellules de gaz dont les dimensions sont de l'ordre de 2 cm suivant la segmentation en ϕ , 1.5 cm suivant z et 1 cm suivant la direction radiale. La chambre CIP2k fonctionne en régime proportionnel. Les électrons et ions provenant de l'ionisation du gaz provoquée par le passage d'une particule chargée, sont accélérés par une différence de potentiel, et vont à leur tour générer une ionisation secondaire. La charge finalement induite dans chaque cellule sera proportionnelle à l'ionisation primaire. La CIP2k possède une résolution temporelle de l'ordre de 25 ns qui permet son utilisation dans le système de déclenchement, notamment pour rejeter des événements de bruit de fond dont la reconstruction de la position du vertex suivant z n'est pas située dans la région d'interaction nominale.

Les détecteurs silicium CST et BST

Le détecteur central au silicium CST (Central Silicon Tracker), situé directement autour du tube à vide au niveau du point d'interaction nominal, est un détecteur à semiconducteur destiné à reconstruire avec précision les premiers segments de traces, permettant une meilleure reconstruction des traces ainsi que l'identification de vertex secondaires. Il couvre le domaine angulaire $30^\circ < \theta < 150^\circ$ et est constitué de deux couches de senseurs. Ces couches comportent respectivement 12 et 20 plans de capteurs au silicium capables de fournir une résolution de $22 \mu m$ en z et de $12 \mu m$ dans le plan $r - \phi$. Le détecteur arrière au silicium BST (Backward

Silicon Tracker), est situé dans le prolongement du CST plus loin dans la zone arrière. Son rôle est de mesurer les segments de traces associés au passage de l'électron diffusé.

La chambre proportionnelle arrière BPC

La chambre proportionnelle arrière BPC (Backward Proportionnal Chamber) est située devant le calorimètre SpaCal que nous décrivons dans la suite de ce chapitre et couvre le domaine angulaire $156^\circ < \theta < 174.5^\circ$. Elle est très importante dans notre analyse car elle permet de reconstruire avec précision la position de l'électron diffusé dans la région arrière du détecteur et de déterminer par conséquent son angle de diffusion qui est utilisé pour la reconstruction de la cinématique de l'événement. Les fils de la BPC sont disposés suivant trois directions perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Une partie des ces fils est orientée horizontalement alors que les deux autres forment un angle de $\pm 60^\circ$ avec l'horizontale. La BPC permet une reconstruction dans le plan transverse avec une résolution de 0.8 mm , offrant de cette façon une résolution angulaire de 0.5 mrad .

3.2.2 Les calorimètres

Principes généraux du calorimètre

Les calorimètres sont des instruments destinés à mesurer l'énergie des particules émises lors des collisions. La plupart des particules¹ qui pénètrent dans le calorimètre produisent une gerbe de particules secondaires. L'énergie déposée dans le calorimètre est proportionnelle à l'ionisation laissée par toutes les particules de la gerbe, elle-même proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

Les calorimètres sont généralement segmentés transversalement et longitudinalement afin de fournir des informations à la fois sur la localisation, la direction, et la forme de la gerbe, celle-ci ayant une forme qui dépend du type de la particule incidente. Un calorimètre peut être de type électromagnétique, et est dès lors conçu principalement pour mesurer l'énergie des particules agissant par interaction électromagnétique (électron, positon, photon). Un calorimètre hadronique est quant à lui destiné aux particules interagissant par l'intermédiaire de la force forte (proton, neutron, mésons et autres hadrons).

¹Les muons ne laissent qu'une faible ionisation le long de leur passage, et les neutrinos passent de manière complètement invisible à travers tout le détecteur.

Le calorimètre à argon liquide LAr

Le système de mesure de l'énergie de H1 comporte deux calorimètres distincts qui permettent de couvrir pratiquement tout le domaine angulaire. Le calorimètre à argon liquide LAr (Liquid Argon), dont les coupes longitudinale ainsi que transverse sont représentées à la FIG. 3.5, permet une couverture angulaire allant de 4° à 153° pour l'angle θ . Il possède une symétrie cylindrique et est composé de 8 roues chacune divisée en une partie électromagnétique et une partie hadronique. Les deux roues les plus à l'avant sont divisées en 4 sous-parties alors que les 6 autres sont divisées en 8 octants. Chacune de ces sous-parties comporte de l'ordre de 45000 cellules de lecture réparties sur quelques couches. Ce grand nombre de cellules offre une précision suffisante pour distinguer les hadrons des particules électromagnétiques sur base de la forme des gerbes s'y développant. Dans tout le détecteur, c'est l'argon liquide refroidi à une température de 90 K grâce à un système de circulation d'azote liquide qui est utilisé comme milieu actif.

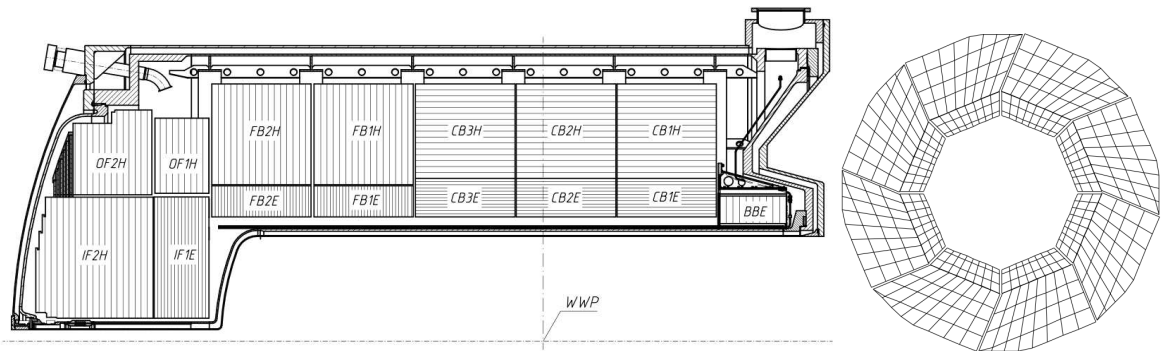


FIG. 3.5 – Représentation du calorimètre à argon liquide du détecteur H1.

La partie électromagnétique, située dans la partie du calorimètre la plus proche du faisceau, a une épaisseur adaptée en fonction de l'angle par rapport au point d'interaction nominal afin de s'assurer que les gerbes électromagnétiques y soient complètement contenues. Le matériau jouant le rôle de milieu absorbant est formé de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur. Chacune d'elles baignant dans l'argon liquide. La partie hadronique, entourant son analogue électromagnétique, est quant à elle constituée de plaques de fer de 19 mm d'épaisseur séparées par de l'argon liquide. Lorsque les particules passent à travers ces couches actives d'argon liquide, elles l'ionisent. Les charges ainsi produites dérivent sous l'action d'une haute tension

produite entre deux couches actives vers des plaques de lecture parallèles aux plaques d'absorbant. La charge est ensuite amplifiée et convertie en signaux électriques. Après traitement de ce signal, on obtient une mesure de l'énergie. Pour la partie électromagnétique du calorimètre, la résolution en énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1 \%,$$

alors que pour la partie hadronique, les fluctuations statistiques sur le nombre de particules secondaires produites étant plus nombreuses, elle est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 2 \%.$$

Le calorimètre spaghetti SpaCal

Le calorimètre SpaCal (Spaghettit Calorimeter), illustré à la FIG. 3.6, est situé à l'arrière du détecteur H1. Il est principalement utilisé afin de mesurer l'énergie de l'électron diffusé. Il permet aussi de déterminer sa position mais la chambre proportionnelle arrière BPC est plus précise à ce point de vue. SpaCal couvre un domaine angulaire compris entre 154° et 174° . Le matériau utilisé comme milieu absorbant est constitué de plaques de plomb, alors que des fibres de plastique scintillantes forment le milieu actif du calorimètre. Quand une particule pénètre dans le calorimètre SpaCal, elle rencontre d'abord sa partie électromagnétique. Celle-ci est divisée en 1192 cellules de dimension $40.5 \times 40.5 \times 250 \text{ mm}^3$. Lors du passage des particules secondaires de la gerbe à travers les fibres scintillantes, celles-ci produisent de la lumière qui est ensuite convertie en signal par des photomultiplicateurs. La résolution temporelle étant de l'ordre de 0.4 ns , la partie électromagnétique peut être utilisée comme élément de déclenchement et le sera dans notre analyse. La partie hadronique, située plus à l'arrière du calorimètre, contient quant à elle 136 cellules de dimension $119 \times 119 \times 250 \text{ mm}^3$ et fonctionne de la même façon. Sa résolution temporelle est de l'ordre de 0.85 ns et permet à nouveau d'être utilisée comme élément de déclenchement. Grâce à la combinaison de la partie électromagnétique et hadronique, la probabilité qu'un pion soit reconstruit comme un électron n'est plus que de 0.25% à une énergie de 7 GeV .

En ce qui concerne les résolutions en énergie pour les parties électromagnétique et hadronique, celles-ci sont données respectivement par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1 \%, \quad \frac{\sigma_E}{E} = \frac{13 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 4 \%.$$

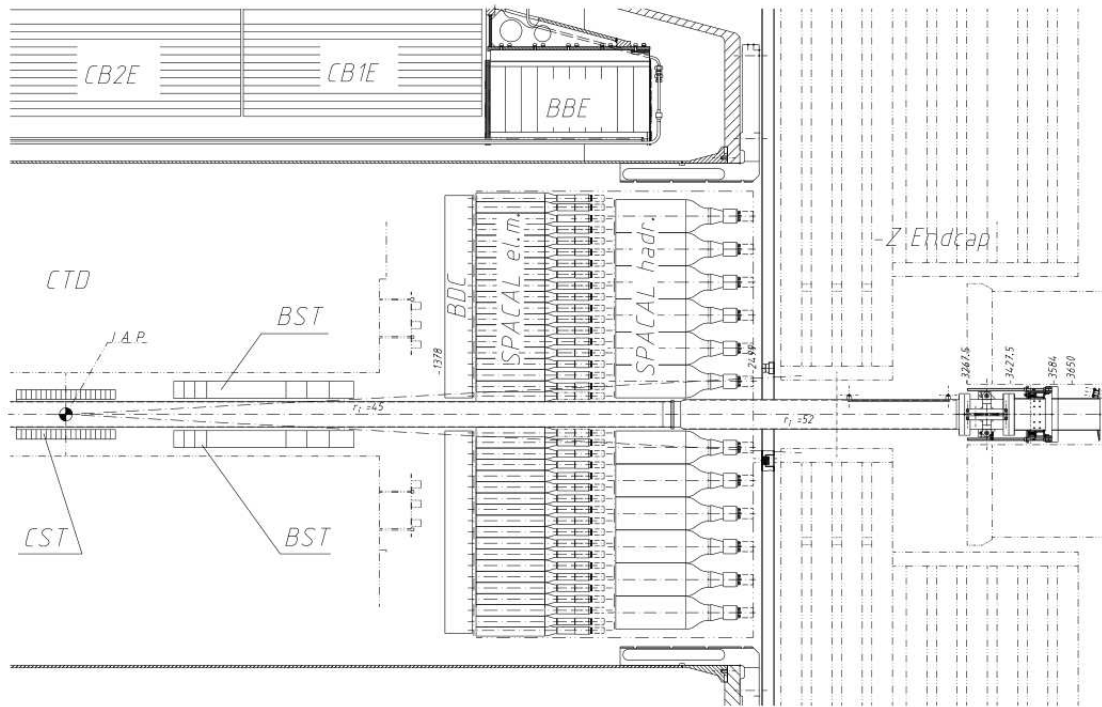


FIG. 3.6 – Vue longitudinale de la région arrière du détecteur H1 montrant une coupe du calorimètre SpaCal, des détecteurs au silicium CST et BST, ainsi que de la chambre à dérive BDC qui a été remplacée par la BPC pour la phase HERA II.

3.2.3 Le détecteur de temps de vol

Tout un système de mesure du temps de vol est installé sur H1 et utilisé au niveau de déclenchement L1 (voir section suivante). Il permet de déterminer avec précision la position temporelle de l'événement en cours dans le détecteur et de la comparer au temps de croisement des faisceaux. Il est possible de cette façon de juger si l'événement est issu de la région nominale d'interaction ou, au contraire, s'il provient du bruit de fonds produit par le faisceau de protons interagissant avec les parois du tube à vide ou les ions du gaz résiduel, ou encore provenant de muons cosmiques. Ce système de véto est composé de plans de scintillateurs associés à des photomultiplicateurs, disposés à différents endroits dans le détecteur.

3.2.4 Le système de déclenchement

Principes généraux

Dans une expérience telle que H1 à HERA, plusieurs processus physiques intéressants peuvent être étudiés. Ces processus ne sont cependant pas les plus probables et la plupart des événements se produisant dans le détecteur proviennent d'interactions des protons avec le gaz résiduel, les parois du tube à vide, et dans une moindre mesure des muons cosmiques. À HERA le taux de processus d'interaction proton-gaz est de l'ordre de 50 kHz , celui associé aux muons cosmiques est estimé à 700 Hz , alors que les événements d'intérêt physique ont des fréquences allant de quelques Hz pour la production diffractive de mésons vecteurs à quelques μHz pour la production de bosons W . De plus, l'écriture sur disque ne pouvant s'opérer qu'à une fréquence de 10 Hz , il est indispensable de développer un système permettant de n'enregistrer que les événements qui nous intéressent.

C'est là tout le rôle du système de déclenchement et d'acquisition de données. Celui-ci est composé de quatre niveaux de décision ayant un temps de réponse de plus en plus long. Le schéma de la FIG. 3.7 page 43 résume ce système d'acquisition de données. Avant de passer à la description de ces différents niveaux, il est nécessaire de connaître les temps de réponse des différents sous-détecteurs de H1 ainsi que le temps caractéristique de croisement des faisceaux. Ceux-ci sont résumés dans le TAB. 3.2.

intervalle entre deux croisements de faisceaux	96 ns
temps de dérive maximal dans les CJC	$1 \mu\text{s}$
temps de réponse du LAr	$1.5 \mu\text{s}$
temps de réponse du premier niveau de déclenchement	$2.3 \mu\text{s}$
temps de lecture de l'électronique de sortie	$\sim 1 \text{ ms}$

TAB. 3.2 – Tableau reprenant les temps caractéristiques des différents sous-détecteurs ainsi que celui relatif au croisement des faisceaux.

On remarque de cette façon que certains sous-détecteurs comme le calorimètre LAr et les chambres CJC possèdent un temps de réponse supérieur à l'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux, donnant lieu à un temps de réponse pour le premier niveau également supérieur à cet intervalle. Afin de ne pas avoir de temps mort associé au premier niveau, et pouvoir de cette façon traiter chaque croisement de faisceau au premier niveau, il est nécessaire d'utiliser un système de mémoire tampons, appelé pile, capable d'enregistrer toutes les informations concernant chaque sous-détecteur. Le temps entre deux croisements

étant de 96 *ns* et le temps de réponse de 2.3 μs , la pile doit contenir au minimum 24 cases de mémoire tampon.

Le premier niveau de déclenchement

Le premier niveau de déclenchement, appelé L1, utilise une fraction des informations fournies par les sous-détecteurs ayant un temps de réponse rapide et reconstruit de manière rapide et approximative plusieurs grandeurs physiques simples comme le nombre de traces centrales, la reconstruction d'un vertex d'interaction, la présence d'activité dans les calorimètres SpaCal ou LAr, etc . . . et fournit sur base de ces grandeurs physiques un certain nombre de décisions booléennes appelées éléments de déclenchement. Ces différents éléments de déclenchement sont ensuite transmis au système de déclenchement central qui les combine suivant différentes combinaisons pour former ce qu'on appelle les sous-déclencheurs. Ces derniers sont à nouveau combinés pour donner la décision de garder ou rejeter l'événement de départ au niveau L1. Avec ce premier niveau de déclenchement, on passe d'un taux d'information de 10.4 *MHz* à un taux de 5 *kHz*, toujours trop élevé pour pouvoir être écrit sur disque dur. Deux solutions sont alors possibles : soit appliquer un facteur arbitraire de réduction, soit utiliser un deuxième système de déclenchement.

Le deuxième niveau de déclenchement

Jusqu'ici, toutes les informations concernant chaque croisement de faisceaux sont gardées dans les mémoires tampons de la pile jusqu'à ce que le niveau L1 fournisse une réponse. Si la décision L1 est de rejeter l'événement, les informations sont alors écrasées par les données d'un nouveau croisement de faisceaux et ainsi de suite. Dans le cas d'une réponse positive du niveau L1, la pile est alors gelée. Cela signifie le début d'un temps mort durant lequel les informations relatives aux croisements des faisceaux ayant lieu ne sont plus sauvées dans la mémoire tampon et sont donc perdues. L'information sur l'événement sélectionné par L1 est transférée au deuxième niveau de déclenchement L2, qui fournit une réponse endéans un délais de 20 μs . Ce niveau est constitué de deux systèmes indépendants, l'un basé sur la topologie de l'événement utilisant principalement les informations relatives aux traces et aux dépôts d'énergie répartis dans le détecteur, et l'autre utilisant un réseau neuronal combinant les informations et éléments de déclenchement du niveau L1 afin d'établir sa décision concernant la collision. Lorsque le niveau L2 a pris sa décision, si celle-ci est positive l'information fournie par le détecteur est soumise au niveau suivant, et si elle est négative, la pile est réactivée, et l'information des nouvelles collisions peut à nouveau être stockée dans la mémoire tampon

pour être analysée d'abord au niveau L1 et ainsi de suite. À la sortie du niveau L2, on passe d'un flux d'information de 5 kHz à 200 Hz .

Le troisième niveau de déclenchement

Au niveau L3, entré en fonction en 2006, l'information concernant les traces est analysée de manière rapide par le système de déclenchement de traces rapide FTT (Fast Track Trigger). Un système combinant les informations des traces et des dépôts d'énergie dans les calorimètres afin de sélectionner les événements contenant des jets a également été installé en 2006. Ce niveau n'est pas utilisé dans la sélection de notre analyse (*i.e.* la réponse fournie au niveau L3 est toujours positive pour le sous-déclencheur que nous utilisons).

Le quatrième niveau de déclenchement

Dans le cas d'une réponse positive du niveau L3, le dernier niveau L4 reçoit la totalité de l'information du détecteur et reconstruit, grâce à une ferme de processeurs, l'ensemble des grandeurs physiques de façon quasi équivalente à la reconstruction finale (code H1REC) des analyses publiées, en un délai de 100 ms . Comme au niveau L1, un facteur de réduction peut être appliqué pour les sélections dépassant le taux désiré (possédant par exemple une grande section efficace). Ce dernier niveau permet d'atteindre le taux de 10 Hz d'écriture sur disque dur.

3.2.5 Production des fichiers de données

Une fois la réponse du quatrième niveau de déclenchement connue, si celle-ci est positive l'ensemble des informations brutes (RAW) et les grandeurs reconstruites (DST) sont sauveés sur disque dur. Le code H1REC est modifié à raison d'environ une fois tous les deux ans afin d'améliorer la reconstruction des événements et de nouvelles DST sont produites. Afin de les alléger et de ne garder que les informations vraiment utiles aux analyses, un autre code, h100 est appliqué aux DST. Celui-ci améliore également la reconstruction de certaines variables et fournit les fichiers μ ODS et HAT au format orienté objet (OO). Le code h100 est également mis à jours environ tous les trois mois. C'est finalement à partir de ces fichiers que sont produits les ROOT Trees, fichiers utilisables par le logiciel d'analyse de données, propres à chaque analyse, et sur lesquels se base le travail exposé dans ce mémoire.

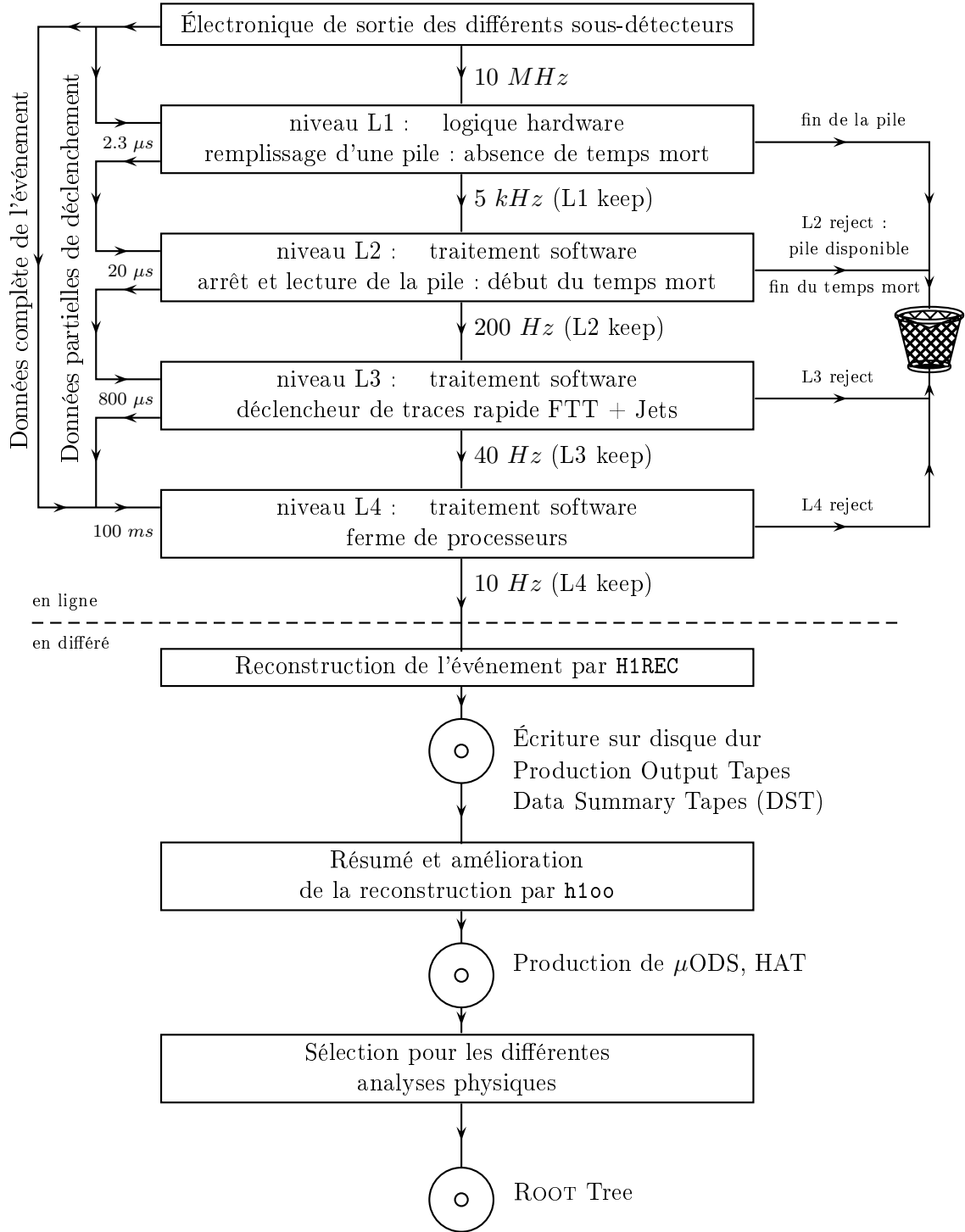


FIG. 3.7 – Schéma représentant les différentes étapes réalisées par le système de déclenchement de H1 permettant de sélectionner les événements pertinents pour une analyse précise, et permettant de réduire le flux de données au taux imposé par l'écriture sur disque dur.

Chapitre 4

Données et simulation Monte Carlo

4.1 Sélection des données

Dans notre analyse nous nous intéressons à la production diffractive de mésons ρ . Une stratégie pour obtenir un échantillon de tels événements à partir des millions d'événements produits dans le détecteur H1 par les croisements des faisceaux de HERA doit être adoptée. Notre sélection repose sur la topologie de la réaction qui nous intéresse :

$$e + p \rightarrow e + \rho + Y, \quad \rho \rightarrow \pi^+ \pi^-.$$

L'état final comporte donc un électron, un proton (ou le proton dissocié) et deux mésons π de charges opposées. Un événement candidat dans le détecteur H1 est présenté à la FIG. 4.1.

On s'attend à ce que l'électron (particule chargée) laisse une trace s'il passe dans les trajectographes et un dépôt d'énergie de nature électromagnétique dans le système de calorimètres (voir FIG. 4.1). La section efficace chute rapidement avec l'augmentation de Q^2 , on s'attend à trouver l'électron diffusé dans le calorimètre SpaCal pour la majeure partie des événements. Les pions chargés devraient laisser deux traces dans le système de trajectographes, de courbure opposées dans le plan transverse sous l'effet du champ magnétique régnant à l'intérieur du détecteur (voir FIG. 4.1). Dans le domaine cinématique étudié dans cette analyse, l'état hadronique Y de petite masse échappe à notre détection en continuant dans le tube à vide, ou ne laisse que de faibles dépôts d'énergie dans la partie avant du calorimètre à argon liquide.

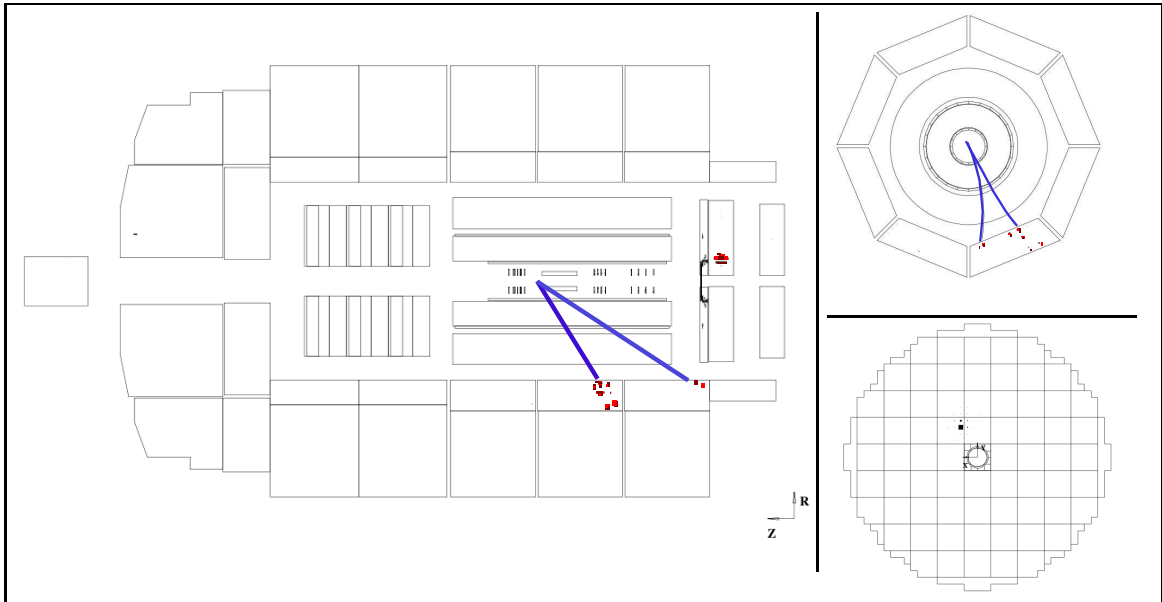


FIG. 4.1 – Reconstruction d'un événement candidat ρ observé dans le détecteur H1 : (à gauche) vue longitudinale ; (en haut à droite) vue transverse du trajectographe central ; (en bas à droite) vue transverse de la partie électromagnétique du calorimètre SpaCal. Les dépôts d'énergie sont colorés en rouge, et les traces reconstruites sont représentées par les courbes bleues.

4.1.1 Données utilisées

La production de mésons vecteurs en électroproduction a été étudiée en détail sur base de l'ensemble des données de H1 à HERA I [9]. En revanche ce processus n'a pas été étudié pour les données de HERA II. La section efficace chute rapidement avec l'augmentation de Q^2 , l'incertitude statistique commence à dominer l'incertitude systématique pour $Q^2 \gtrsim 20 \text{ GeV}^2$. Dans ce mémoire nous analysons les données HERA II accumulées par H1 en 2005, 2006 et 2007, dans la région cinématique $Q^2 \gtrsim 15 \text{ GeV}^2$ afin de tenter d'améliorer notre connaissance du processus en question à ces valeurs de Q^2 . Durant l'année 2005 et une période de 2006, les collisions avaient lieu entre électrons et protons. La luminosité intégrée sur ces deux périodes étant respectivement de 112.4 pb^{-1} et 59.5 pb^{-1} . Durant les deux périodes suivantes, en 2006 et 2007, c'est un faisceau de positons qui a été utilisé. Les luminosités intégrées valant respectivement pour ces périodes 89.5 pb^{-1} et 47.8 pb^{-1} . La luminosité totale est donc de 309.2 pb^{-1} . Cette valeur ne tient compte que des interactions avec le paquet principal de protons, avec un point d'interaction situé à moins de 30 cm suivant l'axe z du point de croisement nominal des faisceaux. Elle est connue avec une précision de 2.5 %.

4.1.2 Éléments de déclenchement utilisés

Dans notre analyse, un seul déclencheur a été utilisé. Il s'agit du déclencheur *s03* qui utilise des éléments de déclenchement au niveau L1 et L2 pour sélectionner les événements. Au premier niveau, c'est l'élément de déclenchement `SPCLe_IET > 2` qui est utilisé. Celui-ci donne une réponse positive lorsque le calorimètre SpaCal détecte un dépôt d'énergie de plus de 6 GeV dans sa région externe. La limite entre région externe et région interne étant définie par un rectangle allant de 8 cm à -16 cm en x et de -8 cm à $+16 \text{ cm}$ en y , que l'on peut facilement discerner sur la FIG. 4.2 de gauche.

Au niveau L2, l'élément de déclenchement `SPCL_R30` réduit la bande passante en ne conservant que les événements pour lesquels le dépôt d'énergie dans le calorimètre SpaCal est plus éloigné du tube à vide, correspondant plus ou moins à une distance radiale supérieure à 30 cm autour de l'axe z . La FIG. 4.2 permet de distinguer de façon claire la définition précise de la région définie par cet élément de déclenchement. Il s'agit d'un carré de 48 cm de côté dont les coins ont été rognés.

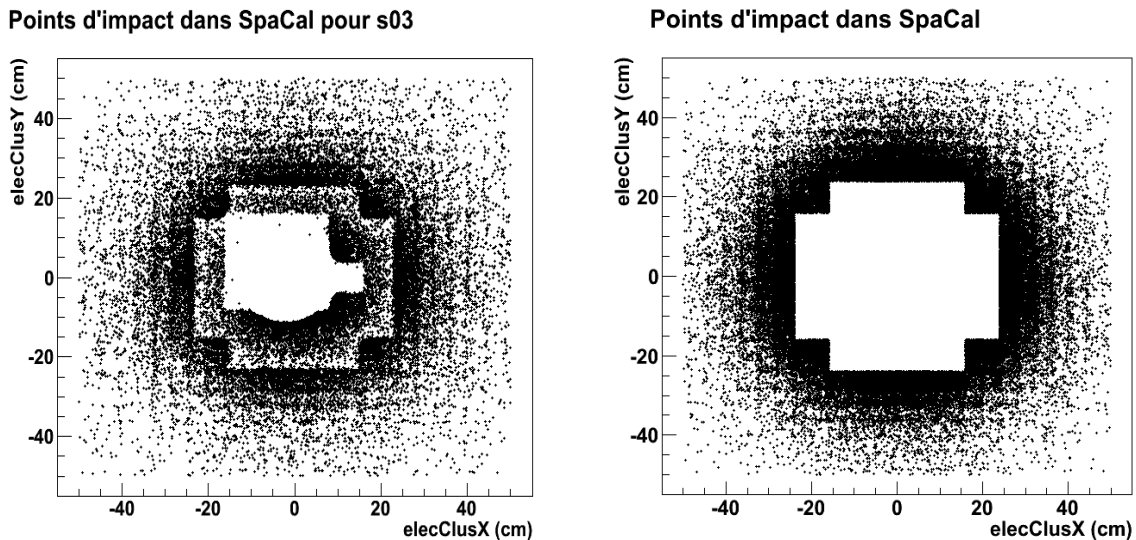


FIG. 4.2 – À gauche : données gardées par le déclencheur *s03*. À droite : événements gardés pour notre analyse.

L'usage du déclencheur *s03* permet donc de sélectionner des événements pour lesquels un dépôt d'énergie électromagnétique de plus de 6 GeV a été reconstruit à plus de 30 cm de l'axe z (voir FIG. 4.2) ce qui correspond au domaine cinématique recherché ($Q^2 \gtrsim 15 \text{ GeV}^2$). Le facteur de réduction du niveau L1 du déclencheur *s03* n'est différent de 1 pour seulement

16 événements dans notre échantillon (voir FIG. 4.3). Aucun autre facteur de réduction n'est appliqué pour les niveaux de déclenchement L2, L3 et L4.

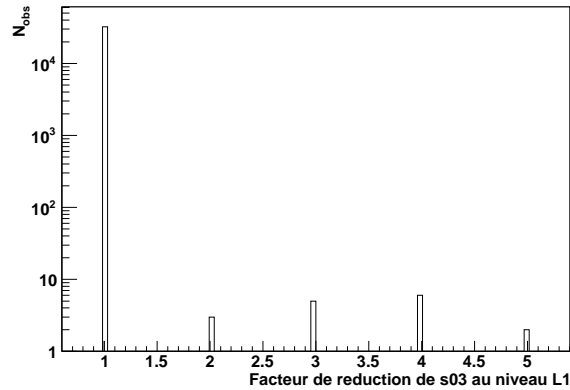


FIG. 4.3 – *Facteur de réduction appliqué à la sortie du niveau L1 pour le déclencheur s03 utilisé.*

4.1.3 Sélection du candidat électron diffusé

Au niveau des grandeurs reconstruites, pour sélectionner les candidats électron diffusé nous demandons qu'un dépôt d'énergie reconstruit dans SpaCal possède plus de 17 GeV et que sa composante hadronique soit inférieure à 200 MeV . La gerbe doit avoir une taille transverse inférieure à 3.2 cm . Ces dernières conditions permettent de rejeter un éventuel bruit de fond créé par des hadrons dont les gerbes sont plus longues et plus larges et pour lesquels la majeure partie de l'énergie est déposée dans la partie hadronique du calorimètre. D'autre part nous demandons qu'un segment de trace soit reconstruit dans la chambre BPC dans un rayon de moins de 3 cm autour de la projection sur la BPC du centre de gravité de la gerbe développée dans SpaCal. Cette trace donne une mesure précise de la position du candidat électron et offre un moyen de distinguer les photons des électrons dans SpaCal.

4.1.4 Sélection des candidats pions

Afin de reconstruire au mieux les traces associées aux deux pions, nous nous restreignons aux chambres CJC en imposant qu'il y ait exactement deux traces¹ de courbures opposées

¹Lorsque l'électron passe dans le trajectographe central il peut mener à la reconstruction d'une trace supplémentaire. En utilisant l'information fournie par la BPC et la position du vertex, on peut exclure cette trace du comptage des traces associées aux pions.

reconstruites dans le domaine $30^\circ < \theta < 160^\circ$ et que leurs impulsions transverses soient supérieures à 150 MeV . En dessous de cette limite, les trajectoires des particules commencent à être tellement courbées par le champ magnétique qu'elles n'atteignent pas le calorimètre et continuent leur trajectoire hélicoïdale rendant la reconstruction moins efficace. Les deux traces doivent également permettre de reconstruire un vertex d'interaction qui sera limité à la région $-30 \text{ cm} < z < 30 \text{ cm}$. Les trajectographes nous fournissent une mesure de l'impulsion transverse via la mesure de la courbure des traces. Toutes les composante de l'impulsion sont obtenues via les mesures supplémentaires des angles θ et ϕ au point d'interaction.

En supposant que les deux particules soient des pions, nous reconstruisons la masse invariante $M_{\pi\pi}$ de ces deux candidats pions. La distribution de cette variable sera cruciale dans notre analyse pour s'assurer que les différents bruits de fond sont bien maîtrisés. Notre analyse portant sur la production de mésons ρ , nous imposerons que la masse invariante se trouve dans la fenêtre $0.6 \text{ GeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1 \text{ GeV}$ afin d'augmenter la probabilité qu'ils proviennent de la désintégration d'un ρ dont la masse M_ρ est de 775.49 MeV et de largeur $\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$ [5].

4.1.5 Réduction des bruits de fond

Réduction de la contribution des mésons ϕ

La topologie associée à la production de mésons ϕ de masse 1.019 GeV et de largeur 4.4 MeV [5], peut être semblable à celle de notre analyse. En effet, le ϕ peut se désintégrer en deux kaons K^+ , K^- pris erronément pour deux pions. Dans l'hypothèse où les deux particules détectées sont des kaons, la distribution de la masse invariante des deux traces met en évidence la résonance du ϕ . Une coupure est appliquée pour rejeter ces événements. Nous exigeons que la masse invariante reconstruite M_{KK} soit supérieure à 1.04 GeV . Comme nous pouvons le constater sur la FIG. 4.4, cette limite permet de rejeter la grande majorité des événements ϕ qui se sont désintégrés en deux kaons tout en conservant le signal des mésons ρ .

Remarquons que ces événements auraient pu être écartés en appliquant une coupure $M_{\pi\pi} > 0.5 \text{ GeV}$. En réalité, la mise en évidence du pic du méson ϕ nous permettra au prochain chapitre de normaliser l'ensemble du bruit de fond associé à la production de ce méson, *i.e.* incluant les autres modes de désintégration.

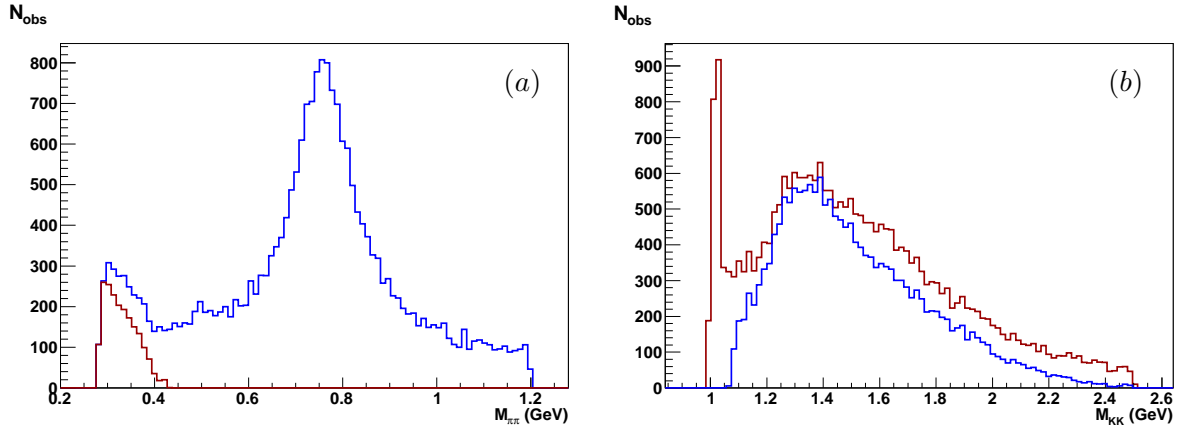


FIG. 4.4 – (a) *Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour tous les événements (histogramme bleu) et contribution des événements avec $M_{KK} < 1.04$ GeV (histogramme rouge) ;* (b) *Distribution de la masse invariante M_{KK} pour tous les événements (histogramme rouge) et contribution des événements avec $0.5 < M_{\pi\pi} < 1.1$ GeV (histogramme bleu).*

Dépôts d'énergie supplémentaires

Étant donné que la réaction qui nous intéresse ne contient que les deux pions de l'état final susceptibles de produire un dépôt d'énergie dans la calorimètre LAr (l'électron étant détecté dans SpaCal et le proton ou l'état final Y continuant sa course dans le tube à vide), nous demandons qu'il n'y ait pas d'activité détectée dans le calorimètre LAr à l'exception des deux pions. Cette activité est quantifiée par la variable `enctxE` qui donne l'énergie du dépôt le plus important mesuré dans le calorimètre, les dépôts associés aux candidats pions et électron n'étant pas pris en compte. De cette façon, les événements pour lesquels des particules supplémentaires hadroniques ou électromagnétiques seraient produites sont en grande partie supprimés. La détection d'un dépôt d'énergie non associé aux traces peut cependant être due à du bruit dans l'électronique de lecture ou au passage de particules non liées à l'interaction. Le rejet de ces événements provoquerait une perte non négligeable de statistique. Pour éviter ce problème, nous demandons que la variable `enctxE` soit inférieure à un certain seuil en énergie. La valeur de celui-ci est déterminée en analysant un échantillon de données prises aléatoirement parmi les collisions et ne correspondant donc à aucun critère physique. Nous utiliserons la valeur de 400 MeV estimée dans [12].

D'autre part, les traces des pions étant reconstruites dans CJC, nous demandons qu'il n'y ait aucune autre trace reconstruite dans tout le système de trajectographe, à l'exception de celle associée à l'électron.

Balance en impulsion longitudinale

Une autre façon de vérifier que l'ensemble des particules attendues dans l'événement ont bien été détectées est de faire des bilans d'énergie-impulsion. Étant donné que l'état final Y échappe par l'avant du détecteur, nous devons nous limiter à estimer la quantité E_{minPz} définie par :

$$E_{\text{minPz}} = \sum_{\alpha} (E_{\alpha} - p_{z,\alpha}),$$

où α représente les particules de l'état final². En négligeant les masses de l'électron et du proton, cette quantité vaut initialement :

$$E_e - p_{z,e} + E_p - p_{z,p} \approx 2 E_e = 55.2 \text{ GeV},$$

soit deux fois l'énergie de l'électron incident. En tenant compte des résolutions expérimentales, un seuil minimum de 50 GeV est requis pour cette variable. Cette coupure rejette, en particulier, les événements dits "radiatifs" pour lesquels un photon est émis vers l'arrière, *i.e.* collinéairement à l'électron incident, et échappe à la détection.

Balance en impulsion transverse

Remarquons tout d'abord que lorsque nous étudierons les sections efficaces, nous nous limiterons aux petites valeurs de la variable $|t|$, inférieures à 0.5 GeV^2 . Pour l'étude concernant la structure en hélicité nous élargirons ce domaine jusqu'à des valeurs de $|t| \leq 3 \text{ GeV}^2$, les résultats dans ce cas étant supposés indépendants de ce qu'il se passe au vertex du proton nous autorisent à garder les événements pour lesquels le proton est dissocié. La variable t est reconstruite à partir de l'impulsion transverse manquante mesurée dans l'événement, celle-ci est attribuée au système Y . Les événements de bruit de fond comportant des particules non détectées seront de façon générale reconstruits aux plus grandes valeurs de $|t|$. Une coupure sur $|t|$ permet donc de diminuer la contribution des bruits de fond. Cet aspect sera discuté plus en détail à la section 5.1.

²L'ensemble Y n'est pas détecté dans l'état final, mais son énergie est proche de son impulsion longitudinale en première approximation et il ne contribue donc pratiquement pas à la somme E_{minPz} .

Effet des coupures

La distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ est représentée à la FIG. 4.5 à différents stades de la sélection. On remarque la mise en évidence de plus en plus claire du pic du méson ρ .

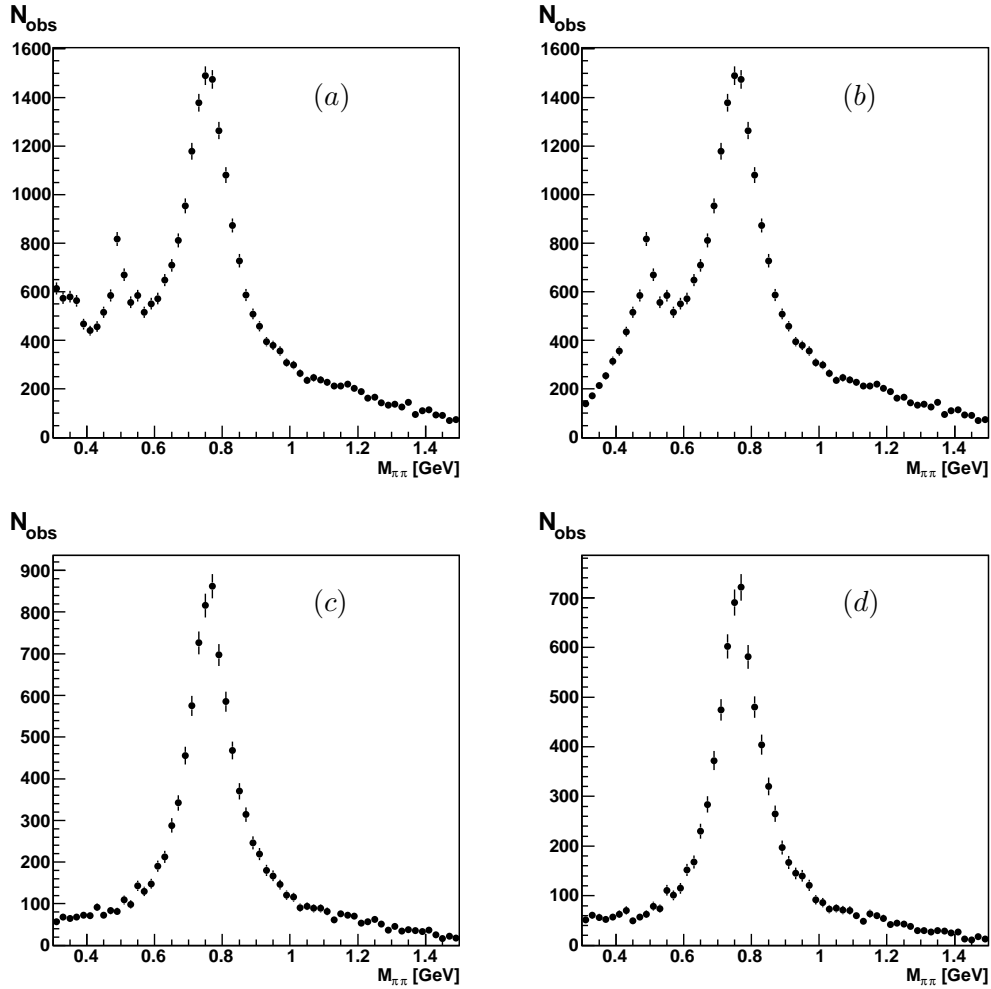


FIG. 4.5 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ avec (a) critères de sélection sur l'électron et les pions uniquement; (b) en ajoutant la coupure sur la masse invariante sous l'hypothèse de kaon $M_{KK} > 1.04$ GeV; (c) en ajoutant la coupure sur t : $t < 0.5$ GeV²; (d) et en ajoutant les coupures sur les dépôts d'énergie dans le LAr : $Encm\epsilon E < 0.4$ GeV et la coupure sur le bilan longitudinal : $E_{minPz} > 50$ GeV.

4.2 Reconstruction de la cinématique

Les variables Q^2 , W et t sont reconstruites à partir des différentes quantités fournies par le détecteur et de la connaissance des conditions initiales :

- la quadri-impulsion k de l'électron incident : $k = (E_e^0, 0, 0, -E_e^0)$;
- la quadri-impulsion p du proton incident : $p = (E_p^0, 0, 0, E_p^0)$;
- la quadri-impulsion k' de l'électron diffusé : $k' = (E_e, \vec{k}'_t, k'_z)$ comme indiqué à la section suivante, son énergie E_e peut être soit directement déterminée par le calorimètre SpaCal, soit indirectement par les mesures de son angle polaire θ_e et de celui du méson ρ . Les angles θ_e et ϕ_e déterminés à partir de la trace reconstruite dans la chambre BPC et du vertex d'interaction, permettent de reconstruire les impulsions transverse \vec{k}'_t et longitudinale k'_z de l'électron diffusé ;
- la quadri-impulsion p_ρ du méson vecteur ρ : $p_\rho = (E_\rho, \vec{p}_{t,\rho}, p_{z,\rho})$ toutes les informations relatives au deux pions sont fournies par le trajectographe et permettent, par simple addition vectorielle, de déterminer l'énergie E_ρ et les impulsions transverse $\vec{p}_{t,\rho}$ et longitudinale $p_{z,\rho}$ du méson ρ .

Plusieurs méthodes permettent de reconstruire les variables cinématiques à partir de ces informations. Certaines d'entre elles offrent une résolution plus avantageuse pour l'une ou l'autre des variables, alors qu'une autre méthode évitera certains problèmes relatifs par exemple à la mesure de l'énergie d'une particule ou à la radiation de photons par l'électron initial. Les différentes façons de reconstruire ces variables, utilisées dans cette analyse, sont présentées dans les sous-sections suivantes. Notre choix de méthode pour chaque variable suit la référence [9].

4.2.1 Méthode double angle

Cette méthode repose sur la mesure des angles polaires de l'électron diffusé θ_e et du méson ρ , θ_ρ , pour déterminer la cinématique d'une collision. Elle suppose notamment que la variable $t = 0$. En utilisant les définitions des différentes variables présentées à la section 2.1.2, l'inélasticité y et la virtualité Q^2 sont données, en négligeant les masses des électrons et protons, par les relations (voir référence [12]) :

$$Q_{da}^2 = \frac{4 E_e^0{}^2 \sin \theta_e (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_e + \sin \theta_\rho - \sin(\theta_e + \theta_\rho)},$$

$$y_{da} = \frac{\sin \theta_e (1 + \cos \theta_\rho)}{\sin \theta_e + \sin \theta_\rho - \sin(\theta_e + \theta_\rho)}.$$

À partir des mesures purement angulaires, il est possible de déterminer l'énergie de l'électron diffusé, et cela indépendamment de la mesure du dépôt d'énergie reconstruit dans SpaCal :

$$E_e^{da} = \frac{Q_{da}^2}{2 E_e^0 (1 + \cos \theta_e)}.$$

La variable $|t|$ est reconstruite grâce à la relation suivante :

$$t_{da} = \left(p_{x,e}^{da} + p_{x,\rho} \right)^2 + \left(p_{y,e}^{da} + p_{y,\rho} \right)^2,$$

où $p_{x,e}^{da}$ et $p_{y,e}^{da}$ sont les composantes de l'impulsion de l'électron diffusé suivant x et y déterminées à partir de E_e^{da} et des angles θ_e et ϕ_e .

Nous utilisons cette méthode dans notre analyse pour déterminer les variables Q^2 et $|t|$. Cette méthode a l'avantage de ne pas dépendre de la mesure de l'énergie de l'électron dans SpaCal pour laquelle la précision n'est pas optimale.

4.2.2 Méthode Jacquet et Blondel

Pour reconstruire l'invariant W nous utilisons la méthode de Jacquet et Blondel (voir référence [12]) qui n'utilise que la mesure du méson vecteur ρ et, comme la méthode double angle, ne souffre pas non plus de la relativement faible précision relative à la mesure de l'énergie de l'électron. Les relations obtenues par cette méthode sont données par :

$$\begin{aligned} y_{jb} &= \frac{E_\rho - p_{z,\rho}}{2 E_e^0}, \\ Q_{jb}^2 &= \frac{p_{x,\rho}^2 + p_{y,\rho}^2}{1 - y_{jb}}, \\ W_{jb}^2 &= Q_{jb}^2 \left(s \frac{y_{jb}}{Q_{jb}^2} - 1 \right). \end{aligned}$$

Le TAB. 4.1 résume les différentes coupures de sélection imposées pour notre analyse, ainsi que les méthodes utilisées pour reconstruire les variables cinématiques et le domaine cinématique étudié. Ce dernier est déterminé notamment par la demande que l'électron soit détecté dans SpaCal qui contraint l'angle de diffusion de l'électron et donc la valeur de Q^2 , par le déclencheur utilisé qui rend la région des valeurs de $Q^2 \leq 15 \text{ GeV}^2$ inaccessible et par le domaine angulaire couvert par CJC, limitant la fenêtre accessible en W .

• Électron	$E_e \geq 17 \text{ GeV}$ $E_{\text{had}} \leq 0.2 \text{ GeV}$ $R_{\text{amas}} \leq 3.2 \text{ cm}$ $R_{\text{BPC}} \leq 3 \text{ cm}$
• Candidats pions	2 traces de courbures opposées $-30 \leq z_{\text{vtx}} \leq 30 \text{ cm}$ $30^\circ \leq \theta_{\text{tr}} \leq 160^\circ$ $p_{t,\text{tr}} \geq 0.15 \text{ GeV}$ $0.6 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1 \text{ GeV}$
• Rejet de bruit de fond	$M_{KK} \geq 1.04 \text{ GeV}$ $\text{encmxE} \leq 0.4 \text{ GeV}$ $E_{\text{minPz}} > 50 \text{ GeV}$
• Cinématique	$15 \leq Q_{da}^2 \leq 65 \text{ GeV}^2$ $60 \leq W_{jb} \leq 160 \text{ GeV}$ $ t _{da} \leq 0.5 \text{ GeV}^2$ ou $ t _{da} \leq 3 \text{ GeV}^2$

TAB. 4.1 – *Résumé des critères de sélection des événements de production diffractive de mésons vecteurs ρ . Deux coupures différentes sur la variable $|t|_{da}$ seront appliquées dans la suite.*

4.3 Simulation Monte Carlo

Les détecteurs de particules ne sont pas idéaux dans le sens que leur résolution est finie, et leur couverture angulaire n'est pas totale, de plus certaines cellules des calorimètres peuvent ne plus être fonctionnelles, certains fils peuvent ne plus fonctionner parfaitement. . . Tous ces petits défauts vont assurément affecter les mesures si nous n'en tenons pas compte. De plus, suite à la résolution finie des différentes mesures, les énergies, les angles, les points d'impact reconstruits ne seront pas exactement ceux correspondant à la réalité de l'événement en cours.

Afin de tenir compte de ces différents effets, regroupés sous le nom d'effets détecteur, dans le but de corriger les données mesurées pour obtenir ce que la nature nous a réellement fourni, il est donc indispensable de disposer d'une simulation reproduisant le mieux possible à la fois ce que la nature nous fournit, mais également les réponses du détecteur face à ces événements générés. Nous utilisons à cet effet une version modifiée du programme de simulation de la production diffractive de mésons vecteurs DIFFVM [17]. Ces modifications comprennent l'interface avec le programme HERACLES de simulation des corrections radiatives et l'ajout

du terme d'interférence entre les sections efficaces longitudinale et transverse.

Cette simulation est basée sur le modèle VDM de la dominance mésovectorielle décrit à la section 2.2.1 (l'échange de Reggeon est négligée dans le domaine d'énergie étudié ; $W \geq 30 \text{ GeV}$).

La section efficace électron-proton peut tout d'abord être factorisée en un terme décrivant l'émission d'un photon virtuel par l'électron, et un second terme décrivant l'interaction entre ce photon et le proton. Le terme décrivant l'émission du photon est bien connu dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique. La section efficace ep peut s'écrire en termes des sections efficaces γ^*p longitudinale et transverse comme :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{ep}}{dtdy dQ^2} &= \Gamma(y, Q^2) \left(\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^T}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_{\gamma^*p}^L}{dt} \right), \\ &= \Gamma(y, Q^2) (1 + \varepsilon R(Q^2)) \frac{d\sigma_{\gamma^*p}^T}{dt}, \end{aligned}$$

où le flux de photons virtuels transverses est donné par :

$$\Gamma(y, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{\pi Q^2} \frac{\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right)}{y},$$

ε est le paramètre de polarisation décrit à la section 2.2.3, il représente le rapport entre les flux de photons longitudinaux et transverses, et R est le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse.

Dans le modèle VDM, le rapport R est paramétrisé par une dépendance linéaire en Q^2 . Une saturation du rapport a cependant été observée à grand Q^2 dans les données (voir FIG. 2.18 page 28). Pour reproduire cela, DIFFVM utilise une paramétrisation phénoménologique du rapport $R(Q^2)$ donnée par :

$$R(Q^2) = \frac{\xi \frac{Q^2}{M_V^2}}{1 + \chi \xi \frac{Q^2}{M_V^2}},$$

où ξ et χ sont des paramètres laissés libres à l'utilisateur.

Les dépendances en Q^2 , W et t de la section efficace γ^*p transverse $\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^T}{dt}$ fournies par le programme DIFFVM ont été modifiées par la suite sur base des résultats antérieurs à cette analyse, afin d'obtenir une meilleure description des données. La forme finale de ces

dépendances est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^T}{dt}(t, W, Q^2) \propto \frac{W^\delta}{\left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{n(Q^2)}} e^{-b(Q^2)|t|},$$

avec

$$\begin{aligned} n(Q^2) &= n_1 + n_2 (Q^2 + m_V^2), \\ b(Q^2) &= b_1 \left[1 - b_2 \log \left(\frac{Q^2 + m_V^2}{4} \right) \right]. \end{aligned}$$

La masse invariante du méson vecteur produit est générée suivant une distribution de Breit-Wigner relativiste $BW(m)$:

$$BW(m) = \frac{mM_V\Gamma_V}{(M_V^2 - m^2)^2 + M_V^2\Gamma_V^2}, \quad (*)$$

Pour la production de mésons vecteurs ρ , cette forme est modifiée par l'introduction d'une dépendance de Γ en la masse m donnée par [18] :

$$\Gamma_\rho(m) = \Gamma_\rho \left(\frac{q^*}{q_0^*} \right)^3 \frac{M_\rho}{m},$$

où q^* est l'impulsion des pions dans le système de référence où le ρ est au repos, et q_0^* est cette même impulsion dans le cas où $m = M_\rho$. Ces quantités sont donc déterminées par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} q^* &= \frac{1}{2} \sqrt{m^2 - 4M_\pi^2}, \\ q_0^* &= \frac{1}{2} \sqrt{m_\rho^2 - 4M_\pi^2}. \end{aligned}$$

La Breit-Wigner caractérisant la production de mésons vecteurs ϕ est également modifiée pour obtenir une largeur donnée par la formule suivante :

$$\Gamma_\phi(m) = \Gamma_\phi \left(\frac{q^*}{q_0^*} \right)^3,$$

où q^* et q_0^* sont définis de la même façon que précédemment en utilisant la masse du kaon à la place de celle du pion, et la masse du méson ϕ à la place de celle du méson ρ .

L'effet de ces corrections sur la distribution de la masse invariante des pions est montré à la FIG. 4.6 (a) et rend l'accord entre les données et le Monte Carlo significativement meilleur

pour la production de mésons ρ . Le changement de la distribution pour la production de mésons ϕ est négligeable (voir FIG. 4.6 (b)), du à l'étroitesse du pic.

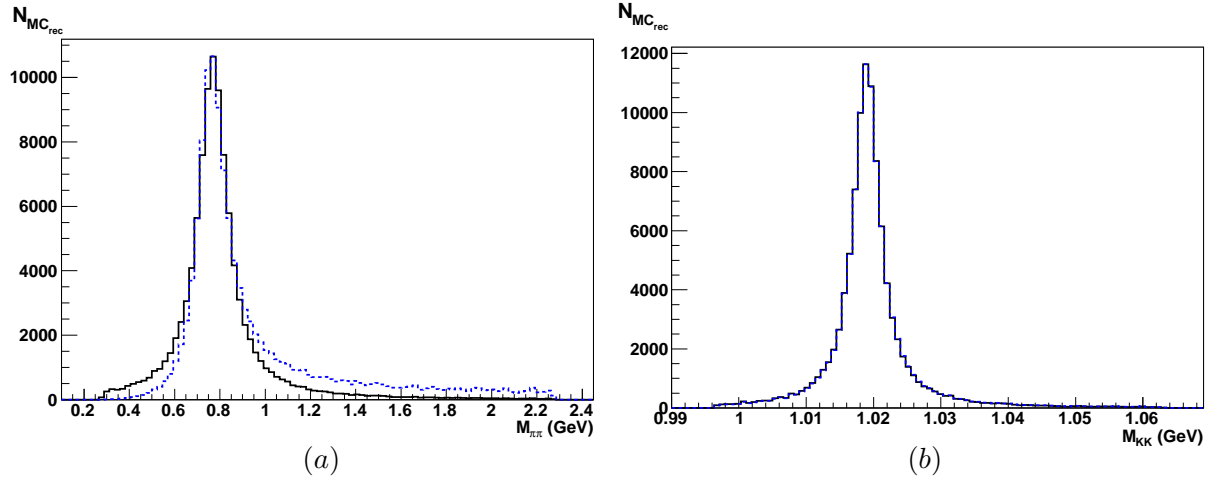


FIG. 4.6 – Distributions des masses invariantes pour les échantillons Monte Carlo de production (a) de mésons ρ et (b) de mésons ϕ . Les histogrammes noirs en trait plein représentent les distributions de Breit-Wigner fournies par DIFFVM (Breit-Wigner relativiste éq. (*)), les histogrammes bleus en traits discontinus représentent les distributions après repondération pour inclure la dépendance de la largeur en la masse.

Pour le canal dissociatif, le générateur DIFFVM fournit une dépendance de la section efficace en la masse du système dissociatif M_Y donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dM_Y^2} \propto \frac{1}{M_Y^{2(1+\epsilon)}}.$$

En ce qui concerne la simulation de la désintégration des mésons vecteurs en deux particules, le programme DIFFVM utilise l'approximation SCHC (voir section 2.2.3). La distribution angulaire $W(\cos\theta^*, \varphi, \Phi)$ est donnée dans cette approximation par la formule :

$$W(\cos\theta^*, \varphi, \Phi) = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{1 + \varepsilon R} \left\{ \sin^2\theta^* (1 + \varepsilon \cos 2\psi) + 2\varepsilon R \cos^2\theta^* - \sqrt{2\varepsilon(1 + \varepsilon)R} \cos\delta \sin 2\theta^* \cos\psi \right\},$$

où $\psi = \Phi - \phi$, et δ est la phase entre les amplitudes T_{00} et T_{11} . La simulation laisse ce dernier paramètre libre au choix de l'utilisateur.

Il est également nécessaire de limiter l'espace des phases en les variables cinématiques Q^2 et W pour générer des événements suivant la section efficace définie ci-dessus. Ce programme

	paramètres	valeurs
cinématique	<ul style="list-style-type: none"> • W_{min} • W_{max} • Q_{min}^2 • Q_{max}^2 	<p>15 GeV</p> <p>250 GeV</p> <p>8 GeV²</p> <p>120 GeV²</p>
polarisation	<ul style="list-style-type: none"> • $R = \frac{\xi Q^2/M_V^2}{1+\xi\chi Q^2/M_V^2}$ • $\cos \delta$ 	<p>$\xi = 0.3$</p> <p>$\chi = 0.07$</p> <p>0.94</p>
section efficace	<ul style="list-style-type: none"> • $(1 + Q^2/M_V^2)^{-n(Q^2)}$ • $\exp(-b(Q^2) t)$ • W^δ • $1/M_Y^{2(1-\epsilon)}$ 	<p>$n_1 = 2.15$</p> <p>$n_2 = 0.008 \text{ GeV}^{-2}$</p> <p>$b_1^{el} = 8.01 \text{ GeV}^{-2}$ $b_1^{pd} = 1.5 \text{ GeV}^{-2}$</p> <p>$b_2^{el} = 0.38$ $b_2^{pd} = 0$</p> <p>$\delta = 0.6$</p> <p>$\epsilon = 0.08$</p>

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres fournies au programme DIFFVM de simulation Monte Carlo pour la production diffractive de mésons vecteur pour les canaux élastique (el) et avec dissociation du proton (pd).

est utilisé dans notre analyse afin de simuler les productions diffractives des mésons vecteurs ρ , ω , ϕ et ρ' avec et sans dissociation du proton. Le TAB. 4.2 reprend les principales entrées du programmes, basées sur les résultats des expériences antérieures à ce travail.

4.4 Correction des effets d'acceptance

Dans la section précédente, la simulation Monte Carlo a été introduite dans le but de corriger les données pour les effets détecteur. À la base se trouve un modèle théorique ou semi-empirique décrivant la section efficace différentielle du processus étudié. Grâce à ce modèle, il est possible de créer autant d'événements que désiré, cela par simples tirages aléatoires des différentes variables cinématiques. Cette étape correspond à la génération des événements N_{gen} correspondant à une certaine luminosité. La simulation du détecteur est effectuée par le programme H1SIM. Les événements simulés sont soumis aux mêmes programmes de reconstruction des grandeurs physiques (H1REC et h1oo) que les données réelles. Seul un nombre d'événements N_{rec} passera les coupures de notre sélection. L'acceptance quantifie les pertes

d'événements et corrige des migrations dans une variable donnée. Elle est définie par :

$$\text{Acc} = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}}.$$

Les données réelles sont corrigées des effets détecteur et des pertes dues aux coupures en utilisant l'acceptance estimée par simulation Monte Carlo dans chaque intervalle mesuré. Cette méthode ne peut être utilisée que sous condition d'une bonne description des données par le Monte Carlo. L'incertitude sur les paramètres choisis dans la simulation de la section efficace doit être propagée (via une incertitude sur l'estimation de l'acceptance) et fournir une contribution à l'incertitude systématique sur la mesure. Le schéma de la FIG. 4.7 résume cette méthode sur un exemple à titre illustratif.

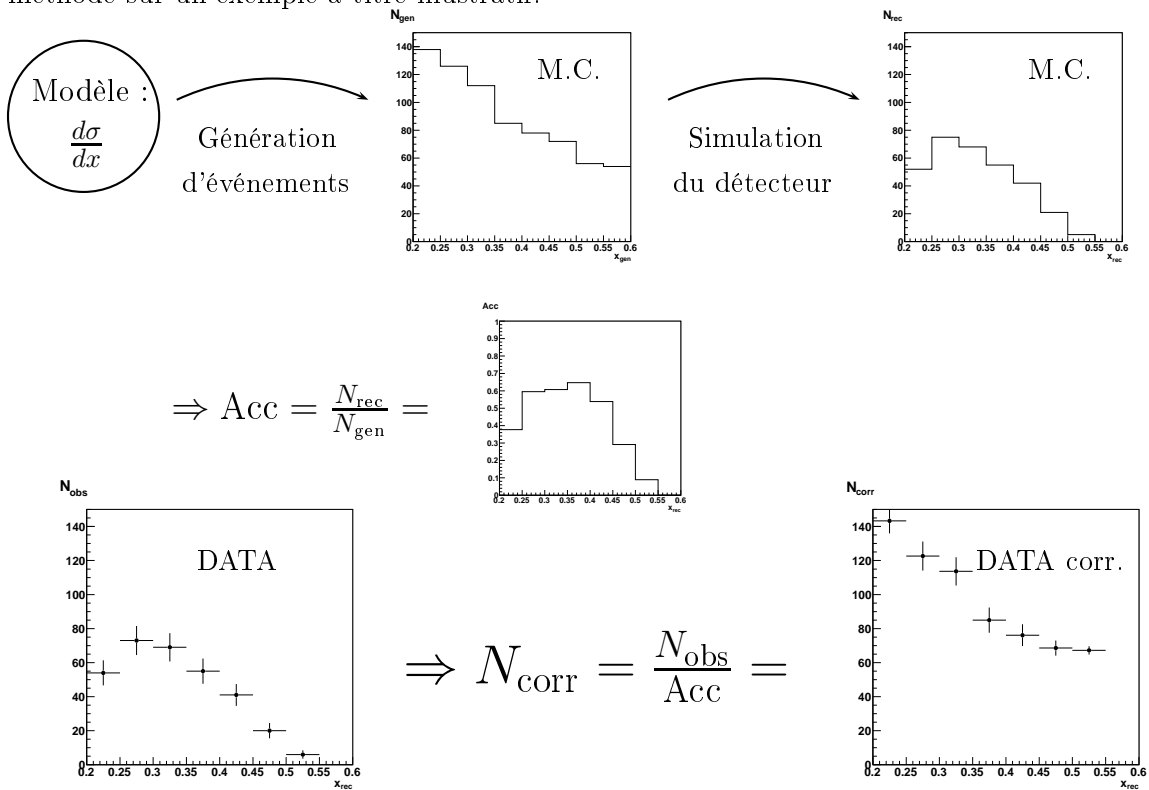


FIG. 4.7 – Schéma illustrant la détermination du facteur de correction d'acceptance et son application à la distribution expérimentale (DATA).

4.4.1 Acceptance pour l'étude de la section efficace

Domaine cinématique

Pour l'étude de la section efficace de production diffractive élastique de mésons ρ , nous nous restreindrons au domaine cinématique

$$\begin{aligned} 15 &\leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2, \\ 60 &\leq W \leq 160 \text{ GeV}, \\ |t| &\leq 0.5 \text{ GeV}^2. \end{aligned}$$

L'acceptance est représentée pour différentes régions de ce domaine à la FIG. 4.8. Elle varie en fonction de Q^2 et de W . La dépendance vis-à-vis de Q^2 s'explique par le déclencheur *s03* utilisé qui supprime une partie de la région proche du tube de SpaCal, ce qui entraîne la perte d'événements aux petites valeurs de Q^2 . Nous n'utiliserons donc pas les événements aux valeurs de $Q^2 \leq 15 \text{ GeV}^2$ pour cette raison. Pour les valeurs de Q^2 supérieures à 20 GeV^2 l'acceptance est quasiment constante avec Q^2 . La variation de l'acceptance avec l'énergie dans le centre de masse photon-proton W est une conséquence de notre restriction aux traces qui doivent être reconstruites dans CJC. En effet, aux très grandes valeurs de W , les pions sont boostés vers l'arrière et commencent à quitter le domaine angulaire couvert par les chambres CJC. De la même façon, aux petites valeurs de W , les pions sont boostés vers l'avant et ne peuvent plus être reconstruits par CJC. Afin de garder une acceptance relativement constante dans les différents domaines en Q^2 , nous devons tenir compte de la région accessible en W .

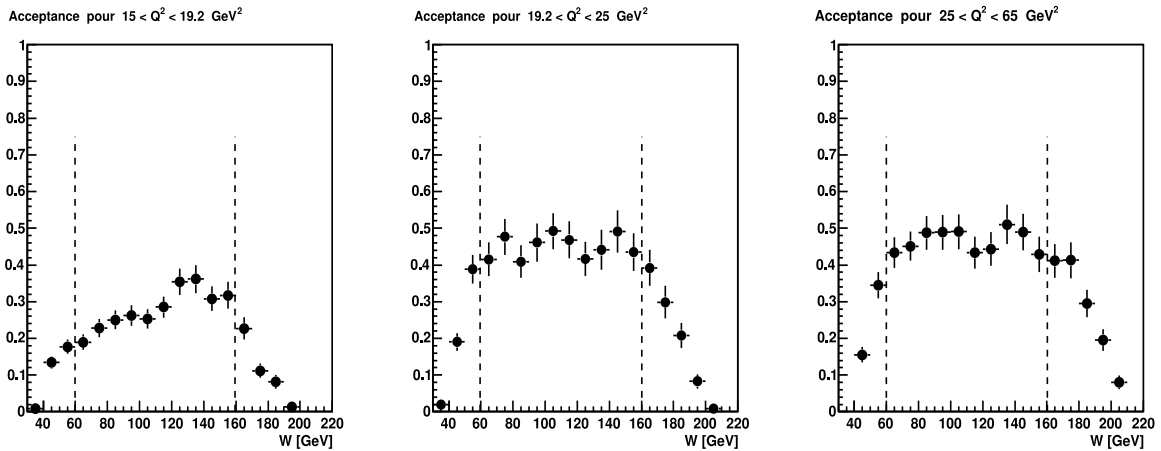


FIG. 4.8 – Acceptance pour les événements de production élastique de mésons ρ pour différents intervalles en Q^2 , et en fonction de W . Les traits discontinus indiquent le domaine cinématique sélectionné pour les mesures de la section efficace.

Chapitre 5

Estimation des bruits de fond

Dans le chapitre précédent, les différents critères de sélection des données ont été présentés. Ceux-ci nous permettent d'avoir un échantillon de données composé majoritairement d'événements $ep \rightarrow e\rho Y$ que nous voulons étudier. Bien que nous ayons appliqué différentes coupures afin de réduire les différents bruits de fond, certains processus présentant la même topologie que celle liée à la production diffractive de mésons ρ ainsi que d'autres processus pour lesquels une ou plusieurs particules échappent à la détection, sont toujours présents dans notre échantillon. Il est donc indispensable d'estimer quantitativement chacune de ces différentes contributions au bruit de fond total. Nous bénéficierons ici de certains résultats obtenus des différentes études antérieures à ce travail.

Nous commençons ce chapitre par le recensement des différents processus susceptibles de contaminer notre échantillon. Nous exposons ensuite la méthode utilisée afin de normaliser les distributions des événements simulés par Monte Carlo pour ces différents bruits de fond, et nous terminons en présentant les comparaisons entre données et Monte Carlo obtenues en suivant cette démarche.

5.1 Processus contribuant au bruit de fond

La contamination principale vient de la production diffractive de mésons vecteurs différents du ρ . La production de mésons ϕ , ω , et ρ' peut donner lieu à la détection de deux particules chargées dont la masse invariante pourrait être proche du pic du ρ lorsque ces mésons se désintègrent via les différents canaux suivants (les taux de branchement sont donnés entre

parenthèses) :

$$\begin{aligned}
\phi &\rightarrow K^+K^- && (\text{R.B.} = 49.1 \%), \\
\phi &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 && (\text{R.B.} = 15.5 \%), \\
\phi &\rightarrow K_L^0K_S^0 && \text{avec } K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad (\text{R.B.} = 34.1 \% \text{ et } 68.3\%), \\
\omega &\rightarrow \pi^+\pi^- && (\text{R.B.} = 2.2 \%), \\
\omega &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 && (\text{R.B.} = 88.8 \%), \\
\rho' &\rightarrow \rho^\pm\pi^\mp\pi^0 && \text{avec } \rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0.
\end{aligned}$$

Comme expliqué à la section 4.1.4 de la page 48 concernant la sélection des candidats pions, la coupure sur la masse invariante sous l'hypothèse que les particules détectées dans le trajectographe sont des kaons, permet de rejeter la quasi totalité des événements $\phi \rightarrow K^+K^-$. En ce qui concerne la désintégration du méson ω en deux pions chargés, étant donné que la masse du méson ω de 782 MeV est proche de celle du ρ de 775 MeV , on s'attend à ce qu'il contamine le pic de la distribution en masse invariante. Sa contribution est cependant négligeable en raison du rapport des sections efficaces ω/ρ proche de $1/9$ et du faible rapport de branchement renseigné ci-dessus de 2.2% .

La production diffractive de mésons ω , ϕ et ρ' se désintégrant suivant les canaux pour lesquels l'état final est composé de particules neutres en plus des deux particules chargées contribue au bruit de fond lorsque les particules neutres, ou leurs produits de désintégration, échappent à la détection (*i.e.* lorsque le méson K_L^0 , ou les deux photons issus de la désintégration du π^0 (R.B. = 98.8%) ne sont pas détectés). Cela se produit par exemple dans le cas où les dépôts d'énergie des photons sont associés aux pions chargés, lorsque l'énergie des photons est inférieure à notre coupure sur le seuil de détection du LAr `encmxE` fixée à 400 MeV ou encore lorsqu'ils échappent à la détection par limitation de l'acceptance. Pour de tels événements, en raison de la non-détection de certaines particules, la reconstruction de la variable t devient incorrecte. En effet, l'invariant t est bien approximé par le carré de l'impulsion transverse du proton diffusé (ou de sa dissociation) qui en raison de la conservation de l'impulsion transverse est donné par le carré de la somme des impulsions transverses de l'électron diffusé et du méson vecteur :

$$|t| \approx |\vec{p}_{t,\text{miss}}|^2 = |\vec{p}_{t,e} + \vec{p}_{t,MV}|^2.$$

Dans cette expression, l'impulsion transverse du méson vecteur $\vec{p}_{t,MV}$ est reconstruite à partir de ces produits de désintégration (les deux pions dans le cas du méson ρ). Dans le cas où une ou plusieurs particules échappent à la détection, les événements de ces bruits de fond produits

à une petite valeur de $|t|$ sont interprétés comme provenant de la production de mésons ρ à une grande valeur de $|t|$. En se restreignant aux plus petites valeurs de $|t|$, on diminue significativement leur contribution.

Chacun des bruits de fond mentionnés ci-dessus aura une contribution provenant du canal élastique et une autre provenant du canal suivant lequel le proton est dissocié. La contribution des bruits de fond du à ces canaux est estimée à partir des huit simulations Monte Carlo associées à chacun des quatre mésons vecteurs et selon que le proton est dissocié ou non. Cette étude est détaillée à la section suivante.

5.2 Normalisation des échantillons Monte Carlo

La normalisation des différentes distributions des échantillons Monte Carlo est une étape importante dans l'analyse de données. Une fois achevée, les contributions résiduelles des différents bruits de fond peuvent être soustraites au signal avant d'extraire une quelconque mesure des données. Afin de normaliser les échantillons de bruit de fond nous augmenterons volontairement leurs contributions en relâchant les coupures sur la masse $M_{\pi\pi}$ et M_{KK} appliquées au chapitre précédent.

Le nombre d'événements présents dans notre échantillon de données, noté N_{Data} , contient en réalité $N_{\rho_{el.}}$ événements de production mésons ρ élastiques et $N_{\rho_{pd.}}$ événements de production de mésons ρ avec proton dissocié, ainsi que les contributions des bruits de fond : $N_{\phi_{el.}}$, $N_{\phi_{pd.}}$, $N_{\omega_{el.}}$, $N_{\omega_{pd.}}$, $N_{\rho'_{el.}}$ et $N_{\rho'_{pd.}}$ que nous cherchons à estimer. En supposant que toutes les sources de bruit sont prises en considération, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$N_{\text{Data}} = N_{\rho_{el.}} + N_{\rho_{pd.}} + N_{\phi_{el.}} + N_{\phi_{pd.}} + N_{\omega_{el.}} + N_{\omega_{pd.}} + N_{\rho'_{el.}} + N_{\rho'_{pd.}}.$$

Les huit simulations Monte Carlo correspondantes contiennent un certain nombre d'événements générés donné respectivement par $N_{\rho_{el.}}^{MC}$, $N_{\rho_{pd.}}^{MC}$, $N_{\phi_{el.}}^{MC}$, $N_{\phi_{pd.}}^{MC}$, $N_{\omega_{el.}}^{MC}$, $N_{\omega_{pd.}}^{MC}$, $N_{\rho'_{el.}}^{MC}$ et $N_{\rho'_{pd.}}^{MC}$ ¹. Il faut à présent déterminer quelle fraction $f_{\rho_{el.}} = N_{\rho_{el.}}/N_{\rho_{el.}}^{MC}$, $f_{\rho_{pd.}} = N_{\rho_{pd.}}/N_{\rho_{pd.}}^{MC}$, $f_{\phi_{el.}} = N_{\phi_{el.}}/N_{\phi_{el.}}^{MC}$, ... de chaque Monte Carlo doit être prise en compte afin de bien décrire leur contribution respective dans les données. Nous utilisons pour cela différentes méthodes décrites dans les prochaines sections.

¹Tous les échantillons Monte Carlo ont été générés dans le même espace de phase.

5.2.1 Rapport des contributions dissociative sur élastique

Le rapport $R_{pd./el.}^{M_Y < 5 GeV}$ des sections efficaces de production de mésons ρ avec proton dissocié sur élastique a été mesuré par la collaboration H1 [9] :

$$R_{pd./el.}^{M_Y < 5 GeV} = \frac{\sigma_{tot,pd.}^{M_Y < 5 GeV}}{\sigma_{tot,el.}} = 0.56 \pm 0.02^{+0.03}_{-0.05} \pm 0.01.$$

Il nous permet d'estimer les contributions relatives de ces deux canaux pour chacun des bruits de fond. Aucune dépendance de ce rapport ni en Q^2 ni en W n'a été observée. Une valeur compatible a été trouvée pour le méson ϕ [9].

La mesure ayant été réalisée pour des masses, M_Y , du système Y limitées à $5 GeV$, nous devons corriger cette valeur afin de tenir compte de tout le spectre en masse M_Y possible pris en compte dans la simulation Monte Carlo. Nous utilisons à cet effet la simulation Monte Carlo de production de mésons vecteurs ρ qui nous permet d'obtenir une estimation du rapport $R_{pd./el.}$ grâce à la relation suivante :

$$R_{pd./el.} = \frac{N_{\rho pd.}^{MC}}{N_{\rho pd.}^{MC(M_Y < 5 GeV)}} R_{pd./el.}^{M_Y < 5 GeV}.$$

Le rapport $N_{\rho pd.}^{MC} / N_{\rho pd.}^{MC(M_Y < 5 GeV)}$ est déterminé par la dépendance de la section efficace en la masse M_Y et est estimé valoir 1.62 ± 0.01 .

Nous supposons que le rapport $R_{pd./el.}$ des sections efficaces avec dissociation du proton sur élastique ne dépend pas du méson vecteur produit. La connaissance de ce rapport nous permet d'exprimer les fractions des échantillons Monte Carlo avec dissociation du proton en fonction de leur correspondant élastique :

$$R_{pd./el.} = \frac{f_{\rho pd.}}{f_{\rho el.}} \frac{N_{\rho pd.}^{MC}}{N_{\rho el.}^{MC}} = \frac{f_{\phi pd.}}{f_{\phi el.}} \frac{N_{\phi pd.}^{MC}}{N_{\phi el.}^{MC}} = \frac{f_{\omega pd.}}{f_{\omega el.}} \frac{N_{\omega pd.}^{MC}}{N_{\omega el.}^{MC}} = \frac{f_{\rho' pd.}}{f_{\rho' el.}} \frac{N_{\rho' pd.}^{MC}}{N_{\rho' el.}^{MC}}.$$

5.2.2 Normalisation de l'échantillon de mésons ρ

Afin d'estimer la contribution de la production de mésons ρ , nous construisons un échantillon d'événements ρ le plus pure possible tout en conservant une statistique suffisante en nous limitant au domaine $|t| < 0.2 GeV^2$ et en sélectionnant uniquement le pic de la distribution en masse invariante : $0.65 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.9 GeV$. Comme nous l'avons vu, on s'attend à

ce que les bruits de fond contenant des particules supplémentaires s'accroissent aux grandes valeurs de la variable $|t|$. En supposant que cet échantillon ne contienne que des événements de production de ρ élastique et avec proton dissocié, nous pouvons déterminer $f_{\rho el.}$ par la relation :

$$f_{\rho el.} N_{\rho el.}^{MC} + f_{\rho pd.} N_{\rho pd.}^{MC} = f_{\rho el.} N_{\rho el.}^{MC} (1 + R_{pd./el.}) = N_{Data},$$

dans laquelle $f_{\rho pd.}$ a été exprimée en fonction de $f_{\rho el.}$ grâce au rapport $R_{pd./el.}$. Les deux contributions provenant de la production de mésons ρ sont alors déterminées. L'incertitude sur les coefficients $f_{\rho el.}$ et $f_{\rho pd.}$ est estimée en propageant l'erreur sur la mesure de $R_{pd./el.}^{MC(M_Y < 5 GeV)}$ qui domine l'erreur statistique des échantillons Monte Carlo utilisés. On obtient de cette façon une erreur relative de 10 %. Le résultat de cette normalisation est illustré à la FIG. 5.2. Les autres bruits de fond, dont les contributions sont déterminées dans la suite, y sont également représentés, et valident l'approximation suivant laquelle cet échantillon est composé principalement d'événements dissociés. La contribution de ces bruits de fo

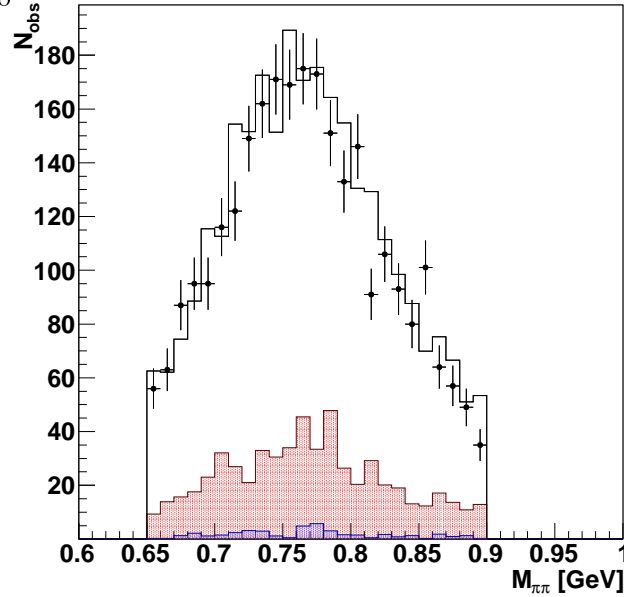


FIG. 5.1 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour l'intervalle $0.65 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.9$ GeV et pour le domaine $|t| \leq 0.2$ GeV². Les points représentent les données et les histogrammes représentent les échantillons simulés par Monte Carlo avec, en bleu la somme des contributions des mésons ρ' , ω et ϕ , en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ρ avec dissociation du proton, et en noir la contribution supplémentaire du signal ρ élastique.

5.2.3 Normalisation de l'échantillon de mésons ϕ

Pour déterminer $f_{\phi_{el.}}$, nous procédons d'une manière similaire à celle utilisée pour le ρ . Nous sélectionnons le pic du ϕ : $1.01 \leq M_{KK} \leq 1.03 \text{ GeV}$ dans le domaine $|t| < 0.2 \text{ GeV}^2$. En supposant que cet échantillon ne contienne pas d'autres événements que ceux de la production de ϕ , élastique et dissocié, la normalisation au nombre d'événements et le rapport $R_{pd./el.}$ nous permettent d'obtenir les coefficients $f_{\phi_{el.}}$ et $f_{\phi_{pd.}}$. L'erreur relative associée à ces coefficients est déterminée en additionnant quadratiquement les erreurs relatives sur la mesure de $R_{pd./el.}^{MC(M_Y < 5 \text{ GeV})}$ et sur la relativement faible statistique de l'échantillon utilisé sous le pic du méson ϕ . Elle est estimée à 12 %.

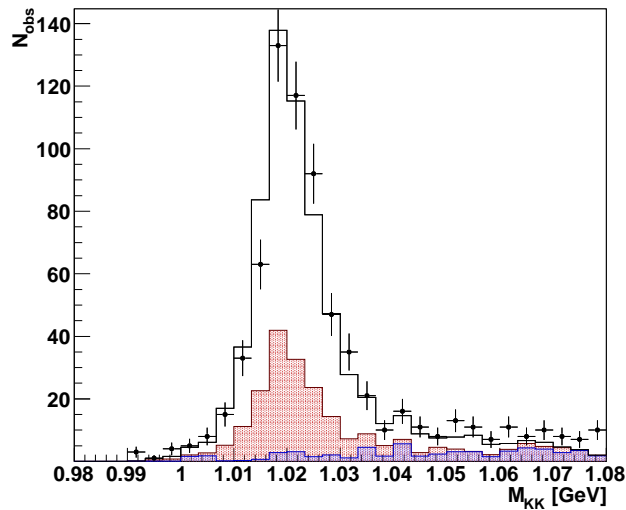


FIG. 5.2 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour l'intervalle $0.65 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.9 \text{ GeV}$ et pour le domaine $|t| \leq 0.2 \text{ GeV}^2$. Les points représentent les données et les histogrammes représentent les échantillons simulés par Monte Carlo avec, en rouge la somme des contributions des mésons ρ' , ω et ρ , en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ϕ avec dissociation du proton, et en noir la contribution supplémentaire du signal ϕ élastique.

Remarquons qu'une estimation de $f_{\phi_{el.}}$ aurait pu être obtenue à partir du rapport des sections efficaces $\sigma_{\phi}/\sigma_{\rho}$ obtenu par simple comptage de charge (voir section 2.2.2). Le rapport que nous mesurons directement à partir des données est de :

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\rho}} = 0.19 \pm 0.03.$$

Cette valeur est en accord avec la prédiction par simple comptage de charge donnant $\sigma_{\phi}/\sigma_{\rho} = 0.22$, et avec les mesures de [19] qui donnent $\sigma_{\phi}/\sigma_{\rho} = 0.20 \pm 0.03$.

5.2.4 Normalisation de l'échantillon de mésons ω

En ce qui concerne la contamination due aux mésons ω , en raison du faible taux de branchement pour le canal de désintégration en deux pions (2.2 %) et d'une masse proche de celle du méson ρ , il est impossible d'isoler un échantillon suffisamment pure d'événements de production de mésons ω . On ne peut donc pas utiliser une méthode semblable à celle suivie dans les deux cas précédents. Nous utilisons directement la valeur du rapport des sections efficaces $\sigma_\omega/\sigma_\phi$ mesuré par [19] :

$$\frac{\sigma_\omega}{\sigma_\phi} = 0.45 \pm 0.12.$$

Cette mesure est en accord avec le résultat obtenu par simple comptage de charge donnant $\sigma_\omega/\sigma_\phi = 1/2$ (voir section 2.2.2). Avec cette mesure, nous trouvons les fractions $f_{\omega_{el.}}$ et $f_{\omega_{pd.}}$ grâce à $R_{pd./el.}$ ainsi qu'à la relation :

$$f_{\omega_{el.}} = \frac{\sigma_\omega}{\sigma_\phi} \frac{N_{\phi_{el.}}^{MC}}{N_{\omega_{el.}}^{MC}} f_{\phi_{el.}}.$$

L'erreur relative sur ces coefficients est obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs relatives sur la mesure du rapport $\sigma_\omega/\sigma_\phi$ et sur l'incertitude de $f_{\phi_{el.}}$. Elle est estimée à 30 %.

5.2.5 Normalisation de l'échantillon de mésons ρ'

Nous pouvons finalement déterminer la contribution de mésons ρ' nécessaire à la bonne description des données à partir des données elles-mêmes, et grâce à la connaissance des autres contributions déterminées ci-dessus. La contamination du signal par la production de mésons ρ' ayant lieu principalement à grand $|t|$ ($|t| \gtrsim 1.0 \text{ GeV}^2$), nous restreignons notre échantillon de données au domaine $1.0 \leq |t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$, ainsi qu'à la fenêtre en masse invariant $0.4 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.25 \text{ GeV}$. Nous pouvons écrire la relation suivante :

$$\begin{aligned} N_{\text{Data}} = & f_{\rho_{el.}} N_{\rho_{el.}}^{MC} + f_{\rho_{pd.}} N_{\rho_{pd.}}^{MC} + f_{\phi_{el.}} N_{\phi_{el.}}^{MC} + f_{\phi_{pd.}} N_{\phi_{pd.}}^{MC} \\ & + f_{\omega_{el.}} N_{\omega_{el.}}^{MC} + f_{\omega_{pd.}} N_{\omega_{pd.}}^{MC} + f_{\rho'_{el.}} N_{\rho'_{el.}}^{MC} + f_{\rho'_{pd.}} N_{\rho'_{pd.}}^{MC}. \end{aligned}$$

ainsi que le rapport des sections efficaces avec proton dissocié et élastique :

$$R_{pd./el.} = \frac{f_{\rho'_{pd.}} N_{\rho'_{pd.}}^{MC}}{f_{\rho'_{el.}} N_{\rho'_{el.}}^{MC}}.$$

Ces deux dernières relations permettent d'extraire les coefficients $f_{\rho'_{el.}}$ et $f_{\rho'_{pd.}}$ des données. Afin de déterminer l'erreur associée à ces derniers coefficients, nous appliquons un changement de 10 % sur la mesure de rapport $R_{pd./el.}$ correspondant à l'imprécision sur ce rapport, et nous déterminons le changement nécessaire à appliquer aux coefficients $f_{\rho'_{el.}}$ et $f_{\rho'_{pd.}}$ pour décrire le pic observé près (mais légèrement inférieur) de la masse du ρ dans le domaine $1.0 \leq |t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$. L'erreur relative sur le bruit de fond ρ' a été estimée de cette manière à 50 %. La normalisation obtenue de cette façon est illustrée à la FIG. 5.3.

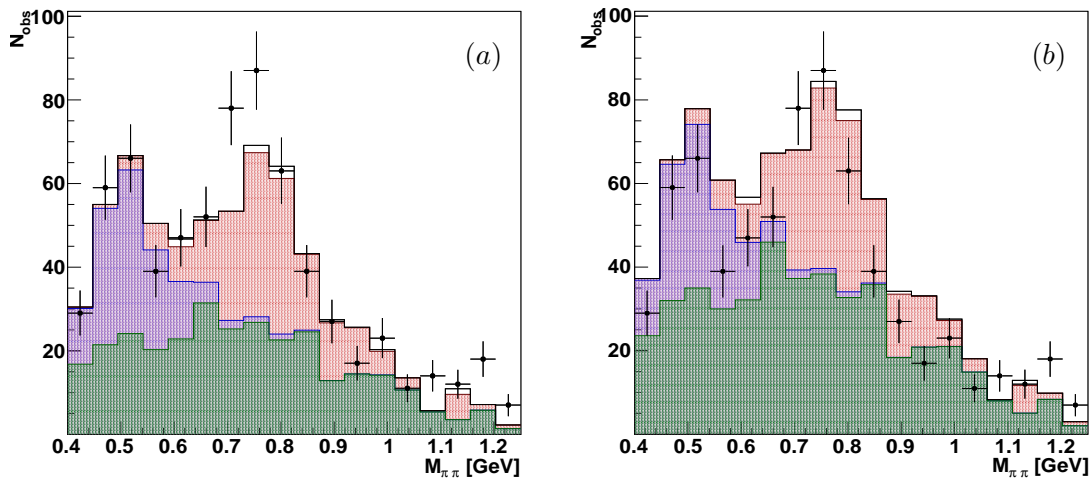


FIG. 5.3 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour l'intervalle $0.4 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.25 \text{ GeV}$ et pour le domaine $1.5 \leq |t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$. Les points représentent les données et les histogrammes représentent les échantillons simulés par Monte Carlo avec, en vert la contribution du méson ρ' , en bleu les contributions des mésons ω et ϕ , en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ρ avec dissociation du proton, et en noir la contribution supplémentaire du signal ρ élastique. La figure (a) est obtenue avec les coefficients utilisés dans la suite du travail. La figure (b) s'obtient de (a) en modifiant le rapport $R_{pd./el.}$ de 10 % et en augmentant la contribution de l'échantillon ρ' de 50 %.

5.2.6 Résultat de la normalisation

Le résultat de la normalisation des échantillons Monte Carlo est représenté à la FIG. 5.4 pour différents intervalles en la variable $|t|$ pour la distribution de la masse invariante des deux candidats pions dans l'intervalle $0.4 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.25 \text{ GeV}$ et pour les événements ayant passés toutes les autres coupures de sélection.

Dans l'intervalle en masse invariante utilisé dans notre analyse aux chapitres suivants,

$0.6 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1 \text{ GeV}$, la description des données est satisfaisante et comparable à celle obtenue dans la publication [9]. Un excès d'événements aux grandes valeurs de $|t|$ ($1.5 \leq |t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$) juste en dessous du pic du ρ est observé. Celui-ci n'a pas pu être décrit de façon satisfaisante en ajustant les échantillons de bruit de fond simulés et la valeur centrale de ce pic est trop faible pour être due à une sous-estimation importante de la contribution des événements ρ .

Le temps nous a manqué dans le cadre de ce mémoire pour investiguer d'avantage son origine. Il se pourrait que cela soit du à une mauvaise simulation de la contribution de mésons ρ' . L'échantillon Monte Carlo utilisé pour simuler la production de mésons ρ' contient en réalité la somme de deux mésons ρ' de masses différentes, la contribution relative de l'un par rapport à l'autre n'est peut être pas suffisamment proche de celle observée. Une variation de la fraction de mésons ρ de 10 % et de ρ' de 50 % permet de couvrir ce désaccord et fournit une source d'incertitude qui sera propagée dans les mesures qui suivent.

5.3 Comparaison données – Monte Carlo

Dans cette section, nous présentons les distributions observées associées aux principales variables cinématiques ainsi qu'à quelques variables reliées à l'électron diffusé, aux deux pions, et au méson ρ . Nous comparons ces observations à la prédiction fournie par le Monte Carlo comprenant les bruits de fond discutés dans ce chapitre. Cette étape permet de s'assurer que la simulation Monte Carlo peut être utilisée afin de corriger les données pour les effets détecteur.

Les FIG. 5.5 et 5.6 présentent les distributions pour l'échantillon de données (points avec barres d'erreur statistique) utilisé pour lequel toutes les coupures discutées précédemment ont été appliquées, et pour le domaine cinématique $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. Les FIG. 5.7 et 5.8 présentent les mêmes distributions pour le domaine $|t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$.

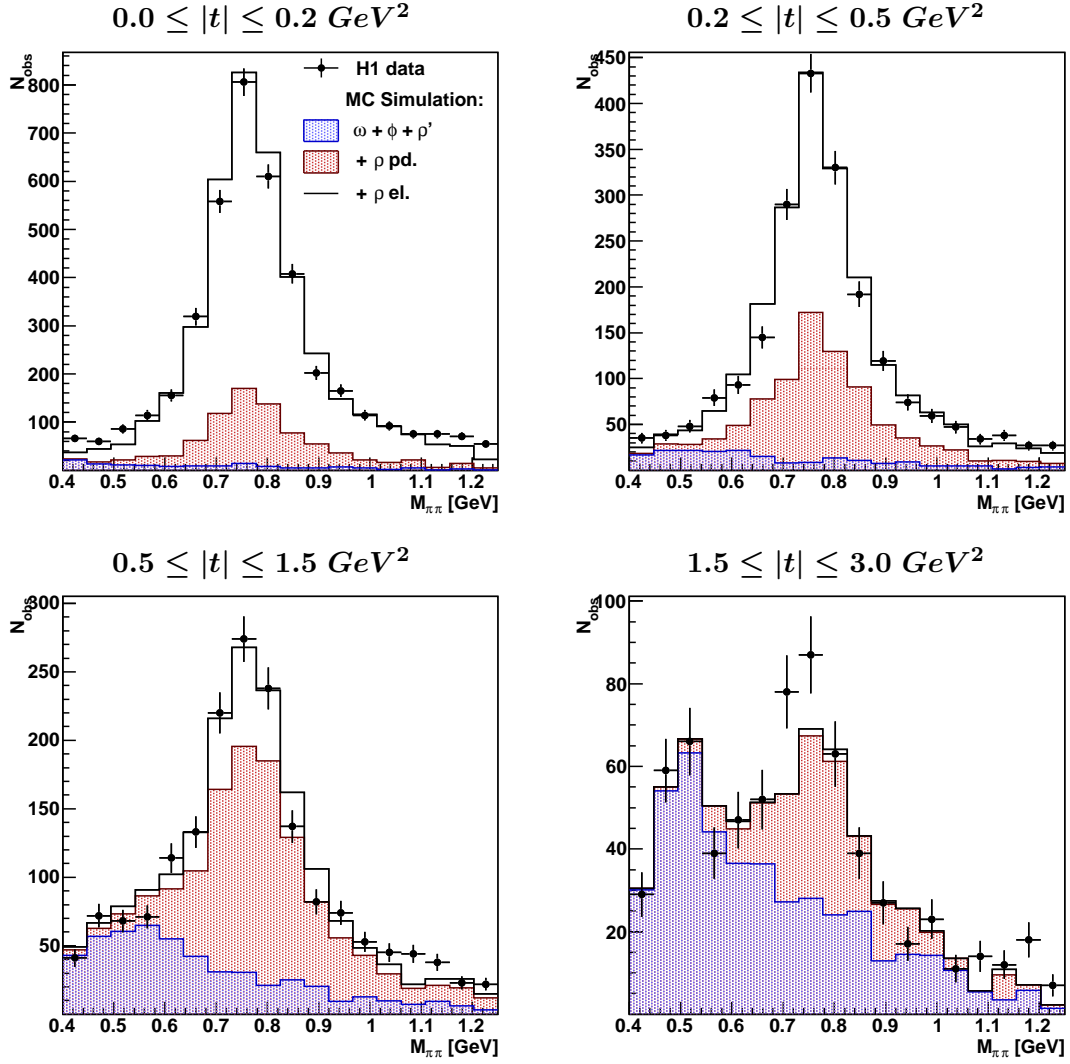


FIG. 5.4 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ pour différents intervalles en $|t|$. Les points représentent les données avec les erreurs statistiques, les histogrammes représentent les prédictions fournies par le calcul Monte Carlo pour, en bleu la contribution des bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ' , ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ρ avec dissociation du proton, et en noir la somme de ces bruits de fond et du signal ρ élastique.

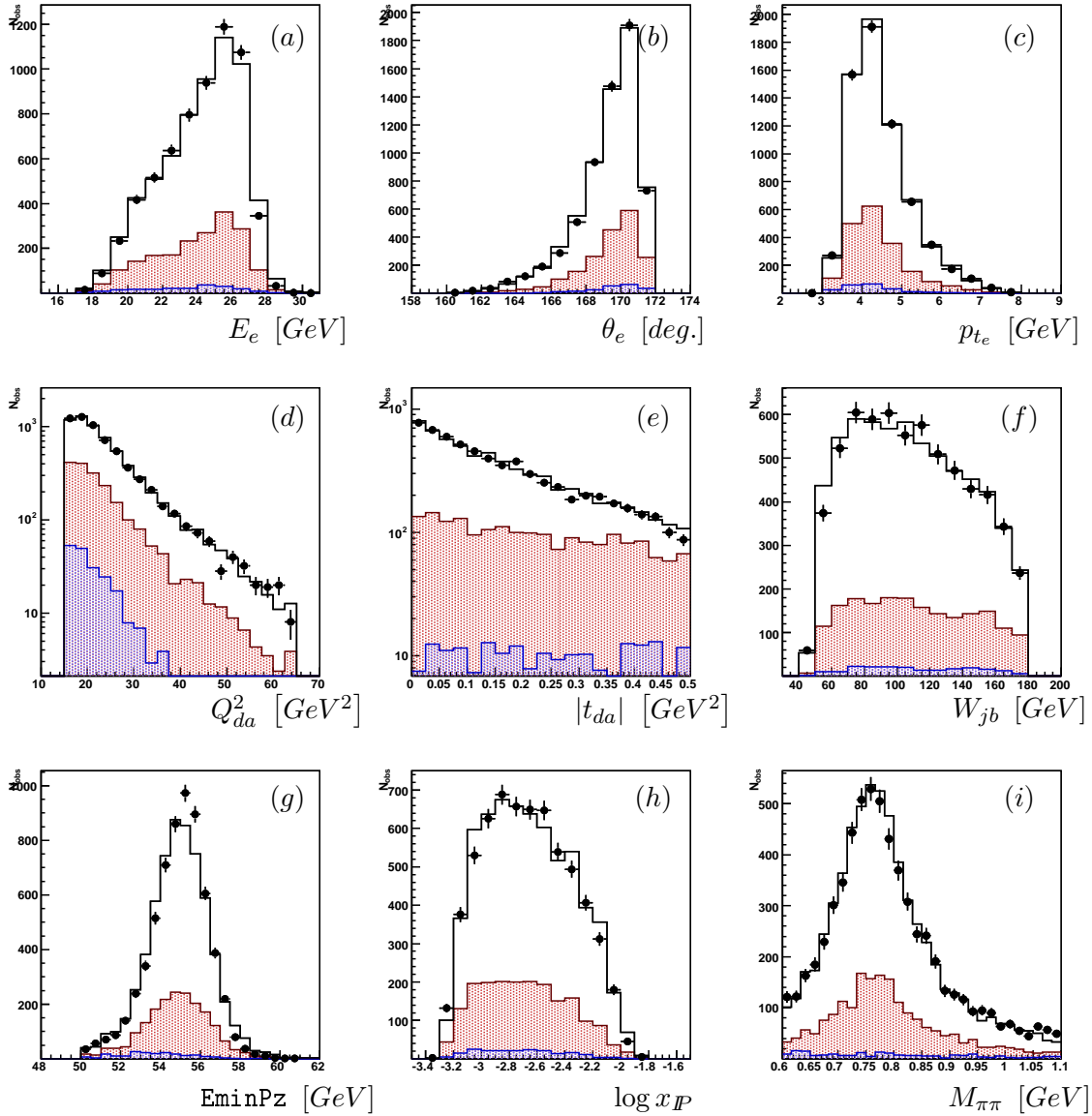


FIG. 5.5 – Comparaison des distributions des données aux simulations Monte Carlo pour les événements dans le domaine $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. Les distributions représentées sont celles de (a) l'énergie, (b) l'angle polaire et (c) l'impulsion transverse de l'électron diffusé, (d) de Q_{da}^2 , (e) de $|t_{da}|$, (f) de W_{jb} , (g) de la variable $\sum (E - P_z)$, (h) de x_P et (i) de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les points représentent les données avec les erreurs statistiques, les histogrammes représentent les prédictions fournies par la simulation Monte Carlo pour, en bleu la contribution des bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ' , ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ρ avec dissociation du proton, et en noir la somme de ces bruits de fond et du signal ρ élastique.

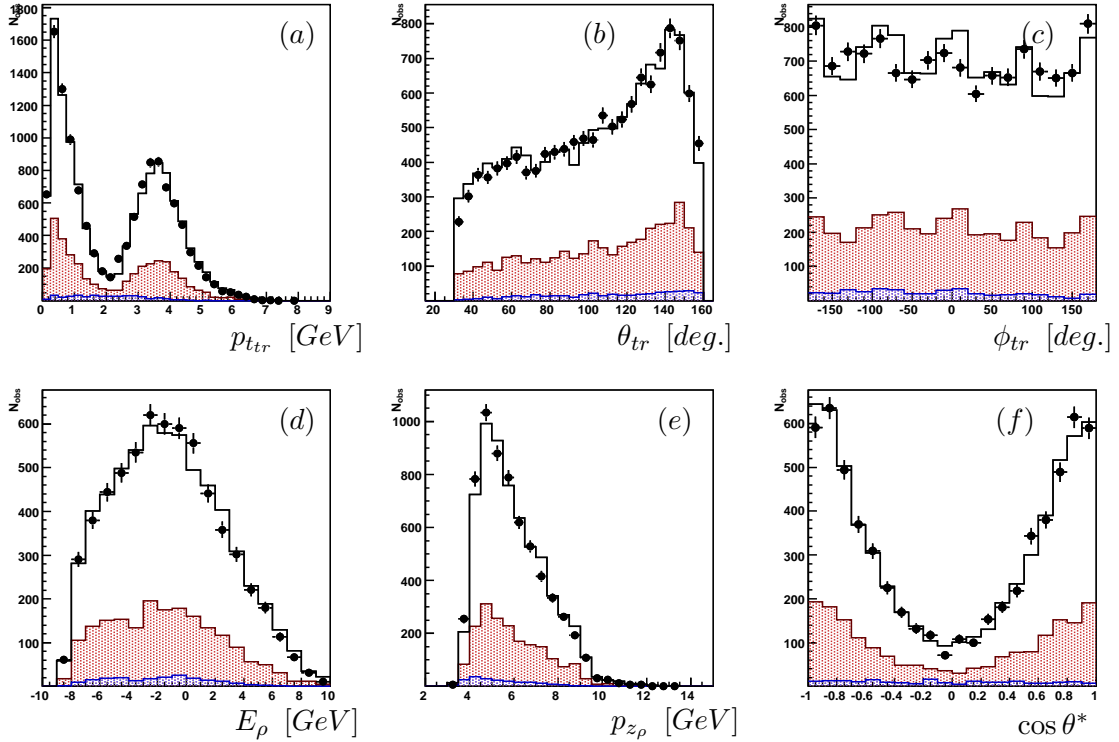


FIG. 5.6 – Comparaison des distributions des données aux simulations Monte Carlo pour les événements dans le domaine $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. Les distributions représentées sont celles de (a) l'impulsion transverse, (b) les angles polaire et (c) azimutal des deux candidats pions, (d) de l'énergie et (e) de l'impulsion du méson ρ et (f) de la variable $\cos \theta^*$. Les points représentent les données avec les erreurs statistiques, les histogrammes représentent les prédictions fournies par le calcul Monte Carlo pour, en bleu la contribution des bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ' , ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, en rouge la contribution supplémentaire de la production de mésons ρ avec dissociation du proton, et en noir la somme de ces bruits de fond et du signal ρ élastique.

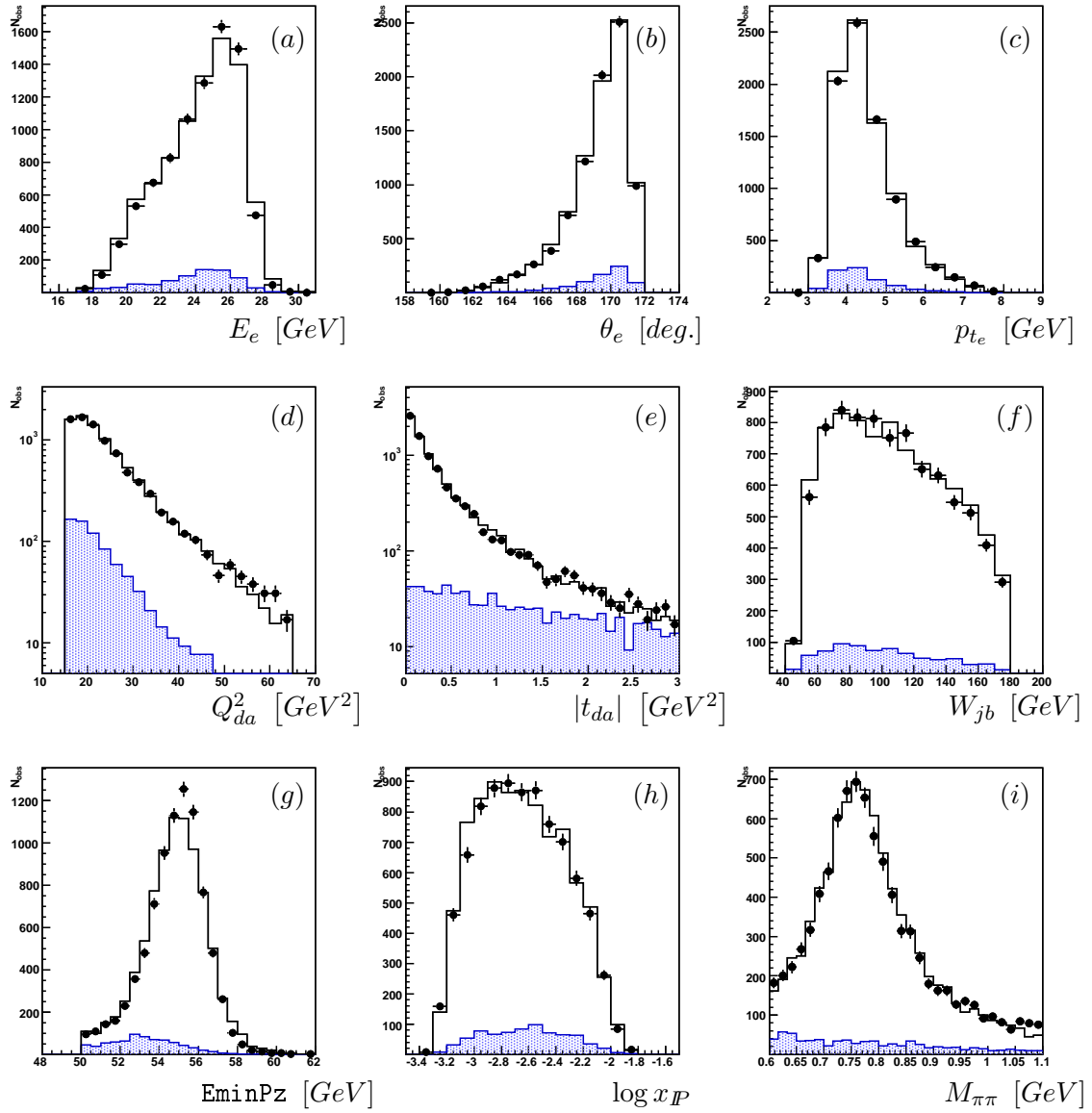


FIG. 5.7 – Comparaison des distributions des données aux simulations Monte Carlo pour les événements dans le domaine $|t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$. Les distributions représentées sont celles de (a) l'énergie, (b) l'angle polaire et (c) l'impulsion transverse de l'électron diffusé, (d) de Q_{da}^2 , (e) de $|t_{da}|$, (f) de W_{jb} , (g) de la variable $\sum (E - P_z)$, (h) de x_P et (i) de la masse invariante $M_{\pi\pi}$. Les points représentent les données avec les erreurs statistiques, les histogrammes représentent les prédictions fournies par le calcul Monte Carlo pour, en bleu la contribution des bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ' , ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, en noir la somme de ces bruits de fond et du signal ρ avec ou sans proton dissocié.

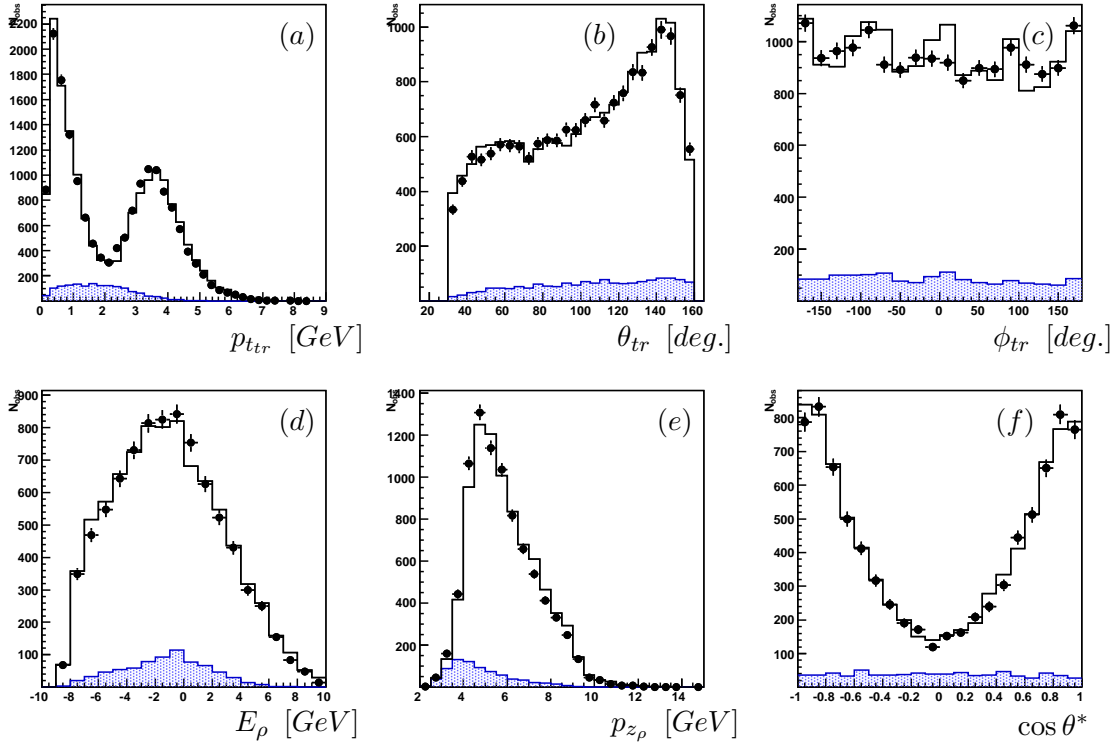


FIG. 5.8 – Comparaison des distributions des données aux simulations Monte Carlo pour les événements dans le domaine $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. Les distributions représentées sont celles de (a) l'impulsion transverse, (b) les angles polaire et (c) azimutal des deux candidats pions, (d) de l'énergie et (e) de l'impulsion du méson ρ et (f) de la variable $\cos \theta^*$. Les points représentent les données avec les erreurs statistiques, les histogrammes représentent les prédictions fournies par le calcul Monte Carlo pour, en bleu la contribution des bruits de fond provenant de la production diffractive de mésons ρ' , ω et ϕ avec et sans dissociation du proton, en noir la somme de ces bruits de fond et du signal ρ avec ou sans proton dissocié.

Chapitre 6

Mesures de la section efficace

Les mesures des différentes dépendances de la section efficace de production diffractive de mésons ρ dans le canal élastique, *i.e.* la section efficace $\sigma [\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ en fonction des variables W , Q^2 et $|t|$, effectuées au cours de la réalisation de ce mémoire sont présentées dans ce chapitre. Nous commençons par exposer la méthode permettant d'extraire la section efficace à partir des données. Les différentes dépendances de $\sigma [\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ sont ensuite présentées et les résultats sont comparés, quand les domaines cinématiques considérés le permettent, aux mesures obtenues par les collaborations H1 [9] et ZEUS [10].

Les mesures de la section efficace élastique $\sigma [\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ en fonction des variables cinématiques Q^2 , W et $|t|$ ont été réalisées dans le domaine cinématique suivant :

$$\begin{aligned} 15 &\leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2, \\ 60 &\leq W \leq 160 \text{ GeV}, \\ &|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2. \end{aligned}$$

6.1 Procédure suivie pour déterminer $\sigma [\gamma^*p \rightarrow \rho p]$

Les événements observés dans le détecteur sont distribués à travers tout le domaine cinématique défini ci-dessus. En segmentant ce domaine suivant les différentes variables, nous observons un certain nombre d'événements dans chacune des boîtes ainsi définies. La section efficace $ep \rightarrow epp$ intégrée sur un de ces intervalles en les variables cinématiques Q^2 , W et t ,

que nous notons σ_{\square} , s'obtient à partir de la formule :

$$\begin{aligned}\sigma_{\square}[ep \rightarrow e\rho p](Q_{\mu}^2, W_{\mu}, t_{\mu}) &= \iiint_{\square} \frac{d^3\sigma[ep \rightarrow e\rho p]}{dQ^2 dW dt} dQ^2 dW dt \\ &= \frac{N_{\square}}{Lumi \cdot Acc.} (1 - f_{bg}) C_{masse}\end{aligned}$$

où $Q_{\mu}^2, W_{\mu}, t_{\mu}$ sont les valeurs moyennes dans la boîte considérée, N_{\square} est le nombre d'événements comptabilisés dans ce même intervalle, f_{bg} est la fraction de ces événements provenant du bruit de fond, $Lumi$ est la luminosité intégrée, $Acc.$ est le facteur de correction d'acceptance et C_{masse} est un facteur de correction présent pour tenir compte de toute la distribution de la Breit-Wigner du méson ρ . Les contributions au bruit de fond correspondent aux processus de production de mésons ω, ϕ et ρ' élastiques et dissociatifs ainsi qu'à la production de mésons ρ avec dissociation du proton. Par convention on cherche à mesurer la section efficace à l'ordre le plus bas, c'est-à-dire en corrigeant des effets radiatifs électrofaibles dont la plus grande contribution provient, dans le cas présent, de l'émission de photons par les électrons incident et diffusé. Faute de temps, ce terme n'a pas été estimé dans le présent travail. Même si la coupure sur la variable $\sum(E - P_z)$ permet d'éliminer une grande partie de ces effets, on s'attend à une correction de l'ordre de 2 à 3 % [8].

Par convention la section efficace est définie pour l'intervalle

$$2M_{\pi} \leq M_{\pi\pi} \leq M_{\rho} + 5\Gamma_{\rho},$$

or nous sélectionnons dans notre analyse les événements pour lesquels $0.6 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1 \text{ GeV}$. Il faut donc corriger le nombre d'événements observé par le facteur

$$C_{masse} = \frac{\int_{2M_{\pi}}^{M_{\rho}+5\Gamma_{\rho}} BW_{\rho}}{\int_{0.6}^{1.1} BW_{\rho}}.$$

Pour la distribution de Breit-Wigner utilisée, ce facteur vaut : $C_{masse} = 1.16$.

Pour passer de la section efficace $\frac{d^3\sigma[ep \rightarrow e\rho p]}{dQ^2 dW dt}$ triplement différentielle en Q^2, W et t à une section efficace $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$, nous factorisons le flux de photons virtuels $\Gamma(Q^2, W)$ afin d'obtenir la relation :

$$\frac{d^3\sigma[ep \rightarrow e\rho p]}{dQ^2 dW dt}(Q^2, W, t) = \Gamma(Q^2, W) \frac{d\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]}{dt}(Q^2, W, t),$$

où le flux de photons virtuels est donné par :

$$\Gamma(Q^2, W) = 2 \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{W^{-1} - W/s + W^3/(2s^2)}{Q^2}$$

où α_{em} est la constante de couplage électromagnétique. Remarquons qu'écrit sous cette forme, c'est le flux de photons virtuels qui contient les facteurs différentiels en les variable Q^2 et W , et la section efficace $\frac{d\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]}{dt}$ n'est plus que différentielle en t . La section efficace $\sigma_{\square}[ep \rightarrow e\rho p]$ intégrée sur un certain intervalle en Q^2 , W et t peut alors être réécrite sous la forme :

$$\sigma_{\square}[ep \rightarrow e\rho p](Q_{\mu}^2, W_{\mu}, t_{\mu}) = \iiint_{\square} \Gamma(Q^2, W) \frac{d\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]}{dt}(Q^2, W, t) dQ^2 dW dt.$$

Afin d'extraire la section efficace γ^*p , celle-ci doit être paramétrisée suivant un modèle. Dans notre analyse, la section efficace γ^*p est paramétrisée de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]}{dt}(Q^2, W, t) = A W^{\delta(Q^2)} \left(\frac{1}{Q^2 + M_{\rho}^2} \right)^{n(Q^2)} \exp(-b(Q^2)|t|),$$

où les différents paramètres sont ajustés aux données. La section efficace γ^*p calculée en un point (Q_0^2, W_0, t_0) faisant parti de l'intervalle contenant le point $(Q_{\mu}^2, W_{\mu}, t_{\mu})$ se déduit directement des équations ci-dessus :

$$\frac{d\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]}{dt}(Q_0^2, W_0, t_0) = \sigma_{\square}[ep \rightarrow e\rho p] \frac{1}{B} W_0^{\delta(Q_0^2)} \left(\frac{1}{Q_0^2 + M_{\rho}^2} \right)^{n(Q_0^2)} \exp(-b(Q_0^2)|t_0|),$$

avec

$$B = 2 \frac{\alpha_{em}}{\pi} \iiint_{\square} \frac{W^{-1} - W/s + W^3/(2s^2)}{Q^2} W^{\delta(Q^2)} \left(\frac{1}{Q^2 + M_{\rho}^2} \right)^{n(Q^2)} e^{-b(Q^2)|t|} dQ^2 dW dt.$$

En intégrant sur tout un domaine en $|t|$, dans cette section il s'agit du domaine $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$, l'expression de la section efficace γ^*p se réduit à :

$$\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p](Q_0^2, W_0) = \frac{N_{\square}}{Lumi \cdot Acc.} (1 - f_{bg}) C_{masse} \frac{W_0^{\delta(Q_0^2)}}{B} \left(\frac{1}{Q_0^2 + M_{\rho}^2} \right)^{n(Q_0^2)} \frac{1 - e^{-b(Q_0^2)|t_{\max}|}}{b(Q_0^2)}.$$

Les valeurs utilisées pour les paramètres δ , n et b sont les mêmes que celles utilisées pour la simulation Monte Carlo (voir TAB. 4.2).

6.2 Dépendance en W et Q^2 de $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$

Pour l'étude de la dépendance en fonction de W et Q^2 , le domaine cinématique a été segmenté en 2 intervalles suivant Q^2 , chacun d'eux étant divisé en 5 intervalles suivant W . L'acceptance pour chacun des ces 10 intervalles a été estimée par simulation Monte Carlo et est illustrée à la FIG. 6.1. La section efficace est calculée en utilisant la procédure décrite à la section précédente, en des points (Q_0^2, W_0) choisis proches des valeurs moyennes de Q^2 et W dans l'intervalle considéré. La définition des intervalles, les facteurs de correction d'acceptance correspondants, les valeurs des points (Q_0^2, W_0) choisis et les résultats obtenus pour la section efficace sont présentés dans le TAB. 6.1. La FIG. 6.2 reprend les résultats de notre analyse ainsi que ceux de la collaboration H1 [9].

Inter. Q^2 (GeV^2)	Inter. W (GeV)	Acc.	Q_0^2 (GeV^2)	W_0 (GeV)	$\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ (nb)
15 - 25	60 - 76	0.29 ± 0.02	19.5	67.7	$8.1 \pm 0.5 \pm 0.4$
	76 - 94	0.31 ± 0.02		84.9	$11.9 \pm 0.6 \pm 0.6$
	94 - 116	0.34 ± 0.02		105.1	$13.6 \pm 0.7 \pm 0.6$
	116 - 142	0.38 ± 0.02		128.2	$14.4 \pm 0.7 \pm 0.6$
	142 - 160	0.37 ± 0.02		150.8	$15.1 \pm 1.0 \pm 0.8$
25 - 65	60 - 76	0.42 ± 0.03	35.6	67.8	$2.4 \pm 0.2 \pm 0.1$
	76 - 95	0.47 ± 0.03		85.1	$2.7 \pm 0.2 \pm 0.1$
	95 - 120	0.47 ± 0.03		107.4	$3.3 \pm 0.2 \pm 0.1$
	120 - 145	0.48 ± 0.03		132.2	$3.6 \pm 0.2 \pm 0.2$
	145 - 160	0.45 ± 0.04		152.2	$3.0 \pm 0.3 \pm 0.2$

TAB. 6.1 – Intervalles en Q^2 et W utilisés pour la mesure de la section efficace $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ en fonction de W et Q^2 , facteurs de correction d'acceptance avec leurs erreurs statistiques, points choisis pour Q_0^2 et W_0 , et sections efficaces obtenues. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde représente l'erreur systématique liée à l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond.

Notons avant tout que, faute de temps, nous n'avons pris en compte comme erreur systématique que celle liée à l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond. Une estimation des ordres de grandeur des erreurs systématiques supplémentaires peut être obtenue en se référant aux résultats de la référence [9], repris sur la même figure. Le domaine étant le même, le détecteur ayant été amélioré pour la phase HERA II, il semble raisonnable dans le cadre de ce mémoire de considérer que leurs contributions seront similaires sur nos données. Malgré cela, nos points semblent être en léger désaccord avec les résultats de la collaboration H1 [9].

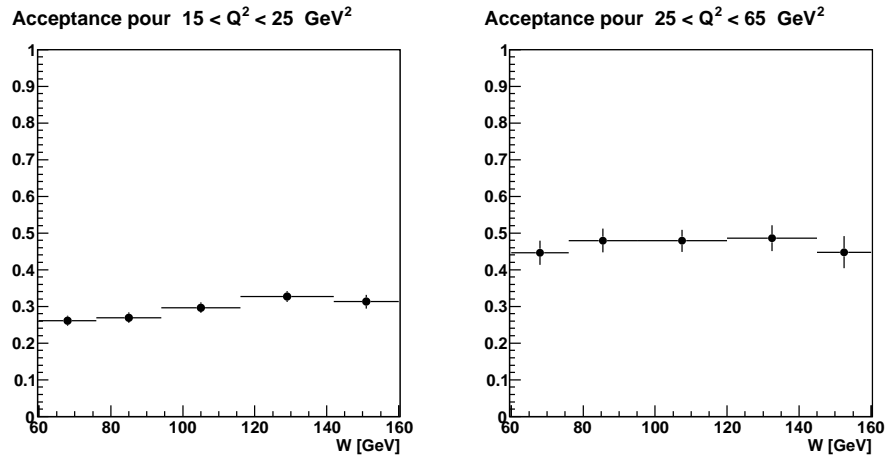


FIG. 6.1 – Acceptances utilisées pour la mesure de la section efficace de production élastique de mésons ρ pour les 10 intervalles en Q^2 et W , pour le domaine $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.

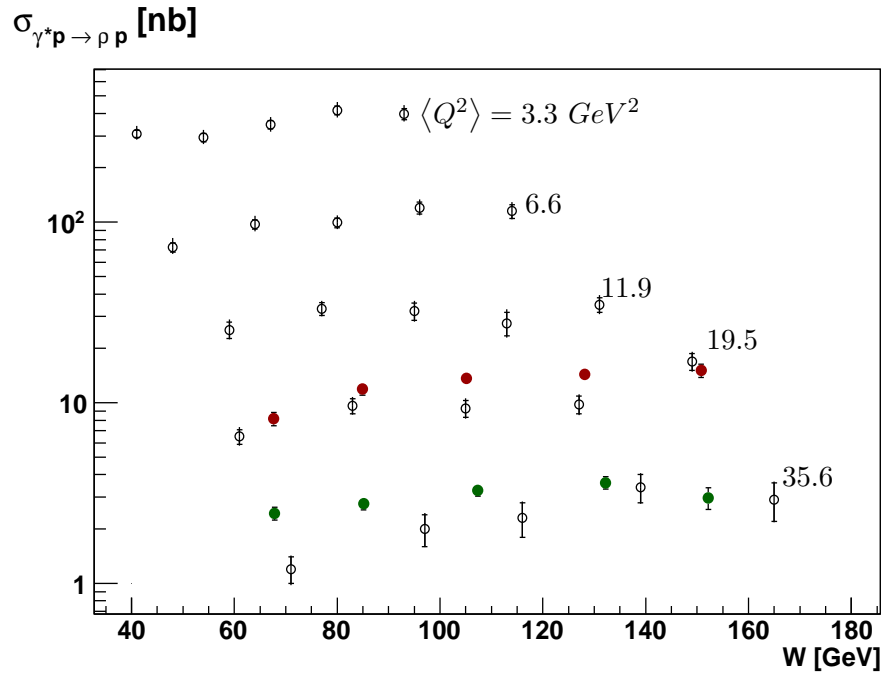


FIG. 6.2 – Mesures de la section efficace $\gamma^*p \rightarrow \rho p$ en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2 . Les cercles vides sont les mesures antérieures de la collaboration H1 [9]. Les cercles pleins sont les mesures de notre analyse.

L'ajustement d'une loi de puissance de la forme W^δ pour chacun des deux intervalles en Q^2 considérés fournit les valeurs du paramètre δ , reprises dans le TAB. 6.2.

Q_0^2 (GeV^2)	δ	$\chi^2/n.d.f$	δ [9]
19.5	$0.72 \pm 0.12 \pm 0.01$	5.9/3	$\delta = 0.77 \pm 0.15_{-0.05}^{+0.05}$
35.6	$0.44 \pm 0.14 \pm 0.02$	3.7/3	$\delta = 1.17 \pm 0.26_{-0.04}^{+0.04}$

TAB. 6.2 – Valeurs choisies pour la variable Q^2 dans l'intervalle considéré, valeurs du paramètre δ obtenues à partir d'ajustements de la forme $\sigma \propto W^\delta$ aux mesures de la section efficace élastique, $\chi^2/n.d.f.$ correspondants, ainsi que les mesures obtenues par la collaboration H1 [9].

La valeur du χ^2 par degré de liberté serait probablement améliorée en tenant compte des erreurs systématiques non considérées dans notre travail. La valeur obtenue pour le paramètre δ dans le premier intervalle en Q^2 est en accord avec la précédente mesure de la collaboration H1. Pour le second intervalle en Q^2 , la valeur du paramètre δ que nous obtenons est plus petite que celle mesurée précédemment pour cet intervalle. De plus, il est surprenant que cette valeur soit inférieure à celle obtenue à une valeur de Q^2 inférieure. Ceci appelle donc à une analyse plus poussée dans le domaine des grandes valeurs de Q^2 afin de s'assurer que les effets expérimentaux ont correctement été estimés. Tout comme dans les mesures de [9], nous observons une chute pour le dernier point du dernier intervalle considéré aux grandes valeurs de Q^2 et W . Ce comportement est étonnant et il conviendrait de s'assurer qu'il s'agit bien d'un effet physique et non d'un effet expérimental du par exemple à une simulation non réaliste dans ce coin de l'espace des phases.

6.3 Dépendance en Q^2 de $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$

Pour l'étude de la dépendance de la section efficace $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ en fonction de la virtualité Q^2 du photon, les événements ont été répartis en 8 intervalles en Q^2 . La FIG. 6.3 reprend les acceptances, estimées par simulation Monte Carlo, pour chaque intervalle considéré. Pour les premiers intervalles, l'acceptance est plus faible en raison du déclencheur utilisé qui limite l'acceptance géométrique dans la région intérieure de SpaCal. Dans chacun des 8 intervalles, la section efficace $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ est calculée en utilisant la même procédure décrite à la section 6.1 en un point (Q_0^2, W_0) où Q_0^2 est choisi proche de la valeur moyenne de Q^2 dans l'intervalle considéré, et une valeur commune, fixée à $105 GeV$, est utilisée pour W_0 .

Les résultats obtenus pour la section efficace, ainsi que les intervalles utilisés, les facteurs

Inter. Q^2 (GeV^2)	Inter. W (GeV)	Acc.	Q_0^2 (GeV^2)	W_0 (GeV)	$\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ (nb)
15.0 - 16.6	60 - 160	0.21 ± 0.01	15.7	105	$18.9 \pm 1.1 \pm 1.0$
16.6 - 18.0		0.29 ± 0.02	17.3		$17.9 \pm 1.0 \pm 0.9$
18.0 - 19.4		0.38 ± 0.02	18.7		$13.6 \pm 0.8 \pm 0.7$
19.4 - 21.0		0.43 ± 0.03	20.2		$12.4 \pm 0.7 \pm 0.6$
21.0 - 23.5		0.45 ± 0.03	22.2		$10.0 \pm 0.5 \pm 0.5$
23.5 - 26.5		0.49 ± 0.02	24.9		$7.6 \pm 0.4 \pm 0.3$
26.5 - 32.0		0.46 ± 0.02	28.8		$5.7 \pm 0.3 \pm 0.2$
32.0 - 65.0		0.46 ± 0.02	40.7		$2.0 \pm 0.1 \pm 0.1$

TAB. 6.3 – Intervalles en Q^2 et W utilisés pour la mesure de la section efficace $\sigma[\gamma^*p \rightarrow \rho p]$ en fonction de Q^2 , facteurs de correction d'acceptance avec leurs erreurs statistiques, points choisis pour Q_0^2 , et sections efficaces obtenues. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde représente l'erreur systématique liée à l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond.

d'acceptance et les points Q_0^2 choisis, sont repris dans le TAB. 6.3. La FIG. 6.4 présente les mesures ainsi que l'ajustement d'une fonction suivant la loi en $1/(M_\rho^2 + Q^2)^n$. Le résultat de l'ajustement donne comme valeur pour le paramètre n : $n = 2.46 \pm 0.08 \pm 0.03$ et une valeur du χ^2 par degré de liberté de : $\chi^2/n.d.f. = 10.1/6$. À nouveau, une prise en compte complète des erreurs systématiques devrait réduire la valeur du χ^2 de l'ajustement. Cette valeur du paramètre n est en accord avec la précédente mesure effectuée par la collaboration H1 [9] pour laquelle l'ajustement de la même loi donne : $n = 2.37 \pm 0.02^{+0.06}_{-0.06}$.

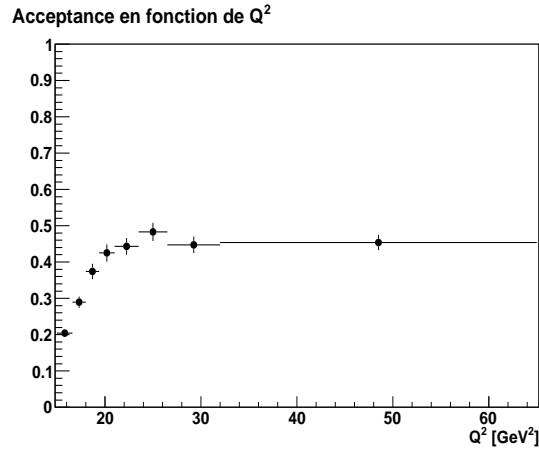


FIG. 6.3 – Acceptances utilisées pour la mesure de la section efficace de production élastique de mésons ρ pour les 8 intervalles en Q^2 .

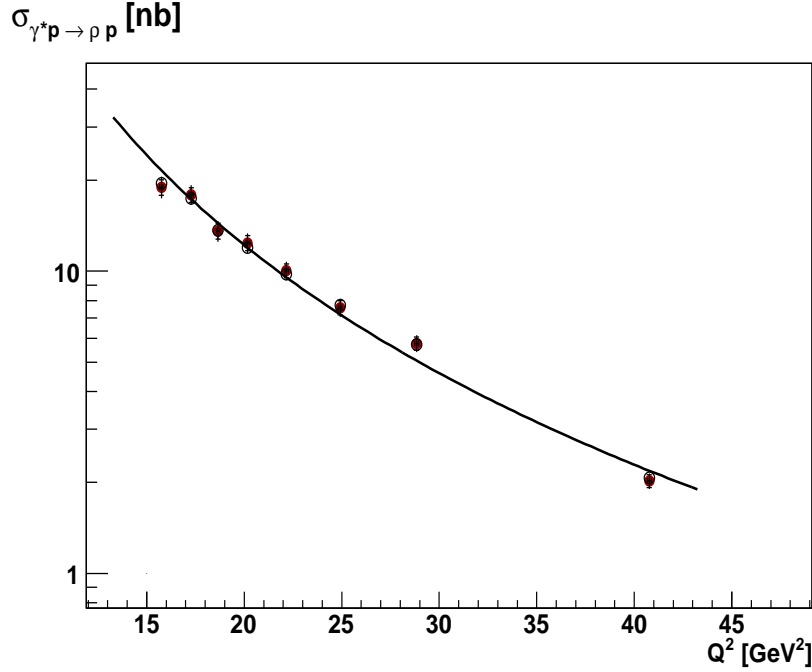


FIG. 6.4 – Mesures de la section efficace $\gamma^*p \rightarrow pp$ en fonction de Q^2 pour $W = 105 \text{ GeV}$, obtenues dans notre analyse. Les cercles pleins rouges sont nos mesures, les cercles vides représentent la simulation Monte Carlo pour la production élastique de mésons ρ . La courbe superposée représente le résultat d'un ajustement de la forme $1/(M_\rho^2 + Q^2)^n$ aux mesures de ce travail, avec $n = 2.46 \pm 0.08 \pm 0.03$.

6.4 Dépendance en $|t|$ et Q^2 de $d^2\sigma [ep \rightarrow epp] / d|t|dQ^2$

Nous présentons dans cette section la mesure de la dépendance en $|t|$ et Q^2 de la section efficace $d^2\sigma [ep \rightarrow epp] / d|t|dQ^2$ qui, comme décrit à la section 6.1, est directement liée par un facteur de flux de photons virtuels (indépendant de $|t|$) à la section efficace $d\sigma [\gamma^*p \rightarrow \rho p] / d|t|$. Le domaine cinématique a été segmenté en 3 intervalles suivant Q^2 et 5 intervalles suivant la variable $|t|$. L'acceptance pour chacun de ces 15 intervalles, estimée par simulation Monte Carlo, est présentée à la figure FIG. 6.5. On observe à nouveau une acceptance plus faible aux valeurs de Q^2 inférieures à 19.2 GeV^2 due au déclencheur utilisé dans cette analyse. L'acceptance suivant $|t|$ est quant à elle quasiment constante pour le domaine considéré pour cette mesure.

Le TAB. 6.4 reprend la définitions des intervalles utilisés, l'acceptance et son erreur statistique, les moyennes $\langle Q^2 \rangle$ et $\langle |t| \rangle$ des variables Q^2 et $|t|$ pour chacun des intervalles considérés, et la valeur de la section efficace avec comme première erreur, l'erreur statistique, et comme

seconde erreur, celle provenant de l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond. La FIG. 6.6 reprend les résultats. Les courbes superposées sur cette même figure représentent les résultats d'ajustements suivant une exponentielle décroissante pour chacun des trois intervalles en Q^2 . Les paramètres obtenus ainsi que la qualité de l'ajustement sont repris au TAB. 6.5. Les résultats obtenus montrent un accord entre les valeurs mesurées et celles attendues pour un échantillon de production de mésons ρ purement élastique. Les pentes des courbes exponentiellement décroissantes sont également en accord avec les résultats de [9]. La simulation Monte Carlo est également représentée à la FIG. 6.6 (cercles vides). Rappelons que les pentes générées dans cette simulation suivent la loi :

$$b^{MC} = b_1^{el} \left(1 - b_2^{el} \log \left(\frac{Q^2 + M_\rho^2}{4} \right) \right),$$

avec les paramètres $b_1^{el} = 8.01 \text{ GeV}^{-2}$ et $b_2^{el} = 0.38$ déterminés à partir des mesures de [9].

Inter. Q^2 (GeV^2)	Inter. $ t $ (GeV^2)	Acc.	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	$\langle t \rangle$ (GeV^2)	$d^2\sigma[ep \rightarrow epp]/d t dQ^2$ (pb)
15.0 - 19.2	0.0 - 0.05	0.27 ± 0.02	16.9	0.02	$21.6 \pm 1.4 \pm 0.8$
	0.05 - 0.1	0.26 ± 0.02		0.07	$17.4 \pm 1.2 \pm 0.8$
	0.1 - 0.2	0.26 ± 0.02		0.14	$11.2 \pm 0.7 \pm 0.5$
	0.2 - 0.3	0.29 ± 0.03		0.24	$5.5 \pm 0.5 \pm 0.4$
	0.3 - 0.5	0.29 ± 0.03		0.38	$1.9 \pm 0.3 \pm 0.3$
19.2 - 25.0	0.0 - 0.05	0.46 ± 0.03	21.7	0.02	$8.6 \pm 0.6 \pm 0.4$
	0.05 - 0.1	0.45 ± 0.03		0.07	$7.5 \pm 0.5 \pm 0.3$
	0.1 - 0.2	0.45 ± 0.03		0.14	$5.3 \pm 0.3 \pm 0.2$
	0.2 - 0.3	0.40 ± 0.04		0.24	$2.9 \pm 0.3 \pm 0.2$
	0.3 - 0.5	0.46 ± 0.04		0.8	$1.0 \pm 0.1 \pm 0.2$
25.0 - 65.0	0.0 - 0.05	0.46 ± 0.03	33.8	0.02	$1.37 \pm 0.1 \pm 0.04$
	0.05 - 0.1	0.44 ± 0.04		0.07	$0.97 \pm 0.07 \pm 0.04$
	0.1 - 0.2	0.46 ± 0.03		0.14	$0.68 \pm 0.04 \pm 0.03$
	0.2 - 0.3	0.45 ± 0.04		0.24	$0.37 \pm 0.04 \pm 0.03$
	0.3 - 0.5	0.49 ± 0.04		0.38	$0.23 \pm 0.02 \pm 0.02$

TAB. 6.4 - Intervalles en Q^2 et t utilisés pour la mesure de la section efficace $d^2\sigma[ep \rightarrow epp]/d|t|dQ^2$ en fonction de $|t|$ et Q^2 , facteurs d'acceptance avec leurs erreurs statistiques, valeurs moyennes des variables Q^2 et t dans l'intervalle considéré, et sections efficaces obtenues. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde représente l'erreur systématique liée à l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond.

$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	b (GeV^{-2})	$\chi^2/n.d.f.$	b^{MC} (GeV^{-2})
16.9	$6.5 \pm 0.4 \pm 0.2$	2.6/3	6.1
21.7	$5.6 \pm 0.4 \pm 0.2$	5.5/3	5.7
33.8	$5.1 \pm 0.3 \pm 0.2$	2.9/3	5.15

TAB. 6.5 – Paramètre de pente b pour les trois intervalles en Q^2 . La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde erreur représente l'erreur systématique liée à l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond. La troisième colonne indique les valeurs de $\chi^2/n.d.f.$ correspondant aux ajustements. La dernière colonne fournit la valeur du paramètre b^{MC} fourni à la simulation Monte Carlo et déterminée par les mesures de la référence [9].

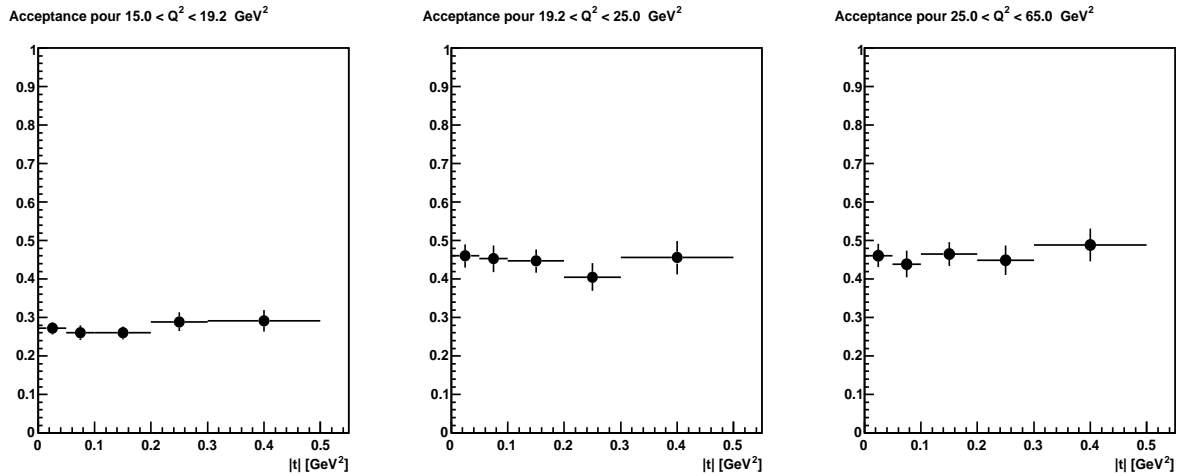


FIG. 6.5 – Acceptances utilisées pour la mesure de la section efficace de production élastique de mésons ρ pour les 15 intervalles en $|t|$ et Q^2 .

6.5 Remarques

Les comportements en Q^2 et $|t|$ de la section efficace que nous avons mesurés sont en accord avec les mesures précédentes de H1. En revanche, le comportement en W aux grandes valeurs de Q^2 montre un comportement probablement encore mal compris (comportement également observé lors de précédentes analyses concernant le point aux plus grandes valeurs de Q^2 et W). Nous n'avons pas eu le temps d'étudier cette région plus en détail.

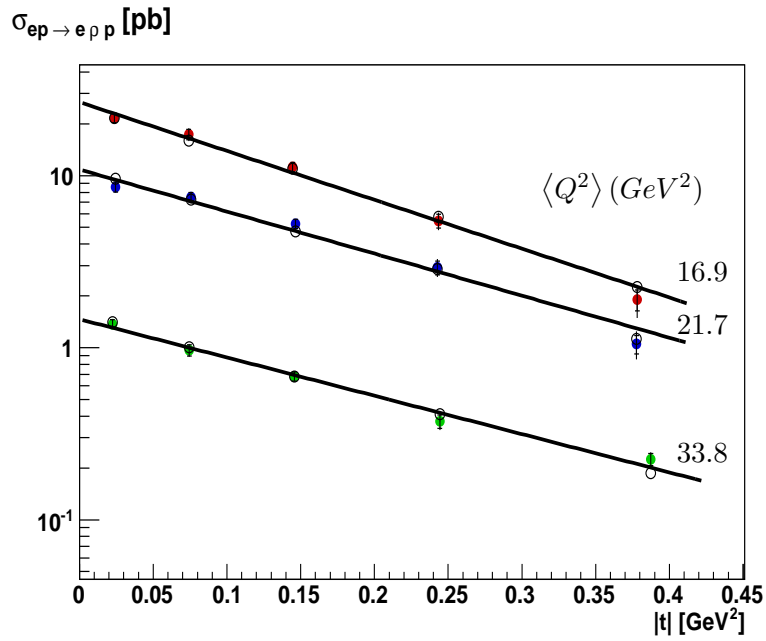


FIG. 6.6 – Mesures de la section efficace $d^2\sigma [ep \rightarrow epp] / d|t|dQ^2$ en fonction de $|t|$ et Q^2 obtenues dans notre analyse, pour le domaine $60 \leq W \leq 160$ GeV. Les cercles pleins sont les mesures de notre travail. Les cercles vides représentent la simulation Monte Carlo de production élastique de mésons ρ utilisée dans notre analyse. Les courbes superposées sont les résultats d'ajustements de la forme $N \exp(-b|t|)$ aux mesures de notre travail, où les paramètres N et b sont laissés libres.

Chapitre 7

Étude de la structure en hélicité

Nous présentons dans ce chapitre les mesures de l'élément r_{00}^{04} de la matrice de densité de spin pour la production diffractive de mésons vecteurs ρ . Les mesures précédentes des collaborations H1 [9] et ZEUS [10, 11] montrent que les dépendances de la section efficace $\gamma^*p \rightarrow \rho p$ en les variables Q^2 et W sont indépendantes du fait que le proton soit resté intacte ou dissocié. C'est ce qu'on appelle la factorisation de vertex. Cette factorisation rend indépendant ce qu'il se passe au vertex du photon virtuel γ^* (dépendant de Q^2 et W), de ce qu'il se passe au vertex du proton (dépendant de x_P , t et M_Y). Pour l'étude de la structure en hélicité, nous nous intéressons à la dynamique prenant place au vertex du photon virtuel γ^* . Afin d'augmenter la statistique de l'échantillon, en particulier aux grandes valeurs de $|t|$, nous utilisons un échantillon de données avec ou sans dissociation du proton dans un domaine en la variable $|t|$ étendu jusqu'à la valeur de 3 GeV^2 . Le domaine cinématique couvert dans ce chapitre pour la mesure de l'élément r_{00}^{04} est donc donné par :

$$\begin{aligned} 15 &\leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2, \\ 60 &\leq W \leq 160 \text{ GeV}, \\ |t| &\leq 3.0 \text{ GeV}^2. \end{aligned}$$

L'élément r_{00}^{04} est extrait à partir de l'ajustement de la distribution angulaire $W(\cos\theta^*)$ mentionnée à la section 2.2.3 page 24 :

$$W(\cos\theta^*) \propto 1 - r_{00}^{04} + (3 r_{00}^{04} - 1) \cos^2\theta^*.$$

Cet ajustement est réalisé sur les données dont nous avons soustrait les bruits de fond et

corrigées pour les effets d'acceptance. Nous effectuons cette mesure dans un premier temps en fonction de la variable $|t|$ et dans un second temps en fonction de Q^2 .

7.1 Dépendance en $|t|$ de l'élément r_{00}^{04}

Le domaine en $|t|$ a été segmenté en 5 intervalles. Pour chacun de ces intervalles, la distribution angulaire en $W(\cos\theta^*)$ a été ajustée aux données complètement corrigées. La FIG. 7.1 reprend les résultats de ces ajustements ainsi que les facteurs d'acceptance pour chacun des intervalles considérés. La définition des intervalles, la valeur moyenne que prend la variable $|t|$ dans chacun de ces intervalles, la valeur moyenne de Q^2 dans le domaine considéré, les mesures de l'élément r_{00}^{04} obtenues à partir des ajustements et la qualité de chacun de ces ajustements sont repris dans le TAB. 7.1. La FIG. 7.2 présentent les valeurs mesurées de r_{00}^{04} en fonction de $|t|$ dans notre analyse ainsi que les résultats obtenus par la collaboration H1 [9]. Une comparaison directe n'est toutefois pas possible étant donné que les domaines en Q^2 sont différents.

Inter. $ t (GeV^2)$	$\langle t \rangle (GeV^2)$	$\langle Q^2 \rangle (GeV^2)$	r_{00}^{04}	$\chi^2/n.d.f.$
0.0 - 0.08	0.036	22.6	$0.807 \pm 0.024 \pm 0.003$	1.3/7
0.08 - 0.2	0.13		$0.825 \pm 0.024 \pm 0.004$	5.3/7
0.2 - 0.5	0.30		$0.890 \pm 0.018 \pm 0.011$	5.4/7
0.5 - 1.0	0.64		$0.907 \pm 0.028 \pm 0.027$	4.0/7
1.0 - 3.0	1.18		$0.924 \pm 0.055 \pm 0.18$	7.1/7

TAB. 7.1 – Mesures de l'élément de la matrice de densité de spin r_{00}^{04} déterminées par des ajustements aux distributions en $\cos\theta^*$ pour cinq intervalles en $|t|$. La première erreur est l'erreur statistique. La deuxième est l'erreur systématique provenant de l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements via la valeur du χ^2 par degrés de liberté.

Les valeurs mesurées dans notre analyse sont plus élevées que celles des résultats antérieurs. Cela s'explique par le fait que notre mesure est faite à une valeur de $\langle Q^2 \rangle$ plus élevée. Les mesures présentées à la FIG. 2.18 de la section 2.2.3 montrent que la contribution relative de la section efficace longitudinale augmente avec Q^2 . Comme l'approximation SCHC n'est que faiblement violée, nous nous attendons effectivement à mesurer une valeur de l'élément r_{00}^{04} plus élevée pour des plus grandes valeurs de Q^2 . L'analyse de l'élément r_{00}^{04} en fonction de Q^2 , présentée à la section suivante, confirme ce comportement.

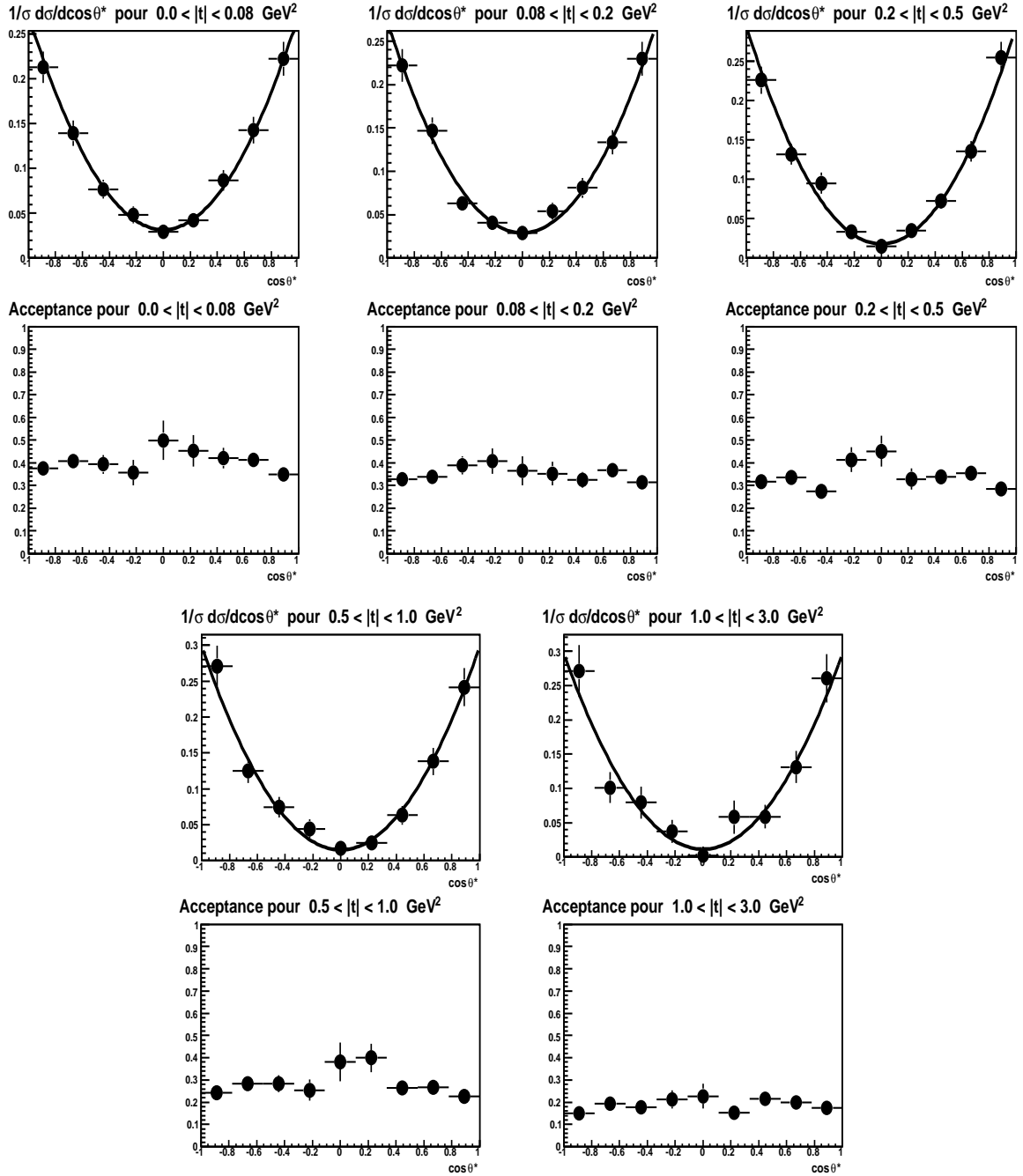


FIG. 7.1 – Distributions différentielles en $\cos\theta^*$, complètement corrigées et normalisées à l'unité, et facteurs d'acceptance pour cinq intervalles en la variable $|t|$. Les courbes sont les résultats d'ajustements de la distribution $W(\cos\theta^*)$.

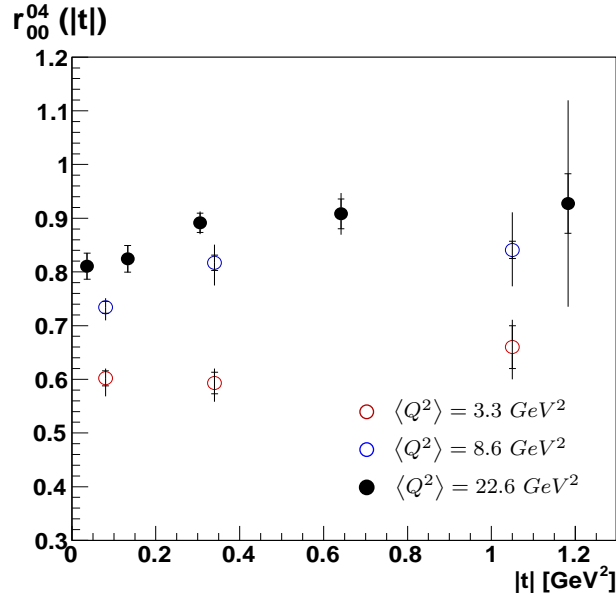


FIG. 7.2 – Mesures de l'élément de la matrice de densité de spin r_{00}^{04} en fonction de $|t|$ pour notre analyse (cercles pleins noirs). Les mesures antérieures obtenues par la collaboration H1 [9] sont indiquées par les cercles vides rouges et bleus pour deux intervalles en Q^2 . Les erreurs comprennent l'erreur statistique délimitée par des traits horizontaux, et l'erreur systématique (réduite dans notre travail à l'imprécision sur la normalisation des bruits de fonds) ajoutées quadratiquement.

La mesure de l'élément r_{00}^{04} , avec la précision atteinte dans ce travail, confirme la dépendance en la variable $|t|$, aux grandes valeurs de Q^2 . Cette dépendance peut être traduite comme une différence entre les pentes b_L et b_T des distributions en $|t|$ des sections efficaces longitudinale et transverse, le rapport de ces sections efficaces en fonction de $|t|$ étant proportionnel à une loi exponentielle :

$$R(t) = \frac{\sigma_L(t)}{\sigma_T(t)} \propto e^{-(b_L - b_T)|t|}.$$

L'observation que r_{00}^{04} augmente avec $|t|$ dans notre domaine en Q^2 semble indiquer que la différence $b_L - b_T$ est négative et impliquerait que la taille de l'objet participant à l'interaction est plus petite pour un photon longitudinal que pour un photon transverse. Ainsi, la section efficace longitudinale atteint apparemment un régime "hard" (caractérisé par une pente b plus petite (voir figure 2.15)) plus rapidement que la section efficace transverse dans le domaine en Q^2 de notre analyse. Une mesure de cette différence nécessiterait un traitement complet des incertitudes systématiques, parmi lesquelles l'incertitude sur la contribution du bruit de fond venant de la production de mésons ρ' domine aux grandes valeurs de $|t|$ (voir dernier point de nos mesures FIG. 7.2), et de l'effet de la violation de SCHC. Il paraît donc crucial de parvenir

à réduire l'incertitude sur la soustraction du bruit de fond, pour parvenir à affiner la mesure à $\langle Q^2 \rangle = 8.6 \text{ GeV}^2$ de $b_L - b_T = -0.53 \pm 0.10_{-0.57}^{+0.14}$ [9] et d'obtenir une première valeur de cette différence pour $\langle Q^2 \rangle = 22.6 \text{ GeV}^2$.

Remarquons que la collaboration ZEUS [10] n'a pas mesuré une dépendance en $|t|$ significative. Nous attribuons cela au fait que la contribution du bruit de fond ρ' a été négligée. Cette contribution augmente avec $|t|$ et présente une distribution plate en $\cos\theta^*$ qui compenserait l'augmentation physique de r_{00}^{04} .

7.2 Dépendance en Q^2 de l'élément r_{00}^{04}

La mesure de l'élément r_{00}^{04} de la matrice de densité de spin a également été réalisée pour différentes valeurs de Q^2 . Nous avons pour cela segmenté le domaine en Q^2 en trois intervalles. La FIG. 7.4 reprend les résultats des ajustements de la distribution en $\cos\theta^*$ aux données complètement corrigées, ainsi que les facteurs d'acceptance pour chacun des trois intervalles considérés. La définition des intervalles, la valeur moyenne que prend la variable Q^2 dans chacun de ces intervalles, les mesures de l'élément r_{00}^{04} obtenues à partir des ajustement, et la qualité de ceux-ci sont repris dans le TAB. 7.2. La FIG. 7.4 reprend les valeurs mesurées de r_{00}^{04} en fonction de Q^2 dans notre analyse, ainsi que les résultats obtenus par la collaboration H1 [9]. Remarquons que bien que les domaines en W soient différents, la comparaison directe est possible étant donnée l'indépendance en W mesurée par la collaboration H1 de r_{00}^{04} .

Inter. $Q^2(\text{GeV}^2)$	$\langle Q^2 \rangle (\text{GeV}^2)$	r_{00}^{04}	$\chi^2/n.d.f.$
15.0 - 19.2	16.8	$0.842 \pm 0.020 \pm 0.017$	4.4/7
19.2 - 25.0	21.7	$0.871 \pm 0.018 \pm 0.021$	6.1/7
25.0 - 65.0	33.9	$0.874 \pm 0.019 \pm 0.017$	4.2/7

TAB. 7.2 – Mesures de l'élément de la matrice de densité de spin r_{00}^{04} déterminées par des ajustements aux distributions en $\cos\theta^*$ pour trois intervalles en Q^2 . La première erreur est l'erreur statistique. La deuxième est l'erreur systématique provenant de l'incertitude sur la soustraction des bruits de fond. La dernière colonne reprend la qualité des ajustements via la valeur du χ^2 par degrés de liberté.

Les mesures obtenues dans notre travail sont compatibles avec les résultats de la publication de H1 [9] et également avec ceux de la collaboration ZEUS [10] repris à la FIG. 7.4. Elles confirment l'augmentation de l'élément r_{00}^{04} avec Q^2 , indiquant, dans le cadre de l'approximation SCHC, que la contribution de la section efficace longitudinale est de plus en plus

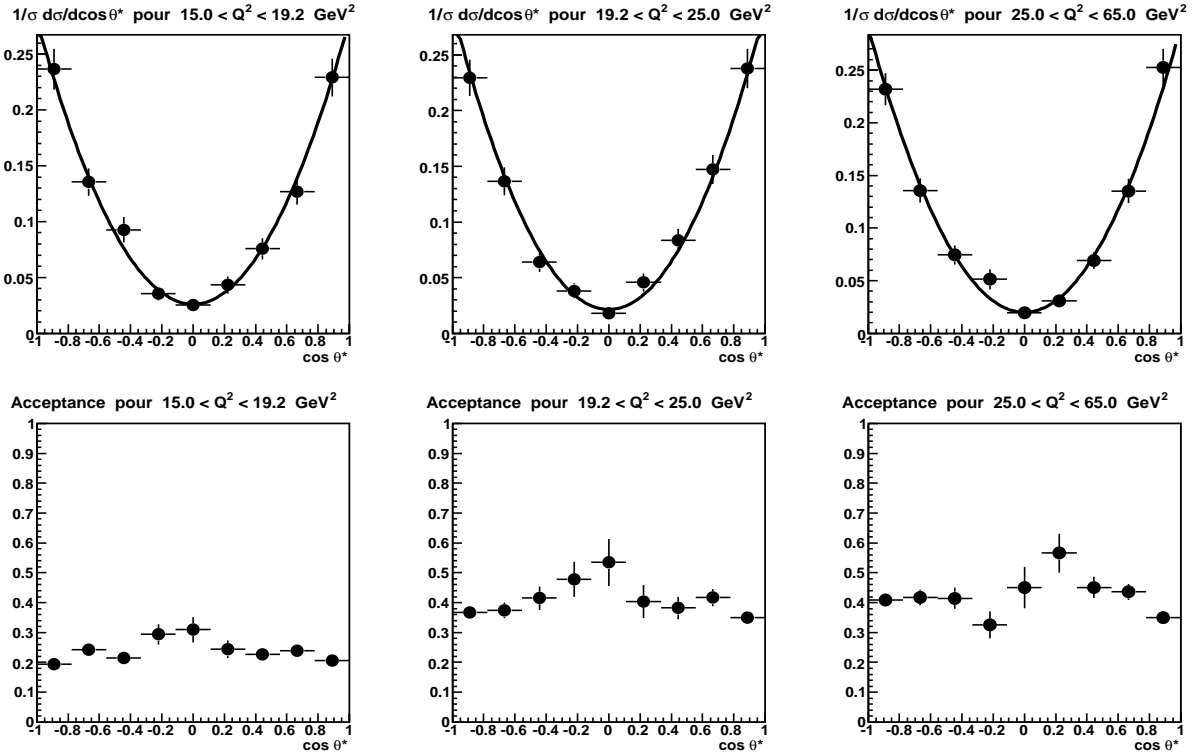


FIG. 7.3 – Distributions différentielles en $\cos \theta^*$, complètement corrigées et normalisées à l'unité, et facteurs d'acceptance pour trois intervalles en la variable Q^2 . Les courbes sont les résultats d'ajustements de la distribution $W(\cos \theta^*)$.

importante devant celle de la section efficace transverse. Ces résultats devraient permettre de mesurer plus précisément la déviation de R par rapport à la dépendance en Q^2/M_V^2 attendue suivant le modèle VDM. Une fois le traitement des incertitudes achevé, ces résultats devraient permettre de discriminer les modèles qui décrivent ce comportement et ainsi de mieux comprendre la dynamique prenant place dans l'échange diffractif.

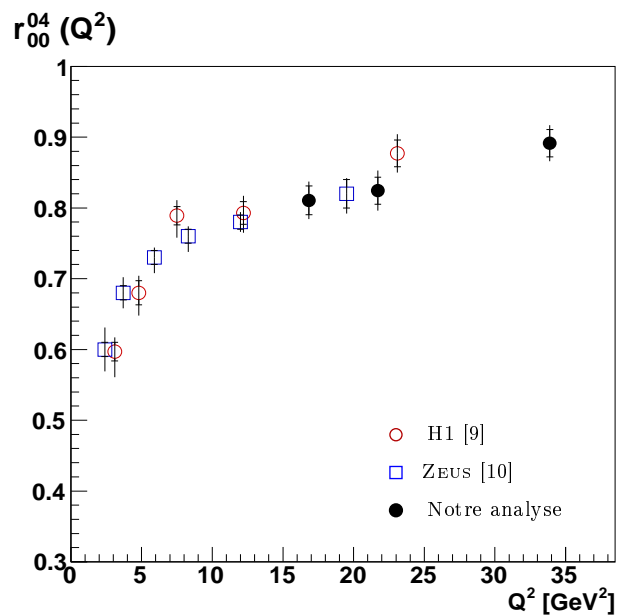


FIG. 7.4 – Mesures de l'élément de la matrice de densité de spin r_{00}^{04} en fonction de Q^2 pour notre analyse (cercles pleins noirs). Les mesures antérieures obtenues par la collaboration H1 [9] sont indiquées par les cercles vides rouges, celles de la collaboration ZEUS [10] sont indiquées par les carrés vides bleus. Les erreurs comprennent l'erreur statistique délimitée par des traits horizontaux, et l'erreur systématique (réduite dans notre travail à l'imprécision sur la soustraction des bruits de fonds) ajoutées quadratiquement.

Chapitre 8

Conclusions

Dans ce mémoire, nous avons présenté les résultats d'une analyse sur la production diffractive de mésons vecteurs $\rho : ep \rightarrow e\rho Y$. Les données utilisées ont été prises par le détecteur H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA installé sur le site de DESY, et plus précisément durant les années 2005, 2006 et 2007 de la phase HERA II, correspondant à une luminosité intégrée de 309.2 pb^{-1} . La première étape de ce mémoire a été de sélectionner les événements de production de mésons ρ . Nous nous sommes basés pour cela sur la topologie de la réaction $ep \rightarrow e\rho Y$ en demandant que les deux mésons π^+ et π^- provenant de la désintégration du méson ρ soit détectés dans le trajectographe, et que l'électron diffusé soit détecté dans le calorimètre SpaCal. Le système Y continuant dans le tube à vide échappe à la détection. L'étape suivante a consisté en l'estimation des différents bruits de fond contaminant notre signal. Une fois les bruits de fond contrôlés, nous avons soustrait des données leur contribution estimée par simulation Monte Carlo, pour pouvoir extraire des mesures physiques. Nous avons étudié d'une part les comportements de la section efficace de la production élastique de mésons $\rho : \gamma^*p \rightarrow \rho p$ en fonction des variables cinématiques, Q^2 , représentant la virtualité du photon émis par l'électron, W , l'énergie disponible dans le centre de masse γ^*p , et le carré t de l'impulsion transverse transférée au vertex du proton pour $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$. Nous avons également mesuré l'élément r_{00}^{04} de la matrice de densité de spin du méson ρ en fonction des variables t et Q^2 à partir des événements de production de mésons ρ avec et sans dissociation du proton dans le domaine en t élargi aux valeurs $|t| \leq 3.0 \text{ GeV}^2$.

Le processus étudié dans ce travail se place dans le cadre de l'étude de la diffraction à haute énergie et de sa compréhension dans les termes de la théorie fondamentale des interactions fortes, la chromodynamique quantique (QCD). Mis en évidence depuis les années 1970, les événements diffractifs constituent une généralisation des interactions élastiques pour lesquelles

l'état final présente deux sous-systèmes de particules séparés par une large région de l'espace des phases dépourvue de toute activité hadronique. En mécanique quantique, les processus diffractifs découlent naturellement de l'unitarité des amplitudes de diffusion et gouvernent la limite à haute énergie des sections efficaces hadroniques. Leur compréhension dans le cadre de la théorie QCD joue un rôle important dans le mécanisme d'établissement de la limite d'unitarité et de la saturation des densités de partons.

Un échantillon expérimental d'une statistique plus importante que celles utilisées par les précédentes analyses a été utilisé pour ce travail. Cela nous a permis d'étudier plus précisément la production de mésons vecteurs ρ pour des domaines où les erreurs statistiques dominaient les mesures antérieures, notamment aux grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 \gtrsim 15 \text{ GeV}^2$). Cette région cinématique est particulièrement intéressante car elle correspond à la transition entre un comportement "soft", dominé par des effets non perturbatifs, et un comportement "hard" pour lequel une interprétation en termes des objets de la théorie de la chromodynamique quantique perturbative peut être envisagée. Des mesures plus précises dans ce domaine permettront de discriminer les différents modèles et contribuer ainsi à une meilleure compréhension du mécanisme sous-jacent à la diffraction. Ce mémoire constitue une première étape vers l'établissement de ces mesures plus précises.

La section efficace $\gamma^*p \rightarrow \rho p$ a été mesurée dans le domaine cinématique $15 \leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2$, $60 \leq W \leq 160 \text{ GeV}$ et $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$. La dépendance en Q^2 peut être décrite de manière satisfaisante par une paramétrisation de la forme $1/(M_\rho^2 + Q^2)^n$, avec n mesuré à $n = 2.46 \pm 0.08 \pm 0.03$. Cette mesure est compatible avec celle obtenue par la collaboration H1 [9]. Ce résultat est interprété dans l'approche du dipôle de couleur en chromodynamique quantique comme résultant de plusieurs contributions : une diminution rapide de la section efficace en $1/Q^8$ provenant de la fluctuation du photon virtuel polarisé transversalement en une paire $q\bar{q}$, la contribution correspondante pour le photon virtuel polarisé longitudinalement en $1/Q^6$ et une augmentation rapide due à l'augmentation de la densité de gluons avec Q^2 . Cette dernière contribution est une manifestation de la présence d'une échelle dure dans l'interaction attendue aux petites valeurs de x , c'est-à-dire aux grandes valeurs de W .

La dépendance de la section efficace $\gamma^*p \rightarrow \rho p$ en fonction de W a été mesurée pour deux intervalles en Q^2 dans ce mémoire. On s'attend à un comportement pouvant être décrit par une loi de puissance de la forme W^δ avec un exposant δ augmentant avec Q^2 . Ce comportement peut être interprété comme étant un effet de transition entre un régime non perturbatif et un régime perturbatif pour lequel l'augmentation de δ avec Q^2 trouve son origine dans l'évolution de la densité de gluons au petites valeurs de x avec l'échelle dure présente. La section efficace que nous obtenons semble légèrement supérieure à celle mesurée par la collaboration H1 [9].

La valeur du paramètre δ obtenue pour le premier intervalle, à $\langle Q^2 \rangle = 19.5 \text{ GeV}^2$, est en accord avec les précédentes mesures. Pour le deuxième intervalle, à $\langle Q^2 \rangle = 35.6 \text{ GeV}^2$, nous avons mesuré une valeur de δ plus faible. Le comportement mesuré à ce stade de l'analyse n'est pas totalement compris aux grandes valeurs de Q^2 . Il conviendrait de l'étudier de façon plus détaillée afin de voir si l'effet se confirme. Remarquons enfin la chute brutale à la valeur la plus grande en Q^2 et en W , le même comportement a été observé par les collaborations H1 [9] et ZEUS [10]. Il conviendrait de s'assurer qu'il s'agit bien d'un effet physique et non d'un effet expérimental du par exemple à une simulation non réaliste dans ce coin de l'espace des phases. La statistique supérieure dont nous bénéficions devrait nous permettre de trancher.

Nous avons mesuré la dépendance de la section efficace $ep \rightarrow epp$ en fonction de la variable t pour trois intervalles en Q^2 . Celle-ci a été paramétrisée par une loi exponentielle décroissante. La pente de l'exponentielle peut être liée par analogie avec la diffraction optique à la taille transverse des objets participant à l'interaction. L'ajustement de cette forme aux données nous a permis d'extraire les mesures de cette pente pour les trois intervalles considérés en Q^2 . Les valeurs obtenues sont en accord avec celles de la collaboration H1 [9] mais légèrement supérieures à celles mesurées par la collaboration ZEUS [10], et l'erreur statistique a été significativement réduite. L'écart par rapport aux mesures de ZEUS peut être expliquée par le fait que dans leur analyse, le bruit de fond provenant de la production de mésons ρ' est négligé, ce qui a pour conséquence l'étalement de la distribution en $|t|$, résultant en une mesure plus petite de la pente de l'exponentielle. La diminution observée de la pente avec l'augmentation de Q^2 est attendue par le modèle du dipôle de couleur et interprétée par la diminution de la taille transverse du dipôle quark-antiquark pour un photon virtuel de plus en plus massif.

L'étude de l'élément de la matrice de densité de spin r_{00}^{04} a été réalisée dans le domaine cinématique étendu jusqu'à la valeur de $|t| \leq 3 \text{ GeV}^2$ et en utilisant un échantillon d'événements élastiques ou dissociatifs. Les mesures de r_{00}^{04} en fonction de Q^2 sont en accord avec les mesures antérieures des collaborations H1 [9] et ZEUS [10]. Elles confirment l'augmentation du rapport des sections efficaces longitudinale sur transverse observée dans ces références. Cette augmentation peut être interprétée comme une domination de la contribution longitudinale de la section efficace qui est prédite pour décroître moins rapidement avec Q^2 que la contribution transverse. Le modèle VDM prévoit une dépendance suivant une loi linéaire en Q^2 , nos observations confirment la déviation par rapport à cette loi et devraient permettre de discriminer les différents modèles de manière plus significatives grâce à la réduction des erreurs statistiques attachées à ces mesures.

Une légère dépendance de r_{00}^{04} vis-à-vis de la variable $|t|$ est également observée dans notre analyse. Ceci permet de confirmer le résultat observé antérieurement par la collaboration H1

[9]. L'interprétation d'une augmentation de r_{00}^{04} avec $|t|$, qui peut être reliée à une augmentation du rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ entre les sections efficaces longitudinale et transverse, peut être vue comme étant liée à la différence entre la taille des objets participant à l'interaction pour un photon dans un état de polarisation longitudinale et pour un photon dans un état de polarisation transverse. L'augmentation avec la variable $|t|$ confirme donc la pertinence de l'approche du modèle du dipôle de couleur pour lequel la taille du dipôle issu du photon polarisé longitudinalement est inférieure à celle du photon polarisé transversalement. Pour extraire une mesure significative de la grandeur $b_L - b_T$ il faudrait pouvoir réduire l'incertitude sur la soustraction du bruit de fond ρ' (incertitude actuelle de 50 %) qui reste la source dominante de l'erreur systématique aux grandes valeurs de $|t|$.

D'autres aspects, comme la mesure du changement d'hélicité entre le photon virtuel et le méson ρ (violation de SCHC) devraient également bénéficier du gain statistique de notre analyse. Ici comme dans ce qui précède un traitement complet des incertitudes systématiques, provenant soit du modèle théorique soit de la connaissance limitée du détecteur, devrait être appliqué pour extraire des mesures rigoureuses.

Bibliographie

- [1] M.E. Peskin et D.V. Schroeder, “An Introduction to Quantum Field Theory”, Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.
- [2] C. Collard, “Mesure de la structure en hélicité de la réaction $e+p \rightarrow e+p+Y$ en fonction de t à HERA”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2002, et références.
- [3] P. D. Collins, “An Introduction To Regge Theory And High-Energy Physics”, Cambridge Univ. Pr., 1977.
- [4] A. Donnachie and P. V. Landshoff, “Total cross-sections”, Phys. Lett. B **296** (1992) 227.
- [5] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group], Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.
- [6] V. N. Bolotov *et al.*, “Negative Pion Charge Exchange Scattering On Protons In The Momentum Range 20-50 Gev/C”, Nucl. Phys. B **73** (1974) 365.
- [7] I. P. Ivanov, N. N. Nikolaev and A. A. Savin, Phys. Part. Nucl. **37** (2006) 1 [arXiv :hep-ph/0501034].
- [8] B. Clerbaux, “Électroproduction élastique de mésons ρ à HERA”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 1998, et références.
- [9] H1 Collaboration, “Diffractive Electroproduction of ρ and ϕ Mesons at HERA”, DESY 09-093, Juin 2009.
- [10] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], “Exclusive rho0 production in deep inelastic scattering at HERA”, PMC Phys. A **1** (2007) 6 [arXiv :0708.1478 [hep-ex]].
- [11] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], “Exclusive electroproduction of phi mesons at HERA”, Nucl. Phys. B **718** (2005) 3 [arXiv :hep-ex/0504010].
- [12] X. Janssen, “Électroproduction diffractive de mésons ρ à HERA”, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2002, et références.
- [13] X. Janssen, communication privée.
- [14] <http://www-h1.desy.de/general/home/home.html>

-
- [15] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The H1 detector at HERA”, DESY-93-103.
- [16] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The H1 detector at HERA”, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.
- [17] B. List and A. Mastroberardino, in Proc. of the Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics, “DIFFVM : A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering”, A.T. Doyle et al. ed., DESY-PROC-1999-02 (1999) 396.
- [18] J.D. Jackson, “Remarks on the Phenomenological Analysis of Resonances”, Nuovo Cim. **34** (1964) 1644.
- [19] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], “ Measurement of the exclusive omega electro-production at HERA”, Phys. Lett. **B487** (2000) 273.
- [20] S. Cnockaert, “Production diffractive de mésons vecteurs à HERA”, Mémoire de licence, Université Libre de Bruxelles, 2002.