

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES
FACULTE DES SCIENCES
SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES ELEMENTAIRES, I.I.H.E.

**Etude de la production de jets en
diffraction à HERA, à l'aide du
spectromètre à protons VFPS.**

Dissertation présentée en vue
de l'obtention du grade de
docteur en sciences

Année académique 2010-2011
Réalisé sous la direction de L. FAVART

Julie DELVAX

Travail financé par une bourse de doctorat F.N.R.S.

Table des matières

Introduction	7
1 L'interaction profondément inélastique	11
1.1 La cinématique	12
1.2 La section efficace	13
1.3 La Chromodynamique Quantique	14
1.3.1 Le théorème de factorisation	14
1.3.2 L'évolution des densités de partons	16
2 La diffraction	19
2.1 La cinématique	19
2.2 Le théorème de factorisation et le modèle du poméron résolu	21
2.2.1 Les mesures expérimentales	22
3 Les jets en diffraction	25
3.0.2 Le théorème de factorisation	27
3.0.3 Le calcul de la section efficace de la production de 2 jets en QCD	28
3.1 Les mesures expérimentales et les tests de la factorisation	29
3.1.1 Les mesures en DDIS	29
3.1.2 Les mesures au Tevatron	30
3.1.3 Les mesures en photo-production	32
3.2 Les objectifs de la présente analyse	34
4 Le dispositif expérimental	37
4.1 HERA	37
4.1.1 HERA II	39
4.2 Le détecteur H1	39
4.2.1 Les détecteurs de traces	41
4.2.2 Les calorimètres	46
4.2.3 Les détecteurs de muons	49
4.2.4 Les détecteurs de temps de vol	49
4.3 La mesure de la luminosité	49
4.4 Le déclenchement et l'acquisition de données	50

5	Le spectromètre à protons à l'avant (VFPS)	53
5.1	Les détecteurs VFPS	54
5.2	L'optique du faisceau jusqu'au VFPS	55
5.3	Le déclenchement	57
5.4	La reconstruction des traces	57
5.4.1	La reconstruction cinématique	60
5.4.2	La luminosité	62
5.4.3	L'efficacité de déclenchement	62
5.4.4	L'efficacité de la reconstruction des traces	63
5.4.5	L'optique du faisceau	64
5.4.6	L'acceptance géométrique	66
5.4.7	La complémentarité FPS - VFPS	67
6	Les simulations Monte Carlo et les prédictions QCD	71
6.1	RAPGAP	72
6.2	Les prédictions théoriques	74
6.3	L'hadronisation	75
7	La sélection des événements jets en DDIS	79
7.1	La sélection des événements en diffusion profondément inélastique	79
7.1.1	La sélection de base	79
7.1.2	Les coupures au niveau détecteur	80
7.2	La sélection des événements en diffraction	82
7.3	La sélection des événements à 2 jets	82
7.4	La reconstruction des variables cinématiques	82
7.5	Le domaine cinématique	87
7.6	Le traitement des données	88
7.6.1	L'efficacité du trigger s115	88
7.6.2	Le bruit de fond	90
7.6.3	Les corrections radiatives	91
7.7	Le résumé des coupures appliquées	93
7.8	Les distributions de contrôle	94
8	Les sections efficaces de jets en DDIS	101
8.0.1	Les observables	101
8.0.2	L'intervalle de mesure	102
8.1	La section efficace	102
8.2	La pureté, la stabilité et l'acceptance	103
8.2.1	L'acceptance	104
8.3	Les corrections radiatives	105
8.4	Les corrections d'hadronisation	106
8.5	Les incertitudes systématiques	107
8.5.1	Les incertitudes systématiques expérimentales	108
8.5.2	Les incertitudes sur le modèle	111
8.6	La mesure de la section efficace	112
8.7	La section efficace totale	118

9	La sélection des événements en PHP	123
9.1	L'étude d'un nouveau sous-déclencheur s103	123
9.1.1	L'efficacité du sous-déclencheur s103 et de ses éléments de déclenchement	124
9.1.2	Le taux de déclenchement du sous-déclencheur s103	126
9.2	L'étude du déclenchement du calorimètre à argon liquide (Big Towers) . . .	127
9.3	La sélection des événements en PHP	130
9.3.1	La sélection de base	131
9.3.2	Les coupures au niveau détecteur	131
9.3.3	La sélection des événements à 2 jets	132
9.3.4	Le bruit de fond	132
9.4	Le résumé des coupures appliquées	132
9.5	La reconstruction des variables cinématiques	133
9.6	Les distributions de contrôle	134
	Conclusions et Perspectives	139
	Remerciements	143

Introduction

Si la Chromodynamique Quantique (QCD) est bien établie en tant que théorie permettant de décrire les interactions fortes, c'est-à-dire de décrire les hadrons en termes de quarks et de gluons et les interactions prenant place entre ces constituants, son application aux phénomènes observés dans la nature reste un des défis importants en physique des particules. Ceci est dû à deux propriétés majeures de la théorie : le confinement et la liberté asymptotique. Le confinement exprime le fait qu'à des distances inférieures à $\approx 1\text{fm}$, les quarks et les gluons sont confinés dans des hadrons neutres de couleur. Les quarks et les gluons ne pourront être considérés comme des particules libres qu'à des distances inférieures à 1fm où la constante de couplage de l'interaction forte, α_s , devient inférieure à l'unité (phénomène de liberté asymptotique). Les équations de la QCD ne peuvent être résolues par une méthode perturbative qu'en présence d'une échelle dure, lorsque la constante de couplage α_s est petite¹.

De 1992 à 2007, l'expérience H1, auprès du collisionneur à haute énergie électrons (e) - protons (p) HERA, a collecté les données en diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ permettant de déterminer avec une précision inégalée les densités de quarks et de gluons au sein du proton.

Parmi les interactions en diffusion profondément inélastique ayant lieu à HERA, environ 10% des événements sont caractérisés par un état hadronique constitué de deux ensembles distincts, séparés par plusieurs unités en rapidité. Ce saut en rapidité ne peut s'expliquer que par l'échange entre l'électron et le proton d'un objet neutre de couleur dénommé le "poméron". Ces événements, dits diffractifs, $ep \rightarrow eXY$, déjà étudiés à l'aide de modèles phénoménologiques dans les interactions hadrons-hadrons durant les années 1970, subsistent dans la cinématique accessible à HERA. Les hautes énergies atteintes à HERA ont permis d'étudier, pour la première fois, la diffraction en présence d'une échelle dure (virtualité du photon, impulsion transverse des jets ou masse du quark charmé) et donc d'utiliser la théorie des perturbations pour étudier certains aspects des processus diffractifs.

De même que la structure du proton peut être sondée à partir des événements en diffusion profondément inélastique, les mesures en diffraction à HERA ont pour objectif de décrire le poméron en termes de quarks et de gluons. Le théorème de factorisation démontre que, comme dans le cas de la diffusion inélastique, le processus diffractif peut être factorisé en des densités de partons indépendantes du processus étudié et non calculables perturbativement et des éléments de matrice de l'interaction dure calculables de manière perturbative. Cependant, dans les études expérimentales de la diffraction, on applique une hypothèse de factorisation supplémentaire qui permet d'interpréter les densités de partons diffractives

¹Signalons que des calculs non perturbatifs des équations de la QCD peuvent être effectués à l'aide de calcul sur réseaux.

en termes d'un flux de poméron au sein du proton et de densités de partons au sein du poméron. Les densités de partons au sein du poméron ont ainsi pu être extraites par la Collaboration H1 à partir des mesures en diffraction inclusive. Elles ont permis de montrer que le poméron est dominé par la présence de gluons. L'incertitude sur ces mesures reste toutefois élevée.

L'étude des jets en diffraction permet de réduire cette incertitude sur les densités de gluons au sein du poméron puisque la production de jets est dominée par le processus de fusion gluon boson. L'étude des jets offre également la possibilité de tester la validité du théorème de factorisation, les densités de partons extraites des mesures inclusives pouvant être utilisées afin de prédire le processus semi-inclusif de production de jets.

Les analyses précédentes effectuées par la Collaboration H1 en diffraction dans le domaine de la diffusion profondément inélastique confirment la validité de la factorisation. Cependant, dans le domaine de la photo-production (où le photon émis par l'électron et interagissant avec le poméron n'est plus virtuel mais quasi-réel), les analyses ont montré un désaccord de l'ordre d'un facteur deux entre les données et les prédictions.

Dans la plupart des analyses en diffraction effectuées précédemment par la Collaboration H1, le proton diffusé lors de l'interaction n'était pas détecté. Dès lors, les mesures étaient entachées d'un important bruit de fond constitué des interactions diffractives avec un proton dissocié. Le spectromètre à protons VFPS, installé en 2003 dans l'expérience H1, permet la détection du proton diffusé avec une grande acceptance et de réaliser différentes mesures avec une précision accrue.

Dans ce travail, nous avons étudié, pour la première fois, les interactions diffractives avec production de jets et le proton diffusé détecté dans le spectromètre à protons VFPS. Nous avons effectué une mesure de la section efficace de production de jets en diffraction dans le domaine de la diffusion profondément inélastique. Cette mesure a ensuite été comparée aux prédictions théoriques QCD afin de tester la validité du théorème de factorisation.

D'autre part, un échantillon de données dans le domaine de la photo-production a été sélectionné et comparé aux prédictions issues de la simulation Monte Carlo.

La suite de cette thèse se divisera comme suit :

Dans le premier chapitre, nous traiterons du cas général des interactions ep en diffusion profondément inélastique. Après avoir introduit la cinématique et la section efficace de ce processus, nous discuterons de l'interprétation des résultats importants obtenus par la Collaboration H1 sur les densités de quarks et de gluons au sein du proton dans le cadre de la QCD.

Le deuxième chapitre sera consacré au cas particulier de l'interaction diffractive et nous verrons comment la théorie utilisée dans le cadre des interactions en diffusion profondément inélastique peut s'appliquer au cas de la diffraction. Nous introduirons en particulier, le théorème de factorisation qui sera l'un des points importants de ce travail. Les résultats en diffraction inclusive de la Collaboration H1 seront présentés à la fin de ce chapitre.

Dans le chapitre 3, nous introduirons le processus de production de jets en diffraction. L'algorithme utilisé afin de déterminer les jets sera brièvement discuté avant de consacrer une grande partie de ce chapitre à la discussion des résultats expérimentaux obtenus tant par la Collaboration H1 que par d'autres expériences.

Dans le quatrième chapitre, nous donnerons un aperçu du dispositif expérimental, des différents éléments qui composent le détecteur H1 ainsi que du système de déclenchement

et d'acquisition des données.

Le cinquième chapitre sera consacré à la description du spectromètre à protons VFPS, nous y décrirons le détecteur en lui-même, la méthode de reconstruction des traces et de la cinématique. Nous traiterons également des différentes efficacités du détecteur.

Dans une première partie du chapitre 6, nous présenterons brièvement le programme de simulation par Monte Carlo utilisé dans ce travail tandis que dans la seconde, nous présenterons les prédictions théoriques auxquelles les données ont été comparées.

La sélection d'un échantillon d'événements à analyser, la reconstruction des différentes variables cinématiques et le traitement des données dans le domaine de la diffusion profondément inélastique seront exposés dans le septième chapitre de ce travail.

Le huitième chapitre sera consacré aux résultats de ce travail dans le domaine de la diffusion profondément inélastique. On y discutera en détail les différentes corrections appliquées avant de pouvoir extraire les sections efficaces différentielles et la section efficace totale qui seront montrées en fin de chapitre.

Avant de conclure ce travail, un dernier chapitre sera dédié à la sélection d'un échantillon d'événements à analyser dans le domaine de la photo-production, on y traitera en détail de la mise en place d'un nouveau sous-déclencheur. La reconstruction des variables cinématiques dans ce domaine sera aussi décrite et les distributions de contrôle seront montrées.

Chapitre 1

L'interaction profondément inélastique

Nous aborderons dans ce chapitre l'interaction électron-proton en courant neutre durant laquelle le proton se brise pour former un ensemble de particules hadroniques (pouvant contenir également des leptons et des photons) suite à l'interaction avec un boson (γ ou Z^0) émis par l'électron¹ du faisceau. Cette réaction, dite profondément inélastique (DIS²), peut s'écrire comme suit :

$$e + p \rightarrow e + X \quad (1.1)$$

où e représente l'électron, p le proton et X l'ensemble hadronique produit dans l'état final.

L'étude des interactions profondément inélastiques est essentielle afin de déterminer avec précision la structure des hadrons. En effet, le boson émis par un faisceau de leptons chargés (électrons dans notre cas) permet de sonder les nucléons (ici le proton) avec une résolution d'autant plus grande que la virtualité du boson est élevée.

Dès les années 1960, les expériences de diffusion d'électrons sur cible hadronique fixe ont permis de mettre en évidence la présence d'objets ponctuels au sein des hadrons. Les distributions de densité de ces objets, d'abord appelés "partons" avant de les associer aux quarks³, ont été mesurées de plus en plus précisément.

De 1992 à 2007, le collisionneur à haute énergie HERA, situé sur le site du laboratoire DESY à Hambourg, a effectué des collisions entre des électrons d'une énergie de 27.6 GeV et des protons de 920 GeV permettant, grâce à la haute énergie disponible dans le centre de masse, de sonder des objets jusqu'à une distance de 10^{-18} mètres. Ces mesures ont changé notre vision de la structure des hadrons montrant la présence d'importantes densités de quarks et de gluons portant une petite fraction de l'impulsion du proton.

¹Dans le reste de ce texte, nous utiliserons toujours l'appellation "électron" qui reprend en réalité les électrons et les positons.

²Pour Deep Inelastic Scattering.

³et plus tard également aux gluons.

1.1 La cinématique

Afin de décrire la cinématique du processus en diffusion profondément inélastique illustré à la figure 1.1, nous définirons plusieurs invariants relativistes.

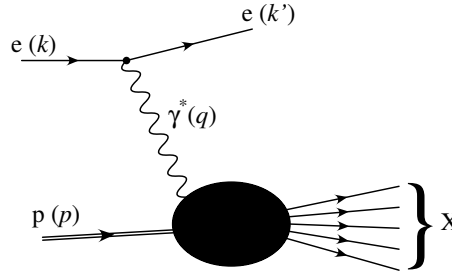


FIG. 1.1 – Diagramme du processus de diffusion profondément inélastique ep .

On notera k et k' les quadri-impulsions des électrons respectivement incident et diffusé. La quadri-impulsion du boson échangé (γ^* ou Z^0 ⁴) se note $q = k - k'$. Le quadri-vecteur p désignera la quadri-impulsion du proton incident et p' celle de l'état final hadronique X .

L'opposé du carré de la masse du photon virtuel est donnée par

$$Q^2 = -q^2. \quad (1.2)$$

La virtualité du photon, Q^2 , exprime le pouvoir de résolution du photon.

Lorsque $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$, on parlera d'un processus en "photo-production" tandis que le régime profondément inélastique prend place pour des valeurs de Q^2 supérieures à quelques GeV^2 .

On introduit également les variables de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad x \in [0, 1] \quad (1.3)$$

et l'inélasticité y

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \quad y \in [0, 1]. \quad (1.4)$$

Dans le référentiel où le proton a une impulsion infinie, x peut être vu comme la fraction d'impulsion longitudinale du proton emportée par le quark interagissant avec le photon et y comme la fraction d'énergie perdue par l'électron incident dans le référentiel du proton au repos.

De plus, le carré de l'énergie disponible dans le système du centre de masse est donnée par

$$s = (p + k)^2 \approx 4E_p E_e \quad (1.5)$$

⁴La contribution du Z^0 sera négligée dans le reste de ce travail puisque, dans le domaine cinématique utilisé dans cette analyse, $Q^2 \ll M_{Z^0}^2$.

avec, pour les données étudiées dans ce travail, E_p l'énergie de proton incident égale à 920 GeV et E_e , l'énergie de l'électron incident, valant 27.6 GeV. L'énergie dans le centre de masse est donc de $\sqrt{s} \sim 319$ GeV.

Nous définissons le carré de la masse invariante du système hadronique X à l'aide de l'équation 1.6.

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (1.6)$$

Un ensemble de deux variables (par exemple Q^2 et x) permettent de définir totalement la cinématique et sont liées aux autres variables via les relations 1.7 et 1.8.

$$Q^2 = sxy \quad (1.7)$$

$$W^2 = ys - Q^2 \quad (1.8)$$

1.2 La section efficace

La section efficace des interactions profondément inélastiques en courant neutre (en négligeant la contribution du Z^0) est donnée par l'équation 1.9 [1].

$$\frac{d^2\sigma^{ep \rightarrow eX}(x, Q^2)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L(x, Q^2) \right] \quad (1.9)$$

où α est la constante de couplage électromagnétique et où on introduit les fonctions de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ et $F_L(x, Q^2)$. Aux petites valeurs de l'inélasticité y , la contribution du terme en F_L dans 1.9 est négligeable, nous n'en tiendrons plus compte dans la suite de ce travail.

Le modèle des partons et l'invariance d'échelle

Développé dans les années 1960 afin de donner une interprétation aux résultats spectroscopiques expérimentaux, le modèle des quarks fournit une description de la structure des hadrons et du proton en particulier. Dans ce modèle, les hadrons sont composés de constituants ponctuels, les quarks de spin 1/2, libres et n'interagissant pas entre eux.

Les mesures en diffusion profondément inélastique effectuées dans les années 1960 au SLAC⁵ [4, 5], ont permis de montrer que, dans le domaine mesuré ($1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ et pour $x \approx 0.2$), la fonction de structure F_2 est indépendante de Q^2 . C'est ce qu'on appelle l'invariance d'échelle. Cette invariance, a été attribuée à la présence de partons dans le proton se répartissant l'impulsion du proton (modèle des partons QPM [2, 3]). Ces partons seront plus tard identifiés aux quarks et aux gluons, bien que ces derniers n'étaient pas supposés dans le modèle des partons initial.

Dans le modèle des partons, l'interaction électron-proton peut être vue comme une somme incohérente d'interactions élastiques de l'électron avec les différents quarks du proton.

⁵Stanford Linear Accelerator Center

La fonction de structure peut être interprétée, à l'ordre dominant, comme la somme des distributions de probabilités de présence des quarks ($q_f(x)$) et antiquarks ($\bar{q}_f(x)$) de saveur f et portant une fraction d'impulsion longitudinale x du proton.

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x (q_f(x) + \bar{q}_f(x)) \quad (1.10)$$

où e_f est la charge fractionnaire du quark de saveur f .

Si le proton était uniquement composé de quarks, cette somme intégrée sur l'impulsion, x , devrait être égale à l'unité. Cependant, le résultat obtenu s'est avéré être proche de 0.5. Ce qui signifie que la moitié de l'impulsion du proton est portée par d'autres particules, identifiées aux gluons.

La mesure de la fonction de structure F_2 a été effectuée par les expériences H1 et ZEUS sur un plus large domaine cinématique que celui accessible précédemment. Les résultats des mesures combinées des deux expériences, comparés aux résultats d'expériences sur cible fixe sont présentés en figure 1.2 en fonction de Q^2 et pour différentes valeurs de x [6].

On y observe deux domaines distincts :

- Pour des valeurs de x proches de 0.2, l'invariance d'échelle prédite par le modèle des partons.
- Les valeurs de x s'écartant de 0.2 montrent une violation de cette invariance d'échelle. On y voit une dépendance de F_2 en Q^2 croissante aux petites valeurs de x et décroissante aux grands x due aux interactions entre quarks et gluons.

1.3 La Chromodynamique Quantique

La présence des gluons au sein du proton et la violation de l'invariance d'échelle qui en découle ne peuvent pas être décrites dans le cadre du modèle des partons. Par contre, ces effets sont pris en compte dans le cadre de la Chromodynamique Quantique (QCD), théorie de l'interaction forte. Dans une interprétation QCD, les partons sont identifiés aux quarks et gluons.

1.3.1 Le théorème de factorisation

L'étude des interactions fortes est limitée par l'incapacité de résoudre les équations de la QCD dans une approche perturbative pour des valeurs élevées de la constante de couplage de l'interaction forte, α_s .

Le théorème de factorisation [7] affirme que les parties "softs" du processus peuvent être séparées des parties dures.

Lors d'interactions ep aux grandes valeurs de Q^2 , le théorème de factorisation collinéaire (équation 1.11) permet de factoriser la section efficace de l'interaction dure calculable perturbativement, $d\hat{\sigma}^{eq}$, des distributions de partons universelles, f_q , reprenant la dynamique interne du proton, non calculables perturbativement.

$$d\sigma^{ep \rightarrow eX}(x, Q^2) = \sum_q f_q(x, Q^2, \mu_f) d\hat{\sigma}^{eq}(x, \frac{Q^2}{\mu_f^2}) \quad (1.11)$$

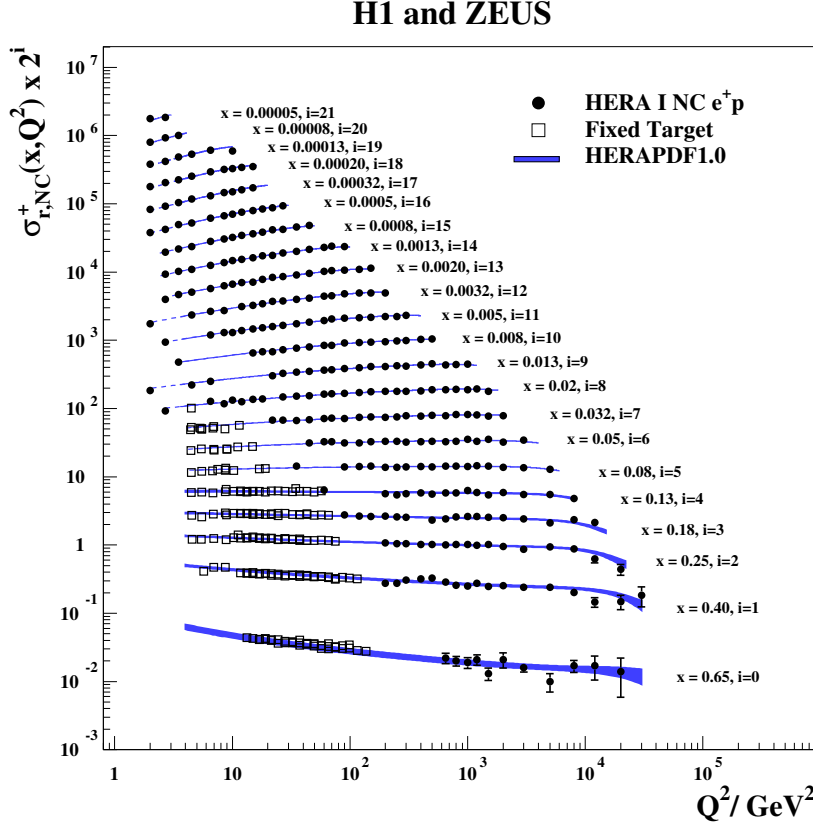


FIG. 1.2 – La fonction de structure F_2 ($\approx \sigma_{r,NC}^+$) en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x . La courbe est calculée à partir des densités de partons extraites des données combinées H1 et ZEUS et la bande bleue représente l'incertitude totale sur le fit. Les résultats des expériences sur cible fixe sont également présentés [6].

avec μ_f , l'échelle de factorisation qui définit la séparation entre les processus doux et durs. Les effets des émissions de partons pour lesquels l'impulsion transverse $k_T < \mu_f$ sont contenus dans les distributions de partons f_q (voir figure 1.3).

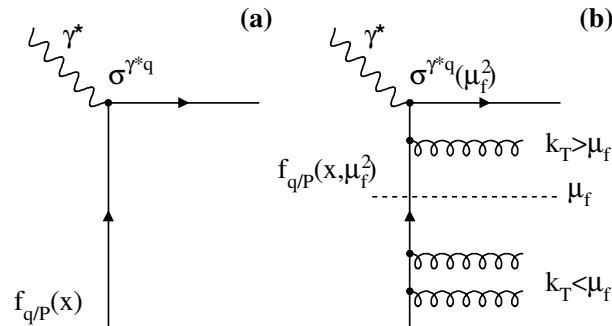


FIG. 1.3 – Représentation de la factorisation des contributions dures et douces.

1.3.2 L'évolution des densités de partons

Les densités de partons n'étant pas calculables perturbativement, elles doivent être extraites des mesures expérimentales. Cependant, l'évolution des densités de partons avec l'échelle de factorisation est prédite dans le cadre des prédictions perturbatives de la QCD.

Les équations d'évolution DGLAP

Les équations d'évolution de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [8, 9, 10] décrivent l'évolution des distributions de quarks ($q_i(x, Q^2)$) et de gluons ($g(x, Q^2)$) d'une échelle de départ Q_0^2 jusqu'à une échelle arbitraire $Q^2 > Q_0^2$. Elles sont données au premier ordre par les équations 1.12 et 1.13.

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\sum_j q_j(z, Q^2) P_{ij}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{ig}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[\sum_j q_j(z, Q^2) P_{gj}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right) \right] \quad (1.13)$$

Les fonctions de "splitting" P_{ij} , représentées dans la figure 1.4, décrivent l'émission de partons et sont calculables perturbativement. Elles donnent la probabilité qu'un parton de type i soit émis avec une fraction de l'impulsion z du parton initial de type j .

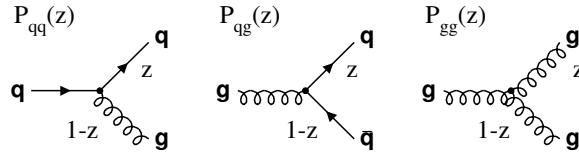


FIG. 1.4 – Diagramme des fonctions de splitting P_{ij} pour les processus $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ et $g \rightarrow gg$

A l'ordre dominant, les fonctions de splitting, sommées sur les facteurs de couleur, sont données par :

$$\begin{aligned} P_{qq} &= \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{qg} &= \frac{1}{2} (z^2 + (1-z)^2) \\ P_{gq} &= \frac{4}{3} \frac{1+(1-z)^2}{z} \\ P_{gg} &= 6 \left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Dans le cadre de ce travail, nous utiliserons l'approche des logarithmes dominants (LLA) dans une approximation à la DGLAP qui ne prend compte que des termes en $(\alpha_s \log Q^2)^n$ des équations d'évolution, les termes en $\alpha_s \log(\frac{1}{x})$ étant, quant à eux, négligés.

Dans cette approche, on observe un ordre fort en l'impulsion transverse k_T des partons émis.

$$k_{T,1}^2 \ll \dots \ll k_{T,i}^2 \ll k_{T,i+1}^2 \ll \dots \ll Q^2 \quad (1.15)$$

Les mesures expérimentales

Bien que le photon ne se couple pas aux gluons, la densité de gluons peut être extraite grâce à la mesure de la violation d'invariance d'échelle de F_2 . A cause des radiations de gluons par les quarks et de quarks par les gluons (voir éq. 1.13), la densité de gluons est liée à celles des quarks. En utilisant les équations 1.10, 1.12 et 1.13, on lie directement la dérivée en $\log Q^2$ de F_2 aux densités de quarks et de gluons.

La figure 1.5 présente les densités de partons au NLO extraites de la mesure de section efficace combinées H1-ZEUS en fonction de x et pour une valeur fixée de $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [6]. Les densités des quarks de valence xu_v et xd_v sont caractérisées par un maximum de densité à une valeur de x proche de 0.2, tandis que les densités des quarks de la mer (xS) et des gluons (xg) deviennent dominantes aux plus petites valeurs de x .

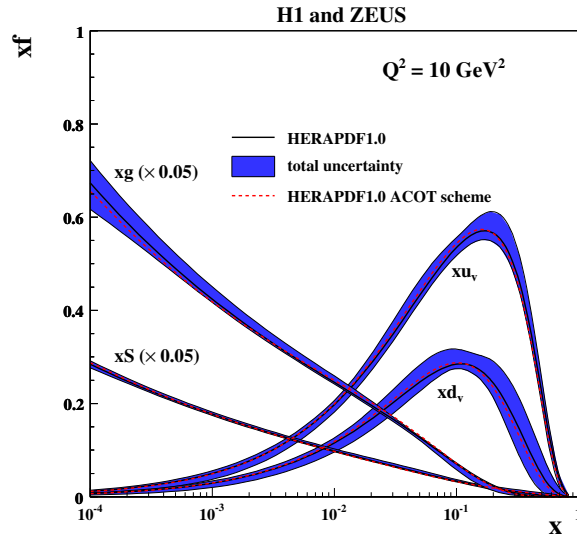


FIG. 1.5 – Distribution des densités des quarks de valence (xu_v et xu_d), de la mer (xS) et de la densité de gluons (xg) en fonction de x pour un Q^2 fixé à 10 GeV^2 extraite des mesure combinées de H1 et ZEUS. Les PDF sont également déterminées en utilisant un schéma ACOT permettant de tester la sensibilité au traitement des quarks massifs [6].

Chapitre 2

La diffraction

Dans environ 10 % des interactions DIS ayant lieu à HERA, on observe dans l'état final deux ensembles hadroniques distincts, X et Y , de faibles masses ($M_X, M_Y \ll W$), séparés par un large saut en rapidité¹ sans particules détectées. Ces processus correspondant à la réaction

$$e + p \rightarrow e + X + Y, \quad (2.1)$$

sont appelés des "processus diffractifs".

L'ensemble Y reprend deux configurations distinctes :

- $Y = p$; dans ce cas, le proton est resté intact après l'interaction et ce même si la virtualité du photon est élevée. Ces événements sont issus d'interactions diffractives dites élastiques et seront traitées dans le cadre de ce travail.
- $Y \neq p$; le proton diffusé peut également se trouver dans un état excité après l'interaction et se dissocier en un ensemble hadronique Y de faible masse portant les nombres quantiques du proton. Nous appellerons cette contribution "proton dissocié" et elle sera considérée comme un bruit de fond dans ce travail.

Les interactions diffractives ont été observées depuis les années 1960 dans les expériences à cibles fixes. Ces interactions peuvent être décrites par une approche phénoménologique de Regge [13], où le saut en rapidité s'explique par l'échange entre le photon émis par l'électron et le proton, d'un objet neutre de couleur et portant les nombres quantiques du vide : le "poméron" (\mathbb{P}). Les mesures en diffraction à HERA ont permis pour la première fois d'étudier la dynamique de ces interactions du point de vue de la QCD dans une approche perturbative et en particulier de décrire le poméron en terme de quarks et de gluons.

2.1 La cinématique

Les variables cinématiques du processus diffractif sont essentiellement identiques à celles de l'interaction profondément inélastique. Cependant, vu l'apparition de deux degrés de liberté dus à la séparation de l'état final en deux états (le proton diffusé et l'ensemble X), il est nécessaire d'introduire deux variables cinématiques supplémentaires. Les différentes variables cinématiques utiles à la description du processus de diffraction sont représentées sur le diagramme de la figure 2.1.

¹Nous utiliserons dans ce texte le terme rapidité alors qu'il s'agit en fait de la pseudo-rapidité $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ qui est équivalente à la rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ lorsque les masses sont négligeables.

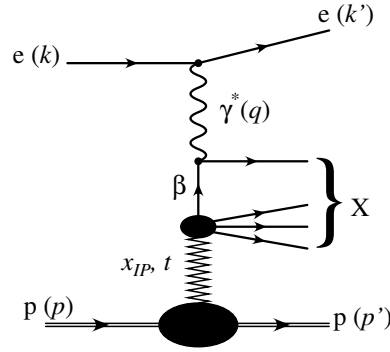


FIG. 2.1 – Diagramme du processus diffractif

Le carré de la quadri-impulsion du poméron est donné par :

$$t = (p - p')^2 \quad (2.2)$$

avec p' la quadri-impulsion du proton diffusé.

On définit $x_{\mathbb{P}}$ qui peut être interprété, dans le référentiel où le proton a une impulsion infinie, comme la fraction d'impulsion longitudinale du proton porté par le poméron (eq. 2.3).

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{q \cdot (p - p')}{p \cdot q} \quad (2.3)$$

On utilise également la variable

$$\beta = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}} \quad (2.4)$$

qui représente, dans le même référentiel que précédemment, la fraction d'impulsion longitudinale du poméron emportée par le quark interagissant avec le photon.

La section efficace diffractive

En présence d'une échelle dure, la section efficace diffractive, en négligeant la contribution de F_L , peut s'écrire comme :

$$\frac{d^5\sigma(x_{\mathbb{P}}, t, x, Q^2, M_Y)}{dx_{\mathbb{P}} dt dx dQ^2 dM_Y} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 - y + \frac{y^2}{2}) F_2^{D(5)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y) \quad (2.5)$$

où on introduit la fonction de structure diffractive F_2^D similaire à la fonction de structure introduite dans le processus de diffusion profondément inélastique.

Notons que dans la plupart des analyses effectuées par la collaboration H1, le proton diffusé n'est pas détecté et la mesure de t n'étant pas possible, la section efficace est intégrée sur cette variable. De plus, la section efficace est intégrée sur M_Y

$$F_2^{D(3)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = \int_{M_p}^{M_Y^{max}} dM_Y \int_{t_{min}(M_Y)}^{t_{max}} dt F_2^{D(5)}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y). \quad (2.6)$$

2.2 Le théorème de factorisation et le modèle du poméron résolu

Grâce aux hautes énergies atteintes à HERA, un régime cinématique en présence d'une échelle dure (grandes valeurs de Q^2 , d'impulsion transverse de jets ou de masse de quarks) peut être atteint, permettant d'utiliser la théorie des perturbations pour étudier certains aspects des processus diffractifs.

De même que dans les interactions profondément inélastiques, le théorème de factorisation collinéaire [11] (éq. 2.7), permet de factoriser les éléments de matrice de l'interaction dure calculable perturbativement, $d\hat{\sigma}^{eq}$, identique à celle obtenue dans le cas des interactions profondément inélastiques et les densités de partons diffractives (DPDFs) universelles, f_q^D , reprenant la dynamique interne du proton non calculable perturbativement.

Dès lors, le théorème de factorisation permet d'extraire les DPDFs à partir des mesures en diffusion profondément inélastiques diffractives inclusives et de les utiliser afin de prédire les sections efficaces de processus semi-inclusifs tels que la production de jets [11].

$$d\sigma^{ep \rightarrow eXp}(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y) = \sum_q f_q^D(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t, M_Y) \otimes d\hat{\sigma}^{eq}(\beta = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}}, Q^2) \quad (2.7)$$

Les densités de partons diffractives obéissent aux mêmes équations d'évolution DGLAP que celles introduites dans le cas de l'interaction profondément inélastique.

Le problème majeur pour déterminer les densités de partons diffractives provient du fait que les DPDFs dépendent de cinq variables (4 pour la diffraction élastique), contre deux en DIS. Afin de simplifier cette dépendance, nous appliquons l'hypothèse de factorisation de Regge qui sépare un flux de poméron, $f_{\mathbb{P}}$, dépendant de $x_{\mathbb{P}}$ et de t , et l'interaction entre le poméron et le photon dépendant de Q^2 et de β (équation 2.8).

Ce modèle permet d'interpréter le processus diffractif comme un proton émettant un poméron qui interagit ensuite avec le photon, permettant ainsi de sonder la structure hadronique du poméron [12].

$$F_2^{D(4)}(x_{\mathbb{P}}, x, Q^2, t) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^{\mathbb{P}}(x, Q^2) \quad (2.8)$$

La fonction de structure $F_2^{\mathbb{P}}$ décrit les densités de partons, $f_i^{\mathbb{P}}$, au sein du poméron.

$$F_2^{\mathbb{P}}(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_i^{\mathbb{P}}(x, Q^2) \quad (2.9)$$

Le flux de poméron, $f_{\mathbb{P}}$, est paramétrisé selon l'équation 2.10 donnée dans le modèle de Regge [13].

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) = A_{\mathbb{P}} \frac{e^{B_{\mathbb{P}} t}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}} \quad (2.10)$$

Le modèle suppose une trajectoire linéaire du poméron telle que

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t \quad (2.11)$$

Notons que, pour des valeurs élevées de $x_{\mathbb{P}}$, typiquement pour $x_{\mathbb{P}} > 0.015$, la contribution du Reggeon \mathbb{R} ("sub leading trajectory") est de l'ordre de 15 % et doit donc être prise en compte. On définira de manière générale

$$F_2^D = f_{\mathbb{P}}.F_2^{\mathbb{P}} + n_{\mathbb{R}}f_{\mathbb{R}}.F_2^{\mathbb{R}} \quad (2.12)$$

où $f_{\mathbb{R}}$ prend une forme équivalente à celle de $f_{\mathbb{P}}$.

Si le régime perturbatif est atteint, les équations d'évolution DGLAP peuvent être appliquées à $F_2^{\mathbb{P}}$ et les densités de quarks et de gluons au sein du poméron peuvent être extraites de la section efficace.

Les valeurs des différents paramètres des équations 2.10, 2.11 et 2.12, obtenues expérimentalement, sont données dans le tableau 2.1 [14].

La valeur de la normalisation $A_{\mathbb{P}}$ est choisie telle que $x_{\mathbb{P}} \cdot \int_{t_{cut}}^{t_{min}} f_{\mathbb{P}} dt = 1$ pour une valeur de $x_{\mathbb{P}}$ de 0.003, où t_{min} est la valeur minimale de $|t|$ accessible cinématiquement et $t_{cut} = -1.0 \text{ GeV}^2$ est la limite de la mesure en t .

Paramètres	Valeur
$\alpha_{\mathbb{P}}$	$0.06^{+0.19}_{-0.06} \text{ GeV}^{-2}$
$B_{\mathbb{P}}$	$5.5^{+2.0}_{-0.7} \text{ GeV}^{-2}$
$\alpha_{\mathbb{R}(0)}$	0.50 ± 0.10
$\alpha_{\mathbb{R}}$	$0.3^{+0.6}_{-0.3} \text{ GeV}^{-2}$
$B_{\mathbb{R}}$	$1.6^{+1.6}_{-0.4} \text{ GeV}^{-2}$

TAB. 2.1 – Valeurs des paramètres fixes tels qu'utilisés dans le fit QCD. Les valeurs de ces paramètres ont été obtenues à partir des analyses précédentes de la Collaboration H1 et sont données avec leur incertitude expérimentale [14].

2.2.1 Les mesures expérimentales

La fonction de structure $F_2^{D(3)}$ a été mesurée pour des valeurs de $0.0003 < x_{\mathbb{P}} < 0.05$ et de $|t| < 1 \text{ GeV}^2$ par la collaboration H1 [14] sur les données 1997-2000.

Les densités de partons diffractives ont été modélisées par une distribution de quarks (anti-quarks) légers (u , d et s) et par une distribution de gluons paramétrisée à l'échelle de départ Q_0^2 par une forme générale², où z est la fraction d'impulsion longitudinale du poméron portée par le parton entrant dans l'interaction dure.

$$z f_i(z, Q_0^2) = A_i z^{B_i} (1-z)^{C_i} \quad (2.13)$$

avec $i = q$ ou g .

La figure 2.2 présente les densités de partons extraites des mesures effectuées sur base de ces mesures.

Deux ajustements, appelés FitA et FitB, décrivent les données. Ils diffèrent dans le nombre de paramètres pour la densité de gluons à l'échelle de départ Q_0^2 dans les équations DGLAP. Si la qualité des deux approximations est similaire, leur comportement à grands z

²Afin d'éviter la divergence pour $z \rightarrow 1$, l'expression 2.13 est multipliée par un facteur exponentiel en z .

est très différent une fois évolué à des valeurs de Q^2 proches des mesures effectuées ($Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$), preuve du peu de sensibilité lors de la mesure des densités de gluons à partir de l'analyse d'événements diffractifs inclusifs. Ceci est dû au fait que le photon virtuel n'interagissant directement qu'avec les quarks, la densité de gluons n'est contrainte que par la violation de l'invariance d'échelle et par la contribution de F_L à la section efficace. De plus, peu de points de mesure ont pu être pris aux grandes valeurs de β , limitant la précision sur la mesure des densités de gluons.

Les valeurs des paramètres extraits du Fit A et du Fit B sont présentées dans la table 2.2.

Paramètres	Fit A	Fit B
Q_0^2	1.75 GeV^2	2.5 GeV^2
$\alpha_{\mathbb{P}}(0)$	1.118 ± 0.008	1.111 ± 0.007
$n_{\mathbb{R}}$	$(1.7 \pm 0.4) 10^{-3}$	$(1.4 \pm 0.4) 10^{-3}$
A_q	1.06 ± 0.32	0.70 ± 0.11
B_q	2.30 ± 0.36	1.50 ± 0.12
C_q	0.57 ± 0.15	0.45 ± 0.09
A_g	0.15 ± 0.03	0.37 ± 0.02
C_g	-0.95 ± 0.20	0 (fixé)

TAB. 2.2 – Les valeurs des paramètres extraits des Fit A et Fit B et l'incertitude expérimentale sur ces valeurs [14].

Ces résultats montrent que les gluons du poméron portent près de 75 % de l'impulsion. L'erreur sur cette mesure reste cependant relativement élevée (de l'ordre de 15%) [14].

Notons que les événements correspondant au processus $ep \rightarrow eXY$ ont été sélectionnés sur base de la présence d'un saut en rapidité et comportent donc une fraction d'événements avec un proton dissocié, la section efficace étant mesurée pour $M_Y < 1.6 \text{ GeV}$. L'analyse des données utilisant les spectromètres à protons FPS [15] a également permis la mesure de la section efficace diffractive dans un domaine étendu en $x_{\mathbb{P}}$ ($x_{\mathbb{P}} < 0.1$). Les mesures sont en bon accord entre elles et avec les prédictions NLO obtenues en utilisant les DPDF extraits des précédentes mesures en diffraction en DIS [14].

De plus, le rapport entre la section efficace diffractive mesurée avec la méthode du saut en rapidité et la section efficace diffractive élastique a pu être mesuré et a ainsi permis de quantifier l'effet du proton dissocié dans le domaine cinématique $x_{\mathbb{P}} < 0.05$.

$$\frac{\sigma^{ep \rightarrow eXY}(M_Y < 1.6 \text{ GeV})}{\sigma^{ep \rightarrow eXp}(M_Y = M_p)} = 1.23 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.16(\text{norm.}) \quad (2.14)$$

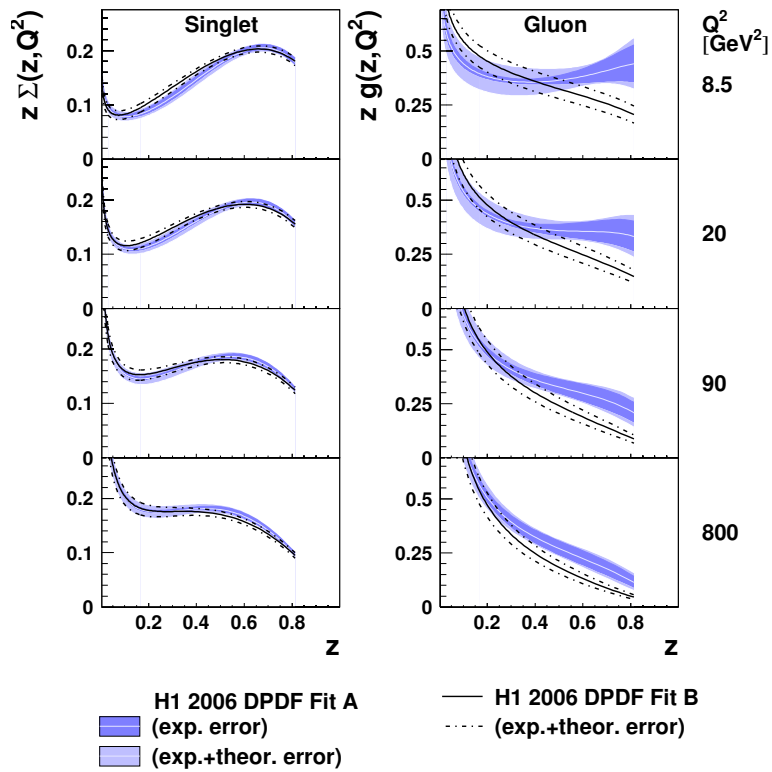


FIG. 2.2 – Densités de quarks (gauche) et de gluons (droite) en fonction de z ($z = \beta$ à l'ordre dominant) et pour différentes valeurs de Q^2 . L'ajustement des équations DGLAP mène à deux résultats stables notés *Fit A* et *Fit B* [14].

Chapitre 3

Les jets en diffraction

La section efficace en diffraction inclusive étant dominée par la diffusion du photon sur un quark émis du poméron (cfr figure 2.1), seule une mesure précise des densités de quarks au sein du poméron est possible. L'extraction des densités de gluons ne peut alors se faire que via l'évolution des densités de quarks, ce qui mène à de grosses incertitudes sur les mesures.

L'étude de la production de jets¹ en diffraction permet de contraindre davantage ces densités de gluons puisque la production de 2 jets est dominée à l'ordre le plus bas par le processus de fusion gluon-boson (diagramme en figure 3.1). Les jets sont également produits via le processus de QCD Compton représenté à la figure 3.2. Le photon interagit avec un parton extrait du poméron pour former deux partons sortants à l'ordre le plus bas. Les ordres supérieurs en α_s peuvent engendrer la présence de partons supplémentaires dans l'état final. Ces partons vont ensuite hadroniser et former des jets dans l'état final. Dans le reste de ce texte, le jet avec l'impulsion transverse la plus grande dans le référentiel γ^*p sera dénommé "jet 1".

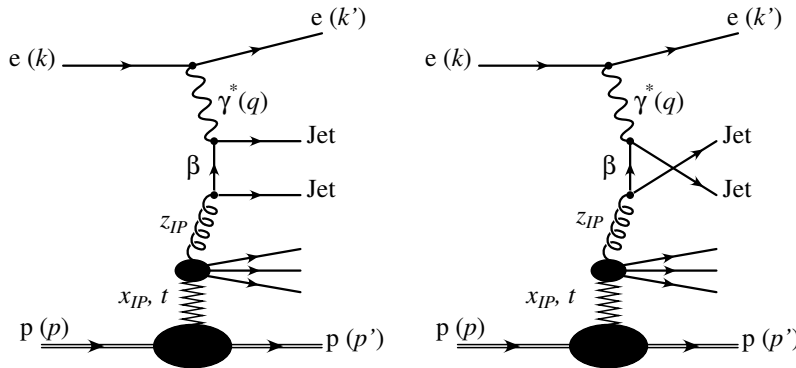


FIG. 3.1 – Diagramme de la production de jets en diffraction par fusion gluon-boson.

Dans le cadre de l'étude des jets [16, 17], nous définirons une variable cinématique supplémentaire

¹Intuitivement, 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 issus d'un même parton initial.

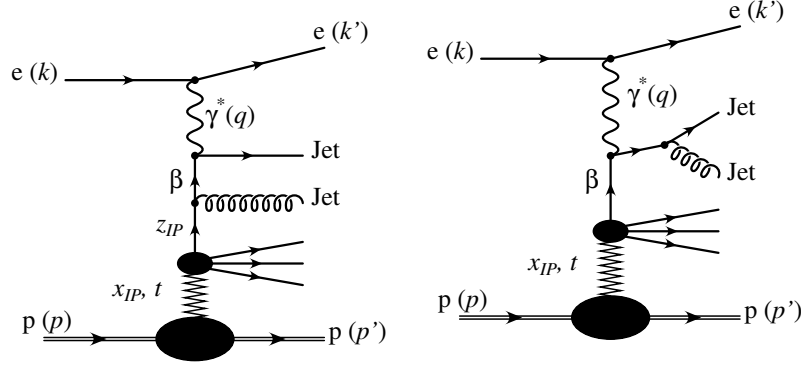


FIG. 3.2 – Diagramme de la production de jets en diffraction par le processus de QCD Compton.

$$z_{\mathbb{P}} = \frac{q \cdot v}{q \cdot (p - p')} \approx \beta \frac{Q^2 + M_{12}^2}{Q^2} \quad (3.1)$$

avec v la quadri-impulsion du parton sortant du poméron et où M_{12} est la masse formée par le système hadronique composé des deux jets de plus grande impulsion transverse. Cette variable $z_{\mathbb{P}}$ peut être interprétée comme la fraction d'impulsion longitudinale du poméron emportée par le parton entrant dans l'interaction dure.

Afin de définir les jets de façon quantitative, l'établissement d'un algorithme est nécessaire. Un algorithme de jet est défini par une variable test qui détermine si deux partons appartiennent au même jet et par une procédure de recombinaison qui définit la façon dont les partons seront combinés pour former le jet.

De nombreux algorithmes sont disponibles mais nous ne les détaillerons pas ici, nous nous intéresserons uniquement à l'algorithme de k_T [18, 19] utilisé dans ce travail. Cet algorithme, utilisé dans la majorité des analyses de la Collaboration H1, a l'avantage d'être insensible aux divergences infrarouges et collinéaires, il permet également de lever l'ambiguïté sur la superposition des jets présente dans les algorithmes de type cône.

L'algorithme de k_T est un algorithme dit d'agrégation séquentielle, c'est-à-dire que deux particules i et j sont combinées en une particule si la distance mesurée à l'aide d'une métrique particulière $d(p_i, p_j)$ est inférieure à une valeur défaut. Quand toutes les particules produites ont été combinées, il ne reste que les jets. Différents algorithmes sont disponibles, se différenciant par la métrique et la procédure de recombinaison.

L'algorithme de k_T procède de manière itérative :

- Pour chaque particule i , on calcule

$$d_i = p_{T,i}^2 \quad (3.2)$$

- Pour chaque couple de particules i, j , on calcule la distance

$$d_{i,j} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}{R^2} \quad (3.3)$$

avec R , un paramètre libre similaire au rayon dans les algorithmes de cône. Dans ce travail, $R = 1$.

- On trouve les particules i et j tels que d_i et d_{ij} sont minimaux.

- Les particules i et j pour lesquelles d_{ij} est minimum sont combinées en une pseudo-particule k selon un schéma de recombinaison. Les particules i et j sont retirées de la liste et la pseudo-particule k y est ajoutée.
- Si il n'existe pas de l tel que d_{kl} est inférieur à d_l , la pseudo-particule k est retirée de la liste et est ajoutée dans la liste des jets.

La procédure est itérée jusqu'à ce que toutes les particules produites appartiennent aux jets.

Le schéma de recombinaison détermine la façon dont les quadri-vecteurs des particules i et j sont combinés. Dans le cas d'un algorithme de k_T , le schéma est le suivant :

$$p_{T,k} = p_{T,i} + p_{T,j} \quad (3.4)$$

$$\eta_k = \frac{p_{T,i} \cdot \eta_i + p_{T,j} \cdot \eta_j}{p_{T,k}} \quad (3.5)$$

$$\phi_k = \frac{p_{T,i} \cdot \phi_i + p_{T,j} \cdot \phi_j}{p_{T,k}} \quad (3.6)$$

L'algorithme sera appliqué de façon équivalente aux partons et aux hadrons générés par la simulation MC ainsi qu'aux particules reconstruites dans le détecteur. On les appellera respectivement jets "partoniques", "hadroniques" et "reconstruits".

Par définition, les jets ont une impulsion transverse minimale ($>3 \text{ GeV}$ dans cette analyse). Celle-ci va pouvoir servir d'échelle dure pour les prédictions QCD dans le domaine perturbatif. Cette échelle dure peut apparaître seule, comme dans le cas de la production de jets en photo-production ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$), ou associée à une autre échelle dure comme par exemple Q^2 en DIS.

3.0.2 Le théorème de factorisation

Le théorème de factorisation, introduit dans le cadre de la diffusion profondément inélastique et étendu au cas de la diffraction [11], permet de prédire la section efficace de production de jets à partir des densités de partons extraites des mesures en diffraction inclusive. Cependant, ce théorème ne s'applique que lorsque la section efficace de l'interaction dure $d\hat{\sigma}$ est indépendante des densités de partons.

Le référentiel de Breit

Dans le référentiel de Breit, le parton et le photon virtuel entrent en collision frontale selon l'axe longitudinal, c'est-à-dire, que l'impulsion \vec{p} du proton et l'impulsion \vec{q} du photon satisfont à l'équation 3.7. Dans ce référentiel, le parton et le photon n'ont pas d'impulsion transverse.

$$2x\vec{p} + \vec{q} = 0 \quad (3.7)$$

Dans ce référentiel, le proton incident définit l'axe z , tandis que le plan transverse est déterminé par la direction de l'électron diffusé.

Dans le référentiel de Breit, l'impulsion transverse des jets mesure la dureté du processus QCD de production de jets. Dans le référentiel du laboratoire, par contre, l'impulsion

transverse des partons sortants et formant les jets provient également de l'impulsion transverse du photon virtuel.

Dans ce travail, nous utiliserons le référentiel du centre de masse photon-proton incident, γ^*p , qui est relié au référentiel de Breit par une transformation de Lorentz selon l'axe z . Ces deux référentiels sont identiques du point de vue de l'impulsion transverse. Dans la suite de ce travail, on indiquera par une astérisque "*", les variables reconstruites dans le référentiel γ^*p .

3.0.3 Le calcul de la section efficace de la production de 2 jets en QCD

Le calcul à l'ordre dominant

A l'ordre dominant (LO, Leading Order), la production de 2 jets est liée à la production de 2 partons via les processus de diffusion Compton et de fusion gluon-boson. Afin de déterminer la section efficace de production de 2 jets, il est nécessaire d'introduire trois variables supplémentaires à x et Q^2 pour définir la cinématique de tels événements : z , x_p et Φ . En définissant v l'impulsion portée par le parton entrant dans le processus dur, p_1 et p_2 , les impulsions des deux partons sortants et en utilisant q , l'impulsion du photon virtuel, et x , on peut écrire ces invariants selon les équations 3.8 et 3.9.

$$z = \frac{v \cdot p_1}{v \cdot q} \quad (3.8)$$

$$x_p = \frac{Q^2}{2(v \cdot q)} \quad (3.9)$$

La variable Φ représente, dans le référentiel de Breit, l'angle azimutal entre le plan défini par l'électron incident et diffusé et le plan défini par le parton incident et les jets.

La section efficace différentielle 2 jets à l'ordre dominant s'écrit alors :

$$2\pi x_p \frac{d^5\sigma_{2-jets}}{dx dQ^2 dx_p dz d\Phi} = \frac{\alpha_s}{2\pi} 2\pi\alpha^2 \frac{1}{Q^4} (I_g + I_q) \quad (3.10)$$

avec I_q et I_g les contributions des courants de quarks et de gluons.

I_g est le produit de la densité de gluons et de la section efficace de fusion gluon-boson issue des diagrammes 3.1 et I_q est le produit de la fonction de structure F_2^D et de la section efficace de diffusion QCD-Compton issue des diagrammes 3.2.

En séparant les deux processus, on peut réécrire la section efficace selon les équations 3.11 et 3.12.

$$\frac{d\sigma_{2-jet}^{QCD}}{dx_p dz} \propto \frac{1 + x_p^2 z^2}{(1-z)(1-x_p)} \quad (3.11)$$

$$\frac{d\sigma_{2-jet}^{BGF}}{dx_p dz} \propto \frac{[z^2 + (1-z)^2] \cdot [x_p^2 + (1-x_p)^2]}{z(1-z)} \quad (3.12)$$

Les singularités apparaissant dans ces expressions ne sont pas discutées ici mais de plus amples informations peuvent être trouvées dans [20].

Le calcul au NLO

Les ordres supérieurs manquants du développement perturbatif donnent lieu à des imprécisions sur les prédictions. Afin de produire des prédictions qui peuvent être comparées aux données, il faut considérer au moins l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s (NLO, Next to Leading Order).

Les corrections NLO à la section efficace 2 jets sont de l'ordre $O(\alpha_s^2)$. Elles sont de deux types :

- Les corrections réelles (σ^R) qui correspondent à l'émission d'un parton réel supplémentaire. Les corrections réelles au NLO pour la production de deux jets contiennent donc 3 partons. Cela explique pourquoi, pour assurer une définition cohérente à tout ordre du développement perturbatif, une observable n-jet doit contenir tous les diagrammes avec au moins n jets.
- Les corrections virtuelles (σ^V) laissent le nombre de partons dans l'état final inchangé. Elles se présentent sous la forme de boucles dans les diagrammes.

La contribution NLO s'écrit alors :

$$\sigma^{NLO} = \int d\sigma^R + \int d\sigma^V \quad (3.13)$$

Nous ne discuterons pas de ce travail des divergences apparaissant dans ces corrections [21].

A l'ordre dominant, dans le référentiel de Breit, l'impulsion transverse des 2 jets est parfaitement balancée. Cependant, aux ordres supérieurs, des partons supplémentaires peuvent être émis (corrections réelles) par un des partons. Si l'impulsion transverse du jet est quasi identique à la coupure en $p_{T,jet}$, ce type d'événements sera rejeté tandis que le même événement sujet à des corrections virtuelles peut ne pas être rejeté. Les corrections virtuelles et réelles ne seront donc plus totalement compensées. Afin d'éviter ce problème, on applique une coupure asymétrique sur l'impulsion transverse des jets telle que :

$$p_{T,1} > p_{T,min1} \quad \text{et} \quad p_{T,2} > p_{T,min2} \quad \text{avec} \quad p_{T,min1} > p_{T,min2} + 1\text{GeV} \quad (3.14)$$

Les programmes de calcul NLO permettent de mener une intégration numérique de la section efficace puisqu'une intégration analytique n'est possible que dans un cas inclusif. Dans notre cas, nous utiliserons le programme NLOJET++ [50] qui permet de calculer au NLO la section efficace de production de 2 jets.

3.1 Les mesures expérimentales et les tests de la factorisation

Les densités de partons extraites des mesures en diffraction inclusive peuvent être utilisées afin de prédire les sections efficaces de processus exclusifs et semi inclusifs en diffraction tels que la production de jets et ainsi tester l'universalité des densités de partons, telle qu'elle est prédite par le théorème de factorisation.

3.1.1 Les mesures en DDIS

Les mesures de jets en diffraction en DIS [22, 23] ont été comparées aux prédictions NLO QCD basées sur les densités de partons diffractives obtenues des mesures en diffraction inclusive. Comme il peut être observé sur les figures 3.3 et 3.4, présentant la section

efficace de production de jets en diffraction différentielle en logarithme de $x_{\mathbb{P}}$, en l'impulsion transverse du premier jet $p_{T,jet1}^*$ et en $z_{\mathbb{P}}$, les données sont comparées aux prédictions NLO basées sur les DPDFs extraites des mesures en diffraction inclusive (Fit A et Fit B introduit dans la section 1.3). On y observe un bon accord entre ces dernières supportant le théorème de factorisation. Les mesures permettent également de différencier les deux fits A et B, on voit que le Fit A surestime la section efficace totale de 40% tandis que le Fit B est compatible avec les mesures dans les erreurs expérimentales.

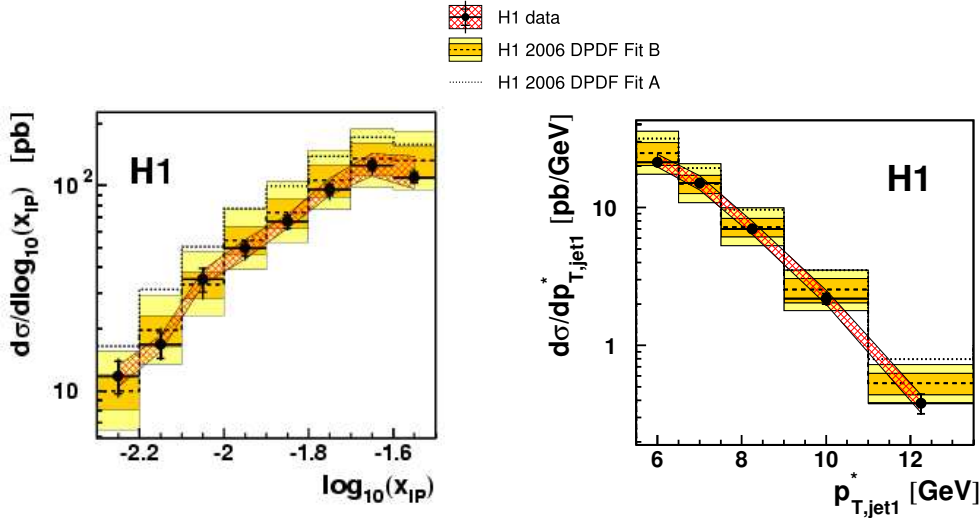


FIG. 3.3 – Section efficace de production de jets en diffraction différentielle en $\log x_{\mathbb{P}}$ et en $p_{T,jet1}^*$ comparée aux prédictions NLO basées sur les densités de partons extraites du fit H1 2006 DPDF (A et B). Les données sont représentées par les points noirs avec la barre d'erreur intérieure représentant l'erreur statistique et la barre d'erreur extérieure les incertitudes statistiques et systématiques non corrélées ajoutées en quadrature. La bande hachurée montre l'incertitude systématique corrélée. La ligne en traits tirés présente les prédictions QCD NLO basées sur le 2006 DPDF fit B, entourée par la bande foncée représentant les incertitudes sur les DPDFs et sur les corrections d'hadronisation. La bande claire montre ces incertitudes ajoutées en quadrature avec l'incertitude sur l'échelle. La ligne en pointillés montre les prédictions NLO QCD basées sur le H1 2006 DPDF Fit A [22].

Les mesures de section efficace de production de jets combinées aux mesures en diffraction inclusive ont permis de paramétrer les densités de partons à l'aide d'un ajustement (H1 2007 DPDF Fit Jets) présenté en figure 3.5 et ainsi de réduire l'incertitude particulièrement pour la densité de gluons aux grandes valeurs de z .

3.1.2 Les mesures au Tevatron

Les mesures en diffraction simple faites par l'expérience CDF [24] au Tevatron lors de collisions proton-antiproton ont été comparées aux prédictions QCD utilisant les densités de partons extraites par la collaboration H1. Une grandeur équivalente à la fonction de structure diffractive F_2^D , définie pour la mesure d'événements à 2 jets F_{jj}^D , est montrée en figure 3.6 en fonction de β et est comparée aux prédictions utilisant les densités de partons fournies par H1. Les prédictions surestiment d'un facteur 5 à 10 les mesures.

Ce désaccord montre une brisure de la factorisation² et peut être expliqué par une

²prouvée uniquement pour les interactions ep à grands Q^2 .

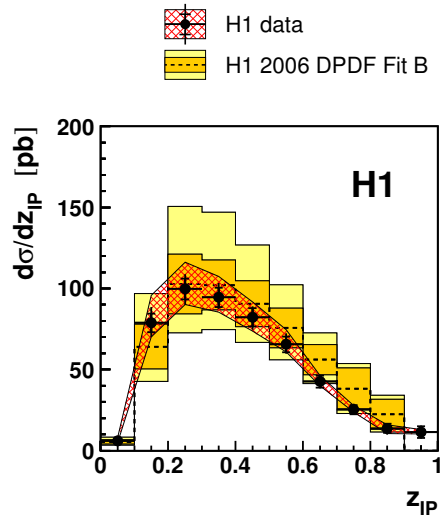


FIG. 3.4 – Section efficace de production de jets en diffraction différentielle en z_P . Les données sont représentées par les points noirs avec la barre d'erreur intérieure représentant l'erreur statistique et la barre d'erreur extérieure les incertitudes statistiques et systématiques non corrélées ajoutées en quadrature. La bande hachurée montre l'incertitude systématique corrélée. La ligne en traits tirés présente les prédictions QCD NLO basées sur le 2006 DPDF fit B, entourée par la bande foncée représentant les incertitudes sur les DPDFs et sur les corrections d'hadronisation. La bande claire montre ces incertitudes ajoutées en quadrature à l'incertitude sur l'échelle. Les prédictions pour $z_P > 0.9$ ne sont pas montrées car les corrections d'hadronisation ne peuvent pas être déterminées. Notons également qu'au delà de $z_P > 0.8$ le Fit B a été extrapolé [22].

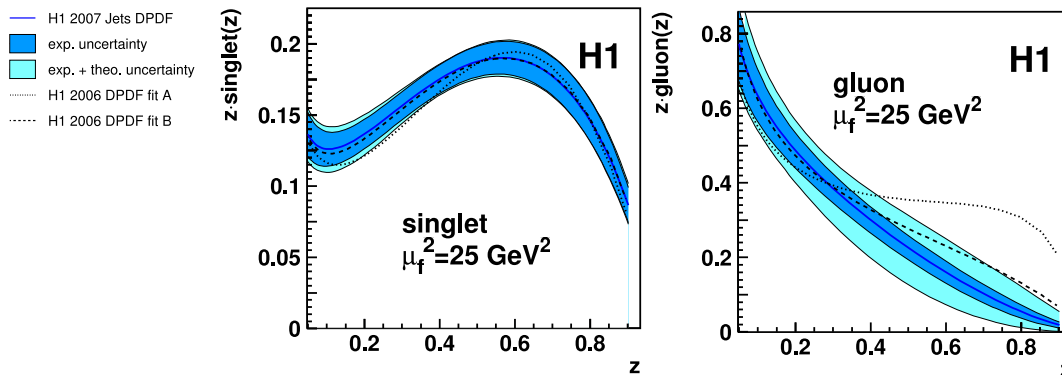


FIG. 3.5 – Les densités de quarks (gauche) et de gluons (droite) pour une valeur de l'échelle de factorisation $\mu_f^2 = 25\text{GeV}^2$. Trois paramétrisations sont présentées : la ligne continue indique les H1 2007 Jets DPDFs entourée de l'incertitude expérimentale (bande foncée) et des incertitudes expérimentales et théoriques ajoutées en quadrature (bande claire). Les lignes en pointillés en traits-tirés indiquent respectivement le H1 2006 DPDFs Fit A et le H1 2006 DPDF fit B [22].

"probabilité de survie du saut en rapidité". Dans le cas d'une interaction $p\bar{p}$, il est possible que les partons provenant du reste du poméron interagissent avec les partons du proton (initial ou diffusé) et remplissent le saut en rapidité, détruisant ainsi le signal expérimental de la diffraction.

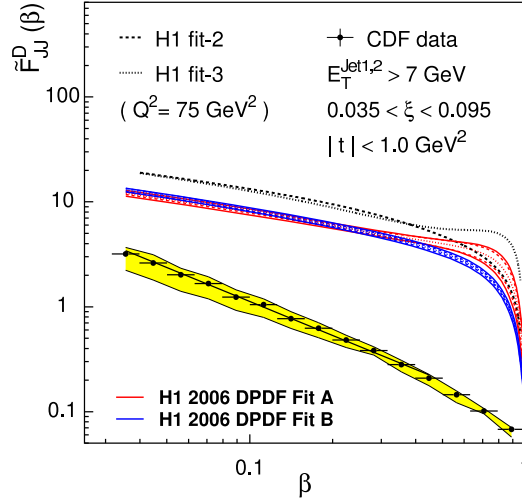


FIG. 3.6 – Distribution de partons mesurée par la collaboration CDF (points) comparée aux prédictions utilisant les DPDFs extraites par H1. Les données sont représentées par les points noirs. La ligne continue provient d'un ajustement des données de la forme β^{-n} . La bande est limitée en haut (en bas) par la distribution des données utilisant uniquement deux jets (jusqu'à 4 jets avec $E_T > 7\text{GeV}$). L'incertitude systématique sur la normalisation des données est de $\pm 25\%$. Les différentes lignes présentent les différentes prédictions QCD au NLO basées sur les différents DPDFs extraits par H1 dont le 2006 DPDF Fit A en rouge et le 2006 DPDF Fit B en bleu [24].

3.1.3 Les mesures en photo-production

A cause de l'incertitude d'Heisenberg, durant un intervalle de temps Δt , un photon peut fluctuer en une paire $q\bar{q}$.

Dans le domaine cinématique de la photo-production, le caractère quasi-réel ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) du photon peut générer une contribution supplémentaire non négligeable : le photon n'interagit pas uniquement de manière directe (ponctuelle) mais également de façon résolue (voir diagramme en figure 3.7), c'est-à-dire que la structure partonique du photon devient importante et que ce sont les constituants de cette structure qui interviennent dans la formation des jets (et non plus le photon directement).

L'échelle dure, dans le cas de la production de jets en photo-production, est donnée par l'impulsion transverse des jets.

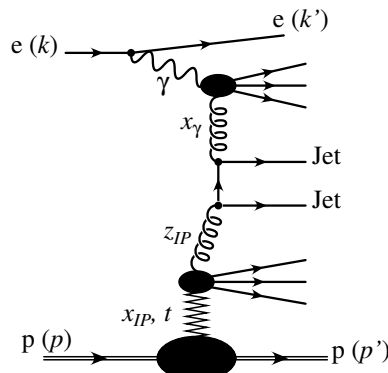


FIG. 3.7 – Exemple de diagramme de la production de jets en photo-production avec un photon résolu.

La diffraction en photo-production offre une grande ressemblance avec l'interaction $p\bar{p}$ et permet donc une étude de la probabilité de survie au sein de HERA. En effet, de même que dans les interactions $p\bar{p}$, les constituants partoniques du photon peuvent interagir avec le proton (incident ou diffusé) et briser le saut en rapidité.

La variable x_γ , fraction d'impulsion longitudinale du photon portée par le parton entrant dans l'interaction dure, définie par l'équation 3.15 permet de séparer la composante directe du photon ($x_\gamma \approx 1$) de la partie photon résolu ($x_\gamma < 1$).

$$x_\gamma = \frac{p \cdot u}{p \cdot q} \approx \frac{\sum_{jet} E - p_z}{2yE_e} \quad (3.15)$$

où u est le quadri-impulsion du parton entrant dans l'interaction dure lié au photon.

On s'attend à ce que le théorème de factorisation soit brisé dans le cas d'une interaction avec le photon résolu puisque des interactions avec les partons spectateurs sont possibles. Dans le cas de l'interaction avec un photon direct, la suppression du saut en rapidité n'est pas attendue. On s'attend donc à voir une différence lors de la comparaison entre données et prédictions dépendante de x_γ .

Les analyses précédentes effectuées par la Collaboration H1 sur la production de jets en photo-production [25, 26] sont présentées en figure 3.8. On y voit la section efficace de production de jets en photo-production différentielle en x_γ (a), $E_{T,jet1}$ (b), logarithme de $x_{\mathbb{P}}$ (c) et $z_{\mathbb{P}}$ (d). Les sections efficaces sont comparées aux prédictions QCD NLO utilisant les densités de partons extraites du Fit B.

Le facteur global de suppression du saut en rapidité y est de 0.54.

Aucune dépendance en x_γ du facteur de suppression n'a été observée, ce qui est en désaccord avec les attentes naïves exprimées plus haut.

Les mesures effectuées par la Collaboration ZEUS [27] en photo-production ont été comparées avec les prédictions issues des mesures de la Collaboration ZEUS combinées en diffraction inclusive et de la production de 2 jets en DDIS (Fit ZEUS DPDF SJ). Les figures 3.9 et 3.10 présentent la section efficace des jets en photo-production respectivement en fonction de x_γ et de E_T^{jet} . Les données sont en bon accord avec les prédictions ZEUS sur tout le domaine en x_γ et en E_T et appuient la validité du théorème de factorisation, y compris en photo-production. La comparaison avec les prédictions issues du Fit 2007 Jets de H1, pondérées d'un facteur 0.81 pour prendre en compte la correction $M_Y = M_p$, est également présentée et montre également un bon accord entre les données et les prédictions.

La non observation de la brisure de factorisation dans les données dans le domaine de la photo-production par la Collaboration ZEUS, apparemment en contradiction avec les observations faites par la Collaboration H1, pourrait s'expliquer par le fait que le domaine analysé n'est pas identique à celui de Collaboration H1. En effet, la coupure sur l'impulsion transverse minimale de jets dans l'analyse de la Collaboration ZEUS est plus élevée ($P_{T,jet1}^* > 7.5 GeV$ et $P_{T,jet2}^* > 6.5 GeV$) que celle utilisée au sein de H1 ($P_{T,jet1}^* > 5.5 GeV$ et $P_{T,jet2}^* > 4 GeV$). Il se pourrait donc que la coupure appliquée par la Collaboration H1 ne soit pas suffisante pour assurer la présence du régime perturbatif.

A l'heure actuelle, la question de la brisure de la factorisation dans le domaine de la photo-production reste ouverte.

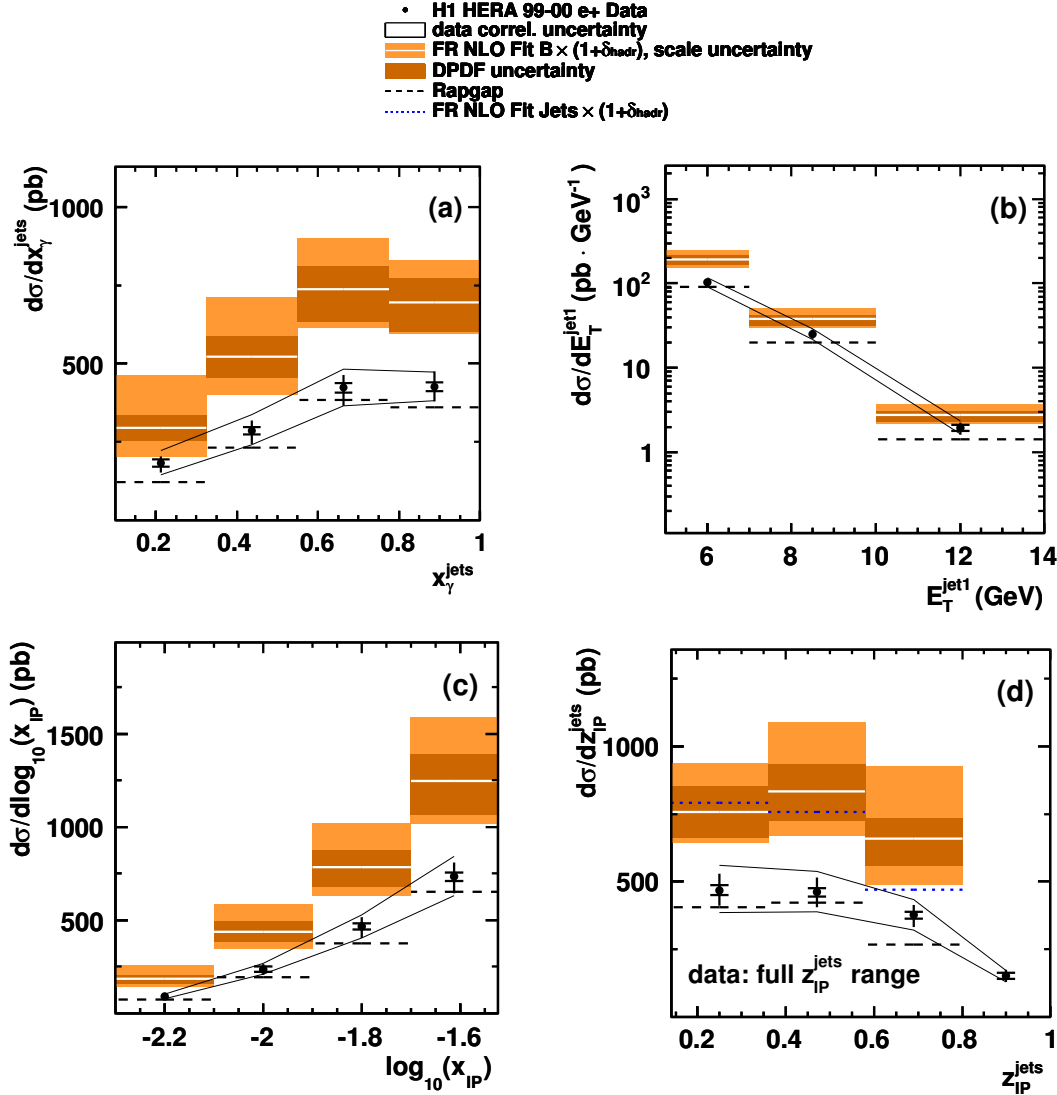


FIG. 3.8 – Sections efficaces de production de jets en diffraction dans le domaine de la photo-production différentielle en x_γ (a), en $E_{T, \text{jet}1}$ (b), en $\log x_P$ (c) et en z_P (d). Les données sont représentées par des points, la barre d'erreurs intérieure correspondant à l'incertitude statistique tandis que la barre d'erreur extérieure correspond aux incertitudes statistiques et systématiques non corrélées ajoutées en quadrature. Les erreurs systématiques corrélées sont représentées par la bande délimitée par les lignes continues noires. La ligne blanche montre les prédictions QCD au NLO obtenues en utilisant les DPDF 2006 Fit B et corrigées pour les effets d'hadronisation. La bande foncée autour indique l'incertitude sur les DPDFs. L'incertitude sur la normalisation est présentée par la bande claire. Les prédictions de RAPGAP sont également présentées en traits-tirés. Sur la figure (d), les prédictions utilisant le fit 2007 Jets sont montrées en pointillés [25].

3.2 Les objectifs de la présente analyse

Si un bon accord entre les prédictions et les données a pu être observé en électro-production³, les analyses effectuées par H1 sur la production de jets en diffraction dans

³domaine de la diffusion profondément inélastique, DDIS pour $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$.

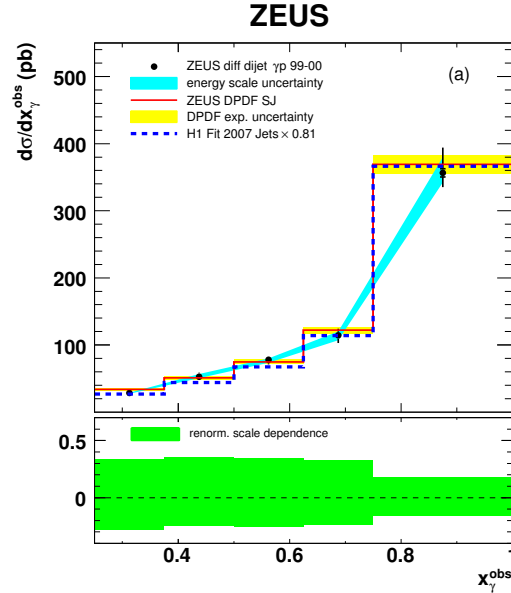


FIG. 3.9 – Mesure par la collaboration ZEUS de la section efficace de la production de jets en diffraction dans le domaine de la photo-production de ZEUS différentielle en x_γ comparée aux prédictions ZEUS DPDF SJ. La comparaison avec le Fit 2007 Jets de H1 pondéré d'un facteur 0.81 pour prendre en compte la correction $M_N = M_p$ est également présentée. Les barres d'erreurs intérieures montrent l'incertitude statistique et la barre d'erreur totale indique les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature. La bande foncée montre l'incertitude issue de la mesure en énergie des jets. La bande claire montre les incertitudes expérimentales sur les DPDFs. La bande en dessous de la figure présente l'incertitude sur l'échelle de renormalisation [27].

le domaine de photo-production ont montré un taux d'événements deux fois inférieur aux prédictions QCD au NLO impliquant une brisure de la factorisation. Cette brisure est attendue dans le cadre d'un modèle de probabilité de survie. Cependant, ceci semble en contradiction avec la non dépendance en x_γ de la brisure de factorisation observée en photo-production.

D'autre part, rappelons que cette brisure de factorisation n'est pas observée par la Collaboration ZEUS.

Il se pourrait également que la dépendance en t de la section efficace, B_p , ne soit pas indépendante de Q^2 entraînant une brisure de la factorisation de Regge.

L'utilisation du spectromètre à protons VFPS rend possible la détection du proton diffusé lors d'interactions diffractives, permettant non seulement une mesure de t mais également une suppression de la contribution des interactions diffractives avec un proton dissocié, source d'incertitude systématique expérimentale.

Cette analyse des événements diffractifs avec production de jets vise plusieurs objectifs.

D'abord, réaliser une première mesure de la section efficace des événements diffractifs avec formation de jets pour lesquels le proton diffusé est détecté dans le spectromètre à protons VFPS dans le domaine de la diffusion profondément inélastique. Ces mesures basées sur des données indépendantes des mesures précédentes (première mesure des données HERA II dans ce domaine) et faisant appel à une approche différente (détection du proton diffusé directement permettant d'éviter la demande de la présence d'un saut en rapidité) fournissent une vérification importante des mesures précédentes. Les sections ef-

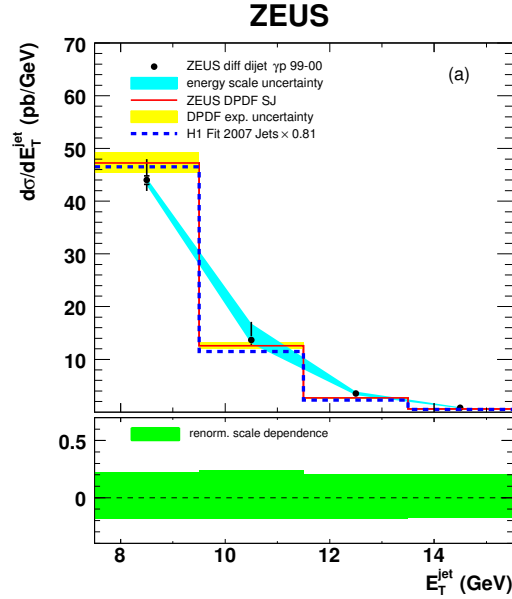


FIG. 3.10 – Mesure par ZEUS de la section efficace de la production de jets en diffraction dans le domaine de la photo-production en fonction de E_T^{jet} comparée aux prédictions ZEUS DPDF SJ. La comparaison avec le Fit 2007 Jets de H1 pondéré d'un facteur 0.81 pour prendre en compte la correction $M_N = M_p$ est également présentée. La description complète des incertitudes présentées sur la figure est disponible sur la figure 3.9 [27].

faces différentielles pourront être comparées aux prédictions QCD au NLO utilisant les DPDF extraits précédemment par la Collaboration H1. Cette comparaison fournit un test important de la validité du théorème de factorisation.

Ensuite, étudier et mesurer la section efficace du même processus, mais dans le domaine de la photo-production. A nouveau, cette nouvelle analyse indépendante des mesures effectuée par le passé par la Collaboration devrait fournir un élément de réponse important quant à la validité de la factorisation particulièrement de le cadre d'un désaccord entre les expérience H1 et ZEUS. Faute de temps cette partie n'a pas pu être achevée pour ce travail, elle sera néanmoins poursuivie dans le cadre d'un travail futur.

Dès que la reconstruction de la variable t à partir des informations du VFPS sera disponible, il sera possible d'effectuer, pour la première fois, une mesure de la dépendance en t de ces deux processus.

Enfin, l'objectif est également d'effectuer le rapport des sections efficaces en régime DIS et en photo-production et de comparer les dépendances en t . Une différence de la dépendance en t pourrait expliquer, si pas totalement, du moins en partie, la brisure de factorisation observée dans les données de H1.

Par ailleurs, les sections efficaces mesurées en DDIS permettront d'extraire avec une précision accrue les densités de gluons au sein du poméron.

Chapitre 4

Le dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous traiterons du collisionneur HERA, des différents éléments composant le détecteur H1 ainsi que des systèmes de déclenchement et d'acquisition de données. Une description plus complète des différents éléments du détecteur pourra être trouvée dans [28].

Nous examinerons plus en détail le spectromètre à protons VFPS dont l'utilisation est spécifique au présent travail dans le chapitre suivant.

4.1 HERA

Le collisionneur HERA (Hadron Elektron Ring Anlage), situé sur le site du laboratoire DESY (Deutsches Elektronen SYNchrotron) à Hambourg, a effectué, de 1992 à 2007, des collisions entre électrons et protons. Durant les années 2006-2007 (utilisées dans le cadre de ce travail), l'énergie des électrons (positons) était de $E_e = 27.6 GeV$ tandis que les protons étaient accélérés à une énergie de $E_p = 920 GeV$. L'énergie disponible dans le centre de masse ep était donc de $\sqrt{s} \approx 319 GeV$.

Ce collisionneur était composé de deux tubes à vide entourés de cavités accélératrices et d'aimants de guidage, le tout disposé dans un tunnel quasi circulaire de 6.3 km de circonférence. Les deux anneaux se rejoignaient en deux points où se trouvaient les détecteurs H1 et ZEUS [29], tous deux destinés à l'étude générale de l'interaction ep . Deux expériences sur cibles fixes étaient aussi présentes : HERMES [30], dont le but principal était l'étude de la contribution du spin et du moment angulaire des quarks et des gluons au spin total du nucléon et HERA-B [31], qui étudiait principalement la violation CP dans le secteur des quarks lourds.

Une vue schématique du site de DESY est montrée à la figure 4.1.

Les électrons étaient tout d'abord accélérés par l'accélérateur linéaire LINAC jusqu'à une énergie de 500 MeV avant d'être injectés dans la machine DESY II afin d'y être accélérés jusqu'à 7.5 GeV. Les électrons étaient alors rassemblés en paquets (jusqu'à 60) et injectés dans l'anneau de PETRA II, pour atteindre une énergie de 12 GeV. Ils étaient ensuite injectés dans l'anneau HERA-e où ils étaient à nouveau accélérés par le système de radio-fréquence (RF) pour atteindre 27.6 GeV et entrer en collision avec le faisceau de protons. L'énergie du faisceau d'électrons était limitée par l'émission d'un rayonnement synchrotron ne pouvant pas être compensé par les cavités accélératrices.

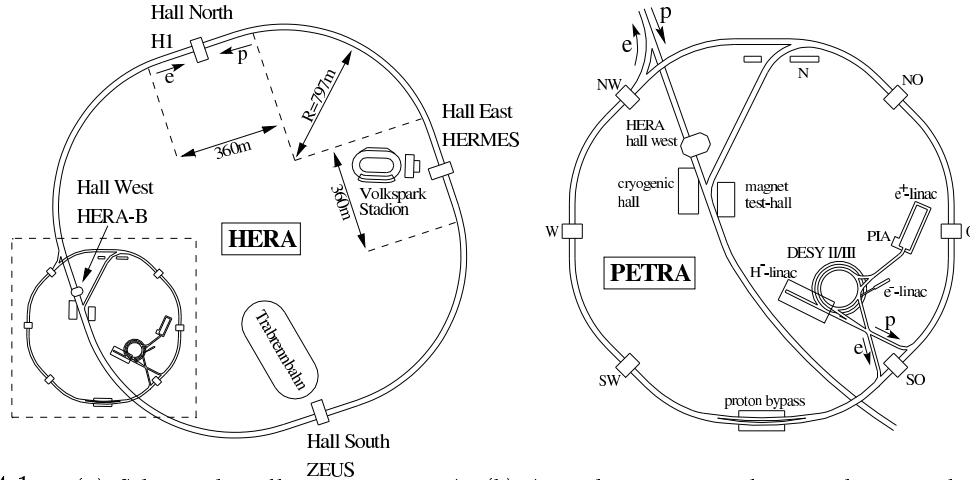


FIG. 4.1 – (a) Schéma du collisionneur HERA. (b) Agrandissement sur la zone de préaccélération et d'injection.

Les protons, quant à eux, étaient produits grâce à une source d'ions négatifs d'hydrogène H^- déshabillés par une feuille de carbone, puis accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV dans le H-LINAC avant d'être accélérés jusqu'à une énergie de 7.5 GeV dans DESY-III pour être injectés dans l'anneau de stockage PETRA-II. Dans ce dernier, jusqu'à 70 paquets de protons étaient accumulés et accélérés jusqu'à 40 GeV. Ils étaient ensuite injectés dans l'anneau HERA-p où ils étaient à nouveau accélérés par le système de RF pour atteindre 920 GeV et entrer en collision avec le faisceau d'électrons.

L'énergie du faisceau de protons était limitée par la puissance du champ magnétique des aimants.

Dans le cas du faisceau d'électrons, un ensemble d'aimants à température ambiante permettait de guider (dipôles) et de focaliser (quadrupôles) le faisceau. Un ensemble de sextupôles assurait les corrections précises sur les trajectoires.

Les protons étaient quant à eux guidés par des dipôles supraconducteurs de 4.68 T, focalisés par des quadrupôles et corrigés par les sextupôles.

Les faisceaux étaient composés de 220 paquets maximum contenant de 10^{10} à 10^{11} particules se croisant au point d'interaction toutes les 96 ns, correspondant à une fréquence de collision de 10.4 MHz.

Afin de mesurer le bruit de fond dû au rayonnement synchrotron du faisceau d'électrons ou à l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide, certains paquets, dits "pilotes", n'avaient pas de paquet correspondant dans l'autre faisceau.

La luminosité

La performance du collisionneur est déterminée par sa "luminosité".

La luminosité instantanée, \mathcal{L} , dépend du nombre de particules dans chaque paquet des faisceaux, N_e et N_p , de la fréquence de croisement des faisceaux, f ainsi que de la taille transverse de recouvrement des faisceaux, σ_x et σ_y selon l'équation 4.1

$$\mathcal{L} = \frac{f N_e N_p}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (4.1)$$

Le nombre d'interactions, N , attendues pour un processus est proportionnel à la luminosité intégrée $L = \int \mathcal{L} dt$ sur une période de prise de données et est lié à la section efficace de ce processus via l'équation 4.2

$$N = L\sigma. \quad (4.2)$$

Plus la luminosité du collisionneur sera élevée, plus le nombre d'événements observés par processus sera élevé. Il est donc nécessaire d'atteindre la luminosité la plus élevée possible pour mesurer avec une bonne précision statistique les processus dont la section efficace est faible.

4.1.1 HERA II

En 2003, HERA est entré dans une seconde phase, de haute luminosité, atteignant $4.8 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (contre $1.8 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ lors de la phase HERA I) et accédant ainsi à une luminosité intégrée de 600pb^{-1} fin 2007 (ce qui est relativement élevé par rapport aux 150pb^{-1} accumulés entre 1992 et 2000). Cette augmentation de la luminosité n'a pu se faire qu'en modifiant de manière importante la machine [32] et les détecteurs H1 et ZEUS.

De l'équation 4.1, on déduit qu'une augmentation de la luminosité peut se faire en augmentant N_e et N_p et/ou en diminuant la taille transverse des faisceaux $\sigma_{x,y}$.

Lors de la transition HERA I - HERA II, de nouveaux aimants supraconducteurs quadrupolaires GO et GG ont été installés de part et d'autre du point d'interaction de H1 pour diminuer la taille transverse des faisceaux $\sigma_{x,y}$ et atteindre une luminosité instantanée plus de deux fois supérieure à celle de la phase HERA I.

Ces changements ont été accompagnés d'importantes améliorations au sein du détecteur H1, qui seront discutées plus loin dans ce texte.

Sur la figure 4.2, nous pouvons voir la luminosité intégrée produite par HERA lors de la seconde phase de son fonctionnement en fonction du temps pour les différentes années de prises de données.

La figure 4.3 présente la luminosité intégrée collectée par l'expérience H1 en fonction du temps et pour les deux phases du collisionneur HERA. Remarquons que la luminosité collectée par H1 est plus faible que celle produite par HERA. L'efficacité de collection est de l'ordre de 70 % car les conditions, du faisceau d'une part et du détecteur H1 d'autre part, ne sont pas toujours suffisantes pour permettre la prise de données.

4.2 Le détecteur H1

Nous évoquerons dans cette partie les différents éléments composant le détecteur H1 tel qu'il était dans la phase HERA II (2003-2007), qui inclut les années (2006-2007) de prise de données utilisées pour ce travail. Une description plus complète du détecteur lors de la phase HERA I se trouve dans [33, 34] tandis que les différentes modifications de ces détecteurs pour la phase HERA II sont présentées dans [35] et dans [28].

Afin d'étudier le plus précisément possible un grand nombre de processus physiques, le détecteur doit être capable de mesurer avec une grande précision un très grand nombre de paramètres tels que l'énergie des différentes particules produites dans l'état final, la mesure d'éventuelles énergies manquantes ou encore l'angle polaire de l'électron diffusé.

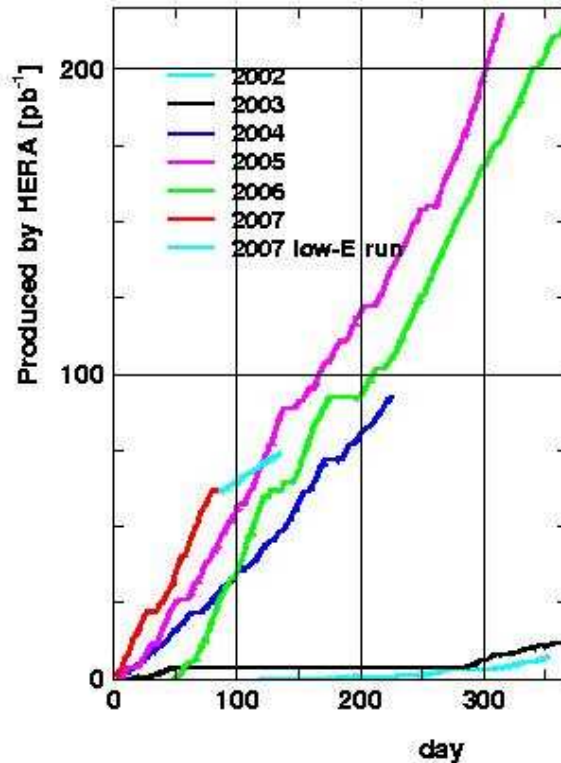


FIG. 4.2 – La luminosité intégrée produite par HERA II en fonction du temps pour chaque année de prise de données.

En raison de la différence d'énergie entre les faisceaux, le détecteur H1 est asymétrique et est plus développé dans la direction des protons sortants.

Mise à part cette asymétrie, le détecteur H1 est un détecteur typique en physique des particules utilisant un collisionneur : ce type de détecteur présente des sous-détecteurs en couches concentriques autour du point d'interaction.

L'origine du système de coordonnées est donné par le point d'interaction nominal. L'axe z correspond à la direction du proton sortant, l'axe y pointe vers le haut et l'axe x pointe vers le centre de l'anneau de HERA. La région dite "avant" correspond à des valeurs de $z > 0$.

La figure 4.4 présente une vue schématique du détecteur H1 et de ses différents composants.

Le faisceau d'électrons dans le tube à vide (1) entre par la gauche et les protons proviennent de la droite.

Le point d'interaction est entouré de détecteurs en silicium dans les régions centrale et arrière. Eux-mêmes sont entourés par les détecteurs de traces centraux (2) et avant (3) permettant la détermination de la position du vertex et la reconstruction de l'impulsion des particules chargées.

Autour, se trouve le calorimètre à argon liquide, LAr, divisé en une partie électromagnétique (4) et une partie hadronique (5), le tout inséré dans un cryostat (15). Il permet la mesure de l'énergie des particules produites dans la région centrale et avant du détecteur.

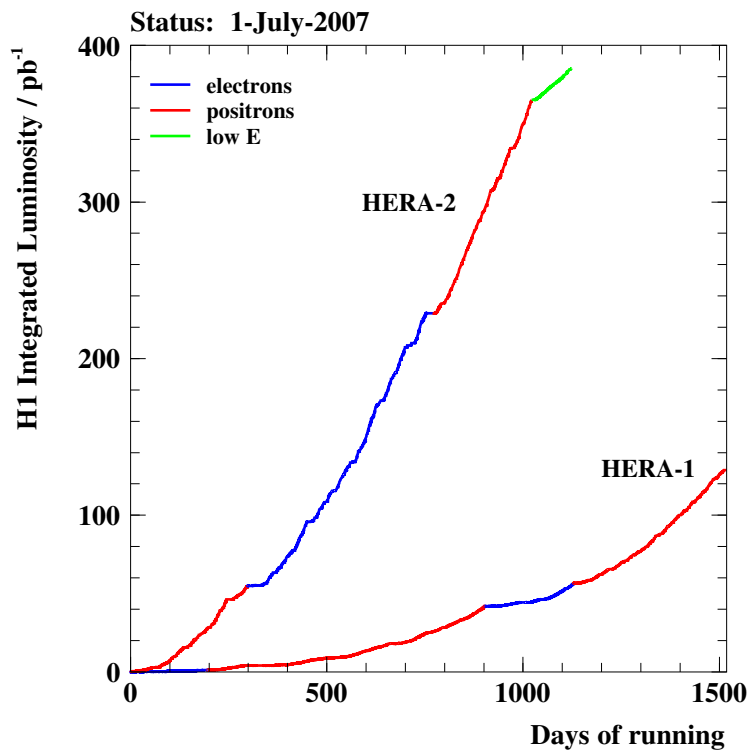


FIG. 4.3 – Les luminosités intégrées collectées par l'expérience H1 en fonction du temps pour HERA I et HERA II séparément.

Un bobine supraconductrice (6) fournit un champ magnétique de 1.16 T orienté selon z .

A l'arrière du détecteur, se situe le calorimètre SpaCal (12) destiné à la détection des particules dans la région arrière.

Un troisième calorimètre, le PLUG (13), est installé à l'avant du détecteur, proche du faisceau, afin de détecter les restes du proton. La fermeture du champ magnétique est assurée par le fer instrumenté (10).

Les chambres à muons (9) et les chambres à dérive FMD installées à l'avant du détecteur dans un champ produit par un aimant toroïdal (11) permettent d'identifier et de mesurer l'impulsion des muons.

Le détecteur est entouré d'un blindage en béton (14).

A environ 60 et 90 mètres du point d'interaction se situent les deux stations du spectromètre à protons avant FPS destiné à la mesure du proton diffusé en diffraction.

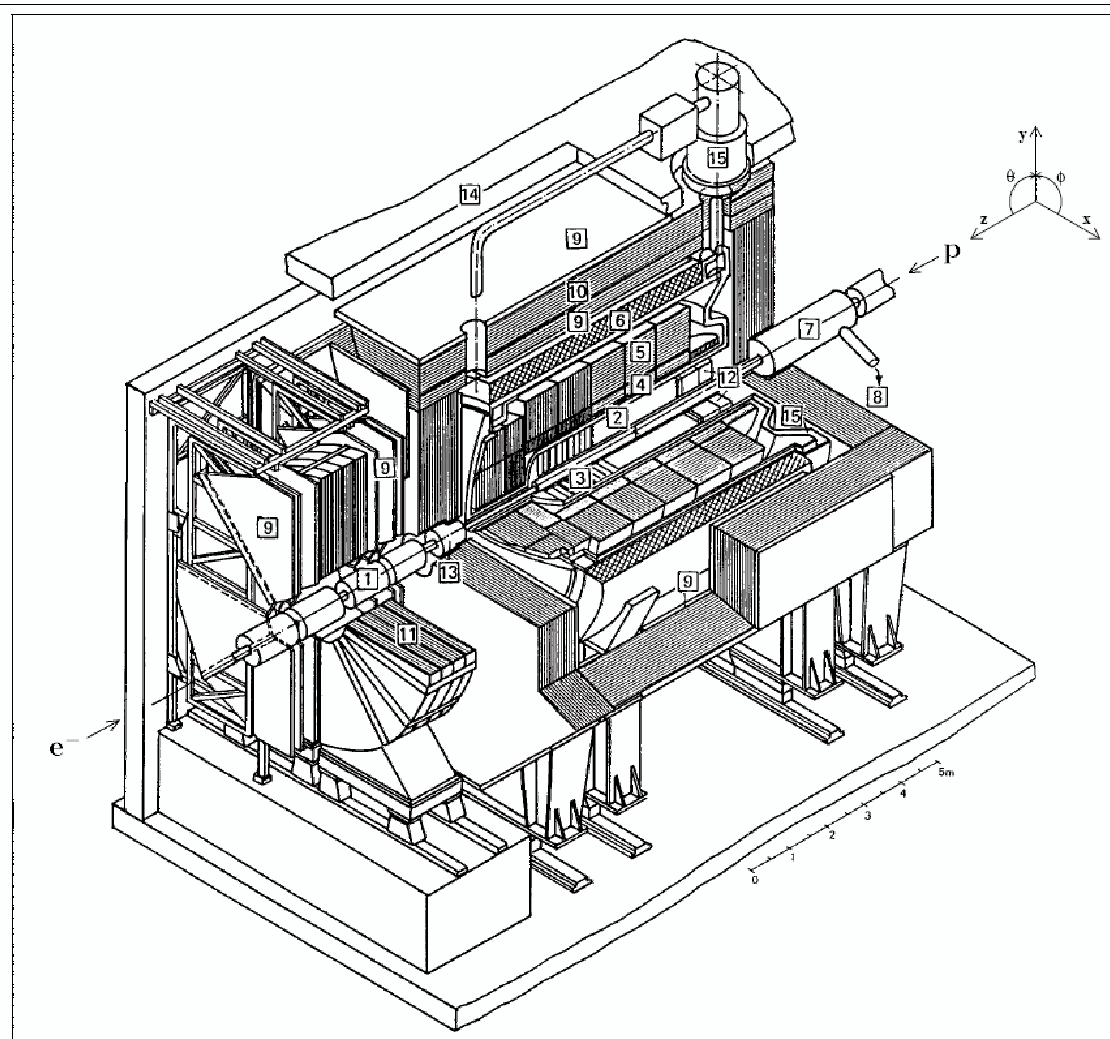
A 100 mètres se trouvent les détecteurs à neutrons FNC.

A 220 mètres, sont installées les deux stations du spectromètre à protons VFPS que nous introduirons en détail plus loin dans le chapitre suivant.

A -90 mètres, se trouvent les détecteurs utilisés pour la détermination de la luminosité.

4.2.1 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces composant le détecteur H1 sont montrés en figure 4.5. Ils sont divisés en une partie centrale (CTD), une partie avant (FTD) et partie arrière (BPC).



- | | | | |
|---|---------------------------------|----|-----------------------------|
| 1 | Beam pipe and beam magnets | 9 | Muon chambers |
| 2 | Central tracking device | 10 | Instrumented iron yoke |
| 3 | Forward tracking device | 11 | Forward muon toroid |
| 4 | Electromagnetic LAr calorimeter | 12 | Backw. calorimeter (SpaCal) |
| 5 | Hadronic LAr calorimeter | 13 | PLUG calorimeter |
| 6 | Superconducting coil (1.15 T) | 14 | Concrete shielding |
| 7 | Compensating magnet | 15 | Liquid argon cryostat |
| 8 | Helium supply for 7 | | |

FIG. 4.4 – Vue schématique du détecteur H1 et de ses différents composants.

Les deux premières permettent la mesure de l'impulsion des particules chargées grâce à un champ magnétique de $1.15 T$ orienté selon l'axe z qui courbe la trajectoire de ces particules. L'impulsion transverse des particules chargées, p_T , peut être déterminée à partir de la mesure de la courbure, ρ , de leur trajectoire grâce à la relation :

$$p_T = \frac{0.3B}{\rho} \quad (4.3)$$

où B est l'intensité du champ magnétique exprimé en Tesla, p_T l'impulsion transverse exprimée en GeV et ρ la courbure en m^{-1} .

La précision de la mesure de l'impulsion augmente avec la courbure, c'est-à-dire inversement proportionnelle à l'impulsion transverse. Les détecteurs de traces sont donc complémentaires aux calorimètres, pour lesquels la précision sur la mesure de l'impulsion est meilleure aux grandes valeurs de l'impulsion.

Au sein de H1, différents types de détecteurs de traces sont combinés :

Les chambres à dérive sont constituées de fils parallèles dans un milieu gazeux. Il y règne un champ électrique homogène et uniforme. La particule chargée traversant la chambre ionise le gaz et produit des électrons. Ces derniers dérivent sous l'effet du champ électrique et sont collectés par les fils. Les coordonnées de l'impact dans le plan perpendiculaire à l'axe du fils sont déterminées grâce à la mesure du temps de dérive des électrons.

Les chambres proportionnelles sont constituées de fils d'anodes et de plaques chargées négativement. Les électrons produits lors de l'ionisation dérivent vers le fil le plus proche tout en étant accélérés. Ils acquièrent ainsi assez d'énergie pour ioniser à leur tour le milieu. S'en suit une avalanche d'électrons collectée par l'anode. La charge finale mesurée est proportionnelle à l'ionisation initiale.

Les détecteurs au silicium utilisent comme matériau actif des jonctions p-n d'un semi-conducteur. Suite au passage d'une particule chargée, des paires électrons-trous sont formées. Elles dérivent ensuite sous l'effet d'un champ électrique pour être collectées par des électrodes. Ces détecteurs possèdent une excellente résolution spatiale.

Les détecteurs CST , FST et BST

Les détecteurs en silicium, placés très près du point d'interaction, permettent d'obtenir des informations précises sur le vertex.

Le détecteur central en silicium CST (Central Silicon Tracker) est placé dans la région correspondant à un angle polaire compris entre 30° et 150° . Ce détecteur est composé de deux couches de plans de jonction p-n orientés parallèlement au faisceau. La CST permet une mesure des coordonnées $r - \Phi$ et z des traces avec une résolution de $12 \mu m$ et $22 \mu m$ respectivement. Elle permet également la reconstruction d'éventuels vertex secondaires. Avec la CST, la résolution en z du vertex primaire est de $0.02 cm$.

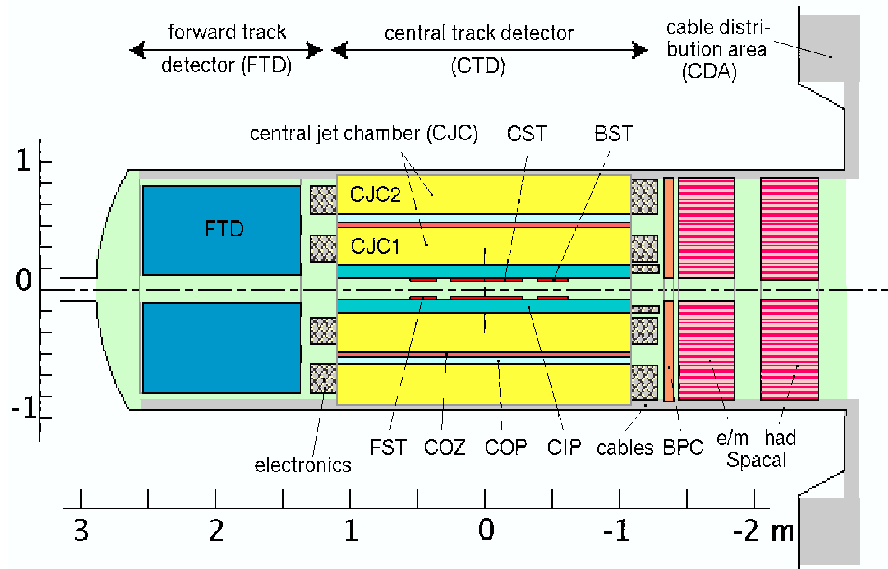


FIG. 4.5 – Vue schématique latérale des détecteurs de traces de H1 durant la phase HERA II.

Le détecteur de traces en silicium arrière BST (Backward Silicon Tracker) est situé entre la CST et la BPC, elle-même fixée sur le calorimètre arrière SpaCal. Il couvre une région en angle situé de $163 < \theta < 174^\circ$. La BST est construite selon le même schéma que la CST. Cependant les plans de jonction p-n sont disposés perpendiculairement au faisceau.

La BST permet une reconstruction des traces avec une résolution en angle de $\sigma_\theta \approx 0.03^\circ$ ainsi qu'une confirmation de la charge de l'électron diffusé à plus petits angles que ne le permet la CJC.

De plus la BST est utilisée pour surveiller le taux de radiation dans le détecteur H1.

Le détecteur de traces en silicium avant FST (Forward Silicon Tracker) est similaire au détecteur BST et couvre la région $8 < \theta < 16^\circ$.

Les chambres à traces centrales

La reconstruction des traces dans la région centrale repose sur les chambres à dérive CJC1, CJC2 et COZ (voir figure 4.6). Le système de reconstruction de traces central couvre un domaine en θ compris entre 15° et 165° avec une acceptation totale en l'angle azimutal.

Les chambres CJC1 et CJC2 (Central Jet Chambers) sont destinées à la reconstruction des traces selon r et Φ . Ces cylindres de 2.2 mètres de long sont constitués de 30 cellules de 24 fils pour CJC1 et de 60 cellules de 32 fils dans le cas de CJC2. Les cellules sont inclinées de 30° par rapport à la direction radiale afin d'améliorer la résolution sur la position des traces de grande impulsion. Les fils sont parallèles au tube à vide. La résolution spatiale est de $170\mu m$ dans le plan (r, Φ) alors qu'elle est de 22 mm selon l'axe z . La résolution temporelle est de l'ordre de la nanoseconde.

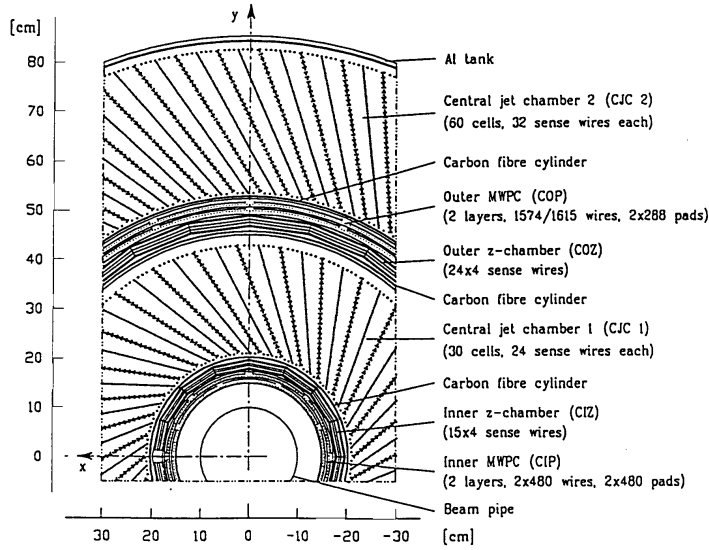


FIG. 4.6 – Coupe transversale des détecteurs de traces centraux.

De plus, la mesure de l'énergie perdue par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$ est effectuée avec une précision de 10 %.

L'utilisation des chambres CJC1 et CJC2 permet d'atteindre une résolution en impulsion transverse de

$$\frac{\sigma_{pt}}{p_t^2} \approx 0.01 \text{ GeV}^{-1} \quad (4.4)$$

La chambre à dérive COZ (Central Outer Z-chamber) permet d'améliorer la résolution en z . Les plans des fils sont placés perpendiculairement à l'axe z . Elle permet d'atteindre une résolution de $350\mu m$ en z et de mesurer l'angle polaire des particules chargées.

Grâce à la combinaison des chambres CJC et COZ, on atteint une résolution de $\frac{\sigma(p)}{p^2} \approx 0.003 \text{ GeV}^{-1}$ sur la mesure de l'impulsion des traces.

La chambre proportionnelle CIP2k (Central Inner Proportional Chamber) est placée entre les détecteurs à silicium et la chambre CJC1. Elle est formée de 5 couches concentriques segmentées en 16 cellules en Φ et 120 selon z . La résolution en z est de 1.5 cm . Elle a une résolution temporelle suffisante ($\approx 25\text{ ns}$) pour rejeter la majorité des

événements ne provenant pas du point d'interaction et est utilisée dans le système de déclenchement.

Le détecteur de traces avant

Le détecteur de traces avant FTD (Forward Tracking Detector) est constitué de chambres à dérive. Il couvre un domaine angulaire de $5^\circ < \theta < 25^\circ$.

La chambre proportionnelle arrière

Située entre le point d'interaction et le calorimètre arrière SpaCal, dans une région comprise entre $153^\circ < \theta < 176^\circ$, la chambre proportionnelle arrière, BPC (Backward Proportionnal Chamber) permet de mesurer avec précision la position des particules chargées entrant dans le SpaCal et de rejeter les événements pour lesquels un photon détecté dans le SpaCal imiterait l'électron diffusé.

La combinaison de la BST et de la BPC permet d'atteindre une résolution sur l'angle polaire de l'électron diffusé de 0.5 mrad .

4.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres de H1 permettent la mesure de l'énergie des particules, aussi bien chargées que neutres, produites dans l'état final.

Une particule pénétrant dans le calorimètre interagit par interaction électromagnétique ou forte avec le milieu absorbant, produisant une cascade (gerbe) de particules secondaires. Un milieu actif permet de convertir l'énergie de la gerbe en signal mesurable. Ce signal peut prendre la forme de charges d'ionisation comme dans le LAr, celle de paires électrons-trous si le milieu est semi-conducteur ou encore de lumière si le milieu est scintillant comme dans le calorimètre SpaCal. Les charges sont alors collectées par des électrodes et la lumière par des photo-multiplicateurs.

La gerbe électromagnétique

Lorsqu'une particule électromagnétique (électron, positon ou photon) d'énergie E pénètre dans un milieu dense, son interaction avec les atomes du milieu conduit principalement à du bremsstrahlung (dans le cas d'un électron) ou à la production de paires (dans le cas du photon). Les particules ainsi produites vont à leur tour interagir, menant au développement d'une gerbe de particules. La cascade continue jusqu'à ce que l'énergie des particules secondaires devienne insuffisante pour la création de nouvelles paires.

La gerbe est définie par une longueur caractéristique X_0 , appelée longueur de radiation, qui est la distance pour laquelle l'énergie de l'électron a été réduite en moyenne d'un facteur $1/e$.

La gerbe électromagnétique produite par un électron de 30 GeV a une longueur typique de $25 X_0$ ($X_0 = 0.56 \text{ cm}$ dans le plomb) .

Le développement transversal de la gerbe électromagnétique est faible car il est dominé par l'émission radiative (principalement collinéaire) et la production de paires à petits angles.

La gerbe hadronique

Les hadrons entrant dans un milieu dense interagissent essentiellement par interaction forte avec les nucléons du milieu absorbant. Les interactions mènent principalement soit à la création de hadrons secondaires, à l'origine de la gerbe, dont un grand nombre de π^0 dont les photons de désintégration créeront des gerbes électromagnétiques soit à l'excitation des noyaux de l'absorbeur qui vont se désexciter en émettant des photons et des neutrons.

La cascade hadronique comporte donc une composante électromagnétique et une composante hadronique formée de pions chargés et de nucléons. En raison de fluctuations statistiques, la mesure calorimétrique de l'énergie des hadrons est plus imprécise que celle des électrons et des photons.

La longueur d'interaction de la gerbe hadronique est notée λ et correspond au libre parcours moyen d'un hadron. La valeur de λ étant généralement plus importante que celle de X_0 (typiquement $\lambda=21$ cm dans le LAr), la gerbe hadronique est moins dense et plus étendue que la gerbe électromagnétique.

Le calorimètre à Argon liquide

Le calorimètre à argon liquide, LAr (Liquid Argon Calorimeter [36]) est montré en vue schématique à la figure 4.7.

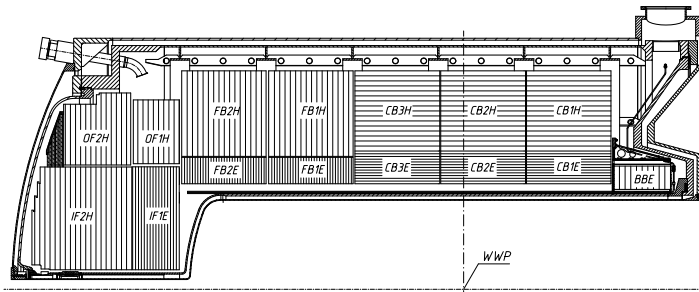


FIG. 4.7 – Vue schématique de la moitié supérieure ($y > 0$) du calorimètre à Argon Liquide LAr et de sa structure en roue montrant l'orientation des plaques d'absorbeur.

Le LAr couvre un domaine angulaire entre $4 < \theta < 153^\circ$, correspondant à un domaine en rapidité de $-1.4 < \eta < 3.4$. Il est destiné à la fois à la mesure des particules électromagnétiques et hadroniques de l'état final et à celle de l'électron diffusé à grands angles ($Q^2 > 100\text{GeV}^2$).

Ce calorimètre cylindrique d'une dimension de 2.5 sur 7 mètres est entièrement contenu dans le cryostat.

L'argon liquide est utilisé comme matériau actif pour les deux parties du calorimètre tandis que le matériau absorbant diffère entre les parties électromagnétique et hadronique.

La partie électromagnétique est composée de plaques de plomb d'une profondeur de 20 à 30 longueurs de radiation ($X_0 = 0.56\text{cm}$), de sorte que toute la gerbe électromagnétique est contenue dans cette partie du LAr. La partie hadronique est composée d'un absorbeur en acier de 4 à 8 λ permettant de contenir la plus grande partie de la gerbe hadronique.

Le calorimètre LAr est composé de huit roues : le tonneau arrière BBE (Backward Electromagnetic Barrel), les tonneaux centraux CB1, CB2 et CB3 (Central Barrel), les tonneaux avant FB1 et FB2 (Forward Barrel) et les sections internes et externes avant IF1/OF1 et IF2/OF2 (Inner/Outer Forward).

Le tonneau arrière BBE est constitué d'une partie électromagnétique, les roues IF2/OF2 d'une partie hadronique uniquement et les 6 autres tonneaux d'une partie électromagnétique et d'une partie hadronique.

Les 45000 cellules qui composent le calorimètre permettent une bonne détermination spatiale des énergies déposées ainsi que de séparer les hadrons et les particules électromagnétiques grâce à la forme de la gerbe.

Le système de lecture du calorimètre LAr comporte 512 convertisseurs analogues-numériques rapides (FADC pour Fast Analog Digital Converter). Ces FADC sont combinés deux par deux pour créer 256 "Big Towers" (BT) selon la règle suivante [37] :

$$FADC[i] + FADC[i + 1] = BT[i] \quad (4.5)$$

où les FADC de numéro pair correspondent à la partie électromagnétique du signal et ceux de numéro impair à la partie hadronique.

En sommant sur l'angle ϕ , les 256 Big Towers sont réduites à 14 qui correspondent à différentes régions en θ du calorimètre, et à chacune de ces BT est associé un seuil de déclenchement. Les six premières BT allant de $0.080 \text{ rad} < \theta < 0.327 \text{ rad}$ correspondent à la partie avant du détecteur, particulièrement intéressante pour s'assurer de la présence d'un saut en rapidité lors d'interactions diffractives.

La résolution en énergie de la partie électromagnétique est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%^1$, tandis qu'elle est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%$ pour la partie hadronique avec E exprimé en GeV .

Le calorimètre arrière

La région arrière du détecteur H1 comporte le calorimètre SpaCal (SPAGhetti CALorimeter[38]), couvrant une région angulaire de $154 < \theta < 174^\circ$ ($-3.82 < \eta < -1.42$). Il est essentiellement destiné à la mesure de l'électron diffusé à faible Q^2 ($4 < Q^2 < 150 GeV^2$). Le milieu actif est composé de fibres scintillantes et la partie absorbante est faite de plaques de plomb.

Le SpaCal est divisé en une section électromagnétique de 28 longueurs de radiation et une section hadronique de 2 longueurs d'interaction.

Dans cette analyse, le SpaCal sera essentiellement utilisé pour la mesure de l'électron diffusé. La partie électromagnétique joue donc un rôle capital et sa résolution en énergie est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} + 1\%$

La réponse temporelle du SpaCal est assez bonne que pour être utilisée au niveau du système de déclenchement et pour rejeter les événements hors temps par rapport au temps de croisement des faisceaux.

¹La somme quadratique est définie comme : $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$.

Le calorimètre bouchon

Le calorimètre bouchon, PLUG2k, couvre une région allant de $1.9 < \theta < 3.2^\circ$. Dans HERA II, le PLUG2k est utilisé pour la sélection des événements diffractifs sur base d'un large saut en rapidité. Il est également utile à la mesure du temps de vol (ToF).

4.2.3 Les détecteurs de muons

Les muons énergétiques traversent l'ensemble du détecteur H1 en laissant une trace dans les détecteurs de traces et peu d'énergie dans les calorimètres. Afin de les identifier, des chambres à muons sont installées à l'extérieur du calorimètre LAr.

Le système de muons central CMD (Central Muon Detector) utilise le fer instrumenté qui couvre le domaine $4 < \theta < 172^\circ$. Le détecteur CMD sert à identifier les muons ayant une énergie comprise entre 1.5 et 170 GeV mais il est également utilisé pour le système de déclenchement.

Le détecteur de muons avant FMD (Forward Muon Detector) est installé dans la région angulaire $3 < \theta < 17^\circ$. Si la fonction première de ce détecteur est la détection de muons produits très à l'avant, il est également utilisé pour sélectionner les événements en diffraction présentant un saut en rapidité tel que l'activité dans le FMD ne dépasse pas le niveau de bruit.

Il est composé de six plans de deux couches de chambres à dérive qui permettent une mesure de θ et Φ . Les couches sont disposées de part et d'autre d'un aimant toroidal délivrant un champ magnétique de 1.15 T.

4.2.4 Les détecteurs de temps de vol

Les détecteurs de temps de vol ToF (Time Of Flight) permettent de rejeter les événements de bruit de fond en provenance des faisceaux. Les particules produites par le bruit de fond arrivent aux détecteurs ToF un temps différent des événements de l'interaction ep . Ces détecteurs sont composés de plans de scintillateurs et ils permettent d'atteindre une très bonne résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.

Les détecteurs VETO

Les murs veto sont situés à -6.4m et -8.1m. Ils sont utilisés afin de réduire le bruit de fond en détectant les particules issues de l'interaction du faisceau de protons avec le gaz résiduel et la matière du tube à vide en amont de H1.

4.3 La mesure de la luminosité

La mesure de la luminosité se fait à partir du processus de Bethe-Heitler $ep \rightarrow ep\gamma$. Ce processus est calculable en QED de manière précise, l'incertitude théorique sur la section efficace étant de 0.5 %.

Le photon produit dans l'état final est détecté par le détecteur de photon PD (Photon Detector) situé à $z \approx -100m$.

Ce système permet d'atteindre une mesure précise de la luminosité de l'ordre de 2.5 à 3 %.

4.4 Le déclenchement et l'acquisition de données

A HERA, les faisceaux de protons et d'électrons se croisent toutes les $96ns$, c'est-à-dire à une fréquence de $10.4 MHz$. Le taux de collisions produisant un signal que l'on peut traiter de façon informatique en ligne dans H1 est de l'ordre de $50kHz$. Cependant, la majorité de ces événements constituent en fait un bruit de fond dû à l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel du tube à vide et avec les parois de ce dernier ou due au rayonnement synchrotron du faisceau de leptons. Le taux d'événements physiques est de l'ordre de quelques dizaines voire centaines de Hz .

Etant donné que l'écriture sur support informatique est limitée à une fréquence de $10.4Hz$, le système de déclenchement de l'acquisition de données doit permettre une sélection des événements intéressants et le rejet maximum des autres. Ce système doit aussi minimiser le temps mort pendant lequel il est impossible d'enregistrer de nouveaux événements. Puisque la réponse des détecteurs est plus longue que le temps de croisement des faisceaux, les informations sont stockées dans des mémoires-tampons (pipelines) avant de décider si l'événement est gardé ou pas.

Signalons que les événements "intéressants" ne peuvent pas tous être enregistrés. Il faut définir des priorités et chaque groupe d'analyse est limité à un certain taux d'enregistrement de données. Selon ce taux, on applique un facteur de sélection ("prescale") 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.

1. Niveau L1 : chaque détecteur envoie son signal vers le niveau L1. Les données lues par les détecteurs sont enregistrées sur les mémoires tampon. Le niveau L1 fonctionne à une fréquence de 10 MHz et prends une décision à chaque croisement de faisceaux sans temps mort. Les différents signaux envoyés sont combinés et la décision de garder l'événement ou pas est prise dans un temps maximum de $2.3 \mu s$.

Le niveau L1 est composé de 256 éléments de déclenchement (TE pour Trigger Element) qui sont ensuite combinés en sous-déclencheurs (subtrigger) au nombre de 128. Ces combinaisons correspondent, dans la majorité des cas, à des événements candidats pour des processus physiques particuliers. L'événement sera conservé si au moins un des 128 sous-déclencheurs a été déclenché. C'est aussi à ce niveau qu'intervient le facteur de sélection "prescaling".

2. Le système L2 combine les informations en provenance du trigger L1 et utilise également des informations plus lentes. Le niveau L2 a $20\mu s$ pour décider si l'événement est gardé. Des algorithmes plus complexes peuvent donc être appliqués afin de reconstruire plus précisément différentes variables. Ce système permet de rejeter un maximum de bruit de fond et un minimum de données.
3. Le niveau L3 utilise les informations des traces des CJC. Une reconstruction rapide de ces dernières est assurée par le FTT (Fast Track Trigger) qui permet notamment de combiner des éléments de déclenchement pour sauvegarder des jets. C'est à ce

niveau que commence une première identification des particules. Le niveau L3 disposant de $100 \mu s$ pour prendre une décision, des algorithmes complexes permettant la reconstruction des particules peuvent y être utilisés.

4. L4 est le niveau où sont reconstruites toutes les différentes données physiques (traces et énergies) de façon proche aux valeurs finales utilisées dans cette analyse.

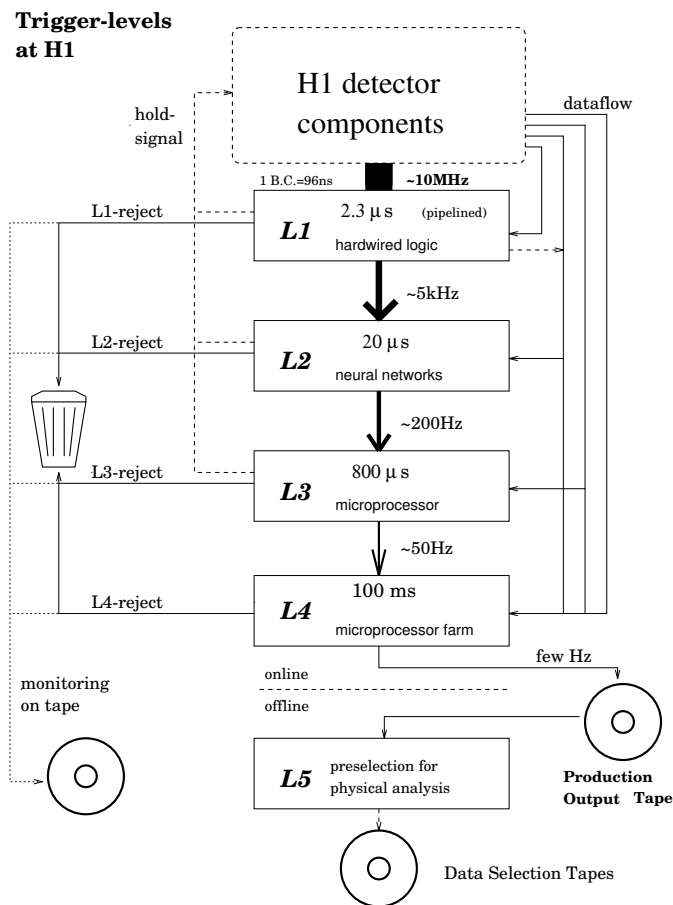


FIG. 4.8 – *Système de déclenchement de H1.*

Si l'événement est gardé à l'issue de ces quatre niveaux, il est écrit sur un fichier qui contient toutes les informations nécessaires à l'analyse (variables cinématiques, état du système de déclenchement, particules détectées,...). Ces fichiers sont organisés sous la forme de banques informatiques.

Chapitre 5

Le spectromètre à protons à l'avant (VFPS)

La plupart des résultats obtenus en diffraction élastique à HERA ont été sélectionnés sur base de la présence d'un saut en rapidité et non à partir de la détection directe du proton diffusé. Les données étaient dès lors entachées d'un important bruit de fond provenant d'interactions diffractives avec un proton dissocié. De plus, la mesure de t n'étant pas possible, il a fallu intégrer sur cette variable. Expérimentalement, la méthode la plus précise pour étudier la diffraction consiste à mesurer la quadri-impulsion du proton diffusé à l'aide d'un spectromètre à protons.

Un tel spectromètre, le FPS (Forward Proton Spectrometer), a été installé sur H1 en 1995. Cependant l'acceptance de ce détecteur, dans le domaine cinématique de la diffraction, est faible ($\approx 5\%$) et la statistique collectée est donc limitée.

Un nouveau spectromètre à protons, le VFPS (Very Forward Proton Spectrometer [39, 40]), a été installé en 2004 lors de la transition vers la phase de haute luminosité HERA II. Il est destiné à la mesure du proton diffusé lors d'interactions diffractives $ep \rightarrow eXp$, avec une très grande acceptance (entre 50 et 100 %) dans le domaine cinématique $0.005 < x_{\mathbb{P}} < 0.03$ et $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ permettant d'accumuler une statistique importante dans un large domaine en t .

Le VFPS consiste en deux stations indépendantes (VFPS1 et VFPS2) utilisant un système de "Pots Romains" (Roman Pots) qui permet d'approcher, dans un mouvement horizontal, les détecteurs composés de fibres scintillantes au plus près du faisceau de protons et de les retirer durant les périodes d'injection ou d'instabilité du faisceau de protons.

Les deux stations sont situées dans une section froide du tube à vide du faisceau de protons à une distance respectivement de 218 et 222 mètres du point d'interaction (dans la suite de ce travail, on utilisera 220 mètres pour désigner la position des stations VFPS).

La figure 5.1 présente une vue schématique d'une station VFPS. Chaque station est composée de deux détecteurs de forme triangulaire pouvant être approchés du faisceau de protons, lors de conditions stables, selon l'axe x du faisceau de protons.

Ces détecteurs sont fixés au bout d'un bras ("detector-carrier") et maintenus à une pression intermédiaire entre la pression atmosphérique et celle du tube à vide ("beam-pipe") par une chambre cylindrique de protection ("plugger-vessel"). Les fibres optiques sortant des détecteurs sont connectées à des photomultiplicateurs par des guides de lumière

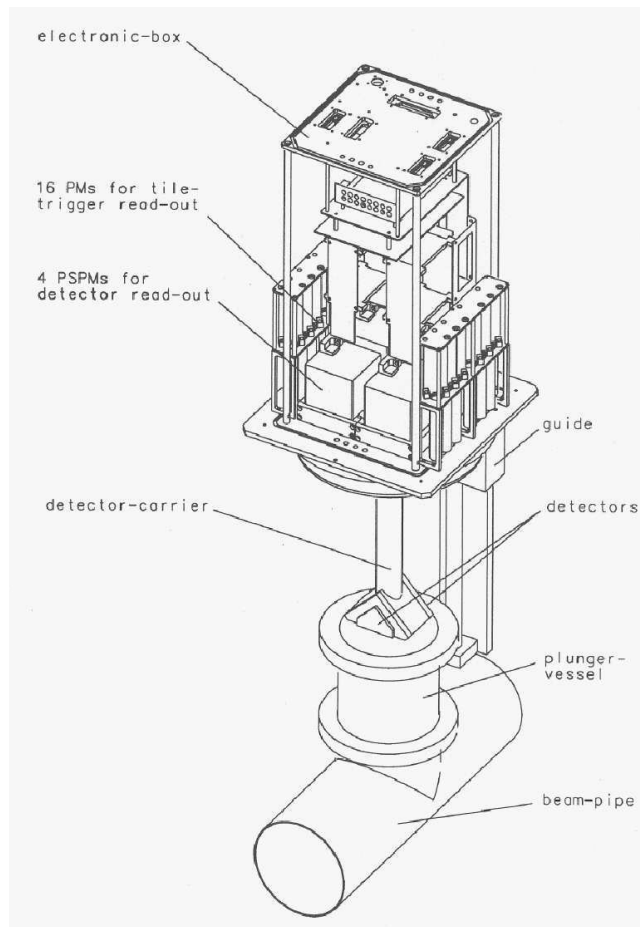


FIG. 5.1 – Vue schématique du pot romain d'une station VFPS.

(4 "Position Sensitive Photo Multipliers PSPM" et 16 "PM") eux-mêmes reliés à une boîte d'électronique ("electronic-box"), le tout se déplaçant avec le détecteur.

Le mouvement des détecteurs est contrôlé avec une précision de $5 \mu\text{m}$ par un moteur (non illustré sur le schéma). En cas de problèmes (perte du faisceau, bruit de fond important, coupure de courant,...) pouvant endommager le détecteur, un système hydraulique permet de rétracter les détecteurs rapidement dans une position de sécurité ("parking").

La position des pots romains par rapport à la position "parking" est mesurée à l'aide de règles Heidenhain et est transmise aux salles de contrôle de H1 et de HERA.

5.1 Les détecteurs VFPS

Les détecteurs ont une taille de 21.1 mm dans la direction perpendiculaire au faisceau et de 3.6 mm dans la direction parallèle. Les deux détecteurs de chaque pot romain sont séparés d'une distance de 60mm permettant de reconstruire les traces locales laissées par le proton diffusé.

Une vue schématique détaillée du détecteur est disponible en figure 5.2. Chaque détec-

teur est composé de deux plans, u et v , de 5 couches de 120 fibres scintillantes, inclinés de 45° par rapport à la direction du mouvement horizontal des pots romains. Chaque détecteur mesure donc deux coordonnées qui permettent de reconstruire la trajectoire du proton de manière locale.

Les plans de fibres u et v sont entourés par des plaques scintillantes, les tuiles ("tiles"), utilisées dans le système de déclenchement de H1.

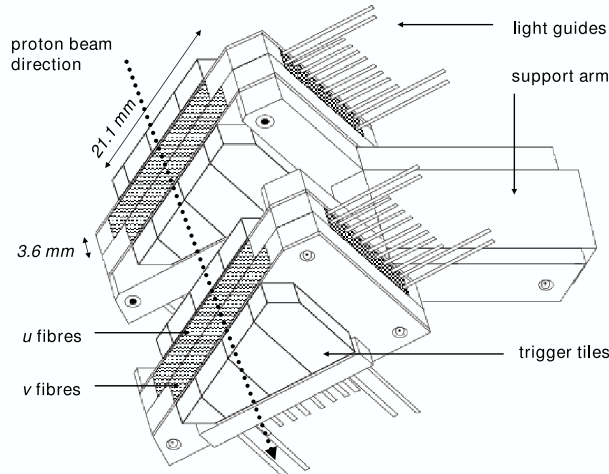


FIG. 5.2 – Une station VFPS montrant les deux détecteurs à fibres scintillantes selon les plans u et v entourés des tuiles utilisées pour le déclenchement.

Les signaux lumineux des fibres sont portés jusqu'à des photomultiplicateurs (PSPM) par des guides de lumière (fig. 5.3). Quatre guides de lumière mènent à une entrée d'un PSPM. Lors de la reconstruction de trace, l'information donnée par les tuiles pourra être utilisée pour déterminer la rangée de fibres touchée (c'est-à-dire pour lever l'ambiguïté entre A,B,C et D sur la figure 5.3).

Le taux d'interaction mesuré dans les tuiles est contrôlé en permanence. Il sert de paramètre d'entrée à un algorithme d'approche du faisceau.

La mesure de la position du faisceau

La position du faisceau de protons dans les coordonnées x et y est mesurée à l'aide de moniteurs BPM (Beam Position Monitor) représentés de manière schématique à la figure 5.4. Ils consistent en des antennes de 395 mm de long installées des deux côtés du faisceau.

5.2 L'optique du faisceau jusqu'au VFPS

Le comportement dans le tube à vide d'un proton diffractif ayant perdu 1% de son énergie initiale, soit pour une valeur de $x_P = 10^{-2}$, est montré à la figure 5.5 suivant une simulation de l'optique du faisceau.

Le faisceau de protons forme une enveloppe dont la distance transverse de 12σ au centre du faisceau nominal est représentée par la zone hachurée. Au delà de ces 12σ , les courants sont assez faibles pour placer les stations VFPS en toute sécurité.

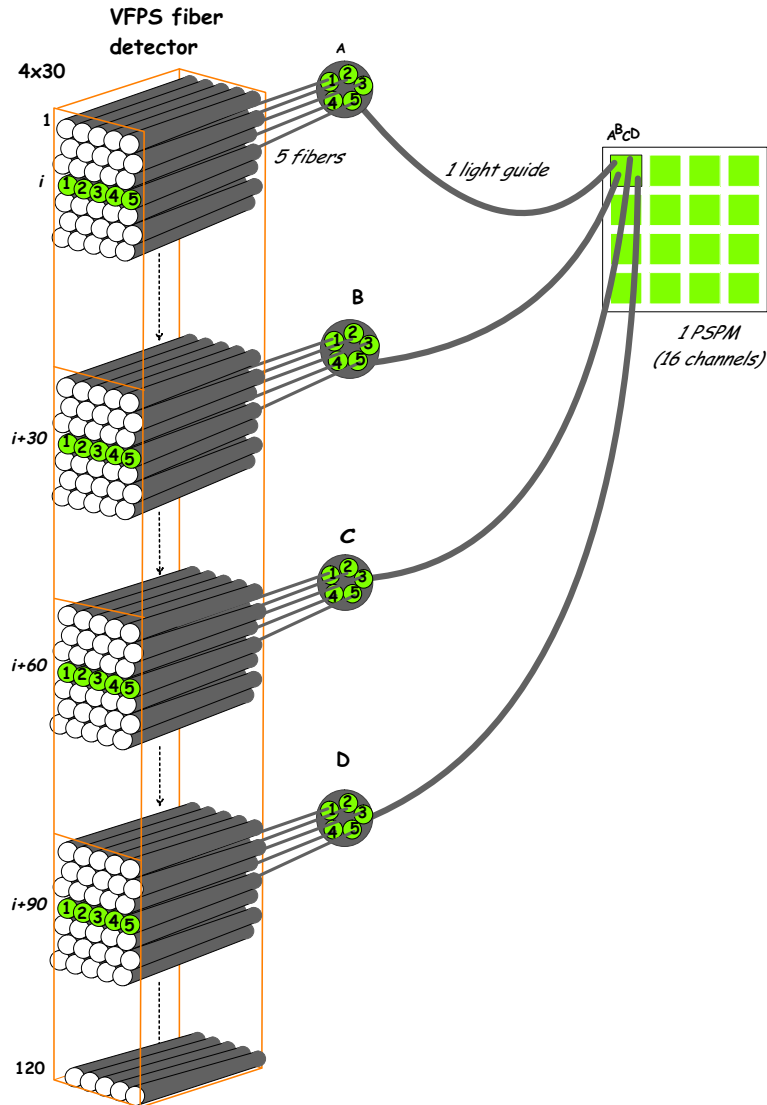


FIG. 5.3 – Les 5 couches de 120 fibres scintillantes composant un détecteur. Chaque rangée de 5 fibres est attachée à un guide de lumière et 4 de ces guides de lumière sont rattachés à une entrée d'un photomultiplicateur à 16 canaux.

La trajectoire du faisceau de protons s'incline horizontalement à partir de 125 mètres où se situent les aimants de courbure supraconducteurs. Un proton diffusé qui a perdu une fraction de son énergie initiale sera davantage courbé horizontalement en raison d'effets spectrostropiques et il quittera l'enveloppe du faisceau. La trajectoire d'un tel proton dépend également de l'impulsion transverse gagnée lors de l'interaction. Les trajectoires pour différentes valeurs de $|t| = p_x^2 + p_y^2 = 0.01, 0.1$ et 0.5 GeV^2 sont représentées par les différentes couleurs sur la figure 5.5.

En comparaison la figure 5.5 du dessous présente la trajectoire dans le plan vertical, selon y . On y voit qu'à aucun moment, le proton diffusé ne s'écarte verticalement de l'enveloppe du faisceau.

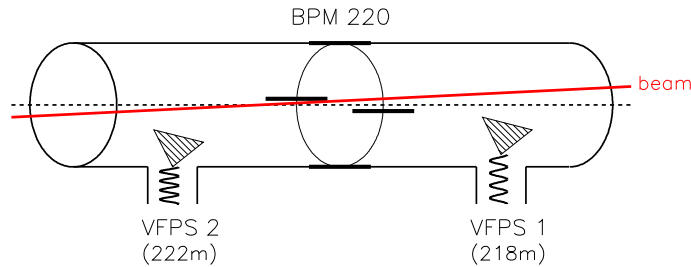


FIG. 5.4 – Représentation schématique des moniteurs BPM à 220 mètres du point d'interaction.

Le tube à vide est entouré d'aimants qui ne peuvent pas être enlevés et qui sont représentés par les lignes en traits tirés au milieu de la figure. La zone libre d'aimants à 220 m a été choisie car elle présente la plus large acceptation pour le VFPS dans le domaine diffractif.

La figure 5.6 montre les points d'impact à 220 mètres de protons diffusés pour une valeur fixée de $x_{\mathbb{P}} = 0.01$ et pour des valeurs de $|t|$ comprises entre 0 et 0.5 GeV^2 . Cette figure illustre le fait que le déplacement du proton diffractif est principalement horizontal (centre du nuage de points déplacé de 1 cm selon l'axe x). A cet effet s'ajoute celui de l'impulsion transverse du proton diffusé (composantes p_x et p_y) diffusant les points en une ellipse.

En négligeant les effets de l'impulsion transverse du proton diffusé, le déplacement selon x donne une mesure approchée de $x_{\mathbb{P}}$.

D'autres effets sur la position des impacts dans le VFPS doivent être pris en compte, tels que la variation de la position du point d'interaction des faisceaux, la divergence et la dispersion angulaire du faisceau de protons.

5.3 Le déclenchement

L'information en provenance des tuiles du VFPS est utilisée dans le système de déclenchement de l'acquisition de données. Deux éléments de déclenchement, un pour chaque station, au niveau L1 sont utilisés. L'élément de déclenchement renvoie un signal positif si au moins trois des quatre plans de la station ont détecté une activité. L'information du VFPS est transmise en $1.9 \mu\text{s}$ au système de déclenchement et d'acquisition de H1.

5.4 La reconstruction des traces

Les traces locales

Les signaux des fibres, amplifiés par les PSPMs, sont enregistrés dans des banques du système d'acquisition. Ces signaux sont analysés offline dans le programme de reconstruc-

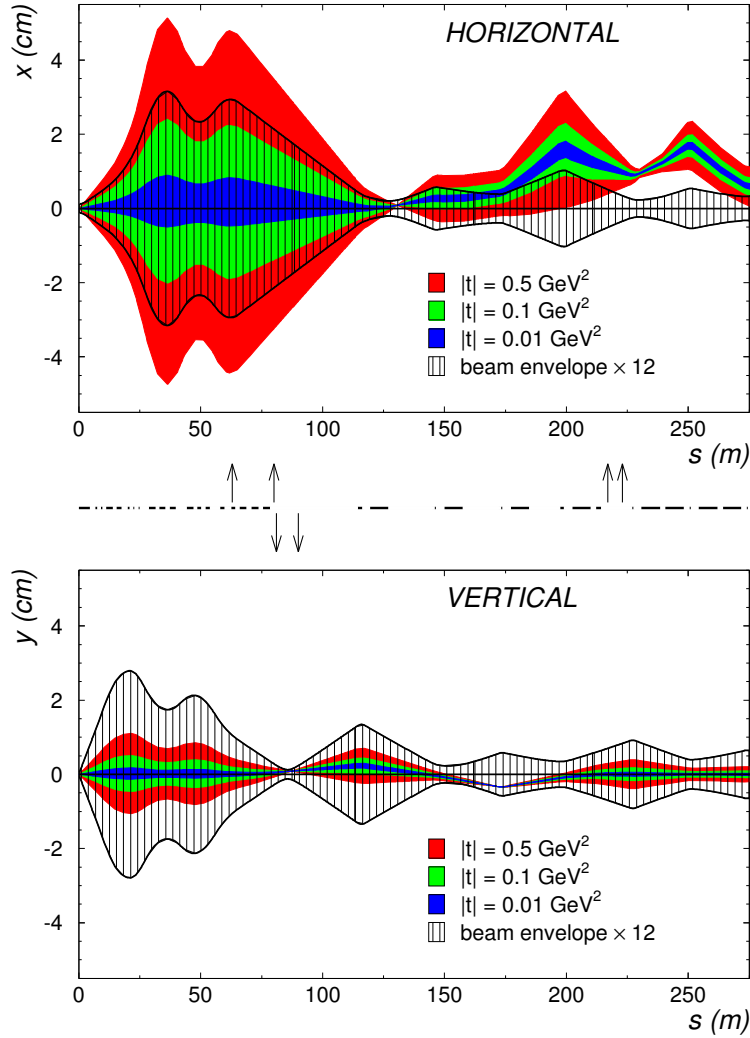


FIG. 5.5 – Projections horizontale (haut) et verticale (bas) de la trajectoire du proton diffusé en x et y pour $x_{\text{P}} = 10^{-2}$ et pour trois valeurs de $|t|$ en fonction de la distance au point d'interaction. La partie hachurée représente l'enveloppe du faisceau multipliée par 12. Entre les deux figures, les lignes en traits tirés montrent la position des aimants et les flèches verticales indiquent la position des 4 stations FPS et des deux stations VFPS [39].

tion H1REC. A partir des signaux des fibres et des tuiles, un ou plusieurs impacts en (u, v) peuvent être reconstruits dans le référentiel de chaque détecteur. A partir des deux détecteurs d'une station, une ou plusieurs traces locales sont reconstruites, toujours dans le référentiel des détecteurs (voir fig. 5.7 de gauche).

Le nombre de traces pouvant devenir rapidement élevé, une coupure sur l'angle entre les points d'impact dans les deux détecteurs d'une même station est appliquée (cet angle

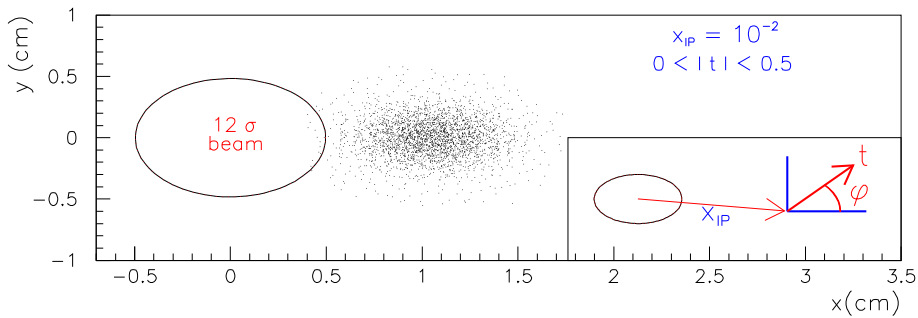


FIG. 5.6 – Projection dans le plan transverse de la position du proton diffusé par rapport à l'enveloppe du faisceau pour $x_P = 10^{-2}$ et $0 < |t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ [39].

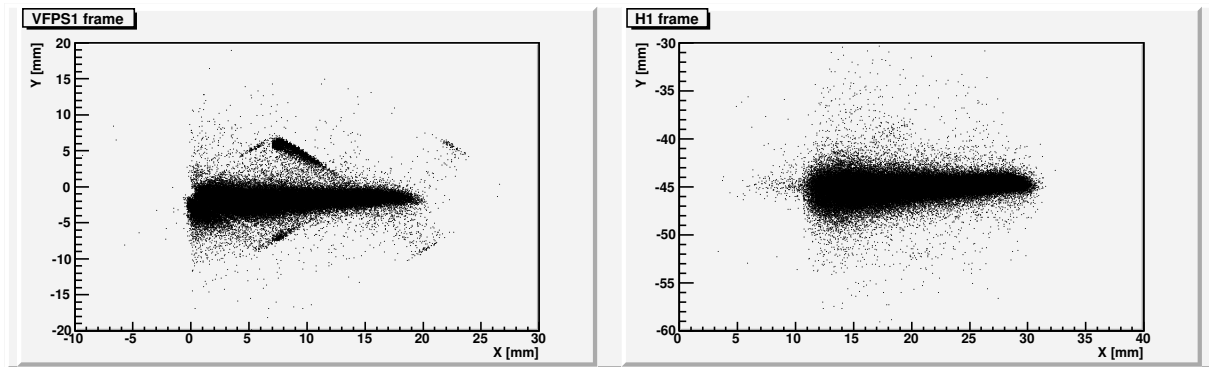


FIG. 5.7 – A gauche : projection des traces locales dans le référentiel du VFPS1. A droite : projection des traces dans le référentiel de H1, après coupure sur l'angle entre les traces dans le VFPS1.

doit être inférieur¹ à 0.012 mrad correspondant à la largeur observée du "pic à l'avant" [43]).

Après avoir coupé sur l'angle des traces et connaissant d'une part, la position des détecteurs par rapport à une position de référence (parking) et d'autre part, la position du faisceau grâce aux moniteurs BPM à 220m, les traces locales sont reconstruites dans le référentiel de H1 (x, y) dans lequel la position des traces est liée aux valeurs de x_P et $|t|$ (voir fig. 5.7 de droite).

S'il reste encore plusieurs traces locales par station après la coupure angulaire, seule la trace ayant une coordonnée y la plus proche de la position en y du faisceau sera conservée.

Les traces globales

A partir des coordonnées en (x, y) des traces locales reconstruites dans les deux stations VFPS, les positions en x et en y à mi-distance entre les deux stations ainsi que les angles x' et y' du proton diffusé sont déterminés, ce sont les "traces globales". Seules les traces globales donnent une mesure pertinente des angles nécessaire à la reconstruction de l'impulsion p_x et p_y du proton diffusé. En effet, la distance de 60 mm séparant les deux détecteurs d'une même station ne permet pas une mesure précise des angles des traces.

¹Seules les traces pour lesquelles l'angle entre les points d'impact est petit sont des traces physiques.

Paramètre	Valeur
A [mm^{-1}]	0.001077
B	-0.00541

TAB. 5.1 – Valeurs des paramètres utilisés lors de la reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$ à partir des traces dans les stations VFPS.

5.4.1 La reconstruction cinématique

Un programme de reconstruction de la cinématique utilisant les traces globales et utilisant un réseau neuronal a été développé. Il devrait donner la mesure la plus précise de $x_{\mathbb{P}}$, θ_x et θ_y . Cependant, comme d'une part, ce programme de reconstruction de la cinématique n'est pas encore achevé et que d'autre part, la demande d'une trace globale réduit la statistique disponible, nous avons utilisé, dans ce travail, une méthode simplifiée de mesure de $x_{\mathbb{P}}$ et la variable t n'est pas reconstruite.

Cette méthode consiste à négliger p_x et p_y et pose l'hypothèse d'une optique linéaire, c'est-à-dire que $x_{\mathbb{P}}$ est directement proportionnel à la distance horizontale X qui sépare le proton diffusé (dans une station) du point central du faisceau, soit :

$$x_{\mathbb{P}}^{VFPS1} = A.X_{VFPS1} + B \quad \text{dans le cas d'une trace locale dans la station VFPS1} \quad (5.1)$$

$$x_{\mathbb{P}}^{VFPS2} = A.X_{VFPS2} + B \quad \text{dans le cas d'une trace locale dans la station VFPS2} \quad (5.2)$$

$$x_{\mathbb{P}}^{global} = A.X_{global} + B \quad \text{dans le cas d'une trace globale} \quad (5.3)$$

La valeur finale de $x_{\mathbb{P}}$ (appelée $x_{\mathbb{P}}^{VFPS}$ dans la suite du travail) sera issue de la trace globale (eq. 5.3) si une trace existe dans les deux stations, sinon de celle de la station ayant une trace (eq. 5.1 ou 5.2).

Le facteur A est directement issu de l'optique du faisceau implémentée dans la simulation H1SIM. Le paramètre B est issu d'un ajustement entre le MC et les données. Les valeurs des paramètres utilisés pour la reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$ sont données à la table 5.1.

Les valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ déterminées indépendamment à partir du VFPS1 et du VFPS2 sont en très bon accord comme il peut être vu sur la figure 5.8 de gauche.

Les valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruites à partir des traces locales dans chacune des stations et à partir des traces globales sont illustrées à la figure 5.8 de droite. La position des deux stations VFPS par rapport au faisceau n'est pas identique. Certains événements peuvent donc être vus dans une station et pas dans l'autre ce qui explique le léger décalage dans les distributions de $x_{\mathbb{P}}$.

Afin de vérifier et de déterminer la précision de cette méthode, nous utilisons un échantillon d'événements diffractifs exclusifs : $ep \rightarrow ep\rho$ pour lesquels le proton diffusé est mesuré dans le VFPS, l'électron diffusé dans le SpaCal et les deux pions provenant de la désintégration du méson ρ dans le détecteur de traces de H1. Ces événements présentent l'avantage d'avoir une très bonne résolution en la variable $x_{\mathbb{P}}$ indépendamment du VFPS.

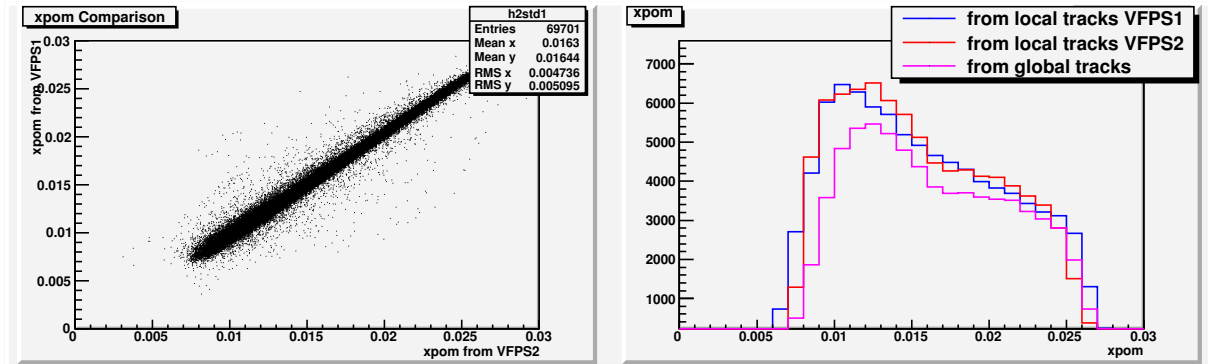


FIG. 5.8 – A gauche : corrélation entre $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit à partir des traces dans le VFPS1 et $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit à partir des traces dans le VFPS2. A droite : les valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruites à partir des traces locales dans le VFPS1, dans le VFPS2 et à partir des traces globales

La différence des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruits à partir des traces dans le VFPS et à partir de la détection des pions et de l'électron dans le détecteur central est présenté en figure 5.9 en fonction de $x_{\mathbb{P}}$ pour les données et le MC. On y voit un très bon accord. La figure 5.10 présente la différence des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ pour les deux méthodes de reconstruction de manière absolue (à gauche) et relative (à droite) pour les données (points noirs) et le MC (ligne continue). La distribution est piquée à zéro permettant de conclure que les deux méthodes offrent un résultat similaire. De plus la distribution MC est en bon accord, à 5% près, avec les données permettant de s'assurer qu'on a bien pris en compte les différents effets expérimentaux.

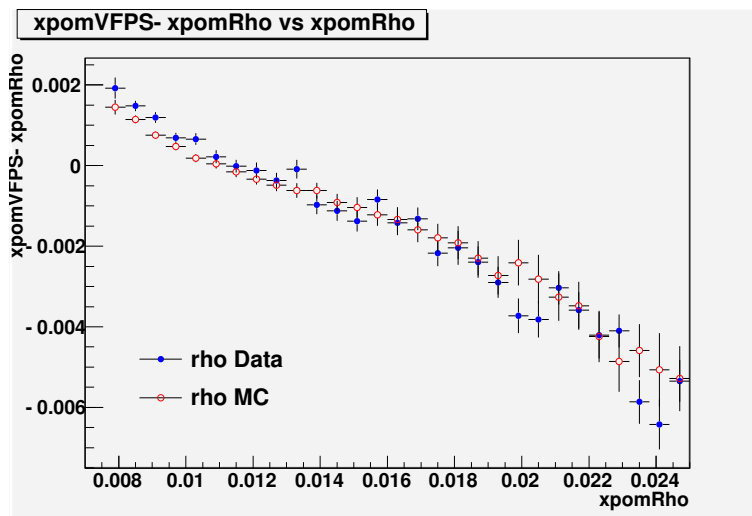


FIG. 5.9 – La différence entre la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite à l'aide des traces dans les stations VFPS et la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite à partir du détecteur H1, dans le cas d'un échantillon d'événements diffractifs avec production de mésons ρ pour les données et pour des données simulées par Monte Carlo [43].

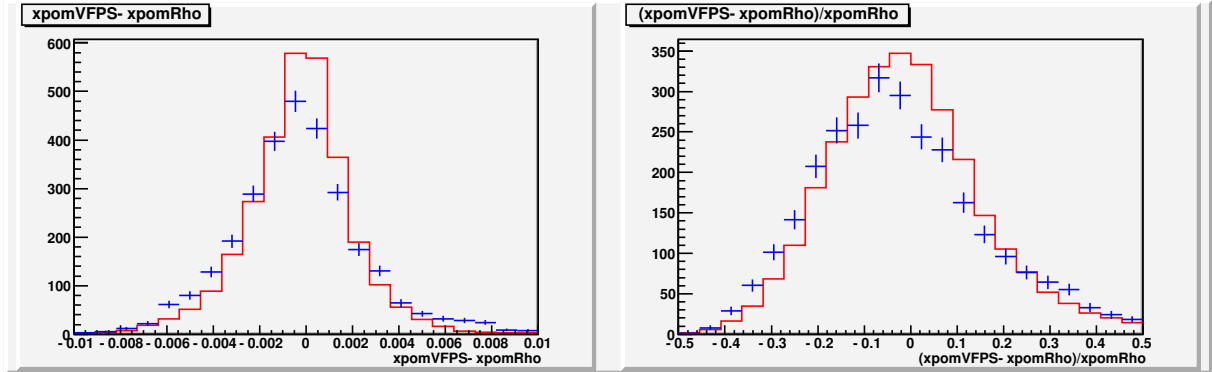


FIG. 5.10 – La différence entre la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite à l'aide des traces dans les stations VFPS et la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite à partir du détecteur H1, dans le cas d'un échantillon d'événements diffractifs avec production de mésons ρ (à gauche) et cette différence divisée par la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite à partir du détecteur central (à droite) pour les données et pour des données simulées par Monte Carlo [43].

5.4.2 La luminosité

La figure 5.11 présente la luminosité intégrée délivrée par H1 durant la période de prise de données 2006-2007 utilisée dans ce travail qui est de 189.2 pb^{-1} et, en comparaison, la luminosité pour les stations VFPS, en position de fonctionnement, qui est de 130.2 pb^{-1} . Cela représente une efficacité de 69 %, ce qui peut être expliqué par le fait qu'il faut près de 20 minutes pour approcher les stations VFPS de leur position optimale.

5.4.3 L'efficacité de déclenchement

Les éléments de déclenchement liés aux deux stations VFPS renvoient un signal positif lorsqu'au moins 3 des 4 plans de tuiles de déclenchement d'une même station ont été activés. Pour un détecteur idéal, le proton entrant dans le VFPS serait détecté par les tuiles de chaque plan dans chaque détecteur.

Afin de déterminer l'efficacité de déclenchement des tuiles d'une des stations (ex. VFPS1), on demande un élément de déclenchement et une trace dans l'autre station (ex. VFPS2). On estime ensuite le nombre d'événements ayant également un déclenchement dans la station étudiée (ex. VFPS1). Afin de ne pas être sensible aux effets d'acceptance, nous considérons un domaine en $x_{\mathbb{P}}$ pour lequel l'acceptance présente un plateau. L'efficacité de déclenchement est obtenue (par ex. pour la station VFPS1) suivant l'équation 5.4.

$$\epsilon_{VFPS1} = \frac{N^{VFPS1 \cap VFPS2}}{N^{VFPS2}} \quad (5.4)$$

L'efficacité de déclenchement des deux stations est présentée à la figure 5.12 en fonction des numéros de runs. L'efficacité de déclenchement de la station du VFPS1 est montrée en bleu, elle est de 98.5%. L'efficacité du VFPS2, en rouge, est de 99.5%. L'efficacité de déclenchement des deux stations est très bonne et stable dans le temps. Dans l'analyse qui suit, nous demandons un OU logique entre les deux stations pour lequel l'efficacité est supérieure à 99.5%. Nous la supposons égale à 100% dans ce qui suit.

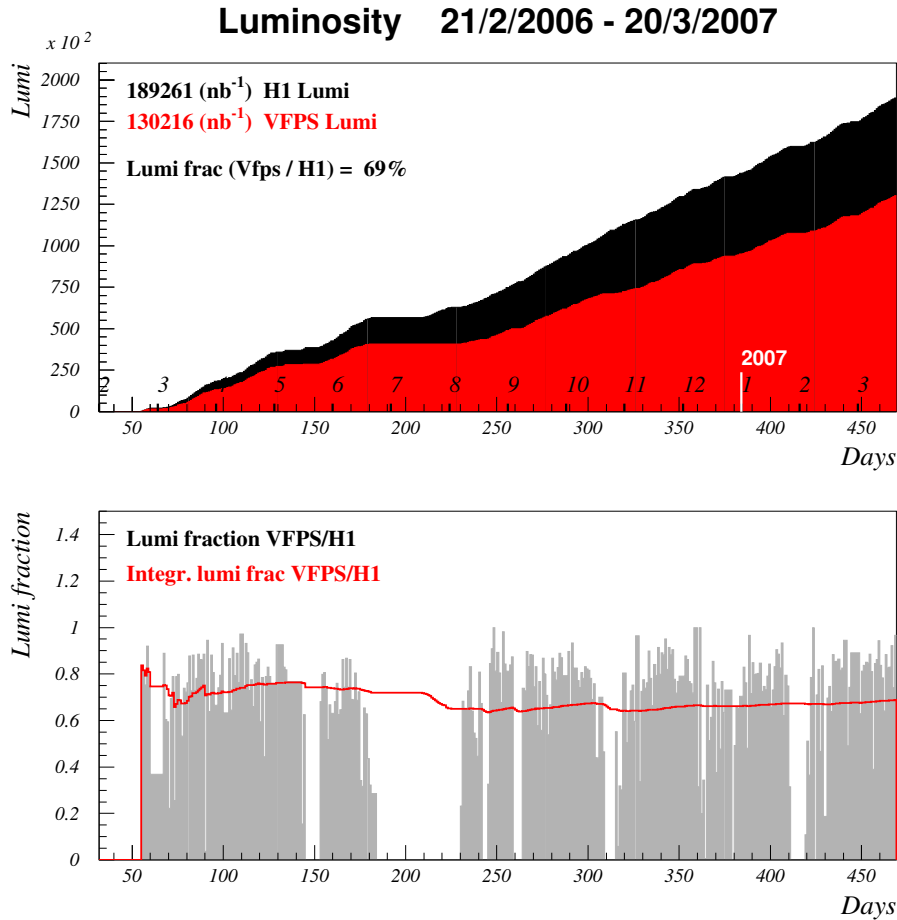


FIG. 5.11 – Haut : la luminosité accumulée par H1 (noir) et par le VFPS (rouge) en fonction des jours pour la période 21/02/06 - 20/03/07. Bas : la fraction de luminosité collectée par le VFPS en fonction des jours pour la même période de prise de données [44].

5.4.4 L'efficacité de la reconstruction des traces

L'efficacité de la reconstruction des traces dans les stations VFPS peut être déterminée de manière similaire à celle utilisée pour mesurer l'efficacité de déclenchement. Prenons, par exemple, le cas où on souhaite déterminer l'efficacité de reconstruction de traces dans la station VFPS1. On utilise pour ce faire un échantillon d'événements possédant une trace dans la station VFPS2, on mesure ensuite le rapport du nombre d'événements dans notre échantillon ayant également une trace dans la station VFPS1 et du nombre total d'événements dans l'échantillon.

Cette efficacité peut être vérifiée à l'aide d'un échantillon d'événements diffractifs avec production de mésons ρ dans l'état final $ep \rightarrow epp$ et dont le proton diffusé a été détecté dans le VFPS.

On demande la présence de mésons ρ dans le détecteur central et un déclenchement dans les stations VFPS. L'efficacité de reconstruction de traces est déterminée dans 4 situations : événement avec au moins une trace dans la station VFPS1, événement avec au moins une trace dans la station VFPS2, événement avec au moins une trace dans l'une OU l'autre des stations et enfin dans le cas d'événements présentant une coïncidence dans

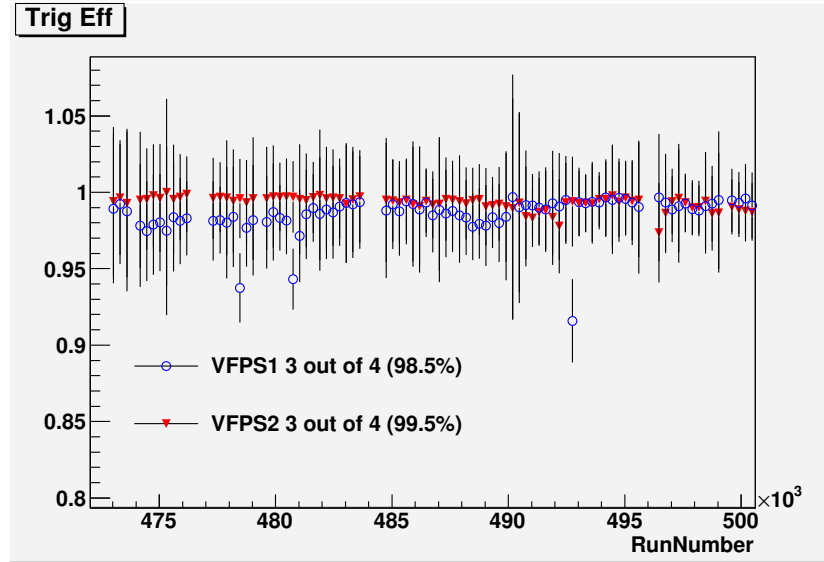


FIG. 5.12 – Efficacité de déclenchement de chacune des deux stations VFPS. Signalons que les barres d'erreurs présentées ici sont surestimées mais ne seront pas utilisées dans la suite de ce travail [43].

les deux stations. L'efficacité de reconstruction des traces est présentée en figure 5.13 en fonction de $x_{\mathbb{P}}$ dans le cas du VFPS1 et du VFPS2 de manière indépendante (en haut à gauche et à droite), dans le cas où on demande une trace dans le VFPS1 ou dans le VFPS2 (en bas à gauche) et, enfin, dans le cas où on demande une trace dans chacune des stations (en bas à droite).

La figure présente également l'efficacité de reconstruction des traces estimée à partir d'événements MC (en vert sur la figure 5.13) et est en accord avec les efficacités obtenues en utilisant les données. L'incertitude sur cette mesure est représentée par la bande verte et est de l'ordre de 4 % (cette valeur a été déterminée afin de couvrir les fluctuations statistiques lors de la mesure de l'efficacité dans les données).

L'efficacité globale est de 96% dans le cas d'une trace dans une ou l'autre des stations. L'effet de retombée aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ est dû à des effets d'acceptance, les effets de bord des stations VFPS devenant importants pour ces valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

Le bon accord avec le MC montre que les efficacités ont été correctement implémentées dans le Monte Carlo.

5.4.5 L'optique du faisceau

Afin d'optimiser l'acceptance du VFPS, l'étude de l'optique du faisceau de protons a été effectuée durant la prise de données.

L'acceptance aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ est déterminée par la distance relative au faisceau des stations VFPS. Plus le détecteur est proche du faisceau, plus on accède aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

L'acceptance aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ est quant à elle limitée par la taille horizontale du tube à vide et la position du faisceau par rapport au centre du tube à vide.

La figure 5.14 présente une simulation de la trajectoire dans le plan horizontal des protons ayant perdu 1 et 2 % de leur énergie. En tenant compte de la position des VFPS

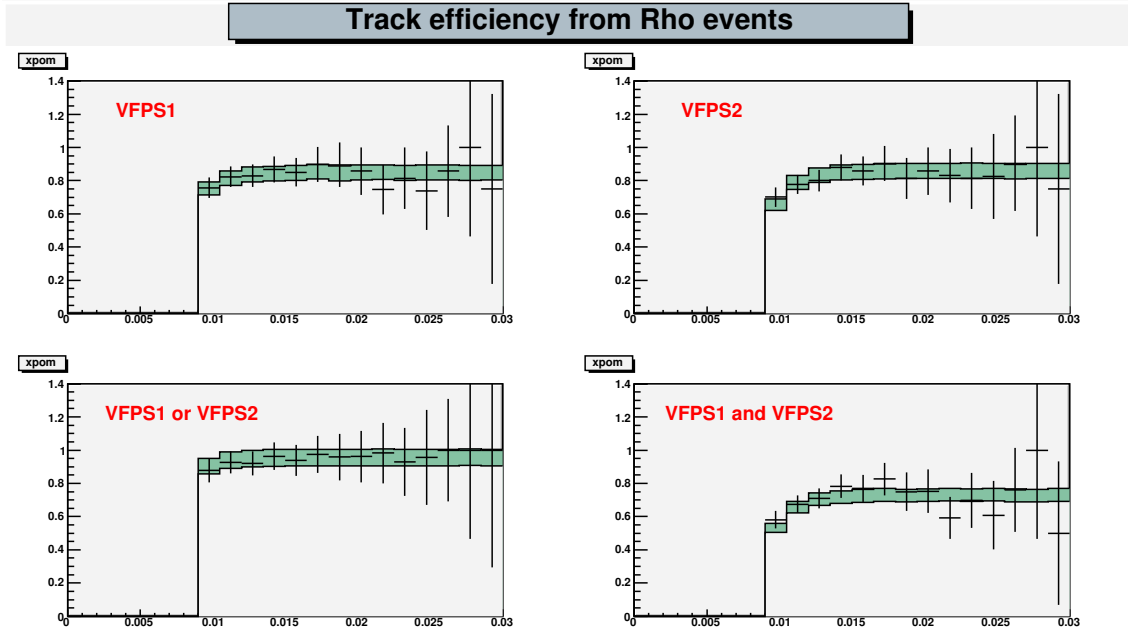


FIG. 5.13 – Efficacité de reconstruction des traces dans le VFPS1 (en haut à gauche), dans le VFPS2 (en haut à droite), lorsqu'on demande une trace dans le VFPS1 ou dans le VFPS2 (en bas à gauche) et lorsqu'on demande une trace dans les deux stations (en bas à droite). La bande foncée représente une incertitude de 4%. Notons que les barres d'erreurs ne sont pas réalistes et ne seront pas utilisées dans la suite de ce travail. Notons également qu'il ne s'agit pas à proprement parlé d'une efficacité car la mesure est ici entachée d'effets d'acceptance aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

à 220 mètres et des parois du tube à vide pour une position du faisceau nominal (ligne pointillée), on y voit que les protons ayant perdu plus de 2% de leur énergie, soit pour des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ supérieures à 0.02, sont déviés à partir de 125 mètres et touchent les parois du tube à vide à 200 mètres du point d'interaction. Ces événements ne seront donc pas détectés par le VFPS. La solution consiste donc à déplacer le faisceau de protons en x ("bump") vers les x positifs (vers l'extérieur de HERA).

Afin d'optimiser la position du faisceau, on a déterminé l'acceptance du VFPS en prenant le rapport du nombre d'événements dans les données réelles détectés dans le VFPS et du nombre d'événements diffractifs détectés par un saut en rapidité.

$$A_{VFPS} = \frac{N_{VFPS}^D}{N_{H1}^D} \quad (5.5)$$

L'effet de trois différentes positions du faisceau ($-6mm$, $-3mm$ et $+1mm$)² sur l'acceptance est présenté en figure 5.15. On y voit un clair effet sur les grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$. Plus le bump est grand et dirigé vers l'extérieur de l'anneau de HERA, plus l'acceptance du VFPS est grande.

Un accord a été conclu entre H1 et HERA et la position du faisceau a été fixée à $-6mm$ à 220 mètres. Dans la pratique, la position du faisceau fut sujette à de nombreux tests et à des ajustements continuels tel qu'il peut être observé sur la figure 5.16 présentant la

²Le signe est ici inversé dû à une convention différente entre H1 et HERA

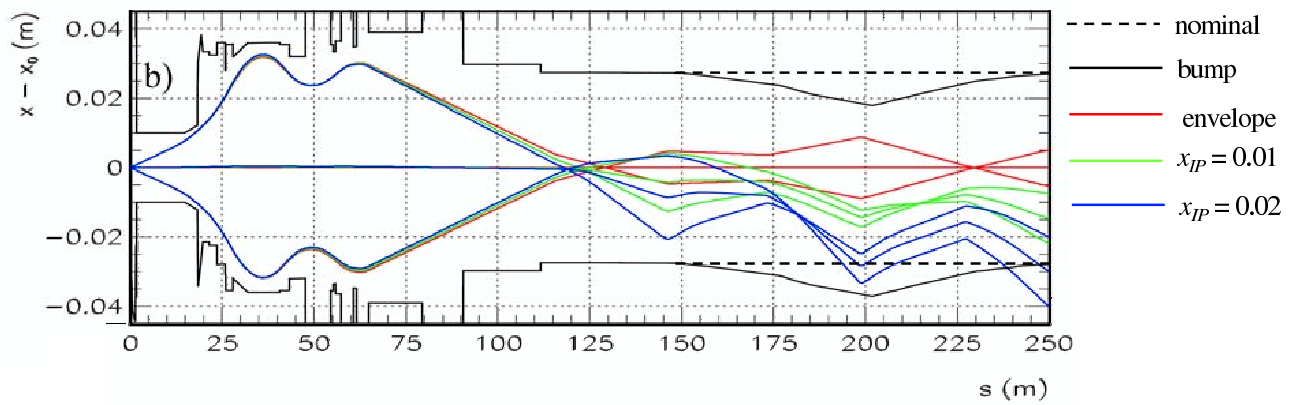


FIG. 5.14 – Une simulation de la trajectoire dans le plan horizontal des protons diffractifs ayant perdu 1 et 2 % de leur énergie. La ligne pointillée présente les parois du tube à vide pour une position nominale du faisceau. L'effet sur la trajectoire des protons lorsque le faisceau nominal est déplacé (bump) est représenté par le ligne continue [39].

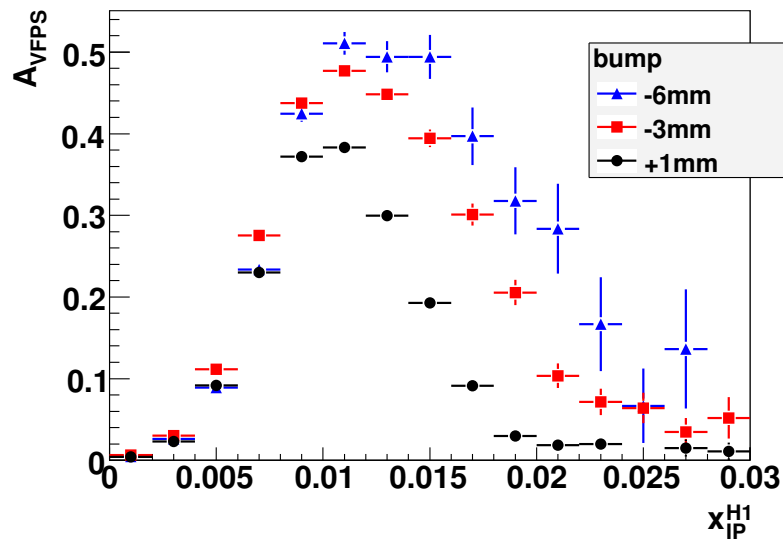


FIG. 5.15 – Effet de la position du faisceau de protons sur l'acceptance du VFPS.

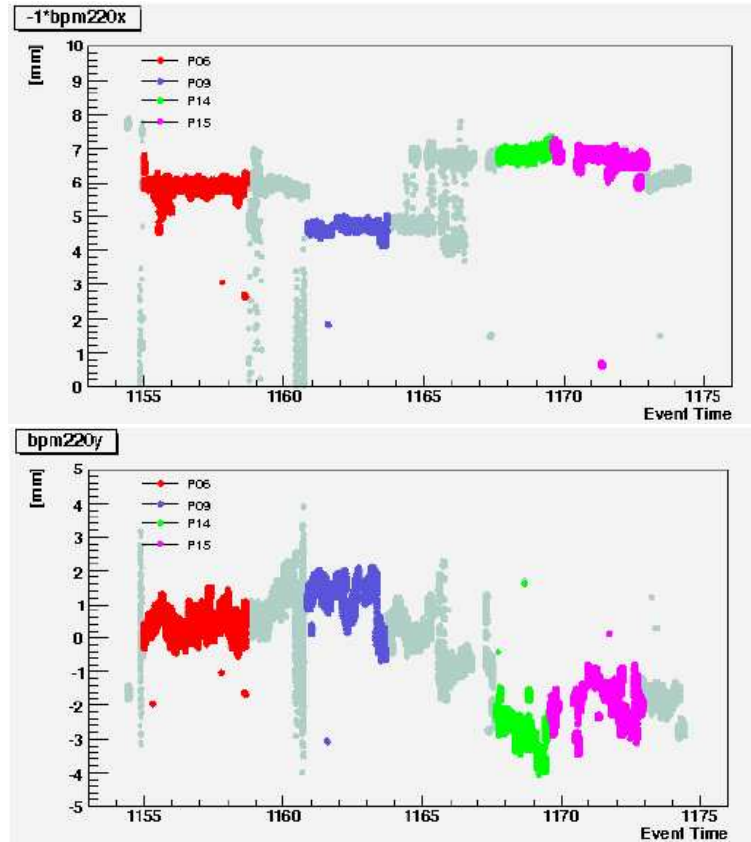
position en x et en y du faisceau à 220 mètres en fonction du temps.

5.4.6 L'acceptance géométrique

L'acceptance du VFPS est déterminée à partir d'une simulation Monte Carlo en prenant le rapport du nombre d'événements ayant au moins une trace dans le VFPS sur le nombre total d'événements diffractifs (eq. 5.5).

L'acceptance du VFPS en fonction de $x_{\mathbb{P}}$ est montrée en figure 5.17 [41, 42].

L'acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ atteint un plateau pour des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ comprises entre 0.01 et 0.025. Dans ce plateau, l'acceptance est de 90%. L'acceptance n'atteint pas 100% car elle inclut l'inefficacité de la reconstruction de trace (4%) et l'acceptance géométrique du

FIG. 5.16 – Position en x et en y du faisceau en fonction du temps.

détecteur, une partie des événements du plateau n'étant pas détectés car ils correspondent à de trop grandes valeurs de $|t|$, pour lesquelles le proton risque d'interagir avec les parois du tube à vide avant d'être détecté. L'acceptance diminue aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ où les effets de bord deviennent importants (la distance faisceau-détecteurs change plusieurs fois par run). Plus le détecteur est proche du faisceau, plus il sera possible de détecter des protons ayant perdu une petite fraction de leur énergie initiale. L'acceptance aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ est déterminée par la position du faisceau comme évoqué dans la section précédente.

L'acceptance en t est montrée en figure 5.18 pour des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ comprises dans le plateau ($x_{\mathbb{P}}$ compris entre 0.01 et 0.025). L'acceptance en t est de plus de 80% pour des valeurs de $-t < 0.25 \text{ GeV}^2$. Au-delà, l'acceptance diminue, une partie des protons étant perdus suite à l'interaction avec les parois du tube à vide. Néanmoins, même aux plus grandes valeurs de t , l'acceptance reste supérieure à 40%.

5.4.7 La complémentarité FPS - VFPS

La figure 5.19 montre l'acceptance des 2 stations horizontales et des 2 stations verticales du spectromètre à protons FPS combinées avec l'acceptance du VFPS en fonction de $x_{\mathbb{P}}$. On y voit que le FPS permet de mesurer un large domaine en $x_{\mathbb{P}}$ mais avec une acceptance relativement faible dans le domaine diffractif tandis que le VFPS possède une meilleure

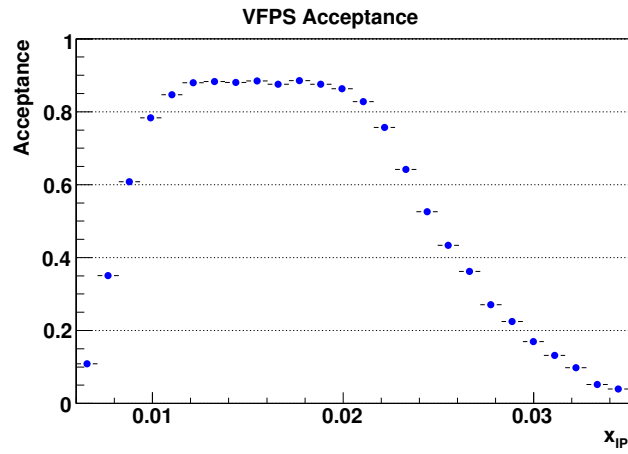


FIG. 5.17 – Acceptance du VFPS en $x_{\mathbb{P}}$. Cette acceptation inclut l'efficacité de reconstruction des traces de 96% [41].

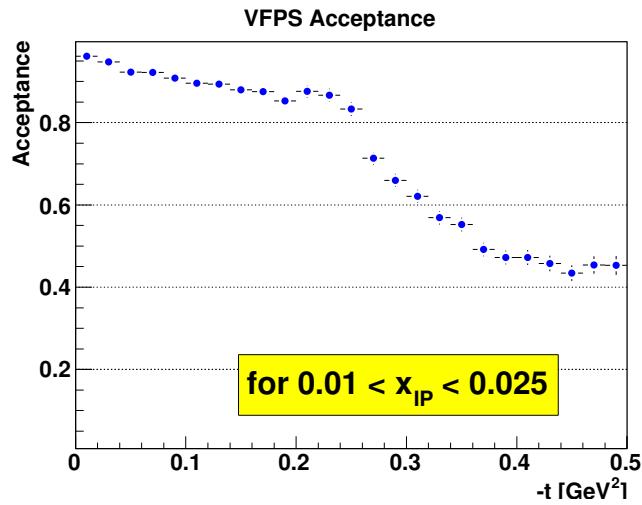
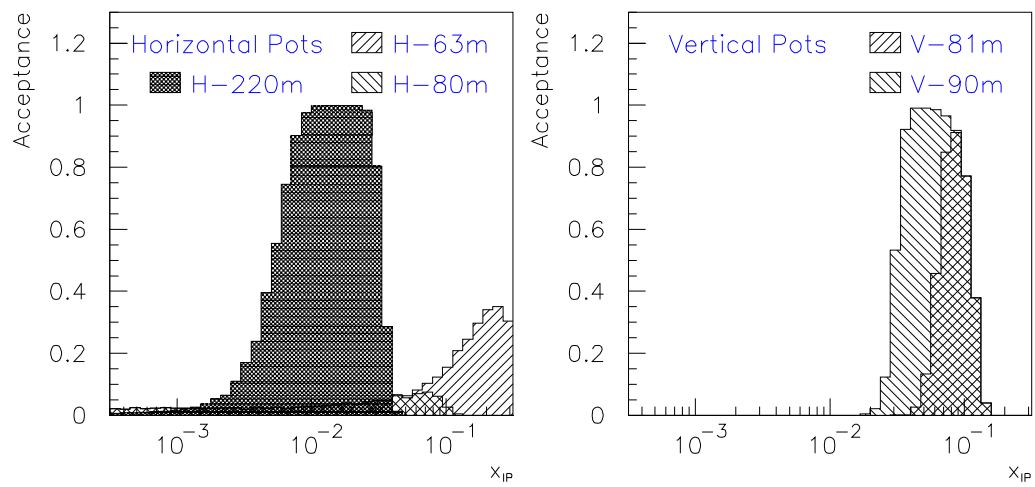


FIG. 5.18 – Acceptance en t du VFPS pour des valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ comprises entre 0.01 et 0.025 [41].

acceptance sur un domaine en $x_{\mathbb{P}}$ plus restreint. Ensemble, les stations FPS et VFPS couvrent un domaine en $x_{\mathbb{P}}$ allant de $5 \cdot 10^{-3}$ à 0.1.

Il est à remarquer que cette figure ancienne prend en compte une situation idéalisée de l'acceptance du VFPS aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

FIG. 5.19 – Acceptances simulées des stations FPS et VFPS(H-220) en fonction de x_{IP} [39].

Chapitre 6

Les simulations Monte Carlo et les prédictions QCD

La simulation d'événements dans le détecteur issus d'un ou de plusieurs processus à l'aide d'un Monte Carlo (MC) permet de corriger les résultats expérimentaux des effets liés au dispositif tels que l'acceptance des détecteurs, les inefficacités et les résolutions.

Les distributions expérimentales obtenues au niveau détecteur (énergies, angles, charges électriques,...) peuvent être ainsi corrigées pour en déduire des résultats au niveau hadronique (particules de l'état final).

Les simulations par MC sont également utilisées pour permettre une comparaison des données à des prédictions théoriques en prenant en compte des effets de migration et d'hadronisation.

Le Monte Carlo génère aléatoirement les valeurs des variables cinématiques de façon telle que, après accumulation de la statistique, la section efficace du processus étudié soit reproduite. A partir des variables cinématiques, les quadri-vecteurs des partons émis lors du processus étudié sont déterminés. L'émission de partons dans l'état final est possible grâce à la cascade partonique ("parton shower").

Le passage des partons portant une charge de couleur dans l'état final à des hadrons neutres de couleur (tel qu'on les observe dans les données) se fait à l'aide de modèles phénoménologiques de fragmentation et d'hadronisation.

Ces hadrons passent alors dans un programme de simulation détaillée du détecteur qui permet de tenir compte de l'interaction des particules de l'état final avec les composants du détecteur et de simuler les signaux électriques laissés dans le détecteur.

Les données simulées suivent ensuite la même chaîne de reconstruction que les données dans laquelle les signaux des différents détecteurs sont transformés en mesure des traces, des énergies, des impulsions,...

La sélection de l'échantillon à analyser et la reconstruction des variables cinématiques est identique pour les données réelles et simulées.

La figure 6.1 présente une vue schématique des différentes étapes prenant place dans le temps lors de la simulation d'une interaction ep .

Dans ce chapitre, nous examinerons le générateur MC (simulant les étapes de l'état initial à celle de l'état final hadronique) utilisé dans ce travail.

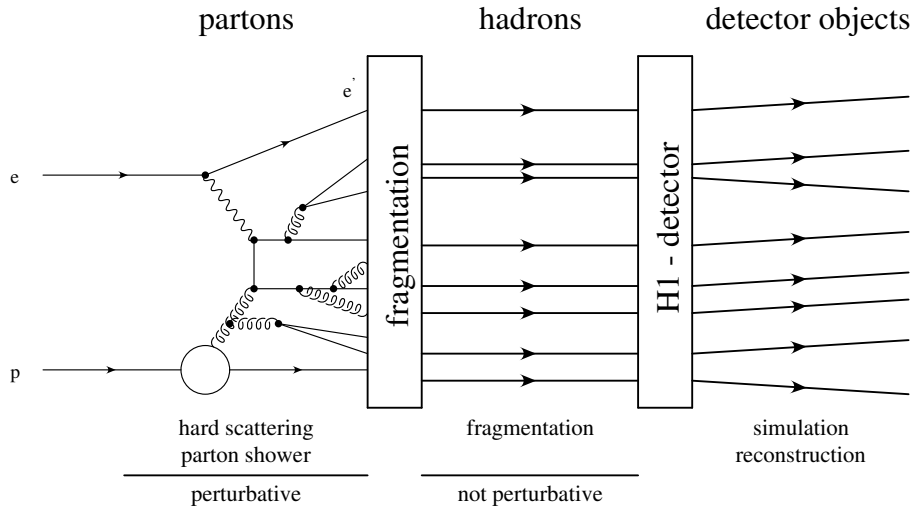


FIG. 6.1 – Représentation dans le temps d'une interaction ep [57].

6.1 RAPGAP

Le générateur Monte Carlo RAPGAP [45] permet de générer le processus de production de jets en diffraction tant dans le domaine de l'électro-production que dans celui de la photo-production à l'ordre dominant en α_s suivant le modèle du poméron résolu introduit dans le chapitre 2.

Différentes paramétrisations des densités de partons sont disponibles dans le programme RAPGAP 3.1 utilisé ici. Dans cette analyse, nous avons utilisé les densités de partons issues du Fit B 2006 introduit dans le chapitre 2.

Le reggeon est paramétrisé par les fonctions de structure des pions.

Les ordres supérieurs en α_s sont modélisés en incluant l'émission des partons dans l'état initial et final via la cascade partonique [46]. Le Modèle de Lund String implémenté dans le module JETSET/PYTHIA¹ [47] est utilisé pour l'hadronisation.

Les effets radiatifs QED sont simulés grâce au module HERACLES² [48] qui inclut l'émission d'un photon par l'électron incident ou diffusé ainsi que les corrections virtuelles au premier ordre de la branche leptonique et du propagateur du photon.

Les effets de la réponse du détecteur sur les particules du MC sont pris en compte par le programme H1SIM³ [49] qui contient une description détaillée du détecteur H1.

¹PYTHIA 6.2 est utilisé dans cette analyse.

²HERACLES 4.63

³H1SIM 38400 a été utilisé dans ce travail.

Les échantillons utilisés

Dans cette partie, nous présenterons brièvement les différents échantillons Monte Carlo qui ont été utilisés dans cette analyse. Dans le domaine de l'électro-production, trois échantillons ont été simulés.

Deux de ces composantes reposent sur l'échange d'un poméron. Pour la première dont les diagrammes sont présentés en figures 3.1 et 3.2, le photon virtuel interagit directement avec le poméron pour produire des partons sortants de masse nulle (quarks u , d et s) (noté "P" sur les figures dans la suite de ce travail) via les processus de fusion gluon-boson ou de QCD Compton. Le second échantillon, montré à la figure 6.2, permet de prendre en compte la production de charme massif dans l'état final ("CHA").

La troisième composante MC ("REG") utilisée dans l'analyse ne repose pas sur l'échange d'un poméron mais sur celui d'un reggeon pour produire une paire de quarks non massifs dans l'état final. Le diagramme de ce processus est identique à celui des figures 3.1 et 3.2 moyennant le remplacement du poméron échangé par un reggeon.

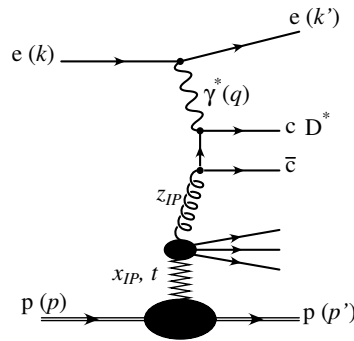


FIG. 6.2 – Diagramme de production de charme massif en diffraction grâce au processus de fusion gluon-boson.

Dans ce travail, nous avons également utilisé un échantillon MC généré à l'ordre le plus bas en QED, c'est-à-dire n'incluant pas de correction radiative.

Dans le domaine de la photo-production, les trois composantes (POM, CHA, REG) décrites précédemment interviennent également à la différence que le processus de fusion gluon-boson et de QCD Compton ont été simulés indépendamment.

De plus, dans le domaine de la photo-production, la composante du photon résolu devient importante, nous considérerons donc également la production de jets via l'interaction d'un photon résolu et d'un poméron produisant des quarks non massifs ("RES"), représenté en figure 6.3, et via l'interaction d'un photon résolu avec un reggeon ("REGRES").

Dans chacun des deux domaines, les différentes composantes du MC seront additionnées de manière à ce que la somme puisse être comparée aux données.

La figure 6.4 illustre les différentes composantes MC pour un échantillon de données en photo-production. Les processus sont normalisés à leur luminosité de sorte à conserver les fractions relatives des différents processus. Les distributions sont présentées en fonction des variables cinématiques dont la méthode de reconstruction sera discutée plus tard dans ce travail.

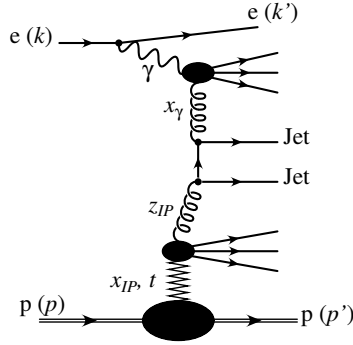


FIG. 6.3 – Production de jets avec un photon résolu.

La distribution en l'angle ϕ du premier jet, relativement plate, permet de voir l'importance relative de chacune des composantes.

La distribution de $x_{\mathbb{P}}$ montre les contributions des processus avec échange d'un poméron et ceux avec échange d'un reggeon. L'échange de reggeon est négligeable suite à la demande de jets dans l'état final, on voit par ailleurs que l'échange de Reggeon n'est significatif qu'aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

La distribution de la masse invariante du système formé par les deux jets montre que la composante MC du processus QCD Compton permet d'accéder à de plus faibles masses que les composantes issues de la fusion gluon boson. On voit également que le processus de fusion gluon boson est le processus dominant pour la production de jets.

Enfin, la distribution en x_{γ} , permet de voir que les composantes liées au photon direct sont piquées aux grandes valeurs de x_{γ} tandis que la composante MC avec un photon résolu permet de simuler les plus petites valeurs de x_{γ} .

6.2 Les prédictions théoriques

Les prédictions issues du programme RAPGAP sont limitées au premier ordre en α_s auquel des cascades de partons ont été ajoutées afin de palier l'absence d'ordres supérieurs. Afin de comparer nos mesures à des prédictions plus précises, nous avons utilisé des prédictions théoriques calculées à l'ordre suivant (NLO, à l'ordre en α_s^2) obtenues à l'aide du programme NLOjet ++ [51]. Afin de prendre en compte les incertitudes sur les prédictions liées au choix des échelles de factorisation et de renormalisation, l'échelle, $\mu^2 = p_T^2 + Q^2$, a été variée d'un facteur 4 et d'un facteur 0.25.

Dans cette analyse, les données ont été comparées d'une part aux prédictions NLO basées les DPDF 2006 Fit B introduit dans le chapitre 2 et d'autre part aux prédictions utilisant les DPDF 2007 Jet Fit présentées dans le chapitre 3.

Les DPDF utilisées dans les prédictions NLO, ont été obtenues par la Collaboration sur base d'analyses en diffraction basées sur la présence d'un saut en rapidité, une contribution du bruit de fond du proton dissocié est encore présente. La mesure effectuée à l'aide du spectromètre à proton FPS (cfr. section 2.2.1, éq. 2.14) permet de corriger de cet effet.

Les prédictions NLO seront donc corrigées d'un facteur 0.81 afin de prendre en compte la présence de la contribution du proton dissocié dans les DPDF utilisées.

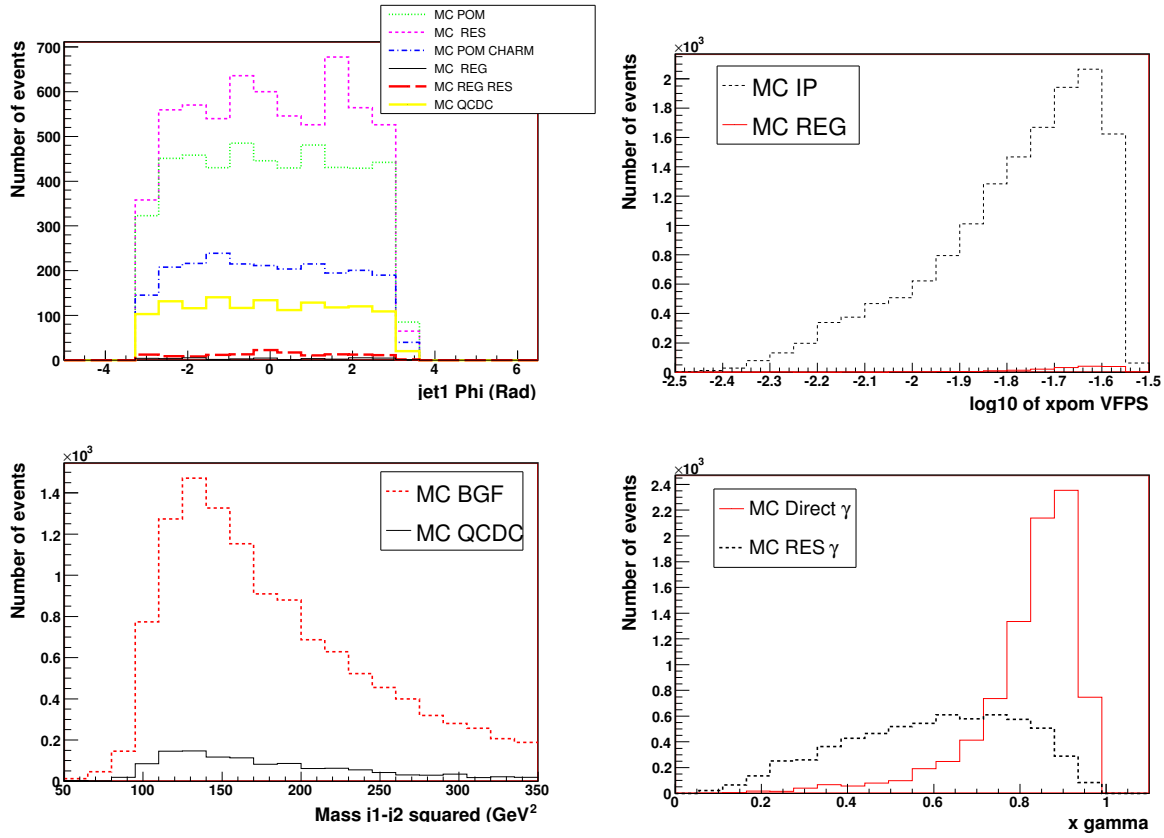


FIG. 6.4 – La contribution des différents processus MC intervenant dans la production de jets en photoproduction.

6.3 L'hadronisation

Le programme NLOjet ++ fournit des prédictions théoriques calculées au niveau partonique, c'est-à-dire que l'état final est composé de partons colorés. Les données, quant à elles, sont corrigées du niveau détecteur au niveau hadronique via le terme d'acceptance (voir section 8.2.1), impliquant qu'on a dans l'état final des hadrons neutres de couleur. Le passage de partons aux hadrons fait apparaître des différences entre les jets reconstruits aux niveaux partonique et hadronique qu'il faut prendre en compte si on souhaite comparer les prédictions NLO aux données.

Les corrections d'hadronisation sont obtenues en comparant un échantillon d'événements MC au niveau partonique et au niveau hadronique. Cependant ces corrections ne peuvent être appliquées que si la corrélation entre les variables au niveau hadronique et au niveau partonique est suffisamment bonne. Les corrélations entre les variables reconstruites au niveau hadronique et celles reconstruites au niveau partonique sont présentées en figure 6.5 pour l'impulsion transverse du premier jet, en figure 6.6 pour l'impulsion transverse du second jet, en figure 6.7 pour la masse du système formé par les deux jets et en figure 6.8 pour la variable $z_{\mathbb{P}}$. La corrélation entre les deux niveaux est assez bonne pour appliquer les corrections d'hadronisation. Cette corrélation se détériore aux petites valeurs de l'impulsion transverse. Pour garder une corrélation suffisamment bonne, nous demandons dans

cette analyse que le premier jet possède une impulsion transverse supérieure à 5.5 GeV .

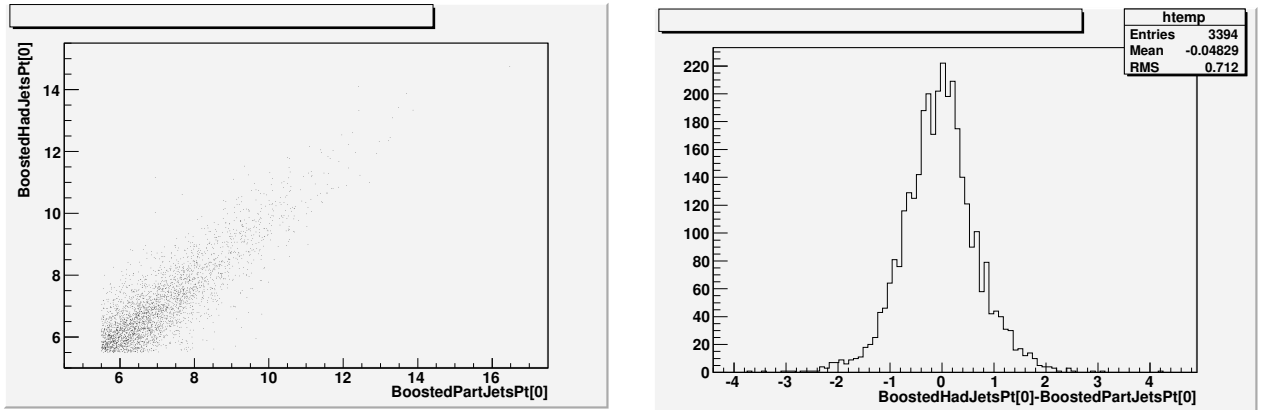


FIG. 6.5 – Corrélation entre l'impulsion transverse en GeV du premier jet dans le référentiel γ^*p au niveau partonique et au niveau hadronique.

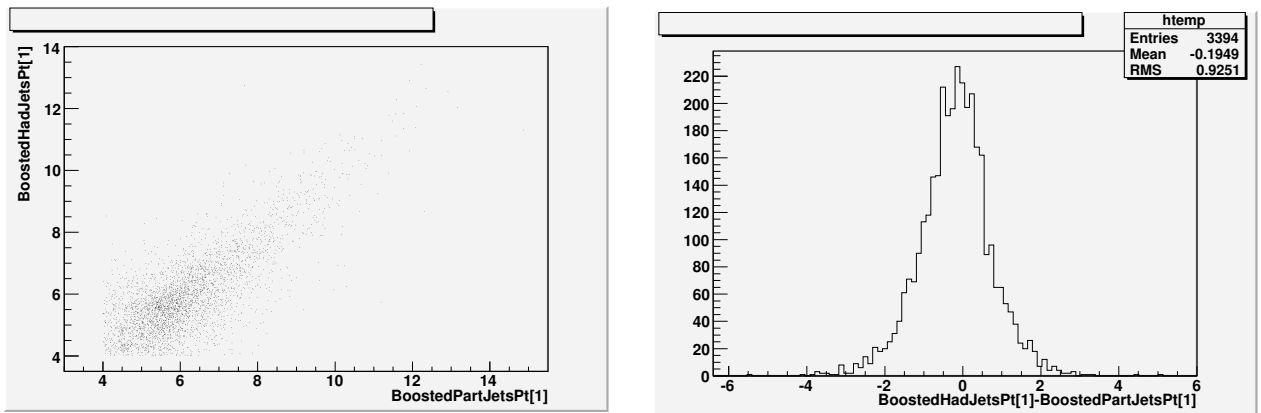


FIG. 6.6 – Corrélation entre l'impulsion transverse en GeV du second jet dans le référentiel γ^*p au niveau partonique et au niveau hadronique.

Les corrections d'hadronisation pour les différentes variables dans l'intervalle de mesure utilisé dans cette analyse seront discutées dans le chapitre 8.

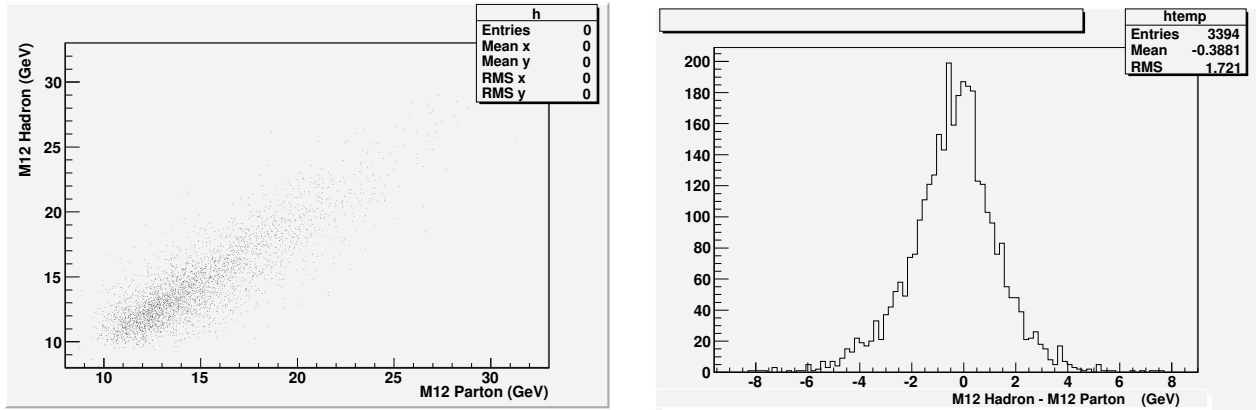


FIG. 6.7 – Corrélation entre la masse formée par les deux jets reconstruite au niveau partonique et au niveau hadronique.

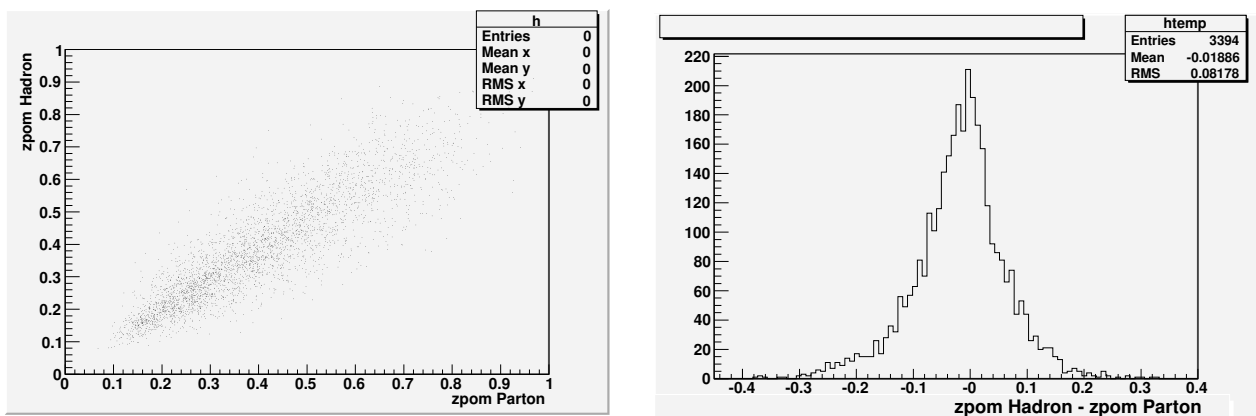


FIG. 6.8 – Corrélation entre z_p reconstruit au niveau partonique et au niveau hadronique.

Chapitre 7

La sélection des événements jets en DDIS

Nous détaillerons dans ce chapitre la sélection des événements diffractifs avec production de jets dans le domaine de l'électro-production ainsi que la reconstruction des différentes variables cinématiques utilisées dans cette analyse.

7.1 La sélection des événements en diffusion profondément inélastique

Afin de sélectionner un échantillon d'événements à analyser, un ensemble de coupures est mis en place. Ces dernières ont pour objectifs de sélectionner le processus étudié mais également de réduire le bruit de fond et d'éliminer des événements impropres à l'analyse.

Nous détaillerons dans cette partie, l'ensemble des coupures qui ont été appliquées dans ce travail et qui ont servi à la sélection des événements dont les résultats seront présentés dans le chapitre 8.

7.1.1 La sélection de base

Les données¹ utilisées pour ce travail ont été enregistrées en 2006 et 2007, jusqu'à la fin du fonctionnement de HERA en phase de haute énergie². Durant cette période, le faisceau de leptons utilisé était un faisceau de positons. Notons, qu'il s'agit d'une analyse basée sur les données de HERA II tandis que les analyses publiées précédemment par la Collaboration H1 concernaient la période HERA I.

Nous commençons par éliminer les périodes de prise de données non utilisables pour l'analyse. Pour chaque événement, il faut s'assurer que les différents détecteurs utiles à l'analyse étaient totalement opérationnels. On demande que les différents détecteurs suivants soient en état de fonctionnement :

- le calorimètre LAr

¹Dans ce travail, nous avons utilisé les DST5 avec une version h100 3.3.11.

²De mai à juillet 2007, soit avant l'arrêt définitif du collisionneur, HERA est passé dans une phase où l'énergie des faisceaux de protons étaient plus faibles (470 GeV et 575 GeV) afin de permettre, entre autres, la mesure de la composante longitudinale de la fonction de structure, F_L .

s115 =	
SPCLe_IET>1 SPCLe_IET_Cen_2	présence d'une énergie supérieure au seuil (6 GeV) dans la région extérieure ou centrale du SpaCal
VFPS_1 VFPS_2	déclenchement dans au moins une des deux stations VFPS
!SPCLh_AToF_E_1	absence d'un dépôt d'énergie supérieur au seuil de bruit dans la partie hadronique du SpaCal
!VETO_BG	rejet du bruit de fond à l'aide des murs veto

TAB. 7.1 – Le détail des éléments de déclenchement composants le sous-déclencheur s115

- le calorimètre SpaCal
- les chambres à dérives CJC1 et CJC2
- les détecteurs de temps de vol ToF
- les détecteurs VETO
- les détecteurs de mesure de la luminosité

De plus, afin de sélectionner les événements dont le proton diffusé a été détecté par le VFPS, nous demandons également que les deux stations VFPS soient en fonctionnement et dans une position stable et proche du faisceau.

Le sous-déclencheur s115 Les événements en diffraction profondément inélastique avec le proton diffusé détecté dans le VFPS sont sauvegardés par le sous-déclencheur s115 (cfr. table 7.1). Ce dernier impose la présence d'un électron diffusé dans le calorimètre SpaCal et d'un déclenchement d'au moins l'une des deux stations VFPS. Un ensemble d'éléments de déclenchement VETO basés sur une synchronisation du signal dans les détecteurs avec le croisement des faisceaux est également appliqué pour réduire le bruit de fond.

La luminosité

Après application de cet ensemble de coupures de base, la luminosité de l'échantillon d'événements utilisés dans cette analyse est de

$$L = 87.4 \text{ pb}^{-1}. \quad (7.1)$$

7.1.2 Les coupures au niveau détecteur

La reconstruction du vertex

On impose la présence d'un vertex reconstruit dont la position selon l'axe z est comprise dans une région de 3σ par rapport à la position du point d'interaction nominal, c'est-à-dire à une coordonnée de :

$$-35 < z_{vertex} < 35 \text{ cm}. \quad (7.2)$$

Cette coupure permet de réduire le bruit de fond dû à d'éventuelles interactions d'un des faisceaux avec les parois du tube à vide ou avec le gaz résiduel.

La bonne description de la position du vertex en z (fig. 7.1) est indispensable pour assurer une bonne estimation du facteur de correction d'acceptance en fonction de l'angle polaire de l'électron diffusé qui interviendra dans la reconstruction des variables cinématiques.

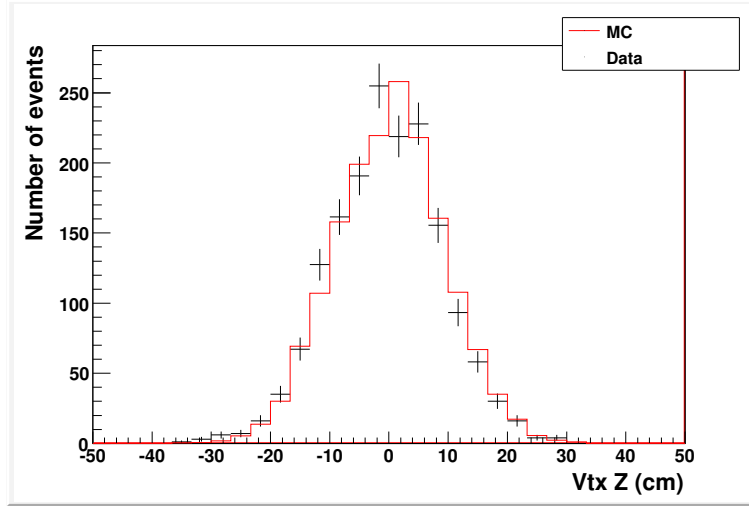


FIG. 7.1 – La distribution de la position du vertex selon l'axe z pour les données (points noirs) et pour le MC (ligne continue rouge).

La coupure sur l'électron diffusé

La présence d'un électron dans le calorimètre SpaCal est requise. De plus, pour limiter le bruit de fond de photo-production³, cet électron doit avoir une énergie supérieure à 10 GeV .

Nous demandons également que la position du cluster de l'électron diffusé se situe à une distance de plus de 13 cm du centre du tube à vide afin de se trouver en dehors des régions proches du tube à vide où le calorimètre est moins efficace et où la calibration est déterminée avec moins de précision.

Coupages sur la conservation d'énergie-impulsion

Afin de réduire les événements de bruit de fond en photo-production, nous imposons la conservation de l'énergie-impulsion suivant l'axe z . Dans l'état final, la quantité $\sum E - Pz$ est donnée par 2 fois l'énergie de l'électron incident, soit 55 GeV . Dans le cas de la photo-production, l'électron étant diffusé dans le tube à vide, la somme des $E - Pz$ est plus petite que les 55 GeV attendus. En tenant compte des résolutions en énergie, on applique la coupure suivante :

$$45 < \sum_{\alpha} E_{\alpha} - p_{z,\alpha} < 60 GeV \quad (7.3)$$

³Événements pour lesquels un photon de l'état final hadronique simulerait la présence d'un électron diffusé dans le SpaCal, alors que le véritable électron diffusé s'échappe dans le tube à vide sans être détecté.

où on somme sur les particules de l'état final hadronique et sur l'électron diffusé.

7.2 La sélection des événements en diffraction

Les événements en diffraction sont sélectionnés sur base de la détection du proton diffusé dans le VFPS.

En plus de la demande d'un déclenchement dans l'une des deux stations VFPS (voir sous-déclencheur s115), on demande également la reconstruction d'une trace locale dans au moins l'une des deux stations.

7.3 La sélection des événements à 2 jets

Afin de sélectionner les événements à deux jets dans l'échantillon en DDIS, les différentes particules de l'état final sont d'abord déterminées dans le référentiel γ^*p à l'aide d'une transformation de Lorentz avant d'être soumises à l'algorithme de jets, tel qu'introduit dans le chapitre 3.

On demande ensuite que l'impulsion transverse du jet le plus énergétique soit supérieure à 5.5 GeV et celle du second jet à plus de 4 GeV .

7.4 La reconstruction des variables cinématiques

Dans cette partie, nous examinerons la reconstruction des variables cinématiques au niveau détecteur.

Afin de reconstruire les variables cinématiques Q^2 , x et $x_{\mathbb{P}}$ et celles qui en découlent (y , β et W) à partir des informations fournies par les différents détecteurs, plusieurs méthodes sont possibles [52] :

- La méthode dite "Electron" (*elec*) est basée sur la mesure de l'énergie et de l'angle polaire de l'électron diffusé ($E_{e'}$ et $\theta_{e'}$).
- La méthode "Hadronique" (*hfs*), permet quant à elle de reconstruire les différentes variables en n'utilisant que les informations sur l'état final hadronique.
- La méthode "Double Angle" (*da*) utilise les angles polaires de l'électron diffusé et de l'état final hadronique.
- Il existe également une méthode dite "Combinée" (*avg*) [15] qui combine les méthodes de reconstruction "Electron" et "Double Angle". La méthode "Electron" sera utilisée aux grandes valeurs de y où elle offre la meilleure résolution tandis que la méthode "Double Angle" est prise en compte aux petites valeurs de y .

Selon le domaine cinématique étudié, l'une ou l'autre de ces méthodes permet de reconstruire les variables avec la meilleure résolution possible.

La résolution absolue des différentes variables cinématiques reconstruites pour les méthodes de reconstruction les plus adaptées à l'analyse est présentée en figures 7.2, 7.4, 7.5, 7.6 et 7.7, avec la résolution absolue calculée selon l'équation 7.4 où Var_{Gen} est la variable générée et Var_{Rec} , la variable reconstruite au niveau détecteur.

$$Res = \sigma(Var_{Gen} - Var_{Rec}) \quad (7.4)$$

Dans cette analyse, la méthode "Electron" offre la meilleure résolution sauf pour la reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$, où nous avons utilisé directement les traces reconstruites dans le VFPS.

La figure 7.2 présente la résolution absolue de la variable $x_{\mathbb{P}}$ reconstruite grâce aux traces dans le VFPS ainsi que suivant la méthode "Hadronique" et suivant la méthode "Combinée". Aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$, la reconstruction à l'aide du VFPS permet d'améliorer la résolution sur cette variable d'un facteur deux. Aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$, des effets non linéaires de l'optique ainsi que l'approximation utilisée en négligeant l'impulsion transverse du proton diffusé (voir section 5.4.1) détériorent légèrement la reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$. Néanmoins, nous avons utilisé cette méthode basée sur les traces dans le VFPS car elle permet de minimiser le biais systématique (voir figure 7.3) par rapport aux autres méthodes. Notons que la détérioration de la résolution aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ pour les méthodes de reconstruction "Hadronique" et "Combinée" est due au fait que, pour de telles valeurs de $x_{\mathbb{P}}$, le système hadronique final est très à l'avant du détecteur et une partie des particules composant l'état final peut être perdue dans le tube à vide, menant à une mauvaise reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$.

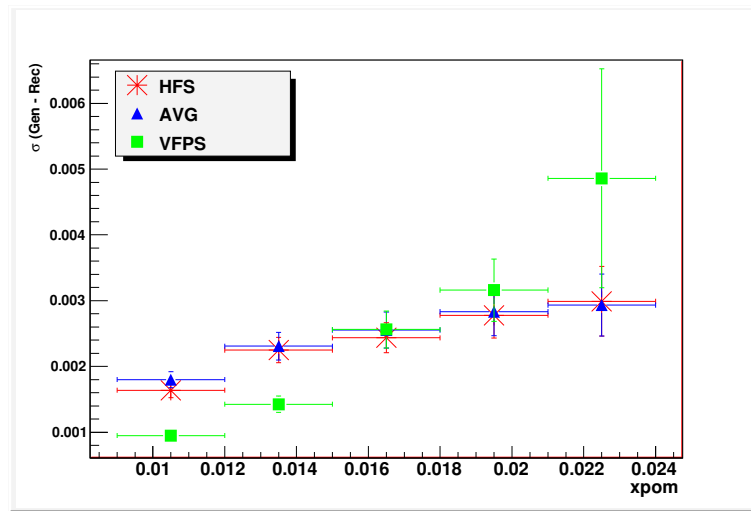


FIG. 7.2 – Résolution absolue en $x_{\mathbb{P}}$ pour les méthodes de reconstruction VFPS, hadronique et combinée.

La résolution relative⁴ en $x_{\mathbb{P}}$ est de l'ordre de 10% aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ et de 20% aux grandes valeurs.

Les figures 7.4 et 7.5 présentent respectivement les résolutions en Q^2 et en le logarithme de x pour les méthodes "Electron" et "Combinée". Notons que la résolution en le logarithme de x est déterminée en prenant la différence des logarithmes au niveau généré et au niveau reconstruit. Dans les deux cas, la méthode basée sur l'électron offre la meilleure résolution inférieure à 10% pour Q^2 et inférieure à 5% pour le logarithme de x . Aux grandes valeurs de Q^2 , la mesure des angles de l'état final hadronique devient plus précise qu'aux petites valeurs de Q^2 où l'état final hadronique se situe très à l'avant du détecteur. Aux

⁴résolution relative = $\sigma\left(\frac{Var_{Gen}-Var_{rec}}{Var_{Gen}}\right)$.

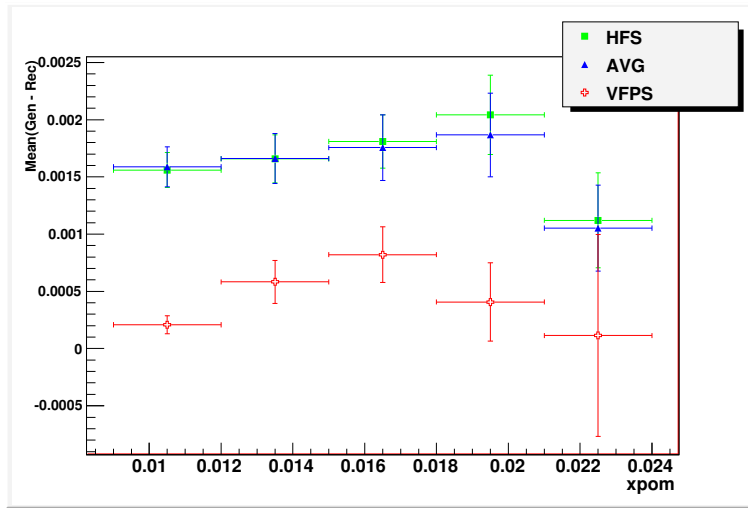


FIG. 7.3 – Biais systématique en $x_{\mathbb{P}}$ pour les méthodes de reconstruction VFPS, hadronique et combinée.

grandes valeurs de Q^2 , la méthode "Combinée" utilisant entre autres l'angle du système X devient légèrement meilleure.

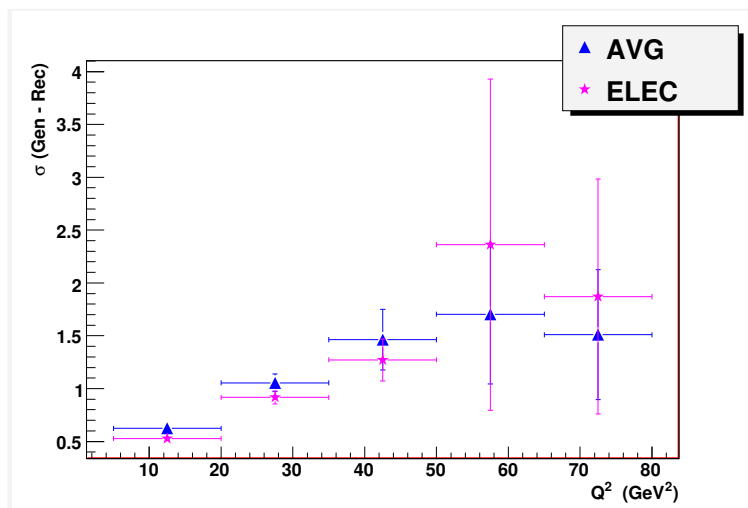


FIG. 7.4 – Résolution absolue en Q^2 pour les méthodes de reconstruction électron et combinée.

La résolution en y pour les méthodes "Electron", "Hadronique" et "Combinée" est montrée sur la figure 7.6. On y voit clairement que la méthode combinée est dominée par la reconstruction selon l'électron aux grands y , alors que la méthode Double Angle (non montrée sur la figure) domine aux petites valeurs de l'inélasticité. A nouveau, la méthode de l'électron semble être la plus appropriée dans cette analyse, permettant une résolution en y de l'ordre de 5%.

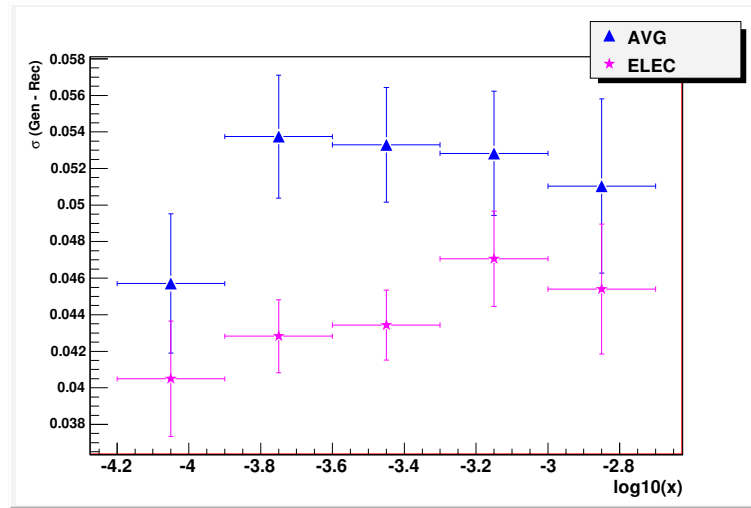


FIG. 7.5 – Résolution absolue en le logarithme de x pour les méthodes de reconstruction électron et combinée.

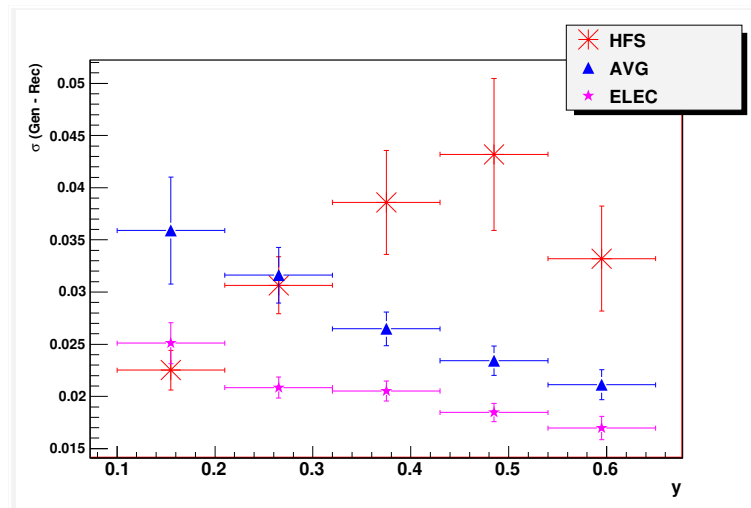


FIG. 7.6 – Résolution absolue en y pour les méthodes de reconstruction électron, hadronique et combinée.

Enfin, la résolution en β est montrée en figure 7.7 pour les méthodes électrons, VFPS et combinée. Comme dans le cas de la résolution en logarithme de x , la figure présente la différence entre le logarithme de β au niveau généré et le logarithme de β au niveau reconstruit. L'utilisation de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit à l'aide du VFPS permet d'atteindre une résolution en β de l'ordre de 7%.

Les résolutions des différentes variables cinématiques qui viennent d'être discutées permettent de déterminer la méthode de reconstruction la plus adaptée au domaine ciné-

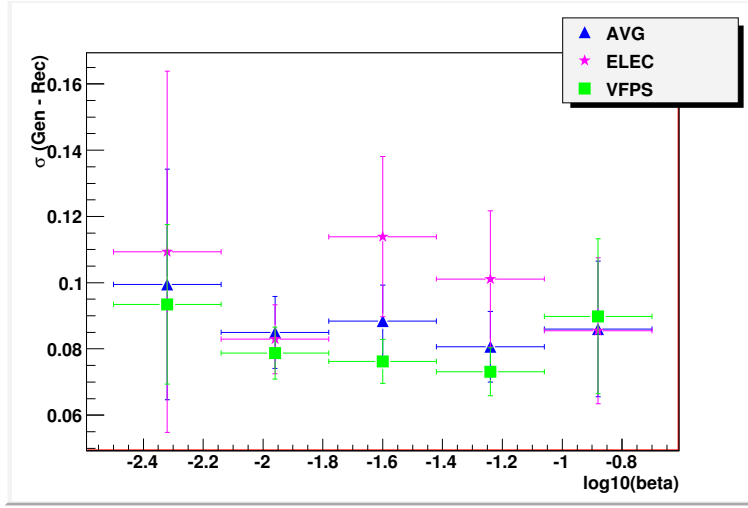


FIG. 7.7 – Résolution absolue en logarithme de β pour les méthodes de reconstruction électron, VFPS et combinée.

matique utilisé mais elles sont également indispensables afin de déterminer un intervalle ("binning") de mesure physique, tel que l'intervalle dans chaque variable soit égal ou supérieur à la résolution de cette variable.

Nous détaillons ci-dessous la façon dont les différentes variables introduites plus tôt sont reconstruites dans ce travail.

La virtualité du photon Q^2 (eq. 1.2) et l'inélasticité y (eq. 1.4) sont reconstruites à partir de l'énergie et l'angle polaire de l'électron diffusé selon les équations 7.5 et 7.6.

$$Q^2 = 4E_{e'}E_e \cos^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right) \quad (7.5)$$

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right) \quad (7.6)$$

L'énergie dans le centre de masse γp , W (eq. 1.6), est reconstruite selon l'équation 7.7

$$W = \sqrt{ys - Q^2} \quad (7.7)$$

avec s défini suivant l'équation 1.5.

La variable x (eq. 1.3) est déterminée à partir de la virtualité du photon, l'inélasticité et l'énergie au carré dans le centre de masse ep , s , à l'aide de l'équation 7.8.

$$x = \frac{Q^2}{sy} \quad (7.8)$$

La variable $x_{\mathbb{P}}$ (eq. 2.3) est reconstruite à partir des traces locales dans le VFPS, comme décrit dans la section 5.4.1, ce qui nous permet de reconstruire β (eq. 2.4) selon l'équation 7.9.

$$\beta = \frac{x}{x_{\mathbb{P}}^{\text{VFPS}}} \quad (7.9)$$

La masse du système hadronique est reconstruite selon l'équation 7.10.

$$M_X^2 = (E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2)_{had} \cdot \frac{y}{y_h} \quad (7.10)$$

où had représente la somme sur les particules de l'état final hadronique excepté le proton diffusé et y_h ⁵ est la valeur de y reconstruite à partir de l'état final hadronique exclusivement [15]. Le facteur $\frac{y}{y_h}$ permet de compenser partiellement la contribution manquante à M_X des particules de l'état final hadronique échappant à la détection.

On définit la masse au carré du système composé des deux jets selon 7.11.

$$M_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2 \quad (7.11)$$

avec p_1 (p_2) la quadri-impulsion du premier (second) jet.

La variable $z_{\mathbb{P}}$ (eq. 3.1) est reconstruite à l'aide de l'équation 7.12, cette méthode de reconstruction permet de minimiser l'effet de l'état hadronique final, la masse de l'ensemble hadronique X n'intervenant plus directement dans la reconstruction de $z_{\mathbb{P}}$. Nous avons également utilisé cette formule afin de reconstruire la variable $z_{\mathbb{P}}$ au niveau hadronique et au niveau partonique.

$$z_{\mathbb{P}} = \beta \frac{Q^2 + M_{12}^2}{Q^2} \quad (7.12)$$

Finalement, on définit également la différence de rapidité⁶ entre les deux jets, $\Delta\eta_{jet}^*$, et la rapidité moyenne $\langle\eta\rangle$ des équations 7.14 et 7.15.

$$|\Delta\eta_{jet}^*| = |\eta_{jet1}^* - \eta_{jet2}^*| \quad (7.14)$$

$$\langle\eta_{jet}^{lab}\rangle = \frac{1}{2}(\eta_{jet1}^{lab} + \eta_{jet2}^{lab}) \quad (7.15)$$

Rappelons que l'indice "*" indique que les variables sont définies dans le référentiel γ^*p tandis que l'indice "lab", indique le référentiel du laboratoire.

7.5 Le domaine cinématique

Les différentes coupures introduites précédemment réduisent le domaine cinématique accessible. Il est donc nécessaire de définir explicitement le domaine cinématique sur lequel la mesure de section efficace a été effectuée.

La présence d'un électron dans le calorimètre SpaCal avec une énergie minimale de 10 GeV limite le domaine cinématique accessible en Q^2 et en y .

Les mesures ont été effectuées dans la région cinématique suivante :

$$5 < Q^2 < 80 \text{ GeV}^2 \quad (7.16)$$

⁵ $y_h = \frac{\sum_x E - p_z}{2E_e}$.

⁶La pseudo-rapidité d'une particule est définie selon l'équation 7.13.

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (7.13)$$

et

$$0.1 < y < 0.7 \quad (7.17)$$

De plus la demande d'un proton diffusé dans le VFPS restreint le domaine en $x_{\mathbb{P}}$ et $|t|$ tel que :

$$0.009 < x_{\mathbb{P}} < 0.024 \quad (7.18)$$

et

$$|t| < 1 \text{ GeV}^2 \quad (7.19)$$

Enfin, la coupure cinématique sur l'impulsion transverse de jets détermine également le domaine cinématique accessible pour la mesure

$$Pt_{j1}^* > 5.5 \text{ GeV} \quad (7.20)$$

et

$$Pt_{j2}^* > 4 \text{ GeV} \quad (7.21)$$

Signalons que contrairement à plusieurs analyses précédentes effectuées par la Collaboration H1 [23, 57], nous n'avons pas effectué de coupure sur la pseudo-rapacité des jets dans le référentiel du laboratoire. En effet, dû à l'acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS, les jets sont bien contenus dans le détecteur central. La partie supérieure de la figure 7.8 présente la distribution MC de l'angle polaire θ du premier jet dans le référentiel du laboratoire. On y voit en rouge, les événements pour lesquels l'axe du jet est reconstruit dans le calorimètre arrière SpaCal. La partie inférieure de la figure 7.8 montre la résolution absolue en l'impulsion transverse de ce jet dans le référentiel γ^*p en fonction de l'angle polaire. On voit que la résolution n'est en rien détruite lorsqu'on atteint le calorimètre SpaCal.

Nous avons par conséquent décidé de ne pas couper ces jets situés à l'arrière du détecteur.

7.6 Le traitement des données

7.6.1 L'efficacité du trigger s115

La sélection des données à l'aide d'un sous-déclencheur n'est pas toujours efficace à 100 %. Il est donc possible que certains événements aient été perdus. Ces inefficacités de déclenchement doivent être prises en compte et corrigées dans les données avant des les comparer aux prédictions théoriques.

Afin de déterminer l'efficacité, ϵ , du sous-déclencheur s115 (défini dans la table 7.1), il faut sélectionner un échantillon d'événements gardés par un sous-déclencheur moniteur, indépendant des composants de s115 (essentiellement des éléments de déclenchement liés au calorimètre SpaCal et au VFPS). Dans notre cas, le sous-déclencheur moniteur est le sous-déclencheur s103, qui sera discuté en détail dans le cadre du chapitre sur la sélection des jets en photo-production (chapitre 9). Ce sous-déclencheur se définit comme suit :

$$L1 : (CIP_sig > 2) \&\& (CIP_cosmic) \&\& (LAr_IF < 2) \&\& (FTT_mul_Tc > 1)$$

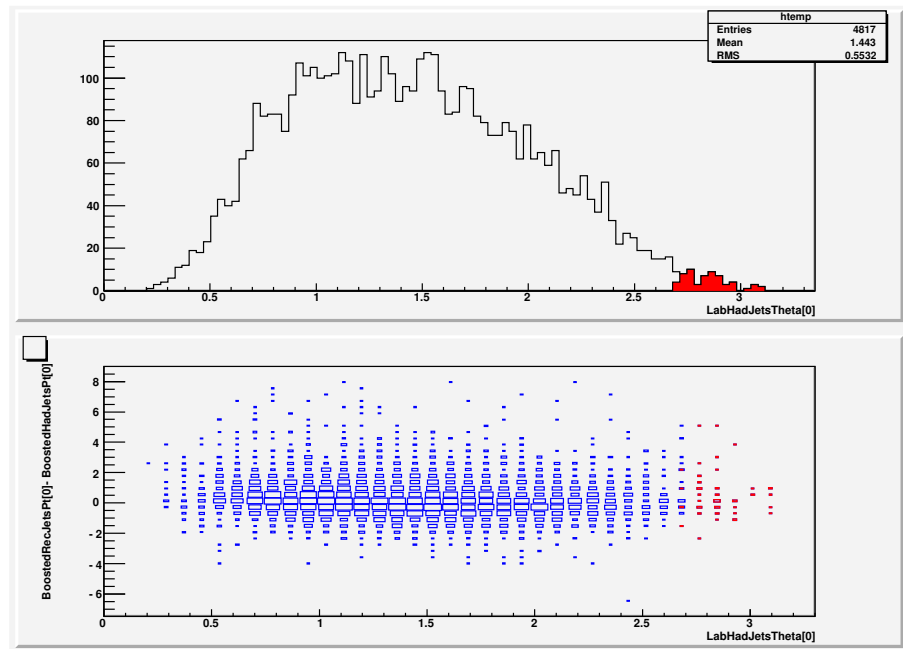


FIG. 7.8 – Haut : simulation de la distribution de l'angle polaire θ du premier jet dans le référentiel du laboratoire. Bas : la résolution absolue en l'impulsion transverse de ce jet dans le référentiel γ^*p en fonction de l'angle polaire. Les jets reconstruits dans le calorimètre arrière SpaCal sont montrés en rouge.

$$\&\&(!FTT_topo_6)\&\&(VFPS_1\&\&VFPS_2)$$

$$L2 : (FTT_zvtx_histo > 1)\&\&FTT_mul_d > 1.$$

Il ne dépend pas des éléments de déclenchement du SpaCal mais se base uniquement sur les informations des détecteurs de traces centraux, du VFPS et du calorimètre LAr.

Nous nous limiterons ici à estimer l'efficacité des éléments de déclenchement liés au calorimètre SpaCal. En effet, nous supposons (comme il a été montré dans de nombreuses études au sein de la Collaboration H1) que les éléments de déclenchement liés aux détecteurs ToF et aux VETO, utilisés pour la réduction du bruit de fond, ont une efficacité de 100 %. L'efficacité des sous-déclencheurs VFPS a été discutée dans le chapitre 5 de ce travail.

Le rapport du nombre d'événements de cet échantillon ayant également été sauvegardés par s115 et du nombre d'événements total constituant l'échantillon donne l'efficacité :

$$\epsilon_{s115} = \frac{N_{s115}}{N_{Tot}} \quad (7.22)$$

La figure 7.9 présente l'efficacité du sous-déclencheur s115 en fonction de la position en x et y des clusters dans le SpaCal. Après avoir enlevé quelques cellules inefficaces autour du tube à vide, l'efficacité globale du sous-déclencheur est partout supérieure à 95 %.

La figure 7.10 présente l'efficacité de s115 en fonction de la virtualité du photon, Q^2 , du logarithme de celle-ci et de l'énergie de l'électron diffusé. On observe que l'efficacité est supérieure à 99 % et ne montre pas de dépendance en ces variables. Les inefficacités de

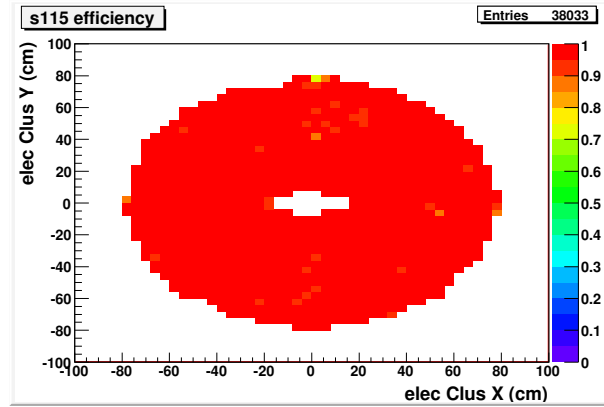


FIG. 7.9 – Efficacité du sous-déclencheur *s115*, en fonction de la position en x et y des clusters dans le calorimètre *SpaCal*.

déclenchements de *s115* sont négligeables et nous n'en tiendrons plus compte dans la suite de ce travail.

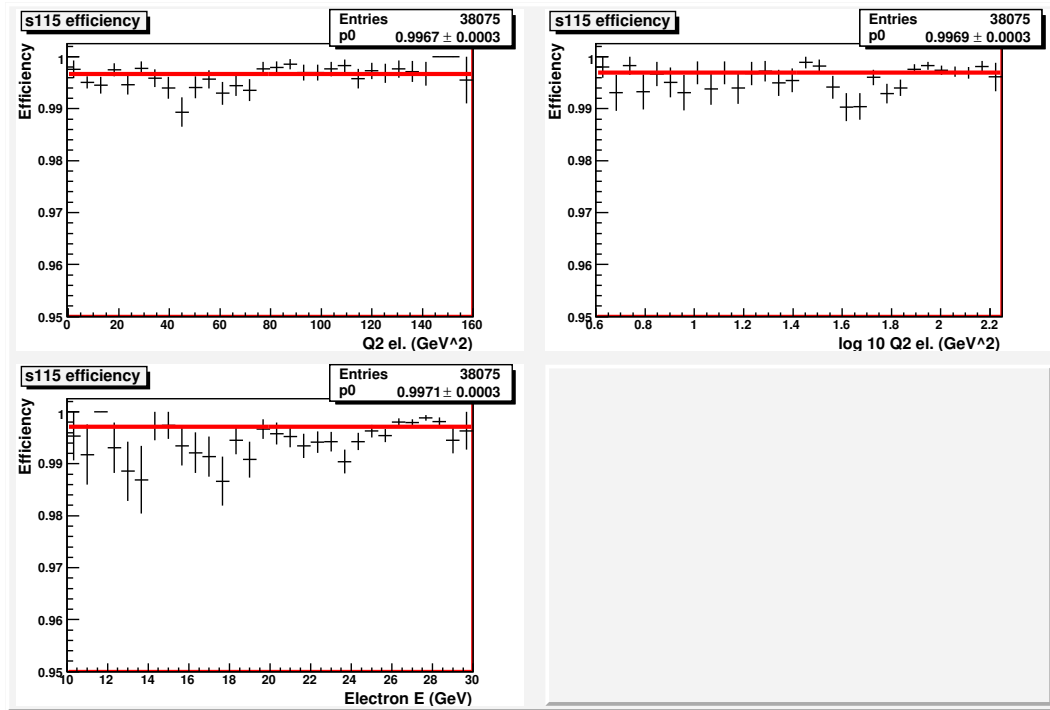


FIG. 7.10 – Efficacité de déclenchement du sous-déclencheur *s115* en fonction de Q^2 , du logarithme de Q^2 et de l'énergie de l'électron diffusé.

7.6.2 Le bruit de fond

Le bruit de fond restant dans les données provenant de la superposition aléatoire d'un événement en diffusion profondément inélastique et d'un proton détecté dans le VFPS est

s114 = CIP_mul>0 & CIP_mul<6 CIP_cosmic	entre 130 et 255 traces dans le détecteur CIP au moins une trace dans deux quadrants différents dans le détecteur CIP
LAr_IF=0	pas d'énergie supérieure au seuil dans la partie avant de l'argon liquide
(VFPS_1 VFPS_2)	déclenchement dans l'une des stations VFPS

TAB. 7.2 – Détails des éléments de déclenchement du sous-déclencheur s114 utilisé pour l'étude du bruit de fond.

estimé à partir des données.

D'une part, on sélectionne des événements en diffusion profondément inélastique $ep \rightarrow eX$ en utilisant le sous-déclencheur s01 qui demande la présence d'une activité dans la région centrale ou extérieure du SpaCal de plus de 9 GeV. D'autre part, on sélectionne d'autres événements dus à l'interaction d'un proton avec le gaz résiduel du tube à vide $pA \rightarrow p(A')$ à l'aide du sous-déclencheur s114 (table 7.2) et pour lesquels le proton est détecté dans au moins une des stations du VFPS.

Les deux types d'événements ayant lieu lors d'un même croisement des faisceaux constituent l'échantillon de bruit de fond. On construit dès lors des événements de type bruit de fond en ajoutant l'information issue des VFPS des événements s114 aux événements DIS (s01). Cet échantillon est ensuite normalisé à la queue de la distribution de $x_{\mathbb{P}}$ ($x_{\mathbb{P}} > 0.04$) reconstruit à l'aide de la méthode combinée tel qu'on peut le voir sur la figure 7.11 en haut à gauche. Le bruit de fond y est représenté en rouge et les données simulées en noir. On observe clairement une petite contamination du bruit de fond allant sous le pic d'événements diffractifs centré à $x_{\mathbb{P}} = 0.015$.

En observant la distribution du rapport de la variable β reconstruite à l'aide de la méthode combinée et de la variable β reconstruite à partir du VFPS (eq.7.9) montrée à la figure 7.11 en haut à droite, on voit que le bruit de fond est essentiellement situé aux petites valeurs de ce rapport. Dans cette analyse, nous avons imposé que

$$\frac{\beta_{avg}}{\beta_{VFPS}} > 0.6. \quad (7.23)$$

Cette valeur a été choisie de sorte que le rapport signal sur bruit de fond soit supérieur à l'unité.

Les distributions après coupures sur le bruit de fond de $x_{\mathbb{P},avg}$ et de l'impulsion transverse du premier jet dans le référentiel γ^*p sont montrées à la figure 7.11 (en bas à gauche et en bas à droite respectivement). On remarque que cette coupure est plus efficace que ne le serait une coupure sur $x_{\mathbb{P}}^{AVG}$.

Le taux de bruit de fond dû à la superposition aléatoire d'un événement DIS et d'un proton détecté dans le VFPS après coupure est inférieur à 1% et a dès lors été négligé dans la suite de ce travail.

7.6.3 Les corrections radiatives

L'effet principal des corrections radiatives provient de l'émission d'un photon par l'électron incident et/ou diffusé, du terme virtuel qui leur correspond et de la correction du propagateur. Seuls ces effets QED seront considérés ici.

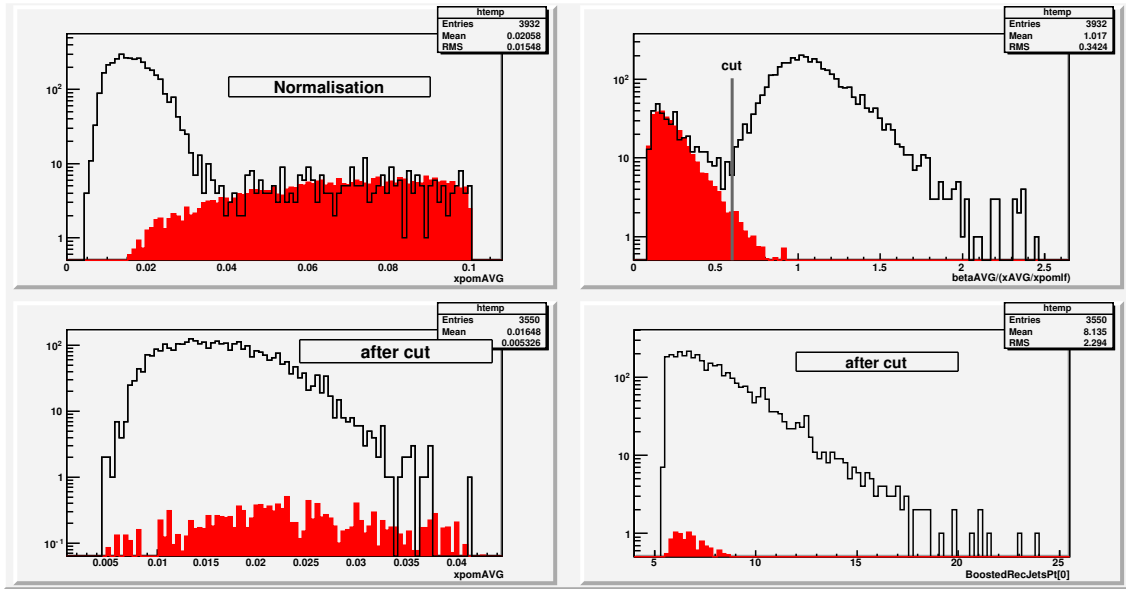


FIG. 7.11 – En haut à gauche : distribution de $x_{\mathbb{P},avg}$ pour les données en noir et pour le bruit de fond en rouge. En haut à droite : distribution de $\frac{\beta_{avg}}{\beta_{VFPS}}$. En bas à gauche distribution de $x_{\mathbb{P}}$ pour les données et le bruit de fond après coupures sur $\frac{\beta_{avg}}{\beta_{VFPS}}$. En bas à droite : distribution de $P_{t,jet1}^*$ après coupures sur $\frac{\beta_{avg}}{\beta_{VFPS}}$.

Les variables cinématiques faisant appel à la mesure de l'électron incident et/ou diffusé seront affectées par d'éventuelles émission de photons par l'électron incident ou diffusé.

Les effets des corrections radiatives doivent être estimés bin par bin et les données doivent être corrigées de ces effets avant d'être comparées aux prédictions.

Les corrections radiatives en fonction des différentes variables et pour le binning utilisé dans cette analyse seront présentées dans le chapitre 8.

D'autre part, le photon émis par l'électron incident ou diffusé peut être abusivement considéré comme un jet de grande impulsion transverse par l'algorithme de jet. Ces événements (en rouge sur les figures 7.13 et 7.12) sont tels que la différence des angles polaires du jet et de l'électron diffusé dans le référentiel du laboratoire est très petite (<0.25 radians en valeur absolue) comme on peut le voir sur la figure 7.12. L'électron diffusé définissant le plan $x - y$ dans le référentiel γ^*p , ces événements se retrouvent dans un pic à zéro dans la distribution de l'angle ϕ du jet tel qu'observé à la figure 7.13.

Cet effet a également été observé au niveau généré dans la simulation MC lorsqu'on compare les distributions en ϕ en incluant ou pas le photon radiatif dans l'état final hadronique.

Afin d'éliminer les événements où le jet est constitué d'un photon radiatif, nous avons appliqué la coupure suivante :

$$|\theta_{jet1}^{Lab} - \theta_{e'}| < 0.25 \text{ rad} \quad (7.24)$$

et

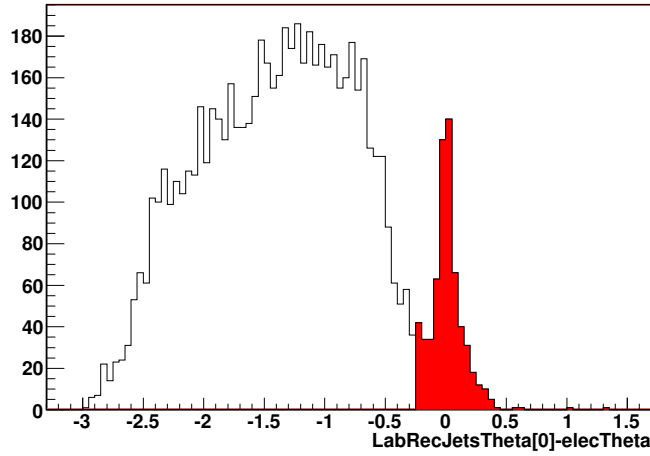


FIG. 7.12 – Différence des angles polaires du premier jet et de l'électron dans le référentiel du laboratoire. Les événements en rouge représentent les événements pour lesquels le jet est constitué d'un photon radiatif.

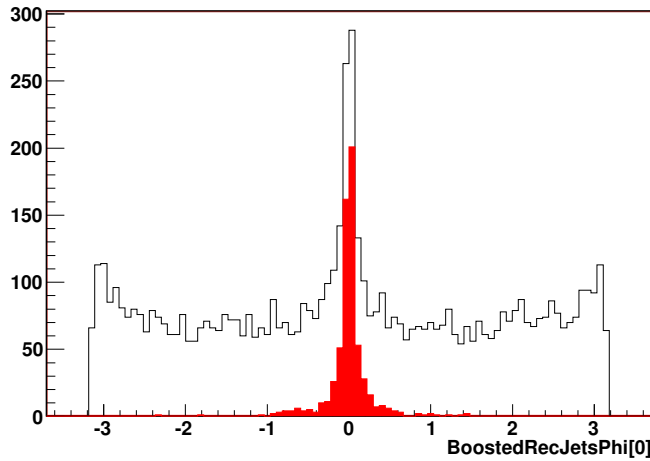


FIG. 7.13 – Les distributions de l'angle ϕ du premier jet dans le référentiel γ^*p . Les événements en rouge représentent les événements pour lesquels le jet est constitué d'un photon radiatif.

$$|\theta_{jet2}^{Lab} - \theta_{e'}| < 0.25 \text{ rad} \quad (7.25)$$

7.7 Le résumé des coupures appliquées

L'ensemble de ces coupures, rappelées dans le tableau 7.3, permet de sélectionner l'échantillon de données utilisé dans cette analyse. Après ces coupures, 1672 événements comprenant au moins 2 jets en diffraction dans le domaine d'électro-production subsistent.

DIS : électron diffusé	$E_{e'} > 10 \text{ GeV}$ $RClus > 13 \text{ cm}$
Diffraction : proton diffusé	Trigger VFPS1 VFPS2 Trace locale VFPS1 VFPS2
Jets	Num Jets $\gamma^*p \geq 2$ $P_{t,jet1}^* > 5.5 \text{ GeV}$ $P_{t,jet2}^* > 4 \text{ GeV}$
Suppression du bruit de fond	$ z_{vtx} < 35 \text{ cm}$ $35 < \sum E - Pz < 65 \text{ GeV}$ $\frac{\beta_{avg}}{\beta_{VFPS}} > 0.6$ $ \theta_{jet1,jet2}^{Lab} - \theta_{e'} < 0.25 \text{ rad}$

TAB. 7.3 – Résumé des coupures de sélection des événements diffractifs à 2 jets en DIS.

7.8 Les distributions de contrôle

Les distributions de différentes variables sont comparées aux distributions des événements générés par simulation MC. Un bon accord global est nécessaire afin de s'assurer de la compréhension et la prise en compte des différents effets liés au détecteur qui devront être corrigées afin d'extraire la section efficace. Dans les histogrammes de contrôle à suivre, les données seront représentées par les points noirs associés aux barres d'erreur statistique. Les événements MC seront montrés en rouge, avec la décomposition suivante : la composante poméron en bleue, les composantes poméron et charme en vert et l'addition du reggeon formant le MC total en rouge. Sur toutes les figure, on peut voir que la composante MC de la création de quarks non massifs via l'échange d'un poméron (processus de fusion gluon boson et de QCD Compton) est dominante tandis que l'échange de reggeon est négligeable suite à la demande de jets dans l'état final.

La prédiction MC est normalisée au nombre d'événements des données, le facteur de normalisation est d'environ 1.2.

La figure 7.14 présente les distributions de contrôle des variables liées à l'électron diffusé.

On y voit l'énergie de l'électron diffusé qui commence à 10 GeV . Les grandes valeurs de l'énergie de l'électron (au delà de 20 GeV) sont défavorisées puisqu'il faut fournir une certaine énergie au photon émis pour pouvoir former deux jets contenus dans le détecteur central (contrairement au cas inclusif présentant un important pic cinématique). Puisqu'on est loin du pic cinématique, les variables liées à l'électron diffusé sont bien mesurées, ce qui permet d'obtenir la meilleure résolution sur les variables cinématiques à l'aide de la méthode de reconstruction "Electron". L'impulsion transverse de l'électron est également montrée, de même que l'angle θ , on voit que l'électron est bien contenu dans le SpaCal et est essentiellement localisé à grands angles, c'est-à-dire à de faibles valeurs de Q^2 et donc à de petites valeurs de l'impulsion transverse de l'électron. L'angle ϕ de l'électron diffusé montre qu'il n'y a pas de direction privilégiée dans le plan transverse. Toutes ces variables présentent un très bon accord entre les données et le MC.

La figure 7.15 présente les distributions de contrôle en x et y des traces dans chacune des deux stations VFPS. On voit que le MC décrit très bien la position des traces dans le VFPS permettant de s'assurer que les effets d'optiques et ceux de l'acceptance géométrique

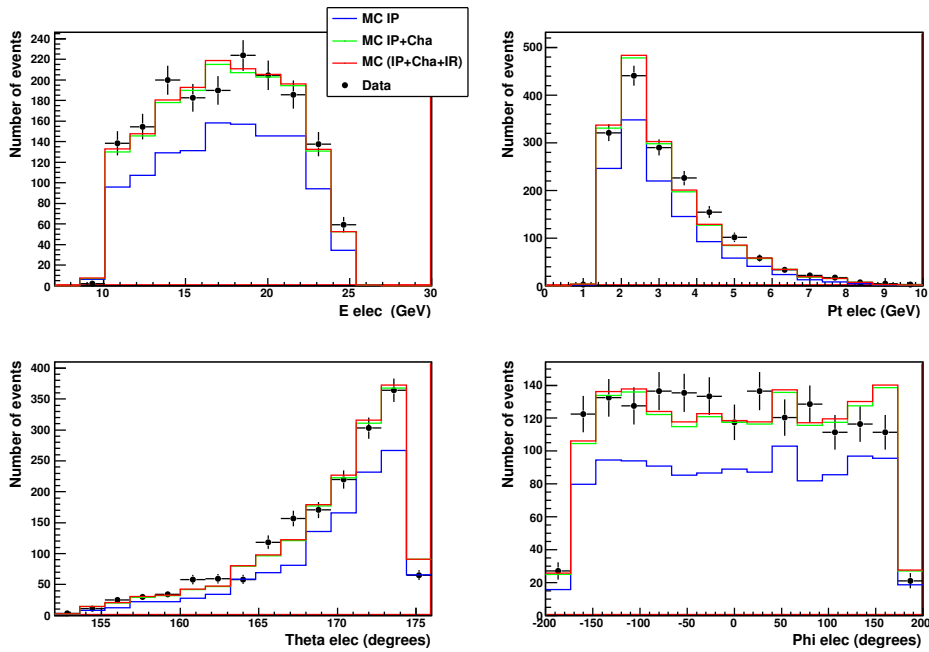


FIG. 7.14 – Les distributions de contrôle des variables liées à l'électron diffusé : énergie, impulsion transverse, angle polaire et angle azimutal. Les données sont représentées en noir avec leur erreur statistique. La composante "poméron" du MC est présentée en vert, celle du charme en bleu et l'addition de l'échange du reggeon permet d'obtenir la courbe rouge représentant le MC total. Le MC est normalisé au nombre d'événements dans les données.

du détecteur VFPS sont bien simulés.

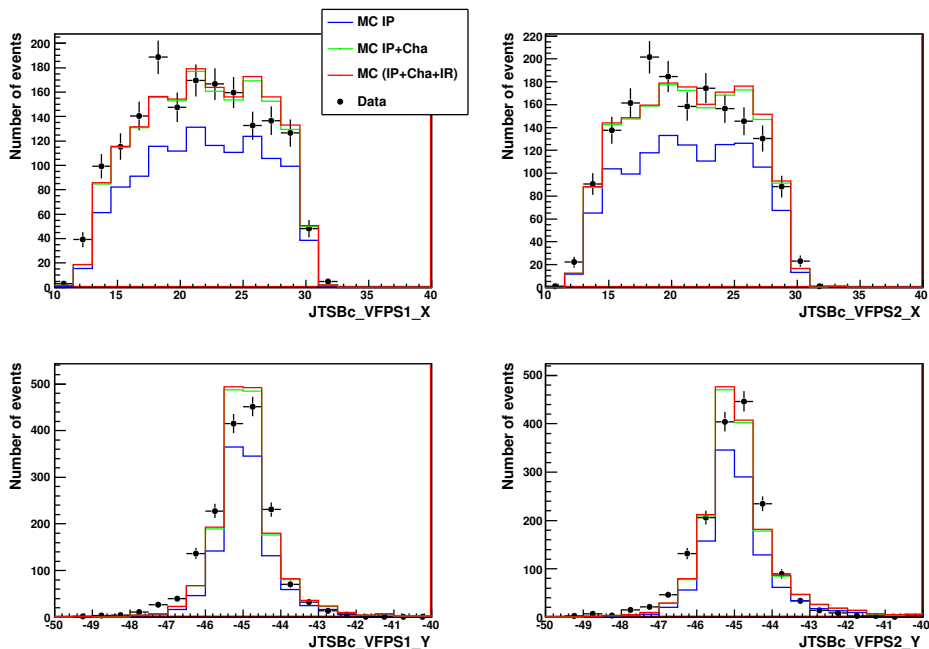


FIG. 7.15 – Les distributions de contrôle de la position en x et y des traces dans le VFPS1 et dans le VFPS2. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

Les distributions des variables (énergie, Pt , masse et θ) liées à l'état final hadronique X sont montrées en figure 7.16. A nouveau un très bon accord est observé dans toutes ces variables. Notons que la masse du système X est relativement élevée (supérieure à 10 GeV) puisqu'on demande dans l'état final deux jets de grands p_t . Le système hadronique final se situe essentiellement à l'avant du détecteur (petites valeurs de θ). L'impulsion transverse de l'état final hadronique compense (aux incertitudes expérimentales près) celle de l'électron diffusé.

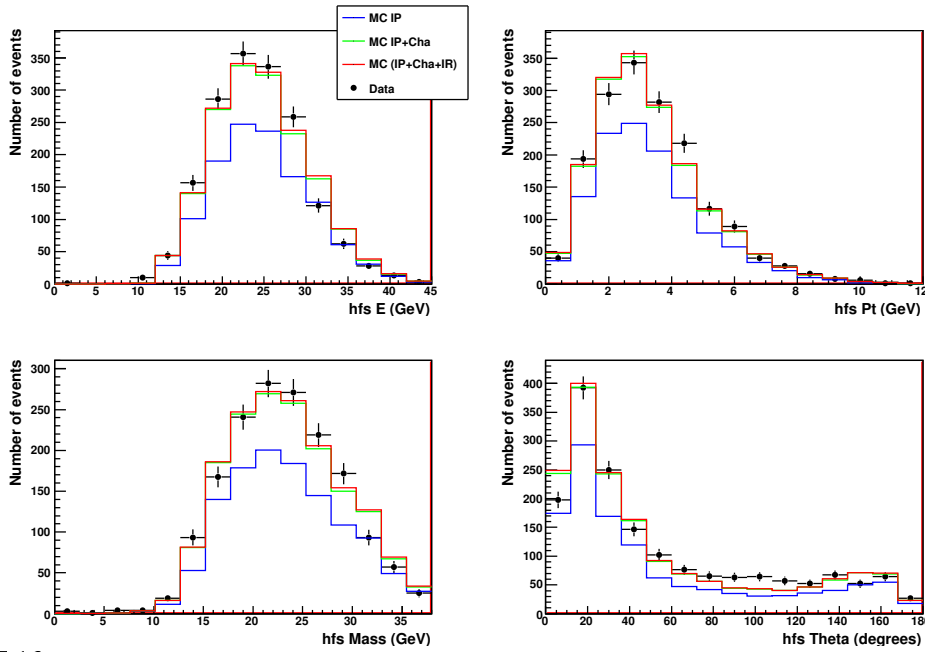


FIG. 7.16 – Les distributions de contrôle des variables liées à l'état final hadronique : énergie, impulsion transverse, masse et angle polaire. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

Les distributions des variables jets sont présentées en figure 7.17 pour le jet 1 et en 7.18 pour le jet 2. L'énergie, l'impulsion transverse Pt et les angles θ et ϕ sont montrés dans le référentiel γ^*p . Pour les deux jets, l'ensemble des variables sont bien décrites par le MC. Cependant, un excès de données aux petites valeurs de l'énergie de second jet est observé. Cet excès se répercute dans la distribution en θ et en η du second jet. Ce désaccord a déjà été observé dans les précédentes analyses de la collaboration H1 [22]. Le programme MC RAPGAP produit les jets plus à l'arrière du détecteur qu'observé dans les données. Nous ne corrigeons pas ici cette variable car aucune coupure ni mesure ne tient compte de l'énergie du second jet ou de sa rapidité.

Les corrélations entre les jets sont montrées à la figure 7.19. On y voit la masse au carré du système formé par les deux jets M_{12} dont la distribution démarre aux environs de $M_{12} = 10 \text{ GeV}$ en raison de la coupure sur l'impulsion transverse des jets. La valeur absolue de la différence en rapidité des jets $|\Delta\eta|$ et la valeur moyenne de la rapidité des jets $\langle\eta\rangle$ sont aussi présentées. Elles permettent de voir que les jets sont très proches l'un de l'autre en rapidité dans le référentiel γ^*p et qu'ils sont tous les deux bien contenus dans le détecteur central (dans le référentiel du laboratoire). Enfin, la valeur absolue de la différence des angles ϕ des jets est montrée. Comme on s'y attend, les jets sont dos à dos dans le référentiel du centre de masse photon-proton. Le décalage entre le MC et

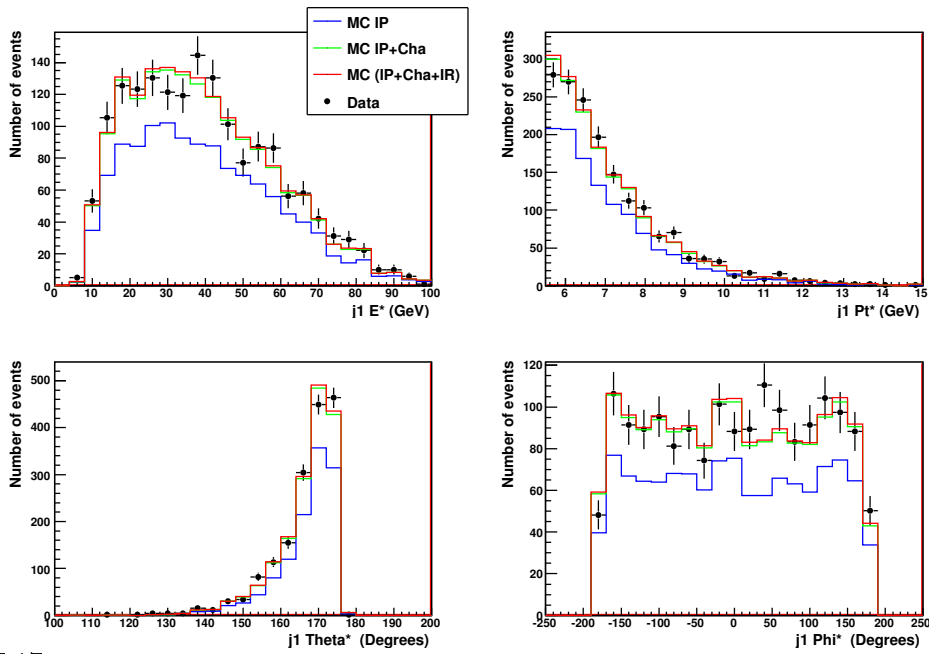


FIG. 7.17 – Les distributions de contrôle pour les variables du premier jet dans le référentiel γ^*p : énergie, impulsion transverse, angle polaire et angle azimutal. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

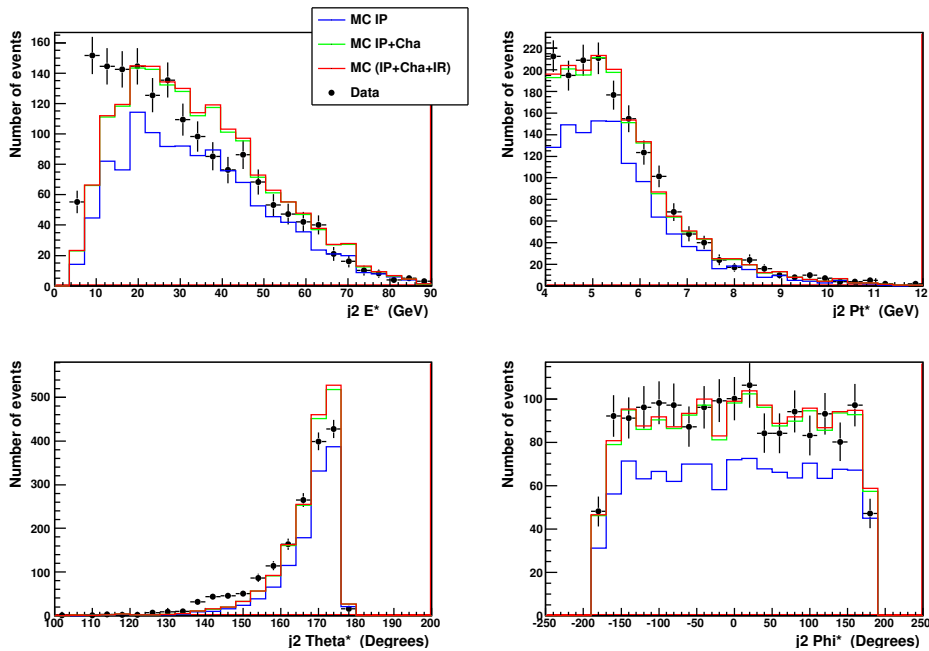


FIG. 7.18 – Les distributions de contrôle pour les variables du second jet dans le référentiel γ^*p : énergie, impulsion transverse, angle polaire et angle azimutal. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

les données dans la distribution du $\langle \eta \rangle$ est lié à la mauvaise description de la rapidité du second jet explicité plus haut.

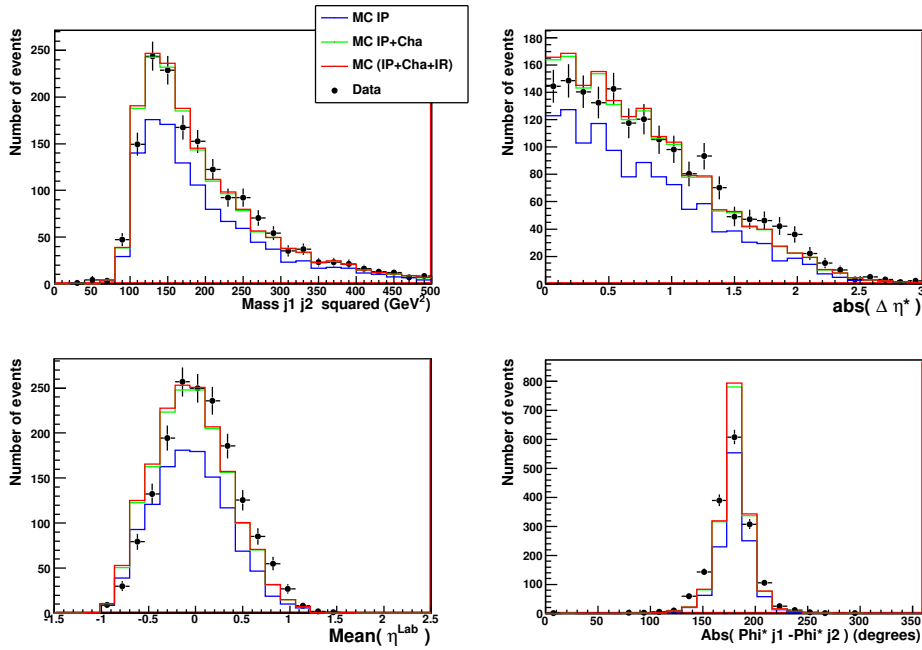


FIG. 7.19 – Les distributions de contrôle de la masse au carré de l'ensemble formé par les deux jets, de la différence en rapidité des jets dans le référentiel γ^*p , de la moyenne de la rapidité des jets dans le référentiel du laboratoire et de la différence des angles azimutaux des deux jets. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

Enfin, les figures 7.20 et 7.21 présentent les distributions de contrôle des variables cinématiques, $\log x$, $\log \beta$, $z_{\mathbb{P}}$, $x_{\mathbb{P}}$, W , Q^2 et y . A nouveau, on y observe un très bon accord entre les données et le MC.

La distribution de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit à partir des traces dans le VFPS est montrée à la figure 7.20. Le MC reproduit très bien les données. Les petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ sont coupées en raison de la position des stations par rapport au faisceau : plus on s'approche du faisceau, plus on a accès aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$. Cependant, il est dangereux pour le détecteur de s'approcher trop près du faisceau. Les grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ sont influencées par la position du faisceau, comme expliqué dans le chapitre 5. Ces effets d'acceptance permettent de comprendre la forme de la distribution en $x_{\mathbb{P}}$. Dans le cas d'événements diffractifs avec production de jets, les valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ sont, en moyenne, plus élevées que dans le cas inclusif afin de permettre la production de jets contenus dans le détecteur central.

La distribution de x , ici en échelle logarithmique, est le résultat de la croissance de la section efficace aux petites valeurs de x arrêtée par la coupure sur l'énergie minimale de l'électron diffusé. Les grandes valeurs de x sont directement liées aux grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ puisque $x = x_{\mathbb{P}} \cdot \beta \leq x_{\mathbb{P}}$.

La distribution du logarithme de β est le reflet des distributions des variables x et $x_{\mathbb{P}}$.

La distribution de $z_{\mathbb{P}}$ pique pour des valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ proches de 0.2, la fraction d'impulsion du poméron transférée aux jets ne peut pas être trop petite, mais on voit également, qu'une grande partie de l'impulsion n'est pas contenue dans les jets mais est emportée par le reste du poméron.

La distribution en Q^2 est dominée par la rapide décroissance due au propagateur du

photon dans la section efficace. Elle est limitée aux petites valeurs de Q^2 par la demande d'un électron dans le SpaCal.

Les petites valeurs de W sont coupées par la demande de deux jets de grande impulsion transverse tandis que les grandes valeurs de W sont le reflet de la distribution en y .

L'inélasticité y est coupée à 0.1 tandis qu'aux grandes valeurs de y , on voit l'effet de la coupure sur l'énergie minimale de l'électron diffusé.

La distribution de $E - p_z$ est le reflet des distributions de l'électron et de l'état final hadronique. Cependant, cette variable est intéressante car elle permet de vérifier la bonne description des données par le MC à ces petites valeurs, afin de vérifier l'absence de bruit de fond dû aux événements en photo-production.

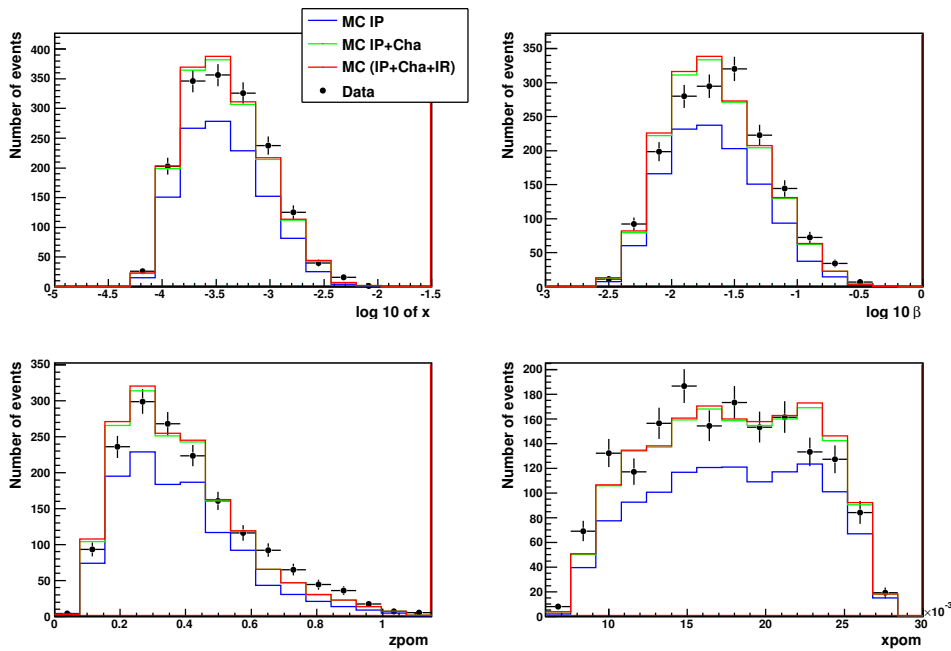


FIG. 7.20 – Distributions de contrôle des variables cinématiques $\log x$, $\log \beta$, $z_{\mathbb{P}}$ et $x_{\mathbb{P}}$. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

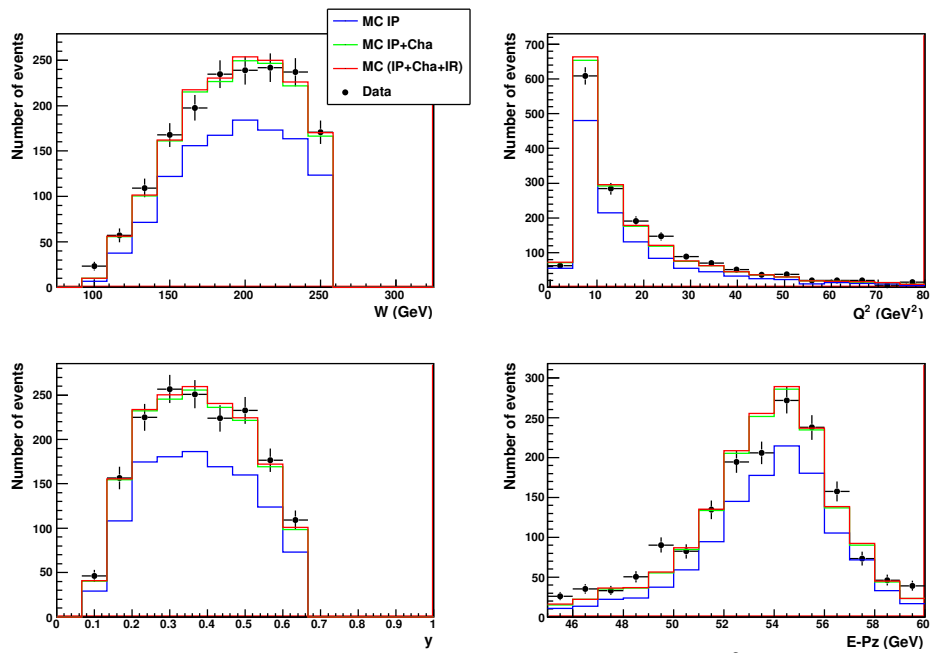


FIG. 7.21 – Les distributions de contrôle des variables cinématiques W , Q^2 , y et de la variable $\sum E - P_z$. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 7.14.

Chapitre 8

Les sections efficaces de jets en DDIS

Nous traiterons dans ce chapitre de l'extraction des sections efficaces différentielles de production de jets en diffraction dans le régime de diffusion profondément inélastique DIS.

La bonne description des différentes distributions de contrôle par le MC, examinée dans le chapitre précédent, permet de conclure que les différents effets détecteurs ont été pris en compte de façon satisfaisante. Il est donc possible de corriger les données de ces différents effets de détecteur de façon à obtenir une mesure des sections efficaces différentielles au niveau hadronique. Une comparaison entre ces sections efficaces et les prédictions théoriques NLO a été effectuée et la section efficace totale, c'est-à-dire intégrée sur tout le domaine cinématique, du processus de production de jets en diffraction a été extraite.

La table 8.1 rappelle le domaine cinématique introduit dans le chapitre précédent dans lequel les mesures de section efficace ont été effectuées :

Q^2	5-80 GeV^2
y	0.1 - 0.65
$x_{\mathbb{P}}$	0.009 - 0.024
$ t $	$< 1 GeV^2$
$P_{t,j1}^*$	$> 5.5 GeV$
$P_{t,j2}^*$	$> 4 GeV$

TAB. 8.1 – *Le domaine cinématique de la mesure de la section efficace.*

8.0.1 Les observables

Dans ce travail, la section efficace de production de jets en diffraction a été mesurée différentiellement dans les variables suivantes :

Les variables de la diffusion profondément inélastique qui permettent de comprendre les propriétés fondamentales du processus.

- Q^2 , la virtualité du photon diffusé définie selon l'équation 1.2 et reconstruite à l'aide de la formule 7.5.

- en fonction du logarithme de x , la fraction d'impulsion du proton entrant dans l'interaction dure (eq. 1.3) et reconstruite à l'aide de l'équation 7.8.
- y , l'inélasticité, pouvant être interprétée comme la fraction d'énergie perdue par l'électron incident (eq. 1.4), reconstruite suivant l'équation 7.6.

Les variables de la diffraction qui permettent d'interpréter les résultats en termes de processus diffractif.

- $x_{\mathbb{P}}$, la fraction d'impulsion longitudinale du proton portée par le poméron, définie selon l'équation 2.3 et reconstruite à partir des traces dans le détecteur VFPS.
- en fonction du logarithme de β , la fraction d'impulsion du poméron interagissant avec le photon virtuel, définie selon l'équation 2.4 et reconstruit à partir de 7.9.

Les variables jets qui permettent d'étudier les propriétés de la production de jets.

- $P_{t,j1}^*$, l'impulsion transverse du jet le plus énergétique dans le référentiel γ^*p .
- $P_{t,j2}^*$, l'impulsion transverse du second jet dans le référentiel γ^*p .
- M_{12} , la masse invariante du système hadronique final composé des deux jets les plus énergétiques et reconstruite selon l'équation 7.11.
- $z_{\mathbb{P}}$, la fraction d'impulsion du poméron entrant dans l'interaction dure, définie suivant 3.1 et calculée selon l'équation 7.12.

8.0.2 L'intervalle de mesure

Le choix du binning (intervalle de mesure) dans chaque variable se fait de façon à mesurer la section efficace avec le binning le plus fin possible afin d'être le plus sensible possible au processus physique. Néanmoins, il faut s'assurer que d'une part la statistique dans chaque bin soit suffisante pour que la mesure soit physique et non pas dominée par les fluctuations statistiques et d'autre part, que la largeur du bin soit égale ou supérieure à la résolution absolue discutée dans la section 7.4.

Le binning doit également être choisi de telle sorte que les mesures ne soient pas dominées par les migrations d'un bin à l'autre, entre le niveau détecteur et le niveau hadronique. Ces migrations seront déterminées aux travers de la pureté et de la stabilité (voir section suivante).

Dans cette analyse, nous avons choisi pour effectuer la mesure de section efficace, le binning détaillé dans la table 8.2.

8.1 La section efficace

La section efficace différentielle en une variable donnée, w , peut être mesurée à l'aide de l'équation 8.1.

$$\frac{d\sigma}{dw} = \frac{\frac{N_{data}}{\epsilon_{trigger}} - N_{background}}{A} \cdot C_{QED} \cdot \frac{1}{L\Delta w} \quad (8.1)$$

avec :

- N_{data} le nombre d'événements dans les données ayant passé les coupures
- $\epsilon_{trigger}$ l'efficacité de déclenchement
- $N_{background}$ le nombre d'événements de bruit de fond

$x_{\mathbb{P}}$	$Q^2 [GeV^2]$	y	$\log x$	$\log \beta$
(0.009,0.012)	(5,17.5)	(0.1,0.21)	(-4.3,-3.94)	(-2.6,-2.2)
(0.012,0.015)	(17.5,30)	(0.21,0.32)	(-3.94,-3.58)	(-2.2,-1.8)
(0.015,0.018)	(30,42.5)	(0.32,0.43)	(-3.58, -3.22)	(-1.8,-1.4)
(0.018,0.021)	(42.5,55)	(0.43,0.54)	(-3.22,-2.86)	(-1.4,-1)
(0.021,0.024)	(55,67.5)	(0.54,0.65)	(-2.86,-2.5)	(-1,-0.6)
	(67.5,80)			

$P_{t,j1}^* [GeV]$	$P_{t,j2}^* [GeV]$	$M_{12} [GeV]$	$z_{\mathbb{P}}$
(5.5,6.5)	(4,6)	(8,12.25)	(0,0.2)
(6.5,8)	(6,8)	(12.25,16.5)	(0.2,0.4)
(8,9.5)	(8,11)	(16.5,20.75)	(0.4,0.65)
(9.5,12)		(20.75,25)	(0.65,1)

TAB. 8.2 – Le détail, pour chaque variable, du binning utilisé dans ce travail.

- $A = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ le facteur d'acceptance
- C_{QED} le facteur de correction radiative
- L la luminosité intégrée
- Δw la largeur du bin

Mise à part la luminosité, L , tous les autres facteurs doivent être déterminés séparément pour chaque bin.

Comme nous l'avons vu précédemment, dans ce travail, l'efficacité de déclenchement est considérée comme étant de 100% ($\epsilon_{trigger} = 1$) et le bruit de fond résiduel peut être négligé (cfr. section 7.6.2), soit $N_{background} = 0$.

La luminosité intégrée L est de 87.4 pb^{-1} .

8.2 La pureté, la stabilité et l'acceptance

Les données sont corrigées bin par bin des effets liés au détecteur à l'aide d'événements simulés par Monte Carlo via le terme d'acceptance de l'équation 8.1. Cependant, pour que ces corrections puissent être appliquées, il faut que les migrations d'un bin à l'autre soient relativement faibles. Pour quantifier ces migrations, on utilise les variables de "pureté" et de "stabilité" estimées à partir d'événements MC. Les valeurs de ces variables doivent être suffisamment élevées pour pouvoir appliquer les corrections bin par bin et pas une procédure plus complexe dite d'"unfolding".

La pureté est définie comme la fraction d'événements reconstruits dans le même bin au niveau détecteur et au niveau généré (hadronique) ($N_{det+had}^i$) sur le nombre d'événements reconstruits dans le bin i au niveau détecteur (N_{det}^i) (éq. 8.2).

$$P^i = \frac{N_{det+had}^i}{N_{det}^i} \quad (8.2)$$

Les figures 8.1 et 8.2 montrent les valeurs de la pureté dans chaque bin des différentes variables pour lesquelles sera déterminée la section efficace différentielle. La pureté est globalement proche de 50 % et toujours au dessus de 30% (à une exception près). Aux

grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$, des effets d'une moins bonne résolution sont plus importants et diminuent la pureté.

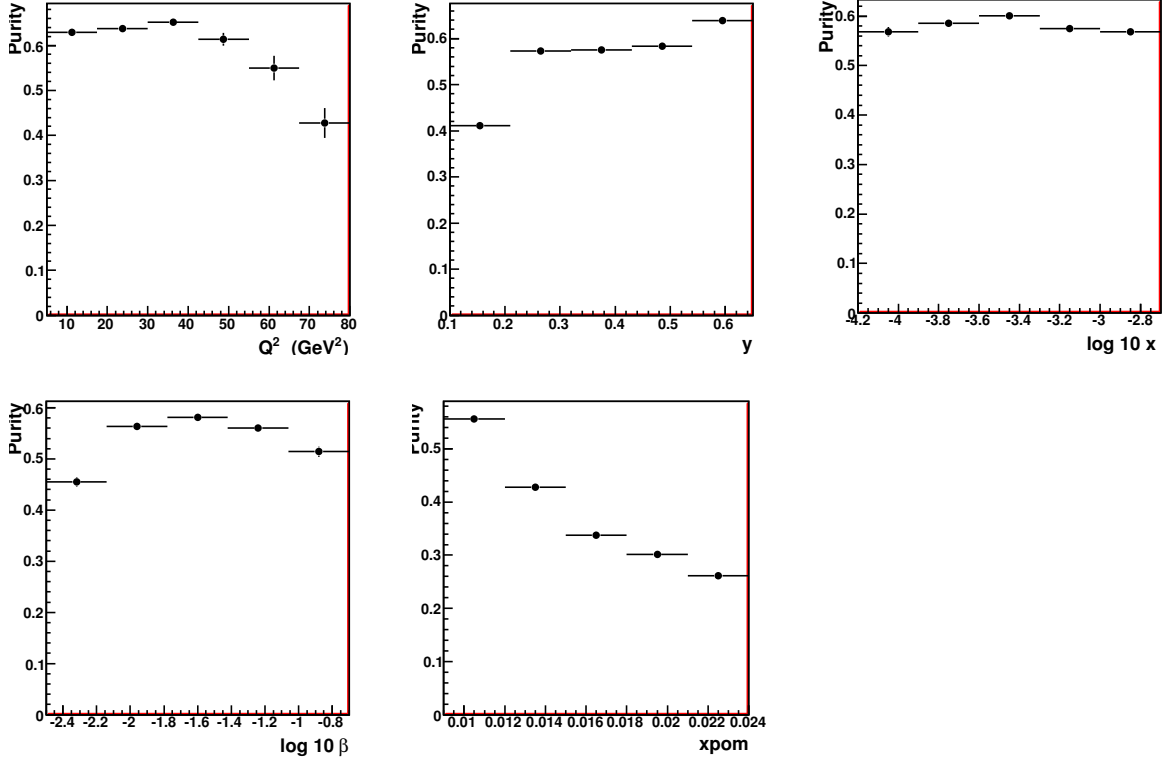


FIG. 8.1 – Les valeurs de la pureté pour les variables Q^2 , y , $\log x$, $\log \beta$ et $x_{\mathbb{P}}$.

La stabilité (éq. 8.3) est définie comme la fraction d'événements au niveau hadronique qui sont reconstruits dans le même bin au niveau détecteur.

$$S^i = \frac{N_{det+had}^i}{N_{had}^i} \quad (8.3)$$

avec N_{had}^i le nombre d'événements reconstruits dans le bin i au niveau hadronique ayant passé les coupures au niveau reconstruit.

Les stabilités sont présentées en figures 8.3 et 8.4, elles sont supérieures à 30 % dans tous les bins de chaque variable.

Les migrations dans le bin i au niveau détecteur sont déterminées par $1 - P_i$ tandis que les migrations vers l'extérieur du bin i au niveau hadronique sont données par $1 - S_i$.

8.2.1 L'acceptance

Les corrections des effets dus aux détecteurs tels que l'acceptance géométrique ou les inefficacités qui n'ont pas été pris en compte jusqu'ici sont déterminées à l'aide d'événements MC. Ces corrections ont ensuite été appliquées aux données afin de passer d'une

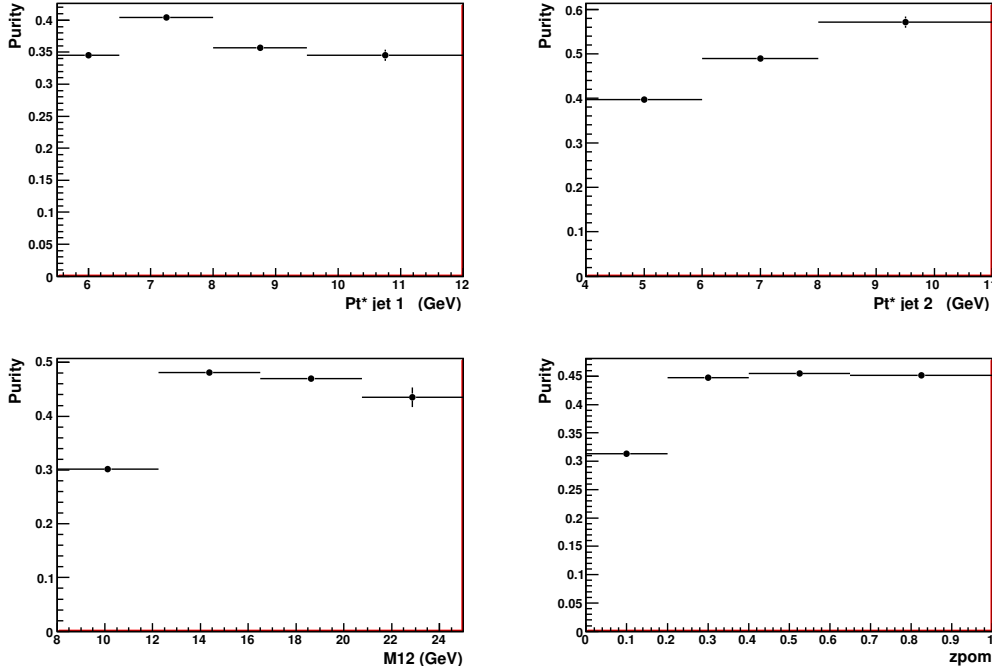


FIG. 8.2 – Les valeurs de la pureté pour les variables $p_{T,j1}^*$, $p_{T,j2}^*$, M_{12} et z_{pom} .

mesure au niveau détecteur à une mesure au niveau hadronique que l'on peut comparer aux prédictions théoriques.

Le facteur d'acceptance¹ est déterminé bin par bin dans toutes les variables en prenant rapport du nombre d'événements reconstruits dans le bin i au niveau détecteur et du nombre d'événements générés dans le bin i au niveau hadronique (éq. 8.4).

L'acceptance est donc une estimation du nombre d'événements perdus en raison des limites spatiales et géométrique et des imperfections de la mesure du détecteur. Notons que les corrections d'acceptance ne sont fiables que lorsque la simulation du détecteur dans le MC est correcte, ce qui a été vérifié à l'aide des distributions de contrôle montrées à la section 7.8.

$$A = \frac{N_{det}^i}{N_{had}^i} \quad (8.4)$$

Les corrections d'acceptance sont présentées en figures 8.5 et 8.6.

8.3 Les corrections radiatives

Nous avons vu dans la section 7.6.3 que les données devaient être corrigées des effets radiatifs QED.

Pour ce faire, deux échantillons MC sont produits : l'un avec et l'autre sans corrections radiatives QED. Le rapport des sections efficaces des deux échantillons est ensuite calculé pour chaque variable et bin par bin (eq. 8.5), soit :

¹A ne pas confondre avec l'acceptance géométrique du détecteur VFPS introduite dans le chapitre 5.

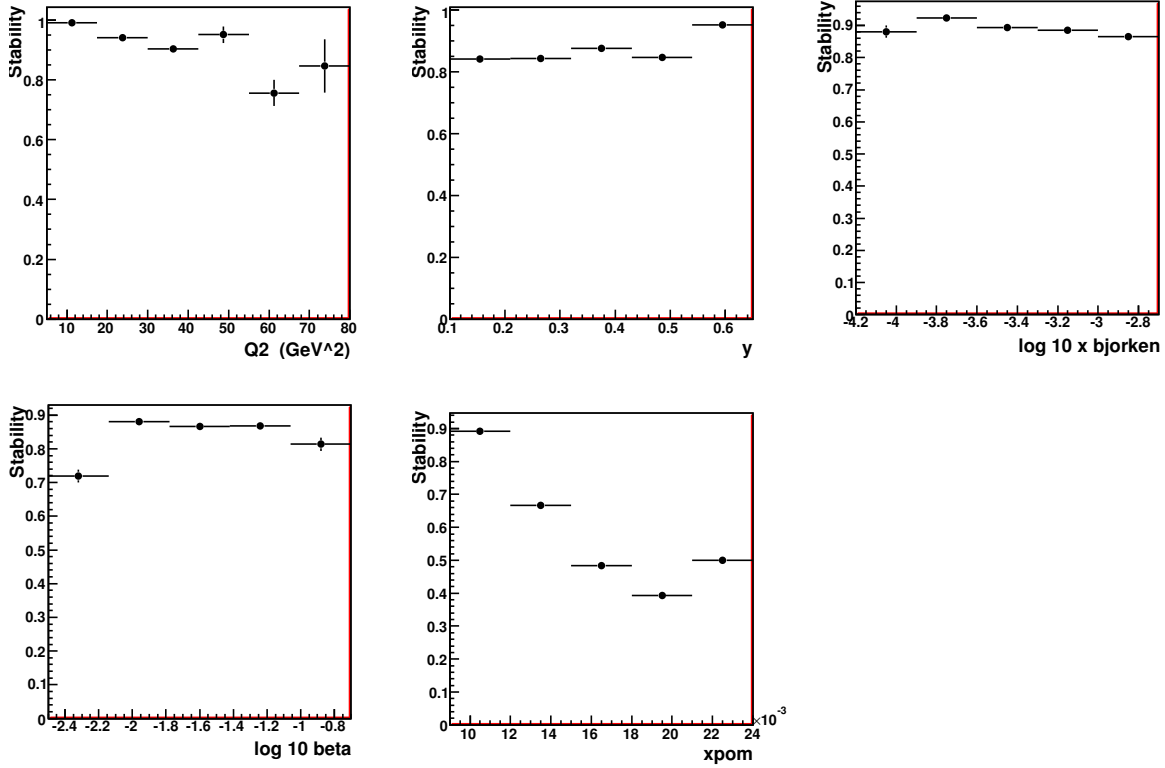


FIG. 8.3 – Les valeurs de la stabilité pour les variables Q^2 , y , $\log x$, $\log \beta$ et x_p .

$$C_{QED,i} = \left(\frac{\sigma^{norad}}{\sigma^{rad}} \right)_i \quad (8.5)$$

où i est le bin sur lequel est effectué la mesure.

Les figures 8.7 et 8.8 présentent ces corrections radiatives pour les différentes variables selon lesquelles la section efficace a été mesurée. Les corrections radiatives sont inférieures à 5%, elles n'ont qu'une très faible dépendance en les variables cinématiques.

8.4 Les corrections d'hadronisation

Comme il a été discuté dans la section 6.3, les prédictions doivent être corrigées des effets d'hadronisation avant d'être comparées aux données. On définit les corrections d'hadronisation à l'aide de l'équation 8.6, où i est le bin sur lequel est effectuée la mesure.

$$(\delta_{had})_i = \left(\frac{\sigma^{parton}}{\sigma^{hadron}} \right)_i \quad (8.6)$$

Les corrections d'hadronisation, estimées à partir du Monte Carlo, pour les différentes variables sont montrées aux figures 8.9 et 8.10, elles sont de l'ordre de 10%.

Ces figures montrent que de manière globale le nombre de jets passant les coupures, reconstruit au niveau partonique est plus important que celui au niveau hadronique. Les

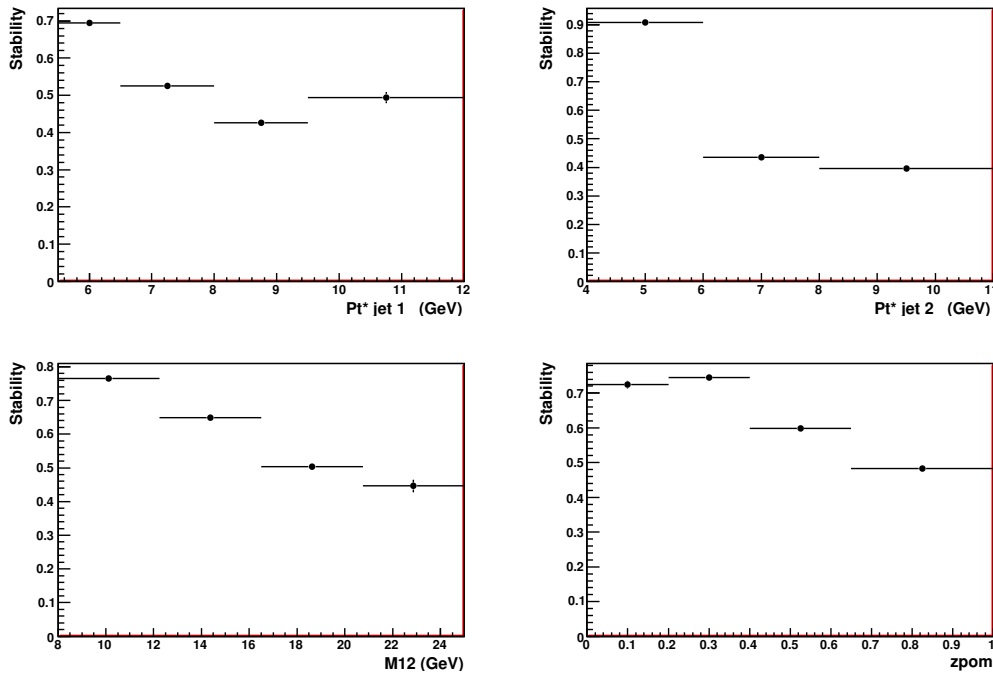


FIG. 8.4 – Les valeurs de la stabilité pour les variables $p_{T,j1}^*$, $p_{T,j2}^*$, MM_{12} et $z_{\mathbb{P}}$.

particules qui constituent un jet étant plus proches dans l'espace des phases dans le cas des partons que dans celui des hadrons.

La corrélation entre les jets au niveau partonique et hadronique étant meilleure aux grandes valeurs de l'impulsion transverse, les corrections d'hadronisation présentent une dépendance en l'impulsion transverse.

Un effet supplémentaire intervient aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$. Il est possible que l'hadronisation des deux partons de l'interaction dure forme un jet (par exemple un pion) et que le poméron résolu forme un deuxième jet dans l'état final. Les valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ sont alors reconstruites, de façon erronée, proches de l'unité. Afin de ne pas être sensible à ce problème, il serait judicieux de ne considérer que les événements pour lesquels $z_{\mathbb{P}}$ est inférieur à 0.9.

L'incertitude sur ces corrections d'hadronisation ne sera pas déterminée dans ce travail.

8.5 Les incertitudes systématiques

Une mesure physique est toujours affectée d'incertitudes, ainsi la mesure de la section efficace différentielle effectuée dans ce travail est entachée d'incertitudes statistiques liées au nombre fini d'événements observés mais également d'incertitudes systématiques qui sont de deux sortes :

- Les erreurs systématiques liées aux détecteurs : notre connaissance du détecteur étant limitée (la calibration et l'alignement des détecteurs essentiellement), la simulation de celui-ci n'est pas parfaite. Ces effets affecteront la mesure de la section efficace au travers des facteurs d'acceptance appliqués pour corriger les données. Dès lors, les

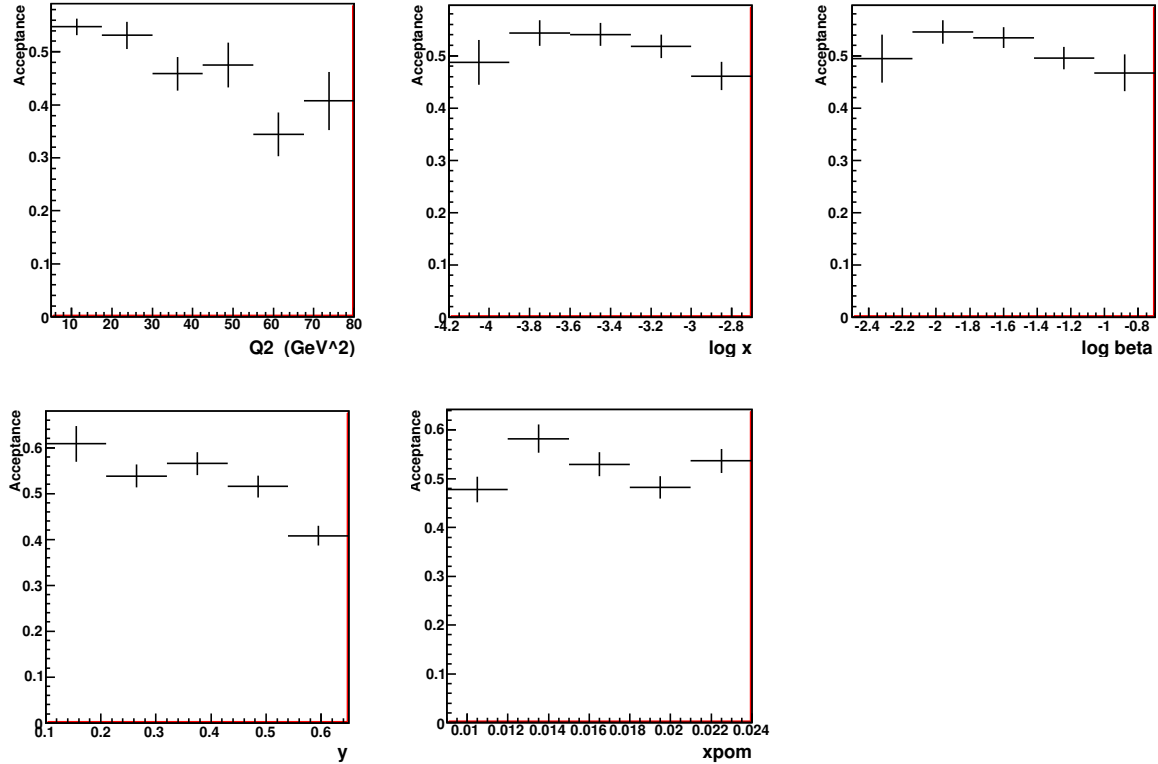


FIG. 8.5 – Les facteurs de correction d'acceptance pour les variables Q^2 , y , $\log x$, $\log \beta$ et x_p .

incertitudes systématiques sur le détecteur doivent être estimées afin de connaître l'incertitude sur la mesure de la section efficace.

- Les erreurs systématiques liées au modèle théorique : le modèle utilisé dans le Monte Carlo pour décrire les données peut également être incorrect, il faut donc prendre en compte l'effet sur la mesure de la section efficace lorsque les formes des distributions cinématiques sont modifiées.

Afin d'estimer les erreurs sur le détecteur, on fait varier les sources d'incertitudes systématiques indépendamment l'une de l'autre à l'aide d'une simulation MC. L'effet sur les sections efficaces différentielles peut être déterminé au travers des facteurs d'acceptance. Les différentes sources d'incertitudes systématiques sont ensuite additionnées en quadrature pour donner l'incertitude systématique totale sur la mesure de la section efficace.

Signalons que, dans ce travail, nous ne feront pas de distinction entre les incertitudes corrélées (qui ont un effet global de normalisation sur la section efficace) et les incertitudes non-corrélées (qui présentent une dépendance en les variables).

8.5.1 Les incertitudes systématiques expérimentales

Les sources d'incertitudes systématiques considérées dans ce travail sont identiques aux incertitudes systématique estimées lors de l'analyse des données en diffraction inclusive avec le proton détecté dans le VFPS [41] :

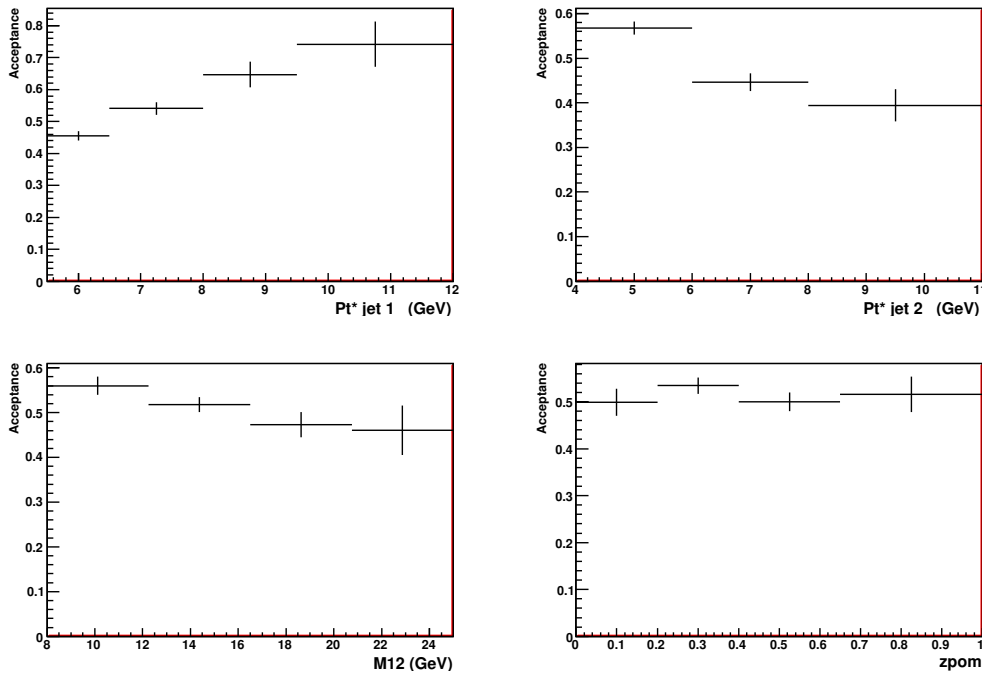


FIG. 8.6 – Les facteurs de correction d'acceptance pour les variables $p_{T,j1}^*$, $p_{T,j2}^*$, MM_{12} et $z_{\mathbb{P}}$.

L'énergie de l'électron diffusé est connue avec une précision de 1%, ce qui engendre une variation de l'ordre de 6% sur la mesure des sections efficaces différentielles.

La mesure de l'angle polaire de l'électron diffusé est précise à 1 *mrad* près², il en résulte une incertitude sur les sections efficaces différentielles mesurées de l'ordre de 3%.

L'échelle d'énergie du calorimètre LAr est variée de $\pm 2\%$ [54]. L'incertitude sur la calibration du calorimètre a été déterminée à partir de la balance en impulsion transverse.

Cela implique une variation de la section efficace différentielle de 10 à 15 % suivant la variable considérée, avec un effet marqué sur les variables jets, ces dernières étant directement liées aux mesures du calorimètre.

Les figures 8.11 et 8.12 montrent l'effet de la systématique sur la calibration du LAr, sur l'impulsion transverse du premier jet dans le référentiel γ^*p et sur la distribution du logarithme de β . On voit sur cette dernière distribution que le léger décalage présent entre les données et le MC est compatible avec cette incertitude systématique.

La normalisation Les sources d'incertitudes suivantes impliquent une incertitude sur la normalisation de la section efficace mais n'ont pas de conséquence sur la dépendance de celle-ci en les différentes variables.

- L'efficacité de déclenchement du VFPS engendre une incertitude sur la normalisation de 1% (voir section 5.4.3).

²Cette valeur est obtenue en prenant le rapport de l'énergie mesurée de l'électron diffusé et son énergie reconstruite par la méthode Double Angle.

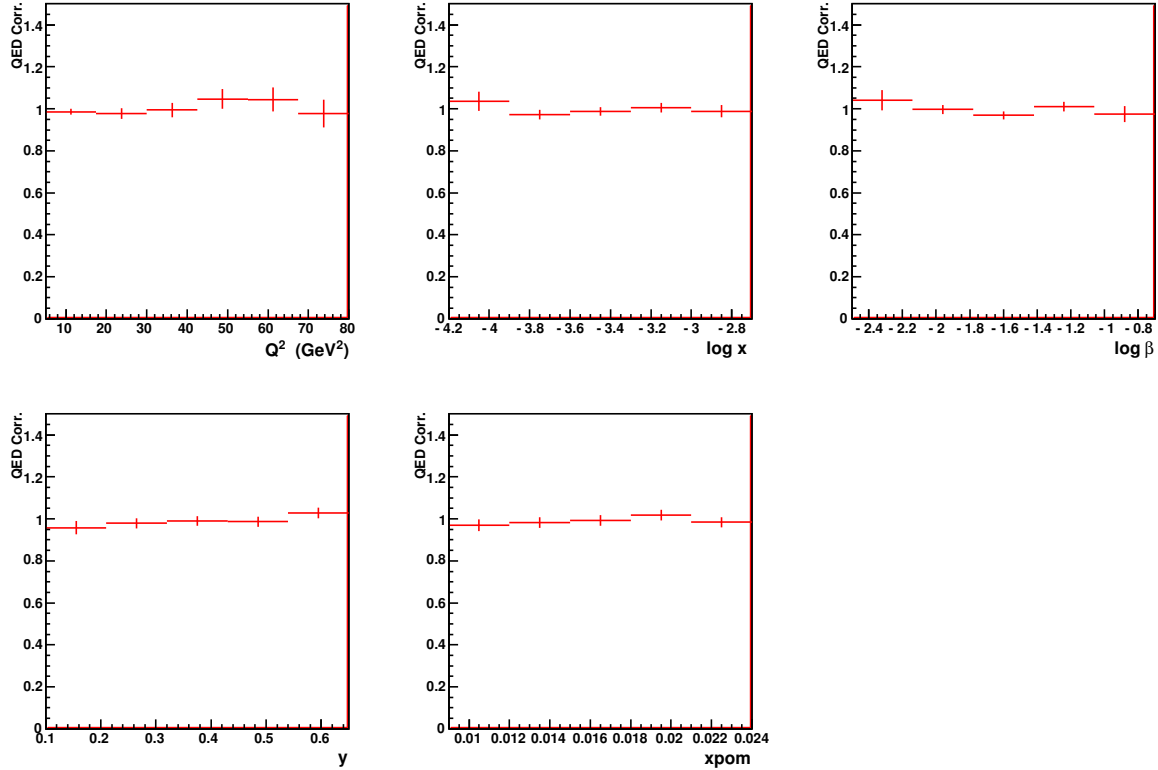


FIG. 8.7 – Corrections radiatives en Q^2 , $\log x$, $\log \beta$, y et $x_{\mathbb{P}}$.

- L’efficacité de reconstruction des traces dans le VFPS entraîne une incertitude sur la normalisation de la section efficace de 4% (cfr. section 5.4.4).
- La mesure de la luminosité est déterminée à 2.5% près. L’incertitude sur la luminosité a été déterminée dans le cas de l’analyse inclusive VFPS à l’aide d’événements en diffusion Compton. Cette incertitude se répercute sur la normalisation de la section efficace.

L’effet combiné de ces trois incertitudes de normalisation a un effet global de 5 % sur la mesure de la section efficace.

La calibration du VFPS : Le paramètre A des équations 5.1, 5.2 et 5.3 est varié de 5 % (ce qui correspond à une variation de $x_{\mathbb{P}}$ allant jusqu’à 5 %) et le paramètre B est modifié en conséquence citeLF. Prenant ainsi en compte les différents effets d’optique ou tout autre effet pouvant influencer la reconstruction de $x_{\mathbb{P}}$. Cet effet est de l’ordre de 5 à 10% sur la mesure de la section efficace. La figure 8.13 montre l’effet de la systématique sur la variable $x_{\mathbb{P}}$.

L’acceptance du VFPS aux petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$: La distance entre le bord du détecteur le plus proche du faisceau et la position en x à partir de laquelle les traces sont reconstruites est variée de 400 μm [43]. L’effet sur la section efficace est de l’ordre de 5%.

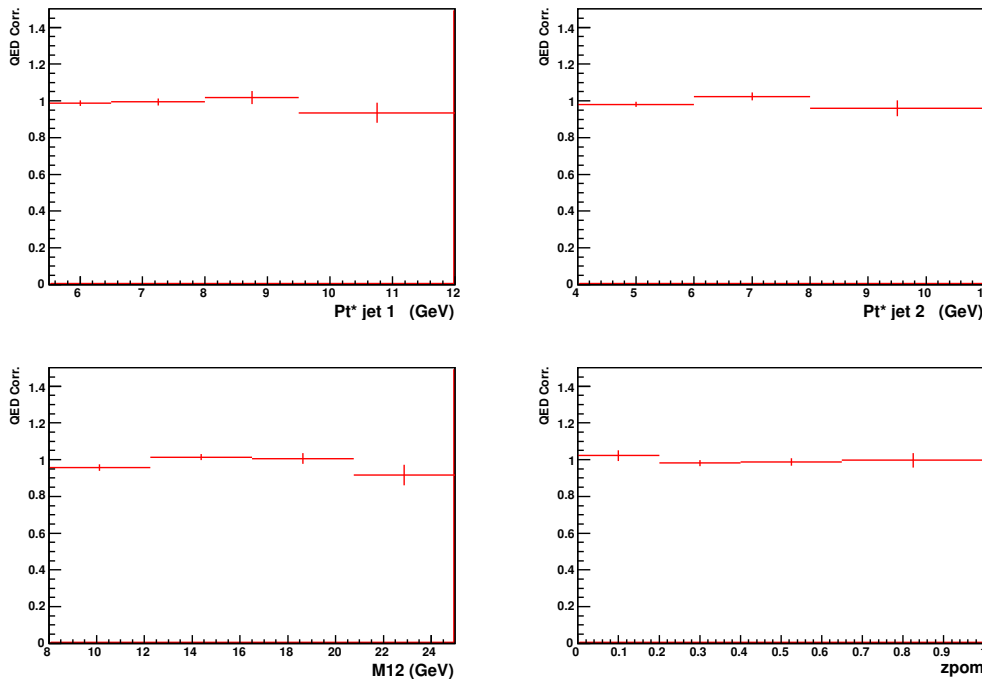


FIG. 8.8 – Corrections radiatives pour $p_{T,j1}^*$, $p_{T,j2}^*$, pour la masse des deux jets et pour $z_{\mathbb{P}}$.

8.5.2 Les incertitudes sur le modèle

On considère les sources d'incertitudes sur le modèle suivantes, à nouveau les sources d'incertitudes ont été déterminées lors de l'analyse VFPS en diffraction inclusive en variant les paramètres dans les incertitudes statistiques :

Les variations du modèle ont été déterminées lors de l'analyse inclusive VFPS [41]

La distribution en $x_{\mathbb{P}}$ est pondérée par $\frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \pm 0.1$ entraînant une incertitude sur la section efficace de moins de 1%.

La distribution en β est pondérée par $\frac{1}{\beta} \pm 0.05$ se traduisant par une variation de 1% de la section efficace.

La distribution en t est pondérée par $e^{\pm t}$ affectant la section efficace d'une incertitude de l'ordre de 3%.

L'incertitude systématique totale sur la section efficace est de l'ordre de 25%.

On voit que les incertitudes systématiques dominantes sont sur celles sur la calibration du calorimètre LAr et sur la position des stations VFPS. Cette dernière pourra être améliorée dans l'avenir permettant de réduire de manière importante l'incertitude systématique totale sur la mesure de la section efficace.

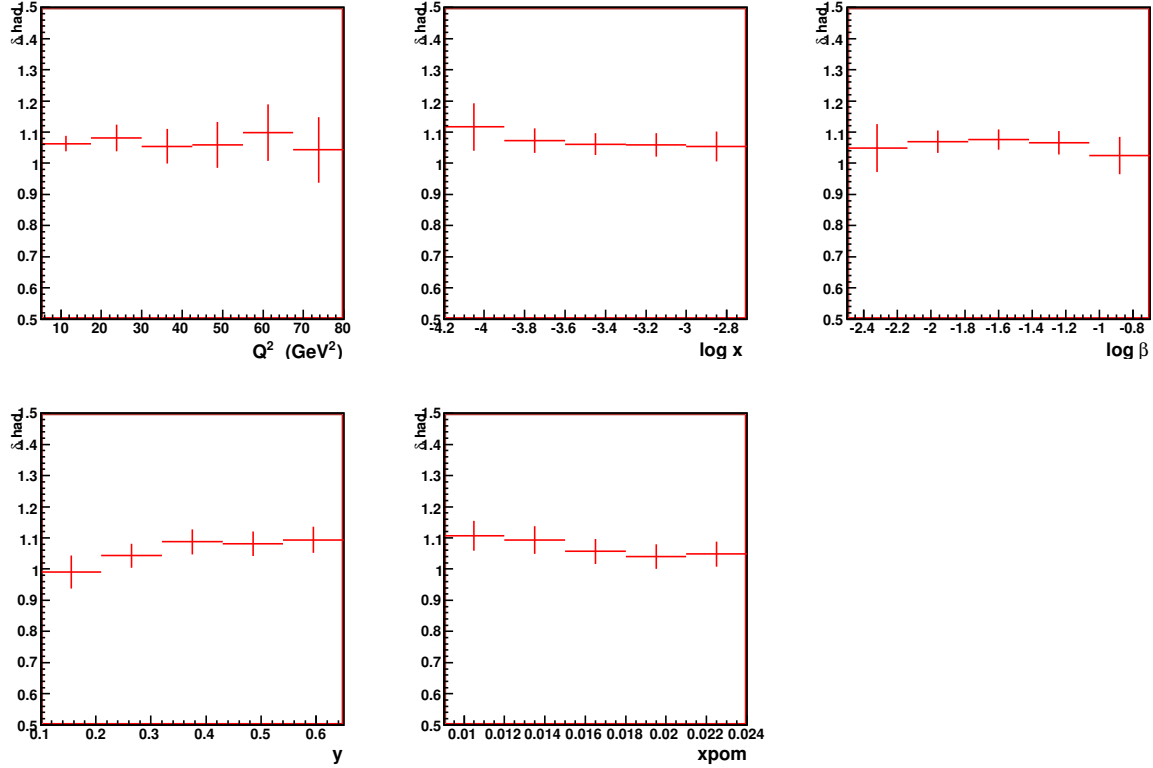


FIG. 8.9 – Corrections d'hadronisation en Q^2 , $\log x$, $\log \beta$, y et x_{pom} .

8.6 La mesure de la section efficace

La section efficace de production de jets en diffraction est présentée différentiellement en les observables explicitées plus tôt dans ce chapitre. Les données corrigées au niveau hadronique sont comparées aux prédictions théoriques également corrigées au niveau hadronique. Les prédictions NLO permettent de prédire la dépendance de la section efficace en les variables mais également sa normalisation. La comparaison directe des données et des prédictions permet ainsi de tester le théorème de factorisation introduit à plusieurs reprises dans ce travail et également de tester la sensibilité aux différentes densités de partons extraites précédemment par la Collaboration H1.

Dans les figures qui suivent, la section efficace extraite des données à l'aide de l'équation 8.1 est représentée par les points noirs. L'erreur statistique est donnée par la barre d'erreur intérieure tandis la barre d'erreur totale montre l'erreur statistique et systématique additionnée en quadrature.

La ligne continue bleue correspond aux prédictions théoriques obtenues au NLO à l'aide des distributions de partons extraites de la combinaison d'événements inclusifs et d'événements jets en diffraction (DPDF Jets 2007) [51]. Comme indiqué dans la section 6.2, les prédictions sont corrigées d'un facteur 0.81 afin de prendre en compte la contribution des événements pour lesquels le proton est dissocié dans les DPDF. L'incertitude sur les prédictions liées au choix des échelles de factorisation et de renormalisation est obtenue en

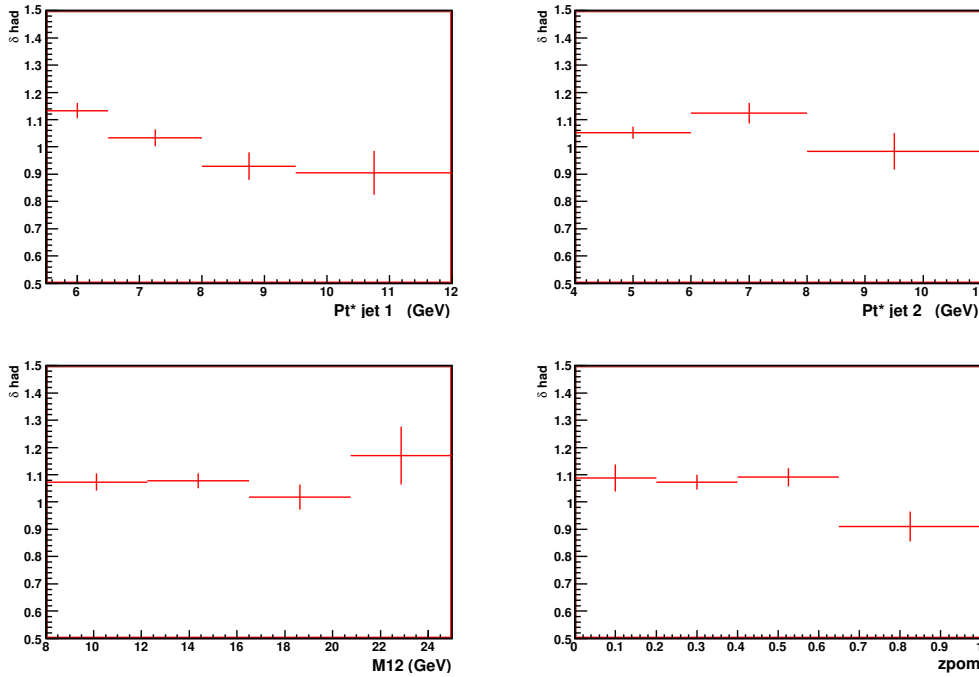


FIG. 8.10 – Corrections d'hadronisation pour $p_{T,j1}^*$, $p_{T,j2}^*$, pour la masse des deux jets et pour z_P .

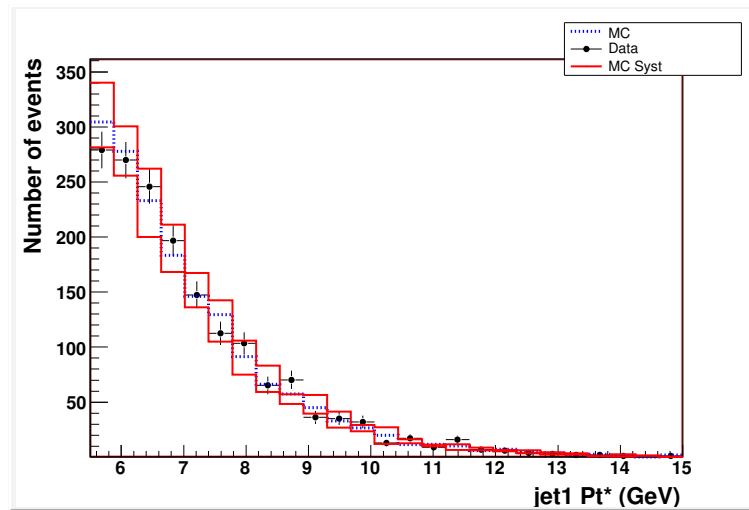


FIG. 8.11 – Effet de la systématique sur l'échelle d'énergie du LAr sur l'impulsion transverse du premier jet dans le référentiel γp . Les données sont en noir, le MC sans systématique est en bleu et la bande délimitée par les lignes rouges montre l'effet de la systématique.

variant l'échelle élevée au carré ($Q^2 + p_T^2$) par un facteur 0.25 et par un facteur 4 [51] et est représentée par la bande bleue claire entourant les prédictions.

La ligne pointillée rouge présente les prédictions théoriques NLO obtenues à l'aide des densités de partons extraites des mesures en diffraction inclusive uniquement (Fit B 2006)

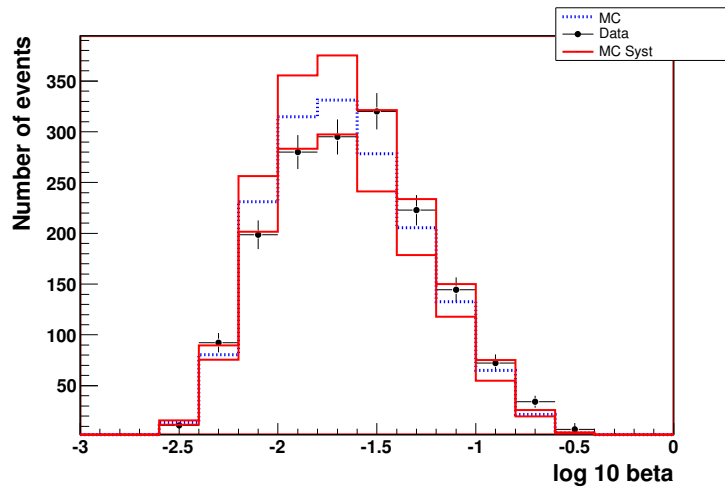


FIG. 8.12 – Effet de la systématique sur l'échelle d'énergie du LAr sur le logarithme de β . Les données sont en noir, le MC sans systématique est en bleu et la bande délimitée par les lignes rouges montre l'effet de la systématique.

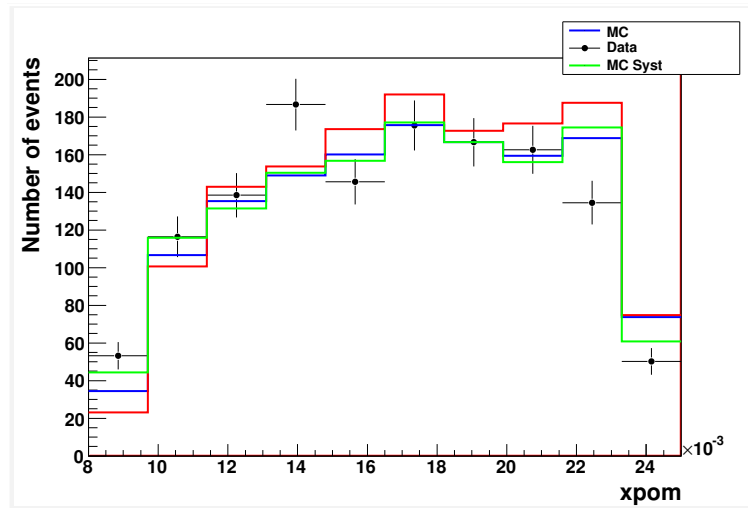


FIG. 8.13 – Effet de la variation des paramètres de la reconstruction de x_p . Les données sont en noir, le MC sans systématique est en bleu et la bande délimitée par les lignes rouges montre l'effet de la systématique.

corrigées pour la contribution du proton diffusé.

De manière générale et dans les limites des incertitudes théoriques et expérimentales, les données sont en accord avec les prédictions tant du point de vue de la dépendance en les variables que de celui de la normalisation. De plus, toujours dans les limites des incertitudes, les données sont reproduites tant par les prédictions utilisant les DPDF Jets 2007 que par celles utilisant les DPDF Fit B 2006. Le bon accord observé entre les données et les prédictions théoriques permet de confirmer la validation du théorème de factorisation QCD dans le cas de la production de jets en diffraction dans le domaine de l'électro-production.

Les variables en diffusion profondément inélastique

La figure 8.14 présente la section efficace différentielle en Q^2 . La décroissance rapide de la section efficace avec Q^2 principalement due à la présence du propagateur du photon est bien en accord avec les prédictions théoriques, dans la limite des incertitudes théoriques et expérimentales.

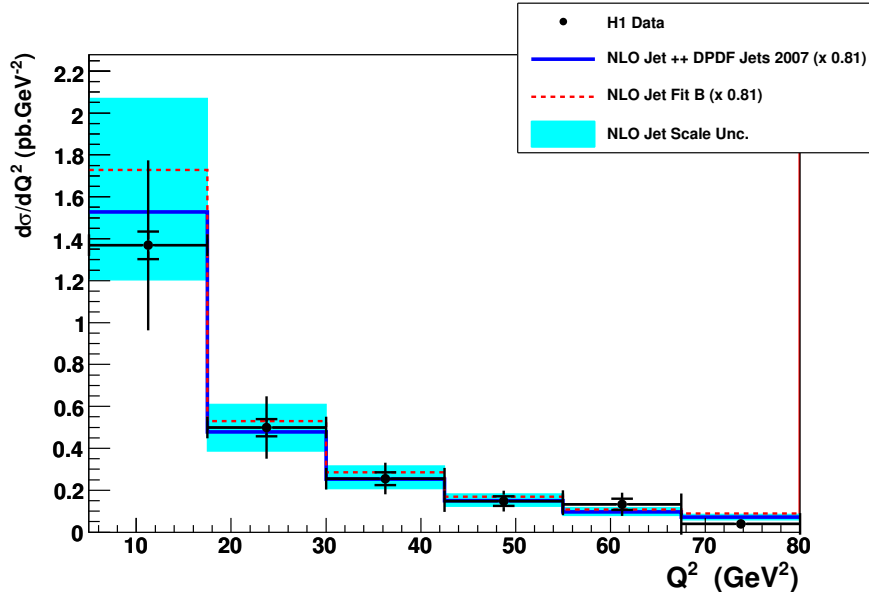


FIG. 8.14 – La section efficace de production de jets en diffraction différentielle en Q^2 . Les données présentées sont en noir, la barre d'erreur intérieure représente l'erreur statistique. La barre d'erreur totale montre les incertitudes statistique et systématique ajoutées en quadrature. La ligne bleue présente les prédictions théoriques au NLO basées sur les DPDF Fit Jets 2007. L'erreur sur l'échelle est représentée par la bande bleue claire entourant les prédictions (échelle variée par un facteur 0.25 et par un facteur 4). La ligne pointillée rouge présente les prédictions NLO basées sur les DPDF Fit B 2006.

La section efficace différentielle en $\log x$ est montrée en figure 8.15. On y voit clairement une décroissance rapide menée par le facteur cinématique en $\frac{1}{x}$ de l'équation 2.5.

La figure 8.16 montre la section efficace différentielle en l'inélasticité y . La forme de la distribution est déterminée par la dépendance en y de la section efficace multipliée par la dépendance en y (pour un Q^2 fixé) de la fonction de structure F_2^D . Il en résulte une distribution plate sauf aux petites valeurs de l'inélasticité qui sont défavorisées par la demande de jets dans l'état final.

La table 8.3 présente les valeurs de la section efficace différentielle en y et les incertitudes statistiques et systématiques pour chaque bin en y .

Les variables en diffraction

La section efficace différentielle en $x_{\mathbb{P}}$ est montrée à la figure 8.17. La bonne description de la dépendance en $x_{\mathbb{P}}$ de la section efficace par les prédictions utilisant tant les DPDF Fit B que les DPDF Jets permet de conclure que la dépendance en $x_{\mathbb{P}}$ du flux de poméron

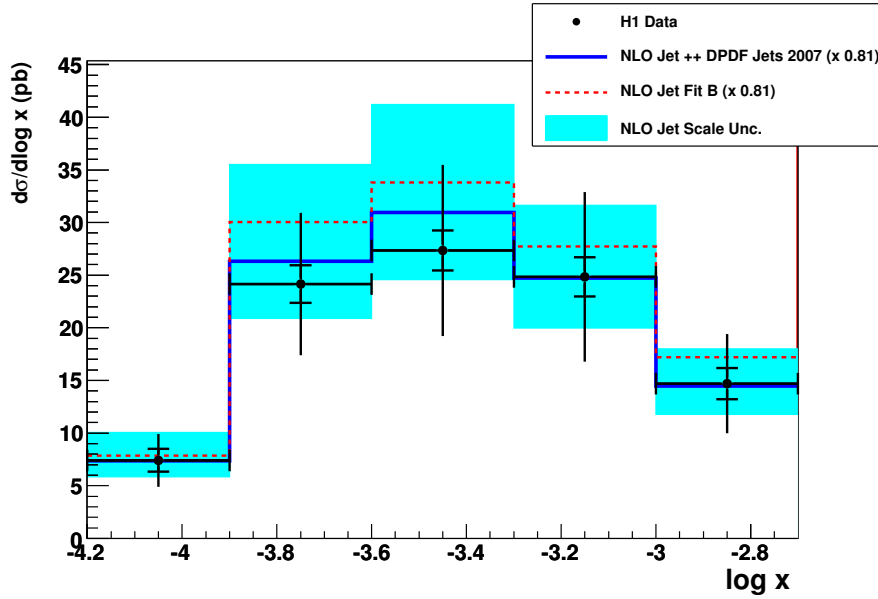


FIG. 8.15 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en le logarithme de x . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

y	$\frac{d\sigma}{dy}$ [pb]	δ_{stat} [pb]	δ_{syst} [pb]
0.1 - 0.21	30.3	3.1	13.3
0.21 - 0.32	63.6	4.8	17.8
0.32 - 0.43	61.0	4.6	18.4
0.43 - 0.54	64.0	4.9	17.9
0.54 - 0.65	58.0	5.2	15.6

TAB. 8.3 – Les valeurs de la section efficace différentielle en y et son incertitude statistique et systématique.

est semblable dans le cas de la production de jets en DIS et dans le cas de la diffraction inclusive.

Notons également que, par la demande de production de jets, les petites valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ sont défavorisées.

Le désaccord dans le dernier bin en $x_{\mathbb{P}}$ devrait être étudié plus en détail. Il pourrait être dû au fait que les grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$ dépendent fortement de la simulation des différentes positions du faisceau au cours du temps et de la structure du tube à vide qui pourraient ne pas être simulées de façon assez précise. De plus, nous avons vu que pour ces valeurs, les migrations sont plus importantes (voir fig. 8.1).

La section efficace différentielle en $\log \beta$ est présentée en figure 8.18. La forme de la section efficace est le reflet des distribution de x et de $x_{\mathbb{P}}$.

Les variables jets

Les sections efficaces différentielles en l'impulsion transverse du premier et du second jets dans le référentiel γ^*p sont montrées respectivement aux figures 8.19 et 8.20. Ces

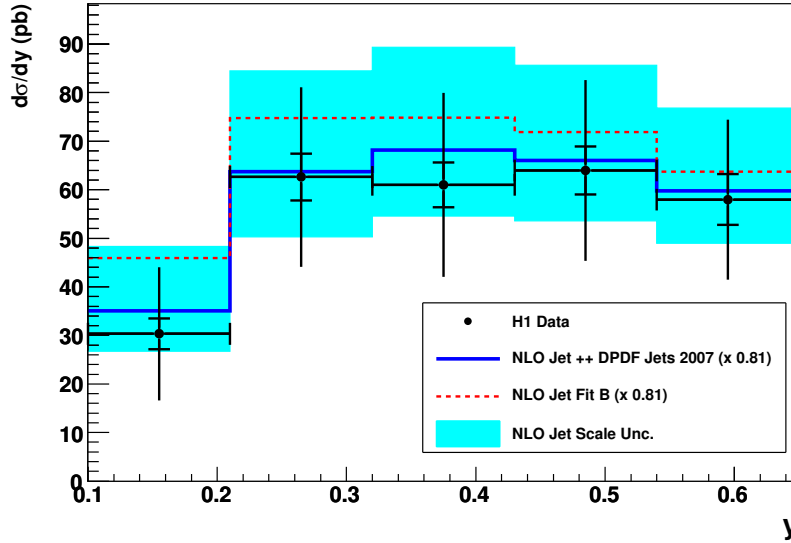


FIG. 8.16 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en y . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

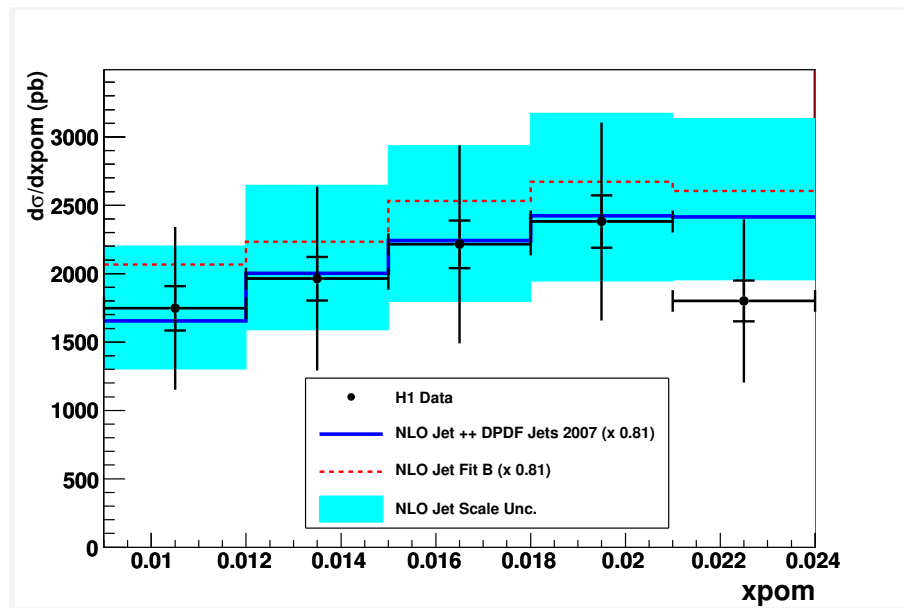


FIG. 8.17 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en $x_{\mathbb{P}}$. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

variables sont directement sensibles au processus dur de création de jets. Dans la limite des incertitudes expérimentales et théoriques, l'impulsion transverse des jets est décrite par les prédictions NLO, permettant de conclure que les processus de production de jets utilisés dans la théorie sont en accord avec les données expérimentales. Le premier bin en l'impulsion transverse du premier jet est néanmoins à la limite des incertitudes. Il sera

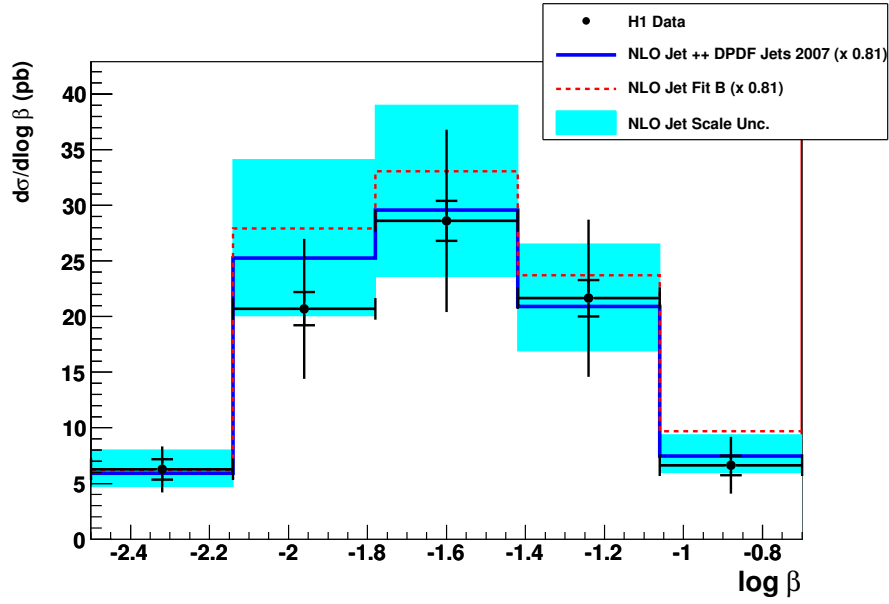


FIG. 8.18 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en le logarithme de β . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

nécessaire de vérifier la calibration du calorimètre à argon liquide dont l'usage est spécifique à cette analyse, les mesures effectuées précédemment par la Collaboration H1 demandant la présence d'un saut en rapidité. De plus, il serait intéressant de regarder la variable $\langle p_T \rangle = 0.5(p_{T,j1} + p_{T,j2})$ qui est moins sensible au problème de correspondance des jets entre les niveaux partonique, hadronique et détecteur.

La figure 8.21 montre la section efficace différentielle en la masse du système formé par les deux jets. Les petites valeurs de M_{12} sont défavorisées en raison de la coupure sur l'impulsion transverse minimale des jets.

La figure 8.22 présente la section efficace différentielle en $z_{\mathbb{P}}$. Comme mentionné dans la section 3.1, les densités de gluons sont mal contraintes par les mesures en diffraction inclusive et particulièrement aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$. L'étude des jets permet de mieux contraindre ces densités de gluons. La différence entre le Fit B et le fit Jets est donc plus marquée aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$. Les données de ce travail semblent confirmer que les prédictions utilisant les fit Jets sont plus adaptées. Il est à noter que la mesure a également été effectuée pour des valeurs de $z_{\mathbb{P}} > 0.9$ où les DPDF sont extrapolés et où les corrections d'hadronisation sont mal déterminées. Ces grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ doivent donc être considérées prudemment.

8.7 La section efficace totale

La section efficace de production de jets en diffraction en DIS intégrée est présentée dans la table 8.4 pour les données de ce travail et pour les prédictions utilisant les DPDF Jet 2007 et le Fit B.

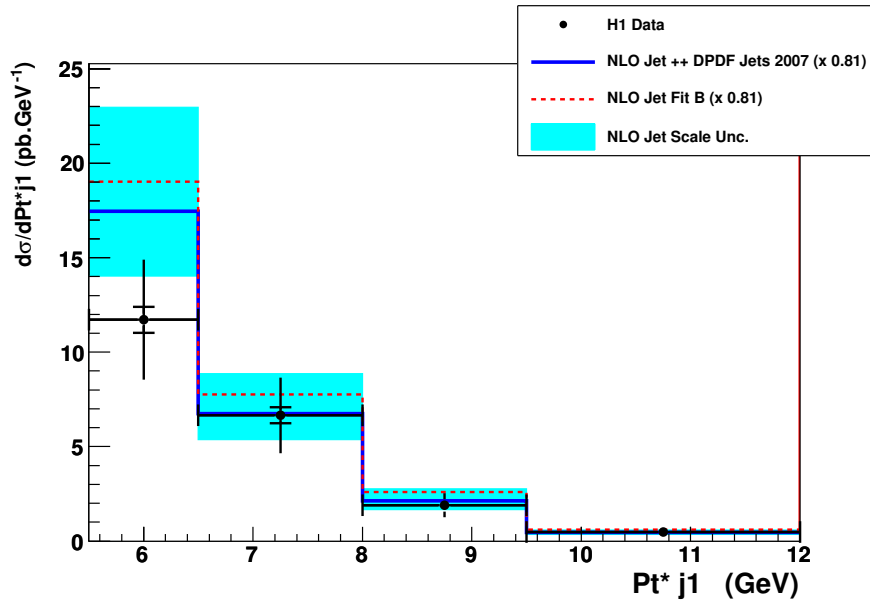


FIG. 8.19 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en l'impulsion transverse du premier jet dans le référentiel γ^*p . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

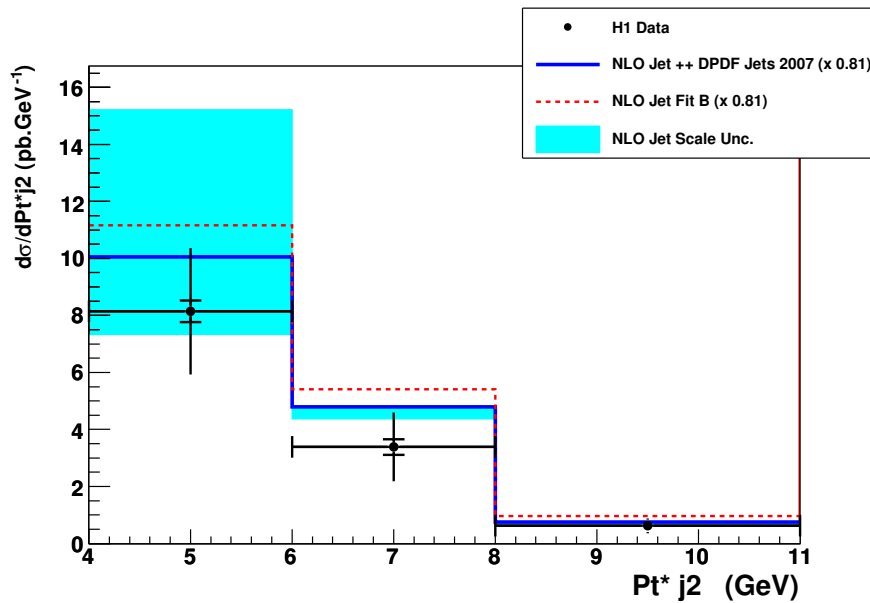


FIG. 8.20 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en l'impulsion transverse du second jet dans le référentiel γ^*p . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

Dans les limites des incertitudes théoriques et expérimentales, la section efficace intégrée est en accord tant avec la section efficace intégrée prédite par le programme NLOjet++ utilisant les DPDF Jet 2007 qu'avec les prédictions utilisant le Fit B.

La précédente analyse sur la production de jet en DDIS [22] faite par la Collaboration H1 a été effectuée sur un domaine cinématique différent de celui de cette analyse (domaine

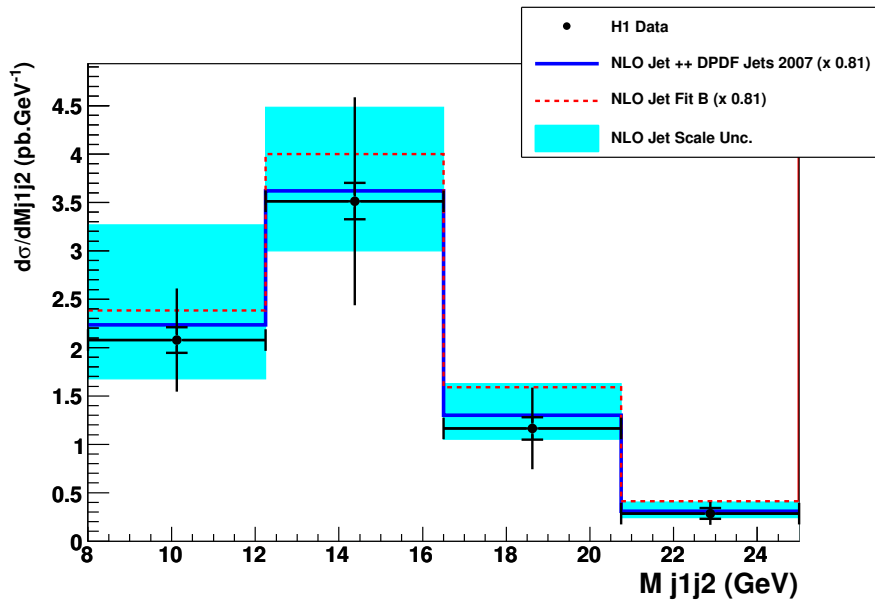


FIG. 8.21 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS en M_{12} . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

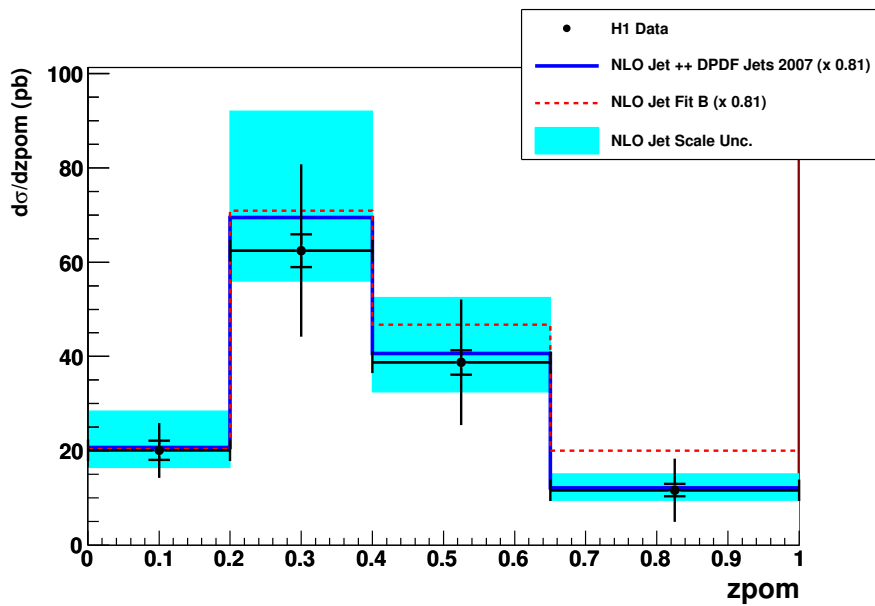


FIG. 8.22 – La section efficace de production de jets en diffraction en DIS différentielle en $z_{\mathbb{P}}$. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 8.14.

en $x_{\mathbb{P}}$ plus étendu). Il est donc impossible de comparer directement les valeurs mesurées. A cette fin, nous comparons le rapport des sections efficaces efficaces mesurées et prédites. Il est donné dans la table 8.5 dans le cas du présent travail et dans le cas de l'analyse effectuée en 2007 par la Collaboration H1 [22, 23].

Ce travail :	$\sigma(ep \rightarrow epX_{jets}) =$	$29.9 \pm 1.1(stat.) \pm 7.4(syst.) pb$
DPDF Jet 2007 :	$\sigma(ep \rightarrow epX_{jets}) =$	$34.3_{-6.9}^{+10.7} pb$
DPDF Fit B	$\sigma(ep \rightarrow epX_{jets}) =$	$38.7_{-7.7}^{+12.3} pb$

TAB. 8.4 – La section efficace totale extraite dans ce travail et prédite par le programme *NLOJet++* utilisant les *DPDF Jet 2007* et le *Fit B*.

Ce travail :	$\frac{\sigma^{DATA}}{\sigma^{FitJet}} =$	$0.87 \pm 0.03(stat.) \pm 0.21(syst.)_{-0.17}^{+0.27}(th.)$
	$\frac{\sigma^{DATA}}{\sigma^{FitB}} =$	$0.77 \pm 0.03(stat.) \pm 0.19(syst.)_{-0.15}^{+0.24}(th.)$
Analyse 2007	$\frac{\sigma^{DATA}}{\sigma^{FitB}} =$	$0.91 \pm 0.02(stat.) \pm 0.12(syst.)_{-0.21}^{+0.34}(th.)$

TAB. 8.5 – Le rapport des sections efficaces mesurées et prédites dans le cas du présent travail et pour la précédente analyse effectuée par la *Collaboration H1*.

Les rapports des sections efficaces mesurée et prédites dans ce travail sont, dans les limites des incertitudes, compatibles avec l'unité.

La mesure de la section efficace différentielle (fig. 8.23) dans un domaine commun en $x_{\mathbb{P}}$ a également été effectuée afin de pouvoir comparer directement les mesures.

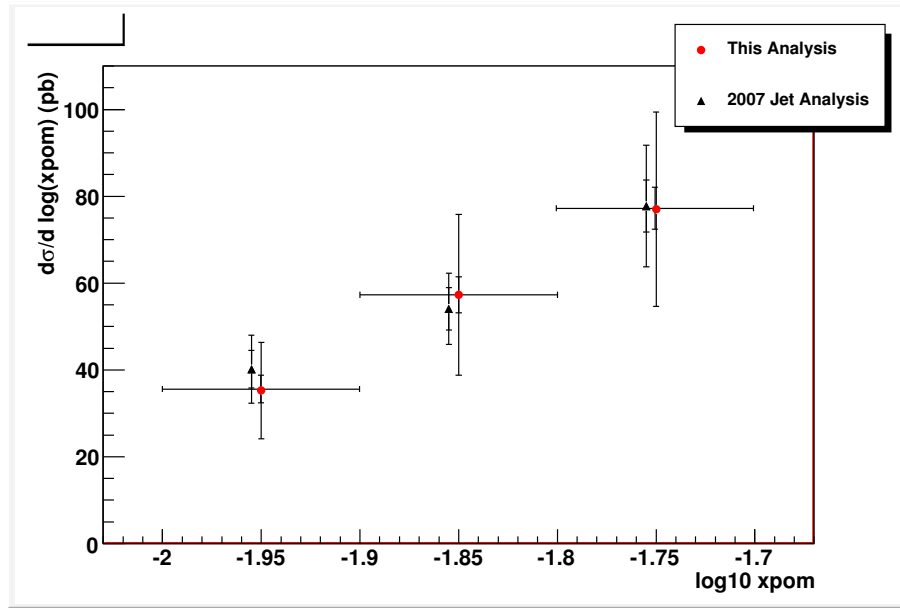


FIG. 8.23 – La section efficace de production de jets en diffraction en *DIS* différentielle en $x_{\mathbb{P}}$ mesurée dans cette analyse et comparée aux mesures de la précédente analyse de la *Collaboration H1*.

Cette mesure fournit une vérification importante des mesures effectuées précédemment par la *Collaboration H1*. D'une part, parce qu'il s'agit d'une mesure sur les données *HERA II* alors que les résultats publiés concernent les données *HERA I*. D'autre part, parce que cette mesure est indépendante et basée sur une approche très différente, la sélection des événements n'étant plus basée sur la présence d'un saut en rapidité mais sur la détection directe du proton diffusé.

Les mesures sont en très bon accord et pourront dans l'avenir être combinées afin d'en extraire des DPDF plus précis.

La mesure présentée ici n'est toutefois pas définitive, plusieurs améliorations sont à attendre.

Concernant la statistique, les données ep de 2006 n'ont pas été incluses dans cette analyse et permettraient d'augmenter la statistique de 38 pb^{-1} (comparé aux 87.4 pb^{-1} actuellement).

Concernant les incertitudes systématiques, la calibration du VFPS devra être étudiée plus en détails afin de déterminer $x_{\mathbb{P}}$ avec le plus de précision possible, permettant de réduire cette source d'incertitude dominante dans nos résultats. La calibration du calorimètre LAr, en particulier à l'avant du détecteur, devrait être améliorée réduisant ainsi la deuxième source d'incertitudes dominante.

Chapitre 9

La sélection des événements en PHP

Nous détaillerons dans ce chapitre la sélection des événements diffractifs avec production de jets dans le domaine de photo-production et montrerons une comparaison des distributions d'événements entre les données et la simulation Monte Carlo. Nous discuterons également en détail de la mise en place d'un nouveau sous-déclencheur.

Bon nombre de coupures sont identiques à celles imposées dans le cadre d'une analyse en DIS. Nous nous référerons donc au chapitre 7 pour certains détails.

9.1 L'étude d'un nouveau sous-déclencheur s103

Durant la phase HERA-I, H1 possédait un calorimètre ETag jouxtant le tube à vide à +30 mètres. Il permettait de mesurer l'énergie des électrons diffusés à des valeurs de Q^2 proches de zéro (en photo-production). Avec l'augmentation de la luminosité à HERA-II, le taux de radiation accompagnant le faisceau d'électrons était tel que le détecteur ETag n'a plus pu être utilisé. Cela eut pour conséquence la suppression d'un élément de déclenchement essentiel à l'étude de la photo-production.

L'installation du VFPS offrait quant à lui un nouvel élément de déclenchement qui pouvait être utilisé indifféremment en DIS et en photo-production.

Nous avons donc construit un nouveau sous-déclencheur en associant différents éléments de déclenchement déjà existant au VFPS [53].

La première étape de la construction du sous-déclencheur recherché est de déterminer la topologie d'un événement diffractif avec production de deux jets en photo-production et avec le proton diffusé détecté dans le VFPS.

- L'événement doit posséder au moins deux jets. Ceci implique la présence d'au moins deux traces reconstruites à l'aide du FTT avec une grande impulsion transverse. L'élément de déclenchement le plus efficace correspond à la demande d'un $FTT_mul_Td > 1$, c'est-à-dire au moins deux traces à l'aide du FTT, chacune ayant une impulsion transverse de plus de 900 MeV. Cependant, au niveau L1, les temps de reconstruction des variables sont courts et donc peu précis. Par conséquent, il est préférable d'utiliser au niveau L1 un $FTT_mul_Tc > 1$ (P_T des jets > 400 MeV) et $FTT_mul_d > 1$ (P_T des jets > 600 MeV) au niveau L2 [55].
- Il faut également demander un déclenchement dans le VFPS 1 et dans le VFPS 2.

La coïncidence dans ces deux stations permet de réduire le taux de déclenchement (par rapport à s115 qui possède un OU logique entre les deux stations).

- Le taux de déclenchement en n'utilisant que les éléments mentionnés ci-dessus reste trop élevé. Or comme les événements diffractifs sont caractérisés par un large saut en rapidité, on peut demander que la région avant du calorimètre à argon liquide ne présente pas d'activité supérieure au bruit de fond. Nous demandons donc $LAr_IF < 2$. L'élément de déclenchement lié à l'avant du calorimètre LAr sera discuté plus en détail dans la section 9.2. Ce sous-déclencheur correspond à la demande que moins de deux Big Towers (cfr. 4.2) sur les six situées à l'avant aient une énergie supérieure au seuil de déclenchement.

Différents éléments de déclenchement sont ensuite ajoutés afin de diminuer le taux de déclenchement et d'ainsi réduire le facteur de pondération, tout en tentant de garder une efficacité proche de 100%. Pour connaître la réduction du taux de déclenchement, nous regardons l'effet des différents éléments de déclenchement sur un échantillon d'événements contenant au moins deux jets et présentant un saut en rapidité¹

- On demande qu'un vertex de qualité soit reconstruit au niveau L1 grâce à l'élément $CIP_sig > 2$ ainsi qu'au niveau L2 avec $FTT_zvtx_histo > 1$. La réduction de taux est, respectivement, de 33% et de 18%.
- Il faut également au moins une trace dans chacun des hémisphères du détecteur (veto sur FTT_topo_6 , impliquant une réduction du taux de déclenchement de 14%) et au moins une trace dans deux quadrants différents (CIP_cosmic , réduction du taux de 6%) afin d'éliminer les événements dus à la radiation du faisceau dans le détecteur.

Le sous-déclencheur s103 peut donc s'écrire comme suit :

L1 : $(CIP_sig > 2) \&\& (CIP_cosmic) \&\& (LAr_IF < 2) \&\& (FTT_mul_Tc > 1)$

$\&\& (!FTT_topo_6) \&\& (VFPS_1 \&\& VFPS_2)$

L2 : $(FTT_zvtx_histo > 1) \&\& FTT_mul_d > 1$.

Il fut opérationnel à partir du 8 décembre 2006 soit pour des périodes de prises de données ("runs") supérieures à 490162.

9.1.1 L'efficacité du sous-déclencheur s103 et de ses éléments de déclenchement

La détermination de l'efficacité du sous-déclencheur s103 se fait de manière identique à celle introduite dans le cadre de la diffusion profondément inélastique dans la section 7.6.1. A nouveau, nous ne considérerons pas ici l'efficacité de déclenchement des stations VFPS.

¹Le saut en rapidité est mesuré en demandant que la particule la plus à l'avant de l'état final hadronique ait une rapidité ($\eta_{Max} < 3.2$) inférieure à 3.2.

Le sous-déclencheur moniteur utilisé est le sous-déclencheur s115 (voir table 7.1) ne dépendant que d'éléments de déclenchement du SpaCal et étant donc totalement indépendant des éléments de déclenchement utilisés dans le sous-déclencheur s103 (mis à part le VFPS).

L'efficacité de s103 est présentée en fonction des variables cinématiques sur la figure 9.1, en fonction des variables de l'état final hadronique (figure 9.2) et en fonction des variables liées au jets (fig. 9.3 et 9.4).

L'efficacité de s103 est comprise entre 72 et 83 %.

L'inefficacité la plus importante provient de l'élément de déclenchement $CIP_Sig > 2$ dont l'inefficacité peut atteindre 15% mais qui ne montre pas de dépendance en une variable particulière. Cette inefficacité a été étudiée mais les raisons en restent encore inconnues.

L'élément de déclenchement sur l'avant du calorimètre LAr ($LAr_IF < 2$) provoque une inefficacité aux petites valeurs de W et aux grandes valeurs de η_{max} . La correction de ces inefficacités élimine les autres dépendances en les variables visibles sur les figures 9.1, 9.2, 9.3 et 9.4.

Nous corrigeons néanmoins une légère dépendance restante en W des éléments de déclenchement FTT_topo_6 et des éléments de déclenchement du niveau L2.

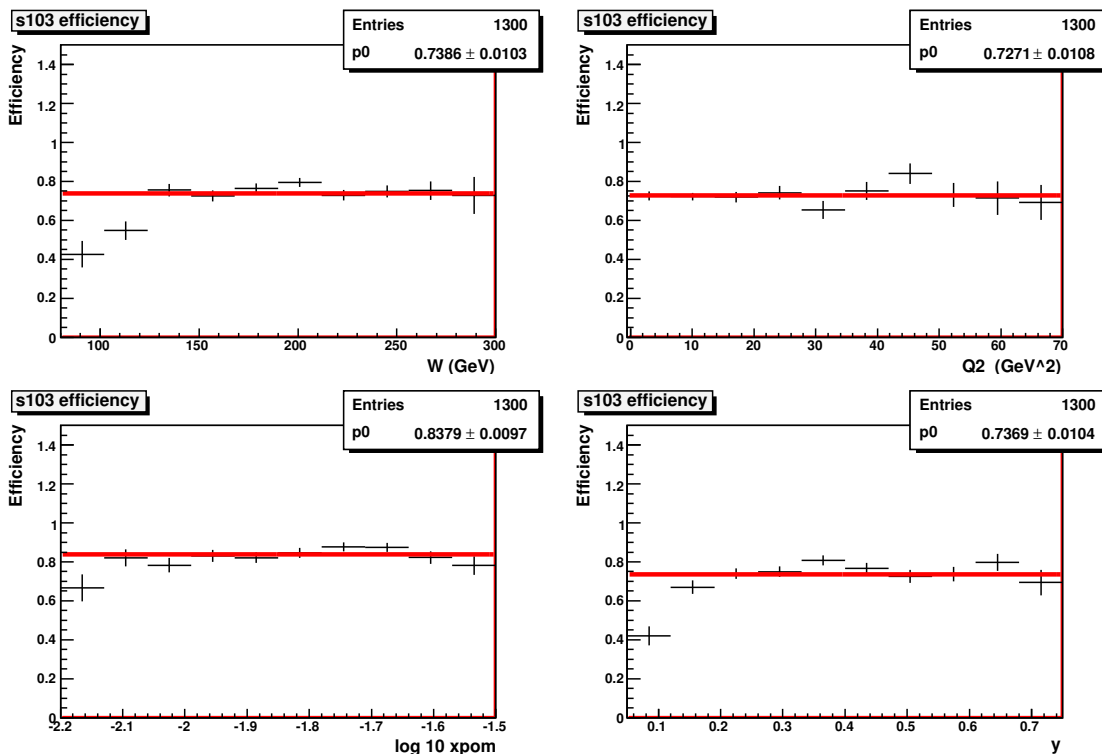


FIG. 9.1 – Efficacité du sous-déclencheur s103 en fonction des variables cinématiques W , Q^2 , $\log x_{\mathbb{P}}$ et y . La ligne continue rouge présente un ajustement linéaire constant.

Après la prise en compte de ces différentes inefficacités de déclenchement, le sous-déclencheur s103 atteint, par construction, une efficacité de près de 100% et ne montre plus de dépendance en les variables.

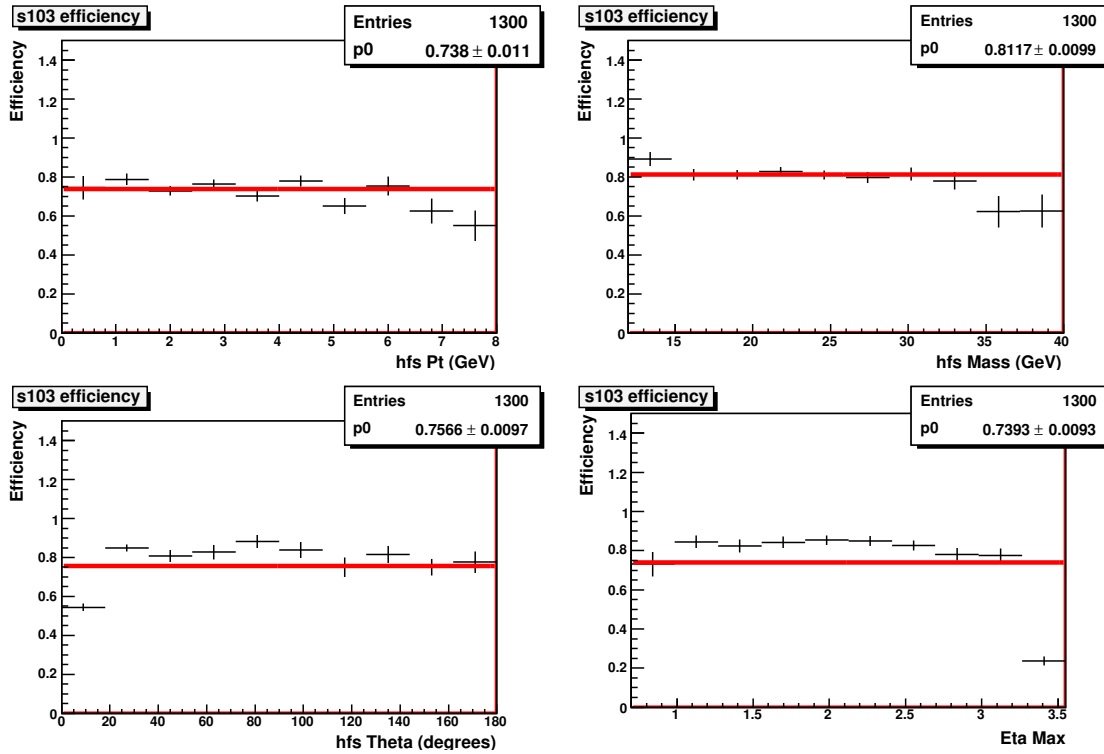


FIG. 9.2 – Efficacité du sous-déclencheur *s103* en fonction des variables liées à l'état final hadronique : P_t , la masse, θ et η_{max} . La ligne continue rouge présente un ajustement linéaire constant.

9.1.2 Le taux de déclenchement du sous-déclencheur *s103*

S'il est important que l'efficacité d'un sous-déclencheur soit la plus proche possible de 100%, il faut également que le taux de déclenchement de *s103* après le niveau L2 ne soit pas trop élevé pour éviter une limitation de la statistique due à des facteurs de réduction trop importants.

Le graphique de gauche de la figure 9.5 présente le taux d'événements ayant un déclenchement par *s103*, en fonction du produit du courant des électrons et des protons.

En rouge, nous pouvons voir le taux d'événements ayant passé le niveau L1 du système de déclenchement.

En bleu est représenté ce même taux d'événements auquel on a appliqué le facteur de sélection. Comme on peut le voir sur le graphique, le facteur de sélection devient élevé pour des grandes valeurs du produit des courants. Cela a pour conséquence de fortement limiter notre statistique au delà d'un produit des courants de $\approx 3000 \text{ mA}^2$.

Les triangles verts représentent le taux d'événements ayant passé le niveau L2. Ce taux est globalement deux fois inférieur au taux au niveau L1 permettant ainsi de réduire le facteur de sélection appliqué sur les données en photo-production.

Sur la droite de la figure 9.5, les facteurs de sélection sont donnés. Ils ne tiennent pas compte du fait qu'à certains moments, le VFPS n'était pas en position de fonctionnement. Le facteur de sélection moyen (5.255) n'est donné que pour information, il est de 1.6 lorsqu'on demande que les stations VFPS soient en fonctionnement.

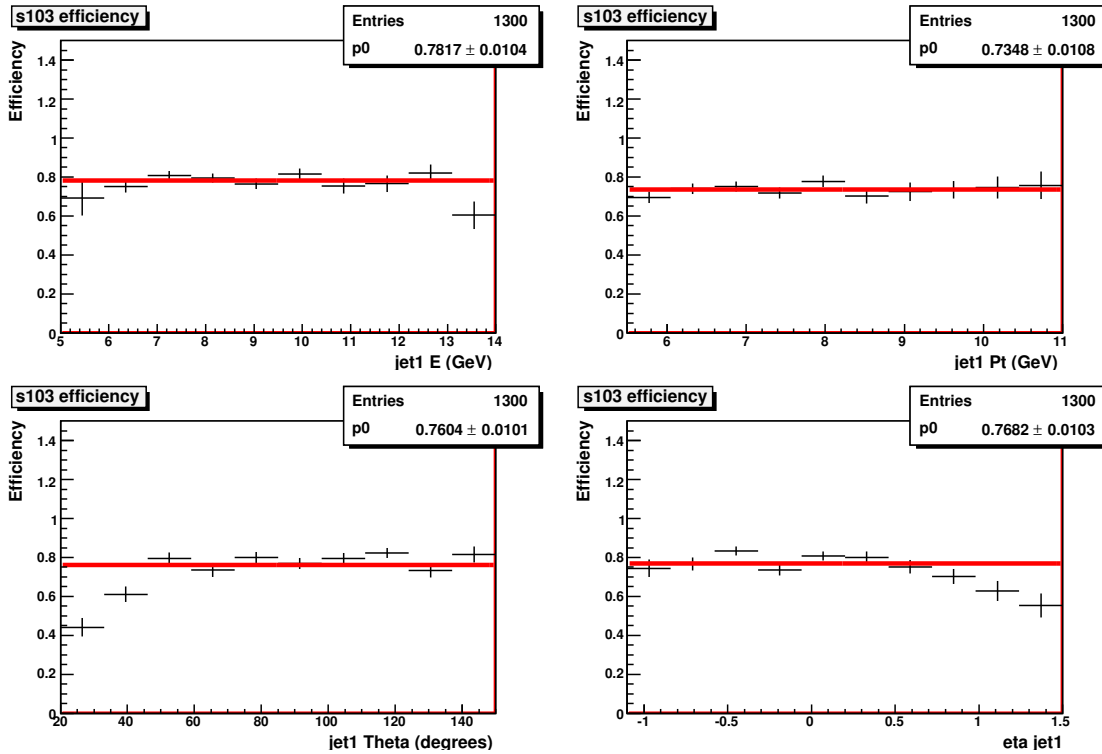


FIG. 9.3 – Efficacité du sous-déclencheur *s103* en fonction de variables liées au jet 1, E , p_t , θ et η . La ligne continue rouge présente un ajustement linéaire constant.

9.2 L'étude du déclenchement du calorimètre à argon liquide (Big Towers)

Parallèlement à la mise en place du sous-déclencheur *s103*, nous avons effectué une analyse des éléments de déclenchement du calorimètre à argon liquide afin de vérifier s'il était possible de les utiliser pour sauvegarder les données en photo-production [53].

Les six premières Big Towers, allant de Theta de 0,080 radians jusqu'à 0,327 radians, correspondent à la partie avant du calorimètre².

L'objectif de cette partie du travail sur l'étude du déclenchement du calorimètre à argon liquide était de voir s'il était envisageable de modifier le seuil de déclenchement des Big Towers pour effectuer une sélection d'événements diffractifs.

Pour ce faire, il est indispensable d'étudier la signature des événements diffractifs dans les Big Towers du calorimètre et plus particulièrement dans la région avant de celui-ci.

Pour sélectionner des événements diffractifs, nous demandons un saut en rapidité ($\eta_{Max} < 3.2$) ainsi qu'un vertex reconstruit dont la position selon l'axe z est comprise entre -35 et +35 cm. Nous n'utilisons que cette dernière coupure lorsqu'on regarde un échantillon appelé "non diffractif".

Sur les banques "DBFC" se trouvent, pour chaque événement, le numéro des FADC

²Demander $LAr-IF < 2$ dans le sous-déclencheur *s103* implique, par conséquent, que moins de deux Big Towers sur les six situées à l'avant aient une énergie supérieure au seuil de déclenchement.

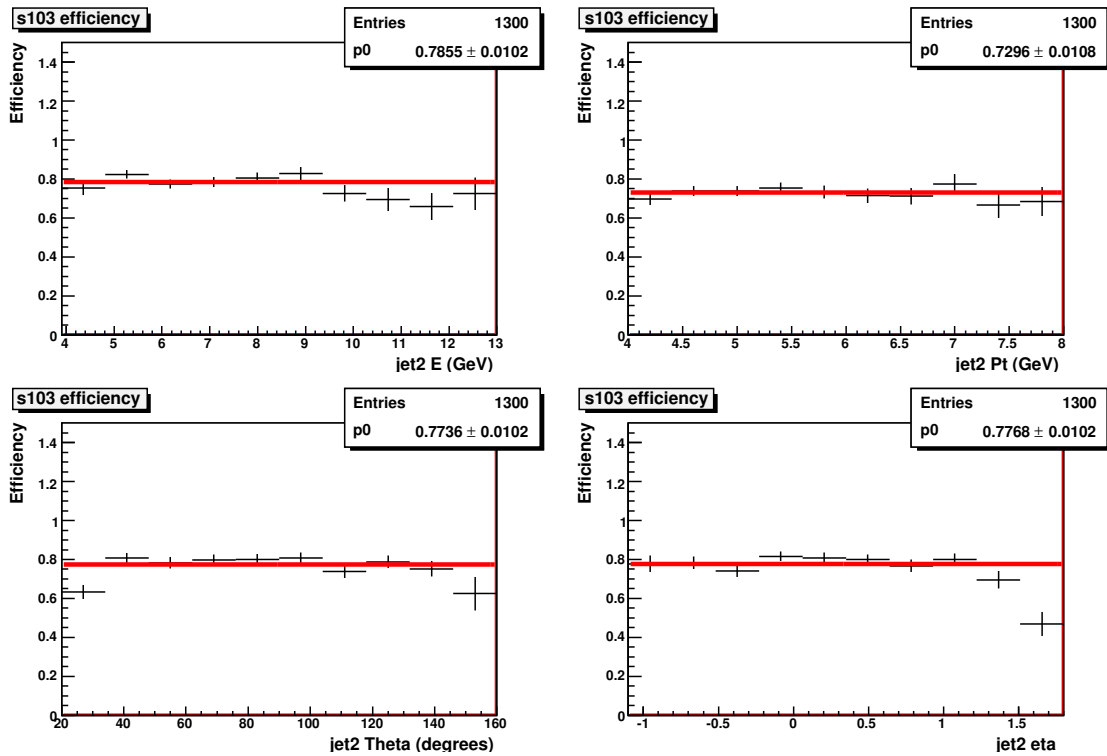


FIG. 9.4 – Efficacité du sous-déclencheur *s103* en fonction de variables liées au jet 2, E , p_t , θ et η . La ligne continue rouge présente un ajustement linéaire constant.

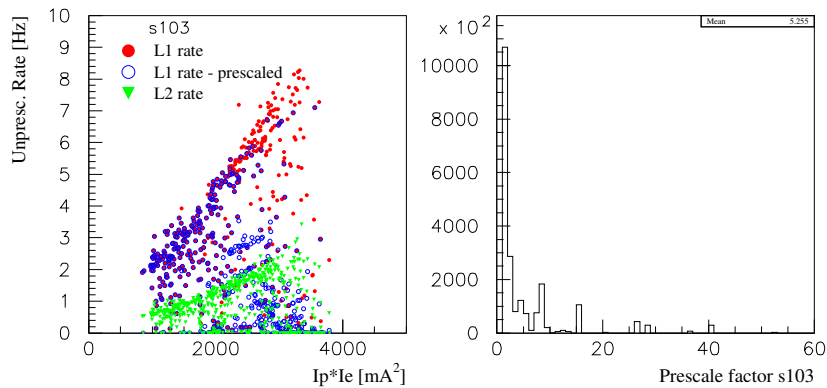


FIG. 9.5 – Gauche : le taux de déclenchement du sous-déclencheur *s103* après le niveau L1 en rouge, en bleu après prescale et en vert après le niveau L2. Droite : le facteur de sélection.

qui ont enregistré un signal supérieur au seuil de déclenchement ainsi que l'énergie dans ces derniers.

Après avoir regroupé les FADC en 14 Big Towers, comme expliqué dans la section 4.2, nous avons déterminé, pour chaque événement, la Big Tower la plus à l'avant qui avait été déclenchée.

En regardant les distributions d'énergie dans les quatre Big Towers les plus à l'avant, on constate que la première (BT[0]) est dominée par les événements non diffractifs ce qui n'est plus le cas dans la seconde (figure 9.6). Par conséquent, seul un veto sur la première Big Tower est éventuellement possible. Il faut cependant s'assurer que la perte d'événements diffractifs ne soit pas trop importante lorsqu'on coupe sur la première Big Tower.

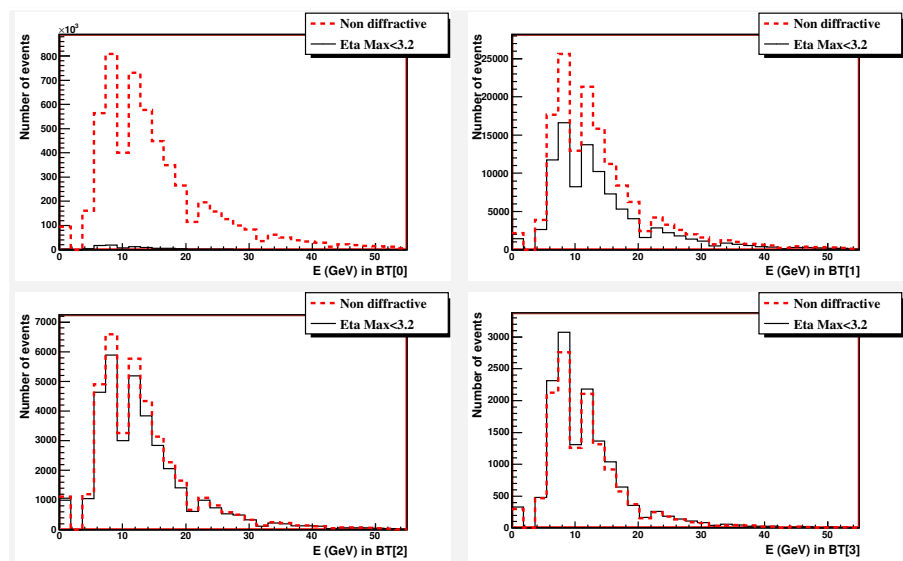


FIG. 9.6 – La distribution d'énergie dans les quatre premières Big Towers pour des événements non diffractifs (pointillés rouges) et pour des événements diffractifs avec $\eta_{Max} < 3.2$ (en noir).

Afin de s'assurer que les événements sélectionnés soient bien diffractifs, on effectue une coupure sur les détecteurs avant de muons et on demande une coïncidence dans les deux stations VFPS. Malgré cela, on observe toujours des événements dans la première Big Tower (figure 9.7).

Ceux-ci sont dus à un bruit de fond important dans la première Big Tower. En effet, si on regarde la distribution d'énergie des événements ayant un élément de déclenchement $Lar_IF = 0$ (c'est-à-dire pas de Big Tower à l'avant avec une énergie au dessus du seuil de déclenchement) de la figure 9.8, on constate que la première Big Tower possède un seuil de déclenchement plus élevé que les suivantes (supérieur à $30 GeV$ alors que les trois Big Towers suivantes ont un seuil de déclenchement inférieur à $20 GeV$).

L'utilisation d'un veto sur la première Big Tower permettrait de réduire le taux d'événement d'environ 30% (estimation à partir des données) mais cela introduirait une erreur systématique due au bruit de fond dans la première Big Tower. Par conséquent, nous n'avons pas utilisé cette méthode mais le sous-déclencheur s103 décrit précédemment.

Sur la figure 9.9, on peut voir l'effet de différentes coupures supplémentaires sur l'avant du calorimètre à argon liquide sur la variable du logarithme de $x_{\mathbb{P}}$ par rapport à un échantillon d'événements diffractifs demandant la présence d'un saut en rapidité, d'un déclenchement dans les deux stations VFPS et de coupures sur les détecteurs avant de muons. La demande de $Lar_IF = 0$, en bleu, fait perdre 18.8% des événements dans la région d'acceptance en $x_{\mathbb{P}}$ du VFPS. La coupure sur la première Big Tower en rouge induit une perte de 6%. La méthode la plus efficace consiste à demander une coupure $Lar_IF < 2$

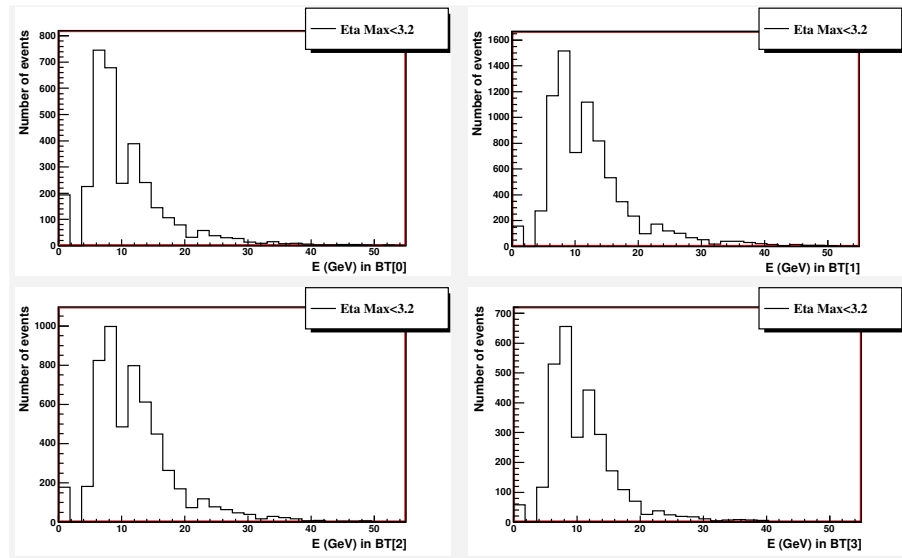


FIG. 9.7 – La distribution d'énergie dans les quatre premières Big Towers pour des événements diffractifs avec $\eta_{Max} < 3.2$, coupure sur les détecteurs de muons FMD et déclenchement dans les deux stations VFPS.

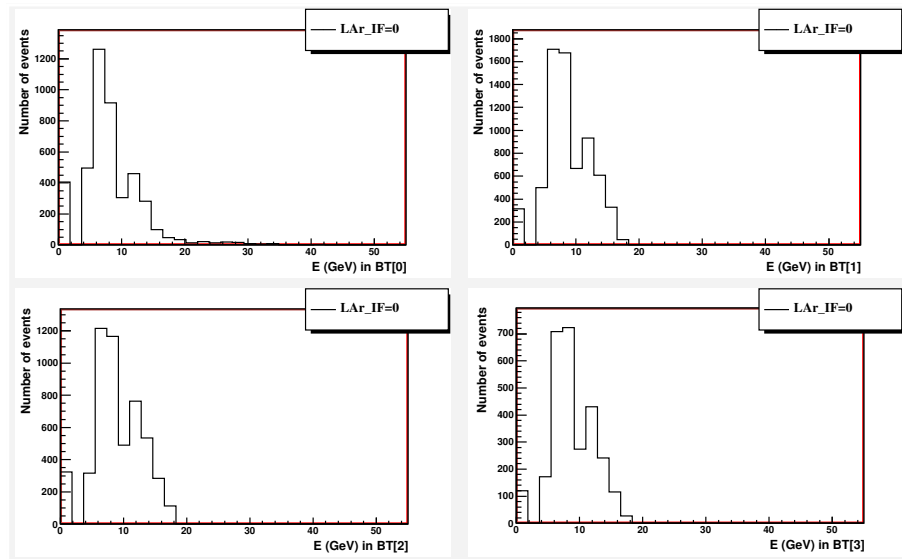


FIG. 9.8 – La distribution d'énergie dans les quatre premières Big Towers pour des événements avec $Lar_IF = 0$.

puisque cela permet de conserver plus de 99 % des événements. C'est ce qui est demandé dans le sous-déclencheur s103 que nous avons utilisé.

9.3 La sélection des événements en PHP

Afin de sélectionner un échantillon d'événements à analyser dans le domaine de la photo-production, différentes coupures sont appliquées.

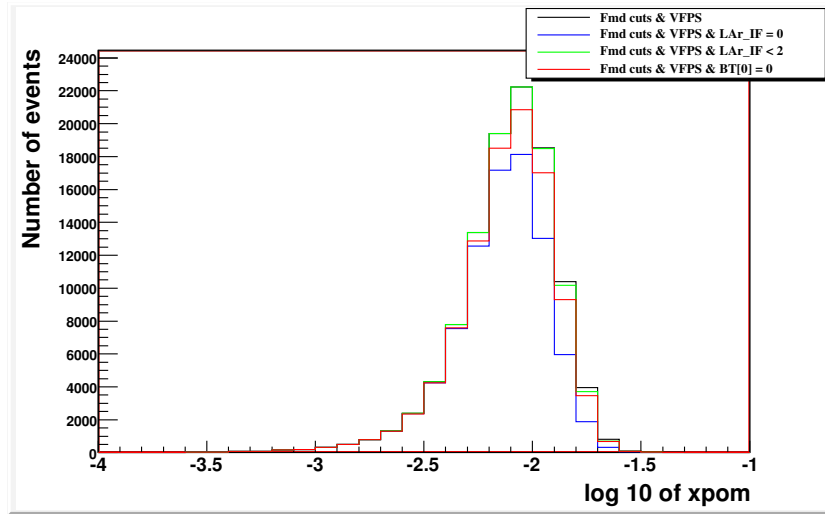


FIG. 9.9 – La distribution du logarithme en base 10 de x_P pour différentes coupures sur la région avant du calorimètre à argon liquide. En noir, un échantillon diffractif sélectionné en demandant $\eta_{Max} < 3.2$, une coïncidence VFPS et l'absence d'activité dans les détecteurs de muons. Ces mêmes coupures mais en demandant en plus $Lar_IF = 0$ en bleu, $Lar_IF < 2$ en vert et un veto sur $BT[0] = 0$ en rouge.

9.3.1 La sélection de base

Les coupures de base sur le statut des détecteurs utiles à l'analyse sont identiques à celles appliquées dans le cadre de l'étude des événements dans le domaine de l'électro-production introduites à la section 7.1.1.

Le sous-déclencheur s103

Dans le cas particulier de la photo-production, on demande que les événements aient été sauvegardés par le sous-déclencheur s103, introduit dans la section précédente.

9.3.2 Les coupures au niveau détecteur

La position du vertex

De même la coupure sur la position du vertex selon l'axe z est identique à celle utilisé dans le domaine de l'électro-production (cfr. section 7.1.2) :

$$-35 < z_{vertex} < 35cm. \quad (9.1)$$

La coupure sur l'électron diffusé

On demande explicitement l'absence d'électron diffusé.

La sélection des événements en diffraction

Les événements en diffraction sont sélectionnés sur base de la détection du proton diffusé dans le VFPS.

En plus d'un déclenchement dans les deux stations VFPS (voir sous-déclencheur s103), on demande la reconstruction d'au moins une trace locale dans l'une des deux stations VFPS.

9.3.3 La sélection des événements à 2 jets

La virtualité du photon étant quasiment nulle, dans le cas de la photo-production, le référentiel du laboratoire est équivalent d'un point de vue transverse au référentiel γ^*p . Les jets sont donc reconstruits directement dans le référentiel du laboratoire grâce à l'algorithme de k_T présenté dans le chapitre 3.

On impose également que l'impulsion transverse du jet le plus énergétique soit supérieure à 5.5 GeV et celle du second jet à plus de 4 GeV.

9.3.4 Le bruit de fond

Le bruit de fond en provenance de la superposition aléatoire d'événements en diffusion profondément inélastique et d'un proton détecté par le VFPS peut être supprimé de la même manière que dans le cas de la production de jets en DIS (voir section 7.6.2). On applique la coupure suivante représentée sur la figure 9.10 :

$$\frac{x_{\mathbb{P},VFPS}}{x_{\mathbb{P},HFS}} > 0.6 \quad (9.2)$$

avec $x_{\mathbb{P},HFS}$ reconstruit à partir des informations de l'état final hadronique selon l'équation 9.3 où la somme porte sur l'ensemble hadronique final sauf le proton diffusé et où E_p est l'énergie du faisceau de protons.

$$x_{\mathbb{P},HFS} = \frac{(\sum_X E + Pz)}{2 * E_p} \quad (9.3)$$

Le bruit de fond restant après coupure devra être estimé de manière précise, mais il sera probablement négligeable.

9.4 Le résumé des coupures appliquées

L'ensemble de ces coupures, rappelées dans le tableau 9.1, permet de sélectionner l'échantillon de données³ utilisé dans cette analyse. La luminosité intégrée de l'échantillon est de 47.8 pb^{-1} . Après ces coupures, 5734 événements comprenant au moins 2 jets en diffraction dans le domaine de la photo-production subsistent. Cela correspond à une augmentation de la statistique par un facteur 1.5 par rapport à la dernière analyse effectuée par la Collaboration H1 dans ce domaine cinématique [25]. Signalons que l'échantillon utilisé pour le moment ne correspond pas à l'entièreté de la statistique disponible sur la période de prise de données 2006-2007, 7.6 pb^{-1} pourront encore être ajoutés à la statistique finale. Signalons également que cette analyse constitue la première étude de la production diffractive de jets en photo-production à partir des données HERA II.

³Dans ce travail, nous avons utilisé, pour les données, les DST5 avec une version h1oo 3.3.11

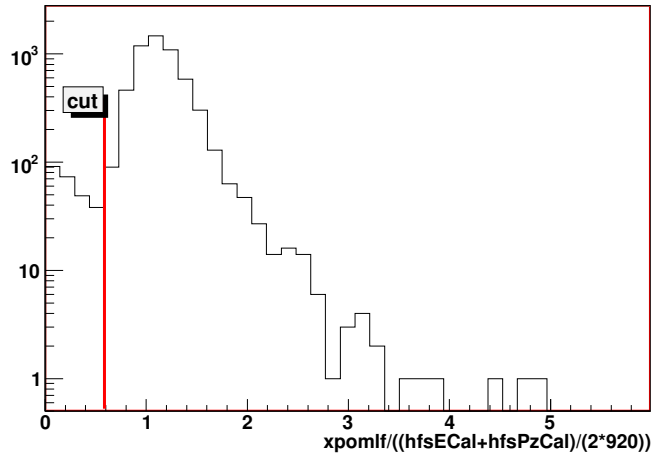


FIG. 9.10 – La distribution du rapport entre $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit avec le VFPS et reconstruit à partir de l'état final hadronique. De manière similaire au cas de l'électro-production, le bruit de fond de la superposition aléatoire d'un événement en DIS avec un proton dans le VFPS se situe pour des valeurs du rapport des $x_{\mathbb{P}} < 0.6$.

PHP :	Absence d'électron diffusé
Diffraction : proton diffusé	Trigger VFPS1 & VFPS2 Trace locale VFPS1 OU VFPS2
Jets	Num Jets ≥ 2 $P_{t,jet1}^{lab} > 5.5 GeV$ $P_{t,jet2}^{lab} > 4 GeV$
Suppression du bruit de fond	$ z_{vtx} < 35 cm$ $\frac{x_{\mathbb{P},VFPS}}{x_{\mathbb{P},HFS}} > 0.6$

TAB. 9.1 – Résumé des coupures de sélection des événements diffractifs à 2 jets en photo-production.

9.5 La reconstruction des variables cinématiques

Dans le domaine de la photo-production, seule la mesure de l'état final hadronique est possible, l'électron s'échappant dans le tube à vide et n'étant donc pas détecté.

La reconstruction des différentes variables cinématiques doit par conséquent se baser uniquement sur les mesures des angles et des énergies de l'état hadronique final [56].

L'inélasticité (eq. 1.4) est reconstruite selon l'équation 9.4 où E_e est l'énergie du faisceau d'électron.

$$y = \frac{\sum_X E - p_z}{2E_e} \quad (9.4)$$

L'énergie dans le centre de masse proton-photon, W (eq. 1.6) se mesure à l'aide de l'équation 9.5 où s est défini par l'équation 1.5.

$$W = \sqrt{ys} \quad (9.5)$$

La variable $x_{\mathbb{P}}$ (eq. 2.3) est reconstruite à partir des traces du proton diffusé dans les stations VFPS.

La masse invariante du système 2 jets est reconstruite selon l'équation 7.11.

La variable $z_{\mathbb{P}}$ (eq. 3.1) est calculée à partir de l'équation 9.6.

$$z_{\mathbb{P}} = \frac{\sum_{jet} E + p_z}{2E_p x_{\mathbb{P}}} \quad (9.6)$$

La variable x_{γ} (eq. 3.15) est reconstruite à partir de l'équation 9.7.

$$x_{\gamma} = \frac{\sum_{jet} (E - p_z)}{2yE_e} \quad (9.7)$$

9.6 Les distributions de contrôle

Les distributions de contrôle de différentes variables sont présentées en figures 9.11, 9.12, 9.14, 9.15 et 9.16. Sur ces dernières, les données sont représentées en noir, tandis que les différents processus composant l'échantillon MC sont montrés avec des lignes continues de couleur. La composante poméron en vert, le charme en bleu, l'interaction avec un photon résolu en rose, le processus de QCD Compton en jaune et enfin en rouge, l'addition de ces processus et de l'échange de reggeon (en photon direct et résolu) qui constitue l'échantillon MC total. Le MC est normalisé au nombre d'événements de l'échantillon et les données sont corrigées des inefficacité de déclenchement discutées dans la section 9.1.

La figure 9.11 présente les distributions de contrôle des variables cinématiques reconstruites selon les équations de la section précédente. De haut en bas et de gauche à droite, on y trouve la distribution de W , du logarithme de $x_{\mathbb{P}}$ reconstruit à partir des traces dans le VFPS, la distribution de l'inélasticité y et enfin de la variable x_{γ} .

A la différence du cas DIS discuté dans la section 7.8, les distributions de l'inélasticité et de W atteignent des valeurs plus élevées puisqu'il n'y a pas de coupure sur l'énergie de l'électron diffusé. Le désaccord entre les données et le MC observé dans les distributions de ces variables devra être étudié lors d'un prochain travail.

La distribution en $x_{\mathbb{P}}$ est plus piquée aux grandes valeurs que dans le cas de l'électroproduction, ceci s'explique par le fait que la virtualité du photon étant nulle, l'ensemble hadronique X se situe aux plus grandes valeurs de $x_{\mathbb{P}}$.

La distribution de x_{γ} est également présentée, on y voit que la composante due au photon résolu ($x_{\gamma} < 0.8$) est non négligeable dans le cas de la photo-production.

L'excès de données visible sur la figure 9.12 aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ devra être étudié dans de plus amples détails et il sera éventuellement nécessaire de repondérer le MC en fonction de cette variable s'il s'avère que la section efficace modélisée dans le programme RAPGAP n'est pas réaliste. Cependant, ce désaccord a déjà été observé dans les analyses précédentes de H1 [26]. Une explication de ce désaccord est que les DPDF utilisées dans le Monte Carlo (DPDF 2006 Fit B) ne sont valables que pour des valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ inférieures à 0.8 [14] et l'extrapolation faite au-delà de 0.8 est une source d'incertitude. De plus l'incertitude théorique sur ces DPDF est très grande aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$ (voir commentaire sur la figure 2.2).

La figure 9.13 montre les distributions de l'énergie, la masse et l'angle polaire θ du système hadronique final. La masse du système X est piquée aux plus grandes valeurs que

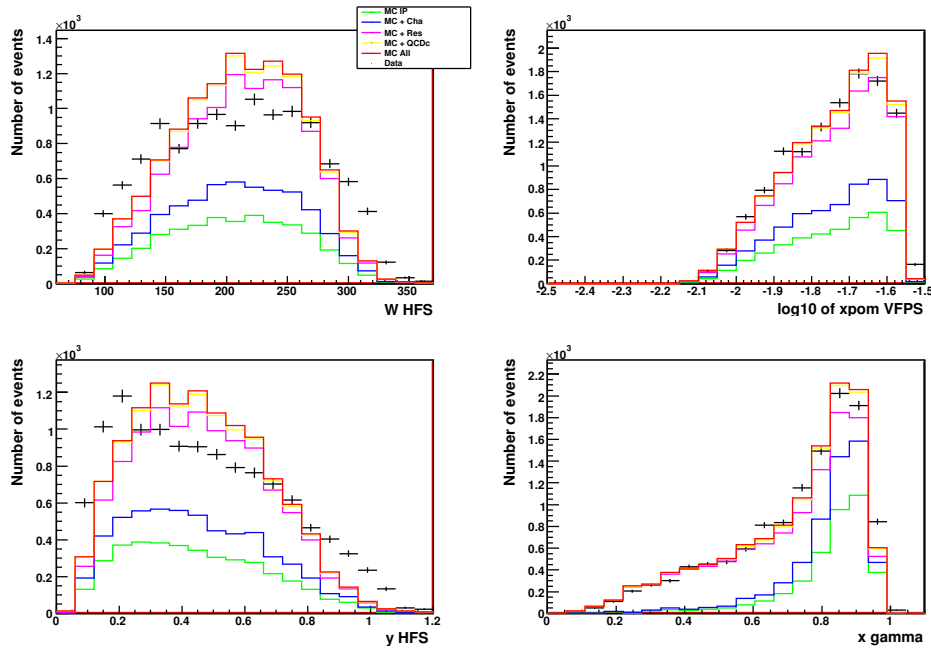


FIG. 9.11 – Les distributions de contrôle des variables cinématiques : W , $\log x_{\mathbb{P}}$, y et x_{γ} . Les données sont présentées en noir avec une erreur statistique. La composante "poméron" du MC est en vert, la composante "charme" est en bleu, le photon résolu en rose, la composante QCD compton en jaune. L'addition de l'échange de reggeon permet d'obtenir le MC total en rouge. Le MC est normalisé au nombre d'événements des données.

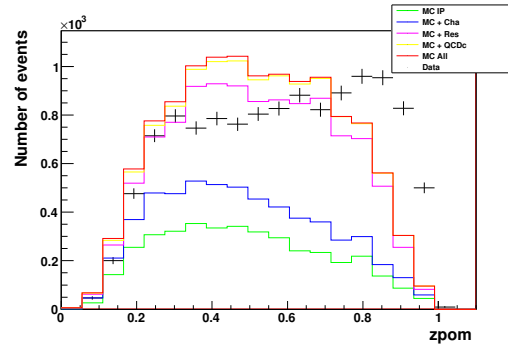


FIG. 9.12 – La distribution de contrôle de $z_{\mathbb{P}}$. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 9.11.

la masse du système composé des deux jets (voir figure 9.16) permettant de conclure que l'état hadronique final est composé de plus de deux jets (présence éventuelle d'un troisième jet et/ou d'un poméron résolu). La distribution en θ est très différente de celle observée en DIS (fig. 7.16). L'absence de coupure sur l'électron diffusé autorise le photon émis à avoir une grande énergie impliquant que l'état final hadronique peut se situer à l'arrière du détecteur (grandes valeurs de θ).

Les distributions en énergie, en impulsion transverse, en impulsion longitudinale, en l'angle θ et en l'angle ϕ du premier et du second jet dans le référentiel du laboratoire

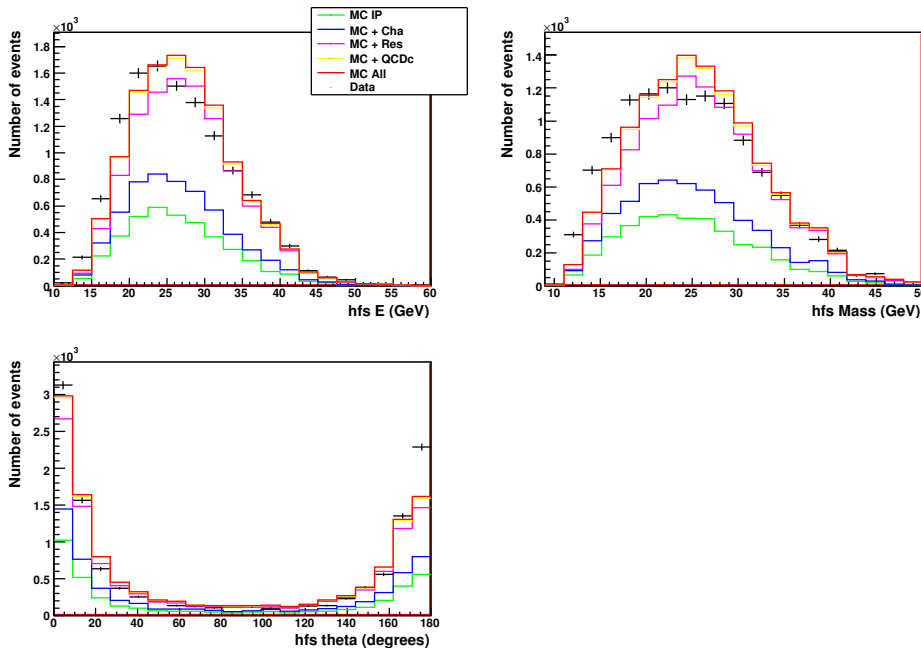


FIG. 9.13 – Les distributions de contrôle des variables de l'état hadronique final : son énergie, sa masse et son angle polaire. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 9.11.

sont montrées respectivement aux figures 9.14 et 9.15. Dans l'ensemble, on observe un très bon accord entre les données et le MC. La figure 9.14 montre également la distribution du nombre de jets dans notre échantillon. On voit qu'elle décroît très rapidement, environ 20 % des événements ont plus de 2 jets. Signalons que le troisième jet a une impulsion transverse supérieure à 3 GeV (défini dans les paramètres de l'algorithme de jets). Le nombre d'événements à plus de 3 jets est négligeable. On voit que la distribution du nombre de jets n'est pas décrite par le MC. On observe plus d'événements 3 jets dans les données que dans la simulation, cela étant dû au fait que la simulation n'inclut pas les ordres supérieurs tels que la radiation de gluons avec une grande impulsion transverse formant un jet supplémentaire.

La distribution en p_T du second jet montre que les jets se compensent bien en impulsion transverse, comme l'on s'y attendait.

Sur la figure 9.16 sont présentées les variables liées au système 2 jets. La masse invariante au carré des 2 jets ne s'étend pas aux petites valeurs par la demande de deux jets de grande impulsion transverse. La distribution de la différence en ϕ de jets montre que les jets sont bien dos à dos dans le référentiel du laboratoire afin de compenser leur impulsion transverse. Ils sont par contre relativement proches en θ . On constate que les distributions de toutes ces variables sont bien reproduites par le MC.

De manière générale, le bon accord entre les données et le MC observé dans le domaine de la photo-production permet de s'assurer que les effets les plus importants liés au détecteur ont été pris en compte. Cependant, certains désaccords peuvent être observés, ils devront être étudiés plus en détail afin d'en connaître la source (bruit de fond, inefficacité,...).

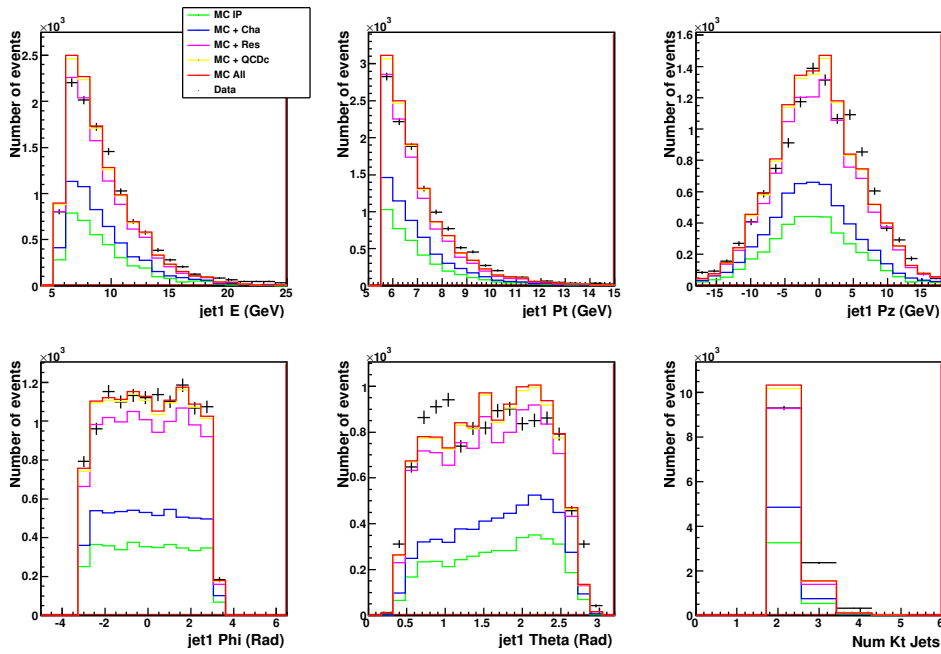


FIG. 9.14 – Les distributions de contrôle des variables du premier jet : l'énergie, les impulsions transverse et longitudinale, les angles ϕ et θ . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 9.11.

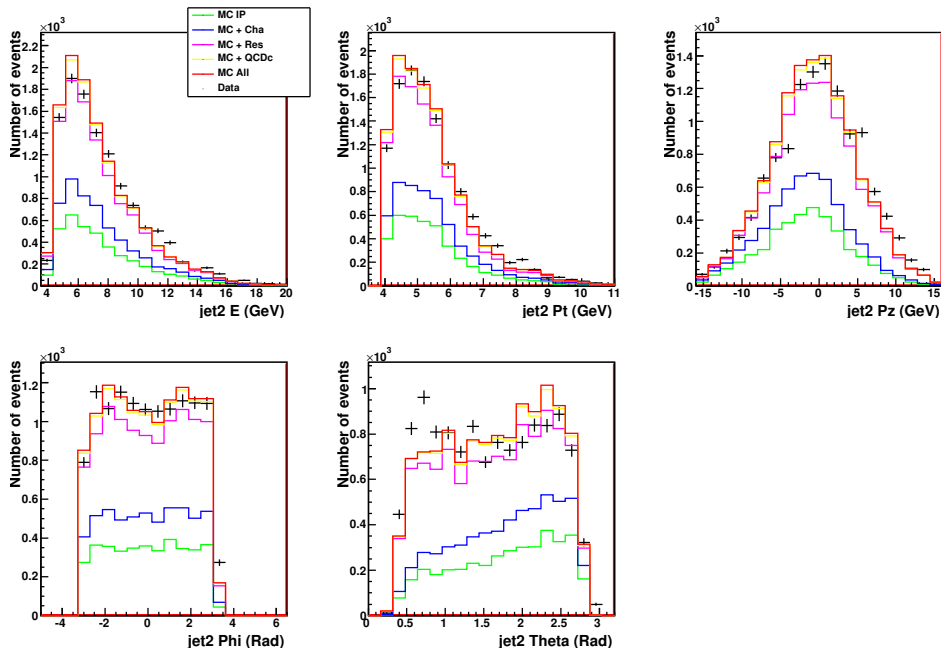


FIG. 9.15 – Les distributions de contrôle des variables du second jet : l'énergie, les impulsions transverse et longitudinale, les angles ϕ et θ . Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 9.11.

Faute de temps, l'extraction des sections efficaces de production de jets en photo-production n'a pas pu être effectuée. Cependant, ce travail montre la faisabilité de l'analyse.

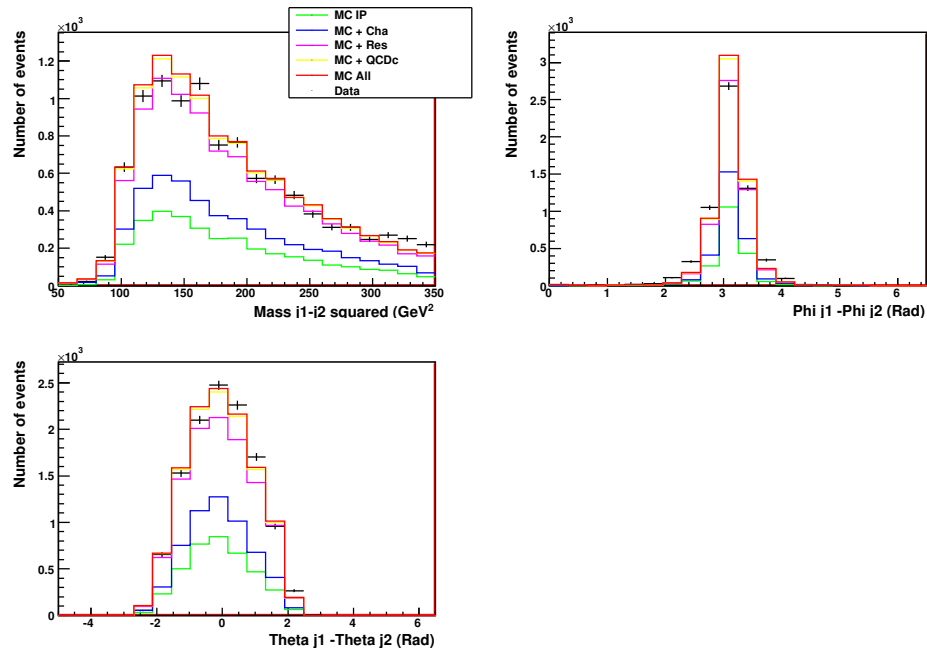


FIG. 9.16 – Les distributions de contrôle de la masse au carré du système formé par les deux jets, de la différence en ϕ et en θ des jets. Pour plus de détails, se référer à la légende de la figure 9.11.

La statistique dans ce domaine est bien plus importante que dans les analyses précédentes effectuées par la Collaboration H1 et l'utilisation du spectromètre à protons permet la suppression du bruit de fond dû à des événements en diffraction avec le proton dissocié. Ce qui permettra une mesure plus précise que lors des analyses précédentes, les incertitudes statistique et systématique étant moins importantes.

La mesure de la section efficace des jets en photon-production devrait apporter un élément de réponse important quant à la question de la validité du théorème de factorisation dans ce domaine qui reste sujet à discussion au sein des différentes expériences.

Conclusions et Perspectives

Au cours de ce travail, nous avons étudié le processus de production de jets en diffraction dans le cadre de l'expérience H1 auprès du collisionneur HERA. Ce processus a été étudié, pour la première fois, à l'aide du spectromètre à protons VFPS permettant de détecter directement le proton diffusé lors de l'interaction diffractive.

L'objectif de ce travail était d'étudier la production de jets en diffraction tant dans le domaine de l'électro-production que dans celui de la photo-production. En comparant les sections efficaces aux prédictions théoriques, le processus de production de jets permet de tester le théorème de factorisation collinéaire de la QCD via l'universalité des densités de partons.

Les analyses précédentes effectuées par la Collaboration H1 ont montré un bon accord entre les données et les prédictions dans le domaine de l'électro-production, permettant de confirmer la validité de la factorisation.

Dans le domaine de la photo-production, par contre, on s'attend à ce que la contribution du photon résolu entraîne une brisure de la factorisation. Cette dernière a été observée tant au TeVatron lors de mesure protons-antiprotons que lors de précédentes analyses par la Collaboration H1. Elle n'est néanmoins pas observée dans la mesure la plus récente de la Collaboration ZEUS. Si plusieurs hypothèses permettant d'expliquer la brisure de la factorisation ont été avancées, aucune ne permet pour l'instant d'expliquer totalement les résultats obtenus par les différentes Collaborations.

L'utilisation du spectromètre à protons VFPS permet, pour la première fois, de sélectionner les événements sur base de la détection du proton diffusé avec une très grande acceptance (de l'ordre de 90%), permettant ainsi la suppression de la contribution des interactions diffractives avec un proton dissocié, source de la plus grande incertitude systématique tout en gardant une statistique similaire aux analyses effectuées sur base d'un saut en rapidité.

La partie principale de ce travail est dédiée à l'étude de la production de jets dans le domaine de l'électro-production. L'échantillon de données analysées contient plus de 1600 événements enregistrés durant les années 2006-2007, ce qui correspond à une luminosité de 87.4 pb^{-1} .

Après la mise en place de coupures permettant de sélectionner les données à analyser, le bruit de fond restant dû à la superposition aléatoire d'un événement en diffusion profondément inélastique et d'un proton détecté dans le VFPS a été étudié. Après coupures, le bruit de fond s'est avéré être négligeable (<1%).

Afin de comparer la section efficace extraite des mesures à des prédictions théoriques, il est indispensable de corriger les données de différents effets expérimentaux. La bonne

description des données par des données simulées par Monte Carlo a permis de s'assurer de la compréhension et de la prise en compte des différents effets liés aux détecteurs. Ces effets ont été corrigés dans les données de façon à obtenir une mesure de la section efficace au niveau hadronique comparable à des prédictions théoriques. Les effets radiatifs et d'hadronisation ont également été pris en compte dans cette analyse.

Une mesure physique est toujours affectée d'incertitudes statistiques mais également systématiques. Ces dernières ont été estimées à l'aide d'une simulation Monte Carlo et leur effet sur la mesure de la section efficace a été déterminé. Les plus grandes sources d'incertitudes se sont avérées être celles sur la calibration du calorimètre à argon liquide et sur la calibration du VFPS. Cette dernière pourra probablement être réduite dans le futur.

La mesure de la section efficace de production de jets dans le domaine de l'électro-production a été effectuée sur le domaine cinématique suivant :

Q^2	5-80 GeV^2
y	0.1 - 0.65
$x_{\mathbb{P}}$	0.009 - 0.024
$ t $	$< 1 GeV^2$
$P_{t,j1}^*$	$> 5.5 GeV$
$P_{t,j2}^*$	$> 4 GeV$

La mesure des sections efficaces différentielles a été montrée dans ce travail et comparée à des prédictions théoriques QCD au NLO obtenues à l'aide du programme NLOJet++ . Deux types de prédictions ont été utilisées dans ce travail : l'une utilisant les densités de partons extraites précédemment par la Collaboration H1 à partir des mesures en diffraction inclusive (DPDF Fit B 2006) et l'autre obtenue à partir d'une combinaison des données inclusives et des mesures de jets dans le domaine de l'électro-production (DPDF Jets 2007).

Les prédictions au NLO permettent de décrire tant la dépendance en les variables de la section efficace que la normalisation.

Les mesures de ce travail sont, dans les limites des incertitudes théoriques et expérimentales, en accord avec les deux prédictions QCD et permettent de confirmer la validité du théorème de factorisation dans le domaine de l'électro-production.

Seule la mesure aux grandes valeurs de $z_{\mathbb{P}}$, domaine pour lequel la sensibilité aux densités de gluons au sein de poméron est la plus importante, permet de différencier les deux prédictions. Les résultats obtenus dans ce travail tendent à confirmer que seules les densités de partons obtenues à partir d'une combinaison des mesures inclusives et de production de jets (DPDF Jet 2007) permettent de décrire les résultats expérimentaux.

La section efficace intégrée sur le domaine cinématique, également mesurée lors de cette thèse, est de :

$$\sigma(ep \rightarrow epX_{2jets}) = 29.9 \pm 1.1(\text{stat}) \pm 7.4(\text{syst.})pb \quad (9.8)$$

Cette mesure peut être comparées aux prédictions théoriques utilisant le FitB 2006 et le Fit Jets 2007 :

$$\text{NLO Jet++ DPDF Jet 2007} : \sigma = 34.3_{-6.9}^{+10.7} pb \quad (9.9)$$

$$\text{NLO Jet++ DPDF Fit B : } \sigma = 38.7_{-7.7}^{+12.3} pb \quad (9.10)$$

Dans la limite des incertitudes théoriques et expérimentales, la section efficace intégrée mesurée lors de ce travail est en accord avec celles obtenues à l'aide du programme NLOJet++.

Cette mesure fournit une vérification importantes des mesures effectuées précédemment par la Collaboration H1. D'une part, parce qu'il s'agit d'une mesure sur les données HERA II et d'autre part parce que cette mesure est basée sur une approche très différente, l'utilisation du VFPS permettant de détecter directement le proton diffusé et de ne plus demander la présence d'un saut en rapidité.

La mesure présentée ici n'est toutefois pas définitive et pourra encore être améliorée (réduction des incertitudes statistique et systématique).

Les mesures obtenues dans ce travail pourront être combinées aux précédentes mesures obtenues par la Collaboration H1 afin d'en extraire avec plus de précision de nouvelles densités de partons.

Une seconde partie de ce travail a été consacrée à l'étude de la production de jets dans le domaine de la photo-production. La première étape a consisté en la mise en place d'un nouveau sous-déclencheur afin de sauvegarder les événements à étudier.

L'efficacité du sous-déclencheur a été étudiée, elle s'est avérée être de l'ordre de 75% et les données ont été corrigées des différentes inefficacités de déclenchement.

Après coupures, notre échantillon est composé de plus de 5500 événements, ce qui correspond à 1.5 fois la statistique des mesures précédentes effectuées par la Collaboration H1. Les données ont pu être comparées aux données simulées à l'aide du Monte Carlo RAPGAP. De manière générale, l'accord entre les données et le MC est relativement bon mais devra être étudié plus en détail.

Ce travail sur les jets en diffraction dans le domaine de la photo-production sera poursuivi afin d'extraire la section efficace et de la comparer aux prédictions QCD au NLO. L'augmentation de la statistique et l'utilisation du VFPS permettra de réduire les incertitudes statistiques et systématiques sur la mesure de la section efficace et ainsi de confirmer ou d'infirmer la présence d'une brisure de factorisation.

De plus, le rapport des sections efficaces en diffusion profondément inélastique et en photo-production pourra être déterminé entraînant l'annulation de nombreuses incertitudes théoriques.

Enfin, dès que le programme de la reconstruction cinématique utilisant les traces globales dans le VFPS et basé sur un réseau neuronal sera achevé, la reconstruction de la variable t sera disponible. Les dépendances en t des deux processus pourront dès lors être comparées afin de tester la validité de l'hypothèse de factorisation utilisé dans le cadre du modèle du poméron résolu. Une différence de la dépendance en t pourrait expliquer, si pas totalement, du moins en partie, une éventuelle brisure de la factorisation.

Remerciements

Me voilà enfin arrivée au stade de la rédaction des remerciements, signe qu'il est bientôt temps de tourner la page après quatre années de travail.

Je voudrais tout d'abord m'excuser auprès de tout ceux que j'oublierai de mentionner explicitement ici. La thèse est un long chemin et nombreuses sont les personnes qui, par leur aide, leur gentillesse et leur soutien, m'ont permis de la mener à bien.

Mon premier remerciement va tout naturellement à mon promoteur Laurent Favart. Dès mon mémoire, il y a cinq ans déjà, il m'a accompagnée dans mon travail. J'ai toujours pu compter sur sa présence et son aide. Merci d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions et de m'avoir guidé dans ma réflexion.

Merci à J.-R. Cudell, D. d'Enterría, T. Hambye, P. Marage et R. Roosen d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

L'équipe H1 de l'I.I.H.E. s'est vue petit à petit réduite aux cours des années, mais j'ai toujours pu compter sur l'aide et le soutien de ses membres. Merci à Federico Ceccopieri (en particulier pour ses prédictions théoriques), Xavier Janssen, Laurent Favart, Tomas Hreus (en particulier pour son aide dans la simulation Monte Carlo), Pierre Marage, Benoît Roland et Robert Roosen.

Le temps passé dans le bureau constitue une énorme partie de votre vie durant quatre années de thèse. Il est donc indispensable de s'y sentir bien et rien n'est plus simple lorsqu'on le partage avec Tomas et Benoît, c'est un parfait mélange de sérieux, d'entraide et de bonne humeur.

Many thanks to all the H1 people for their help and advice, especially to all the members of the diffractive group. I would like to mention Armen Bunyatyan, Karel Cerny, Hannes Jung, Michael Kapishin, Paul James Laycock, Matthias Mozer, Paul Newman, Richard Polifka, David Salek and Tomas Sykora. When I was in DESY, it was a pleasure to share a good dinner at the Brussels appartement with Deniz Sunar.

Je pense qu'il est bien difficile de trouver un endroit plus agréable pour travailler qu'à l'I.I.H.E.. Il n'y a pas de service où les fêtes, les gâteaux et pauses cafés sont aussi nombreuses. Un grand merci à Daniel Bertrand pour m'y avoir accueilli et à tous ses membres pour y avoir rendu le temps aussi agréable.

Un merci particulier à tous les thésards de l'I.I.H.E. : Sabrina Bechet, Otman Charaf, Vincent Dero, Mathieu Labarre, Joris Maes, Petra Van Mulders et Ilaria Villella.

Un remerciement très particulier à mes compagnons de poker Eric Chabert et Gregory Hammad, toujours prêts à partager un verre, un sandwich ou une petite pause détente.

On dit que les années d'université sont parmi les plus belles de votre vie et je n'en doute pas une seconde. Entre les fous-rire avec Julien, le pré-td chez Ella, les faux Noël organisés par Thomas et Julie, les jam sessions du foscup avec Yassin, Pierre et Nathan, sans oublier

les expressions typiques de Jérôme, les midis avec Cyril, Nassiba et Vincent, les restos avec Audrey et les soirées Nouvel An chez Ariane, que de souvenirs et de merveilleux moments passés en votre compagnie, vous, "les physiciens".

Trois mercis particuliers cependant, un pour Ella, pour sa présence et son soutien depuis les bancs de l'ULB jusqu'à la défense de cette thèse. Un autre pour Julien, mon binôme, pour tous les moments partagés ensemble. Paris ne m'a jamais semblé aussi loin que depuis qu'il s'y est installé. Le dernier va à Jonathan Demaeyer pour son soutien et ses encouragements.

Heureusement pour moi, il n'y a pas que des physiciens dans mon entourage. Pour me permettre de remettre les pieds sur terre, loin du monde de la physique, je voudrais remercier : Anne-Catherine, Rel, Céline, Deborah, Fabienne, Laetitia, Magali, Marion, Michou et Valentine. Vous n'imaginez pas à quel point vous êtes importantes à mes yeux. Merci d'avoir toujours été là pour moi. Merci de m'avoir consolée, rassurée et écoutée mais merci surtout pour tous nos rires, toutes nos soirées à refaire le monde et à partager nos rêves les plus fous et pour tous les instants passés en votre compagnie de la mer du Nord à Sydney en passant par Marrakech et Rome.

Je souhaite remercier chaleureusement mes correcteurs orthographiques personnalisés Daniel et Colette. J'admire leur courage à traquer les moindres fautes de forme lorsque le fond reste fort mystérieux à leurs yeux.

Grazie mille to Alberto for his support !

Pour leurs encouragements, leur amour et leur soutien sans limite, je remercie mes parents et mes frères. Seule scientifique dans une famille de littéraires et d'artistes, je sais que mon travail leur semble parfois fort obscur mais nos échanges n'en furent que plus enrichissants, je leur dédie ce travail.

Bibliographie

- [1] F. Halzen and A.D. Martin, "*Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*", J. Wiley & Sons, New York (1984).
- [2] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
- [3] J.D. Bjorken et E.A. Paschos, Phys. Rev. **185**, 1975 (1969).
- [4] E.D. Bloom *et al.*, "*High-energy inelastic ep scattering at 6-degrees and 10-degrees*", Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969).
- [5] M. Breidenbach *et al.*, "*Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering*", Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969).
- [6] H1 and ZEUS Collab., F.D. Aaron *et al.*, "*Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA*", JHEP01, 109 (2010).
- [7] J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman, Nucl. Phys. **B261**, 104 (1985).
- [8] Yu. L. Dokshitzer. Sov.Phys. JETP **46**, 641 (1977).
- [9] V.N. Gribov, L.N. Lipatov. Sov.J.Nucl.Phys. **15**, 438 (1972).
- [10] G. Altarelli and G. Parisi. Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [11] J.C. Collins, Phys. Rev. **D57**, 3051 (1998) et erratum ibid. **D61**, 019902 (2000).
- [12] G. Ingelman and P.E. Schlein, Phys. Lett. **B152**, 256 (1985).
- [13] P.D.B. Collins, "*An introduction to the Regge theory and High Energy Physics*", Cambridge University Press (1977).
- [14] H1 Collab., A. Aktas *et al.*, "*Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross-section at HERA*", Eur. Phys. J. **C48**, 715 (2006).
- [15] H1 Collab., A. Aktas *et al.*, "*Diffractive Deep-Inelastic Scattering with a Leading Proton at HERA*", Eur. Phys. J. **C48**, 749 (2006).
- [16] M. Gouzevitch, "*Mesure de la constante de couplage forte α_s avec les jets hadroniques en Diffusion Inélastique Profonde*", thèse de doctorat, Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, Palaiseau (2008).
- [17] B. Laforge, "*Etude des événements a di-jets dans la diffusion profondément inélastique avec large intervalle de rapidité dans l'expérience H1 auprès de l'accélérateur HERA*", thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1997).
- [18] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, B.R. Webber, "*The k_T -clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions*", Phys. Lett. **B285**, 291 (1992).
- [19] S.D. Ellis and D.E. Soper, "*Successive combination jet algorithm for hadron collisions*", Phys. Rev. **D48**, 3160 (1993).

- [20] J.C Körner, E. Mirkes et G.A. Schuler, "*QCD Jets at HERA 1.0(α_s) radiative corrections to electroweak cross sections and jet rate*", Int. J. Mod. Phys. **A4**, 1781 (1989).
- [21] Z. Kunszt et D.E. Soper, "*Calculation of jet cross sections in hadron collisions at order α_s^3* ", Phys. Rev. **D46**, 192 (1992).
- [22] H1 Collab., A. Aktas *et al.* "*Dijet Cross Sections and Parton Densities in Diffractive DIS at HERA*", JHEP **10**, 42 (2007).
- [23] M. Mozer, "*Measurement and QCD analysis of diffractive jet cross sections in deep inelastic scattering at HERA*", thèse de doctorat, Université de Heidelberg (2006).
- [24] CDF Collab., T. Affolder *et al.*, "*Diffractive Dijets with a Leading Antiproton in $anti-p$ Collisions at $s^{*(1/2)} = 1800$ GeV*", Phys. Rev. Lett **84**, 5043 (2000).
- [25] H1 Collab., F.D. Aaron *et al.*, "*Diffractive Dijet Photoproduction in ep Collisions at HERA*", Submitted to EPJC (2010).
- [26] K. Cerny, "*Tests of QCD hard factorization in Diffractive photoproduction of dijets at HERA*", thèse de doctorat, Charles University, Prague (2009).
- [27] ZEUS Collab., S. Chekanov *et al.*, "*A QCD Analysis of ZEUS Diffractive Data*", Nucl. Physics **B831**, 1 (2010).
- [28] <http://www-h1.desy.de/>
- [29] <http://www-zeus.desy.de/>
- [30] <http://www-hermes.desy.de/>
- [31] <http://www-hera-b.desy.de/>
- [32] HERA-Zeus Upgrade Group, W. Bartel *et al.*, "*HERA Luminosity Upgrade*", <http://www.desy.de/heraws96/proceedings/upgrades/>
- [33] H1 Collab., I. Abt *et al.*, "*The H1 detector at HERA*", Nucl. Instrum. Meth., **A386**, 310 (1997).
- [34] H1 Collab., I. Abt *et al.*, "*The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*", Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 348 (1997).
- [35] H1 Collab., " *ep Physics beyond 1999*", H1 Internal Note, **H1 1097 531** (1997).
- [36] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, "*The H1 liquid argon calorimeter system*", Nucl. Instrum. Meth. **A336**, 460 (1993).
- [37] <http://www.desy.de/nikifor/trigger/>
- [38] H1 SpaCal Group, R.D. Appuhn *et al.*, "*The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*", NIM **A386**, 397 (1997).
- [39] L. Favart *et al.*, "*Proposal for installation of a very forward proton spectrometer in H1 after 2000*", H1 internal note, **H1 0500 582** et **DESY PRC 0100** (2000).
Addendum "*Study on Acceptances and Resolutions*", H1 Note 11/01-596.
Addendum "*Acceptances*", H1 Note 15/00.
Addendum "*Background estimates*", H1 Note 5/00-582.
- [40] T. Hreus, "*Studies of diffractive scattering of photons at large momentum transfer and of the VFPS detector at HERA*", thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles et Université Pavol Jozef Safarik de Kosice (2008).

- [41] T. Hreus, "*Measurement of inclusive diffractive deep inelastic scattering using VFPS at H1*", Talk présenté à la conférence "XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects", Florence, 21 avril 2010.
- [42] T. Hreus, "*Measurement of inclusive diffractive deep inelastic scattering using VFPS at H1*", proceedings of XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, 2010, sur <http://arxiv.org/abs/1008.2725>
- [43] L. Favart, communications privées.
- [44] R. Roosen, communications privées.
- [45] H. Jung, "*The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering*" (2005).
- [46] M. Bengtsson et T.Sjostrand, "*Parton Showers In Leptonproduction Events*", Z.Phys. **C37**, 465 (1988).
- [47] T. Sjöstrand et M. Bengtsson, "*The LUND Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics-JETSET version 6.3 -and update*", Comput. Phys. Commun. **43**, 367 (1987).
<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [48] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H-J. Möhring, "*HERACLES 4.1 - An Event generator for ep interaction at HERA including radiative processes*", Proc. of the Workshop on Physics at HERA, **Vol. 3**, 1294 (1991).
- [49] J. Meyer (ed.), "*Guide to Simulation program H1SIM*", H1 Software Notes 03-11/89.
- [50] <http://nagyz.web.cern.ch/nagyz/Site/NLOJet++.html>
- [51] F. A. Ceccopieri, communications privées (2010).
- [52] U. Bassler et G. Bernardi, "*Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA*", Nucl. Instrum. Meth. **A361**, 197 (1995).
- [53] J. Delvax, "*Etude des interactions diffractives avec production de jets dans l'expérience H1*", mémoire de D.E.A., Université Libre de Bruxelles (2007).
- [54] K. Daum et K. Krueger, communication privée (2010).
- [55] A. Schöning, communication privée (2006).
- [56] A. Blondel et F. Jacquet, "*Proceedings on the study of an ep facility in Europe*", ed. U. Almqvist, **DESY 79/48**, 391 (1979).
- [57] S. Schätzel, "*Measurements of cross sections in diffractive photoproduction and deep inelastic scattering at HERA*", thèse de doctorat, Université de Heidelberg (2004).