

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES  
FACULTE DES SCIENCES



# Etude des interactions diffractives avec production de jets dans l'expérience H1.

Dissertation présentée en vue  
de l'obtention du grade de  
licenciée en science physique

Année académique 2005-2006

**Julie DELVAX**

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>L'interaction électron-proton</b>	<b>6</b>
2.1	Rappels théoriques des interactions fondamentales . . . . .	6
2.1.1	Le Modèle Standard . . . . .	6
2.1.2	L'interaction forte . . . . .	7
2.2	Les variables cinématiques . . . . .	8
2.3	La section efficace de la réaction $ep \rightarrow eX$ . . . . .	10
2.4	L'invariance d'échelle dans le modèle des partons . . . . .	12
2.4.1	Effets dynamiques au sein du proton . . . . .	13
<b>3</b>	<b>La diffraction</b>	<b>16</b>
3.1	Les variables cinématiques . . . . .	17
3.2	La section efficace diffractive . . . . .	18
3.2.1	Le modèle de Regge . . . . .	18
3.2.2	Approche partonique et chromodynamique quantique . . . . .	19
3.3	Production diffractive d'événements à deux jets. . . . .	21
<b>4</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>24</b>
4.1	Introduction . . . . .	24
4.2	HERA . . . . .	24
4.3	L'expérience H1 . . . . .	25
4.3.1	Les détecteurs de traces . . . . .	26
4.3.2	Les chambres à muons . . . . .	27
4.3.3	Les calorimètres . . . . .	27
4.3.4	La chambre à dérive BPC . . . . .	28
4.3.5	Le spectromètre à protons . . . . .	29
4.3.6	Le détecteur de temps de vol . . . . .	30
4.3.7	Le système de mesure de luminosité . . . . .	30
4.3.8	Déclenchement et acquisition de données . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Simulations Monte Carlo</b>	<b>33</b>
5.1	Modèle simple de générateur Monte Carlo . . . . .	33
5.1.1	Modélisation de la section efficace . . . . .	34
5.2	RAPGAP . . . . .	39

<b>6</b>	<b>Sélection des données</b>	<b>42</b>
6.1	Coupures cinématiques . . . . .	42
6.2	Coupures trigger . . . . .	43
6.3	Coupures VFPS . . . . .	43
6.4	Coupures jets . . . . .	43
<b>7</b>	<b>Mesures en diffraction inclusive</b>	<b>44</b>
7.1	Comparaison des données inclusives et du modèle simple de Monte Carlo . .	44
7.2	Comparaison des données inclusives et de RAPGAP . . . . .	50
7.3	Acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS . . . . .	58
<b>8</b>	<b>Diffraction avec production de jets</b>	<b>62</b>
8.1	Comparaison données inclusives et jets . . . . .	63
8.2	Comparaison jets et RAPGAP . . . . .	67
8.2.1	Distributions de variables jets dans le cas de coupures plus sévères .	71
8.3	Correction d'acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS . . . . .	73
8.3.1	Coupures plus sévères . . . . .	73
<b>9</b>	<b>Conclusions</b>	<b>79</b>
<b>10</b>	<b>Remerciements</b>	<b>81</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Si la Chromodynamique Quantique (QCD) est aujourd'hui établie comme étant la théorie permettant de décrire les interactions fortes, son application aux phénomènes observés dans la nature reste un des défis importants en physique des particules. Ceci est dû principalement au fait que la constante de couplage associée aux interactions fortes,  $\alpha_s$ , n'est inférieure à 1 qu'en présence d'une "échelle dure", limitant la résolution des équations de la QCD par une méthode perturbative à ce domaine. Par conséquent, des phénomènes aussi importants que le confinement des hadrons ou leur structure en termes de partons ne sont, à l'heure actuelle, pas calculables en QCD.

Depuis 1992, l'expérience H1, auprès du collisionneur à haute énergie électrons(e)-protons(p) HERA, collecte des données de diffusion inélastiques  $ep \rightarrow eX$ , où X est un ensemble hadronique. Ces mesures ont changé radicalement notre vision de la structure du proton en montrant une densité de gluons étonnamment élevée.

Parmi les diffusions inélastiques  $ep \rightarrow eX$ , environ 10% des événements sont caractérisés par un état hadronique constitué de deux ensembles distincts, séparés par plusieurs unités en rapidité. Ces événements, dits diffractifs,  $ep \rightarrow eXY$ , déjà étudiés à plus basses énergies dans les années 1970, subsistent dans la cinématique accessible à HERA (en particulier aux grandes valeurs de la virtualité du photon,  $Q^2$ ). La présence de l'échelle dure  $Q^2$ , rendue possible par la haute énergie des faisceaux, permet pour la première fois d'étudier la diffraction dans une approche perturbative de la QCD. Ceci nécessite de pouvoir séparer, dans les processus étudiés, les phénomènes perturbatifs de ceux non-perturbatifs. L'hypothèse de factorisation effectue cette scission des deux contributions en rassemblant dans une fonction de structure  $F_2^D$  toute la dépendance non perturbative. Cependant, comme la fonction de structure  $F_2^D$  dépend de cinq variables, sa mesure n'est pas possible avec les statistiques que nous possédons. Nous poserons des hypothèses de factorisation supplémentaires pour réduire le nombre de corrélations entre les variables dont dépend  $F_2^D$ .

Des mesures antérieures des sections efficaces ont permis une paramétrisation de cette fonction de structure.

L'étude des événements diffractifs avec production de jets,  $ep \rightarrow ejet_1jet_2X'$ , permet de contraindre plus fortement la valeur de la fonction de structure et de tester l'hypothèse de factorisation et l'universalité de la fonction de structure.

Le spectromètre à proton VFPS, installé dans l'expérience H1 en 2003, permet la détection du proton diffusé dans le cas des interactions diffractives élastiques. Nous effectuerons, dans le cadre de ce mémoire, une première analyse de ces données d'une part sur les événements diffractifs inclusifs  $ep \rightarrow eXp$  et d'autre part sur les événements diffractifs possédant au moins deux jets reconstruits dans l'état final hadronique. Les mesures en diffraction ont, en général, une précision limitée principalement par l'incertitude sur la présence de bruit de fond dû aux événements pour lequel le proton s'est dissocié. La détection du proton diffusé supprime ce bruit de fond et permettra d'améliorer la précision des mesures. De plus, une étude comparative avec et sans mesure du proton diffusé dans le VFPS permet un test de la factorisation " $M_Y$ ", c'est-à-dire de tester les différences entre les diffusions élastiques et avec le proton dissocié. De plus, quand le VFPS aura été calibré, les données nous donneront accès à la variable cinématique  $t = (p - p')^2$ , en général non mesurée, où  $p$  est la quadri-impulsion du proton entrant et  $p'$  celle du proton diffusé.

Après un bref rappel historique de l'étude des interactions fondamentales depuis la découverte de l'électron jusqu'à la mise en place de la théorie QCD des interactions fortes, nous introduirons, dans le premier chapitre, les interactions électrons-protons dans le cas général de la diffusion profondément inélastique. Nous y décrirons les différentes variables cinématiques et le développement de l'expression de la section efficace de ces interactions. Nous discuterons ensuite du modèle des partons, des fonctions de structures et des différents effets QCD qui y sont liés.

Le deuxième chapitre sera consacré au cas particulier de la diffraction. Dans une première partie, nous aborderons les fonctions de structures diffractives, le théorème et les hypothèses de factorisation. Une seconde partie concernera le cadre théorique de la production de jets lors des interactions diffractives.

Dans le chapitre 3, nous donnerons un aperçu du dispositif expérimental, des différents éléments qui composent le détecteur H1 ainsi que du système de déclenchement et d'acquisition de données.

Dans une première partie du chapitre 4, nous présenterons un programme de simulation Monte Carlo écrit dans le cadre de ce mémoire.

La seconde partie sera consacrée à une brève présentation du programme de simulation par Monte Carlo RAPGAP qui sera indispensable pour une étude approfondie des réactions diffractives et de production de jets.

Le cinquième chapitre exposera les différentes coupures effectuées afin de se constituer l'échantillon d'événements diffractifs étudié.

Dans le sixième chapitre, différents résultats sur les interactions diffractives inclusives seront présentés. Nous y trouverons une comparaison entre les données et le modèle simple de générateur Monte Carlo écrit pour ce mémoire mais aussi avec RAPGAP. Nous discuterons aussi de l'effet de la détection du proton diffusé dans le VFPS sur les données.

Les résultats de l'étude des jets seront discutés dans le chapitre 10 avant de conclure ce travail.

## Chapitre 2

# L'interaction électron-proton

### 2.1 Rappels théoriques des interactions fondamentales

Au début du XXème siècle, nos connaissances de la physique des particules se limitaient à l'électron, découvert en 1897 par Thomson et au proton (détecté en 1913). Seules trois interactions fondamentales étaient alors connues : la gravitation, l'électromagnétisme et la force faible responsable des désintégrations  $\beta$ .

C'est dans les années trente, avec l'étude des propriétés radioactives et de désintégrations, que furent introduits le neutron et les neutrinos (par Chadwick pour le neutron et par Pauli et Fermi pour le neutrino).

Puis en 1933, vint la découverte par Anderson de la première antiparticule : le positon.

Peu de temps après, les physiciens prirent connaissance de l'existence du lepton  $\mu$  puis de celle du méson  $\pi$ .

Il fallut attendre 1945 et le développement des techniques d'accélération et de détection pour découvrir de nouvelles particules : des hadrons, produits lors d'un nouveau type d'interaction : l'interaction forte.

A l'heure actuelle, plus de deux cents particules sont connues.

#### 2.1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie la plus complète décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. Il regroupe les interactions électrofaibles (elles-mêmes étant l'unification des interactions faible et électromagnétique) et l'interaction forte (QCD<sup>1</sup>).

Selon la théorie du Modèle Standard, la matière est composée de particules de spin demi-entier, les fermions. Ces derniers peuvent être classés en deux parties, les leptons et les

---

<sup>1</sup>Quantum Chromodynamic, Chromodynamique quantique.

quarks. Il existe trois leptons chargés (de charge entière de celle de l'électron  $e$ ) et à chacun d'eux est associé un lepton neutre appelé neutrino. Les leptons se transforment entre eux via l'interaction faible à courant chargé. Les quarks, particules fondamentales constituant les hadrons, portent des charges égales à  $+\frac{2}{3}|e|$  ou à  $-\frac{1}{3}|e|$ . Ils sont, tout comme les leptons, regroupés par paires et classés en trois familles de saveurs différentes. Ils interagissent par interaction forte mais seule l'interaction faible à courant chargé permet d'en modifier la saveur.

Particule	Saveur			$Q/ e $
leptons	e	$\mu$	$\tau$	-1
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0
quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$

A chaque particule est associée une anti-particule portant une charge opposée. Une paire quark-antiquark forme les mésons et trois quarks forment les baryons.

Les interactions entre les particules élémentaires s'effectuent via l'échange d'intermédiaires de spin entier : les bosons. Pour avoir lieu, les interactions doivent respecter les différentes lois de conservation des nombres quantiques et de quadri-impulsion. Le tableau suivant nous donne les différentes caractéristiques des quatre forces fondamentales (l'existence du graviton reste encore hypothétique).

Force	Intensité par rapport à l'int. forte	portée (m)	intermédiaire (boson de jauge)
Forte	1	$10^{-15}$	gluon g
Electromagnétique	$10^{-2}$	$\infty$	photon $\gamma$
Faible	$10^{-14}$	$10^{-18}$	$W^\pm, Z^0$
Gravitationnelle	$10^{-38}$	$\infty$	?graviton ?

### 2.1.2 L'interaction forte

L'interaction forte agit entre les quarks via l'échange de gluons, particules sans masse de spin 1.

Cette théorie introduit un nouveau nombre quantique : la couleur qui peut prendre trois valeurs Rouge, Vert ou Bleu. Les quarks portent une charge de couleur et les anti-quarks une anti-charge de couleur. Les huit gluons portent une couleur et une anticouleur différente, ce qui leur permet d'interagir entre eux et entraîne le caractère non-abélien de la théorie. La propriété de confinement a pour conséquence le fait que l'on n'observe pas de quarks isolés mais uniquement des combinaisons neutres de couleur de ces quarks (des hadrons).

Les expériences  $ep$  en diffusion profondément inélastique<sup>2</sup> au SLAC en 1968 ont montré que le nucléon n'était pas une particule ponctuelle mais qu'il est composé de plusieurs centres de diffusion. Pour prendre en considération les différences entre les sections efficaces

<sup>2</sup>DIS pour Deep Inelastic Scattering en anglais.



mesurées et théoriques, il fut nécessaire d'introduire un facteur qui tienne compte de la répartition des charges dans le proton. Ceci n'étant pas suffisant, Feynman introduisit un nouveau modèle dans lequel les nucléons étaient composés de partons avec lesquels l'électron interagit. Dans le modèle des partons, les quarks apparaissent comme libres et pourtant ceux-ci n'ont jamais pu être observés dans un tel état. Ils sont toujours confinés dans les hadrons. Ce problème a pu être résolu lorsqu'on a observé que la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_s$  diminue avec l'échelle d'énergie, c'est-à-dire que les quarks sont moins liés à petites distances. C'est ce que l'on appelle la "liberté asymptotique".

A des distances suffisamment petites  $\alpha_s \ll 1$  et un développement perturbatif de la théorie QCD est applicable.

## 2.2 Les variables cinématiques

Nous allons nous intéresser au cas particulier de la réaction électron-proton par courant neutre, soit la réaction inclusive<sup>3</sup> :  $ep \rightarrow eX$ , où  $e$  représente l'électron,  $p$  le proton et  $X$  un ensemble de particules non défini correspondant aux restes du proton après la diffusion profondément inélastique.

Cette réaction peut être représentée comme suit :

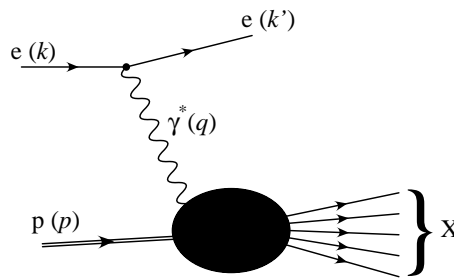


FIG. 2.1 – Schéma de la réaction profondément inélastique

Commençons par introduire les différentes variables cinématiques qui seront utilisées dans la suite de ce travail. On notera  $k$  et  $k'$  les quadri-impulsions des électrons respectivement incident et diffusé. La quadri-impulsion du boson échangé ( $\gamma^*$  ou  $Z^{04}$ ) se note  $q=k-k'$ .  $p$  désignera la quadri-impulsion du proton incident et  $p'$  celle de l'état final  $X$ . En se rappelant que à HERA et pour les données traitées dans ce travail, les électrons sont accélérés jusqu'à une énergie de 27.5 GeV et de 920 GeV pour les protons, nous obtenons en définissant l'axe  $z$  du référentiel comme la direction du proton incident et l'axe  $x$  étant orienté vers l'intérieur de l'anneau (l'axe  $y$  étant perpendiculaire à  $z$  et à  $x$ ) :

1.  $k=(27.5,0,0,-27.5)GeV$
2.  $p=(920,0,0,920)GeV$

en négligeant les masses des électrons et des protons par rapport à leurs impulsions.

<sup>3</sup>Dans les cas inclusifs, le détail de l'état final hadronique ne nous intéresse pas, par opposition aux réactions exclusives.

<sup>4</sup>Nous négligerons dans ce travail l'échange du  $Z^0$ .

A partir de ces grandeurs, nous pouvons définir plusieurs invariants de Lorentz : l'opposé du carré de la masse du photon virtuel :

$$Q^2 = -q^2 \quad (2.1)$$

qui peut être vu comme la résolution avec laquelle le proton est sondé puisque longueur d'onde transverse du photon  $\approx \frac{1}{Q^2}$ <sup>5</sup>. Par le principe d'incertitude de Heisenberg,  $\Delta r \propto \frac{1}{\Delta p_t}$  ce qui signifie que  $Q^2 \propto \frac{1}{\Delta r}$ . Par conséquent, plus nous travaillons à grand  $Q^2$ , plus nous sondons le proton à petite échelle ( $\Delta r$ ). On peut donc s'attendre qu'à des valeurs de  $Q^2$  suffisamment grandes, la théorie QCD puisse être résolue dans une approche perturbative, bien que la valeur de la constante de couplage de l'interaction forte ne soit pas donnée par la théorie.

$$x = -\frac{kq}{pq} = \frac{Q^2}{2pq} \quad x \in [0,1] \quad (2.2)$$

peut être interprété comme la fraction d'impulsion emportée par le parton et avec laquelle le photon interagit.

$$y = \frac{pq}{pk} \quad y \in [0,1] \quad (2.3)$$

$x$  et  $y$  sont appelées variables de Bjorken.

$$\nu = \frac{pq}{M_p} = E_e - E'_e \quad \text{où } M_p \text{ est la masse du proton incident.} \quad (2.4)$$

On peut donc réécrire (2.2) et (2.3) comme

$$x = \frac{Q^2}{2M_p\nu} \quad (2.5)$$

$$y = \frac{\nu}{E_e} \quad (2.6)$$

Définissons aussi le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction

$$s = (k + p)^2 \approx 4E_p E_e \quad (2.7)$$

où  $E_p$  est l'énergie du proton incident (920 GeV) et  $E_e$  l'énergie de l'électron incident (27.5 GeV).

Grâce à la relation

$$Q^2 = sxy, \quad (2.8)$$

nous voyons que toute la cinématique de la réaction peut être exprimée en terme de deux variables, par exemple  $Q^2$  et  $x$  ( $s$  étant fixé). Ces invariants peuvent être mesurés dans le référentiel du laboratoire en utilisant l'angle polaire du lepton diffusé ( $\theta = 0$  pour un électron dans la direction du proton incident) et son énergie  $E'_e$ . Nous avons alors :

---

<sup>5</sup> $Q^2 = 4EE' \sin^2(\frac{\theta'}{2}) \approx 4EE' \frac{\theta'^2}{4}$  si  $\theta'$ , l'angle entre l'électron diffusé et incident, est petit si  $E \approx E'$ , alors  $Q^2 \approx E'^2 \theta'^2$ , c'est-à-dire  $Q^2 \approx p_t^2$  où  $p_t$  est l'impulsion transverse du photon. Or, par la longueur d'onde de De Broglie,  $p = \frac{h}{\lambda}$  ce qui nous donne le résultat attendu.

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.9)$$

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p (E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2})}. \quad (2.10)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2.11)$$

Ces variables permettent de définir la région cinématique observable à HERA.

### 2.3 La section efficace de la réaction $ep \rightarrow eX$

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au calcul de la section efficace de la réaction  $ep \rightarrow eX$ . Pour plus de détails, nous nous reporterons à [2] et [3].

A l'aide des règles de Feynman, nous pouvons écrire la matrice de transition  $T_{fi}$

$$T_{fi} = -i \int j_\mu(x) \left( \frac{-1}{q^2} \right) J_\mu(x) d^4x \quad (2.12)$$

où,  $j_\mu$  est le courant leptonique

$$j_\mu = -e \bar{u}(k') \gamma_\mu u(k) e^{i(k-k')x} \quad (2.13)$$

et  $J_\mu$  est le courant hadronique dont la forme n'est pas connue.

On peut alors écrire l'élément de matrice  $M$  de la réaction  $ep \rightarrow eX$  comme :

$$M = e \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} J_\mu \quad (2.14)$$

et écrire la section efficace différentielle comme

$$d\sigma = \frac{1}{4pk} \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'_e} \prod_{i=1}^n \left[ \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right] \delta^4(p+k-k'-p') \sum_{spins} |M|^2 \quad (2.15)$$

où  $n$  est le nombre de particules de l'état final hadronique  $X$ .

Nous pouvons décomposer  $|M|^2$  en un produit d'un courant leptonique et d'un courant hadronique

$$|M|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (2.16)$$

où  $L_e^{\mu\nu}$  est le tenseur leptonique et  $W_{\mu\nu}$  est le tenseur hadronique

$$L_e^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{spins} (\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)) (\bar{u}(k') \gamma^\nu u(k))^* \quad (2.17)$$

$$= Tr [(\not{k}' + m) \gamma^\mu (\not{k} + m) \gamma^\nu] \frac{1}{2} \quad (2.18)$$

$$= 2(k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - (k' \cdot k - m^2) g^{\mu\nu}) \quad (2.19)$$

avec  $m$  la masse de l'électron.

Le tenseur hadronique  $W_{\mu\nu}$  n'étant pas calculable, on lui donne la forme la plus générale possible, que l'on peut construire à l'aide des quadri-vecteurs  $p$  et  $q$

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + W_2 \frac{p^\mu p^\nu}{M_p^2} + W_4 \frac{q^\mu q^\nu}{M_p^2} + W_5 \frac{(p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu)}{M_p^2} \quad (2.20)$$

avec  $M$  la masse du proton.

La conservation du courant hadronique implique que  $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$ , par conséquent, nous pouvons écrire

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M_p^2}{q^2} W_1 \quad (2.21)$$

$$W_5 = \frac{-p \cdot q}{q^2} W_2. \quad (2.22)$$

Ce qui donne :

$$L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 4W_1(k \cdot k') + \frac{2}{M_p^2} W_2 [2(p \cdot k)(p \cdot k') - M_p^2(k \cdot k')] \quad (2.23)$$

En utilisant le fait que

$$2k \cdot k' = -4E_e E'_e \sin^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)$$

où  $\theta'$  est l'angle formé par l'électron incident et diffusé, et que dans le système où le proton est au repos

$$p = (M_p, 0),$$

on obtient,

$$L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} = 4E_e E'_e \left(\cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) W_2 + 2\sin^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) W_1\right) \quad (2.24)$$

ce qui nous permet d'écrire la section efficace différentielle comme

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e} = \frac{\alpha^2}{4E_e^2 \sin^4 \frac{\theta'}{2}} \left(2W_1 \sin^2 \frac{\theta'}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta'}{2}\right) \quad (2.25)$$

Comme nous avons une symétrie sphérique, nous pouvons écrire

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e} = \frac{d^2\sigma}{dE'_e 2\pi \sin \theta' d\theta'} \quad (2.26)$$

Effectuons maintenant un changement de variables en utilisant les équations (2.6) et (2.5).

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e} = \frac{1}{2\pi \sin \theta} \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(E'_e, \theta')} \right| \frac{d^2\sigma}{dx dy} \quad (2.27)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e} = \frac{E'_e}{2\pi M_p E_e y} \frac{d^2\sigma}{dx dy} \quad (2.28)$$

En définissant

$$M_p W_1(x, Q^2) = F_1(x, Q^2) \quad (2.29)$$

et

$$\nu W_2(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) \quad (2.30)$$

On obtient la section efficace suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{M_p E_e x^2 y^2} (xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y - \frac{M_p}{2E_e} xy) F_2(x, Q^2)). \quad (2.31)$$

En utilisant ensuite les équations (2.8), (2.9), (2.10) et (2.11) nous pouvons réécrire (2.31) en terme d'invariants de Lorentz comme

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} ((2(1 - y) + y^2) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)) \quad (2.32)$$

où l'on a posé :

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (2.33)$$

$F_1$ ,  $F_2$  sont appelées les fonctions de structure électromagnétiques du proton et  $F_L$  la fonction de structure longitudinale.  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$  est la constante de structure fine.  $F_2$  est interprétée comme représentant la densité de quarks. La connaissance expérimentale de  $F_1$  et de  $F_2$  est indispensable pour obtenir la section efficace du processus  $ep \rightarrow eX$  et permet de déterminer la distribution de partons dans le proton.

## 2.4 L'invariance d'échelle dans le modèle des partons

Développé dans les années 1960, le modèle des partons fournit la première description de la structure du proton et des autres hadrons. Le proton est vu comme étant constitué de charges électriques ponctuelles, les quarks, qui portent toute l'impulsion. Dans ce modèle, l'interaction électron-proton peut être vue comme une somme d'interactions élastiques de l'électron avec les différents quarks du proton. En effet, le temps d'interaction de l'électron avec les constituants du proton est inversement proportionnel à  $\sqrt{Q^2}$  donc, à grand  $Q^2$ , le temps d'interaction est plus faible que le temps de fluctuation des partons. Lorsqu'on observe la fonction de structure  $F_2$  en fonction de  $Q^2$ , on se rend compte que la dépendance est faible pour des valeurs de  $x \approx 0.13$  (figure (2.3)). C'est ce que l'on appelle l'invariance d'échelle :

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x). \quad (2.34)$$

Ce qui est le résultat attendu dans le cadre du modèle des partons, le proton y étant constitué de particules ponctuelles sans interaction entre-elles.

### 2.4.1 Effets dynamiques au sein du proton

Soit  $f_q(\eta)d\eta$  représentant la probabilité de trouver un quark de saveur  $q$  portant une fraction d'impulsion du proton comprise entre  $\eta$  et  $\eta + d\eta$ . Si le proton était uniquement composé de quarks chargés, alors l'intégration des densités de partons sur tous les partons et sur tout le domaine de  $\eta$  devrait donner 1,

$$\sum_q \int \eta f_q(\eta) d\eta = 1. \quad (2.35)$$

Cependant, ce n'est pas le résultat obtenu puisque la valeur mesurée de cette intégration est approximativement de 0.5. Ce qui signifie que la moitié de l'impulsion du proton incident est portée par des particules neutres que l'on identifie comme étant des gluons. Lorsque nous introduisons des ordres plus élevés en tenant compte d'interactions fortes comme d'éventuelles radiations de gluons par les quarks ( $q \rightarrow qg$ ) ou encore la création de paire  $g \rightarrow q\bar{q}$  (figure (2.2)), on peut rendre compte de la brisure de l'invariance d'échelle.



FIG. 2.2 – Diagramme des réactions  $q \rightarrow qg$  et  $g \rightarrow q\bar{q}$ .

On observe que la fonction de structure  $F_2$  augmente aux petites valeurs de  $x$  lorsque  $Q^2$  augmente.

La mesure de la section efficace permet de connaître la valeur de la fonction de structure  $F_2$  en négligeant la contribution de la fonction de structure longitudinale  $F_L$  (équation (2.32))

De là, nous pouvons en tirer les densités de quarks ( $q$  ou  $\bar{q}$  pour les antiquarks) grâce à la relation suivante :

$$F_2 = \sum_i e_q^2 x(q + \bar{q}). \quad (2.36)$$

Bien que les photons ne se couplent pas directement aux gluons, la densité de gluons peut être extraite grâce à la mesure de la violation d'échelle de  $F_2$ . À cause des radiations de gluons par les quarks et la fluctuation de ces gluons, la densité de partons n'est pas constante. L'évolution de cette densité est déterminée par les équations d'évolution de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi (DGLAP). Ces équations permettent de lier directement la dérivée en  $\log Q^2$  de  $F_2$  à la densité de gluons.

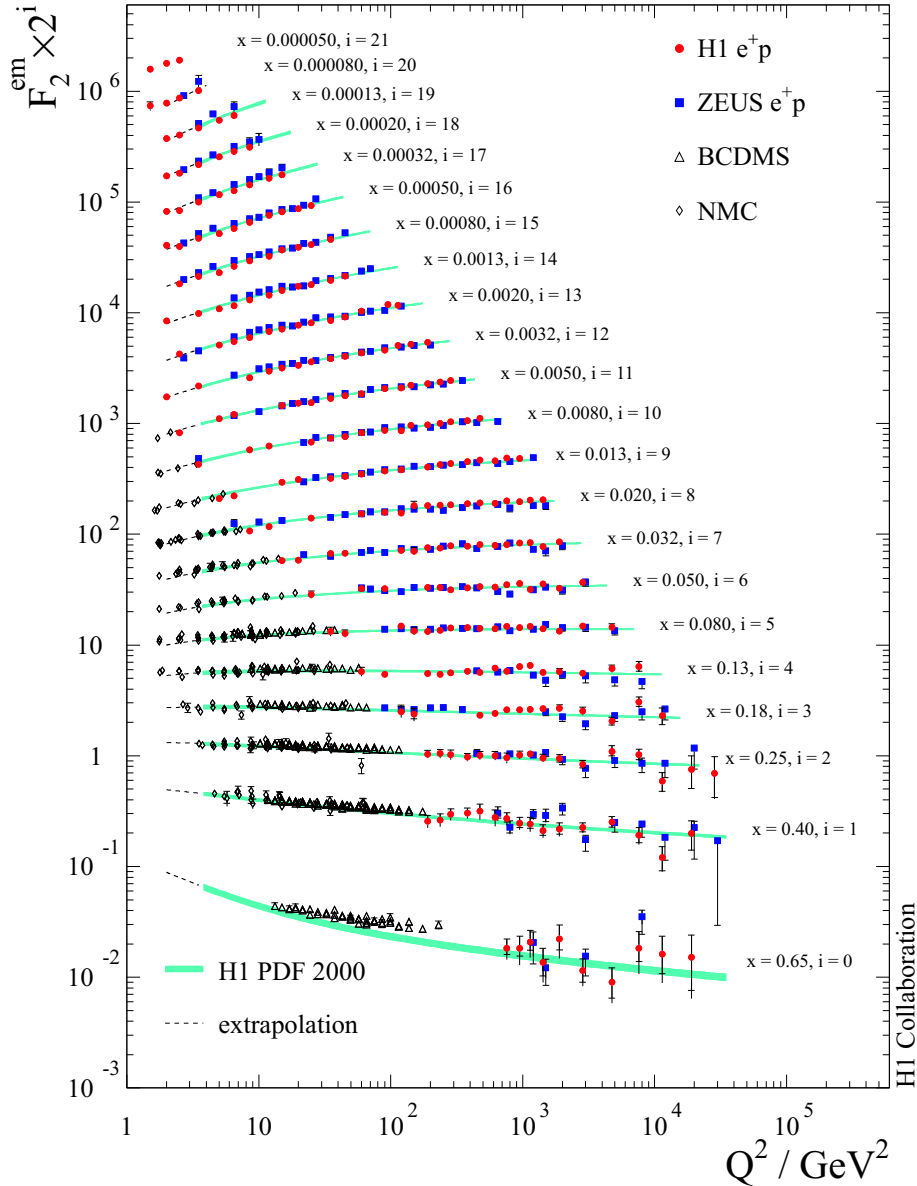


FIG. 2.3 – La fonction de structure  $F_2(x)$  en fonction de  $Q^2[\text{GeV}^2]$  pour différentes valeurs de  $x$ . On observe l'invariance d'échelle pour des  $x$  proches de 0.13 et la violation de cette invariance pour les plus petites et plus grandes valeurs de  $x$ . Les données présentées proviennent des expériences H1 et ZEUS à HERA ainsi que des expériences antérieures sur cible fixe, BCDMS et NMC. La courbe est calculée à partir des densités de partons déjà extraites des données de H1.

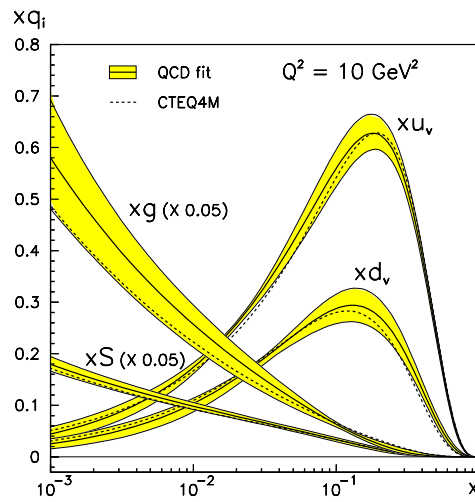


FIG. 2.4 – Deux exemples de distribution des densités de quarks de valence ( $xu_v$  et  $xd_v$ ), de la mer ( $xS$ ) et de la densité de gluon ( $xg$ ) en fonction de  $x$  pour  $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ .



## Chapitre 3

# La diffraction

Nous nous intéresserons ici au cas particulier des interactions dites diffractives,  $ep \rightarrow eXY$ , où X et Y représentent des ensembles hadroniques distincts (voir figure (3.1)). L'ensemble Y est constitué de particules issues de la désintégration d'un proton excité ou simplement du proton diffusé (cas élastique). Ce type de réaction correspond à environ 10 % de la section efficace des processus DIS. Dans le processus diffractif, l'électron émet un photon virtuel  $\gamma^*$ , et ce dernier interagit diffractivement avec le proton. L'électrodynamique quantique décrit précisément l'émission du photon, ce qui permet de réduire l'étude de la diffraction en l'étude des collisions  $\gamma^*p$ . Les processus diffractifs sont caractérisés par un large saut ("gap") en rapidité<sup>1</sup> entre les particules de l'ensemble final hadronique X et les particules de l'ensemble Y constituant les restes du proton. Cet intervalle de plusieurs unités en rapidité sans activité hadronique ne peut s'expliquer lors d'une interaction forte que par l'absence de champ de couleur entre les ensembles X et Y, c'est-à-dire par l'échange d'un objet neutre de couleur entre les ensembles X et Y. Cette objet neutre de couleur et portant les nombres quantiques du vide ( $O^{++}$ ) est appelée le "poméron".

Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons particulièrement au cas élastique  $ep \rightarrow epX$ .

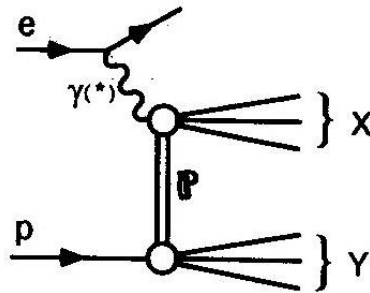


FIG. 3.1 – Schéma de la réaction de diffraction avec échange d'un poméron.

<sup>1</sup>Signalons que dans tout ce travail, nous utiliserons le terme rapidité alors qu'il s'agit en fait de la pseudo-rapidité qui est l'approximation de la rapidité quand les masses des particules sont négligeables.

### 3.1 Les variables cinématiques

Les variables cinématiques du processus diffractif sont essentiellement les mêmes que pour la réaction DIS. Cependant, la réaction  $ep \rightarrow epX$  demande non plus deux variables afin de décrire la cinématique, mais quatre. En effet, deux degrés de liberté apparaissent, dus à la séparation de l'état final hadronique en deux états (le proton et le système X).  $p'$  désignera ici la quadri-impulsion du proton sortant et  $X$  celle de l'ensemble X.

Nous introduisons

$$t = (p - p')^2 \quad (3.1)$$

et

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{q(p - p')}{pq} = \frac{M_X^2 + Q^2 - t}{W^2 + Q^2 - M_p^2} \quad (3.2)$$

avec  $M_X^2$  la masse invariante au carré de l'état final X et

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (3.3)$$

La variable  $x_{\mathbb{P}}$  peut être vue comme la fraction d'impulsion du proton porté par le poméron.

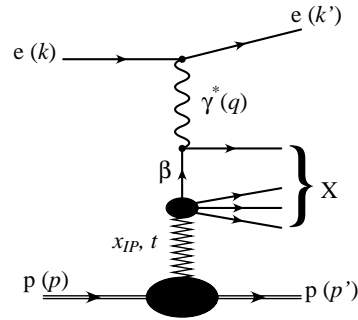
On utilise également la variable

$$\beta = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} \quad (3.4)$$

qui représente la fraction d'impulsion du poméron portée par le quark interagissant avec le photon.

Ces variables sont représentées sur le diagramme de la figure 3.2.

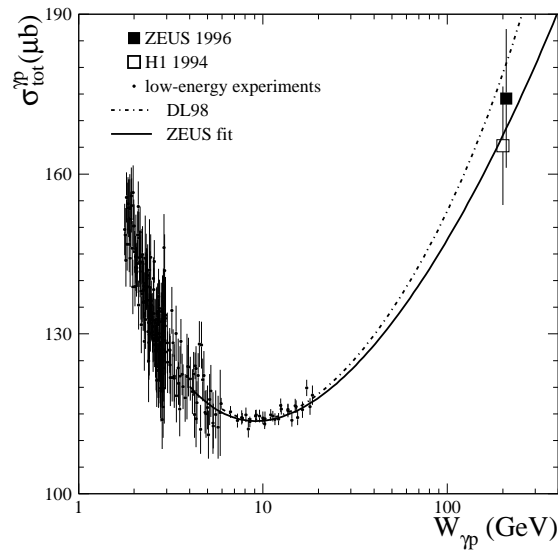
La majorité du temps, nous pouvons négliger  $t$  et  $M_p$  par rapport aux autres variables dans les relations ci-dessus.


 FIG. 3.2 – Schéma de l'interaction diffractive élastique  $ep \rightarrow epX$ .

## 3.2 La section efficace diffractive

### 3.2.1 Le modèle de Regge

Les interactions diffractives furent étudiées abondamment au cours des années 1970 dans les interactions hadron-hadron et ont été décrites phénoménologiquement, dans le cadre du modèle de Regge, par l'échange dans la voie  $t$  d'un poméron dominant aux hautes énergies (au dessus de 30 GeV) et d'un reggeon dominant aux basses énergies (figure (3.3)).


 FIG. 3.3 – Section efficace totale  $\gamma p$  en fonction de la masse invariante du système  $\gamma p$ .

Dans le cas de l'échange d'un poméron, le modèle de Regge paramétrise la dépendance en l'énergie dans le centre de masse de la section efficace, aux petites valeurs de  $|t|$ , comme une loi de puissance

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx e^{-B|t|} (W^2)^{2\alpha_P - 1} \quad (3.5)$$

où,  $\alpha_{\mathbb{P}} = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha' t$  avec  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.150 \pm 0.009(\text{exp.}) \pm 0.039(\text{theo.})$  (valeurs extraites de la référence [5]).

Le modèle de Regge permet de décrire correctement le comportement des sections efficaces diffractives mais uniquement aux petites valeurs de  $Q^2$  et ne donne aucune explication fondamentale quant à la nature des interactions diffractives.

### 3.2.2 Approche partonique et chromodynamique quantique

Les hautes énergies atteintes à HERA permettent d'adopter une approche perturbative de la QCD pour tenter de comprendre la nature des interactions diffractives.

#### Fonctions de structures diffractives

De la même manière que nous avons introduit des fonctions de structure dans le cas d'interactions DIS, nous allons introduire une fonction de structure diffractive dépendante non plus de deux mais cinq variables  $F_2^{D(5)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2, M_Y)$ .

La section efficace diffractive peut s'écrire de la manière suivante ([5]) :

$$\frac{d^5\sigma(x_{\mathbb{P}}, t, x, Q^2, M_Y)}{dx_{\mathbb{P}} dt dx dQ^2 dM_Y} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(5)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y) \quad (3.6)$$

#### Le théorème de factorisation

Le principe de la factorisation est de séparer les processus à courtes distances, pour lesquels  $\alpha_s \ll 1$ , calculables à l'aide de la théorie QCD perturbative et la partie universelle des processus à grandes distances qui tiennent compte de la dynamique interne du proton (densité de partons), où le calcul perturbatif n'est plus possible.

La fonction de structure  $F_2^D$  absorbe tout le non perturbatif de l'interaction  $ep \rightarrow eXY$ , ce qui nous permet d'écrire :

$$\sigma_D \propto F_2^{D(5)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y) \hat{\sigma}_{QCDpert}. \quad (3.7)$$

La mesure de la dépendance de la fonction de structure  $F_2^{D(5)}$  en les cinq variables requièrerait une statistique trop importante comparée à celle que nous possédons. Nous allons donc faire certaines hypothèses pour rendre possible la mesure de la fonction de structure.

Expérimentalement,  $t$  n'est en général pas mesuré (sauf comme on le verra plus tard grâce à des spectromètres à protons comme le VFPS). Par conséquent, la section efficace est intégrée sur  $t$ .

Les particules de l'ensemble final hadronique  $Y$  restent, pour la plupart, dans le tube à vide et échappent à la détection, nous supposons donc que

$$F_2^D(M_{Y=p}) \propto F_2^D(M_{Y \neq p})$$

ce qui nous permet de réécrire l'égalité (3.7) comme

$$\sigma_D \propto F_2^{D(4)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) f(M_Y) \hat{\sigma}_{QCDpert}. \quad (3.8)$$

On tentera de vérifier la validité de cette hypothèse dans ce mémoire .

Cependant, pour limiter encore le nombre de variables, nous faisons l'hypothèse de factorisation dite de Regge qui stipule que la fonction de structure diffractive peut être séparée en un terme correspondant à un flux de poméron  $f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t)$  et un autre décrivant la fonction de structure du poméron  $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$  (figure (3.4)) auquel on additionne l'équivalent pour une contribution du reggeon aux plus basses énergies correspondant ici aux valeurs de  $x_{\mathbb{P}} \geq 0.01$ .

Soit,

$$F_2^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, t, \beta, Q^2) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) + f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{P}}) F_2^{\mathbb{R}}(\beta, Q^2). \quad (3.9)$$

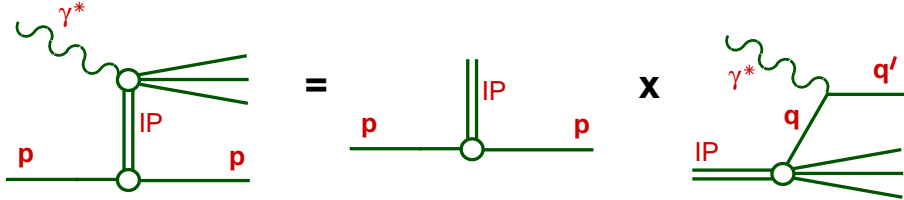


FIG. 3.4 – Schéma de l'hypothèse de factorisation dite de Regge.

Le facteur  $f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t)$  représente le flux de poméron dans le proton.

La théorie de Regge nous dit que

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) \propto \frac{e^{-Bt}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \quad (3.10)$$

Nous sommes passés de l'équation (3.5) à l'équation (3.10) par le fait que  $W^2 \approx ys = \frac{Q^2}{\beta x_{\mathbb{P}}}$ .

$B$  sera ici supposé comme étant une constante indépendante du type de réaction diffractive.

La variable  $\beta$  joue ici le rôle que jouait  $x$  en DIS au niveau des fonctions de structure.

La fonction de structure du poméron peut être vue comme une somme de densité de partons.

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_i e_i^2 \beta (q_i(\beta, Q^2) + \bar{q}_i(\beta, Q^2)) \quad (3.11)$$

où,  $i$  représente les différents saveurs des quarks.

Si le régime perturbatif est atteint (suffisamment grands  $Q^2$ ), les équations d'évolution DGLAP sont applicables et, comme dans le cas DIS, les densités de quarks et de gluons peuvent être extraites de la mesure de la section efficace. Dans le cas diffractif, 75% de l'impulsion du poméron est portée par les gluons, confirmant le caractère principalement gluonique du poméron [5].

Les densités de partons dans le poméron extraites par H1 sont montrées à la figure (3.5).

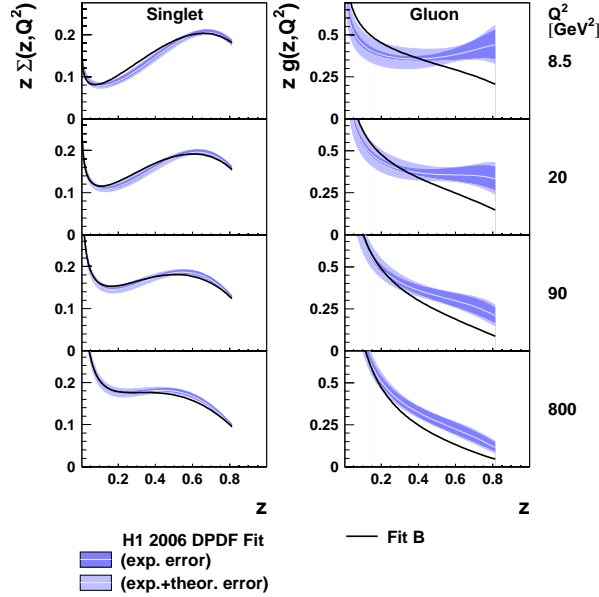


FIG. 3.5 – Densités de quark (à gauche) et de gluons (à droite) multipliées par  $z$  ( $=z_{\mathbb{P}}$ ) pour différentes valeurs de  $Q^2$  pour deux fits.

La variable  $z_{\mathbb{P}}$  représente la fraction d'impulsion longitudinale du poméron emportée par le parton. Nous la définissons comme suit :

$$z_{\mathbb{P}} = \frac{q \cdot v}{q \cdot (p - p')} \quad (3.12)$$

avec  $v$  la quadri-impulsion du parton sortant du poméron.

Ces résultats sont limités principalement par deux faits :

1. la densité de gluons est peu contrainte par la connaissance de  $F_2^D$  aux petites valeurs de  $Q^2$  et aux grandes valeurs de  $z_{\mathbb{P}}$  (cf. erreur de la figure (3.5)). La mesure de la section efficace des processus diffractifs avec production de deux jets dans l'état final permettrait une connaissance plus précise de ces densités comme nous le montrent des résultats récents [8].
2. nous avons supposé que le facteur  $B$  intervenant dans l'équation (3.10) était indépendant du type de processus considéré, ce qui signifie que la fonction de structure est universelle. L'étude des jets en diffraction permet la vérification de cette hypothèse.

### 3.3 Production diffractive d'événements à deux jets.

Nous discuterons dans ce chapitre de la production de jets dans les interactions diffractives, soit la réaction  $e p \rightarrow e + \text{jet}_1 + \text{jet}_2 + X' + Y$  où le système  $X'$  représente l'ensemble

des particules du système X non associé aux jets. L'ensemble hadronique Y étant composé dans le cas élastique seulement d'un proton.

Un jet est un ensemble de particules hadroniques situées dans une même région de l'espace des phases, ce qui nous permet de penser que ces hadrons sont tous issus d'un même parton. Afin de définir les jets de façon rigoureuse et qualitative, l'établissement d'un algorithme est nécessaire. Un algorithme de jet est défini par une variable test (résolution énergie-angle)  $y_{ij}$  et par une procédure de recombinaison. Dans ce travail, nous utilisons l'algorithme dit de Kt. Afin de mieux séparer les particules issues des jets et celles associées au reste du proton, il faut se placer dans un référentiel particulier : le référentiel de Breit tel que  $2xp + q = 0$ .

L'algorithme de Kt procède de manière itérative : la distance

$$y_{i,j} = 2 \frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{Q^2} (1 - \cos \theta_{i,j}) \quad (3.13)$$

entre les différents quadri-vecteurs reconstruits est calculée. On compare ensuite cette distance à une valeur de coupure  $y_{cut}$ . Si  $y_{i,j} \leq y_{cut}$ , alors les quadri-vecteurs  $i$  et  $j$  sont rassemblés en un seul suivant un schéma de recombinaison. La méthode est itérée jusqu'à ce que tous les quadri-vecteurs restant aient des distances supérieures à la distance de coupure.

Le schéma de recombinaison utilisé dans un algorithme de Kt est le suivant :

$$p_k = p_i + p_j,$$

il permet de définir les caractéristiques de l'objet formé par l'association des objets  $i$  et  $j$ .

En définissant une deuxième distance pour chaque particule

$$y_{i,p} = 2 \frac{1 - \cos \theta_{ip}}{Q^2} E_i^2 \quad (3.14)$$

et une deuxième distance limite  $y_{cut,beam}$ , l'algorithme de Kt permet d'isoler les restes du proton.

De plus amples informations sur l'algorithme de Kt sont disponibles dans les références [7] et [13].

A l'ordre dominant, la production de jets est associée à la production d'une paire de partons ( $q\bar{q}$ ,  $qg$  ou  $\bar{q}g$ ). Les sous-processus dominants pour la production de jets sont la fusion boson-gluon et la réaction QCD Compton (figure (3.6)).

Par définition, les jets ont une grande impulsion transverse. Celle-ci va pouvoir servir d'échelle dure pour des prédictions QCD dans le domaine perturbatif. Cette échelle dure peut apparaître seule, comme dans le cas de la production de jets en photoproduction ( $Q^2 \approx 0$ ), ou associée à une autre échelle dure comme par exemple  $Q^2$  en électroproduction ou  $m_c^2$  pour la production du charme. L'étude de la production de jets en diffraction permet de tester l'universalité des densités de partons extraites des mesures de  $F_2^D$ . La production d'états semi-inclusifs tels que les jets étant des processus factorisables, les mesures expérimentales peuvent être directement comparées aux prédictions QCD obtenues

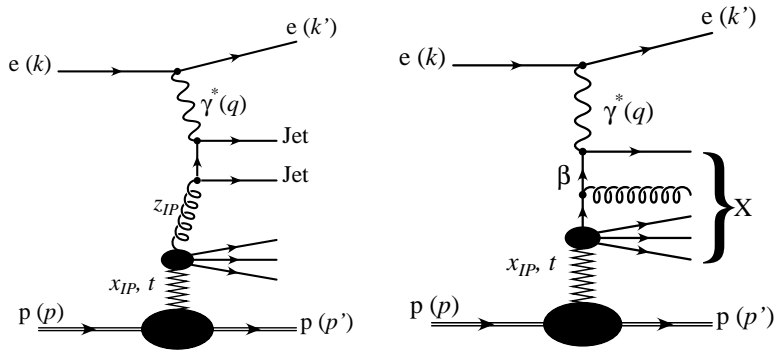


FIG. 3.6 – Diagramme du processus de fusion gluon-boson à gauche et du processus de QCD Compton à droite.

sur base des densités de partons diffractives.

Il est intéressant de se demander dans quel référentiel étudier ces réactions de production de jets.

Dans le référentiel du laboratoire ( $e - p$ ), l'impulsion transverse des partons sortants peut provenir du processus dur de création de la paire de partons qui nous intéresse mais également de l'impulsion transverse du photon virtuel.

Dans le référentiel  $\mathbb{P} - \gamma^*$  où  $x_{\mathbb{P}}p + q = 0$ , le  $\gamma^*$  n'a pas d'impulsion transverse, par conséquent, l'impulsion transverse des jets donne accès à l'échelle dure du processus QCD.

C'est dans ce référentiel que nous étudierons les jets. D'un point de vue impulsion transverse, il est équivalent au référentiel de Breit.



# Chapitre 4

## Dispositif expérimental

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discuterons du collisionneur HERA, des différents éléments composant le détecteur H1 ainsi que de ses systèmes de déclenchement et d'acquisition de données. Une description plus complète des différents éléments du détecteur peut être trouvée dans [9].

### 4.2 HERA

Le collisionneur HERA (Hadron Electron Ring Anlage) en fonctionnement depuis 1992 est situé sur le site de DESY (Deutsches Elektronen-SYNchrotron à Hambourg en Allemagne) et effectue des collisions entre électrons (ou positons) de 27.5 GeV et des protons de 920 GeV, soit à une énergie dans le centre de masse de 318 GeV.

Permettant de sonder la matière à des échelles de l'ordre de  $10^{-18}$  mètres, HERA est un lieu privilégié pour l'étude des interactions fortes et des constituants du proton.

Le site accueille 4 expériences : H1, ZEUS<sup>1</sup>, HERMES<sup>2</sup> et HERA-B<sup>3</sup>.

Ce collisionneur possède deux tubes à vide disposés dans un tunnel souterrain quasi circulaire de 6.3 kilomètres de circonférence à 20 mètres en dessous du niveau du sol.

L'anneau à électrons est composé de 406 aimants dipolaires et de 416 aimants quadrupolaires. L'anneau à protons possède 416 aimants dipolaires et 250 aimants quadrupolaires supraconducteurs pour le guidage et la focalisation des faisceaux.

Les électrons et les protons sont tout d'abord accélérés par un accélérateur linéaire, le LINAC. Les électrons sont ensuite injectés dans l'anneau PETRA II et guidés par un ensemble d'aimants chauds (champ magnétique de 0.165 T) et de cavités radio-fréquences classiques et supraconductrices. A la sortie de PETRA, les électrons ont atteint une énergie

---

<sup>1</sup>tout comme H1, ZEUS étudie la structure du proton et les interactions fortes dans leur ensemble.

<sup>2</sup>étude de la structure en spin des nucléons.

<sup>3</sup>étude de la violation CP dans les désintégrations de mésons B, cette expérience a été abandonnée.

de 12 GeV. Quant aux protons, ils sont injectés dans le même anneau et accélérés jusqu'à 40 GeV mais dirigés cette fois par des aimants supraconducteurs.

Les particules sont ensuite injectées dans HERA où elles seront à nouveau accélérées avant d'entrer en collision. Les faisceaux sont divisés en 220 paquets de  $10^{10}$  à  $10^{11}$  particules (bunches) séparés de 96 ns, cette haute fréquence de croisement a le grand avantage d'augmenter la luminosité<sup>4</sup> mais demande des détecteurs performants afin de diminuer leur temps de réponse.

Certains paquets, pilotes, n'entrent pas en collision, ils seront utilisés dans l'étude du bruit de fond généré par les collisions entre les faisceaux et le gaz résiduel du tube à vide ou avec les parois de ce dernier.



FIG. 4.1 – Vue aérienne du site de DESY[14].

### 4.3 L'expérience H1

La collaboration H1 rassemble près de 400 physiciens répartis sur 39 laboratoires de 12 pays. L'expérience a été optimisée afin d'observer les interactions profondément inélastiques e-p où l'on mesure dans l'état final l'électron diffusé et un ensemble hadronique.

Afin de connaître le plus précisément possible un grand nombre de paramètres de la DIS, le détecteur doit être capable de mesurer avec une grande précision l'énergie de l'électron diffusé ainsi que d'éventuelles énergies manquantes.

---

<sup>4</sup> $L = \frac{N}{\sigma}$  où  $\sigma$  est la section efficace d'une collision,  $N$  le nombre d'événements détectés et  $L$  la luminosité intégrée sur le temps de prise des  $N$  données. Pour les processus à faibles sections efficaces, il faut donc augmenter le plus possible la luminosité afin d'obtenir une bonne statistique.

La partie avant<sup>5</sup> du détecteur est celle où pourront être détectés d'éventuels restes du proton. Les électrons diffusés seront détectés dans la partie arrière. Remarquons que la grande différence d'énergie entre les faisceaux introduit une asymétrie dans le détecteur.

Comme nous l'indique la figure (4.2), H1 est composé

- de détecteurs à traces (chambres à dérive et proportionnelles).
- de calorimètres
- d'une bobine supraconductrice produisant un champ longitudinal de 1.15T afin de mesurer les impulsions des traces laissées par les particules chargées dans les chambres à fils.
- de chambres à muons.

Vers l'avant du détecteur, on peut aussi voir :

- un calorimètre (PLUG2k) permettant une mesure de l'énergie des restes du protons émis près du tube à vide.
- un détecteur à muons.

A l'arrière du détecteur se trouve un calorimètre (SpaCal) assurant une mesure précise de l'énergie des électrons diffusés et une chambre à fil placée juste devant lui (BPC).

### 4.3.1 Les détecteurs de traces

Situés au centre du détecteur, les détecteurs de traces sont soumis à un champ magnétique de 1.15T dans la direction de z. Ils sont divisés en 2 parties : les chambres à dérives (CJC,CST,COZ et BST) et des chambres proportionnelles (CIP2k,COP). Ils ont pour buts la reconstruction des trajectoires des particules chargées et la mesure de leur impulsion grâce à la courbure des trajectoires.

Les chambres à dérive CJC et CJC2 assurent une mesure précise des trajectoires dans le plan transverse (x-y). Quant à COZ et au détecteur à silicium CST, ils permettent une bonne mesure dans la direction longitudinale.

La chambre proportionnelle CIP2k possède une résolution temporelle suffisante pour rejeter la majorité des événements ne provenant pas du point d'interaction du faisceau et permet de déclencher le détecteur (trigger) sur base d'une multiplicité de traces à plusieurs niveaux. Depuis janvier 2005, le système FTT utilise les segments de traces reconstruites dans la chambre CJC pour contribuer au système de déclenchement.

Un ensemble de détecteurs de traces au silicium (CST et BST), placés entre le tube à vide et les détecteurs centraux, assurent une mesure précise du vertex.

A l'avant du détecteur se trouve le FTD (Forward Tracking Detector), qui mesure les traces dans la région  $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ .

La figure (4.3) montre les différents détecteurs de traces.

---

<sup>5</sup>Par convention, l'axe des z croissants est choisi dans la direction des protons incidents et l'origine des axes correspond au point d'interaction nominal.

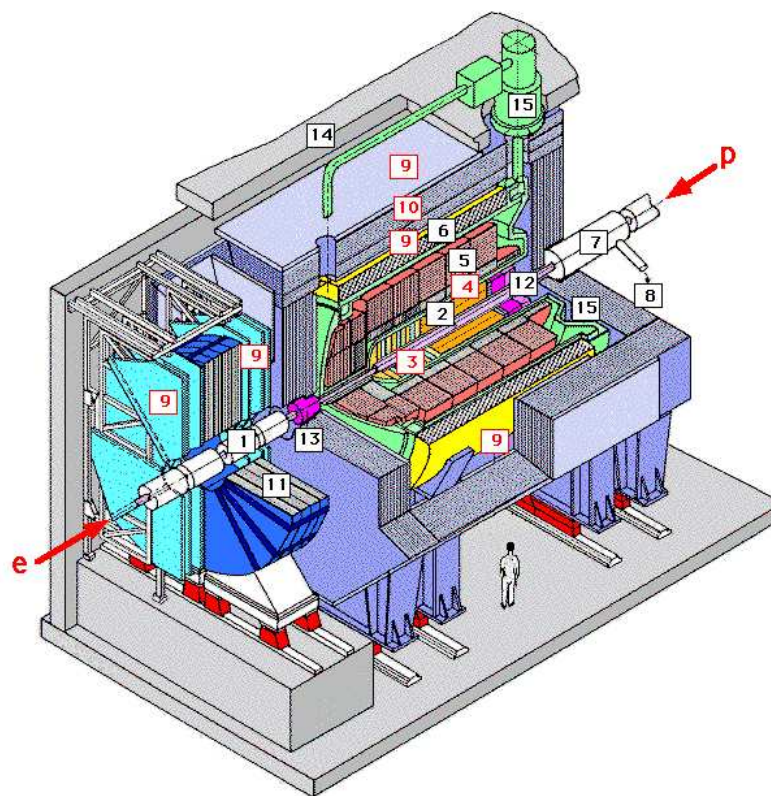


FIG. 4.2 – Schéma du détecteur H1 : (1) tube à vide, (2) détecteurs de traces centraux, (3) détecteur de traces avant, (4) partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide (LAr), (5) partie hadronique du LAr, (6) bobine supraconductrice, (7) aimant de compensation, (8) système de refroidissement à l'hélium liquide, (9) chambres à muons avant, (10) fer instrumenté qui assure la fermeture des lignes de champ magnétique, (11) aimant toroïdal à muons, (12) calorimètre arrière (SpaCal), (13) calorimètre bouchon (PLUG2k), (14) blindage de béton, (15) cryostat d'argon liquide[14].

#### 4.3.2 Les chambres à muons

Les six chambres à dérive (trois plans de deux couches chacun) qui composent le détecteur FMD (Forward Muon Detector) assurent une détection des muons de haute énergie émis vers l'avant. Signalons que le FMD étant relativement bruyant, plusieurs paires de signaux sont nécessaires pour constituer un événement.

#### 4.3.3 Les calorimètres

Les différents calorimètres de H1 permettent une mesure de l'énergie des particules aussi bien chargées que neutres. On y trouve le calorimètre à argon liquide (LAr), le PLUG2k et SpaCal.

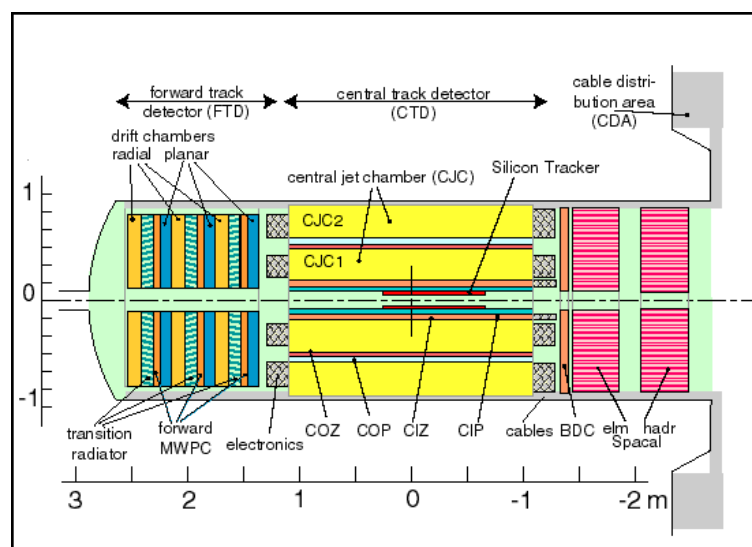


FIG. 4.3 – Schéma des détecteurs à traces dans le détecteur H1 (les chambres avant ont été remplacées en 2000 par le FTD)[14].

### Le calorimètre à argon liquide (LAr)

Il s'agit du plus volumineux des 3 calorimètres. Il couvre une région allant de  $\theta = 4^\circ$  jusque  $\theta = 153^\circ$ . Composé d'une partie électromagnétique et d'une autre hadronique, il permet l'identification et la mesure de l'électron diffusé à grand angle ( $Q^2 \geq 100 \text{ GeV}^2$ ) et de l'état final hadronique.

### Le calorimètre avant PLUG2k ou bouchon

Le PLUG2k couvre la région  $\theta < 3.2^\circ$  et  $\theta > 1.9^\circ$  qui n'est pas accessible au LAr. Ce calorimètre est très solide afin de résister aux radiations intenses dues à sa proximité avec les faisceaux.

### SpaCal

Installé dans H1 depuis 1995, SpaCal (SPAggetti Calorimeter) permet une mesure précise de l'électron diffusé. SpaCal a une couverture angulaire allant de  $\theta = 153^\circ$  jusque  $\theta = 174^\circ$  et se situe à une distance de 144 cm du point d'interaction nominal. Le calorimètre comporte une partie hadronique et une électromagnétique.

La réponse temporelle de SpaCal étant bonne, il est utilisé au niveau du système de déclenchement afin de déterminer des événements hors temps par rapport au temps de croisement des faisceaux.

#### 4.3.4 La chambre à dérive BPC

Située entre le point d'interaction et SpaCal, la BPC (Backward Proportional Chamber) permet de mesurer avec précision la position des particules entrantes dans SpaCal. Cette chambre à dérive permet en outre de rejeter des événements où un photon serait détecté

dans SpaCal. La combinaison de la BST et de la BPC permet une mesure précise de l'angle polaire de l'électron diffusé.

### 4.3.5 Le spectromètre à protons

Afin d'améliorer la précision des résultats sur la diffraction, il est essentiel de détecter le proton diffusé. Pour ce faire, deux stations FPS ont été installées en 1994 à 63, 80, 81 et 90 m du point d'interaction nominal. Mais leur acceptance<sup>6</sup> est faible ( $\approx 5\%$ ) dans le domaine de la diffraction ( $x_{\mathbb{P}} \leq 0.01$ , voir figure (4.4)). En 2003, le VFPS (Very Forward Proton Spectrometer) a été installé. Ce détecteur, composé de deux stations ("Roman Pots") situées à 118 m et 222 m du point d'interaction nominal, a une acceptance supérieure au FPS. Les détecteurs à fibres scintillantes du VFPS, orientées à  $\pm 45^\circ$  par rapport à la direction horizontale du pot, sont placés dans deux "pots" qui peuvent se déplacer perpendiculairement au faisceau et se rapprocher le plus possible de ce dernier lors des périodes de prise de données stables et être rétractés lors de l'injection ou du réglage des faisceaux. Devant et derrière les fibres scintillantes permettant de reconstruire les traces, se trouvent des plaques scintillantes qui servent au déclenchement. Dans le cadre de ce travail, nous n'utiliserons pas les traces reconstruites mais uniquement l'élément de déclenchement pour savoir si le VFPS a enregistré un candidat proton.

Nous étudierons plus tard dans ce mémoire l'acceptance en  $x_{\mathbb{P}}$  du VFPS. On s'attend à une région d'acceptance en  $x_{\mathbb{P}}$  du VFPS située entre 0.001 et 0.03 (voir figure (4.4)) [10]. Signalons que le VFPS a aussi une acceptance en  $t$  telle que les événements à grands  $t$  ne peuvent être détectés puisqu'ils correspondent à des protons ayant gagné beaucoup d'impulsion transverse et qui quittent le tube à vide. Cette acceptance en  $t$  n'a pas de conséquence importante sur nos données puisque nous sommes à de très petites valeurs de  $t$ .

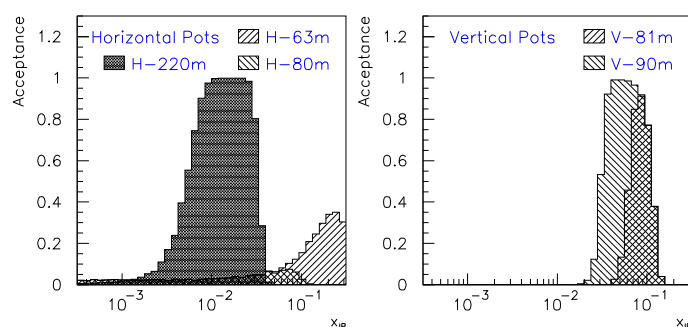


FIG. 4.4 – Acceptance théorique en  $x_{\mathbb{P}}$  du VFPS (pots à 220m) et des stations verticales et horizontales du FPS [10].

Nous voyons que l'utilisation du VFPS et des stations verticales du FPS permettent de couvrir une grande région en  $x_{\mathbb{P}}$  avec une bonne acceptance, faute de temps, elle ne sera pas effectuée dans le cadre de ce travail.

<sup>6</sup> rapport du nombre d'événements détectés et du nombre d'événements total.

### 4.3.6 Le détecteur de temps de vol

Le détecteur de temps de vol ToF (Time Of Flight) rejette le bruit de fond dû à l'interaction du faisceau de protons avec le tube à vide ou avec les molécules du gaz résiduel en connaissant avec précision la position temporelle de l'événement.

### 4.3.7 Le système de mesure de luminosité

H1 se base sur la mesure du taux d'événements de Bethe-Heitler  $ep \rightarrow ep\gamma$  afin de mesurer la luminosité. Le photon est détecté par un calorimètre (Photon Detector) situé à -102.9 m du point d'interaction nominal. La connaissance exacte de la section efficace théorique nous permet de connaître la luminosité ( $\sigma = \frac{N}{L}$ ).

L'erreur principale sur la luminosité provient des interactions des faisceaux avec le gaz résiduel. Cependant, le nombre d'interactions de ce type est bien connu grâce à l'utilisation de "paquets pilotes".

Actuellement HERA atteint une luminosité proche de  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ nb}^{-1}$

### 4.3.8 Déclenchement et acquisition de données

Le système de déclenchement et d'acquisition de données doit permettre une sélection des événements physiques et le rejet maximum du bruit de fond. Le bruit de fond provient essentiellement de l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide et avec les parois de ce dernier ou du rayonnement synchrotron du faisceau de leptons. Comme déjà souligné plus haut, à HERA, une interaction se produit toutes les 96 ns. Ceci rend impossible l'enregistrement de toutes les données. De plus, les détecteurs sont incapables de rendre une réponse immédiate. Le temps nécessaire à une réponse des différents détecteurs et l'enregistrement des données créent un temps mort dans l'acquisition des données. La solution consiste à décider si un événement doit être gardé ou pas avant de l'enregistrer. Cependant, ceci réduit énormément le nombre d'événements puisqu'il faut tout de même attendre la réponse des différents détecteurs. C'est pour ces raisons que les informations sont stockées dans des mémoires tampons (pipelines) avant qu'une décision ne soit prise. Signalons que les événements "intéressants" ne peuvent pas tous être enregistrés. On définit des priorités et on applique un facteur de pondération tel que seul un événement sur  $n$  est enregistré.

Le déclenchement de H1 comporte quatre niveaux, L1, L2, L3 et L4. Chaque niveau élimine les événements non désirés et il a pour ce faire plus de temps que le niveau précédent.

- Chaque détecteur envoie son signal de déclenchement vers le niveau L1. Ce dernier combine les différents signaux et a  $2.3\mu\text{s}$  pour décider si l'événement est gardé ou pas. Si l'événement est conservé, il est envoyé au niveau L2 sinon, il est perdu. L1 est composé de 256 éléments de déclenchement<sup>7</sup> dont par exemple l'existence d'un dépôt d'énergie dans SpaCal. C'est aussi à ce niveau que la pondération intervient. Les différents triggers sont ensuite combinés dans un trigger central ("subtrigger"). Ces 128 combinaisons correspondent, dans la majorité des cas, à des événements candidats pour des processus physiques particuliers.

---

<sup>7</sup> "trigger elements"

- Le système L2 combine les informations en provenance du trigger central et des informations plus lentes. Ce système permet entre autres de trouver la meilleure combinaison afin de rejeter un maximum de bruit de fond et un minimum de données. Le niveau L2 a 20  $\mu s$  pour décider si l'événement est gardé.
  - Le niveau L3 n'est pas encore installé à l'heure actuelle.
  - L4 est le niveau où sont reconstruites les différentes données physiques (traces et énergies).
- Le système de déclenchement est schématisé à la figure (4.5).

A la suite de ces quatre niveaux, si l'événement est gardé, il est écrit sur un fichier POT (Physics Output Tapes). Ces fichiers étant très volumineux, on crée un fichier plus réduit, la DST (Data Summary Tape) qui ne retient que les informations les plus importantes pour l'analyse.

Les données DST sont ensuite réécrites par H100 sous un format orienté objet (fichier ODS pour Object Data Store) afin d'aller plus vite et de permettre une analyse  $C++$ .

A partir des fichiers ODS, on crée les fichiers utiles à l'analyse : les  $\mu$ ODS qui contiennent les différentes particules détectées et les HAT (H1 Analysis Tag) dans lesquels on peut trouver des variables cinématiques ou l'état du système de déclenchement. Enfin, les données que l'utilisateur estime utiles sont placées dans une table ("tree") que l'on peut analyser via le programme Root.



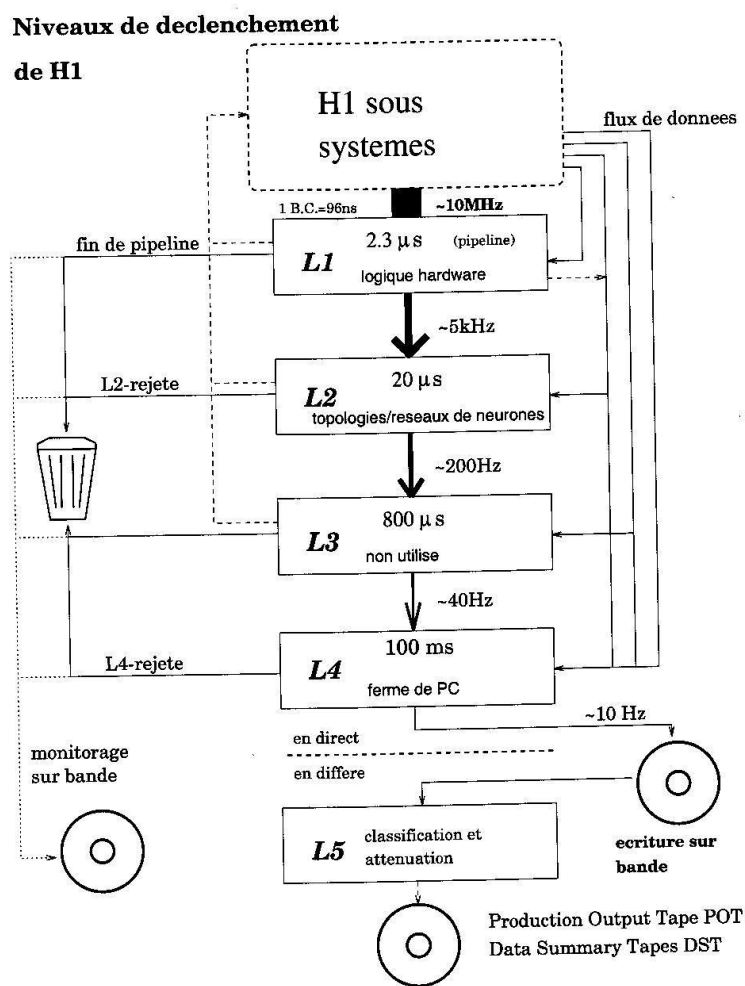


FIG. 4.5 – Schéma des différents systèmes de déclenchement dans l'expérience H1[7].

## Chapitre 5

# Simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo (MC) sont utilisées afin de corriger les résultats expérimentaux des effets liés au dispositif tels que l'acceptance des détecteurs, le bruit de fond ou encore l'efficacité. Un autre objectif important des simulations Monte Carlo est de permettre la comparaison entre les données expérimentales corrigées et les prédictions théoriques.

Une première partie de ce chapitre sera consacrée à la description d'une simulation par Monte Carlo réalisée dans le cadre de ce travail.

Dans une seconde partie, nous présenterons le programme qui simule également la production de jets en diffraction au NLO<sup>1</sup> du Monte Carlo "RAPGAP" utilisé pour l'étude des interactions inclusives et pour l'étude des jets.

### 5.1 Modèle simple de générateur Monte Carlo

Le but du programme de simulation par Monte Carlo écrit dans le cadre de ce mémoire est de comprendre les effets cinématiques dus aux effets d'acceptance importants en diffraction afin d'ajuster les coupures expérimentales et de s'assurer du bon fonctionnement global du détecteur.

Ce programme est structuré comme suit

- Nous tirons aléatoirement une valeur de  $Q^2$  comprise entre 6 et 100  $GeV^2$ . Ces valeurs correspondent à un électron diffusé dans le calorimètre SpaCal.
- Nous tirons aussi une valeur de  $x$  comprise entre 0.0001 et 0.01. La valeur minimale est imposée par le fait que l'électron diffusé doit posséder une énergie supérieure à 10  $GeV$  pour éviter la contamination d'événements de bruit de fond de photoproduction ( $Q^2 \approx 0$ ). La valeur maximale est liée au point suivant ( $x_{\mathbb{P}} \geq x$  par l'équation (3.4)).
- Enfin,  $x_{\mathbb{P}}$  est généré aléatoirement entre 0.0001 et 0.01. La valeur maximale nous assure que la contribution du reggeon est négligeable et la valeur minimale est, elle aussi liée, à la demande d'un électron de plus de 10  $GeV$ .

Nous calculons ensuite la section efficace pour chaque valeur de  $(Q^2, x, x_{\mathbb{P}})$ . La méthode d'obtention de cette fonction est expliquée ci-dessous.

---

<sup>1</sup>Next Leading Order, tenant compte de l'ordre supérieur ici en  $\alpha_s$ .

### 5.1.1 Modélisation de la section efficace

La section efficace diffractive peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{d^3\sigma(x_{\mathbb{P}}x, Q^2)}{dx_{\mathbb{P}}dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(1 - y - \frac{y^2}{2}\right) \sigma_r^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}). \quad (5.1)$$

Nous avons intégré sur  $t$ , variable à laquelle nous n'avons pas accès afin de nous débarrasser de cette dépendance. Par l'hypothèse de factorisation, nous posons :

$$\sigma_r^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) F_2^{D(2)}(\beta, Q^2). \quad (5.2)$$

La mesure de la section efficace diffractive (référence [5]) montre qu'elle possède

- une dépendance linéaire en  $\log\beta$  qui dépend de  $x_{\mathbb{P}}$
- une violation de l'invariance d'échelle c'est-à-dire, une dépendance en  $\log\beta \log Q^2$

Nous paramétrisons donc  $\sigma_r^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}})$  par

$$\sigma_r^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) (A + B \log\beta + C(a \log\beta + b) \log Q^2) \quad (5.3)$$

La mesure récente de  $F_2^{D(3)}$  [5] fournit la figure (5.1) illustrant la mesure de la violation de l'invariance d'échelle pour différentes valeurs de  $x_{\mathbb{P}}$ . De cette figure, nous pouvons tirer les valeurs de  $a$  et  $b$ . Le coefficient angulaire,  $a$ , vaut -0.017 et  $c$  le terme indépendant est égal à -0.005.

Les valeurs de  $A$ ,  $B$ ,  $C$  ont été ajustées sur les données récentes de H1 (ref. [5]).

Il nous suffit, dès lors, de mettre (5.3) dans (5.1) pour obtenir la section efficace diffractive.

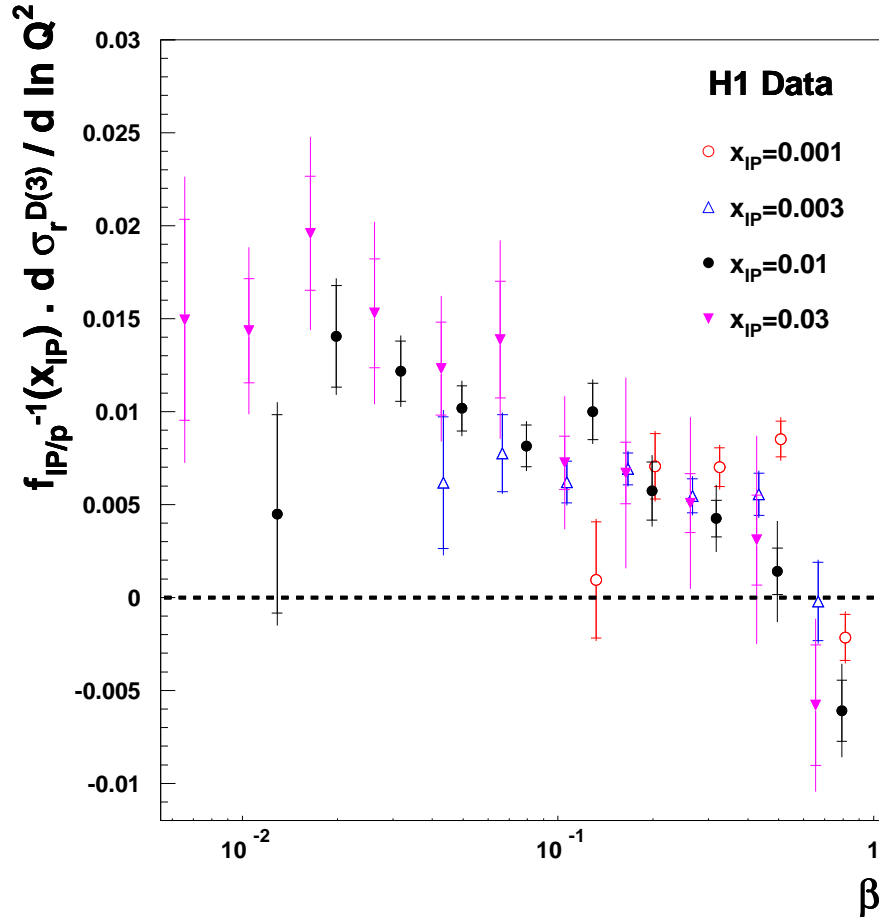


FIG. 5.1 – Mesure de la violation de l'invariance d'échelle, soit la dérivée première de la section efficace réduite diffractive par rapport au logarithme de  $Q^2$  pour différentes valeurs de  $x_{\mathbb{P}}$  en fonction de  $\beta$ . La dérivée est divisée par le facteur de flux de poméron dans le proton [5].

L'étape suivante du programme est de générer un nombre compris entre les sections efficaces calculées minimale et maximale.

Ensuite, nous appliquons un test de réjection selon la méthode d'acceptation et de réjection, c'est-à-dire que nous rejetons les événements pour lesquels la fonction générée est supérieure à la section efficace calculée pour une valeur de  $Q^2$ ,  $x$  et de  $x_{\mathbb{P}}$ . Cette méthode nous permet d'obtenir la meilleure approximation de notre fonction "section efficace" en fonction des différentes variables<sup>2</sup>.

A partir des événements conservés, nous pouvons reconstruire toutes les variables cinématiques nécessaires.

Ainsi, à l'aide des équations (2.9), nous avons :

<sup>2</sup>Etant donné que nous savons que la section efficace tombe en  $\frac{1}{Q^4}$  et en  $\frac{1}{x}$ , nous effectuons un changement de variables et nous écrivons la section efficace en fonction de  $\log Q^2$ ,  $\log x$  et de  $\log x_{\mathbb{P}}$ . Ceci nous permet d'augmenter la probabilité qu'un événement soit accepté et donc de diminuer le temps d'analyse pour une même statistique.

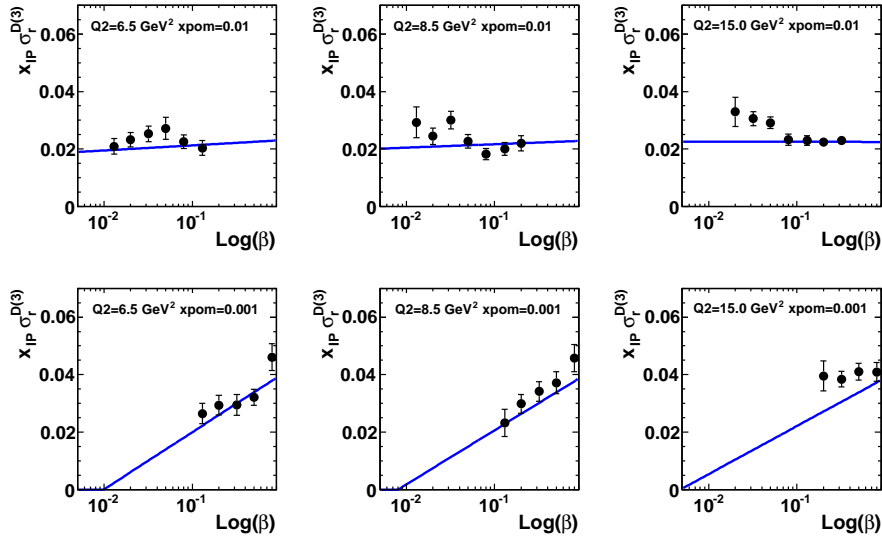


FIG. 5.2 – Dépendance en  $\log \beta$  de la section efficace diffractive réduite pour différentes valeurs de  $x_{\mathbb{P}}$  et de  $Q^2$ . Les points expérimentaux proviennent de [5].

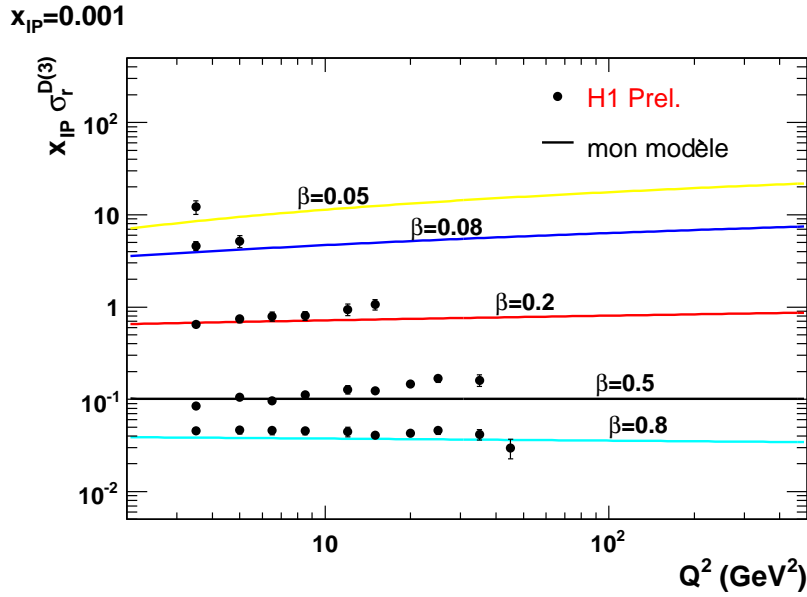


FIG. 5.3 – Dépendance de la section efficace diffractive réduite en fonction de  $Q^2$  pour différentes valeurs de  $\beta$  pour  $x_{\mathbb{P}} = 0.001$ . Les points expérimentaux proviennent de [5].

$$\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{Q^2}{4E_e E'_e} \quad (5.4)$$

et par conséquent,

$$\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4E_e E'_e - Q^2}{4E_e E'_e}. \quad (5.5)$$

En insérant (5.4) et (5.5) dans l'équation (2.10), nous pouvons déterminer l'énergie de l'électron diffusé  $E'_e$  à partir des variables générées :

$$E'_e = E_e + \frac{Q^2}{4E_e} - \frac{Q^2}{4xE_p}. \quad (5.6)$$

Nous pouvons alors reconstruire l'angle de diffusion de l'électron ( $\theta_e$ ) en utilisant (5.4), ce qui nous donne :

$$\theta_e = 2 \arccos\left(\sqrt{\frac{Q^2}{4E_e E'_e}}\right). \quad (5.7)$$

La position des dépôts d'énergie de l'électron diffusé dans le détecteur SpaCal peut elle aussi être reconstruite en générant une distribution uniforme en  $\phi$  entre 0 et  $360^\circ$  et une distribution gaussienne pour la position du vertex en  $z$  ( $vtxZ$ ) d'écart-type  $\sigma = 15$ .

La position en  $z$  des dépôts est de +144cm (distance de SpaCal du point d'interaction nominal).

Les positions en  $x$  et  $y$  ( $elecXclus$  et  $elecYclus$ ) sont données par

$$elecXclus = \tan(\theta_e)(144 - vtxZ) \sin(\phi) \quad (5.8)$$

et

$$elecYclus = \tan(\theta_e)(144 - vtxZ) \cos(\phi). \quad (5.9)$$

Nous pouvons facilement obtenir les différentes composantes de l'impulsion de l'électron diffusé ( $k'$ ) comme suit :

$$k'_z = |\vec{k}| \cos(\theta_e) \quad (5.10)$$

avec  $|\vec{k}_e| = E_e$  puisque la masse de l'électron est négligée,

$$k'_x = E_e \cos(\theta_e) \cos(\phi) \quad (5.11)$$

$$k'_y = E_e \cos(\theta_e) \sin(\phi). \quad (5.12)$$

Le quadri-vecteur du photon peut être obtenu par conservation des énergies-impulsions au vertex leptonique.

$$q = k - k'. \quad (5.13)$$

avec,  $q$  le quadri-vecteur du photon.

La dépendance en la variable  $t$  étant exponentielle,  $e^{-B|t|}$  avec  $B = 6\text{GeV}^2$ , nous ferons l'approximation  $t = 0$ . Le tirage de  $x_{\mathbb{P}}$  nous donne directement le quadri-vecteur du poméron  $\mathbb{P}$

$$\mathbb{P} = (x_{\mathbb{P}}E_p, 0, 0, x_{\mathbb{P}}E_p) \quad (5.14)$$

La conservation des quadri-impulsions nous permet aussi d'obtenir le quadri-vecteur du système X, noté  $X$ ,

$$X = q + \mathbb{P}. \quad (5.15)$$

La connaissance de  $X$  permet de calculer  $\theta_X$ , l'angle du système X,

$$\theta_X = \arccos\left(\frac{X_z}{|\vec{X}|}\right). \quad (5.16)$$

La rapidité du système X ( $\eta_X$ ) peut être obtenue grâce à l'équation suivante :

$$\eta_X = -\log\left(\tan\left(\frac{\theta_X}{2}\right)\right). \quad (5.17)$$

Ici, le système X est vu comme étant une particule. En réalité, le système X est composé de plusieurs particules réparties dans un cône autour du vecteur  $\vec{X}$ .

Une grandeur qui nous intéresse particulièrement est la rapidité de la particule du système X la plus vers l'avant, c'est ce que nous appelons  $\eta_{Max}$ . Cette variable permet d'assurer la présence d'un saut en rapidité dans l'événement et d'assurer ainsi son caractère diffractif.

Pour reconstruire  $\eta_{Max}$  à partir de  $\eta_X$ , nous procédons comme suit : en étudiant les distributions de  $\eta_{Max}$  et  $\eta_X$  dans les données, on obtient que la largeur du cône est approximativement distribuée selon une gaussienne d'écart type 3.

Nous générons cette distribution et ajoutons sa valeur à celle de  $\eta_X$  afin d'obtenir  $\eta_{Max}$ .

Afin de simuler un électron dans le calorimètre SpaCal, nous avons effectué des coupures en  $\theta_e$  (pour être dans le domaine angulaire de SpaCal) et sur la position des dépôts d'énergie (afin d'éliminer la région du tube à vide). Nous avons aussi éliminer de nos analyses les cellules défectueuses du détecteur [11].

Les mêmes coupures de sélections d'événements sont appliquées sur les événements générés par le Monte Carlo et sur les données (le détails des coupures sera donné dans le chapitre suivant).

## 5.2 RAPGAP

Les principes de la simulation du Monte Carlo RAPGAP se base en bonne approximation sur la méthode exposée dans la première partie de ce chapitre. Il permet la simulation d'événements de DIS inclusif et de diffraction [6].

La section efficace est décrite au niveau NLO, utilise comme distribution de partons dans le poméron la distribution obtenue par H1 au même ordre et permet de générer des processus semi-inclusifs comme la production de jets ou de charme. Ceci permet une description plus précise que ce que nous avons pu faire avec notre modèle ci-dessus.

RAPGAP inclut les corrections radiatives électromagnétiques du premier ordre ainsi que des radiations QCD d'ordres supérieurs ("parton shower").

La simulation RAPGAP comprends quatre contributions qui nous concernent :

1. la composante "poméron" qui tient de la diffusion du photon sur un quark léger (u, d, s) contenu dans le poméron (au LO, figure (5.4)), au NLO de la fusion gluon-boson et de QCD Compton (figure (5.5))
2. une composante "charme", c'est-à-dire la production de quarks lourds (figure (5.6))
3. une composante reggeon qui correspond à la production de quarks légers avec l'échange d'un reggeon (figure (5.7))
4. et la composante du photon résolu représenté sur le diagramme de la figure (5.8)

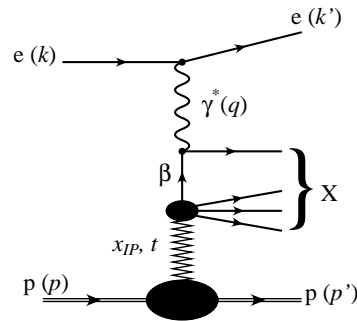


FIG. 5.4 – Diagramme du processus de fusion boson-gluon correspondant à la composante "poméron" où le quark est de saveur u, d ou s.

RAPGAP inclut une simulation complète du détecteur H1 et de tous ses effets.



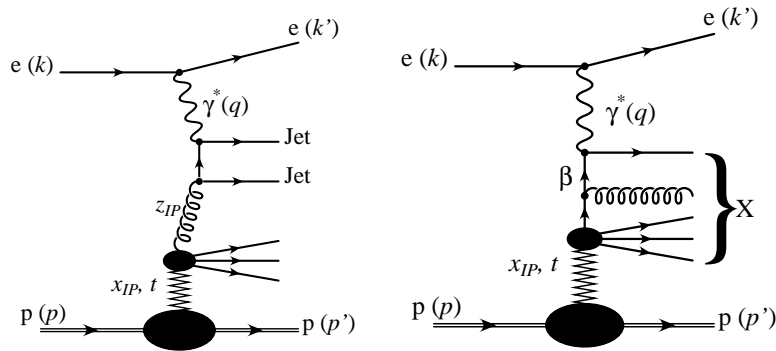


FIG. 5.5 – Diagramme du processus de fusion gluon-boson à gauche et du processus de QCD Compton à droite.

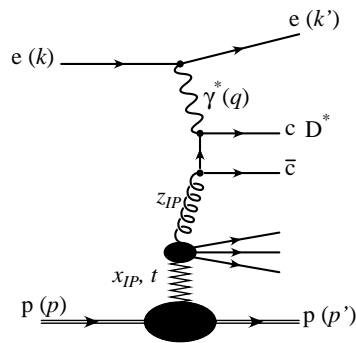


FIG. 5.6 – diagramme de la création de quarks lourds lors des interactions diffractives avec production de jets.

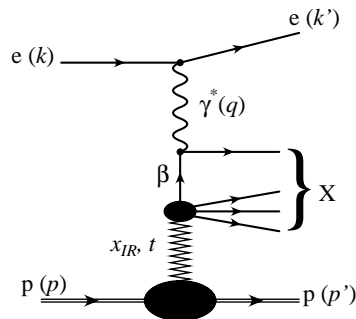


FIG. 5.7 – Diagramme de la composante reggeon de RAPGAP où le quark est de saveur  $u$ ,  $d$  ou  $s$ . Ce diagramme diffère de la composante "poméron" par l'échange d'un reggeon.

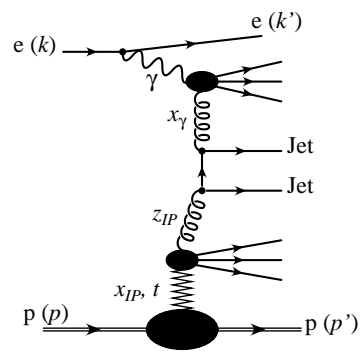


FIG. 5.8 – *diagramme de la composante photon résolu dans le cas particulier de la diffraction avec production de jets.*

# Chapitre 6

## Sélection des données

Le but de ce chapitre est d'exposer les différentes coupures de base que nous avons effectuées sur les données de H1 collectées pendant l'année 2005 afin de sélectionner un échantillon d'événements diffractifs sans contamination importante de bruit de fond et correspondant à un domaine cinématique de bonne acceptance ( $\geq 30\%$ ).

### 6.1 Coupures cinématiques

Nous effectuons une première coupure demandant la présence d'un électron d'énergie supérieure à  $10 \text{ GeV}$  dans SpaCal. Cela correspond à des valeurs de  $Q^2$  comprises entre  $6 \text{ GeV}^2$  et  $100 \text{ GeV}^2$ . Cette limite permet aussi de s'assurer que nous sommes dans des régions à suffisamment grand  $Q^2$  telles que la théorie QCD perturbative est applicable.

Une seconde coupure se base sur la conservation de l'énergie et de l'impulsion suivant l'axe  $z$  et consiste à demander que

$$45 \leq \sum_{\alpha} E_{\alpha} - p_{\alpha,z}^1 \leq 60 \text{ GeV}.$$

Ceci élimine les événements de photoproduction (émission par l'électron d'un photon presque réel (très petits  $Q^2$ )). En effet, pour ce type de réaction, l'électron est émis dans le tube à vide et n'est donc pas détecté (et une particule hadronique est détectée dans SpaCal et simule la présence de l'électron diffusé), ce qui entraîne une mauvaise reconstruction de la variable  $\sum(E - p_z)$ . En négligeant les erreurs de mesures, on s'attend à avoir  $\sum(E - p_z) = 2E_e = 55 \text{ GeV}$ .

Cependant, pour tenir compte des incertitudes sur les reconstructions de l'énergie et de l'impulsion dues aux effets du détecteur, nous prenons un domaine un peu plus large, autour de  $55 \text{ GeV}$ .

Pour éliminer un maximum de bruit de fond, nous demandons que la position du vertex reconstruit se situe entre  $-40$  et  $+40$  cm du point d'interaction nominal. Ceci élimine d'éventuelles interactions des faisceaux avec les parois du tube à vide ou avec le gaz résiduel.

---

<sup>1</sup> $\alpha$  représentant les particules de l'état final.

Afin de sélectionner les événements diffractifs, nous demandons de ne pas avoir d'activité hadronique vers l'avant et pour ce faire, nous effectuons une coupure sur les détecteurs de muons. Le détecteur à muons sera, ici, utilisé pour la détection d'éventuelles particules provenant du proton dissocié en DIS. Quantativement, nous demandons que  $\eta_{Max}$  soit inférieur à 2.5. Cette coupure est essentielle pour nous assurer le saut en rapidité caractéristique des interactions diffractives.

Pour nous assurer que tous nos événements soient dans une région cinématique physique, nous demandons que  $y$  soit compris entre 0 et 1.

Signalons, enfin, que dans le cas d'une comparaison entre les données et le Monte Carlo écrit pour ce mémoire, une coupure en  $x_{\mathbb{P}} \in [0.0001, 0.01]$  est ajoutée. Nous devons appliquer cette coupure sur la valeur maximale de  $x_{\mathbb{P}}$  car la section efficace diffractive du MC ne tient pas compte d'éventuels termes dus au reggeon (dont la contribution est non négligeable pour les grands  $x_{\mathbb{P}}$ ).

Nous n'avons pas besoin de cette coupure pour une comparaison avec RAPGAP puisque ce dernier tient compte de ces deux contributions.

## 6.2 Coupures trigger

Pour obtenir un échantillon d'événements diffractifs inclusifs non biaisé, nous demandons que les événements aient été gardés par le trigger  $s[0]$ , c'est-à-dire un dépôt d'énergie électro-magnétique dans SpaCal avec une énergie supérieure à 6 *GeV* et de position transverse supérieure à 25 cm. Nous appliquons cette coupure sur nos données inclusives et nos Monte Carlo.

## 6.3 Coupures VFPS

Si nous souhaitons analyser les événements avec un proton diffusé dans le VFPS, nous devons nous assurer que les deux pots étaient placés près du faisceau et aptes à prendre des données. Nous effectuons, par conséquent une coupure sur la position des pots.

De plus, nous demandons qu'au moins un des deux pots ait détecté quelque chose pour accepter l'événement, c'est-à-dire que l'un des trigger VFPS ait été déclenché.

## 6.4 Coupures jets

Afin d'effectuer une analyse des jets, nous demandons que leur nombre soit supérieur ou égal à 2.

Dans le cas de l'étude des jets, la coupure sur le trigger  $s[0]$  n'est plus nécessaire car le trigger jet (présence d'une impulsion transverse de plus de 0.5 *GeV*) est efficace (le même trigger peut être utilisé dans toute la région de SpaCal).

# Chapitre 7

## Mesures en diffraction inclusive

Avant de nous intéresser au cas particulier des jets, nous avons analysé l'interaction diffractive de façon inclusive afin de nous assurer du bon fonctionnement du détecteur et des différents éléments de notre chaîne de sélection et d'analyse de données. Cet échantillon nous permettra également de déterminer l'acceptance du VFPS.

Les événements sélectionnés sont comparés d'une part au programme de simulation par Monte Carlo réalisé dans le cadre de ce mémoire et d'autre part, aux résultats du Monte Carlo RAPGAP qui sera nécessaire à l'étude des jets.

### 7.1 Comparaison des données inclusives et du modèle simple de Monte Carlo

Le modèle simple utilisé pour la simulation Monte Carlo est celui qui a été présenté dans la section 5.1 de ce mémoire. Sur les histogrammes de cette partie, les données sont représentées par des points noirs et le Monte Carlo par la ligne continue. Signalons que les distributions Monte Carlo ont été normalisées au nombre d'événements présents dans les données. L'encadré supérieur dans les histogrammes de cette section donne les statistiques des données et le cadre inférieur, celles des événements Monte Carlo.

La figure (7.1) présente une comparaison entre les données et les résultats du Monte Carlo pour les variables  $Q^2$ ,  $x_{\mathbb{P}}$ ,  $x$  et  $\beta$ . Nous pouvons observer sur la distribution en  $Q^2$  la présence de la coupure  $Q^2 \geq 6\text{GeV}^2$ . La tendance générale de la cinématique est reproduite par notre programme de simulation, à savoir la présence du facteur  $\frac{1}{Q^4}$  du propagateur du photon modulé aux petites valeurs par la coupure en  $Q^2 \geq 6\text{GeV}^2$ , la présence du tube à vide et les coupures appliquées sur les modules de SpaCal près du tube à vide (voir figure (7.3) plus loin).

La distribution en  $x_{\mathbb{P}}$ , ici présentée en échelle logarithmique, reflète la dépendance induite par le flux de poméron.

La distribution en  $x$  (ici en échelle logarithmique) est le résultat de la croissance de la section efficace aux petites valeurs de  $x$ , dû au facteur cinématique  $\frac{1}{x}$ , arrêtée par la coupure sur l'énergie de l'électron ( $E'_e \geq 10\text{GeV}$ ).

De plus, la coupure demandant le saut en rapidité enlève des événements à grandes valeurs de  $x$  ( $x \leq x_{\mathbb{P}} \leq 0.01$ ).

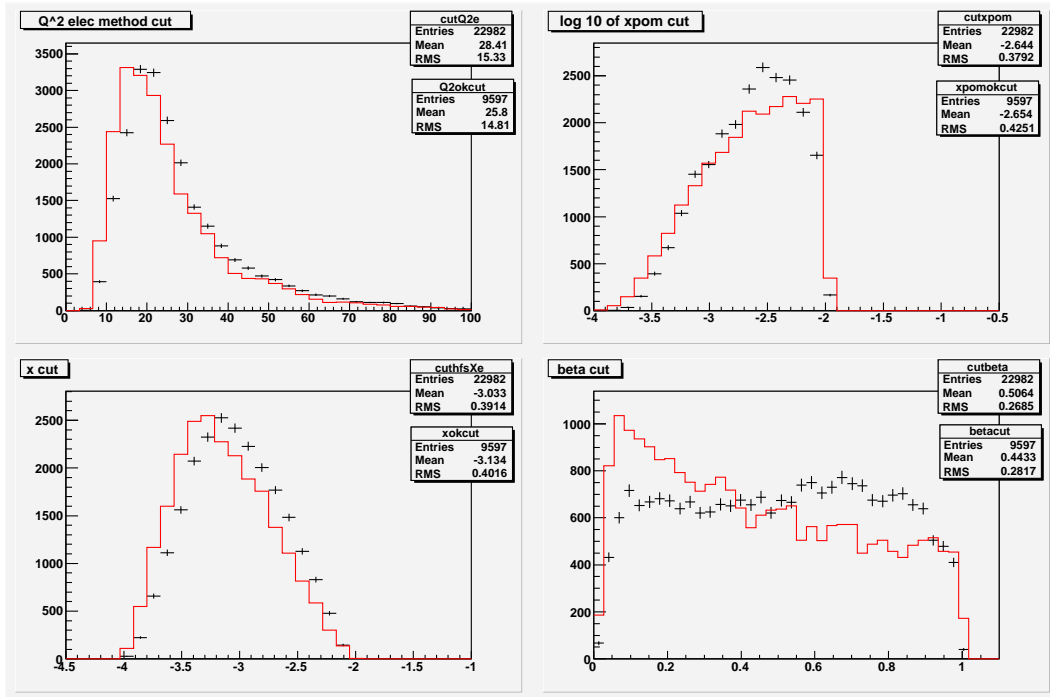


FIG. 7.1 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de  $Q^2$ , du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$  et de  $\beta$ .

$\beta$  n'est pas tiré aléatoirement et sa distribution relativement plate est le reflet des distributions en  $x$  et  $x_{\mathbb{P}}$ . Nous observons que le programme Monte Carlo ne reproduit les données que de façon approchée. Ceci est dû d'une part à la paramétrisation approximative de la fonction de structure  $F_2^D$  (voir section 5.1.1) et d'autre part à l'absence d'effets de détecteur dans notre simulation (résolution en énergie, efficacité de détection, reconstruction des traces et du vertex,...). Avec la paramétrisation utilisée de  $F_2^D$ , nous ne sommes pas parvenus à obtenir une bonne description des données mesurées précédemment à la fois dans leur dépendance en  $x_{\mathbb{P}}$  et en  $\beta$ . On peut remarquer, par exemple à la figure (5.1), que considérer une violation de l'invariance d'échelle indépendante de  $x_{\mathbb{P}}$  est sans doute trop approximatif pour le niveau de précision que les statistiques nous permettent d'atteindre.

La figure (7.2) présente la mesure de l'électron diffusé : son énergie, son impulsion suivant  $x$ ,  $y$  et  $z$  ainsi que l'angle polaire  $\theta_e$ . Comme il était demandé dans les coupures, l'énergie de l'électron diffusé est supérieure ou égale à  $10 \text{ GeV}$ .

La distribution de l'impulsion longitudinale de l'électron diffusé est le reflet de son énergie puisque  $|k'_z| \gg |k'_x|, |k'_y|$  (pour des valeurs modérées de  $Q^2$ ) et que la masse de l'électron est négligeable.

Le désaccord dans la distribution en énergie est directement le reflet de l'excès d'événements aux petites valeurs de  $\beta$  dans notre modèle.

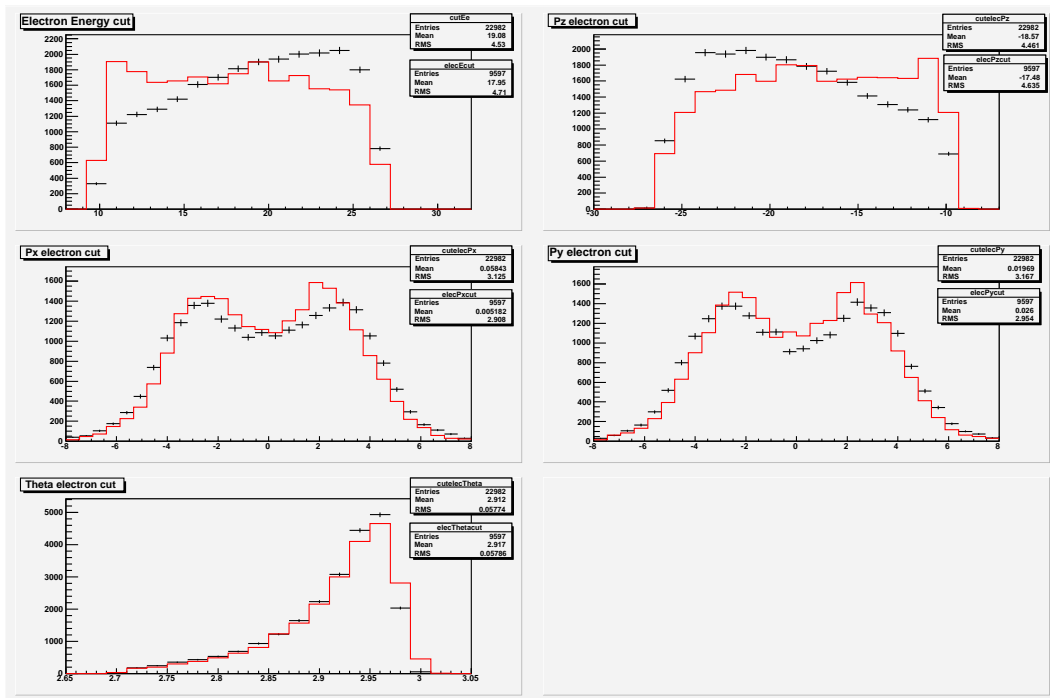


FIG. 7.2 – De gauche à droite et de haut en bas : distributions de l'énergie de l'électron diffusé, de l'impulsion longitudinale de cet électron, son impulsion suivant l'axe  $x$ , suivant l'axe  $y$  et l'angle de diffusion.

L'impulsion transverse (au travers des impulsions suivant  $x$  et  $y$ ) est relativement bien simulée.

La distribution de l'angle de l'électron diffusé est, elle aussi, liée à la distribution de  $Q^2$ , on constate que les grands angles sont privilégiés. Ils correspondent en effet à un électron diffusé proche de la direction de l'électron incident, c'est à dire l'émission d'un photon virtuel de relativement petit  $Q^2$ .

La simulation Monte Carlo décrit bien les petits angles et légèrement moins bien les grands. Ceci est à nouveau lié au mauvais ajustement des données aux plus petits  $Q^2$ .

Nous pouvons voir sur la figure (7.3) les positions selon  $x$  et  $y$  des dépôts d'énergie dans le calorimètre SpaCal. La position transverse des dépôts d'énergie associés à l'électron diffusé est telle qu'on pouvait s'y attendre, c'est-à-dire avec la présence d'un creux autour de zéro, ce dernier correspondant au fait que nous ne considérons pas des électrons diffusés dans le tube à vide.

De plus, le bon accord entre les données et le Monte Carlo nous montre que la simulation de l'acceptance de SpaCal est correcte. Les désaccords observés sur les histogrammes des figures (7.1) et (7.2) proviennent donc essentiellement de notre modèle (paramétrisation de  $F_2^D$ ).

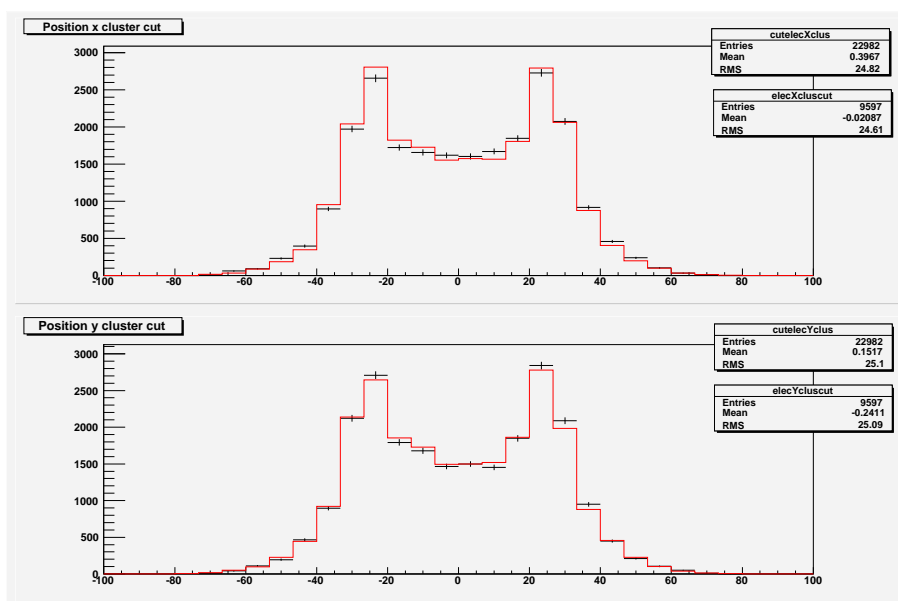


FIG. 7.3 – De haut en bas : histogramme de la position dans SpaCal de l'électron diffusé suivant  $x$  et suivant  $y$ .

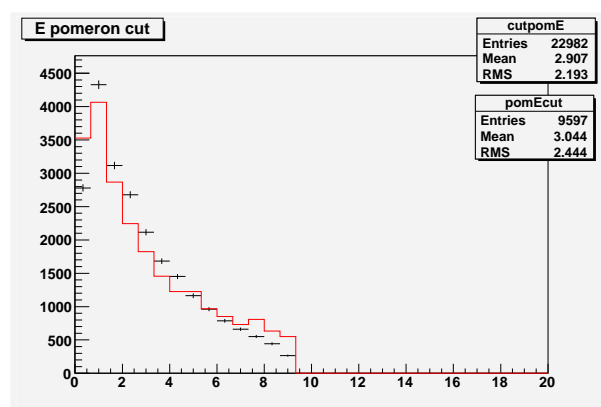


FIG. 7.4 – Distribution de l'énergie du poméron.

La distribution de l'énergie du poméron (figure (7.4)) est reconstruite suivant l'équation (5.14). Elle est directement liée à la distribution de  $x_{\mathbb{P}}$ .

La figure (7.5) présente quelques variables liées à l'ensemble hadronique  $X$  : son énergie, son impulsion suivant  $x$ ,  $y$  et  $z$  et son impulsion transverse.

Signalons que dans le cas des données, nous utilisons des variables obtenues par mesure directe d'un grand nombre de particules dans les détecteurs alors que dans la simulation, l'ensemble  $X$  est représenté par une seule particule. Ceci explique, en partie, le désaccord entre les données et le Monte Carlo dans les queues des distributions.



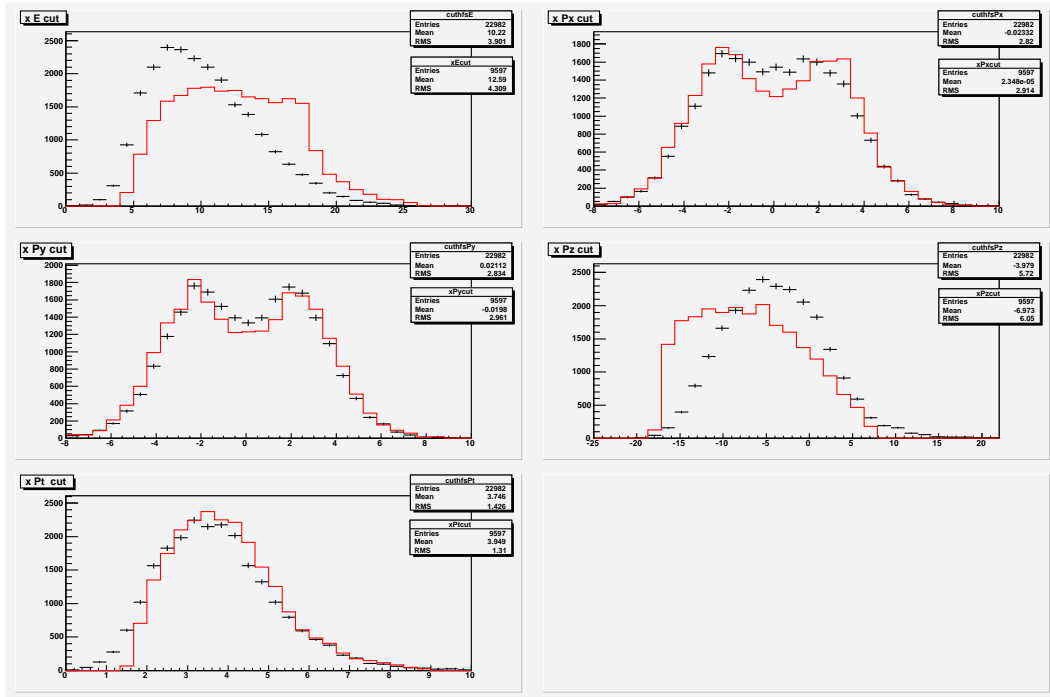


FIG. 7.5 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie du système X, son impulsion suivant  $x$ , suivant  $y$  et suivant  $z$ , l'impulsion transverse du système X.

Le manque d'événements aux petites énergies et aux grandes impulsions longitudinales s'explique par l'excès de petits  $\beta$  que nous avons pu observer sur la figure (7.1) qui implique la présence de trop d'événements de petites énergies de l'électron diffusé, c'est-à-dire de trop grande énergie pour le photon virtuel. Par conséquent, puisque l'énergie du poméron est bien décrite (figure (7.4)), nous obtenons un excès d'événements aux grandes énergies du système X (voir équation (5.15)).

Par la conservation d'impulsion, la distribution des impulsions  $X_x$  et  $X_y$  est la même que celles de l'électron au signe près dans le modèle simple de Monte Carlo.

L'impulsion transverse du système X n'est pas bien décrit à ses petites valeurs par le programme Monte Carlo.

Ce dernier reconstruit trop peu d'événements autour de zéro en  $X_x$  et  $X_y$ .

Pour obtenir une meilleure simulation de l'ensemble hadronique X, nous devrions introduire un facteur de résolution expérimentale.

La figure (7.6) présente la distribution en  $\eta_{Max}$  et en  $\sum(E - p_z)$  des données et de la simulation Monte Carlo.

Dans les données, la variable  $\eta_{Max}$  est obtenue en prenant la rapidité de la particule hadronique la plus à l'avant. Rappelons que dans notre Monte Carlo, nous n'avons pas accès directement à cette valeur mais uniquement à la rapidité de la particule représentant

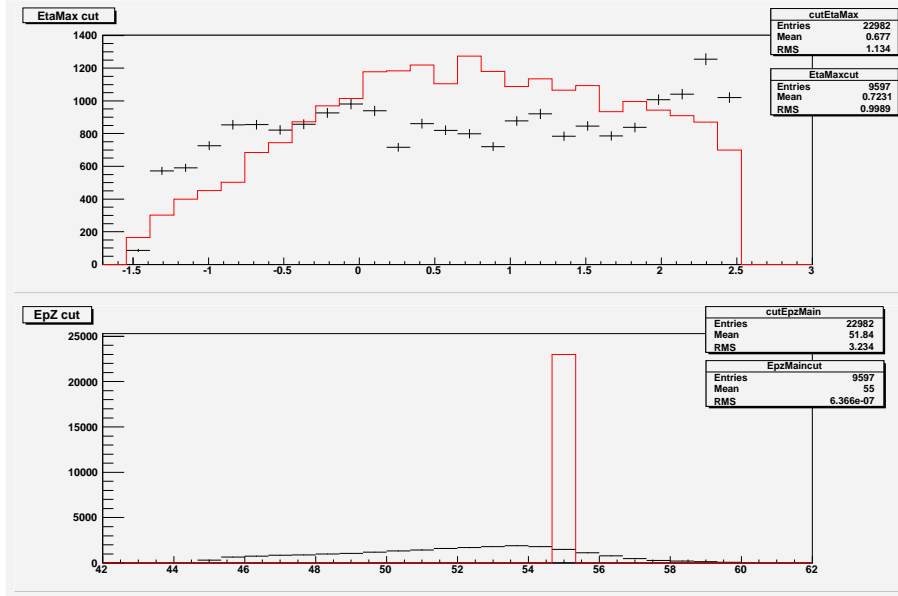


FIG. 7.6 – De haut en bas : Distribution de  $\eta_{Max}$  et de la variable  $\sum(E - p_z)$ .

le système X. Comme expliqué dans le point 5.1.1, nous reconstruisons  $\eta_{Max}$  en ajoutant à  $\eta_X$  une distribution gaussienne d'écart type 3.

La variable  $\eta_{Max}$  nous indique que les particules ont une tendance à se trouver plutôt vers l'avant du détecteur ( $\eta_{Max} \geq 0$  et  $x_P$  grand pour des particules vers l'avant). Les petits et grands  $\eta_{Max}$  ne sont pas simulés de manière correcte. Ceci peut s'expliquer par la méthode de reconstruction de cette variable dans le Monte Carlo, la distribution gaussienne de variance 3, indépendante de toute variable cinématique, était probablement trop optimiste pour décrire les données. Cependant, étant donné la simulation très simplifiée de la gerbe hadronique du système X, la description obtenue est étonnamment bonne.

Le mauvais accord entre les données et le Monte Carlo pour la variable  $\sum(E - p_z)$  illustre le fait que les énergies et les impulsions ne sont pas reconstruites avec exactitude et qu'il faut tenir compte des effets du détecteur lors de la simulation de ces variables.

Comme nous avons pu le voir au travers de ces différentes distributions, notre Monte Carlo ne décrit pas exactement les données, ce qui peut s'expliquer, en partie, par le fait que nous n'avons pas inclu des simulations du système final hadronique (entre autres pas de simulation de vertex), des corrections radiatives ou des effets du détecteur mais principalement par la paramétrisation approximative de  $F_2^{D(3)}$  utilisée. L'optimisation du modèle utilisé dans notre Monte Carlo ainsi que l'amélioration de la simulation du détecteur n'ont pas été poursuivis dans ce mémoire faute de temps et sachant que la simulation de la production de jets, nécessaire à la suite de ce travail, demande des techniques de programmation Monte Carlo autrement plus compliquées (problème de divergences, nécessité de méthode sophistiquées de génération,...).

C'est pour cette raison, que pour la suite, nous utiliserons un autre Monte Carlo,

RAPGAP pour l'étude de nos données inclusives et de jets. Cependant, l'écriture de ce premier programme nous a permis de nous faire une idée des principes de fonctionnement d'un programme de simulation basé sur la méthode Monte Carlo, sur les distributions des différentes variables d'un processus diffractif et l'influence des principaux effets des détecteurs.

## 7.2 Comparaison des données inclusives et de RAPGAP

Dans cette partie, nous présenterons une comparaison entre les données inclusives et la simulation d'événements grâce au programme RAPGAP. Nous introduisons les coupures VFPS décrites dans le chapitre précédent afin de comparer les distributions avec et sans demande de détection d'un proton dans les détecteurs VFPS. Nous nous attendons à une perte d'événements lors de l'insertion de la coupure demandant des événements dans le VFPS. En effet, après les coupures nous assurant l'absence d'activité hadronique vers l'avant du détecteur (coupures sur le détecteur de muons et saut en rapidité), environ 80% des interactions diffractives sont des réactions élastiques  $ep \rightarrow epX$  pouvant être vues dans le VFPS et environ 20% correspondent aux réactions pour lesquelles le proton s'est dissocié  $ep \rightarrow eXY$ . De plus, on s'attend à ce que seuls les protons diffusés ayant perdus suffisamment d'énergie mais pas trop (c'est-à-dire une fenêtre particulière en la variable  $x_{\mathbb{P}}$ ) soient juste bien déviés par les aimants de l'optique du faisceau pour laisser un signal dans le VFPS.

Signalons qu'à l'heure actuelle, aucune simulation du VFPS n'est disponible.

Signalons aussi que la simulation par Monte Carlo à l'aide de RAPGAP n'inclut pas les réactions avec dissociation du proton.

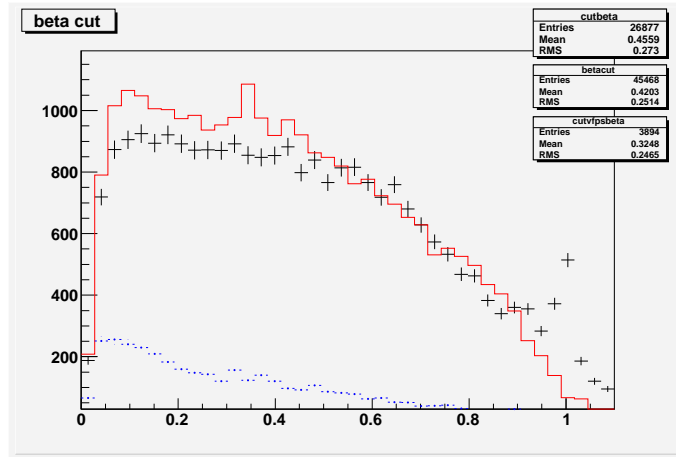
Les données seront représentées par des points noirs, le Monte Carlo par la ligne continue rouge et les événements avec détection du proton dans le VFPS par des points bleus.

Afin d'obtenir la composante Monte Carlo, en rouge sur nos distributions, nous avons dû considérer les quatre composantes de RAPGAP citées dans le chapitre précédent. Cependant, les luminosités correspondantes aux fichiers générés des quatre composantes étant différentes, nous avons effectué une première normalisation de chaque fichier à la luminosité de la composante "poméron". Et après avoir sommé les quatre composantes, nous avons renormalisé au nombre d'événements des données. Cette procédure implique de faire l'hypothèse que RAPGAP simule aussi bien les événements de diffusion diffractive élastique que ceux avec dissociation du proton (présents dans les données et absents du Monte Carlo). Cela revient à faire l'hypothèse discutée dans le chapitre 3.2.2, équation (3.8), suivant laquelle

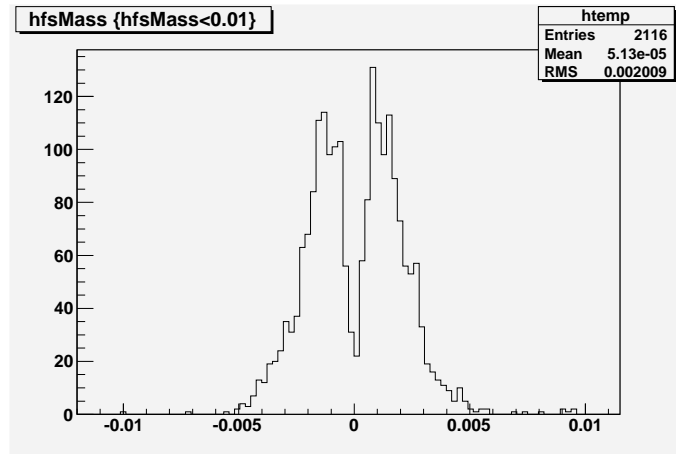
$$F_2^{D(5)}(x, x_{\mathbb{P}}, Q^2, t, M_Y) = F_2^{D(4)}(x, x_{\mathbb{P}}, Q^2, t) f(M_Y)$$

L'étude de nos résultats inclusifs a mené à la détection d'un pic à  $\beta = 1$ , visible sur la figure (7.7), dans nos données et non simulé dans le Monte Carlo RAPGAP.

Nous nous sommes donc demandé à quoi correspondait ce pic. Après avoir vérifié qu'il ne s'agissait pas de d'un méson (un  $\rho$  ou un  $J/\Psi$  en particulier), nous avons constaté que pour quelques événements (2216), la masse du système hadronique X était négative et très

FIG. 7.7 – Distribution de la variable  $\beta$ .

proche de zéro (cf. figure (7.8)). Ces événements correspondent à des énergies du système hadronique  $X$  inférieures à  $0.1 \text{ GeV}$ , il semblerait que des erreurs d'arrondi soient à l'origine de ces événements.

FIG. 7.8 – Distribution de la masse du système  $X$  pour des masses inférieures à  $0.01 \text{ GeV}$ .

Par conséquent, nous avons décidé de ne pas tenir compte de ces événements et d'appliquer une coupure sur la masse du système  $X$  ( $M_X \geq 0.01 \text{ GeV}$ )<sup>1</sup>.

Comme nous pouvons le voir sur la figure (7.9), les grandes énergies ne sont pas bien simulées par RAPGAP, la distribution tombe trop vite. Les données relativement récentes que nous utilisons n'ont pas encore été corrigées pour la calibration du calorimètre SpaCal. Pour corriger ce problème, nous introduisons un facteur de calibration de SpaCal dans le Monte Carlo RAPGAP. Ce facteur est calculé comme suit ([11]) :

On compare l'énergie mesurée de l'électron diffusé avec l'énergie calculée à l'aide des

<sup>1</sup>Nous coupons aussi les petites masses positives puisque la distribution en masse du système  $X$  paraît réellement commencer pour des masses supérieures à  $0.1 \text{ GeV}$ , ce pic à très faibles masses ne semble donc pas pertinent.

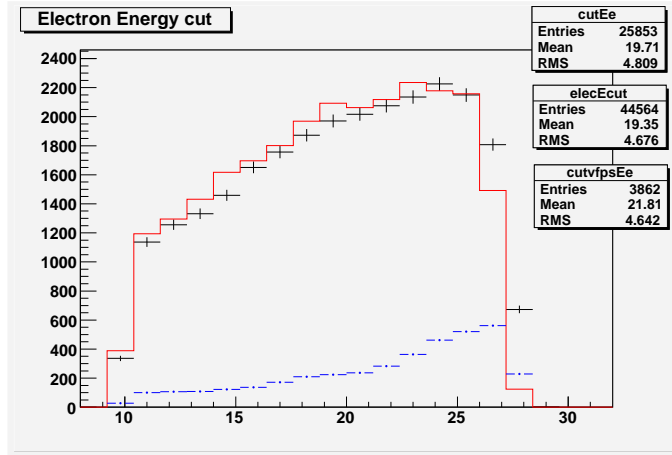


FIG. 7.9 – Energie de l'électron diffusé sans calibration du calorimètre SpaCal.

variables  $\theta_e$  et  $\theta_X$  afin d'obtenir l'écart type  $\sigma_{data}$  de la distribution du rapport de ces deux énergies.

Cette étude est également appliquée au Monte Carlo pour avoir  $\sigma_{MC}$ .

On veut que la variance de la distribution MC en énergie soit égale à celle des données après la calibration. C'est-à-dire que

$$\sigma_{data}^2 = \sigma_{MC,new}^2 \quad (7.1)$$

où  $\sigma_{MC,new}^2$  est la variance de la distribution en énergie du Monte Carlo après calibration.

L'équation (7.1) peut se réécrire comme suit :

$$\sigma_{data}^2 = \sigma_{MC}^2 + \sigma_{smearing}^2 \quad (7.2)$$

La connaissance de  $\sigma_{MC}^2$  et de  $\sigma_{data}^2$  permet d'obtenir une distribution gaussienne d'écart type 0.015 pour la calibration.

Nous multiplions ensuite l'énergie de l'électron diffusé dans MC par un nombre aléatoire issu de cette distribution. Nous devons ensuite insérer cette nouvelle valeur de l'énergie dans toutes les variables cinématiques dans laquelle elle intervient. Nous pouvons voir sur la figure (7.11) que l'amélioration est faible mais permet une description légèrement meilleure du pic cinématique. Une meilleure description devrait être obtenue en appliquant également la procédure de calibration aux données. Or, il s'avère que ces facteurs dépendent fortement du point d'impact dans SpaCal. N'ayant pas l'information des numéros de cellules dans les fichiers utilisés pour ce mémoire, cette correction n'a pas pu être appliquée.

Les histogrammes présentés dans la suite de ce travail ont tous un facteur de calibration dans le Monte Carlo RAPGAP.

La figure (7.10) présente la comparaison des données inclusives avec les données simulées par RAPGAP ainsi que les événements avec détection dans le VFPS pour les variables  $Q^2$ ,  $x_P$ ,  $x$  et  $\beta$ . Sur ces histogrammes et sur ceux qui suivront, les statistiques des données

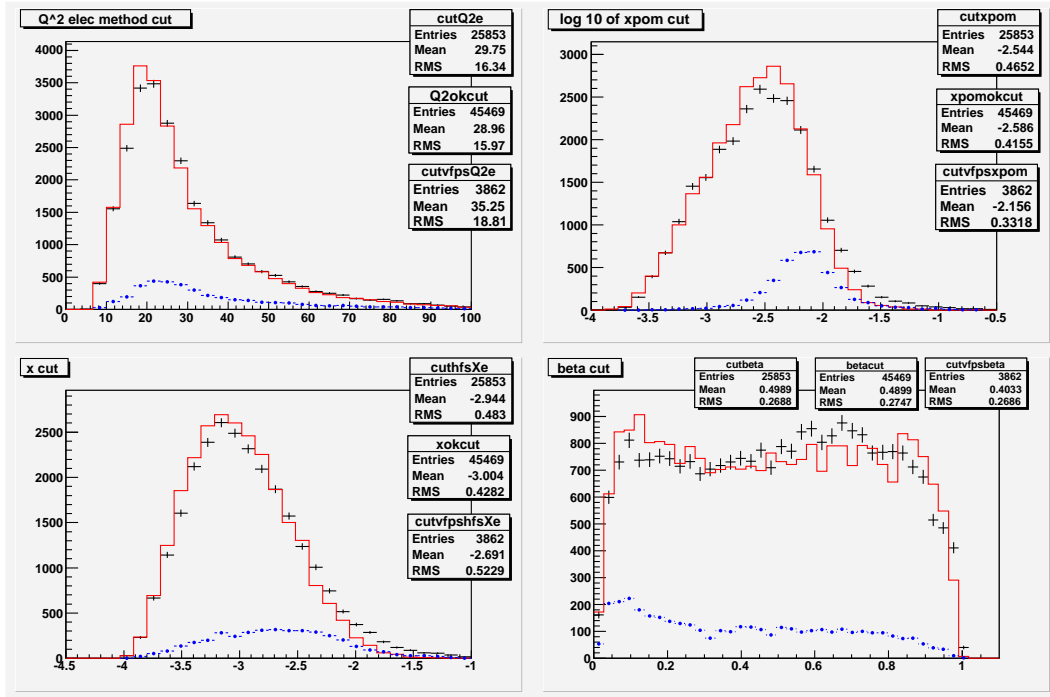


FIG. 7.10 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de  $Q^2$ , du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$  et de  $\beta$ .

figurent dans le premier encadré, le deuxième est celui du Monte Carlo et le dernier encadré présente les statistiques des données dans le VFPS.

La variable  $x_{\mathbb{P}}$  utilisée pour les analyses de ce travail est reconstruite comme suit :

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{Q^2 + M_X^2}{4E_e E_p y + Q^2}. \quad (7.3)$$

Comme nous nous y attendions, les distributions en  $Q^2$ ,  $x_{\mathbb{P}}$ ,  $x$  et en  $\beta$  sont beaucoup mieux reproduites par RAPGAP puisque ce dernier utilise les densités de partons obtenues lors d'analyses antérieures et considère les sections efficaces au NLO. De plus, RAPGAP inclut des corrections radiatives et les événements générés sont passés au travers de la simulation détaillée du détecteur H1.

Le critère demandant la présence d'un signal dans le VFPS a plusieurs effets sur la distribution des événements.

En premier, nous constatons que sur les 25 853 événements, 3862 ont un signal mesuré dans le VFPS.

Un deuxième effet est la perte d'événements à petits  $x_{\mathbb{P}}$ . Comme déjà mentionné dans la section 4.3.6, la région d'acceptance attendue du VFPS se situe entre  $-3 \leq \log x_{\mathbb{P}} \leq -1.5$  avec un maximum en  $x_{\mathbb{P}} \approx 0.01$  ([10]). Cependant, il semble que cette région soit un peu plus restreinte.

Premièrement, les petits  $x_{\mathbb{P}}$  ne sont pas accessibles pour le VFPS car ils correspondent à des protons diffusés très proches du faisceau et il est dangereux pour le détecteur de s'approcher trop près du faisceau.

Deuxièmement, une perte d'événements à grands  $x_{\mathbb{P}}$  a aussi été constatée mais les raisons sont encore inconnues. Il s'agirait éventuellement d'éléments du système d'accélération (peut-être des aimants) qui empêcheraient les protons diffusés à grands  $x_{\mathbb{P}}$  d'arriver jusqu'aux stations du VFPS.

C'est ce que nous pouvons voir sur la distribution de  $x_{\mathbb{P}}$  de la figure (7.10). La dépendance très différente en  $x_{\mathbb{P}}$  des données et des données VFPS indique clairement que le signal mesuré dans le VFPS est bien issu du proton diffusé lors de l'interaction diffractive. A contrario, un signal déclenché aléatoirement par un autre proton du faisceau aurait préservé la forme de la distribution. Cette acceptance en  $x_{\mathbb{P}}$  va se refléter sur toutes les distributions suivantes.

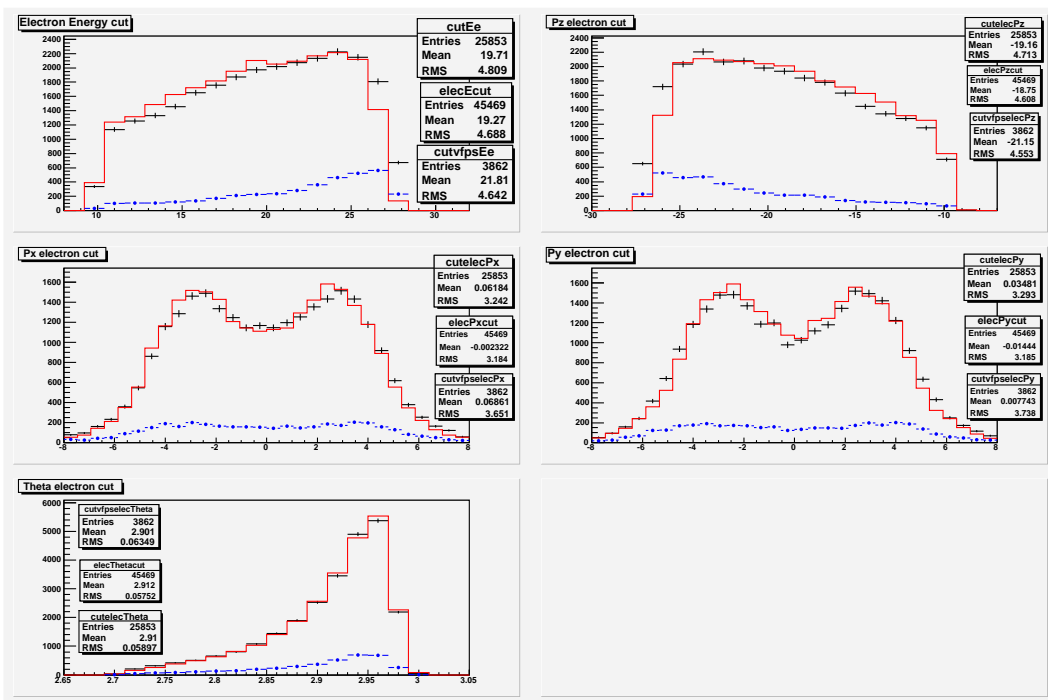


FIG. 7.11 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie de l'électron diffusé, de l'impulsion longitudinale de cet électron, son impulsion suivant l'axe  $x$ , suivant l'axe  $y$  et l'angle de diffusion.

Les caractéristiques cinématiques de l'électron diffusé sont présentées sur la figure (7.11).

La distribution des événements dans le VFPS suit la distribution des données complètes. Il n'y a pas une région particulière de  $E'_e$ , de  $\vec{k}'$  ou de  $\theta_e$  dans laquelle nous perdons plus de données.

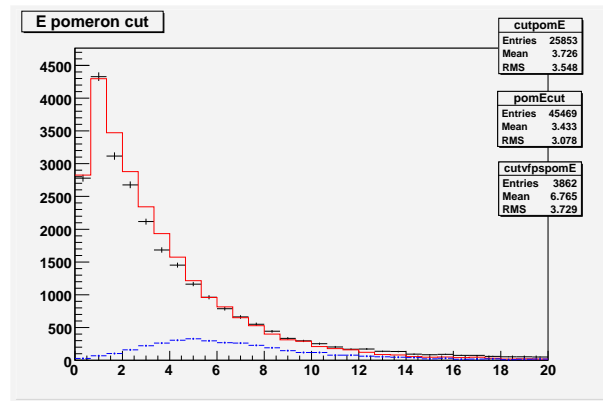


FIG. 7.12 – Distribution de l'énergie du poméron.

La distribution de l'énergie du poméron de la figure (7.12) nous montre que nous perdons plus d'événements à petites énergies lorsque nous demandons une détection dans le VFPS. Ceci est bien sûr lié à l'acceptance du VFPS en  $x_{\mathbb{P}}$ .

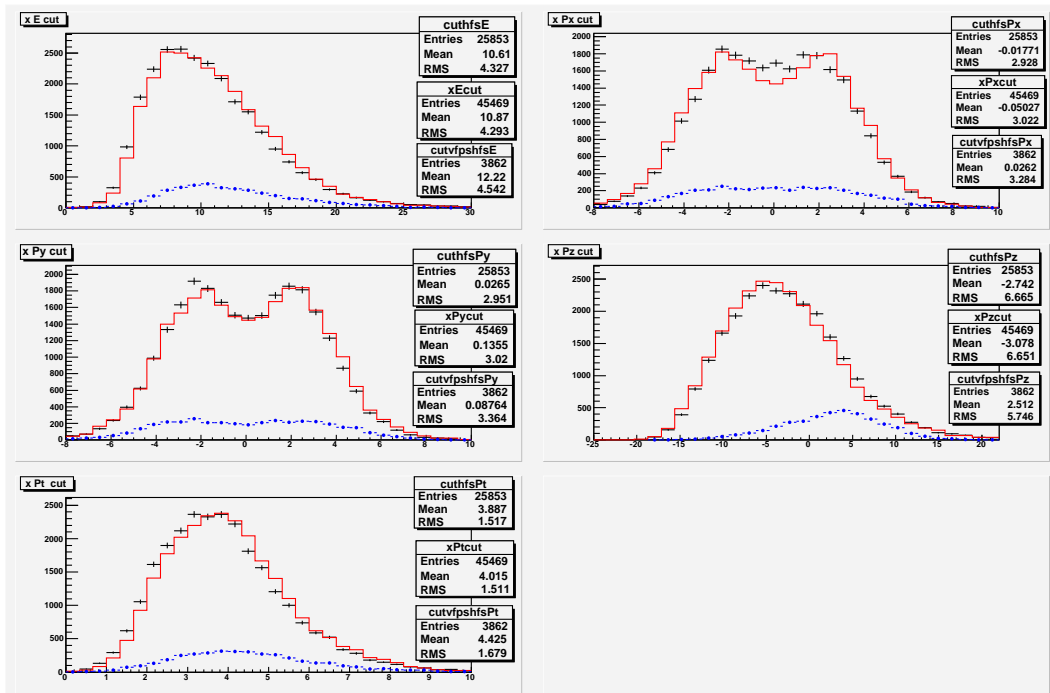


FIG. 7.13 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie du système X, son impulsion suivant x, suivant y et suivant z, l'impulsion transverse du système X.

Sur la figure (7.13), nous pouvons constater que le système X est plutôt bien simulé par RAPGAP.



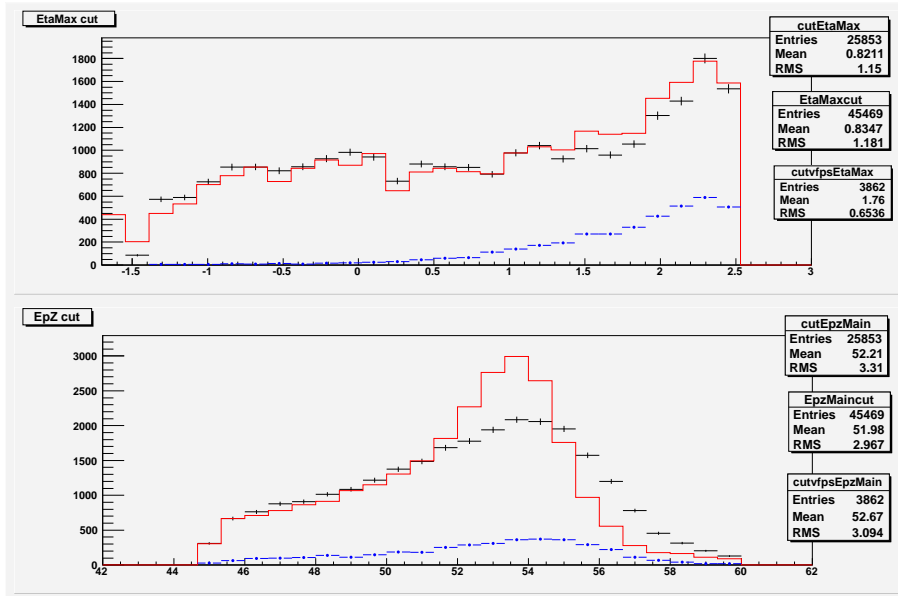


FIG. 7.14 – De haut en bas : distribution de  $\eta_{max}$  et de la variable  $\sum(E - p_z)$ .

La figure (7.14) présente les différentes distributions (données, MC et VFPS) pour les variables  $\eta_{max}$  et  $\sum(E - p_z)$ . A nouveau, la perte dans le VFPS à petits  $\eta_{Max}$  est liée à l'acceptance en  $x_{\mathbb{P}}$  du détecteur.

Concernant la variable  $\sum(E - p_z)$ , nous voyons que si RAPGAP décrit nettement mieux les données que le modèle simple écrit pour ce mémoire, le problème de calibration visible pour l'énergie de l'électron diffusé se répercute ici par une mauvaise simulation des grandes valeurs de  $\sum(E - p_z)$ . Nous observons, comme attendu, un pic aux environs de 55  $GeV$  dans les données et dans le Monte Carlo.

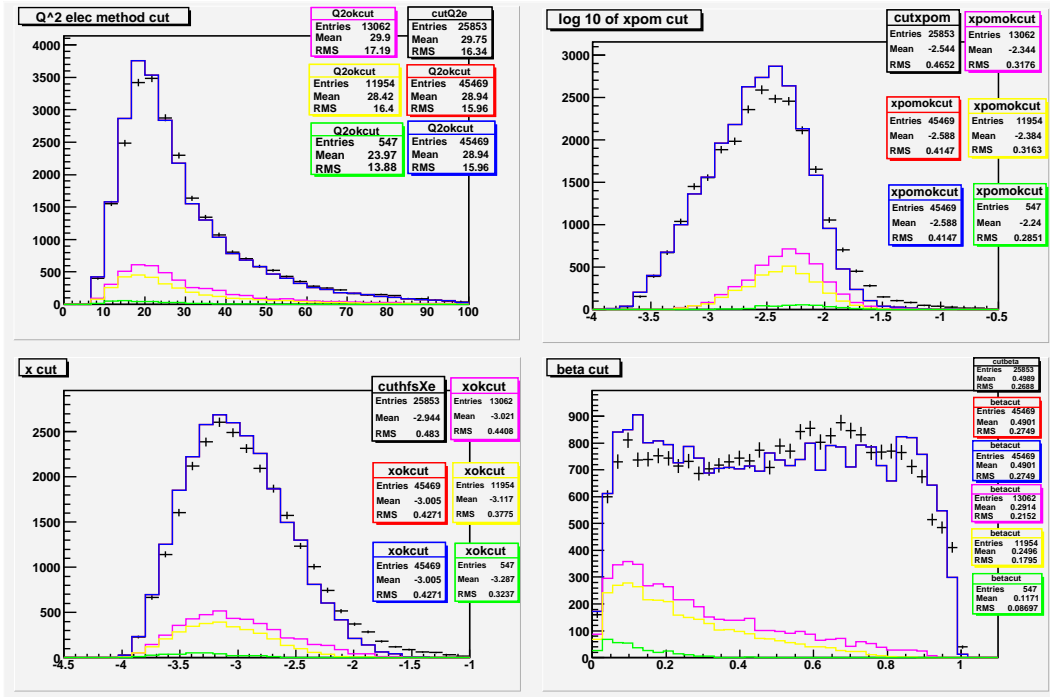


FIG. 7.15 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de  $Q^2$ , du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$  et de  $\beta$ .

La figure (7.15) présente les différentes composantes du Monte Carlo RAPGAP (voir section 5.2). Les données sont représentées par les croix noires, la composante du photon résolu est représentée en vert, la somme de la composante photon résolu et celle du charme est en jaune. La courbe rose correspond à la courbe jaune à laquelle nous ajoutons la composante de l'échange d'un reggeon. Enfin la composante du poméron est ajoutée pour obtenir la courbe bleue qui se confond avec la courbe rouge (somme de toutes les composantes).

Nous pouvons voir que, comme on s'y attend, la composante du photon résolu tombe très vite avec  $Q^2$  et que la composante reggeon est plus importante à grands  $x_{\mathbb{P}}$ .

La composante poméron est dominante dans les interactions diffractives.

### 7.3 Acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'acceptance (qui nous le rappelons est le rapport du nombre d'événements vus dans le VFPS et du nombre total d'événements) du VFPS modifie fortement les distributions de nos données dans le VFPS. Par conséquent, nous allons corriger nos données VFPS par un facteur d'acceptance que nous allons estimer. Nous tentons ainsi de remonter au nombre d'événements produits à partir des événements détectés dans le VFPS. Nous pourrions ensuite les comparer au nombre total d'événements.

Nous faisons l'hypothèse que l'acceptance du VFPS ne dépend que de  $x_{\mathbb{P}}$  et nous divisons notre histogramme de  $x_{\mathbb{P}}$  pour les données dans le VFPS par celui des données inclusives afin d'obtenir un histogramme de l'acceptance. Remarquons qu'il ne s'agit pas d'une acceptance à proprement parler mais d'une estimation de celle-ci sur base des événements dont nous disposons.

Pour chaque valeur de  $x_{\mathbb{P}}$  (donc pour chaque événements), nous déterminons l'acceptance en ce point grâce à la méthode d'interpolation linéaire et nous pondérons l'événement vu dans le VFPS par l'inverse de l'acceptance.

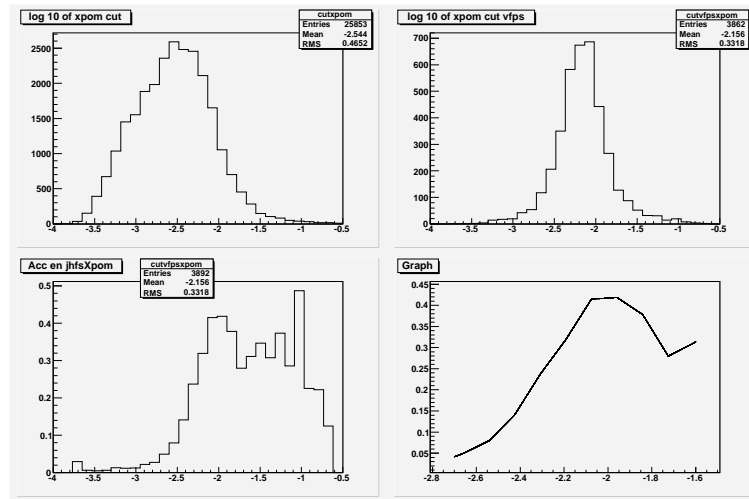


FIG. 7.16 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$  pour les données, pour les événements vus dans le VFPS, de l'acceptance et graphique de l'acceptance en fonction de  $x_{\mathbb{P}}$  obtenu par interpolation linéaire.

Nous allons nous limiter dans l'analyse de nos données à un domaine pour  $\log x_{\mathbb{P}}$  compris entre -2.7 et -1.6 afin d'avoir assez de statistiques et d'avoir une erreur sur l'acceptance de moins de 10%. Remarquons que l'erreur sur l'acceptance n'a pas été propagée dans les données VFPS, c'est entre autres pour cette raison que nous sommes limités à une région où l'erreur était faible.

Les figures (7.17), (7.18), et (7.19) présentent les différentes variables étudiées dans la section précédente et une comparaison des données inclusives, de la simulation RAPGAP et des données dans le VFPS pondérées d'un facteur de correction de l'acceptance suivant  $x_{\mathbb{P}}$ .

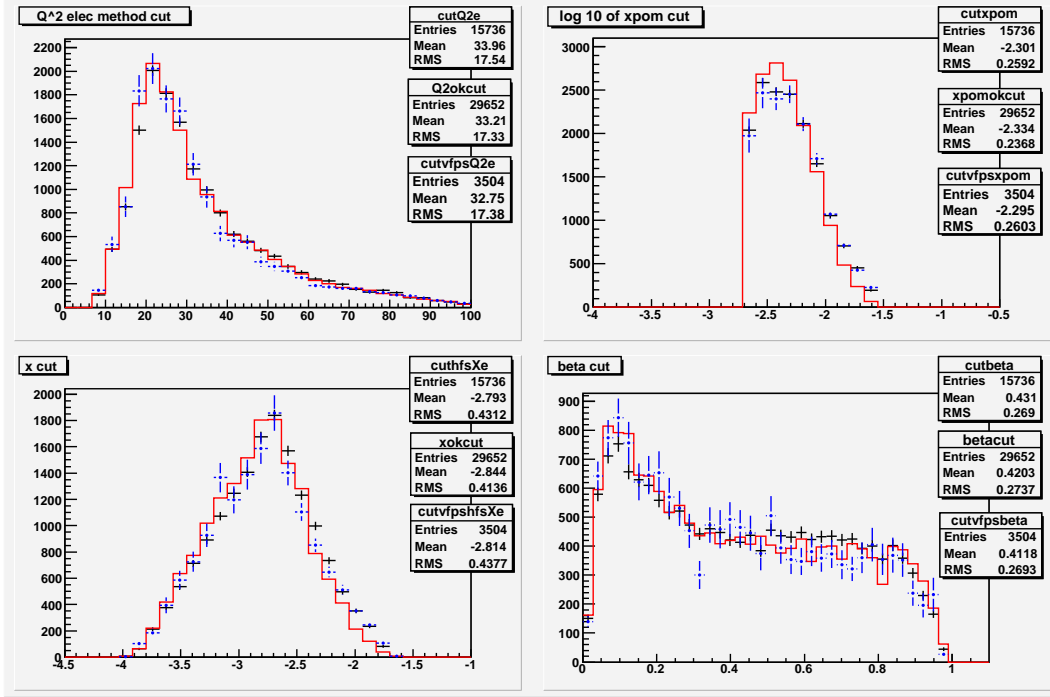


FIG. 7.17 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de  $Q^2$ , du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$  et distribution de  $\beta$  avec correction du facteur d'acceptance des données VFPS.

Les données du VFPS corrigées du facteur d'acceptance reproduisent très bien les distributions des variables cinématiques  $Q^2$ ,  $x_{\mathbb{P}}$ ,  $x$  et  $\beta$  ainsi que les variables liées à l'électron diffusé. Par contre, nous observons un décalage dans la distribution  $\eta_{Max}$ . La différence, visible sur la figure (7.20), entre la variable  $x_{\mathbb{P}}$  reconstruite (utilisée lors de l'analyse des données et la variable)  $x_{\mathbb{P}}$  générée peut expliquer que la fonction d'acceptance ne soit pas tout à fait correcte et par conséquent, que la distribution en  $\eta_{Max}$  ne soit pas correcte. En effet, la résolution en  $x_{\mathbb{P}}$  dépend fortement de la valeur de  $\eta_{Max}$ . Ceci est illustré à la figure (7.21) où le rapport de  $x_{\mathbb{P}}^{généré}/x_{\mathbb{P}}^{reconstruit}$  est présenté en fonction de  $\eta_{Max}$ . Ceci illustre le fait que les données que nous utilisons nécessitent une calibration en énergie pour l'état final hadronique.

La bonne concordance des données et des événements VFPS corrigés montre qu'il n'y pas de différences significatives dans les distributions cinématiques que l'on ait un proton ou non. Ceci montre, pour la première fois le bon fonctionnement du VFPS. De plus, cela tend à confirmer le fait que  $F_2^D(M_{y=p}) \propto F_2^D(M_{y \neq p})$ , c'est-à-dire que nous pouvons émettre l'hypothèse de factorisation vue dans le chapitre 3.2.2 qui consiste à dire que

$$F_2^{D(5)}(x, x_{\mathbb{P}}, Q^2, t, M_Y) = F_2^{D(4)}(x, x_{\mathbb{P}}, Q^2, t) f(M_Y).$$

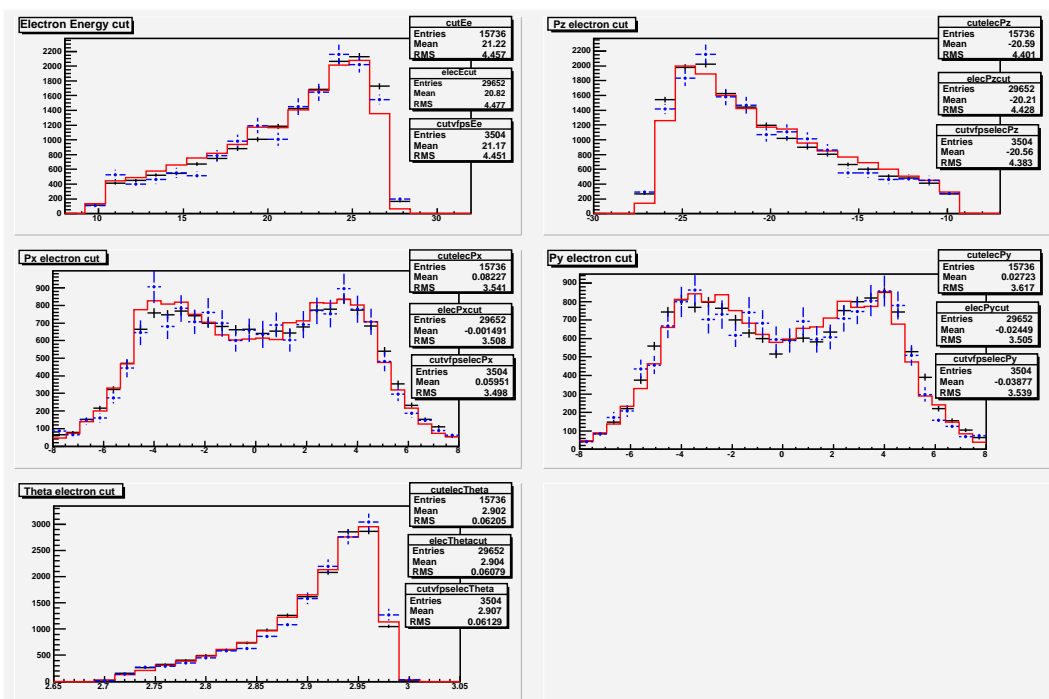


FIG. 7.18 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie de l'électron diffusé, son impulsion suivant  $x$ ,  $y$  et  $z$  et  $\theta_e$  avec correction du facteur d'acceptance des données VFPS.

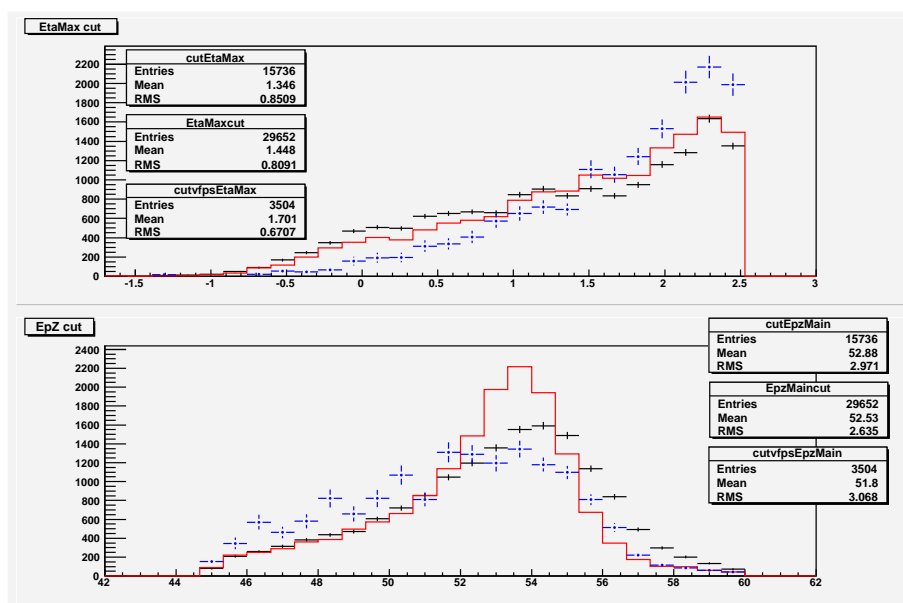


FIG. 7.19 – De haut en bas : distribution de  $\eta_{Max}$  et de  $\sum(E - p_z)$  avec correction du facteur d'acceptance des données VFPS.

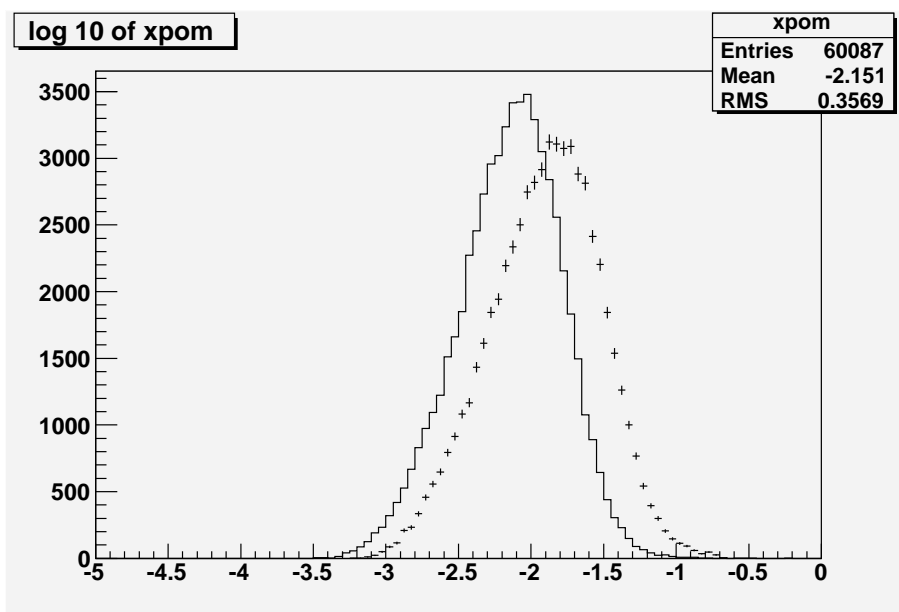


FIG. 7.20 – Comparaison entre la reconstruction de  $x_{\mathbb{P}}$  reconstruit et utilisé dans les analyses (ligne continue) et le  $x_{\mathbb{P}}$  généré (représenté par des points).

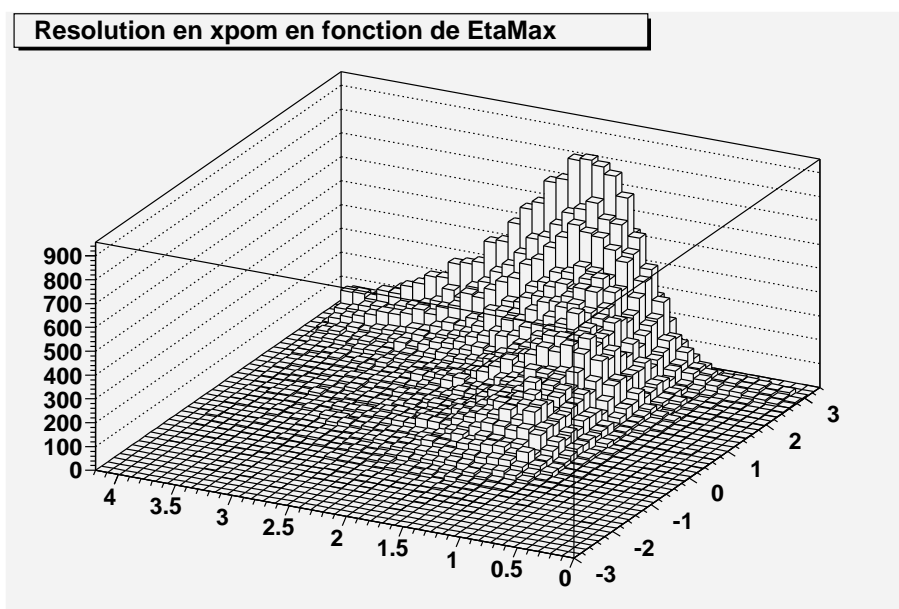


FIG. 7.21 – Résolution en  $x_{\mathbb{P}}$  en fonction de  $\eta_{Max}$ .

## Chapitre 8

# Analyse des événements diffractifs en présence de jets

Dans ce chapitre, nous présenterons les différents résultats obtenus pour l'étude de jets dans les interactions diffractives.

Un algorithme de Kt (voir section 3.3) est appliqué à l'ensemble des particules (sauf au candidat électron diffusé) afin de déterminer si elles font partie d'un jet ou non.

Sur la figure (8.1), nous pouvons voir la distribution des événements à 0, 1, 2, 3 ou 4 jets.

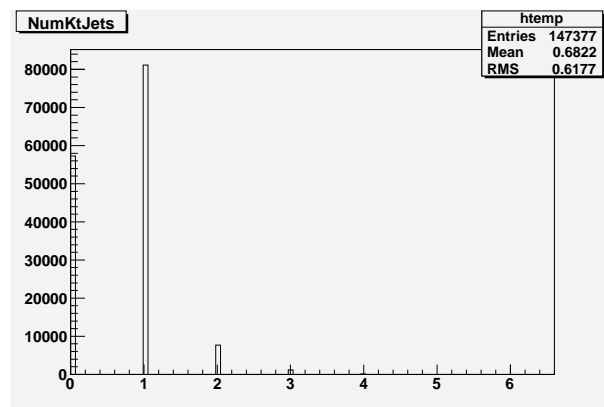


FIG. 8.1 – *Distribution du nombre de jets dans notre échantillon d'événements diffractifs.*

Nous allons effectuer une coupure sur nos données afin de ne sélectionner que les événements avec un nombre de jets supérieur ou égal à deux. Demander la présence de jets impose de faire une coupure sur l'impulsion transverse (par définition un jet a une impulsion transverse supérieure à une certaine valeur).

Signalons que l'étude des événements avec un jet n'est possible que en DIS, en effet, en diffraction la présence d'un seul jet impliquerait la non-conservation de l'impulsion transverse dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$ .

La variable  $z_{\mathbb{P}}$  est reconstruite à partir de la définition (3.12) comme suit :

$$z_{\mathbb{P}} = \beta \left( 1 + \frac{M_{jet_1 jet_2}^2}{Q^2} \right) \quad (8.1)$$

avec  $M_{jet_1 jet_2}$  la masse invariante du système composé des deux jets.

Dans les analyses effectuées dans le cadre de ce travail, nous ne regarderons que les variables cinématiques associées au premier et second jets<sup>1</sup>, pour la reconstruction de  $z_{\mathbb{P}}$ , nous avons fait l'hypothèse que les événements avec plus de deux jets étaient négligeables.

## 8.1 Comparaison données inclusives et jets

Commençons par comparer les histogrammes obtenus entre les données inclusives et jets. Pour une meilleure visibilité, nos événements jets ont été multipliés par trois. Ces distributions vont nous permettre de voir si les jets sont produits dans une région cinématique particulière ou non.

Sur les histogrammes de cette partie, les données inclusives sont représentées par des points noirs et les données jets par des croix roses. Les statistiques des données inclusives sont données dans l'encadré supérieur des histogrammes et celles des jets dans le cadre inférieur.

La figure (8.2) présente les distributions des différentes variables cinématiques ( $Q^2$ ,  $x_{\mathbb{P}}$ ,  $x$  et  $\beta$ ).

Par conservation des quadri-vecteurs, la somme des impulsions transverses des jets doit être compensée par l'électron. Par conséquent, demander des jets implique de sélectionner des plus grands  $Q^2$  (comme nous l'avons vu dans la partie 2.2,  $Q^2 \propto p_T^2$ ).

Nous observons que les jets sont surtout produits aux grandes valeurs de  $x_{\mathbb{P}}$ . Ceci correspond au fait que, pour avoir assez d'énergie pour créer des jets, il faut des grands  $x_{\mathbb{P}}$  (voir aussi figure (8.4)).

Afin d'avoir beaucoup d'énergie dans le centre de masse  $\gamma^* - \mathbb{P}$  pour former les jets, l'énergie du photon doit également être grande, ce qui implique des petites valeurs de  $x$ . Or, nous avons vu que les plus grands  $x_{\mathbb{P}}$  étaient privilégiés, ce qui implique que  $\beta$  doit être petit.

De plus, intuitivement, lorsque nous demandons des jets, nous ne pouvons plus avoir des  $\beta = 1$  puisque la seule possibilité dans ce cas est la production d'un et un seul jet.

Les pertes à grandes énergies de l'électron diffusé, montrées sur la figure (8.3), sont liées au besoin d'avoir un  $\gamma^*$  de suffisamment grande énergie. La perte aux grands angles de diffusion de l'électron de la figure (8.3) est due à la demande d'impulsion transverse

---

<sup>1</sup>le premier jet est défini comme étant celui avec la plus grande impulsion transverse dans le système du laboratoire.



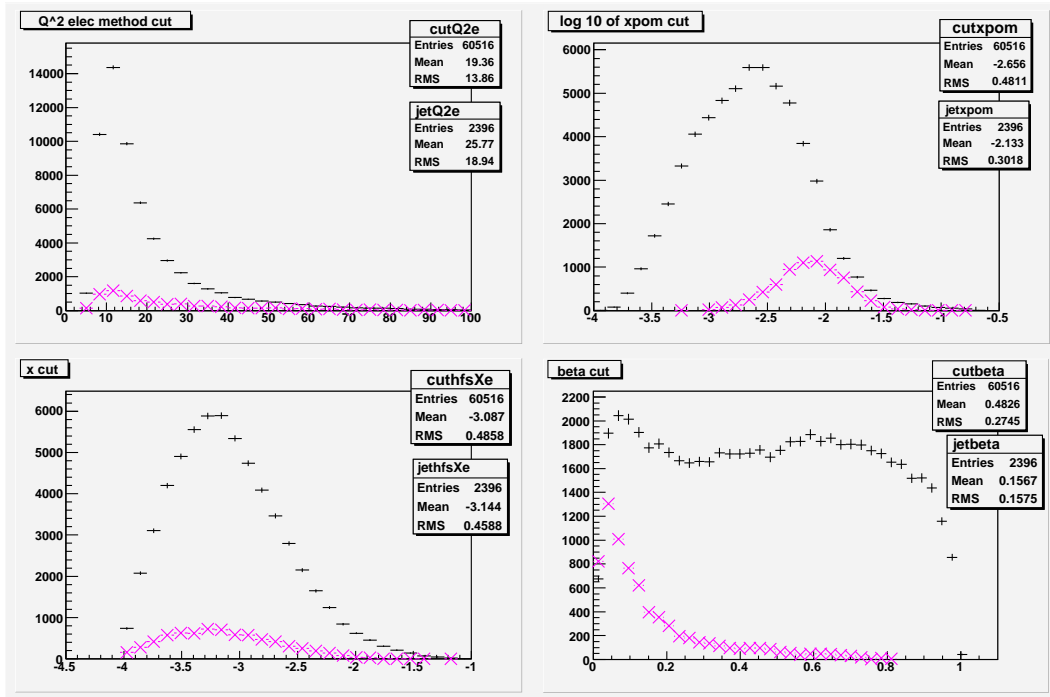


FIG. 8.2 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de  $Q^2$ , du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$  et de  $\beta$ .

des jets dans le référentiel du laboratoire et par conséquent des plus grandes impulsions transverses du photon.

Sur les distributions des variables du système final hadronique X (figure (8.5)), nous voyons que les grandes énergies et les grandes impulsions transverses sont privilégiées et cela par définition des jets (énergie et impulsion transverse supérieures à un certain seuil).

Sur la distribution de  $\eta_{Max}$  de la figure (8.6), nous observons que nous gardons plus d'événements à grands  $\eta_{Max}$ , c'est-à-dire des événements s'étendant jusqu'à l'avant du détecteur. En plus de la nécessité de grandes valeurs pour  $x_{\mathbb{P}}$ , la perte d'événements à l'arrière peut s'expliquer comme suit : si le jet le plus à l'avant est déjà dans la direction de l'électron incident (petits  $\eta_{Max}$ ), alors les autres jets sont encore plus vers l'arrière et donc ne sont plus détectés, or nous demandons au moins deux jets.

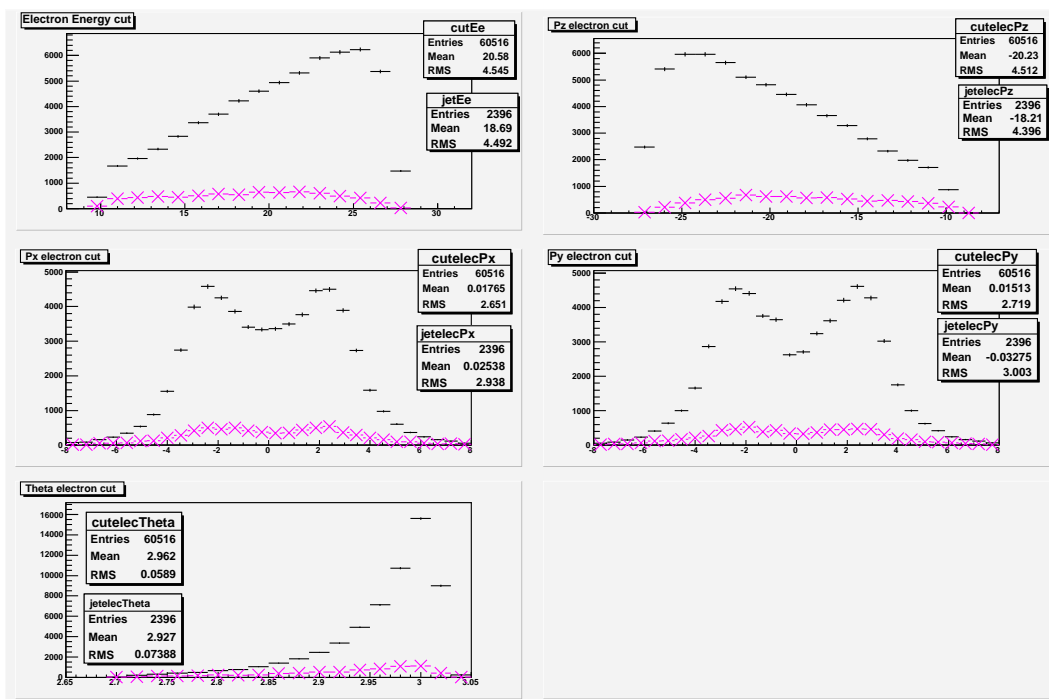


FIG. 8.3 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie de l'électron diffusé, de l'impulsion longitudinale de cet électron, son impulsion suivant l'axe  $x$ , suivant l'axe  $y$  et l'angle de diffusion.

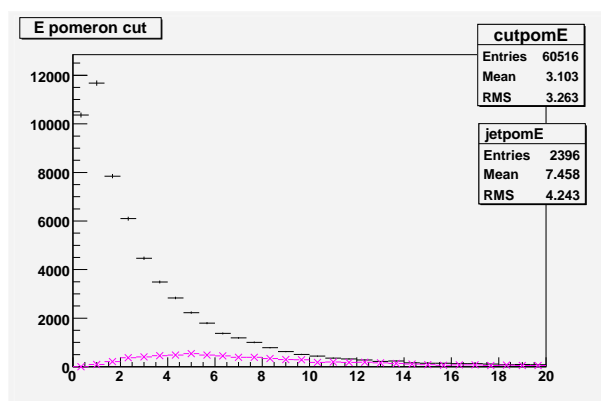


FIG. 8.4 – Distribution de l'énergie du poméron.

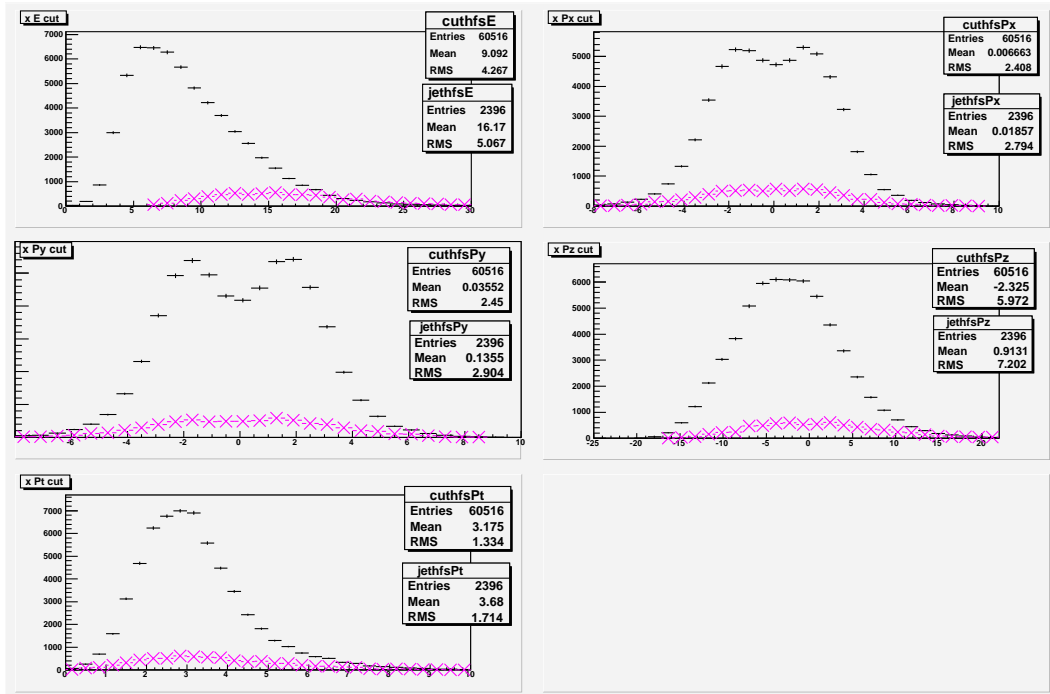


FIG. 8.5 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'énergie du système  $X$ , son impulsion suivant  $x$ , suivant  $y$  et suivant  $z$ , l'impulsion transverse du système  $X$ .

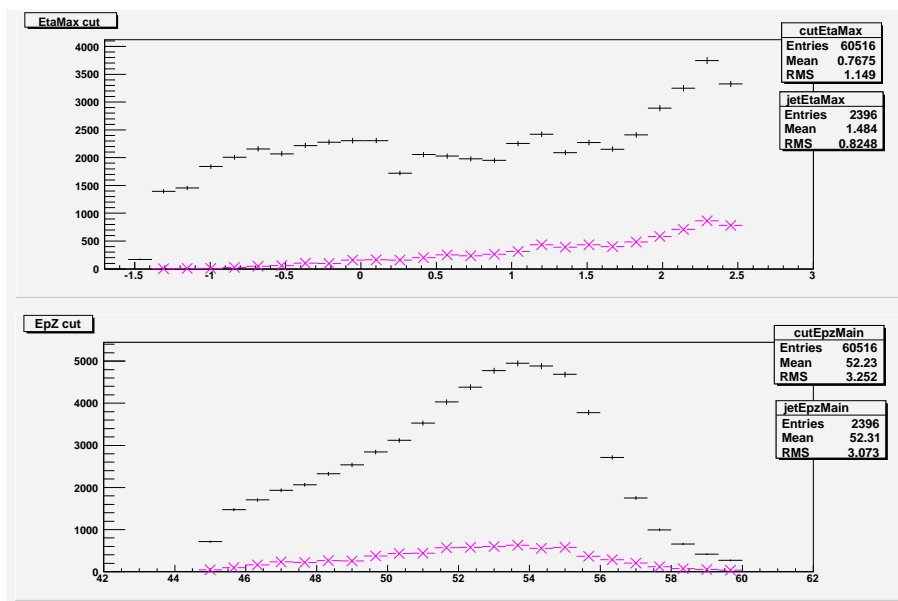


FIG. 8.6 – De haut en bas : distribution de  $\eta_{max}$  et de la variable  $\sum(E - p_z)$ .

## 8.2 Comparaison jets et RAPGAP

Dans cette partie, nous présenterons une comparaison des événements diffractifs en présence de jets (points noirs) avec le même type d'événements simulés par le programme RAPGAP (ligne continue). Les événements diffractifs avec jets vus dans le VFPS sont représentés par les ronds bleus. Dans les différents histogrammes de cette section, le premier encadré donne les statistiques liées aux données, le second au Monte Carlo et le dernier aux données dans le VFPS.

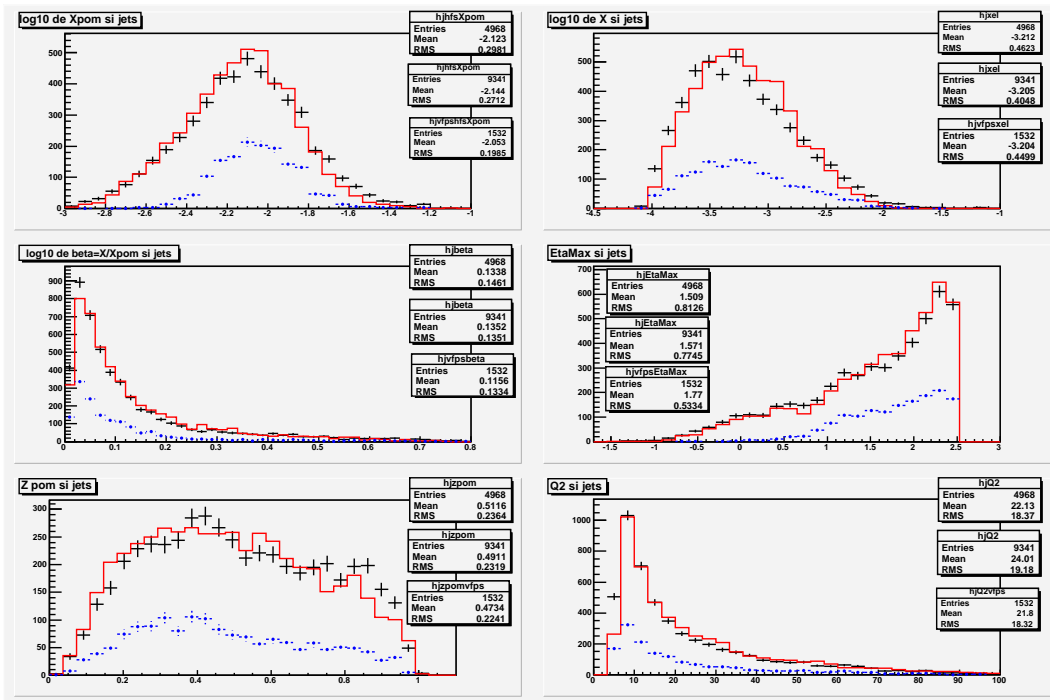


FIG. 8.7 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS en présence de jets du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , de logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ , de  $z_{\mathbb{P}}$  et la variable  $Q^2$ .

La figure (8.7) nous présente les différentes variables cinématiques :  $\log x_{\mathbb{P}}$ ,  $\log x$ ,  $\log \beta$ ,  $\eta_{Max}$ ,  $z_{\mathbb{P}}$  et  $Q^2$ . Comme nous pouvons le voir, RAPGAP reproduit bien nos données.

Comme nous l'avons déjà dit dans la section précédente, les plus grands  $x_{\mathbb{P}}$  et les plus petits  $\beta$  sont privilégiés lorsque l'on demande la présence de jets.

La distribution en  $z_{\mathbb{P}}$  est relativement plate, avec cependant, peu d'événements aux très petits  $z_{\mathbb{P}}$ . Cette distribution devrait permettre de contraindre  $F_2^D$  uniformément en  $z_{\mathbb{P}}$ .

Nous constatons que 1532 événements diffractifs avec présence de jets sont encore visibles dans le VFPS. La région cinématique accessible au VFPS est en gros celle de production de jets. Dès que la calibration du VFPS aura eu lieu, nous pourrons avoir accès à la variable  $t$  dans le cas des jets.

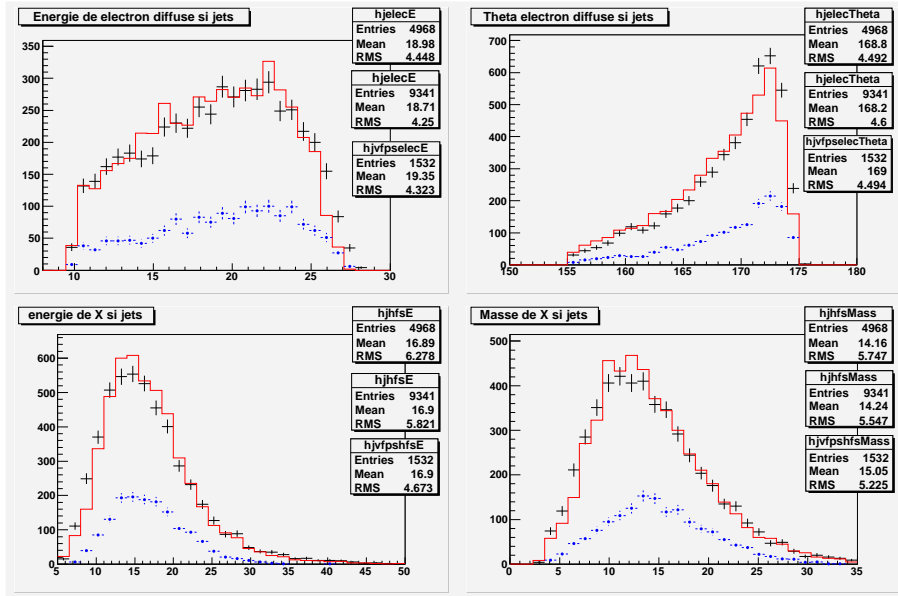


FIG. 8.8 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS en présence de jets de l'énergie de l'électron diffusé, de  $\theta_e$ , de l'énergie du système X et de la masse du système X.

Sur la figure (8.8) nous pouvons voir la distribution de l'énergie de l'électron diffusé, de son angle de diffusion, de l'énergie du système X dans le système du laboratoire et de sa masse invariante.

La figure (8.9) présente quelques variables des jets dans le référentiel du laboratoire : l'impulsion transverse des deux jets, leur énergie et la masse invariante du système  $jet_1 + jet_2$ .

Nous constatons que les jets ont une impulsion transverse dans le laboratoire supérieure à  $2.5 \text{ GeV}$ . Ceci correspond à une limite inférieure utilisé dans l'algorithme de jet que nous avons utilisé.

Comme il a été dit dans le chapitre 3.3, le système du laboratoire n'est pas pertinent pour l'étude des jets à grands  $Q^2$ . Pour que l'impulsion transverse des jets au carré puisse être représentative du processus dur, nous devons nous placer dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$ . Pour ce faire, nous effectuons une transformation de Lorentz (boost) tel que  $q + \mathbb{P} = 0$  et ensuite nous effectuons une rotation afin d'aligner l'axe z sur la direction du photon.

Les distributions de la figure (8.10) sont dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  et selon l'axe de direction du photon. En particulier, la direction transverse des jets  $p_{T,jet1}$  et  $p_{T,jet2}$  sont maintenant par rapport au  $\gamma^*$ . Pour utiliser l'impulsion transverse des jets en tant qu'échelle dure, nous effectuerons, plus tard dans ce travail, une coupure sur  $p_{T,jet1}$  et  $p_{T,jet2}$ .

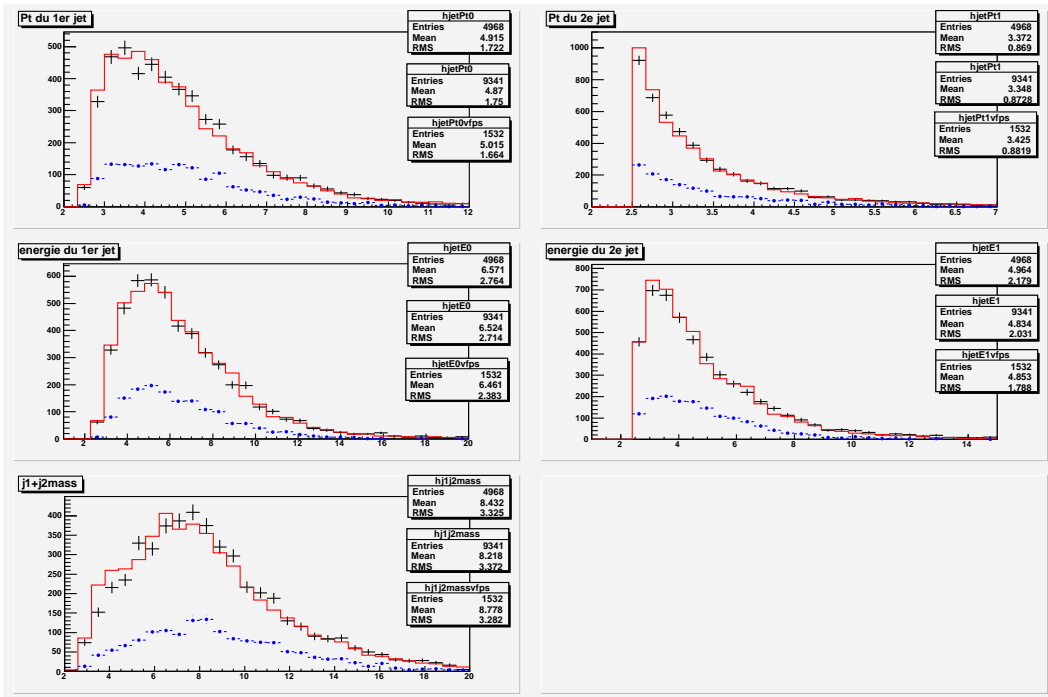


FIG. 8.9 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS en présence de jets de l'impulsion transverse du 1er jet, du second, de leur énergie et de la masse de  $jet_1 + jet_2$ .

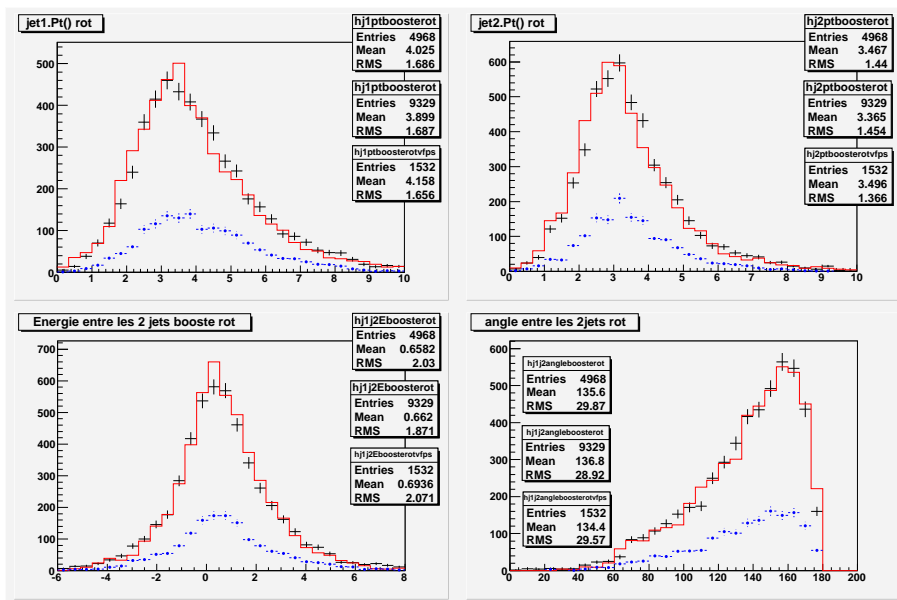


FIG. 8.10 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS en présence de jets dans le référentiel  $\gamma^*P$  de l'impulsion transverse du 1er jet, du second, de la différence d'énergie entre les jets et de l'angle entre les 2 jets.

Nous pouvons voir sur la figure (8.10) que la différence d'énergie entre les deux jets n'est pas centrée en zéro, ce qui signifie que l'état final hadronique n'est pas uniquement composé de ces jets mais aussi d'un ensemble X' de particules de relativement faible énergie.

Cette présence du système X' est aussi montrée dans la distribution de l'angle entre les deux jets puisque le pic ne se situe pas tout à fait à  $180^\circ$ .

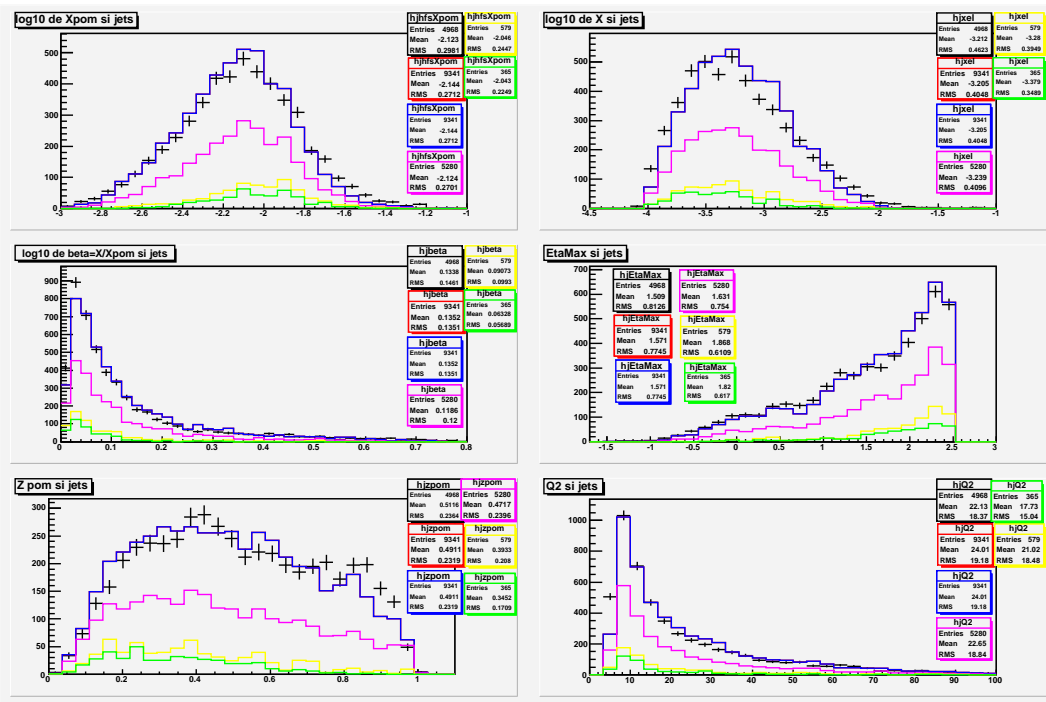


FIG. 8.11 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, des différentes contributions du MC en présence de jets du logarithme de  $x_P$ , de logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ , de  $z_P$  et de  $Q^2$ .

La figure (8.11) présente les différentes composantes du Monte Carlo RAPGAP (voir section 5.2). Les données sont représentées par les croix noires, la composante du photon résolu est représentée en vert, la somme de la composante photon résolu et celle du reggeon est en jaune. La courbe rose correspond à la courbe jaune à laquelle nous ajoutons la composante charme. Enfin la composante du poméron est ajoutée pour obtenir la courbe bleue qui se confond avec la courbe rouge (somme de toutes les composantes).

Nous pouvons voir que comme dans le cas inclusif, la composante reggeon est plus importante à grands  $x_P$  et aux grands  $\eta_{Max}$ .

La composante poméron est toujours dominante dans les interactions diffractives avec présence de jets mais nous remarquons que la composante charme du Monte Carlo est plus importante que dans le cas inclusif.

Le bon accord entre les données et le Monte Carlo confirme l'idée de fonctions de structure universelles puisque RAPGAP utilisant  $F_2^D$  déterminé dans des analyses de diffraction

inclusive est capable de décrire la production de jets.

Bien sûr, seule une analyse complète, vérifiant et corrigeant chaque effet expérimental (efficacité de trigger détaillées, calibrations complètes de l'électron et des hadrons,...), permettrait de trancher cette question dans la limite de la précision obtenue.

### 8.2.1 Distributions de variables jets dans le cas de coupures plus sévères

Nous voyons sur la figure (8.10) que les jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  n'ont pas de limite inférieure sur leur impulsion transverse (contrairement au système du laboratoire où les jets doivent avoir une impulsion transverse supérieure à  $2.5 GeV$  voir figure (8.9)). Sans cette coupure sur l'impulsion transverse, peut-on encore dire que nous avons à faire à des jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$ ? De plus, nous avons vu dans le chapitre 3.3 que l'intérêt de l'étude des jets est l'utilisation de leur impulsion transverse en tant qu'échelle dure dans les processus QCD. Nous devons donc effectuer une coupure sur l'impulsion des jets également dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  (représenté par  $*$ ). Nous demandons (cfr. [8]) :

- $p_{T,jet1}^* \geq 5.5 GeV$
- $p_{T,jet2}^* \geq 4 GeV$

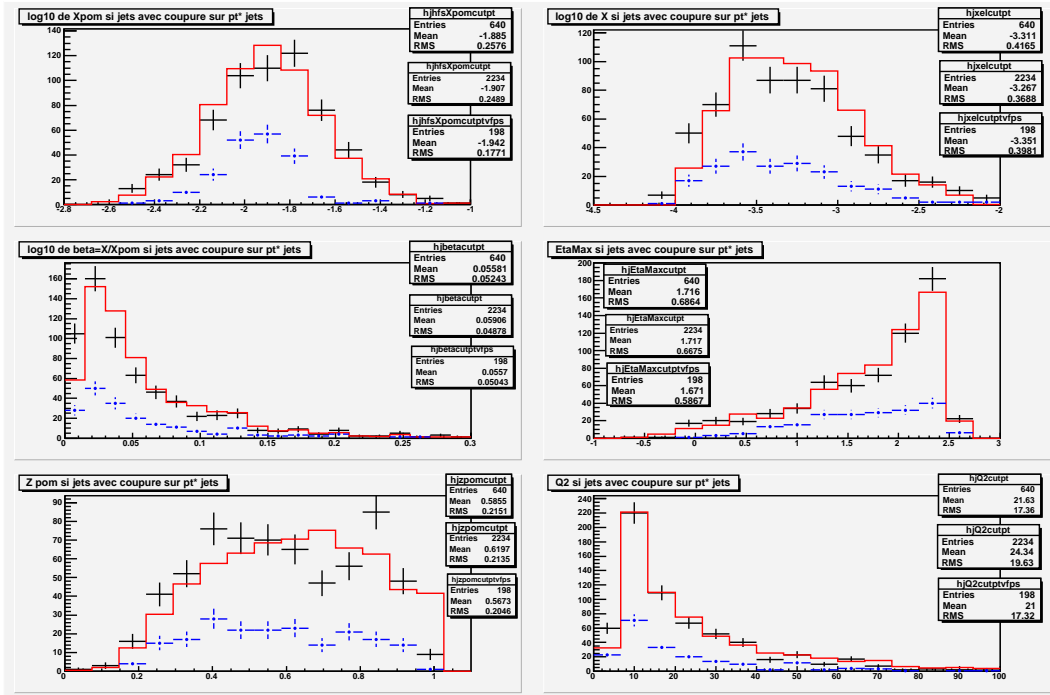


FIG. 8.12 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , de logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ , de  $z_{\mathbb{P}}$  et la variable  $Q^2$  des données, du MC et du VFPS en présence de jets avec coupures sur les impulsions transverse des jets .

La figure (8.12) présente les distributions en  $\log x_{\mathbb{P}}$ ,  $\log x$ ,  $\log \beta$ ,  $\eta_{Max}$ ,  $z_{\mathbb{P}}$  et de  $Q^2$  après ces coupures.



Nous remarquons que l'acceptance du VFPS reste bonne lors des coupures sur l'impulsion transverse des jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$ .

Le Monte Carlo RAPGAP décrit bien les données sauf pour des valeurs de  $z_{\mathbb{P}}$  proches de 1. Les analyses effectuées dans [8] montraient aussi que les densités de partons utilisées dans RAPGAP devaient être modifiées afin de mieux décrire les jets pour  $z_{\mathbb{P}} \approx 1$ .

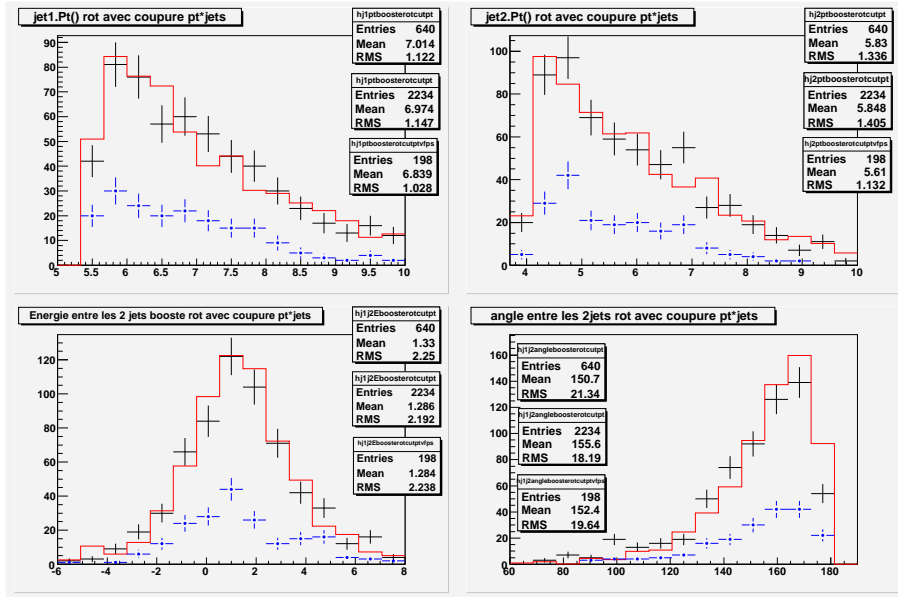


FIG. 8.13 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'impulsion transverse du 1er jet, du second, de la différence d'énergie entre les jets et de l'angle entre les 2 jets des données, du MC et du VFPS en présence de jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  avec coupures sur les impulsions transverse des jets.

La figure (8.13) présente les distributions après coupures sur l'impulsion transverse des jets de leur impulsion transverse, de la différence de masse entre les jets et de l'angle entre ceux-ci.

La demande de jets avec des plus grandes impulsions  $p_{T,jet}^*$  ne diminue pas de manière significative l'importance relative du X' (voir les moyennes de la différence d'énergie des jets et de l'angle entre les jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  des figures (8.10) et (8.13)).

L'excès du Monte Carlo à  $z_{\mathbb{P}} \approx 1$  se retrouve à  $\Delta\theta^* \approx 180^\circ$  puisque pour  $z_{\mathbb{P}} = 1$ , toute l'impulsion du poméron a été dans les jets.

### 8.3 Correction d'acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS

A partir de l'acceptance obtenue avec les données inclusives (section 7.3), nous corrigeons également les données VFPS lors de la demande de production de jets. Nous observons sur les différentes figures de cette section que les données corrigées sont en bon accord avec les données jets sans demande de détection dans le VFPS.

La figure (8.14) présente les différentes distributions des variables cinématiques  $x_{\mathbb{P}}$ ,  $x$  (en échelle logarithmique),  $\beta$  (en échelle logarithmique),  $\eta_{Max}$ ,  $z_{\mathbb{P}}$  et  $Q^2$  pour les données inclusives, les données du VFPS corrigées et les données du Monte Carlo RAPGAP. Nous pouvons voir que l'accord entre les données corrigées du VFPS et les données sans demande de détection du proton est meilleur pour la distribution de  $\eta_{max}$  que dans le cas inclusif (voir figure (7.19)). Ceci peut s'expliquer par le fait la demande de jets implique des plus grandes énergies de l'ensemble X pour lesquelles la calibration est meilleure.

Sur la figure (8.15), nous pouvons voir la distribution de l'énergie et de l'angle de diffusion de l'électron diffusé et de l'énergie, de la masse et de l'impulsion longitudinale du système hadronique X.

Les distributions de l'impulsion transverse et de l'énergie des jets ainsi que la distribution de la masse invariante du système formé par les deux jets sont montrées à la figure (8.16).

Sur la figure (8.17), nous présentons l'impulsion transverse des jets ainsi que la différence d'énergie et l'angle entre ceux-ci dans le référentiel de  $\gamma^* - \mathbb{P}$ .

#### 8.3.1 Coupures plus sévères

La figure (8.18) présente la distribution du  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ ,  $z_{\mathbb{P}}$  et de la variable  $Q^2$  dans le cas des coupures sur l'impulsion transverse des jets dans le référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$  présentées dans la section 8.2.1. Nous voyons que l'accord entre les données VFPS corrigées et les données inclusives est bon même dans le cas de la variable  $\eta_{Max}$ , la coupure sur l'impulsion transverse des jets favorisent les énergies du système X encore plus élevées pour lesquelles il ne semble plus y avoir de problème de calibration.

Nous pouvons trouver sur la figure (8.19) les distributions de l'impulsion transverse des jets ainsi que de la différence d'énergie et de l'angle entre les deux jets.

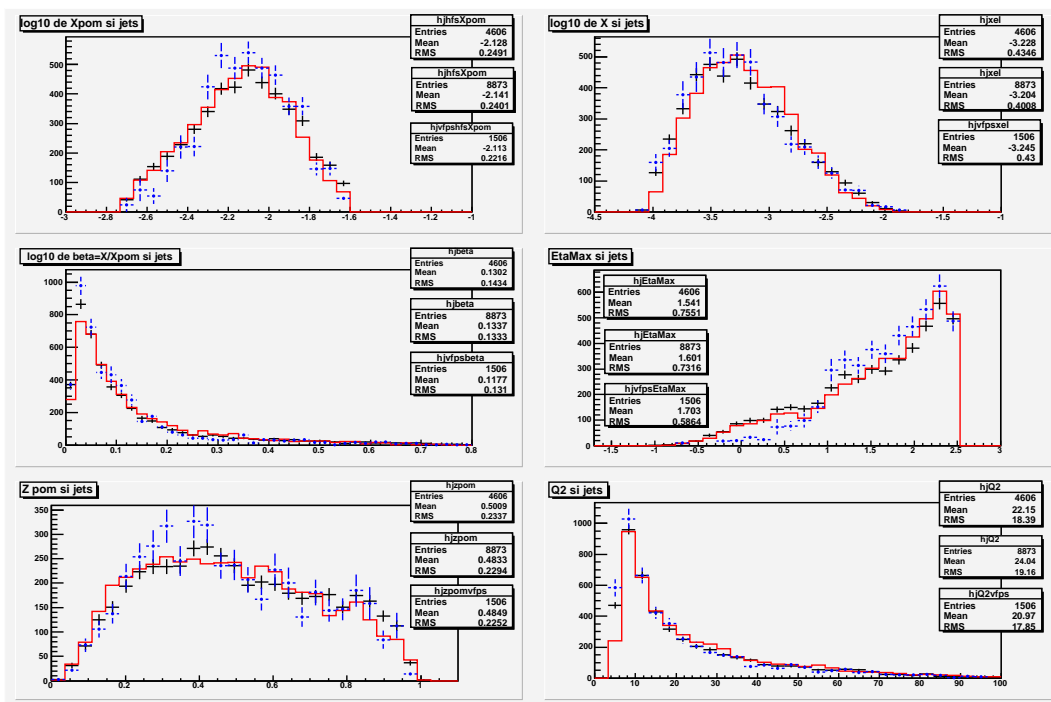


FIG. 8.14 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , de logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ , de  $z_{\mathbb{P}}$  et la variable  $Q^2$ .

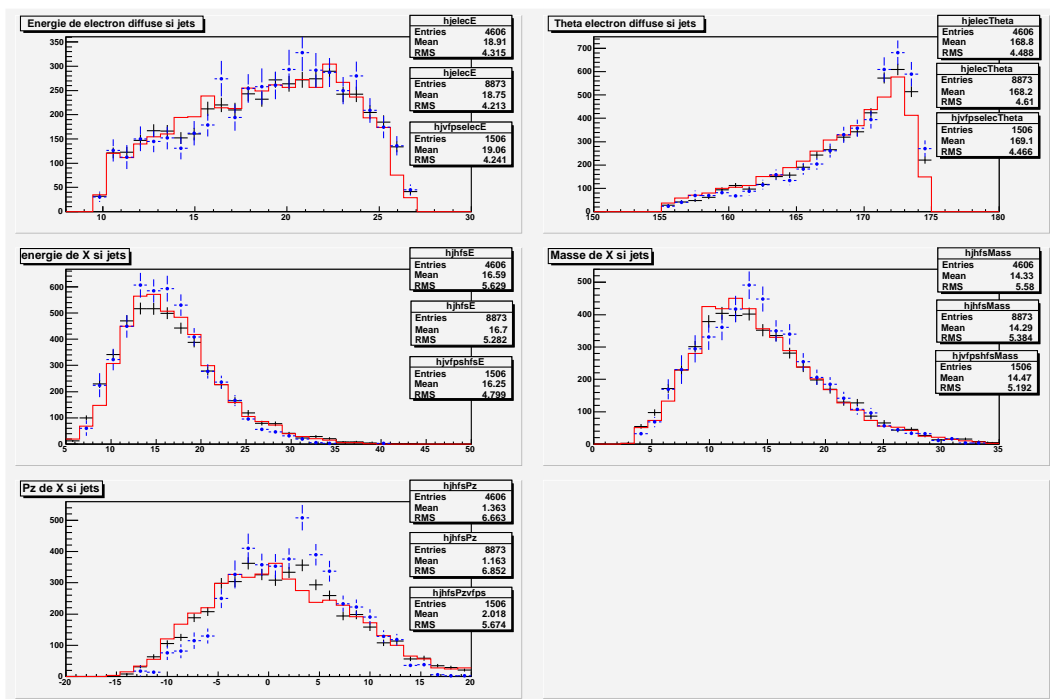


FIG. 8.15 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets de l'énergie de l'électron diffusé, de  $\theta_e$ , de l'énergie du système X, de la masse du système X et de son impulsion longitudinale.

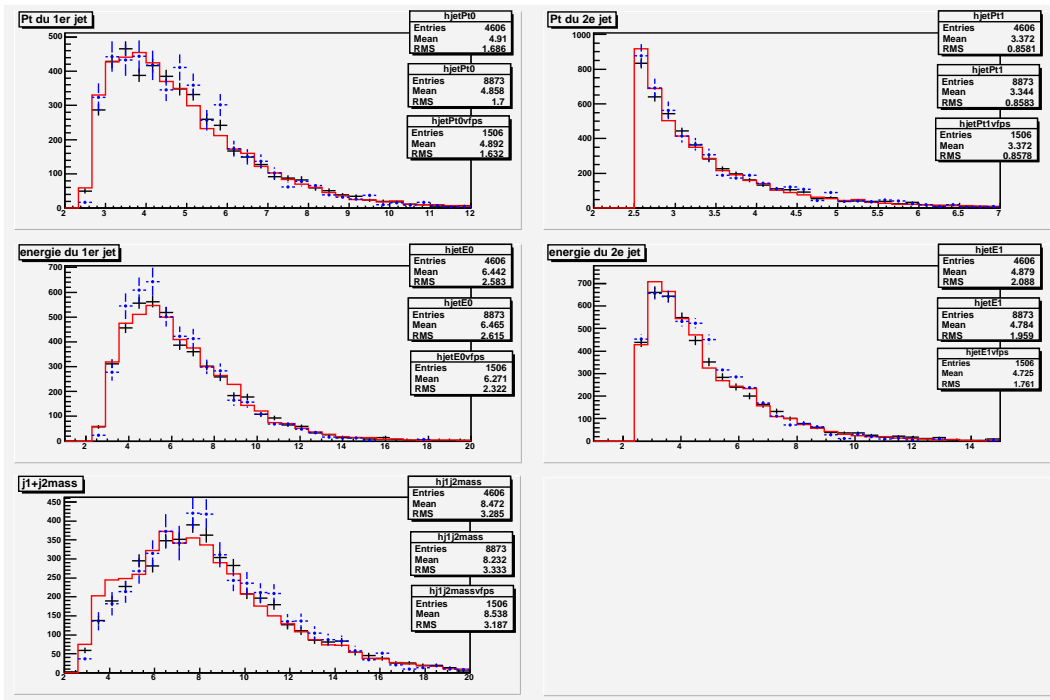


FIG. 8.16 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets de l'impulsion transverse du 1er jet, du second, de leur énergie et de la masse de  $j_1 + j_2$ .

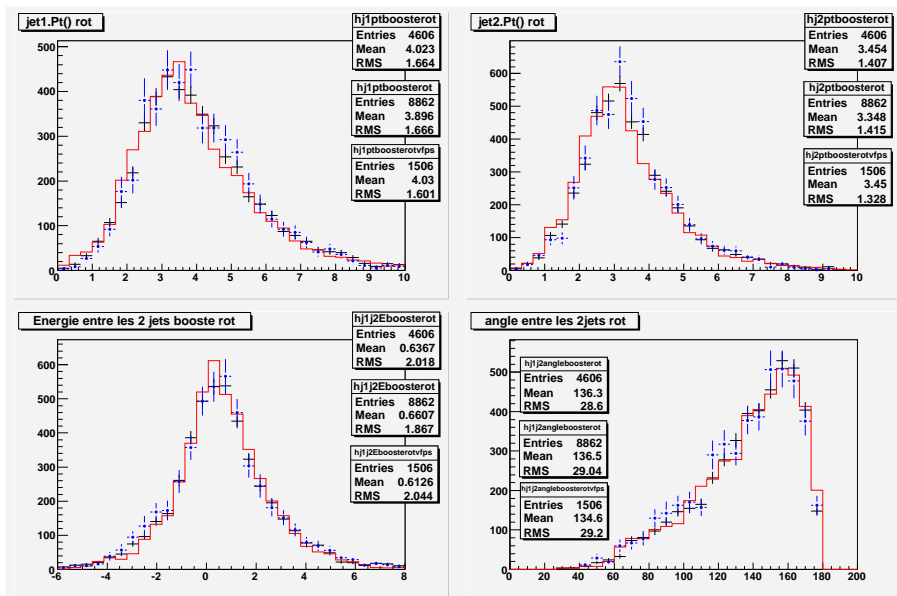


FIG. 8.17 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets dans le référentiel  $\gamma^*P$  de l'impulsion transverse du 1er jet, de la différence d'énergie entre les jets et de l'angle entre les 2 jets.

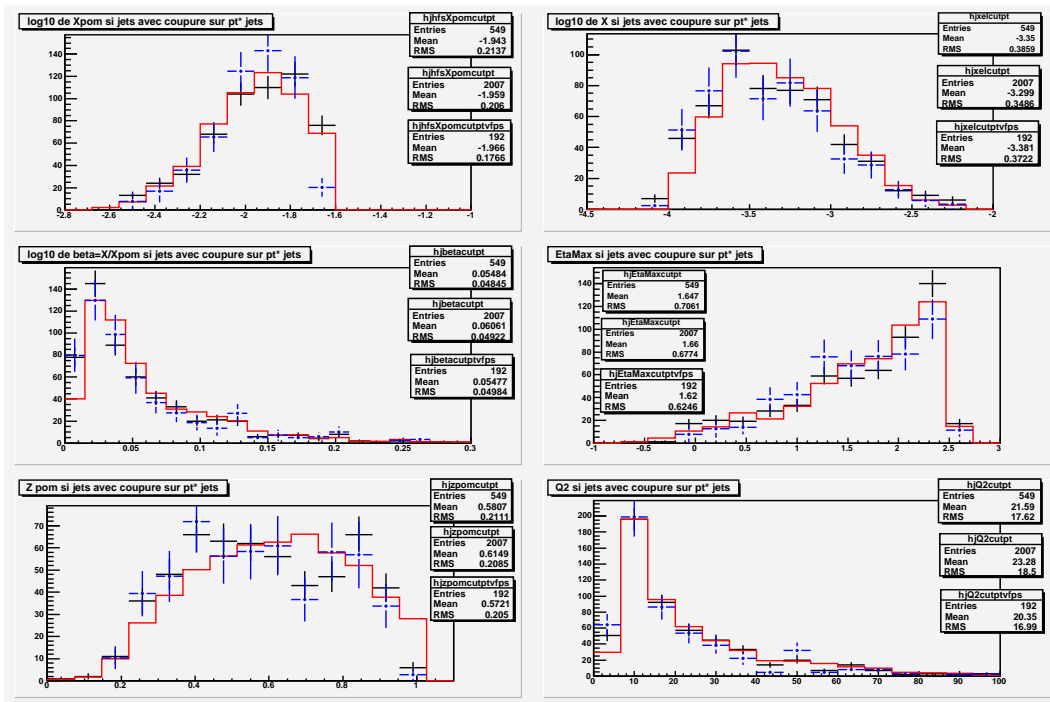


FIG. 8.18 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution du logarithme de  $x_{\mathbb{P}}$ , du logarithme de  $x$ , du logarithme de  $\beta$ , de  $\eta_{Max}$ ,  $z_{\mathbb{P}}$  et de la variable  $Q^2$  des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets avec coupures sur les impulsions transverse des jets .

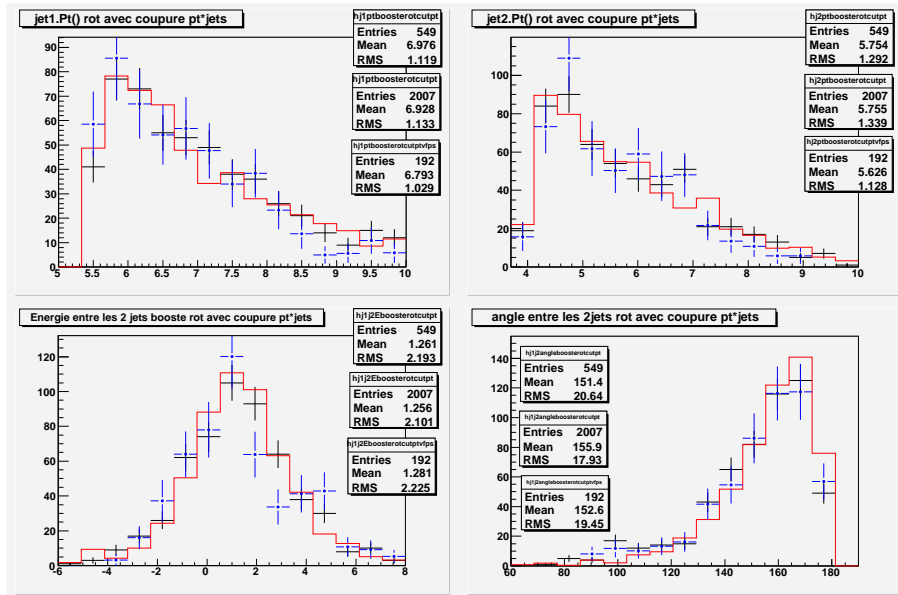


FIG. 8.19 – De gauche à droite et de haut en bas : distribution de l'impulsion transverse de l'impulsion transverse du 1er jet, du second, de la différence d'énergie entre les jets et de l'angle entre les 2 jets des données, du MC et du VFPS corrigées de l'effet d'acceptance en présence de jets dans le référentiel  $\gamma^*P$  avec coupures sur les impulsions transverse des jets .

## Chapitre 9

# Conclusions

Au cours de ce travail, nous avons étudié les interactions diffractives d'abord inclusives et puis avec production de jets afin d'apporter une validation de l'hypothèse de factorisation. Pour ce faire, nous avons utilisé les données 2005 de l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA sur le site de DESY. Nous avons aussi effectué une première analyse des événements enregistrés par le nouveau détecteur de proton, le VFPS.

Le premier objectif de ce travail fut de se constituer un échantillon d'événements diffractifs en imposant des coupures cinématiques appropriées. Nous avons ensuite écrit un programme de simulation par la méthode Monte Carlo afin de mieux comprendre comment fonctionnent les programmes de simulation utilisés en physique des particules, mais aussi afin d'effectuer une première comparaison avec nos données. Cette comparaison nous a permis de remarquer que le détecteur ne présentait pas de dysfonctionnement important. Nous avons également pu constater qu'une étude plus précise demandait une meilleure approximation de la fonction de structure  $F_2^D$  mais aussi des effets du détecteur ainsi qu'une simulation plus complexe du système hadronique final.

Nous avons, dans une deuxième étape, comparé nos événements diffractifs inclusifs avec le générateur Monte Carlo RAPGAP. Ce dernier, en incluant des sections efficaces décrites au niveau NLO, des corrections radiatives électromagnétiques du premier ordre, des radiations QCD d'ordres supérieurs ainsi qu'une description complète des effets des détecteurs, permet une meilleure description de nos données.

L'étude des données avec détection d'un proton dans le VFPS nous a ensuite permis de calculer l'acceptance du VFPS en fonction de la variable  $x_{\mathbb{P}}$  et de corriger nos données VFPS par ce facteur d'acceptance. Le bon accord entre les données inclusives et les données corrigées des événements élastiques démontre pour la première fois de façon détaillée le bon fonctionnement du VFPS et nous a mené à la conclusion que nous pouvions bien faire l'hypothèse que la dépendance de la fonction de structure  $F_2^D$  en la masse de l'ensemble hadronique  $Y$  était la même si  $Y$  est un proton ou non.

Un quatrième objectif de ce mémoire était l'étude des interactions diffractives avec production de jets. Cette étude était motivée par la possible vérification de la validité de l'universalité des fonctions de structure diffractives. Nous avons commencé par comparer



nos distributions inclusives avec les distributions des jets pour nous faire une idée de la région cinématique où ils sont produits.

Ensuite, nous avons comparé les données avec RAPGAP, nous avons dû à cette étape du travail effectuer un changement de référentiel pour passer du laboratoire au référentiel  $\gamma^* - \mathbb{P}$ . L'accord entre les distributions étant bon, nous en concluons que les densités de partons utilisées dans RAPGAP peuvent décrire la production de jets. Cela tend à confirmer l'universalité des fonctions de structure diffractives.

Enfin, nous avons corrigé les événements jets avec un proton dans le VFPS par la fonction d'acceptance déterminée dans le cas inclusif pour constater que, ici aussi, les nouvelles distributions étaient en bon accord avec les données sans détection du proton. Ces résultats valident la factorisation de la dépendance en  $M_Y$ . Une étude plus complète des jets devraient amener à mieux contraindre  $F_2^D$  et par conséquent les densités de gluons.

La calibration du VFPS devrait permettre d'accéder à la dernière variable cinématique  $t$  et d'effectuer une analyse de la la pente en  $t$  considérée jusqu'ici comme indépendante du type réaction.

## Chapitre 10

# Remerciements

Au terme de ce travail, il me paraît important de remercier les personnes sans qui ce projet n'aurait probablement pas abouti.

Avant tout, un énorme merci à Laurent Favart pour m'avoir permis de participer à cette belle aventure qu'est H1, de m'avoir aidée et conseillée tout au long de cette année. Merci pour le temps consacré à m'expliquer le monde de la diffraction et à relire ce travail.

Je tiens à remercier l'équipe H1 de l'ULB et particulièrement Benoît et Thomas qui ont pris de leur précieux temps sur leur thèse de doctorat pour m'aider.

Merci aussi à Pierre Marage pour les discussions qui m'ont permis de mieux comprendre le modèle des partons.

Je remercie Daniel Bertrand de m'avoir accueillie dans le service des particules élémentaires.

Merci à Othmane Bouhali et Danny Vijverman d'avoir réglé dans les plus brefs délais les quelques incidents informatiques survenus au cours de cette année.

Un merci particulier à Thomas Lessinnes sans qui les longues heures passées devant mon ordinateur auraient été moins agréables.

Je remercie tous les membres de l'I.I.H.E pour leur accueil, ce fut un réel plaisir de travailler dans la bonne ambiance qui règne dans ce service.

Je n'aurais probablement pas eu l'envie d'en découvrir un peu plus sur le monde de la physique sans S. Clavier, professeur au Collège Notre-Dame de Basse Wavre, il a réussi à me transmettre sa passion pour cette science.

Merci à Daniel pour la lecture et la correction de ce travail.

Tout cela n'aurait pas été possible sans le soutien et les encouragements de mes parents et de mon frère. Je sais que les périodes d'examens ont été parfois aussi difficiles pour eux que pour moi...

Enfin, je ne peux pas terminer ces remerciements sans vous dire merci à vous, "les physiciens" et les amis de plus longue date d'avoir été là pendant ces quatre années et d'avoir parcouru ce petit bout de chemin à mes côtés.

# Bibliographie

- [1] S. Cnockaert, "*Production diffractive de mésons vecteurs à HERA*", mémoire de l'université Libre de Bruxelles, 2002.
- [2] Greiner, Schramm et Stein, "*Quantum Chromodynamics*", second edition, Springer, Germany, 2002.
- [3] F. Halzen et A.D. Martin, "*Quarks and Leptons*", Edition John Wiley and Sons Clarendon Press, Oxford, 1984.
- [4] H1 collab., "*Diffractive Deep-Inelastic Scattering with a Leading proton at HERA*", 2005, papier soumis à publication.
- [5] H1 collab., "*Measurement and QCD Analysis of the Semi-Inclusive Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA*", 2005, papier soumis à publication.
- [6] H. Jung, "*The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering*", version 3.1, DESY, Hambourg, 2005.
- [7] B. Laforge, "*Etude des événements à di-jets dans la diffusion profondément inélastique avec large intervalle de rapidité dans l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA*", Thèse de l'université de Paris-Sud (Centre d'Orsay), 1997.
- [8] M. Mozer, "*Diffractive Parton Densities from Combined QCD-Analysis of Dijets and  $F_2^D$* ", exposé présenté pour la collab. H1 au workshop DIS06, 20-24 avril 2006, Tsukuba, Japon.
- [9] B. Porthault, "*Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec les faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaibles*", Thèse de l'université de Paris XI (UFR scientifique d'Orsay), 2005.
- [10] "*Proposal for Installation of a Very Forward Proton Spectrometer in H1 after 2000*", Proposal submitted to the Physics Research Committee, **PRC-01/00**, H1 note **H1-05/00-582**.
- [11] B. Roland, communication privée.
- [12] S. Schätzel, "*Measurements of Dijet Cross Sections in Diffractive Photoproduction and Deep-Inelastic Scattering at HERA*", Thèse de l'université Ruperto-Carola de Heidelberg, 2004.
- [13] F. Squinabol, "*Mesure de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_s$  par l'étude des jets dans l'expérience H1*", Thèse de l'université de Paris Sud (Centre d'Orsay), 1997.
- [14] [www-h1.desy.de](http://www-h1.desy.de).