Université Libre de Bruxelles
Faculté des Sciences

Electroproduction élastique de mésons ρ à HERA

(Electroproduction of ρ mesons at HERA)

Dissertation présentée en vue
de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences

Barbara CLERBAUX

Décembre 1998

Résumé

Notre travail de thèse a consisté en la participation, dans le cadre du laboratoire de physique des particules élémentaires de l'ULB, à l'analyse des résultats de l'expérience H1 au collisionneur positrons-protons HERA, à DESY (Hambourg). Ce travail se situe dans le cadre général de l'analyse des interactions diffractives, dont la compréhension constitue un défi majeur pour la chromodynamique quantique. Notre analyse a porté sur la production diffractive de mésons ρ: $ep \rightarrow ep\rho$, aux grandes valeurs de Q^2, l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon virtuel échangé lors de l'interaction ($Q^2 > 2.5$ GeV^2) et aux grandes valeurs de W, l'énergie disponible dans le centre de masse hadronique ($30 < W < 140$ GeV) [1]. Les données ont été récoltées durant l'année 1996, correspondant à une luminosité totale de 3.87 pb^{-1}.

La distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration du méson ρ a été étudiée en fonction de la variable Q^2. L'ensemble complet des 15 paramètres caractérisant la matrice de densité de spin du méson ρ a été mesuré. Le rapport R des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse augmente avec Q^2 et atteint la valeur $R \approx 3$ pour $Q^2 = 20$ GeV^2. Nous avons observé aux grandes valeurs de Q^2 une violation faible mais significative de l'hypothèse de la conservation de l'hélicité dans le canal s et nous avons établi que le rapport de l'amplitude dominante avec changement d'hélicité aux amplitudes sans changement d'hélicité est de $8 \pm 3\%$. La distribution en t, le carré de la quadri-impulsion échangée entre les protons incident et diffusé, des événements de production diffractive de mésons ρ est bien reproduite pour $|t| < 0.5$ GeV^2 par une dépendance exponentielle décroissante de pente b. Le paramètre b diminue aux grandes valeurs de Q^2. La section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ a été mesurée dans le domaine cinématique $2.5 < Q^2 < 35$ GeV^2 et $W = 75$ GeV et suit la dépendance $\sigma(\gamma^* p) \propto 1/(Q^2 + m_\rho^2)^n$, avec $n = 2.24 \pm 0.09$. La dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ a été mesurée pour 5 valeurs de Q^2. L'augmentation de la section efficace avec l'énergie est plus forte que dans le cas des interactions hadron-hadron et les données semblent indiquer, bien que les erreurs soient importantes, que cette dépendance augmente quand Q^2 augmente.

---

[1] Tout au long de cette thèse nous avons utilisé le système d'unités naturel: $\hbar = c = 1$.

Abstract

This thesis consists in an analysis of data collected by the H1 detector at the electron-proton collider HERA. The general framework of this work is the analysis of the diffractive interactions, of which the understanding is a major challenge for the quantum chromodynamic theory. We studied the elastic electroproduction of ρ mesons: $ep \rightarrow ep\rho$, for photon virtuality $Q^2 > 2.5$ GeV^2 and for hadronic centre of mass energy in the range $30 < W < 140$ GeV. The analysed data were taken in 1996, corresponding to an integrated luminosity of 3.87 pb^{-1}.

The shape of the ρ mass distribution is studied as a function of Q^2. The full set of ρ spin density matrix elements is measured. The ratio R of the longitudinal and transverse $\gamma^* p$ cross sections reaches the value $R \approx 3$ for $Q^2 = 20$ GeV^2. Evidence is found at high Q^2 for a weak but significant violation of s channel helicity conservation hypothesis. The ratio of the dominant helicity flip to non flip amplitudes is estimated to be 8 ± 3 %. The t distribution, where t is the four-momentum transfer squared to the proton, of the signal is well described for $|t| < 0.5$ GeV^2 by an exponential fall off with a slope parameter b which decreases with Q^2. The dependence of the cross section on Q^2 is measured in the range $2.5 < Q^2 < 35$ GeV^2 and for $W = 75$ GeV, and follows the parametrisation $\sigma(\gamma^* p) \propto 1/(Q^2 + m_\rho^2)^n$, with $n = 2.24 \pm 0.09$. The W dependence of the cross section $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ is measured for five Q^2 values, suggesting that the W dependence of the $\gamma^* p$ cross section is higher than for hadron–hadron interactions, especially at high Q^2.

Sommaire

Chapitre 1

Introduction

Le cadre général de ce travail de thèse est celui de l'étude des composants ultimes de la matière subnucléaire et des forces élémentaires qui les lient. Cette étude constitue le but principal des expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons sur protons menées auprès du collisionneur HERA, mis en fonctionnement fin 1991 sur le site de DESY (Hambourg). Par rapport aux expériences sur cible fixe, le mode collisionneur et les hautes énergies mises en jeu à HERA (l'énergie des faisceaux étant de 27.5 GeV pour les électrons et de 820 GeV pour les protons) permettent d'étendre le domaine d'observation des diffusions profondément inélastiques de deux ordres de grandeur vers les grandes valeurs de Q^2, l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon échangé dans l'interaction ($Q^2_{max} = 4\ 10^4$ GeV^2) et vers les petites valeurs de x, la fraction de l'impulsion du proton portée par le quark participant à l'interaction, définie dans le référentiel du proton en mouvement rapide ($x_{min} = 5\ 10^{-5}$).

Grâce à la grande luminosité accumulée ces dernières années par le collisionneur HERA, la fonction de structure F_2 du proton a été mesurée avec grande précision dans un vaste domaine de valeurs de Q^2. Une découverte importante à HERA a été l'observation que cette fonction de structure augmente rapidement aux petites valeurs de x, qui correspondent aux grandes valeurs de W, l'énergie disponible dans le centre de masse hadronique. Ce comportement est très différent de celui observé à haute énergie pour les interactions hadron-hadron, où la dépendance en l'énergie de la section efficace totale est faible. Les mesures de la fonction de structure F_2 du proton à HERA ont permis de tester avec grande précision la théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique (QCD) et d'extraire les densités de quarks et de gluons dans le proton.

Un autre type d'interactions suscite également beaucoup d'intérêt à HERA: les interactions diffractives. Celles-ci sont caractérisées par une topologie particulière des particules dans l'état final: il existe un grand saut en rapidité entre le système du proton diffusé et le système hadronique, suggérant que l'objet échangé dans l'interaction ne porte pas de couleur. Dans les années 1970, les processus diffractifs ont été abondamment étudiés dans les interactions hadron-hadron et ont été décrits phénoménologiquement, dans le cadre du modèle de Regge, par l'échange dans le canal t d'un objet appelé le pomeron. Les interactions diffractives sont étudiées à HERA au moyen de la mesure inclusive de la fonction de structure diffractive et de l'étude des propriétés de l'état final hadronique. Une troisième approche consiste en une analyse exclusive: l'étude de la production diffractive des mésons vecteurs et en particulier des mésons ρ, qui est le sujet de cette thèse.

Expliquer les propriétés des interactions diffractives et en particulier de la production diffractive de mésons ρ constitue un défi majeur pour la chromodynamique quantique. L'approche la plus simple, dans ce cadre, modélise le pomeron comme un système de deux gluons, ce qui établit un lien direct entre la structure des hadrons et les propriétés de la diffraction.

Dans cette thèse, nous étudions la production diffractive de mésons ρ dans le domaine cinématique $2.5 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $30 < W < 140$ GeV, en analysant les données récoltées en 1996 auprès du détecteur H1 et correspondant à une luminosité de 3.87 pb^{-1} [1]. Ce travail se situe dans la continuité de deux analyses précédentes menées par l'expérience H1 et basées en grande partie sur nos résultats personnels. La première analyse utilisait les données récoltées en 1994 dans le domaine cinématique $Q^2 > 8$ GeV^2, correspondant à une luminosité de 2.8 pb^{-1} et comportant de l'ordre de 180 événements [2]. La seconde analyse utilisait les données récoltées en 1995, pour lesquelles le point d'interaction nominal avait été déplacé de 70 cm dans la direction du proton diffusé, permettant de sonder le domaine cinématique $1 < Q^2 < 5$ GeV^2; cette étude, portant sur environ 500 événements, correspondait à une luminosité de 125 nb^{-1} [3].

Notre travail se compose de 9 chapitres, dont le premier constitue la présente introduction.

Dans le second chapitre, nous présentons une introduction générale à la production diffractive de mésons vecteurs. Nous décrivons d'abord les caractéristiques essentielles des sections efficaces d'interaction hadron-hadron à haute énergie, et introduisons les modèles phénoménologiques et l'approche partonique de la diffraction. Nous présentons ensuite les idées fondamentales à la base des principaux modèles de production de mésons vecteurs (modèle à dominance mésovectorielle et approches basées sur la chromodynamique quantique). Nous terminons ce second chapitre par une brève revue des expériences ayant trait à la production diffractive de mésons vecteurs réalisées avant le présent travail.

Le troisième chapitre présente brièvement le collisionneur HERA et le détecteur H1. Nous décrivons avec quelque détail les parties du détecteur utilisées dans notre travail et les critères de sélection des événements de production élastique de mésons ρ.

La cinématique de l'interaction est présentée au quatrième chapitre, qui décrit également l'algorithme de simulation par Monte-Carlo (le programme DIFFVM), utilisé pour corriger les distributions expérimentales pour les effets liés au détecteur.

Le cinquième chapitre détaille les effets pour lesquels les données doivent être corrigées, ce qui comprend l'efficacité du système d'acquisition des données, les acceptances géométriques des sous-détecteurs utilisés, les migrations et les pertes d'événements résultant des critères de sélection. Les bruits de fond restant dans l'échantillon final sont estimés, ainsi que les corrections radiatives.

Les trois chapitres suivants exposent les résultats expérimentaux obtenus pour la production élastique de mésons ρ.

Le sixième chapitre présente la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration du méson ρ. Les paramétrisations de Ross-Stodolsky et de Söding sont utilisées afin de décrire la déformation de la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ par rapport à une distribution de Breit-Wigner relativiste. La dépendance des paramètres de déformation en la variable Q^2 est mesurée.

La polarisation du photon échangé et celle du méson ρ dans l'état final sont étudiées en détail au septième chapitre. Nous commençons par définir le formalisme utilisé et les hypothèses SCHC (s-channel helicity conservation) et NPE (natural parity exchange). Nous présentons ensuite la mesure des 15 paramètres liés aux éléments de la matrice de densité de spin du méson ρ. Sous les approximations SCHC et NPE, le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse ainsi que la phase entre les amplitudes de production longitudinale et transverse sont estimés. Nous discutons ensuite la violation de l'hypothèse SCHC. Finalement, les prédictions de plusieurs modèles théoriques sont comparées à nos résultats.

Le huitième chapitre présente les sections efficaces différentielles de production de mésons ρ. Le paramètre exponentiel décrivant la distribution en t des événements de la sélection finale est mesuré, ainsi que sa dépendance en Q^2. Nous présentons ensuite les dépendances de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ en fonction de Q^2 et de W. Ces résultats sont comparés avec les prédictions des modèles théoriques.

Le neuvième chapitre regroupe l'ensemble des résultats et présente la conclusion de ce travail.

Une grande partie des résultats présentés aux chapitres 6, 7 et 8 est reprise en annexe sous forme de tables.

Chapitre 2

La production diffractive de mésons vecteurs

Dans la première moitié du 17ème siècle, Grimaldi observe la déviation des rayons lumineux au bord d'objets opaques et la formation de figures au-delà de l'objet. Il appelle ce phénomène la diffraction. Celle-ci apparaît lorsque la propagation d'une partie du front d'onde est obstruée par un obstacle: l'amplitude ou la phase de l'onde est altérée, ce qui conduit à des interférences, l'intensité des figures de diffraction étant liée aux dimensions spatiales de l'obstacle. En 1927, l'observation par Davisson et Germer et par Thompson des figures de diffraction lors de la diffusion d'un faisceau d'électrons par un réseau cristallin confirme l'intuition fondamentale de de Broglie et établit sur une base expérimentale la double nature, corpusculaire et ondulatoire, des objets quantiques. Dans le domaine de la physique des hautes énergies, des phénomènes de diffraction importants caractérisent les interactions fortes [4, 5].

Dans ce chapitre d'introduction, nous décrivons d'abord les caractéristiques essentielles des sections efficaces d'interaction hadron-hadron à haute énergie. Nous présentons la section efficace totale, mise en contraste avec celle de la diffusion profondément inélastique, et les sections efficaces élastique et diffractive. Nous introduisons ensuite brièvement les modèles de la diffraction (modèles phénoménologiques et approche partonique), puis nous présentons les idées fondamentales qui sont à la base des différents modèles pour la production diffractive de mésons vecteurs dans les interactions photon-proton (modèle à dominance mésovectorielle et approches basées sur la chromodynamique quantique). Nous terminons ce chapitre d'introduction en donnant une brève revue des expériences ayant étudié la production diffractive de mésons vecteurs.

2.1 Sections efficaces totale, élastique et diffractive

Dans cette section, nous reprenons les caractéristiques essentielles des sections efficaces hadroniques à haute énergie. Nous commençons par décrire la dépendance en l'énergie de la section efficace totale hadron-hadron, que nous comparons à celle obtenue dans les interactions profondément inélastiques. Nous décrivons ensuite les interactions élastiques de hadrons et introduisons la section efficace différentielle $d\sigma/dt$. Les interactions diffractives de hadrons sont finalement présentées.

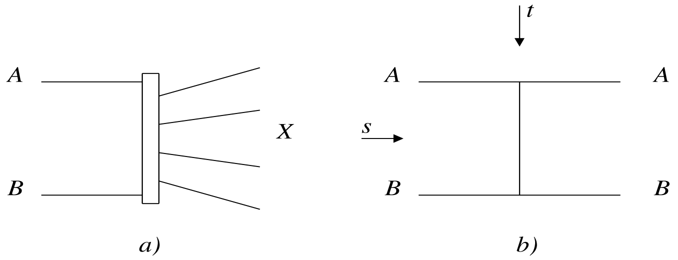

Figure 2.1: Représentations schématiques de la réaction inclusive A+B → X (a) et de la réaction élastique A+B → A+B (b).

2.1.1 Sections efficaces totales

Considérons la réaction:

$$A + B \to X, \tag{2.1}$$

où A et B sont deux hadrons et X un ensemble de particules (voir figure 2.1a). Nous nous intéressons à la dépendance de la section efficace totale d'interaction σ_{tot} en l'énergie disponible dans le système du centre de masse $\sqrt{s}$.

A basse énergie, $\sqrt{s} \lesssim$ quelques GeV, on observe [6] que les sections efficaces totales d'interaction sont caractérisées par une dépendance importante en l'énergie: une série de pics est observée, correspondant à la production de résonances, la forme de la dépendance en l'énergie de la section efficace dépendant de la réaction hadronique considérée.

Par contre, à haute énergie, $\sqrt{s} \gg$ quelques GeV, les sections efficaces totales d'interaction hadronique possèdent toutes la même caractéristique: quand l'énergie augmente, la section efficace totale est presque constante ou augmente lentement. Pour $\sqrt{s} \simeq 20$ GeV, les sections efficaces totales sont respectivement $\sigma_{tot}(pp)$ et $\sigma_{tot}(p\bar{p}) \simeq 40$ à 45 mb, $\sigma_{tot}(\pi p)$ $\simeq 25$ mb et $\sigma_{tot}(Kp) \simeq 20$ mb (voir figure 2.2). Le comportement de la section efficace d'interaction photon-proton est similaire. A haute énergie, cette augmentation lente avec l'énergie des sections efficaces hadroniques totales est caractéristique des interactions "soft" [1].

Ce comportement est à mettre en contraste avec celui des interactions appelées "dures", en particulier la diffusion profondément inélastique électron-proton, aux grandes valeurs de Q^2, l'opposé du carré de la quadri-impulsion échangée dans le processus. Les expériences H1 et ZEUS ont en effet observé dès 1992, pour le domaine profondément inélastique ($Q^2 >$ quelques GeV^2), une augmentation rapide de la fonction de structure F_2 du proton et donc de la section efficace totale $\gamma^* p$, avec l'énergie du système hadronique W. Ce comportement est illustré à la figure 2.3, présentant la dépendance de la section efficace totale $\gamma^* p$ en fonction de W^2, pour différentes valeurs de Q^2 (jusque 2000 GeV^2). Les données à haute énergie proviennent des expériences H1 [8, 9] et ZEUS [10, 11]. La dépendance de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton en la variable de Bjorken x ($\simeq Q^2/W^2$) peut être paramétrisée sous la forme x^λ. La figure 2.4 montre comment le paramètre λ augmente avec Q^2.

---

[1] Pour caractériser ce type de comportement, nous nous permettons de conserver, tout au long de cette thèse, le terme anglais "soft", qui n'a pas d'équivalent généralement admis en français. Par contre nous utiliserons le terme français "dur" pour désigner le terme "hard".
Notons que, dans le cas des interactions photon-proton, une contribution "dure" aux sections efficaces totale et élastique pourrait être présente [7].

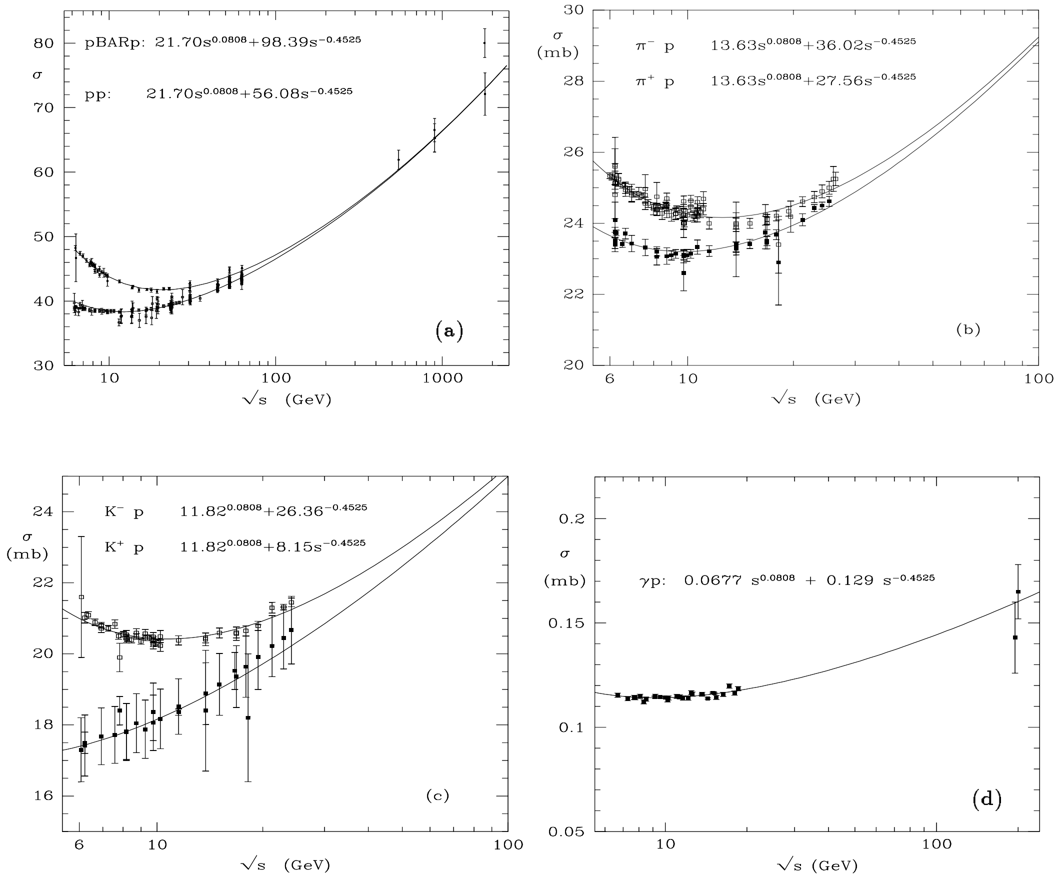

Figure 2.2: Sections efficaces totales pour les interactions proton-proton et proton-antiproton (a), pour les interactions π^+-proton et π^--proton (b), pour les interactions K$^+$-proton et K$^-$-proton (c) et pour les interactions photon-proton (d). Les courbes en traits continus représentent le résultat de l'ajustement de la paramétrisation 2.20 aux données [19].

2.1.2 Sections efficaces élastiques

Un cas particulier de la réaction 2.1 est celui de l'interaction élastique:

$$A + B \rightarrow A + B. \tag{2.2}$$

Si la variable t représente le carré de la quadri-impulsion échangée dans l'interaction (voir figure 2.1b), dans le système du centre de masse des particules A et B, $t = -2p^2(1 - \cos\theta)$ (où θ est l'angle de diffusion de la particule A). Les petites valeurs de $\sqrt{-t}$ sont proches de l'impulsion transverse (par rapport à l'axe formé par les directions des particules A et B dans l'état initial) de la particule A après diffusion: $t \simeq -p^2\theta^2 \simeq -p_t^2$. Dans ce cas, la diffusion est peu violente, les particules interagissent de loin. Le transfert d'impulsion est lié à la structure spatiale des particules qui interagissent: les interactions aux petites valeurs de $|t|$ sondent la forme générale et la taille des particules interagissantes, alors qu'à grand $|t|$, la structure à petite distance est sondée.

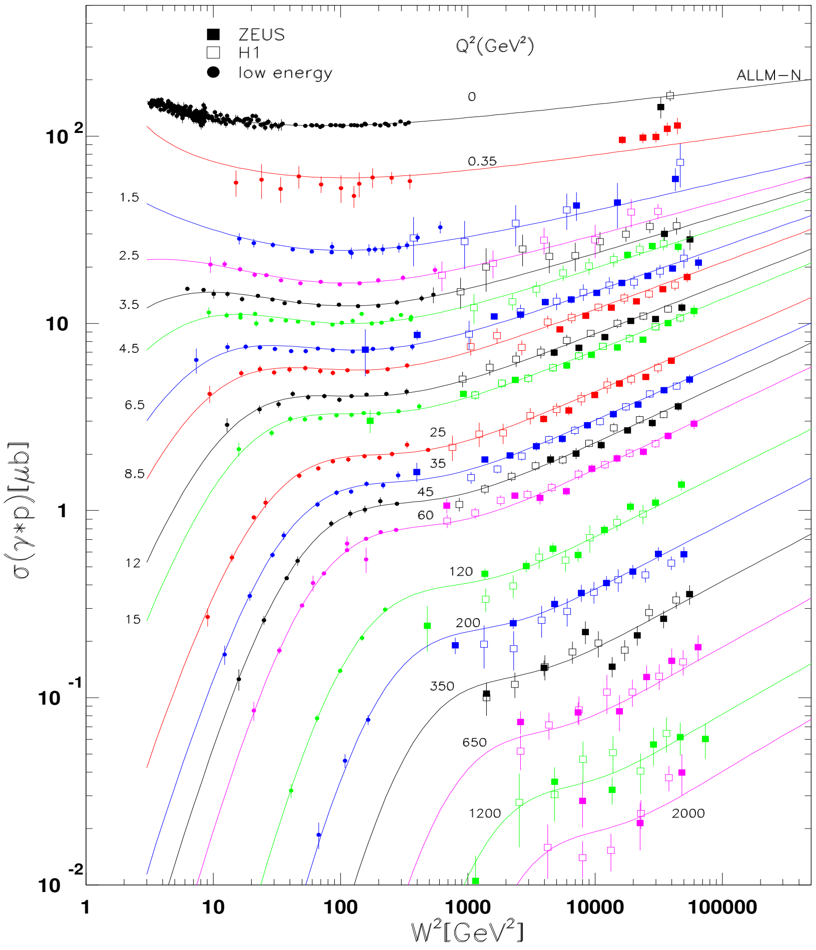

Figure 2.3: Dépendance de la section efficace totale $\gamma^{(*)}p$ en fonction de W^2, pour différentes valeurs de Q^2 (jusque 2000 GeV^2). Les données à haute énergie proviennent des expériences H1 [8, 9] et ZEUS [10, 11].

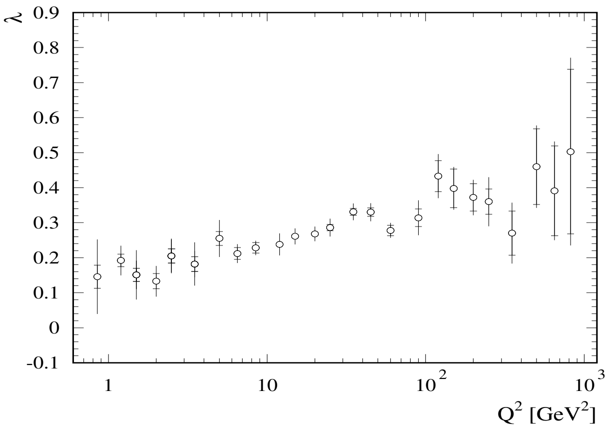

Figure 2.4: Paramètre λ mesuré par la collaboration H1 [8, 9], en fonction de Q^2.

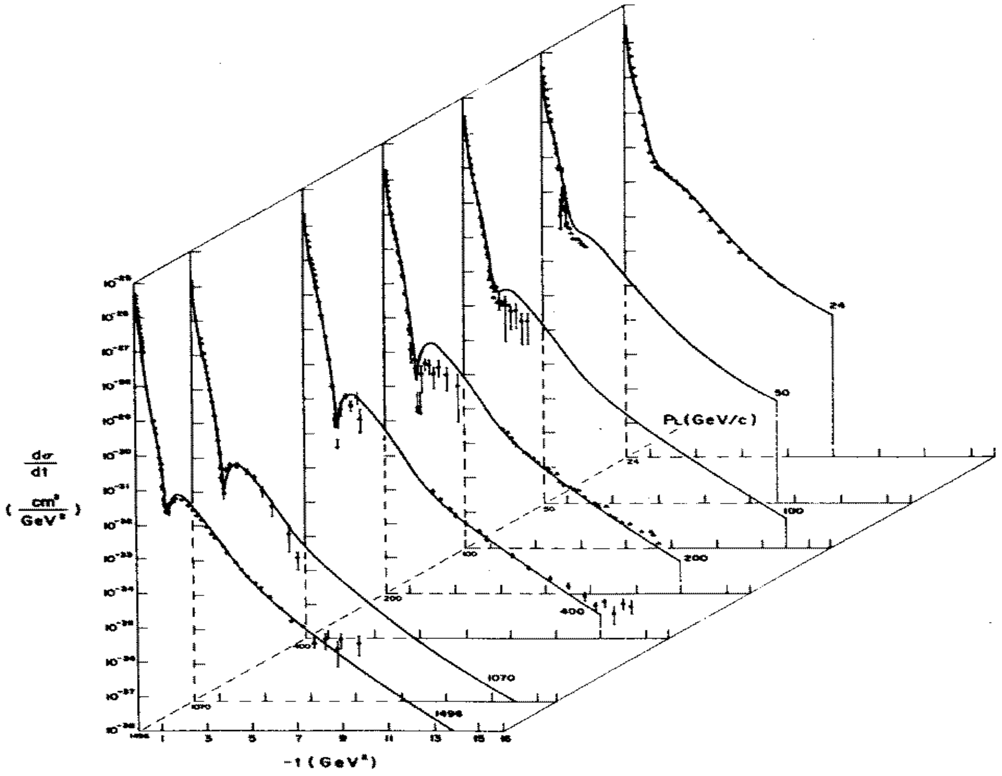

Figure 2.5: Sections efficaces élastiques différentielles dσ/dt d'interaction proton-proton en fonction de t et de l'énergie incidente. Les données proviennent de [12].

Dans les interactions élastiques de hadrons (interactions proton-proton et proton-antiproton, pion-proton et kaon-proton), la section efficace élastique à haute énergie est dominée par un pic prononcé à petit $|t|$, dont la forme et la taille changent peu avec l'énergie (voir figure 2.5). Pour les valeurs $|t| \lesssim 0.5$ GeV^2 le pic diffractif est communément paramétrisé selon une forme exponentielle décroissante:

$$\frac{d\sigma}{dt} = Ne^{-b|t|}. \tag{2.3}$$

Le comportement en t des sections efficaces élastiques présenté à la figure 2.5 peut être rapproché des figures de diffraction observées en optique. Considérons, en nous basant sur un modèle optique simple, la réaction $A + B \rightarrow A + B$, et supposons en première approximation que la section efficace soit indépendante de l'énergie, dépendant uniquement du paramètre d'impact b, c'est-à-dire de la distance entre les deux particules, définie selon une direction perpendiculaire à la direction de vol relative. La particule B (au repos) étant modélisée comme un disque noir de rayon R, la réaction peut être décrite comme l'absorption de l'onde de la particule A par le disque. Dans le cas le plus simple, supposons que l'absorption soit complète pour $b < R$ et qu'il n'y ait pas d'interaction pour $b > R$. Après un développement en série, la section efficace différentielle s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |f(\theta)|^2 = |f(0)|^2 \left(1 - \frac{p^2\theta^2 R^2}{2} + ...\right), \tag{2.4}$$

où Ω représente l'angle solide et $f(\theta)$ est l'amplitude de diffusion, p et θ étant respectivement l'impulsion et l'angle de diffusion de la particule A, toutes ces quantités étant définies dans le système du centre de masse de la paire $(A,\ B)$. Le développement est valable pour le domaine des petites valeurs de θ. Pour p et R fixés, la section efficace est donc importante à petit angle de diffusion θ. Si nous effectuons le changement de variable $t \simeq -p^2\theta^2$ pour les petites valeurs de $|t|$, les termes entre parenthèses de l'équation 2.4, $(1-|t|R^2/2+...)$, peuvent être vus comme les premiers termes du développement en série de la fonction exponentielle: $e^{-b|t|} = 1 - b|t| + ...$ avec $b \propto R^2$.

Le comportement exponentiel à petit $|t|$ de la section efficace hadronique peut donc être relié à la diffraction d'une onde lumineuse par une ouverture circulaire et le paramètre b peut être interprété comme une mesure du rayon de la particule sur laquelle a lieu la diffusion. Pour les interactions proton-proton, la valeur $b \simeq 10$ GeV^{-2} correspond à la valeur de 0.9 10^{-15} m pour le rayon du proton [2]. De manière plus générale, le paramètre b donne une mesure de la taille des objets qui participent à l'interaction:

$$b \propto R_A^2 + R_B^2, \tag{2.5}$$

où R_A et R_B sont respectivement les rayons des particules A et B. Il faut noter dès maintenant que le paramètre b augmente lentement (le pic diffractif devient plus fin) quand l'énergie augmente (phénomène de “shrinkage”, voir équation 2.26).

Le théorème optique relie la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant, $f(\theta = 0)$, à la section efficace totale:

$$\mathrm{Im}f(0) = \frac{p}{4\pi}\sigma_{tot}. \tag{2.6}$$

Les interactions élastiques sont caractérisées par la section efficace différentielle:

$$\left.\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}\right|_{\theta=0} = |f(0)|^2 = (\mathrm{Im}f(0))^2 + (\mathrm{Re}f(0))^2 = \left(\frac{p\ \sigma_{tot}}{4\pi}\right)^2 (1+\alpha^2), \tag{2.7}$$

où α est le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant. En fonction de la variable t, l'expression se réécrit:

$$\left.\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}\,(1+\alpha^2). \tag{2.8}$$

Le rapport α est petit pour le domaine en énergie accessible à HERA et l'amplitude de diffusion vers l'avant y est donc principalement imaginaire. En négligeant désormais la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant ($\alpha = 0$) et en combinant les équations 2.3 et 2.8, on obtient:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s,t) = \frac{\sigma_{tot}^2(s)}{16\pi}\ e^{-b|t|}. \tag{2.9}$$

---

[2] Le facteur de conversion $\hbar c = 0.197$ GeV fm est utilisé.

La section efficace élastique est obtenue en intégrant l'équation 2.9 sur la variable t:

$$\sigma_{el}(s) = \int \frac{d\sigma_{el}}{dt}(s,t) \;\; dt \simeq \frac{\sigma^2_{tot}(s)}{16\pi} \frac{1}{b(s)} = \frac{0.051 \; \sigma^2_{tot}(s)}{b(s)}, \tag{2.10}$$

où la section efficace totale σ_{tot} et le paramètre de pente b sont exprimés respectivement en mb et en GeV^{-2}. La section efficace élastique de diffusion hadron-hadron présente donc un comportement "soft" avec l'énergie, comme la section efficace totale.

La section efficace inélastique est définie par la relation:

$$\sigma_{inel}(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s). \tag{2.11}$$

Dans le cas de l'interaction pion-proton, avec $\sigma_{tot} \simeq 25$ mb, $b \simeq 8$ GeV^{-2}, on mesure que $\sigma_{inel} \simeq 21$ mb et $\sigma_{el} \simeq 4$ mb.

2.1.3 Sections efficaces diffractives

Un cas particulier des interactions inélastiques est celui des interactions diffractives. Celles-ci constituent en quelque sorte une généralisation des interactions élastiques, de la forme :

$$A + B \rightarrow C + D, \tag{2.12}$$

où les masses M_C et M_D des systèmes de particules C et D sont beaucoup plus faibles que l'énergie disponible dans le centre de masse:

$$M_C, M_D \ll \sqrt{s}. \tag{2.13}$$

On peut distinguer les interactions diffractives avec dissociation simple (SD) et les interactions diffractives avec dissociation double (DD), représentées respectivement aux figures 2.6a,b et 2.6c.

Dans un sens large, on parle d'interactions diffractives lorsque la relation 2.13 est vérifiée. La cinématique implique que les systèmes C et D soient nettement séparés. La figure 2.7

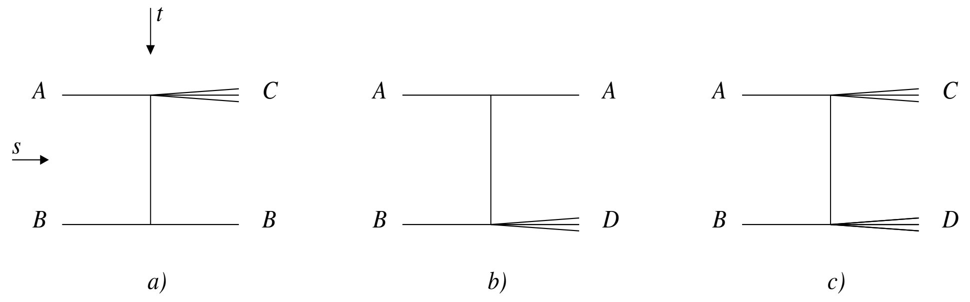

Figure 2.6: Représentation schématique des interactions diffractives avec dissociation simple (a et b) et avec dissociation double (c).

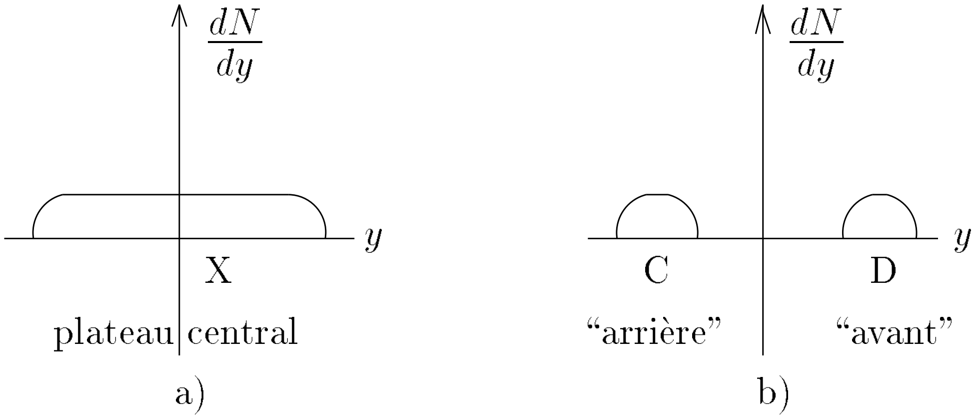

Figure 2.7: Représentation schématique de la distribution dN/dy pour les interactions inélastiques non-diffractives ($A+B \to X$, voir figure 2.1a) (a) et diffractives ($A+B \to C+D$, voir figure 2.6c) (b).

oppose schématiquement les interactions inélastiques non-diffractives (figure 2.7a) et diffractives (figure 2.7b). Dans le premier cas, les particules de l'état final sont distribuées uniformément en rapidité [3] dans le système du centre de masse. Dans le deuxième cas, elles sont rassemblées en deux systèmes séparés par un saut en rapidité.

La section efficace d'interaction diffractive est caractérisée, de manière semblable à celle des interactions élastiques, par une dépendance faible ("soft") en l'énergie et par la présence d'un pic diffractif:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(A+B \to C+D) \propto e^{-b|t|}. \tag{2.15}$$

Le paramètre b pour les interactions diffractives est plus grand que pour les interactions élastiques (caractère périphérique des interactions diffractives, voir section 2.2.1).

Dans une approche basée sur la théorie de Regge (voir section 2.2.2), les interactions diffractives, au sens strict, correspondent à l'échange du pomeron, qui domine à très haute énergie les réactions obéissant à la relation 2.13.

2.2 Approches phénoménologiques et partoniques de la diffraction

Une description phénoménologique des processus diffractifs peut être proposée selon deux voies différentes [13]: l'étude des interactions dans le canal s (avec absorption différentielle des différentes composantes des hadrons) ou dans le canal t (modèle de Regge). Depuis

---

[3] La rapidité d'une particule est définie par la relation:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+P_z}{E-P_z}, \tag{2.14}$$

où E et P_z sont respectivement l'énergie de la particule et la composante de son impulsion selon l'axe z.

l'apparition de la chromodynamique quantique comme théorie des interactions fortes, la diffraction peut être étudiée dans une approche partonique, qui tente de la décrire en termes d'échange de quarks et de gluons.

2.2.1 Absorption différentielle des ondes hadroniques dans le canal s

L'étude des interactions diffractives dans le canal s a été proposée par Feinberg et Pomeranchuk [14] et Good et Walker [15]. La diffusion diffractive est décrite dans cette approche comme la conséquence de l'absorption différentielle de l'onde hadronique incidente, considérée comme la superposition cohérente d'un grand nombre d'états hadroniques qui interagissent avec la cible avec des sections efficaces différentes et sont donc absorbés de manière différentielle. Après interaction, le système se réarrange, menant dans l'état final à la production d'états hadroniques de masses et/ou nombres quantiques différents de ceux de l'état initial.

La diffusion élastique, reliée par le théorème optique à la section efficace totale (dont elle constitue en quelque sorte l'"ombre"), se produit sur l'ensemble du volume de la cible. Par contre, les interactions diffractives (inélastiques), dues aux fluctuations dans l'amplitude d'absorption des composantes hadroniques de la particule incidente, sont de caractère périphérique, puisque l'absorption pour les différents états hadroniques varie davantage dans la région extérieure ("grise") de la cible que dans la partie centrale ("noire"), où l'absorption est totale.

Cette approche de la diffraction est peu prédictive a priori car elle requiert, pour la description des processus diffractifs, la connaissance d'une série de sections efficaces peu ou mal connues.

2.2.2 Approche du canal t et modèle de Regge

Dans l'approche de la diffraction dans le canal t, les propriétés générales d'unitarité, d'analiticité et de symétrie d'échange ("crossing symmetry") des amplitudes de diffusion sont utilisées afin de décrire l'interaction par l'échange de particules virtuelles, dont le spin fixe la dépendance en l'énergie de la section efficace. Ceci mène au modèle de Regge [16].

On a observé que lorsque les particules sont classées sur un graphique représentant leur spin en fonction du carré de leur masse, elles s'alignent en différentes familles selon des trajectoires linéaires. Ces trajectoires sont représentées à la figure 2.8, appelée figure de Chew-Frautschi. Ceci suggère que l'on puisse ajuster sur les données la paramétrisation:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \, t. \qquad (2.16)$$

Lorsque les processus de diffusion, caractérisés par l'échange de quadri-impulsion de carré négatif t, sont classés selon les nombres quantiques échangés dans le canal t, on constate que les données expérimentales s'alignent selon le prolongement des trajectoires définies pour les particules réelles (voir figure 2.8).

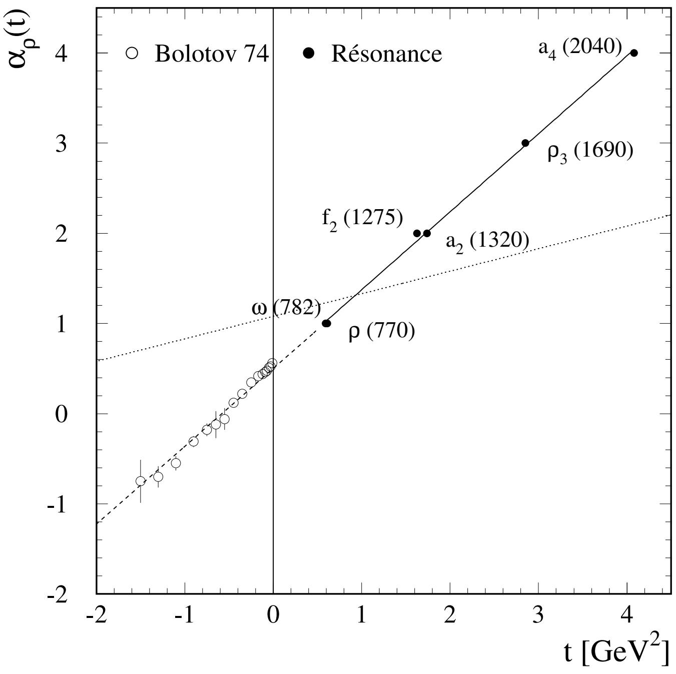

Figure 2.8: Graphique de Chew-Frautschi présentant deux trajectoires de Regge. Pour $t > 0$, le spin J est repris en fonction du carré de la masse pour les mésons $\rho(770)$, $\omega(782)$, $f_2(1270)$, $a_2(1320)$, $\rho_3(1690)$ et $a_4(1320)$ [6]. La ligne en traits pleins est le résultat d'un ajustement linéaire sur les résonances et est prolongée pour les valeurs négatives de t (ligne en traits discontinus). Pour $t < 0$, les points proviennent de l'analyse de la dépendance en s de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ pour l'interaction $\pi^- p \to \pi^0 n$ [17]. La ligne en traits pointillés représente la trajectoire du pomeron (avec $\alpha(0) = 1.08$ et $\alpha' = 0.25$ GeV^{-2}).

Ceci conduit à la notion de "trajectoires de Regge", formant une continuation analytique, dans le plan des variables complexes (J, t), des trajectoires de particules réelles.

Le modèle de Regge paramétrise la dépendance en l'énergie de la section efficace élastique aux petites valeurs de $|t|$ comme une loi de puissance où l'exposant est déterminé par la trajectoire échangée:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \propto e^{-b_0|t|} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(t)-1)} . \tag{2.17}$$

Le facteur d'échelle s_0 est généralement pris comme $s_0 = 1$ GeV^2.

En utilisant le théorème optique (équation 2.8), on trouve que la dépendance en l'énergie de la section efficace totale est déterminée par l'intercept de la trajectoire en $t = 0$:

$$\sigma_{tot} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{(\alpha(0)-1)} . \tag{2.18}$$

La trajectoire de Regge de la famille du méson ρ présentée à la figure 2.8, qui est celle possédant l'intercept le plus élevé parmi les familles de particules observées, a un intercept inférieur à 1. D'après l'équation 2.18, la section efficace totale due à l'échange de cette trajectoire diminue donc avec l'énergie. Toutefois les expériences d'interactions hadroniques à haute énergie montrent que, pour $\sqrt{s} \gtrsim 10$ GeV, la section efficace totale augmente légèrement avec l'énergie. Il a donc été nécessaire de postuler l'existence d'une trajectoire hypothétique [4] ayant un intercept légèrement supérieur à l'unité:

$$\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon \ , \qquad \epsilon \geq 0. \tag{2.19}$$

Cette nouvelle trajectoire, appelée trajectoire du pomeron, domine donc à haute énergie. Comme les sections efficaces totale et élastique sont reliées par le théorème optique, cette trajectoire gouverne également les interactions élastiques et le pomeron se voit attribuer les nombres quantiques: $PC = ++$, $I^G = 0^+$.

Les sections efficaces totales hadron-hadron et photon-hadron sont bien décrites par la contribution de deux trajectoires seulement: d'une part, l'échange de "reggeons" (famille des mésons ρ, ω, f_2, a_2), qui domine à basse énergie et d'autre part l'échange du pomeron, qui domine à haute énergie. Donnachie et Landshoff [19] ont en effet pu décrire ces sections efficaces avec la paramétrisation:

$$\sigma_{tot} = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta}, \tag{2.20}$$

où X et Y sont exprimés en mb et s en GeV^2. Le premier terme correspond à l'échange du pomeron et le second à celui des reggeons. Comme le pomeron possède les nombres quantiques du vide, son couplage à une particule A est le même qu'à l'antiparticule $\bar{A}$, c'est-à-dire que les coefficients X sont les mêmes pour $\sigma(AB)$ et pour $\sigma(\bar{A}B)$.

La paramétrisation 2.20 est ajustée aux mesures des sections efficaces totales d'interaction pp et $p\bar{p}$, les valeurs obtenues pour les paramètres étant:

$$\epsilon = 0.08, \qquad \eta = 0.45. \tag{2.21}$$

Cette paramétrisation décrit également les mesures des sections efficaces totales d'interaction $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ et γp (voir figure 2.2). Le coefficient X est le même pour les interactions proton-proton et proton-neutron. De plus, le rapport des coefficients X pour les interactions πp et pp est proche de la valeur 2/3. Ces observations sont en accord avec le modèle additif des quarks qui suppose que le pomeron se couple aux quarks de valence, indépendamment de leur saveur. Dans ce travail, nous nous référons à la valeur généralement utilisée $\epsilon = 0.08$, comme caractéristique des interactions "soft", permettant de décrire la dépendance en l'énergie de l'ensemble des sections efficaces totales hadron-hadron à haute énergie.

Notons cependant que récemment Cudell, Kang et Kim [20] ont proposé la paramétrisation:

$$\sigma_{AB} = X\ s^{\epsilon} + Y_1\ s^{-\eta_1} + Y_2\ s^{-\eta_2}, \tag{2.22}$$

$$\sigma_{\bar{A}B} = X\ s^{\epsilon} + Y_1\ s^{-\eta_1} - Y_2\ s^{-\eta_2}, \tag{2.23}$$

pour décrire l'évolution en l'énergie des sections efficaces totales, où le premier terme correspond à l'échange du pomeron, le deuxième terme correspond à l'échange de la trajectoire

---

[4] Aucune particule n'est observée sur la trajectoire du pomeron, excepté peut-être un candidat "glueball" (état résonant de gluons), observé par la collaboration WA91 [18].

des mésons ρ et ω et le troisième terme à celui de la trajectoire des mésons a_2 et f_2. Cette paramétrisation est ajustée aux données des expériences portant sur les interactions $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, γp et $\gamma\gamma$ [6]. La valeur obtenue pour le paramètre ϵ est 0.10. Les auteurs estiment les erreurs théoriques sur l'ajustement à 0.02 environ, l'intercept "soft" pouvant varier de 0.07 à 0.11.

La valeur du paramètre $\alpha'_{I\!P}$ est extraite des mesures des sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ dans le cas des diffusions élastiques pp et $p\bar{p}$ à haute énergie [21]. La valeur obtenue est $\alpha'_{I\!P} = 0.25$ GeV^{-2}. La trajectoire du pomeron s'écrit alors:

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1.08 + 0.25\ t, \tag{2.24}$$

t étant exprimé en GeV^2.

La valeur $\alpha' > 0$ de la trajectoire du pomeron permet d'expliquer le phénomène de "shrinkage", c'est-à-dire le fait que la pente en t augmente avec l'énergie disponible dans le centre de masse. En effet, à partir des équations 2.16 et 2.17, la section efficace différentielle peut s'écrire:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2(\alpha(0)-1)} e^{-b(s)|t|} \tag{2.25}$$

avec la pente b:

$$b(s) = b_0 + 2\alpha' \ln\frac{s}{s_0}. \tag{2.26}$$

La dépendance en l'énergie de la pente b est une caractéristique du modèle de Regge.

Intégrant sur t, nous obtenons la dépendance en l'énergie de la section efficace élastique:

$$\sigma_{el} \propto \frac{s^{2\epsilon}}{b(s)}. \tag{2.27}$$

Notons que le modèle de Regge est compliqué (et que son pouvoir prédictif est affaibli) par la nécessité de considérer l'échange de plusieurs pomerons et la contribution des diagrammes avec interaction entre les pomerons échangés.

2.2.3 Approche partonique et chromodynamique quantique

A la fin des années 1980, l'expérience UA8 observe dans les interactions diffractives de diffusion $p\bar{p}$ la production de jets de particules caractérisés par une grande valeur de l'impulsion transverse par rapport à l'axe des faisceaux [23]. Cette observation renforce l'hypothèse selon laquelle le pomeron possèderait une structure partonique, c'est-à-dire serait composé de quarks et de gluons qui sont sujets à interagir de manière "dure", avancée notamment par Ingelman et Schlein [24].

A partir de 1992, les expériences ZEUS et H1, auprès du collisionneur électron-proton HERA, observent la présence d'événements possédant un grand saut en pseudo-rapidité [5] [25,

---

[5] La pseudo-rapidité η d'une particule est définie par la relation $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$, où θ est l'angle polaire de la particule.

26]. Ces événements sont caractérisés par l'absence d'activité dans la partie avant du détecteur, c'est-à-dire dans la direction correspondant au proton diffusé. Cette topologie diffère de celle des événements de diffusion profondément inélastique où une chaîne de couleur relie les débris du proton au quark diffusé, menant à l'émission de particules dans toute la région concernée du détecteur (voir figure 2.7a). Les événements avec un grand saut en pseudo-rapidité contribuent de 8 à 10 % à la section efficace totale et leur distribution en Q^2 est semblable à celle de l'ensemble des événements profondément inélastiques (contribution "leading twist" à la section efficace). Ils sont attribués à des interactions diffractives. En effet, comme il n'y a pas d'échange de couleur dans une interaction diffractive (le pomeron portant les nombres quantiques du vide), les objets produits dans l'interaction se fragmentent indépendamment, selon le schéma de la figure 2.7b.

En plus des expériences H1 et ZEUS, les interactions diffractives sont également étudiées au collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron à Fermilab.

Avec le développement de la chromodynamique quantique (QCD) comme théorie microscopique des interactions fortes, des modèles ont été proposés afin de comprendre les interactions diffractives dans ce contexte.

Dans la suite de cette section (voir aussi [27]), nous présentons les mesures des sections efficaces diffractives inclusives réalisées à HERA. Nous décrivons ensuite deux approches permettant de comprendre les interactions diffractives en termes partoniques: l'approche de la fonction de structure du pomeron et l'approche des fluctuations du photon en un système partonique. Finalement, nous utilisons ces deux approches pour décrire les études inclusives et semi-inclusives de l'état final des interactions diffractives à HERA.

2.2.3.1 Fonction de structure F_2^D

Beaucoup d'efforts sont accomplis à HERA pour mesurer avec précision la section efficace inclusive de production diffractive. Pour ce type d'interactions, l'état final hadronique (système $\gamma^{(*)}p$) est divisé en deux sous-systèmes de masses plus petites, le système X (de masse M_X) venant de la dissociation du photon et le système Y (de masse M_Y) venant de la dissociation du proton (voir figure 2.9). Ces deux systèmes sont séparés par un saut en pseudo-rapidité significativement plus grand que celui provenant habituellement de la fluctuation de la densité de particules lors du processus d'hadronisation dans les interactions non-diffractives. L'échange est donc attribué à un objet singlet de couleur, reggeon ou pomeron.

Dans le cas où le proton dans l'état final reste intact, $ep \to eXp$, l'interaction est définie par les grandeurs Q^2, t, β et $x_{I\!P}$ (ainsi que par l'angle entre les plans de diffusion de l'électron et du proton, qui n'est généralement pas mesuré). Les variables $x_{I\!P}$ et β sont définies par:

$$x_{I\!P} \simeq \frac{Q^2 + M_X^2}{Q^2 + W^2}, \qquad \beta \simeq \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2}. \tag{2.28}$$

Dans un référentiel où le proton est en mouvement rapide, la variable $x_{I\!P}$ représente la fraction d'impulsion du proton portée par l'objet échangé (reggeon ou pomeron), β étant la fraction de l'impulsion échangée portée par le quark sondé par le photon. La cinématique impose que, à haute énergie, un saut en pseudo-rapidité soit créé entre le système X et le proton diffusé pour $x_{I\!P} \ll 1$, c'est-à-dire pour $M_X \ll W$.

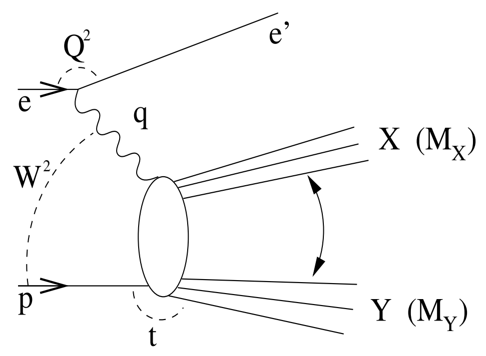

Figure 2.9: Représentation schématique de la réaction inclusive $ep \to eXY$.

Par analogie avec les interactions de diffusion profondément inélastique non diffractives, et après intégration sur la variable t, la fonction de structure diffractive $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta)$ est définie par la relation:

$$\frac{d^3\sigma(ep \to eXp)}{dQ^2 dx_{I\!P} d\beta} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R_D)}\right) F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta), \qquad (2.29)$$

où y est la variable d'échelle $y \simeq W^2/s$ et R_D est le rapport des sections efficaces diffractives longitudinale et transverse [6].

Des méthodes différentes, que nous ne détaillons pas ici, sont utilisées par les collaborations H1 [28, 29] et ZEUS [30, 31] pour mesurer les fonctions de structure diffractives.

L'expérience H1 utilise pour décrire les données une paramétrisation inspirée du modèle de Regge [29]:

$$\begin{aligned} F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta) &= \Phi^{I\!P}(x_{I\!P})\, F_2^{I\!P}(Q^2, \beta) + \Phi^{I\!R}(x_{I\!P})\, F_2^{I\!R}(Q^2, \beta) + \text{interf.} \\ &= x_{I\!P}^{2\,\langle\alpha_{I\!P}\rangle - 1}\, F_2^{I\!P}(Q^2, \beta) + x_{I\!P}^{2\,\langle\alpha_{I\!R}\rangle - 1}\, F_2^{I\!R}(Q^2, \beta) + \text{interf.} \qquad (2.30) \end{aligned}$$

Si la factorisation en la variable $x_{I\!P}$ est valable, les facteurs $\Phi^{I\!P}(x_{I\!P})$ et $\Phi^{I\!R}(x_{I\!P})$ peuvent être interprétés comme décrivant respectivement les flux effectifs du pomeron et des reggeons dans le proton, $F_2^{I\!P}(Q^2, \beta)$ et $F_2^{I\!R}(Q^2, \beta)$ décrivant leurs fonctions de structure respectives [7]. Après ajustement de la paramétrisation 2.30 aux données [8], la valeur obtenue pour l'intercept du pomeron est $\alpha_{I\!P}(0) = 1.20 \pm 0.04$, sans dépendance en β ou en Q^2 dans le domaine $0.4 < Q^2 < 75$ GeV^2, l'expérience ZEUS obtenant des résultats comparables [31]. Cette valeur est significativement plus grande que celle mesurée dans le cas des interactions hadron-hadron ($\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$, voir relation 2.21). Elle est également supérieure à la valeur obtenue lors de l'analyse des interactions diffractives en photoproduction par l'expérience H1: $\alpha_{I\!P}(0) = 1.07 \pm 0.05$ [33] et par l'expérience ZEUS: $\alpha_{I\!P}(0) = 1.12 \pm 0.09$ [34]. Notons qu'une valeur supérieure à la valeur "soft" est observée pour des valeurs modestes de Q^2 par la

---

[6] La grandeur R_D n'étant pas encore mesurée, sa valeur est généralement prise égale à zéro. Cette approximation influence peu les résultats pour la mesure de la fonction de structure diffractive $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta)$ dans le domaine en y accessible à HERA.

[7] La factorisation a été prouvée à la référence [32] pour les processus profondément inélastiques diffractifs.

[8] Le terme d'interférence entre les échanges du pomeron et des reggeons de l'équation 2.30 n'est pas connu. Cependant, le résultat de l'ajustement aux données est insensible à la valeur de l'interférence utilisée.

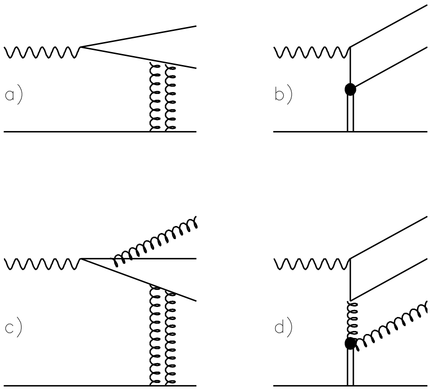

Figure 2.10: Interaction diffractive photon-proton: a,c) vue dans le référentiel au repos du proton: le photon fluctue en une paire $q\bar{q}$ (a) ou en un état de Fock $q\bar{q}g$ (c), qui par la suite interagit de manière diffractive avec le proton (le pomeron étant modélisé ici comme un système de deux gluons); b,d) vue dans un référentiel où le proton est en mouvement rapide, le pomeron étant modélisé comme un système $q\bar{q}$, avec un couplage photon−quark (b), ou comme un système gg, avec un couplage photon-quark-gluon (d).

collaboration H1 [35] [9]. Ceci est à mettre en parallèle avec l'observation du changement de comportement de la fonction de structure F_2 avec l'énergie, visible déjà aux petites valeurs de Q^2 (voir figure 2.3).

2.2.3.2 Description partonique

Les interactions diffractives formant une composante fondamentale des interactions hadron-hadron, leur compréhension en terme de partons est un défi pour la théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique. Cette compréhension peut s'envisager selon deux approches différentes: celle de la fonction de structure du pomeron et celle des fluctuations hadroniques du photon. Ces deux approches correspondent à un choix différent du référentiel de l'observateur [10].

L'approche de la fonction de structure du pomeron est obtenue en se plaçant dans un référentiel où le proton est en mouvement rapide. Le pomeron est alors vu comme un objet, singlet de couleur, émis par le proton (figures 2.10b,d). Le photon sonde la structure partonique du pomeron et les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi peuvent être utilisées pour décrire l'évolution en Q^2 de la fonction de structure du pomeron.

La figure 2.11 présente les résultats de la collaboration H1 pour la mesure du produit $x_{I\!P}\ F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta)$ (extrapolé en $x_{I\!P} = 0.003$) en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de β [29]. Nous observons une violation de l'invariance d'échelle: pour les petites valeurs de β, la fonction de structure diffractive augmente avec Q^2, cette augmentation étant moins forte

---

[9] Une contribution du pomeron "dur" pour des valeurs modestes de Q^2 a été proposée [7].

[10] Dans un calcul semi-classique, Hebecker [36] a montré que ces deux approches sont équivalentes dans le cas de l'émission d'un gluon "soft" par la paire $q\bar{q}$ issue du photon (état de Fock $q\bar{q}g$).

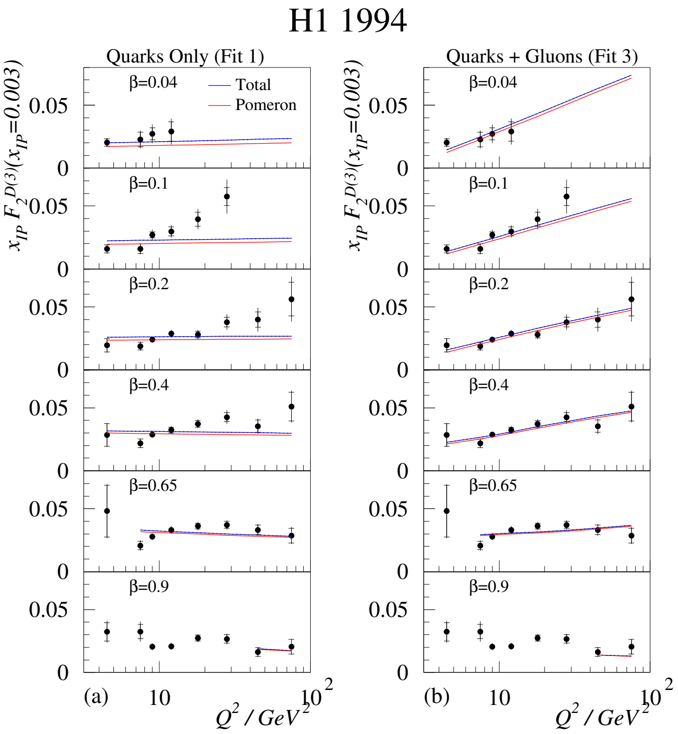

Figure 2.11: Mesures de $x_{I\!P}$ $F_2^{D(3)}(Q^2, x_{I\!P}, \beta)$, extrapolées pour $x_{I\!P} = 0.003$, en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de β, obtenues par la collaboration H1 [28]. Les courbes superposées aux données représentent les résultats de l'ajustement des équations d'Altarelli-Parisi obtenus en utilisant à l'échelle de départ de l'évolution ($Q_0^2 = 3$ GeV^2) soit une contribution uniquement quarkonique (a), soit une contribution quarkonique et gluonique (b).

pour les grandes valeurs de β [11]. Les équations d'Altarelli-Parisi sont ajustées aux données pour les deux contributions de l'équation 2.30. La contribution du reggeon est paramétrisée en utilisant la fonction de structure du pion, et deux cas différents sont considérés pour la fonction de structure du pomeron. Dans le premier cas, seuls les quarks contribuent à l'échelle de départ de l'évolution $Q_0^2 = 3$ GeV^2 ("fit 1"), donnant une description médiocre des données ($\chi^2/ndf = 314/159$, courbes de la figure 2.11a). Dans le second cas, les gluons contribuent également à l'échelle $Q_0^2 = 3$ GeV^2 ("fit 3"), donnant une bonne description des données ($\chi^2/ndf = 176/154$, courbes de la figure 2.11b). Les distributions de partons du pomeron correspondant au meilleur ajustement obtenu ("fit 3") peuvent alors être extraites. La composition partonique du pomeron est dominée à $\gtrsim 80$ % par les gluons pour le domaine en Q^2 considéré. La collaboration ZEUS a effectué des études similaires en incluant également dans les ajustements les données de photoproduction diffractive de jets de particules, et trouve également que les gluons dominent la structure partonique du pomeron [37].

Ces études ont l'avantage de donner une bonne description des mesures expérimentales

---

[11] Notons que la dépendance en Q^2 de la fonction de structure diffractive observée aux grandes valeurs de β est différente de celle de la fonction de structure du proton $F_2(Q^2, x)$. En effet, aux grandes valeurs de la variable de Bjorken $x \gtrsim 0.2$, la fonction de structure du proton diminue quand Q^2 augmente. On observe par contre la dépendance inverse en Q^2 de la fonction de structure diffractive, même à des valeurs de $\beta \simeq 0.65$.

en utilisant des hypothèses simples, dont les résultats peuvent être facilement implémentés dans un programme de simulation par Monte-Carlo. Ceci permet par la suite de tester les hypothèses faites, en effectuant des analyses inclusives ou semi-inclusives de l'état final hadronique des interactions diffractives (voir section 2.2.3.3).

La seconde approche consiste à se placer dans le référentiel du proton au repos. A haute énergie, le photon fluctue en un système partonique ($q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, etc.) bien avant son interaction avec le proton (figures 2.10a,c). Ce système est en mouvement rapide et les états de Fock correspondant apparaissent donc comme “gelés” pendant l'interaction dure. La section efficace diffractive est calculée comme la convolution de trois facteurs correspondant respectivement à la structure partonique du photon, à l'interaction diffractive entre cette fluctuation et le proton et finalement à la recombinaison des partons dans l'état final et à l'hadronisation:

$$\sigma(\gamma p \to XY) = \sum_{q\bar{q},q\bar{q}g,...} \int d^2b_T \; \Psi(\gamma \to q\bar{q},...) \; \sigma(q\bar{q},...+p \to q\bar{q},...+p) \; \Psi(q\bar{q},... \to hadrons). \tag{2.31}$$

Ces calculs sont généralement effectués dans l'espace du paramètre d'impact (b_T), et seuls les premiers états de Fock ($q\bar{q}$, $q\bar{q}g$) sont considérés. Le pomeron est paramétrisé comme un système de deux gluons ou une échelle de Lipatov, de sorte que le système soit neutre de couleur et de saveur. Nous reviendrons à cette approche à la section 2.3.2 dans le cas particulier de la production diffractive de mésons vecteurs.

Notons finalement que la présence d'événements possédant un grand saut en pseudo-rapidité peut s'expliquer également sans faire référence au concept de diffraction ou d'échange de pomeron. Dans ce cas, comme pour les interactions profondément inélastiques, un quark est éjecté du proton par le photon. La propagation de ce quark dans le champ de couleur du proton est accompagnée par la radiation de gluons “soft”. Celle-ci modifie les propriétés de couleur du système de l'état final, menant pour une fraction des événements à la neutralisation de couleur, c'est-à-dire à la formation de deux systèmes neutres de couleur séparés par un saut en pseudo-rapidité [38, 39].

2.2.3.3 Etudes de l'état final

Les collaborations H1 et ZEUS ont mené de nombreuses études sur les caractéristiques inclusives et semi-inclusives de l'état final des interactions diffractives. Ces études permettent d'une part de comparer, indépendamment des modèles, les caractéristiques des événements diffractifs avec ceux d'autres processus et d'autre part de confronter aux données les modèles implémentés dans les simulations par Monte-Carlo.

Pour les interactions avec saut en pseudo-rapidité, trois types différents de modèles ont été implémentés dans des simulations par Monte-Carlo et sont repris sous les noms de RAPGAP [40], POMPYT [41] et LEPTO [39]. Le programme RAPGAP est basé sur l'idée d'un flux de pomeron factorisable et utilise les distributions de partons dans le pomeron qui évoluent selon les équations d'Altarelli-Parisi, une fois leurs distributions données à l'échelle de départ Q_0. Les prédictions de RAPGAP sont utilisées pour tester la sensibilité des caractéristiques de l'état final aux distributions de partons obtenues à l'échelle Q_0 par les ajustements sur les sections efficaces diffractives totales (voir section 2.2.3.1). La simulation

POMPYT décrit les interactions diffractives en photoproduction par échange du pomeron. La simulation LEPTO 5.1 implémente le concept de radiation de gluons "soft" dans le cadre du modèle de fragmentation de Lund. Comparé à la simulation décrivant les interactions profondément inélastiques non-diffractives, le seul paramètre ajustable dans LEPTO 5.1 est la quantité de radiation de gluons "soft".

Pour les interactions diffractives, deux topologies principales peuvent être distinguées au niveau des partons: les états finals à deux et à trois corps. Les deux schémas du haut de la figure 2.10 correspondent à un état final à deux corps $q\bar{q}$ et se caractérisent par une structure en deux jets de particules du système X alignés selon l'axe photon-pomeron. En effet, les fluctuations du photon en une paire $q\bar{q}$ possédant de grandes impulsions transverses (figure 2.10a) sont défavorisées à cause des effets de transparence de couleur [12]. Par contre, les deux schémas du bas de la figure 2.10 correspondent à un état final à trois corps $q\bar{q}g$, caractérisé par une interaction octet-octet de couleur. En effet, pour le schéma 2.10c la paire $q\bar{q}$ et le gluon "soft" sont des octets de couleur. Il en est de même pour le schéma 2.10d, entre la paire $q\bar{q}$ et les débris du pomeron. L'interaction octet-octet entre les hémisphères avant et arrière induit une activité plus importante (flux d'énergie, multiplicité de particules) dans la région centrale, comparé aux interactions de couleur triplet-triplet des diagrammes 2.10a,b supposées ressembler davantage aux interactions e^+e^-.

Les analyses inclusives de l'état final hadronique des interactions diffractives effectuées par les collaborations H1 [42] et ZEUS [43] comprennent l'étude de la topologie de l'état final, les distributions en impulsion transverse des particules chargées, ainsi que des études de la multiplicité et de la répartition du flux d'énergie. Des études semi-inclusives de l'état final hadronique des interactions diffractives sont également menées par les collaborations H1 [44] et ZEUS [45], comprenant l'étude des événements avec un ou plusieurs jets de particules de grande impulsion transverse par rapport à l'axe des faisceaux, ainsi que l'étude des interactions diffractives avec production de particules charmées dans l'état final.

L'ensemble de ces analyses aboutit à des conclusions concordantes concernant la structure partonique du pomeron. En effet, comparées aux interactions e^+e^-, les interactions diffractives se caractérisent par des valeurs plus grandes du "thrust" [13] moyen, un flux d'énergie et une multiplicité de particules chargées plus importants dans la partie centrale, ainsi que par une corrélation plus forte entre les hémisphères avant et arrière. Ces différences sont attribuées à une radiation de partons plus importante pour les interactions diffractives que pour les interactions e^+e^-. Ceci suggère que les interactions diffractives procèdent selon la configuration octet-octet contrairement à la configuration triplet-triplet des interactions e^+e^-. L'importance du rôle des gluons dans les interactions diffractives est confirmée par la comparaison des données avec les prédictions de la simulation RAPGAP. En effet, l'ensemble des caractéristiques des données est bien reproduit par la simulation RAPGAP lorsque la

---

[12] La fluctuation du photon en une paire $q\bar{q}$ de grandes impulsions transverses correspond, par le principe d'incertitude, à une topologie où la distance transverse entre les quarks est petite. Ceux-ci s'écrantent alors mutuellement, formant un système neutre de couleur lors de son interaction avec le proton, et la section efficace de cette topologie est faible.
La présence d'une divergence colinéaire pour des quarks de masse nulle contribue également à expliquer la dominance des configurations longitudinales.

[13] Dans le système du centre de masse d'un ensemble X de N particules, la valeur maximale de la variable "thrust", $T = 1$, est obtenue dans le cas d'une configuration colinéaire des particules du système X, et la valeur minimale $T = 0.5$ est obtenue pour une configuration isotropique des particules du système X (avec $N \to \infty$).

fonction de structure du pomeron est dominée par des gluons, en accord avec les résultats des ajustements sur les mesures des sections efficaces totales diffractives, alors que ces caractéristiques sont mal reproduites dans le cas du pomeron modélisé, à l'échelle de départ, comme un système $q\bar{q}$.

Il faut noter que les caractéristiques de l'état final hadronique sont également bien décrites par la simulation LEPTO. Ceci est en accord avec le rôle important joué par les gluons pour les événements avec un grand saut en pseudo-rapidité, puisque sont implémentées dans la simulation les fonctions de distribution de partons dans le proton, qui possèdent une contribution importante des gluons à petit x.

2.3 Modèles de la production diffractive de mésons vecteurs

Cette section présente une description générale des modèles de la production diffractive de mésons vecteurs. Nous introduisons d'abord le modèle de la dominance mésovectorielle. Nous introduisons ensuite les modèles basés sur la théorie des interactions fortes QCD et insistons sur ceux de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47] et d'Ivanov et Kirschner [48], dont les prédictions seront comparées par la suite à nos résultats.

2.3.1 Analogie photon-hadron et dominance mésovectorielle

On observe expérimentalement (voir par exemple [49]) plusieurs analogies entre les interactions photon-hadron et les interactions hadron-hadron:

- le comportement de la section efficace photon-nucléon est similaire à celui de la section efficace hadron-nucléon: formation de résonances à basse énergie et, au-dessus de quelques GeV, section efficace presque constante en s. Cependant la section efficace photon-nucléon est inférieure d'un facteur α (constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi$) à celle des processus hadron-nucléon;

- comme pour la section efficace hadron-nucléon, on observe pour les interactions photon-hadron une contribution diffractive importante: la production de mésons ρ et aussi ω et ϕ;

- les sections efficaces de diffusion γp et γn sont très semblables. En première approximation, l'interaction ne dépend donc pas de la charge de la particule cible;

- comme pour les interactions hadron-noyau, des phénomènes de "shadowing" [14] sont observés dans le cas des interactions de photons sur noyaux.

Ces observations ont conduit à décrire le photon physique, tel qu'il se manifeste dans les interactions avec la matière, comme une superposition d'états hadroniques [15] possédant les

---

[14] Dans les interactions hadron-noyau, en raison de la grande section efficace d'interaction, les nucléons disposés sur la surface du noyau exposée au faisceau de hadrons absorbent la plus grande partie de l'onde incidente, projetant ainsi une "ombre" sur les nucléons situés à l'intérieur du noyau. La section efficace totale d'interaction sur noyau complexe est donc plus faible que la somme des sections efficaces d'interaction sur tous les nucléons.

[15] On néglige la composante électronique car elle connaît une section efficace plus faible d'un facteur α que la composante hadronique.

mêmes nombres quantiques que lui: $J^{PC} = 1^{--}$ (Q=B=S=0) [49, 50] ce qui, d'un point de vue quantique, implique a priori la possibilité d'un mélange. Le photon physique $\mid \widehat{\gamma} >$ peut être modélisé au premier ordre comme la somme d'une composante "nue" $\mid \gamma >$ et d'une composante hadronique $\mid h >$:

$$\mid \widehat{\gamma} > = \mid \gamma > + \sqrt{\alpha} \mid h > . \tag{2.32}$$

Dans le modèle à dominance mésovectorielle (VDM) ne sont considérées, parmi les fluctuations hadroniques du photon, que celles correspondant aux mésons vecteurs les plus légers: les mésons $\rho(770)$, $\omega(783)$ et $\phi(1020)$, regroupés sous le symbole V. Dans ce modèle, le courant électromagnétique est identifié à une superposition de champs:

$$J_\mu^{em} = \sum_V \frac{m_V^2}{f_V} V_\mu, \tag{2.33}$$

où la sommation porte sur les mésons vecteurs V, identifiés au champ V_μ, de masse m_V, f_V étant la constante de couplage au photon, mesurée dans les désintégrations purement leptoniques du méson V de largeur Γ_V:

$$\Gamma_V(V \to e^+e^-) = \frac{4\pi}{3}\alpha^2 \frac{m_V}{f_V^2}. \tag{2.34}$$

Le modèle fait l'hypothèse que les amplitudes de diffusion impliquant un photon (réel ou virtuel) $\gamma N \to X$ sont égales aux amplitudes correspondantes pour les mésons vecteurs réels: $VN \to X$, à un propagateur près. Dès lors, l'amplitude d'interaction entre un photon (réel ou virtuel) et un hadron A peut s'écrire comme combinaison linéaire des amplitudes correspondantes pour les mésons vecteurs, chacune étant multipliée par son propagateur:

$$T_{\gamma A \to B}(Q^2, s, t) = \sum_V \frac{e}{f_V} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right) T_{VA \to B}(s, t), \tag{2.35}$$

où Q^2 est l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon. A une énergie de quelque GeV et $Q^2 \simeq 0$, les trois mésons vecteurs les plus légers (ρ, ω et ϕ) rendent compte de l'ordre de 80 % de la composante hadronique du photon.

Dans ce modèle, le rapport des sections efficaces de production de mésons vecteurs par des photons longitudinaux et transverses, $R = \sigma_L/\sigma_T$, est proportionnel à Q^2:

$$R = \frac{\xi Q^2}{m_V^2} \tag{2.36}$$

(pour les événements de photoproduction ($Q^2 = 0$), les photons sont purement transverses et la section efficace longitudinale σ_L est nulle, ainsi que R). Le paramètre ξ est un paramètre libre de la théorie, à déterminer par l'expérience.

2.3.1.1 Dominance mésovectorielle et production de mésons ρ

Le modèle à dominance mésovectorielle a été appliqué par Donnachie et Landshoff au cas particulier de la production diffractive de mésons ρ [51]. A HERA ($ep \to ep\rho$), pour le cas de la photoproduction ($Q^2 \simeq 0$), leur approche est essentiellement dépourvue de paramètres libres. L'interaction avec le proton est décrite par l'échange d'un pomeron "soft", d'intercept $\alpha_{I\!P}(0) = 1.08$. La formule 2.35 (avec $Q^2 \simeq 0$) du modèle VDM donne, avec l'équation 2.9, pour la section efficace à l'avant:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0} = \frac{e^2}{f_\rho^2}\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0}(\rho p \to \rho p) = \frac{1}{16\pi}\frac{e^2}{f_\rho^2}\left(1+\alpha^2\right)\sigma_{tot}^2. \tag{2.37}$$

Suivant le modèle additif des quarks, l'amplitude $\rho p \to \rho p$ est estimée en prenant la moyenne des amplitudes de production $\pi^+ p \to \pi^+ p$ et $\pi^- p \to \pi^- p$. En utilisant les résultats des ajustements de l'équation 2.20 sur les sections efficaces totales $\pi^- p$ et $\pi^+ p$, la section efficace totale pour la diffusion ρp est, en millibarns:

$$\sigma_T(\rho p) = 13.6\ s^{0.08} + 31.8\ s^{-0.45}. \tag{2.38}$$

La dépendance en l'énergie du modèle décrit assez bien les données de photoproduction de mésons ρ, bien que la normalisation prédite soit trop haute d'environ 20 %.

2.3.1.2 GVDM et le modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow

Le modèle à dominance mésovectorielle a été généralisé pour inclure les résonances plus massives $\rho(1600)$, J/ψ, Υ, ... et par extension, l'ensemble du spectre de masse des mésons vecteurs ("Generalised Vector Meson Dominance", GVDM) [52].

Ce modèle a été utilisé récemment par Schildknecht, Schuler et Surrow [53] afin de décrire la section efficace de production de mésons ρ et ϕ. Les auteurs considèrent une somme continue sur le spectre de masse, entraînant des interférences destructives entre états voisins. Ceci a pour conséquence de modifier la valeur de la masse m_V dans l'équation 2.35, avec l'apparition de masses effectives longitudinale et transverse: $m_T, m_L < m_V$.

Schildknecht, Schuler et Surrow proposent pour l'amplitude de production de mésons ρ:

$$A_T[\gamma^* p \to \rho p](W^2, Q^2, t=0) = m_T^2 \int_{m_T^2} \frac{dm^2}{(Q^2 \ + m^2)^2} A[\gamma p \to \rho p](W^2, t=0), \tag{2.39}$$

$$A_L[\gamma^* p \to \rho p](W^2, Q^2, t=0) = \xi m_L^2 \int_{m_L^2} \sqrt{\frac{Q^2}{m^2}} \frac{dm^2}{(Q^2 \ + m^2)^2} A[\gamma p \to \rho p](W^2, t=0). \tag{2.40}$$

Ces formules sont valables à haute énergie et pour $t = 0$. Le modèle prédit la dépendance en Q^2 des sections efficaces longitudinale et transverse, et donc celle du rapport R. Celui-ci tend vers une valeur constante aux grandes valeurs de Q^2:

$$R(W^2, Q^2) \to \frac{\pi^2}{4}\xi^2 \frac{m_L^4}{m_T^4} \quad \text{pour } Q^2 \to \infty. \tag{2.41}$$

Ce résultat est en constraste avec la dépendance linéaire en Q^2 pour le rapport R de la prédiction 2.36. Le modèle possède quatre paramètres libres: les masses effectives m_T et m_L, le paramètre ξ et la section efficace de photoproduction (à $Q^2 = 0$) $\sigma(W^2)$ $[\gamma p \to \rho p]$.

Après ajustement de la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ et du rapport R sur les données de l'expérience ZEUS, les paramètres obtenus sont:

$$\xi = 1.06, \quad m_T^2 = 0.68\ m_\rho^2, \quad m_L^2 = 0.71\ m_\rho^2, \quad \sigma\ [\gamma p \to \rho p] = 11\ \mu b. \tag{2.42}$$

Ces paramètres mènent à la prédiction $R \rightarrow 2.5$ pour $Q^2 \rightarrow \infty$, qui est un peu basse comparée aux données (voir par exemple [2]). En fait, les données de la collaboration ZEUS contraignent peu les paramètres 2.42 lors de l'ajustement. Une autre possibilité est de fixer $\xi = 1$, $m_L^2 = 1.5\ m_T^2$ (correspondant à $R \rightarrow 5.5$ pour $Q^2 \rightarrow \infty$), et de procéder à un ajustement à deux paramètres libres. Les valeurs obtenues sont:

$$m_T^2 = 0.62\ m_\rho^2, \quad \sigma\ [\gamma p \rightarrow \rho p] = 11\ \mu b, \qquad (\xi = 1.0, \quad m_L^2 = 1.5\ m_T^2). \tag{2.43}$$

Les valeurs du rapport χ^2/nombre de degrés de liberté des ajustements 2.42 et 2.43 sont semblables.

Les prédictions du modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow sont comparées aux résultats de notre travail pour la dépendance en Q^2 du rapport R (voir section 7.6.3) et pour la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ (voir section 8.3).

2.3.2 Modèles basés sur la chromodynamique quantique

Dans cette section, nous reprenons les idées importantes et les approximations qui sont à la base de la description de la production diffractive de mésons vecteurs par la théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique (QCD). Celle-ci est une théorie de gauge avec liberté asymptotique: la constante de couplage des interactions fortes $\alpha_s(Q^2)$ est asymptotiquement nulle aux grandes valeurs de Q^2, c'est-à-dire aux petites distances $\lambda \propto 1/Q$.

Afin de pouvoir utiliser la technique du développement perturbatif en puissances de α_s pour résoudre les équations de la théorie QCD, il est nécessaire de posséder une échelle "dure". Il est concevable de calculer la production de mésons vecteurs dans une approche perturbative de la théorie QCD dans les cas suivants [16]: le domaine cinématique des grandes valeurs de Q^2, des grandes valeurs de $|t|$ ou encore des grandes valeurs de la masse des quarks constituant le méson vecteur; Q^2, t ou m_V définit l'échelle de l'interaction.

Toutefois l'interaction $ep \rightarrow ep\rho$ fait intervenir des hadrons: les protons incident et diffusé et le méson vecteur dans l'état final. La description de tels états liés de quarks et de gluons est non-perturbative, c'est-à-dire n'est pas calculable par un développement en série, et doit être décrite par une approche phénoménologique.

Il est donc nécessaire de séparer la physique à petite distance (interaction "dure" qui peut être décrite perturbativement) de celle à grande distance (interaction "soft" qui ne peut être calculée perturbativement). Ceci est possible grâce à l'utilisation du théorème de factorisation démontré par Collins, Frankfurt et Strikman [59]. On peut en effet montrer que, aux grandes valeurs de Q^2 et en négligeant la masse des quarks, les sections efficaces diffractives s'écrivent comme une convolution en z (la fraction d'impulsion longitudinale) d'une fonction de structure, d'un coeffficent "dur" et d'une fonction d'onde du méson vecteur. Le théorème est vrai quelle que soit la masse du méson vecteur. Les fonctions de structure sont non-diagonales (pour t non nul) et tendent vers le carré de la densité des gluons $(xg(x))^2$ dans le cas longitudinal.

---

[16] Notons que différentes idées ont été avancées afin de décrire la production de mésons vecteurs dans un cadre non-perturbatif de la théorie QCD; elles sont reprises aux références [54, 55, 56, 57, 58].

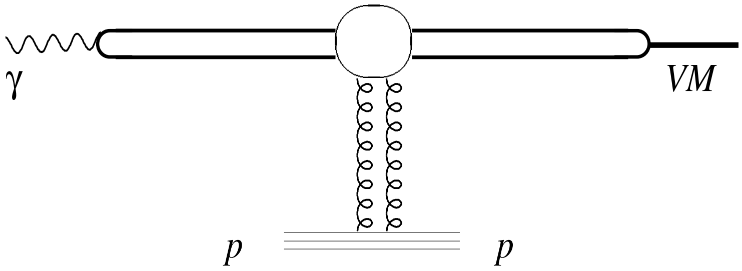

Figure 2.12: Visualisation de la production d'un méson vecteur, dans le référentiel du proton au repos. A haute énergie, il y a factorisation: le photon fluctue en une paire $q\bar{q}$ bien avant son interaction avec le proton, caractérisée par un temps très court, et le système partonique se recombine en un méson vecteur bien après son interaction avec le proton.

Dans le référentiel du proton au repos, la production diffractive de mésons vecteurs peut être décrite selon la séquence temporelle suivante: le photon virtuel fluctue en un système partonique dont l'état le plus simple est une paire $q\bar{q}$ formant un dipôle, sur une distance l_c donnée par le principe d'incertitude:

$$l_c = \frac{1}{E_V - \nu} = \frac{E_V + \nu}{E_V^2 - \nu^2} \simeq \frac{2\nu}{m_V^2 + Q^2} \simeq \frac{1}{m_N x} \tag{2.44}$$

pour $Q^2 \gg m_V^2$, E_V et ν étant respectivement les énergies du méson vecteur et du photon, m_N la masse du nucléon cible et x la variable de Bjorken. A haute énergie (petites valeurs de x), la distance l_c est beaucoup plus grande que la taille caractéristique du nucléon cible. L'interaction entre le système partonique issu du photon et le proton a alors lieu sur une échelle de temps court, caractéristique des interactions dures. Enfin, le système partonique diffusé se recombine en un méson vecteur, bien après son interaction avec le proton sur une échelle de temps caractéristique des processus d'hadronisation "soft", compte tenu de la dilatation relativiste du temps.

Les physiques à grande et petite distances sont alors séparées et le calcul de l'amplitude de la production de mésons vecteurs peut être factorisé (voir figure 2.12). Pour les trois processus sont utilisées respectivement: la fonction d'onde ψ^γ donnant l'amplitude de la fluctuation du photon en un système partonique, typiquement une paire $q\bar{q}$, l'amplitude T de diffusion de la paire $q\bar{q}$ sur la cible, et la fonction d'onde ψ^V donnant l'amplitude pour la paire $q\bar{q}$ de former un méson vecteur:

$$\mathcal{M} \propto \psi^\gamma(q\bar{q}) \otimes T(q\bar{q} + p) \otimes \psi^V(q\bar{q}). \tag{2.45}$$

L'amplitude T de diffusion de la paire $q\bar{q}$ sur la cible peut être décrite par un développement perturbatif de la théorie QCD, et l'échange singlet de couleur est généralement modélisé par deux gluons ou une échelle de Lipatov. L'amplitude obtenue est supposée proportionnelle au carré de la densité de gluons diagonale c'est-à-dire $(xg(x))^2$. Deux difficultés importantes affectent cependant le calcul: d'une part, déterminer l'échelle à laquelle la densité des gluons est sondée, d'autre part, prendre en compte le fait que la transition est non diagonale en x. Ceci mène à des incertitudes importantes sur les prédictions. Notons que la production

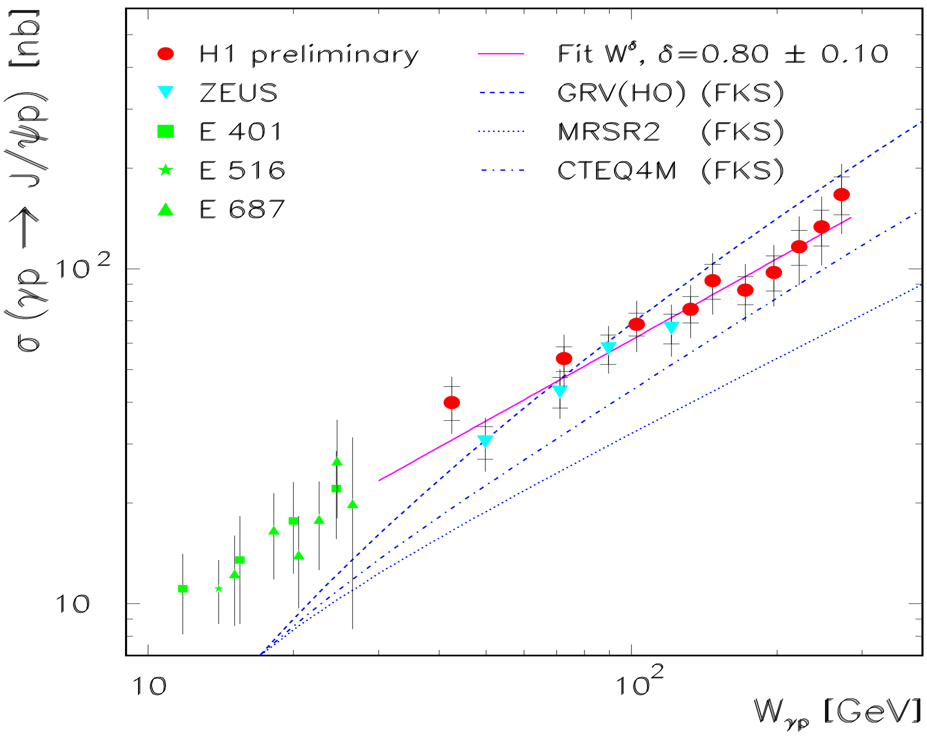

Figure 2.13: Section efficace de production de mésons J/ψ pour $Q^2 \simeq 0$. La droite représente le résultat de l'ajustement aux données de la collaboration H1 (points noirs) [63] de la paramétrisation $\sigma(\gamma p) \propto W^\delta$, avec $\delta = 0.80 \pm 0.10$. Les trois courbes en traits discontinus, pointillés et en traits discontinus et pointillés représentent des prédictions du modèle de Frankfurt, Koepf et Strikman [62] obtenues en utilisant respectivement les paramétrisations GRV(HO), MRS(R2) et CTEQ(4M) pour la densité de gluon dans le proton.

élastique de mésons vecteurs (et les processus diffractifs en général) est plus sensible aux variations de la densité de gluons $xg(x, Q^2)$ que la section efficace inclusive, qui ne dépend que linéairement de celle-ci.

L'un des premiers calculs perturbatifs basés sur la théorie QCD en vue de décrire la production de mésons vecteurs remonte à 1992: Ryskin [60] proposa un calcul pour la production diffractive de mésons J/ψ pour $Q^2 \simeq 0$, la masse du méson J/ψ fournissant une échelle dure ($m_{J/\psi} \gg$ l'échelle de confinement Λ_{QCD}) et la section efficace obtenue étant proportionnelle au carré de la densité de gluons dans le proton. Le modèle prédit que la section efficace longitudinale domine à grand Q^2 et que l'hélicité est conservée, c'est-à-dire que le méson J/ψ dans l'état final est également polarisé longitudinalement. Par la suite, ces calculs ont été étendus à l'ordre supérieur [61] et le comportement de la section efficace transverse a été également prédit [62].

Cette approche a été stimulée par l'observation de la forte augmentation de la section efficace de production de mésons J/ψ en fonction de W (voir figure 2.13). La paramétrisation $\sigma(\gamma p) \propto W^\delta$, ajustée aux données de la collaboration H1 [63], donne pour le paramètre δ la valeur $\delta = 0.80 \pm 0.10$, très différente du comportement de la diffraction “soft”, mais en accord avec l'observation de la forte augmentation des fonctions de structure du proton aux petites valeurs de x. La dépendance en l'énergie de la section efficace de production de mésons J/ψ pourrait être une manière efficace de mesurer la densité de gluons dans le proton, mais les incertitudes théoriques importantes continuent à affecter cette démarche.

La même approche à été appliquée à la production de mésons ρ, où l'échelle est cette fois donnée par les grandes valeurs de Q^2. Brodsky et al. [64] et Frankfurt, Koepf et Strikman [65] prédisent le comportement en Q^2 et en W de la section efficace longitudinale pour $t = 0$, Nemchik et al. [66] prédisant également le comportement de la section efficace transverse. L'importance des corrections d'écrantage lors des calculs de la section efficace de production de mésons vecteurs a été étudiée à la référence [67].

L'échelle dure nécessaire pour un développement perturbatif peut être (en plus de Q^2 et de la masse du méson vecteur) également le carré de la quadri-impulsion t transférée au vertex du proton, $|t| \gg \Lambda^2_{QCD}$ [68, 69, 70]. La mesure des sections efficaces à grand $|t|$ souffre actuellement de la faible statistique disponible et aucun résultat significatif n'a été obtenu.

Dans ce qui suit, nous nous concentrons plus particulièrement sur trois modèles utilisant une approche perturbative de la chromodynamique quantique pour discuter la production de mésons ρ. Ces modèles, récemment proposés, sont caractérisés par le fait qu'ils tentent de décrire la dépendance en Q^2 du rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse. On se rappelle (voir équation 2.36) que ce rapport est prédit comme variant linéairement avec Q^2 dans le modèle à dominance mésovectorielle. C'est aussi le cas pour la plupart des approches basées sur la chromodynamique quantique, alors que les données indiquent que l'augmentation de R avec Q^2 ralentit fortement pour $Q^2 \simeq$ quelques GeV^2 (voir section 7.3.2). La prédiction correcte du comportement du rapport R est donc un défi actuel pour la théorie. Les modèles que nous comparons à nos données sont ceux de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47] et d'Ivanov et Kirschner [48] (nous mentionnons également brièvement la paramétrisation de la dépendance en t de la section efficace proposée par Ryskin, Shabelski et Shuvaev [71], qui est comparée à nos résultats à la section 8.1.4).

2.3.2.1 Modèle de Royen et Cudell

Récemment, Royen et Cudell [46] ont proposé un modèle décrivant la production élastique de mésons ρ, ρ', ϕ, J/ψ et ψ', valable à haute énergie et pour $Q^2 \gtrsim$ quelques GeV^2. Néanmoins, le modèle se révèle également capable de reproduire le comportement des sections efficaces pour $Q^2 \simeq 0$. Il concerne donc l'ensemble du domaine cinématique en les variables Q^2 et m_V (m_V étant la masse du méson vecteur).

Les calculs sont effectués à l'ordre le plus bas de la théorie QCD, en utilisant le principe de factorisation à haute énergie: il est supposé qu'il n'y a pas d'échange de gluons "soft" entre le proton et le méson vecteur V. Le diagramme de l'interaction est présenté à la figure 2.14. La production diffractive de mésons vecteurs est calculée en utilisant l'état de Fock le plus bas ($q\bar{q}$) du photon, convolué avec l'amplitude d'interaction "dure" de la paire $q\bar{q}$ avec le proton. L'échange singlet de couleur est modélisé par deux gluons, les quarks issus du photon se voient attribuer une masse constituante m_q non nulle. Un facteur de forme du proton est utilisé.

La transition $q\bar{q} \rightarrow V$ est décrite par la fonction de vertex du méson vecteur ϕ_V. Notons que cette fonction est différente de la fonction d'onde du méson vecteur ψ_V de l'équation 2.45

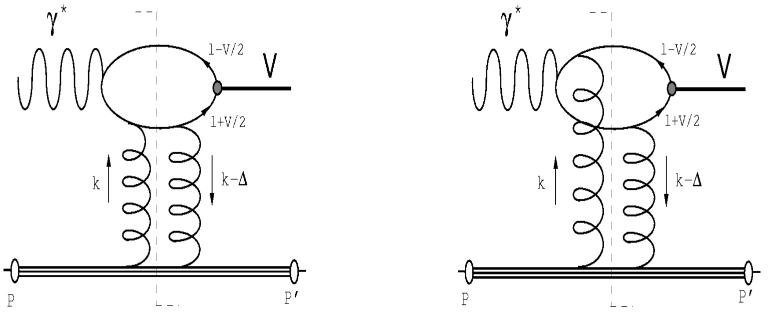

Figure 2.14: Diagrammes pour la production diffractive de mésons ρ, utilisés dans le modèle de Royen et Cudell [46].

dans le sens où elle n'inclut pas de propagateur de quark, ce qui permet de considérer explicitement le comportement de ces derniers [17]. La fonction de vertex est paramétrisée selon la forme: $\phi_V(l) = Ne^{-L^2/(2p_F^2)}$, où $l \pm V/2$ sont les quadri-impulsions portées par le quark et l'antiquark, L étant la tri-impulsion portée par le quark dans le référentiel du méson vecteur au repos. Le facteur de normalisation N est fixé en imposant que le taux de désintégration $V \longrightarrow e^+e^-$, mesuré expérimentalement, soit reproduit. La variable p_F représente l'impulsion de Fermi des quarks constituant le méson vecteur.

Le calcul comprend une intégration sur la quadri-impulsion l (boucle du haut de la figure 2.14) et une deuxième intégration sur la quadri-impulsion k portée par les gluons échangés dans l'interaction (boucle du bas de la figure 2.14). Pour l'intégration sur la variable k, l'amplitude possède une singularité infra-rouge (proportionnelle à $1/k_t^2$, k_t étant l'impulsion transverse du quark par rapport à la direction du photon) qui est absorbée par la dépendance en k_t^2 venant du facteur de forme du proton. Cependant, l'amplitude possède un pôle pour la valeur $l^2 = (m_q^2 - m_V^2)/4$, m_q étant la masse du quark constituant. Deux contributions sont donc calculées: celle venant de la discontinuité (ou partie imaginaire) et celle venant de la partie principale (ou partie réelle).

Le modèle prédit les dépendances en Q^2 et en t des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse et en particulier leur rapport. Aux petites valeurs de Q^2 le rapport R augmente linéairement avec Q^2, mais pour des valeurs de $Q^2 \simeq 2$ GeV^2, la dépendance devient plus faible et le rapport R atteint une valeur presque constante, $R \simeq 4$ pour $10 \lesssim Q^2 \lesssim 30$ GeV^2.

Dans une version antérieure du modèle [73], l'intégration sur la quadri-impulsion était absente, le méson vecteur étant décrit par la fonction d'onde de Fermi d'impulsion nulle, impliquant que $m_q = m_V/2$, et le calcul de l'amplitude ne considérait que la contribution venant de la discontinuité (partie imaginaire). Le modèle prédisait une dépendance linéaire en Q^2 pour le rapport R. Les auteurs concluent que, afin de reproduire l'aplatissement de la dépendance en Q^2 du rapport R à grand Q^2, il est essentiel de considérer la possibilité pour les quarks de ne pas être sur leur couche de masse et donc d'inclure également la contribution de la partie principale (réelle) dans l'amplitude.

---

[17] En effet, d'après les auteurs, la structure analytique du propagateur, qui est généralement incluse dans la définition de la fonction d'onde, joue un rôle important afin de reproduire la dépendance correcte du rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse.

Si le modèle prédit les dépendances en t et en Q^2 de la section efficace, la dépendance en W n'est par contre pas donnée. Les sections efficaces sont calculées à un facteur de normalisation près, appelé "facteur de Regge", qui est supposé ne dépendre que des variables W et t. Cependant, pour le rapport R, ainsi que pour les rapports des sections efficaces de production de différents mésons vecteurs, cette incertitude disparaît, le modèle donnant une prédiction absolue. La dépendance en Q^2 de la section efficace vient de la boucle d'intégration sur la quadri-impulsion des quarks, à des termes logarithmiques près. La dépendance en t provient du facteur de forme du proton, de la boucle d'intégration sur la quadri-impulsion des quarks et du facteur de Regge.

Les incertitudes du modèle proviennent principalement du choix de la masse des quarks constituants m_q et du choix de l'impulsion de Fermi p_F. Dans le calcul, les valeurs utilisées pour la production diffractive de mésons ρ sont $m_q = 0.3$ GeV et $p_F = 0.3$ GeV.

Les prédictions du modèle de Royen et Cudell sont comparées aux résultats de notre travail pour la dépendance en Q^2 du rapport R (voir section 7.6.1), pour la distribution en t du signal (voir section 8.1.4) et pour la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p$ (voir section 8.3).

2.3.2.2 Modèle de Martin, Ryskin et Teubner

Martin, Ryskin et Teubner [47] remarquent que, dans le cadre de la théorie QCD et lorsque les calculs des sections efficaces font intervenir la convolution de l'amplitude de diffusion avec la fonction d'onde du méson ρ, la section efficace transverse diminue trop fortement quand Q^2 augmente. A grand Q^2, les valeurs prédites pour le rapport R sont trop grandes.

Ils proposent donc une approche différente pour décrire la production diffractive de mésons ρ à haute énergie et pour $Q^2 \gtrsim 5$ GeV^2. Ils considèrent la production ouverte de paires $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$, supposant que dans l'intervalle de masse de la paire $q\bar{q}$ $0.6 < M < 1.05$ GeV, ces dernières ont peu d'alternative à leur combinaison en un méson ρ. La section efficace est obtenue en utilisant la dualité parton-hadron:

$$\sigma(\gamma^* p \to \rho p) \simeq \sum_{q=u,d} \int_{M_a^2}^{M_b^2} \frac{d\sigma(\gamma^* p \to (q\bar{q})p)}{dM^2} dM^2. \tag{2.46}$$

L'interaction est vue de la manière suivante (voir figure 2.15): le photon fluctue en une paire $q\bar{q}$ et celle-ci interagit avec les protons via l'échange de deux gluons ou d'une échelle de gluons (interaction "dure"). Les détails du calcul pour l'interaction "dure" sont donnés à la référence [74]. L'étape de la recombinaison des quarks en un méson ρ n'est pas considérée ou, de manière équivalente, la fonction d'onde du méson ρ est prise égale à 1.

Dans le calcul de l'amplitude, deux intégrations sont effectuées, une première sur la variable K^2 (boucle du haut) (définie ci-dessous) et une deuxième sur la quadri-impulsion l des gluons échangés (boucle du bas). Afin de traiter les régions de singularité infra-rouge, deux paramètres limites $K_0 = 200$ MeV et $l_0^2 = 1.5$ GeV^2 sont utilisés dans le calcul de l'amplitude.

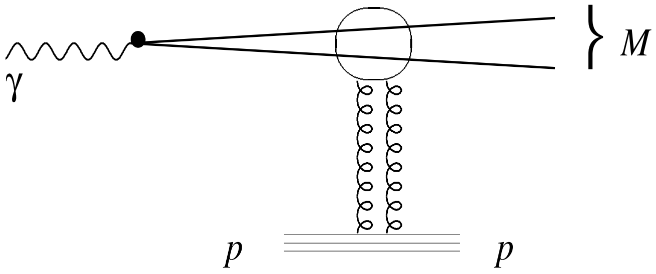

Figure 2.15: Schéma pour la production diffractive de mésons ρ, utilisé dans le modèle de Martin, Ryskin et Teubner [47].

Les sections efficaces longitudinale et transverse sont proportionnelles au carré de la densité de gluons dans le proton à l'échelle:

$$K^2 = z(1-z)Q^2 \ + k_t^2, \tag{2.47}$$

où z et $(1-z)$ sont les fractions d'énergie du photon portées par le quark et l'antiquark et $\pm k_t$ sont les impulsions transverses du quark et de l'antiquark par rapport à la direction du photon virtuel. L'échelle K détermine les distances transverses $b_T \approx 1/K$ typiquement sondées dans le processus.

Le modèle prédit la dépendance en Q^2 et en W des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse et en particulier l'évolution du rapport R en fonction de Q^2. Dans le cas de l'approximation du logarithme dominant en $\ln K^2$, pour laquelle la contribution principale dans l'intégration sur l est supposée venir du domaine $l^2 \lesssim K^2$, la prédiction de la dépendance en Q^2 du rapport R se réduit à la relation:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \simeq \frac{Q^2}{M^2} \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^2 , \tag{2.48}$$

où γ est la dimension anomale du gluon, définie par:

$$\gamma = \frac{d \ln(xg(x, K^2))}{d \ln K^2}. \tag{2.49}$$

Le terme en $\gamma^2/(\gamma+1)^2$ dans l'équation 2.48 a pour effet de diminuer l'augmentation en Q^2 du rapport R aux grandes valeurs de Q^2.

Le modèle ne donne pas de dépendance en t des sections efficaces et celles-ci sont calculées pour $t = 0$. Cependant, afin de pouvoir comparer les prédictions avec les données, les sections efficaces sont intégrées sur t en supposant une dépendance exponentielle décroissante $e^{-b|t|}$ avec $b = 5.5$ GeV^{-2}.

Le modèle est affecté de grandes incertitudes sur la normalisation des sections efficaces. Les incertitudes principales viennent des corrections d'ordres supérieurs et du choix de l'intervalle de masse à considérer autour de la masse du méson ρ. Les corrections d'ordres supérieurs (regroupées sous le terme “facteur K”) sont importantes et sont estimées par les auteurs comme pouvant être de l'ordre d'un facteur trois. Les prédictions dépendent faiblement du choix des paramètres limites K_0 et l_0. Cependant, pour le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse, les prédictions sont peu sensibles à ces incertitudes. Les auteurs concluent que la mesure de la dépendance en Q^2 du rapport R est un moyen d'étudier la densité de gluons dans le proton.

Les prédictions du modèle de Martin, Ryskin et Teubner sont comparées aux résultats de notre travail pour la dépendance en Q^2 du rapport R (voir section 7.6.1) et pour les dépendances en Q^2 et en W de la section efficace $\gamma^* p$ (voir sections 8.3 et 8.4 respectivement).

2.3.2.3 Modèle d'Ivanov et Kirschner

La plupart des modèles décrits ci-dessus obtiennent ou supposent la conservation de l'hélicité dans le canal s (hypothèse SCHC), c'est-à-dire que l'hélicité du photon virtuel est la même que celle du méson ρ dans l'état final. Récemment, Ivanov et Kirschner ont calculé, dans le cadre d'un développement perturbatif de la théorie QCD où l'interaction de la paire $q\bar{q}$ avec le proton est modélisée par un échange de deux gluons, l'ensemble des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$ pour la production diffractive de mésons ρ (λ_ρ et λ_γ sont respectivement les hélicités du méson ρ et du photon virtuel). Expérimentalement, la polarisation du méson ρ dans l'état final est mesurée à partir des distributions angulaires des deux pions venant de la désintégration du méson ρ (le formalisme mathématique est présenté à la section 7.1). Le résultat principal du modèle d'Ivanov et Kirschner est la prédiction de la violation de l'hypothèse SCHC aux grandes valeurs de Q^2.

Sous l'hypothèse d'échange de parité naturelle (hypothèse NPE, voir section 7.1.3), les amplitudes d'hélicité obéissent à la hiérarchie (pour $Q^2 \simeq 10$ GeV^2 et $W \simeq 100$ GeV):

$$1 > \alpha = \frac{T_{11}}{T_{00}} > \beta = \frac{T_{01}}{T_{00}} > |\delta| = \left|\frac{T_{10}}{T_{00}}\right| > |\eta| = \left|\frac{T_{1-1}}{T_{00}}\right|. \qquad (2.50)$$

Les paramètres α, β et δ dépendent de t, Q^2, M et γ, où M est la masse invariante de la paire $q\bar{q}$ et γ est la dimension anomale du gluon. Le paramètre η dépend également de la densité de gluons sondée à l'échelle $Q^2/4$.

Le modèle prédit en particulier la dépendance en t de l'amplitude avec changement d'hélicité T_{01}:

$$\beta = \frac{T_{01}}{T_{00}} \propto \frac{\sqrt{|t|}}{\sqrt{2} Q \gamma}. \qquad (2.51)$$

La transition d'un photon virtuel transverse vers un méson ρ longitudinal n'est pas petite pour les conditions cinématiques typiques de HERA et en particulier pour les valeurs de $\langle t \rangle = 1/b$, avec $b \simeq 5$ à 6 GeV^{-2}. Cette amplitude avec changement d'hélicité induit par interférence un effet mesurable dans la distribution de l'angle entre le plan de l'électron diffusé et celui de production du méson. Ces prédictions sont comparées aux résultats de notre analyse à la section 7.6.4.

2.3.2.4 Modèle de Ryskin, Shabelski et Shuvaev

Le modèle de Ryskin, Shabelski et Shuvaev [71] paramétrise la section efficace $d\sigma/dt$ de la production de mésons ρ en utilisant les facteurs de forme du proton et du méson ρ, ainsi que la dépendance en t de l'amplitude $\gamma^* p$, extraite par une formulation à la Regge. L'amplitude $\gamma^* p$ est modélisée par l'échange d'un pomeron effectif caractérisé par la valeur effective $\alpha'_{I\!P} \simeq 0.15\ \mathrm{GeV}^{-2}$, estimée en utilisant les résultats de calculs perturbatifs. La paramétrisation obtenue pour le paramètre de pente b est:

$$b(t) = \frac{4}{m^2 + |t|} + \frac{2}{m_\rho^2 + Q^2 + |t|} + 2B_P, \tag{2.52}$$

avec $m^2 = 0.71\ \mathrm{GeV}^2$ et

$$B_P = \alpha'_{I\!P}\ \ln \frac{s\ m_\rho^2}{(Q^2 + m_\rho^2)^2}. \tag{2.53}$$

Les prédictions du modèle de Ryskin, Shabelski et Shuvaev pour la dépendance en t des événements de production diffractive de mésons ρ sont comparées aux résultats de notre analyse à la section 8.1.4. Un calcul similaire a été effectué dans le cadre du formalisme des dipôles [72].

2.4 Résultats expérimentaux antérieurs à ce travail

De nombreuses expériences sur cible fixe ont étudié la production diffractive de mésons vecteurs. Les expériences antérieures à 1978 sont reprises dans la revue [49] et concernent notamment des études de la photoproduction de mésons vecteurs sur hydrogène réalisées au Cambridge Electron Accelerator, au Wilson Synchrotron Laboratory à Cornell, à SLAC (Stanford) et à DESY (Hambourg), l'énergie des photons ν variant entre 2 et 18 GeV. Des études de photoproduction de mésons ρ, ω et ϕ à plus haute énergie ($20 < \nu < 180$ GeV) ont été effectuées à Fermilab (Chicago) [75] et au CERN (Genève) [76].

L'électroproduction et la muoproduction des mésons vecteurs ρ, ω, ϕ pour des valeurs de $Q^2 < 4.7\ \mathrm{GeV}^2$ ont été étudiées à SLAC [77, 78, 79], DESY [80] et Cornell [81].

Les expériences CHIO à FNAL [82], EMC [83] et NMC [84] au CERN ont étudié la production de mésons ρ et ϕ à plus haute énergie dans les interactions muon-proton, les domaines cinématiques considérés étant $0 < Q^2 < 3\ \mathrm{GeV}^2$ et $5 < W < 16$ GeV pour l'expérience CHIO, et de l'ordre de $1 < Q^2 < 25\ \mathrm{GeV}^2$ et $6 < W < 19$ GeV pour les expériences EMC et NMC.

Plus récemment, la production de mésons ρ a été étudiée dans les interactions muon-proton par la collaboration E665 au Tevatron de Fermilab, le domaine cinématique accessible étant $0.15 < Q^2 < 20\ \mathrm{GeV}^2$ et $9.5 < W < 24$ GeV [85].

Quatre caractéristiques ressortent de l'analyse de la production de mésons ρ par les expériences citées ci-dessus:

- la déformation du spectre de masse $m_{\pi\pi}$ du méson ρ: par comparaison avec une fonction de Breit-Wigner relativiste, un excès et un manque d'événements sont observés respectivement aux petites valeurs ($m_{\pi\pi} < 0.77$ GeV) et aux grandes valeurs ($m_{\pi\pi} >$ 0.77 GeV) de $m_{\pi\pi}$ (phénomène de "skewing").
- une faible dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ à haute énergie ($W \gtrsim 10$ GeV).
- une dépendance exponentielle décroissante en t de la section efficace, $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$, aux petites valeurs de $|t|$.
- en première approximation, la conservation de l'hélicité dans le canal s, les amplitudes avec changement d'hélicité contribuant à moins de 15 % de l'amplitude totale aux petites valeurs de $|t|$.

Au début de l'année 1992, les premières collisions électron-proton sont enregistrées au collisionneur HERA, permettant d'étudier la production diffractive de mésons ρ à plus haute énergie (pour des valeurs de $\langle W \rangle$ de l'ordre de 100 GeV), dans un vaste domaine en Q^2.

La photoproduction de mésons ρ a été étudiée à HERA par les expériences ZEUS [86, 87, 88] et H1 [89]. Les résultats de ces études sont en bon accord avec les quatre caractéristiques mentionnées ci-dessus, notamment la faible dépendance de la section efficace $\gamma p \to \rho p$ en fonction de W. Paramétrisant la dépendance en W de la section efficace par une loi de puissance: $\sigma(\gamma p \to \rho p) \propto (W/W_0)^\delta$, l'expérience ZEUS obtient la valeur $\delta = 0.16 \pm 0.06$ (stat.) $^{+0.11}_{-0.15}$ (syst.) [87]. Cette valeur est compatible avec l'échange d'un pomeron "soft". En effet, en utilisant l'équation 2.17, on a [18]:

$$\sigma(\gamma p \to \rho p) \;\propto\; \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4(\alpha\langle t\rangle -1)} \;\propto\; \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon + 4\alpha'_{I\!P}\langle t\rangle}, \tag{2.54}$$

En utilisant $1/\langle t \rangle = b \simeq 10$ GeV^{-2} en photoproduction de mésons ρ, $\epsilon = 0.08$ et $\alpha'_{I\!P} = 0.25$ GeV^{-2}, on obtient la valeur $\delta = 0.22$. La collaboration ZEUS a présenté à une conférence en 1998 une mesure du paramètre $\alpha'_{I\!P}$, $\alpha'_{I\!P} = 0.163 \pm 0.035$ GeV^{-2} [88].

Avant l'analyse correspondant à la présente thèse, deux études ont été effectuées par la collaboration H1. La première a utilisé les données récoltées en 1994 dans le domaine cinématique $Q^2 > 8$ GeV^2 et $40 < W < 140$ GeV; la luminosité correspondante était de 2.8 pb^{-1} et le signal de 180 événements (voir table 2.1). La deuxième a utilisé les données récoltées en 1995, pour lesquelles la position nominale du point d'interaction était déplacée de 70 cm vers l'avant du détecteur (direction du proton diffusé), permettant d'étudier le domaine cinématique des petites valeurs de Q^2: $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 et $40 < W < 140$ GeV, le signal comprenant de l'ordre de 500 événements, pour une luminosité de 125 nb^{-1} [3].

L'expérience ZEUS a étudié la production diffractive de mésons ρ pour des valeurs de $7 < Q^2 < 25$ GeV^2 et $40 < W < 130$ GeV en analysant les données récoltées en 1993 [90]. Les résultats des analyses des données récoltées en 1995 par le détecteur ZEUS ont été récemment publiés et correspondent à deux domaines cinématiques distincts: d'une part

---

[18] Nous supposons que la dépendance en W de la section efficace intégrée en t est donnée par la dépendance en W de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ estimée en $t = \langle t \rangle$.

Année	luminosité	domaine cinématique		signal
1994	2.8 pb^{-1}	$Q^2 > 8$ GeV^2	$40 < W < 140$ GeV	180
1995	125 nb^{-1}	$1 < Q^2 < 5$ GeV^2	$40 < W < 140$ GeV	498
1996	3.87 pb^{-1}	$2.5 < Q^2 < 60$ GeV^2	$30 < W < 140$ GeV	1807

Table 2.1: Caractéristiques des données récoltées en 1994, 1995 et 1996 auprès du détecteur H1, utilisées pour l'étude de la production diffractive de mésons ρ. Pour chaque année, la table reprend la luminosité utilisée pour l'analyse, le domaine cinématique accessible et le nombre d'événements présents dans l'échantillon final après avoir appliqué l'ensemble des critères de sélection.

celui des petites valeurs de Q^2: $0.25 < Q^2 < 0.85$ GeV^2 et $20 < W < 90$ GeV, avec 5450 événements correspondant à une luminosité de 3.8 pb^{-1}, d'autre part le domaine $3 < Q^2 < 50$ GeV^2 et $32 < W < 176$ GeV, correspondant à une luminosité de 6.0 pb^{-1} et possédant de l'ordre de 3000 événements [91, 92].

Mentionnons que la production diffractive de mésons vecteurs autres que le méson ρ est également étudiée à HERA. La production de mésons ϕ a été analysée dans le régime de photoproduction [93, 88] et aux grandes valeurs de Q^2 [94, 95, 92, 96]. La collaboration ZEUS a présenté une analyse de la photoproduction de mésons ω [97]. La production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton dans l'état final a été étudiée par les collaborations H1 [96] et ZEUS [88].

A HERA, les expériences H1 et ZEUS étudient également la production diffractive de mésons lourds, en particulier la production de mésons J/ψ pour $Q^2 \simeq 0$ [98, 63, 99] et en électroproduction [2, 91]. Des signaux pour la production diffractive des mésons $\psi(2S)$ [100] et Υ ont également été observés [101, 102].

Chapitre 3

Dispositif expérimental et sélection des événements

Le sujet de cette thèse est l'étude de la production diffractive de mésons ρ : $ep \to ep\rho \to ep\pi^+\pi^-$. Ces événements se caractérisent par un état final composé du proton diffusé, de l'électron diffusé et de deux pions provenant de la désintégration du méson ρ. Nous sélectionnons les interactions élastiques, c'est-à-dire celles où le proton reste intact dans l'état final. De plus, comme il est peu dévié de sa trajectoire initiale, il n'est pas détecté et reste dans le tube à vide. Nous observons donc dans le détecteur un électron et deux pions de charges opposées.

Dans ce chapitre, le collisionneur HERA et le détecteur H1 sont présentés brièvement. Ensuite, l'accent est mis sur les parties du détecteur importantes pour la sélection des événements. Le détecteur de traces central est décrit d'abord, ainsi que les critères de sélection des événements à deux traces. La sélection des événements avec $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2, utilisant la partie arrière du détecteur, est ensuite présentée. Pour sélectionner les événements de production élastique de mésons ρ, les détecteurs avant sont utilisés comme veto. Nous expliquons ensuite le système de déclenchement de l'acquisition des événements et détaillons les déclencheurs utilisés pour notre travail. Finalement nous expliquons le calcul de la luminosité.

3.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) [103] est le premier collisionneur positrons-protons (ou électrons-protons)[1]. Il est entré en fonctionnement fin 1992 et est situé à Hambourg sur le site de DESY (Deutsche Elektron SYnchrotron). L'énergie des

---

[1] Le collisionneur HERA peut fonctionner dans les deux modes électron-proton et positron-proton. Depuis 1994, le faisceau d'électrons a été remplacé par un faisceau de positrons permettant d'accéder à une plus grande luminosité, le temps de vie du faisceau de positrons étant plus long que celui des électrons. Ceci est dû au fait que les électrons interagissent avec les ions positifs restant dans le tube à vide, alors que les positrons les repoussent.

Paramètre	Unité	val. nominale e^-/p	1995 e^+/p	1996 e^+/p
Circonférence	m	6336		
Points d'interactions		4		
Nombres maximum de paquets		210/210		
Energies nominales	GeV	30/820	27.54/820.8	27.57/821.7
Courants moyens	mA	58/163	18/54	21/60
Séparation des paquets	ns	96	96	96
Luminosité de HERA	nb^{-1}	10^5	10848	15605
Luminosité utile pour H1	nb^{-1}	-	5466	9605

Table 3.1: Les paramètres de l'accélérateur HERA.

faisceaux d'électrons[2] et de protons est respectivement de 27.5 et 821 GeV, l'énergie dans le centre de masse *ep* étant de 300 GeV. Les paramètres principaux de l'accélérateur HERA sont repris à la table 3.1, qui compare les valeurs nominales à celles obtenues en 1995 et 1996.

Les particules sont accélérées dans un complexe d'accélération en chaîne (figure 3.1). Les électrons et les protons sont accélérés d'abord par des pré-accélérateurs linéaire (LINAC) et circulaires (DESY II, DESY III, PETRA). Ensuite, les électrons et protons sont injectés dans HERA à la sortie de l'accélérateur PETRA, avec des énergies respectivement de 12 et 40 GeV. Les deux anneaux de HERA sont disposés dans un tunnel souterrain quasi-circulaire de 6.3 km de circonférence, situé à environ 20 m sous le niveau du sol. Les deux tubes à vide, l'un pour les électrons, l'autre pour les protons, se croisent en quatre points d'interaction. Dans deux de ces sites sont situés les détecteurs des expériences H1 et ZEUS.

Les particules chargées sont accélérées dans une série de cavités radio-fréquence (classiques et supraconductrices) et sont guidées par un ensemble d'aimants dipolaires et quadrupolaires (supraconducteurs dans le cas des protons). Dans le cas des électrons, les cavités radio-fréquence ont également pour rôle de compenser la perte d'énergie par rayonnement synchrotron. Cette perte d'énergie est négligeable pour le faisceau de protons.

Les faisceaux sont constitués de paquets de particules dont la fréquence de croisement est de 10.4 MHz, c'est-à-dire que 96 ns séparent deux interactions (représentant environ une distance de 29 m entre deux paquets). Ce faible intervalle de temps engendre des contraintes sur le temps de réponse des détecteurs et sur le système d'acquisition des données. La plupart des paquets de particules d'un faisceau sont appariés à un paquet de particules de l'autre faisceau, de façon à ce qu'ils se croisent au centre du détecteur. Un petit nombre de paquets restent toutefois non-appariés; ils sont appelés paquets pilotes et permettent d'estimer la probabilité d'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel présent dans le tube à vide. Durant l'année 1996, il y avait 175 paquets appariés, 20 paquets pilotes (dont 14 pour les électrons et 6 pour les protons) et 25 paquets vides. Les paquets d'électrons ont une dispersion longitudinale par rapport à l'axe des faisceaux de l'ordre de 2.5 cm (0.08 ns). Les paquets de protons ont une structure longitudinale plus compliquée: en plus d'un pic

---

[2] Dans cette thèse, nous utilisons le nom générique de faisceau d'électrons pour décrire le faisceau d'électrons (condition de fonctionnement avant 1994) et le faisceau de positrons (condition de fonctionnement de 1994 à 1997).

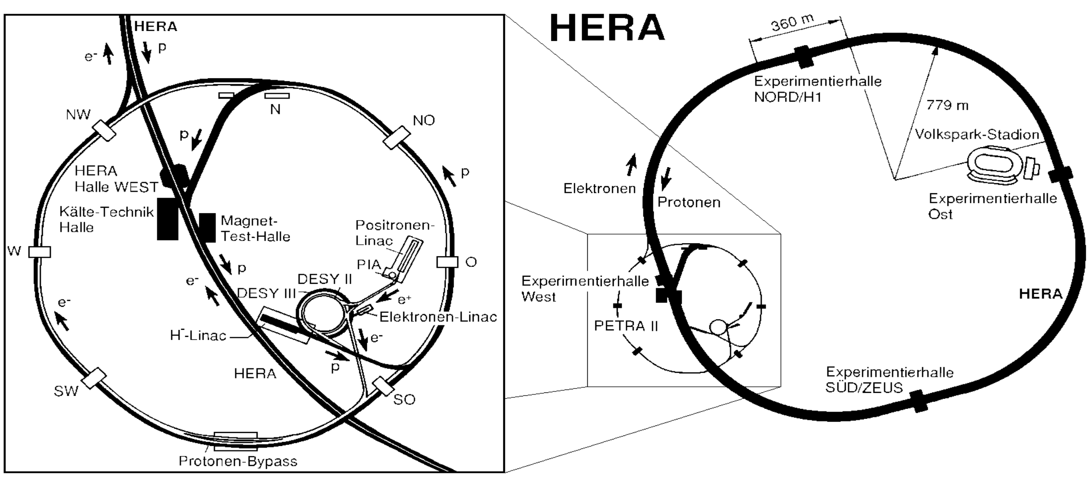

Figure 3.1: Le complexe d'accélération en chaîne de DESY [103].

central, il existe des pics "satellites" situés à ± 4.8 ns et à ± 19.2 ns [104]. Généralement, seules les interactions correspondant au pic principal des paquets de protons sont utilisées pour l'analyse physique. Cependant le système de luminosité, basé sur la détection des interactions de bremsstrahlung $ep \rightarrow ep\gamma$ (voir section 3.8), est sensible au nombre total de protons contenus dans une fenêtre de ± 19 ns autour du pic. La luminosité doit donc être corrigée pour prendre en compte l'effet des paquets satellites.

Les points de croisement des faisceaux Nord et Sud sont occupés par les expériences H1 et ZEUS respectivement [3].

3.2 Le détecteur H1

Le type de physique étudié auprès du détecteur H1 contraint ce dernier à répondre à des conditions spécifiques. L'étude des processus profondément inélastiques nécessite une bonne identification et une mesure précise des paramètres de l'électron diffusé, pour l'étude des interactions du type courant neutre, et une bonne herméticité permettant de réaliser les bilans d'énergie et d'impulsion, pour celles du type courant chargé. L'étude de la photoproduction et celle des états finals hadroniques nécessitent une bonne mesure de l'activité hadronique. Enfin, l'identification des muons et la mesure de leur énergie permettent la recherche d'événements avec production de quarks lourds, ou encore correspondant à une nouvelle physique (supersymétrie, sous-structure des quarks, etc.)

---

[3] Il existe deux autres sites (halls Ouest et Est) où sont situées les expériences sur cible fixe : HERMES et HERA-B. HERMES utilise le faisceau d'électrons de HERA, dont la polarisation transverse est transformée en une polarisation longitudinale par des polarisateurs de spin et étudie leur interaction avec un jet de gaz de protons polarisés. Le but de cette expérience est de mesurer les fonctions de structure polarisées du proton. L'expérience HERA-B est conçue pour étudier la physique du quark b, notamment la violation de la symétrie combinée CP dans le système $B_0 - \bar{B}_0$, la spectroscopie du méson B, les propriétés d'hadronisation. HERA-B utilise les interactions des protons légèrement hors phase par rapport au faisceau, avec un fil tendu à travers le tube à vide.

La structure générale du détecteur H1 [105] est présentée à la figure 3.2. Le système de coordonnées, dont l'origine est au point d'interaction nominal, est défini de sorte que l'axe des faisceaux corresponde à l'axe z, la direction des protons incidents correspondant aux coordonnées z positives. L'axe x est horizontal et dirigé vers le centre de l'accélérateur, l'axe y est vertical et dirigé vers le haut. L'angle polaire θ est mesuré par rapport à la direction aval du faisceau de protons. L'angle azimutal ϕ est mesuré par rapport à l'axe x, dans le plan (x, y). La grande différence d'énergie entre les électrons et les protons à HERA provoque une asymétrie dans la topologie des événements, la densité de particules émises étant plus grande dans la direction avant[4]. Le détecteur a donc été conçu de manière asymétrique: il est équipé davantage dans la partie avant que dans la partie arrière. Le détecteur possède une symétrie cylindrique par rapport à l'axe des faisceaux et est structuré en couches. En le parcourant depuis le centre vers l'extérieur on trouve:

- le système de détection des traces [106], composé de chambres à dérive et de chambres proportionnelles. Il s'étend sur le domaine angulaire $5^\circ < \theta < 172^\circ$. Il est placé dans un champ magnétique uniforme et parallèle aux faisceaux, de 1.15 Tesla. Le but des chambres à dérive est de reconstruire les trajectoires des particules chargées et de mesurer leur charge et leur impulsion grâce à la mesure de la courbure de la trajectoire. Les chambres proportionnelles sont utilisées par le système de déclenchement d'acquisition des données. Le système de détection des traces, dont la figure 3.3 présente une vue longitudinale par rapport à l'axe des faisceaux, est divisé en une partie avant, une partie arrière et une partie centrale. Celle-ci est détaillée à la section 3.3.

- le calorimètre à argon liquide (LAR) [107] qui entoure le système de détection des traces. Le calorimètre à argon liquide est la principale spécificité du détecteur H1. Il est facile à calibrer et possède une grande stabilité temporelle. Tous les modules du détecteur sont plongés dans le même cryostat afin d'éviter les problèmes d'inhomogénéité. Le calorimètre à argon liquide est un calorimètre à échantillonnage où les plaques d'absorbeur alternent avec les couches de matériau actif, l'argon liquide. Il possède une partie électromagnétique, correspondant à 20 longueurs de radiation (environ une longueur d'interaction hadronique) dans la partie centrale et 30 dans la région avant, entourée d'une partie hadronique représentant de 4.7 à 7 longueurs d'interaction hadronique. Les modules électromagnétiques se composent de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur séparées par 2.5 mm d'argon liquide. Les cellules de lecture ont des sections de (3×3) ou (8×8) cm^2. Les modules hadroniques sont formés de plaques d'acier inoxydable de 19 mm d'épaisseur séparées par des régions de 9.2 mm d'espace actif et sont typiquement deux fois plus larges que les cellules électromagnétiques. Les parties électromagnétique et hadronique du calorimètre se caractérisent par une grande segmentation longitudinale et transverse et par une profondeur importante, avec au total de l'ordre de 45000 cellules géométriques. En plus d'une bonne résolution angulaire sur la direction des particules incidentes, ceci permet une discrimination efficace entre électrons et hadrons par une analyse du développement longitudinal et/ou transverse des gerbes. D'autre part, les réponses du calorimètre à un électron ou un photon et à un hadron de même énergie sont différentes. Ceci induit une erreur sur la reconstruction de l'énergie des gerbes hadroniques (voir table 3.2), due à l'incertitude sur la fraction d'énergie emportée, au cours du développement de la gerbe, par les particules électromagnétiques (essentiellement les photons dus à la désintégration des mésons π^0). La bonne segmentation du calorimètre

---

[4] Tout au long de ce travail, les parties "avant" et "arrière" du détecteur désignent respectivement celles correspondant aux valeurs de z positives et négatives.

Figure 3.2: Vue générale du détecteur H1 comprenant: le tube à vide et les aimants de faisceaux (1), le système central de détection des traces (2), le système avant de détection des traces (3), les parties électromagnétique (4) et hadronique (5) du calorimètre à argon liquide, la bobine supra-conductrice (6), l'aimant de compensation (7), le système de distribution de l'hélium liquide (8), les chambres à muons avant (9), le fer instrumenté (10), l'aimant toroïdal à muons (11), le calorimètre électromagnétique arrière (12), le calorimètre bouchon (13), le blindage de béton (14), le système cryogénique pour l'argon liquide (15).

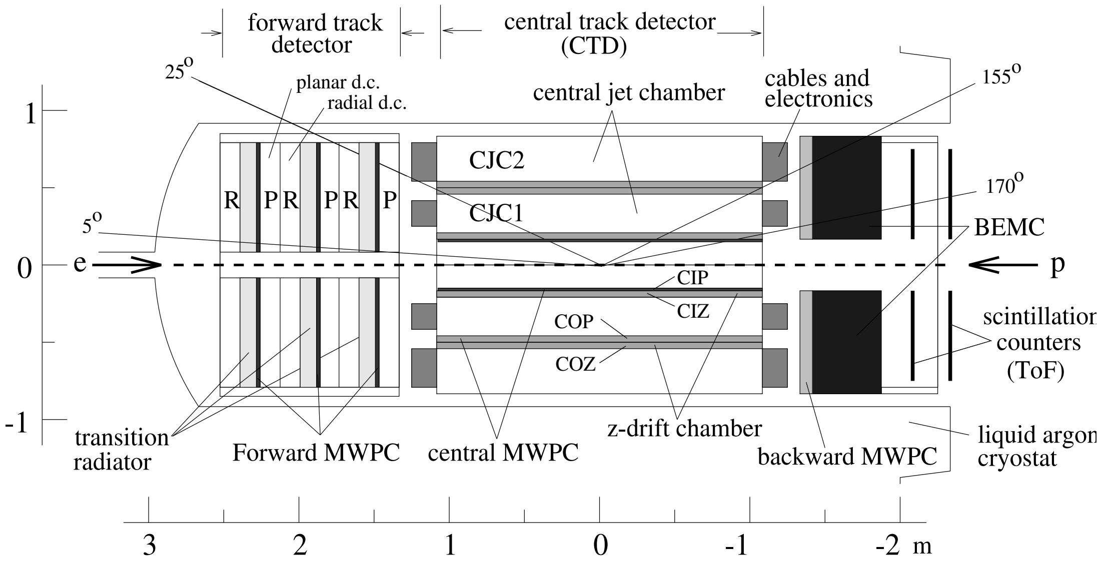

Figure 3.3: Vue longitudinale par rapport à l'axe des faisceaux des détecteurs de traces avant et central, ainsi que de la partie arrière du détecteur dans sa configuration d'avant 1995: la chambre BPC et le calorimètre BEMC.

permet cependant d'estimer la proportion d'énergie d'origine électromagnétique dans les gerbes hadroniques et de pondérer en conséquence l'énergie estimée.

- la bobine supraconductrice qui entoure le calorimètre LAR. Le calorimètre à argon liquide pouvant travailler dans un champ magnétique intense, la bobine du champ magnétique a pu être rejetée derrière le calorimètre, permettant d'éviter la présence de matière morte devant celui-ci.

- le fer de retour du champ magnétique. Il est équipé de chambres à dard destinées à identifier les muons émis lors de l'interaction et à reconstruire leur trajectoire. Il est également équipé de détecteurs analogiques permettant de mesurer l'énergie emportée par les queues des gerbes hadroniques qui n'ont pas été complètement contenues dans les calorimètres. Il forme la dernière couche du détecteur.

De plus, afin d'assurer une herméticité maximale du détecteur, on trouve vers l'avant:

- le calorimètre bouchon en cuivre-silicium instrumenté (PLUG), qui permet la mesure de l'énergie des particules émises à l'avant très près du faisceau.

- le système de détection des muons vers l'avant (spectromètre à muons), placé à l'extérieur de H1.

- le PRT (Proton Remnant Tagger). Situé autour du tube à vide de l'accélérateur à $z=+24$ m, ce système de scintillateurs est conçu pour détecter les débris du proton diffusé dans le cas d'interactions inélastiques.

Pour couvrir la région arrière ($\theta > 155°$), le détecteur H1 dispose d'un ensemble composé d'un détecteur de traces permettant de reconstruire la direction des particules chargées

Calorimétrie		
Calorimètre LAR	Partie électromagnétique	Partie hadronique
Granularité	10 à 100 cm^2	50 à 2000 cm^2
Profondeur (nombre de canaux)	20 à 30 X_0 (30784)	4.7 à 7 λ_{int} (13568)
Résolution $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	$\approx 11\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$
Stabilité de la calibration électronique	$\leq 0.2\%$ sur un mois	
Parité (diminution du signal)	$\leq 0.2\%$ sur un mois	
Bruit par canal	10 à 30 MeV	
Couverture angulaire - canaux morts	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$< 0.3\%$
Calorimètre SPACAL	Partie électromagnétique	Partie hadronique
Couverture angulaire	$153^\circ < \theta < 177.5^\circ$	$160^\circ < \theta < 178^\circ$
Granularité	4.05×4.05 cm^2	12×12 cm^2
Fer instrumenté		
Couverture angulaire	$4^\circ < \theta < 176^\circ$	
Profondeur - résolution $\sigma(E_h)/E_h$	4.5 λ_{int}	$100\%/\sqrt{E_h}$
Calorimètre bouchon: Cu-Si		
Couverture angulaire - granularité	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	5×5 cm^2
Profondeur - résolution $\sigma(E_h)/E_h$	4.25 λ (44.6 X_0)	$\approx 150\%/\sqrt{E_h}$
ET (Electron Tagger): Tl(Cl/Br)		
Couverture angulaire - granularité	$\theta > 179.7^\circ$	2.2×2.2 cm^2
Profondeur - résolution $\sigma(E_e)/E_e$	21 X_0	$\approx 10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$
Détecteurs de traces		
Central		
Couverture angulaire et radiale	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850$ mm
Chambres à dérive: résolution spatiale	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m	$\sigma_z = 22.0$ mm
Chambres en z: résolution spatiale	$\sigma_{r\phi} = 25$ et 58 mm	$\sigma_z \approx 350\,\mu$m
Résolution en impulsion - dE/dx	$\sigma_p/p^2 < 0.01$ [0.003] GeV^{-1}	$\sigma(dE)/dE = 10$ [6]%
Avant (f)/arrière (b)		
Couverture angulaire et radiale (f)	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800$ mm
Résolution spatiale (f)	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m ($\sigma_r = 29$ mm)	$\sigma_{x,y} = 210\,\mu$m
Couverture angulaire - résolution (b)	$153^\circ < \theta < 177.5^\circ$	$\sigma_{x,y} = 0.5$ mm
Chambres proportionnelles		
Couverture angulaire - canaux	$7^\circ < \theta < 172^\circ$	3936
Aimant: rayon - champ induit	3 m - $B = 1.15$ T, $\Delta B/B \leq 2\%$	
Détecteurs de muons		
Fer instrumenté		
Couverture angulaire - aire totale	$4^\circ < \theta < 171^\circ$	4000 m^2
Nombres de canaux	fils/bandes/cellules: 103700/28700/4000	
Résolution spatiale	$\sigma_{fils} = 3 - 4$ mm	$\sigma_{bande} = 10 - 15$ mm
Résolution angulaire	$\sigma_\theta(\sigma_\phi) = 15(10)$ mrad	
Résolution σ_p/p	$[\sigma_p/p \approx 0.35]$	
Aimant toroïdal à muons		
Couverture angulaire - résolution	$3^\circ < \theta < 17^\circ$	$[0.25 < \sigma_p/p < 0.32]$
Taille globale (x, y, z) - poids	$12 \times 15 \times 10$ m^3	2800 t

Table 3.2: Principaux paramètres du détecteur H1. Les valeurs nominales sont données entre crochets [ ]. Les énergies sont données en GeV.

émises vers l'arrière et d'un calorimètre permettant la mesure de l'énergie de l'électron diffusé vers l'arrière.

En 1994 cet ensemble comprenait la chambre proportionelle BPC (Backward Proportional Chamber), ainsi que le calorimètre électromagnétique BEMC (Backward Electro-Magnetic Calorimeter) [108]. L'épaisseur du calorimètre ne correspondant qu'à une longueur d'interaction des hadrons, la précision de la mesure de l'énergie des hadrons y était médiocre.

Ce dispositif était suivi par le mur de scintillateurs TOF (Time of Flight) à $z = -2$ m, ayant une résolution temporelle de 4 ns, dont le but était de déterminer si l'interaction avait bien eu lieu dans la zone nominale d'interaction *ep*. En effet, dans les interactions *ep*, le signal d'une particule atteignant le TOF est décalé de 13 ns (2 × 2.5 m) par rapport au temps de passage du faisceau de protons. Par contre, le signal sera en phase par rapport à celui-ci dans le cas où la particule provient d'une interaction en amont, entre un proton du faisceau et le gaz résiduel ou entre un proton ayant quitté le faisceau et les parois du tube à vide. La figure 3.4 schématise une interaction provenant du bruit de fond lié au faisceau de proton, ainsi qu'une interaction située dans la zone nominale d'interaction *ep* et indique la séparation en temps entre ces deux cas.

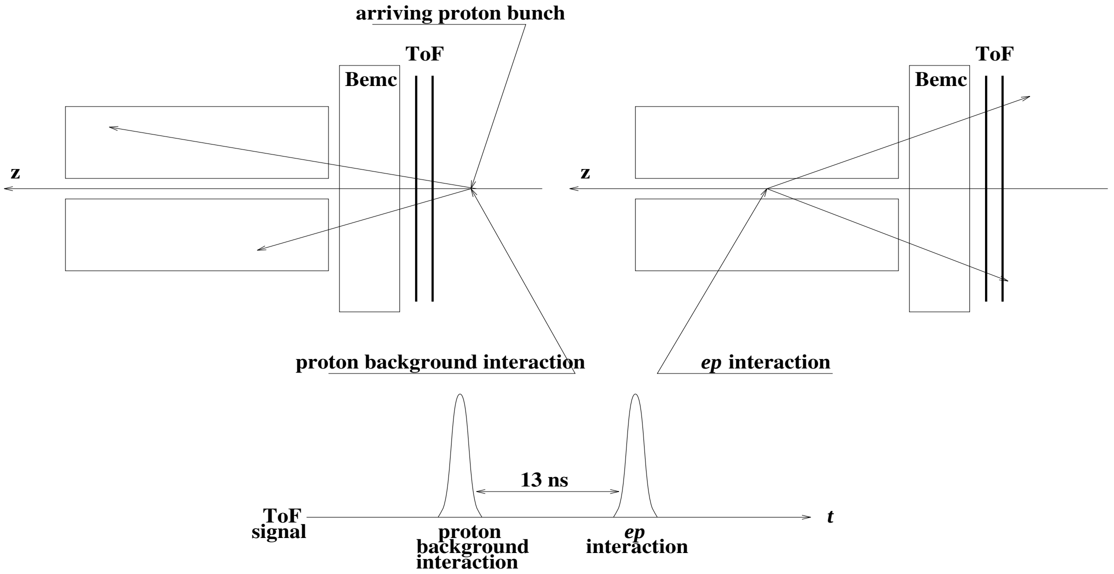

Figure 3.4: Schéma d'une interaction provenant du bruit de fond lié au faisceau de protons et d'une interaction située dans la zone nominale d'interaction *ep*. La séparation en temps entre ces deux cas, mesurée grâce aux scintillateurs TOF, est aussi indiquée.

Cet ensemble a été remplacé pendant l'hiver 1994-95 par la chambre à dérive BDC (Backward Drift Chamber) et le calorimètre “spaghetti” (SPACAL) [109] comportant une partie électromagnétique et une partie hadronique. Le SPACAL possède une granularité supérieure à celle du BEMC et offre une meilleure résolution en énergie. La réponse temporelle du calorimètre est très courte (< 1 ns), ce qui permet d'utiliser le SPACAL pour indiquer si une particule est hors temps par rapport au croisement des faisceaux (figure 3.4).

Très à l'arrière, à $z = -33$ m, se trouve le détecteur d'électrons à bas angle ET (Electron Tagger), ainsi que le détecteur de photons PD (Photon Detector), à $z = -102.9$ m. Ces deux calorimètres sont utilisés pour mesurer la luminosité délivrée par l'accélérateur HERA à H1. L'ET permet aussi de mesurer l'énergie de l'électron diffusé pour les interactions de photoproduction. Le PD permet de détecter les événements avec radiation d'un photon à bas angle.

Les principales caractéristiques des détecteurs sont reprises dans la table 3.2. Nous allons par la suite détailler les détecteurs qui sont particulièrement importants pour la sélection des événements d'électroproduction diffractive de mésons ρ.

3.3 Le détecteur de traces central et les événements à deux traces

Le détecteur de traces central possède une symétrie cylindrique et couvre un domaine angulaire de $8^\circ < \theta < 172^\circ$. Une vue transversale par rapport à la direction des faisceaux de ce détecteur est présentée à la figure 3.5.

3.3.1 Les chambres à dérive cylindriques CJC1 et CJC2

Les chambres CJC1 et CJC2 (Central Jet Chambers) sont de grandes chambres à dérive cylindriques de 220 cm de long dont les rayons intérieurs et extérieurs sont respectivement de 203 mm et 451 mm, et de 530 mm et 844 mm. Les fils des chambres sont tendus parallèlement aux faisceaux. Chaque cellule est composée d'un plan de fils d'anode (portés à 1500 V), collecteurs du signal, et de deux plans de fils de cathode qui forment le champ de dérive. Ces plans présentent un angle de 30° avec la direction radiale (angle de Lorentz), qui permet de compenser l'action du champ magnétique sur la migration des électrons produits par ionisation du gaz contenu dans les chambres, de façon à minimiser le temps de dérive. Cette disposition implique aussi que les particules doivent généralement traverser plusieurs cellules, ce qui évite que certaines trajectoires se soient limitées aux régions où le champ est inhomogène, près des cathodes et des anodes. De plus, lorsque la particule traverse le plan de fils, le temps de dérive vers l'un des fils est suffisamment petit pour déterminer le temps de croisement des faisceaux correspondant à l'interaction, bien que le temps de dérive maximale soit de 1.5 μs, c'est-à-dire 15 fois supérieur au temps de croisement des faisceaux.

La résolution azimutale ($r\phi$) de ces deux chambres est de 170 μm et celle en z, obtenue par division de charge le long des fils, est de 22 mm. Le détecteur mesure l'impulsion d'une particule avec une précision de

$$\frac{\Delta p}{p^2} \simeq 1.\ 10^{-2}\ \mathrm{GeV}^{-1}. \tag{3.1}$$

3.3.2 Les chambres à dérive en z CIZ et COZ

Les chambres à dérive CIZ et COZ sont des chambres polygonales, dont les fils sont orientés perpendiculairement à la direction des faisceaux. La chambre CIZ (Central Inner z chamber) est installée entre le tube à vide et CJC1; la chambre COZ (Central Outer z chamber) est disposée entre les chambres CJC1 et CJC2. Leur but est d'améliorer la résolution en z du détecteur de traces. Leur résolution est typiquement de 350 μm.

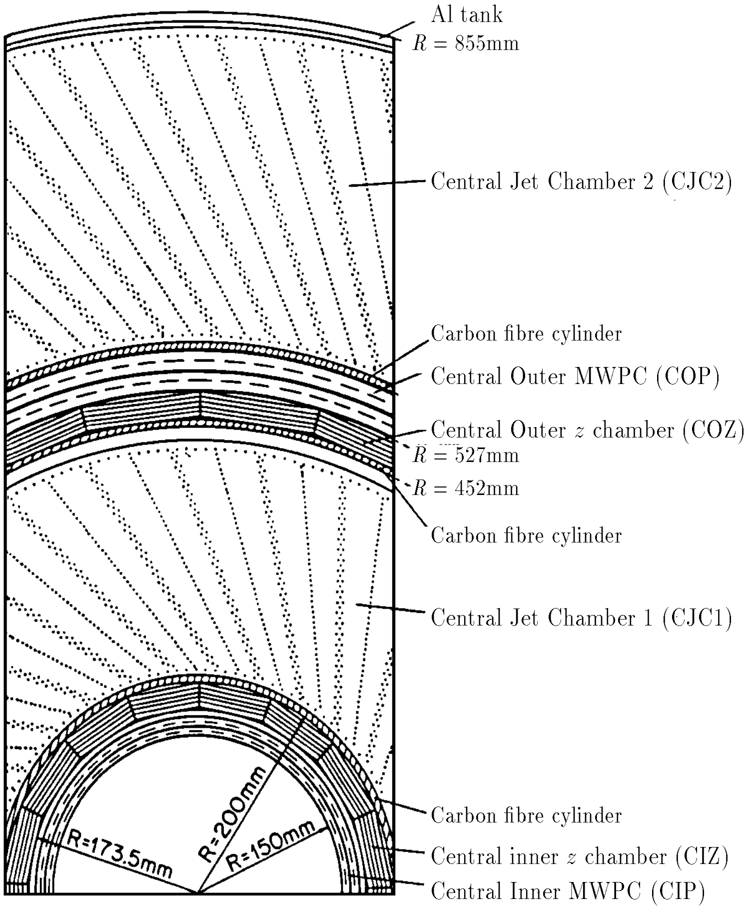

Figure 3.5: Section transversale par rapport à la direction des faisceaux du détecteur de traces central. Les fils des chambres CJC sont tendus parallèlement aux faisceaux et les cellules de dérive sont orientées selon un angle de 30° par rapport à la direction radiale.

3.3.3 Les chambres proportionnelles centrales CIP et COP

Les chambres CIP (Central Inner Proportional chamber) et COP (Central Outer Proportional chamber) sont constituées chacune de deux chambres proportionnelles multifils à haute résolution temporelle de 50 ns environ. La chambre CIP a un rayon moyen de 161 mm, couvre le domaine angulaire $7^\circ < \theta < 172^\circ$, est segmentée en 60 secteurs dans la direction z et en 8 secteurs en ϕ et est située entre le tube à vide et CIZ. La chambre COP a un rayon moyen de 507 mm, couvre le domaine angulaire $25^\circ < \theta < 155^\circ$, est segmentée en 18 secteurs dans la direction z et en 16 secteurs dans la direction ϕ et est située entre COZ et CJC2. Grâce à leur temps de réponse plus court que l'intervalle de temps entre deux croisements des faisceaux, ces chambres sont utilisées au premier niveau de la logique de déclenchement du système d'acquisition de données.

3.3.4 Sélection des événements à deux traces

Les événements à deux traces sont sélectionnés en utilisant le système de chambres à dérive centrales (CJC1, CJC2, CIZ, COZ). Le programme de reconstruction de traces de H1 procède à un ajustement des informations provenant de ces sous-détecteurs, afin de reconstruire les trajectoires des particules et de déterminer la coordonnée en z de leur point commun d'émission. Nous ne considérons que les événements pour lesquels deux traces sont reconstruites et émanent d'un vertex d'interaction compris dans les limites $-30 < z < 30$ cm. Nous demandons que l'angle polaire des traces soit compris entre 20° et 160°, afin d'éviter les traces émises dans les directions fort à l'avant ou à l'arrière, ne traversant que la chambre CJC1. Pour éviter les traces fortement courbées, qui sont difficilement reconstruites, nous imposons que leur impulsion transverse par rapport à la direction des faisceaux (p_t) soit supérieure à 100 MeV. Nous demandons aussi que les signes de la courbure des deux traces reconstruites soient opposés.

3.4 La partie arrière du détecteur H1 et la sélection de l'électron diffusé

Nous nous limitons ici à décrire la partie arrière du détecteur H1 après son amélioration intervenue pendant l'hiver 1994-95: le calorimètre arrière BEMC et la chambre à fils BPC ont été remplacés par le calorimètre arrière SPACAL et la chambre à dérive BDC (Backward Drift Chamber). La disposition de ce nouvel ensemble dans le détecteur H1 est présentée à la figure 3.6.

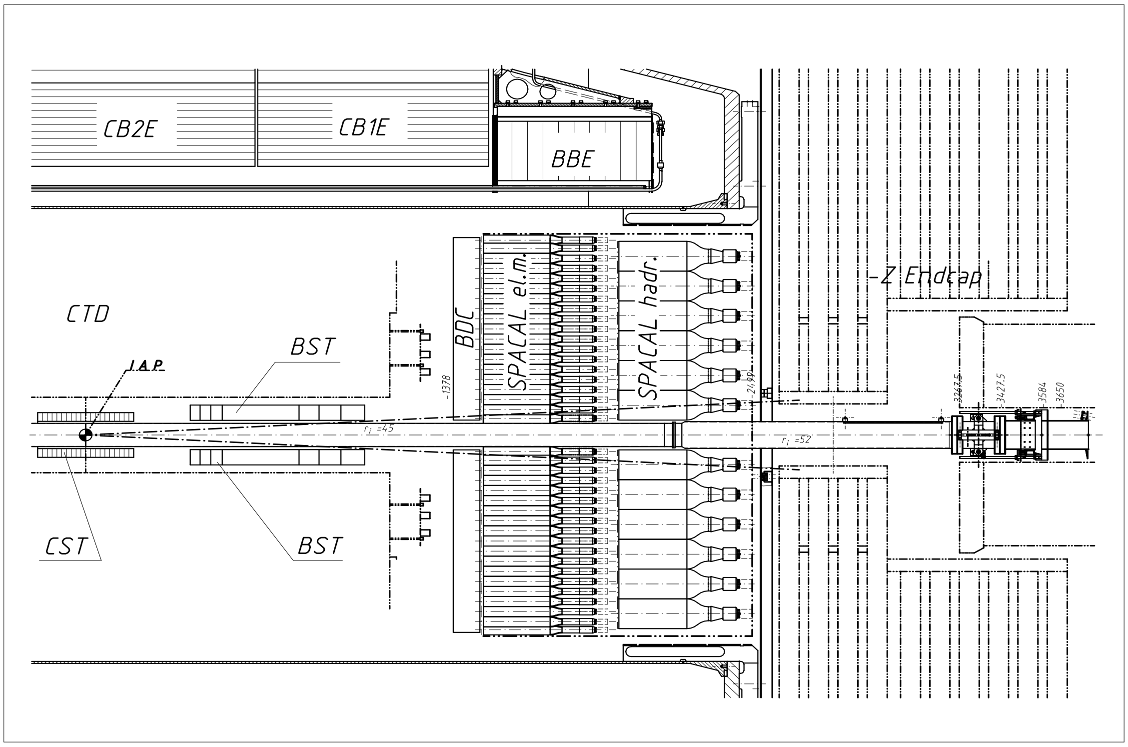

Figure 3.6: Section longitudinale par rapport à la direction des faisceaux de la partie arrière du détecteur H1.

3.4.1 Le calorimètre SPACAL

Les limitations du calorimètre BEMC étaient principalement dues au fait qu'il ne couvrait les angles polaires que jusqu'à 176°, qu'il n'était pas équipé pour détecter les hadrons et qu'il était formé de cellules assez grandes (16 × 16 cm^2). Le calorimètre SPACAL (SPAghetti CALorimeter) s'étend sur un domaine angulaire de $153^\circ < \theta < 177.5^\circ$ et comporte une partie électromagnétique et une partie hadronique. Le calorimètre SPACAL possède aussi une granularité plus fine (1192 cellules électromagnétiques (voir figure 3.7a) de dimension 4 × 4 cm^2 et 136 cellules hadroniques de dimension 12 × 12 cm^2). Un ensemble de 16 cellules est appelé module.

Le module du calorimètre électromagnétique situé près du tube à vide est appelé "insert". La géométrie des cellules de ce module est dessinée de façon à laisser l'espace nécessaire au tube à vide (figure 3.7b). De plus, quatre cellules de section annulaire, appelées cellules de veto, entourent le tube à vide. Si de l'activité y est détectée, cela indique qu'une partie d'une gerbe peut être perdue dans le tube à vide, conduisant à sous-estimer l'énergie de la particule correspondante.

Chaque cellule du calorimètre SPACAL est composée de fibres optiques scintillantes (milieu actif) entourées de plomb (absorbeur): les fibres sont insérées dans des plaques de plomb rainurées de manière à accueillir les fibres et à assurer le contact entre deux plaques (figure 3.7c). Les fibres sont disposées parallèlement à l'axe des faisceaux. A l'arrière de chaque cellule, les fibres sortantes sont noyées dans une colle epoxy qui donne la rigidité à l'ensemble. Des photomultiplicateurs (PM), montés à l'arrière de chaque cellule, ont une structure appropriée pour subir un champ magnétique intense. La longueur totale d'une cellule (PM compris) est de 50 cm (voir figure 3.7d). La partie hadronique du calorimètre SPACAL est installée derrière les PM qui lisent les modules électromagnétiques. Les cellules électromagnétiques sont moins denses que les cellules hadroniques (rapport volumique plomb/fibre = 2:1 au lieu de 4:1) et plus petites (40.5 × 40.5 mm^2 au lieu de 120 × 120 mm^2). Le volume actif du calorimètre électromagnétique est de 25 cm de long, correspondant à 28 longueurs de radiation et approximativement une longueur d'interaction hadronique. La section hadronique ajoute 1.02 longueurs d'interaction hadronique.

Le temps de réponse du SPACAL est très court (<1 ns), car la réponse des fibres est très rapide. Ceci permet d'utiliser le SPACAL pour déterminer si les particules qu'il détecte sont en temps par rapport au croisement des faisceaux (voir section 3.2). La résolution sur la position du barycentre du dépôt d'énergie est de quelques mm, correspondant à une résolution angulaire de l'ordre de 2 mrad pour les particules émises au vertex nominal d'interaction. Une première calibration en énergie des modules du SPACAL a été effectuée au SPS du CERN. D'après les tests effectués, la résolution en énergie dans la partie électromagnétique est de:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{(7.1 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%, \tag{3.2}$$

où l'énergie est exprimée en GeV.

Une calibration absolue précise en énergie de la partie électromagnétique du calorimètre SPACAL peut s'effectuer de différentes manières, notamment par la méthode dite du "pic cinématique" et celle dite du "double angle". La métode du pic cinématique utilise le fait que

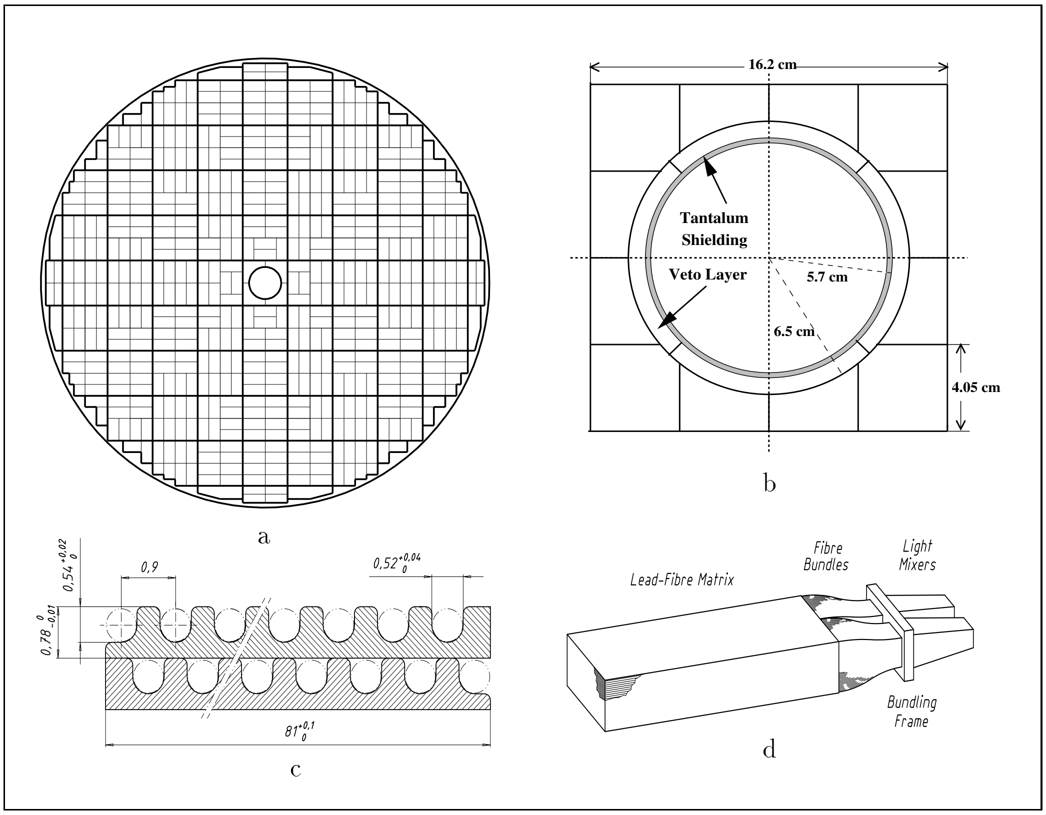

Figure 3.7: a) Vue transverse par rapport à la direction des faisceaux du calorimètre électromagnétique SPACAL. Les lignes grasses indiquent la limite des modules composés de 16 cellules. Les lignes plus fines indiquent les arrangements de 2 cellules. b) Vue transverse du module "insert". c) Section de 2 plaques de plomb du SPACAL électromagnétique. d) Schéma de l'arrangement de deux cellules.

la distribution en énergie de l'électron diffusé possède un maximum très prononcé autour de la valeur de l'énergie du faisceau incident. Les simulations par Monte-Carlo permettent de prédire la forme et la position exacte du pic cinématique dans le calorimètre, tenant compte de la résolution du détecteur et de son acceptance. La calibration utilisant les électrons diffusés du pic cinématique est donc basée sur la comparaison entre simulation et données. La méthode du double angle permet une vérification indépendante de cette calibration. L'énergie de l'électron diffusé est calculée grâce à la mesure des angles polaires de ce dernier et du quark diffusé (voir section 4.1.1). La comparaison de cette énergie recalculée et de l'énergie mesurée par le calorimètre permet une calibration absolue de ce dernier et est indépendante des simulations par Monte-Carlo.

3.4.2 La chambre à dérive arrière BDC

La chambre à dérive BDC (Backward Drift Chamber), située juste devant la section électromagnétique du calorimètre SPACAL, a pour but de reconstruire des segments de trace des particules chargées émises vers l'arrière. Elle comprend 8 plans de fils disposés selon quatre orientations différentes, menant à une résolution angulaire de l'ordre de 0.5 mrad pour des particules émises au vertex nominal d'interaction; sa résolution pour la séparation de deux traces est de 3 mm. La chambre BDC est particulièrement importante pour la mesure des paramètres de la trajectoire de l'électron diffusé, dans le cas des interactions profondément inélastiques.

3.4.3 Sélection de l'électron diffusé

Nous sélectionnons les événements avec un dépôt d'énergie supérieur à 17 GeV dans le calorimètre arrière SPACAL. Nous demandons que la largeur transverse par rapport à l'axe des faisceaux du dépôt d'énergie, R_{amas}, soit inférieure à 3.2 cm et qu'il n'y ait pas, dans la partie hadronique du calorimètre SPACAL, de dépôt d'énergie (E_{had}) supérieur à 200 MeV. Ces conditions rejettent le bruit de fond de hadrons caractérisés par des gerbes de dimensions latérale et longitudinale plus grandes que dans le cas des gerbes électromagnétiques. Nous rejetons également les événements avec plus de 1.0 GeV dans les cellules de veto (E_{veto}) situées tout près du tube à vide, évitant ainsi qu'une partie de l'énergie de l'électron diffusé soit perdue dans ce dernier.

Nous demandons enfin la présence d'un segment de trace dans la chambre BDC, situé dans un rayon de 3.0 cm autour du centre de gravité de la gerbe développée dans le calorimètre SPACAL (compte tenu des corrections de parallaxe), $R_{BDC} < 3$ cm, dans le plan $z = z_{amas}$, où z_{amas} est la position en z du centre de gravité de la gerbe. Ceci indique que la gerbe développée dans le calorimètre SPACAL résulte bien du passage d'une particule chargée et non d'une particule neutre.

L'ensemble de ces critères permet d'identifier avec une très bonne efficacité l'électron difusé dans le cas de la production élastique de mésons vecteurs, dans le domaine $1 \lesssim Q^2 \lesssim 60$ GeV^2.

3.5 Les détecteurs avant et la sélection des interactions élastiques

Dans cette thèse nous appelons “détecteurs avant” l'ensemble formé par détecteur de débris du proton (le PRT, pour “Proton Remnant Tagger”) et le spectromètre à muons (le FMD, pour “Forward Muon Detector”).

Le PRT est constitué de deux couches de scintillateurs séparées par des couches de plomb. Les plans de scintillateurs sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et couvrent autour du tube à vide une surface de 60 $\times$ 60 cm^2 divisée en différentes régions numérotées de 1 à 7. Il est situé en $z= +24$ m et couvre le domaine en angle polaire 0.67 mrad $< \theta <$ 6.05 mrad, non couvert par les autres détecteurs.

Le spectromètre à muons est composé de 6 paires de chambres à dérive radiales et azimutales disposées de part et d'autre d'un aimant toroïdal en acier délivrant un champ allant de 1.5 T à 1.75 T suivant le rayon. Les rayons des chambres sont de 4 m à 6 m. Le but principal de ce système est de détecter les muons de haute énergie (entre 5 et 200 GeV) émis vers l'avant dans des angles polaires compris entre 3° et 17°.

Nous sélectionnons les événements élastiques, où le proton reste intact dans l'état final, en demandant peu ou pas d'activité dans les détecteurs avant. En effet, dans le cas d'événements non élastiques, les débris du proton émis à petit angle vers l'avant peuvent interagir dans les parois du tube à vide ou avec le collimateur C3, qui se trouve sous le spectromètre à muons et dont la fonction est de protéger le détecteur contre le rayonnement synchrotron émanant du faisceau d'électrons. Des particules secondaires peuvent être émises lors de ces interactions sous un angle qui permet leur détection par les détecteurs avant. La simulation par Monte-Carlo des interactions de production de mésons ρ avec excitation du proton (voir section 4.2) montre que la rejection des événements possédant de l'activité dans les détecteurs avant sélectionne les interactions avec $M_Y \lesssim 1.6$ GeV, où M_Y est la masse du système baryonique.

Afin de ne considérer que les événements ne possédant pas d'activité dans la direction avant, nous demandons qu'il n'y ait pas de signal reconstruit dans les plans 1, 2, 3 et 7 du PRT et qu'il n'y ait pas plus d'une paire de signaux reconstruits dans le spectromètre à muons. Les régions 4, 5 et 6 du PRT ne sont pas utilisées car elles sont mal décrites par la simulation. La présence d'une paire de signaux est acceptée dans le spectromètre à muons, car elle est compatible avec le bruit de fond électronique du détecteur.

En outre, en raison de l'utilisation des détecteurs avant, nous devons corriger la section efficace mesurée de production élastique pour les pertes à grand transfert t [5], où le proton dans l'état final est suffisamment dévié pour interagir dans les parois du tube à vide et donner lieu à un signal détecté dans le PRT.

3.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de l'acquisition des données sélectionne les événements utiles produits lors d'une collision électron-proton et rejette les bruits de fond provenant principalement de la radiation synchrotron du faisceau d'électrons, des interactions des faisceaux

---

[5] La variable t est le carré de la quadri-impulsion transférée au proton.

avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide, ainsi que des interactions des faisceaux avec les parois du tube lui-même. L'intervalle de temps entre deux croisements des faisceaux (96 ns) étant inférieur au temps de réponse de certains sous-détecteurs (typiquement 13 × 96 ns pour le calorimètre LAR), la décision de déclenchement de l'acquisition de données ne peut être prise à la même fréquence. Pour rencontrer cette contrainte, sans introduire de temps mort trop important, un système de pile est utilisé afin de garder une trace des réponses de chaque élément de détecteur pour chaque croisement des faisceaux, pendant un temps correspondant à 25 à 30 croisements des faisceaux.

Le détecteur fournit un total de 270000 signaux électroniques. Afin de réduire le volume final des données et le temps mort à des valeurs acceptables pour le taux d'enregistrement, il existe différents niveaux de déclenchement, de filtre et de compression des données. Le système de déclenchement de H1 comprend 4 niveaux. A chaque croisement des faisceaux, tous les sous-détecteurs stockent dans la mémoire temporaire l'information lue et l'envoient d'autre part dans les modules du premier niveau du système de déclenchement (CTL1, Central Trigger Level 1), dont chacun forme un élément de déclenchement ("trigger element"). La décision du niveau CTL1 est prise sur base d'une combinaison logique d'éléments de déclenchement, appelés déclencheurs ("subtriggers"), au nombre de 128. Ces déclencheurs sont assignés soit à un type particulier de processus physiques (déclencheurs physiques), soit à un certain type de données expérimentales permettant de déterminer l'efficacité d'un sous-détecteur (déclencheurs de contrôle), ou encore à des événements dus au rayonnement cosmique servant à effectuer des calibrations et des synchronisations de détecteurs (déclencheurs cosmiques). Chaque déclencheur doit pouvoir définir à quel croisement des faisceaux correspond l'événement, "l'information t_0". Le niveau CTL1 utilise les informations provenant des détecteurs rapides: les signaux provenant des chambres proportionnelles et du SPACAL, ou un signal relatif à un début d'accumulation de charge lié à un dépôt d'énergie dans le calorimètre LAR. Ceci lui permet de donner une réponse sur l'événement dans un délai de 2 μs. Il faut noter que chacun des 128 déclencheurs peut voir son taux réduit volontairement par l'application d'un facteur d'atténuation. Le signal CTL1 final est défini par la somme logique de tous les déclencheurs, après l'application éventuelle des facteurs d'atténuation.

Si le niveau CTL1 accepte l'événement, l'accumulation des données dans la mémoire temporaire est arrêtée et la lecture des signaux de chaque sous-détecteur est effectuée par le système d'acquisition. Ici commence le temps mort du détecteur. Pendant que la lecture se fait, les niveaux CTL2 et CTL3 peuvent opérer. Le niveau CTL2 fournit une réponse après 20 μs au plus. Il se compose d'un système de reconnaissance d'événements physiques utilisant soit un programme de réseaux neuronaux, soit un programme de critères topologiques. Le niveau CTL3 n'est pas utilisé présentement, mais est prévu pour d'éventuels développements de critères de déclenchement plus sophistiqués. Tous les événements acceptés par le niveau CTL1 ne passent pas par le niveau CLT2, mais seulement ceux correspondant à certains déclencheurs. Les niveaux de déclenchements CTL1 et CTL2 reposent uniquement sur des modules électroniques (alors que les niveaux CTL4 et CTL5 sont purement logiciels).

Les événements acceptés par les niveaux de déclenchement CTL1 et CTL2 sont ensuite envoyés au niveau CTL4, qui reconstruit partiellement les événements afin d'avoir accès à un certain nombre de grandeurs physiques importantes (comme le bilan d'énergie de l'événement) permettant de rejeter les interactions de bruit de fond. Le niveau CTL4 travaille indépendamment des niveaux précédents. Quelque 20 % des événements acceptés par les niveaux CLT1 et CTL2 passent les coupures du niveau CTL4. De l'ordre de 1%

des événements rejetés par le niveau CTL4 est gardé pour une vérification ultérieure du fonctionnement de ce programme.

Le niveau CTL5 assure finalement une reconstruction complète des événements et il les répartit en différentes classes de processus physiques. Les événements non classifiés sont rejetés, afin de réduire le volume de données accumulées. Les données sont alors stockées sur bandes magnétiques et sont compressées. Le volume d'événements acceptés peut être à nouveau réduit volontairement par l'application de facteurs d'atténuation après les niveaux CTL4 et CTL5.

3.6.1 Les éléments de déclenchements SPCLe_IET

J'utilise dans ce travail des déclencheurs ("subtriggers") composés entre autres de l'élément de déclenchement ("trigger element") SPCLe_IET (IET pour Inclusive Electron Trigger). Cet élément de déclenchement se base sur la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre arrière SPACAL. Il procède de la manière suivante. Le calorimètre est segmenté en 320 matrices de 4×4 cellules voisines (fenêtres IET). Ces fenêtres se superposent de façon à éviter les inefficacités au bord des fenêtres. Dans chaque fenêtre, les énergies déposées dans les 16 cellules sont sommées. Trois seuils d'énergie différents (SPCLe_IET > 0, SPCLe_IET > 1, SPCLe_IET > 2) peuvent être ajustés entre 100 MeV et 20 GeV environ. Si dans l'une des fenêtres le signal dépasse l'un de ces seuils, l'élément de déclenchement correspondant est activé. Les éléments de déclenchement SPCLe_IET sont utilisés en concommitance avec les éléments de déclenchement regroupés ici sous le nom de "Veto". Ceux-ci assurent que les événements sont en temps (voir section 3.2), c'est-à-dire qu'ils arrivent dans le détecteur après un intervalle de temps proche de celui supposé pour l'arrivée des signaux venant d'une interaction ep. Ceci permet de rejeter les bruits de fond des interactions du faisceau de protons avec le gaz résiduel ou le tube à vide, en amont du détecteur, qui ne sont pas en temps.

En 1996, les seuils utilisés pour les éléments de déclenchement SPCLe_IET > 0, SPCLe_IET > 1, SPCLe_IET > 2, étaient respectivement de 2 GeV, 7 GeV et 12 GeV. Ces éléments de déclenchement ne sont effectifs qu'à l'extérieur d'un rectangle allant de -8 cm à +16 cm en x et de -8 cm à +16 cm en y dans le calorimètre ("Outer SPACAL"). A l'intérieur de ce rectangle ("Inner SPACAL"), on définit les éléments de déclenchement SPCLe_IET_Cen_2 et SPCLe_IET_Cen_3, correspondant respectivement aux conditions SPCLe_IET > 1 et SPCLe_IET > 2 de la partie extérieure du calorimètre.

Nous distinguons les régions intérieure et extérieure du calorimètre, au niveau du système de déclenchement de l'acquisition des données, principalement pour deux raisons. D'une part, la section efficace d'interaction ep diminue très rapidement quand l'électron dans l'état final est diffusé à grand angle par rapport à sa direction incidente (voir section 4.1). Le taux d'événements venant d'interactions ep étant donc plus important dans la région intérieure du calorimètre que dans la région extérieure, des conditions de déclenchement différentes y sont appliquées afin de limiter le taux d'enregistrement à une valeur acceptable. D'autre part, on observe un taux anormalement élevé d'événements possédant un dépôt d'énergie dans quelques cellules du calorimètre électromagnétique situées près du tube à vide. Ce dépôt d'énergie résulte fort probablement de la radiation synchrotron accompagnant le faisceau d'électrons et survivant aux différents collimateurs situés à l'entrée du détecteur H1. Afin d'éviter de déclencher le système d'acquisition sur ce bruit de fond, il est nécessaire de demander la présence d'un signal venant d'un autre détecteur, par exemple la présence d'un vertex d'interaction reconstruit ou d'une trace recontruite.

L'élément de déclenchement SPCLe_ToF_E_2 demande que l'énergie totale récoltée dans la partie électromagnétique du calorimètre arrière SPACAL soit supérieure à 15 GeV.

3.6.2 Les déclencheurs S3 et S4

Les déclencheurs sont définis à la table 3.3, les signes “&&”, “||” et “!” correspondant respectivement aux conditions logiques “and”, “or” et “not”. Pour notre analyse, nous avons utilisé les déclencheurs S3 et S4 dans la partie extérieure du calorimètre SPACAL. Ces déclencheurs sont en effet très efficaces pour des électrons diffusés de grande énergie, ce qui est le cas pour notre analyse (voir section 3.4.3). Les déclencheurs S0 et S1 sont utilisés comme déclencheurs de contrôle.

Le déclencheur S0 (qui n'est pas utilisé pour la sélection des événements car il possède un facteur d'atténuation important) et le déclencheur S3 n'utilisent que les éléments de déclenchement basés sur un dépôt d'énergie dans le calorimètre SPACAL, tandis que les déclencheurs S1, S2 et S4 utilisent aussi des éléments de déclenchement basés sur des informations fournies par les détecteurs de traces.

La condition DCRPh_THig, requise par le déclencheur S2, impose la présence d'au moins un segment de trace reconstruit dans le détecteur de traces, ayant une impulsion transverse

déclencheurs	conditions
S0	(SPCLe_IET>2)&& (Veto)
S1	(SPCLe_IET>2)&& (zVtx_mul<7)&&((zVtx_T0 || FwdRay_T0))&& (Veto)
S2	(SPCLe_IET>1 ||SPCLe_IET_Cen_2)&& (DCRPh_THig&&zVtx_sig)&& (Veto)
S3	(SPCLe_IET>2&&SPCLe_ToF_E_2)&& (Veto)
S4	((SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3)&& SPCLe_ToF_E_2)&& (zVtx_mul<7)&&((zVtx_T0 || FwdRay_T0))&& (Veto)
Veto	(!SPCLh_AToF_E_1&&!BToF_BG)&& (!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG)&& ((FToF_IA || !FToF_BG)&&(PToF_IA || !PToF_BG))

Table 3.3: Définition des déclencheurs S0 à S4 en termes des éléments de déclenchement qui les composent. La condition zVtx_mul<7 correspond à demander qu'il y ait moins de 200 traces reconstruites dans le détecteur. La condition zVtx_sig impose qu'il y ait un nombre significatif de traces reconstruites dans le détecteur.

par rapport à l'axe des faisceaux de plus de 800 MeV. Cette dernière condition rejette une proportion importante des événements de production diffractive de mésons ρ. Le déclencheur S2 n'est donc pas utilisé pour notre analyse.

Les conditions zVtx_T0 et FwdRay_T0, utilisées par les déclencheurs S1 et S4, consistent à exiger que les chambres proportionnelles centrales (CIP et COP) et avant aient mesuré des signaux correspondant à au moins une trace pointant vers le point d'interaction nominal. Ces conditions ne sont efficaces qu'à $\simeq$ 90 % pour les événements à faible multiplicité (ici deux traces) qui nous intéressent. Le déclencheur S1 n'est donc pas utilisé pour la sélection des événements, car il est moins efficace que le déclencheur S3.

Le déclencheur S4 a l'avantage de sélectionner aussi les événements avec un dépôt d'énergie dans la partie intérieure du calorimètre, mais pose des conditions sur les traces qui sont peu contrôlables dans cette région.

L'ensemble de ces conditions nous amène, pour notre travail, à n'utiliser que la partie extérieure du calorimètre, S3 étant le déclencheur principal. Nous utilisons cependant également les événements retenus seulement par le déclencheur S4 sur les bords du rectangle formant la limite entre les parties intérieure et extérieure du calorimètre SPACAL, afin de minimiser les corrections d'efficacité et de migration de S3 dans cette région (voir section 5.1).

Le facteur d'atténuation de S3 est de 1 pour une grande partie des données. Dans le cas contraire, les périodes correspondantes de la prise des données ne sont pas considérées pour l'analyse. Nous reprenons à l'annexe A la liste des périodes d'acquisition de données ("runs"[6]) rejetées par cette condition.

3.7 Prise de données avec le vertex d'interaction décalé

Le mode standard d'opération de HERA est celui où le point de croisement des faisceaux est au vertex nominal, en $z = 0$ pour H1. Cependant il est possible de décaler en temps les faisceaux, et donc de changer la position de leur point de rencontre, ce qui a permis d'étendre le domaine d'espace de phase accessible à l'expérience. Pendant l'automne de l'année 1995, le point d'interaction nominal a été déplacé en $z = +70$ cm, ce qui a permis d'augmenter les valeurs accessibles de l'angle θ de l'électron diffusé, et par conséquent d'accéder à un domaine en Q^2 déplacé vers les petites valeurs. Ces données furent utilisées pour l'analyse de la production diffractive de mésons ρ avec $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 [3].

3.8 Mesure de la luminosité

Deux détecteurs, l'ET (Electron Tagger) et le PD (Photon Detector), sont utilisés pour mesurer la luminosité accumulée par l'expérience H1, à partir de la mesure du nombre

---

[6] Depuis le début du fonctionnement du collisionneur HERA, la prise de données par le détecteur H1 est divisée en un grand nombre de périodes d'acquisition se succédant dans le temps, appelées "runs". La prise des données durant les années 1995 et 1996 se caractérise par des numéros de runs dans les domaines [105040,131045] et [146416,171280] respectivement. Dans la suite de ce travail nous utilisons le terme anglais runs pour designer ces périodes d'acquisition de données.

d'événements de bremsstrahlung $ep \to ep\gamma$, dont la section efficace est connue. Le bruit de fond principal à cette réaction provient des interactions des électrons sur les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide. Ce bruit de fond est estimé de manière statistique en utilisant les paquets "pilotes" (voir section 3.1). Les événements de bremsstrahlung sont détectés en demandant la présence en coïncidence d'un électron dans l'ET et d'un photon dans le PD. L'ET est situé immédiatement à côté du tube à vide, en z = -33.4 m. Un électron diffusé d'énergie inférieure à celle du faisceau (en l'occurence entre 8 et 18 GeV) peut interagir dans l'ET après avoir été dévié davantage que les électrons du faisceau par les systèmes d'aimants (situé en z = -27.3 m) qui guident le faisceau d'électrons dans l'anneau de HERA. Les photons, n'étant pas soumis à l'action du champ magnétique du système d'aimants de l'accélérateur, sont émis vers l'avant et sont détectés dans le PD installé sur l'axe des faisceaux en z = -102.9 m. Le système de mesure de la luminosité est représenté à la figure 3.8.

Pour les données récoltées en septembre 1995 par le détecteur H1 avec le vertex d'interaction décalé à z= +70 cm, la luminosité intégrée totale est de 125 nb^{-1} après correction pour les paquets satellites (voir section 3.1). Cette correction représente de l'ordre de 7 %. Dans le cas des données récoltées durant l'année 1996, la luminosité intégrée totale, utilisée pour cette analyse, est de 3.87 pb^{-1} après correction pour les paquets satellites. Cette correction représente cette fois de l'ordre de 8 %.

La luminosité est calculée en ne considérant que les parties de runs où les sous-détecteurs importants pour notre analyse (calorimètres LAR et SPACAL, détecteurs de traces, détecteurs avant) fonctionnaient correctement, ainsi que les systèmes de déclenchement que nous utilisons. Les périodes pendant lesquelles le facteur d'atténuation du déclencheur S3 était supérieur à 1 sont également rejetées. La liste des runs non considérés pour l'analyse et donc pour le calcul de la luminosité est reprise à l'annexe A.

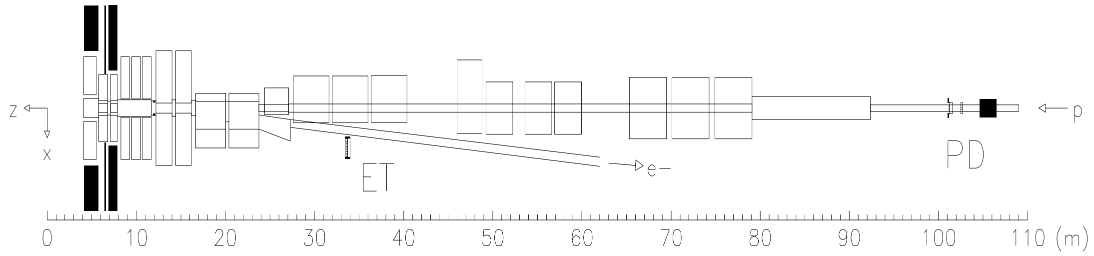

Figure 3.8: Le système de mesure de la luminosité de H1.

Chapitre 4

Reconstruction de la cinématique et simulation par Monte-Carlo

Dans ce chapitre, nous exposons d'abord la cinématique des interactions électron-proton en général et la cinématique de la production diffractive de mésons ρ. Nous détaillons le calcul de la section efficace de production diffractive de mésons ρ dans le cadre du modèle à dominance mésovectorielle et du modèle de Regge. Ces modèles sont le point de départ de l'algorithme de simulation de l'interaction (Monte-Carlo DIFFVM) que nous décrivons ensuite. Finalement nous comparons les principales distributions des variables cinématiques pour les données et la simulation.

4.1 Calcul des variables cinématiques

4.1.1 Interactions ep inclusives

Nous nous limitons dans ce travail au cas où l'interaction est purement électromagnétique, c'est-à-dire où le boson intermédiaire est un photon (virtuel)[1]. Cette interaction est schématisée à la figure 4.1. L'état final est constitué de l'électron diffusé et du système hadronique X. Les variables k, k', p, p' et $q = k - k' = p' - p$ sont les quadri–impulsions respectivement de l'électron incident et de l'électron diffusé, de masse m_e, du proton incident de masse m_p, du système hadronique de l'état final et du photon (virtuel) d'interaction. On définit les invariants suivants:

$$s = (p+k)^2,\ Q^2 = -q^2,\ W^2 = (p+q)^2,\ x = -\frac{k \cdot q}{p \cdot q},\ \nu = \frac{p \cdot q}{m_p},\ y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \qquad (4.1)$$

La variable s est le carré de l'énergie totale disponible dans le système du centre de masse ep, Q^2 est l'opposé du carré du transfert de quadri–impulsion et W est la masse invariante du système hadronique, c'est-à-dire l'énergie disponible dans le système du centre de masse γp. Les variables sans dimension x et y sont les invariants de Bjorken. Dans le référentiel au

---

[1] En effet, pour le domaine cinématique considéré dans ce travail ($Q^2 \lesssim 60$ GeV^2), la contribution des interactions avec échange du boson intermédiaire Z^0 (interactions faibles) est négligeable.

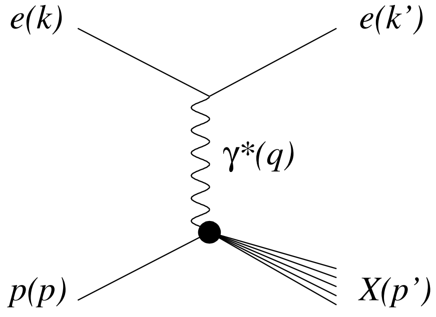

Figure 4.1: Schéma de l'interaction $ep \to eX$.

repos du proton incident, l'invariant ν représente l'énergie du photon échangé et l'invariant y, la fraction d'énergie de l'électron incident qui est cédée au photon. Pour les interactions profondément inélastiques et dans un référentiel en mouvement rapide par rapport à la cible (le référentiel de Breit), x peut être interprété comme la fraction d'impulsion du proton portée par le quark sur lequel a lieu l'interaction.

En négligeant les masses m_e et m_p, les variables x, Q^2, y et W^2 sont reliées entre elles par les relations:

$$Q^2 \simeq xys, \tag{4.2}$$

et

$$W^2 \simeq Q^2(\frac{1}{x} - 1). \tag{4.3}$$

Pour $x \ll 1$,

$$W^2 \simeq ys. \tag{4.4}$$

Les invariants x et y étant compris entre 0 et 1, ces équations impliquent que $0 < Q^2 < W^2 < s$. Connaissant s, la connaissance de deux des invariants (par exemple x et Q^2) détermine toute la cinématique de l'interaction.

Le domaine cinématique accessible à l'expérience dépend de l'énergie dans le système du centre de masse, de la couverture angulaire du détecteur et de la précision des mesures d'angles et d'énergies. Actuellement à HERA, $s = 90617$ GeV^2. Le domaine cinématique accessible pour Q^2 s'étend donc jusqu'à 10^5 GeV^2 et si on se limite à des valeurs de $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2, la plus petite valeur pour x est de l'ordre de 10^{-5}. Le domaine cinématique accessible forme donc un triangle dans le plan (log Q^2, log x) (voir figure 4.2).

Il existe différentes méthodes pour reconstruire les variables cinématiques. La méthode dite "de l'électron" utilise l'énergie (E_e) et l'angle polaire (θ_e) de l'électron diffusé (E_0 re-

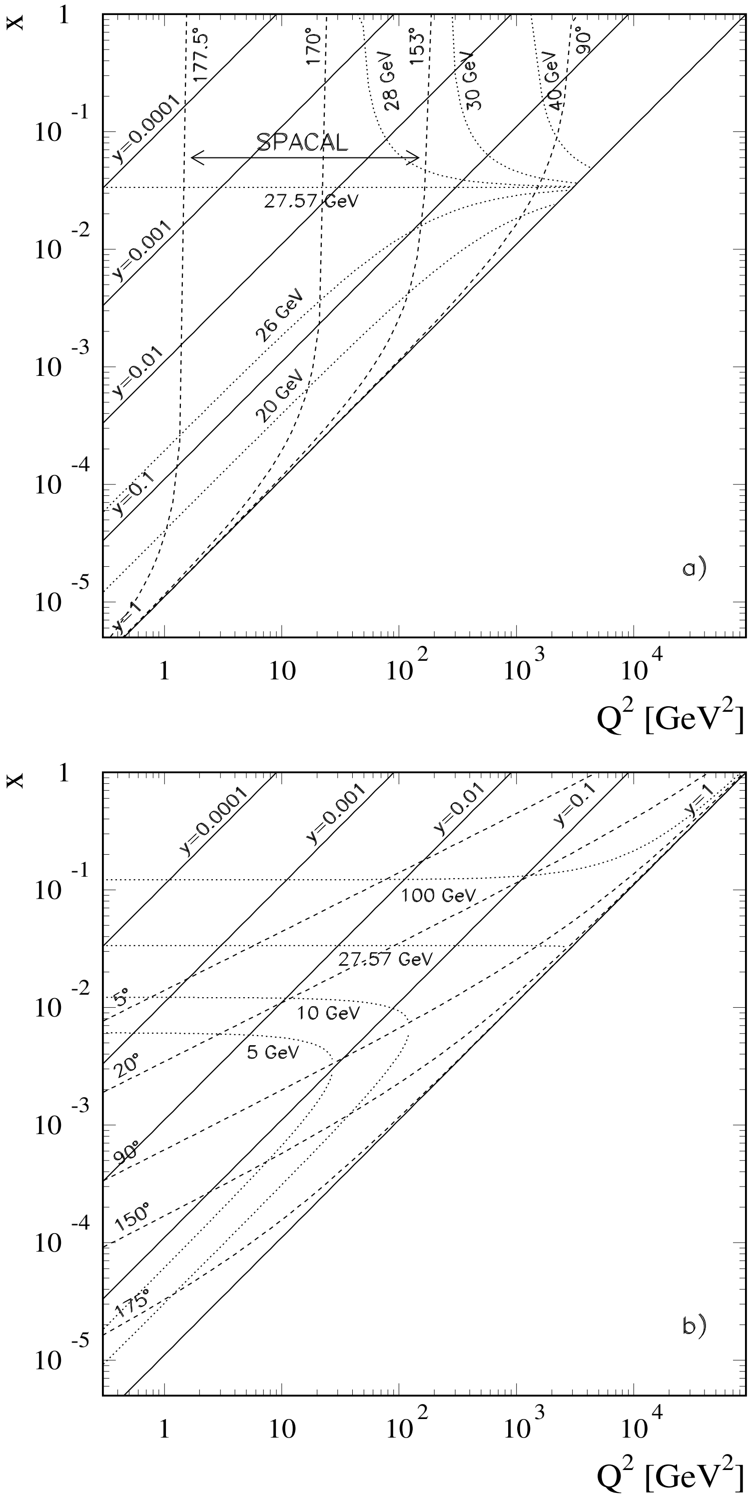

Figure 4.2: Domaine cinématique dans le plan (log Q^2, log x): a) courbes à valeurs constantes de l'énergie et de l'angle polaire de l'électron diffusé (E_e et θ_e) et de y; b) courbes à valeurs constantes de l'énergie et de l'angle polaire du quark diffusé (E_j et θ_j) et de y.

présente l'énergie de l'électron incident):

$$Q^2 = 4E_0E_e\cos^2(\frac{\theta_e}{2}), \tag{4.5}$$

$$y = 1-\frac{E_e}{E_0}\sin^2(\frac{\theta_e}{2}). \tag{4.6}$$

Dans le plan (log Q^2, log x) les courbes à valeurs constantes de l'énergie de l'électron diffusé, de son angle polaire et de y sont présentées à la figure 4.2a. Comme nous requérons explicitement un électron diffusé dans le calorimètre arrière, c'est-à-dire $153^\circ < \theta_e < 177.5^\circ$ (pour un vertex situé au point d'interaction nominal), la figure 4.2a indique le domaine accessible en Q^2.

D'autres méthodes de reconstruction des variables cinématiques existent. Il s'agit notamment de la méthode dite du "double angle" [110], où l'on utilise les angles polaires de l'électron diffusé et du quark diffusé et la méthode dite de "Jacquet-Blondel" [111], n'utilisant que l'information provenant des hadrons. La méthode du double angle a l'avantage d'être indépendante de la calibration en énergie des calorimètres, car elle n'utilise que les angles. La figure 4.2b donne les courbes à valeurs constantes de l'énergie du quark diffusé et de son l'angle polaire, E_j et θ_j respectivement, pour les interactions profondément inélastiques.

4.1.2 La réaction $ep \to ep\rho$

Nous détaillons maintenant la reconstruction des variables cinématiques pour le cas particulier de la production diffractive de mésons ρ: $ep \to ep\rho$. Le schéma de l'interaction est présenté à la figure 4.3a. Le méson ρ, dont la masse est de 0.77 GeV, possède un temps de vie très court ($\simeq 10^{-23}$ s) et se désintègre (avec un taux de branchement supérieur à 99 %) en deux pions de charges opposées: $\pi^+\pi^-$. La production exclusive de mésons ρ avec excitation diffractive du proton (interaction avec dissociation du proton, dite également production diffractive inélastique) est schématisée à la figure 4.3b.

Dans le cas de la production diffractive (élastique ou inélastique) de mésons ρ, la cinématique peut être décrite complètement moyennant l'introduction, en plus de s et des deux variables permettant de caractériser l'interaction ep, de deux variables: la variable t, qui est le carré du transfert de quadri–impulsion entre le photon et le proton incident (voir figure 4.3) ($t < 0$), et l'angle entre le plan de diffusion du proton et le plan de diffusion de l'électron. Dans notre travail, nous intégrons sur cet angle, car le proton diffusé n'est pas détecté. La masse invariante du système hadronique est:

$$W^2 = (p' + \rho)^2, \tag{4.7}$$

où p' et ρ sont respectivement la quadri–impulsion du proton diffusé et du méson ρ.

Il existe une valeur minimale pour les variables t et Q^2 provenant des contraintes cinématiques:

$$Q^2_{min} \simeq \frac{(m_e y)^2}{1-y} \quad \text{et} \quad t_{min} \simeq -\frac{(m_\rho^2 + Q^2)^2\ m_p^2}{W^4}. \tag{4.8}$$

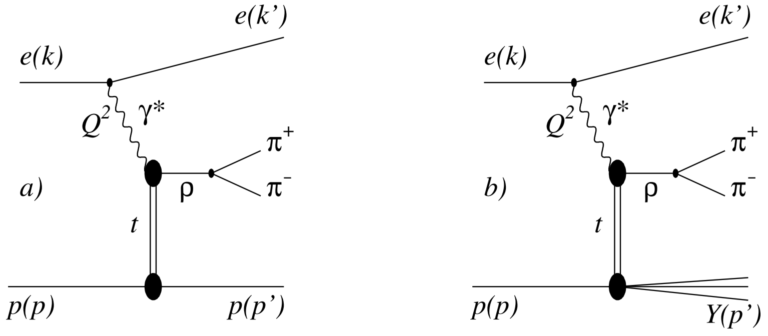

Figure 4.3: Production exclusive de mésons ρ par interaction électron-proton: a) production élastique; b) production avec excitation diffractive du proton.

Dans le domaine cinématique qui nous intéresse, ces quantités sont extrêmement petites: $Q^2_{min} \simeq 0.2\ 10^{-8}$ GeV^2 et $t_{min} \simeq 0.5\ 10^{-5}$ GeV^2.

Dans notre analyse, nous avons utilisé la méthode du double angle pour reconstruire la variable Q^2 et la méthode de Jacquet-Blondel pour reconstruire y, W et t. Les formules utilisées sont:

$$Q^2 = {Q^2}_{da} = 4E_0^2 \frac{\sin\theta_\rho(1+\cos\theta_e)}{\sin\theta_\rho + \sin\theta_e - \sin(\theta_e+\theta_\rho)} \tag{4.9}$$

$$y = \frac{E_\rho - P_{z_\rho}}{2E_0} \tag{4.10}$$

$${Q^2}_{jb} = \frac{P^2_{x_\rho} + P^2_{y_\rho}}{1-y} \tag{4.11}$$

$$x = \frac{{Q^2}_{jb}}{ys} \tag{4.12}$$

$$W^2 = ys(1-x) \tag{4.13}$$

$$E_e = \frac{2E_0 - E_\rho + P_{z_\rho}}{1-\cos\theta_e} \tag{4.14}$$

$$P_{x_e} = E_e \sin\theta_e \cos\phi_e \tag{4.15}$$

$$P_{y_e} = E_e \sin\theta_e \sin\phi_e \tag{4.16}$$

$$t^2 = (P_{x_e} + P_{x_\rho})^2 + (P_{y_e} + P_{y_\rho})^2 \tag{4.17}$$

$$\Sigma(E - P_z) = (E_{e(SPA)} + E_\rho) - (P_{z_{e(SPA)}} + P_{z_\rho}) \tag{4.18}$$

où $(E_e, P_{x_e}, P_{y_e}, P_{z_e})$ et $(E_\rho, P_{x_\rho}, P_{y_\rho}, P_{z_\rho})$ représentent respectivement les quadri–vecteurs de l'électron diffusé et du méson ρ. La variable $\Sigma(E - P_z)$ est définie comme étant la somme des énergies moins la somme des impulsions longitudinales de toutes les particules de l'état final. Cette grandeur étant conservée, la variable $\Sigma(E - P_z)$ pour l'état final est la même que pour l'état initial et vaut deux fois l'énergie du faisceau des électrons incidents en l'absence de radiation (voir section 5.5).

Nous utilisons la méthode du double angle pour reconstruire la variable Q^2. Par contre, pour reconstruire y, W ou t, la méthode Jacquet-Blondel est meilleure. En effet, l'impulsion des deux pions (et donc celle du méson ρ) est reconstruite précisément par le détecteur de traces central. Les résolutions de la mesure de ces variables cinématiques sont présentées à la section 4.5.

Il est à noter que pour le calcul de la variable t, c'est la valeur reconstruite de l'énergie de l'électron (E_e) qui est utilisée, car elle est plus précise que celle mesurée dans le calorimètre arrière SPACAL. Par contre, pour la mesure de $\Sigma(E-P_z)$, c'est la valeur mesurée de l'énergie de l'électron diffusé ($E_{e(SPA)}$) qui est utilisée.

4.1.3 Variables caractérisant la désintégration du méson ρ

Le détail du formalisme développé pour l'étude de la polarisation du photon virtuel échangé et du méson ρ dans l'état final est présenté à la section 7.1. Trois angles sont utilisés pour caractériser la production et la désintégration du méson ρ: les angles polaire θ et azimutal φ du pion positif venant de la désintégration du méson ρ, dans le système au repos de ce dernier, et l'angle ϕ entre le plan de production du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron, dans le système du centre de masse γp (voir figure 7.1).

La distribution angulaire de désintégration $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ est reliée aux éléments de la matrice de densité de spin du méson ρ. Son étude fournit donc des informations sur l'état d'hélicité du méson ρ dans l'état final.

Après intégration de la distribution $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ sur les angles φ et ϕ, nous obtenons que le méson ρ se désintègre en deux pions selon la loi [112]:

$$W(\cos\theta) \propto \frac{3}{4}(1 - r^{04}_{00} + (3r^{04}_{00} - 1)\ \cos^2\theta). \tag{4.19}$$

Le paramètre r^{04}_{00} est l'un des éléments indépendants mesurables de la matrice de densité de spin du méson ρ.[2] Il représente la probabilité d'observer dans l'état final un méson ρ polarisé longitudinalement. Dès lors, une distribution en $\sin^2\theta$ caractérise une production purement transverse de mésons ρ et une distribution en $\cos^2\theta$, une production purement longitudinale.

Si nous supposons la conservation de l'hélicité dans le canal s ("hypothèse SCHC") au vertex γp, c'est-à-dire que l'hélicité du photon virtuel est retenue par le méson ρ, un autre élément indépendant de la matrice de densité de spin du méson ρ, l'élément r^1_{1-1}, peut être mesuré grâce à la distribution de l'angle $\psi = \phi - \varphi$, qui représente l'angle entre le plan de désintégration du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron:

$$W(\psi) \propto \frac{1}{2\pi}\ (1 + 2\ \varepsilon\ r^1_{1-1}\ \ \cos 2\psi). \tag{4.20}$$

Le paramètre ε représente le rapport entre les flux de photons transverses et longitudinaux, (à HERA, $\langle\varepsilon\rangle \simeq 0.99$):

$$\varepsilon = \frac{2(1-y)}{(1+(1-y)^2)}. \tag{4.21}$$

---

[2] Le paramètre r^{04}_{00} est en fait une combinaison linéaire des éléments de la matrice de densité de spin ρ^0_{00} et ρ^4_{00} du méson ρ (voir chapitre 7.1).

Toujours sous l'hypothèse SCHC, l'élément de matrice r_{00}^{04} est relié à R, le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons longitudinaux et transverses:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}}. \tag{4.22}$$

Si nous supposons qu'en plus de l'hypothèse SCHC, l'échange dans le canal t soit de parité naturelle ("natural parity exchange", où encore NPE), $P = (-1)^J$, c'est-à-dire que seules les particules portant les nombres quantiques $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$... peuvent être échangées dans l'interaction, alors la distribution angulaire de désintégration se réduit à:

$$\begin{aligned} W(\cos\theta, \psi) = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{1+\varepsilon\ R} \Big\{ \sin^2\theta\ (1 + \varepsilon\ \cos 2\psi) \\ + 2\ \varepsilon\ R\ \cos^2\theta - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)\ R}\ \cos\delta \sin 2\theta \cos\psi \Big\}, \end{aligned} \tag{4.23}$$

où δ est la phase entre les amplitudes de production transverse et longitudinale.

Après intégration de l'équation 4.23 sur $\cos\theta$, on obtient une relation entre r_{1-1}^{1} et r_{00}^{04}:

$$r_{1-1}^{1} = \frac{1}{2}\ (1 - r_{00}^{04}). \tag{4.24}$$

4.2 Le programme de simulation par Monte-Carlo DIFFVM

L'algorithme DIFFVM simule la production diffractive de mésons ρ à partir des modèles phénoménologiques de la dominance mésovectorielle et de Regge. Il est utilisé afin de corriger les distributions expérimentales pour les effets liés au détecteur: erreurs de mesure, inefficacités, acceptances, pertes (voir section 5.2). Pour cela, il est important que les distributions des événements simulés reproduisent correctement celles observées dans les données expérimentales. Les sections efficaces corrigées grâce à la simulation DIFFVM peuvent alors être utilisées pour mesurer les paramètres de la réaction et peuvent être comparées à différentes prédictions théoriques.

Cette section passe en revue l'algorithme DIFFVM de simulation par Monte–Carlo de la production diffractive de mésons ρ. Nous détaillons d'abord les calculs de la section efficace et décrivons ensuite la simulation et les paramètres d'entrée du programme, choisis par l'utilisateur.

4.2.1 Section efficace

Le programme DIFFVM de simulation par Monte-Carlo [113] simule la production diffractive de mésons vecteurs dans les interactions ep à HERA. Il est basé sur le modèle à dominance mésovectorielle et le modèle de Regge. L'idée de base est la suivante: l'électron émet un photon qui forme un méson vecteur virtuel (modèle à dominance mésovectorielle). Celui-ci interagit de manière diffractive avec le proton, c'est-à-dire avec échange d'un pomeron (modèle de Regge). Pour ces processus, la simulation par Monte-Carlo peut simuler des interactions élastiques où le proton reste intact (voir figure 4.3a), ou encore des interactions avec dissociation diffractive du proton (voir figure 4.3b).

Nous allons introduire la section efficace de production diffractive de mésons ρ, utilisée par la simulation par Monte-Carlo DIFFVM. Pour cela nous utilisons le formalisme général pour la diffusion inélastique $ep \to Xp$ [114]. La section efficace $ep \to eX$ s'exprime en fonction des sections efficaces polarisées transverse σ_T et longitudinale σ_L:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E_e\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{k}{|q^2|}\frac{E_e}{E_0}\frac{1}{1-\varepsilon}\,(\sigma_T+\varepsilon\sigma_L)_{[\gamma p\to X]}, \tag{4.25}$$

où

$$\varepsilon = \left(1-\frac{2(\nu^2-q^2)}{q^2}\,tg^2\frac{\theta_e}{2}\right)^{-1}, \tag{4.26}$$

$$k = \nu+\frac{q^2}{2m_p}, \tag{4.27}$$

où $d\Omega$ est l'élément d'angle solide et α la constante de structure fine.

Cette équation peut être particularisée au cas de la production diffractive de mésons vecteurs. Pour ce faire, le générateur DIFFVM se base d'abord sur le modèle à dominance mésovectorielle (voir section 2.3.1). Dans ce cadre, le photon est vu comme une superposition d'un photon "nu" et de différents mésons vecteurs et, en ne considérant ici que le méson ρ,

$$(\sigma_T+\varepsilon\sigma_L)_{[\gamma p\to X]} = \frac{4\pi\alpha}{f_\rho^2}\frac{m_\rho^4}{(Q^2+m_\rho^2)^2}\,(\sigma_T+\varepsilon\sigma_L)_{[\rho p\to X]}, \tag{4.28}$$

où f_ρ^2 représente le couplage entre le photon virtuel et le méson ρ virtuel. Considérant l'état final $|X\rangle$ comme étant l'état particulier $|\rho p\rangle$, effectuant le changement de variable $(E_e,\Omega)\to(Q^2,y)$ et introduisant la dépendance en t, on obtient la section efficace différentielle:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}y} = \frac{2\alpha^2}{\pi}\frac{k}{|q^2|}\frac{E_e}{E_0}\frac{1}{1-\varepsilon}\left|\frac{d(E_e,\Omega)}{d(Q^2,y)}\right|\frac{1}{f_\rho^2}\frac{m_\rho^4}{(Q^2+m_\rho^2)^2}(\frac{\mathrm{d}\sigma_T}{\mathrm{d}t})_{[\rho p\to\rho p]}(1+\varepsilon R), \tag{4.29}$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}[\rho p\to\rho p]. \tag{4.30}$$

Le générateur DIFFVM paramétrise $R(Q^2)$ de la manière suivante:

$$R(Q^2) = \frac{\xi\frac{Q^2}{m_\rho^2}}{1+\xi\chi\frac{Q^2}{m_\rho^2}}. \tag{4.31}$$

Dans le cas où $\chi = 0$, cette formule se réduit à la prédiction du modèle à dominance mésovectorielle (voir équation 2.36). L'intérêt de l'introduction du paramètre χ est de forcer R à approcher $1/\chi$ à grand Q^2 au lieu de croître indéfiniment. Cette saturation à grand Q^2 est en effet observée expérimentalement (voir section 7.3.2). Les paramètres ξ et χ sont donnés par l'utilisateur du programme.

Le générateur DIFFVM utilise ensuite le modèle de Regge (voir section 2.2.2) pour paramétriser la section efficace $\rho p \longrightarrow \rho p$. Le générateur ne considère que l'échange d'un pomeron et néglige les contributions venant de l'échange des autres trajectoires de Regge. Cette approximation est valide à grande énergie dans le centre de masse γp ($W \gtrsim 10$ GeV) et à petite masse M_Y du système dissociatif (M_Y est la masse du proton dans le cas élastique) $M_Y^2/W^2 \lesssim 0.1$. Les formules 2.25 et 2.26 sont alors utilisées, où l'énergie dans le centre de masse est maintenant W:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} = \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t}\right|_{t=0,W=W_0} e^{-b|t|} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon}, \tag{4.32}$$

avec

$$b(W) = b(W_0) + 4\alpha' \ln\frac{W}{W_0}, \tag{4.33}$$

où $d\sigma/dt(t = 0, W = W_0)$, W_0, ϵ, $b(W_0)$ et α' sont des paramètres positifs, choisis par l'utilisateur.

Après intégration sur t de l'équation 4.32, on obtient (en négligeant le terme $e^{b(W)t_{max}}$):

$$\sigma(W) \propto \frac{W^{4\epsilon}}{b(W_0) + 4\alpha' \ln(\frac{W}{W_0})} e^{b(W)t_{min}}, \tag{4.34}$$

où t_{min} est défini à l'équation 4.8. L'échelle hadronique W_0 est prise à $W_0 = 1$ GeV. Cette paramétrisation décrit bien les données expérimentales dans la région cinématique où l'échange du pomeron est dominant, c'est-à-dire pour $|t| \lesssim 1$ GeV^2 et $W \gtrsim 10$ GeV dans le cas des mésons ρ et ω [3].

Dans le cas de la production diffractive de mésons vecteurs avec proton dissocié de masse M_Y, suivant toujours le modèle de Regge, le générateur DIFFVM paramétrise la section efficace comme:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_Y^2} = \left.\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_Y^2}\right|_{t=0,W=W_0,M_Y=M_0} e^{-b|t|} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{4\epsilon} \left(\frac{M_Y}{M_0}\right)^{-2(1+\epsilon)}, \tag{4.35}$$

où

$$b(W, M_Y) = b(W_0, M_0) + 4\alpha' \left(\ln\frac{W}{W_0} - \ln\frac{M_Y}{M_0}\right). \tag{4.36}$$

Notons encore que le modèle de Regge prédit que $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\mathrm{d}M_Y^2}$ est proportionnel à $W^{4\epsilon}e^{-bt}M_Y^{-2}$, alors que le comportement de la section efficace intégrée est plus compliqué, car ni b, ni t_{min} ne sont indépendants de M_Y.

4.2.2 Simulation par Monte-Carlo

Le point de départ de l'algorithme de simulation DIFFVM est la section efficace différentielle de production quasi-élastique d'un méson ρ, l'équation 4.29. Les variables cinématiques Q^2

---

[3] Pour les mésons ϕ et J/ψ, l'échange du pomeron domine pour toutes valeurs de W car les autres trajectoires ne contribuent pas à cause de la règle de Zweig.

et y sont générées selon l'équation 4.29 après intégration sur t, la variable t étant générée indépendamment selon la loi exponentielle (équation 4.32) en tenant compte des bornes cinématiques: ${Q^2}_{min}$ et t_{min}. Les deux variables Q^2 et y fixent les paramètres de l'électron diffusé et du photon (ou du méson ρ virtuel), sauf pour une rotation aléatoire, distribuée uniformément autour de l'axe du faisceau. Dans le système du centre de masse γp, le choix de t fixe les paramètres du méson ρ et du proton diffusé, à une rotation aléatoire uniforme près autour de la direction du photon dans ce système. La désintégration du méson ρ en deux pions est enfin simulée (dans le référentiel au repos du méson ρ) selon l'équation 4.19, le plan de production du système $\pi^+\pi^-$ étant déterminé par une nouvelle rotation aléatoire uniforme autour de la direction du méson ρ.

Les principaux paramètres d'entrée du programme, qui doivent être choisis par l'utilisateur, sont repris au tableau 4.1. Le choix des paramètres n, ξ, χ, ϵ, b_0, α' de la simulation, utilisés dans notre travail, provient des résultats obtenus en analysant les données récoltées par le détecteur H1 en 1994 [2].

	paramètres	valeurs
électron diffusé	E_{min}	12 GeV
	θ_{max}	179°
cinématique	W_{min}	10 GeV
	W_{max}	s
	${Q^2}_{min}$	1.5 GeV^2
	${Q^2}_{max}$	100 GeV^2
	$y\ _{min}$	0.0006
	$y\ _{max}$	1
modèle VDM	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2 \simeq (Q^2 + m_\rho^2)^{-n}$	n=2.5
	$R = \frac{\xi Q^2/m_\rho^2}{1+\xi\chi Q^2/m_\rho^2}$	ξ=0.6
		χ=0.33
modèle Regge	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto W^{4\epsilon}$	ϵ=0.15
	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}t \propto exp\left((b_0 + 2\alpha' \ln \frac{W^2}{W_0^2}).t\right)$	b_0=6.0 GeV^{-2}
		α'=0.25 GeV^{-2}

Table 4.1: Liste des principaux paramètres d'entrée du programme DIFFVM, ainsi que les valeurs choisies.

4.3 Echantillon final d'événements

Après avoir introduit les variables cinématiques (voir section 4.1), nous revenons maintenant aux données et résumons les coupures finales pour la sélection des événements de production diffractive de mésons ρ. L'ensemble des critères de sélection sont repris à la table 4.2. La table indique également les régions (x, y) du calorimètre SPACAL non utilisées pour l'analyse, à cause des inefficacités du système de déclenchement (voir section 5.1), ainsi que le domaine cinématique considéré.

Aux sections 3.4.3 et 3.3.4, nous avons respectivement expliqué les critères de sélection des événements avec un dépôt d'énergie dans le calorimètre arrière SPACAL et des événements à deux traces. Rappelons que nous demandons la présence d'un dépôt d'énergie supérieur à 17 GeV dans le calorimètre arrière SPACAL, ainsi que d'un segment de trace dans la chambre BDC, situé dans un rayon de 3.0 cm autour du centre de gravité de la gerbe développée dans le calorimètre SPACAL. Nous ne considérons que les événements pour lesquels deux traces sont reconstruites, de courbures opposées et dont les angles polaires sont compris entre 20° et 160°.

Nous demandons en outre que $\Sigma(E - P_z) > 45$ GeV. Cette variable est définie à la section 4.1.2. Cette coupure est importante afin de rejeter les événements avec radiation d'un photon dans la direction de l'électron initial. Rappelons que la variable $\Sigma(E - P_z)$, où la sommation porte sur toutes les particules de l'état final, vaut en principe deux fois l'énergie du faisceau des électrons incidents. Or, pour les événements avec radiation d'un photon colinéaire à l'électron incident, les choses se passent comme si l'interaction se produisait avec une énergie réduite pour l'électron incident, c'est-à-dire avec une valeur plus faible de $\Sigma(E - P_z)$. Nous reviendrons sur l'importance de cette coupure à la section 5.5 décrivant les corrections radiatives.

Critères de sélection		
Sélection des runs	voir annexe A	
Electron	$E_e > 17$ GeV	
	$R_{BDC} < 3$ cm	
	$E_{veto} < 1$ GeV	
	$R_{amas} < 3.2$ cm	
	$E_{had} < 0.2$ GeV	
Zones du SPACAL rejetées (en cm)	x:[-16,8]	y:[-8,16]
	x:[16,20]	y:[4,8]
	x:[16,20]	y:[-8,-4]
	x:[-16,-12]	y:[-20,-16]
	x:[0,4]	y:[-32,-24]
	x:[36,40]	y:[20,24]
	x:[20,28]	y:[12,16]
Deux traces	$-30 < z_{vtx} < 30$ cm	
	$20° < \theta < 160$ °	
	produit des signes < 0	
	$P_t > 100$ MeV	
Détecteurs avant	paires $F_\mu < 2$	
	pas de signal dans le PRT	
Cinématique	$Q^2{}_{da} > 2.5$ GeV^2	
	$30 < W_{jb} < 150$ GeV	
	$t_{jb} < 0.5$ GeV^2	
Signal	$\Sigma(E - P_z) > 45$ GeV	
	$E_{max} < 0.5$ GeV	
	$m_{KK} < 1.04$ GeV	
	$0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV	

Table 4.2: Liste des coupures utilisées pour sélectionner les événements de production diffractive de mésons ρ.

Nous rejetons les événements possédant dans le calorimètre LAR un ou plusieurs amas d'énergie non associés aux traces attribuées aux pions de désintégration du méson ρ, ces amas indiquant la production de particules neutres supplémentaires dans l'interaction. Pour cela, nous devons dans un premier temps identifier les amas d'énergie associés aux deux traces. L'association trace-amas est réalisée de la manière suivante: le point d'entrée de la particule dans le calorimètre est calculé en tenant compte de la courbure de sa trajectoire dans le champ magnétique. En ce point, la tangente à la trajectoire est calculée et on définit autour de cette direction un cylindre de 25 cm de rayon dans la partie électromagnétique et de 40 cm de rayon dans la partie hadronique. Les dépôts d'énergie situés à l'intérieur de ces cylindres sont considérés comme étant associés à la trace. Nous définissons alors la variable E_{max} correspondant à l'énergie de l'amas le plus énergétique détecté dans le calorimètre à argon liquide et non associé aux deux traces. Nous acceptons les événements avec $E_{max} < 0.5$ GeV, tenant compte du fait qu'il existe un certain bruit de fond dans le calorimètre à argon liquide, se superposant à l'événement. La distribution de la variable E_{max} est reprise aux figures 4.4a et 4.4b, pour l'ensemble des événements possédant deux traces et un électron diffusé. La figure 4.4a indique clairement un pic pour $E_{max} \lesssim 0.2$ GeV, ainsi qu'une accumulation pour $0.5 \lesssim E_{max} \lesssim 2.0$ GeV qui suggère la présence supplémentaire d'au moins une particule neutre dans l'état final. La figure 4.4b reprend la région $E_{max} < 0.5$ GeV de la distribution et montre tout d'abord la présence d'une série d'événements avec $E_{max} = 0$, puis deux pics à $\simeq 70$ et 140 MeV correspondant respectivement au bruit de fond électronique d'une cellule et de deux cellules du calorimètre à argon liquide.

La sélection des événements avec $E_{max} < 0.5$ GeV permet également de rejeter une partie du bruit de fond des interactions avec dissociation du proton, principalement à grand M_Y (M_Y étant la masse du système baryonique). En effet, les débris du proton émis à grand angle vers l'avant ou les particules secondaires venant de l'interaction de ceux-ci avec les parois du tube à vide ou avec le collimateur C3 (voir 3.5) peuvent déposer de l'énergie dans la partie avant du calorimètre à argon liquide LAR, de sorte que $E_{max} > 0.5$ GeV.

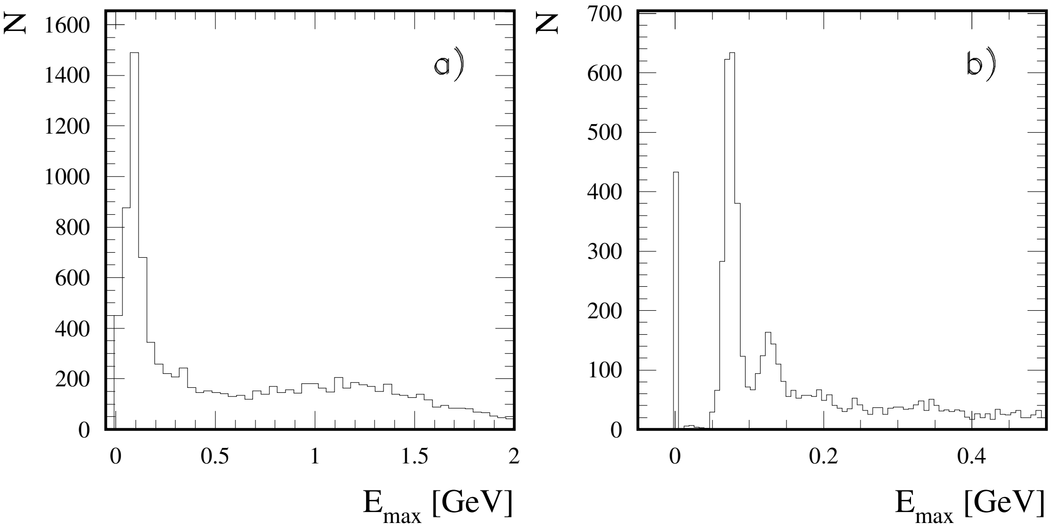

Figure 4.4: Distribution de la variable E_{max} de l'ensemble des événements possédant deux traces et un électron diffusé, pour $E_{max} < 2$ GeV (a) et $E_{max} < 0.5$ GeV (b).

Nous rejetons également une grande partie des événements de la production diffractive de mésons ϕ: $ep \rightarrow ep\phi \rightarrow epK^+K^-$, en demandant que la masse invariante des deux hadrons, calculée en supposant que ceux-ci sont des kaons K^+K^-, soit supérieure à 1.04 GeV, la masse du méson ϕ étant de 1.02 GeV et la largeur de la résonance de 4 MeV [6].

Finalement, pour le calcul des sections efficaces, nous sélectionnons les événements de production diffractive de mésons ρ situés autour du pic de la résonance: $0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV, la masse du méson ρ étant de 770 MeV et la largeur de la résonance de 150 MeV [6]. Un total de 1807 événements est observé dans la région du pic de la résonance du méson ρ.

La figure 4.5 montre l'effet des différents critères de sélection sur la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$, obtenue en attribuant la masse du pion chargé aux deux particules détectées dans le détecteur de traces central. La distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ pour les événements possédant deux traces et un amas d'énergie de plus de 12 GeV dans le calorimètre électromagnétique SPACAL est reprise à la figure 4.5a. L'histogramme contient 111546 événements. L'histogramme en traits discontinus montre la distribution de masse après avoir imposé les critères sur la position du vertex d'interaction, ainsi que sur l'angle polaire, l'impulsion transverse minimale et le produit des signes des deux traces. L'histogramme pointillé représente la distribution de masse après avoir imposé également les coupures se rapportant à l'électron difusé (E_e, R_{BDC}, E_{veto}, R_{amas} et E_{had}). Ce dernier histogramme comprend 39228 événements. La figure 4.5b reprend celui-ci et y superpose la distribution des événements pour lesquels l'amas d'énergie dans le SPACAL est situé dans la partie extérieure du calorimètre (c'est-à-dire que les positions x et y de l'amas n'appartiennent pas aux régions [-16,8] cm et [-8,16] cm) et hors des régions (x, y) du calorimètre SPACAL où le système de déclenchement est inefficace (voir section 5.1). Ce dernier histogramme comprend 10085 événements et est repris à la figure 4.5c. Sur cette figure est superposée la distribution des événements pour lesquels $m_{KK} > 1.04$ GeV, c'est-à-dire que les événements compatibles avec $ep \rightarrow ep\phi \rightarrow epK^+K^-$ sont rejetés. Cette dernière distribution contient 9215 événements. Finalement la figure 4.5d reprend cette distribution, et y superpose celles des événements pour lesquels $E_{max} < 0.5$ GeV et $|t| < 0.5$ GeV^2. La coupure en E_{max} réduit fortement le bruit de fond des événements contenant au moins une particule neutre. La coupure en t rejette les événements contenant en plus de l'électron diffusé et du candidat ρ, une ou plusieurs particules possédant une impulsion transverse (p_t) significative, qui n'est pas utilisée pour le calcul de t, c'est-à-dire pour le calcul de la balance en p_t de l'événement. Cette dernière coupure sélectionne également les événements de production élastique par rapport à la contamination de bruit de fond venant des événements avec un proton excité dans l'état final, connus pour avoir une distribution en t plus plate. L'histogramme en grisé de la figure 4.5d représente enfin la distribution de masse pour l'échantillon final, comprenant 1807 événements.

4.4 Comparaison entre les données et la simulation DIFFVM

Dans ce chapitre, nous présentons les distributions d'une série de variables cinématiques importantes et nous les comparons avec celles obtenues par la simulation DIFFVM. Les paramètres d'entrée utilisés dans notre travail pour l'algorithme de simulation ont été mentionnés à la section 4.2.2. Toutefois, afin de bien décrire les données, certaines distributions

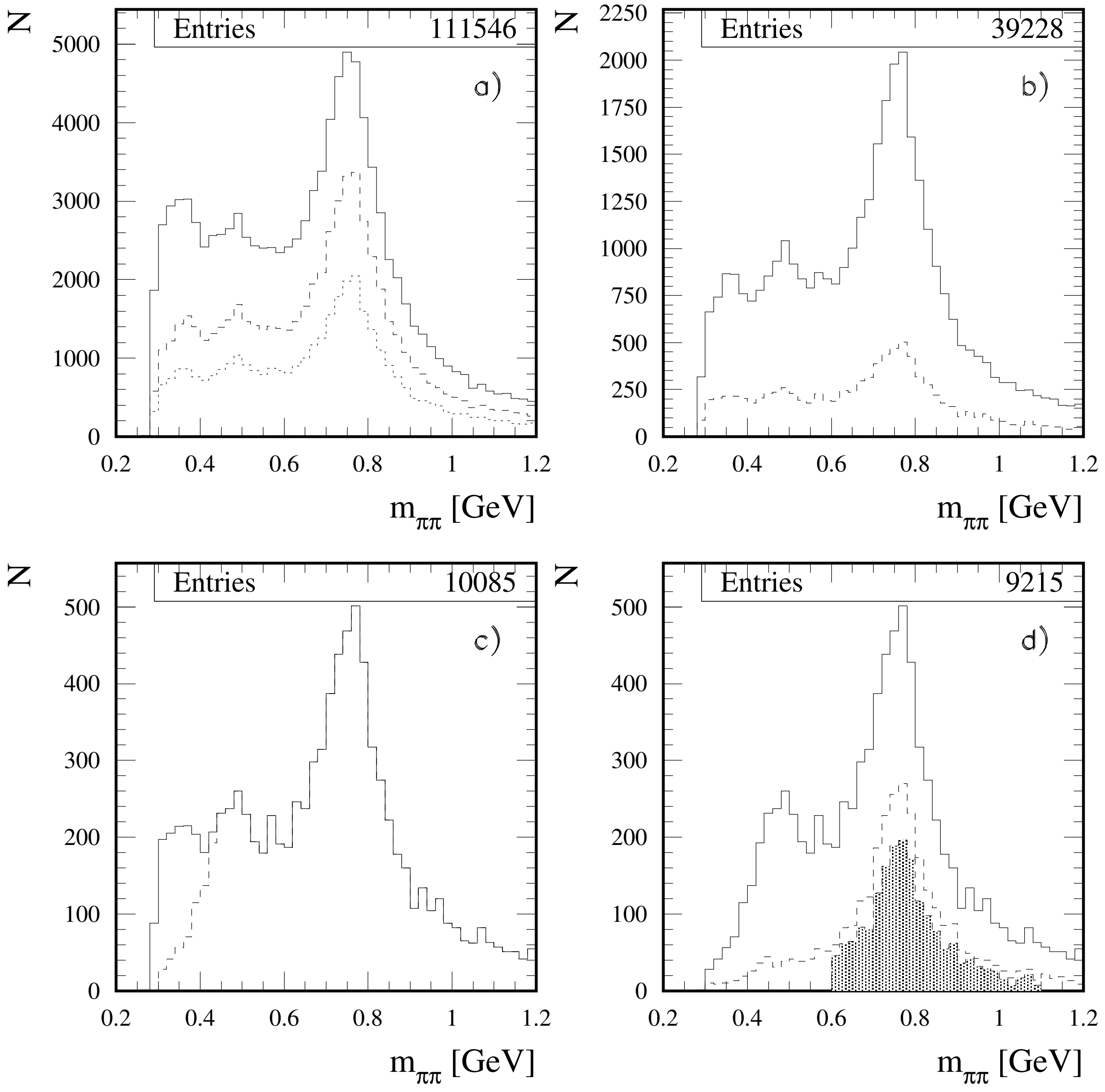

Figure 4.5: Effet des différents critères de sélection sur la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$. L'histogramme en trait plein en a) présente la distribution de masse pour les événements possédant deux traces et un amas d'énergie de plus de 12 GeV dans le calorimètre électromagnétique SPACAL. L'histogramme en grisé en d) représente la distribution de masse pour l'échantillon final d'événements. Nous renvoyons au texte pour l'explication des autres histogrammes.

de la simulation standard ont été pondérées par la suite. De plus, il existe un certain nombre d'effets présents dans les données qui ne sont pas inclus dans le programme standard de la simulation et dont il faut tenir compte. Nous commençons par discuter ces deux derniers points.

Dans la simulation du détecteur, l'axe des faisceaux d'électrons et de protons coïncide, ce qui n'est pas le cas pour les données: il existe une inclinaison de l'axe du faisceau d'électrons par rapport à l'axe z. Cette inclinaison varie de run à run: elle dépend de l'ajustement de la position des faisceaux par les opérateurs de l'accélérateur HERA pour maximiser la luminosité au centre du détecteur H1 et pour minimiser les bruits de fond venant notam-

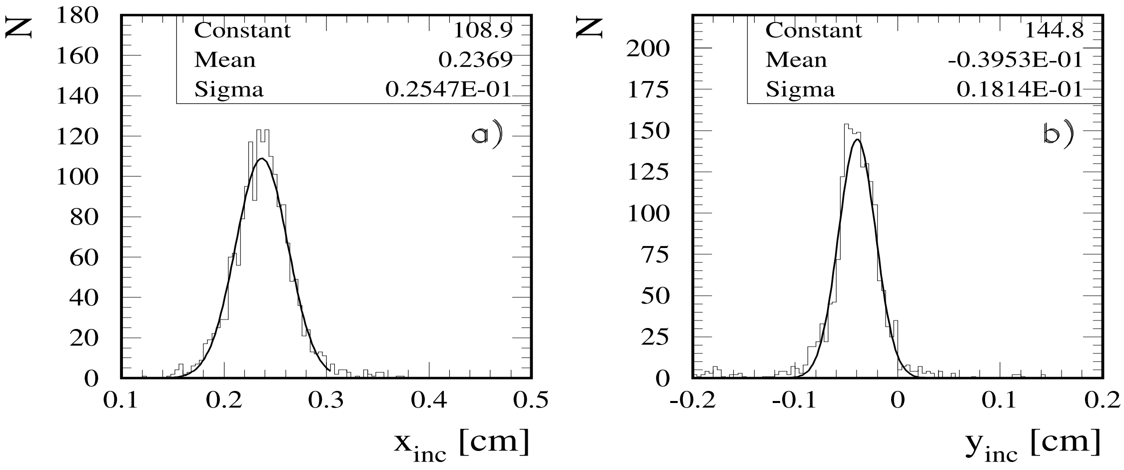

Figure 4.6: Valeur du décentrage en x (a) et y (b), en cm, à la hauteur du calorimètre SPACAL ($z \simeq$ -160 cm), dû à l'inclinaison de l'axe du faisceau d'électrons.

ment de la radiation synchrotron du faisceau d'électrons. L'inclinaison de l'axe du faisceau d'électrons influence la sélection des événements avec un électron diffusé dans le calorimètre SPACAL. En effet, nous demandons que l'électron soit reconstruit à l'extérieur d'un rectange allant de -16 à +8 cm en x et de -8 à +16 cm en y (voir section 3.6.2). L'inclinaison moyenne de l'axe du faisceau d'électrons au cours de l'année 1996 était de -1.47 mrad dans le plan (x, z) et de 0.26 mrad dans le plan (y, z). Cela correspond, pour la position en z du centre de gravité de la gerbe développée dans le calorimètre SPACAL, à un décentrage moyen en x et y de 0.237 cm et -0.040 cm respectivement, avec un étalement (écart type) de ces distributions supposées gaussiennes de 0.025 et 0.018 cm respectivement (voir figure 4.6). Nous avons donc simulé ce décentrage sur les interactions de la simulation par Monte-Carlo avant de simuler la sélection des événements de la partie extérieur du SPACAL. Les angles θ et ϕ de l'électron diffusé sont calculés par rapport à l'axe incliné du faisceau d'électrons.

Dans l'algorithme de simulation DIFFVM, le formalisme de désintégration du méson ρ a été simplifié et ne décrit pas les données. En effet, l'algorithme DIFFVM utilise l'équation 4.19 pour simuler la désintégration du méson ρ et suppose une distribution constante en les variables φ, ϕ et donc $\psi = \phi - \varphi$. Il en résulte que les distributions de l'impulsion transverse des traces des pions de désintégration du méson ρ pour les données et pour la simulation sont différentes. En effet, on observe dans les données des événements dont une des traces possède une impulsion transverse grande $\simeq$ 1.5 GeV et l'autre plus faible $\simeq$ 0.3 GeV, alors que dans la simulation la distribution en impulsion transverse des traces est plus symétrique. Nous verrons par la suite, lors de l'analyse des angles de désintégration du méson ρ (voir section 7.2) que les données sont au premier ordre compatibles avec les hypothèses SCHC et NPE. Nous avons donc pondéré les événements de la simulation en utilisant l'équation 4.23 avec $\cos\delta$=0.90, valeur extraite des données (voir section 7.3.4). La dépendance de R en fonction de Q^2 a aussi été modifiée dans la simulation de façon à décrire les données à grand Q^2: ξ =0.6 et χ=0.14.

Nous expliquons maintenant la pondération des distributions cinématiques en W et en t de la simulation. Pour ces pondérations, les événements de la simulation ont été divisés en trois domaines en Q^2: $2.5 < Q^2 < 5$ GeV^2, $5 < Q^2 < 7$ GeV^2 et $Q^2 > 7$ GeV^2. La distribution

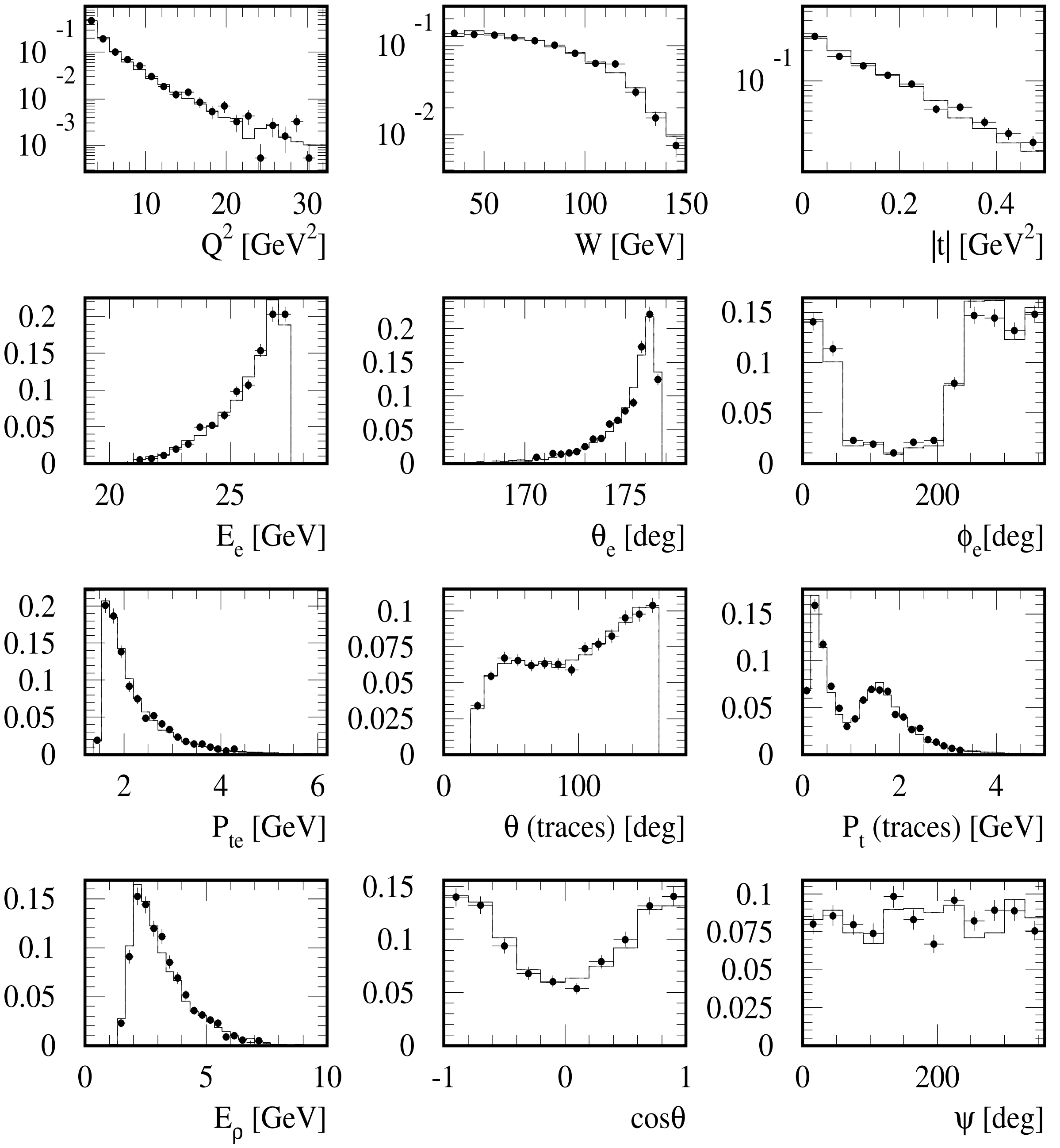

Figure 4.7: Comparaison entre les données et la simulation par Monte-Carlo. Les points représentent les données et les histogrammes les prédictions de la simulation. Pour les données et pour la simulation, chaque distribution est normalisée de telle sorte que l'aire sous la distribution vaille 1. Du haut à gauche au bas à droite, nous présentons successivement les variables cinématiques Q^2, W et t, l'énergie, les angles polaire et azimutal et l'impulsion transverse de l'électron diffusé, l'angle polaire et l'impulsion transverse des traces des deux pions de désintégration, l'énergie du méson ρ, la variable $\cos\theta$ et finalement l'angle ψ.

en W a été pondérée en attribuant au paramètre ϵ (voir équation 4.32) les valeurs $\epsilon = 0.12$, $\epsilon = 0.18$ et $\epsilon = 0.26$ dans ces trois régions en Q^2. La distribution en t a été pondérée de telle sorte que $b_0 = 6.5$ GeV^{-2}, $b_0 = 5.5$ GeV^{-2}, $b_0 = 5.0$ GeV^{-2} respectivement pour les trois domaines en Q^2 définis ci-dessus. De cette façon, nous tenons compte dans la simulation de l'évolution des paramètres ϵ et b_0 en fonction de Q^2. Le choix des valeurs des paramètres de pondération résulte de l'analyse des données (voir la section 8.1.1 pour la dépendance en Q^2 de la distribution en t et la section 8.4 pour la dépendance en Q^2 de celle en W).

La comparaison des principales distributions des données avec celles de la simulation est présentée à la figure 4.7, reprenant successivement: les variables cinématiques Q^2, W et t, l'énergie, les angles polaire et azimutal et l'impulsion transverse de l'électron diffusé, l'angle polaire et l'impulsion transverse des traces des deux pions de désintégration, l'énergie du méson ρ, la variable $\cos\theta$ et finalement l'angle ψ. Compte tenu des erreurs statistiques, un bon accord est observé entre la simulation et les données.

4.5 Résolution sur la mesure des variables cinématiques

Nous présentons dans cette section la résolution sur la mesure des principales variables utilisées dans l'analyse de la production diffractive de mésons ρ. La résolution sur la mesure d'une variable est obtenue en utilisant le programme de simulation DIFFVM: la valeur de la variable au moment de la génération (variable "générée") est comparée avec celle reconstruite après la simulation de l'interaction dans le détecteur incluant les imprécisions de mesure (variable "reconstruite"). La résolution sur la mesure d'une variable est donnée soit de manière absolue (la valeur générée moins la valeur reconstruite), soit de manière relative en % (la différence est divisée par la valeur générée).

La résolution sur la mesure de l'angle polaire de l'électron diffusé est très bonne, 0.046°, grâce à l'utilisation de la chambre à dérive arrière BDC. La résolution sur la mesure de l'énergie de l'électron diffusé est de 0.16 % lorsque celle-ci est reconstruite avec la méthode Jaquet-Blondel (voir section 4.1.2). Une mesure directe de l'énergie dans le calorimètre SPACAL donne une résolution sensiblement moins bonne, de 2.29 %. L'angle polaire, l'énergie et la masse invariante du méson ρ sont reconstruits avec une bonne résolution: 0.44°, 2.03 % et 1.69 % respectivement.

La résolution absolue obtenue sur la mesure des variables cinématiques Q^2, W et t est de 0.15 GeV^2, 0.91 GeV et 0.047 GeV^2 respectivement. Il faut noter que la résolution sur la mesure de ces variables en utilisant la méthode de reconstruction de Jacquet-Blondel pour Q^2 et du double angle pour W et t est respectivement de 1.35 GeV^2, 4.25 GeV et 0.047 GeV^2. Ceci nous a conduit à préférer la méthode de Jacquet-Blondel pour reconstruire W et t, et la méthode du double angle pour reconstruire Q^2.

La résolution relative sur les mesures de $\cos\theta$, φ, ϕ et ψ est de 2.55 %, 10.0 %, 9.55 % et 1.57 % respectivement. La différence de résolution entre les variables $\cos\theta$ et ψ d'une part et les variables φ et ϕ d'autre part est comprise de la manière suivante. Le plan de diffusion de l'électron et le plan de désintégration du méson ρ (voir figure 7.1) sont bien déterminés dans le système du centre de masse γp. Par contre, comme le méson ρ est généralement diffusé dans une direction proche de l'axe γp, le plan (γp) qu'ils déterminent (plan de production du méson ρ) est mal reconstruit, conduisant à une mauvaise définition des angles φ et ϕ. Dans le cas de l'angle ψ, défini comme la différence des angles ϕ et φ, cette incertitude disparaît.

Les figures 4.8 et 4.9 donnent les résolutions sur la mesure de l'angle polaire et de l'énergie de l'électron diffusé et du méson ρ ainsi que de la masse invariante de ce dernier. La figure 4.10 présente la résolution sur la mesure des variables cinématiques Q^2, W et t. La résolution sur la mesure des angles caractérisant la désintégration du méson ρ est reprise à la figure 4.11. Les résolutions sur ces variables sont reprises à la table 4.3. Notons finalement que les distributions représentant la différence entre la variable générée et la variable reconstruite sont généralement centrées sur la valeur nulle. Dans le pire des cas (pour l'angle ψ), le déplacement du pic correspond à environ 30 % de l'écart type de la distribution.

variables	résolution absolue	résolution relative
θ_e	0.046°	
E_e	0.063 GeV	0.16 %
θ_ρ	0.44°	
E_ρ	0.093 GeV	2.03 %
$m_{\pi\pi}$	0.014 GeV	1.69 %
Q^2_{da}	0.15 GeV^2	1.97 %
W_{jb}	0.91 GeV	1.16 %
t_{jb}	0.047 GeV^2	38.0 %
$\cos\theta$	0.013	2.55 %
φ	15.9°	10.0 %
ϕ	15.9°	9.55 %
ψ	1.80°	1.57 %

Table 4.3: Résolution sur les mesures des principales variables utilisées dans notre analyse.

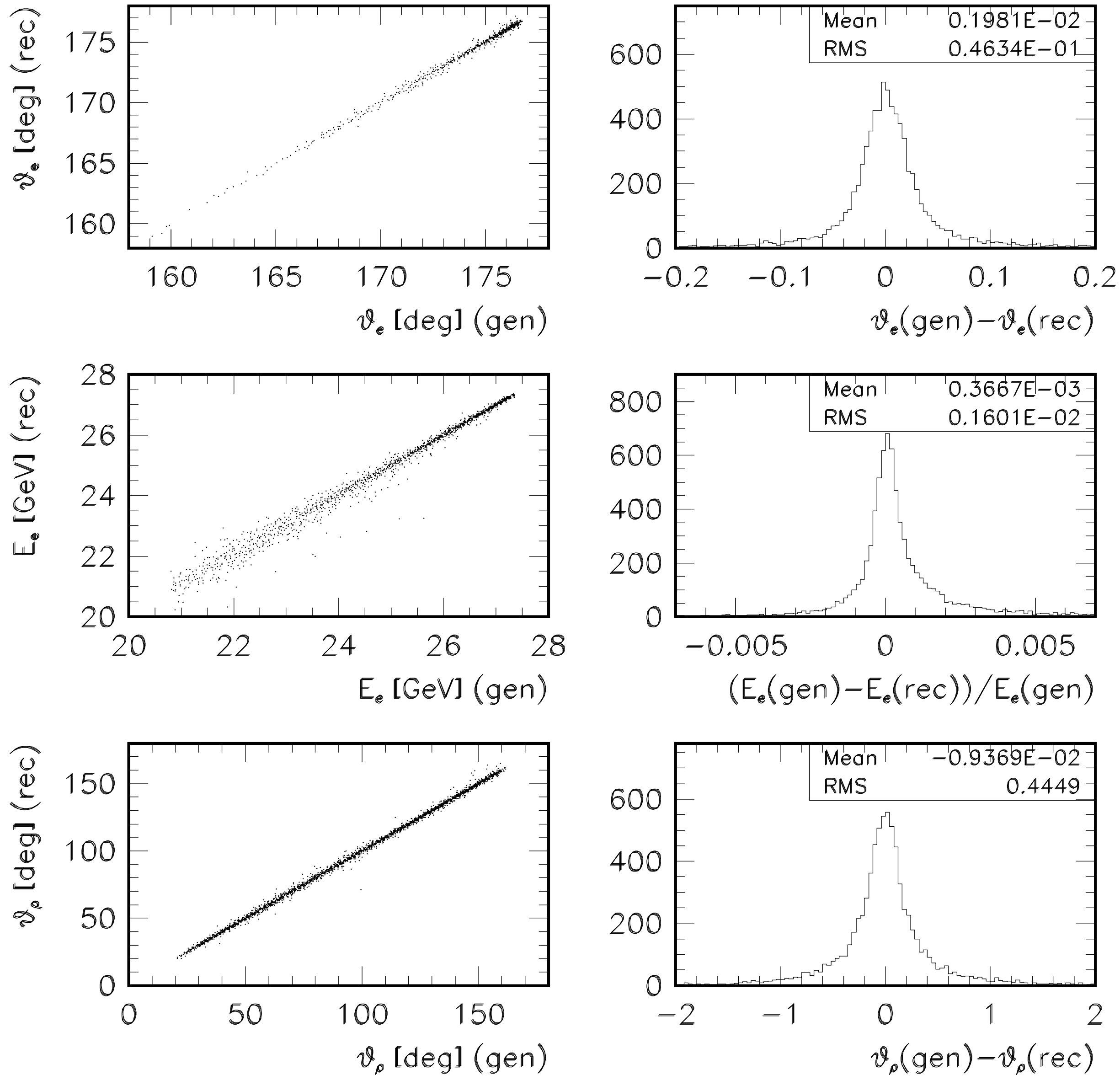

Figure 4.8: Corrélation entre la variable générée et la variable reconstruite ainsi que la différence (absolue ou relative) entre ces deux variables, dans les cas (de haut en bas) de l'angle polaire et de l'énergie de l'électron diffusé et de l'angle polaire du méson ρ.

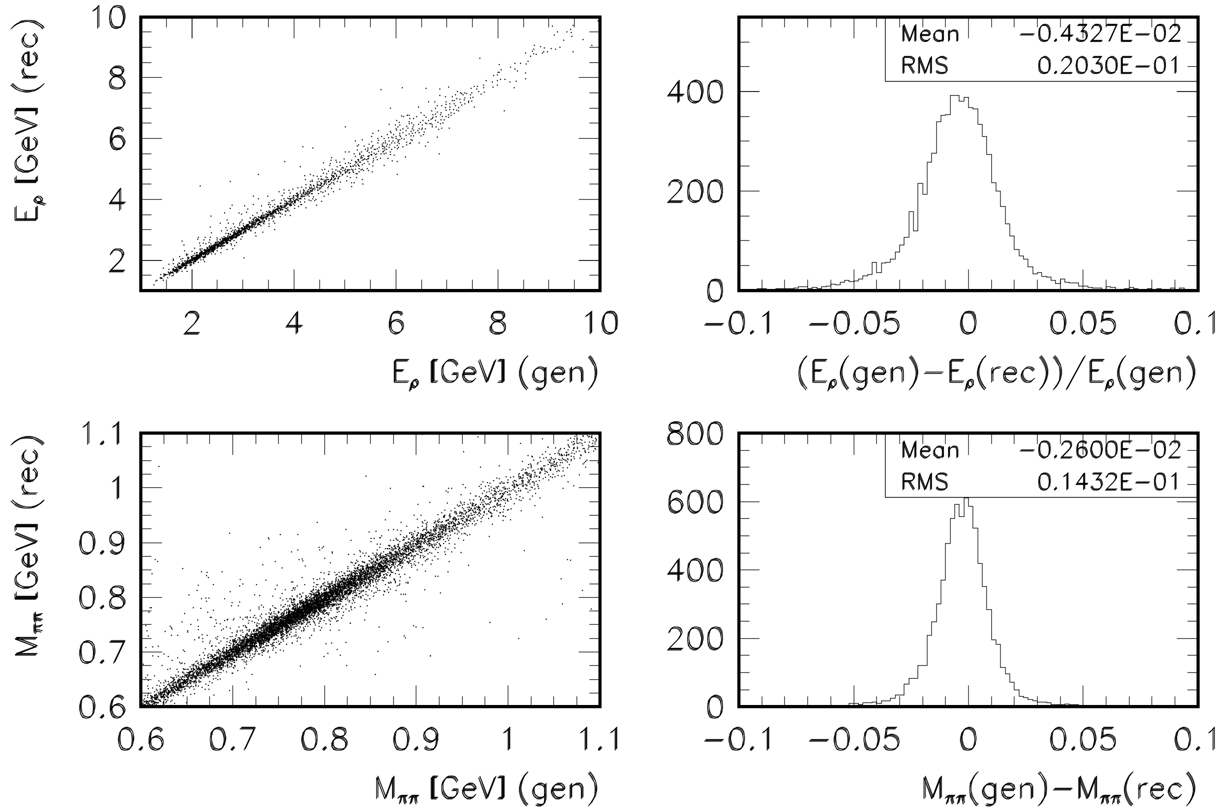

Figure 4.9: Corrélation entre la variable générée et la variable reconstruite ainsi que la différence (absolue ou relative) entre ces deux variables, dans les cas (de haut en bas) de l'énergie du méson ρ et de sa masse invariante.

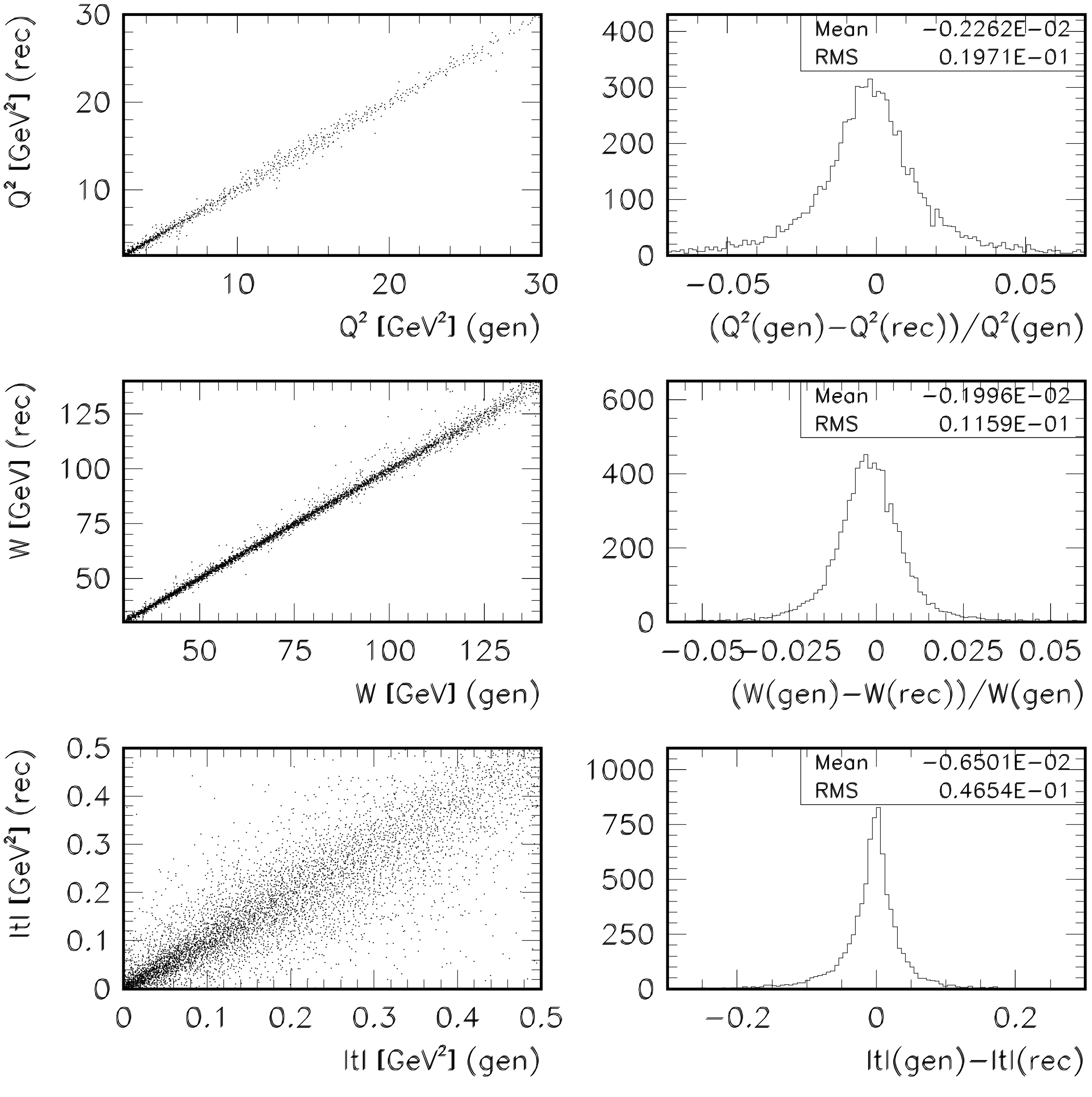

Figure 4.10: Corrélation entre la variable générée et la variable reconstruite ainsi que la différence (absolue ou relative) entre ces deux variables, dans les cas (de haut en bas) des trois variables cinématiques Q^2, W et t.

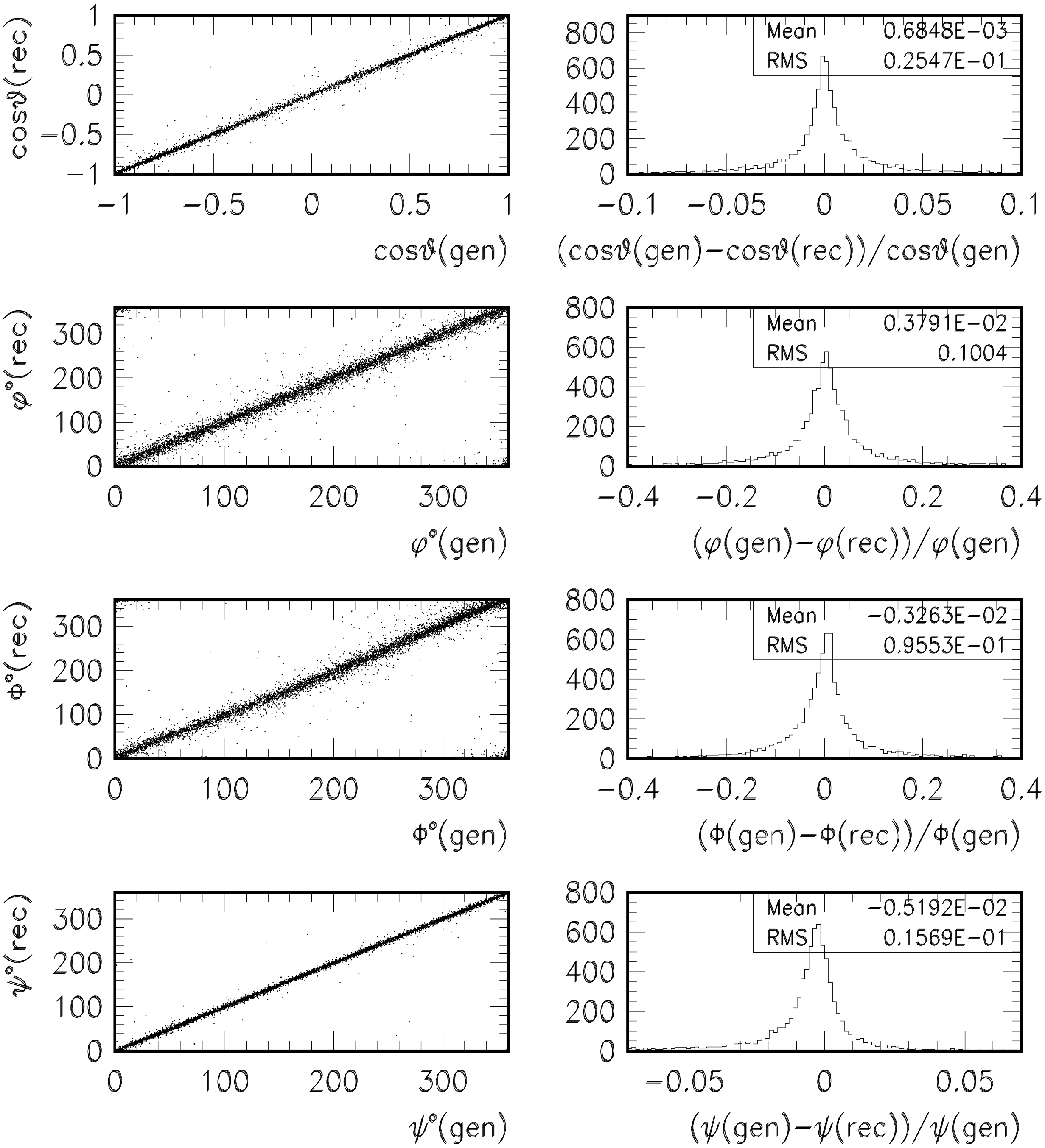

Figure 4.11: Corrélation entre la variable générée et la variable reconstruite ainsi que la différence (relative) entre ces deux variables, dans les cas (de haut en bas) des angles de polarisation du méson ρ: $\cos\theta$, φ, ϕ et ψ.

Chapitre 5

Efficacités, acceptances et corrections

Dans ce chapitre, nous discutons l'ensemble des effets pour lesquels les données doivent être corrigées. Ceux-ci sont estimés principalement en utilisant l'algorithme de simulation, mais aussi en utilisant les données elles-mêmes. Nous commençons par déterminer l'efficacité du déclencheur S3, en utilisant les déclencheurs S0 et S1 comme déclencheurs de contrôle. Nous expliquons ensuite la méthode employée afin d'estimer les efficacités et les acceptances géométriques des principaux sous-détecteurs utilisés dans notre travail, ainsi que les migrations et les pertes d'événements résultant des critères de sélection. Les bruits de fond restant dans l'échantillon final sont estimés. Nous expliquons le calcul des corrections radiatives. Finalement, la méthode utilisée pour l'estimation des erreurs systématiques est détaillée.

5.1 Efficacité du déclencheur S3

L'efficacité du déclencheur S3 est estimée à partir des données. Nous n'utilisons donc pas la simulation dans cette section. Nous travaillons avec le sous-ensemble des données récoltées en 1996 qui satisfont à la sélection de runs détaillée à l'annexe A. Nous demandons également la présence de deux traces reconstruites dans le détecteur central des traces et d'un dépôt d'énergie de plus de 17 GeV dans la partie extérieure du calorimètre arrière SPACAL. Ne considérant que les événements avec $Q^2 > 2.5$ GeV^2, nous obtenons un échantillon de 19297 événements [1]. L'efficacité du déclencheur S3 est estimée à partir de cet échantillon, en utilisant les déclencheurs S0 et S1 comme déclencheurs de contrôle.

Les déclencheurs S0, S1 et S3 sont définis à la section 3.6.2. Rappelons que ces déclencheurs sont basés sur la présence d'un dépôt d'énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre arrière SPACAL. Nous reprenons leur composition en termes des éléments de déclenchement:

---

[1] Nous avons vu à la section 4.1.2 que la variable cinématique Q^2 est reconstruite en utilisant la méthode du double angle. Pour la sélection des événements de production diffractive de mésons ρ, nous demandons la présence d'un segment de trace reconstruit dans la chambre BDC, ce qui nous permet de déterminer l'angle polaire de l'électron diffusé dans la direction arrière avec une bonne précision. Pour l'échantillon d'événements utilisé dans cette section, nous n'imposons pas la présence d'un segment de trace dans la chambre BDC. Pour ces événements, l'angle polaire de l'électron diffusé est déterminé à partir de la position du centre de gravité de la gerbe développée dans le calorimètre SPACAL.

S0: (SPCLe_IET>2) && (Veto)
S1: (SPCLe_IET>2) && (zVtx_mul<7) &&((zVtx_T0 || FwdRay_T0))&& (Veto)
S3: (SPCLe_IET>2) && (SPCLe_ToF_E_2) && (Veto)

Pour notre travail, la détermination de l'efficacité du déclencheur S3, se réduit à l'estimation de l'efficacité de la condition (SPCLe_ToF_E_2). En effet, les conditions (SPCLe_IET>2) et (Veto) sont efficaces à $\simeq$ 100 % [115] pour les analyses demandant la présence d'un dépôt d'énergie de plus de 17 GeV dans le calorimètre SPACAL. L'efficacité de la condition (SPCLe_ToF_E_2) est déterminée en utilisant les déclencheurs S0 et S1 qui ne possèdent pas cette condition. Nous comptons, parmi les événements sélectionnés par le déclencheur S0 (ou S1), ceux qui satisfont également aux critères du déclencheur S3. Le rapport de ces deux nombres donne l'efficacité de la condition (SPCLe_ToF_E_2) et donc du déclencheur S3.

L'efficacité du déclencheur S3 est estimée en fonction de la position (x, y) du dépôt d'énergie dans le calorimètre SPACAL et est reprise à la figure 5.1 en utilisant S0 (figure 5.1a) ou S1 (figure 5.1b) comme déclencheur de contrôle. Sur ces figures, la position (x, y) du dépôt d'énergie est estimée en extrapolant, depuis de vertex de l'interaction, la position du segment de trace reconstruit dans la chambre BDC et associé au dépôt d'énergie dans le SPACAL, jusqu'au plan $z = z_{amas}$ (z_{amas} est la position en z du centre de gravité de la gerbe dans le SPACAL); cette position extrapolée est notée x_{BDC} et y_{BDC} par la suite. Dans le cas où un tel segment de trace n'est pas présent dans la chambre BDC, la position (x, y) est estimée en prenant le centre de gravité de la gerbe développée dans le SPACAL, notée x_{amas} et y_{amas} par la suite. La partie intérieure du calorimètre SPACAL, c'est-à-dire le rectangle [-16, 8] cm en x et [-8, 16] cm en y, n'est pas utilisée pour notre analyse [2].

Nous insistons sur le fait que ce rectangle n'est pas centré sur la position (0, 0) du SPACAL. La distribution en l'angle azimutal de l'électron diffusé, pour les événements de notre sélection, est donc non uniforme. Nous observons sur les figures 5.1a et 5.1b des régions où l'efficacité du déclencheur S3 est mauvaise (régions où la surface d'un carré n'est pas remplie). Notons que pour $x \gtrsim 20$ cm et $y \gtrsim 20$ cm les carrés vides proviennent du manque de statistique de l'échantillon utilisé [3].

Les régions du calorimètre SPACAL où l'efficacité du déclencheur S3 est inférieure à 80 % ne sont pas utilisées pour notre analyse. Ces régions sont reprises à la table 4.2 et sont dessinées en noir sur les figures 5.2a et 5.2c. L'efficacité du déclencheur S3, calculée en utilisant S0 ou S1 comme déclencheurs de contrôle, est présentée en fonction de Q^2 aux figures 5.2b et 5.2d respectivement (pour la région géométrique où S3 est défini). Les résultats obtenus en utilisant S0 et S1 sont en bon accord. La table 5.1 reprend les facteurs appliqués aux données afin de les corriger pour l'inefficacité du déclencheur S3. Les facteurs de corrections sont notés C_{S3}. Les données sont corrigées en fonction de Q^2 et les valeurs utilisées sont la moyenne des efficacités obtenues avec les déclencheurs de contrôle S0 et S1, conduisant à une erreur sur l'estimation de ces nombres de 2 %.

Bien que S3 soit notre déclencheur principal, nous utilisons également les événements retenus par le déclencheur S4 dans la partie extérieure du calorimètre SPACAL (voir 3.6.2). Rappelons que le déclencheur S4 a l'avantage de sélectionner aussi les événements avec

---

[2] Rappelons que le déclencheur S3 n'est défini que dans la partie extérieure du calorimètre SPACAL.

[3] La section efficace de production diffractive de mésons ρ diminue rapidement lorsque l'angle entre la direction de l'électron incident et celle de l'électron diffusé augmente.

Q^2 (GeV^2)	C_{S3}
2-3	1.012 ± 0.02
3-4	1.036 ± 0.02
4-5	1.048 ± 0.02
5-6	1.046 ± 0.02
6-7	1.057 ± 0.02
7-8	1.055 ± 0.02
8-9	1.054 ± 0.02
9-10	1.033 ± 0.02
10-11	1.018 ± 0.02
11-12	1.029 ± 0.02
12-13	1.012 ± 0.02
13-14	1.019 ± 0.02
>14	1.000 ± 0.02

Table 5.1: Facteurs appliqués aux données afin de les corriger pour l'inefficacité du déclencheur S3.

un dépôt d'énergie dans la partie intérieure du calorimètre, mais pose des conditions sur les traces qui sont peu contrôlables dans cette région. Nous sélectionnons les événements retenus par S4, afin de minimiser les corrections d'efficacité de S3 sur les bords du rectangle formant la limite entre les parties intérieure et extérieure du calorimètre SPACAL, mais surtout pour permettre la prise en compte des événements déclenchés dans la partie intérieure du SPACAL, pour lesquels la position du segment BDC implique une reconstruction dans la

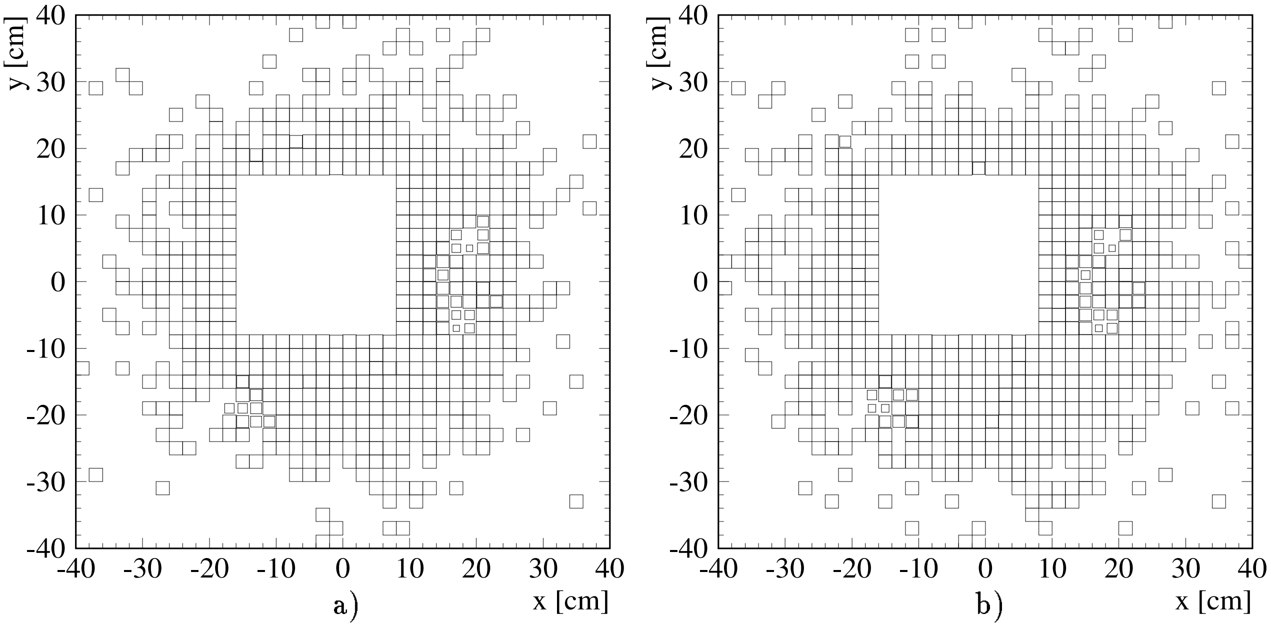

Figure 5.1: Efficacité du déclencheur S3 en fonction de la position (x, y) du dépôt d'énergie dans le calorimètre SPACAL, en utilisant a) S0 et b) S1 comme déclencheur de contrôle. La manière dont la position (x, y) est déterminée est expliquée dans le texte.

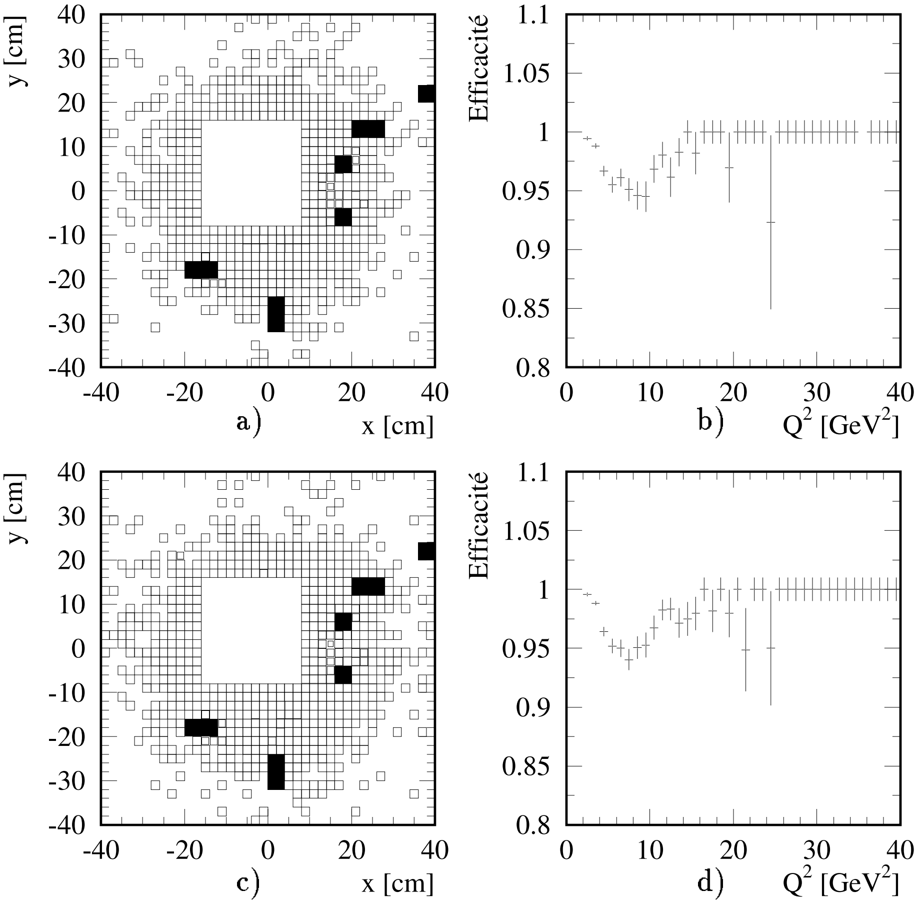

Figure 5.2: Efficacité du déclencheur S3 en fonction de la position (x, y) dans le calorimètre SPACAL et en fonction de Q^2, en utilisant S0 (a) et b) respectivement) ou S1 (c) et d) respectivement) comme déclencheur de contrôle.

partie extérieure du SPACAL. En effet, les erreurs sur la mesure de la position (x, y) du dépôt d'énergie dans le SPACAL engendrent la migration d'événements de part et d'autre des limites du rectangle. Or, en utilisant le déclencheur S3 uniquement, la migration ne peut se faire que de l'extérieur vers l'intérieur, puisque S3 n'est pas actif dans la partie intérieure du SPACAL. La figure 5.3 présente, pour les 1807 événements de la sélection finale, ceux qui sont retenus uniquement par le déclencheur S4, au nombre de 25. Leurs distributions en (x_{amas}, x_{amas}) et en (x_{BDC}, x_{BDC}) sont présentées aux figures 5.3a et 5.3b respectivement. L'inefficacité résiduelle du déclencheur S4, liée à la condition suplémentaire sur la présence de traces, est négligée pour la correction présentée ici.

Au début de cette section, quand nous avons estimé l'efficacité du déclencheur S3, nous avons en fait estimé plus précisément l'efficacité conjointe des déclencheurs S3 et S4, pour la partie extérieure du SPACAL. Par la suite, quand nous parlerons du déclencheur S3, nous sous-entendrons également les événements retenus par S4, dont la position (x_{BDC}, y_{BDC}) est située dans la partie extérieure du calorimètre SPACAL, même si (x_{amas}, y_{amas}) est situé à l'intérieur du rectangle formant la limite entre les parties intérieure et extérieure du calorimètre.

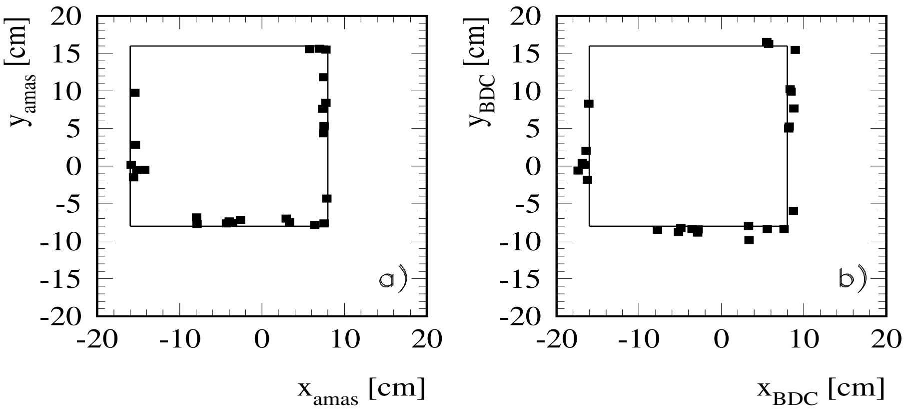

Figure 5.3: Positions a) (x_{amas}, y_{amas}) et b) (x_{BDC}, y_{BDC}) du dépôt d'énergie dans le calorimètre SPACAL pour les événements de la sélection finale retenus uniquement par le déclencheur S4.

Périodes	Nfill	Nrun	dates
début des données	1089	157877	05/09/96
période A (début)	1115	160123	23/09/96
période A (fin)	1123	160857	29/09/96
période B (début)	1170	166250	31/10/96
période B (fin)	1201	169900	21/11/96
fin des données	1216	171280	02/12/96

Table 5.2: Correspondance entre les variables Nfill, les numéros de runs et les dates pour la prise de données.

Nous étudions finalement la stabilité du déclencheur S3 en fonction du temps. Pour cela, les données prises au cours de l'année 1996 sont divisées en 25 sous-périodes caractérisées par une luminosité intégrée de l'ordre de 125 nb^{-1} (en rejetant les périodes de prise de données ne satisfaisant pas à la sélection des runs). Nous comptons ensuite le nombre d'événements sélectionnés par le déclencheur S3, possédant deux traces reconstruites dans le détecteur central des traces et un dépôt d'énergie de plus de 17 GeV dans le calorimètre SPACAL. Le rapport du nombre d'événements à la luminosité, N/lumi, pour les 25 sous-périodes de la prise de données est présenté à la figure 5.4, en fonction de Nfill (où Nfill représente un ensemble de runs correspondant à la présence dans la machine du même faisceau de protons). Nous observons que le rapport est constant tout au long de l'année 1996, indiquant que pendant cette période, le déclencheur S3 est stable (en ajustant une valeur constante sur les 25 points, on trouve $\chi^2/ndl = 19.6/24$). Les régions notées A et B sur la figure indiquent les périodes de la prise des données pour lesquelles respectivement le spectromètre à muons FMD et le calorimètre SPACAL ne fonctionnaient pas correctement (voir annexe A). Le tableau 5.2 précise la correspondance entre la variable Nfill, les numéros de runs et les dates, pour le début et la fin des données de 1996 utilisées pour notre travail, ainsi que pour les périodes A et B.

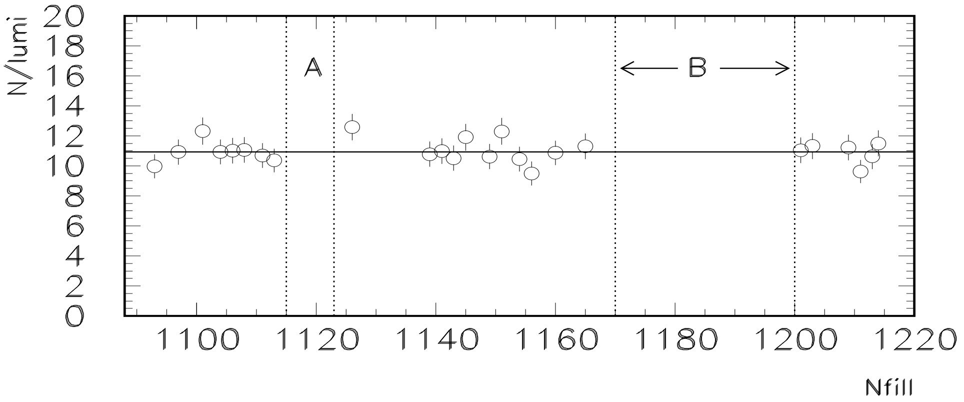

Figure 5.4: Stabilité du déclencheur S3 au cours de l'année 1996. Nous renvoyons au texte pour la définition des variables N/lumi et Nfill.

5.2 Efficacités de reconstruction et acceptances

Nous présentons maintenant la méthode utilisée afin de corriger les données pour les inefficacités et les acceptances géométriques des sous-détecteurs utilisés dans notre travail, ainsi que pour les migrations et les pertes d'événements résultant des critères de sélection. Ces corrections sont estimées globalement, en utilisant la simulation DIFFVM.

Nous procédons de la manière suivante. Nous choisissons un domaine cinématique en Q^2, W et t, auquel appartiennent N_{ev} événements des données satisfaisant aux critères de sélection. Nous comptons ensuite le nombre d'événements de la simulation qui sont générés dans le domaine cinématique considéré N_{gen}, ainsi que le nombre d'événements passant tous les critères de sélection, N_{rec}. Le nombre d'événements corrigé est alors:

$$N_{cor} = N_{ev} C_{MC}, \tag{5.1}$$

$$C_{MC} = \frac{N_{gen}}{N_{rec}}. \tag{5.2}$$

Cette façon de procéder présente l'avantage de prendre en compte toutes les corrélations entre les différentes variables, tant pour les efficacités que pour les migrations, à condition toutefois que celles-ci soient bien décrites par la simulation. C'est pourquoi nous avons pris soin de nous assurer en détail de la bonne description des données par la simulation (voir section 4.4).

Nous revenons plus particulièrement sur la correction pour la perte des événements résultant des critères de sélection, résumés à la table 4.2 de la section 4.3. La méthode décrite ci-dessus comprend la correction pour les pertes d'événements dues à l'ensemble des coupures sur l'électron diffusé (c'est-à-dire les coupures en les variables E_e, R_{BDC}, E_{veto}, R_{amas} et E_{had}) et sur les deux traces reconstruites (z_{vtx}, angles polaires, produit des signes des charges et p_t), ainsi que sur les coupures en $\Sigma(E - P_z)$ et m_{KK}. La correction pour la perte des événements à grand E_{max} est également incluse dans le Monte-Carlo DIFFVM. Le bruit de fond électronique du calorimètre à argon liquide LAR et celui d'événements non liés à des interactions ep ont été superposés aux événements de production élastique de mésons ρ. Ces bruits de fond ont été obtenus en déclenchant aléatoirement la lecture des signaux du calorimètre LAR, tout au long de la période de la prise de données. Une correction est également apportée pour la perte d'événements élastiques dans le domaine $0 < |t| < 0.5$ GeV^2, pour lesquels le proton est diffusé avec un angle suffisant pour interagir avec le collimateur C3 ou avec les parois du tube à vide (voir section 3.5), créant des particules secondaires qui déposent un signal dans le PRT. Une correction est également apportée pour la perte des événements se trouvant dans les zones du calorimètre SPACAL rejetées à cause d'une mauvaise efficacité du déclencheur S3. Par contre, les corrections d'efficacité ne comprennent pas les corrections pour les événements écartés par la coupure en t (événements avec $|t| > 0.5$ GeV^2), ou par la coupure en $m_{\pi\pi}$ (événements dans les ailes de la distribution en $m_{\pi\pi}$, situés en $m_{\pi\pi} < 0.6$ GeV ou $m_{\pi\pi} > 1.1$ GeV). Les corrections correspondantes et les erreurs systématiques qui les affectent sont estimées séparément, en raison des incertitudes sur le comportement de la distribution en t à grand $|t|$ et sur le comportement de la distribution en $m_{\pi\pi}$ à l'extérieur du pic (voir section 8.1.3 pour la correction en t et section 6.4 pour celle en $m_{\pi\pi}$).

Afin d'alléger l'écriture, nous regroupons sous le terme "correction d'efficacité", toutes les corrections obtenues par la méthode décrite ci-dessus, ce qui inclut donc les corrections pour les inefficacités des sous-détecteurs utilisés, l'acceptance géométrique de ceux-ci, les migrations d'événements dans le domaine cinématique et les pertes d'événements. Par la suite, lorsque nous discuterons les distributions différentielles en $m_{\pi\pi}$, t, $\cos\theta$, φ, ϕ et ψ (voir sections 6, 7 et 8.1), nous présenterons également les distributions de correction d'efficacité correspondantes. Ces corrections ne sont pas reprises dans cette section, car elles dépendent de la distribution considérée et varient, pour une même variable, selon le domaine cinématique considéré. Dans le cas des calculs de la section efficace en fonction de Q^2 et en fonction de W, les corrections sont données aux sections 8.3 et 8.4 respectivement.

La correction d'efficacité globale pour l'intervalle $Q^2 > 2.5$ GeV^2, $30 < W < 140$ GeV, $|t| < 0.5$ GeV^2 et $0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV est de 3.61. A titre d'information, nous présentons à la table 5.3 les contributions à la correction globale des différents critères de sélection, appliqués successivement, dans l'ordre donné par la table. Celle-ci détaille d'abord l'effet des critères de sélection liés à l'électron diffusé, puis ceux liés aux traces et enfin le reste des coupures. Les erreurs mentionnées sont les erreurs statistiques provenant de l'échantillon d'événements simulés disponible.

Nous justifions maintenant le choix du domaine cinématique en Q^2 et en W étudié. La figure 5.5 présente les corrections d'efficacité en W pour différents intervalles en Q^2. On observe que l'efficacité en W dépend du domaine en Q^2 et est particulièrement mauvaise à petit W et grand Q^2, ainsi qu'à grand W et petit Q^2. La figure 5.6 reprend les corrections d'efficacité en fonction de Q^2. Afin d'utiliser des corrections d'efficacité relativement constantes dans chaque domaine en Q^2, le domaine cinématique choisi en W varie avec Q^2, comme repris à la table 5.4.

5.3 Pertes liées à la sélection élastique

Afin de sélectionner les interactions élastiques de production de mésons ρ, le calorimètre à argon liquide et les détecteurs avant (le spectromètre à muons FMD et le détecteur de débris du proton PRT) sont utilisés comme veto (voir section 3.5). Rappelons que les pertes

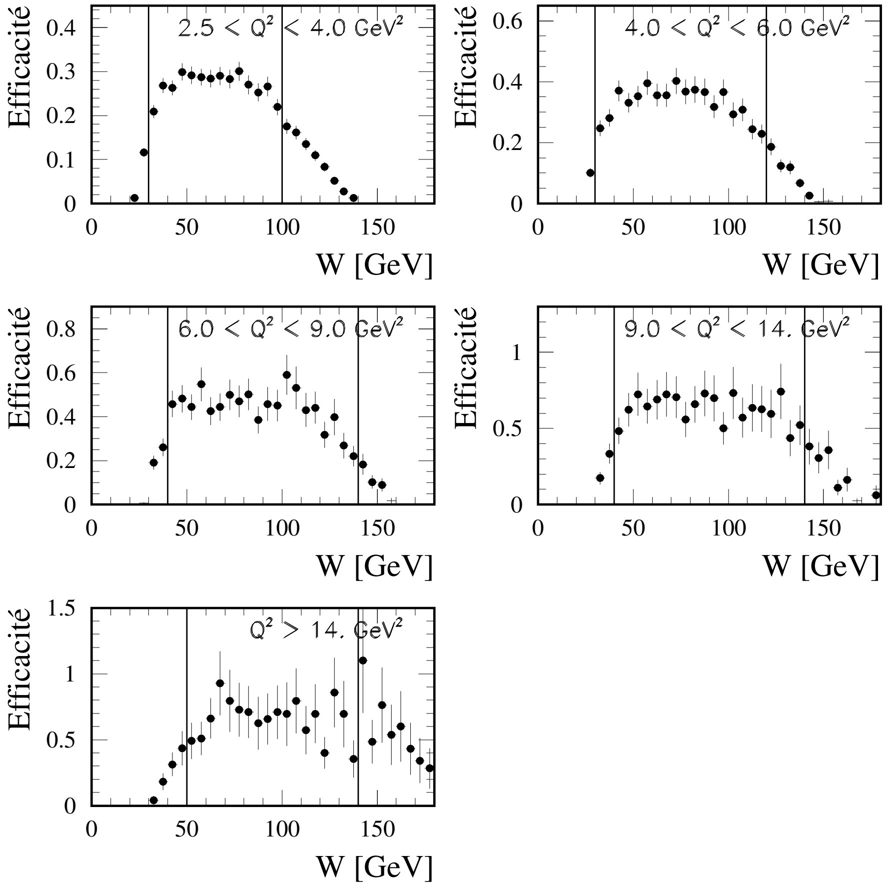

Figure 5.5: Efficacité de la sélection des événements en fonction de W, pour différents domaines en Q^2.

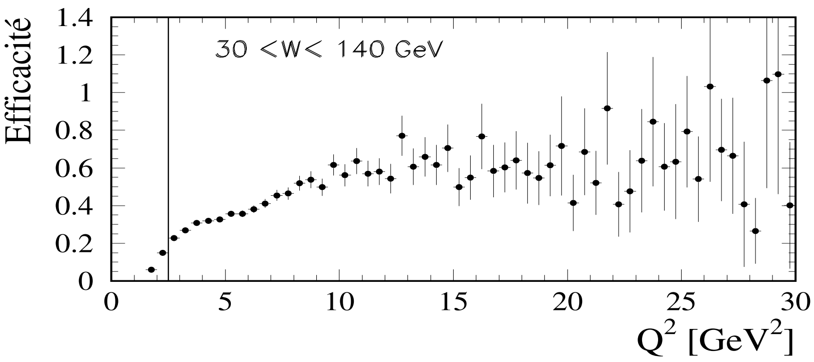

Figure 5.6: Efficacité de la sélection en fonction de Q^2, pour $30 < W < 140$ GeV.

Critère de sélection		facteur de correction d'efficacité
Electron	$E_e > 17$ GeV	1.00
	$R_{BDC} < 3$ cm	1.009 ± 0.001
	$E_{veto} < 1$ GeV	1.00
	$R_{amas} < 3.2$ cm	1.00
	$E_{had} < 0.2$ GeV	1.016 ± 0.001
Ensembles des coupures électron		1.025 ± 0.001
Zones du SPACAL rejetées		1.903 ± 0.003
Traces	2 traces reconstruites	1.325 ± 0.004
	-30 $< z_{vtx} <$ 30 cm	1.007 ± 0.001
	$20^\circ < \theta < 160^\circ$	1.139 ± 0.003
	produit des signes < 0	1.009 ± 0.001
	$P_t > 100$ MeV	1.062 ± 0.002
Ensembles des coupures sur les traces		1.628 ± 0.004
Sélection élastique	détecteurs avant	1.009 ± 0.001
	$E_{max} < 0.5$ GeV	1.114 ± 0.003
Autres	$\Sigma(E - P_z) > 45$ GeV	1.00
	$m_{KK} < 1.04$ GeV	1.00
Ensembles des coupures		3.611 ± 0.003

Table 5.3: Corrections correspondant à chacune des coupures utilisées pour la sélection des événements de production élastique de mésons ρ, appliquées successivement, pour le domaine $Q^2 > 2.5$ GeV^2 et $30 < W < 140$ GeV. Les corrections sont estimées en utilisant la simulation DIFFVM. Les erreurs mentionnées sur les corrections sont les erreurs statistiques provenant de l'échantillon d'événements simulés disponibles. Les erreurs ne sont mentionnées que si elles sont supérieures à 0.0005.

$30 < W < 140$	pour	$Q^2 > 2.5$ GeV^2
$30 < W < 100$	pour	$2.5 < Q^2 < 4.0$ GeV^2
$30 < W < 120$	pour	$4.0 < Q^2 < 6.0$ GeV^2
$40 < W < 140$	pour	$6.0 < Q^2 < 14.0$ GeV^2
$50 < W < 140$	pour	$Q^2 > 14.0$ GeV^2

Table 5.4: Domaines cinématiques en Q^2 et en W considérés dans notre travail.

d'événements dues à la sélection sur le calorimètre à argon liquide et les pertes des événements élastiques à grand $|t|$, dans le domaine $0 < |t| < 0.5$ GeV^2, sont incluses dans la correction d'efficacité calculée globalement à partir de la simulation par Monte-Carlo.

Toutefois, dans les détecteurs FMD et PRT, un signal dû au bruit de fond électronique ou venant de particules non liées à l'interaction ep (un muon cosmique par exemple) peut se superposer à un événement élastique et faire en sorte que l'événement soit rejeté. La fraction d'événements perdus de cette manière n'est pas comprise dans la correction d'efficacité globale mentionnée à la section précédente, car la simulation n'inclut pas ces bruits de fond. Ces pertes doivent donc être estimées en utilisant les données elles-même, en étudiant les événements acquis suite à un déclenchement aléatoire ("Random Trigger") du détecteur H1, pendant les phases normales de prise des données.

Parmi un ensemble de 33514 événements aléatoires, répartis tout au long de la prise des données en 1996, nous sélectionnons un sous-échantillon de 31750 événements ne possédant pas de trace reconstruite ni de dépôt d'énergie supérieure à 0.5 GeV dans le calorimètre LAR, conditions nécessaires pour que ces événements décrivent correctement le bruit de fond pouvant se superposer aux événements de production élastique de mésons ρ que nous avons sélectionnés.

Rappelons que la sélection élastique consiste à demander qu'il n'y ait pas de signal reconstruit dans les plans 1, 2, 3 et 7 du PRT et qu'il n'y ait pas plus d'une paire de signaux reconstruits dans le FMD. La table 5.5 présente le nombre d'événements passant les coupures de la sélection élastique, ainsi que la probabilité de perdre un événement élastique suite à une superposition aléatoire. Ces pertes sont négligeables pour le PRT et de 4.7 % pour le FMD [4]. Lors du calcul des sections efficaces (voir section 8.2), le nombre d'événements de la sélection finale sera corrigé par le facteur $C_{FD} = 1.05 \pm 0.03$, où l'erreur de 3 % provient de la statistique disponible pour le calcul de cette correction. Si nous avions exigé qu'il n'y ait aucune paire de signaux dans les trois premiers plans du FMD, la correction aurait été de 22.4 % et elle aurait été de 2.0 % si nous avions accepté 0, 1 ou 2 paires.

Evénements aléatoires	événements avec signal	C_{FD}
31750	FMD L-1-2-3: 1492 PRT L-1-2-3-7: 18	1.05 ± 0.03

Table 5.5: Nombre total d'événements aléatoires sans trace reconstruite ni dépôt d'énergie supérieure à 500 MeV dans le calorimètre à argon liquide; nombres d'événements avec deux paires de signaux au moins dans les plans 1-2-3 du FMD, et avec un signal dans les plans 1-2-3-7 du PRT; correction correspondante pour la sélection d'événements de production élastique de mésons ρ.

5.4 Bruits de fond

Dans cette section, nous discutons les principaux bruits de fond présents dans l'échantillon d'événements de la sélection finale. Il s'agit principalement d'interactions de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton et d'interactions de production élastique de mésons ω et ϕ. Ces contaminations sont estimées en utilisant le programme DIFFVM, adapté pour générer des interactions de production élastique (DIFFVM-ELAS) de mésons ρ, ω et ϕ, ainsi que des interactions de production de mésons ρ avec dissociation du proton (DIFFVM-PDIS). Nous terminons cette section par une remarque sur les autres bruits de fond.

5.4.1 Interactions avec dissociation du proton

Le bruit de fond dominant pour notre travail est celui de la production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton:

$$e + p \rightarrow e + \rho + Y, \tag{5.3}$$

---

[4] Il est à noter que, si nous n'avions pas imposé l'absence de trace reconstruite et de dépôt d'énergie supérieure à 0.5 GeV dans le calorimètre LAR, le nombre d'événements aléatoires comportant un signal dans les détecteurs avant aurait correspondu à 7 % pour le FMD et 0.09 % pour le PRT, ce qui indique qu'une partie de ces signaux sont corrélés avec de l'activité dans le détecteur central.

où le système baryonique Y a une masse M_Y relativement faible, de sorte que les particules venant de sa désintégration ne sont pas détectées dans le PRT, le FMD ou encore la région avant du calorimètre LAR et du détecteur de traces.

Dans cette section, nous estimons le nombre d'événements élastiques, c'est-à-dire le nombre d'événements sélectionnés, corrigé pour la présence d'événements de bruit de fond où le proton se dissocie. Nous utilisons les formules suivantes:

$$N_{el} = \frac{N_{notag} - N_{tot}(1 - P_{pdis})}{P_{pdis} - P_{el}}, \tag{5.4}$$

$$N_{tot} = N_{notag} + N_{tag} = N_{el} + N_{pdis}. \tag{5.5}$$

Le nombre N_{tot} est le nombre total d'événements passant toutes les coupures de la sélection finale (voir section 4.3), à l'exception des coupures concernant les détecteurs avant, c'est-à-dire le FMD et le PRT. Cet échantillon contient 2384 événements. Les nombres N_{el} et N_{pdis} sont, respectivement, les nombres d'événements élastiques et avec dissociation du proton, dans cet échantillon. Les nombres N_{tag} et N_{notag} sont les nombres d'événements parmi N_{tot} qui, respectivement, possèdent et ne possèdent pas de signal dans les détecteurs avant. Les variables P_{el} et P_{pdis} représentent respectivement les probabilités pour qu'un événement élastique ou un événement avec dissociation du proton, satisfaisant à toutes les autres coupures de l'échantillon final, possède un signal dans les détecteurs avant. Ces probabilités sont estimées en utilisant les programmes DIFFVM-ELAS et DIFFVM-PDIS. Nous insistons sur le fait que ces probabilités dépendent des critères de sélection choisis pour le FMD et le PRT et aussi des critères en E_{max} et en t.

De façon à prendre en compte les incertitudes sur la qualité de la simulation par le Monte-Carlo DIFFVM du processus de dissociation du proton et de la description des détecteurs avant, nous avons évalué, en utilisant la formule 5.4, les nombres d'événements élastiques corrigés en utilisant la combinaison standard des critères sur le FMD et le PRT, mais aussi le FMD seul et le PRT seul. Les nombres d'événements et les probabilités correspondantes sont repris à la table 5.6. Selon nos critères de sélection standard, un événement avec dissociation du proton est écarté avec une probabilité de 62.7 %. Cette probabilité est plus faible si on utilise le FMD seul ou le PRT seul (32.7 et 43.8 % respectivement). Dans l'utilisation de la formule 5.4 pour déterminer N_{el}, la présence d'un bruit de fond dans le FMD, non lié à l'interaction et estimé à 4.7 % à la section 5.3, est prise en compte.

Nous obtenons $N_{el} = 1533$, 1684 et 1615 événements en utilisant respectivement le FMD seul, le PRT seul et la combinaison FMD ou PRT, à comparer à 1807 événements pour la sélection finale. En prenant en compte la dispersion des résultats de la table 5.6 et l'incertitude (équation 5.7) sur la distribution en M_Y utilisée dans la simulation, la correction à appliquer au nombre d'événements sélectionnés pour obtenir le nombre corrigé d'événements élastiques est de:

$$B_{pd} = 0.89 \pm 0.05. \tag{5.6}$$

Afin d'estimer l'erreur systématique venant de l'incertitude sur la distribution de masse M_Y du système baryonique dans le Monte-Carlo DIFFVM-PDIS, nous utilisons la paramétrisation suivante (voir équation 4.35):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}M_Y^2} \propto \left(\frac{M_0^2}{M_Y^2}\right)^{(1+a)}, \quad a = \pm 0.3. \tag{5.7}$$

Simulation			
Type	FMD	PRT	FMD ou PRT
P_{el}	0.0 %	0.85 %	0.85 %
P_{pdis}	32.7 %	43.8 %	62.7 %

Données			
Nombres	FMD	PRT	FMD ou PRT
N_{notag}	2025	2064	1807
N_{el}	1533	1684	1615

Table 5.6: Probabilités P_{el} et P_{pdis} qu'un événement élastique ou un événement avec dissociation du proton dépose un signal détecté, estimées à l'aide de la simulation par Monte-Carlo, nombres observés de ces événements N_{notag} et nombres corrigés d'événements élastiques N_{el} (voir formule 5.4), dans les trois cas suivants: FMD seul, PRT seul et combinaison FMD ou PRT.

5.4.2 Production diffractive de mésons ω et ϕ

Le taux de production élastique de mésons ω:

$$e + p \rightarrow e + \omega + p \tag{5.8}$$

représente de l'ordre de 11 % de celui des mésons ρ, d'après le modèle additif des quarks. Les événements de production de mésons ω avec

$$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^o \qquad (\mathrm{BR} = 88.8\%) \tag{5.9}$$

$$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad (\mathrm{BR} = 2.2\%) \tag{5.10}$$

contribuent au bruit de fond présent dans notre échantillon final. La contribution des événements venant du premier canal de désintégration est fortement réduite par les coupures appliquées aux variables E_{max}, t et $m_{\pi\pi}$. En effet, le pion neutre peut laisser un dépôt d'énergie dans le calorimètre LAR tel que $E_{max} > 0.5$ GeV et/ou détruire la balance en p_t, c'est-à-dire en t, de l'événement, de sorte que $|t| > 0.5$ GeV^2. Les événements venant du deuxième canal de désintégration sont gardés dans notre échantillon final.

Le taux de production de méson ϕ:

$$e + p \rightarrow e + \phi + p \tag{5.11}$$

dépend de Q^2 et représente, pour le domaine cinématique considéré dans notre travail, de l'ordre de 15 % du taux de production de mésons ρ [96] [3]. Les modes de désintégration suivants peuvent contribuer à la présence de bruit de fond de production de mésons ϕ dans notre échantillon final:

$$\phi \rightarrow K^+ + K^- \qquad (\mathrm{BR} = 49.1\%) \tag{5.12}$$

$$\phi \rightarrow \rho + \pi \qquad (\mathrm{BR} = 12.9\%) \tag{5.13}$$

$$\phi \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^o \qquad (\mathrm{BR} = 2.7\%). \tag{5.14}$$

La première contribution est rejetée efficacement par les coupures appliquées sur les variables $m_{\pi\pi}$ et m_{KK}, où m_{KK} représente la masse invariante des deux hadrons de l'état final, calculée en supposant que ceux-ci sont des kaons K^+K^-. Les deux dernières contributions sont significativement réduites par les coupures appliquées sur les variables E_{max}, t et $m_{\pi\pi}$.

Afin d'estimer le bruit de fond de production élastique de mésons ω et ϕ dans notre échantillon final, nous utilisons le programme DIFFVM avec respectivement 16748 et 26265 événements dans le domaine cinématique $Q^2 > 2.5$ GeV^2 et $30 < W < 140$ GeV. Ces nombres sont ensuite normalisés à la production élastique de mésons ρ en utilisant les rapports ρ: ω: $\phi = 1 : 0.11 : 0.15$.

La distribution de masse $m_{\pi\pi}$ pour ces deux bruits de fond est reprise à la figure 5.7, qui indique que ceux-ci sont situés principalement à petite masse $m_{\pi\pi}$. Rappelons que la grandeur $m_{\pi\pi}$ est la masse invariante des deux hadrons de l'état final, calculée en supposant que ceux-ci sont des pions $\pi^+\pi^-$. La table 5.7 reprend la contamination des bruits de fond ω et ϕ restant dans l'échantillon final pour différents intervalles de la masse invariante $m_{\pi\pi}$.

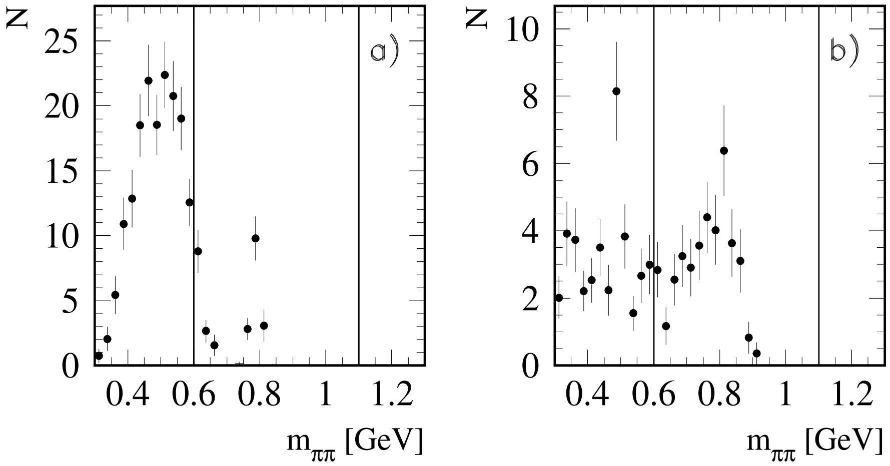

Figure 5.7: Distribution de masse $m_{\pi\pi}$ pour les bruits de fond de production diffractive de mésons ω (a) et ϕ (b). Les distributions sont obtenues en utilisant la simulation DIFFVM et en imposant l'ensemble des critères établis pour sélectionner les événements de production de mésons ρ. Les nombres d'événements ont été pondérés pour tenir compte des différentes sections efficaces pour la production élastique des mésons ρ, ω et ϕ en utilisant le rapport $\rho : \omega : \phi = 1 : 0.11 : 0.15$ et pour correspondre à la luminosité utilisée pour la présente analyse.

Intervalle en $m_{\pi\pi}$	contamination de ω	contamination de ϕ	contamination $\omega + \phi$
0.3 - 1.3 GeV	8.2 %	3.3 %	11.5 %
0.5 - 1.1 GeV	4.7 %	2.3 %	7.0 %
0.6 - 1.1 GeV	1.4 %	1.9 %	3.3 %

Table 5.7: Contamination des mésons ω et ϕ restant dans l'échantillon final, pour différents intervalles de la masse invariante $m_{\pi\pi}$.

Pour le calcul de la section efficace de production diffractive de mésons ρ, les données sont sélectionnées dans la fenêtre en masse de 0.6 à 1.1 GeV et la correction à appliquer au nombre d'événements sélectionnés pour obtenir le nombre d'événements corrigé est:

$$B_{\omega\varphi} = 0.97 \pm 0.02, \tag{5.15}$$

où l'erreur de 2 % provient de la variation du rapport ρ : ω : ϕ. Pour l'étude de la forme de la distribution de masse $m_{\pi\pi}$ de l'échantillon final (voir chapitre 6), les bruits de fond de production de mésons ω et ϕ sont soustraits intervalle par intervalle.

5.4.3 Autres bruits de fond

La contamination des événements de production élastique de mésons $\rho'(1450)$ se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^o\pi^o$ est estimée à:

$$B_{\rho'} = 1 \pm 1\%, \tag{5.16}$$

en utilisant la simulation DIFFVM. Cette contamination est faible, grâce aux coupures effectuées sur la variable t et sur l'énergie déposée dans le calorimètre LAR (E_{max}). L'étude de la distribution de masse à la section 6.2 indique que la contribution des événements avec dissociation du photon est de:

$$B_{\gamma d} = 1 \pm 1\%, \tag{5.17}$$

quand la déformation de la distribution de masse est prise en compte [5]. Nous appelons le "bruit de fond de dissociation du photon", les événements où le photon virtuel se dissocie en un ensemble de particules dont seulement deux particules chargées sont détectées.

Le bruit de fond d'événements de photoproduction où un hadron émis vers l'arrière serait identifié à tort comme un électron est très faible, étant donné la coupure élevée faite sur l'énergie du candidat électron E_e.

5.5 Corrections radiatives

L'expression de la section efficace présentée au chapitre 4.2.1 (équations 4.29 et 4.32) est calculée à l'ordre le plus bas, c'est-à-dire à l'ordre α^2. Toutefois la mesure de la section efficace fait intervenir également les ordres supérieurs en α. La section efficace à l'ordre α^2 (σ_{α^2}) est obtenue à partir de la section efficace comportant les contributions des ordres supérieurs ($\sigma_{\alpha^2,\alpha^3,\alpha^4,...}$) moyennant un terme de correction radiative C_{rad} :

$$\sigma_{\alpha^2} = \sigma_{\alpha^2,\alpha^3,\alpha^4,...}(1 - C_{rad}). \tag{5.18}$$

La correction C_{rad} est estimée à l'aide du programme HERACLES 4.4. Ce programme traite les corrections radiatives pour les interactions ep au moyen de la paramétrisation des fonctions de structure du proton, exprimées en termes des fonctions de distribution des partons [116]. Pour notre travail, nous utilisons une paramétrisation effective des fonctions de

---

[5] Pour l'analyse des données prises par le détecteur H1 en 1994 [2], avec $Q^2 > 8$ GeV^2 et une statistique inférieure à celle de l'analyse présentée dans ce travail, il n'y avait pas d'évidence pour la présence d'effets de "skewing" à grand Q^2. La déformation de la distribution de masse fut attribuée à une contribution de $11 \pm 6\%$ de bruit de fond de dissociation du photon, qui a été soustraite de la section efficace. Dans notre analyse, la déformation de la distribution de masse est expliquée par la présence d'effets d'interférence entre les productions résonante et non résonante de deux pions (voir section 6.2).

structure comportant les dépendances en Q^2 et W mesurées pour la production diffractive de mésons ρ. Le programme HERACLES inclut les corrections radiatives d'ordre α^3, divisées en 4 classes:

- les corrections à la branche leptonique, comprenant les diagrammes avec radiation d'un photon à partir de l'électron incident (figure 5.8a) ou de l'électron diffusé (figure 5.8b), ainsi que les corrections de vertex (figure 5.9a);
- les corrections à la branche quarkonique, comprenant les diagrammes avec radiation d'un photon à partir du quark incident (figure 5.8c) ou du quark diffusé (figure 5.8d), ainsi que les corrections de vertex (figure 5.9b);
- les interférences entre les branches leptonique et quarkonique (figure 5.9c et son diagramme croisé);
- les corrections de polarisation du vide du photon (figure 5.9d).

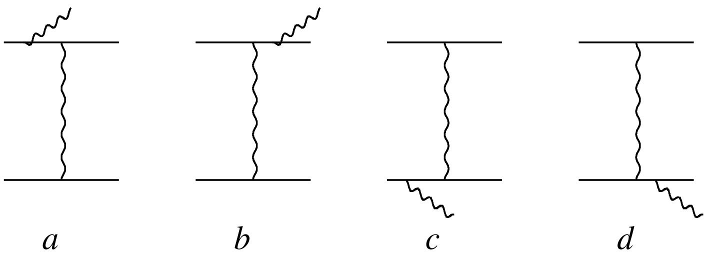

Figure 5.8: Diagrammes constituant les corrections radiatives au premier ordre, par radiation de photons réels.

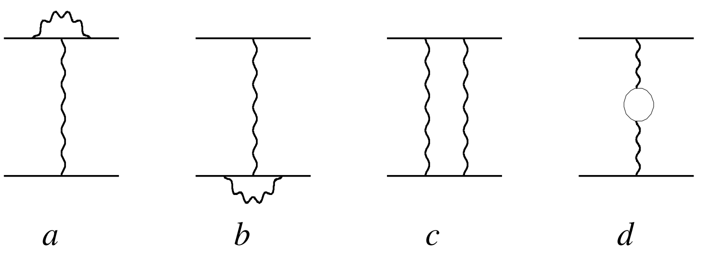

Figure 5.9: Diagrammes constituant les corrections radiatives virtuelles au premier ordre (auxquels il faut ajouter le diagramme croisé pour le diagramme c).

Les corrections d'ordre supérieur à α^3 sont supposées négligeables. On utilise le fait qu'une option du programme HERACLES permet soit de générer des événements jusqu'à l'ordre α^2 (option A) soit d'inclure l'ordre supérieur α^3 (option B). On estime alors le terme de correction C_{rad} par :

$$(1 - C_{rad}) = \frac{N^A}{N^B} \frac{\mathcal{L}^B}{\mathcal{L}^A} , \tag{5.19}$$

où N^B (resp. N^A) est le nombre d'événements satisfaisant les critères de sélection, générés en utilisant l'option B (resp. A) du programme HERACLES et correspondant à une luminosité intégrée $\mathcal{L}^B$ (resp. $\mathcal{L}^A$).

Le facteur de correction $(1-C_{rad})$ est estimé de cette manière pour les différents intervalles en Q^2 et W. Les résultats obtenus sont compatibles avec $(1 - C_{rad}) = 1$. En effet, le fait d'utiliser, pour la sélection des événements, une coupure sévère en la variable $\Sigma(E - P_z)$ ($\Sigma(E - P_z) > 45$ GeV) réduit fortement l'importance des corrections radiatives, la contribution principale à celles-ci venant des corrections à la branche leptonique. Rappelons que la variable $\Sigma(E-P_z)$, où la sommation porte sur toutes les particules de l'état final, vaut en principe deux fois l'énergie du faisceau des électrons incidents. Or, pour les événements avec radiation d'un photon colinéaire à l'électron incident, les choses se passent comme si l'interaction se produisait avec une énergie réduite pour l'électron incident, c'est-à-dire avec une plus faible valeur de $\Sigma(E - P_z)$. Les événements avec radiation d'un photon colinéaire à l'électron incident sont donc en grande partie rejetés grâce à la coupure en $\Sigma(E - P_z)$. Nous estimons donc la correction radiative:

$$(1 - C_{rad}) = 1.00 \pm 0.04. \tag{5.20}$$

L'erreur de 4 % sur cette correction vient d'une part de l'incertitude statistique sur le nombre d'événements de la simulation et d'autre part, de la variation des dépendances en Q^2 et en W de la section efficace.

5.6 Erreurs systématiques

Dans les chapitres suivants, nous détaillerons les résultats concernant les distributions différentielles en $m_{\pi\pi}$, en les angles de désintégration du méson ρ et en t (chapitres 6 et 7 et section 8.1 respectivement), ainsi que la mesure de la section efficace en fonction de Q^2 et de W (sections 8.3 et 8.3), pour les interactions de production élastique de mésons ρ. Une erreur de mesure est estimée sur chacun des résultats obtenus. Celle-ci comprend une erreur statistique, liée au nombre d'événements qui permettent la mesure de la variable en question, et une erreur systématique. L'erreur statistique absolue sur N événements observés est ici estimée comme $\sqrt{N}$. Toutes les erreurs autres que l'erreur statistique sont reprises dans notre travail sous le terme d'erreur systématique, et les différentes contributions sont additionnées en quadrature. Nous présentons maintenant les sources d'erreurs systématiques affectant nos mesures.

Nous avons vu à la section 5.2 que les données sont corrigées pour les inefficacités des sous-détecteurs à l'aide de la simulation DIFFVM. Nous avons donné à la section 4.2.2 les paramètres d'entrée utilisés pour la simulation. Certaines des distributions de la simulation ont été pondérées par la suite afin de décrire correctement les données (voir section 4.4). Les incertitudes sur les dépendances utilisées dans la simulation induisent une erreur systématique sur la mesure des variables liées à cette distribution, à travers les corrections d'efficacité Nous estimons cette erreur en faisant varier les paramètres d'entrée et les paramètres de pondération de la simulation. Ceci concerne les distributions en Q^2, W, t et les paramètres $\cos\delta$ et R. La table 5.8 reprend les paramètres de la simulation ainsi que les variations appliquées sur ces paramètres afin d'estimer l'erreur systématique due aux incertitudes sur la simulation.

Une autre source d'erreur systématique vient d'une mauvaise estimation possible de la position relative du détecteur central de traces, qui détermine la position en z du vertex

Paramètres de départ			variation +	variation −
Dépendance en Q^2	n=2.5		n=2.8	n=2.3
Dépendance en W	$Q^2 < 5$ GeV^2	ϵ=0.12	ϵ=0.16	ϵ=0.08
	$5 < Q^2 < 7$ GeV^2	ϵ=0.18	ϵ=0.26	ϵ=0.08
	$Q^2 > 7$ GeV^2	ϵ=0.26	ϵ=0.36	ϵ=0.08
Dépendance en t	$Q^2 < 5$ GeV^2	b_0=6.5 GeV^{-2}	b_0=7.5 GeV^{-2}	b_0=5.5 GeV^{-2}
	$5 < Q^2 < 7$ GeV^2	b_0=5.5 GeV^{-2}	b_0=6.5 GeV^{-2}	b_0=4.5 GeV^{-2}
	$Q^2 > 7$ GeV^2	b_0=5.0 GeV^{-2}	b_0=6.0 GeV^{-2}	b_0=4.0 GeV^{-2}
Polarisation	$\cos\delta$ =0.9		$\cos\delta$ =0.95	$\cos\delta$=0.85
	ξ = 0.6		ξ= 0.7	ξ = 0.45

Table 5.8: Valeurs choisies pour les paramètres d'entrée du programme DIFFVM et leurs variations utilisées pour estimer les erreurs systématiques venant de la simulation, lors de la détermination des corrections d'efficacité. Le paramètre ξ est lié au rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse selon la relation 4.31.

d'interaction et de la chambre à dérive arrière BDC, ces deux détecteurs étant utilisés pour déterminer la direction de l'électron diffusé. Afin de simuler ce mauvais alignement possible, l'angle de l'électron diffusé pour les événements des données est modifié de ± 0.5 mrad. Ceci affecte les mesures des variables cinématiques Q^2 et t, ainsi que l'énergie recalculée de l'électron diffusé, l'effet principal de la variation de l'angle de l'électron diffusé étant une répartition différentes des événements en Q^2. Comme nous le verrons aux chapitres présentant les résultats de notre travail, la plupart des grandeurs mesurées dépendent de Q^2 et l'erreur systématique obtenue contribue de manière significative à l'erreur systématique globale.

Les sources d'erreur ci-dessus sont utilisées afin d'estimer les erreurs systématiques sur les mesures liées aux distributions en $m_{\pi\pi}$, en les angles de polarisation et en t. Dans ce dernier cas, une erreur systématique supplémentaire est estimée (voir section 8.1) en faisant varier les contributions possibles des bruits de fond (ceux-ci sont supposés ne pas influencer les résultats concernant les distributions en $m_{\pi\pi}$ et en les angles de polarisation).

En ce qui concerne le calcul des sections efficaces, nous mesurons non seulement une dépendance mais aussi une grandeur absolue. D'autres erreurs systématiques viennent donc s'ajouter à celles estimées ci-dessus. Une erreur de 1.5 % est estimée sur le calcul de la luminosité correspondant aux données utilisées dans notre travail. Une erreur de 2 % est due à l'estimation de l'efficacité du système de déclenchement (voir section 5.1). Des erreurs de 5 %, 2 %, 1 % et 1% sont dues respectivement à l'estimation des bruits de fond de production de mésons ρ avec dissociation du proton, de production élastique de mésons ω et ϕ, de production élastique de mésons ρ' et d'événements avec dissociation du photon (voir section 5.4). Une erreur de 4 % est due aux corrections radiatives (voir section 5.5) et une erreur de 3 % est due à l'estimation de la perte d'événements résultant de la sélection avant (voir 5.3). L'erreur due à l'estimation de la correction pour les événements à grand t ($|t|$ $>$ 0.5 GeV^2) varie de 1 à 7 % en fonction de Q^2 (voir section 8.1.1). La correction pour les événements se trouvant dans les ailes de la distribution en $m_{\pi\pi}$ ($m_{\pi\pi} <$ 0.6 GeV et $m_{\pi\pi}$ $>$ 1.1 GeV) induit une erreur de 1 à 2 % en fonction de Q^2 et une erreur de 5 % est due au choix de la largeur de la distribution de Breit-Wigner (voir section 6.4). Finalement, une erreur systématique vient de la correction du centre de pavage. En effet, l'ensemble des données est divisé en une série de domaines dans le plan (Q^2, W), dans lesquels est mesurée la section efficace correspondante. La correction du centre de pavage vient du fait que nous calculons la section efficace $\gamma^* p$ pour des valeurs des variables (Q_0^2, W_0) proches mais pas égales à celles du centre de gravité (Q_c^2, W_c) du pavé considéré [6]. La correction du centre du pavage dépend des distributions en Q^2 et W de la section efficace. L'erreur systématique liée à cette correction est estimée en variant les dépendances de la section efficace en Q^2 et en W, elle est donnée à la section 8.2.

L'erreur statistique due au nombre d'événements de la simulation par Monte-Carlo utilisé pour déterminer les corrections d'efficacité et d'acceptance est incluse dans l'erreur statistique, pour l'étude des distributions différentielles en $m_{\pi\pi}$, en t et en les angles de polarisation. Dans les cas du calcul des sections efficaces $\gamma^* p$, cette erreur est incluse dans les erreurs systématiques non corrélées.

Regroupant les erreurs systématiques venant de la mesure de la luminosité, de l'estimation des bruits de fond, des pertes d'événements dues à la sélection avant, des corrections radiatives et du choix de la largeur de la distribution de Breit-Wigner, nous obtenons une erreur systématique "corrélée", affectant l'ensemble des résultats présentés, de 9.1 %.

---

[6] La section efficace $\gamma^* p$ est obtenue en divisant la section efficace *ep* par le flux transverse de photons. Remarquons que donner la section efficace $\gamma^* p$ en un point $(\mathrm{Q}_0^2, \mathrm{W}_0)$ a un sens, ce qui n'est pas le cas pour la section efficace *ep*, qui est donnée dans un intervalle fini en Q^2 et en W. Nous détaillerons ceci à la section 8.2.

Chapitre 6

Distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$

Ce chapitre porte sur la distribution de la masse invariante des deux pions de désintégration. Nous commençons par présenter le signal obtenu et introduisons brièvement la fonction de Breit–Wigner. Afin de décrire la déformation de la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ par rapport à cette fonction, nous introduisons les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding. Celles-ci sont ensuite ajustées à la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$. La mesure de la dépendance des paramètres de déformation en fonction de Q^2 est présentée. Enfin, nous détaillons les facteurs de correction utilisés lors du calcul de la section efficace, afin de tenir compte de la queue de la distribution de la résonance du méson ρ.

6.1 Paramétrisation de Breit–Wigner

Nous commençons par présenter le signal obtenu. La figure 6.1a présente la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ des deux particules reconstruites dans le détecteur de traces central pour les événements satisfaisant toutes les conditions de sélection (voir section 4.3). Pour le calcul de la masse invariante, la masse du pion chargé est utilisée. La distribution est corrigée pour les effets d'efficacité et d'acceptance du détecteur H1 (voir section 5.2), dont la distribution en fonction de $m_{\pi\pi}$ est présentée à la figure 6.1b. Le bruit de fond de production diffractive de mésons ω et ϕ est estimé en utilisant la simulation par Monte-Carlo DIFFVM et représente respectivement 8.2 % et 3.3 % des événements situés dans la région $0.3 < m_{\pi\pi} < 1.3$ GeV de la distribution de masse invariante (voir section 5.4.2). La soustraction de ce bruit de fond est faite de manière statistique suivant les dépendances en $m_{\pi\pi}$ présentées à la section 5.4.2. Un signal clair de production de mésons ρ est observé, avec 1807 événements dans la région $0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV, et 2222 événements dans la région $0.3 < m_{\pi\pi} < 1.3$ GeV.

La fonction la plus simple à ajuster sur la distribution de la masse invariante est celle d'une distribution de Breit–Wigner non-relativiste:

$$\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} = \frac{\Gamma_\rho}{4(m_\rho - m_{\pi\pi})^2 + \Gamma_\rho^2}, \tag{6.1}$$

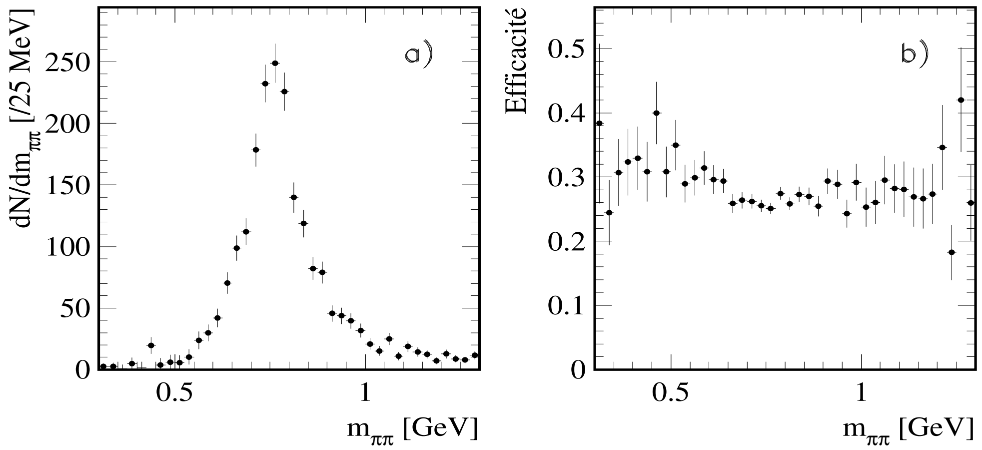

Figure 6.1: a) Distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ des deux particules reconstruites dans le détecteur de traces central pour les événements de l'échantillon final. La contamination de 8.2 et de 3.3 % due à la production élastique de mésons ω et ϕ respectivement a été soustraite intervalle par intervalle. La distribution est corrigée pour les inefficacités de la sélection. b) Efficacité de la sélection de l'échantillon final en fonction de $m_{\pi\pi}$.

où m_ρ et Γ_ρ représentent la masse et la largeur de la résonance du méson ρ.

Toutefois, à haute énergie, il a été suggéré [117] d'utiliser une paramétrisation de Breit–Wigner relativiste d'onde p. Celle-ci a la forme:

$$\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} = \frac{m_{\pi\pi}\ m_\rho\ \Gamma(m_{\pi\pi})}{(m_\rho^2 - m_{\pi\pi}^2)^2 + m_\rho^2\ \Gamma^2(m_{\pi\pi})} \equiv BW_\rho(m_{\pi\pi}), \tag{6.2}$$

où la largeur $\Gamma(m_{\pi\pi})$ dépend de l'impulsion des deux pions de désintégration:

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho\ (\frac{q^*}{q_0^*})^3\ \frac{2}{1 + (q^*/q_0^*)^2}, \tag{6.3}$$

où q^* est l'impulsion des pions dans le système du centre de masse $(\pi^+\pi^-)$ et q_0^* est cette même impulsion dans le cas où $m_{\pi\pi} = m_\rho$.

Deux autres paramétrisations ont été proposées [120, 118] pour la largeur de la résonance:

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho\ (\frac{q^*}{q_0^*})^3\ \frac{m_\rho}{m_{\pi\pi}}, \tag{6.4}$$

et

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_\rho\ (\frac{q^*}{q_0^*})^3. \tag{6.5}$$

Afin de spécifier la présence d'un éventuel bruit de fond venant d'une interaction autre que la production diffractive de mésons ρ et de déterminer son importance, nous ajustons la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ avec une fonction comprenant également un terme de bruit de fond. Ce dernier est paramétrisé en utilisant une fonction d'espace de phase comprenant la valeur seuil de la masse des deux pions et une décroissance exponentielle à grande masse:

$$f_{bg} = \alpha_1 \, (m_{\pi\pi} - 2m_\pi)^{\alpha_2} \; e^{-\alpha_3 m_{\pi\pi}}, \tag{6.6}$$

où m_π est la masse du pion chargé et α_1, α_2 et α_3 sont des constantes à ajuster. Le choix de cette fonction est justifié par la forme de la distribution des événements avec $E_{max} > 0.5$ GeV ou $|t| > 0.5$ GeV^2, ce bruit de fond étant attribué à des événements de dissociation du photon, c'est-à-dire des événements de production élastique où le photon virtuel se dissocie en un ensemble de particules, dont seulement deux particules chargées sont détectées.

Pour les ajustements des différentes fonctions mentionnées ci-dessus à la distribution de masse $m_{\pi\pi}$, nous nous limitons à la région centrale de la distribution: $0.5 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV. En effet, ceci nous permet d'être moins sensible à la présence des bruits de fond de production élastique de mésons ω et ϕ, situés principalement à petite masse $m_{\pi\pi}$, ainsi qu'à la présence des bruits de fond venant de la production de résonances plus lourdes, situés à de grandes masses $m_{\pi\pi}$. La masse et la largeur du méson ρ sont fixées conformément aux valeurs reprises dans les tables du Particle Data Group (PDG) [6]. La figure 6.2a présente l'ajustement de la fonction de Breit-Wigner non relativiste (équation 6.1) à la distribution de masse $m_{\pi\pi}$. La figure 6.2b présente l'ajustement de la distribution $m_{\pi\pi}$ à la même fonction, en admettant également la présence d'un bruit de fond suivant la distribution d'espace de phase de l'équation 6.6. Dans les deux cas, les fonctions utilisées ne décrivent pas bien les données (χ^2/ndl = 160.1/23 et 70.99/20 respectivement). Nous reprenons la même procédure aux figures 6.2c et 6.2d, mais cette fois en utilisant la fonction de Breit-Wigner relativiste (équations 6.2 et 6.3). De nouveau, les fonctions utilisées ne décrivent pas bien les données (χ^2/ndl = 99.78/23 et 89.48/20 respectivement). Aux figures 6.2b et 6.2d, la ligne en traits pleins représente le résultat de l'ajustement, la ligne en traits discontinus représentant la contribution venant de la fonction de Breit-Wigner et la ligne en traits pointillés, celle de la fonction d'espace de phase. L'ajustement à la distribution $m_{\pi\pi}$ a également été effectué en utilisant les paramétrisations 6.4 et 6.5 pour la largeur de la résonance. Les résultats obtenus restent en mauvais accord avec les données.

Les fonctions de Breit-Wigner pures, non relativiste ou relativiste, ne décrivent donc pas le signal, le désaccord ne provenant pas de la présence d'un éventuel bruit de fond.

6.2 Modèles de Ross et Stodolsky et de Söding

Les fonctions de Breit–Wigner présentées à la section précédente ne décrivent pas bien la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$. La distribution est en fait déformée par rapport à la fonction de Breit–Wigner: on observe un surplus d'événements à petite masse invariante ($m_{\pi\pi} \lesssim 0.77$ GeV) et un manque d'événements à grande masse invariante ($m_{\pi\pi} \gtrsim 0.77$ GeV). Cette déformation de la distribution est une propriété observée en photoproduction de mésons ρ (voir section 2.4).

Afin de décrire la déformation de la distribution de la masse invariante, Ross et Stodolsky ont proposé la paramétrisation suivante [119]:

$$\frac{dN(m_{\pi\pi})}{dm_{\pi\pi}} = f_\rho \; BW_\rho(m_{\pi\pi}) \left(\frac{m_\rho}{m_{\pi\pi}}\right)^n + f_{bg}, \tag{6.7}$$

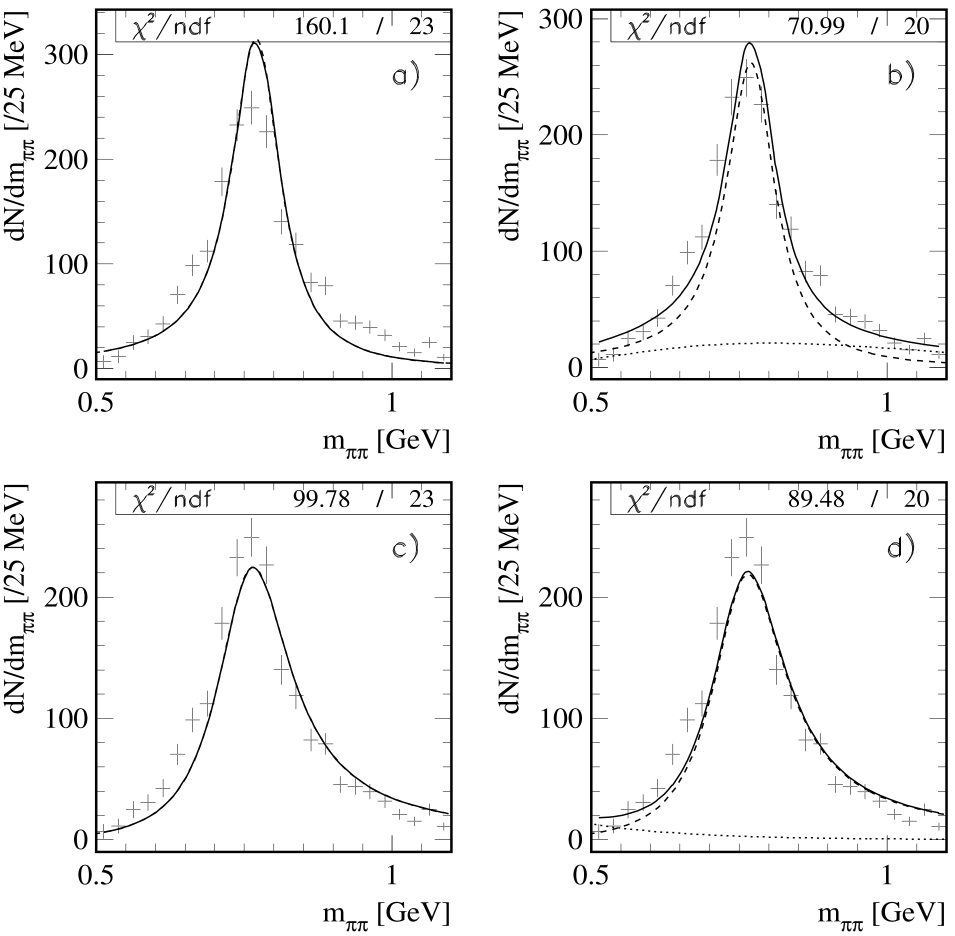

Figure 6.2: Ajustements à la distribution de masse $m_{\pi\pi}$, en utilisant: a) la fonction de Breit-Wigner non relativiste (équation 6.1), b) la somme (traits pleins) de la fonction de Breit-Wigner non relativiste de l'équation 6.1 (traits discontinus) et de la fonction d'espace de phase de l'équation 6.6 (pointillés), c) la fonction de Breit-Wigner relativiste (équation 6.2), d) la somme (traits pleins) de la fonction de Breit-Wigner relativiste (traits discontinus) et de la fonction d'espace de phase (pointillés).

où f_ρ est une constante de normalisation, le facteur $(m_\rho/m_{\pi\pi})^n$ rendant compte de la déformation de la distribution de la résonance. Bien que non fondée sur un modèle dynamique, la paramétrisation de Ross et Stodolsky est utile pour décrire les données.

La paramétrisation 6.7, avec le terme de bruit de fond donné par l'équation 6.6, a été ajustée à la distribution de masse dans la région $0.5 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV, avec les paramètres f_ρ, m_ρ, Γ_ρ, n, α_1, α_2, et α_3 laissés libres, la forme 6.3 étant utilisée pour la largeur de la résonance. Le résultat de l'ajustement est montré à la figure 6.3a ($\chi^2/ndl = 20.3/17$). La masse obtenue pour la résonance est de 766 ± 4 MeV et la largeur est de 155 ± 6 MeV, en accord avec les valeurs reprises dans les tables du Particle Data Group (PDG): 769.9 ± 0.8 MeV et 151.2 ± 1.2 MeV respectivement [6]. La valeur obtenue pour le paramètre de déformation n est de 1.40 ± 0.18. La contribution du bruit de fond est faible, correspondant à 1 ± 1 % des événements. Si le terme de bruit de fond f_{bg} est absent, les valeurs obtenues pour la masse et la largeur du méson ρ ne changent pas et le χ^2/ndl est de 20.3/20.

La déformation de la distribution de masse $m_{\pi\pi}$ a été expliquée par Söding [120], qui considère en plus de la production résonante de mésons ρ (figure 6.4a), la production non résonante de deux pions (figure 6.4b). La déformation de la distribution de masse est alors expliquée par l'interférence de l'amplitude résonante $\rho \to \pi^+\pi^-$ et de l'amplitude non résonante [121]. La paramétrisation suivante est proposée:

$$\frac{dN(m_{\pi\pi})}{dm_{\pi\pi}} = f_\rho . BW_\rho(m_{\pi\pi}) + f_I . I(m_{\pi\pi}) + f_{NR}, \tag{6.8}$$

$$I(m_{\pi\pi}) = \frac{{m_\rho}^2 - {m_{\pi\pi}}^2}{({m_\rho}^2 - {m_{\pi\pi}}^2)^2 + {m_\rho}^2\Gamma^2(m_{\pi\pi})}, \tag{6.9}$$

où f_I est une constante déterminant la normalisation de la contribution de l'interférence. A cause de l'incertitude sur la phase entre les amplitudes résonante et non résonante, aucune contrainte ne sera imposée ici sur la normalisation relative des termes non résonant f_{NR} et d'interférence f_I.

La paramétrisation 6.8 a été ajustée à la distribution de masse dans la région $0.5 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV, avec les paramètres f_ρ, m_ρ, Γ_ρ, f_I et f_{NR} laissés libres, l'équation 6.3 étant utilisée pour la largeur de la résonance. Le résultat de l'ajustement est présenté à la figure 6.3b ($\chi^2/ndl = 24.2/19$). La masse obtenue pour la résonance est de 764 ± 3 MeV et la largeur est de 142 ± 6 MeV, en accord avec les valeurs reprises dans les tables du PDG [6]. La valeur du paramètre de déformation f_I/f_ρ est de 0.085 ± 0.002. La contribution du terme f_{NR} est négligeable; lorsque la même fonction est ajustée à la distribution de masse en supposant que le terme f_{NR} est nul, les valeurs obtenues pour la masse et la largeur du méson ρ ne changent pas, le χ^2/ndl étant de 24.2/20.

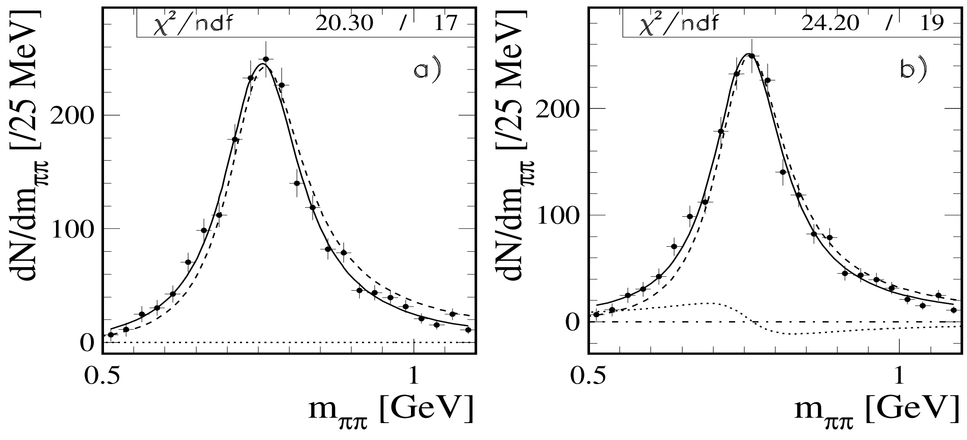

Figure 6.3: Ajustements à la distribution de masse $m_{\pi\pi}$, en utilisant: a) la paramétrisation de Ross et Stodolsky (ligne en traits pleins), la ligne en traits discontinus représentant la contribution de la fonction de Breit-Wigner et la ligne en traits pointillés la contribution du terme de bruit de fond f_{bg}; b) la paramétrisation de Söding, la ligne en traits discontinus représentant la contribution de la fonction de Breit-Wigner, la ligne en traits pointillés, la contribution du terme d'interférence et la ligne en traits discontinus et pointillés, la contribution du terme f_{NR}.

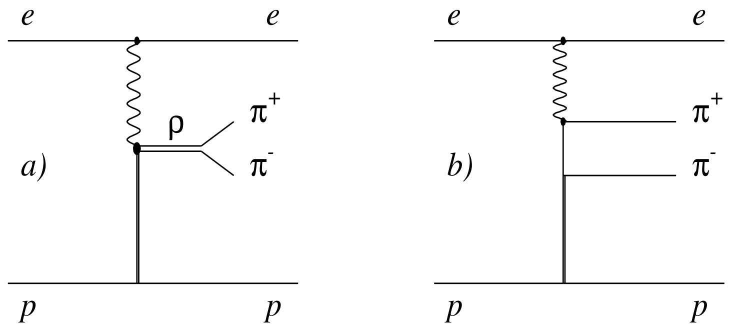

Figure 6.4: Schéma de la production (a) d'un méson ρ (résonance), (b) d'une paire $\pi^+\pi^-$ non résonante.

6.3 Dépendance en Q^2 des paramètres de Ross et Stodolsky et de Söding

La procédure d'ajustement utilisant les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding, a été répétée pour différents intervalles en Q^2, de façon à mesurer la dépendance en Q^2 de la déformation de la distribution de masse.

Les distributions sont corrigées pour les effets d'efficacité et d'acceptance du détecteur H1 (voir section 5.2), dont la distribution en fonction de $m_{\pi\pi}$ est présentée à la figure 6.5 pour cinq intervalles en Q^2. La contamination des événements de production diffractive de mésons ω et ϕ est prise indépendante de Q^2.

Lors des ajustements, la masse et la largeur du méson ρ sont fixées conformément aux valeurs reprises dans les tables PDG [6], afin de réduire le nombre de paramètres libres dans l'ajustement. Les constantes f_{bg} et f_{NR} sont prises égales à zéro et l'équation 6.3 est utilisée pour la largeur de la résonance. Il ne reste alors que deux paramètres libres: la normalisation et le paramètre de déformation. Le résultat de l'ajustement de la distribution en $m_{\pi\pi}$ pour cinq intervalles en Q^2 est repris à la figure 6.6 dans le cas de la paramétrisation de Ross et Stodolsky et à la figure 6.7 dans le cas de la paramétrisation de Söding. L'évolution des paramètres de déformation n et f_I/f_ρ en fonction de Q^2 est présentée aux figures 6.8a et 6.8b respectivement. Sur ces figures, l'erreur sur les résultats de notre travail représente l'erreur totale obtenue en ajoutant quadratiquement les erreurs statistique et systématique. La contribution de l'erreur statistique à l'erreur totale est indiquée par des traits horizontaux. Cette notation sera utilisée tout au long de notre travail. Les erreurs systématiques ont été estimées selon la méthode détaillée à la section 5.6 et comprennent également la contribution venant de la variation des bruits de fond de production de mésons ϕ et ω. La figure 6.8a reprend également les résultats des analyses précédentes de la collaboration H1 (données de 1994 [2] et 1995 [3], le point en photoproduction venant de [89]) et des collaborations ZEUS (point en photoproduction [86]), et E665 [85]. La figure 6.8b reprend les résultats des analyses précédentes de la collaboration H1 (données de 1995 [3] et en photoproduction [89]) et de la collaboration ZEUS ([91] et [87] pour le point en photoproduction). L'ensemble de ces résultats est en bon accord, dans les limites d'erreur.

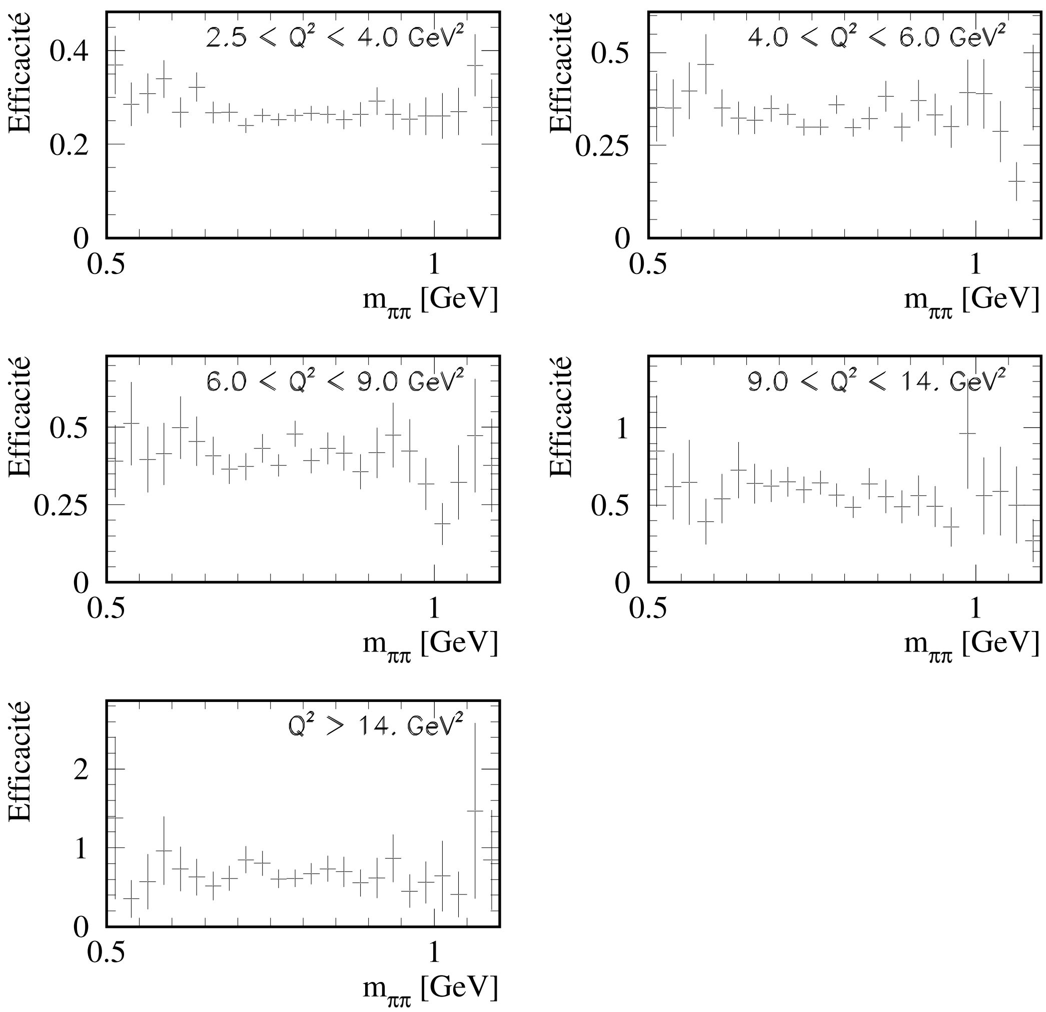

Figure 6.5: Efficacité et acceptance de la sélection de l'échantillon final en fonction de $m_{\pi\pi}$, pour cinq intervalles en Q^2.

Nous observons au sein de nos données que la déformation de la distribution de la masse du méson ρ diminue quand Q^2 augmente. Dans le domaine cinématique accessible, nous n'observons pas de dépendance significative des paramètres de déformation avec t ou avec W.

6.4 Correction pour la sélection en $m_{\pi\pi}$ du signal

Les événements de production diffractive de mésons ρ ont été sélectionnés dans le domaine du pic de la résonance: $0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV. Pour le calcul de la section efficace, il convient de prendre en compte la résonance complète. Toutefois, en raison de la grande largeur de la résonance du méson ρ, cette procédure n'est pas sans ambiguïté. D'une part, on peut se demander quel sens aurait d'inclure dans le calcul de la section efficace des événements dont

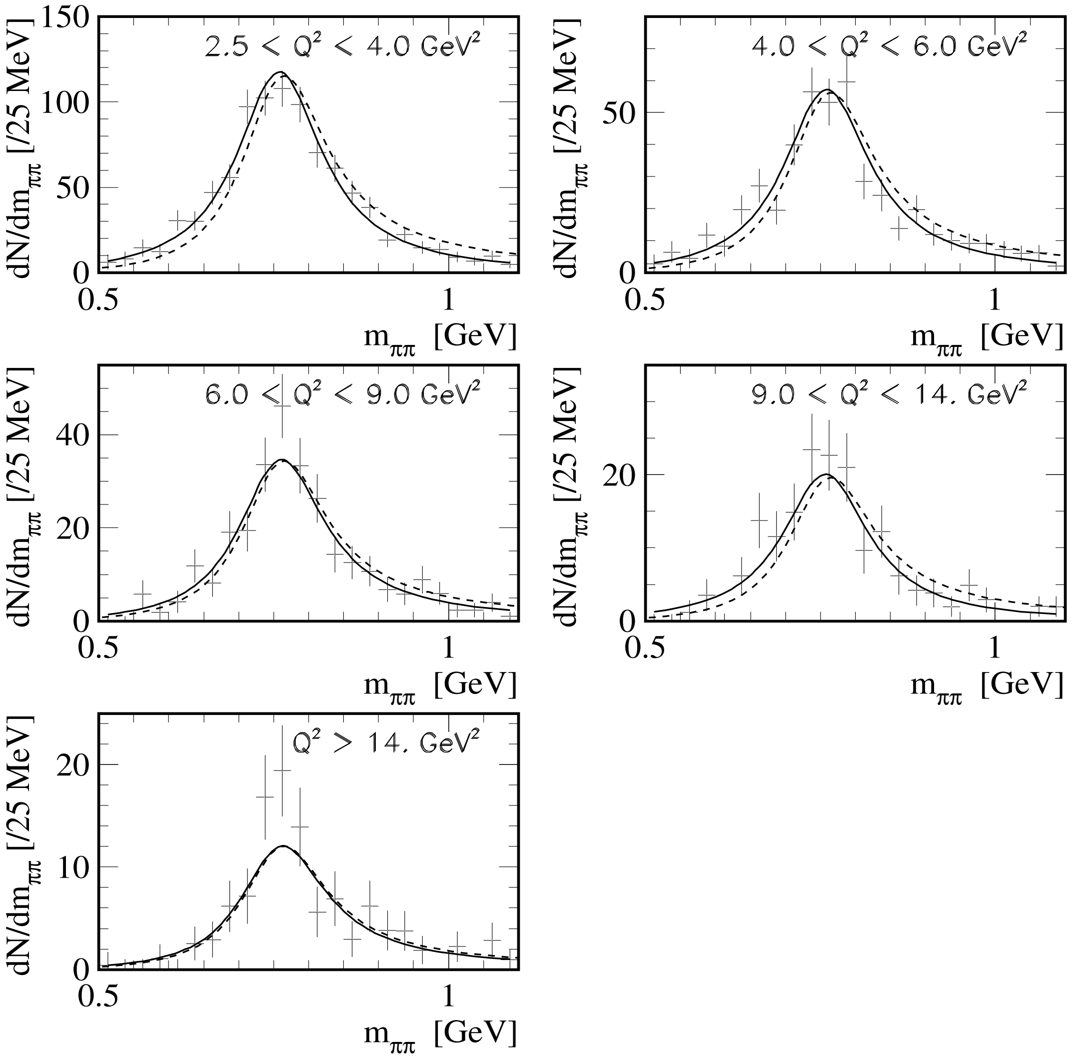

Figure 6.6: Ajustement de la distribution de masse $m_{\pi\pi}$ pour différents intervalles en Q^2, en utilisant la paramétrisation de Ross et Stodolsky. Les lignes en traits pleins représentent le résultat de l'ajustement et les lignes en traits discontinus représentent la contribution de la fonction de Breit-Wigner. Les distributions sont corrigées pour les inefficacités de la sélection.

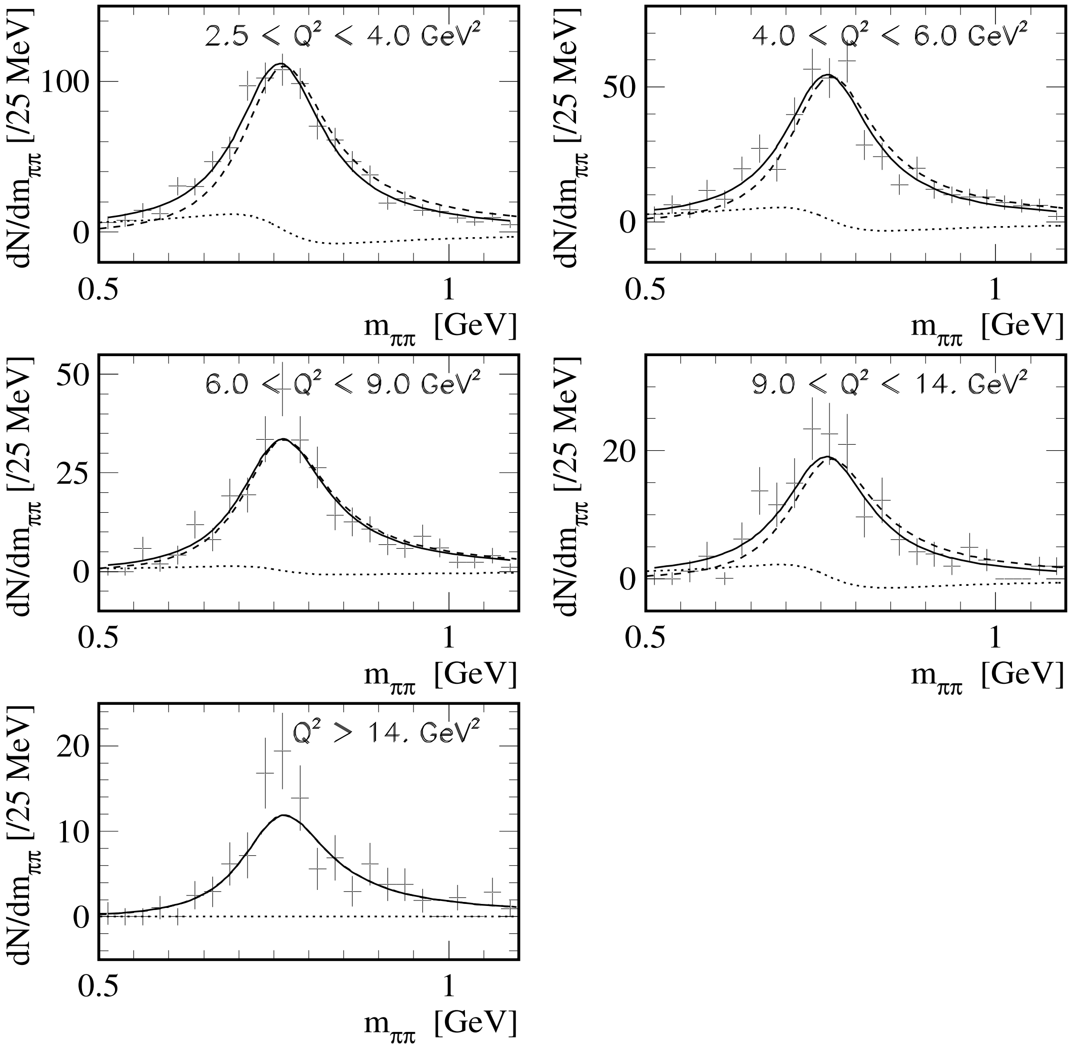

Figure 6.7: Ajustement de la distribution de masse $m_{\pi\pi}$ pour différents intervalles en Q^2, en utilisant la paramétrisation de Söding. Les lignes en traits pleins représentent le résultat de l'ajustement, les lignes en traits discontinus représentent la contribution de la fonction de Breit-Wigner et les lignes en pointillés, celles de l'interférence. Les distributions sont corrigées pour les inefficacités de la sélection.

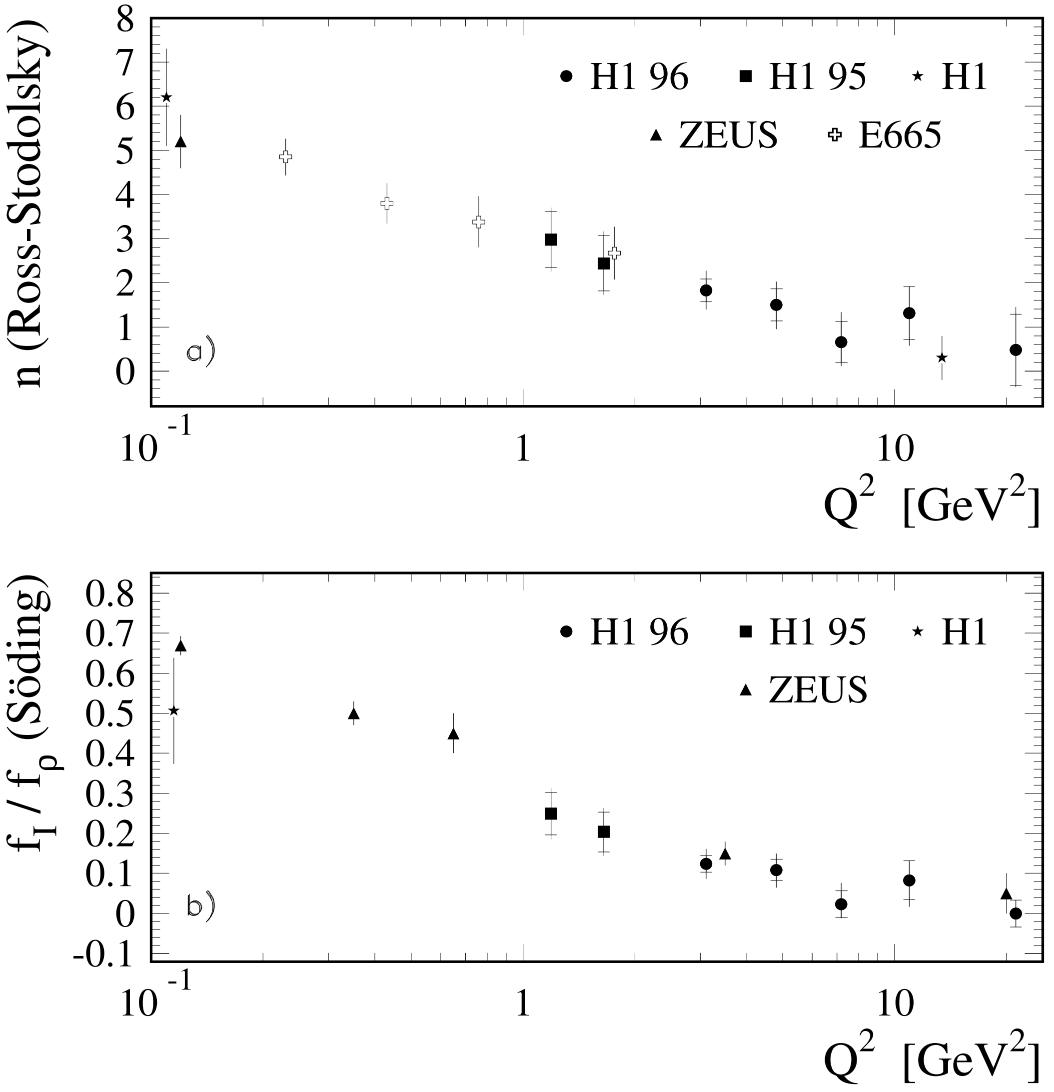

Figure 6.8: Evolution des paramètres de déformation n (a) et f_I/f_ρ (b) en fonction de Q^2. Les points représentent les résultats de notre travail, les carrés et les étoiles montrant les résultats provenant d'analyses précédentes des données de l'expérience H1 ([2] [3] et [89]). Les triangles et les croix représentent les résultats des collaborations ZEUS ([86], [87] et [91]) et E665 [85] respectivement. Sur les deux figures, les deux points à très petit Q^2 proviennent des analyses de photoproduction de mésons ρ. Pour les données récoltées par le détecteur H1 en 1995 et 1996, l'erreur indiquée représente l'erreur totale obtenue en ajoutant quadratiquement les erreurs statistique et systématique. La contribution de l'erreur statistique à l'erreur totale est indiquée par des traits horizontaux. Pour les autres mesures, l'erreur indiquée représente l'erreur statistique seulement.

la masse est très éloignée de la masse de la résonance, où de multiples interférences avec la production d'autres résonances peuvent entrer en jeu; d'autre part, comme on le verra ci-dessous, l'incertitude sur la forme de la largeur relativiste de la résonance conduit à des résultats très différents.

Il est donc habituel de définir la section efficace de production de mésons ρ pour:

$$m_{min} < m_{\pi\pi} \ < m_{max}, \tag{6.10}$$

où

$$\begin{aligned} m_{min} &= 2m_{\pi}, \\ m_{max} &= m_{\rho} + 5\Gamma_{\rho}, \end{aligned}$$

c'est-à-dire pour $m_{min} = 0.278$ GeV et $m_{max} = 1.52$ GeV. Il conviendra donc de corriger la section efficace mesurée par le facteur

$$A_{cor} = \frac{\int_{0.278}^{1.52} BW_{\rho}}{\int_{0.6}^{1.1} BW_{\rho}}. \tag{6.11}$$

Avec la définition 6.10 de la section efficace, l'erreur systématique due à l'incertitude sur la forme de la résonance reste limitée. La table 6.1 reprend les facteurs correctifs A_{cor} pour les différentes paramétrisations de la distribution de Breit–Wigner, appelées $BW_{\rho} - \Gamma 1$, $BW_{\rho} - \Gamma 2$ et $BW_{\rho} - \Gamma 3$, correspondant respectivement aux fonctions de Breit–Wigner dont la largeur est donnée par les équations 6.3, 6.4 et 6.5. Les facteurs de correction sont calculés avec $m_{max} = 1.52$ GeV, ainsi que dans le cas où on prendrait $m_{max} = 100$ GeV. La table montre que pour les grandes valeurs de m_{max}, les trois paramétrisations de la distribution de Breit–Wigner donnent des facteurs correctifs très différents.

paramétrisation	$m_{max} = m_{\rho} + 5\Gamma_{\rho}$	$m_{max} = 100$ GeV
$BW_{\rho} - \Gamma 1$	1.14	1.32
$BW_{\rho} - \Gamma 2$	1.16	1.94
$BW_{\rho} - \Gamma 3$	1.20	2.10

Table 6.1: Facteurs de correction A_{cor} pour les différentes paramétrisations de la distribution de Breit–Wigner, dans les cas où $m_{max} = m_{\rho} + 5\Gamma_{\rho}$ et $m_{max} = 100$ GeV.

Nous devons encore prendre en compte les effets liés à la présence d'événements dus à la production non résonante de deux pions, qui conduisent à la déformation de la distribution de la masse invariante par rapport à une simple fonction de Breit–Wigner. Pour ce faire, nous calculons le facteur correctif en tenant compte des paramètres de déformation de la manière suivante:

$$B_{cor} = \frac{\int_{0.278}^{1.52} BW_{\rho}\ (déformation = 0)}{\int_{0.6}^{1.1} BW_{\rho}\ (déformation \neq 0)}. \tag{6.12}$$

La correction B_{cor} dépend de la valeur du paramètre de déformation utilisé. Ceci induit une dépendance en Q^2 de la correction B_{cor}. La table 6.2 reprend les facteurs correctifs

B_{cor} pour la paramétrisation $BW_\rho - \Gamma 1$, en utilisant les modèles de Ross et Stodolsky et de Söding. Les facteurs correctifs B_{cor} sont calculés pour cinq intervalles en Q^2. La table 6.3 reprend les facteurs correctifs B_{cor} obtenus par la même procédure, mais en utilisant les paramétrisations $BW_\rho - \Gamma 2$ et $BW_\rho - \Gamma 3$ pour la largeur de la Breit-Wigner.

Pour le calcul de la section efficace (voir section 8.2), nous appliquons le facteur correctif C_{mass} de la table 6.2, qui représente la moyenne des facteurs correctifs obtenus en utilisant, pour tenir compte de la déformation de la distribution de masse, le modèle de Ross et Stodolsky et le modèle de Söding. De plus, nous ajoutons une erreur systématique asymétrique supplémentaire de $^{+5}_{-0}$ % à ce nombre, pour tenir compte des différences obtenues pour les facteurs correctifs résultant du choix de la largeur de la Breit-Wigner.

Q^2 (GeV)	n (Ross et Stodolsky)	B_{corr}	f_I/f_ρ (Söding)	B_{corr}	C_{masse}
2.5 - 4.0	1.8	1.185	0.124	1.145	1.17 ± 0.02
4.0 - 6.0	1.5	1.181	0.109	1.144	1.16 ± 0.02
6.0 - 9.0	1.3	1.178	0.083	1.143	1.16 ± 0.02
9.0 - 14.	0.7	1.163	0.023	1.140	1.15 ± 0.01
14. - 60.	0.5	1.157	0.000	1.139	1.15 ± 0.01

Table 6.2: Facteurs de correction B_{cor} pour cinq intervalles en Q^2, estimés avec la paramétrisation $BW_\rho - \Gamma 1$, en utilisant, pour tenir compte de la déformation de la distribution de masse, le modèle de Ross et Stodolsky et le modèle de Söding. La dernière colonne donne le facteur de correction $C_{masse} = < B_{corr} >$.

Q^2 (GeV)	n (Ross et Stodolsky)	B_{corr}	f_I/f_ρ (Söding)	B_{corr}	C_{masse}
$BW_\rho - \Gamma 2$					
2.5 - 4.0	1.8	1.206	0.124	1.160	1.18 ± 0.02
4.0 - 6.0	1.5	1.202	0.109	1.160	1.18 ± 0.02
6.0 - 9.0	1.3	1.198	0.083	1.159	1.18 ± 0.02
9.0 - 14.	0.7	1.183	0.023	1.158	1.17 ± 0.01
14. - 60.	0.5	1.176	0.000	1.157	1.17 ± 0.01
$BW_\rho - \Gamma 3$					
2.5 - 4.0	1.8	1.259	0.124	1.183	1.22 ± 0.04
4.0 - 6.0	1.5	1.252	0.109	1.185	1.22 ± 0.03
6.0 - 9.0	1.3	1.247	0.083	1.187	1.22 ± 0.03
9.0 - 14.	0.7	1.227	0.023	1.193	1.21 ± 0.02
14. - 60.	0.5	1.218	0.000	1.195	1.21 ± 0.01

Table 6.3: Facteurs de correction B_{cor} pour cinq intervalles en Q^2, estimés avec les paramétrisations $BW_\rho - \Gamma 2$ et $BW_\rho - \Gamma 3$, en utilisant, pour tenir compte de la déformation de la distribution de masse, le modèle de Ross et Stodolsky et le modèle de Söding. La dernière colonne donne le facteur de correction $C_{masse} = < B_{corr} >$.

Chapitre 7

Etude de la polarisation

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats concernant la polarisation du photon échangé et du méson ρ dans l'état final. Nous définissons le formalisme utilisé et les hypothèses SCHC (s-channel helicity conservation) et NPE (natural parity exchange). Nous mesurons les 15 paramètres liés aux éléments de la matrice de densité de spin du méson ρ à l'aide de la méthode des moments, pour trois intervalles en les variables Q^2, W et t. Sous les approximations SCHC et NPE, le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse ainsi que la phase entre les amplitudes de production longitudinale et transverse sont estimés en fonction de ces trois variables. Nous discutons ensuite la violation de l'hypothèse SCHC. Finalement, les résultats sont comparés aux prédictions des modèles de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47], de Schildknecht, Schuler et Surrow [53] et d'Ivanov et Kirschner [48]. Une conclusion termine ce chapitre.

7.1 Formalisme mathématique

Dans cette section, nous détaillons le formalisme mathématique utilisé pour l'étude des polarisations du photon échangé et du méson ρ. Nous commençons par définir les angles θ, φ, ϕ et introduisons la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$. Celle-ci étant reliée aux éléments de la matrice de densité de spin du méson ρ, son étude fournit des informations sur les hélicités du photon échangé et du méson ρ dans l'état final. Nous présentons finalement la réduction de la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ dans les cas des hypothèses SCHC et NPE.

7.1.1 La distribution angulaire W($\cos\theta$, φ, ϕ)

La mesure des distributions angulaires des deux pions de désintégration du méson ρ fournit des informations sur l'état d'hélicité de ce dernier. La définition des angles utilisés dépend du système de référence choisi. La référence [49] reprend la définition de trois systèmes de référence: le système d'hélicité, le système de Gottfried-Jackson et le système d'Adair. Ces systèmes diffèrent par le choix de l'axe de quantification (l'axe z). Dans notre travail nous utilisons le système d'hélicité, où la direction du méson ρ dans le système du centre de masse γp est pris comme axe de quantification. Ce choix est motivé par l'observation, pour la photoproduction et l'électroproduction de mésons ρ sur cible fixe, de la validité de l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans le canal s (s-channel helicity conservation, ou encore SCHC) [49] [1]. Cette hypothèse suppose que l'hélicité du méson ρ est la même que celle du photon virtuel échangé dans l'interaction.

Trois angles sont définis dans le système d'hélicité: l'angle polaire θ du pion positif venant de la désintégration du méson ρ, dans le système au repos de ce dernier, l'angle φ entre le plan de production et le plan de désintégration du méson ρ, et l'angle ϕ entre le plan de production du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron, dans le système du centre de masse γp (voir figure 7.1).

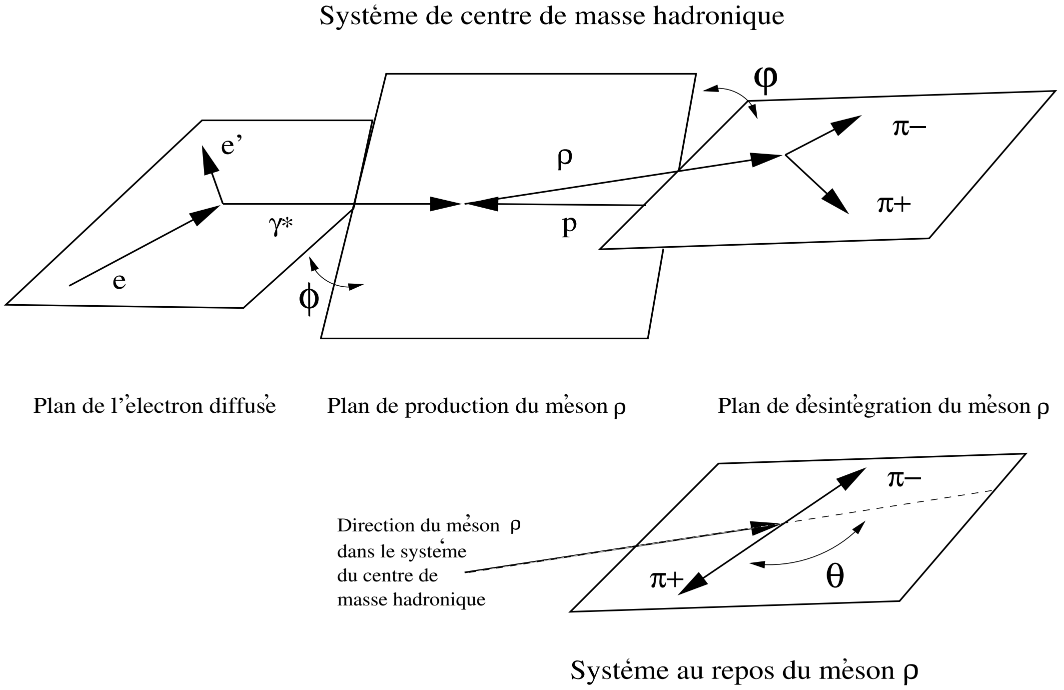

Figure 7.1: Système de référence, dit "d'hélicité", utilisé pour l'analyse de la polarisation du méson ρ dans l'état final.

La distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ est décrite en termes de la matrice densité de spin du méson vecteur $\boldsymbol{\rho}(\mathrm{V})$ (V représente ici le méson ρ). La matrice $\boldsymbol{\rho}(\mathrm{V})$ est reliée à la matrice densité de spin du photon $\boldsymbol{\rho}(\gamma)$ par la relation:

$$\boldsymbol{\rho}(V) = \frac{1}{2} T \boldsymbol{\rho}(\gamma) T^{\dagger}, \tag{7.1}$$

où les matrices T sont les amplitudes d'hélicité, définies pour les hélicités λ_p, λ_γ, $\lambda_{p'}$, λ_ρ du proton incident, du photon échangé, du proton diffusé et du méson ρ:

$$T_{\lambda_\rho \lambda_{p'} \lambda_\gamma \lambda_p} = < \lambda_\rho \lambda_{p'} | J_{\lambda_\gamma} | \lambda_p > . \tag{7.2}$$

---

[1] Notons cependant que les expériences sur cible fixe d'électroproduction [80] et de muoproduction [82] de mésons ρ ont mesuré une contribution violant l'hypothèse SCHC de l'ordre de 10 à 20 %, dans le domaine cinématique $Q^2 < 3$ GeV^2 et $W < 15$ GeV.

Dans la suite, la sommation sur les hélicités des nucléons sera implicitement supposée.

La distribution angulaire $W(\cos\theta,\, \varphi,\, \phi)$ est reliée aux éléments de la matrice de densité de spin du méson ρ par le formalisme présenté à la référence [112]. Celle-ci peut être en toute généralité décomposée en une combinaison linéaire de 9 matrices dont 8 sont indépendantes:

$$\boldsymbol{\rho}(V) = \sum_{\alpha=0}^{8} \Pi_\alpha \boldsymbol{\rho}^\alpha \tag{7.3}$$

où les indices $\alpha = 0 - 2$ et 4 décrivent respectivement la production de mésons ρ par des photons transverses et longitudinaux; les indices $\alpha = 3$, 7 et 8 représentent les contributions dans le cas d'électrons incidents polarisés et ne seront pas pris en compte par la suite, puisque les électrons participant aux interactions à H1 sont non polarisés; les matrices correspondant aux indices $\alpha = 5$ et 6 mesurent l'interférence entre les productions transverse et longitudinale.

Lorsque, comme c'est le cas à HERA, le rapport entre les flux de photons longitudinaux et transverses, donné par le paramètre ε, ne peut être modifié, les contributions de $\boldsymbol{\rho}^0$ et $\boldsymbol{\rho}^4$ ne peuvent être séparées et la distribution angulaire mesure seulement certaines combinaisons des éléments de la matrice de densité de spin ρ^α_{ik}. On introduit les matrices r^α_{ik} et $r^{\alpha\beta}_{ik}$ comme suit:

$$\begin{aligned} r^{04}_{ik} &= \frac{\rho^0_{ik} \; + \varepsilon R \; \rho^4_{ik}}{1+\varepsilon R}, \\ r^\alpha_{ik} &= \frac{\rho^\alpha_{ik}}{1+\varepsilon R} \qquad \alpha = 1,2 \\ r^\alpha_{ik} &= \frac{\sqrt{R}\; \rho^\alpha_{ik}}{1+\varepsilon R} \qquad \alpha = 5,6 \end{aligned} \tag{7.4}$$

avec

$$\varepsilon \simeq \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}. \tag{7.5}$$

A HERA, le paramètre de polarisation ε est proche de 1, et dans le cas particulier de notre analyse $\langle\varepsilon\rangle \simeq 0.996$. Le paramètre $R = \sigma_L/\sigma_T$ est le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons longitudinaux et transverses. Les indices du bas ik caractérisent l'amplitude d'hélicité du méson ρ; par exemple, r^α_{00} mesure la probabilité pour le méson ρ d'être produit dans un état d'hélicité zéro, alors que les éléments r^α_{10} ou r^α_{1-1} se rapportent aux interférences entre les amplitudes d'hélicité. L'élément de matrice r^{04}_{00} représente la probabilité que le méson ρ soit produit dans l'état d'hélicité 0 (polarisation longitudinale), par un photon polarisé soit longitudinalement, soit transversalement.

L'expression des 15 éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}$ est reprise à l'annexe B.

La distribution angulaire $W(\cos\theta,\, \varphi,\, \phi)$ s'écrit en termes des éléments de matrice de la façon suivante:

$$\begin{aligned}
W(\cos\theta,\varphi,\phi) = \frac{3}{4\pi} & \left\{ \frac{1}{2}(1-r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3\ r^{04}_{00}-1)\ \cos^2\theta \right. \\
& -\sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^{04}_{10}\ \sin 2\theta\cos\varphi - r^{04}_{1-1}\ \sin^2\theta\cos 2\varphi \\
& -\varepsilon\ \cos 2\phi \Big(r^1_{11}\ \sin^2\theta + r^1_{00}\ \cos^2\theta - \sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^1_{10}\ \sin 2\theta\cos\varphi \\
& \qquad - r^1_{1-1}\ \sin^2\theta\cos 2\varphi\Big) \\
& -\varepsilon\ \sin 2\phi \left(\sqrt{2}\ \mathrm{Im}\ r^2_{10}\ \sin 2\theta\sin\varphi + \mathrm{Im}\ r^2_{1-1}\ \sin^2\theta\sin 2\varphi\right) \\
& +\sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \cos\phi\ \Big[\ r^5_{11}\ \sin^2\theta + r^5_{00}\ \cos^2\theta \\
& \qquad -\sqrt{2}\ \mathrm{Re}\ r^5_{10}\ \sin 2\theta\cos\varphi - r^5_{1-1}\ \sin^2\theta\cos 2\varphi\Big] \\
& +\sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \sin\phi\ \Big[\ \sqrt{2}\ \mathrm{Im}\ r^6_{10}\ \sin 2\theta\sin\varphi \\
& \qquad \left. +\mathrm{Im}\ r^6_{1-1}\ \sin^2\theta\sin 2\varphi\Big]\ \right\}. \qquad (7.6)
\end{aligned}$$

Il y a donc 15 éléments de matrice indépendants pouvant en principe être mesurés à HERA par la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$.

7.1.2 Conservation de l'hélicité dans le canal s (SCHC)

Supposons maintenant la conservation de l'hélicité dans le canal s (hypothèse SCHC) au vertex γp: l'hélicité du photon virtuel est retenue par le méson ρ:

$$T_{\lambda_\rho\lambda_{p'},\lambda_\gamma\lambda_p} = T_{\lambda_\rho\lambda_{p'},\lambda_\gamma\lambda_p}\ \delta_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}\ \delta_{\lambda_{p'}\lambda_p}. \qquad (7.7)$$

Dans ce cas, les amplitudes $T_{\lambda_\rho\lambda_\gamma}$ avec changement d'hélicité sont nulles (les hélicités des protons ne sont pas explicitées):

$$T_{01} = T_{10} = T_{0-1} = T_{-10} = 0, \qquad (7.8)$$

$$T_{-11} = T_{1-1} = 0. \qquad (7.9)$$

Tous les éléments de matrice sont alors nuls sauf (voir annexe B):

$$r^{04}_{00},\ r^1_{1-1},\ \mathrm{Im} r^2_{1-1},\ \mathrm{Re}\ r^5_{10},\ \mathrm{Im}\ r^6_{10}. \qquad (7.10)$$

De plus

$$r^1_{1-1}\ = -\mathrm{Im}\ r^2_{1-1} \quad \text{et} \quad \mathrm{Re}\ r^5_{10}\ = -\mathrm{Im}\ r^6_{10}. \qquad (7.11)$$

Dans ce cas, la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ se réduit à $W(\cos\theta,\ \psi)$, où $\psi = \phi - \varphi$ représente l'angle entre le plan de désintégration du méson ρ et le plan de diffusion de l'électron (voir figure 7.1):

$$\begin{aligned}
W(\cos\theta,\psi) = \frac{3}{4\pi} & \left\{ \frac{1}{2}(1-r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3\ r^{04}_{00}-1)\ \cos^2\theta \right. \\
& \left. +\varepsilon\ r^1_{1-1}\ \sin^2\theta\cos 2\psi - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)}\ \mathrm{Re}\ r^5_{10}\ \sin 2\theta\cos\psi \right\}. \qquad (7.12)
\end{aligned}$$

Le terme en $\sin^2\theta\cos 2\psi$ caractérise la contribution des mésons ρ transverses, tandis que les mésons longitudinaux possèdent une dépendance en $\cos\theta$ et pas de dépendance en ψ et le dernier terme est un terme d'interférence.

7.1.3 Echange de parité naturelle (NPE)

L'échange de parité naturelle (natural parity exchange, ou encore NPE) est définie par la relation suivante entre les amplitudes d'hélicité [2]:

$$T_{-\lambda_\rho \lambda_{p'},-\lambda_\gamma \lambda_p} = (-1)^{\lambda_\rho - \lambda_\gamma}\; T_{\lambda_\rho \lambda_{p'},\lambda_\gamma \lambda_p}. \tag{7.13}$$

Dans les approximations SCHC et NPE, il ne reste que deux amplitudes d'hélicité indépendantes, par exemple $T_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}}$ et $T_{0\frac{1}{2}0\frac{1}{2}}$, et la distribution angulaire W se réduit à [112]:

$$\begin{aligned} W(\cos\theta,\psi) = \frac{3}{8\pi}\,\frac{1}{1+\varepsilon\ R}\ \Big\{ & \sin^2\theta\ (1+\varepsilon\ \ \cos 2\psi) \\ + 2\ \varepsilon\ R\ \cos^2\theta - \sqrt{2\varepsilon\ (1+\varepsilon)\ R}\ & \cos\delta \sin 2\theta \cos\psi \Big\} \end{aligned} \tag{7.14}$$

où δ est la phase entre les amplitudes de production T_{00} par des photons longitudinaux et T_{11} par des photons transverses (les hélicités des protons ont été omises):

$$T_{00}T_{11}^{\dagger} = |T_{00}||T_{11}|e^{-i\delta}. \tag{7.15}$$

La phase δ s'exprime en fonction des éléments de matrices r_{ik}^{α}:

$$\cos\delta = \frac{1+\varepsilon\ R}{\sqrt{R/2}}(\mathrm{Re}\ r_{10}^{5} - \mathrm{Im}\ r_{10}^{6}\ ). \tag{7.16}$$

L'équation 7.14 montre que, sous l'hypothèse NPE, les pions de désintégration du méson ρ se regroupent particulièrement autour de $\psi = 0°$ ou $180°$, c'est-à-dire dans le plan de diffusion de l'électron, alors que dans le cas d'échange de parité non naturelle P = – $(-1)^J$, ils sont préférentiellement perpendiculaires à ce plan.

7.2 Détermination des 15 éléments de la matrice de densité de spin

Comme mentionné ci-dessus, les 15 éléments de la matrice de densité de spin sont reliés à différentes combinaisons des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_{p'},\lambda_\gamma \lambda_p}$ (voir l'appendice A de la référence [112]) [3].

Les 15 éléments de matrice sont déterminés par la méthode des moments [4] , c'est-à-dire en prenant la moyenne des projections de la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ (équation 7.6) sur un ensemble de fonctions orthogonales (elles sont définies à l'appendice C de la référenence [112]). La table 7.1 reprend les valeurs des 15 éléments de matrice, les erreurs statistiques et systématiques étant données séparément. Les résultats sont présentés

Elément		mesure		
1	r^{04}_{00}	0.674	$\pm$ 0.018	$^{+0.051}_{-0.036}$
2	Re r^{04}_{10}	0.011	$\pm$ 0.012	$^{+0.007}_{-0.001}$
3	r^{04}_{1-1}	-0.010	$\pm$ 0.013	$^{+0.004}_{-0.003}$
4	r^{1}_{00}	-0.058	$\pm$ 0.048	$^{+0.013}_{-0.011}$
5	r^{1}_{11}	0.002	$\pm$ 0.034	$^{+0.006}_{-0.006}$
6	Re r^{1}_{10}	-0.018	$\pm$ 0.016	$^{+0.010}_{-0.014}$
7	r^{1}_{1-1}	0.122	$\pm$ 0.018	$^{+0.004}_{-0.005}$
8	Im r^{2}_{10}	0.023	$\pm$ 0.016	$^{+0.010}_{-0.009}$
9	Im r^{2}_{1-1}	-0.119	$\pm$ 0.018	$^{+0.010}_{-0.005}$
10	r^{5}_{00}	0.093	$\pm$ 0.024	$^{+0.019}_{-0.010}$
11	r^{5}_{11}	0.008	$\pm$ 0.017	$^{+0.008}_{-0.012}$
12	Re r^{5}_{10}	0.146	$\pm$ 0.008	$^{+0.006}_{-0.006}$
13	r^{5}_{1-1}	-0.004	$\pm$ 0.009	$^{+0.001}_{-0.003}$
14	Im r^{6}_{10}	-0.140	$\pm$ 0.008	$^{+0.002}_{-0.004}$
15	Im r^{6}_{1-1}	0.002	$\pm$ 0.009	$^{+0.003}_{-0.000}$

Table 7.1: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments. La première erreur est statistique, la seconde systématique.

également aux figures 7.2—7.4 pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W et trois intervalles en t.

---

[2] Pour $|t| = |t|_{min}$, la valeur minimale cinématiquement possible pour $|t|$, la relation 7.13 implique que les nombres quantiques échangés dans le canal t soient de parité naturelle $J^P = (-1)^J = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-$...

[3] Comme indiqué dans la référence [80], seules les composantes $\lambda_\gamma = \pm 1$ contribuent au facteur de normalisation N_T dans l'appendice A de [112].

[4] Deux autres méthodes ont été utilisées pour la mesure des 15 éléments de matrice, donnant des résultats compatibles avec ceux obtenus à la table 7.1. Toutefois comme ces méthodes présentent les problèmes décrits ci-dessous, nous ne présentons pas les résultats correspondants en détail.

La première méthode consiste en un ajustement de la distribution $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ aux données, en utilisant la méthode du minimum de la distribution de χ^2. Pour ce faire, le volume accessible pour les variables $\cos\theta$, φ et ϕ est divisé en domaines dans lesquels les événements sont répartis. La même procédure est utilisée pour les événements de la simulation par Monte-Carlo (avant et après leur passage dans le détecteur), afin d'estimer les corrections d'efficacité et d'acceptance. Pour chaque domaine, nous obtenons alors un nombre d'événements corrigé, sur lequel nous ajustons la fonction $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$. L'ajustement comprend 16 paramètres libres, les 15 éléments de matrice et une normalisation globale. Afin d'obtenir une bonne sensibilité en les variables $\cos\theta$, φ et ϕ, il faut diviser le volume à trois dimensions en un nombre suffisant d'intervalles (par exemple, $8 \times 8 \times 8 = 512$ intervalles), alors que le nombre d'événements de notre statistique est relativement faible (1807 événements). Il existe donc des domaines ne contenant pas (ou peu) d'événements et un ajustement en utilisant la méthode du minimum de χ^2 est mal approprié.

La seconde méthode consiste en un ajustement maximisant la fonction de vraisemblance, ou plus précisement le logarithme de cette fonction. Cette méthode s'applique ici parce que la distribution $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ est une distribution de probabilité. La fonction de vraisemblance est obtenue en prenant le produit, pour tous les événements, des valeurs de la variable W, calculée pour chaque événement, le meilleur ajustement étant obtenu quand ce produit (c'est-à-dire la densité de probabilité jointe pour l'ensemble des données) est maximum. De nouveau, l'ajustement comprend 16 paramètres libres, les 15 éléments de matrice

Pour ces résultats et pour tous ceux présentés dans ce chapitre, les erreurs systématiques sont estimées en utilisant la procédure décrite à la section 5.6. Les données ne sont pas corrigées pour la présence d'événements avec dissociation du proton, supposés posséder des distributions semblables à celles de la production élastique, pour la présence (faible) d'événements de bruit de fond de production de mésons ω et ϕ, ni pour les effets radiatifs (faibles également).

La troisième colonne de la table 7.2 donne l'expression des 15 éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité dans le cas des approximations NPE et SCHC. En comparant ces expressions avec les résultats de la table 7.1 (qui sont repris, pour faciliter la comparaison, à la quatrième colonne de la table 7.2), on constate que les mesures sont généralement en accord avec les prédictions: elles sont compatibles avec 0 dans le cas des prédictions nulles et associées par paires selon les relations 7.11. Cependant, l'élément de matrice r^5_{00} est significativement différent de zéro (effet à 3.6 σ). La même observation peut être faite pour tous les intervalles en Q^2, W et t présentés aux figures 7.2–7.4, où les prédictions nulles de l'hypothèse SCHC sont figurées par les traits en pointillés.

La deuxième colonne de la table 7.2 donne l'expression des éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité, sous l'hypothèse NPE et en négligeant les amplitudes d'hélicité T_{1-1} et T_{10}. Ce choix est motivé par les résultats du modèle d'Ivanov et Kirchner [48] (voir chapitre théorique 2.3.2.3 et section 7.6) qui prédit, entre les amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$, la hiérarchie suivante pour les grandes valeurs de Q^2:

$$|T_{00}| > |T_{11}| > |T_{01}| > |T_{10}| > |T_{1-1}|. \tag{7.17}$$

Nous constatons que les éléments de matrice r^5_{00}, Re r^{04}_{10}, r^1_{00}, Re r^1_{10} et Im r^2_{1-1} sont alors différents de la prédiction nulle de l'hypothèse SCHC: r^5_{00} est proportionnel à $T_{00}T_{01}$, et les autres éléments sont proportionnels à la combinaison $T_{11}T_{01}$ ou $|T_{01}|^2$. On s'attend donc à observer une déviation significative de zéro pour l'élément de matrice r^5_{00} et une déviation plus faible pour les autres éléments.

Ces résultats sont discutés, confirmés et précisés dans les sections suivantes, en utilisant les distributions différentielles bi- ou unidimensionnelles obtenues en intégrant la distribution $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ sur un ou deux des trois angles. Cette approche permet de vérifier de manière détaillée l'accord entre le modèle et les données, puisque non seulement la moyenne de la variable est testée, mais aussi la forme de la distribution est examinée. La section 7.3 aborde cette discussion principalement dans le cadre de l'hypothèse NPE et de l'approximation SCHC. La section 7.4 discute la violation de cette approximation.

---

et une normalisation globale. Toutefois, nous avons rencontré une difficulté technique que nous n'avons pas pu résoudre. En effet, il arrive, lors de la variation des 15 éléments de matrice, que l'on obtienne des valeurs des probabilités W_i négatives et donc non physiques. Ceci provient du fait que les 15 éléments de matrice ne sont pas indépendants et ne peuvent donc pas être variés librement lors de la procédure de maximisation.

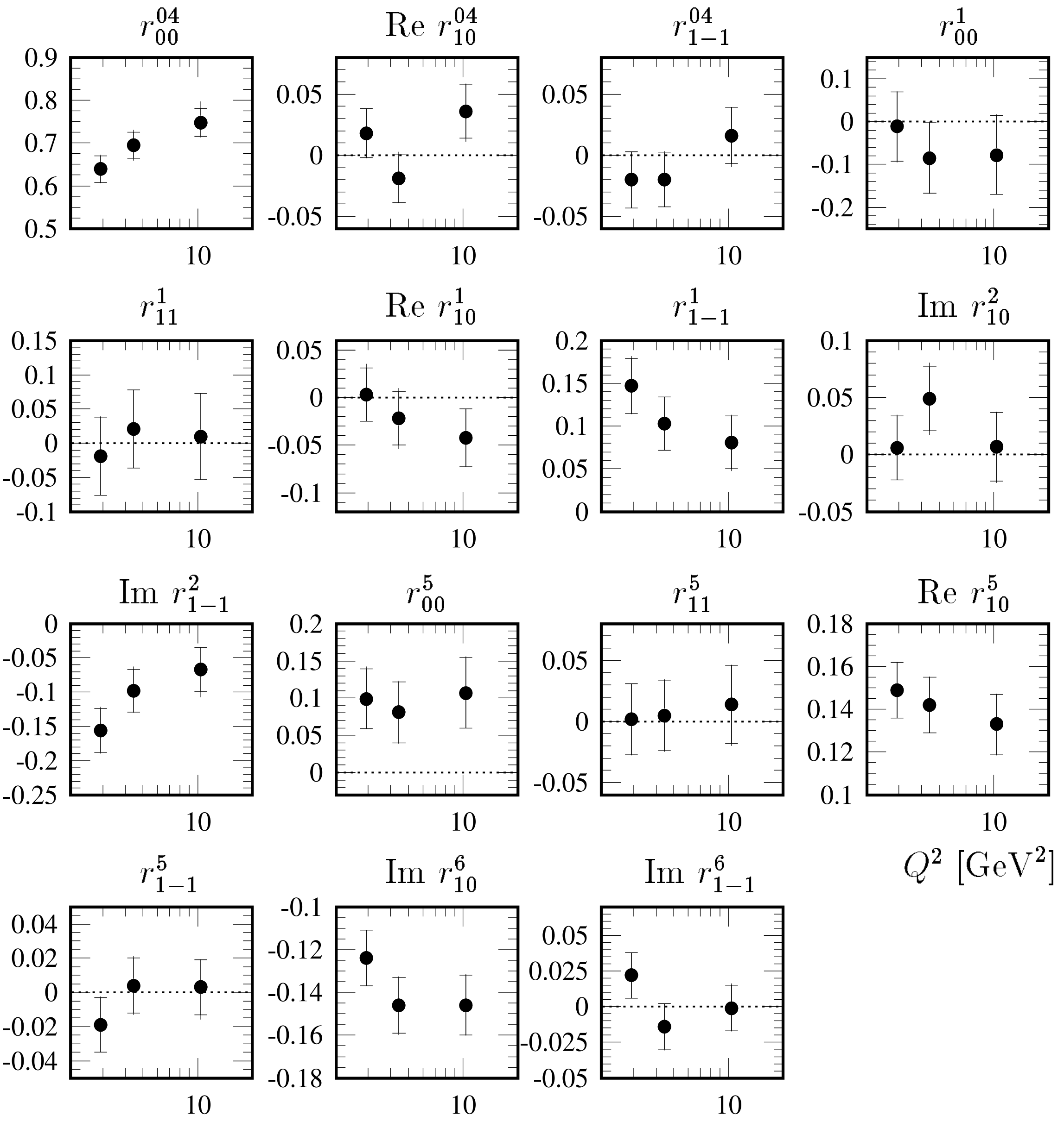

Figure 7.2: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois valeurs de Q^2. La barre d'erreur intérieure est purement statistique, la barre d'erreur totale inclut les erreurs systématiques, ajoutées quadratiquement. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

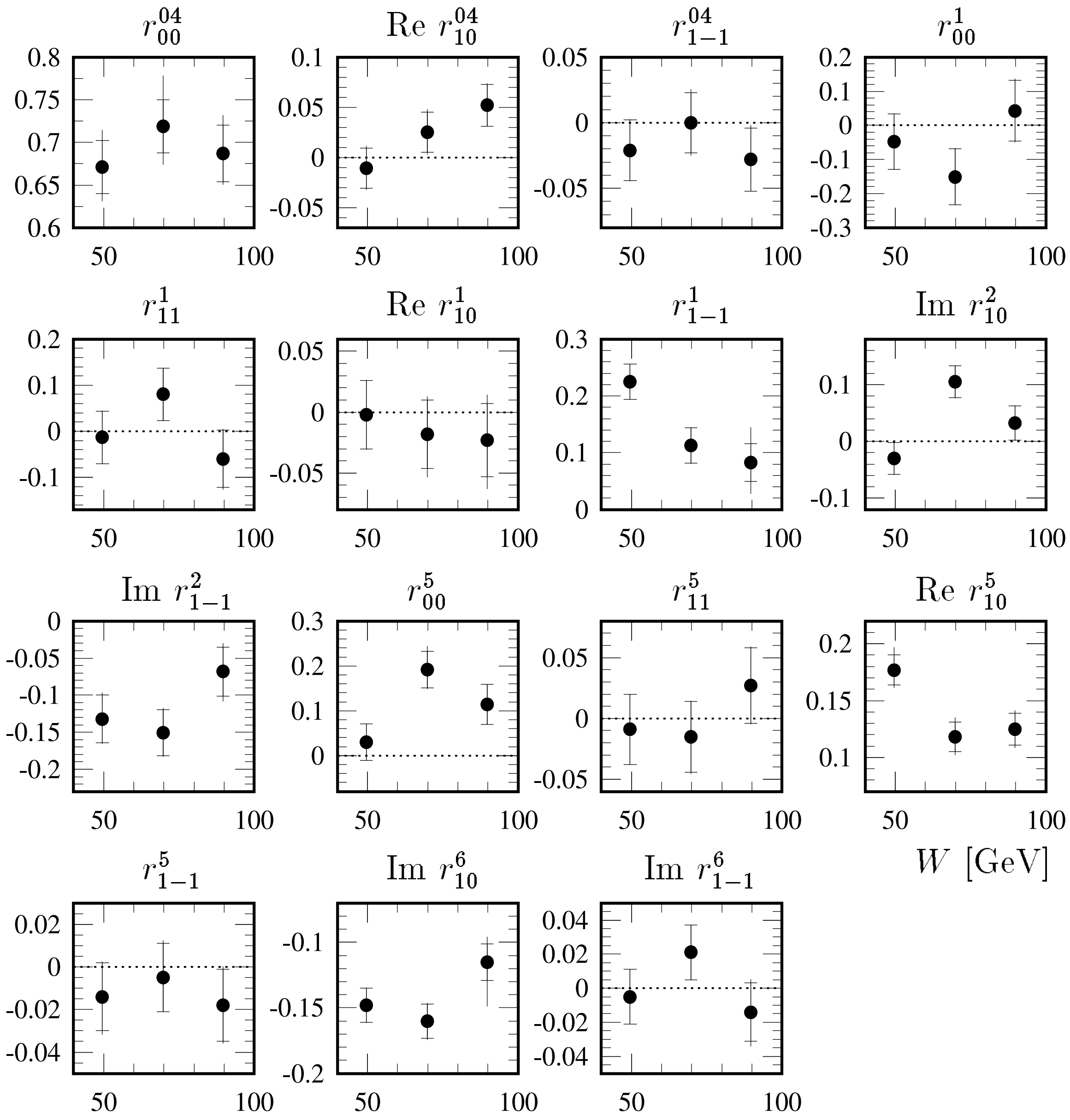

Figure 7.3: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois valeurs de W. La barre d'erreur intérieure est purement statistique, la barre d'erreur totale inclut les erreurs systématiques, ajoutées quadratiquement. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

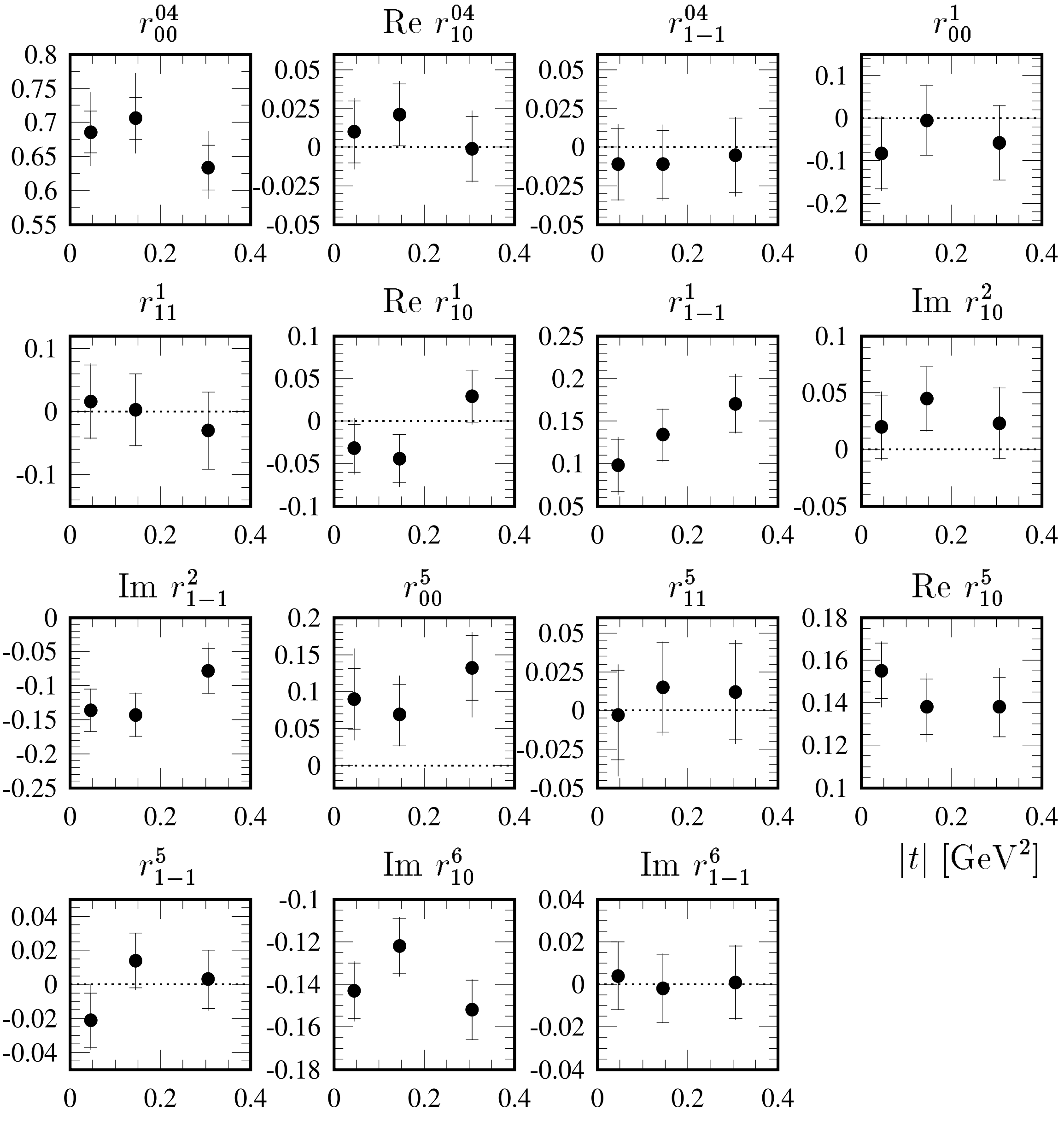

Figure 7.4: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois valeurs de t. La barre d'erreur intérieure est purement statistique, la barre d'erreur totale inclut les erreurs systématiques, ajoutées quadratiquement. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC.

Elément		NPE et $T_{1-1} = T_{10} = 0$	NPE et SCHC	mesure
1	r^{04}_{00}	$\frac{1}{1+\epsilon R}\left(\frac{\lvert T_{01}\rvert^2}{\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2}+\epsilon R\right)$	$\frac{\epsilon R}{1+\epsilon R}$	$0.674 \pm 0.018 \; ^{+0.051}_{-0.036}$
2	Re r^{04}_{10}	$\frac{1}{1+\epsilon R}\;\frac{1}{2(\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2)}$ $* \;\mathrm{Re}\,(T_{11}T^{\dagger}_{01})$	0	$0.011 \pm 0.012 \; ^{+0.007}_{-0.001}$
3	r^{04}_{1-1}	0	0	$-0.010 \pm 0.013 \; ^{+0.004}_{-0.003}$
4	r^{1}_{00}	$\frac{-1}{1+\epsilon R}\;\frac{\lvert T_{01}\rvert^2}{\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2}$	0	$-0.058 \pm 0.048 \; ^{+0.013}_{-0.011}$
5	r^{1}_{11}	0	0	$0.002 \pm 0.034 \; ^{+0.006}_{-0.006}$
6	Re r^{1}_{10}	$-\mathrm{Re}\; r^{04}_{10}$	0	$-0.018 \pm 0.016 \; ^{+0.010}_{-0.014}$
7	r^{1}_{1-1}	$\frac{1}{2}\;\frac{1}{1+\epsilon R}\;\frac{\lvert T_{11}\rvert^2}{\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{1+\epsilon R}$	$0.122 \pm 0.018 \; ^{+0.004}_{-0.005}$
8	Im r^{2}_{10}	$\mathrm{Re}\; r^{04}_{10}$	0	$0.023 \pm 0.016 \; ^{+0.010}_{-0.009}$
9	Im r^{2}_{1-1}	$-r^{1}_{1-1}$	$-r^{1}_{1-1}$	$-0.119 \pm 0.018 \; ^{+0.010}_{-0.005}$
10	r^{5}_{00}	$\sqrt{2}\frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R}\;\frac{1}{\lvert T_{00}\rvert\sqrt{\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2}}$ $* \;\mathrm{Re}\,(T_{00}T^{\dagger}_{01})$	0	$0.093 \pm 0.024 \; ^{+0.019}_{-0.010}$
11	r^{5}_{11}	0	0	$0.008 \pm 0.017 \; ^{+0.008}_{-0.012}$
12	Re r^{5}_{10}	$\frac{\sqrt{2}}{4}\;\frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R}\;\frac{1}{\lvert T_{00}\rvert\sqrt{\lvert T_{11}\rvert^2+\lvert T_{01}\rvert^2}}$ $* \;\mathrm{Re}\,(T_{11}T^{\dagger}_{00})$	$\frac{\sqrt{2}}{4}\;\frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R}\;\frac{1}{\lvert T_{11}\rvert\lvert T_{00}\rvert}$ $* \;\mathrm{Re}\,(T_{11}T^{\dagger}_{00})$	$0.146 \pm 0.008 \; ^{+0.006}_{-0.006}$
13	r^{5}_{1-1}	0	0	$-0.004 \pm 0.009 \; ^{+0.001}_{-0.003}$
14	Im r^{6}_{10}	$-\mathrm{Re}\; r^{5}_{10}$	$-\mathrm{Re}\; r^{5}_{10}$	$-0.140 \pm 0.008 \; ^{+0.002}_{-0.004}$
15	Im r^{6}_{1-1}	0	0	$0.002 \pm 0.009 \; ^{+0.003}_{-0.000}$

Table 7.2: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ exprimés en fonction des amplitudes d'hélicité sous l'hypothèse NPE et en négligeant les amplitudes d'hélicité T_{10} et T_{1-1} (deuxième colonne) et sous les hypothèses NPE et SCHC (c'est-à-dire en négligeant également l'amplitude d'hélicité T_{01}) (troisième colonne). La dernière colonne reprend les mesures des 15 éléments de matrice obtenues par la méthode des moments et présentées à la table 7.1.

7.3 Sections efficaces longitudinale et transverse

Dans cette section, nous présentons l'analyse de la distribution en $\cos\theta$, qui permet de mesurer l'élément de matrice r^{04}_{00} représentant la probabilité de trouver le méson ρ polarisé longitudinalement dans l'état final. En supposant que l'hélicité du photon est conservée par le méson ρ (hypothèse SCHC), la mesure de l'élément r^{04}_{00} permet d'extraire une mesure de R, le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses. Nous présentons ensuite l'analyse de la distribution de l'angle ψ qui, sous les hypothèses SCHC et NPE, permet de mesurer l'élément de matrice r^1_{1-1}. Finalement, toujours sous les hypothèses SCHC et NPE, nous étudions l'interférence entre les amplitudes longitudinale et transverse.

7.3.1 L'élément de matrice r^{04}_{00}

L'élément de matrice r^{04}_{00} représente la probabilité pour que le méson ρ soit produit dans l'état d'hélicité 0 (polarisation longitudinale) par un photon polarisé soit longitudinalement, soit transversalement (voir section 7.1.1).

L'élément de matrice r^{04}_{00}, estimé par la méthode des moments, peut être également mesuré à partir de la distribution de la variable $\cos\theta$. En effet, après intégration de l'équation 7.6 sur les angles φ et ϕ, la distribution angulaire $W(\cos\theta)$ dépend uniquement de l'élément de matrice r^{04}_{00}:

$$W(\cos\theta) \propto 1 - r^{04}_{00} + (3\ r^{04}_{00} - 1)\ \cos^2\theta. \tag{7.18}$$

Cette mesure est effectuée pour six intervalles en Q^2 après correction pour l'efficacité de la sélection des événements de production élastique de mésons ρ, estimée en utilisant la simulation DIFFVM, comme expliqué à la section 5.2 (voir figure 7.5). La perte d'événements avec $|\cos\theta| \simeq 1$ à petit Q^2 s'explique qualitativement par la coupure en p_t^{min}, qui affecte le pion le plus lent, dans le laboratoire, quand il est aligné sur la direction du méson ρ.

La figure 7.6 présente la distribution de la variable $\cos\theta$ pour six intervalles en Q^2, la courbe représentant l'ajustement de l'équation 7.18 aux données. Les résultats de la mesure de l'élément de matrice r^{04}_{00} sont présentés à la figure 7.7 en fonction de Q^2, W et t. Nous observons que l'élément de matrice r^{04}_{00} augmente avec Q^2. Dans le domaine cinématique accessible, nous n'observons pas de dépendance de l'élément de matrice r^{04}_{00} en W ou t.

7.3.2 Rapport des sections efficaces longitudinale et transverse

Dans l'approximation SCHC, l'élément de matrice r^{04}_{00} est relié à R, le rapport des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses, par la relation:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\varepsilon}\ \frac{r^{04}_{00}}{1 - r^{04}_{00}}. \tag{7.19}$$

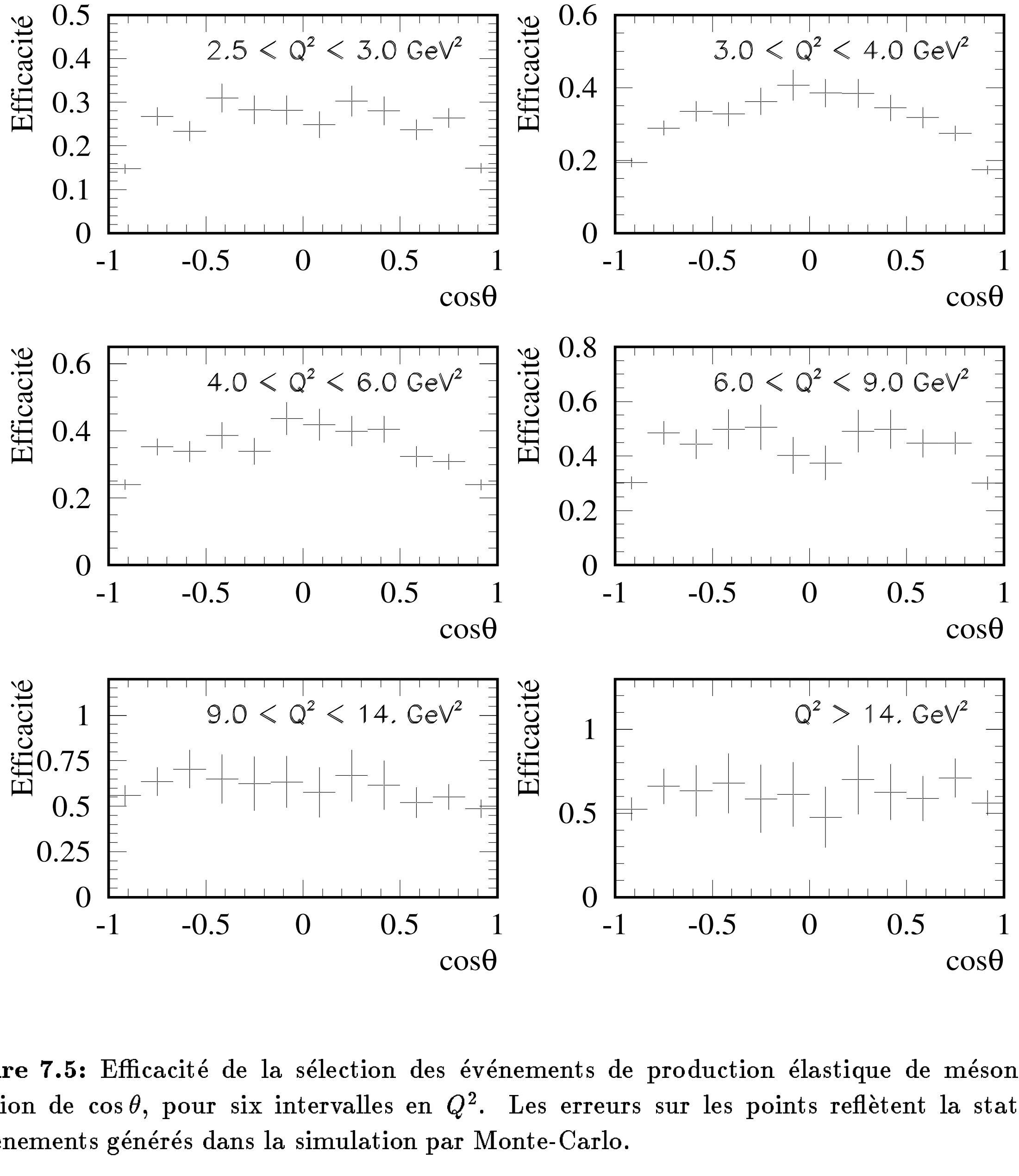

Figure 7.5: Efficacité de la sélection des événements de production élastique de mésons ρ en fonction de $\cos\theta$, pour six intervalles en Q^2. Les erreurs sur les points reflètent la statistique d'événements générés dans la simulation par Monte-Carlo.

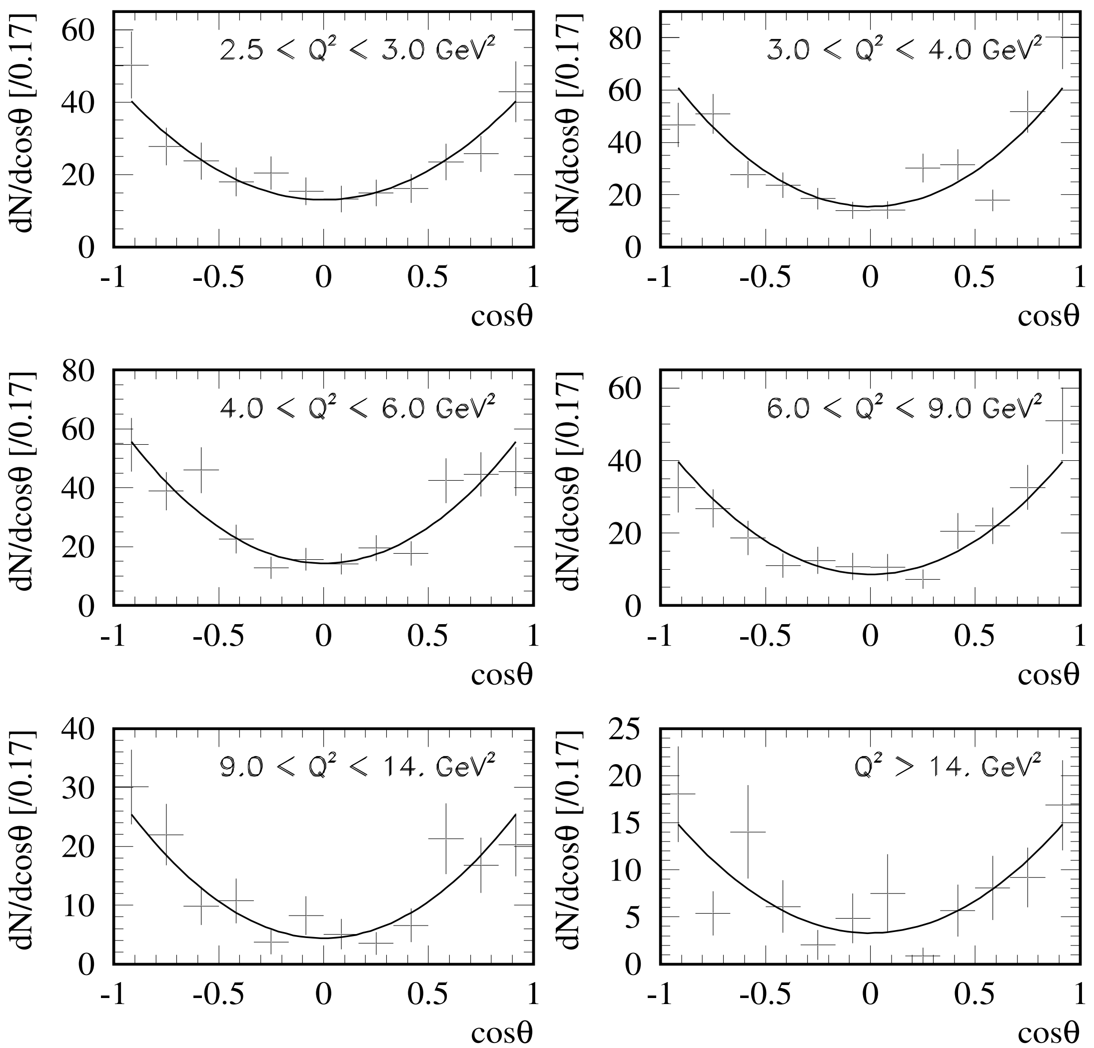

Figure 7.6: Distributions de la variable $\cos\theta$ pour six intervalles en Q^2, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.18 aux données. Les erreurs sur les données sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

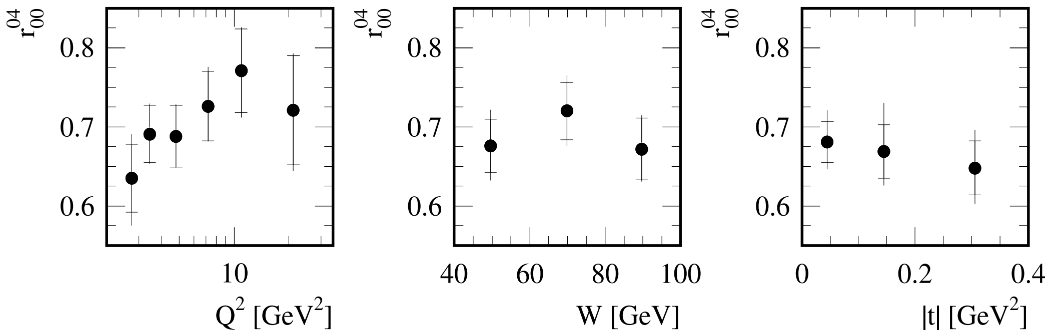

Figure 7.7: Mesures de l'élément de matrice r^{04}_{00} en fonction de Q^2, W et t, résultant de l'ajustement de l'équation 7.18 aux distributions de la variable $\cos\theta$. La barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement.

Nous avons observé (voir table 7.1) que l'élément de matrice r^5_{00} est différent de la valeur nulle attendue dans l'approximation SCHC. Toutefois, nous verrons à la section 7.4 que les amplitudes avec changement d'hélicité T_{10}, T_{01} et T_{1-1} sont petites comparées aux amplitudes qui conservent l'hélicité T_{00} et T_{11}. L'approximation SCHC peut donc être utilisée pour estimer R.

Les résultats obtenus dans l'approximation SCHC à partir de l'élément de matrice r^{04}_{00} et en utilisant la relation 7.19 sont présentés à la figure 7.8 en fonction de Q^2. Cette figure présente également les résultats des analyses précédentes de la collaboration H1 (données de 1994 [2], de 1995 [3] et de photoproduction [89]) et les résultats des collaborations ZEUS [87, 91], CHIO [82], NMC [84] et E665 [85], obtenus également sous l'hypothèse SCHC. Nous observons que pour $Q^2 \gtrsim 2$ GeV^2, la section efficace $\gamma^* p$ longitudinale devient plus grande que la section efficace transverse et que le rapport R atteint une valeur de l'ordre de 3 pour $Q^2 \simeq 20$ GeV^2.

7.3.3 L'élément de matrice r^1_{1-1}

Sous l'hypothèse SCHC, la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ se réduit à une fonction des variables $\cos\theta$ et ψ (où ψ est la différence des angles ϕ et φ) (voir équation 7.12). Après intégration de $W(\cos\theta,\ \psi)$ sur la variable $\cos\theta$, la distribution angulaire devient:

$$W(\psi) = \frac{1}{2\pi}\ (1 + 2\ \varepsilon\ r^1_{1-1}\ \cos 2\psi), \tag{7.20}$$

et ne dépend plus que de l'élément de matrice r^1_{1-1}.

Les distributions en ψ pour les événements de production élastique de mésons ρ sont présentées à la figure 7.9 pour cinq intervalles en Q^2, les courbes présentant le résultat des ajustements de l'équation 7.20 aux données. L'efficacité de la sélection en fonction de l'angle ψ est présentée à la figure 7.10 pour cinq intervalles en Q^2. Les valeurs de l'élément de

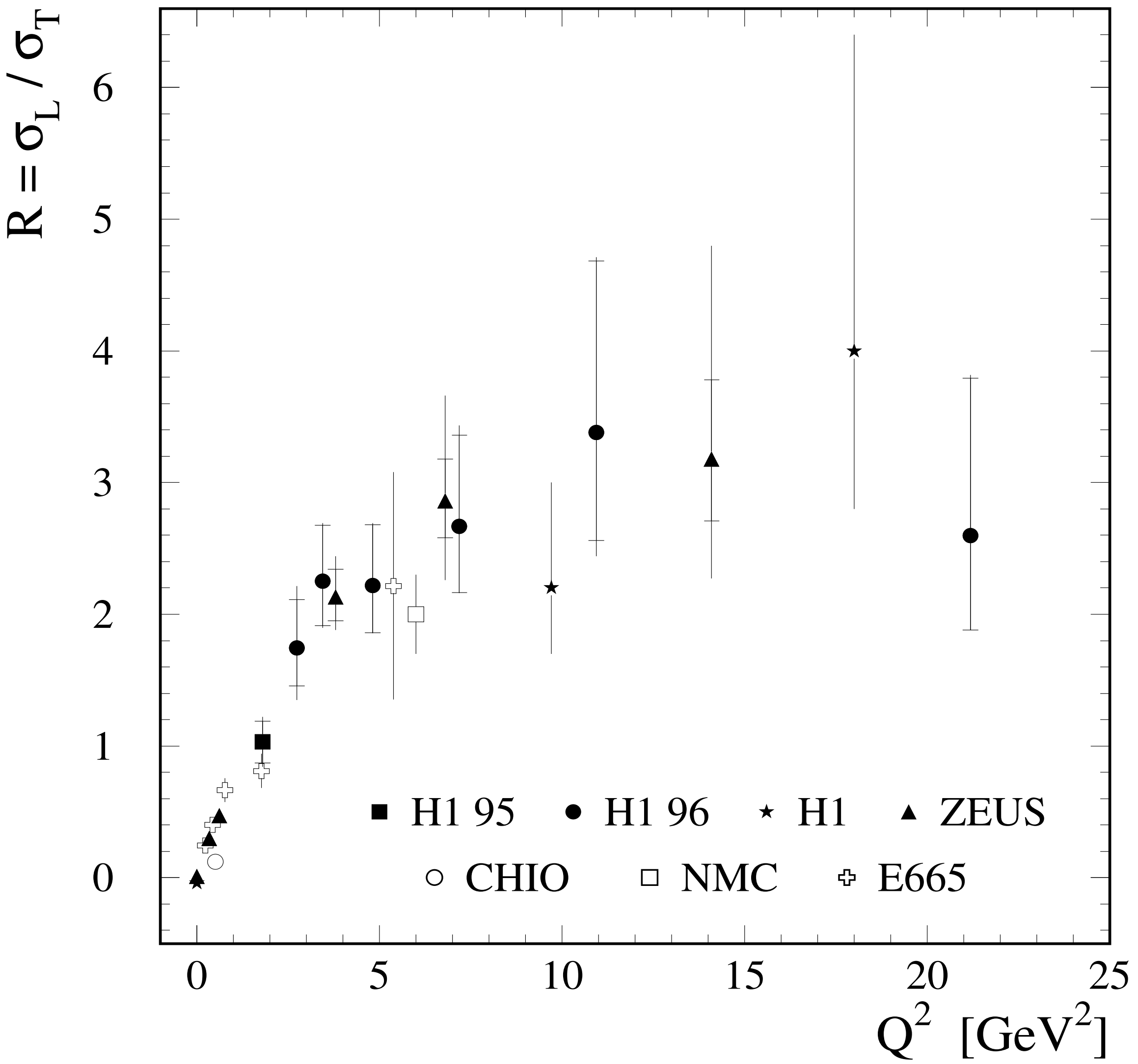

Figure 7.8: Rapport des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses en fonction de Q^2, dans l'approximation SCHC. Les points de l'expérience H1 provenant de notre travail (ronds noirs) et d'analyses précédentes [2] [3] [89] sont comparés aux résultats de l'expérience ZEUS [87] [91] et des expériences sur cible fixe CHIO [82], NMC [84] et E665 [85]. Pour les résultats de cette analyse (H1 96), des données récoltées en 1995 aupès du détecteur H1 et pour les résultats de l'expérience ZEUS, la barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement; pour les autres points, l'erreur indiquée est seulement statistique.

matrice r^1_{1-1} résultant de l'ajustement sont présentées à la figure 7.11 en fonction de Q^2, W et t.

Après intégration de l'équation 7.14 sur $\cos\theta$ et en utilisant l'équation 7.20, on obtient une relation entre r^1_{1-1} et r^{04}_{00} sous les hypothèses SCHC et NPE [5]:

$$r^1_{1-1} = \frac{1}{2}\,(1 - r^{04}_{00}). \tag{7.21}$$

Nous observons que l'élément de matrice r^1_{1-1} présente des dépendances en Q^2, W et t opposées à celle du paramètre r^{04}_{00} (voir figure 7.7). Ceci est en accord avec la relation 7.21 liant ces deux éléments de matrice, sous les hypothèses SCHC et NPE.

Il y a donc deux manières d'estimer le paramètre R, équivalentes sous ces approximations: à partir de la distribution en $\cos\theta$ et donc de l'élément de matrice r^{04}_{00} d'une part, et à partir de la distribution en ψ et donc de l'élément de matrice r^1_{1-1} d'autre part. Comme il est habituel d'utiliser la distribution en $\cos\theta$ pour déterminer la valeur de R, nous nous limitons aux valeurs de R présentées à la section précédente, ceci afin de comparer les résultats de différentes expériences sous les mêmes approximations. Toutefois, la violation de l'approximation SCHC observée dans nos données nous a conduite à comparer à la section 7.4 les valeurs du paramètre r^1_{1-1} obtenues d'une part à partir de la distribution en $\cos\theta$, en utilisant la relation 7.21 et d'autre part à partir de la distribution en ψ.

7.3.4 Interférence entre les amplitudes longitudinale et transverse

Sous les hypothèses NPE et SCHC, la distribution angulaire $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ se réduit à une fonction des variables $\cos\theta$ et ψ (où ψ est la différence des angles ϕ et φ) et des paramètres ε, R et $\cos\delta$ (voir équation 7.14). Rappelons que δ est la phase entre les amplitudes de production par des photons transverses T_{11} et par des photons longitudinaux T_{00}.

La figure 7.12a présente la distribution des événements de production élastique de mésons ρ, en fonction des variables $\cos\theta$ et ψ, corrigée pour l'efficacité de la sélection (figure 7.12b) L'ajustement de l'équation 7.14 à la distribution à deux dimensions $(\cos\theta, \psi)$ des données permet d'extraire la valeur de $\cos\delta$:

$$\cos\delta = 0.925 \pm 0.022\ ^{+0.011}_{-0.022}. \tag{7.22}$$

Dans la limite des erreurs expérimentales, le résultat 7.22 est en accord avec la valeur de $\cos\delta$ obtenue à partir de l'équation 7.16, en utilisant les mesures des éléments de matrice Re r^5_{10} et Im r^6_{10} données à la table 7.1.

La figure 7.13 présente les valeurs de $\cos\delta$ en fonction de Q^2, W et t.

---

[5] Plus précisément, la relation 7.21 entre les éléments de matrice r^1_{1-1} et r^{04}_{00} est vraie sous les hypothèses NPE et $T_{10} = 0$.

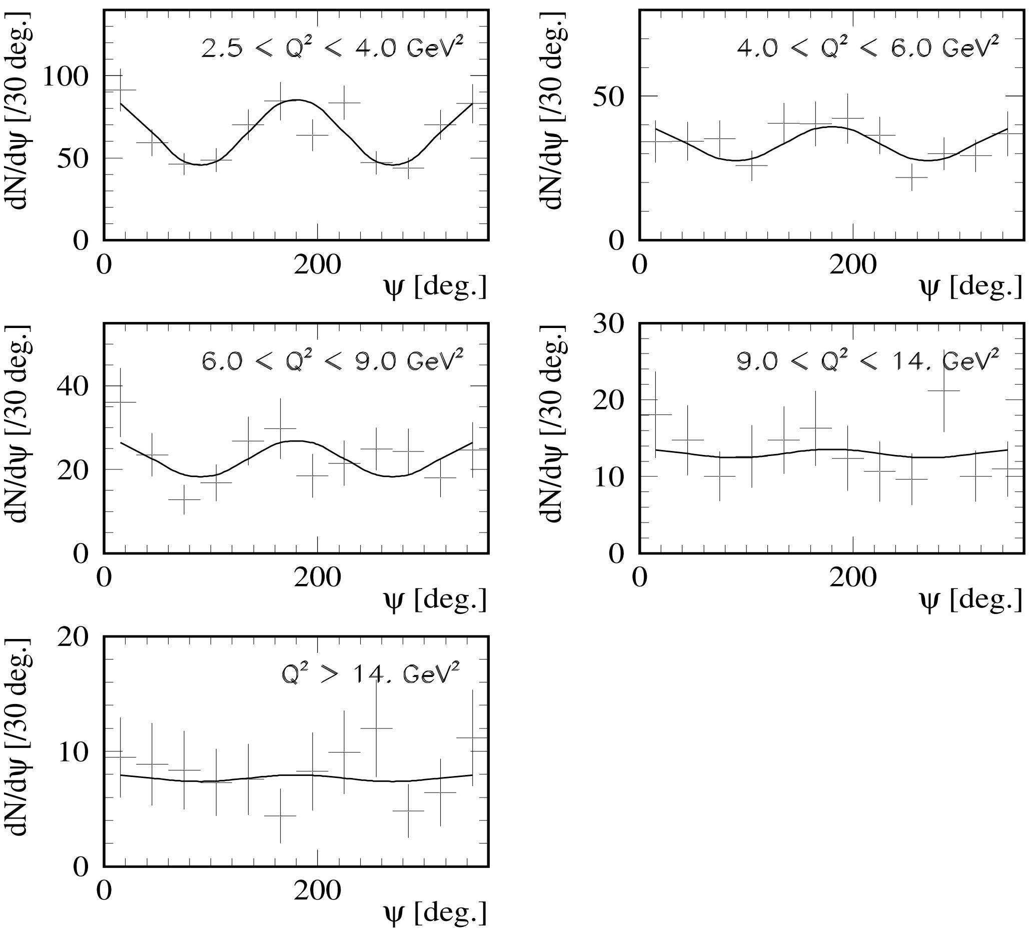

Figure 7.9: Distributions de l'angle ψ pour cinq intervalles en Q^2, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.20 aux données. Les erreurs sur les données sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

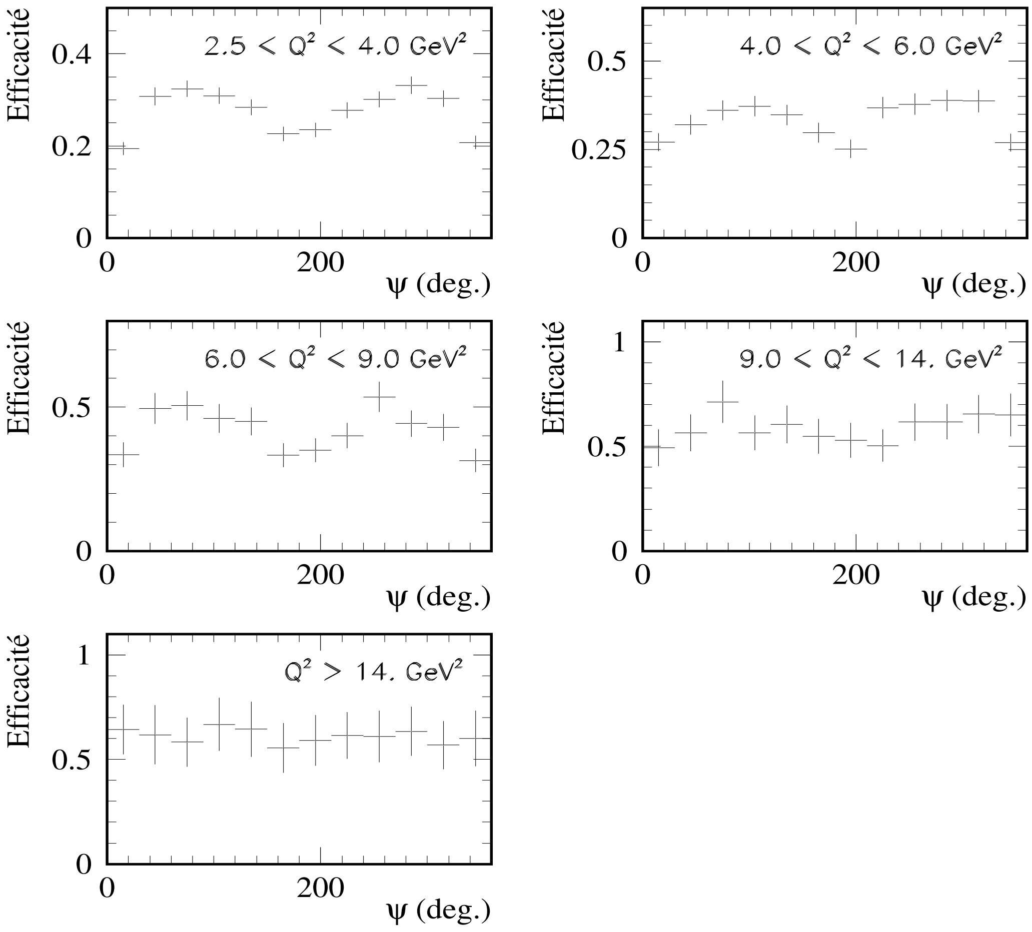

Figure 7.10: Efficacité de la sélection des événements de production élastique de mésons ρ en fonction de l'angle ψ, pour cinq intervalles en Q^2. Les erreurs sur les points reflètent la statistique d'événements générés dans la simulation par Monte-Carlo.

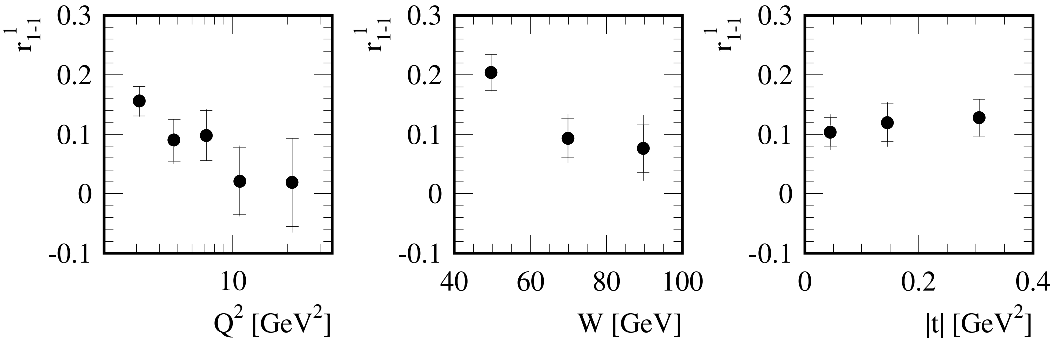

Figure 7.11: Mesures de l'élément de matrice r^1_{1-1} en fonction de Q^2, W et t, sous les hypothèses NPE et SCHC, obtenues à partir de l'ajustement de l'équation 7.20 aux distributions en ψ. La barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement.

7.4 Violation de l'hypothèse SCHC

Nous observons à la table 7.1 et aux figures 7.2–7.4 que l'élément de matrice r^5_{00} est significativement différent de la valeur nulle attendue dans l'approximation SCHC (effet à 3.6 σ). Cette observation est précisée dans cette section. D'abord, l'élément de matrice r^5_{00} est mesuré à partir de la distribution en l'angle ϕ pour différentes variables cinématiques. Nous estimons ensuite le rapport de l'amplitude avec changement d'hélicité T_{01} aux amplitudes sans changement d'hélicité. Finalement, nous présentons la distribution de l'angle φ, qui permet la mesure de l'élément de matrice r^{04}_{1-1}, relié aux l'amplitude T_{1-1} et T_{10}.

7.4.1 Distribution en ϕ et élément de matrice r^5_{00}

L'élément de matrice r^5_{00}, qui a été estimé par la méthode des moments (voir table 7.1), peut également être mesuré à partir de la distribution en ϕ. En effet, après intégration de la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ (équation 7.6) sur la variable $\cos\theta$ et l'angle φ, nous obtenons:

$$W(\phi) \propto 1 - \varepsilon\ \cos 2\phi\ (2r^1_{11} + r^1_{00}) + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}\cos\phi\ (2r^5_{11} + r^5_{00}). \qquad (7.23)$$

La distribution de l'angle ϕ pour l'ensemble des événements sélectionnés ainsi que l'efficacité de la sélection sont présentées à la figure 7.14. La courbe représente l'ajustement de l'équation 7.23 aux données. Dans l'approximation SCHC, les éléments de matrice r^1_{11}, r^1_{00}, r^5_{11} et r^5_{00} sont nuls et la distribution en ϕ est donc constante. Nous observons à la figure 7.14 que la distribution en ϕ est significativement différente d'une distribution uniforme. Un ajustement à la forme 7.23 donne pour les combinaisons d'éléments de matrice les valeurs:

$$2r^1_{11} + r^1_{00} = -0.067 \pm 0.033 \text{ (stat.) } {}^{+0.016}_{-0.04} \text{ (syst.)} \qquad (7.24)$$

$$2r^5_{11} + r^5_{00} = 0.119 \pm 0.017 \text{ (stat.) } {}^{+0.013}_{-0.07} \text{ (syst.)} \qquad (7.25)$$

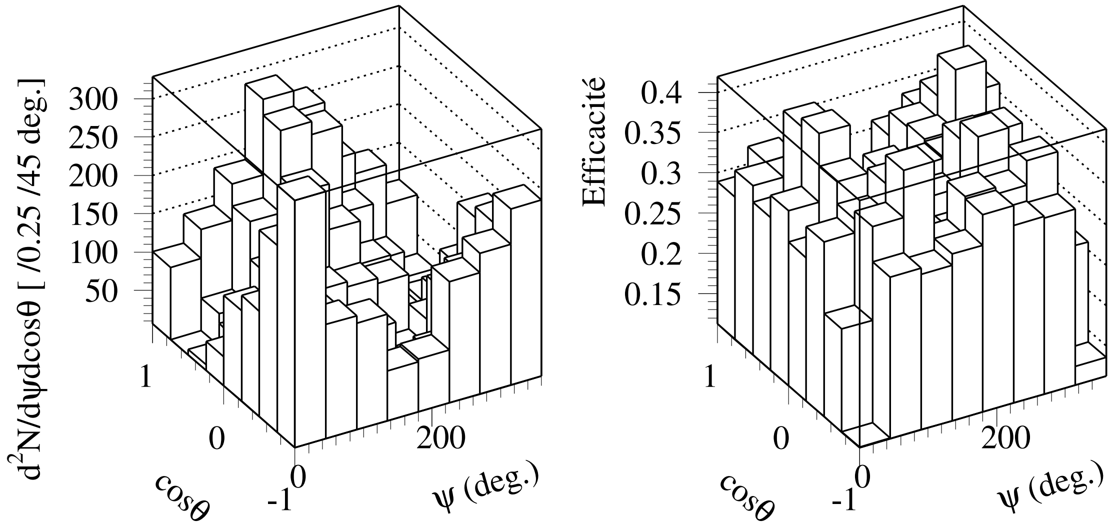

Figure 7.12: a) Distribution des événements de production élastique de mésons ρ en fonction des variables $\cos\theta$ et ψ, corrigée pour les inefficacités de la sélection. b) Efficacité de la sélection.

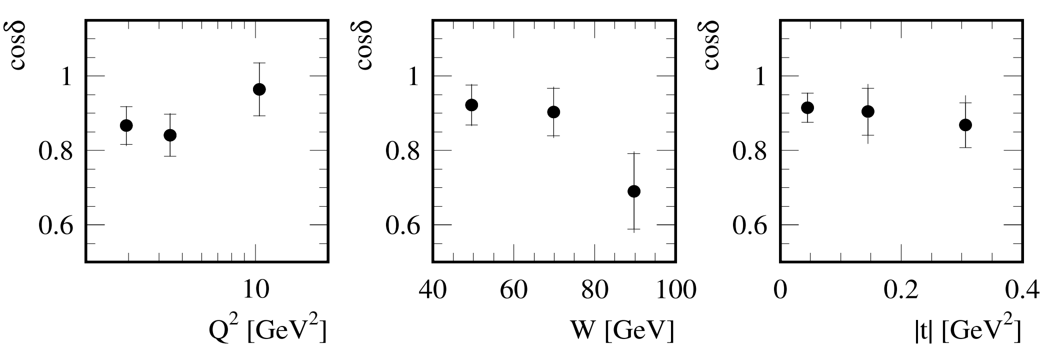

Figure 7.13: Mesures du paramètre $\cos\delta$ en fonction de Q^2, W et t, obtenues à partir de l'ajustement de l'équation 7.14 à la distribution $W(\cos\theta, \psi)$. La barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement.

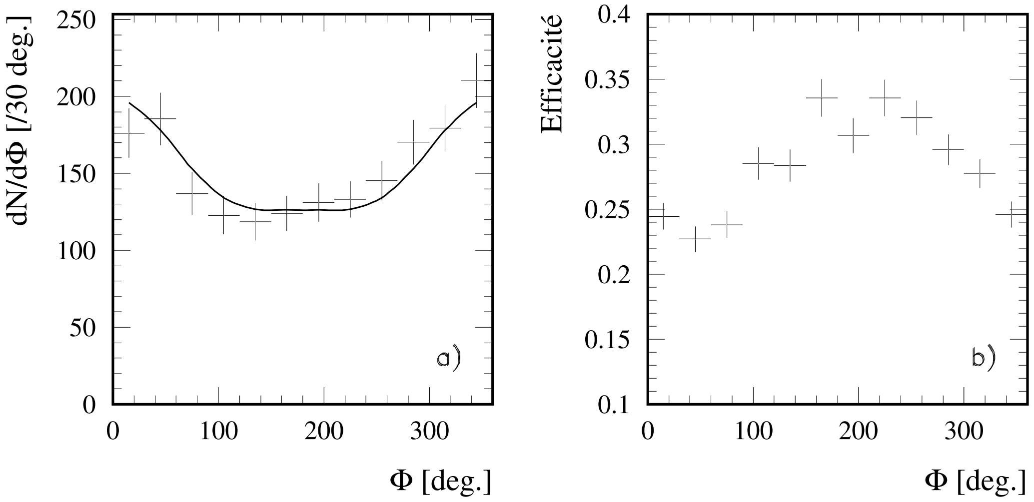

Figure 7.14: a) Distribution de l'angle ϕ des événements de production élastique de mésons ρ, corrigée pour les inefficacités de la sélection. La courbe représente le résultat de l'ajustement de l'équation 7.23 aux données. Les erreurs sur les données sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo. b) Efficacité de la sélection en fonction de l'angle ϕ, les erreurs sur les points reflètent la statistique d'événements générés dans la simulation par Monte-Carlo.

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par la méthode des moments (table 7.1).

Nous observons donc une valeur significativement différente de la valeur nulle prédite par l'hypothèse SCHC pour la combinaison des éléments de matrice $(2r^5_{11}+r^5_{00})$, tandis que l'effet correspondant pour la combinaison $(2r^1_{11}+r^1_{00})$ ne peut être considéré comme significatif.

L'ajustement de la distribution en ϕ est répété en divisant l'ensemble des données en intervalles en Q^2, W et t. La distribution de l'angle ϕ pour les événements de production élastique de mésons ρ, pour six intervalles en Q^2, trois intervalles en W et quatre intervalles en t est présentée aux figures 7.15-7.17. Les courbes superposées aux distributions représentent les résultats de l'ajustement de l'équation 7.23.

Les résultats des ajustements sont présentés à la figure 7.18. Nous observons que la combinaison $(2r^5_{11}+r^5_{00})$ est significativement différente de zéro pour les six intervalles en Q^2 et pour les quatre intervalles en t, ainsi qu'à grand W. Les données suggèrent une évolution en t.

Comme l'élément de matrice r^5_{11} est compatible avec zéro selon la mesure réalisée avec la méthode des moments (voir table 7.1), la combinaison des éléments de matrice $(2r^5_{11}+r^5_{00})$ peut être réduite à l'élément de matrice r^5_{00} et les effets relevés pour la combinaison $(2r^5_{11}+r^5_{00})$ peuvent être attribués à l'élément r^5_{00}. Ceci est intéressant en particulier pour la tendance à l'évolution en t, prédite par le modèle d'Ivanov et Kirschner [48] (voir section 2.3.2.3 et équation 7.31).

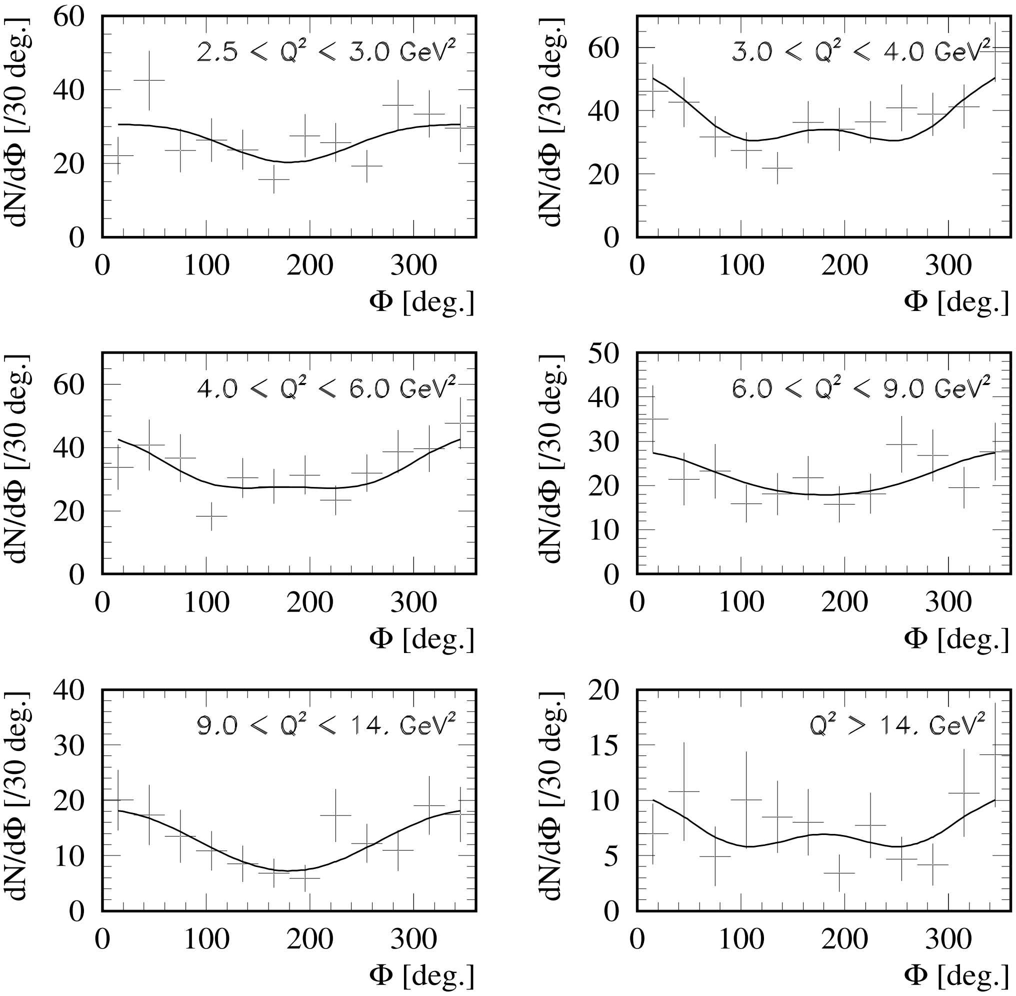

Figure 7.15: Distributions de l'angle ϕ pour six intervalles en Q^2, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.23 aux données. Les erreurs sur les points sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

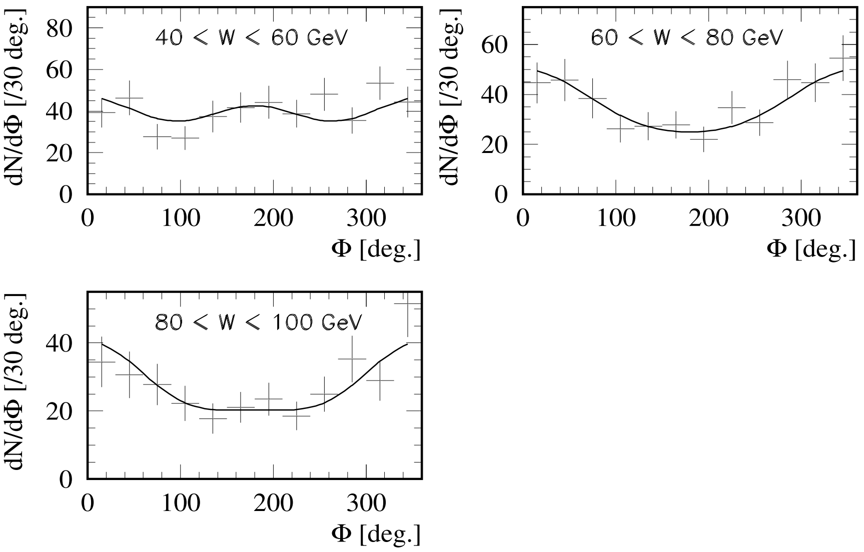

Figure 7.16: Distributions de l'angle ϕ pour trois intervalles en W, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.23 aux données. Les erreurs sur les points sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

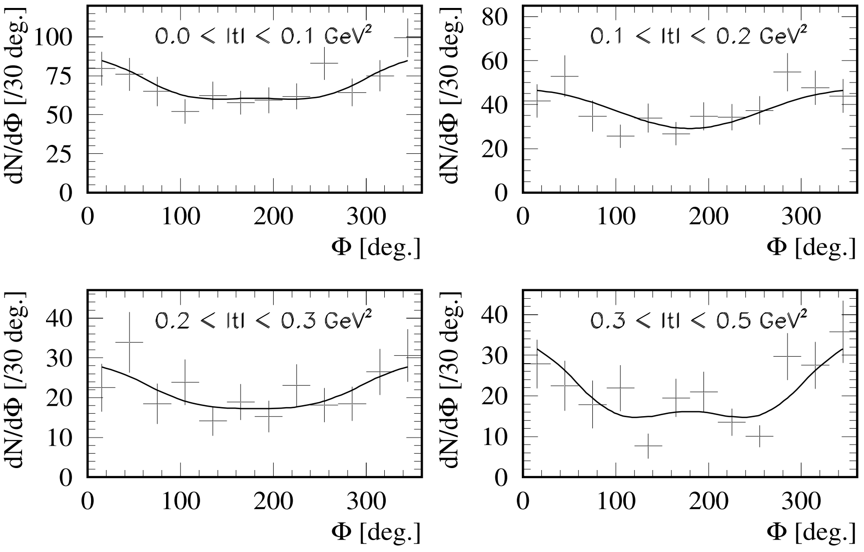

Figure 7.17: Distributions de l'angle ϕ pour quatre intervalles en t, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.23 aux données. Les erreurs sur les points sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

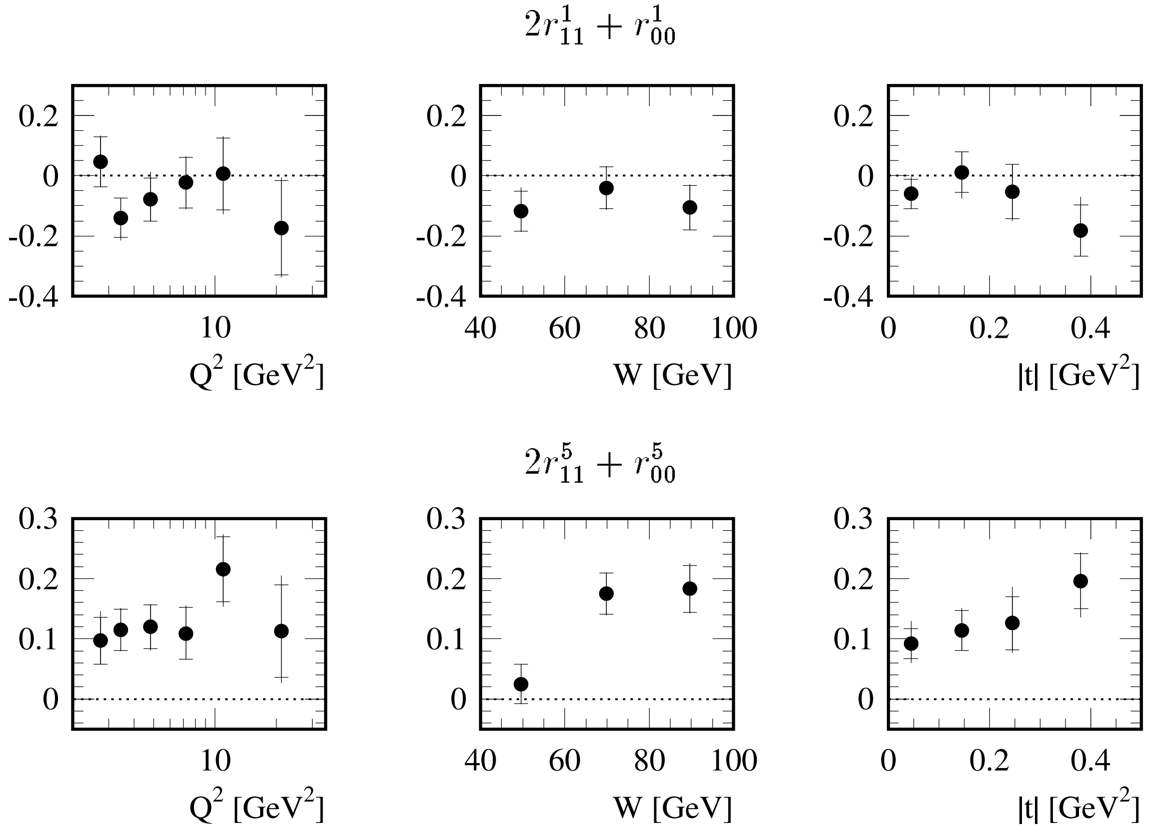

Figure 7.18: Mesures des combinaisons des éléments de matrice $2r^1_{11} + r^1_{00}$ et $2r^5_{11} + r^5_{00}$, en fonction de Q^2, W et t, obtenues à partir de l'ajustement de l'équation 7.23 aux distributions en ϕ. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans le cas de l'hypothèse SCHC. La barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement.

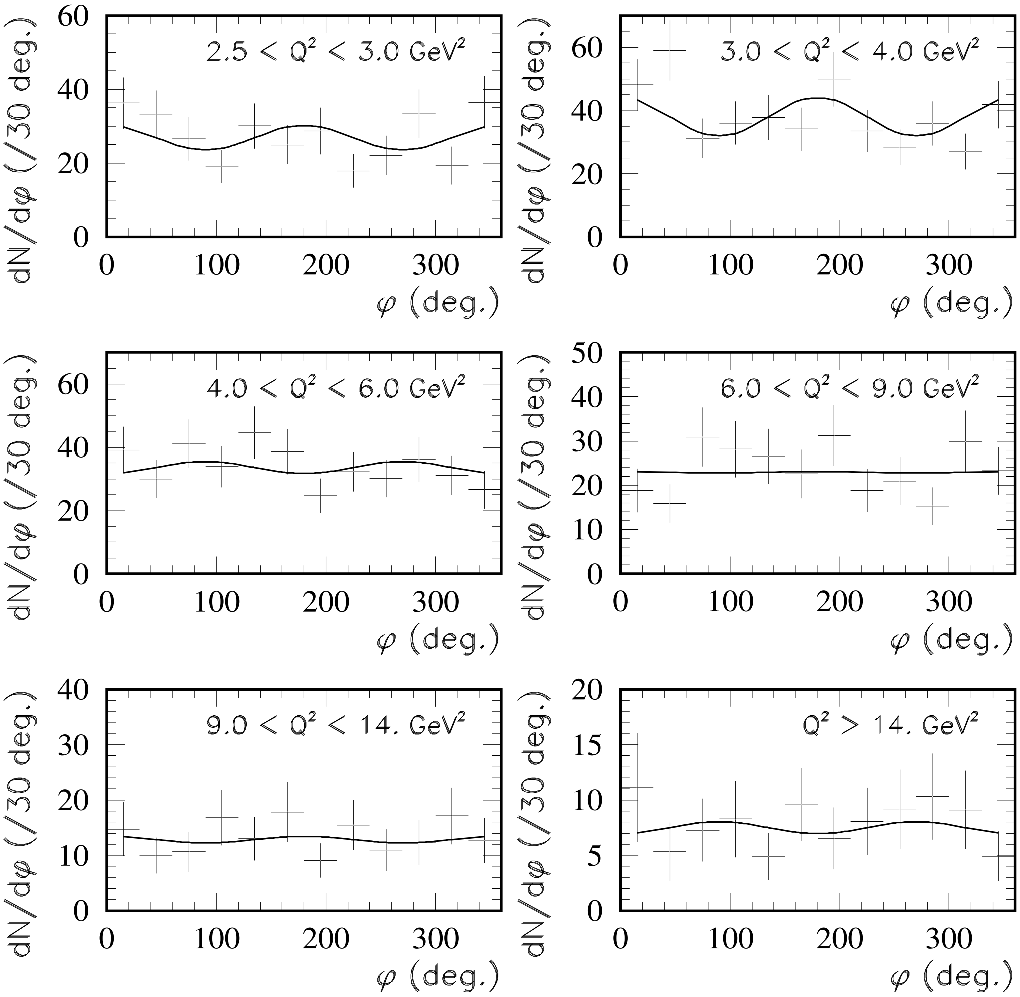

Figure 7.19: Distributions de l'angle φ pour six intervalles en Q^2, corrigées pour les inefficacités de la sélection. Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de l'équation 7.28 aux données. Les erreurs sur les points sont statistiques et incluent les erreurs statistiques sur la simulation par Monte-Carlo.

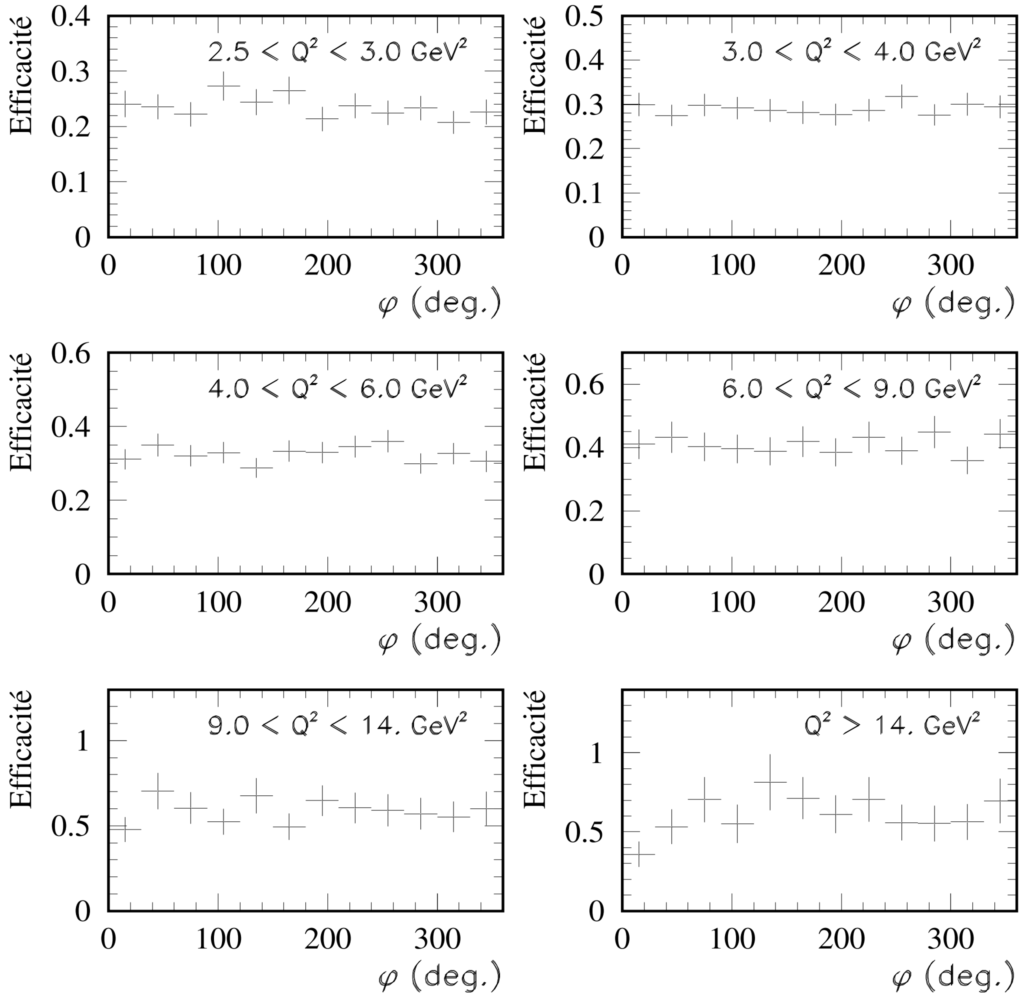

Figure 7.20: Efficacité de la sélection des événements de production élastique de mésons ρ en fonction de φ, pour six intervalles en Q^2. Les erreurs sur les points reflètent la statistique d'événements générés dans la simulation par Monte-Carlo.

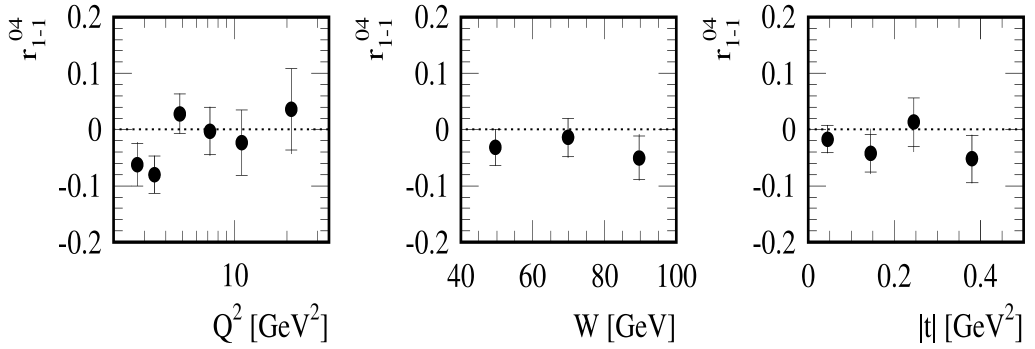

Figure 7.21: Mesures de l'élément de matrice r^{04}_{1-1} en fonction de Q^2, W et t, obtenues à partir de l'ajustement de l'équation 7.28 aux distributions en φ. Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans le cas de l'hypothèse SCHC. La barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique, ajoutée quadratiquement.

7.4.2 Estimation de la contribution avec changement d'hélicité

Dans l'approximation NPE et avec $T_{10} = T_{1-1} = 0$, la table 7.2 (deuxième colonne) donne l'expression des éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité. On observe que, parmi les éléments qui s'annulent sous l'hypothèse SCHC, r^5_{00} s'écarte le plus de zéro, en accord avec les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner [48], $r^5_{00} \propto \beta$ (voir équation 7.17). En utilisant l'expression donnée à la seconde colonne de la table 7.2 pour l'élément de matrice r^5_{00}, en supposant les amplitudes T_{00} et T_{01} purement imaginaires [48] et en négligeant le terme $|T_{01}|$ devant $|T_{11}|$, le rapport de l'amplitude dominante avec changement d'hélicité aux amplitudes sans changement d'hélicité peut être estimé de la manière suivante (avec $\epsilon \simeq 1$ à HERA):

$$\frac{|T_{01}|}{\sqrt{|T_{11}|^2 + |T_{00}|^2}} \simeq \frac{|T_{01}|}{|T_{11}|\sqrt{1+R}} \simeq r^5_{00}\sqrt{\frac{1+R}{2R}} \tag{7.26}$$

$$\simeq 8.0 \pm 3.0\%. \tag{7.27}$$

Une autre façon d'étudier la violation de l'hypothèse SCHC est de comparer les valeurs de l'élément de matrice r^1_{1-1} obtenues à partir des distributions de la variable $\cos\theta$ et de celles de l'angle ψ. En effet, dans les approximations NPE et SCHC, r^1_{1-1} est relié à r^{04}_{00} par l'équation 7.21. En utilisant cette relation et les valeurs de l'élément de matrice r^{04}_{00} mesurées à partir des distributions de la variable $\cos\theta$ (présentées à la figure 7.7), on extrait une estimation de l'élément de matrice r^1_{1-1} pour cinq intervalles en Q^2, trois intervalles en W et trois intervalles en t. Ces valeurs sont comparées à la table 7.3 à celles obtenues à partir de l'ajustement de l'équation 7.20 aux distributions en ψ (présentées à la figure 7.11). On observe que les deux ensembles de nombres diffèrent à grand Q^2 (effet à $\simeq 2\ \sigma$). Dans l'approximation NPE, ceci confirme notre observation d'une violation de l'hypothèse SCHC.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	t (GeV^2)	r^1_{1-1} (r^{04}_{00})	$r^1_{1-1}(\psi)$
2.5-4	30-100	0-0.5	$0.169 \pm 0.020\ ^{+0.013}_{-0.012}$	$0.156 \pm 0.025\ ^{+0.006}_{-0.010}$
4-6	30-120	0-0.5	$0.156 \pm 0.020\ ^{+0.002}_{-0.006}$	$0.090 \pm 0.035\ ^{+0.008}_{-0.019}$
6-9	30-140	0-0.5	$0.137 \pm 0.022\ ^{+0.002}_{-0.011}$	$0.098 \pm 0.042\ ^{+0.012}_{-0.009}$
9-14	30-140	0-0.5	$0.115 \pm 0.026\ ^{+0.013}_{-0.007}$	$0.021 \pm 0.056\ ^{+0.022}_{-0.019}$
14-60	30-140	0-0.5	$0.139 \pm 0.035\ ^{+0.017}_{-0.009}$	$0.019 \pm 0.074\ ^{+0.010}_{-0.041}$
2.5-60	40-60	0-0.5	$0.162 \pm 0.017\ ^{+0.013}_{-0.015}$	$0.204 \pm 0.030\ ^{+0.008}_{-0.010}$
2.5-60	60-80	0-0.5	$0.140 \pm 0.018\ ^{+0.013}_{-0.014}$	$0.093 \pm 0.033\ ^{+0.025}_{-0.025}$
2.5-60	80-100	0-0.5	$0.164 \pm 0.020\ ^{+0.007}_{-0.008}$	$0.076 \pm 0.040\ ^{+0.040}_{-0.036}$
2.5-60	30-140	0-0.1	$0.159 \pm 0.013\ ^{+0.012}_{-0.014}$	$0.104 \pm 0.024\ ^{+0.017}_{-0.018}$
2.5-60	30-140	0.1-0.2	$0.165 \pm 0.017\ ^{+0.014}_{-0.025}$	$0.120 \pm 0.032\ ^{+0.012}_{-0.026}$
2.5-60	30-140	0.2-0.5	$0.176 \pm 0.017\ ^{+0.016}_{-0.017}$	$0.128 \pm 0.031\ ^{+0.005}_{-0.006}$

Table 7.3: L'élément de matrice r^1_{1-1} pour cinq valeurs de Q^2, trois valeurs de W et trois valeurs de t. A la quatrième colonne, la valeur de r^1_{1-1} est obtenue à partir de l'élément de matrice r^{04}_{00} en utilisant la relation 7.21; à la cinquième colonne, la valeur de r^1_{1-1} est extraite des distributions de l'angle ψ.

7.4.3 L'élément de matrice r^{04}_{1-1}

Finalement, l'intégration de l'équation 7.6 sur la variable $\cos\theta$ et sur l'angle ϕ permet d'extraire une mesure de l'élément de matrice r^{04}_{1-1}:

$$W(\varphi) \propto 1 - 2\, r^{04}_{1-1} \cos 2\varphi. \tag{7.28}$$

Les distributions de l'angle φ pour les événements de production élastique de mésons ρ ainsi que l'efficacité de la sélection sont présentées aux figures 7.19 et 7.20 respectivement, pour six intervalles en Q^2. La mesure de l'élément de matrice r^{04}_{1-1} résultant de l'ajustement de l'équation 7.28 aux distributions en φ est présentée à la figure 7.21 en fonction de Q^2, W et t. Les résultats obtenus sont compatibles avec zéro, en accord avec les prédictions de l'hypothèse SCHC (voir table 7.2, troisième colonne) et avec celles du modèle d'Ivanov et de Kirschner [48]. En effet, dans ce dernier modèle, l'élément de matrice r^{04}_{1-1} est proportionnel aux amplitudes avec changement d'hélicité T_{10} et T_{1-1}, qui sont négligeables dans le domaine cinématique de HERA.

7.5 Influence des corrections d'efficacité et d'acceptance

Nous avons vu aux sections précédentes que les corrections d'efficacité et d'acceptance de la sélection en fonction des variables $\cos\theta$, φ, ϕ et ψ ne sont pas uniformes et modifient donc significativement les distributions obervées des événements. Il est donc important de vérifier

Elément		simulation A		simulation B		simulation C	
1	r^{04}_{00}	0.656	± 0.011	0.656	± 0.011	0.656	± 0.011
2	Re r^{04}_{10}	0.004	± 0.007	0.005	± 0.007	0.018	± 0.007
3	r^{04}_{1-1}	0.001	± 0.008	0.000	± 0.008	-0.014	± 0.008
4	r^{1}_{00}	-0.009	± 0.029	-0.007	± 0.029	-0.081	± 0.029
5	r^{1}_{11}	-0.005	± 0.020	-0.005	± 0.020	-0.009	± 0.020
6	Re r^{1}_{10}	0.002	± 0.010	0.002	± 0.010	-0.024	± 0.010
7	r^{1}_{1-1}	0.112	± 0.011	0.112	± 0.011	0.113	± 0.011
8	Im r^{2}_{10}	0.001	± 0.010	0.002	± 0.010	0.024	± 0.010
9	Im r^{2}_{1-1}	-0.116	± 0.011	-0.116	± 0.011	-0.116	± 0.011
10	r^{5}_{00}	0.000	± 0.015	0.112	± 0.014	0.113	± 0.015
11	r^{5}_{11}	-0.001	± 0.010	-0.003	± 0.010	-0.002	± 0.010
12	Re r^{5}_{10}	0.150	± 0.005	0.150	± 0.005	0.150	± 0.005
13	r^{5}_{1-1}	-0.001	± 0.006	-0.001	± 0.006	-0.008	± 0.006
14	Im r^{6}_{10}	-0.148	± 0.005	-0.148	± 0.005	-0.148	± 0.004
15	Im r^{6}_{1-1}	0.002	± 0.006	0.002	± 0.006	0.005	± 0.006

Table 7.4: Les 15 éléments de matrice reconstruits par la méthode des moments pour les événements simulés, générés d'après trois distributions $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ différentes (voir texte).

que nos résultats ne sont pas le simple reflet des distributions initiales introduites dans la simulation par Monte-Carlo. Cette section présente diverses vérifications opérées en vue de nous assurer de la validité de nos mesures.

Une première vérification a porté sur la sensibilité de la méthode des moments. Elle a consisté à générer des événements selon trois distributions différentes et à extraire les éléments de matrice à partir des distributions obtenues après simulation complète du détecteur. Les résultats sont présentés à la table 7.4. Dans le cas de la simulation A, les événements sont générés selon les hypothèses SCHC et NPE, les seuls éléments non nuls étant r^{04}_{00} (extrait des données), $r^{1}_{1-1} = -$ Im $r^{2}_{1-1} = 0.125$ et Re $r^{5}_{10} = -$ Im $r^{6}_{10} = 0.145$. On observe que les valeurs reconstruites sont en accord avec les valeurs utilisées lors de la génération. Dans le cas de la simulation B, une seule modification est apportée: l'élément r^{5}_{00} est généré non nul, $r^{5}_{00} = 0.105$. De nouveau, on observe que la valeur reconstruite est celle qui a été utilisée lors de la génération. Enfin (simulation C), les valeurs utilisées pour la génération sont les valeurs mesurées à la table 7.1. On constate encore qu'elles sont retrouvées après simulation.

Une deuxième vérification a consisté à mesurer les éléments de matrice par la méthode des moments, en corrigeant les données pour les effets d'efficacité et d'acceptance, estimés en utilisant les trois simulations décrites plus haut. Les résultats sont présentés à la table 7.5. Nous observons que les résultats obtenus sont stables. En particulier, la valeur reconstruite pour le paramètre r^{5}_{00} ne dépend pas des hypothèses faites sur sa valeur dans la simulation par Monte-Carlo utilisée pour calculer les efficacités et les acceptances.

Ces deux vérifications nous confortent quant à l'applicabilité et la stabilité de la méthode des moments.

Elément		mesure A		mesure B		mesure C	
1	r^{04}_{00}	0.672	$\pm$ 0.018	0.677	$\pm$ 0.018	0.676	$\pm$ 0.018
2	Re r^{04}_{10}	0.002	$\pm$ 0.012	0.010	$\pm$ 0.012	0.013	$\pm$ 0.002
3	r^{04}_{1-1}	-0.010	$\pm$ 0.013	-0.010	$\pm$ 0.013	-0.013	$\pm$ 0.013
4	r^{1}_{00}	-0.040	$\pm$ 0.048	-0.061	$\pm$ 0.048	-0.062	$\pm$ 0.048
5	r^{1}_{11}	0.001	$\pm$ 0.034	0.004	$\pm$ 0.034	-0.001	$\pm$ 0.034
6	Re r^{1}_{10}	-0.007	$\pm$ 0.016	-0.016	$\pm$ 0.016	-0.016	$\pm$ 0.016
7	r^{1}_{1-1}	0.117	$\pm$ 0.018	0.118	$\pm$ 0.018	0.120	$\pm$ 0.018
8	Im r^{2}_{10}	0.011	$\pm$ 0.016	0.021	$\pm$ 0.016	0.020	$\pm$ 0.016
9	Im r^{2}_{1-1}	-0.114	$\pm$ 0.018	-0.113	$\pm$ 0.018	-0.114	$\pm$ 0.018
10	r^{5}_{00}	0.102	$\pm$ 0.024	0.095	$\pm$ 0.024	0.100	$\pm$ 0.025
11	r^{5}_{11}	0.001	$\pm$ 0.017	-0.008	$\pm$ 0.017	-0.006	$\pm$ 0.017
12	Re r^{5}_{10}	0.147	$\pm$ 0.008	0.145	$\pm$ 0.008	0.147	$\pm$ 0.008
13	r^{5}_{1-1}	0.001	$\pm$ 0.009	-0.001	$\pm$ 0.009	-0.003	$\pm$ 0.010
14	Im r^{6}_{10}	-0.140	$\pm$ 0.008	-0.139	$\pm$ 0.008	-0.141	$\pm$ 0.007
15	Im r^{6}_{1-1}	-0.003	$\pm$ 0.009	0.001	$\pm$ 0.009	0.000	$\pm$ 0.009

Table 7.5: Les 15 éléments de matrice mesurés par la méthode des moments pour les événements de la sélection finale. Les trois mesures (A, B et C) correspondent à trois distributions $W(\cos\theta, \varphi, \phi)$ différentes pour la simulation par Monte-Carlo utilisée pour calculer les efficacités et les acceptances (voir texte).

7.6 Comparaison avec les modèles

Dans cette section, l'évolution avec Q^2 du rapport R des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse est comparée aux prédictions des modèles de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47], et de Schildknecht, Schuler et Surrow [53]. Ces modèles sont actuellement les seuls à donner une prédiction pour les sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse, reproduisant le ralentissement de l'augmentation du rapport R à grand Q^2. Finalement, les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner [48] pour les 15 éléments de la matrice de densité de spin sont comparées aux données. Rappelons que le modèle à dominance mésovectorielle et les formulations moins élaborées des modèles basés sur la chromodynamique quantique prévoient une augmentation linéaire du rapport R avec Q^2.

7.6.1 Comparaison avec le modèle de Royen et Cudell

Dans le modèle de Royen et Cudell, l'amplitude pour la production de mésons ρ est calculée en effectuant la convolution de l'amplitude dure de diffusion de la paire $q\overline{q}$ sur le proton, modélisée par l'échange de deux gluons, avec la fonction de vertex du méson ρ; un facteur de forme du proton est inclus dans le calcul (voir section 2.3.2.1). Selon les auteurs, l'évolution du rapport R avec Q^2 ne peut être décrite par un modèle traitant les quarks comme étant sur leur couche de masse; le modèle de Royen et Cudell utilise la notion de quarks constituants massifs pouvant se trouver hors couche de masse pour opérer l'intégration sur la quadri-impulsion de ceux-ci. Le mouvement de Fermi est inclus dans la description de la fonction de vertex du méson ρ.

La dépendance en W de l'amplitude de diffusion est supposée dépendre uniquement de la variable t, avec une normalisation inconnue. Les sections efficaces sont donc prédites à un facteur constant près. Cependant, cette incertitude disparaît pour le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$. La dépendance en Q^2 de la section efficace est donnée (à des termes logarithmiques près) par l'intégration sur la boucle des quarks.

Les incertitudes du modèle viennent du choix des paramètres m_q et p_F, où m_q est la masse constituante du quark et p_F l'impulsion de Fermi.

Les prédictions du modèle de Royen et Cudell sont comparées aux mesures à la figure 7.22. Les données sont les mêmes que celles présentées à la figure 7.8, mais seuls sont présentés les résultats de HERA, correspondant au même domaine en W. La courbe en traits pleins est obtenue en utilisant les valeurs $m_q = 0.3$ GeV et $p_F = 0.3$ GeV. Les courbes en traits pointillés et en traits discontinus et pointillés indiquent respectivement les prédictions pour le rapport R obtenues en variant les paramètres m_q et p_F de ± 50 MeV. Les variations correspondantes pour le rapport R sont de l'ordre de 15 et 30 % respectivement, pour $Q^2 = 10$ GeV^2. A grand Q^2, les prédictions donnant les plus grands rapports R sont obtenues en utilisant $p_F = 250$ MeV (courbe en traits discontinus et pointillés) et en utilisant $m_q = 350$ MeV (courbe en traits pointillés).

Le modèle reproduit bien le plateau observé à grand Q^2, et décrit également les données à petites valeurs de Q^2, jusqu'en photoproduction ($Q^2 \simeq 0$).

7.6.2 Comparaison avec le modèle de Ryskin, Martin et Teubner

Rappelons que le modèle de Ryskin, Martin et Teubner considère la production de paires $u\overline{u}$ et $d\overline{d}$, dans un intervalle de masse ΔM entourant la masse du méson ρ (voir section 2.3.2.2). Dans cet intervalle de masse, l'espace de phase disponible force la paire $q\overline{q}$ à hadroniser de manière dominante en deux pions. De cette manière, le modèle n'utilise pas la fonction d'onde du méson ρ. Les calculs pour la production diffractive de paires $q\overline{q}$ permettent, via l'hypothèse de dualité parton-hadron, d'obtenir des prédictions pour la production diffractive de mésons ρ.

Les sections efficaces longitudinale et transverse sont proportionnelles à la densité de gluons au carré $(xg(x,K^2))^2$, à l'échelle $K^2 = z(1-z)Q^2 + k_T^2$ (où z et k_T sont respectivement la fraction d'énergie du photon et l'impulsion transverse emportées par le quark). L'échelle K détermine les distances tranverses $b_T \approx 1/K$ sondées dans le processus.

Pour la densité de gluons dans le proton, nous utilisons ici les paramétrisations les plus récentes de Martin, Roberts et Stirling (MRS) [123], de la collaboration CTEQ [124] et de Glück, Reya et Vogt (GRV) [125]. La table 7.6 reprend ces paramétrisations, la deuxième et troisième colonne de la table donnant respectivement la valeur du facteur d'échelle Λ_{QCD} et la valeur minimale en Q^2 pour laquelle les densités de partons peuvent être extraites. Pour ces paramétrisations, le schéma de renormalisation est $\overline{MS}$ et l'ordre utilisé pour le développement perturbatif des équations de la théorie QCD est l'ordre suivant le logarithme dominant (NLL).

Une des incertitudes du modèle vient de la correction des ordres supérieurs (les corrections de gluons virtuels), appelé le facteur K, qui peut être important et conduire à une

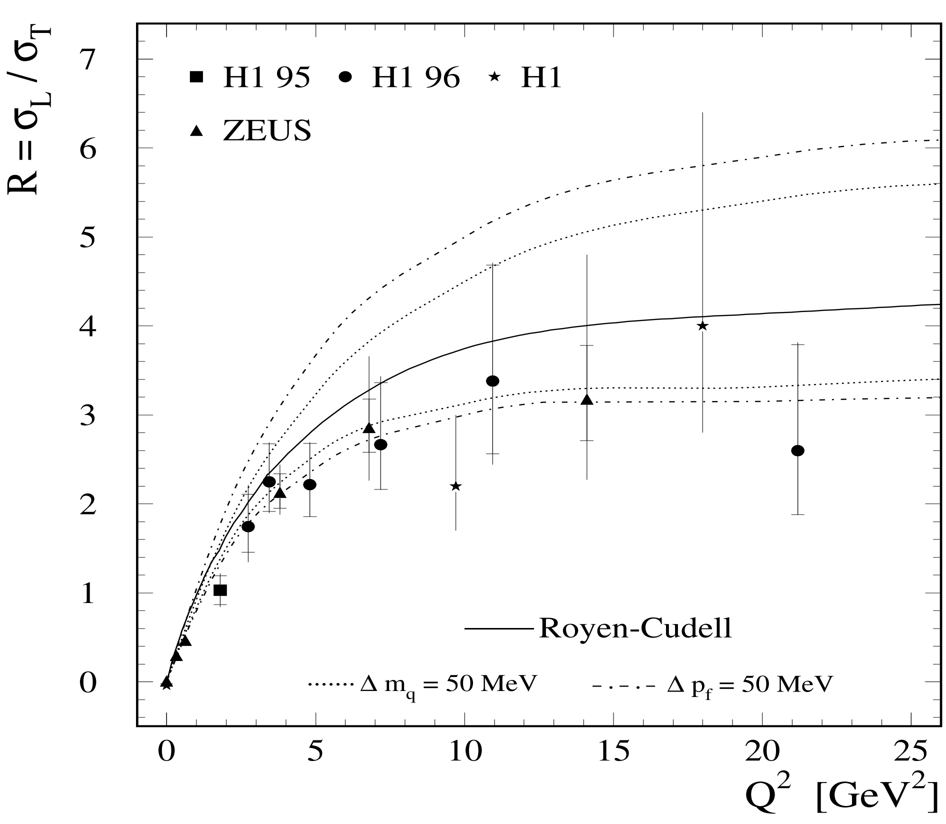

Figure 7.22: Rapport R des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses en fonction de Q^2. Les données sont les mêmes que celles présentées à la figure 7.8, seuls étant présentés les résultats de HERA, correspondant au même domaine en W. Les courbes représentent les prédictions du modèle de Royen et Cudell. La courbe en traits pleins est obtenue en utilisant $m_q = 0.3$ GeV et $p_F = 0.3$ GeV. Les courbes en traits pointillés et en traits discontinus et pointillés indiquent respectivement les prédictions pour le rapport R obtenues en variant les paramètres m_q et p_F de ± 50 MeV.

Paramétrisation	Λ_{QCD} (MeV)	Q^2_{min} (GeV^2)
MRS(R2)	344	1.25
MRS(R4)	344	1.25
CTEQ(4M)	296	2.56
GRV(94HO)	200	0.4

Table 7.6: Paramétrisations des densités de partons dans le proton utilisées dans ce travail, avec la valeur du facteur d'échelle Λ_{QCD} et la valeur minimale en Q^2 pour laquelle les densités de partons peuvent être extraites.

augmentation des prédictions pour les sections efficaces d'un facteur ≈ 3. Une autre incertitude vient du choix de l'intervalle de masse ΔM autour de la masse du méson ρ. Cependant, le rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ est moins sensible à ces incertitudes.

Dans le calcul de l'amplitude, deux intégrations sont effectuées, la première portant sur la quadri-impulsion K des quarks, la seconde portant sur celle l des gluons. Les prédictions du modèle ne sont que peu dépendantes en les paramètres limites de ces deux intégrations K et l (coupures infra-rouges).

Les prédictions du modèle de Martin, Ryskin et Teubner pour le rapport R sont présentées à la figure 7.23 en fonction de Q^2, pour $\langle W \rangle = 75$ GeV. La courbe en traits continus est obtenue en utilisant la paramétrisation MRS(R4) pour la densité de gluons. Les courbes en traits discontinus et pointillés sont obtenues en utilisant respectivement les paramétrisations CTEQ(4M) et MRS(R2). L'utilisation de ces deux dernières paramétrisations à la place de la paramétrisation MRS(R4) change respectivement le rapport R de l'ordre de -2 % et de l'ordre de $+6$ %, pour $Q^2 \simeq 10$ GeV^2. L'effet sur le rapport R de la variation du paramètre de la limite infra-rouge K_0 de 200 MeV à 300 MeV est une augmentation de l'ordre de 10 % (ligne en traits discontinus et pointillés sur la figure 7.23).

7.6.3 Comparaison avec le modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow

Le calcul de Schildknecht, Schuler et Surrow [53] se base sur le modèle à dominance vectorielle généralisée, où la somme sur les mésons vecteurs est remplacée par une somme continue sur le spectre de masse (voir fin de la section 2.3.1.2). Cette modification a pour conséquence d'introduire des interférences destructives venant des contributions des mésons vecteurs voisins dans le spectre.

Le modèle possède quatre paramètres libres: les masses effectives m_T et m_L, le paramètre ξ et la section efficace de photoproduction (à $Q^2 = 0$) $\sigma(W^2)$ $[\gamma p \to \rho p]$.

La figure 7.24 présente les prédictions du modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow pour le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse, superposées aux données de HERA. Les courbes en traits pleins et en traits discontinus sont obtenues en utilisant les valeurs des paramètres données aux équations 2.42 et 2.43 respectivement.

Le modèle reproduit bien la saturation du rapport R à grandes valeurs de Q^2, la valeur du rapport R pour $Q^2 \to \infty$ dépendant du rapport des masses effectives:

$$R(Q^2 \to \infty) = \frac{\pi^2}{4} \xi^2 \frac{m_L^4}{m_T^4}. \tag{7.29}$$

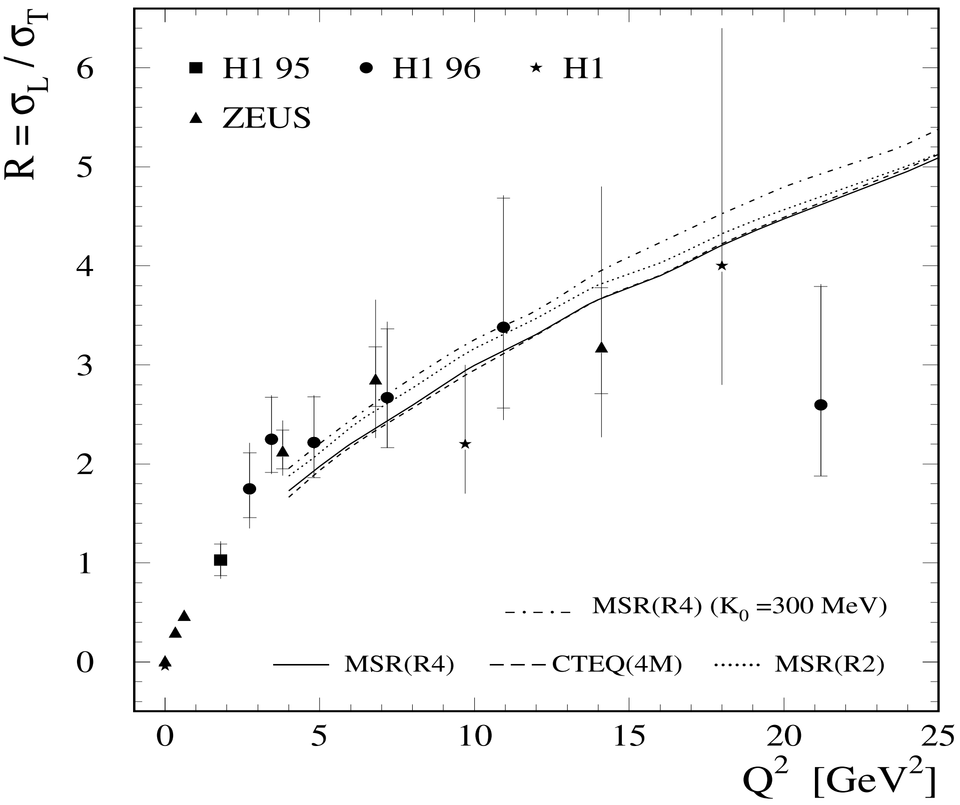

Figure 7.23: Rapport R des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses en fonction de Q^2. Les données sont les mêmes que celles présentées à la figure 7.8, seuls étant présentés les résultats de HERA, correspondant au même domaine en W. Les courbes représentent les prédictions du modèle de Martin, Ryskin et Teubner. La courbe en traits continus est obtenue en utilisant la paramétrisation MRS(R4) pour la densité de gluons. Les courbes en traits discontinus et pointillés sont obtenues en utilisant respectivement les paramétrisations CTEQ(4M) et MRS(R2). La courbe en traits discontinus et pointillés est obtenue avec la paramétrisation MRS(R4), lorsque le paramètre de coupure infrarouge est de 300 MeV au lieu de 200 MeV. Les courbes sont calculées pour W = 75 GeV.

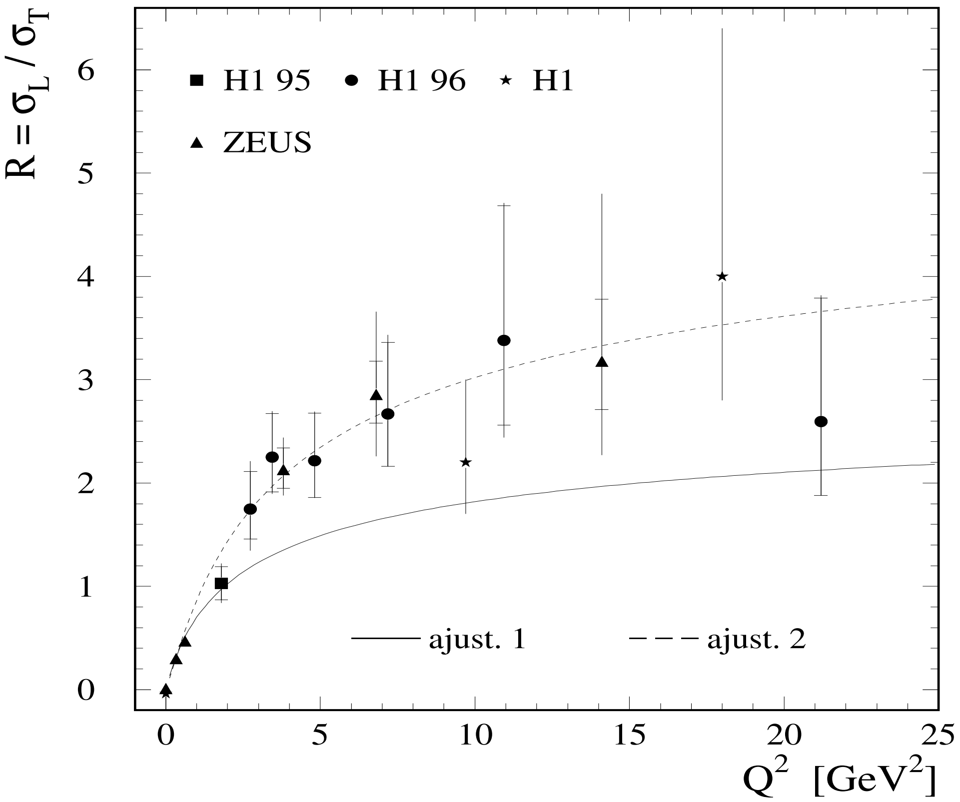

Figure 7.24: Rapport R des sections efficaces de production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses en fonction de Q^2. Les données sont les mêmes que celles présentées à la figure 7.8, seuls étant présentés les résultats de HERA, correspondant au même domaine en W. Les courbes présentent les prédictions du modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow. Les courbes en traits pleins et en traits discontinus sont obtenues en utilisant les valeurs des paramètres m_T^2, m_L^2, ξ et $\sigma(\gamma p)$ données aux équations 2.42 et 2.43 respectivement.

7.6.4 Comparaison avec le modèle d'Ivanov et Kirschner

Les valeurs non nulles obtenues pour l'élément de matrice r_{00}^5 sont en accord avec un modèle récent d'Ivanov et de Kirschner [48], basé sur une approche perturbative de QCD, avec échange de deux gluons dans l'interaction dure (voir section 2.3.2.3).

Rappelons que ce modèle prédit la violation de SCHC à grand Q^2, l'amplitude avec changement d'hélicité dominante étant T_{01}, avec:

$$1 > \alpha = \frac{T_{11}}{T_{00}} > \beta = \frac{T_{01}}{T_{00}} > |\delta| = \left|\frac{T_{10}}{T_{00}}\right| > |\eta| = \left|\frac{T_{1-1}}{T_{00}}\right|, \tag{7.30}$$

pour le domaine cinématique de HERA. Les paramètres α, β et δ dépendent de t, Q^2, M et γ, où M est la masse invariante de la paire $q\bar{q}$ et γ est la dimension anomale du gluon ($xg(x, K) \propto K^\gamma$). Le paramètre η dépend également de la densité de gluons sondée à l'échelle

Elément		prédictions		mesure		
		$\gamma = 0.7$	$\gamma = 0.5$			
1	r_{00}^{04}	0.74	0.65	0.674	$\pm$ 0.018	$^{+0.051}_{-0.036}$
2	Re r_{10}^{04}	-0.015	-0.014	0.011	$\pm$ 0.012	$^{+0.007}_{-0.001}$
3	r_{1-1}^{04}	0.004	0.008	-0.010	$\pm$ 0.013	$^{+0.004}_{-0.003}$
4	r_{00}^{1}	-0.011	-0.016	-0.058	$\pm$ 0.048	$^{+0.013}_{-0.011}$
5	r_{11}^{1}	0.007	0.012	0.002	$\pm$ 0.034	$^{+0.006}_{-0.006}$
6	Re r_{10}^{1}	-0.025	-0.036	-0.018	$\pm$ 0.016	$^{+0.010}_{-0.014}$
7	r_{1-1}^{1}	0.13	0.17	0.122	$\pm$ 0.018	$^{+0.004}_{-0.005}$
8	Im r_{10}^{2}	0.027	0.039	0.023	$\pm$ 0.016	$^{+0.010}_{-0.009}$
9	Im r_{1-1}^{2}	-0.13	-0.17	-0.119	$\pm$ 0.018	$^{+0.010}_{-0.005}$
10	r_{00}^{5}	0.12	0.14	0.093	$\pm$ 0.024	$^{+0.019}_{-0.010}$
11	r_{11}^{5}	-0.017	-0.025	0.008	$\pm$ 0.017	$^{+0.008}_{-0.012}$
12	Re r_{10}^{5}	0.15	0.15	0.146	$\pm$ 0.008	$^{+0.006}_{-0.006}$
13	r_{1-1}^{5}	0.017	0.025	-0.004	$\pm$ 0.009	$^{+0.001}_{-0.003}$
14	Im r_{10}^{6}	-0.16	-0.17	-0.140	$\pm$ 0.008	$^{+0.002}_{-0.004}$
15	Im r_{1-1}^{6}	-0.009	-0.013	0.002	$\pm$ 0.009	$^{+0.003}_{-0.000}$

Table 7.7: Valeurs des 15 éléments de la matrice densité de spin, calculés par Ivanov et Kirschner [48] pour deux valeurs de γ ($\gamma = 0.7$ et $\gamma = 0.5$) (troisième colonne), et valeurs mesurées par la méthode des moments (dernière colonne), où la première erreur représente l'erreur statistique et la seconde, l'erreur systématique.

$Q^2/4$. De plus, ce modèle prédit la dépendance en t de l'amplitude T_{01}:

$$T_{01} \propto \frac{\sqrt{|t|}}{m_\rho} T_{11}. \tag{7.31}$$

Pour $Q^2 = 10$ GeV^2, $W = 100$ GeV et $\gamma = 0.7$ ($\gamma = 0.5$), les auteurs obtiennent:

$$\alpha = 0.59(0.73), \;\; \beta = 0.12(0.16), \;\; \delta = -0.056(-0.079), \;\; \eta = 0.015(0.026). \tag{7.32}$$

Cette hiérarchie entre les amplitudes d'hélicité implique que parmi les éléments de matrice qui s'annulent dans l'approximation SCHC, seul r_{00}^5 diffère significativement de zéro ($r_{00}^5 \propto \beta$). Pour $Q^2 = 10$ GeV^2, $W = 100$ GeV et $\gamma = 0.7$ ou 0.5, les valeurs obtenues pour les 15 éléments de la matrice de densité de spin sont présentées à la table 7.7, qui reproduit également les résultats de la table 7.1. La figure 7.25 présente la comparaison entre les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner et les points expérimentaux de la table 7.1.

La figure 7.26 présente la comparaison entre les données et les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner pour les 15 éléments de matrice, en fonction de Q^2. Les données sont

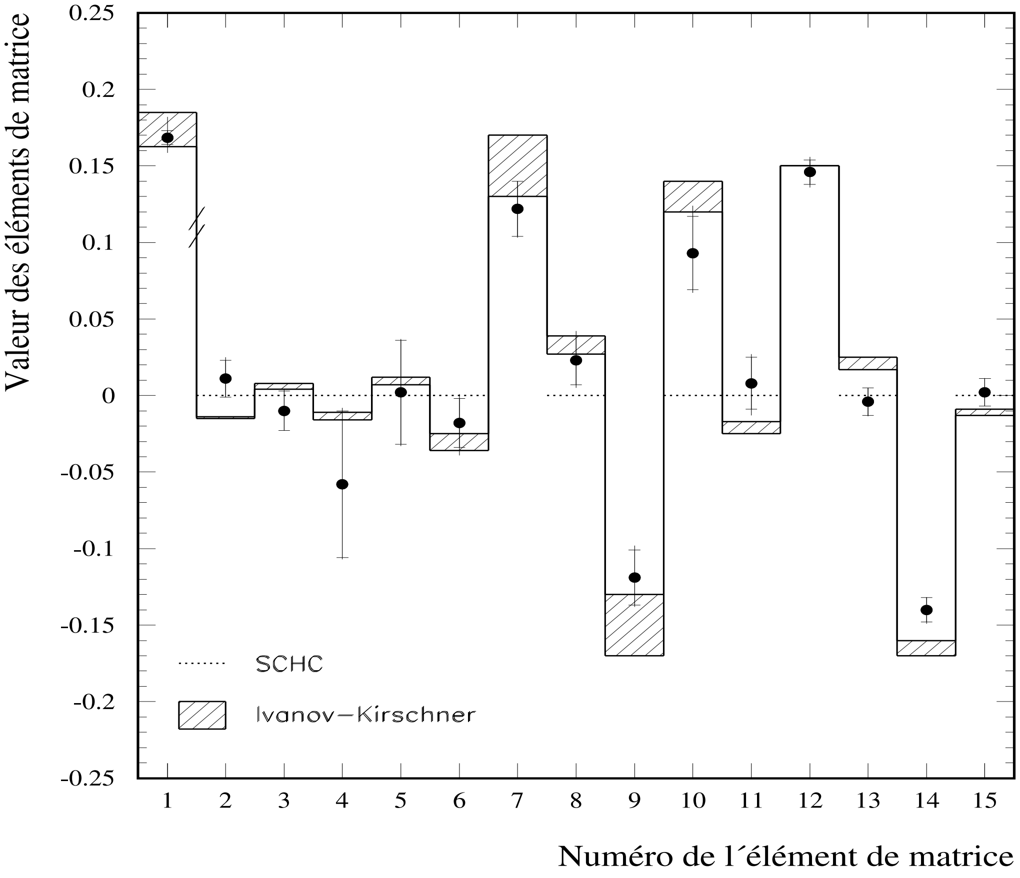

Figure 7.25: Comparaison des prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner [48] (pour $Q^2 = 10$ GeV^2 et $W = 100$ GeV, le grisé représentant les prédictions pour $0.5 < \gamma < 0.7$) avec nos résultats expérimentaux, pour les 15 éléments de la matrice de densité de spin. La numérotation des éléments de matrice suit l'ordre standard utilisé (voir table 7.1, l'élément de matrice r^5_{00} étant le paramètre 10). Les lignes en traits pointillés indiquent les valeurs nulles attendues dans l'approximation SCHC. Pour faciliter la représentation graphique, la valeur du premier élément r^{04}_{00} est divisée par quatre.

les mêmes que celles de la figure 7.2. Les prédictions du modèle sont obtenues en utilisant la paramétrisation GRV(94HO) pour la densité de gluons. Cette paramétrisation a l'avantage d'être définie à partir de petites valeurs de Q^2: $Q^2_{min} = 0.4$ GeV^2 (voir table 7.6). En effet, la densité des gluons étant sondée à des échelles de l'ordre de $Q^2/4$, une valeur de Q^2_{min} de $\simeq 0.5$ GeV^2 est nécessaire afin d'obtenir des prédictions comparables aux données, dont le premier point mesuré est à la valeur $Q^2 \simeq 3$ GeV^2 (voir figure 7.25).

Compte tenu des erreurs expérimentales, nous observons un accord qualitatif entre les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner et nos données, pour les 15 éléments de matrice et en particulier pour l'élément r^5_{00}.

7.7 Conclusion

Les 15 éléments de la matrice densité de spin caractérisant la polarisation du photon virtuel échangé et du méson ρ dans l'état final ont été déterminés par la méthode des moments, pour l'ensemble des événements de production élastique de mésons ρ, ainsi que pour trois intervalles en Q^2, trois intervalles en W et trois intervalles en t.

Les résultats obtenus sont en accord avec l'hypothèse de la conservation de l'hélicité dans le canal s (hypothèse SCHC), sauf pour l'élément de matrice r^5_{00}. En première approximation cependant, le rapport R des sections efficaces longitudinale et transverse peut être déterminé à partir de l'élément de matrice r^{04}_{00}. A grand Q^2, la section efficace longitudinale domine, mais l'augmentation du rapport R est plus lente que la dépendance linéaire prévue par le modèle à dominance mésovectorielle et plusieurs modèles basés sur la chromodynamique quantique. Par contre, les modèles de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47] et de Schildknecht, Schuler et Surrow [53], reproduisent qualitativement la dépendance de R en Q^2.

L'élément de matrice r^5_{00} est significativement différent de zéro, ce qui indique une violation de la conservation de l'hélicité dans le canal s. Cette violation est observée également lors de la mesure de l'élément de matrice r^1_{1-1}. En effet, les valeurs de cet élément obtenues à partir de la distribution de la variable $\cos\theta$ et à partir de la distribution de l'angle ψ sont différentes, alors qu'elles devraient être semblables dans les hypothèses SCHC et NPE. Le rapport de l'amplitude dominante avec changement d'hélicité aux amplitudes sans changement d'hélicité est estimé être de $8.0 \pm 3.0\%$.

La violation de SCHC, son ampleur et le fait qu'elle soit dominée par l'amplitude $\lambda_\gamma = 1 \rightarrow \lambda_\rho = 0$ (amplitude T_{01}) sont bien décrits par le modèle d'Ivanov et Kirschner [48].

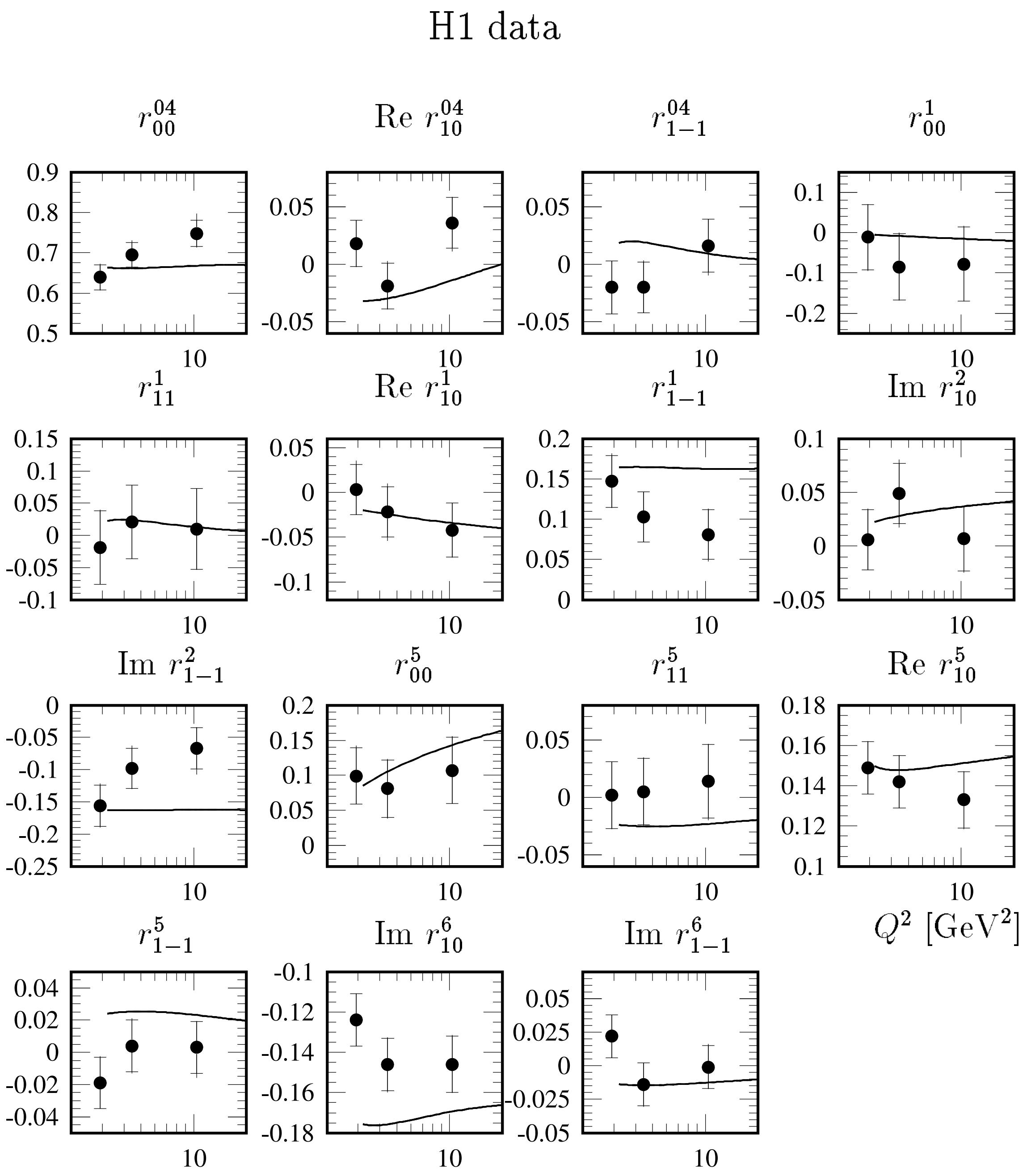

Figure 7.26: Eléments de matrice pour la production élastique de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, en fonction de Q^2. Les données sont les mêmes qu'à la figure 7.2. La courbe présente les prédictions du modèle d'Ivanov et Kirschner [48] obtenues en utilisant la paramétrisation GVR(94HO) pour la densité de gluons.

Chapitre 8

Sections efficaces

Dans ce chapitre, nous commençons par étudier la distribution en $|t|$ des événements de la sélection finale. Nous présentons ensuite les dépendances de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en Q^2 et W. A la fin de chaque section, nous comparons nos résultats avec les prédictions des modèles utilisés dans le chapitre précédent.

8.1 La dépendance en $|t|$

La figure 8.1a donne la distribution en $|t|$ des 1807 événements de l'échantillon final. La distribution est corrigée intervalle par intervalle pour les inefficacités de la sélection d'après la procédure décrite à la section 5.2, la distribution de l'efficacité de la sélection en fonction de $|t|$ étant présentée à la figure 8.1b. Nous observons une décroissance exponentielle du nombre d'événements en fonction de $|t|$. Afin de tenir compte de la présence des bruits de fond dans notre échantillon, nous ajustons à nos données la somme de trois fonctions exponentielles, chaque terme étant caractérisé par un paramètre de normalisation et une pente:

$$\frac{dN}{dt} = N\ e^{-b|t|} + N_{pd}\ e^{-b_{pd}|t|} + N_{bg}\ e^{-b_{bg}|t|}, \tag{8.1}$$

où N et b sont les paramètres libres.

Les deux derniers termes tiennent compte respectivement de la présence dans notre échantillon du bruit de fond de production diffractive de mésons ρ avec dissociation du proton et du bruit de fond de dissociation du photon [1], ces bruits de fond présentant des dépendances en $|t|$ différentes. En effet, il est observé que la dépendance en $|t|$ des événements avec dissociation du proton est moins forte que pour les événements de production élastique: pour le domaine cinématique $Q^2 > 7$ GeV^2 et $60 < W < 180$ GeV, le paramètre de pente b_{pd} a été mesuré comme étant de 2.1 ± 0.5 (stat.) ± 0.5 (syst.) GeV^{-2} [96] [2]. En ce qui

---

[1] Nous appelons bruit de fond de dissociation du photon, les événements où le photon virtuel se dissocie en un ensemble de particules, dont seulement deux particules chargées sont détectées.

[2] Notons que la pente b pour des états excités du proton de petites masses peut être plus grande que celle obtenue dans le cas d'états excités de grandes masses, pour lesquels la pente b_{bg} a été extraite. L'incertitude correspondante est incluse dans les erreurs systématiques.

concerne le bruit de fond de dissociation du photon, on s'attend à une distribution dépendant peu de $|t|$. En effet, le fait que des particules venant de l'interaction ne soient pas détectées induit une mauvaise balance en p_t de l'événement, faussant la mesure de t. Afin d'estimer le paramètre b_{bg}, nous sélectionnons les événements situés à grandes valeurs de E_{max} et de $|t|$ ($E_{max} > 1.2$ GeV et $|t| > 1.2$ GeV^2). La distribution de ces événements est présentée à la figure 8.2. En ajustant une exponentielle sur la distribution, nous obtenons la valeur de 0.3 ± 0.1 GeV^{-2} pour la pente b_{bg}. L'erreur sur ce nombre est obtenue en variant les coupures sur E_{max} et $|t|$.

Aucune correction n'est apportée pour la présence de bruit de fond de production de mésons ω et ϕ pour la mesure de la dépendance en $|t|$. Pour le méson ϕ, ce bruit de fond est estimé à 1.9 % dans la fenêtre en masse $0.6 < m_{\pi\pi} < 1.1$ GeV. Ces événements possèdent une décroissance exponentielle en $|t|$ proche de celle du méson ρ [3], qui est donc peu susceptible d'influencer la dépendance en $|t|$ des événements de production de mésons ρ. Pour les mésons ω passant les coupures de la sélection, qui correspondent à 1.4 % de la production de mésons ρ dans la fenêtre de masse considérée, la simulation par Monte-Carlo indique que leur distribution en t est peu affectée par la sélection: le paramètre de pente des événements sélectionnés est de 4.0 ± 0.7 GeV^{-2}, si la valeur de départ est de 4.5 GeV^{-2}. En supposant que la distribution réelle pour les mésons ω soit proche de celle pour les mésons ρ, il n'y a donc pas lieu de procéder à une correction pour la présence de ce bruit de fond. Les paramètres de normalisation des bruits de fond des événements avec dissociation du proton et avec dissociation du photon ont été déterminés aux sections 5.4.1 et 6.2 respectivement. La table 8.1 reprend les valeurs utilisées pour les normalisations N_{pd} et N_{bg} et pour les paramètres de pentes b_{pd} et b_{bg}, intervenant dans l'équation 8.1.

Paramètres	valeur utilisée
N_{pd}	11 ± 5 %
N_{bg}	1 ± 1 %
b_{pd}	2.5 ± 1.0 GeV^{-2}
b_{bg}	0.3 ± 0.1 GeV^{-2}

Table 8.1: Valeurs des paramètres N_{pd}, N_{bg}, b_{pd} et b_{bg} de l'équation 8.1.

L'ajustement de la triple exponentielle (équation 8.1) à la distribution en $|t|$ des événements de l'échantillon final est donné à la figure 8.1a par la ligne en traits pleins. La contribution de la production élastique de mésons ρ est indiquée par la ligne en traits discontinus, la ligne en pointillés représentant la contribution des événements avec dissociation du proton. La contribution des événements avec dissociation du photon est trop faible pour être apparente sur la figure.

La valeur du paramètre b résultant de l'ajustement est:

$$b = 6.71 \pm 0.24\ (\text{stat.}) \pm 0.32\ (\text{syst.})\text{GeV}^{-2}. \tag{8.2}$$

---

[3] Des analyses précédentes ont présenté des mesures du paramètre de pente pour la production de mésons ρ et ϕ. Dans les domaines $Q^2 > 8$ GeV^2 pour la production de mésons ρ [2] et $Q^2 > 6$ GeV^2 pour la production de mésons ϕ [96], les valeurs obtenues sont 7.0 ± 0.8 (stat.) ± 0.6 (syst.) GeV^{-2} et 5.6 ± 1.6 (stat.) ± 1.0 (syst.) GeV^{-2}, respectivement. Aux plus petites valeurs de Q^2, $1 < Q^2 < 5$ GeV^2, les valeurs obtenues sont 8.0 ± 0.5 (stat.) $^{+0.7}_{-0.4}$ (syst.) GeV^{-2} et 5.6 ± 1.3 (stat.) ± 0.6 (syst.) GeV^{-2} pour la production de mésons ρ et ϕ, respectivement [3].

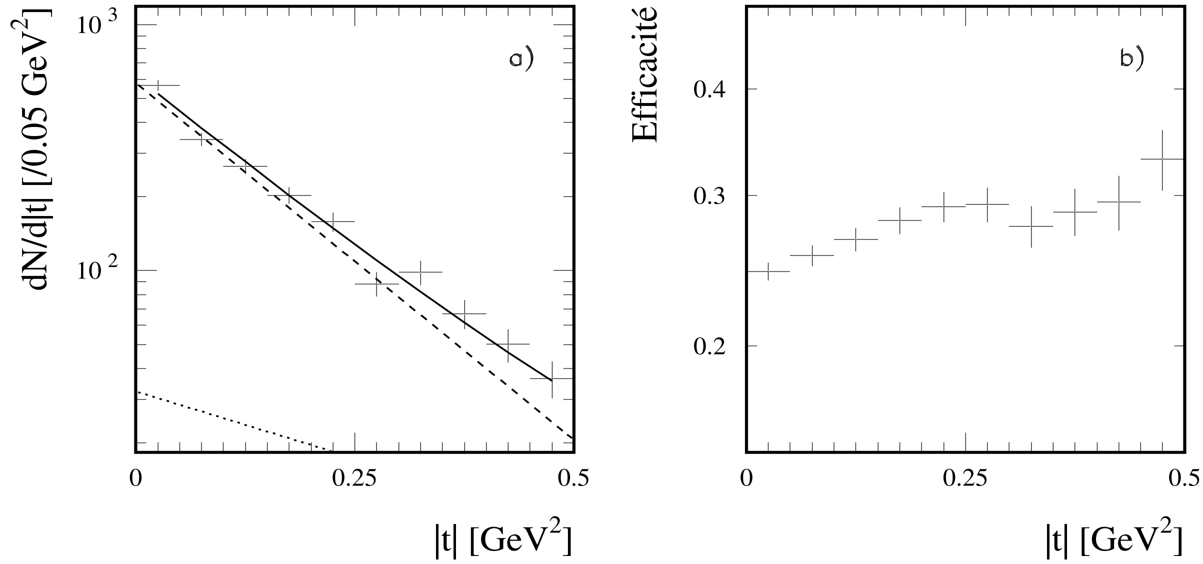

Figure 8.1: a) Distribution en $|t|$ des événements de l'échantillon final. La distribution est corrigée intervalle par intervalle pour les inefficacités de la sélection. La ligne en traits pleins représente le résultat de l'ajustement de la triple exponentielle (équation 8.1). La contribution de la production élastique de mésons ρ est indiquée par la ligne en traits discontinus, la ligne en pointillés représentant la contribution des événements avec dissociation du proton. b) Efficacité de la sélection en fonction de $|t|$.

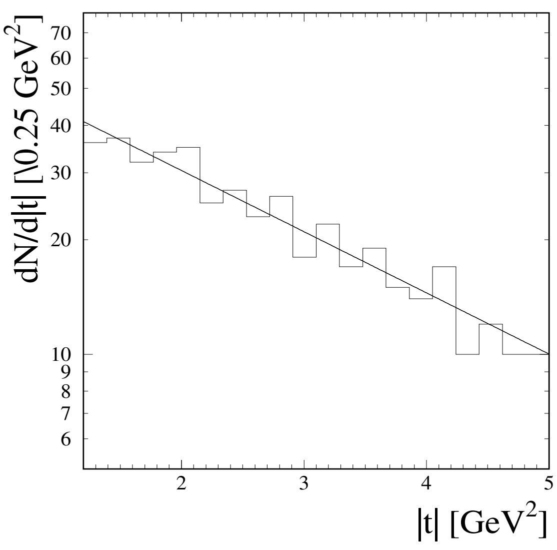

Figure 8.2: Distribution en $|t|$ pour les événements de la sélection aux grandes valeurs de E_{max} et de $|t|$ ($E_{max} > 1.2$ GeV et $|t| > 1.2$ GeV^2); la ligne représente le résultat de l'ajustement d'une fonction exponentielle de paramètre de pente $b = 0.3 \pm 0.1$ GeV^{-2}.

L'erreur systématique est estimée en faisant varier d'une part les contributions des différents bruits de fond dans les intervalles mentionnés à la table 8.1 et d'autre part les distributions des différentes variables de la simulation et de l'angle de l'électron diffusé dans les données, comme expliqué à la section 5.6.

8.1.1 Dépendance du paramètre b en la variable Q^2

Afin d'étudier la dépendance du paramètre b en la variable Q^2, les événements de l'échantillon final ont été divisés en cinq intervalles en Q^2. Les distributions sont présentées à la figure 8.3; elles sont corrigées pour les effets d'efficacité et d'acceptance du détecteur H1 (voir section 5.2). Pour chacun de ces intervalles, nous recourons à la procédure d'ajustement décrite à la section précédente. Nous supposons que les proportions des bruits de fond utilisés N_{pd} et N_{bg} ainsi que les valeurs des paramètres b_{pd} et b_{bg} ne varient pas, ou suffisamment peu, sur le domaine en Q^2 considéré pour que cette variation soit couverte par les erreurs affichées.

La figure 8.4 regroupe les valeurs obtenues pour le paramètre b en fonction de Q^2, pour différentes expériences (résultats des analyses précédentes de la collaboration H1 [2] [3] [89], des collaborations ZEUS [86, 87, 91], CHIO [82], NMC [84] et E665 [85]).

Notons que les grandeurs b mesurées par la collaboration ZEUS ne sont pas exactement comparables aux valeurs de b mesurées par H1, CHIO, NMC et E665. En effet, la collaboration ZEUS observe que, pour $t < 0.5$ GeV^2, la dépendance de la section efficace $d\sigma/dt$ ne peut être décrite par une simple exponentielle décroissante en t et introduit la paramétrisation: $d\sigma/dt \propto e^{-b_1|t|+ct^2}$. A la figure 8.4, la mesure donnée par la collaboration ZEUS en photoproduction représente en fait la valeur b_1; quant aux points à $Q^2 > 0$, ils correspondent à l'ajustement de la paramétrisation $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$, mais effectué pour $|t| < 0.3$ GeV^2.

On observe que le paramètre de pente b diminue quand Q^2 augmente. Cette augmentation peut être comprise dans le cadre du modèle optique (voir section 2.1.2) reliant le paramètre de pente b aux rayons des particules participant à l'interaction (voir équation 2.5). Pour la production de mésons ρ, $b \propto R^2_{\{q\bar{q}\}} + R^2_p$, où $R_{\{q\bar{q}\}}$ est le rayon du système formé par la paire $q\bar{q}$ et R_p est le rayon du proton. Quand Q^2 augmente, le rayon $R_{\{q\bar{q}\}}$ diminue et, à grand Q^2, seul le terme R_p^2 contribue. La valeur $b \simeq 5$ GeV^{-2} pour $Q^2 \gtrsim 20$ GeV^2, affectée cependant de grandes erreurs, est en accord avec les mesures du paramètre b dans les interactions proton-proton $b \simeq 2R_p^2 \simeq 10$ GeV^{-2}. Notons également que la valeur du paramètre b obtenue pour $Q^2 \simeq 20$ GeV^2 est comparable à celles obtenues pour la production de mésons ϕ [95, 94, 96] aux grandes valeurs de Q^2 et pour la production de mésons J/ψ [98, 99]. La mesure du paramètre b confirme que pour les grandes valeurs de Q^2, l'interaction est à petite distance et un développement perturbatif de la chromodynamique quantique est alors justifié.

Le comportement du paramètre de pente b en fonction de Q^2 est comparé aux prédictions des modèles de Royen et Cudell [46] et de Ryskin, Shabelski et Shuvaev [71] à la section 8.1.4.

On observe à la figure 8.4 que, comparées aux résultats de H1 et ZEUS, les valeurs du paramètre de pente b sont systématiquement plus petites pour les expériences CHIO, NMC et E665, aux petites valeurs de Q^2. Ces expériences sont caractérisées par des valeurs de W plus faible qu'à HERA. La dépendance en W du paramètre b est discutée à la section suivante.

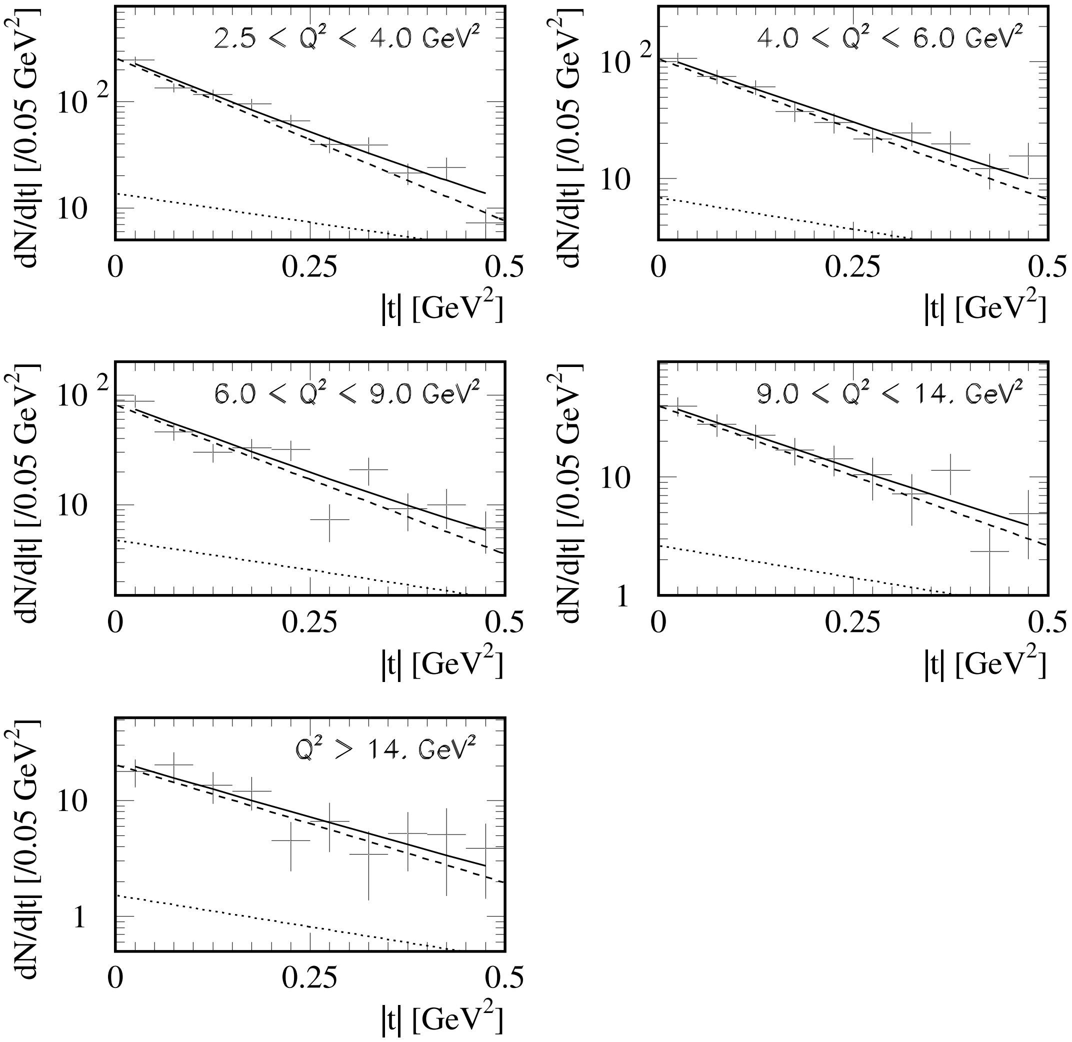

Figure 8.3: Distributions en $|t|$ des événements de l'échantillon final, pour cinq intervalles en Q^2. Les distributions sont corrigées intervalle par intervalle pour les inefficacités de la sélection. Les courbes superposées ont la même signification qu'à la figure 8.1a.

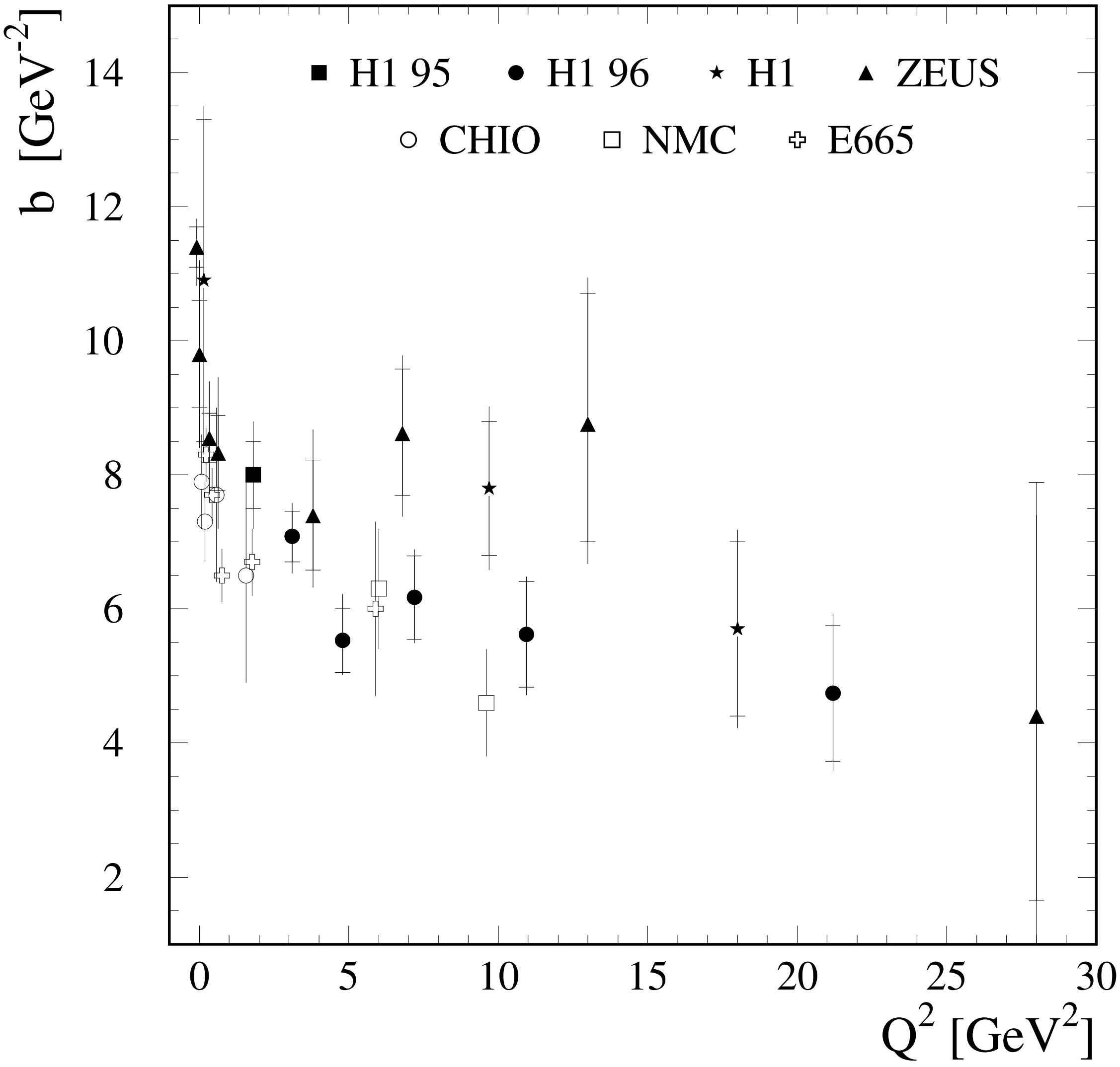

Figure 8.4: Valeurs du paramètre b en fonction de Q^2, mesurées dans ce travail et par les expériences H1 [2] [3] [89], ZEUS [86, 87, 91], CHIO [82], NMC [84] et E665 [85]. Pour les résultats des collaborations H1 et ZEUS, la barre d'erreur intérieure donne l'erreur statistique et la barre d'erreur totale inclut l'erreur systématique ajoutée quadratiquement; dans les autres cas, l'erreur indiquée est seulement statistique. Notons que les grandeurs b mesurées par la collaboration ZEUS ne sont pas exactement comparables aux valeurs de b obtenues par les collaborations H1, CHIO, NMC et E665 (voir texte).

8.1.2 Dépendance du paramètre b en la variable W

Nous présentons dans cette section l'étude de la dépendance du paramètre b en fonction de W. Comme ce paramètre dépend significativement de Q^2 (voir section précédente), nous divisons les événements de l'échantillon final en deux domaines en Q^2: $Q^2 < 5$ GeV^2 et $Q^2 > 5$ GeV^2. Afin d'utiliser des corrections d'efficacité relativement constantes (voir table 5.4), le domaine cinématique correspondant en W s'étend de 30 à 110 GeV et de 30 à 140 GeV respectivement. Ces deux ensembles d'événements sont alors divisés en quatre intervalles en W. Les distributions en $|t|$ correspondantes sont corrigées pour les effets d'efficacité et d'acceptance du détecteur H1 (voir section 5.2) et nous répétons la procédure d'ajustement décrite aux sections précédentes. Nous supposons que les proportions des bruits de fond utilisés N_{pd} et N_{bg} ainsi que les valeurs des paramètres b_{pd} et b_{bg} ne varient ni avec Q^2 ni avec W.

La figure 8.5 présente les valeurs du paramètre b en fonction de W, pour les deux intervalles en Q^2. L'ajustement d'une droite à travers les points donne comme coefficients angulaires (0.022 ± 0.017) GeV^{-3} pour $Q^2 < 5$ GeV^2 et (0.008 ± 0.013) GeV^{-3} pour $Q^2 > 5$ GeV^2 (les erreurs sont purement statistiques). Dans le domaine cinématique correspondant à notre travail, le paramètre b ne présente donc pas de dépendance significative en W, compte tenu des erreurs expérimentales.

Dans le cadre du modèle de Regge, le paramètre de pente b augmente logarithmiquement avec l'énergie (phénomène de “shrinkage”): $b = b_0 + 4\alpha' \ln(W/W_0)$ (voir section 2.2.2 et équation 2.26). Pour l'intervalle en W accessible dans notre travail, et en utilisant la valeur $\alpha' = 0.25$ GeV^{-2}, la différence de pente $b(W = 120\text{GeV}) - b(W = 40\text{GeV})$ prédite par le modèle de Regge est de l'ordre de 1.1 GeV^{-2}, c'est-à-dire une valeur comparable à l'erreur statistique obtenue sur les mesures des paramètres b à HERA.

La figure 8.6a regroupe les valeurs obtenues pour le paramètre b en fonction de W par des expériences sur cible fixe et les collaborations H1 [89] et ZEUS [87], pour $Q^2 \simeq 0$ [4]. La figure 8.6b reprend les résultats de notre travail pour le paramètre b en fonction de W avec $Q^2 > 5$ GeV^2, correspondant à $\langle Q^2 \rangle = 9.7$ GeV^2. La figure présente aussi les mesures des expériences NMC [84], E665 [85] et ZEUS [91], correspondant respectivement à $\langle Q^2 \rangle = 9.6$ GeV^2, $\langle Q^2 \rangle \simeq 6$ GeV^2 et $\langle Q^2 \rangle = 6.2$ GeV^2, soit des valeurs de Q^2 légèrement différentes. A la figure 8.6b, les valeurs du paramètres b mesurées par la collaboration ZEUS sont obtenues en ajustant une exponentielle sur les données aux petites valeurs de $|t|$, $|t| < 0.3$ GeV^2. Les différentes procédures utilisées et les différents domaines en Q^2 considérés rendent la comparaison difficile. Notons également que la valeur du paramètre b mesurée par chacune des expériences différentes possède une erreur systématique qui n'est pas indiquée à la figure 8.6b.

Il apparaît donc que le paramètre de pente b augmente avec W (phénomène de “shrinkage”) en photoproduction ($Q^2 \simeq 0$), alors qu'à grand Q^2, les erreurs expérimentales sont actuellement trop grandes pour pouvoir conclure. Cette analyse est importante car d'une part le modèle de Regge prédit une dépendance en W du paramètre b et d'autre part certains calculs basés sur un développement perturbatif de la théorie QCD prévoient peu ou pas de “shrinkage”.

---

[4] Notons que l'expérience ZEUS affectue un ajustement quadratique de la forme $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|+ct^2}$, avec $c = 2.7$ GeV^{-4}. La valeur présentée à la figure 8.6a est celle du terme linéaire b.

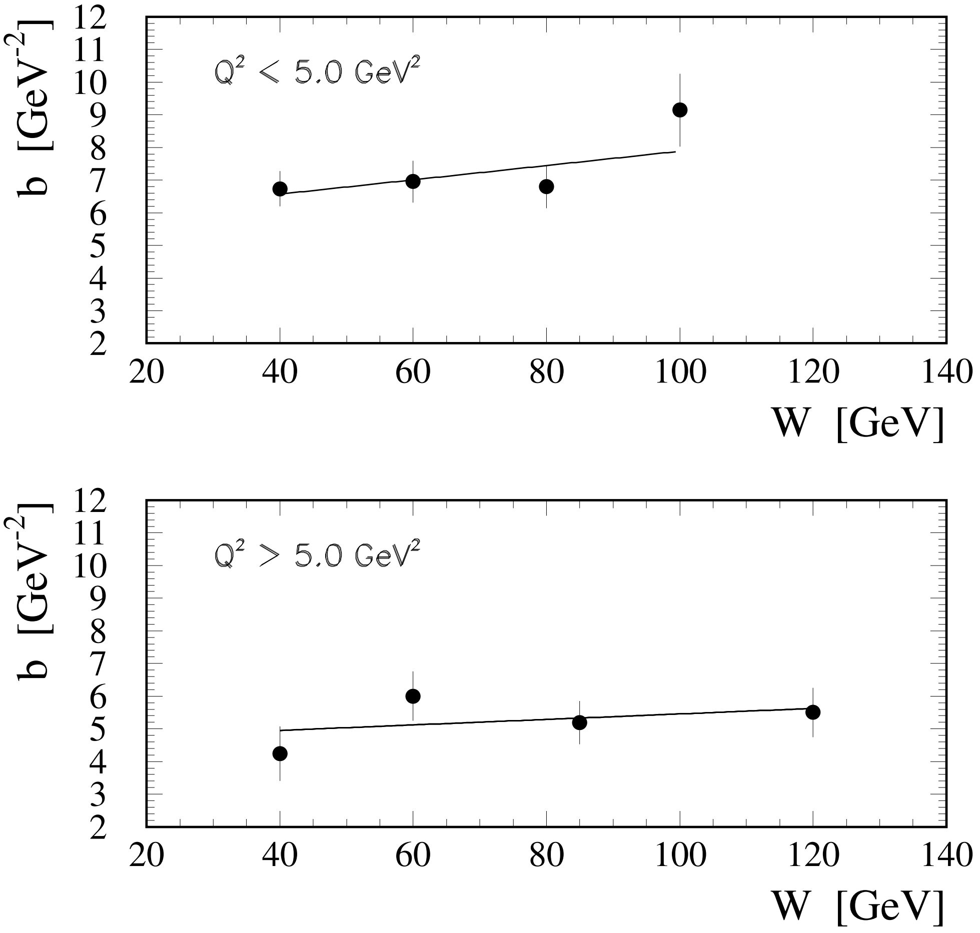

Figure 8.5: Valeurs du paramètre b mesurées en fonction de W pour $Q^2 < 5$ GeV^2 (a) et $Q^2 > 5$ GeV^2 (b). L'erreur indiquée représente l'erreur statistique seulement.

8.1.3 Correction pour les événements à grand $|t|$

Les événements de production diffractive de mésons ρ ont été sélectionnés dans le domaine $|t| < 0.5$ GeV^2. Pour le calcul de la section efficace, cette coupure impose une correction, notée C_t. Les résultats de la dépendance en Q^2 du paramètre b (voir figure 8.4) sont utilisés afin de déterminer la valeur de la correction C_t pour différentes valeurs de Q^2, le paramètre b étant supposé indépendant de W. Les facteurs C_t sont présentés à la table 8.2, pour cinq intervalles en Q^2. La correction est plus importante à grand Q^2 car on a vu que b diminue quand Q^2 augmente. L'erreur indiquée provient de l'incertitude sur la mesure du paramètre b.

8.1.4 Comparaison avec les modèles

Dans cette section, nous comparons les résultats obtenus concernant la dépendance en t des événements de production diffractive de mésons ρ aux prédictions des modèles de Royen et Cudell [46] et de Ryskin, Shabelski et Shuvaev [71]. Ces modèles sont présentés aux sections 2.3.2.1 et 2.3.2.4 respectivement.

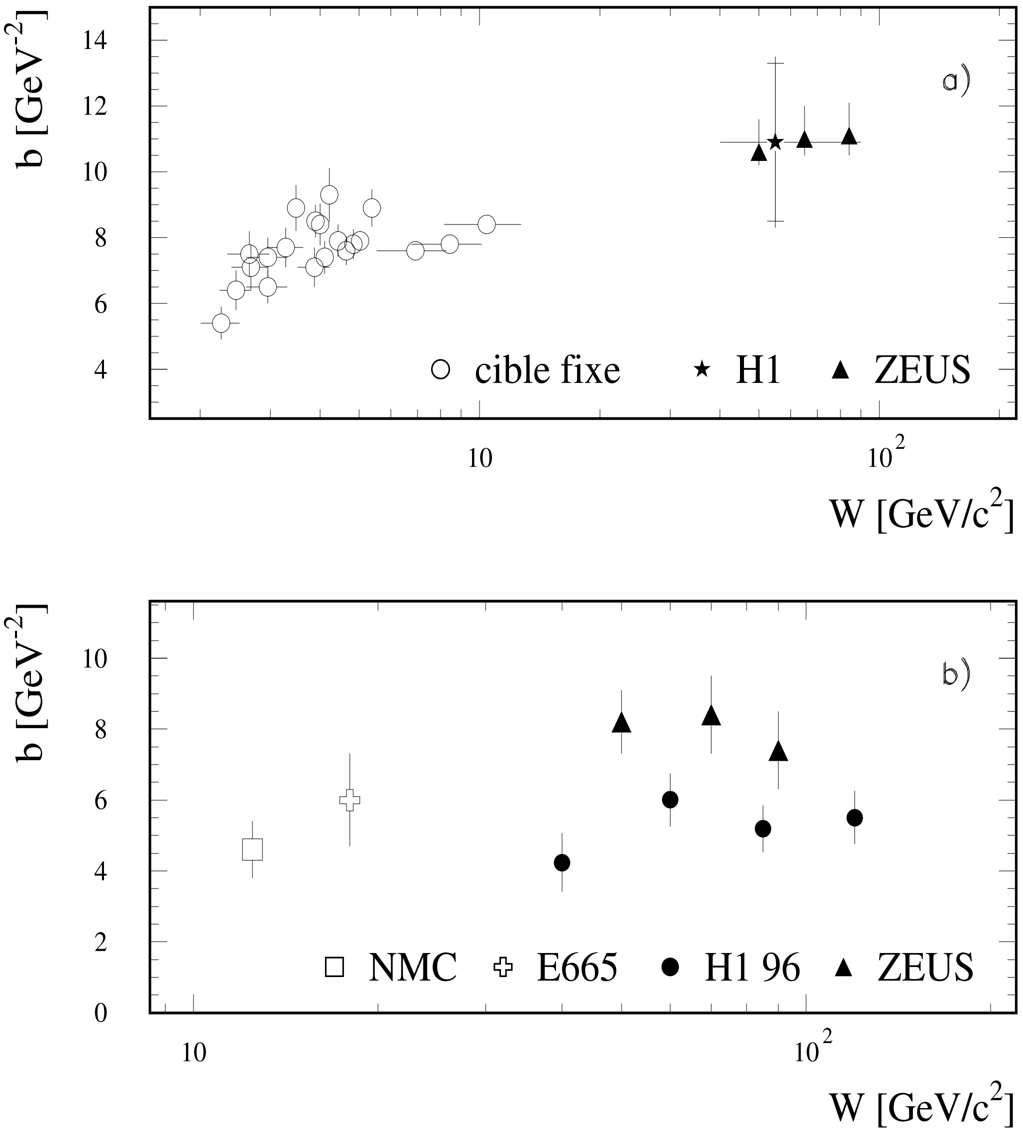

Figure 8.6: a) Paramètre b en fonction de W, mesuré en photoproduction ($Q^2 = 0$) par les expériences sur cible fixe et par les collaborations H1 [89] et ZEUS [87]. Pour les points de H1 et ZEUS, l'erreur représente l'erreur totale (statistique en systématique), pour les points à petit W, les erreurs sont purement statistiques. b) Paramètre b en fonction de W, mesuré pour $Q^2 > 5$ GeV^2, les ronds noirs indiquant les résultats de notre travail (correspondant à $\langle Q^2 \rangle = 9.7$ GeV^2). Les mesures des collaborations NMC [84], E665 [85] et ZEUS [91] correspondent respectivement à $\langle Q^2 \rangle = 9.6$ GeV^2, $\langle Q^2 \rangle \simeq 6$ GeV^2 et $\langle Q^2 \rangle = 6.2$ GeV^2. L'erreur sur les points est purement statistique.

Intervalle en Q^2 (GeV^2)	C_t
$2.5 < Q^2 < 4.0$	1.03 ± 0.01
$4.0 < Q^2 < 6.0$	1.04 ± 0.02
$6.0 < Q^2 < 9.0$	1.05 ± 0.02
$9.0 < Q^2 < 14.$	1.07 ± 0.03
$14. < Q^2 < 60.$	1.09 ± 0.07

Table 8.2: Facteurs de correction C_t pour cinq intervalles en Q^2.

Dans le modèle de Royen et Cudell, la dépendance en t de la section efficace provient du facteur de forme du proton, de W et de la boucle $\gamma^*\rho$. La comparaison est présentée à la figure 8.7 pour cinq intervalles en Q^2. Les données correspondent à celles présentées à la figure 8.3. Cependant, pour la comparaison, les contributions des bruits de fond venant des événements avec dissociation du proton et du photon ont été soustraites. Le modèle ne donnant pas de prédiction absolue pour les sections efficaces, la normalisation de chaque courbe est fixée de façon à décrire les données. Les courbes sont obtenues en utilisant les paramètres $m_q = 300$ MeV et $p_F = 300$ MeV (rappelons que m_q est la masse constituante du quark et p_F est l'impulsion de Fermi).

Dans le modèle de Royen et Cudell, la dépendance en t, pour $t < 0.5$ GeV^2, ne suit pas une fonction exponentielle décroissante, comme observée dans les données. Néanmoins, la forme globale et son évolution avec Q^2 sont raisonnablement reproduites. La figure 8.8 présente l'évolution en Q^2 de l'inverse de la valeur moyenne de la distribution en $|t|$, $1/\langle|t|\rangle$. La courbe en traits pleins donne la prédiction du modèle. Pour les données, sous l'hypothèse d'une dépendance exponentielle de la distribution en t, on a pris $1/\langle|t|\rangle = b$, avec les valeurs mesurées ci-dessus (voir figure 8.4).

Notons que le modèle de Royen et Cudell reproduit non seulement la dépendance avec Q^2 de la variable $1/\langle|t|\rangle$ à grand Q^2, mais aussi vers les petites valeurs de Q^2, jusqu'en photoproduction ($Q^2 = 0$).

Sur la figure 8.8, la courbe en traits pointillés représente les prédictions du modèle de Ryskin, Shabelski et Shuvaev. Rappelons que ce modèle paramétrise la section efficace différentielle en t pour la production élastique de mésons ρ en utilisant les facteurs de forme du méson ρ et du proton ainsi que la dépendance en t de l'interaction γ^*p, extraite par une formulation à la Regge (voir section 2.3.2.4). La relation décrivant la dépendance en Q^2 du paramètre de pente b est donnée à l'équation 2.52. La courbe est obtenue en utilisant les paramètres $m^2 = 0.71$ GeV^2, $|t| = 0.15$ GeV^2, $\mu = m_\rho^2$ et $\alpha'_{I\!P} = 0.15$ GeV^{-2}, et est calculée pour $W = 75$ GeV. Les prédictions de cette paramétrisation simple de la section efficace différentielle reproduisent bien les données.

8.2 La section efficace γ^*p

La section efficace γ^*p de production élastique de mésons ρ est obtenue à partir de la section efficace ep en utilisant la relation:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma[ep \to e\rho p]}{\mathrm{d}y\ \mathrm{d}Q^2}\ (Q^2, y) = \Gamma\,(Q^2, y)\ \ \sigma[\gamma^* p \to \rho p]\ (Q^2, y), \tag{8.3}$$

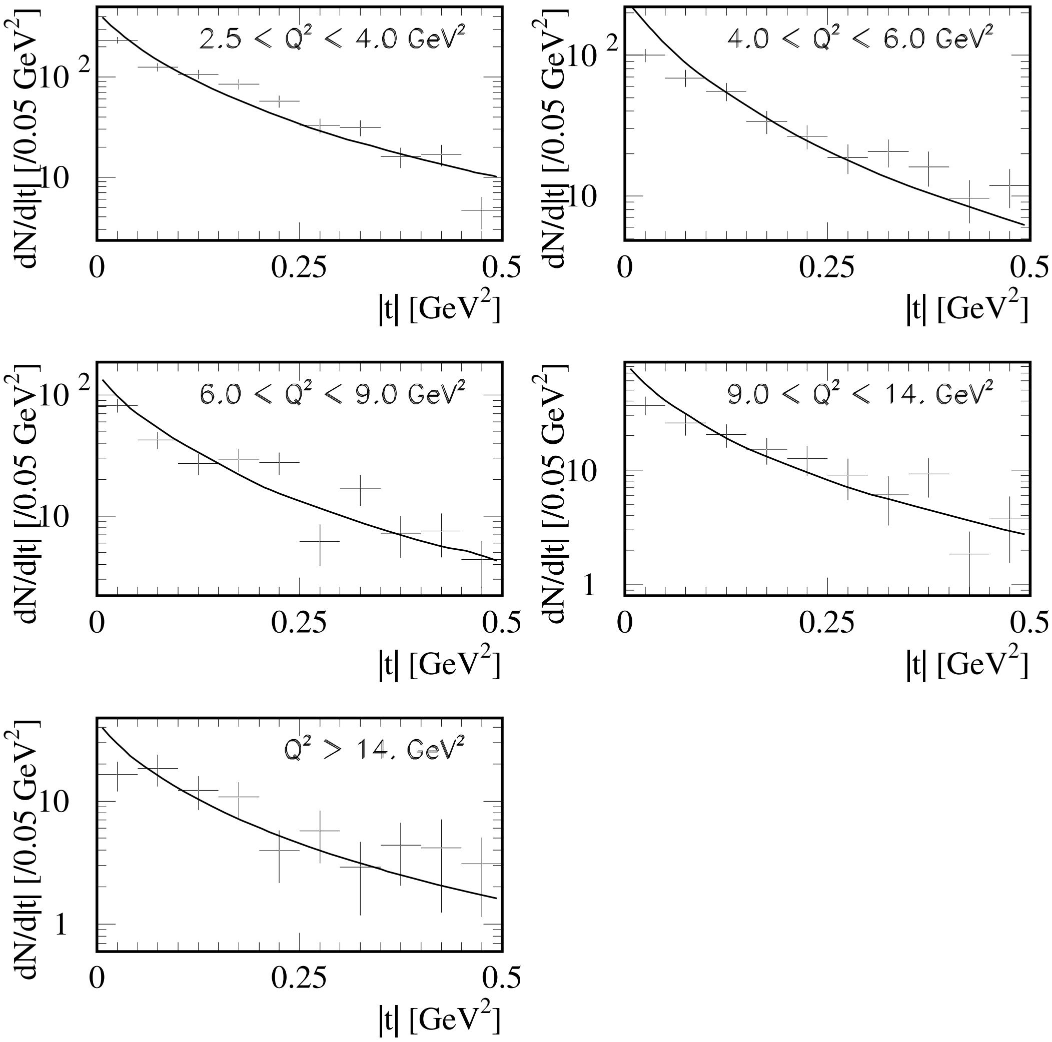

Figure 8.7: Distribution en $|t|$ des événements de l'échantillon final, pour cinq intervalles en Q^2. Les données sont les mêmes qu'à la figure 8.3, les contributions des bruits de fond venant des événements avec dissociation du proton et du photon ayant été soustraites. Les lignes en traits pleins représentent les prédictions du modèle de Royen et Cudell [46]. Pour chaque intervalle en Q^2, la normalisation de la courbe est choisie de façon à décrire le mieux les données.

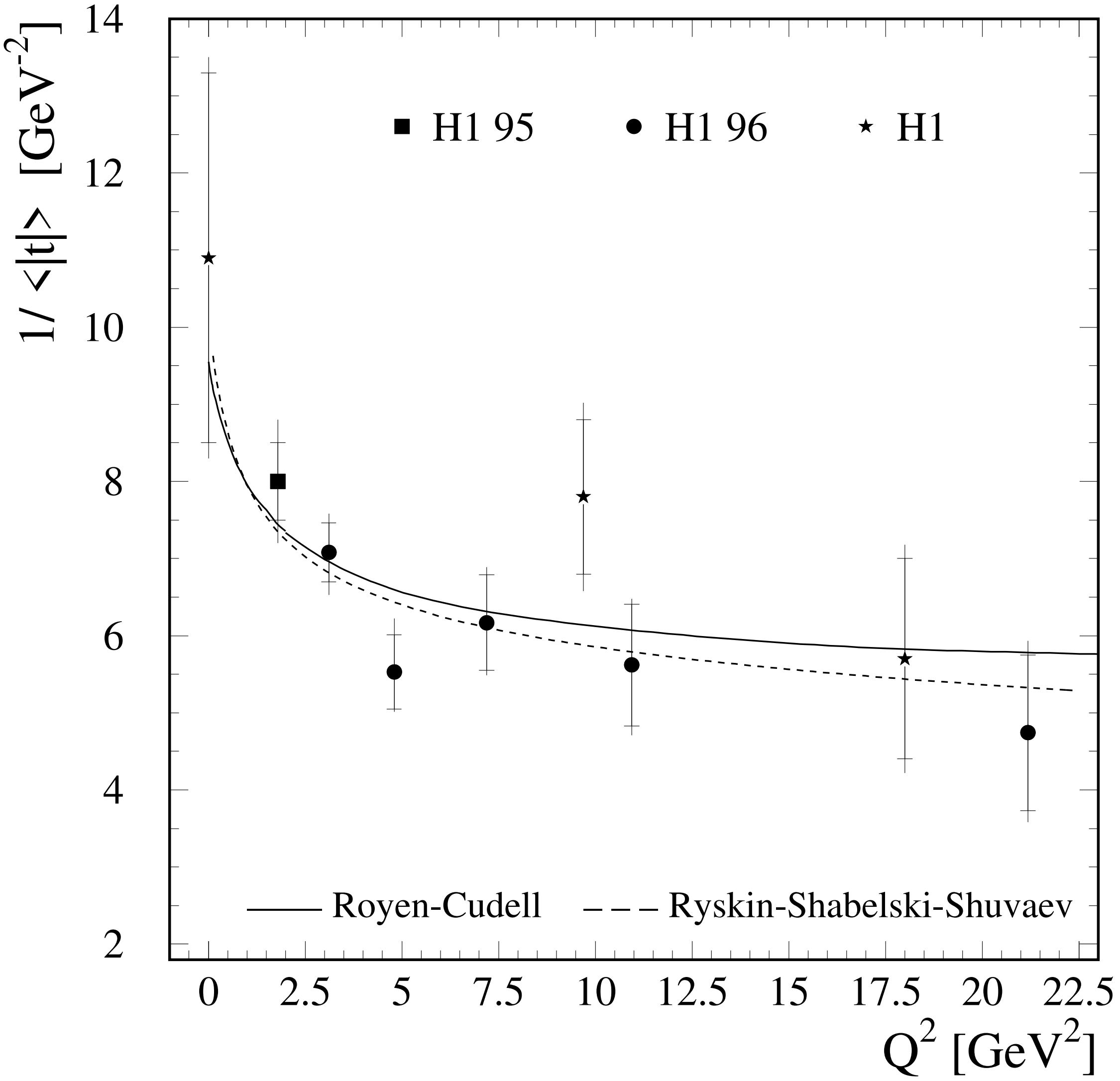

Figure 8.8: Dépendance en Q^2 de l'inverse de la valeur moyenne de la distribution en $|t|$, $1/<|t|>$, pour la production diffractive de mésons ρ. Pour les données de l'expérience H1, on prend $1/<|t|>= b$, sous l'hypothèse d'une dépendance exponentielle de la distribution en t, et les points sont les mêmes que sur la figure 8.4. La courbe en traits pleins représente la prédiction du modèle de Royen et Cudell [46]. La courbe en traits discontinus représente la prédiction du modèle de Ryskin, Shabelski et Shuvaev [71].

où Γ est le flux de photons virtuels, qui s'exprime pour les petites valeurs de y par:

$$\Gamma = \frac{\alpha\,(1-y+\frac{y^2}{2})}{\pi\;y\;Q^2}, \tag{8.4}$$

α étant la constante de structure fine, prise ici constante, $\alpha = 1/137$. Notons que cette définition du facteur de flux contient le facteur différentiel qui donne un sens fini à la définition de la section efficace γ^*p en un point $(Q^2,\ y)$, alors que la section efficace ep est estimée différentiellement en Q^2 et y.

Pour calculer la section efficace γ^*p, nous procédons de la manière suivante. Nous commençons par choisir le domaine cinématique en Q^2 et y et comptons le nombre d'événements de la sélection finale appartenant à ce domaine, noté $N_\square$. La section efficace ep de production élastique de mésons ρ intégrée sur un domaine choisi, $\sigma_\square$, est reliée au nombre $N_\square$ par la relation:

$$\iint_\square \frac{\mathrm{d}^2\sigma[ep]}{\mathrm{d}Q^2\ \mathrm{d}y}\ \mathrm{d}Q^2\mathrm{d}y = \sigma_\square[ep] = \frac{C_{tot}\,N_\square}{\mathcal{L}}, \tag{8.5}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité et C_{tot} le facteur regroupant l'ensemble des corrections à appliquer aux données. Introduisant la section efficace γ^*p, nous obtenons alors la relation:

$$\frac{C_{tot}\,N_\square}{\mathcal{L}} = \iint_\square \Gamma\,(Q^2,y)\quad \sigma[\gamma^*p]\ (Q^2,y)\ dQ^2dy. \tag{8.6}$$

Comme le facteur de flux et la section efficace γ^*p dépendent de Q^2 et de y, l'équation ne peut être simplifiée. Nous paramétrisons alors la dépendance en Q^2 et en y de la section efficace γ^*p de la manière suivante:

$$\sigma[\gamma^*p] = A\ y^a\left(\frac{1}{Q^2+m_\rho^2}\right)^n, \tag{8.7}$$

où les paramètres a et n sont mesurés ci-dessous. Le paramètre de normalisation A est obtenu en utilisant la relation 8.6. Nous obtenons alors pour la section efficace γ^*p calculée au point (Q_0^2, y_0):

$$\sigma[\gamma^*p]\,(Q_0^2,y_0) = \frac{C_{tot}\,N_\square}{\mathcal{L}}\frac{1}{B}\ y_0^a\left(\frac{1}{Q_0^2+m_\rho^2}\right)^n, \tag{8.8}$$

$$B = \frac{\alpha}{\pi}\int_{y_{min}}^{y_{max}} \mathrm{d}y\,y^a\,\frac{1-y+\frac{y^2}{2}}{y}\int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \mathrm{d}Q^2\,\frac{1}{Q^2}\left(\frac{1}{Q^2+m_\rho^2}\right)^n, \tag{8.9}$$

où les variables y_{min}, y_{max}, Q^2_{min} et Q^2_{max} représentent les bornes du domaine cinématique considéré. L'intégrale sur la variable y est effectuée analytiquement, celle sur la variable Q^2 est effectuée par un programme d'intégration numérique.

Rappelons que dans le domaine cinématique utilisé pour notre travail, les variables y et W sont reliées par la relation $W^2 \simeq\ ys$ (s étant l'énergie disponible dans le centre de masse ep), c'est-à-dire que la paramétrisation de la section efficace γ^*p en fonction de y se réécrit:

$$\sigma[\gamma^*p] \propto\ y^a \propto\ W^{2a} = W^\delta, \tag{8.10}$$

Paramètre			variation $-$	variation $+$
Dépendance en Q^2	n=2.3		n=2.0	n=2.5
Dépendance en W	$2.5 < Q^2 < 4.0$ GeV^2	δ=0.20	δ=0.10	δ=0.40
	$4.0 < Q^2 < 6.0$ GeV^2	δ=0.40	δ=0.20	δ=0.50
	$6.0 < Q^2 < 9.0$ GeV^2	δ=0.56	δ=0.30	δ=0.70
	$9.0 < Q^2 < 14.$ GeV^2	δ=0.70	δ=0.40	δ=0.90
	$14. < Q^2 < 60.$ GeV^2	δ=0.90	δ=0.50	δ=1.20

Table 8.3: Valeurs des paramètres n et δ utilisées pour le calcul de la section efficace $\gamma^* p$, ainsi que leurs variations utilisées pour l'estimation de l'erreur systématique liée à la détermination du centre de pavage.

Contributions		correction	erreur
Bruits de fond	B_{pd}	0.89	$\pm$ 0.05
	$B_{\omega\varphi}$	0.97	$\pm$ 0.02
	$B_{\gamma d}$	0.99	$\pm$ 0.01
	$B_{\rho'}$	0.99	$\pm$ 0.01
Pertes à l'avant	C_{FD}	1.05	$\pm$ 0.03
Effets radiatifs	$1 - C_{rad}$	1.00	$\pm$ 0.04
Largeur de la résonance		1.00	$+0.05$
Luminosité		1.00	$\pm$ 0.02
Corrections dépendant de Q^2 et W			
Déclencheur S3	$C_{S3}(Q^2)$	1.00 à 1.06	$\pm$ 0.02
Distribution de masse	$C_{masse}(Q^2)$	1.15 à 1.17	$\pm$ 0.01 à $\pm$ 0.02
Distribution en t	$C_t(Q^2)$	1.03 à 1.09	$\pm$ 0.01 à $\pm$ 0.07
Acceptance - Efficacité	$C_{MC}(Q^2, W)$	1.38 à 4.57	$\pm$ 0.02 à $\pm$ 0.05
Autres erreurs systématiques:			
Angle de l'électron diffusé			$\pm$ 0 à $\pm$ 8 %
Variation des paramètres de la simulation			$\pm$ 0 à $\pm$ 10 %
Centre de pavage			$\pm$ 0 à $\pm$ 6 %

Table 8.4: Facteurs de correction utilisés pour le calcul de la section efficace.

où le paramètre δ a été introduit à la section 4.2.

Les valeurs des paramètres n et δ des équations 8.7 et 8.10, caractérisant respectivement les dépendances en Q^2 et en W de la section efficace $\gamma^* p$, sont choisis d'après les résultats obtenus aux deux sections suivantes et sont repris à la table 8.3.

Nous détaillons maintenant les facteurs de correction regroupés sous le symbole C_{tot} de l'équation 8.5:

$$C_{tot} = C_{S3}\; C_{MC}\; C_{FD}\; (1 - C_{rad})\; C_{masse}\; C_t\;\; B_{pd}\; B_{\omega\varphi}\; B_{\gamma d}\; B_{\rho'}. \qquad (8.11)$$

Les termes C_{S3} et C_{MC} représentent respectivement la correction pour l'inefficacité du système de déclenchement (voir section 5.1) et la correction globale pour les inefficacités et les acceptances géométriques des sous-détecteurs utilisés dans notre travail, ainsi que pour les migrations et les pertes d'événements résultant des critères de sélection (voir section 5.2). Le terme C_{FD} corrige pour la perte d'événements de production élastique de mésons ρ provoquée par la présence de bruit de fond électronique ou venant de particules non liées à l'interaction ep dans les détecteurs avant (voir section 5.3). La correction pour les effets radiatifs est reprise par le terme $(1 - C_{rad})$ (voir section 5.5). Le terme C_{masse} corrige pour les événements se trouvant dans les ailes de la résonance du méson ρ: la section efficace est calculée dans l'intervalle de masse $2m_\pi < m_{\pi\pi} < m_\rho + 5\Gamma_\rho$ (m_π, m_ρ et Γ_ρ représentent respectivement la masse du pion chargé et du méson ρ et la largeur de la résonance du méson ρ). Lors du calcul de la correction C_{masse}, les effets de déformation de la distribution de masse sont pris en compte afin de ne garder que la contribution de la production résonante de deux pions (voir section 6.4). Le terme C_t représente la correction pour les événements produits avec de grandes valeurs de $|t|$ (voir section 8.1.3). Les facteurs B_{pd}, $B_{\omega\varphi}$, $B_{\gamma d}$ et $B_{\rho'}$ représentent respectivement les corrections pour la présence dans notre échantillon final des bruits de fond de production de mésons ρ avec dissociation du proton, de production de mésons ω et φ, de production d'événements avec dissociation du photon et de production de mésons ρ'. Ces corrections ont été estimées à la section 5.4 et sont supposées être indépendantes de Q^2 et de W.

Ces facteurs de correction sont repris à la table 8.4. Les corrections C_{S3}, C_{masse} et C_t dépendent de Q^2 et ont été données aux tables 5.1, 6.2 et 8.2 respectivement. La correction C_{MC} dépend de l'intervalle en Q^2 et en W et sa valeur sera donnée aux chapitres suivants (voir tables 8.5 et 8.6). Pour les corrections dépendant de Q^2 et/ou de W, deux valeurs sont présentées, correspondant respectivement à la plus petite et à la plus grande correction pour les intervalles en Q^2 et W utilisés pour le calcul de la section efficace $\gamma^* p$.

L'erreur estimée sur chacune des mesures de la section efficace comprend une erreur statistique et une erreur systématique. Les différentes contributions à l'erreur systématique, expliquées à la section 5.6, sont reprises à la dernière colonne de la table 8.4. L'erreur systématique venant de la détermination du centre de pavage est estimée en faisant varier les paramètres n et δ des équations 8.7 et 8.10 caractérisant respectivement les dépendances en Q^2 et en W de la section efficace $\gamma^* p$, comme indiqué à la table 8.3. Pour les erreurs systématiques sur les corrections dépendant de Q^2 et de W, les deux valeurs présentées correspondent respectivement à la plus petite et à la plus grande erreur obtenue sur les intervalles en Q^2 et W utilisés pour le calcul de la section efficace $\gamma^* p$.

L'ensemble des erreurs systématiques indépendantes de Q^2 et de W, c'est-à-dire les 8 premières contributions à la table 8.4, sont considérées comme des erreurs systématiques corrélées. Celles-ci, ajoutées quadratiquement, représentent une erreur de 9.1 %.

8.3 Dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p$

Dans cette section, nous présentons la mesure de la section efficace $\gamma^* p$ en fonction de Q^2. L'ensemble des événements de la sélection finale est divisé en 18 intervalles en Q^2. Afin d'utiliser des corrections d'efficacité relativement constantes, le domaine en W utilisé varie selonles intervalles en Q^2 (voir table 5.4). La correction d'efficacité C_{MC} est déterminée pour chacun des intervalles et est présentée à la table 8.5, l'erreur indiquée provenant de la statistique de la simulation. A petit Q^2, le facteur de correction C_{MC} est important et provient principalement de la correction d'acceptance géométrique résultant de la sélection des événements dans la partie extérieure du calorimètre arrière SPACAL.

Domaines en Q^2 et W		(Q_0^2, W_0)	C_{MC}
2.50 - 2.80	30 - 100	(2.65, 75)	4.57 ± 0.02
2.80 - 3.15	30 - 100	(2.97, 75)	3.85 ± 0.02
3.15 - 3.53	30 - 100	(3.34, 75)	3.62 ± 0.02
3.53 - 3.97	30 - 100	(3.75, 75)	3.21 ± 0.02
3.97 - 4.45	30 - 120	(4.20, 75)	3.23 ± 0.02
4.45 - 5.00	30 - 120	(4.72, 75)	3.20 ± 0.03
5.00 - 5.61	30 - 120	(5.30, 75)	2.86 ± 0.03
5.61 - 6.30	30 - 120	(5.95, 75)	2.83 ± 0.03
6.30 - 7.06	40 - 140	(6.68, 75)	2.49 ± 0.03
7.06 - 7.95	40 - 140	(7.50, 75)	2.20 ± 0.03
7.95 - 8.91	40 - 140	(8.41, 75)	1.99 ± 0.03
8.91 - 10.0	40 - 140	(9.44, 75)	1.69 ± 0.03
10.00 - 11.89	40 - 140	(10.91, 75)	1.71 ± 0.03
11.89 - 14.14	40 - 140	(12.97, 75)	1.38 ± 0.03
14.14 - 16.82	50 - 140	(15.42, 75)	1.44 ± 0.04
16.82 - 20.00	50 - 140	(18.34, 75)	1.58 ± 0.05
20.00 - 26.00	50 - 140	(22.80, 75)	1.45 ± 0.05
26.00 - 60.00	50 - 140	(35.00, 75)	1.48 ± 0.05

Table 8.5: Intervalles en Q^2 (en GeV^2) et en W (en GeV) utilisés pour le calcul de la section efficace $\gamma^* p$ en fonction de Q^2; valeurs Q_0^2 et W_0 (en GeV^2 et GeV, respectivement) pour lesquelles la section efficace $\gamma^* p$ est calculée; facteurs de correction C_{MC} correspondant à l'intervalle en Q^2 et en W.

La section efficace est déterminée pour chacun des 18 intervalles en Q^2 en utilisant les équations 8.8 et 8.11. Les résultats sont présentés à la figure 8.9, pour la valeur $W = 75$ GeV, avec les résultats de l'analyse des données récoltées en 1995. Les erreurs indiquées représentent l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique, la contribution de l'erreur statistique à l'erreur totale étant indiquée par des traits horizontaux.

La dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p$ de production élastique de mésons ρ est paramétrisée de manière suivante:

$$\sigma[\gamma^* p] \propto \left(\frac{1}{Q^2 + m_\rho^2} \right)^n . \tag{8.12}$$

Cette paramétrisation est ajustée aux points mesurés dans notre travail (données de 1996) et aux points provenant de l'analyse des données récoltées en 1995 [3]. La courbe sur la figure 8.9 représente le résultat de l'ajustement avec:

$$n = 2.24 \pm 0.09. \tag{8.13}$$

Lors de l'ajustement, seules les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non-corrélées sont prises en compte. La qualité de l'ajustement pour l'ensemble du domaine $1 \leq Q^2 \leq 35$ GeV^2 est bonne: $\chi^2/\mathrm{ndl} = 13.3 \ / \ 20$. Pour l'ajustement, une normalisation commune est utilisée pour les données récoltées en 1995 et en 1996. En laissant libre la normalisation

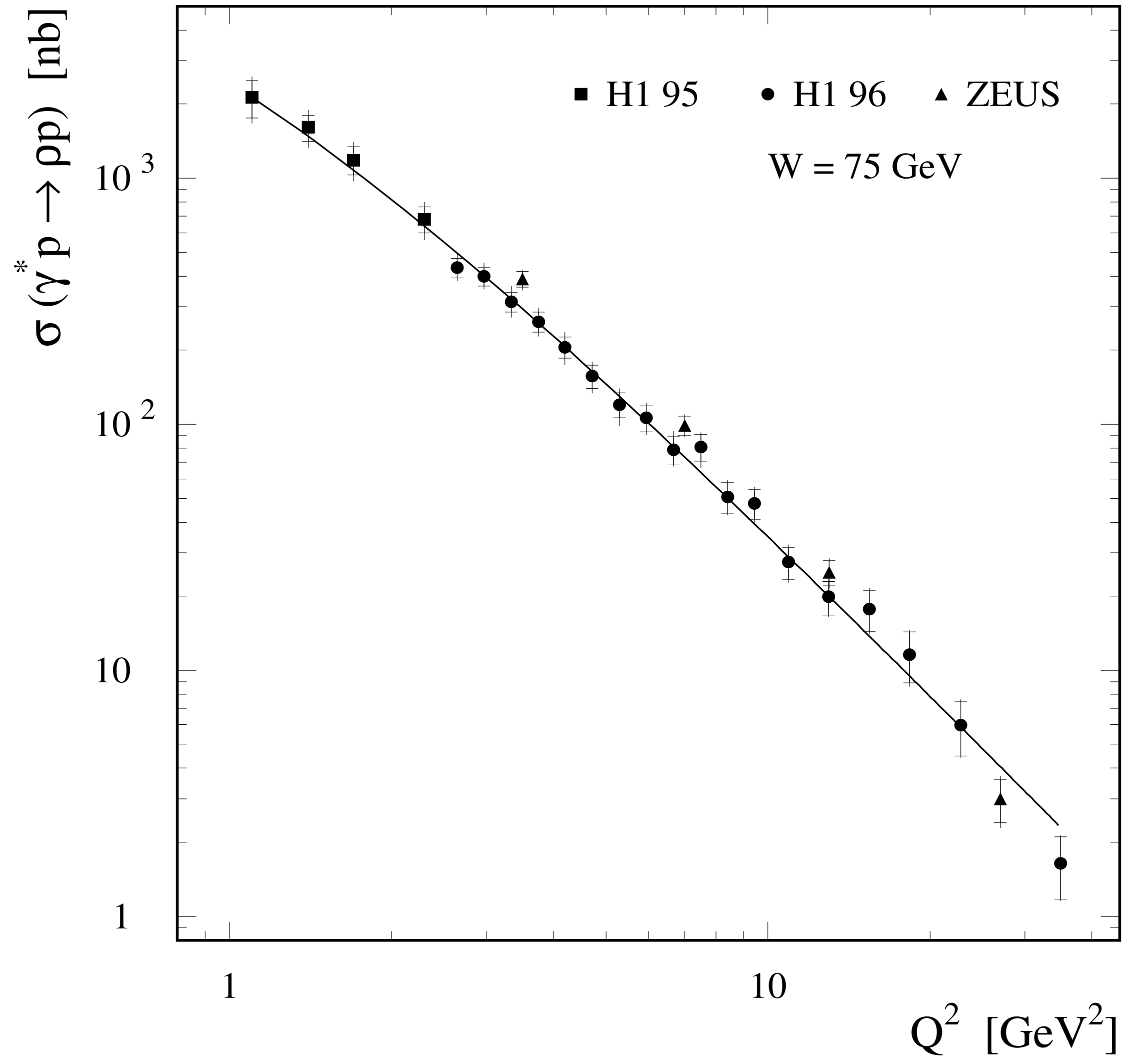

Figure 8.9: Section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de Q^2 pour $W = 75$ GeV. Les points représentent les résultats de notre analyse et les carrés ceux de l'analyse des données récoltées en 1995 auprès du détecteur H1 [3]. Les résultats de l'expérience ZEUS [91] sont représentés par des triangles. Les barres d'erreur représentent l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique, la contribution de l'erreur statistique à l'erreur totale étant indiquée par des traits horizontaux.

relative entre les points de 1995 et de 1996, on obtient une normalisation supérieure de 11 ± 9 % pour les points de 1995 par rapport aux points de 1996.

Il est à remarquer que la paramétrisation 8.12-8.13 ne permet pas de décrire les mesures de la section efficace γp en photoproduction.

Les mesures de la section efficace de production diffractive de mésons ρ obtenues par l'expérience ZEUS sont également présentées à la figure 8.9. Les points ont été déplacés à la valeur W =75 GeV en utilisant les dépendances en W et Q^2 de la section efficace mesurée par la collaboration ZEUS [91]. Les expériences H1 et ZEUS sont en accord à grand Q^2. L'expérience ZEUS obtient des valeurs légèrement plus élevées pour la section efficace aux petites valeurs de Q^2.

Nous terminons cette section en comparant aux valeurs obtenues dans notre travail pour la section efficace $\gamma^* p$ les prédictions des modèles de Royen et Cudell [46], de Martin, Ryskin et Teubner [47], et de Schildknecht, Schuler et Surrow [53]. Ces modèles sont décrits respectivement aux sections 2.3.2.1, 2.3.2.2 et 2.3.1.2. Les figures 8.10 et 8.11 reprennent les données présentées à la figure 8.9 et indiquent également les valeurs des sections efficaces de photoproduction de mésons ρ ($Q^2 = 0$) par les expériences H1 [89] et ZEUS [87].

Les courbes en traits pleins et en traits discontinus sur la figure 8.10 représentent respectivement les prédictions du modèle de Royen et Cudell, obtenues en utilisant les valeurs m_q = 0.3 GeV et p_F = 0.3 GeV, et celles du modèle de Martin, Ryskin et Teubner, obtenues en utilisant la paramétrisation MRS(R4) pour la densité de gluon.

Le modèle de Royen et Cudell décrit remarquablement bien les données sur l'ensemble du domaine en Q^2 et même en photoproduction. Dans ce modèle, la dépendance en Q^2 de la section efficace provient (à des termes logarithmiques près) de la boucle $q\bar{q}$. Nous observons que la dépendance en Q^2 de la section efficace prédite par le modèle de Martin, Ryskin et Teubner est trop forte comparée à nos mesures. Cependant, dans ce modèle, une incertitude importante provient des corrections d'ordres supérieurs, c'est-à-dire de l'estimation du facteur K. L'amplitude de production de mésons ρ obtenue à l'ordre le plus bas est multipliée par le facteur $K(\alpha_s)$ avant intégration sur les quadri–impulsions du quark (boucle du haut) et des gluons (boucle du bas). Plus précisément, l'incertitude provient de l'estimation de l'échelle à laquelle le facteur K doit être déterminé via la constante de couplage. Celle-ci dépendant de Q^2, sa variation peut modifier légèrement la prédiction de la section efficace et notamment sa dépendance en Q^2.

A la figure 8.11, les courbes représentent les prédictions du modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow, obtenues en utilisant les valeurs des paramètres m_T^2, m_L^2, ξ et $\sigma(\gamma p)$ données aux équations 2.42 (traits pleins) et 2.43 (traits discontinus). La dépendance en Q^2 de la section efficace prédite par ce modèle est trop faible comparée aux données. Notons que les deux choix utilisés pour les paramètres mènent à des prédictions peu différentes pour la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* P$.

La dépendance de la section efficace $\gamma^* p$ de l'ordre de $Q^{-4.5}$ mesurée ici, pour les valeurs de Q^2 du domaine profondément inélastique (équations 8.12 et 8.13) est significativement plus faible que celle qui est prédite à l'approximation des logarithmes dominants pour la section efficace longitudinale, dans une approche perturbative (voir par exemple [64]), qui est de l'ordre de Q^{-6}. En effet, cette dépendance doit être modulée par la dépendance en Q^2 de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ et de la densité de gluons: $\sigma_L(\gamma^* p \rightarrow \rho p) \propto \alpha_s^2(Q^2)(xg(x,Q^2))^2/Q^6$, ainsi que par l'effet de la section efficace transverse et les effets de virtualité et de mouvement de Fermi des quarks intermédiaires.

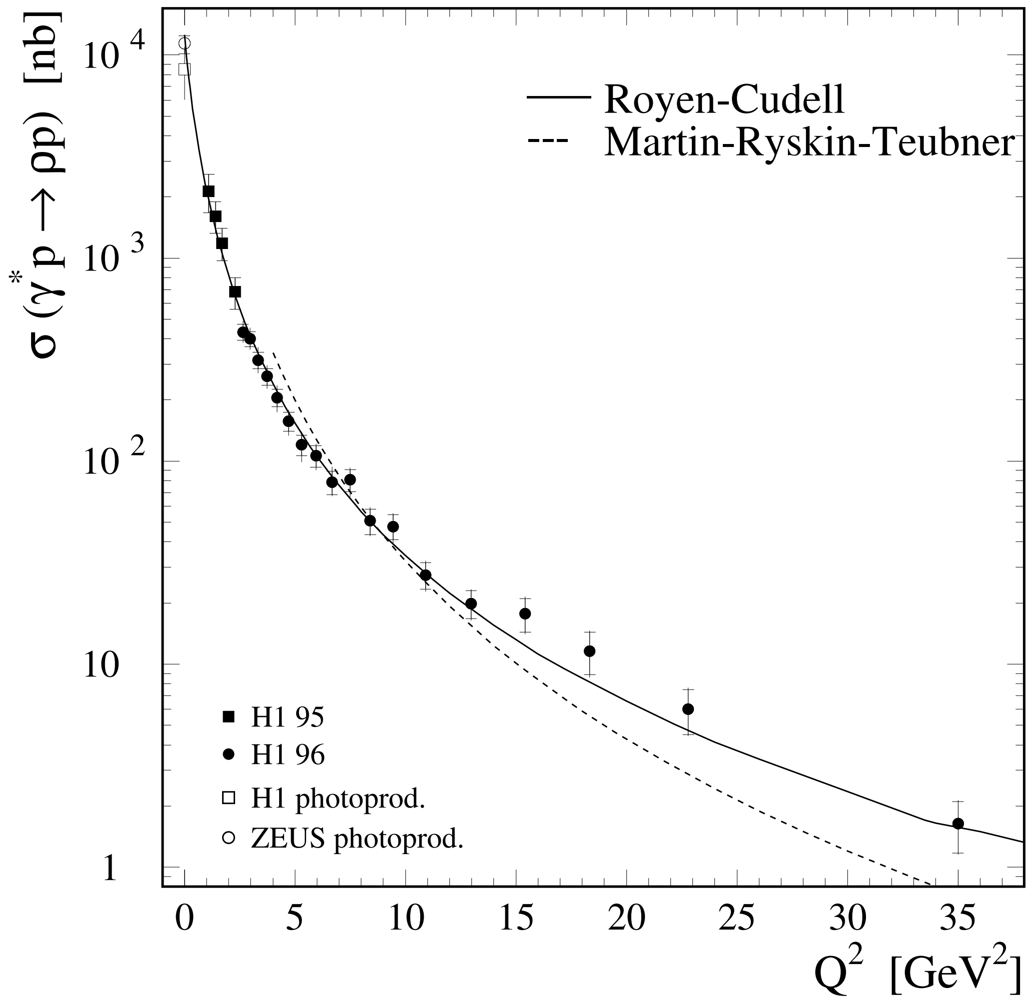

Figure 8.10: Section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ en fonction de Q^2 pour $W = 75$ GeV. Les points sont les mêmes que ceux de la figure 8.9. La courbe en traits pleins représente la prédiction du modèle de Royen et Cudell [46], obtenue pour pour les valeurs des paramètres $m_q = 0.3$ GeV et $p_F = 0.3$ GeV. La prédiction du modèle de Martin, Ryskin et Teubner [47] est donnée par la courbe en traits discontinus, en utilisant la paramétrisation MRS(R4) pour la densité de gluons.

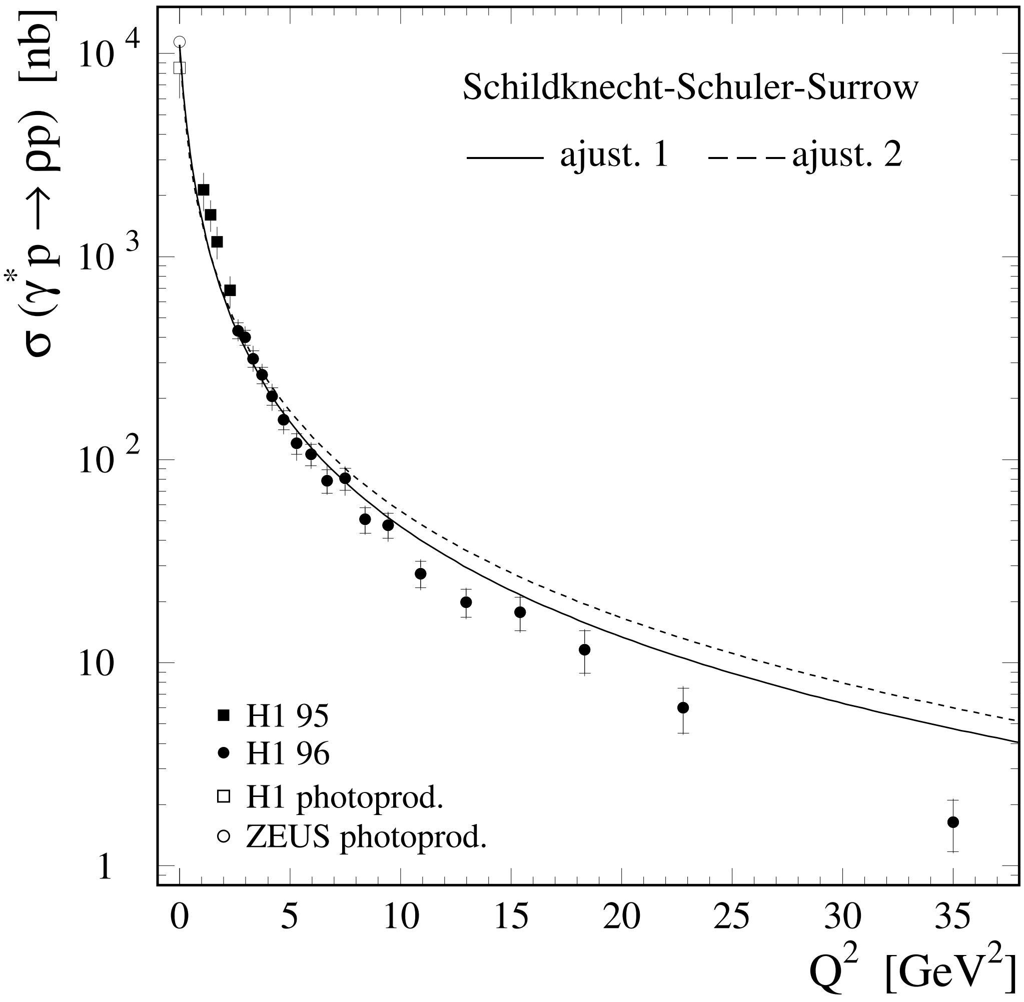

Figure 8.11: Section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ en fonction de Q^2 pour $W = 75$ GeV. Les points sont les mêmes que ceux de la figure 8.9. Les courbes représentent les prédictions du modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow [53]. Les courbes en traits pleins et en traits discontinus sont obtenues en utilisant les valeurs des paramètres m_T^2, m_L^2, ξ et $\sigma(\gamma p)$ données aux équations 2.42 et 2.43 respectivement.

Domaines en Q^2 et W		(Q_0^2, W_0)	C_{MC}
2.50 - 4.00	30 - 50	(3.09, 40)	3.91 ± 0.02
2.50 - 4.00	50 - 70	(3.09, 60)	3.56 ± 0.02
2.50 - 4.00	70 - 100	(3.09, 80)	3.98 ± 0.02
4.00 - 6.00	30 - 50	(4.80, 40)	3.26 ± 0.03
4.00 - 6.00	50 - 70	(4.80, 60)	2.79 ± 0.03
4.00 - 6.00	70 - 90	(4.80, 80)	2.76 ± 0.03
4.00 - 6.00	90 - 120	(4.80, 100)	3.58 ± 0.03
6.00 - 9.00	40 - 60	(7.15, 50)	2.07 ± 0.03
6.00 - 9.00	60 - 80	(7.15, 70)	2.22 ± 0.03
6.00 - 9.00	80 - 100	(7.15, 90)	2.32 ± 0.04
6.00 - 9.00	100 - 120	(7.15, 110)	2.09 ± 0.04
6.00 - 9.00	120 - 140	(7.15, 130)	3.61 ± 0.05
9.00 - 14.00	40 - 60	(10.91, 50)	1.62 ± 0.04
9.00 - 14.00	60 - 80	(10.91, 70)	1.52 ± 0.04
9.00 - 14.00	80 - 100	(10.41, 90)	1.58 ± 0.04
9.00 - 14.00	100 - 120	(10.31, 110)	1.59 ± 0.04
9.00 - 14.00	120 - 140	(10.31, 130)	1.80 ± 0.05
14.00 - 60.00	50 - 70	(19.70, 60)	1.44 ± 0.04
14.00 - 60.00	70 - 90	(19.70, 80)	1.40 ± 0.05
14.00 - 60.00	90 - 110	(19.70, 100)	1.40 ± 0.05
14.00 - 60.00	110 - 140	(19.70, 120)	1.67 ± 0.05

Table 8.6: Intervalles en Q^2 (en GeV^2) et en W (en GeV) utilisés pour le calcul de la section efficace γ^*p; valeurs Q_0^2 et W_0 (en GeV^2 et GeV, respectivement) pour lesquelles la section efficace γ^*p est calculée; facteurs de correction C_{MC} correspondant à l'intervalle en Q^2 et en W.

8.4 Dépendance en W de la section efficace γ^*p

Dans cette section, nous présentons la mesure de la section efficace γ^*p en fonction de W, pour cinq valeurs de Q^2. L'ensemble des événements de la sélection finale est divisé en 21 intervalles en Q^2 et W. La correction d'efficacité C_{MC}, déterminée pour chacun des intervalles, est présentée à la table 8.6.

Les résultats sont présentés à la figure 8.12. Ces derniers suggèrent une dépendance en W plus forte de la section efficace γ^*p quand Q^2 augmente. Afin de quantifier cet effet, nous ajustons la dépendance en W de la section efficace, pour chaque valeur de Q^2, en utilisant une paramétrisation inspirée de la théorie de Regge:

$$\sigma[\gamma^*p] \propto W^{\delta} = W^{4\langle\alpha(t)\rangle}. \tag{8.14}$$

Les résultats des ajustements sont représentés par les lignes sur la figure 8.12. Lors des ajustements, seules les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non-corrélées sont prises en compte. Les valeurs obtenues pour les paramètres δ et la qualité des ajustements sont données à la table 8.7 (deuxième et troisième colonnes, respectivement) pour six valeurs de Q^2. La figure 8.13 compare les valeurs obtenues pour le paramètre δ par les collaborations H1 et ZEUS. Nous observons un bon accord entre les deux ensembles de points, le paramètre δ augmentant avec Q^2, avec de grandes erreurs.

Q^2 (GeV^2)	δ	χ^2/ndl	ϵ	syst. $-$
3.09	0.45 ± 0.17	1.37	0.123 ± 0.043	-0.036
4.80	0.33 ± 0.17	0.45	0.123 ± 0.043	-0.040
7.15	0.44 ± 0.23	0.84	0.153 ± 0.058	-0.043
10.9	0.75 ± 0.23	1.58	0.233 ± 0.058	-0.045
19.7	0.87 ± 0.44	0.59	0.268 ± 0.110	-0.050

Table 8.7: Paramètre δ obtenu en ajustant l'équation 8.14 aux mesures des sections efficaces et qualité de l'ajustement χ^2 / nombre de degrés de liberté, pour six valeurs de Q^2. La quatrième colonne reprend la valeur du paramètre ϵ extraite à partir des mesures du paramètre δ. La variation systématique vers le bas du paramètre ϵ dans le cas où $\alpha' = 0$ est reprise à la dernière colonne.

La valeur $\delta \simeq 0.22$ (voir équation 2.54) obtenue pour l'échange d'un pomeron "soft" d'intercept $\alpha_{I\!P}(0) = 0.08$, en accord avec les mesures de la dépendance en W de la photoproduction de mésons ρ (voir section 2.4), est également indiquée à la figure 8.13 (ligne en traits pointillés). La figure reprend également la mesure du paramètre δ pour la photoproduction de mésons J/ψ (voir section 2.3.2 et figure 2.13) (ligne en traits discontinus), la région en grisé indiquant l'erreur expérimentale (statistique et systématique) liée à cette mesure.

Rappelons que la forte dépendance en W des sections efficaces de production de mésons J/ψ (que ce soit en photoproduction ou aux grandes valeurs de Q^2) est décrite par des modèles basés sur le développement perturbatif de la théorie QCD (voir section 2.3.2). En effet, la masse élevée du quark charmé constituant le méson J/ψ définit une échelle "dure" pour le développement perturbatif de la théorie. La section efficace obtenue est proportionnelle au carré de la densité de gluons dans le proton, qui augmente rapidement aux petites valeurs de x, c'est-à-dire aux grandes valeurs de W^2. Dans le cas de la production de mésons légers, comme le méson ρ, la masse du quark ne peut définir une échelle "dure" et il est nécessaire pour pouvoir effectuer un développement perturbatif de la théorie QCD de se placer dans le domaine cinématique des grandes valeurs de Q^2 (ou encore des grandes valeurs de t).

Lorsque Q^2 augmente, le paramètre δ, compatible en photoproduction avec la valeur attendue par l'échange du pomeron "soft", semble augmenter et atteindre, pour $Q^2 \gtrsim 20$ GeV^2, des valeurs compatibles avec celles mesurées pour la production de mésons J/ψ. Les données semblent donc supporter l'idée que, aux grandes valeurs de Q^2, la production diffractive de mésons ρ peut être décrite par un développement perturbatif. Cependant, les mesures possèdent de larges erreurs et l'analyse de la production de mésons ρ avec une statistique plus élevée est nécessaire pour éclaircir ce point.

Dans le contexte du modèle de Regge (voir section 2.2.2), le paramètre δ est relié à la fonction $\alpha(t)$, interprétée comme décrivant la trajectoire d'échange, avec:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'\, t, \tag{8.15}$$

$$\alpha(0) = 1 + \epsilon. \tag{8.16}$$

Afin d'extraire le paramètre ϵ de l'ajustement de la dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \to \rho p$, nous utilisons l'approximation donnée à la formule 2.54, avec $\langle \alpha(t) \rangle = 1 + \epsilon + \alpha' \langle t \rangle$, où $\langle |t| \rangle = 1/b$, b provenant des valeurs mesurées à la section 8.1.1. En l'absence de mesure de la dépendance en Q^2 du paramètre α', nous utilisons la valeur $\alpha' = 0.25$ GeV^{-2} mesurée dans les interactions hadron$-$hadron (voir section 2.2.2).

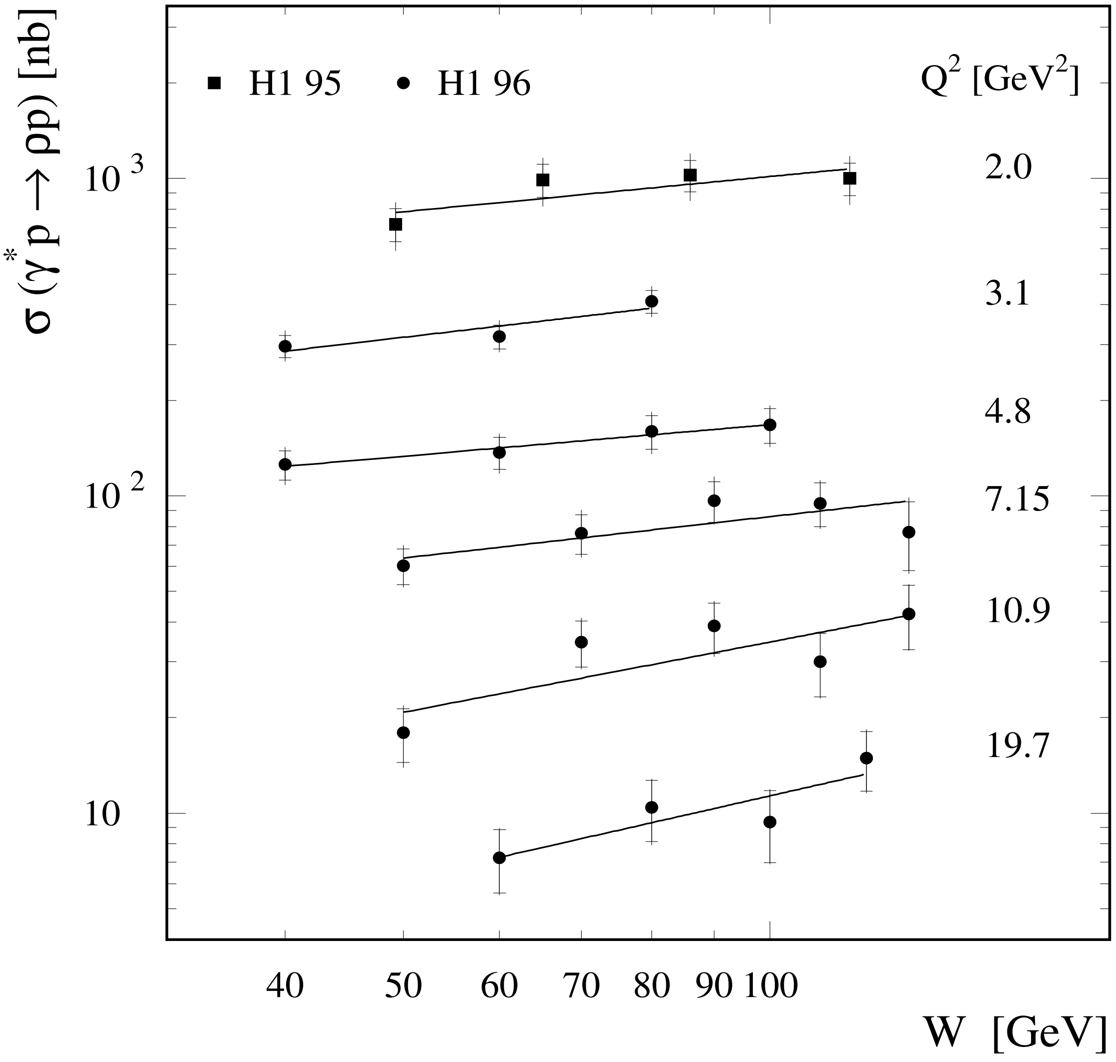

Figure 8.12: Section efficace $\gamma^* p \to \rho p$ en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2. Les points représentent les résultats de notre analyse et les carrés ceux de l'analyse des données récoltées en 1995 auprès du détecteur H1 [3]. Les barres d'erreur représentent l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique, la contribution de l'erreur statistique à l'erreur totale étant indiquée par des traits horizontaux.

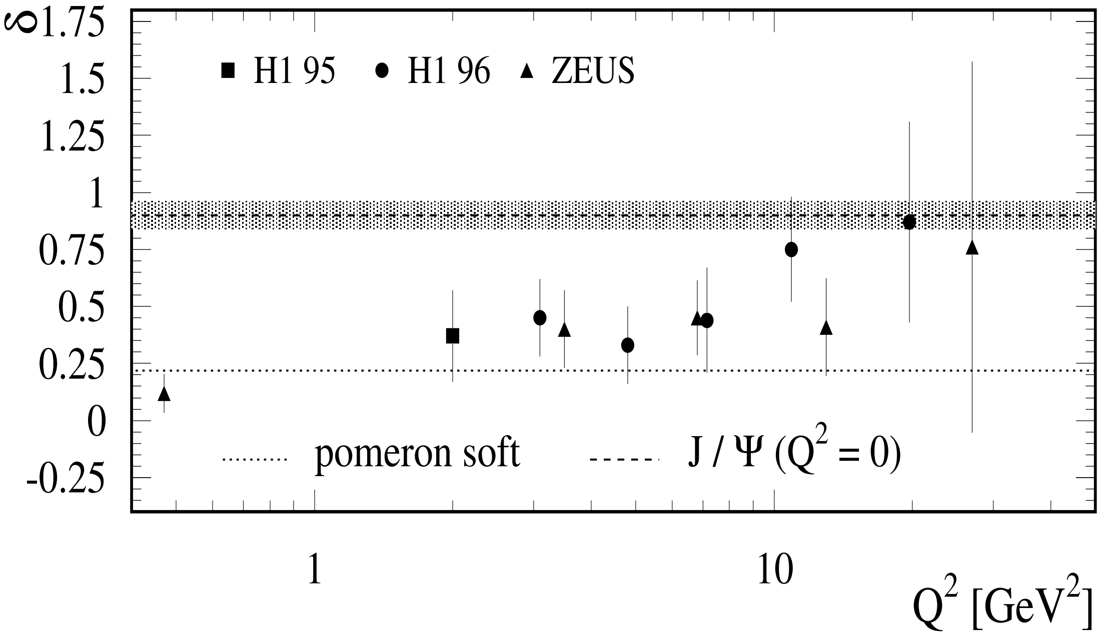

Figure 8.13: Evolution du paramètre δ en fonction de Q^2. Les résultats de notre travail (points noirs) sont comparés au résultat de l'analyse des données prises en 1995 par le détecteur H1 [3] et aux résultats de la collaboration ZEUS [91]. Pour les données de la collaboration H1, les barres d'erreur proviennent des incertitudes sur la mesure des sections efficaces (incluant les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non corrélées), pour celles de la collaboration ZEUS, les barres d'erreur représentent les erreurs totales. La courbe en traits pointillés donne la valeur $\delta = 0.22$ pour l'échange d'un pomeron "soft" (voir section 2.4). La courbe en traits discontinus reprend la valeur de δ mesurée pour la photoproduction de mésons J/ψ, la zone en grisé indiquant l'erreur totale (les erreurs statistique et systématique étant additionnées quadratiquement) liée à cette mesure.

Les valeurs obtenues pour le paramètre ϵ sont données en fonction de Q^2 à la quatrième colonne de la table 8.7 et sont présentées à la figure 8.14. La barre d'erreur intérieure vient de l'incertitude sur la mesure de la section efficace, la barre d'erreur totale inclut la variation systématique du paramètre ϵ si on suppose $\alpha' = 0$ (dernière colonne de la table 8.7), additionnée quadratiquement. Les valeurs mesurées pour le paramètre ϵ apparaissent supérieures aux valeurs $\epsilon = 0.08$ [19] ou $\epsilon = 0.10$ [20] estimées pour les interactions hadron-hadron (ligne en traits pointillés à la figure 8.14). Malgré les grandes erreurs expérimentales, les données semblent indiquer une augmentation du paramètre ϵ avec Q^2.

Nous avons choisi de comparer nos données aux modèles reproduisant le comportement du rapport $R = \sigma_L/\sigma_T$ des sections efficaces longitudinale et transverse. Parmi ces modèles, seul le modèle de Martin, Ryskin et Teubner [47] donne une prédiction pour la dépendance en W de la section efficace. Les sections efficaces longitudinale et transverse sont proportionnelles à la densité de gluons dans le proton, sondée à une échelle $K^2 = z(1-z)Q^2 + k_t^2$, où z et k_t sont respectivement la fraction d'énergie du photon virtuel et l'impulsion transverse par rapport à la direction du photon virtuel, portées par le quark (voir section 2.3.2.2).

L'évolution du paramètre ϵ en fonction de Q^2 prédite par le modèle de Martin, Ryskin

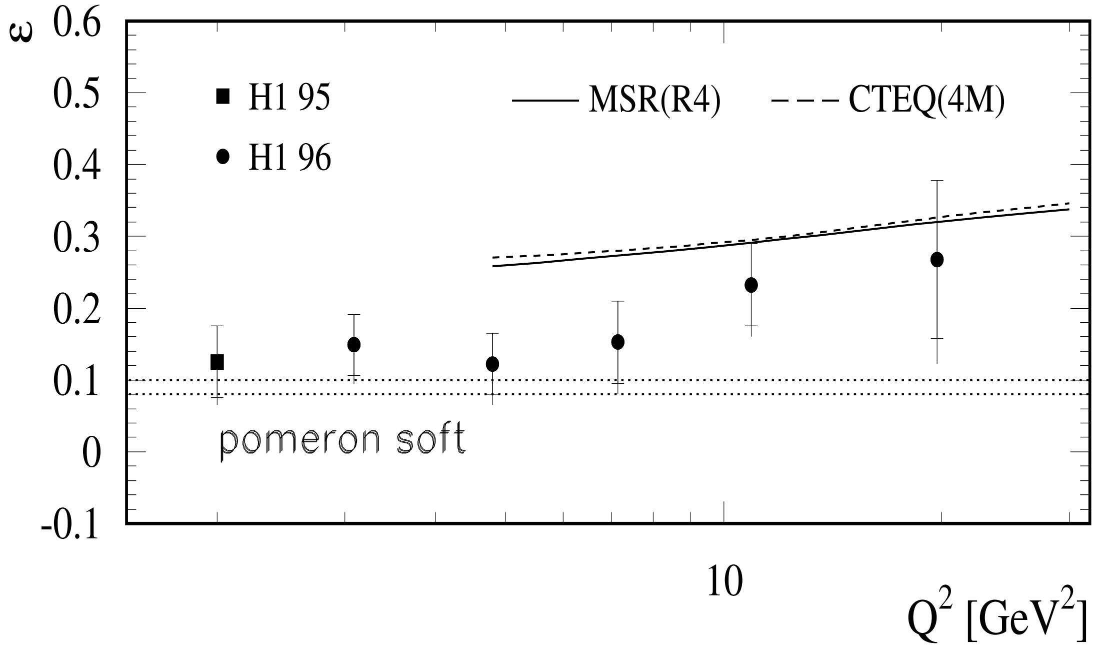

Figure 8.14: Evolution du paramètre ϵ en fonction de Q^2, les points représentant les résultats de notre travail et le carré le résultat de l'analyse des données récoltées en 1995 auprès du détecteur H1 [3]. La barre d'erreur intérieure vient de l'incertitude sur la mesure de la section efficace, la barre d'erreur totale inclut la variation systématique du paramètre ϵ si on suppose $\alpha' = 0$, additionnée quadratiquement. Les courbes en traits pleins et en traits discontinus représentent les prédictions du modèle de Martin, Ryskin et Teubner [47], obtenues en utilisant respectivement les paramétrisations MSR(R4) et CTEQ(4M) pour la densité de gluons dans le proton. Les lignes en traits pointillés donne les valeurs "soft" de ϵ obtenues par Donnachie et Landshoff [19] et par Cudell, Kang et Kim [20].

et Teubner est présentée à la figure 8.14 en utilisant les paramétrisations MRS(R4) (ligne en traits pleins) et CTEQ(4M) (ligne en traits discontinus) de la densité de gluons, qui changent peu les prédictions. La variation de la prédiction venant d'un choix différent du paramètre limite d'intégration K_0 de 200 à 300 MeV, qui n'est pas montrée sur la figure, est plus faible que celui venant de la variation de la paramétrisation de la densité de gluons. Les prédictions ne sont en accord avec les mesures expérimentales qu'aux grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 \simeq 20$ GeV^2).

Notons qu'à la référence [91], les résultats de la collaboration ZEUS sur la dépendance en W de la section efficace longitudinale de production de méson ρ pour $t = 0$ est comparée aux modèles de Frankfurt, Koepf et Strikman [65] et de Nemchik et al. [66]. Le modèle de Frankfurt, Koepf et Strikman ne décrit les données que pour des valeurs de $Q^2 \gtrsim 20$ GeV^2; pour des valeurs plus petites de Q^2, l'estimation de l'échelle du processus devient difficile, alors que les prédictions y sont très sensibles.

Les valeurs du paramètre ϵ obtenues pour la production diffractive de mésons ρ peuvent être comparées avec les mesures du paramètre λ obtenues pour l'analyse des processus profondément inélastiques (voir section 2.1.1 et figure 2.4). Ce paramètre est défini comme l'exposant de la dépendance en $1/x$ de la fonction de structure F_2:

$$\sigma_{tot} \propto F_2(x, Q^2) \propto \left(\frac{1}{x}\right)^{\lambda} \propto W^{2\lambda} \tag{8.17}$$

En utilisant le théorème optique (équation 2.8), avec $\alpha = 0$ et l'équation 2.17 évaluée en $t = 0$ (avec $s \propto W^2$), nous obtenons les relations:

$$\sigma_{tot}^2 \propto \left.\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right|_{t=0} \propto W^{4\epsilon}. \tag{8.18}$$

Les paramètres ϵ et λ, bien qu'obtenus par des processus très différents, représentent donc la même grandeur, et peuvent être directement comparés.

La figure 8.15 compare les valeurs du paramètre ϵ obtenues par l'analyse des événements de production diffractive de mésons ρ (points et carré noirs) et pour celle des événements de diffusion profondément inélastique [8, 9] (points blancs). Cependant, comme mentionné à la section 2.3.2, une difficulté pour la production diffractive de mésons ρ est de déterminer l'échelle de l'interaction. Dans le cas du modèle de Martin, Ryskin et Teubner, si l'on supose $\langle z \rangle \simeq 1/2$ et que l'on néglige k_t, l'échelle de l'interaction $K^2 = z(1-z)Q^2 + k_t^2$ est donnée par $K^2 \simeq Q^2/4$ et nos résultats (points noirs) présentés à la figure 8.15 doivent être déplacés vers des valeurs de Q^2 quatre fois plus petites.

Finalement, si nos résultats suggèrent que la production diffractive aux grandes valeurs de Q^2 est un processus "dur", il faudra néanmoins analyser des données récoltées en 1997 par le détecteur H1 et caractérisées par une luminosité 6 fois plus élevée que celle utilisée dans le présent travail, afin de pouvoir émettre une conclusion ferme.

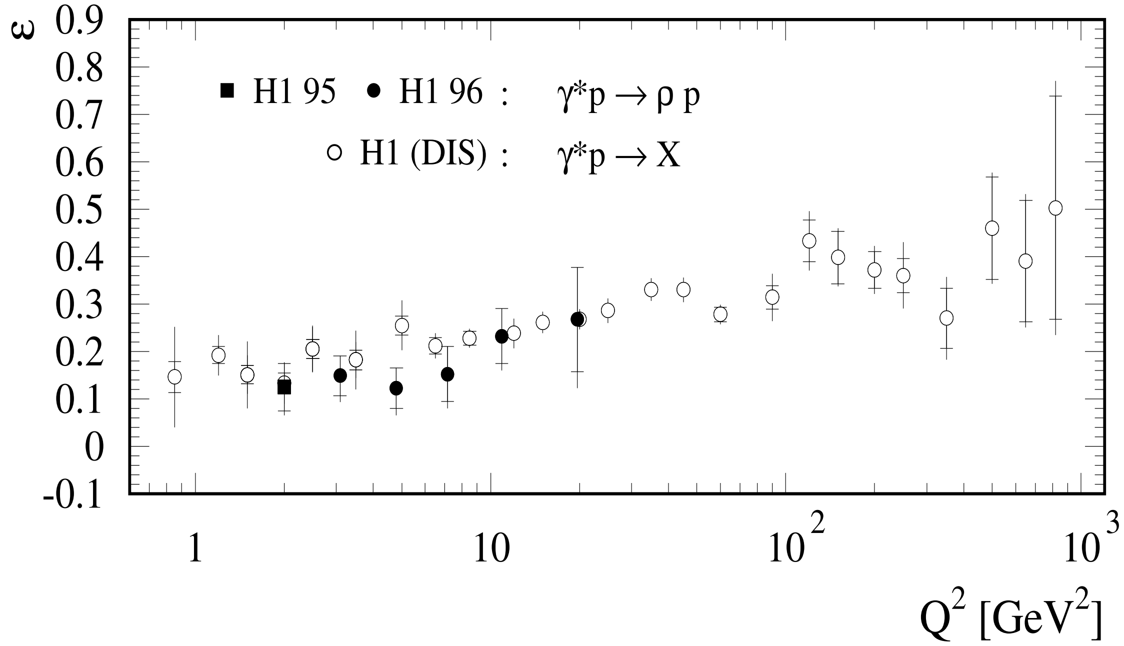

Figure 8.15: Evolution du paramètre ϵ en fonction de Q^2. Les résultats de notre travail (points et carré noirs) sont comparés aux résultats de l'analyse des événements de diffusion profondément inélastique [8, 9] (points blancs).

Chapitre 9

Conclusions

Ce travail présente l'analyse de la production élastique de mésons ρ dans le domaine cinématique des grandes valeurs de Q^2, l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon échangé lors de l'interaction ($Q^2 > 2.5$ GeV^2) et de W, l'énergie disponible dans le centre de masse hadronique ($30 < W < 140$ GeV). Les données ont été récoltées auprès du collisionneur HERA par l'expérience H1 durant l'année 1996, la luminosité totale utilisée pour l'analyse étant de 3.87 pb^{-1}.

Ce travail se situe dans le cadre général de l'analyse des interactions diffractives à HERA. Celles-ci sont étudiées soit de manière inclusive, en mesurant la section efficace diffractive totale et les caractéristiques de l'état final hadronique, soit de manière exclusive, en analysant la production diffractive de mésons vecteurs. Les grandes valeurs de Q^2 accessibles à HERA permettent l'étude des interactions diffractives et en particulier de la production diffractive de mésons vecteurs dans le cadre de la chromodynamique quantique.

Après la présentation du dispositif expérimental, de la sélection des événements, de la cinématique de l'interaction et des corrections à appliquer aux distributions expérimentales pour les effets liés au détecteur, nous avons étudié, au chapitre 6 de cette thèse, la distribution de la masse invariante $m_{\pi\pi}$ des deux pions de désintégration du méson ρ. Le spectre obtenu est déformé par comparaison avec une distribution de Breit-Wigner relativiste: un excès et un manque d'événements ont été observés respectivement aux petites valeurs ($m_{\pi\pi} < 0.77$ GeV) et aux grandes valeurs ($m_{\pi\pi} > 0.77$ GeV) de la masse invariante $m_{\pi\pi}$. Les paramétrisations de Ross et Stodolsky et de Söding, reproduisant bien le spectre de masse, ont été utilisées pour quantifier cette déformation et sa dépendance en la variable Q^2. Celle-ci diminue avec Q^2 et devient faible pour des valeurs $Q^2 \gtrsim 10$ GeV^2. Le modèle de Söding considère, en plus de la production résonante de mésons ρ, la production non-résonante de deux pions et la déformation de la distribution de masse est expliquée par l'interférence entre les amplitudes résonante et non-résonante.

Nous avons étudié en détail au chapitre 7 la polarisation du photon virtuel échangé et celle du méson ρ dans l'état final, à l'aide de la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ où les angles θ, φ et ϕ, définis dans le système d'hélicité, caractérisent la production et la désintégration du méson ρ, définis dans le système d'hélicité. L'ensemble complet des 15 paramètres caractérisant la matrice de densité de spin du méson ρ a été mesuré pour la première fois à HERA, en utilisant la méthode des moments, c'est-à-dire en prenant la moyenne des projections de la distribution angulaire $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ sur un ensemble de fonctions orthogonales. Certains des 15 éléments de matrice ont également été mesurés en utilisant les distributions angulaires obtenues après intégration de la distribution $W(\cos\theta,\ \varphi,\ \phi)$ sur un ou deux des trois angles. Les mesures des 15 éléments de matrice ont été présentées en fonction des variables Q^2, W et t. Sous l'hypothèse d'échange de parité naturelle dans le canal t (hypothèse NPE), nous avons observé que la conservation de l'hélicité dans le canal s (SCHC) est une bonne approximation, excepté pour l'élément de matrice r^5_{00}.

Les approximations NPE et SCHC ont été utilisées pour mesurer la phase δ entre les amplitudes longitudinale et transverse, et le rapport R des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse. Les amplitudes longitudinale et transverse ont été mesurées comme étant presque en phase: $\cos\delta = 0.925 \pm 0.022$ (stat.) ${}^{+0.011}_{-0.022}$ (syst.). Pour des valeurs $Q^2 \gtrsim 2$ GeV^2, la section efficace longitudinale $\gamma^* p$ devient plus importante que la section efficace transverse ($R \gtrsim 1$), et le rapport R atteint la valeur $R \approx 3$ pour $Q^2 = 20$ GeV^2, l'augmentation du rapport R avec Q^2 diminuant sensiblement avec Q^2. Ce comportement n'est pas décrit par le modèle à dominance mésovectorielle, ni par la plupart des approches perturbatives de la chromodynamique quantique, qui prédisent une augmentation linéaire du rapport R. La plupart de celles-ci se concentrent sur le calcul de la section efficace longitudinale. La prédiction correcte du comportement de la section efficace transverse et du rapport R en fonction de Q^2 est donc un enjeu actuel important. Les modèles de Royen et Cudell et de Martin, Ryskin et Teubner, basés sur un développement perturbatif de la théorie de la chromodynamique quantique, reproduisent l'aplatissement du rapport R observé aux grandes valeurs de Q^2. Notons que le modèle de Schildknecht, Schuler et Surrow, basé sur le modèle de dominance mésovectorielle généralisée, décrit également le comportement du rapport R en fonction de Q^2.

Un résultat important de notre étude sur la polarisation du photon virtuel échangé et celle du méson ρ dans l'état final a été d'observer une violation faible mais significative de l'hypothèse SCHC à grand Q^2. En effet, l'élément de matrice r^5_{00}, mesuré par la méthode des moments, est significativement différent de la prédiction nulle attendue dans le cas de l'hypothèse SCHC: $r^5_{00} = 0.093 \pm 0.024$ (stat.) ${}^{+0.019}_{-0.010}$ (syst.). Cet élément de matrice a également été mesuré à partir de la distribution de l'angle ϕ et des résultats similaires ont été obtenus. La violation de l'hypothèse SCHC est confirmée par le fait que les estimations de la valeur de l'élément de matrice r^1_{1-1} réalisées à partir de la distribution de la variable $\cos\theta$ et à partir de la distribution de l'angle ψ fournissent des résultats différents, alors que, dans les hypothèses SCHC et NPE, ceux-ci devraient coïncider. A partir de la mesure de l'élément de matrice r^5_{00}, nous avons établi que l'amplitude T_{01} est l'amplitude avec changement d'hélicité dominante. Le rapport de l'amplitude dominante avec changement d'hélicité aux amplitudes sans changement d'hélicité est de $8.0 \pm 3.0\%$. Le modèle d'Ivanov et Kirschner, basé sur un développement perturbatif de la théorie de la chromodynamique quantique, prévoit la violation de l'hypothèse SCHC aux grandes valeurs de Q^2 et calcule, dans l'approximation NPE, l'ensemble des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$ pour la production de mésons ρ à grand Q^2. Ils obtiennent entre les amplitudes d'hélicité la hiérarchie suivante pour les grandes valeurs de Q^2: $|T_{00}| > |T_{11}| > |T_{01}| > |T_{10}| > |T_{1-1}|$. Leurs prédictions sont en accord avec nos mesures pour les 15 éléments de matrice et en particulier pour l'élément r^5_{00}.

Nous avons présenté au huitième chapitre de ce travail les résultats concernant les sections efficaces différentielles de production de mésons ρ. La distribution en t des événements de production diffractive de mésons ρ est bien reproduite pour $|t| < 0.5$ GeV^2 par une dépendance exponentielle décroissante de pente b. Le paramètre de pente b diminue pour les grandes valeurs de Q^2 et atteint la valeur $b = 4.7 \pm 1.0$ (stat.) $\pm$ 0.7 (syst.) GeV^{-2} pour $Q^2 = 20$ GeV^2. Cette valeur est comparable à celles obtenues pour la production de mésons ϕ aux grandes valeurs de Q^2 et pour la production de mésons J/ψ. Le paramètre b pouvant être relié à la taille transverse des particules qui interagissent, cette observation suggère que la dimension transverse du système formé par la paire $q\bar{q}$ diminue avec Q^2, la valeur $b \approx 4 - 5$ GeV^{-2} représentant la contribution venant de la dimension transverse du proton. Cette mesure confirme que, pour les grandes valeurs de Q^2, l'interaction est à petite distance et justifie un développement perturbatif de la chromodynamique quantique. Dans le cas de la production de mésons ρ, la dépendance du paramètre b en fonction de Q^2 est bien reproduite par les modèles de Royen et Cudell et de Ryskin, Shabelski et Shuvaev. Mentionnons que, du fait des grandes erreurs statistiques affectant actuellement nos mesures, la dépendance du paramètre de pente b en fonction de l'énergie pour les grandes valeurs de Q^2 ne permet pas de distinguer entre les valeurs $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0$ et $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ et la présence ou non du phénomène de “shrinkage” dans ce domaine cinématique reste donc une question ouverte.

La section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ a été mesurée dans le domaine cinématique $2.5 < Q^2 < 35$ GeV^2 et $W = 75$ GeV et suit la dépendance $\sigma(\gamma^* p) \propto 1/(Q^2 + m_\rho^2)^n$, avec $n = 2.24 \pm 0.09$. Notons que cette dépendance ne permet pas de reproduire la mesure obtenue en photoproduction de mésons ρ ($Q^2 \simeq 0$). Le modèle à dominance mésovectorielle prédit une dépendance en $1/(Q^2 + m_\rho^2)^2$ de la section efficace et ne décrit donc pas nos données. Aux grandes valeurs de Q^2, la dépendance mesurée dans notre travail est significativement plus faible que la dépendance apparemment en Q^{-6} prédite dans une approche perturbative pour la section efficace longitudinale. En effet, la dépendance en Q^2 de la constante de couplage et de la densité de gluons doit être prise en compte, ainsi que les effets de la section efficace transverse et les effets de la virtualité et du mouvement de Fermi des quarks intermédiaires. Le modèle de Royen et Cudell décrit nos résultats ainsi que la mesure en photoproduction.

La dépendance en W de la section efficace $\gamma^* p \rightarrow \rho p$ a été mesurée pour cinq valeurs de Q^2. L'augmentation de la section efficace avec l'énergie est plus forte que dans le cas des interactions hadron-hadron et les données semblent indiquer, bien que les erreurs soient importantes, que cette dépendance devient plus forte quand Q^2 augmente. Dans le cadre de la chromodynamique quantique, la section efficace de production de mésons ρ est proportionnelle au carré de la densité de gluons dans le proton. Comme celle-ci augmente rapidement aux petites valeurs de x, c'est-à-dire aux grandes valeurs de W ($x \propto 1/W^2$), les modèles prédisent une dépendance forte de la section efficace en l'énergie. Malgré les grandes erreurs, la valeur mesurée du paramètre ϵ aux grandes valeurs de Q^2 semble compatible avec la dépendance en x de la densité de gluons dans le proton, $xg \propto x^{-\lambda}$, extraite de la mesure de la violation de l'invariance d'échelle de la fonction de structure F_2, ainsi qu'avec la dépendance en l'énergie observée en photoproduction de mésons J/ψ, où un développement perturbatif de la théorie QCD est possible grâce à la masse élevée du quark charmé.

Du point de vue expérimental, les résultats de l'analyse des données récoltées en 1997 par le détecteur H1, caractérisées par une luminosité six fois plus élevée que celle utilisée dans le présent travail permettront d'émettre des conclusions plus fermes sur la dépendance en l'énergie de la section efficace et sur la transition entre le comportement des interactions à grande distance et celui des interactions à petite distance, qui peuvent être décrites par un développement perturbatif.

Du point de vue théorique, dans le cas des calculs basés sur un développement perturbatif de la chromodynamique quantique, la normalisation des sections efficaces est affectée d'incertitudes importantes venant notamment de l'estimation des corrections d'ordres supérieurs, ainsi que du choix de l'échelle perturbative à laquelle le processus doit être calculé. Notons également que des hadrons interviennent dans l'interaction (dans notre cas, les protons incident et diffusé et le méson vecteur dans l'état final) et, même dans le régime des grandes valeurs de Q^2, la description de tels états liés de quarks et de gluons est non-perturbative et doit être décrite dans une approche phénoménologique. Les résultats obtenus dans l'étude de la production élastique de mésons vecteurs, en particulier de mésons ρ, sont également importants dans ce cadre, car ils permettent de préciser la modélisation nécessaire pour décrire les parties non-perturbatives de l'interaction.

Appendice A

Sélection des données

Les périodes d'acquisition des données non utilisées dans notre travail sont reprises dans cette annexe. Le rejet de ces données est principalement dû au mauvais fonctionnement d'un sous-détecteur important pour notre analyse. Lors de la prise des données, chaque événement possède un numéro (IEVENT), et les événements sont regroupés en périodes de prise de données appelées runs (IRUN) .

A.1 Calorimètre arrière SPACAL

Nous utilisons l'ensemble des données prises pendant l'année 1996 après le 05/09, c'est-à-dire:

$$\text{IRUN} > 157877.$$

Avant cette date, les déclencheurs liés au calorimètre arrière SPACAL étaient définis différemment: les parties intérieure et extérieure du calorimètre n'étaient pas séparées, et les déclencheurs possédaient des facteurs d'atténuation plus importants.

Nous n'utilisons pas la période de prise de données suivante, s'échelonnant du 31/10/96 au 6/11/96:

$$166250 \leq \text{IRUN} \leq 169900,$$

pendant laquelle le calorimètre arrière SPACAL n'était pas bien synchronisé en temps avec l'horloge de l'accélérateur HERA. Il en résulte une efficacité de déclenchement réduite de l'ordre de 40 % pour les déclencheurs utilisant ce détecteur et en particulier pour le déclencheur S3. Pendant cette période, la luminosité accumulée délivrée par l'accélérateur HERA pour H1 était de 1.1 pb^{-1}.

Nous rejetons aussi la série de runs ponctuels suivants, pour lesquels soit le calorimètre arrière SPACAL n'était pas sous tension, soit les déclencheurs utilisant ce calorimètre n'étaient pas lus par le système d'acquisition de données, soit enfin les facteurs d'atténuation variaient durant le run:

IRUN=157927 IRUN=157928 IRUN=157937 IRUN=157938
IRUN=158010 IRUN=158011 IRUN=158855 IRUN=158858
IRUN=158860 IRUN=159591 IRUN=159592 IRUN=159593
IRUN=159594 IRUN=159635 IRUN=159636 IRUN=160340
IRUN=160341 IRUN=160342 IRUN=160343 IRUN=160638
IRUN=168471 IRUN=168481 IRUN=168486 IRUN=168487
IRUN=168488 IRUN=169986
$169186 < \mathrm{IRUN} < 169222$

Nous rejetons finalement les runs pour lesquels le facteur d'atténuation du déclencheur S3 n'était pas égal à 1:

IRUN=158151 IRUN=158154 IRUN=158155 IRUN=158850
IRUN=158851 IRUN=158854 IRUN=159920 IRUN=159922
IRUN=159923 IRUN=159924 IRUN=165250 IRUN=165251
IRUN=165252 IRUN=165533 IRUN=165534 IRUN=165535
IRUN=165537 IRUN=165538 IRUN=165541 IRUN=165542
IRUN=165546 IRUN=165686 IRUN=165687 IRUN=165688
IRUN=165689 IRUN=165690 IRUN=165691 IRUN=165692
IRUN=165693 IRUN=165696 IRUN=165697 IRUN=165710
IRUN=165711 IRUN=165712 IRUN=165713 IRUN=165714
IRUN=165715 IRUN=165718 IRUN=165719 IRUN=165721
IRUN=165725 IRUN=165727 IRUN=165728 IRUN=165729
IRUN=165733 IRUN=165734 IRUN=165736 IRUN=165745
IRUN=166022 IRUN=166025 IRUN=166026 IRUN=166033
IRUN=166035 IRUN=166072

A.2 Spectromètre à muons

Pendant certaines périodes de la prise de données, le spectromètre à muons, qui est important dans notre travail afin de sélectionner les interactions élastiques (voir section 3.5), n'était pas mis sous tension. Les périodes correspondantes ont été écartées: $160123 \leq \mathrm{IRUN} \leq 160857$

IRUN=169264 IRUN=169268 IRUN=169269 IRUN=169270
IRUN=169271 IRUN=169272 IRUN=169274 IRUN=169275
IRUN=169276 IRUN=169277 IRUN=169278 IRUN=169281
IRUN=169283 IRUN=169284 IRUN=169285 IRUN=169286
IRUN=169287 IRUN=169288

IRUN=158073 $73307 \leq$ IEVENT ≤ 73352
IRUN=158569 IEVENT ≥ 17217
IRUN=159172 $170353 \leq$ IEVENT ≤ 171298
IRUN=159172 $175056 \leq$ IEVENT ≤ 175335
IRUN=161168 $143064 \leq$ IEVENT ≤ 143155
IRUN=163555 $18417 \leq$ IEVENT ≤ 34419
IRUN=164993 $47163 \leq$ IEVENT ≤ 47561
IRUN=169282 IEVENT ≤ 77476
IRUN=169282 IEVENT ≥ 79535
IRUN=169289 IEVENT ≤ 1144
IRUN=169792 $14619 \leq$ IEVENT ≤ 14645
IRUN=169792 $16110 \leq$ IEVENT ≤ 16214
IRUN=171123 $7266 \leq$ IEVENT ≤ 7477

A.3 Lecture des bandes de données

Nous rejetons enfin trois runs pour lesquels le programme de lecture des bandes de données n'a pas fonctionné correctement, ainsi que trois runs pour lesquels les informations concernant la luminosité n'étaient pas accessibles:

IRUN=163852 IRUN=166350 IRUN=171136
IRUN=157883 IRUN=160625 IRUN=169764

Appendice B

Expression des éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité

Dans cette annexe, nous donnons l'expression des 15 éléments de matrice en fonction des amplitudes d'hélicité $T_{\lambda_\rho \lambda_\gamma}$. Les relations sont obtenues en développant les formules données à l'appendice A de la référence [112] [1].

$$r^{04}_{00} = \frac{1}{1+\epsilon R} \left[\frac{1}{2N_T} \left(|T_{01}|^2 + |T_{0-1}|^2\right) + \frac{\epsilon R}{N_L} |T_{00}|^2\right] \tag{B.1}$$

$$\mathrm{Re}\, r^{04}_{10} = \frac{1}{1+\epsilon R} \mathrm{Re} \left[\frac{1}{2N_T} \left(T_{11} T^{\dagger}_{01} + T_{1-1} T^{\dagger}_{0-1}\right) + \frac{\epsilon R}{N_L} T_{10} T^{\dagger}_{00}\right] \tag{B.2}$$

$$r^{04}_{1-1} = \frac{1}{1+\epsilon R} \left[\frac{1}{2N_T} \left(T_{11} T^{\dagger}_{-11} + T_{1-1} T^{\dagger}_{-1-1}\right) + \frac{\epsilon R}{N_L} T_{10} T^{\dagger}_{-10}\right] \tag{B.3}$$

$$r^{1}_{00} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \left(T_{0-1} T^{\dagger}_{01} + T_{01} T^{\dagger}_{0-1}\right) \tag{B.4}$$

$$r^{1}_{11} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \left(T_{1-1} T^{\dagger}_{11} + T_{11} T^{\dagger}_{1-1}\right) \tag{B.5}$$

$$\mathrm{Re}\, r^{1}_{10} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \mathrm{Re} \left(T_{1-1} T^{\dagger}_{01} + T_{11} T^{\dagger}_{0-1}\right) \tag{B.6}$$

$$r^{1}_{1-1} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \left(T_{1-1} T^{\dagger}_{-11} + T_{11} T^{\dagger}_{-1-1}\right) \tag{B.7}$$

$$\mathrm{Im}\, r^{2}_{10} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \mathrm{Im} \left[i \left(T_{1-1} T^{\dagger}_{01} - T_{11} T^{\dagger}_{0-1}\right)\right] \tag{B.8}$$

$$\mathrm{Im}\, r^{2}_{1-1} = \frac{1}{1+\epsilon R} \frac{1}{2N_T} \mathrm{Im} \left[i \left(T_{1-1} T^{\dagger}_{-11} - T_{11} T^{\dagger}_{-1-1}\right)\right] \tag{B.9}$$

$$r^{5}_{00} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2 N_T N_L}} \left[\mathrm{Re}\,(T_{00} T^{\dagger}_{01}) - \mathrm{Re}\,(T_{00} T^{\dagger}_{0-1})\right] \tag{B.10}$$

---

[1] Comme indiqué dans la référence [80], seules les composantes $\lambda_\gamma = \pm 1$ contribuent au facteur de normalisation N_T dans l'appendice A de [112].

$$r^5_{11} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}} \left[\mathrm{Re}\,(T_{10}T^\dagger_{11}) - \mathrm{Re}\,(T_{10}T^\dagger_{1-1})\right] \tag{B.11}$$

$$\mathrm{Re}\, r^5_{10} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\ \left(T_{10}T^\dagger_{01} + T_{11}T^\dagger_{00} - T_{10}T^\dagger_{0-1} - T_{1-1}T^\dagger_{00}\right) \tag{B.12}$$

$$r^5_{1-1} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}} \frac{1}{2} \left(T_{10}T^\dagger_{-11} + T_{11}T^\dagger_{-10} - T_{10}T^\dagger_{-1-1} - T_{1-1}T^\dagger_{-10}\right) \tag{B.13}$$

$$\mathrm{Im}\, r^6_{10} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\ \left(T_{10}T^\dagger_{01} - T_{11}T^\dagger_{00} + T_{10}T^\dagger_{0-1} - T_{1-1}T^\dagger_{00}\right) \tag{B.14}$$

$$\mathrm{Im}\, r^6_{1-1} = \frac{\sqrt{R}}{1+\epsilon R} \frac{1}{\sqrt{2N_T N_L}} \frac{1}{2}\mathrm{Re}\ \left(T_{10}T^\dagger_{-11} - T_{11}T^\dagger_{-10} + T_{10}T^\dagger_{-1-1} - T_{1-1}T^\dagger_{-10}\right) \tag{B.15}$$

Les facteurs de normalisation longitudinale et transverse, ainsi que le rapport des sections efficaces $\gamma^* p$ longitudinale et transverse sont donnés par les relations suivantes:

$$N_L = |T_{00}|^2 + |T_{10}|^2 + |T_{-10}|^2 \tag{B.16}$$

$$N_T = \frac{1}{2}\left[|T_{11}|^2 + |T_{-1-1}|^2 + |T_{01}|^2 + |T_{0-1}|^2 + |T_{1-1}|^2 + |T_{-11}|^2\right] \tag{B.17}$$

$$R = \frac{N_L}{N_T} \tag{B.18}$$

Le paramètre de polarisation ε est donné par la relation:

$$\varepsilon = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2 - 2m_e^2 y^2/Q^2}, \tag{B.19}$$

où m_e est la masse de l'électron, l'invariant y étant défini à l'équation 4.1.

Appendice C

Tables

Q^2 range (GeV^2)	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2)	n	f_I/f_ρ
$1.0 < Q^2 < 1.5$	1.2	2.97 ± 0.63	0.249 ± 0.053
$1.5 < Q^2 < 2.5$	1.7	2.44 ± 0.63	0.204 ± 0.049
$2.5 < Q^2 < 4.0$	3.1	$1.83 \pm 0.26 \; ^{+0.44}_{-0.44}$	$0.124 \pm 0.021 \; ^{+0.038}_{-0.038}$
$4.0 < Q^2 < 6.0$	4.8	$1.50 \pm 0.36 \; ^{+0.53}_{-0.55}$	$0.109 \pm 0.027 \; ^{+0.041}_{-0.044}$
$6.0 < Q^2 < 9.0$	7.2	$0.66 \pm 0.46 \; ^{+0.68}_{-0.55}$	$0.023 \pm 0.034 \; ^{+0.053}_{-0.035}$
$9.0 < Q^2 < 14.0$	10.9	$1.31 \pm 0.60 \; ^{+0.61}_{-0.74}$	$0.083 \pm 0.048 \; ^{+0.049}_{-0.066}$
$14.0 < Q^2 < 60.0$	21.2	$0.48 \pm 0.81 \; ^{+0.97}_{-0.85}$	$0.000 \pm 0.034 \; ^{+0.034}_{-0.034}$

Table C.1: Paramètre de déformation n, pour la paramétrisation de Ross-Stodolsky, et f_I/f_ρ, pour la paramétrisation de Söding, pour différents intervalles en Q^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur totale.

	Elément	$2.5 < Q^2 < 3.5$ GeV^2	$3.5 < Q^2 < 6.0$ GeV^2	$6.0 < Q^2 < 60$ GeV^2
1	r^{04}_{00}	$0.639 \pm 0.031\ ^{+0.013}_{-0.010}$	$0.695 \pm 0.031\ ^{+0.019}_{-0.018}$	$0.748 \pm 0.033\ ^{+0.037}_{-0.011}$
2	Re r^{04}_{10}	$0.018 \pm 0.020\ ^{+0.004}_{-0.004}$	$-0.019 \pm 0.020\ ^{+0.009}_{-0.003}$	$0.036 \pm 0.022\ ^{+0.006}_{-0.012}$
3	r^{04}_{1-1}	$-0.020 \pm 0.023\ ^{+0.002}_{-0.003}$	$-0.020 \pm 0.022\ ^{+0.008}_{-0.001}$	$0.016 \pm 0.023\ ^{+0.003}_{-0.012}$
4	r^{1}_{00}	$-0.011 \pm 0.081\ ^{+0.013}_{-0.022}$	$-0.085 \pm 0.082\ ^{+0.021}_{-0.013}$	$-0.078 \pm 0.092\ ^{+0.024}_{-0.002}$
5	r^{1}_{11}	$-0.019 \pm 0.057\ ^{+0.016}_{-0.003}$	$0.021 \pm 0.057\ ^{+0.001}_{-0.006}$	$0.010 \pm 0.063\ ^{+0.001}_{-0.009}$
6	Re r^{1}_{10}	$0.003 \pm 0.028\ ^{+0.016}_{-0.003}$	$-0.022 \pm 0.028\ ^{+0.015}_{-0.016}$	$-0.042 \pm 0.030\ ^{+0.005}_{-0.007}$
7	r^{1}_{1-1}	$0.147 \pm 0.032\ ^{+0.013}_{-0.007}$	$0.103 \pm 0.031\ ^{+0.003}_{-0.005}$	$0.081 \pm 0.031\ ^{+0.010}_{-0.013}$
8	Im r^{2}_{10}	$0.006 \pm 0.028\ ^{+0.008}_{-0.004}$	$0.049 \pm 0.028\ ^{+0.015}_{-0.015}$	$0.007 \pm 0.030\ ^{+0.005}_{-0.011}$
9	Im r^{2}_{1-1}	$-0.156 \pm 0.032\ ^{+0.014}_{-0.010}$	$-0.098 \pm 0.031\ ^{+0.018}_{-0.007}$	$-0.067 \pm 0.032\ ^{+0.007}_{-0.025}$
10	r^{5}_{00}	$0.099 \pm 0.040\ ^{+0.016}_{-0.002}$	$0.081 \pm 0.041\ ^{+0.009}_{-0.013}$	$0.107 \pm 0.047\ ^{+0.015}_{-0.004}$
11	r^{5}_{11}	$0.002 \pm 0.029\ ^{+0.002}_{-0.007}$	$0.005 \pm 0.029\ ^{+0.006}_{-0.006}$	$0.014 \pm 0.032\ ^{+0.006}_{-0.012}$
12	Re r^{5}_{10}	$0.149 \pm 0.013\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.142 \pm 0.013\ ^{+0.003}_{-0.002}$	$0.133 \pm 0.014\ ^{+0.003}_{-0.004}$
13	r^{5}_{1-1}	$-0.019 \pm 0.016\ ^{+0.005}_{-0.001}$	$0.004 \pm 0.016\ ^{+0.006}_{-0.006}$	$0.003 \pm 0.016\ ^{+0.004}_{-0.010}$
14	Im r^{6}_{10}	$-0.124 \pm 0.013\ ^{+0.001}_{-0.001}$	$-0.146 \pm 0.013\ ^{+0.004}_{-0.005}$	$-0.146 \pm 0.014\ ^{+0.004}_{-0.002}$
15	Im r^{6}_{1-1}	$0.022 \pm 0.016\ ^{+0.001}_{-0.002}$	$-0.014 \pm 0.016\ ^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.001 \pm 0.016\ ^{+0.006}_{-0.003}$

Table C.2: Eléments de matrice pour la production de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois intervalles en Q^2, les domaines en W et $|t|$ étant respectivement $30 < W < 140$ GeV et $|t| < 0.5$ GeV^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

	Elément	$40 < W < 60$ GeV	$60 < W < 80$ GeV	$80 < W < 100$ GeV
1	r^{04}_{00}	$0.671 \pm 0.031\ ^{+0.031}_{-0.025}$	$0.719 \pm 0.031\ ^{+0.051}_{-0.033}$	$0.687 \pm 0.033\ ^{+0.031}_{-0.016}$
2	Re r^{04}_{10}	$-0.011 \pm 0.020\ ^{+0.010}_{-0.007}$	$0.025 \pm 0.020\ ^{+0.011}_{-0.009}$	$0.052 \pm 0.021\ ^{+0.006}_{-0.003}$
3	r^{04}_{1-1}	$-0.021 \pm 0.023\ ^{+0.005}_{-0.006}$	$0.000 \pm 0.023\ ^{+0.011}_{-0.010}$	$-0.028 \pm 0.024\ ^{+0.010}_{-0.004}$
4	r^{1}_{00}	$-0.048 \pm 0.081\ ^{+0.021}_{-0.019}$	$-0.151 \pm 0.082\ ^{+0.020}_{-0.010}$	$0.043 \pm 0.089\ ^{+0.029}_{-0.026}$
5	r^{1}_{11}	$-0.013 \pm 0.057\ ^{+0.008}_{-0.009}$	$0.080 \pm 0.057\ ^{+0.003}_{-0.006}$	$-0.060 \pm 0.062\ ^{+0.021}_{-0.024}$
6	Re r^{1}_{10}	$-0.002 \pm 0.028\ ^{+0.006}_{-0.006}$	$-0.018 \pm 0.028\ ^{+0.013}_{-0.022}$	$-0.023 \pm 0.030\ ^{+0.022}_{-0.027}$
7	r^{1}_{1-1}	$0.225 \pm 0.031\ ^{+0.002}_{-0.005}$	$0.113 \pm 0.031\ ^{+0.007}_{-0.010}$	$0.083 \pm 0.033\ ^{+0.052}_{-0.044}$
8	Im r^{2}_{10}	$-0.030 \pm 0.028\ ^{+0.012}_{-0.008}$	$0.105 \pm 0.028\ ^{+0.006}_{-0.008}$	$0.032 \pm 0.030\ ^{+0.009}_{-0.006}$
9	Im r^{2}_{1-1}	$-0.132 \pm 0.032\ ^{+0.016}_{-0.010}$	$-0.151 \pm 0.031\ ^{+0.013}_{-0.009}$	$-0.068 \pm 0.033\ ^{+0.020}_{-0.024}$
10	r^{5}_{00}	$0.030 \pm 0.041\ ^{+0.003}_{-0.003}$	$0.192 \pm 0.041\ ^{+0.033}_{-0.013}$	$0.114 \pm 0.045\ ^{+0.007}_{-0.002}$
11	r^{5}_{11}	$-0.009 \pm 0.029\ ^{+0.004}_{-0.001}$	$-0.015 \pm 0.029\ ^{+0.004}_{-0.010}$	$0.027 \pm 0.031\ ^{+0.007}_{-0.008}$
12	Re r^{5}_{10}	$0.177 \pm 0.013\ ^{+0.015}_{-0.009}$	$0.118 \pm 0.013\ ^{+0.011}_{-0.009}$	$0.125 \pm 0.014\ ^{+0.009}_{-0.009}$
13	r^{5}_{1-1}	$-0.014 \pm 0.016\ ^{+0.004}_{-0.008}$	$-0.005 \pm 0.016\ ^{+0.007}_{-0.002}$	$-0.018 \pm 0.017\ ^{+0.007}_{-0.006}$
14	Im r^{6}_{10}	$-0.148 \pm 0.013\ ^{+0.003}_{-0.004}$	$-0.160 \pm 0.013\ ^{+0.005}_{-0.006}$	$-0.115 \pm 0.014\ ^{+0.013}_{-0.031}$
15	Im r^{6}_{1-1}	$-0.005 \pm 0.016\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$0.021 \pm 0.016\ ^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.014 \pm 0.017\ ^{+0.009}_{-0.011}$

Table C.3: Eléments de matrice pour la production de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois intervalles en W, les domaines en Q^2 et $|t|$ étant respectivement $2.5 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $|t| < 0.5$ GeV^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

	Elément	$0.0 < \|t\| < 0.10$ GeV^2	$0.1 < \|t\| < 0.2$ GeV^2	$0.2 < \|t\| < 0.5$ GeV^2
1	r^{04}_{00}	$0.686 \pm 0.031\ ^{+0.050}_{-0.039}$	$0.706 \pm 0.031\ ^{+0.059}_{-0.041}$	$0.634 \pm 0.033\ ^{+0.042}_{-0.032}$
2	Re r^{04}_{10}	$0.010 \pm 0.020\ ^{+0.009}_{-0.014}$	$0.021 \pm 0.020\ ^{+0.009}_{-0.002}$	$-0.001 \pm 0.021\ ^{+0.013}_{-0.005}$
3	r^{04}_{1-1}	$-0.011 \pm 0.023\ ^{+0.012}_{-0.005}$	$-0.011 \pm 0.022\ ^{+0.013}_{-0.009}$	$-0.005 \pm 0.024\ ^{+0.005}_{-0.012}$
4	r^{1}_{00}	$-0.083 \pm 0.083\ ^{+0.026}_{-0.031}$	$-0.005 \pm 0.082\ ^{+0.021}_{-0.008}$	$-0.058 \pm 0.087\ ^{+0.015}_{-0.006}$
5	r^{1}_{11}	$0.016 \pm 0.058\ ^{+0.018}_{-0.016}$	$0.003 \pm 0.057\ ^{+0.007}_{-0.007}$	$-0.030 \pm 0.061\ ^{+0.006}_{-0.006}$
6	Re r^{1}_{10}	$-0.032 \pm 0.028\ ^{+0.022}_{-0.013}$	$-0.044 \pm 0.028\ ^{+0.007}_{-0.018}$	$0.029 \pm 0.030\ ^{+0.010}_{-0.013}$
7	r^{1}_{1-1}	$0.098 \pm 0.031\ ^{+0.013}_{-0.015}$	$0.134 \pm 0.030\ ^{+0.006}_{-0.012}$	$0.170 \pm 0.033\ ^{+0.014}_{-0.009}$
8	Im r^{2}_{10}	$0.020 \pm 0.028\ ^{+0.014}_{-0.010}$	$0.045 \pm 0.028\ ^{+0.005}_{-0.008}$	$0.023 \pm 0.031\ ^{+0.009}_{-0.005}$
9	Im r^{2}_{1-1}	$-0.136 \pm 0.031\ ^{+0.007}_{-0.003}$	$-0.143 \pm 0.031\ ^{+0.011}_{-0.007}$	$-0.078 \pm 0.033\ ^{+0.025}_{-0.007}$
10	r^{5}_{00}	$0.090 \pm 0.041\ ^{+0.055}_{-0.038}$	$0.069 \pm 0.041\ ^{+0.033}_{-0.012}$	$0.132 \pm 0.044\ ^{+0.020}_{-0.050}$
11	r^{5}_{11}	$-0.003 \pm 0.029\ ^{+0.015}_{-0.027}$	$0.015 \pm 0.029\ ^{+0.007}_{-0.012}$	$0.012 \pm 0.031\ ^{+0.012}_{-0.013}$
12	Re r^{5}_{10}	$0.155 \pm 0.013\ ^{+0.005}_{-0.011}$	$0.138 \pm 0.013\ ^{+0.009}_{-0.010}$	$0.138 \pm 0.014\ ^{+0.012}_{-0.002}$
13	r^{5}_{1-1}	$-0.021 \pm 0.016\ ^{+0.014}_{-0.007}$	$0.014 \pm 0.016\ ^{+0.001}_{-0.007}$	$0.003 \pm 0.017\ ^{+0.003}_{-0.007}$
14	Im r^{6}_{10}	$-0.143 \pm 0.013\ ^{+0.005}_{-0.006}$	$-0.122 \pm 0.013\ ^{+0.004}_{-0.006}$	$-0.152 \pm 0.014\ ^{+0.004}_{-0.001}$
15	Im r^{6}_{1-1}	$0.004 \pm 0.016\ ^{+0.002}_{-0.000}$	$-0.002 \pm 0.016\ ^{+0.005}_{-0.003}$	$0.001 \pm 0.017\ ^{+0.004}_{-0.004}$

Table C.4: Eléments de matrice pour la production de mésons ρ, obtenus par la méthode des moments, pour trois intervalles en $|t|$, les domaines en Q^2 et W étant respectivement $2.5 < Q^2 < 60$ GeV^2 et $30 < W < 140$ GeV. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$\|t\|$ (GeV^2)	r^{04}_{00}
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.667 \pm 0.017\ ^{+0.032}_{-0.026}$
2.5 - 3.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$0.635 \pm 0.043\ ^{+0.035}_{-0.041}$
3.0 - 4.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$0.691 \pm 0.036\ ^{+0.013}_{-0.010}$
4.0 - 6.0	30 - 120	0.0 - 0.5	$0.688 \pm 0.039\ ^{+0.011}_{-0.004}$
6.0 - 9.0	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.726 \pm 0.044\ ^{+0.023}_{-0.004}$
9.0 - 14	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.771 \pm 0.053\ ^{+0.014}_{-0.026}$
14. - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.721 \pm 0.069\ ^{+0.019}_{-0.033}$
2.5 - 60	40 - 60	0.0 - 0.5	$0.676 \pm 0.034\ ^{+0.031}_{-0.027}$
2.5 - 60	60 - 80	0.0 - 0.5	$0.720 \pm 0.036\ ^{+0.028}_{-0.026}$
2.5 - 60	80 - 100	0.0 - 0.5	$0.672 \pm 0.039\ ^{+0.017}_{-0.013}$
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.1	$0.681 \pm 0.026\ ^{+0.030}_{-0.023}$
2.5 - 60	30 - 140	0.1 - 0.2	$0.669 \pm 0.034\ ^{+0.051}_{-0.026}$
2.5 - 60	30 - 140	0.2 - 0.5	$0.648 \pm 0.034\ ^{+0.034}_{-0.030}$

Table C.5: Elément de matrice r^{04}_{00} pour différents intervalles en Q^2, W et $|t|$, résultant de l'ajustement de l'équation 7.18 aux distributions de $\cos\theta$. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	R = σ_L/σ_T
2.5 - 60	30 - 140	$2.01\ ^{+0.17}_{-0.15}\ ^{+0.32}_{-0.22}$
2.5 - 3.0	30 - 100	$1.75\ ^{+0.36}_{-0.29}\ ^{+0.29}_{-0.28}$
3.0 - 4.0	30 - 100	$2.25\ ^{+0.42}_{-0.34}\ ^{+0.13}_{-0.11}$
4.0 - 6.0	30 - 120	$2.22\ ^{+0.46}_{-0.36}\ ^{+0.11}_{-0.05}$
6.0 - 9.0	30 - 140	$2.67\ ^{+0.70}_{-0.50}\ ^{+0.33}_{-0.05}$
9.0 - 14	30 - 140	$3.38\ ^{+1.30}_{-0.82}\ ^{+0.28}_{-0.46}$
14. - 60	30 - 140	$2.60\ ^{+1.19}_{-0.72}\ ^{+0.26}_{-0.39}$

Table C.6: Mesure de R, le rapport de la production de mésons ρ par des photons virtuels longitudinaux et transverses, pour différents intervalles en Q^2, dans l'approximation SCHC. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$\|t\|$ (GeV^2)	r^1_{1-1}
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.115 \pm 0.016\ ^{+0.012}_{-0.012}$
2.5 - 4.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$0.156 \pm 0.025\ ^{+0.006}_{-0.010}$
4.0 - 6.0	30 - 120	0.0 - 0.5	$0.090 \pm 0.035\ ^{+0.008}_{-0.019}$
6.0 - 9.0	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.098 \pm 0.042\ ^{+0.012}_{-0.009}$
9.0 - 14	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.021 \pm 0.056\ ^{+0.022}_{-0.019}$
14. - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.019 \pm 0.074\ ^{+0.010}_{-0.041}$
2.5 - 60	40 - 60	0.0 - 0.5	$0.204 \pm 0.030\ ^{+0.008}_{-0.010}$
2.5 - 60	60 - 80	0.0 - 0.5	$0.093 \pm 0.033\ ^{+0.025}_{-0.025}$
2.5 - 60	80 - 100	0.0 - 0.5	$0.076 \pm 0.040\ ^{+0.040}_{-0.036}$
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.1	$0.104 \pm 0.024\ ^{+0.017}_{-0.018}$
2.5 - 60	30 - 140	0.1 - 0.2	$0.120 \pm 0.032\ ^{+0.012}_{-0.026}$
2.5 - 60	30 - 140	0.2 - 0.5	$0.128 \pm 0.031\ ^{+0.005}_{-0.006}$

Table C.7: Mesure de l'élément de matrice r^1_{1-1} pour différents intervalles en Q^2, W et $|t|$, sous les hypothèses NPE et SCHC, obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 7.20 aux distributions en ψ. La première erreur représente l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$\|t\|$ (GeV^2)	$\cos\delta$
2.5 - 60.	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.925 \pm 0.022\ ^{+0.011}_{-0.022}$
2.5 - 3.5	30 - 100	0.0 - 0.5	$0.867 \pm 0.051\ ^{+0.007}_{-0.019}$
3.5 - 6.0	30 - 120	0.0 - 0.5	$0.841 \pm 0.056\ ^{+0.020}_{-0.003}$
6.0 - 60.	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.964 \pm 0.071\ ^{+0.012}_{-0.012}$
2.5 - 60.	40 - 60	0.0 - 0.5	$0.922 \pm 0.053\ ^{+0.020}_{-0.019}$
2.5 - 60.	60 - 80	0.0 - 0.5	$0.903 \pm 0.064\ ^{+0.022}_{-0.028}$
2.5 - 60.	80 - 100	0.0 - 0.5	$0.690 \pm 0.101\ ^{+0.035}_{-0.046}$
2.5 - 60.	30 - 140	0.0 - 0.1	$0.915 \pm 0.039\ ^{+0.011}_{-0.011}$
2.5 - 60.	30 - 140	0.1 - 0.2	$0.904 \pm 0.063\ ^{+0.041}_{-0.059}$
2.5 - 60.	30 - 140	0.2 - 0.5	$0.868 \pm 0.060\ ^{+0.053}_{-0.006}$

Table C.8: Mesure du paramètre $\cos\delta$ pour différents intervalles en Q^2, W et $|t|$, obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 7.14 aux distributions ($\cos\theta$, ψ). La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$\|t\|$ (GeV^2)	$2\ r^1_{11}+r^1_{00}$	$2\ r^5_{11}+r^5_{00}$
2.5 - 60.0	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.067 \pm 0.033\ ^{+0.016}_{-0.004}$	$0.119 \pm 0.017\ ^{+0.013}_{-0.007}$
2.5 - 3.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$0.046 \pm 0.083\ ^{+0.025}_{-0.009}$	$0.097 \pm 0.039\ ^{+0.029}_{-0.005}$
3.0 - 4.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$-0.140 \pm 0.065\ ^{+0.011}_{-0.036}$	$0.115 \pm 0.034\ ^{+0.011}_{-0.010}$
4.0 - 6.0	30 - 120	0.0 - 0.5	$-0.079 \pm 0.072\ ^{+0.059}_{-0.008}$	$0.120 \pm 0.036\ ^{+0.011}_{-0.015}$
6.0 - 9.0	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.023 \pm 0.084\ ^{+0.027}_{-0.029}$	$0.109 \pm 0.043\ ^{+0.018}_{-0.005}$
9.0 - 14.	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.006 \pm 0.119\ ^{+0.042}_{-0.061}$	$0.216 \pm 0.054\ ^{+0.021}_{-0.032}$
14. - 60.	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.173 \pm 0.156\ ^{+0.061}_{-0.053}$	$0.113 \pm 0.077\ ^{+0.050}_{-0.040}$
2.5 - 60.0	40 - 60	0.0 - 0.5	$-0.118 \pm 0.066\ ^{+0.045}_{-0.013}$	$0.025 \pm 0.033\ ^{+0.004}_{-0.009}$
2.5 - 60.0	60 - 80	0.0 - 0.5	$-0.040 \pm 0.069\ ^{+0.016}_{-0.025}$	$0.175 \pm 0.034\ ^{+0.011}_{-0.012}$
2.5 - 60.0	80 - 100	0.0 - 0.5	$-0.106 \pm 0.074\ ^{+0.024}_{-0.012}$	$0.183 \pm 0.039\ ^{+0.018}_{-0.012}$
2.5 - 60.0	30 - 140	0.0 - 0.1	$-0.060 \pm 0.049\ ^{+0.027}_{-0.006}$	$0.092 \pm 0.025\ ^{+0.028}_{-0.020}$
2.5 - 60.0	30 - 140	0.1 - 0.2	$0.012 \pm 0.068\ ^{+0.008}_{-0.055}$	$0.114 \pm 0.033\ ^{+0.018}_{-0.005}$
2.5 - 60.0	30 - 140	0.2 - 0.3	$-0.053 \pm 0.090\ ^{+0.015}_{-0.041}$	$0.126 \pm 0.044\ ^{+0.041}_{-0.023}$
2.5 - 60.0	30 - 140	0.3 - 0.5	$-0.182 \pm 0.085\ ^{+0.074}_{-0.011}$	$0.196 \pm 0.046\ ^{+0.010}_{-0.039}$

Table C.9: Mesure de la combinaison des éléments de matrice $2r^1_{11}+r^1_{00}$ et $2r^5_{11}+r^5_{00}$, pour différents intervalles en Q^2, W et $|t|$, obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 7.23 aux distributions en ϕ. La première erreur représente l'erreur statistique et la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$\|t\|$ (GeV^2)	r^{04}_{1-1}
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.025 \pm 0.016 ^{+0.004}_{-0.007}$
2.5 - 3.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$-0.062 \pm 0.038 ^{+0.013}_{-0.006}$
3.0 - 4.0	30 - 100	0.0 - 0.5	$-0.080 \pm 0.033 ^{+0.008}_{-0.003}$
4.0 - 6.0	30 - 120	0.0 - 0.5	$0.028 \pm 0.035 ^{+0.010}_{-0.006}$
6.0 - 9.0	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.003 \pm 0.042 ^{+0.013}_{-0.014}$
9.0 - 14	30 - 140	0.0 - 0.5	$-0.023 \pm 0.058 ^{+0.007}_{-0.006}$
14. - 60	30 - 140	0.0 - 0.5	$0.036 \pm 0.072 ^{+0.008}_{-0.034}$
2.5 - 60	40 - 60	0.0 - 0.5	$-0.032 \pm 0.032 ^{+0.005}_{-0.004}$
2.5 - 60	60 - 80	0.0 - 0.5	$-0.014 \pm 0.034 ^{+0.008}_{-0.014}$
2.5 - 60	80 - 100	0.0 - 0.5	$-0.050 \pm 0.039 ^{+0.017}_{-0.012}$
2.5 - 60	30 - 140	0.0 - 0.1	$-0.017 \pm 0.024 ^{+0.005}_{-0.009}$
2.5 - 60	30 - 140	0.1 - 0.2	$-0.042 \pm 0.033 ^{+0.028}_{-0.017}$
2.5 - 60	30 - 140	0.2 - 0.3	$0.013 \pm 0.043 ^{+0.008}_{-0.031}$
2.5 - 60	30 - 140	0.3 - 0.5	$-0.052 \pm 0.042 ^{+0.006}_{-0.013}$

Table C.10: Mesure de l'élément de matrice r^{04}_{1-1} pour différents intervalles en Q^2, W et $|t|$, obtenue à partir de l'ajustement de l'équation 7.28 aux distributions en φ. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur systématique.

Q^2 (GeV^2)	b (GeV^{-2})
3.1	$7.1 \pm 0.4 ^{+0.5}_{-0.6}$
4.8	$5.5 \pm 0.5 ^{+0.7}_{-0.5}$
7.2	$6.2 \pm 0.6 ^{+0.7}_{-0.7}$
10.9	$5.6 \pm 0.8 ^{+0.9}_{-0.9}$
21.2	$4.7 \pm 1.0 ^{+1.2}_{-1.2}$

Table C.11: Mesure du paramètre de pente b pour cinq intervalles en Q^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique.

Q^2 (GeV^2)	σ ($\gamma^* p \to \rho p$) (nb)		
2.7	432	$\pm$ 39	$^{+60}_{-50}$
3.0	399	$\pm$ 34	$^{+54}_{-46}$
3.3	314	$\pm$ 29	$^{+50}_{-43}$
3.8	261	$\pm$ 24	$^{+36}_{-34}$
4.2	206	$\pm$ 21	$^{+31}_{-32}$
4.7	157	$\pm$ 17	$^{+22}_{-24}$
5.3	120	$\pm$ 14	$^{+20}_{-22}$
6.0	106	$\pm$ 13	$^{+16}_{-16}$
6.7	78.8	$\pm$ 10	$^{+15}_{-12}$
7.5	80.8	$\pm$ 9.9	$^{+12}_{-15}$
8.4	50.7	$\pm$ 7.3	$^{+8.5}_{-8.2}$
9.4	47.5	$\pm$ 6.7	$^{+7.8}_{-8.3}$
10.9	27.5	$\pm$ 4.1	$^{+4.8}_{-4.8}$
13.0	19.9	$\pm$ 3.1	$^{+3.5}_{-3.5}$
15.4	17.7	$\pm$ 3.3	$^{+3.8}_{-3.7}$
18.3	11.6	$\pm$ 2.7	$^{+3.0}_{-3.0}$
22.8	6.0	$\pm$ 1.5	$^{+1.7}_{-1.6}$
35.0	1.6	$\pm$ 0.5	$^{+0.5}_{-0.5}$

Table C.12: Section efficace $\gamma^* p$ en fonction de Q^2 pour $W = 75$ GeV. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique.

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	σ ($\gamma^* p \rightarrow \rho p$)($nb$)
3.1	40	$296 \pm 24 ^{+36}_{-31}$
	60	$318 \pm 28 ^{+39}_{-35}$
	80	$410 \pm 34 ^{+48}_{-44}$
4.8	40	$125 \pm 13 ^{+17}_{-17}$
	60	$137 \pm 16 ^{+20}_{-19}$
	80	$160 \pm 19 ^{+25}_{-24}$
	100	$168 \pm 21 ^{+26}_{-25}$
7.15	50	$60.3 \pm 7.9 ^{+9.6}_{-8.8}$
	70	$76.2 \pm 10.8 ^{+14.0}_{-12.2}$
	90	$96.7 \pm 14.3 ^{+18.8}_{-15.6}$
	110	$94.7 \pm 15.0 ^{+17.2}_{-16.2}$
	130	$76.9 \pm 18.8 ^{+22.2}_{-20.0}$
10.9	50	$17.9 \pm 3.5 ^{+3.9}_{-4.0}$
	70	$34.6 \pm 5.7 ^{+6.8}_{-6.1}$
	90	$38.9 \pm 7.1 ^{+7.7}_{-7.8}$
	110	$30.1 \pm 6.8 ^{+7.2}_{-7.1}$
	130	$42.5 \pm 9.7 ^{+10.3}_{-10.0}$
19.7	60	$7.2 \pm 1.6 ^{+1.7}_{-1.7}$
	80	$10.4 \pm 2.3 ^{+2.4}_{-2.5}$
	100	$9.4 \pm 2.4 ^{+2.6}_{-2.5}$
	120	$14.9 \pm 3.2 ^{+3.4}_{-3.4}$

Table C.13: Section efficace $\gamma^* p$ en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2. La première erreur représente l'erreur statistique, la seconde l'erreur totale obtenue en additionnant quadratiquement les erreurs statistique et systématique.

Q^2 (GeV^2)	ϵ
3.1	$0.15 \pm 0.04 ^{+0.04}_{-0.55}$
4.8	$0.12 \pm 0.04 ^{+0.04}_{-0.06}$
7.15	$0.15 \pm 0.06 ^{+0.06}_{-0.07}$
10.9	$0.23 \pm 0.06 ^{+0.06}_{-0.07}$
19.7	$0.27 \pm 0.11 ^{+0.11}_{-0.15}$

Table C.14: Mesure du paramètre ϵ (voir éq. 8.14 et 8.16) pour cinq valeurs de Q^2. La première erreur provient des incertitudes sur la mesure des sections efficaces (incluant les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non corrélées), la seconde erreur inclut également la variation du paramètre ϵ obtenue en supposant $\alpha' = 0$, additionnée quadratiquement.

Bibliographie

[1] H1 Coll., *Elastic Electroproduction of ρ and ϕ Mesons for* $1 < Q^2 < 60$ GeV^2 *at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998, To be subm. to *Eur. Phys. J.*

[2] H1 Coll., S. Aid al., *Nucl. Phys.* **B468** (1996) 3.

[3] H1 Coll., *Elastic Electroproduction of ρ and ϕ Mesons for* $1 < Q^2 < 5$ GeV^2 *at HERA*, contributed paper to the Int. Europhys. Conf. on HEP, Jerusalem, Israel, 1997.

[4] M.L. Perl, *High Energy Hadron Physics*, John Wiley & Sons, 1974.

[5] K. Goulianos, *Phys. Rep.* **101** (1983) 169.

[6] C. Casso et al., Particle Data Group, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1.

[7] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B437** (1998) 408.

[8] H1 Coll., I. Abt et al., *Nucl. Phys.* **B407** (1993) 515;
H1 Coll., I. Abt et al., *Phys. Lett.* **B321** (1994) 161;
H1 Coll., T. Ahmed et al., *Nucl. Phys.* **B429** (1995) 471;
H1 Coll., S. Aid et al., *Nucl. Phys.* **B470** (1996) 3.

[9] H1 Coll., C. Adloff et al., *Nucl. Phys.* **B497** (1997) 3.

[10] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B316** (1993) 412;
ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C65** (1995) 379;
ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C72** (1996) 399.

[11] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C69** (1996) 607;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Phys. Lett.* **B407** (1997) 432;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-121, subm. to *Eur. Phys. J.*

[12] G. Alberi and G. Goggi, *Phys. Rep.* **74** (1981) 1.

[13] A.B. Kaidalov, *Phys. Rep.* **50** (1979) 157.

[14] E.L. Feinberg and I.Ya. Pomeranchuk, Suppl. *Nuovo Cim.* **3** (1956) 652.

[15] M.L. Good and W.D. Walker, *Phys. Rev.* **120** (1960) 1854.

[16] P. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1977).

[17] V.N. Bolotov et al., *Nucl. Phys.* **B73** (1974) 365.

[18] WA91 Coll., S. Abatzis et al., *Phys. Lett.* **B324** (1994) 509.

[19] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B296** (1992) 227.

[20] J.R. Cudell, K. Kang and S.K. Kim, *Phys. Lett.* **B395** (1997) 311.

[21] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B123** (1983) 345;
A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Nucl. Phys.* **B231** (1984) 189;
A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Nucl. Phys.* **B244** (1984) 322.

[22] E. Levin, *The Pomeron: Yesterday, Today and Tomorrow*, hep-ph/9503399 (1995).

[23] UA8 Coll., R. Bonino et al., *Phys. Lett.* **B211** (1988) 239;
UA8 Coll., A. Brandt et al., *Phys. Lett.* **B297** (1992) 417.

[24] G. Ingelman and P. Schlein, *Phys. Lett.* **B152** (1985) 256.

[25] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B315** (1993) 481.

[26] H1 Coll., T. Ahmed et al., *Nucl. Phys.* **B429** (1994) 477.

[27] P. Marage, *Diffraction at HERA - An Experimentalist's View*, Proceedings of the LAFEX International School on High Energy Physics, LISHEP 98, Rio de Janeiro, 1998, hep-ph/9810551.

[28] H1 Coll., T. Ahmed et al., *Phys. Lett.* **B348** (1995) 681;
H1 Coll., *Measurement of the Diffractive Structure Function* $F_2^{D(3)}$ *at Low and High* Q^2 *at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[29] H1 Coll., C. Adloff et al., *Zeit. Phys.* **C76** (1997) 613.

[30] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C68** (1995) 569;
ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C70** (1996) 391;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 61.

[31] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-084, subm. to *Eur. Phys. J.*

[32] J.C. Collins, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 3051.

[33] H1 Coll., C. Adloff et al., *Zeit. Phys.* **C74** (1997) 221.

[34] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Zeit. Phys.* **C75** (1997) 421.

[35] H1 Coll., *Measurement and Interpretation of the Diffractive Structure Function* $F_2^{D(3)}$ *at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[36] A. Hebecker, *Nucl. Phys.* **B505** (19997) 349.

[37] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B356** (1995) 129;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-162, subm. to *Phys. Lett.*

[38] W. Buchmüller, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 335;
W. Buchmüller, A. Hebecker, *Phys. Lett.* **B355** (1995) 573;
W. Buchmüller, A. Hebecker, *Nucl. Phys.* **B476** (1996) 203.

[39] A. Edin, G. Ingelman and J. Rathsman, *Phys. Lett.* **B366** (1996) 371;
G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, *Comp. Phys. Comm.* **101** (1997) 108.

[40] H. Jung, *Comp. Phys. Comm.* **86** (1995) 147.

[41] P. Bruni and G. Ingelman, Proc. of the Int. Europhys. Conf. on HEP, Marseilles, France, 1993.

[42] H1 Coll., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 495;
H1 Coll., C. Adloff et al., *Phys. Lett.* **B428** (1998) 206;
H1 Coll., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 439.

[43] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Phys. Lett.* **B421** (1998) 368;
ZEUS Coll., *Properties of Hadronic Final States in Diffractive Deep Inelastic ep Scattering at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[44] H1 Coll., *Rapidity Gaps between Jets in Photoproduction at HERA*, contributed paper to the Int. Europhys. Conf. on HEP, Jerusalem, Israel, 1997;
H1 Coll., C. Adloff et al., DESY-98-092, subm. to *Eur. Phys. J.*;
H1 Coll., *Double Diffraction Dissociation at large* $|t|$, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998;
H1 Coll., *Diffractive Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[45] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B369** (1996) 55;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-045, subm. to *Eur. Phys. J.*;
ZEUS Coll., *Open Charm Production in Diffractive Deep Inelastic Scattering at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[46] I. Royen and J.R. Cudell, *Fermi Motion and Quark Off-shellness in Elastic Vector Meson Production*, hep-ph/9807294 (1998).

[47] A. D. Martin, M.G. Ryskin and T. Teubner, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 4329.

[48] D.Yu. Ivanov and R. Kirschner, *Polarization in Diffractive Electroproduction of Light Vector Mesons*, hep-ph/9807324 (1998).

[49] T.H. Bauer et al., *Rev. Mod. Phys.* **50** (1978) 261.

[50] J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 981;
J.J. Sakurai and D. Schildknecht, *Phys. Lett.* **B40** (1972) 121.

[51] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B348** (1995) 213.

[52] H. Fraas, B.J. Read and D. Schildknecht, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 301.

[53] D. Schildknecht, G.A. Schuler and B. Surrow, *Vector Meson Electroproduction from Generalized Vector Dominance*, hep-ph/9810370 (1998).

[54] J.R. Cudell, *Nucl. Phys.* **B336** (1990) 1.

[55] L.P.A. Haakman, A. Kaidalov and J.H. Koch, *Phys. Lett.* **B365** (1996) 411.

[56] M.A. Pichowsky and T.S.H. Lee., *Phys. Lett.* **379** (1996) 1.

[57] H.G. Dosch et al., *Phys. Rev.* **D55** (1997) 2602.

[58] G. Niesler et al., *Phys. Lett.* **389** (1996) 157.

[59] J.C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 2982.

[60] M.G. Ryskin, *Zeit. Phys.* **C57** (1993) 89.

[61] M.G. Ryskin et al., *Zeit. Phys.* **C76** (1997) 231.

[62] L. Frankfurt, W. Koepf and M. Strikman, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 512.

[63] H1 Coll., *Energy Dependence of the Cross Section for the Exclusive Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[64] S.J. Brodsky et al., *Phys. Rev.* **D50** (1994) 3134.

[65] L. Frankfurt, W. Koepf and M. Strikman, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 3194.

[66] J. Nemchik, N.N. Nikolaev and B.G. Zakharov, *Phys. Lett.* **341** (1994) 228;
J. Nemchik et al., *Phys. Lett.* **374** (1996) 199;
J. Nemchik et al., *Zeit. Phys.* **C75** (1997) 71;
J. Nemchik et al., *J. Exp. Theor. Phys.* **86** (1998) 1054.

[67] E. Gotsman, E.M. Levin and U. Maor, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 4321;
E. Gotsman, E.M. Levin and U. Maor, *Nucl. Phys.* **B464** (1996) 251.

[68] J. Bartels et al., *Phys. Lett.* **B375** (1996) 301.

[69] J.R. Forshaw and M.G. Ryskin, *Zeit. Phys.* **C68** (1995) 137.

[70] D.Yu. Ivanov, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 3564.

[71] R.G. Ryskin, Yu.M. Shabelski and A.G. Shuvaev, *The t-dependences of Vector Meson Diffractive Production in ep Collisions*, hep-ph/9803434 (1998).

[72] E. Gotsman, E.M. Levin and U. Maor, *Phys. Lett.* **B403** (1997) 120.

[73] J.R. Cudell and I. Royen, *Phys. Lett.* **B397** (1997) 317.

[74] E.M. Levin et al., *Zeit. Phys.* **C74** (1997) 671.

[75] R.M. Egloff et al., *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 657.

[76] D. Aston et al., *Nucl. Phys.* **B209** (1982) 56.

[77] J.T. Dakin et al., *Phys. Rev.* **D8** (1973) 687.

[78] J. Ballam et al., *Phys. Rev.* **D10** (1974) 765.

[79] C. del Papa et al., *Phys. Rev.* **D19** (1979) 1303.

[80] P. Joos et al., *Nucl. Phys.* **B113** (1976) 53.

[81] D.G. Cassel et al., *Phys. Rev.* **D24** (1981) 2787.

[82] CHIO Coll., W.D. Shambroom et al., *Phys. Rev.* **D26** (1982) 1.

[83] EMC Coll., J.J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **B161** (1985) 203;
EMC Coll., J. Ashman et al., *Zeit. Phys.* **C39** (1988) 169.

[84] NMC Coll., P. Amaudruz et al., *Zeit. Phys.* **C54** (1992) 239;
NMC Coll., M. Arneodo et al., *Nucl. Phys.* **B429** (1994) 503.

[85] E665 Coll., M.R. Adams et al., *Zeit. Phys.* **C74** (1997) 237.

[86] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C69** (1995) 39;
ZEUS Coll., M. Derrick et al. , *Zeit. Phys.* **C73** (1997) 253.

[87] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 247.

[88] ZEUS Coll., *Study of Vector Meson Production at Large $|t|$ at HERA and Determination of the Pomeron Trajectory*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[89] H1 Coll., S. Aid et al., *Nucl. Phys.* **B463** (1996) 3.

[90] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B356** (1995) 601.

[91] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-107, subm. to *Eur. Phys. J.*

[92] ZEUS Coll., *Angular Distributions in Exclusive Electroproduction of ρ^0 and ϕ Mesons at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[93] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B377** (1996) 259.

[94] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B380** (1996) 220.

[95] ZEUS Coll., *Exclusive Electroproduction of ϕ Mesons at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[96] H1 Coll., C. Adloff et al., *Zeit. Phys.* **C75** (1997) 607.

[97] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Zeit. Phys.* **C73** (1996) 73.

[98] H1 Coll., T. Ahmed et al., *Phys. Lett.* **B338** (1994) 507;
H1 Coll., S. Aid et al., *Nucl. Phys.* **B472** (1996) 3.

[99] ZEUS Coll., M. Derrick et al., *Phys. Lett.* **B350** (1995) 120;
ZEUS Coll., J. Breitweg et al., *Zeit. Phys.* **C75** (1997) 215.

[100] H1 Coll., C. Adloff. et al, *Phys. Lett.* **B421** (1998) 385.

[101] ZEUS Coll., J. Breitweg et al., DESY 98-089, subm. to *Phys. Lett. B*

[102] H1 Coll., *Photoproduction of Υ Mesons at HERA*, contributed paper to the 29th Int. Conf. on HEP ICHEP98, Vancouver, Canada, 1998.

[103] B.H. Wiik, *Proceeding of the HERA Workshop*, Vol.1, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, Hamburg, 1991.

[104] A. Panitch, Ph. D. Thesis, Brussels, 1996.

[105] H1 Coll., I. Abt et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A386** (1997) 310;
H1 Coll., I. Abt et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A386** (1997) 348.

[106] H1 Coll., I. Abt et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A386** (1997) 348.

[107] B. Andrieu et al., H1 LAR Group, *Nucl. Instr. Meth.* **A336** (1993) 460.

[108] J. Bán et al., H1 BEMC Group, *Nucl. Instr. Meth.* **A372** (1996) 399.

[109] T. Nicholls et al., H1 SPACAL Group, *Nucl. Instr. Meth.* **A374** (1996) 149;
R.D. Appuhn et al., H1 SPACAL Group, *Nucl. Instr. Meth.* **A386** (1997) 397.

[110] S. Bentvelsen, J. Engelen and P. Kooijman, *Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,* in: Proc. of the Workshop on Physics at HERA, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, Hamburg 1992, Vol. 1, p. 23;
K.C. Hoeger, *Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events,* ibid., p. 43.

[111] F. Jacquet, A. Blondel, DESY 79-048 (1979) 377.

[112] K. Schilling and G. Wolf, *Nucl. Phys.* **B61** (1973) 381.

[113] *DIFFVM program,* see: B. List, *Diploma Thesis*, Techn. Univ. Berlin, unpubl. (1993).

[114] F. Halzen et A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, J. Wiley and Sons Int., New-York (1984).

[115] A. Meyer, Ph. D. Thesis, DESY FH1-97-01, Hamburg, 1997.

[116] H. Spiesberger, *HERACLES 4.4,* unpublished program manual (1993);
A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, *An event generator for ep interactions at HERA including radiative processes,* in: Proc. of the Workshop on Physics at HERA, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, Hamburg 1992, Vol. 3, p. 1294.

[117] T.J. Jackson, *Nuovo Cim.* **34** (1964) 1644.

[118] G. Gladding et al., *Phys. Rev.* **D8** (1973) 3721;
G. McClellon et al., *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 374.

[119] M. Ross and L. Stodolsky, *Phys. Rev.* **149** (1966) 1172.

[120] P. Söding, *Phys. Lett.* **19** (1966) 702.

[121] S.D. Drell, *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 278.

[122] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Nucleon, pion and photon Parton Density Functions and α_s Calculations*, User's Manual - version 7.09, W5051 PDFLIB, 02/07/1997, CERN-PPE.

[123] A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, Durham Preprint, DTP/96/44 (1996).

[124] CTEQ Coll., MSUHEP-60426, CTEQ-604.

[125] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, *Zeit. Phys.* **C67** (1995) 433.

Remerciements

Je voudrais, en premier lieu, remercier Pierre Marage, qui a accepté de superviser mon travail de thèse pendant ces quatre années. Je lui suis profondément reconnaissante d'avoir partagé son expérience et ses connaissances. Je le remercie très chaleureusement pour les nombreuses discussions que nous avons eues, pour son aide constante, sa disponibilité et sa gentillesse, mais aussi pour son exigence.

Je remercie très vivement le Professeur Jean Sacton de m'avoir accueillie dans le service des particules élémentaires qu'il dirige, et d'avoir accepter la relecture d'une partie de cette thèse.

Je suis reconnaissante au Professeur Marcel Arnould de m'avoir acceptée dans le service d'astrophysique pour ma thèse annexe et je remercie vivement Stephane Goriely pour ses longues explications sur la cosmochronométrie du thorium, pour sa disponibilité et sa gentillesse.

Je suis reconnaissante à l'ensemble du groupe de travail des interactions diffractives, et à ses coordinateurs: John Dainton et Julian Phillips dans un premier temps, Paul Newman par la suite, pour m'avoir guidée dans mon analyse. Je voudrais remercier Arnd Meyer, Frank Gaede, Alexey Droutskoi et Dmitrij Ozerov avec qui j'ai eu le plaisir de travailler à plusieurs publications, ainsi que Christopher Hilton et Katharina Mueller pour leurs conseils lors la rédaction. Je remercie également Beate Heinemann et Eddi de Wolf pour leur aide dans la réalisation des simulations par Monte-Carlo.

Je suis très reconnaissante à Jean-René Cudell et à Isabelle Royen pour leurs explications concernant les calculs de leur modèle, Isabelle pour m'avoir fourni le code du modèle, et Jean-René pour avoir lu et commenté le chapitre théorique de cette thèse. Je remercie également Thomas Teubner et Dmitri Ivanov pour m'avoir aidée à comprendre leurs modèles, et Thomas pour m'avoir fourni les prédictions de son modèle dans le domaine cinématique correspondant à mes mesures. Je remercie également le Professeur Freddy Binon pour m'avoir aidée sur le chapitre polarisation de cette thèse.

Je suis très reconnaissante envers mes collègues du groupe H1 de Bruxelles: Robert Roosen, Ghislaine Bertrand et Denis Johnson, pour leur aide dans la maintenance des chambres proportionnelles COP et pour les nombreuses discussions de physique que nous avons eues.

Je voudrais également remercier mes collègues et amis physiciens de Bruxelles: Patrick Van Esch, Laurent Favart, Arkadi Panitch, Roel Heremans, et de Hambourg: Richard Maraček, Vincent Lemaitre, Christophe Royon, Bertrand Laforge et bien d'autres. Je les

remercie pour leur aide concernant des problèmes d'informatique et de physique, ainsi que pour leur amitié.

Je voudrais également remercier Yves Brants pour son secours indispensable lors de problèmes informatiques, ainsi que Monique Van Doninck, Danielle Peymans, Myriam Pins, et Josée Liesen pour leur aide administrative et technique.

Je remercie tout le service des particules élémentaires de m'avoir accueillie si amicalement.

Je suis très reconnaissante à Misha Versaen et Thomas Durt, qui ont sacrifié une partie de leur temps à la relecture de cette thèse.

Je suis également très reconnaissante aux membres de la collaboration H1, en particulier J. Gayler, et aux membres de mon jury de thèse: M. Arneodo, F. Binon, J.-R. Cudell, J. Dainton, R. Roosen et J. Sacton pour m'avoir indiqué plusieurs erreurs, qui ont été corrigées dans cette seconde version de ma thèse.

Finalement, je voudrais remercier tout particulièrement et très tendrement ma famille: ma grand-mère, mes parents et mes frères, pour leurs encouragements constants dans mon travail et leur soutien moral.