ÉCOLE POLYTECHNIQUE

THÈSE

présentée
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

spécialité : Physique des particules

par

Stéphane FERRON

Mesure des sections efficaces inclusives de jets dans les collisions photon-proton à HERA

soutenue le 20 décembre 2001 devant le jury composé de :

MM.	André	ROUGÉ	Président
	Alain	FALVARD	Rapporteur
	Alain	MILSZTAJN	Rapporteur
	Bernard	ANDRIEU	Directeur de thèse
	Tancredi	CARLI	
	Bernard	PIRE	

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

THÈSE

présentée
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

spécialité : Physique des particules

par

Stéphane FERRON

Mesure des sections efficaces inclusives de jets dans les collisions photon-proton à HERA

soutenue le 20 décembre 2001 devant le jury composé de :

MM.	André	ROUGÉ	Président
	Alain	FALVARD	Rapporteur
	Alain	MILSZTAJN	Rapporteur
	Bernard	ANDRIEU	Directeur de thèse
	Tancredi	CARLI	
	Bernard	PIRE	

A mes parents,
A mon frère

Remerciements

Je tiens à rendre hommage en premier lieu à Monsieur Bernard Andrieu, auquel revient le mérite d'avoir encadré mes travaux et qui m'a fait bénéficier tout au long de ces trois années de ses larges compétences scientifiques. Je ne sais comment le remercier pour sa grande patience, son esprit critique et sa rigueur.

Ce travail a été réalisé à l'École Polytechnique, au sein du laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Énergies (PNHE) du CNRS. Je tiens à en remercier tous les membres pour leur accueil et notamment son directeur Monsieur Henri Videau.

Que tous les membres du jury trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour les diverses remarques qu'ils ont été amenés à formuler. A commencer par Monsieur André Rougé qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse. Merci à Alain Falvard et Alain Milsztajn qui, en tant que rapporteurs, se sont livrés à un examen approfondi du manuscrit. Je remercie également Monsieur Tancredi Carli, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et Monsieur Bernard Pire pour avoir bien voulu juger ce mémoire et plus particulièrement sa partie théorique.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des membres du groupe H1 au laboratoire, Ursula BERTHON, Vincent Boudry, Philippe Bruel, François Moreau, Yves Sirois et Arnd Specka pour leur disponibilité constante durant ces trois années.

Je remercie chaleureusement les physiciens de la collaboration H1 et en particulier Günter Grindhammer, Stephen J. Maxfield, Dave Milstead, Peter Schleper, Emmanuelle Perez et Laurent Schoeffel pour leur aide et leurs conseils avisés. Si j'ai pu grandement apprécier mes séjours à Hambourg, c'est en partie grâce à eux. Je voudrais dire aux doctorants de l'expérience et plus particulièrement à Paul Bate, Kamil Sedlák, Markus Wobisch et Sascha Caron, combien j'ai été heureux de les rencontrer et de collaborer avec eux au sein du groupe de travail sur les jets.

Certaines personnes ont eu un rôle déterminant avant le début de ma thèse, durant mon parcours universitaire pour me donner confiance ou me soutenir dans des moments parfois difficiles, qu'elles en soient ici remerciées : Diane Vattolo, Alain de Bellefon, Yannick Giraud-Héraud.
Je ne saurai oublier ceux que j'ai côtoyés à DESY et qui ont su rendre ces années aussi agréables qu'enrichissantes ainsi que tous ceux qui, par leur amitié et leur soutien, m'ont aidé à mener à bien ce travail : Marine, Joker, Damien, Isabelle, Jean-Paul, Anne, Stéphanie, Plexus ... J'adresse enfin mes remerciements à ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé.

Table des matières

Introduction **1**

I Cadre théorique 3

1 Généralités **5**
1.1 La chromodynamique quantique 5
1.1.1 Renormalisation de QCD - Liberté asymptotique 6
1.1.2 Théorème de factorisation - Densité de parton 7
1.2 Diffusion lepton-proton à HERA 9
1.2.1 Cinématique 9
1.2.2 Diffusion profondément inélastique - La structure du proton 12
1.2.3 La photoproduction 16
1.3 La structure hadronique du photon 19
1.3.1 Fonction de structure F_2^γ 20
1.3.2 Densités de partons dans le photon 25

2 Physique des jets dans les collisions photon-proton **27**
2.1 Motivations 27
2.2 Définition des jets 28
2.2.1 Contraintes théoriques 28
2.2.2 Reconstruction des jets 29
2.3 Production de jets en photoproduction 32
2.4 Prédictions de QCD 36
2.4.1 Modèles phénoménologiques 36
2.4.2 Prédictions théoriques au-delà de l'ordre dominant 39

II Mesure des sections efficaces inclusives de jets en photoproduction 45

3 Dispositif expérimental **47**
3.1 Le collisionneur HERA 47
3.2 Vue générale du détecteur H1 49
3.3 Le trajectographe 51
3.3.1 Mesure des traces dans la région centrale 52
3.3.2 Mesure des traces à l'avant 53
3.4 La calorimétrie 54
3.4.1 Le calorimètre à argon liquide 54
3.4.2 Le calorimètre SpaCal 56

3.4.3 Le PLUG . . . 57
3.4.4 Le calorimètre « fin de gerbe » . . . 57
3.5 Mesure du temps de vol et système de veto . . . 58
3.6 Mesure de la luminosité . . . 58
3.7 Déclenchement et acquisition des données . . . 59

4 Outils et méthodes d'analyse **65**
4.1 Reconstruction . . . 65
4.1.1 Reconstruction des amas dans le calorimètre LAr . . . 65
4.1.2 Reconstruction des traces . . . 66
4.1.3 Définition de l'état final hadronique . . . 67
4.2 Identification des positrons diffusés . . . 67
4.3 Rejet des muons de bruit de fond . . . 68
4.4 Simulation et correction des données . . . 69
4.4.1 Simulation du détecteur . . . 69
4.4.2 Corrections des données . . . 69

5 Analyse à petit E_T^{jet} **73**
5.1 Les lots d'événements . . . 73
5.1.1 Présentation des données . . . 73
5.1.2 Lots d'événements simulés . . . 76
5.2 Identification et rejet des bruits de fond . . . 76
5.2.1 Signal et bruits de fond : taux d'événements . . . 76
5.2.2 Rejets des bruits de fond . . . 78
5.2.3 Conclusions . . . 87
5.3 Observation des jets en photoproduction . . . 88
5.4 Corrections des données . . . 90
5.4.1 Efficacité de déclenchement . . . 90
5.4.2 Stabilité de la sélection . . . 90
5.4.3 Corrections d'acceptance . . . 92
5.5 Incertitudes expérimentales . . . 95

6 Analyse à grand E_T^{jet} **97**
6.1 Les lots d'événements . . . 97
6.1.1 Données . . . 97
6.1.2 Evénements simulés . . . 99
6.2 Identification et rejet des bruits de fond . . . 100
6.2.1 Définition du lot de contrôle . . . 100
6.2.2 Rejet du bruit de fond non physique . . . 101
6.2.3 Rejet des événements de diffusion profondément inélastique . . . 105
6.2.4 Conclusions . . . 111
6.3 Efficacités de déclenchement . . . 111
6.4 Distributions de contrôle . . . 113
6.5 Vérification de la calibration des jets . . . 119
6.6 Correction des données . . . 123
6.7 Incertitudes expérimentales . . . 123

7 Résultats **127**
7.1 Définition de la mesure 127
7.2 Présentation des résultats 129
7.2.1 Mesures à petit E_T^{jet} 130
7.2.2 Mesures à grand E_T^{jet} 130
7.2.3 Comparaisons aux prédictions de QCD au NLO 132
7.3 Mesure de la section efficace invariante $Ed^3\sigma/d^3p$ 145
7.4 Comparaisons avec les mesures précédentes 147
7.4.1 Photoproduction à petit E_T^{jet} 147
7.4.2 Photoproduction à grand E_T^{jet} 149
7.4.3 Comparaison avec les données $p\overline{p}$ 151
7.5 Conclusion 152

Conclusion et perspectives **155**

A Contribution des événements diffractifs à grand E_T^{jet} **157**

B Tables des résultats **161**

Table des figures **172**

Liste des tableaux **177**

Bibliographie **181**

Introduction

L'étude des diffusions lepton-proton à haute énergie permet d'obtenir des informations sur la structure du proton et sur la nature de l'interaction forte. Historiquement, les expériences de diffusion profondément inélastique ont joué un rôle primordial au cours des trente dernières années dans le développement et la justification expérimentale du modèle des partons et de la chromodynamique quantique (QCD).

HERA, le premier collisionneur hybride construit à ce jour, fait entrer en collision des électrons ou des positrons d'énergie 27.5 GeV avec des protons de 820 GeV. Il a ouvert un domaine cinématique inexploré jusqu'alors permettant de sonder la structure du proton à une échelle de l'ordre de 10^{-18} m et de tester précisément la dynamique de l'interaction forte.

La physique des collisions photon-proton constitue l'autre axe principal de recherche à HERA. Les leptons diffusés à petit angle émettent des photons quasi-réels faisant de cette machine un collisionneur effectif photon-proton dont la luminosité est à peu près un ordre de grandeur plus faible que la luminosité lepton-proton. L'énergie dans le centre de masse des collisions est variable et atteint des valeurs proches de la limite cinématique (≈ 300 GeV), c'est à dire typiquement un ordre de grandeur plus élevée que celles atteintes précédemment.

Il y a plus de trente ans, les expériences de photoproduction sur cible fixe ont permis de mettre en évidence le comportement non trivial du photon dans ses interactions avec la matière. Le modèle des mésons vecteurs dominants, dans lequel le photon est représenté comme une superposition de mésons légers, permet de décrire avec succès la photoproduction à basse énergie. Cependant, à HERA, où l'énergie dans le centre de masse est élevée, ce modèle phénoménologique ne suffit plus pour rendre compte de l'ensemble des observations.

Aux énergies dans le centre de masse de la collision photon-proton atteintes à HERA, la production de jets, de hadrons isolés ou de photons de grande énergie dans le plan transverse devient facilement observable. De le même façon que dans les collisions hadron-hadron, la production de jets, en particulier, peut être décrite dans le cadre de QCD perturbatif comme le résultat d'une collision dure entre des partons initiaux produisant deux partons finals de grande énergie transverse. Cependant, à la différence des collisions hadron-hadron, deux classes de processus contribuent, à l'ordre dominant de la série des perturbations en α_s, à cette production. Dans les processus directs, absents dans les collisions hadron-hadron, le photon se comporte comme une particule ponctuelle et se couple avec un parton dans le proton. Dans les processus résolus, il agit lui-même comme une source de partons. Les jets étant peu affectés par les effets non-perturbatifs, ils constituent une observable adaptée pour faire des comparaisons avec la théorie permettant de tester quantitativement la chromodynamique quantique et d'obtenir des informations sur les densités de partons dans le photon et le proton.

Le but de cette thèse est de mesurer les sections efficaces pour la production inclusive de jets en photoproduction. Ces mesures permettent de tester la cohérence globale de la description des collisions photon-proton à grande énergie, dans le cadre de QCD, pour les calculs perturbatifs, et de modèles phénoménologiques inspirés de QCD, pour les phénomènes non perturbatifs. A grande énergie transverse, dans un domaine où les effets non perturbatifs sont le plus réduits, la comparaison de ces mesures avec les prédictions théoriques au-delà de l'ordre dominant obtenues en utilisant différentes paramétrisations des densités de partons dans le photon et le proton permet de tester précisément la validité de ces calculs ainsi que celle de ces paramétrisations.

Cette thèse s'organise comme suit. Un aperçu théorique de la chromodynamique quantique et de la diffusion lepton-hadron est donné au chapitre 1. L'accent est mis sur les différents aspects nécessaires pour notre étude. La physique des jets en photoproduction est discutée plus en détail au chapitre 2. Après avoir donné la définition des observables, les motivations physiques de la mesure présentée dans cette thèse y sont exposées. Dans le chapitre 3, le collisionneur HERA et le détecteur H1 sont brièvement décrits. Les outils et méthodes d'analyse sont présentés au chapitre 4. L'analyse des données proprement dite est présentée dans les chapitres 5 et 6 pour les jets de petite et grande énergie transverse respectivement. Les résultats sont exposés et discutés au chapitre 7. L'apport des résultats à l'étude de la structure hadronique du photon ainsi que les perspectives de ce type de mesures pour le futur à HERA font l'objet de la conclusion.

Première partie

Cadre théorique

Chapitre 1

Généralités

1.1 La chromodynamique quantique

La première théorie de l'interaction forte fut proposée par Yukawa en 1934 pour décrire la cohésion du noyau atomique [1]. Dans ce modèle, les nucléons (proton et neutron) subissent une interaction à courte portée en échangeant une particule de faible masse, la particule de Yukawa ou méson. Un bon candidat pour cette particule, le pion, fut découvert en 1947 dans l'étude des rayons cosmiques. Les expériences de diffusions mettant en jeu des hadrons de hautes énergies qui furent menées dans les années 1950 et 1960 auprès des premiers accélérateurs au CERN, à Berkeley et à Brookhaven permirent la découverte d'un grand nombre de nouvelles particules interagissant fortement. Le nucléon apparaissait alors comme le plus léger des membres d'une très vaste famille, les « baryons », dont la plupart, très instables, possèdent une durée de vie d'environ 10^{-23} s, ce qui explique leur découverte tardive. Au début des années 1960, Gell-Mann et Neeman ont montré de manière indépendante que la plupart des baryons et mésons, connus à cette époque, pouvaient être classés dans des représentations irréductibles du groupe de symétrie $SU(3)$ [2]. Le modèle des quarks fut alors proposé par Gell-Mann et Zweig pour expliquer la spectroscopie des hadrons [3, 4]. Ce modèle postule l'existence de constituants plus fondamentaux que les hadrons, les quarks. Les quarks existent en trois variétés, ou saveurs, qui correspondent aux représentations fondamentales de $SU(3)$ (que l'on note $SU(3)_v$ pour $SU(3)$ « valence »). Ce sont des fermions qui portent une charge électrique fractionnaire. Les Baryons sont identifiés à des assemblages de trois quarks et les mésons à des combinaisons quark-antiquark. Du fait que les hadrons appartenant à une même représentation irréductible de $SU(3)_v$ possèdent des masses différentes, la symétrie de saveur n'est pas une symétrie exacte. En outre, la découverte des particules Ω^-, Δ^- et Δ^{++}, chacune composées de trois quarks de saveurs identiques se trouvant dans un même état de spin, bien que prédite par le modèle des quarks, semblait violer la statistique de Fermi. Un degré de liberté supplémentaire, la couleur, fut alors postulé pour rétablir l'antisymétrie des fonctions d'onde des hadrons dans l'échange de deux quarks. D'autres indications expérimentales étayent l'existence de la couleur. Par exemple [5], la désintégration $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ possède une largeur proportionnelle à N_c^2 où N_c est le nombre de couleur. Sa valeur expérimentale implique $N_c = 3$. Ce nouveau nombre quantique a conduit à la formulation par Gell-Mann et Frizsch en 1972 de la chromodynamique quantique [6] (que l'on écrit QCD pour *Quantum ChromoDynamics*).

QCD est une théorie de jauge renormalisable basée sur le groupe de symétrie non abélien $SU(3)_c$ ($SU(3)$ « couleur ») dont les représentations fondamentales correspondent aux trois couleurs. Les huit bosons de jauge de la théorie, les gluons, correspondant aux générateurs de $SU(3)_c$, portent différentes combinaisons de couleurs. Les couplages fondamentaux de la

théorie sont représentés sur la figure 1.1. Le caractère non abélien de $SU(3)_c$ lui confère une spécificité par rapport à l'électrodynamique quantique (que l'on écrit QED pour *Quantum ElectroDynamics*). En effet, le boson de jauge de QED, le photon, ne porte pas de charge électrique et la polarisation du vide conduit à la décroissance de la charge effective d'une particule test à mesure que son éloignement augmente. On peut dire également que la constante de couplage de QED est décroissante avec l'énergie. Du fait des couplages à trois et quatre gluons, la situation inverse prévaut pour la constante de couplage de QCD. Ceci est à l'origine des notions de liberté asymptotique à petite distance ($r \ll 1$ fm) et de confinement de la couleur à grande distance ($r \sim 1$ fm).

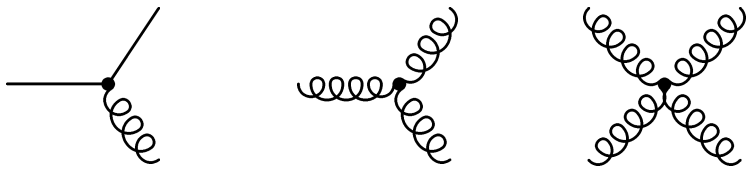


FIG. *1.1 – Vertex de QCD. On note les deux vertex d'auto-couplage du gluon (à trois et quatre gluons).*

1.1.1 Renormalisation de QCD - Liberté asymptotique

L'application de la théorie des perturbations à QCD permet d'exprimer une observable quelconque R comme une série infinie de puissances de la constante de couplage fort α_s :

$$R = R_0 + R_1\alpha_s + R_2\alpha_s^2 + ... \tag{1.1}$$

Les expressions des coefficients R_i sont obtenues à partir des diagrammes de Feynman contribuant à chaque ordre en appliquant les règles de calcul déduites du lagrangien de QCD. Elles contiennent différentes sources de divergences colinéaires, infrarouges et ultraviolettes. Le traitement des divergences colinéaires et infrarouges est discuté dans la section suivante. Les divergences ultraviolettes apparaissent dans l'intégration des corrections en boucle lorsque le moment de la particule interne tend vers l'infini. Une méthode pour régulariser ces divergences consiste à effectuer les calculs en dimension $d = 4 - 2\epsilon$. Elles apparaissent alors comme des pôles $1/\epsilon$ qui, suivant la procédure de renormalisation, sont absorbés dans la définition de la constante de couplage. La définition de ces pôles étant arbitraire, différents schémas de renormalisation sont utilisés. Dans le schéma de soustraction minimal MS le terme en $1/\epsilon$ est soustrait, dans le schéma modifié $\overline{\text{MS}}$ des termes additionnels, $\ln(4\pi) - \gamma_E$, sont également soustraits[1].
La procédure de renormalisation introduit une échelle de masse arbitraire appelée échelle de renormalisation μ_R [7]. Le fait qu'une quantité physique ne doive pas dépendre de μ_R s'exprime comme suit (en omettant, pour simplifier, les termes de masse du lagrangien) :

$$\mu_R^2 \frac{dR}{d\mu_R^2} = 0 \Leftrightarrow \mu_R^2 \frac{\partial R}{\partial \mu_R^2} + \beta(\alpha_s)\frac{\partial R}{\partial \alpha_s} = 0 \tag{1.2}$$

où la fonction β définie par l'équation de flot de couplage :

$$\beta(\alpha_s(\mu_R^2)) = \mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} \tag{1.3}$$

est calculable perturbativement [8, 9, 10, 11, 12] :

$$\beta(\alpha_s) = -\beta_0\alpha_s^2 - \beta_1\alpha_s^3 - \beta_2\alpha_s^4 - \beta_3\alpha_s^5 + \mathcal{O}(\alpha_s^6) \tag{1.4}$$

[1] $\gamma_E \approx 0.5772$ désigne la constante de Euler.

Les coefficients β_0 et β_1 sont universels, c'est-à-dire qu'ils ne dépendent pas du schéma de renormalisation :

$$\beta_0 = \frac{1}{12\pi}(33 - 2n_f),\ \beta_1 = \frac{1}{24\pi^2}(153 - 19n_f) \tag{1.5}$$

Dans cette équation, n_f est le nombre de saveurs de quarks actives ($n_f \leq 6$), c'est-à-dire pour lesquelles $m_q < \mu_R$. Le signe de β_0 fait apparaître une propriété remarquable de QCD. Ce coefficient est positif ce qui signifie que α_s décroît lorsque μ_R augmente. Le couplage entre les quarks et les gluons tend asymptotiquement vers zéro lorsque l'échelle d'énergie caractéristique de l'interaction augmente (ou, de manière équivalente, lorsque l'interaction prend place à une échelle de distance décroissante). C'est la propriété de liberté asymptotique que nous avons mentionnée précédemment. Au contraire, à basse énergie, le couplage fort est grand, suggérant que les quarks et les gluons restent confinés au sein d'états liés neutres de couleur c'est-à-dire des hadrons. Les expressions de β_2 et de β_3 dépendent du schéma de renormalisation et ont été calculées dans le schéma $\overline{\text{MS}}$. L'expression de la constante de couplage mobile peut être obtenue en résolvant numériquement ou par intégration l'équation 1.4. La solution dans l'approximation à une boucle, premier ordre en α_s, s'exprime :

$$\alpha_s(\mu_R^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)} \tag{1.6}$$

où la constante d'intégration Λ_{QCD} est un paramètre libre de QCD. Sa valeur [13], comprise entre 200 et 300 MeV, est proche des masses hadroniques. Elle dépend du nombre de saveurs n_f et du schéma de renormalisation employé pour contrôler les divergences ultraviolettes. La valeur absolue de la constante de couplage n'est pas prédite par la théorie et doit être obtenue expérimentalement.

L'indépendance vis à vis de l'échelle de renormalisation d'une observable R requiert la prise en compte de l'ensemble des termes du développement 1.1. En pratique cependant, la série de perturbations est tronquée à un certain ordre et les prédictions correspondantes exhibent une dépendance en μ_R. Pour illustrer ce point, on remplace, dans l'équation 1.2, R par son développement en utilisant l'expression de α_s donnée par l'équation 1.4 :

$$0 = \frac{\partial R_0}{\partial \ln \mu_R^2} + \frac{\partial R_1}{\partial \ln \mu_R^2}\alpha_s + \left(\frac{\partial R_2}{\partial \ln \mu_R^2} - \beta_0 R_1\right)\alpha_s^2 + \left(\frac{\partial R_3}{\partial \ln \mu_R^2} - 2\beta_0 R_2 - \beta_1 R_1\right)\alpha_s^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4) \tag{1.7}$$

La nullité ordre par ordre de tous les termes de ce développement implique que seuls le terme constant R_0 et le terme d'ordre dominant (LO pour *Leading Order*) R_1 soient indépendants de l'échelle de renormalisation. La dépendance d'échelle des coefficients compense exactement la variation de la constante de couplage ce qui assure l'indépendance de la série complète. Notons également que la dépendance en μ_R de la série tronquée introduit une incertitude liée à son choix. Celle-ci est d'un ordre en α_s plus élevée que le développement perturbatif.

1.1.2 Théorème de factorisation - Densité de parton

Le théorème de factorisation est un ingrédient fondamental pour l'obtention de prédictions théoriques en QCD. Il stipule qu'une observable peut s'exprimer sous la forme d'un produit de convolution de termes, chacun sensible à une échelle de distance spécifique [14].

Considérons la diffusion de deux hadrons, A et B, mettant en jeu des partons (quarks ou gluons) dans l'état initial d'un sous processus perturbatif. La section efficace possède une structure générale où les effets sensibles aux courte et longue distances (c'est-à-dire à haute et basse

énergie respectivement) se factorisent : elle s'exprime comme la convolution des densités de partons des hadrons A et B, $f_{a/A}$ et $f_{b/B}$ avec la section efficace partonique :

$$d\sigma = \sum_{a,b} dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) d\sigma_{ab} f_{b/B}(x_b) \tag{1.8}$$

La densité de partons $f_{a/A}(x_a)$ donne la densité de probabilité de trouver dans le hadron A un parton (quark ou gluon) possédant une fraction x_a de son impulsion. Cette quantité ne peut être calculée et doit être mesurée expérimentalement. La section efficace $d\sigma_{ab}$ est définie par :

$$d\sigma_{ab} = \frac{1}{2x_a x_b s} |\mathcal{M}_{ab}|^2 dPS^{(n)} \tag{1.9}$$

où s désigne l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse des hadrons A et B, $\mathcal{M}_{ab}$ les éléments de matrice de la diffusion partonique et $dPS^{(n)}$ l'élément d'espace de phase correspondant à une configuration à n particules dans l'état final.

Lorsque le sous-processus partonique met en jeu une grande échelle d'énergie, la liberté asymptotique, c'est-à-dire la petitesse de la constante de couplage fort, autorise l'emploi de la méthode perturbative pour calculer $d\sigma_{ab}$. Le calcul du terme de Born (par exemple le processus $qq \to qq$ représenté sur la figure 1.2(a)) ne présente pas de difficulté. Le calcul de termes d'ordre supérieurs, requiert la prise en compte de corrections réelles et virtuelles. Comme nous l'avons indiqué dans la section précédente, ces dernières introduisent des divergences ultraviolettes qui sont absorbées en renormalisant la charge des quarks, et les champs de quarks et de gluons. La figure 1.2(b) montre un exemple de correction réelle correspondant à l'émission d'un gluon

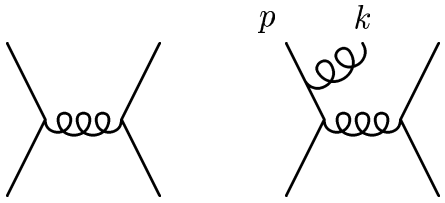


FIG. *1.2 – Diffusion partonique : diagramme de Born (a) et correction réelle (b).*

dans l'état initial. Pour des quarks de masse nulle, l'amplitude de ce diagramme contient un terme de propagateur :

$$\frac{1}{(p-k)^2} = \frac{1}{M^2} \approx -\frac{1}{2|\mathbf{p}||\mathbf{k}|(\mathbf{1}-\cos\theta)} \tag{1.10}$$

où p et k désignent respectivement les quadri-impulsions du quark initial et du gluon et θ l'angle entre les deux partons. Cette correction est source de deux types de divergences. Une divergence dite « colinéaire » correspondant à une configuration où le gluon est émis colinéairement au quark : $\cos\theta = 1$, et une divergence « infrarouge », correspondant à la limite où l'énergie du gluon tend vers zéro : $|\mathbf{k}| = \mathbf{0}$. L'emploi de la régularisation dimensionnelle permet de les exprimer en pôles $1/\epsilon$ et $1/\epsilon^2$. Lorsque les corrections réelles et virtuelles sont additionnées, elles se compensent partiellement, ne laissant que les singularités dans l'état initial. D'après le théorème de factorisation, la partie finie de la section efficace résultante se factorise de la partie divergente :

$$d\sigma_{ij}(s) = \sum_{k,l} \int dz_a dz_b \Gamma_{i\leftarrow k}(z_a, \mu_A^2) d\overline{\sigma}_{kl}(z_a z_b s, \mu_A^2, \mu_B^2) \Gamma_{j\leftarrow l}(z_b, \mu_B^2) \tag{1.11}$$

La section efficace renormalisée $d\overline{\sigma}_{kl}$ est finie, la divergence étant absorbée dans les fonctions de transitions $\Gamma_{i\leftarrow k}(z, \mu^2)$. Celles-ci dépendent d'une échelle de factorisation μ^2 qui caractérise

dans l'équation 1.11, les effets à courte et longue distances. La figure 1.3 illustre la signification de l'échelle de factorisation. La dépendance d'échelle des fonctions de transition entraîne celle

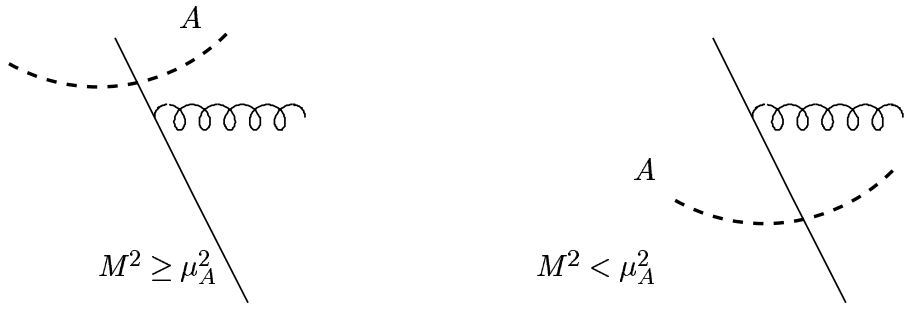


FIG. *1.3 – Illustration de l'absorption des singularités infrarouges et colinéaires dans les densités de partons. Sur la figure de gauche, le quark initial émet un gluon de sorte qu'il acquière une virtualité M^2 supérieure à l'échelle de factorisation μ_A^2. La contribution, finie, de ce diagramme est comptabilisé dans la section efficace renormalisée. Dans la figure de droite M^2 est inférieure à μ_A^2. Sa contribution est décrite à l'aide de la densité de partons renormalisée du hadron A.*

des densités de partons renormalisées :

$$\overline{f}_{i/A}(x_a, \mu_A^2) = \int_{x_a}^1 \frac{dz_a}{z_a} f_{j/A}(\frac{x_a}{z_a}) \Gamma_{i \leftarrow j}(z_a, \mu_A^2) = f_{j/A} \otimes \Gamma_{i \leftarrow j} \tag{1.12}$$

Les fonctions de transition ne sont pas définies de manière univoque : comme dans le cas de la renormalisation de la constante de couplage, la partie finie incluse dans la section efficace renormalisée est arbitraire. Le calcul dépend donc d'un schéma de factorisation. Les schémas couramment utilisés sont le DIS et le $\overline{\text{MS}}$. L'évolution des densités de partons avec l'échelle de factorisation est quantitativement décrite en QCD par les équations intégro-différentielles dues à Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [15] (DGLAP) :

$$\frac{d\overline{f}_{i/A}(x, M^2)}{d \ln M^2} = \sum_i \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{i \leftarrow j}(z, \alpha_s(M^2)) \overline{f}_j(\frac{x}{z}, M^2) \tag{1.13}$$

où M^2 représente à la fois l'échelle de renormalisation et de factorisation et où les fonctions de *splitting*, $P_{i \leftarrow j}$, donnent la probabilité qu'un parton portant une fraction d'impulsion x émette un autre parton avec une fraction d'impulsion $(1-z)x$ lorsque l'échelle change de M^2 à $M^2 + d \ln M^2$. Ces fonctions peuvent être exprimées sous la forme d'un développement en puissance du couplage :

$$P_{i \leftarrow j}(z, \alpha_s(M^2)) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{i \leftarrow j}^{(0)}(z) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 P_{i \leftarrow j}^{(1)}(z) + ... \tag{1.14}$$

Les diagrammes de la figure 1.4 donnent une représentation des termes correspondant à l'ordre dominant de ce développement. Les solutions des équations d'évolution 1.13 décrivent les variations des densités de partons avec l'échelle M^2 mais ne permettent pas d'obtenir de prédiction sur la dépendance en x à M^2 constant. Une dépendance à une échelle initiale M_0^2 doit donc être postulée et évoluée jusqu'à une échelle M^2 pour être comparée aux mesures expérimentales.

1.2 Diffusion lepton-proton à HERA

1.2.1 Cinématique

Dans cette partie on donne la définition des variables cinématiques utilisées pour décrire les collisions lepton-proton produites à HERA. La figure 1.5 représente schématiquement la

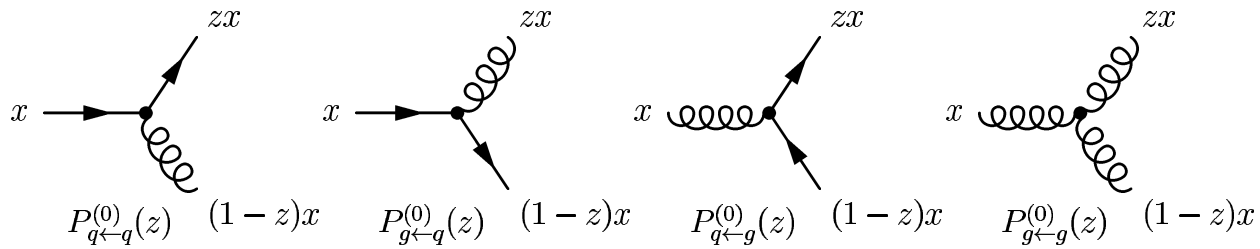


FIG. *1.4 – Diagrammes illustrant les fonctions de* splitting *à l'ordre dominant en* α_s.

diffusion d'un lepton, pouvant être un électron ou un positron, de quadri-vecteur $k = (E; \mathbf{k})$ sur un proton de quadri-vecteur $p = (E_p; \mathbf{p})$:

$$l(k) + P(p) \rightarrow l'(k') + X(P_X) \tag{1.15}$$

Dans le modèle standard, ce processus correspond à l'échange d'un boson de jauge électrofaible hors couche de masse : $\gamma^\star$ ou Z^0 pour les interactions dites « courant neutre » (NC), $W^\pm$ pour les interactions « courant chargé » (CC). En ignorant les radiations dans l'état initial et final du

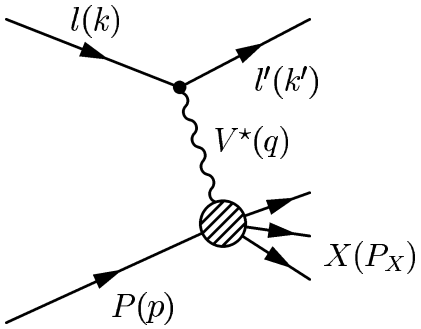


FIG. *1.5 – Diffusion lepton-proton via l'échange d'un boson vecteur.*

lepton, l'état final comprend le lepton diffusé et le système hadronique X. On note $k' = (E'; \mathbf{k'})$ et $P_X = (E_X; \mathbf{P_X})$ leurs quadri-vecteurs respectifs et M_p la masse du proton, celle du lepton est négligée. L'angle entre les directions initial du proton et celle du lepton diffusé est noté θ. L'énergie disponible dans le centre de masse de la collision est :

$$\sqrt{s_{ep}} = \sqrt{(k+p)^2} \tag{1.16}$$

A HERA, $\sqrt{s_{ep}}$ est fixée et la cinématique du lepton diffusé est complètement décrite par deux des trois invariants de Lorentz suivants :

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = 4EE'\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.17}$$

$$y = \frac{p.q}{p.k} \tag{1.18}$$

$$x = \frac{Q^2}{2p.q} = \frac{Q^2}{2M_p\nu} \tag{1.19}$$

où Q^2, l'opposé du carré du moment transféré, est une quantité positive qui spécifie la virtualité du boson échangé. Dans le référentiel où le proton est au repos, y est la fraction d'énergie cédée par le lepton initial au boson d'énergie ν. La variable de Bjorken x trouve son interprétation dans le modèle des partons (cf. section 1.2.2). La masse invariante de l'état final hadronique, W, est définie par :

$$W^2 = Q^2\frac{1-x}{x} + M_p^2 \tag{1.20}$$

En négligeant la masse des particules devant leurs énergies, ces variables sont reliées entre elles par la relation :

$$Q^2 = yxs_{ep} \tag{1.21}$$

La figure 1.6 montre les sections efficaces de diffusion à courant neutre et à courant chargé mesurées par l'expérience H1 en fonction de Q^2. Les contributions à la section efficace totale des processus avec échange de Z^0 ou $W^\pm$ sont réduites par rapport à celle correspondant à l'échange d'un photon par un facteur de propagateur $Q^2/(Q^2 + M^2_{Z^0,W^\pm})^2$. Le facteur de suppression correspondant à l'interférence $\gamma - Z^0$ vaut $Q^2/(Q^2 + M^2_{Z^0})$. En conséquence, l'interaction faible n'intervient de manière significative que lorsque Q^2 est supérieur ou égal à la masse carré des bosons faibles ($M_{W^\pm} = 80.2\,\text{GeV}$ et $M_{Z^0} = 91.2\,\text{GeV}$). Lorsque $Q^2 \geq M^2_{W^\pm}$ les sections efficaces courant neutre et courant chargées sont comparables ce qui illustre l'unification des interactions électrofaibles.

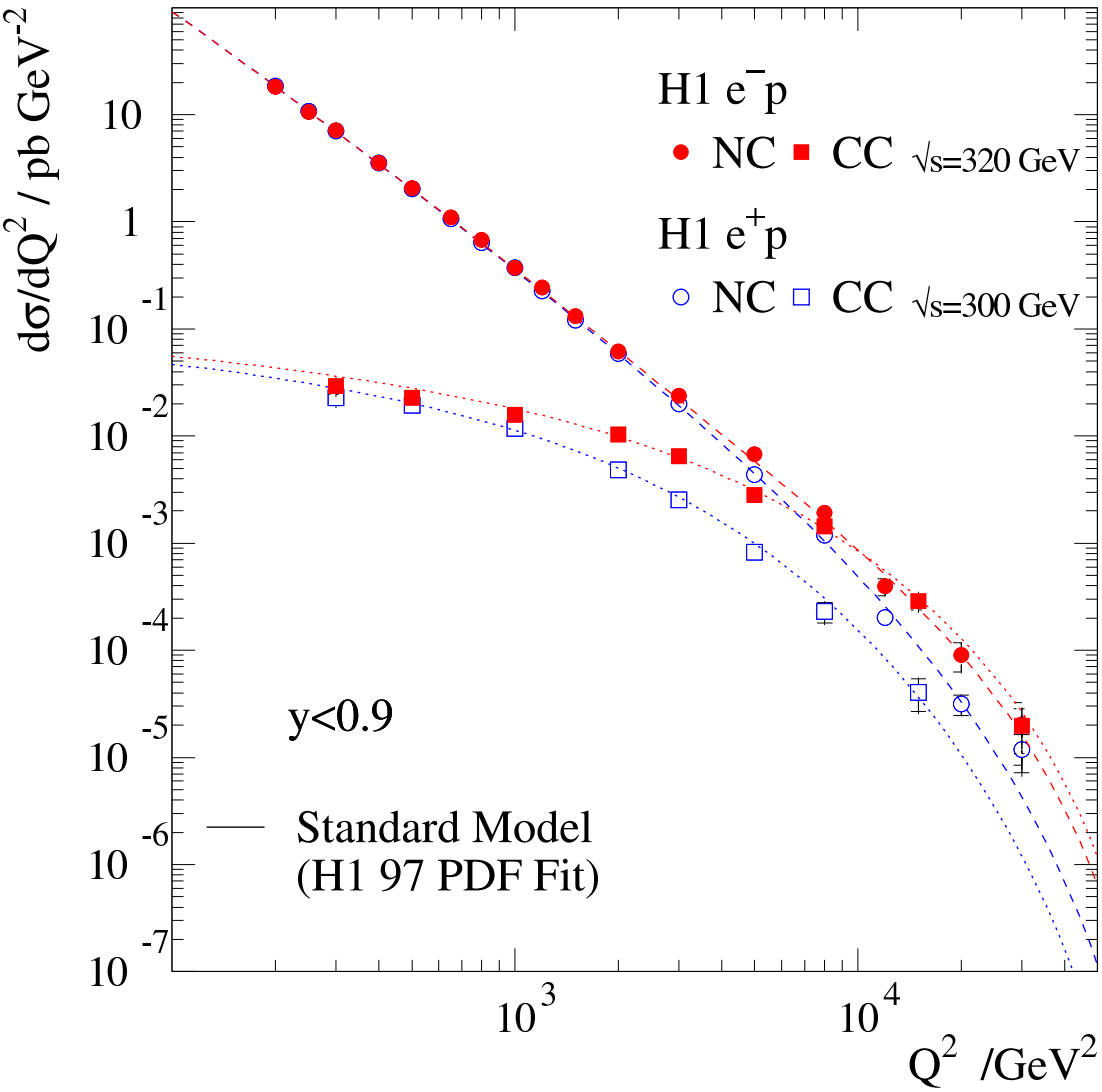


FIG. *1.6 – Sections efficaces des diffusions $e^\pm p$ à courant neutre et à courant chargé mesurées à HERA par la collaboration H1 [16] en fonction de Q^2. Les données sont comparées aux prédictions du modèle standard.*

Dans les diffusions profondément inélastiques, c'est-à-dire pour lesquelles $Q^2 >> \Lambda_{QCD}$, Q^2 fournit une échelle perturbative permettant de comparer les mesures expérimentales aux prédictions théoriques. Dans la suite de ce travail, on s'intéresse aux processus à courant neutre où Q^2 est négligeable devant M_Z^2 et la contribution de l'interaction faible est négligée.

1.2.2 Diffusion profondément inélastique - La structure du proton

On considère la diffusion $ep \to eX$ dans l'approximation de l'échange d'un photon unique. La section efficace non polarisée s'écrit :

$$d\sigma_{ep}^{em} = \frac{1}{4k.p}\frac{e^2 W^{\mu\nu} L_{\mu\nu}}{q^4}\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'} \tag{1.22}$$

$L_{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique calculable en QED, à l'ordre dominant de QED, son expression est la suivante :

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{s,s'}[\overline{u}_e^{(s')}\gamma_\mu u_e^{(s)}]^\star[\overline{u}_e^{(s')}\gamma_\nu u_e^{(s)}] \approx 2(\frac{1}{2}q^2 g_{\mu\nu} + k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu) \tag{1.23}$$

où $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique et où l'on a négligé la masse de l'électron ($Q^2 >> m_e^2$). Le tenseur hadronique est défini par :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\sum_{s_p}\sum_X \int \prod_{i=1}^{n}\left[\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right] < X|J_\mu^{em}(0)|P,s_p >^\star < X|J_\nu^{em}(0)|P,s_p > \\ &\quad \times(2\pi)^3\delta^4(p-q-P_X) \end{aligned} \tag{1.24}$$

où s_p est l'état de spin du proton, $p_i = 1,..,n$ désignent les quadri-vecteurs des n particules composant le système X : $P_X = \sum_{i=1}^n p_i$. La forme générale du tenseur hadronique est contrainte par la conservation du courant ($q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$) et de la parité :

$$W_{\mu\nu} = W_1\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M_p^2}\left(p_\mu - \frac{p.q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p.q}{q^2}q_\nu\right) \tag{1.25}$$

Les fonctions de structure $W_{1,2}$ sont deux scalaires de Lorentz, qui dépendent des invariants que l'on peut construire à partir de p et de q, à savoir par exemple de x et de Q^2. En utilisant les expressions 1.23 et 1.25, la section efficace doublement différentielle 1.22 s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{ep}^2}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[xy^2 F_1^p(x,Q^2) + (1-y)F_2^p(x,Q^2)\right] \tag{1.26}$$

où α est la constante de structure fine et où l'on a redéfini les fonctions de structure :

$$F_1^p(x,Q^2) = M_p W_1(x,Q^2) \tag{1.27}$$

$$F_2^p(x,Q^2) = \frac{p.q}{M_p}W_2(x,Q^2) \tag{1.28}$$

Celles-ci sont reliées aux sections efficaces d'absorption par le proton de photons polarisés transversalement et longitudinalement :

$$F_2^p(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha}(\sigma_T^{\gamma^\star p} + \sigma_L^{\gamma^\star p}) \tag{1.29}$$

$$F_L^p(x,Q^2) = F_2^p(x,Q^2) - 2xF_1^p(x,Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha}\sigma_L^{\gamma^\star p} \tag{1.30}$$

où $F_L^p(x,Q^2)$ est la fonction de structure longitudinale du proton.

Avec les expériences sur cible fixe menées au SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) à partir de 1967, l'étude de la diffusion profondément inélastique électron-nucléon dans le domaine cinématique : $0.1 \leq x \leq 0.9$, $1\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 30\text{GeV}^2$ [17, 18, 19, 20] mit en évidence les faits expérimentaux suivants :

· les fonctions de structures du proton ne semblent pas dépendre de Q^2 :

$$F_1(x, Q^2) \equiv F_1(x) \tag{1.31}$$

$$F_2(x, Q^2) \equiv F_2(x) \tag{1.32}$$

· $F_1(x)$ et $F_2(x)$ satisfont la relation :

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \tag{1.33}$$

Déja en 1968, Bjorken faisait observer que, dans la limite : $Q^2 \to \infty$, $\nu \to \infty$ à $2M\nu/Q^2$ fini, les fonctions de structure F_i ne doivent plus dépendre que d'une variable sans dimension dans le cas où le proton est constitué de particules ponctuelles [21]. La limite de Bjorken s'obtient en augmentant le pouvoir de résolution du photon virtuel. L'invariance d'échelle exprime que l'image d'un point est indépendante de la résolution.

Le modèle des partons

Pour interpréter les résultats expérimentaux sur les fonctions de structure, Feynman introduisit en 1969 le modèle des partons [22]. Dans celui-ci, le proton est constitué de particules ponctuelles, les partons, dont les nombres quantiques, *a priori* inconnus, se combinent pour former un objet dont les nombres quantiques sont définis. La diffusion inélastique électron-proton est décrite dans le référentiel où le proton possède une impulsion infinie. Dans ce référentiel, le temps typique de l'interaction assurant la cohésion des partons au sein du proton, donné par $\Delta t = \frac{|\mathbf{p}|}{M_p}$ (dans l'approximation colinéaires où l'on néglige les moments transverses des partons par rapport à la direction du proton ainsi que leur masse m), est très supérieure au temps de l'interaction $\gamma^\star p$. Ainsi, au regard de celle-ci, les partons apparaissent comme des particules libres et la section efficace s'exprime comme une somme incohérente de diffusions élastiques électron-partons :

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dQ^2} = \int \sum_i e_i^2 f_{i/p}(x) \frac{d\sigma}{dQ^2} dx \tag{1.34}$$

Les coefficients $f_{i/p}(\xi)$ représentent les densités de partons dans le proton, la quantité $f_{i/p}(\xi)d\xi$ mesure la probabilité de trouver un parton de type i dans le proton portant une fraction ξ de son impulsion. En négligeant les masses des partons, la conservation du quadrivecteur impulsion implique :

$$m^2 = (\xi p + q)^2 \sim 0 \Rightarrow \xi = \frac{Q^2}{2p.q} = x \tag{1.35}$$

Dans le référentiel choisi, la variable de Bjorken s'identifie à la fraction d'impulsion du proton prenant part à l'interaction avec le boson.

Pour des partons de spin demi-entier, en négligeant les masses de l'électron et des partons, la section efficace élastique de diffusion lepton-parton s'exprime :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \tag{1.36}$$

où e_i est la charge électrique des partons. En remplaçant $d\sigma/dQ^2$ par son expression 1.36 dans 1.34 et en comparant le résultat avec 1.26 on obtient l'expression des fonctions de struc-

ture :

$$F_2^p(x,Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_{i/p}(x) \tag{1.37}$$

$$F_1^p(x,Q^2) = \frac{1}{2x} F_2^p(x,Q^2) \tag{1.38}$$

conforme aux résultats obtenus au SLAC. La relation de Callan-Gross 1.38 exprime la nullité de la section efficace pour des photons polarisés longitudinalement. Comme l'illustre la figure 1.7, elle est une conséquence du spin demi-entier des partons. Sur cette figure la diffusion parton-photon est représentée dans le référentiel de Breit où le photon possède une énergie nulle. L'impulsion du parton est $x\mathbf{p}$ avant diffusion et $-x\mathbf{p}$ après interaction avec le photon. Cette dernière conservant l'hélicité, les partons de spin 1/2 ne peuvent se coupler qu'au photon d'hélicité ± 1, c'est-à-dire aux photon polarisés transversalement. Après le succès du modèle des partons, ces derniers furent identifiés aux quarks de Gell-Mann.

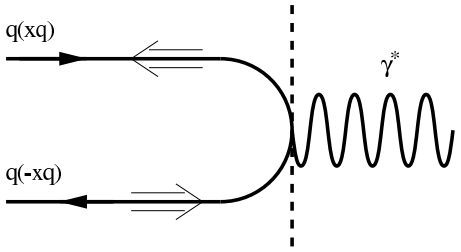


FIG. *1.7 – Couplage d'un parton de spin demi-entier avec un photon dans le référentiel de Breit.*

Modèle des partons amélioré

Si le proton n'était constitué que de quarks alors la relation suivante devrait être satisfaite :

$$\sum_i \int_0^1 dx f_i(x) x = 1 \tag{1.39}$$

Hors, il a été observé expérimentalement [23], que cette somme vaut environ 0.5. Ceci prouve que le proton comporte également d'autres constituants éléctriquement neutres : les gluons. La preuve expérimentale de leur existence fut apportée en 1979 à DESY [24, 25] dans l'observation des événements $e^+e^- \rightarrow 3$ jets. Ils apparaissent dans le formalisme lorsque les corrections QCD au modèle des partons sont prises en compte. Le couplage avec des photons polarisés longitudinalement est alors rendu possible et la relation de Callan-Gross est violée. La fonction de structure F_L^p n'est plus nulle mais possède une valeur comprise entre 0 et F_2^p. Une autre conséquence de la radiation de gluons est que l'invariance exacte d'échelle des fonctions de structure est violée et remplacée par une dépendance logarithmique en Q^2. Pour les grandes valeurs de x, où la contribution des quarks de valence est dominante, la densité de quarks est décroissante lorsque Q^2 augmente. A petit x, le nombre de quarks et gluons augmente avec Q^2. Cette dépendance de F_2^p est illustrée sur la figure 1.8. Dans l'approximation des logarithmes ($\alpha_s \ln Q^2$) dominants l'évolution des densités de quarks et gluons avec Q^2 est décrite par les équations d'évolution DGLAP (cf. équation 1.13). A bas x, les termes en $\alpha_s \ln 1/x$, négligés dans la dérivation de ces équations deviennent dominant. Leur ressommation conduit aux équations de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL), adéquates pour décrire l'évolution des fonctions de structure dans cette région [26, 27, 28].

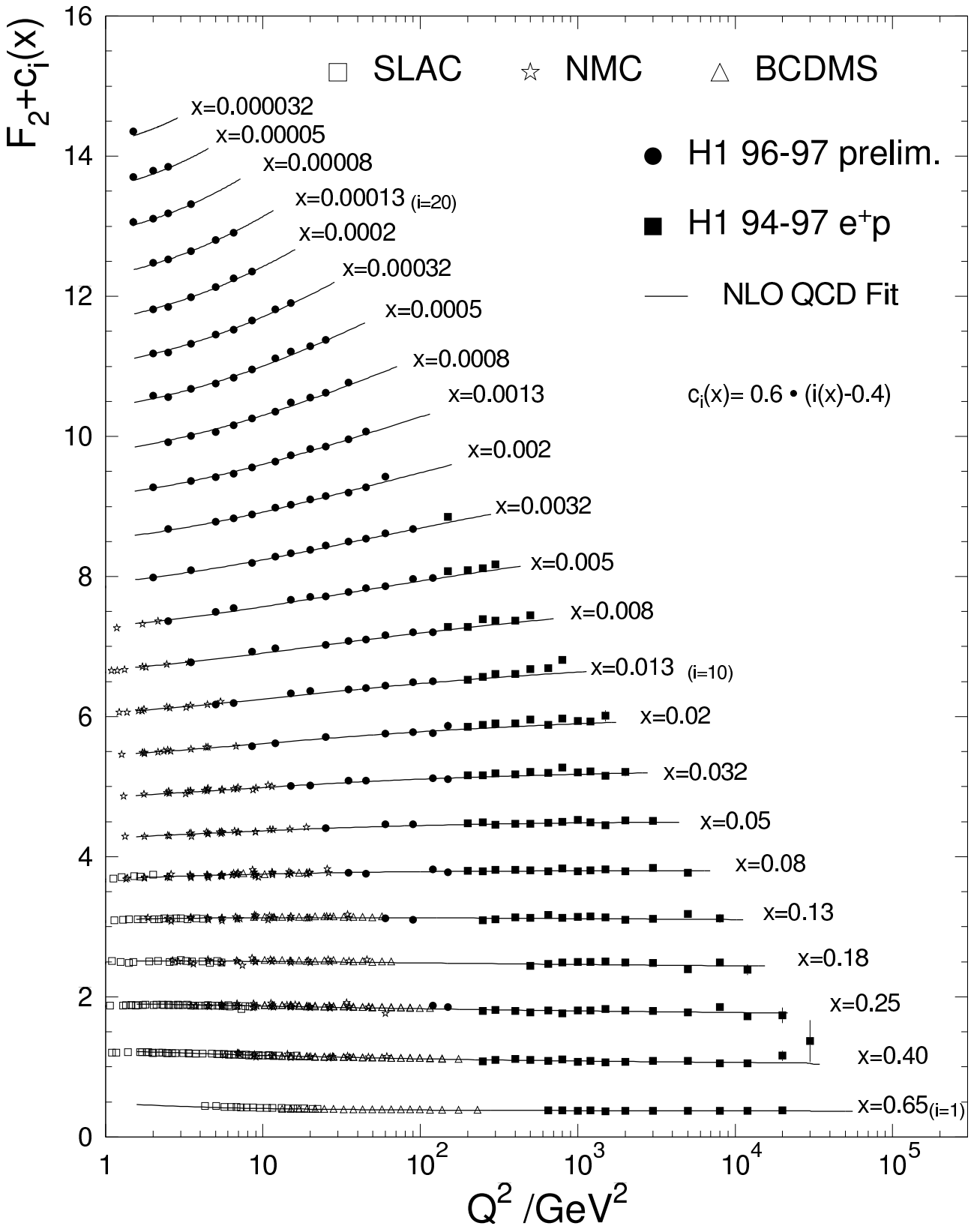


FIG. *1.8 – La fonction de structure du proton $F_2^p(x, Q^2)$. Les données [29, 30] récentes de la collaboration H1 sont présentées avec les résultats des expériences sur cible fixe. L'ajustement QCD (NLO) est comparées aux données.*

1.2.3 La photoproduction

Comme nous l'avons souligné précédemment, les interactions ep procèdent majoritairement via l'échange d'un photon quasi-réel. L'électron est diffusé à grand angle ($\theta \approx 180$ °) et cède une fraction y de son énergie au photon :

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} \tag{1.40}$$

Les valeurs accéssibles de l'énergie dans le centre de masse des collisions photon-proton accessibles à HERA, $W_{\gamma p} \approx \sqrt{y s_{ep}}$, sont comprises entre 95 et 285 GeV, soit un ordre de grandeur plus élevée que celles disponibles auprès des expériences de photoproduction sur cible fixe.

Les interactions ep à très bas Q^2 peuvent être décomposées en deux étapes (figure 1.9) : la radiation du photon par le lepton suivie de l'interaction du photon avec le proton [31]. La

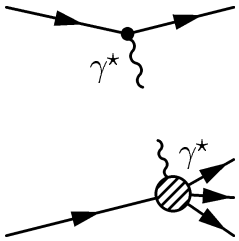


FIG. *1.9 – Décomposition des interactions ep à petit Q^2 : le positron agit comme une source de photons lesquels sont absorbés par le proton.*

relation entre les sections efficaces électron-proton et photon-proton est donnée par l'expression des photons équivalents [32, 33, 34, 35] :

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left[\left(1 + (1-y)^2 - 2(1-y)\frac{Q^2_{\min}}{Q^2}\right)\sigma^T_{\gamma p}(y,Q^2) + 2(1-y)\sigma^L_{\gamma p}(y,Q^2)\right] \tag{1.41}$$

où $Q^2_{\min}$ est la plus petite virtualité accessible cinématiquement :

$$Q^2_{\min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \tag{1.42}$$

et σ_T, σ_L sont les sections efficaces de diffusion photon-proton correspondant à des photons polarisés transversalement (la conservation de la parité implique l'égalité des sections efficaces de photo-absorption correspondant aux deux états d'hélicité $\lambda = \pm 1$) et longitudinalement.

Dans la limite où $Q^2 \to 0$ la contribution des photons transverses tend vers la section efficace totale :

$$\sigma^L_{\gamma p} \to 0,\ \sigma^T_{\gamma p} \to \sigma_{\gamma p} \tag{1.43}$$

L'intégration sur la virtualité de 1.41 conduit à l'approximation de Weizsäcker-Williams :

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dy} = f_{\gamma/e}(y)\sigma_{\gamma p} \tag{1.44}$$

Le terme de flux $f_{\gamma/e}(y)$ représente la probabilité de trouver un photon d'énergie yE_e dans l'électron :

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{\max}}{Q^2_{\min}} - 2\frac{1-y}{y}\left(1 - \frac{Q^2_{\min}}{Q^2_{\max}}\right)\right] \tag{1.45}$$

La borne supérieure d'intégration, $Q^2_{\max}$, est définie par les conditions expérimentales. La section efficace totale de photoproduction a été mesurée à HERA par les deux collaborations H1 [36]

et ZEUS [37]. Ces mesures ainsi que celles effectuées à plus basse énergie sont reportées sur la figure 1.10. Pour comparaison, les mesures de sections efficaces de diffusion photon-photon et de divers processus hadroniques sont également indiquées. Historiquement, la similitude de $\sigma_{\gamma p}$ avec ces dernières apporta la première signature expérimentale du comportement hadronique du photon. Au-delà de la région des résonances ($\sqrt{s} \leq 3\,\mathrm{GeV}$), les sections efficaces augmentent

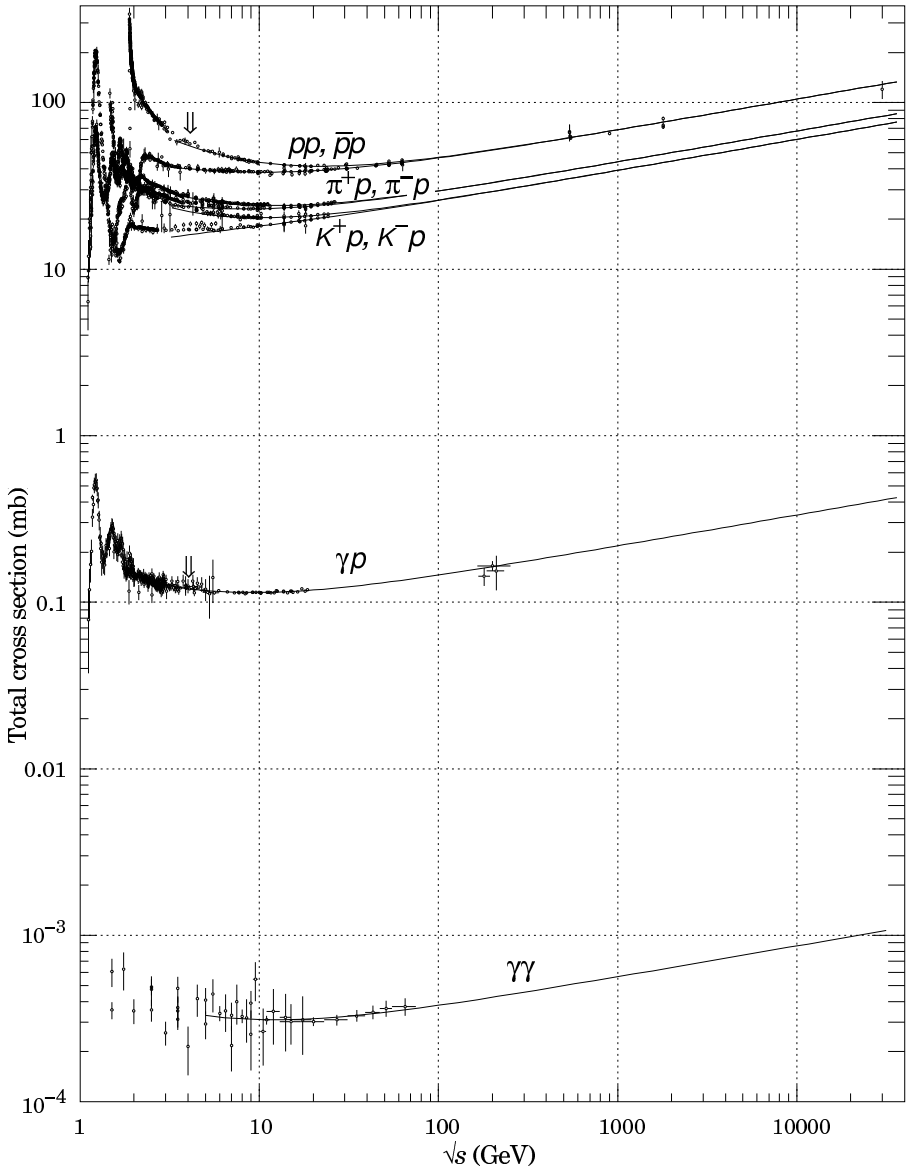


FIG. *1.10 – Compilation [38] des sections efficaces totales hadron-hadron, photon-proton et photon-photon en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

lentement avec l'énergie dans le centre de masse. Bien que la section efficace de photoproduction soit plus faible de deux ordres de grandeur qu'une section efficace hadronique, elle est bien plus importante que celle attendue pour une interaction électromagnétique.

Le modèle des mésons vecteurs dominants

Le modèle des mésons vecteurs dominants [39] (VDM) a pour but de décrire la phénoménologie des interactions photon-hadron à basse énergie. Il repose sur l'image intuitive suivante : le photon, conformément à sa propriété fondamentale de pouvoir se coupler à une paire de

fermions chargés, fluctue en un état hadronique avant de prendre part à l'interaction avec le hadron cible. Cette composante hadronique est représentée par une superposition des trois mésons vecteurs $J^{PC} = 1^{--}$ les plus légers : le $\rho^0(770)$, le $\omega(782)$ et le $\phi(1020)$.

La validité du modèle nécessite que le temps de vie de la fluctuation, t_f, soit supérieur au temps, t_i, associé à l'interaction avec la cible. Dans le référentiel de celle-ci, t_i correspond au temps requis pour que le photon la traverse : $t_i \approx 2r_p \sim 2$ fm et t_f est donné par :

$$t_f \approx \frac{2\nu}{m_{q\bar{q}}^2 + Q^2} \tag{1.46}$$

où ν l'énergie du photon, Q^2 sa virtualité et $m_{q\bar{q}}$ la masse invariante de la fluctuation hadronique. Avec $Q^2 \sim 0$ GeV^2, $m_{q\bar{q}} = m_\rho = 770$ MeV, la condition $t_f \gg t_i$ est équivalente à $\nu \gg 3$ GeV.

Dans le cadre de VDM, la section efficace totale de diffusion d'un photon sur un hadron h s'écrit :

$$\sigma_{\gamma h}^{VDM} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma_{Vh} \tag{1.47}$$

La probabilité que le photon fluctue en un méson V est donnée par $4\pi\alpha/f_V^2$. Les couplages, f_V, du photon aux mésons V, peuvent être déterminés expérimentalement, par la mesure des taux de désintégration $V \to \gamma \to e^+e^-$ ou des sections efficaces exclusives de photoproduction des mésons correspondants [40] :

$$\frac{f_\rho^2}{4\pi} \sim 2.2 \quad \frac{f_\omega^2}{4\pi} \sim 23.6 \quad \frac{f_\phi^2}{4\pi} \sim 18.4$$

En raison de la durée de vie très courte des mésons vecteurs, les sections efficaces σ_{Vh} ne peuvent être mesurées expérimentalement. Dans le modèle des quarks additif [41, 42], les propriétés des interactions hadroniques sont déterminées par les quarks de valence. Le comportement des sections efficaces σ_{Vp} peut ainsi être prédit à partir des données disponibles pour les processus πp et Kp :

$$\sigma_{\rho p} = \frac{1}{2}(\sigma_{\pi^+ p} + \sigma_{\pi^- p}) \tag{1.48}$$

$$\sigma_{\phi p} = \sigma_{K^+ p} + \sigma_{K^- p} - \sigma_{\pi^+ p} \tag{1.49}$$

Le modèle des mésons vecteurs dominants donne une description satisfaisante des données à basse énergie ($\nu \leq 20$ GeV). Toutefois, la section efficace totale qu'il prédit ne permet de rendre compte que d'une fraction $\sim 80\%$ (légèrement variable avec l'énergie) de celle mesurée. Pour cette raison, un modèle incluant les contributions des mésons vecteurs plus massifs (ρ',J/ψ,ψ',Υ) a été proposé dans [43].

Section efficace totale

La lente croissance de la section efficace $\sigma_{\gamma p}$ avec l'énergie n'est pas décrite par VDM. En s'inspirant de la représentation du photon postulée par ce modèle, la théorie de Regge [44] permet de paramétriser la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse, s, sous la forme (courbes de la figure 1.10) :

$$\sigma_{\gamma p} = X s^\epsilon + Y s^{-\eta} \tag{1.50}$$

où X et Y désignent des quantités spécifiques à la photoproduction, et ϵ, η des exposants effectifs universels variant lentement avec s. Donnachie et Landshoff [45] ont obtenu leurs valeurs par un ajustement global des données pp, $p\bar{p}$, $p\pi$, γp, etc. :

$$\epsilon = 0.0808 \quad \eta = 0.4525$$

Le premier terme de l'équation 1.50 est identifié à l'échange du pomeron. Il détermine le comportement asymptotique de la section efficace à haute énergie. Le second, significatif à basse énergie, correspond au reggeon. Cette paramètrisation permet de prédire une valeur de la section efficace à haute énergie en accord avec les mesures effectuées à HERA. Comme toute section efficace hadronique $\sigma_{\gamma p}$ reçoit une contribution de différents processus diffractifs et non diffractifs.
La diffusion élastique $V + p \to V + p$ est généralisée au processus quasi-élastique VDM :

$$\gamma p \to V p \tag{1.51}$$

La diffusion élastique correspond à la diffusion Compton $\gamma p \to \gamma p$ qui est d'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ et donc négligeable devant la diffusion 1.51 qui est d'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$.
Les processus diffractifs avec simple ou double dissociation sont :

$$\gamma p \to X p \tag{1.52}$$
$$\gamma p \to V Y \tag{1.53}$$
$$\gamma p \to X Y \tag{1.54}$$

où X et Y désignent des systèmes hadroniques. Dans les processus diffractifs, la particule échangée, le pomeron, possède les nombres quantiques du vide. Ceci a pour conséquence la présence dans l'état final d'une grande région en rapidité ne contenant aucune activité hadronique [46].
Enfin la dernière classe de diffusion hadronique correspond aux processus non diffractifs :

$$\gamma p \to X \tag{1.55}$$

pour lesquels la probabilité de présence d'une région de rapidité de largeur $\Delta\eta$ vide de tout hadron décroît exponentiellement avec $\Delta\eta$.

La section efficace totale de photoproduction reçoit une contribution dominante des collisions périphériques qui donnent lieu à la production de particules de faible énergie transverse ($\ll 1-2$ GeV). Dans ces processus, l'interaction entre les particules initiales prend place à grande distance et ne peut en conséquence être décrite par QCD. A HERA, du fait de la grande énergie disponible dans le référentiel du centre de masse du système photon-proton, on s'attend à ce qu'une fraction des diffusions corresponde à des processus à courtes distances, identifiables par la production de saveurs lourdes ou de hadrons de grande énergie transverse. La présence d'une échelle de dureté, grande masse invariante ou énergie transverse, permet de mettre à profit le théorème de factorisation et la liberté asymptotique pour exprimer la section efficace de ces processus sous la forme d'un produit de convolution entre les éléments de matrices de diffusion parton-parton et les densités de partons dans le proton et le photon. La structure du photon, définie dans les diffusions profondément inélastiques $e\gamma$, fait l'objet de la section suivante. La dynamique QCD des interactions photon-proton est explicitée dans le chapitre 2.

1.3 La structure hadronique du photon

Le concept de structure du photon est utilisé dans la description des interactions photon-photon ou photon-hadron à haute énergie. Il y a essentiellement deux types de processus inclusifs où la structure hadronique du photon est étudiée expérimentalement :

- la diffusion profondément inélastique, $e\gamma \to eX$, où X désigne un état final hadronique,
- la production de particules ou de jets de grande impulsion transverse dans les collision γp et $\gamma\gamma$, où les contributions individuelles des quarks et des gluons à la structure du photon peuvent être testées.

Dans cette section, on donne un aperçu des principaux résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur la structure hadronique du photon par l'étude du premier type de processus.

1.3.1 Fonction de structure F_2^γ

La fonction de structure du photon, F_2^γ, est définie en complète analogie avec F_2^p, dans le contexte de la diffusion profondément inélastique $e\gamma$. Depuis le début des années 1980, les expériences installées auprès des collisionneurs électron-positron ont permis l'étude de ce processus au moyen de la réaction :

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma^\star(P^2)\gamma^\star(Q^2) \to e^+e^-X \tag{1.56}$$

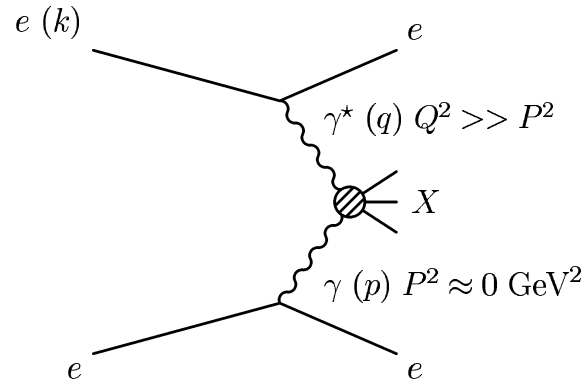


FIG. *1.11 – Diffusion profondément inélastique* $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma^\star \to e^+e^-X$.

où P^2 et Q^2 dénotent les virtualités des photons intermédiaires. Dans la limite correspondant à la diffusion profondément inélastique : $Q^2 \gg P^2 \approx 0$ GeV^2, et pour des valeurs de Q^2 de quelques GeV^2, la section efficace totale reçoit une contribution dominante du processus représenté sur la figure 1.11. Ce processus est utilisé pour définir les fonctions de structure électromagnétique et hadronique du photon. Dans la suite, nous nous concentrons sur cette dernière (Un aperçu des résultats théoriques et expérimentaux sur la structure électromagnétique du photon est présentée dans les références [47, 48]) et on restreint la discussion au cas où X désigne un état final hadronique. La section efficace doublement différentielle s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1+(1-y)^2)F_2^\gamma(x,Q^2) - y^2F_L^\gamma(x,Q^2)\right] \tag{1.57}$$

où y et x, définies par les équations 1.18 et 1.19, désignent les variables sans dimension usuelles utilisées pour décrire la diffusion profondément inélastique.

Une différence fondamentale entre la structure hadronique du photon et celle d'un hadron, comme par exemple le proton, est due au couplage ponctuel du photon à une paire quark-antiquark représenté sur la figure 1.12(a). Les contributions aux fonctions de structure du photon dues à ce couplage sont calculables en QED. Le résultat, en ne considérant que les quarks légers de masse m_q et de charge e_q, est :

$$F_{2,point}^\gamma(x,Q^2) = \frac{N_c\,\alpha}{\pi}\sum_{q=1}^{n_f} e_q^4 x\left[[x^2+(1-x)^2]\ln\frac{W^2}{m_q^2} - 1 + 8x(1-x)\right] \tag{1.58}$$

$$F_{L,point}^\gamma(x,Q^2) = \frac{N_c\,\alpha}{\pi}\sum_{q=1}^{n_f} e_q^4 4x^2(1-x) \tag{1.59}$$

où N_c désigne le nombre de couleurs et n_f le nombre de saveurs de quarks telles que $W >> 4m_q^2$. Les fonctions de structure du photon sont proportionnelles à la constante de structure fine. A la différence de F_2^p, F_2^γ est une fonction croissante de x jusqu'aux grandes valeurs de x. Par ailleurs la prédiction de son évolution logarithmique avec Q^2 ($W^2 = xQ^2/(1-x)$) ne nécessite pas la prise en compte des corrections QCD et possède une pente positive quelque soit x. Du fait de sa dépendance en e_q, F_2^γ, est dominée, pour les quarks légers, par la contribution des quarks up. Enfin, une différence supplémentaire avec le cas d'un hadron est la non nullité de la fonction de structure longitudinale prédite au plus bas ordre.

FIG. *1.12 – Exemples de diagrammes contribuants aux fonctions de structures du photon, en QED (a) et en QCD (b).*

Il a été montré que les corrections QCD, dont le diagramme en échelle de la figure 1.12(b) donne un exemple, pouvaient être calculées exactement au LO [49] et au NLO [50, 51] dans la limite asymptotique des grands Q^2. Le résultat est de la forme :

$$F_{2,asy}^\gamma(x,Q^2) = \alpha\left[\frac{a(x)}{\alpha_s(Q^2)} + b(x)\right] \tag{1.60}$$

où a et b sont des fonctions de x calculables correspondant au LO et NLO respectivement. La normalisation absolue de $F_{2,asy}^\gamma$ est uniquement déterminée par $\alpha_s(Q^2)$, c'est-à-dire par le paramètre Λ_{QCD}. Cependant, $F_{2,asy}^\gamma$ diverge et devient négative à petit x. Son expression 1.60 ne peut donc être utilisée pour une détermination expérimentale directe de Λ_{QCD}.

A petit Q^2, F_2^γ reçoit une contribution dominante de sa composante hadronique. Celle-ci n'est pas calculable et QCD permet uniquement de décrire son évolution en Q^2 à partir d'une échelle de départ Q_0^2 au moyen des équations DGLAP (équation 1.13). Une paramètrisation de la dépendance en x de $F_{2,had}^\gamma$ à l'échelle Q_0^2 doit être obtenue par un modèle ou par la mesure. Dans le premier cas, VDM est utilisé pour relier $F_{2,had}^\gamma$ aux fonctions de structure des mésons vecteurs ρ, ω et ϕ. Comme nous l'avons souligné auparavant, les propriétés des mésons vecteurs peuvent être obtenues à partir de celles du pion. La fonction de structure du pion a été mesurée pour $x > 0.2$ à partir de la réaction $\pi^- p \to \mu^+\mu^- X$ [52]. Elle conduit à la prédiction de VDM pour $F_{2,had}^\gamma$:

$$F_{2,had}^\gamma = 0.2\alpha(1-x) \tag{1.61}$$

Alternativement, la dépendance en x de $F_{2,had}^\gamma$ peut être obtenue à partir d'un ajustement des données de diffusion profondément inélastique $e\gamma$ à petit Q^2. Cette approche a été mise en œuvre par la collaboration TPC/2γ et la paramètrisation suivante de $F_{2,had}^\gamma$ a été obtenue [53] :

$$F_{2,had}^\gamma = \alpha[0.22x^{0.31}(1-x)^{0.95} + 0.06(1-x)^{2.5}] \tag{1.62}$$

pour $0.3 \leq Q^2 \leq 1.6$ GeV^2 avec $< Q^2 >= 0.7$ GeV^2.

Les divergences de $F_{2,asy}^{\gamma}$ ne peuvent pas être compensées par la contribution non perturbative. Celle-ci est en effet supposée avoir les propriétés d'une fonction de structure hadronique standard et ne pas contenir de singularité. Dans la solution proposée par Glück et Reya [54, 55, 56], les contributions aux corrections QCD dues au couplage ponctuel, et la composante non perturbative sont additionnées en une seule fonction de structure F_2^{γ} à partir de laquelle les densités de quarks $q^{\gamma}(x,Q^2)$ et d'antiquarks $\overline{q}^{\gamma}(x,Q^2)$ sont définies :

$$F_2^{\gamma} = \sum_{q=1}^{n_f} x e_q^2 (q_i^{\gamma}(x,Q^2) + \overline{q}_i^{\gamma}(x,Q^2)) = \sum_{q=1}^{2\,n_f} x e_q^2 q_i^{\gamma}(x,Q^2) \tag{1.63}$$

la dernière relation est imposée par le fait que le photon ne porte pas de saveur. Les densités de partons dans le photon sont postulées à une échelle Q_0 et évoluée à partir des équations inhomogènes suivantes :

$$\frac{\partial q^{\gamma}(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = P_{q\leftarrow\gamma} + P_{q\leftarrow q} \otimes q^{\gamma} + P_{q\leftarrow g} \otimes g^{\gamma} \tag{1.64}$$

$$\frac{\partial g^{\gamma}(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = P_{g\leftarrow q} \otimes q^{\gamma} + P_{g\leftarrow g} \otimes g^{\gamma} \tag{1.65}$$

où $g^{\gamma}(x,Q^2)$ dénote la densité de gluons du photon, et $P_{q\leftarrow q}$, $P_{q\leftarrow g}$, $P_{g\leftarrow q}$ et $P_{g\leftarrow g}$ les fonctions de *splitting* standards définies par l'équation 1.14. Le terme inhomogène, $P_{q\leftarrow\gamma}$ tient compte du couplage ponctuel du photon :

$$P_{q\leftarrow\gamma} = \frac{\alpha e_q^2}{2\pi} N_c^2 [x^2 + (1-x)^2] \tag{1.66}$$

La somme des moments des quarks et des gluons dans le photon est une fonction indéterminée de Q^2. Cette caractéristique, qui est due la composante directe du photon, conduit à une grande incertitude expérimentale sur la densité de gluons dans le photon à laquelle F_2^{γ} est indirectement sensible.

Expérimentalement, la région cinématique explorée est restreinte par la coupure cinématique $y << 1$ et la contribution du terme proportionnel à F_L^{γ} dans l'équation 1.57 est négligée. La détermination de x et de Q^2 permet alors d'extraire F_2^{γ}. Contrairement au cas de la diffusion profondément inélastique $ep \to eX$, l'énergie de la cible, c'est-à-dire du photon quasi-réel, n'est pas mesurable et la détermination complète de la cinématique nécessite la mesure de la masse invariante W de l'état final hadronique : $x = Q^2/(Q^2+W^2)$. En conséquence, la mesure de F_2^{γ} dépend du modèle utilisé pour corriger des effets de détecteur la masse invariante mesurée. Ceci constitue une source d'erreur systématique importante, en particulier à petit x.

Les premières mesures de F_2^{γ} ont étés obtenues à PETRA et PEP. Des données récentes ont étés enregistrées auprès des collisionneur e^+e^- LEP (LEP1 correspondant à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} \sim 90$ GeV, LEP1.5 $130 \leq \sqrt{s} \leq 136$ GeV et LEP2 $161 \leq \sqrt{s} \leq 202$ GeV) et TRISTAN ($\sqrt{s} \sim 58$ GeV). A petit Q^2, elles ont permis d'explorer la structure du photon à $x \sim 10^{-3}$. Les données expérimentales couvrent la région des Q^2 jusqu'à 400 GeV.

La figure 1.13 présente l'ensemble des mesures de F_2^{γ} en fonction de x pour différentes valeurs moyennes de Q^2. Les données expérimentales couvrent approximativement le domaine cinématique $10^{-3} \leq x \leq 1$ et $\sim 1 \leq Q^2 \sim 800$ GeV^2.

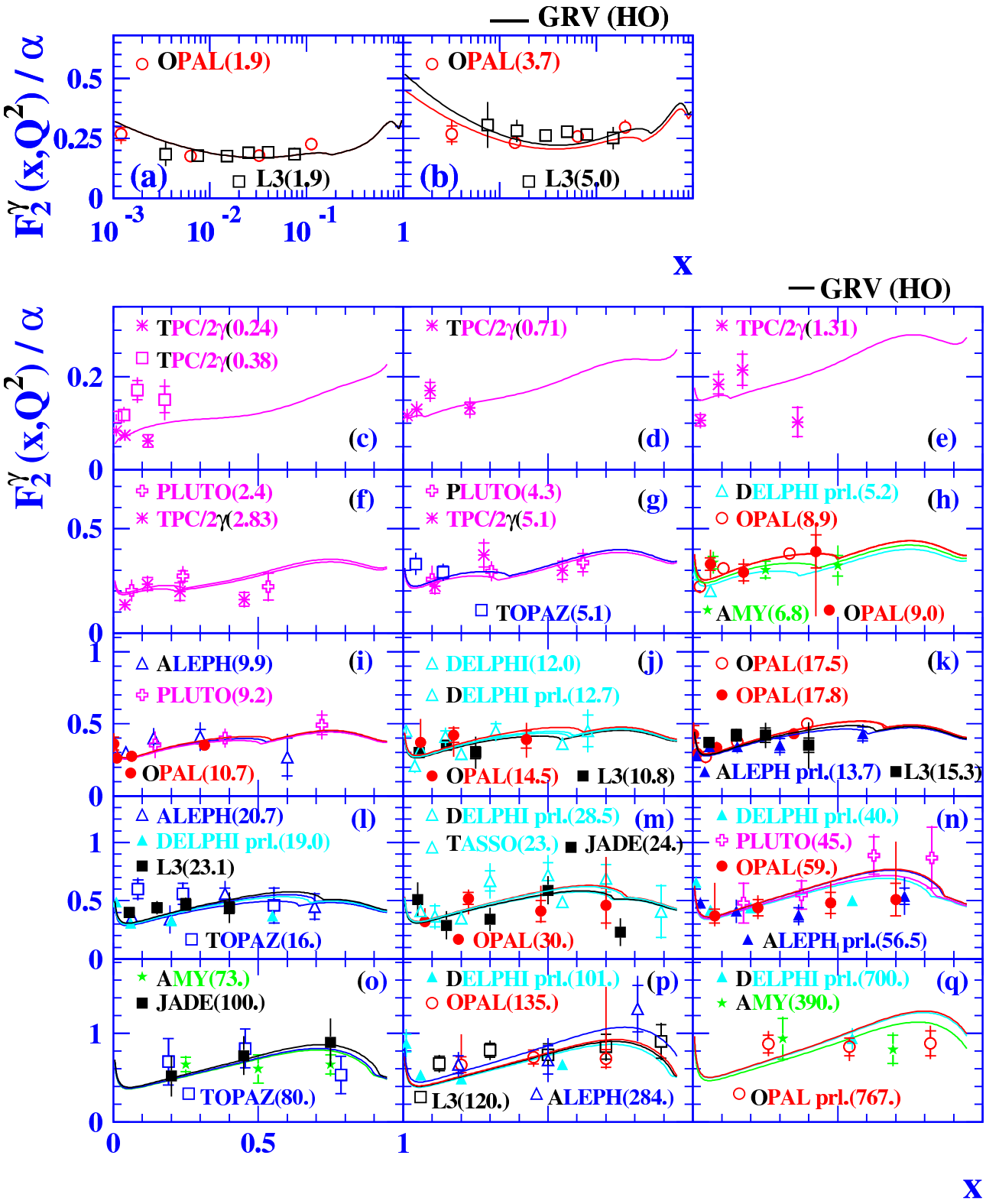


FIG. *1.13 – Compilation [47] des différentes mesures de F_2^γ. La collaboration L3 présente ses résultats avec leurs erreurs totales. Pour les autres données, les barres d'erreurs interne et externe représentent les erreurs statistiques et totales respectivement. Les mesures sont comparées aux prédictions de F_2^γ obtenues à partir de la paramétrisation GRV-G-HO des densités de parton dans le photon aux échelles de factorisation indiquées entre parenthèses.*

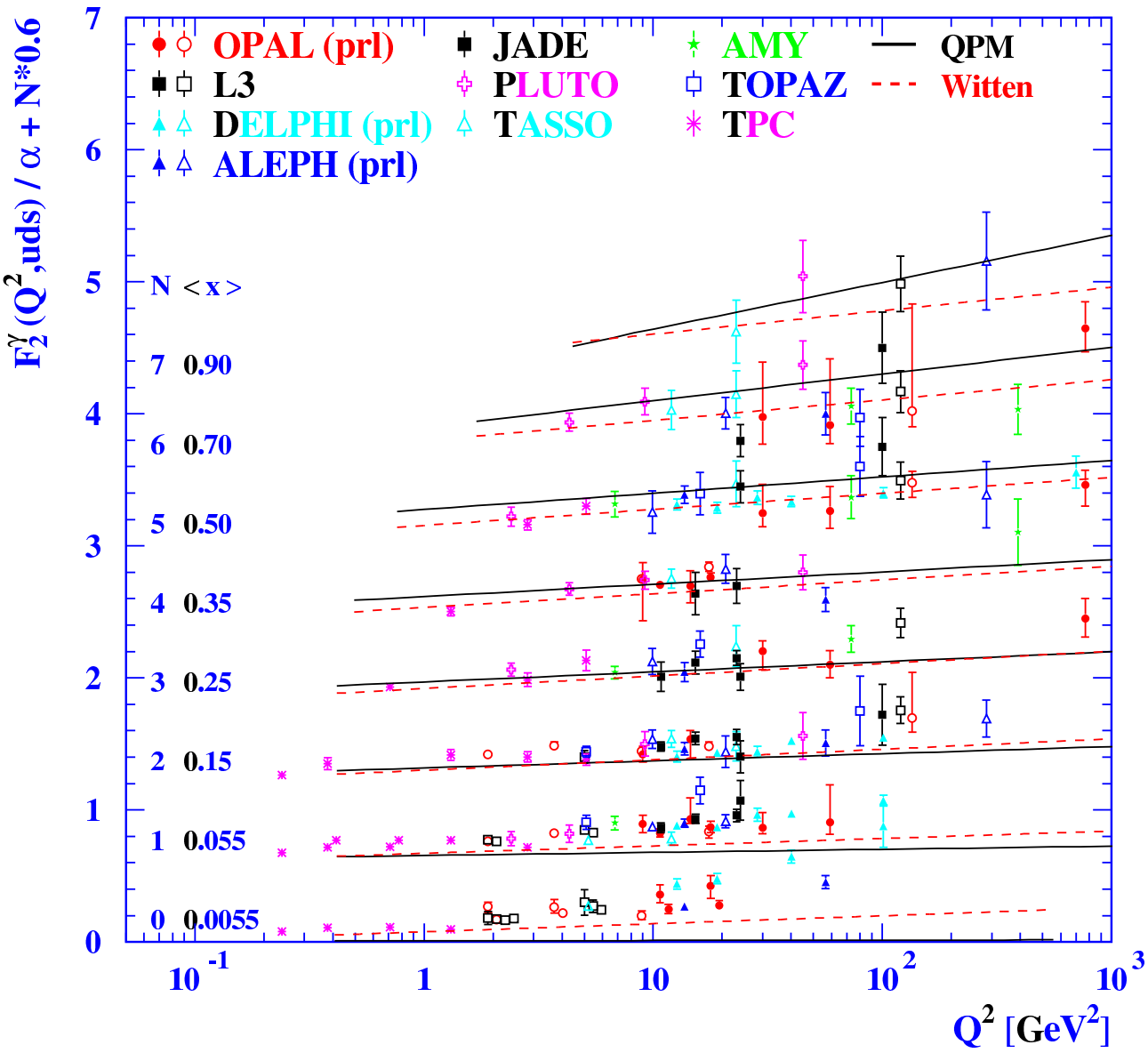


FIG. *1.14 – Compilation [47] des mesures de l'évolution de F_2^γ en fonction de Q^2. Les données sont représentées avec leurs erreurs totales. La contribution du quark charmé est soustraite pour faciliter la comparaison avec la solution asymptotique. La prédiction du modèle des partons est également indiquée.*

La violation de l'invariance d'échelle mesurée pour le photon est montrée sur la figure 1.14 à différents x. Sur cette figure, les courbes en traits plein et pointillé correspondent aux prédictions $F^{\gamma}_{2,point}$ et $F^{\gamma}_{2,asy}$ respectivement. Pour un hadron, l'évolution de F_2 avec l'échelle d'énergie, possède une pente positive à petit x, en raison de la création de paire $q\overline{q}$, et une pente négative à grand x due à la radiation de gluon. Dans le cas du photon, cet effet est compensé par la création de paire $q\overline{q}$ à grand x due au couplage ponctuel.

1.3.2 Densités de partons dans le photon

Dans cette thèse nous comparons les données aux prédictions de QCD à l'ordre dominant et au-delà de l'ordre dominant en α_s. Pour les obtenir nous utilisons des paramétrisations des densités de partons dans le photon construites à partir des équations d'évolution définies au même ordre. Nous en donnons ici les principales caractéristiques.

Glück, Reya et Vogt (GRV)

Ce groupe [57, 58] a construit deux versions basées sur les équations d'évolutions DGLAP utilisant des fonctions de *splitting* calculées au LO et NLO. La paramétrisation de départ est entièrement inspirée de VDM. Elle est évoluée à partir d'une échelle initiale Q_0^2 très faible ($Q_0^2 = 0.25$ GeV^2 et $Q_0^2 = 0.3$ GeV^2 pour les versions LO et NLO respectivement) l'idée étant de générer dynamiquement la composante anormale du photon. La distribution de départ est modélisée [59, 60] en prenant les distributions des quarks du photon semblables à celles des quarks de valence du pion. Le contenu en gluon est choisi proportionnel à celui en quarks. Les distributions dépendent d'un unique paramètre qui fixe la normalisation de la composante VDM. Sa valeur, $\kappa = 1.6$, a été ajustée par comparaison avec les données mesurées auprès des collisionneurs e^+e^- PETRA [61, 62, 63, 64, 65], PEP [53, 66, 67] et LEP [68] . Le schéma de factorisation est le DIS$_\gamma$ introduit dans la référence [57].

Aurenche, Fontannaz et Guillet (AFG)

Nous avons utilisé la version NLO [69] des paramétrisations contruites par ces auteurs. La stratégie employée est similaire à celle utilisée par Glück, Reya et Vogt. La contribution de la composante anormale est supposée négligeable à l'échelle de départ $Q_0^2 = 0.5$ GeV^2. La composante hadronique est modélisée avec VDM à partir des distributions des quarks et de gluons du pion. La normalisation est fixée par comparaison avec les sections efficaces totale des diffusions photon-proton et photon-photon. Cette paramétrisation est définie à l'aide du schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$. Les paramétrisations sont ajustées aux données de PETRA [61, 62, 63, 64, 70, 71] et de TRISTAN [68].

Gordon et Storrow (GS)

Ce groupe à également produit des paramétrisations au NLO [72]. L'évolution est amorcée à partir d'une échelle initiale $Q_0^2 = 3$ GeV^2. La composante hadronique est décrite par VDM et la composante anormale par le modèle des partons. Les paramètres initiaux sont ajustés par comparaison avec les mesures de F_2^γ obtenues à PETRA [61, 62, 63, 64, 65, 73, 74], PEP [53, 67, 75], et LEP1 [76, 77] et les mesures de jet effectuées à TRISTAN [68, 78]. Dans l'ajustement seules les données correspondant à $Q^2 \geq Q_0^2$ ont été utilisées. Cette paramétrisation est définie dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$. Les prédictions de QCD obtenue avec elle ne sont pas exploitées dans la suite de ce travail car il a été montré [79] que la version disponible [80] ne permet pas de reproduire les résultats publiés par les auteurs.

Schuler et Sjöstrand (SaS)

Ce groupe a produit [81, 82, 83] deux ensembles de paramétrisations au LO, SaS1 et SaS2, utilisant $Q_0^2 = 0.36$ GeV^2 et $Q_0^2 = 4$ GeV^2 respectivement comme échelle de départ pour l'évolution. Les paramètres sont ajustés aux données de diffusion inélastique profonde $e\gamma \to eX$ existantes pour $Q^2 > Q_0^2$ en conservant la dépendance dans la virtualité, P^2, du photon. La normalisation de la composante hadronique ainsi que la valeur de Q_0^2 sont obtenues, pour la paramétrisation SaS1 utilisée dans notre étude, en comparant la normalisation prédite par VDM aux données γp. La forme de cette prédiction est ajustée aux données relatives à F_2^γ. Les paramétrisations initiales sont ajustées aux données de PETRA [61, 63, 64, 65, 71], LEP1 [76] et TRISTAN [68, 84]. Cette paramétrisation offre la possibilité d'utiliser indépendamment les composantes hadronique et ponctuelle du photon. Nous avons utilisé la version définie dans le schéma de factorisation $\overline{\text{MS}}$ (SaS1M).

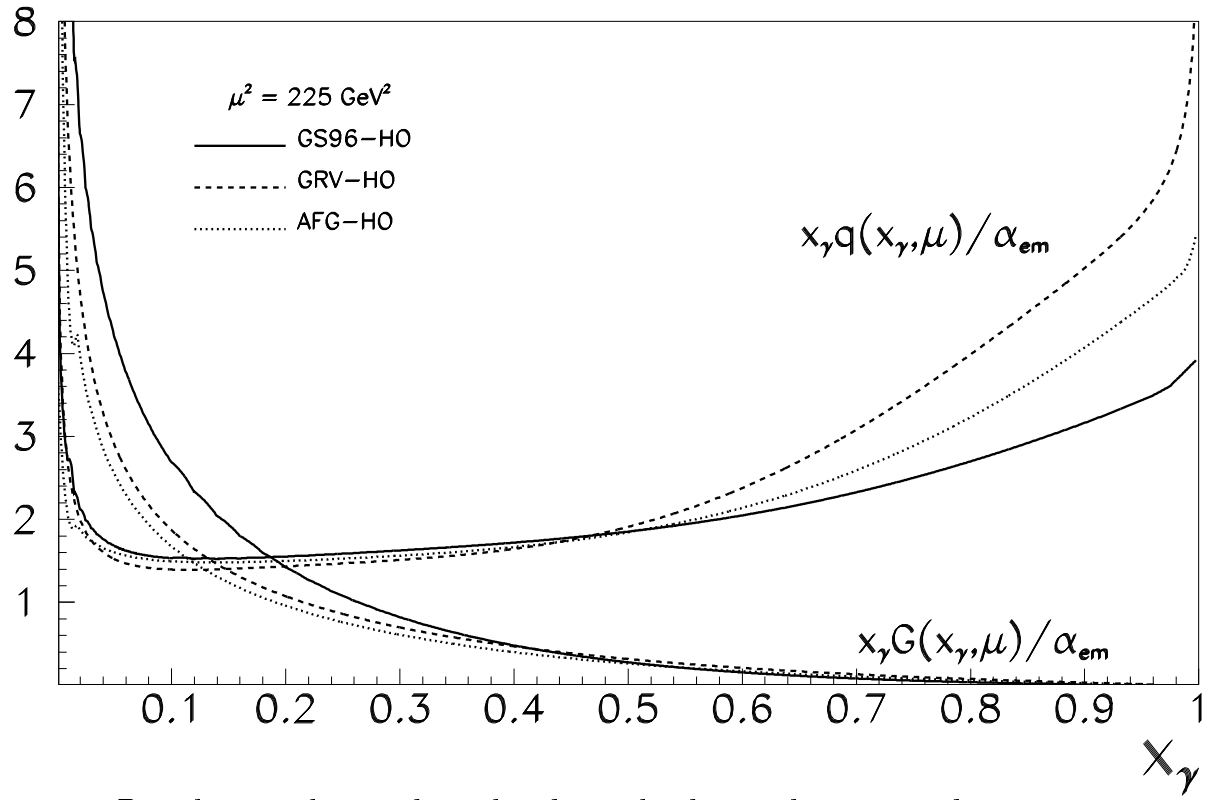


FIG. *1.15 – Distributions des quarks et des gluons du photon obtenus avec les trois paramétrisations NLO : GRV, AFG et GS à l'échelle de factorisation* $\mu = 225$ GeV^2. *Les densités données par GRV sont converties dans le schéma de factorisation* $\overline{MS}$.

Comparaisons entre les paramétrisations au NLO

Les densités de quarks et de gluons dans le photon prédites à l'aide des parametrisatrions NLO GRV, AFG et GS sont représentées, multipliées par x_γ/α, en fonction de x_γ sur la figure 1.15 pour l'échelle de factorisation $\mu = 225$ GeV^2. Les densités de quarks diffèrent dans la région $x_\gamma \geq 0.5$ pour laquelle les erreurs expérimentales sur les mesures de F_2^γ sont importantes. Dans le domaine des petits x_γ, où les densité de gluons dans le photon sont grandes, les trois paramétrisations donnent pour celles-ci des prédictions très distinctes ce qui illustre le fait que le contenu en gluon du photon est peu contraint par les mesures de la fonction de structure du photon.

Chapitre 2

Physique des jets dans les collisions photon-proton

Ce chapitre contient les éléments utilisés pour définir et interpréter les mesures des sections efficaces inclusives de jets en photoproduction. Nous donnons dans un premier temps les objectifs de notre étude. Nous explicitons ensuite les algorithmes les plus usuellement utilisés pour définir les jets. Les critères assurant que ces derniers constituent des observables définies à tous les ordres de la théorie sont discutés. Nous expliquons ensuite les mécanismes de production de jets dans les collisions photon-proton. Dans la dernière partie nous explicitons les modèles prédictifs issus de QCD qui seront mis en œuvre au chapitre 7.

2.1 Motivations

Un test des prédictions de la QCD nécessite l'étude de processus prenant place sur des petites échelles de distance et pour lesquels la constante de couplage α_s est suffisement faible pour permettre un calcul perturbatif. Auprès du collisionneur lepton-proton HERA, ces derniers prennent majoritairement place en photoproduction où un photon quasi-réel intéragit avec un parton dans le proton directement ou via sa composante résolu. Ces processus sont sensibles aux densités de partons dans le photon et le proton. Leurs études offrent la possibilité d'une part, d'obtenir des informations sur les paramétrisations des densités de partons qui sont obtenues par ajustements de données provenant de différents type de collisions et d'autre part de vérifier leur universalité.

Les processus QCD mettant en jeu l'interaction de partons à courte distance sont toujours accompagnés d'effets non-perturbatifs prenant place à grande distance. Ces derniers assurent le confinement de la couleur au sein des particules initiales et/ou finales. La comparaison d'une mesure avec une prédiction théorique requiert en conséquence l'emploi d'une observable, définie expérimentalement et théoriquement, peu affectée par les effets à grandes distances. Comme nous le verrons, les jets de hadrons constituent de telles observables. Ils proviennent de l'hadronisation des partons présents dans l'état final des processus à courte distance et leur observation offre la possibilité de tester la dynamique de QCD. L'objet de cette thèse est la mesure des sections efficaces de production inclusive de jets en photoproduction.

L'analyse présentée dans le chapitre 5 complète celles publiées par les collaborations H1 [85, 86] et ZEUS [87] pour les jets de petite énergie transverse. Les processus étudiés dans cette analyse sont sensibles aux densités de partons dans le photon et le proton à petit x où les

contributions du gluon sont prédominantes. Le contenu en gluon du proton est contraint par l'observation de la violation d'invariance d'échelle de F_2^p et l'emploi d'une règle de somme. Dans le cas du photon l'absence de règle de somme à pour conséquence de laisser le gluon essentiellement non contraint. Etant directement sensible au gluon dans le photon, la production de jet de petite énergie transverse en photoproduction offre la possibilité d'obtenir des informations sur les densités de partons dans le photon, complémentaires à celles extraites des mesures F_2^γ, par comparaison avec les prédictions au LO de QCD incluant un traitement phénoménologique des effets non-perturbatifs.

L'analyse présentée au chapitre 6 considère la production inclusive de jets de grande énergie transverse (21 GeV) en photoproduction partiellement étudiée à HERA. L'étude des jets de grande énergie transverse présente certains avantages pour la comparaison avec les prédictions théoriques. Tout d'abord, puisque les jets sont mesurés principalement avec les calorimètres, la résolution sur leur énergie est meilleurs à grand E_T^{jet}. D'autre part, l'influence de l'événement sous-jacent, qui se manifeste par la présence d'énergie transverse répartie à peu près uniformément dans le plan (η, ϕ), sur la reconstruction des jets est réduite à grand E_T^{jet}. Enfin, les jets de grand E_T^{jet} étant plus collimées, leurs propriétés au niveau parton sont moins dégradée au niveau hadron par les effets d'hadronisations. Ceci nous permet de comparer des résultats dérivés de cette analyse avec les prédictions de QCD au-delà de l'ordre dominant. Cette mesure est sensible à la région des grands $x_\gamma(x_p)$ pour laquelle les densités de quarks (gluons) dans le photon (proton) ne sont pas fortement contraintes par les mesures (par la violation de l'invariance d'échelle) de F_2^γ (F_2^p). Elle offre en outre la possibilité de tester les densités de partons dans le photon à des échelles de factorisation inaccessibles auprès des collisionneurs e^+e^-.

2.2 Définition des jets

Les partons, assimilés aux degrés de liberté fondamentaux de QCD, ne sont pas directement observables, mais apparaissent, du fait des processus non perturbatifs de fragmentation et d'hadronisation sous la forme de jets de hadrons. A cause des processus d'ordre supérieur, de l'événement sous-jacent, de la probabilité de recouvrement entre des jets issus de partons différents, l'assignement d'un jet à un parton donné contient forcement une part d'arbitraire aussi bien au niveau expériemental que théorique. La définition des jets doit cependant répondre à certaines contraintes garantissant que la section efficace soit finie à tous les ordres en α_s.

2.2.1 Contraintes théoriques

Considérons l'exemple de la production de jets dans une collision hadronique. Le calcul de la section efficace au-delà de l'ordre dominant nécessite la prise en compte de corrections réelles et virtuelles contenant des divergences colinéaires, infrarouge et ultraviolette. Ces dernières sont absorbées, suivant un schéma de renormalisation, dans la définition de la constante de couplage. D'après le théorème de factorisation les divergences dans l'état initial peuvent être absorbées dans la définition des densités de partons des hadrons initiaux. La procédure utilisée pour définir les jets doit préserver cette factorisation.

Dans la section efficace totalement inclusive, la divergence due à l'émission dans l'état final de deux partons colinéaires est compensée par une contribution correspondant à la correction virtuelle du processus équivalent où les deux partons sont remplacés par un parton possédant la somme de leurs quadri-vecteurs. Afin que cette compensation ait également lieu dans le cas

de la production de jets, il est nécessaire qu'une paire de particules colinéaires soit traitées par l'algorithme définissant les jets de la même façon qu'une particule possédant la somme de leurs quadri-vecteurs. La figure 2.1(a) illustre le cas d'un traitement ne satisfaisant pas à ce critère : le jet reconstruit diffère lorsque que la particule située au milieu est remplacée par deux particules dont la somme des quadri-vecteurs est égales au sien. La compensation des divergences

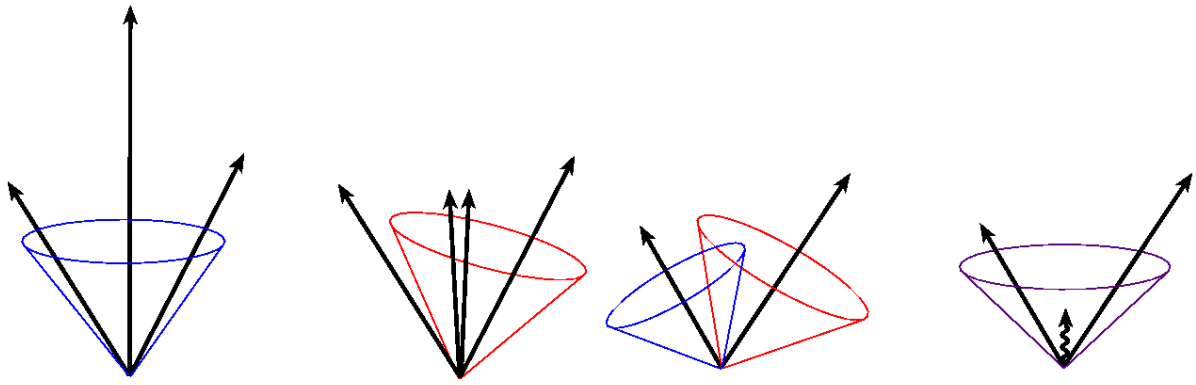


FIG. *2.1 – Illustration de l'influence sur la reconstruction des jets de l'émissions de partons colinéaire (a) et infrarouge (b). A gauche, le parton central est remplacé par deux partons dont la somme des quadrivecteurs impulsion est équivalente. Dans une procédure ne satisfaisant pas au critère « colinéaire » cette substitution affecte la propriété du jet reconstruit. A droite, l'émission d'un gluon infrarouge conduit à la reconstruction erronée de trois jets, en place de deux.*

associées à l'émission de partons dont l'énergie tend vers zéro, impose à l'algorithme de traiter les configurations à n particules de la même manière que les configurations à $n+1$ particules lorsque l'énergie de la particule additionnelle tend vers zéro. Un exemple d'algorithme me satisfaisant pas ce critère « infrarouge » est illustré par la figure 2.1(b). Les partons émergeant d'un processus QCD sont identifiés par l'algorithme à deux jets. Lorsqu'un parton de faible énergie est émis dans la région de superposition, un seul jet est reconstruit.

2.2.2 Reconstruction des jets

Différentes procédures ou algorithmes sont utilisés pour associer en jets les objets représentant l'état final hadronique d'une diffusion partonique. Ces objets peuvent être de différentes natures, partons, hadrons ou amas d'énergie reconstruits dans un calorimètre, mais le résultat de l'algorithme doit être indifférent à la nature des objets sur lesquels il travaille.

Il existe deux classes d'algorithmes pour reconstruire les jets, les algorithmes de « cône » et ceux de « clusterisation ». Dans les deux cas, l'association d'une ou plusieurs particules à un jet se fait suivant un schéma de recombinaison qui spécifie comment le quadri-vecteur d'un jet est obtenu à partir des quadri-vecteurs des particules qui le composent. Pour cette étude, nous avons utilisé un schéma de recombinaison invariant dans une transformation de Lorentz (ou *boost* de Lorentz) suivant la direction des particules initiales. Pour cela les objets de l'état final sont supposés de masse nulle et les propriétés d'un jet sont obtenues à partir des relations :

$$E_T^{jet} = \sum_i E_T^i \tag{2.1}$$

$$\eta^{jet} = \frac{\sum_i \eta^i E_T^i}{\sum_i E_T^i} \tag{2.2}$$

$$\phi^{jet} = \frac{\sum_i \phi^i E_T^i}{\sum_i E_T^i} \tag{2.3}$$

où les sommes portent sur toutes les particules appartenant au jet. Les jets ainsi produits possèdent une masse nulle.

Algorithme de cône

Dans les algorithmes de cône, les jets sont définis suivant la direction autour de laquelle l'énergie contenue dans un cône de rayon R_0 dans le plan (η, ϕ) est maximum. La procédure est la suivante [88, 89, 90] :

1) dans un premier temps, tous les objets de l'état final hadronique possédant une énergie transverse supérieure à 300 MeV sont sélectionnés et nommés « initiateurs »,
2) tous les objets contenus dans un cône de rayon R_0 dans le plan (η, ϕ) autour d'un initiateur (c'est-à-dire tel que $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \leq R_0$) lui sont associés,
3) les variables E_T, η et ϕ de l'initiateur sont calculées à partir des formules 2.2 où les sommes portent sur tous les objets qui lui sont associés,
4) les étapes 2) et 3) sont répétées jusqu'à atteindre la convergence. Celle-ci a lieu lorsqu'au terme d'une itération supplémentaire, tous les objets restent associés au même initiateur. A ce stade les initiateurs sont appelés des jets.

Le problème majeur de ces algorithmes tient au traitement des superpositions de jets. Celui-ci peut en effet être affecté par l'adjonction de particules de faible énergie dans la région de superposition. Dans ce cas, le critère infrarouge défini précédemment n'est alors pas satisfait. Dans la figure 2.1(b) les partons, séparés d'une distance R telle que $R_0 \leq R \leq 2R_0$, sont identifiés à deux jets qui se superposent. Lorsqu'un parton de faible énergie est émis dans la région de superposition, un seul jet est reconstruit. L'algorithme de cône que nous avons utilisé [91] apporte une solution à ce problème en ajoutant les étapes suivantes à la procédure :

5) Les étapes 2) et 3) sont répétées en prenant les points médians de tous les jets comme initiateurs,
6) les jets possédant une énergie transverse inférieure à un paramètre ϵ sont supprimés,
7) les jets partageant une fraction de leur énergie transverse supérieure à un paramètre f avec un autre jet de plus grande énergie transverse sont supprimés,
8) lorsqu'un objet de l'état final appartient à plus d'un jet, il est affecté au plus proche dans le plan (η, ϕ) et supprimé de la composition des autres,
9) les propriétés des jets sont à nouveau calculées avec les formules 2.2. Les jets possédant une énergie transverse inférieure à ϵ sont supprimés.

Nous avons utilisé cet algorithme avec une rayon de cône égal à l'unité. L'énergie transverse minimale des jets est $\epsilon = 5$ GeV et la valeur de la fraction f est 75%.

Algorithme de « clusterisation »

Dans ces algorithmes, les jets sont construits itérativement selon un critère utilisant la distance entre les particules de l'état final. Une première approche de cette classe d'algorithme, proposé par la collaboration JADE, définit la distance entre deux particules à partir de leur masse invariante. Bien que non affectée par les problèmes infrarouge et colinéaires, elle présente l'inconvénient de pouvoir associer au sein d'un même jet toutes paires de particules faiblement énergétiques quelque soit leur séparation angulaire. La figure 2.2 représente un quark et un antiquark qui émettent chacun un gluon de faible énergie. La masse invariante du système

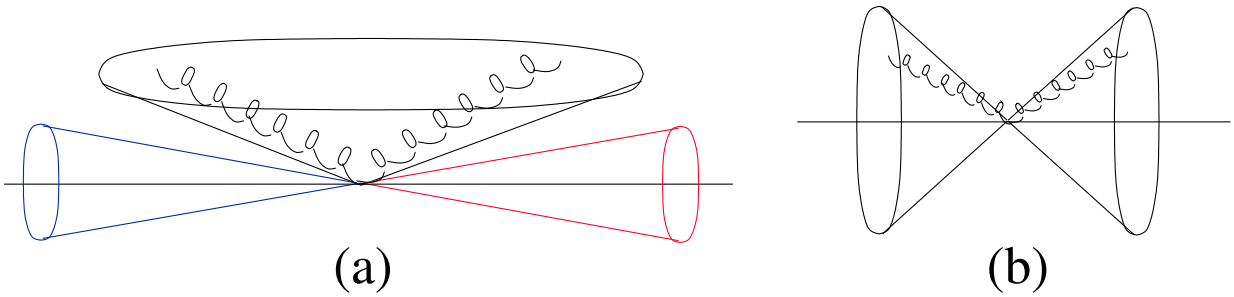


FIG. *2.2 – Reconstruction d'un jet fantôme (a) dans une topologie à deux jets (b).*

gluon-gluon peut être plus petite que celle d'un des systèmes gluon-quark. Dans ce cas, trois jets (figure 2.2(a)) sont reconstruits au lieu de deux (figure 2.2(b)). Afin de remédier à ce problème, différentes définitions du paramètre de distance ont étés suggérées. Dans l'algorithme « k_T » [92] la distance entre deux particules est définie au moyen de l'énergie transverse de la particule de plus petite énergie par rapport à la direction de la seconde.

1) Pour toutes paires (i, j) d'objets de l'état final hadronique la distance d_{ij} est définie dans le plan (η, ϕ) comme :

$$d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2) R_{ij}^2 \text{ avec : } R_{ij}^2 = (\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2$$

2) pour chaque objet (i), la distance à la direction des particules de l'état initial est définie comme : $d_i = E_{T,i} R_0^2$
3) si, de toutes les distances calculées, d_{mn} est la plus petite, alors les particules m et n sont combinées en utilisant les formules 2.2. Si d_m est la plus petite distance, l'objet m est appelé jet et ignoré dans la suite,
4) les étapes 1), 2) et 3) sont répétées jusqu'à ce qu'il ne reste plus d'objet non associé à un jet.

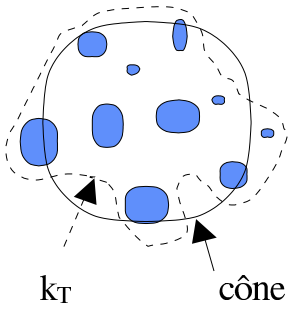


FIG. *2.3 – Représentation, dans le plan (η, ϕ), du contour des jets définis avec les algorithmes de cône et k_t.*

Dans l'algorithme de cône, R_0 correspond à la distance maximale entre une particule et l'axe du jet auquel elle appartient. Dans l'algorithme k_t, R_0 détermine l'échelle de distance entre les particules appartenant à un même jet (cf. figure 2.3). Avec cette définition, tous les jets sont séparés par une distance supérieure à R_0. Nous avons utilisé cet algorithme avec $R_0 = 1$ (ce qui correspond approximativement à un algorithme de cône utilisé avec $R = 0.7$).

2.3 Production de jets en photoproduction

Dans les diffusions photon-proton à haute énergie produites à HERA, des processus durs ont étés observés. Ces derniers se caractérisent par de grands moments transférés entre les particules initiales et par la production de hadrons ou de jets de grande énergie transverse. La présence de cette échelle d'énergie permet d'exprimer les prédictions théoriques en séparant les termes sensibles aux effets à longue et courte distance. Les premiers sont décrits par les densités de partons du photon et du proton qui sont des fonctions universelles. Les seconds correspondent aux sous processus partoniques dont les amplitudes sont calculables perturbativement.

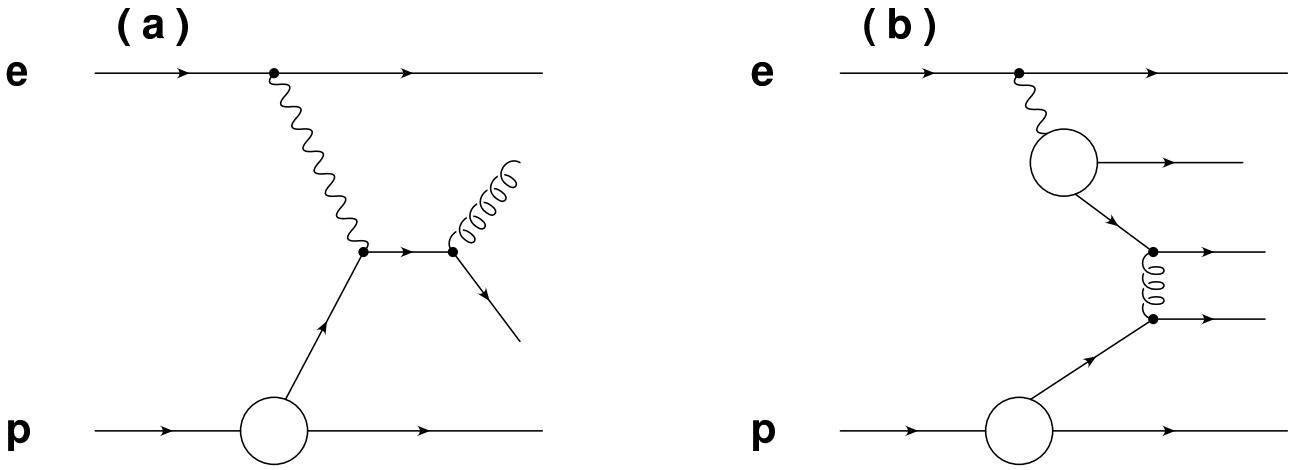


FIG. *2.4 – Exemple de diagrammes contribuant, à l'ordre dominant, à la photoproduction de jets : processus direct (a) et résolus (b).*

A l'ordre dominant, deux classes de processus contribuent à la production de jets dans les collisions photon-proton. Le photon peut se comporter comme une particule ponctuelle et interagir directement avec un parton dans le proton. Un exemple de ce type de processus est représenté par la figure 2.4(a). Il peut également agir comme une source de partons qui interagissent avec les partons dans le proton comme indiqué sur la figure 2.4(b). Dans le premier cas, correspondant aux processus directs, la totalité de l'impulsion du photon prend part au processus à courte distance et l'état final comprend deux partons balancés en impulsion transverse, les débris du proton et le lepton diffusé. Dans les processus où la structure du photon est résolue, seule une fraction de l'impulsion du photon participe au processus dur et l'état final comporte en plus les débris du photon émis approximativement dans la direction initiale de celui-ci ainsi qu'éventuellement l'événement sous-jacent. La séparation entre processus direct et processus résolus est ambiguë lorsque les effets d'ordre supérieur en α_s sont pris en compte. Elle dépend du choix de l'échelle de factorisation M_γ. Dans un changement de cette échelle, les variations des contributions directe et résolue se compensent et seule la somme des deux contributions calculée avec la même valeur de M_γ est significative.

A l'ordre dominant, en négligeant les moments transverses des partons initiaux, les fractions d'impulsion du photon, x_γ, et du proton, x_p, prenant part au processus partonique satisfont à la relation :

$$x_\gamma q + x_p p = p_1 + p_2 \tag{2.4}$$

où $p_{1,2} = (E_{1,2}; \mathbf{p_{1,2}})$ désignent les quadri-impulsions des partons émergeant du sous processus partonique $2 \to 2$. En multipliant 2.4 alternativement par p et q, et en considérant $\mathbf{q}$ parallèle à l'axe z on déduit les expressions de x_γ et x_p :

$$x_\gamma = \frac{p_T}{2yE_e}\sum_{i=1}^{2} e^{-\eta_i}, \qquad x_p = \frac{p_T}{2E_p}\sum_{i=1}^{2} e^{\eta_i} \tag{2.5}$$

où l'on a négligé la masse des partons sortants d'impulsions transverses $p_{t,1} = p_{t,2} = p_t$. Dans les processus directs, x_γ est égal à 1 et dans les processus résolus, x_γ est inférieur à 1. Expérimentalement, des estimateurs de x_γ et x_p sont obtenus à partir des deux jets possédant les plus grandes énergies transverses :

$$x_\gamma^{OBS} = \frac{E_{T,1}e^{-\eta_1} + E_{T,2}e^{-\eta_2}}{2yE_e}, \qquad x_p^{OBS} = \frac{E_{T,1}e^{\eta_1} + E_{T,2}e^{\eta_2}}{2E_p} \tag{2.6}$$

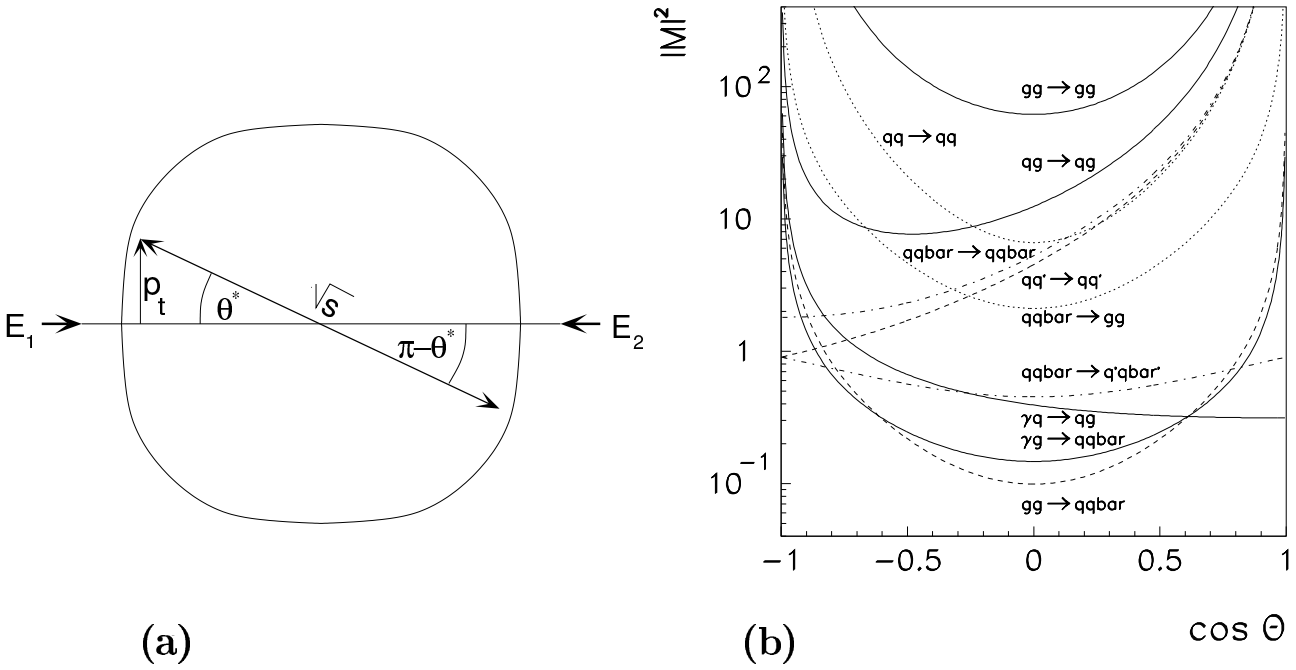


FIG. *2.5 – Diffusion élastique parton-parton représentée dans le référentiel du centre de masse du système partonique (a). Distributions du cosinus de l'angle de diffusion dans le centre de masse,$\theta^\star$, pour les différentes amplitudes LO des processus directs et résolus (b).*

Le tableau 2.1 dresse la liste des diffusions élastiques parton-parton contribuant aux processus directs et résolus. Le carré des amplitudes de diffusion correspondantes y sont indiquées en fonctions des variables de Mandelstam :

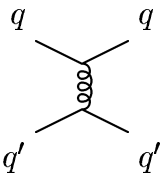
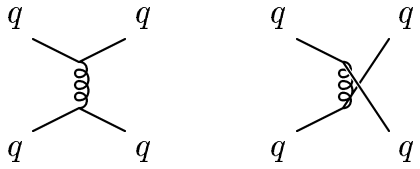
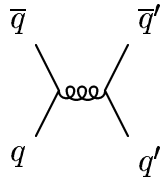
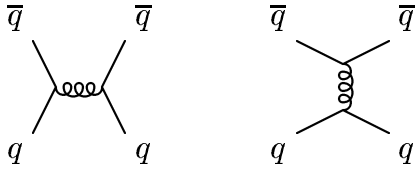
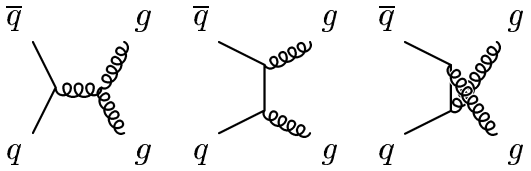
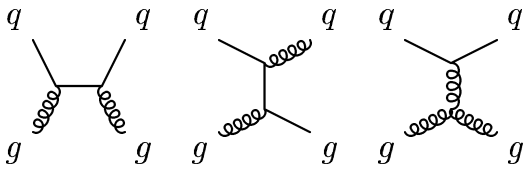
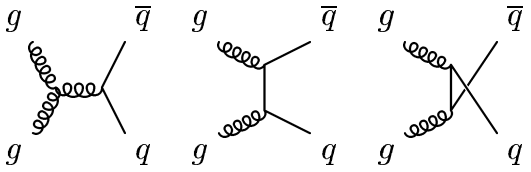
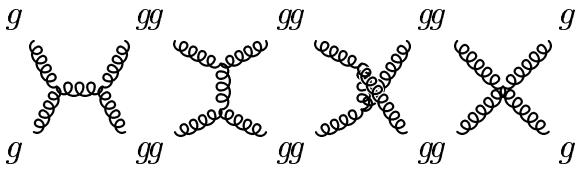
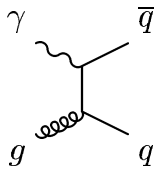
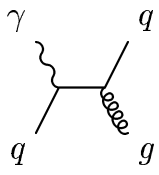
$$s = 4E_1E_2 = x_\gamma x_p W_{\gamma p}^2 \tag{2.7}$$

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \cos\theta^\star) \tag{2.8}$$

$$u = -\frac{s}{2}(1 + \cos\theta^\star) \tag{2.9}$$

avec E_1 et E_2 les énergies des partons initiaux et $\theta^\star$ l'angle polaire de diffusion (cf. figure 2.5(a)) dans le référentiel du centre de masse, reconstruit expérimentalement à partir des deux premiers jets :

$$\cos\theta^\star = \tanh\left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{2}\right) \tag{2.10}$$

Processus	Contributions	$\lvert M\rvert^2/(\pi^2\alpha_s^2)$
$q'q \to qq' = q\overline{q}' \to q\overline{q}'$		$\frac{64}{9}\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}\right)$
$qq \to qq$		$\frac{64}{9}\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{s^2+t^2}{u^2}-\frac{2}{3}\frac{s}{ut}\right)$
$q\overline{q} \to q'\overline{q}'$		$\frac{64}{9}\left(\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
$q\overline{q} \to q\overline{q}$		$\frac{64}{9}\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{t^2+u^2}{s^2}-\frac{2}{3}\frac{u}{st}\right)$
$q\overline{q} \to gg$		$\frac{128}{3}\left(\frac{4}{9}\frac{t^2+u^2}{tu}-\frac{u^2+t^2}{s^2}\right)$
$qg \to qg$		$16\left(\frac{s^2+u^2}{t^2}-\frac{4}{9}\frac{s^2+u^2}{su}\right)$
$gg \to q\overline{q}$		$\frac{8}{3}\left(\frac{1}{3}\frac{t^2+u^2}{tu}-\frac{3}{4}\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
$gg \to gg$		$72\left(3+\frac{t^2+u^2}{s^2}+\frac{s^2+u^2}{t^2}+\frac{s^2+t^2}{u^2}\right)$
$\gamma g \to q\overline{q}$		$\sum_q 16\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(\frac{t^2+u^2}{tu}\right)$
$\gamma q \to qg$		$\frac{128}{3}\frac{\alpha}{\alpha_s}e_q^2\left(-\frac{u}{s}-\frac{s}{u}\right)$

TAB. *2.1 – Diagrammes et amplitudes respectives des processus résolus et directs contribuant, à l'ordre dominant de QCD, à la production de jets en photoproduction.*

La figure 2.5(b) montre les distributions des amplitudes de diffusion $2 \to 2$ en fonction de $\cos\theta^\star$. Les interactions directes sont dominées par le processus de fusion photon-gluon mettant en jeu l'échange d'un quark. La diffusion Compton QCD $qg \to qg$ et le processus $gg \to gg$ dominent la contribution des processus résolus. Elles mettent en jeu l'échange d'un gluon. Puisque les processus directs et résolus correspondent majoritairement à l'échange de particules de spin 1/2 et 1 respectivement les variations de leurs sections efficaces en fonction de l'angle de diffusion $\theta^\star$ doivent être différentes : $d\sigma/d\cos\theta^\star \approx |1-\cos\theta^\star|^{-1}$ pour les processus directs et $d\sigma/d\cos\theta^\star \approx |1-\cos\theta^\star|^{-2}$ pour les processus résolus. Cette prédiction a été vérifiée par la collaboration ZEUS [93]. Les diffusions photon-proton avec au moins deux jets dans l'état final sont utilisées pour définir un lot d'événements enrichis en processus directs ($x_\gamma^{OBS} > 0.75$) et résolus ($x_\gamma^{OBS} < 0.75$). Pour chacun d'eux, les distributions angulaire $d\sigma/d\cos\theta^\star$ ont été mesurées (cf. figure 2.6(a)). Comme attendu $|\cos\theta^\star|$ croit plus rapidement dans les événements résolus. Ce comportement est reproduit par les prédictions théoriques au niveau parton (courbes sur la figure) et au niveau hadron (les prédictions au niveau hadron des Montes-Carlos PYTHIA et HERWIG, non représentée sur la figure, donnent une bonne descrition de la forme de cette distribution). Ce résultat indique que les jets reflètent les partons issus du processus dur sous-jacent et sont peu affectés par les effets non-perturbatifs.

A petit p_T les processus sont sensibles aux densités de partons à petit x dans lesquelles les contributions des gluons dans le photon et le proton sont dominantes. La section efficace est dominée par la contribution des sous-processus induits par les gluons. La photoproduction à petit p_T est donc directement sensible aux densités de gluons dans le photon qui ne sont pas bien contraintes par les mesures de F_2^γ. La figure 2.6(b) montre la densité de gluon dans le photon extraite par H1 à partir de deux méthodes différentes : en utilisant les événements à deux jets de petite énergie transverse [94], en mesurant les spectres inclusifs de particules chargées [95]. La précision des données est suffisante pour exclure la paramétrisation LAC1.

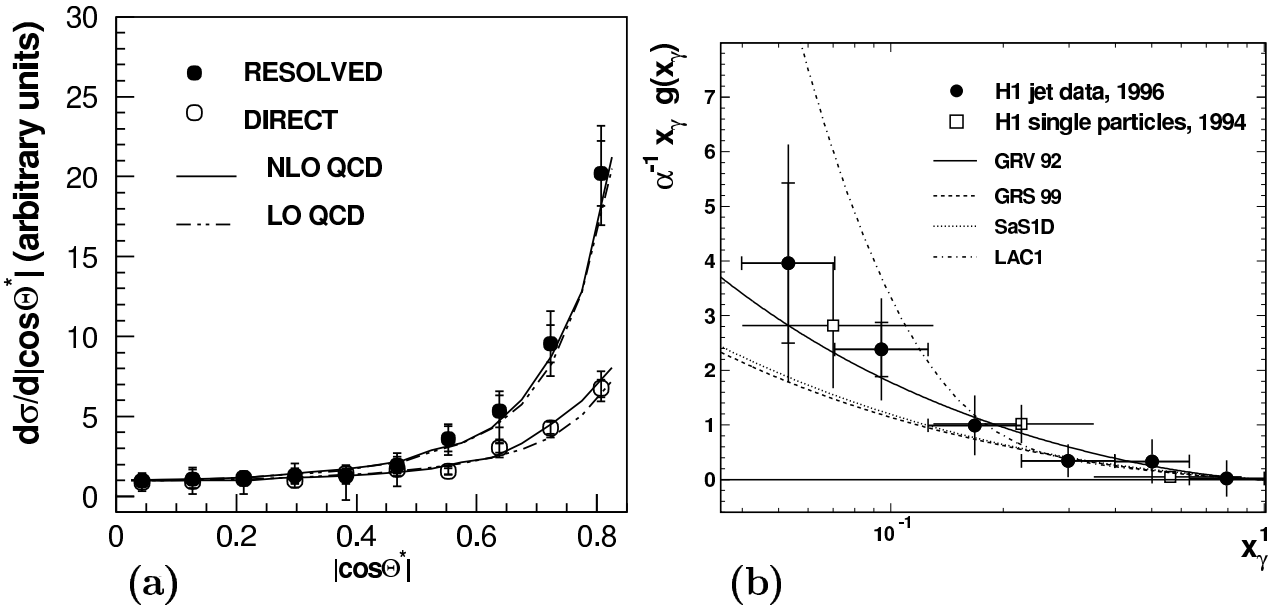


FIG. *2.6 – Section efficace différentielle en fonction de* $\cos\theta^\star$ *mesurée par ZEUS à partir des événements possédant au moins deux jets* $E_T^{jet} \geq 6$ GeV *reconstruit avec un algorithme de cône [91]. Une coupure sur la masse invariante des deux jets* ($M_{jj} \geq 23$ GeV) *est utilisée pour éliminer le bias dus à la coupure sur* E_T^{jet} *(a). Densité de gluon dans le photon extraite par H1 et comparée à différentes paramétrisations (b).*

2.4 Prédictions de QCD

Dans cette section nous donnons un aperçu des modèles utilisés pour corriger et interpréter les données expérimentales. Nous décrivons dans un premier temps les modèles phénoménologiques reposant sur une approximation au LO de QCD et incluant un traitement des effets non-perturbatifs. Les méthodes de calcul mise en œuvre pour obtenir les prédictions de QCD à l'ordre supérieur ($\alpha\alpha_s^2$) sont ensuite expliquées succintement. Finalement, les différentes sources d'incertitude qui affectent ces prédictions sont commentées.

2.4.1 Modèles phénoménologiques

Les Monte-Carlos permettent de générer des événements individuels qui sont ensuite passés à travers une simulation complète du détecteur (cf. section 4.4) pour être comparé aux données expérimentales. Les quatres générateurs, PYTHIA 5.7 [96], PYTHIA 6.1 [97], HERWIG 5.9 [98] et PHOJET 1.06 [99, 100] ont étés utilisés dans ce travail pour simuler les événements de photoproduction. Ces modèles possèdent une architecture similaire fondée sur le théorème de factorisation.

La simulation des processus à courte distance est basée sur l'approximation au premier ordre en α_s, utilisant les éléments de matrices de diffusion rassemblés dans le tableau 2.1. La valeur de la constante de QCD est choisie égale à celle utilisée dans l'évolution des densités de partons dans le proton. Les échelles de renormalisation et de factorisation ont été choisies égales au moment transverse $\hat{p}_t$ des partons issus du processus partonique $2 \to 2$. Les divergences qui apparaissent lorsque $\hat{p}_t$ tend vers zéro, sont régularisées par l'emploi d'une coupure $\hat{p}_t \geq \hat{p}_t^{\min}$. Pour être utilisables dans les analyses de physique, les événements simulés doivent donner une description convenable des diverses distributions expérimentales. Cela n'est cependant possible que pour des observables peu affectées par les effets d'ordre supérieur et par les effets non-perturbatifs. Ce n'est généralement pas le cas, et une simulation détaillée de l'état final hadronique est nécessaire.

L'évolution de l'état final à partir des partons émergeant du processus dur jusqu'à la formation de hadrons observables expérimentalement comporte deux étapes. La première a pour but de simuler l'effet des ordres supérieurs tronqués dans le développement perturbatif de l'amplitude de la diffusion partonique. Elle consiste en une radiation QCD ou « cascade » de partons, de virtualité ou d'énergie transverse supérieure à l'échelle d'énergie typique des systèmes hadroniques, dans les états initial et final. Les éléments de matrices des processus avec émissions multiples de partons n'étant pas connus, des techniques de ressommation doivent être mises en œuvre. L'approche adoptée dans les générateurs mentionnés plus haut est basée sur les équations d'évolution DGLAP. En général les partons émergents du sous processus primaire possèdent une virtualité V du genre temps. Ils réduisent celle-ci en émettant successivement d'autres partons virtuels de genre temps ou des partons quasi-réels. De manière équivalente les partons dans l'état initial peuvent rayonner des partons de genre espace. La virtualité V est reliée à l'échelle du processus dur par une hypothèse ad hoc comme $V = \hat{p}_t^2$. Elle est évoluée, dans l'approximation des logarithmes dominants, à l'aide des fonctions de *splitting* décrivant les processus à deux corps $q \to q\ g$, $g \to g\ g$ et $g \to q\ \overline{q}$. La seconde étape consiste à former l'état final hadronique à partir des partons émis lors de la cascade. Ce processus d'hadronisation n'est pas bien compris à ce jour et, à la différence des cascades de partons, il n'est pas décrit par QCD. Deux modèles sont couramment utilisées à cette fin. Tous deux possèdent

la propriété remarquable d'être capables de décrire l'état final d'un large éventail de données obtenues auprès des différents collisionneurs sans nécessiter de réglages particuliers :

- Le modèle de la chaîne de couleur [101] est schématisé sur la figure 2.7(a). Il est implémenté dans le programme JETSET [102, 103]. Dans ce modèle, les quarks et les antiquarks sont connectés par des lignes de champs de couleur. Les paires singulets de couleur ainsi formées sont représentées par des chaînes dont l'énergie potentielle dépend de l'éloignement des partons (1 GeV/ fm). Lorsque cette énergie est suffisante, la chaîne se brise pour former deux paires quark-antiquark singulets de couleurs. Le processus s'arrête lorsque les paires ainsi produites possèdent des masses invariantes voisines de celles des masses hadroniques.
- Dans le modèle des amas [104, 105], tous les gluons présents dans l'état final sont dans un premier temps convertis en paires quark-antiquark ou diquarks-antidiquarks (cf. figure 2.7(b)). Chaque (di)quark est ensuite combiné avec le partenaire le plus proche avec lequel il peut former un amas singulet de couleur. Lorsque ces derniers sont légers, ils sont associés à des hadrons. Dans le cas contraire, ils sont désintégré en hadrons plus légers.

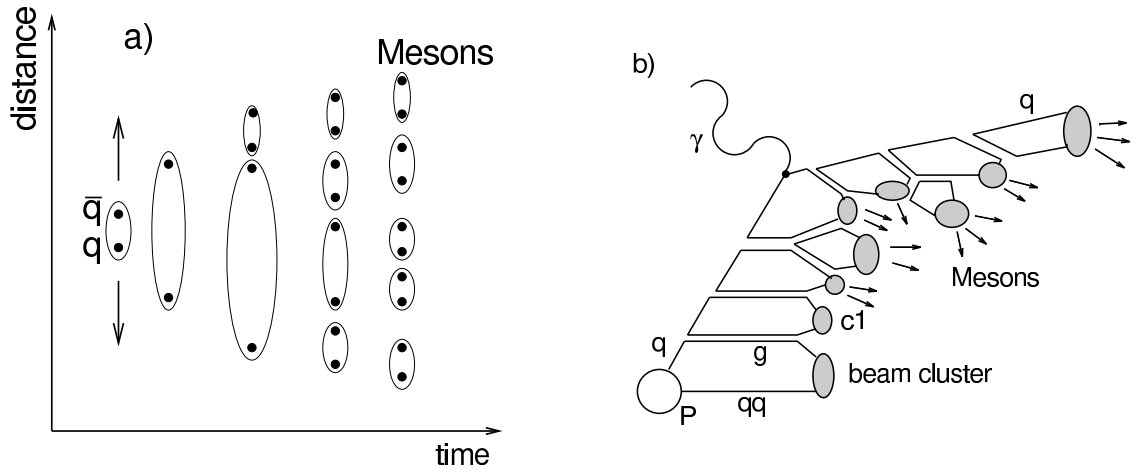


FIG. *2.7 – Illustration des modèles d'hadronisation : le modèle des chaînes de couleurs (a) et le modèle des amas (b).*

Nous donnons ici les spécificités propres à chacun des générateurs pour la photoproduction utilisés dans la suite de ce travail.

PYTHIA Les versions 6.1 et 5.7 de ce générateur ont étés utilisées pour l'étude des jets à petite et grande énergie transverse respectivement. PYTHIA a été utilisé dans le mode photon-proton, les événements directs et résolus simulés séparément. Dans la version 5.7, les photons sont générés suivant l'approximation des photons équivalents (voir l'équation 1.41) fournie dans le programme IJRAY [106]. La version 6.1 inclut le calcul exact du vertex leptonique. La constante de couplage fort est obtenue dans l'approximation à une boucle en considérant quatre saveurs actives de quarks. La borne $\hat{p}_t^{\min}$ sur l'impulsion transverse des partons finaux est le principal paramètre du modèle et doit être ajustée à partir des données. Pour la comparaison avec les données de HERA elle est fixée à 2 GeV. Pour les processus résolus, PYTHIA offre la possibilité de simuler, en plus de la diffusion partonique primaire, des interactions additionnelles dans le but de décrire l'effet de l'événement sous-jacent. Ces interactions sont calculées à l'ordre dominant de QCD comme des diffusions entre les partons appartenant aux fragments du photon et du proton. Les partons finaux qui en résultent sont produits avec une impulsion transverse supérieure à une limite (1.2 GeV) déterminée de façon à rendre compte de manière optimale de la densité d'énergie transverse observée [86] en dehors des jets. La figure 2.8 montre que la description de cette quantité par PYTHIA est grandement améliorée lorsque ces interactions

multiples (notées *mia* sur la figure) sont prises en compte. PYTHIA utilise le modèle de la chaîne de couleur pour décrire le processus d'hadronisation.

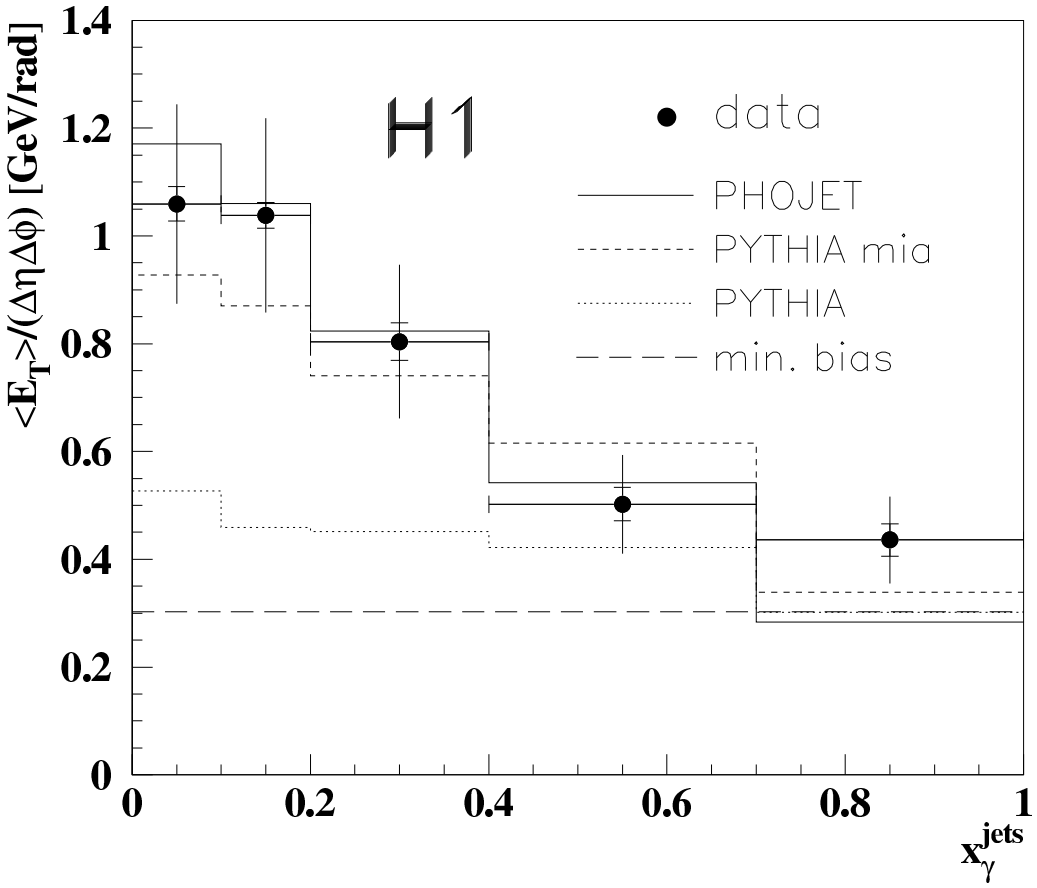


FIG. *2.8 – Densité d'énergie transverse par unité de pseudo-rapidité et d'azimut mesurée en dehors des jets dans la région centrale des collisions γp ($|\eta^\star| < 1$) en fonction de $x_\gamma^{jets} \equiv x_\gamma^{OBS}$.*

HERWIG Le programme HERWIG (*Hadron Emission Reaction With Interfering Gluon*) a pour but de fournir une description des processus QCD au LO la plus complète possible. L'objectif est d'atteindre une grande capacité de prédiction en décrivant le maximum de processus avec un minimum de paramètres. Dans les processus résolus, la radiation de photons par le lepton initial est décrite par l'approximation des photons équivalents. Dans le traitements des processus directs, le calcul exact du vertex leptonique est utilisé. La simulation des processus partonique est semblable à celle mise en œuvre pour PYTHIA. L'approximation à deux boucles est utilisée pour le calcul de la constante de couplage fort en considérant cinq saveurs actives de quarks. HERWIG inclut une simulation des ordres supérieurs qui prend en compte les interférences entre les états initial et final (*color coherence*) [107, 108]. Ce générateur offre également la possibilité de simuler des interactions additionnelles entre les fragments du photon et ceux du proton dans les événements résolus. Ces interactions, désignées par SUE (*soft underlying event*), sont décrites à l'aide de paramètrisations des résultats expérimentaux relatifs aux collisions hadroniques non perturbatives. La fraction de SUE superposée aux événements résolus peut être ajustée pour optimiser la description des données. Le processus d'hadronisation est décrit suivant le modèle des amas.

PHOJET Ce générateur a pour objectif de décrire tous les processus contribuant à la section efficace totale de photoproduction. Il est basé sur le modèle des partons dual à deux composantes [109]. Son implémentation est similaire à celle mise en œuvre pour le générateur DTUJET [110, 111] conçu pour simuler la production multiple de particules dans les collisions hadroniques à haute énergie. A l'origine, ce générateur était destiné à l'étude des interactions hadroniques et fut par la suite complété pour simuler les processus perturbatifs. La cinématique des collisions photon-proton est générés suivant l'approximation des photons équivalents. A la différence de PYTHIA et de HERWIG, PHOJET utilise un schéma d'unitarisation [112] pour simuler à la fois les processus perturbatifs et non-perturbatifs. Ces derniers sont traités suivant le modèle *soft 'supercritical' Pomeron* [113, 114] dont les paramètres ont étés ajustés pour reproduire les sections efficaces totales mesurées dans les collisions $p\overline{p}$ et la photoproduction à basse énergie. Les processus perturbatifs sont calculés en utilisant les éléments de matrice à l'ordre dominant. La constante de couplage fort est calculée dans l'approximation à une boucle avec quatre saveurs actives de quarks. Le paramètre $\hat{p}_t^{\min}$ utilisé vaut 3 GeV. Du fait du schéma d'unitarisation, des petites variations de celui-ci n'affectent pas notablement les prédictions du générateur. Le traitement des effets d'ordre supérieurs est semblable à celui utilisé par PYTHIA. Le modèle de la chaîne de couleur est utilisé pour décrire l'hadronisation des partons finaux.

2.4.2 Prédictions théoriques au-delà de l'ordre dominant

Actuellement, les calculs QCD au-delà de l'ordre dominant représentent les prédictions les plus complètes disponibles sur la production inclusive de jets en photoproduction. Plusieurs groupes ont publié ces calculs. Ils diffèrent principalement dans le traitements des singularités infrarouge et colinéaire dans l'état final. A cette fin, deux approches peuvent être utilisées :

Méthode de soustraction : dans la méthode de soustraction [115], la section efficace différentielle est séparée en deux parties, l'une finie et l'autre comportant les divergences. Ceci est réalisé en soustrayant et en ajoutant une quantité σ_{CT} satisfaisant aux deux conditions suivantes : elle inclue la forme exacte des singularités dûes aux corrections réelles et elle est analytiquement intégrable dans l'espace de phase à un parton qui donne lieu aux divergences colinéaire et infrarouge. Lorsque le terme σ_{CT} est soustrait aux corrections réelles, il agit comme un contre-terme de tel sorte que l'intégration peut être menée numériquement. L'intégration analytique de σ_{CT} introduit des pôles qui peuvent être combinés avec ceux correspondant aux corrections virtuelles ce qui assure la compensation de l'ensemble des divergences. L'intégration restante est évaluée numériquement suivant la méthode Monte-Carlo. Le calcul réalisé par S. Frixione et al. [116, 117, 118], basé sur cette méthode, a été utilisé comme calcul de référence dans notre travail.

Méthode du découpage de l'espace de phase : dans cette méthode, les régions de l'espace de phase contenant les divergences sont isolées au moyen d'un ou plusieurs paramètres. Les contributions correspondant à ces régions sont calculées analytiquement. Ceci fait apparaître des pôles, colinéaire et infrarouge, qui compensent exactement ceux dûs aux corrections virtuelles. Dans la partie ne contenant pas de divergence le calcul est fait numériquement par Monte-Carlo. Lorsque toutes les contributions sont additionnées, toute dépendance dans les paramètres de coupure doit disparaître. Les valeurs de ces derniers doivent être telles que la taille de la région contenant les divergences soit plus petite que la taille des jets. Elles doivent cependant n'être pas trop petites, ceci pour limiter l'incertitude due à la compensation. M. Klasen et G. Kramer [119, 120, 121, 122] utilisent une masse invariante pour isoler les divergences infrarouge et colinéaire.

B. W. Harris et J. F. Owens [123] ainsi que P. Aurenche et al. [124, 125] utilisent deux variables différentes, $p_{T,m}$ et R_c, pour isoler chacune d'entre elles.

Afin de déduire une interprétation, de la comparaison entre une observable mesurée et sa prédictions QCD basée sur un calcul à ordre fixé en α_s, un certain nombre d'incertitudes doivent être estimées. Nous présentons ici celles inhérentes aux prédictions théoriques proprement dites.

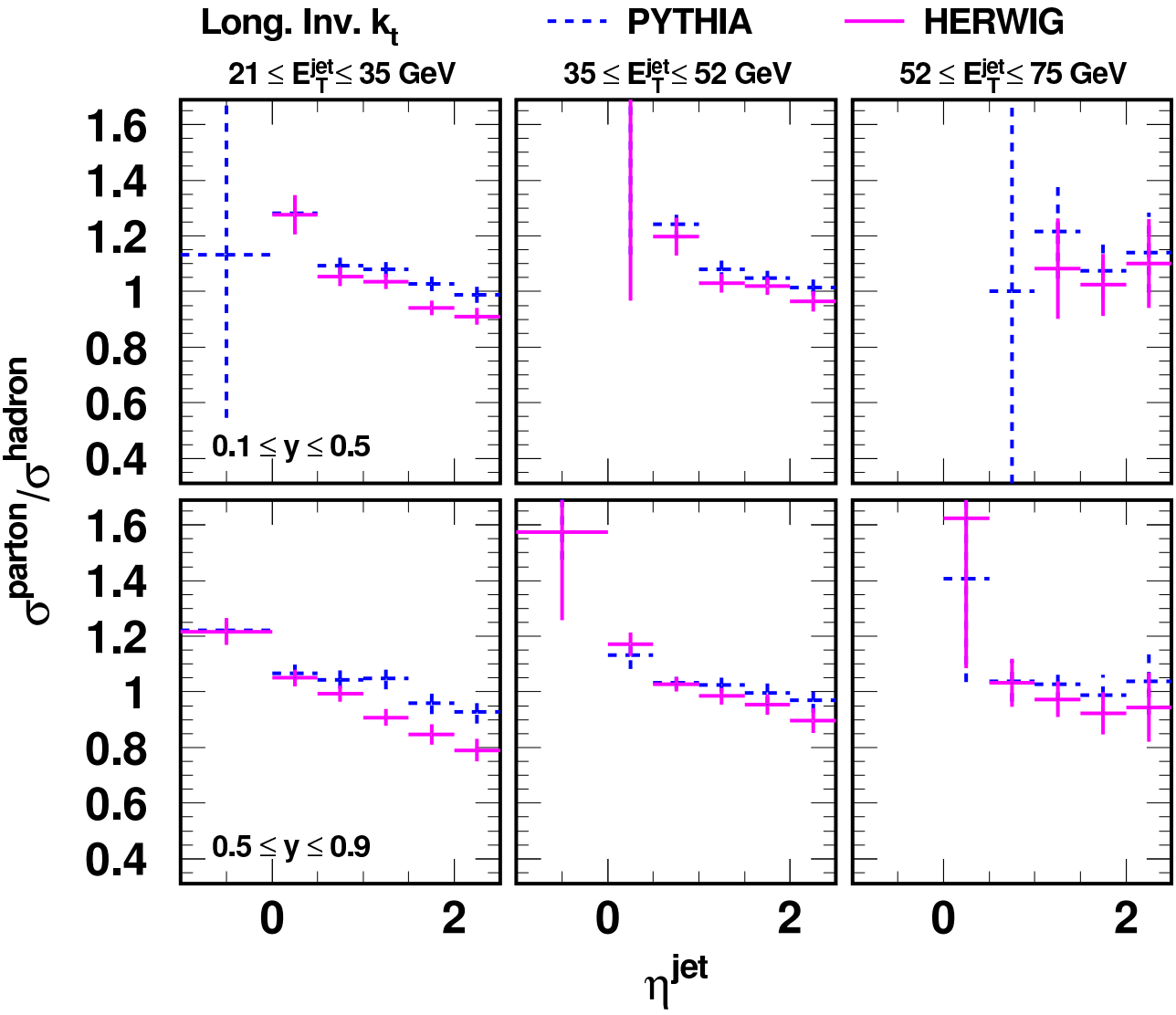


FIG. *2.9 – Rapports des sections efficaces calculées au niveau parton et au niveau hadron avec l'algorithme k_T en fonction de η^{jet} en utilisant PYTHIA et HERWIG. Les rapports sont indiqués pour différents domaines en énergie transverse des jets et pour deux intervalles en y :* $0.1 \leq y \leq 0.5$ *(haut) et* $0.5 \leq y \leq 0.9$ *(bas).*

Hadronisation

Dans les calculs QCD à ordre fixé, les jets sont définis à partir de l'état final partonique. Les sections efficaces au niveau parton ne sont pas directement observables. De plus, la notion même de nombre de partons émis lors d'une collision contient une ambiguïté au niveau théorique. Afin

de ne pas introduire une dépendance des données expérimentales à un modèle d'hadronisation celles-ci ne sont généralement pas corrigées au niveau parton et l'effet de l'hadronisation sur la quantité observée doit être quantifié au préalable de toute comparaison avec les prédictions théoriques. La correction d'hadronisation pour une observable donnée est définie comme le rapport entre la valeur de cette observable au niveau parton avant hadronisation et sa valeur au niveau hadron.

Dans la référence [126], il a été montré que l'effet de l'hadronisation sur la section efficace inclusive de jets d'énergie transverse supérieure à 7 GeV est d'environ 30%. Dans cette étude les jets étaient définis au moyen d'un algorithme similaire à celui discuté à la page 30.
Nous avons utilisé les Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG, qui traitent l'hadronisation au moyen de deux modèles différents (cf. section 2.4.1), pour estimer les corrections d'hadronisation pour les jets de grande énergie transverse (cf. figures 2.9 et 2.10). L'écart entre les estimations des deux modèles est faible avec un maximum à 15% pour les jets émis à $\eta^{jet} \geq 1$. Les corrections d'hadronisation, moyennées entre PYTHIA et HERWIG, obtenues pour l'algorithme de cône et le k_T sont comparés sur la figure 2.11. A petite énergie transverse, les corrections d'hadronisation pour l'algorithme de cône sont environ 20% plus élevées que celles correspondant à l'algorithme k_T. A grande énergie transverse cette différence est de l'ordre de 10%. Ceci montre qu'au regard de l'effet d'hadronisation le choix de l'algorithme k_T est meilleur pour effectuer une comparaison avec les prédictions théoriques au niveau parton.

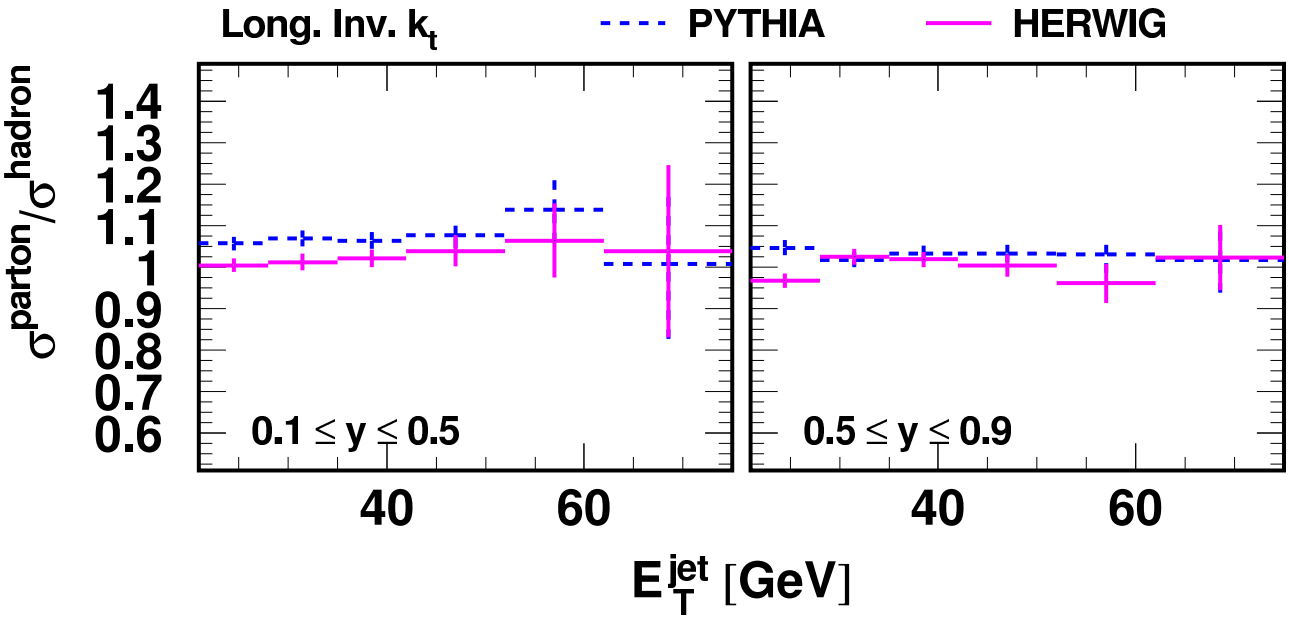


FIG. *2.10 – Rapports des sections efficaces calculées au niveau parton et au niveau hadron avec l'algorithme k_T en fonction de E_T^{jet} en utilisant PYTHIA et HERWIG. Les jets sont reconstruits dans la région en pseudo-rapidité* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. *Les rapports sont indiqués pour les deux domaines* $0.1 \leq y \leq 0.5$ *et* $0.5 \leq y \leq 0.9$.

Termes d'ordres supérieurs

La prédiction d'une observable à un ordre fixé en α_s est entachée d'une erreur correspondant à la contribution des termes d'ordres supérieurs non pris en compte dans le calcul. Par définition cette erreur n'est pas calculable. Cependant, comme nous l'avons souligné à la fin du

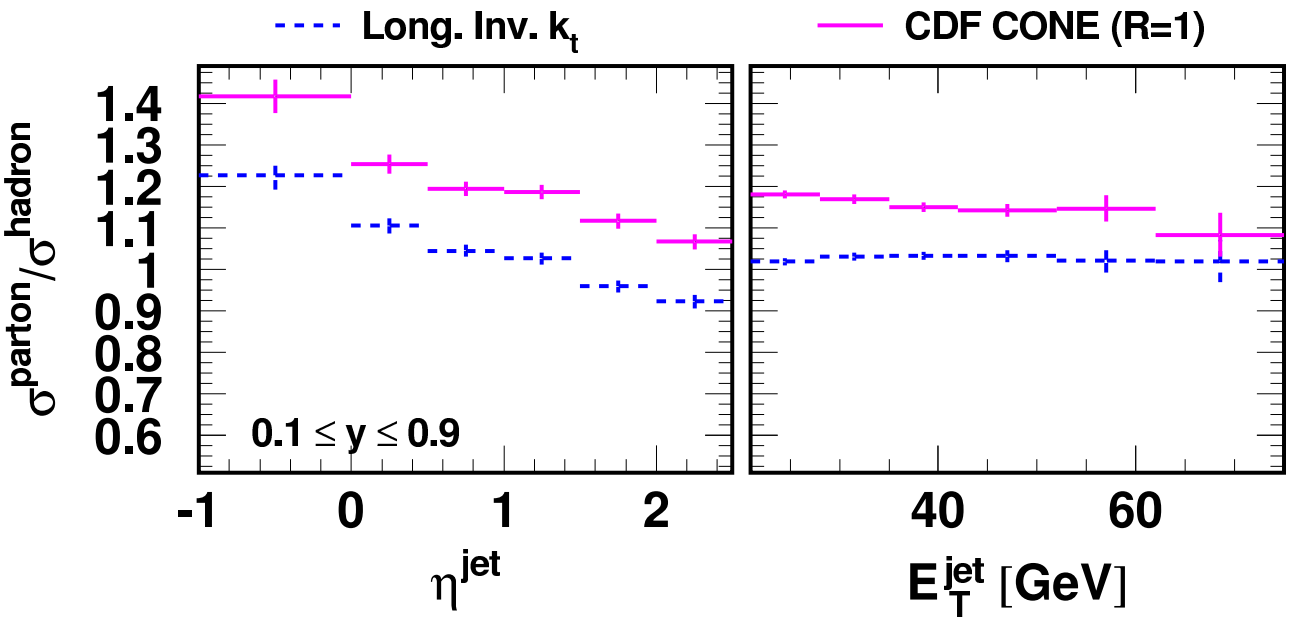


FIG. *2.11 – Rapports des sections efficaces calculées au niveau parton et au niveau hadron avec les deux algorithmes en fonction de* η^{jet} *et de* E_T^{jet} *en utilisant PYTHIA et HERWIG. Les jets, d'énergie transverse comprise entre* 21 *et* 75 GeV, *sont reconstruits dans la région en pseudo-rapidité* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$.

paragraphe 1.1.1, elle est du même ordre en α_s que l'incertitude liée au choix de l'échelle de renormalisation μ_R et celle-ci peut être utilisée pour en estimer la taille. La méthode utilisée consiste à faire le calcul en prenant μ_R égale à deux valeurs limites et à identifier la différence des résultats à l'incertitude d'échelle. Le choix des valeurs limites est arbitraire : la prescription usuelle, adoptée dans ce travail, consiste à les choisir égales à $\mu_R/2$ et $2\mu_R$. Il est important de noter que l'incertitude ainsi estimée n'a pas une signification clairement définie. Elle donne qualitativement l'ordre de grandeur de l'erreur théorique et permet de comparer les influences respectives des ordres supérieurs de plusieurs observables.

Comparaison entre différentes prédictions

Une comparaison des prédictions obtenues avec les divers programmes disponibles est présentée dans la réference [127]. Elle montre que les différentes prédictions au NLO pour la production d'événements à deux jets et au LO pour la production d'événements à trois jets sont compatibles à l'intérieur des erreurs statistiques dûes au nombre limité de points d'intégration, avec un désaccord inférieur à 5%. Dans le cadre de la production inclusive de jets nous avons effectué une comparaison entre les calculs menés avec les programmes de S. Frixione et al. et de P. Aurenche et al.[1]. Dans les calculs, les échelles de factorisation et de renormalisation sont égales. S. Frixione et al. les définissent à partir de l'ensemble de l'étal final partonique : $\mu_R = \mu_F = (\sum_i p_{T,i})/2$ tandis que P. Aurenche et al. choisissent de les définir au moyen du premier parton uniquement : $\mu_R = \mu_F = p_T(1)$. Les figures 2.12(a) et 2.12(b) montrent le calcul des sections efficaces inclusives $d\sigma/dE_T^{jet}$ et $d\sigma/d\eta^{jet}$. Les différences relatives entre les deux calculs, reprêsentées sur les figures 2.12(c) et 2.12(d), passent d'environ 10% à $\sim$ 3% lorsque l'énergie transverse des jets varie entre 21 et 75 GeV.

[1]Nous avons vérifié la stabilité de celui-ci par rapport à la variation des paramètres de coupure $p_{T,m} = R_c = 0.05$, en prenant ceux-ci successivement égaux à 0.01 puis 0.1. Le changement correspondant de la section efficace est négligeable ($< 1\%$) devant l'erreur statistique de l'intégration.

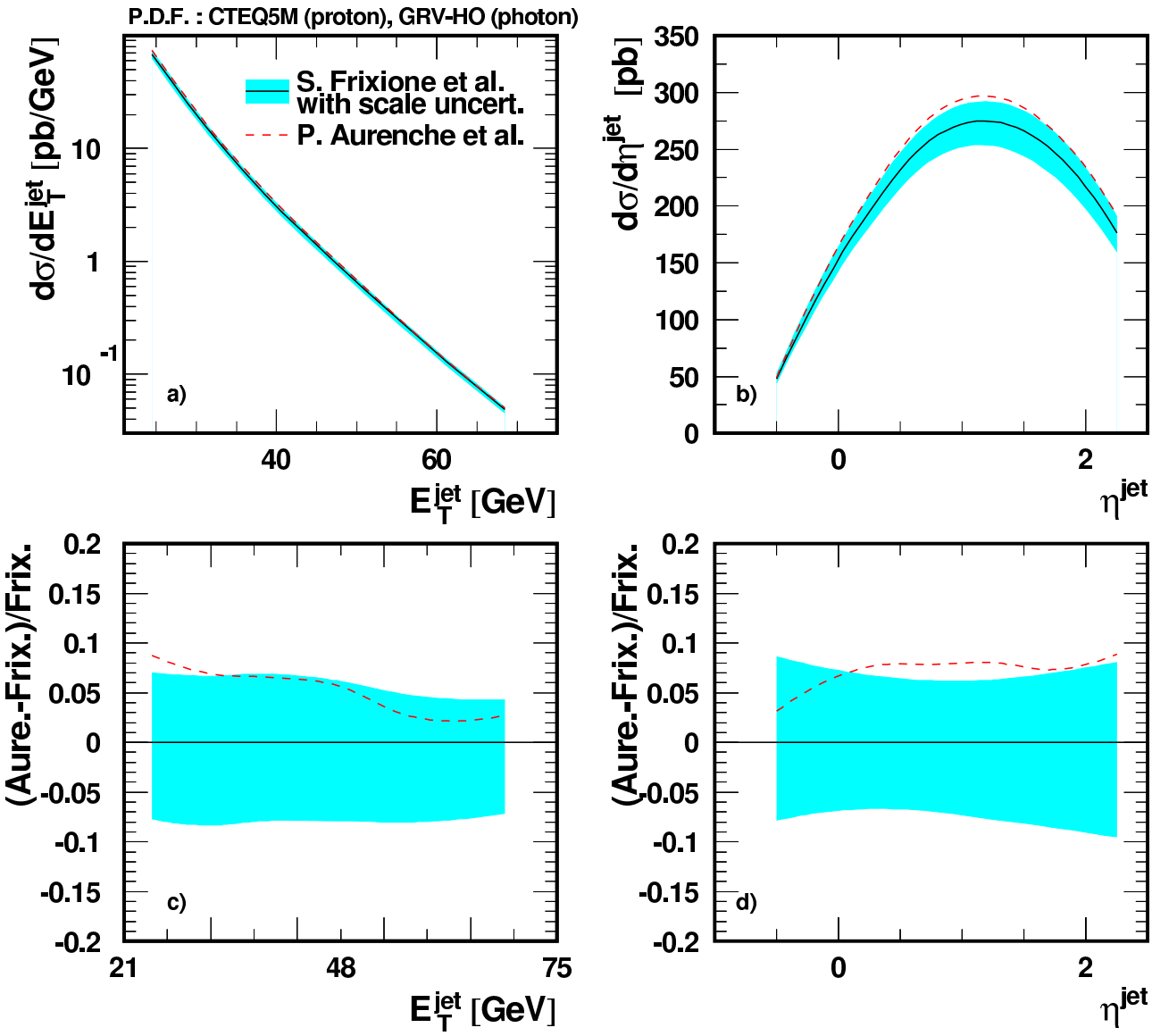


FIG. *2.12 – Sections efficaces différentielles de production inclusive de jets* $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV, $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *dans les collision ep à* $Q^2 \leq 1$ GeV^2 *et* $0.1 \leq y \leq 0.9$ *calculées avec l'algorithme* k_T *en fonction de* E_T^{jet} *(a) et* η^{jet} *(b) avec la méthode de soustraction [116] et la méthode du découpage de l'espace de phase [124].*

Deuxième partie

Mesure des sections efficaces inclusives de jets en photoproduction

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre présente l'expérience H1. Le site expérimental et le détecteur sont successivement décrits. Pour ce dernier, l'accent est mis sur les caractéristiques en rapport avec l'analyse présentée dans la suite de cette thèse. Depuis sa mise en service, en mai 1992, le dispositif expérimental a subi de nombreuses modifications. Sauf indication explicite, les informations contenues dans ce chapitre se réfèrent à la période 1996-1997 durant laquelle les données utilisées dans l'analyse ont été enregistrées.

3.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) est situé à DESY (*Deutsches Elektronen SYnchrotron*) près de Hambourg en Allemagne. Il est le premier, et à ce jour unique collisionneur hybride permettant l'étude des diffusions lepton-hadron à hautes énergies.

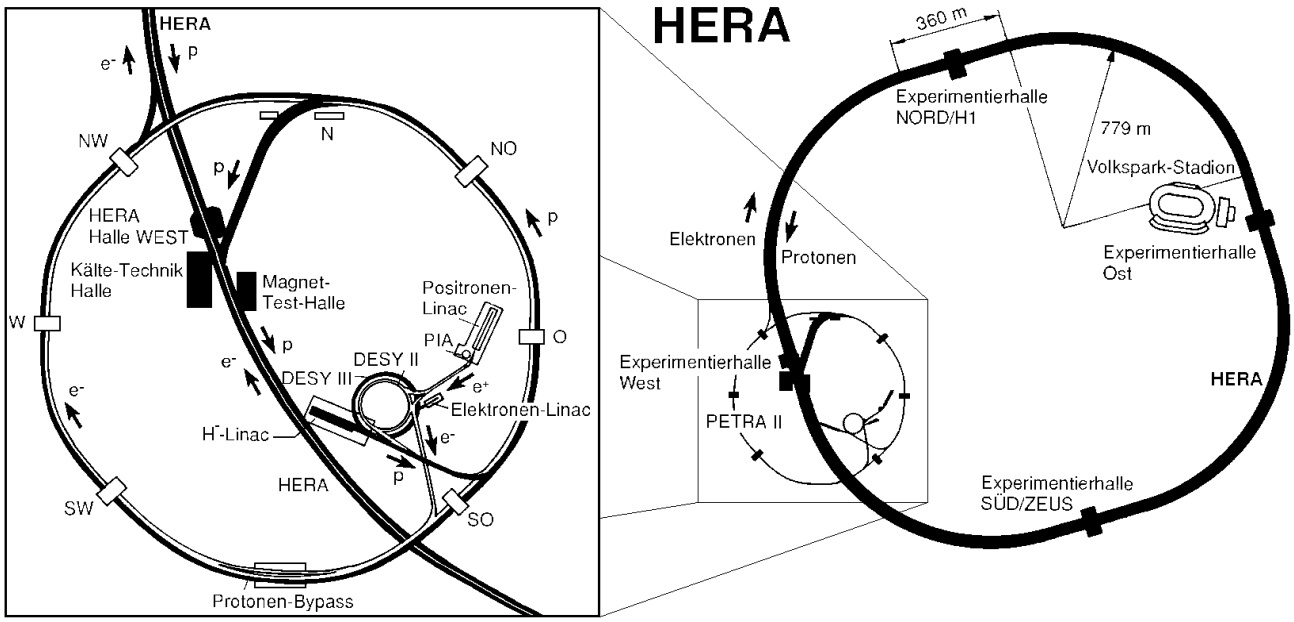


FIG. *3.1 – Vue du site expérimental DESY où est implanté le collisionneur HERA.*

Le site expérimental est représenté sur la figure 3.1. HERA comporte deux accélérateurs indépendants situés dans un tunnel de 6.3 km de circonférence dans lesquels, de 1994 à 1997,

des faisceaux de protons et de positrons d'énergies respectives 820 GeV et 27.6 GeV circulaient. Le tableau 3.1 donne certaines caractéristiques nominales de la machine et indique celles qui correspondent aux deux années de fonctionnement 1996 et 1997. Le système d'injection de HERA est constitué d'une chaîne d'accélérateurs représentés sur la figure 3.1 à gauche. Des ions H^- sont accélérés à une énergie de 50 MeV dans un accélérateur linéaire (LINAC) avant d'être injectés dans l'anneau de stockage DESY III où ils sont séparés de leurs électrons. Les protons, rassemblés en 11 paquets séparés de 96 ns, sont accélérés à une énergie de 7.5 GeV puis envoyés en 70 paquets vers l'anneau PETRA pour y être accélérés à 40 GeV. Ils sont ensuite injectés dans HERA où ils acquièrent leur énergie nominale. L'anneau de stockage des protons dans HERA est constitué d'aimants supraconducteurs refroidis à 4.5 K. Cette opération est répétée deux fois afin d'obtenir un nombre suffisant de paquets de proton. La formation du faisceau de positrons débute dans les accélérateurs LINAC II et LINAC III où ils sont accélérés aux énergies de 220 MeV et 450 MeV respectivement. Leur énergie est augmentée jusqu'à 7.5 GeV dans l'anneau DESY II. Les positrons sont ensuite envoyés en 70 paquets séparés de 96 ns dans PETRA II pour y être accélérées et atteindre une énergie de 14 GeV. Lorsque environ 210 paquets ont été injectés dans HERA, les positrons sont accélérés à leur énergie nominale. Les nombres de paquets dans les faisceaux de protons et de positrons qui entrent en collision sont indiqués dans le tableau 3.1. Les nombres entre parenthèse correspondent aux paquets pilotes, c'est à dire ceux qui ne sont pas appariés avec un paquets de l'autre faisceau. Les particules se propagent dans un tube à vide ou la pression résiduelle, due à la présence d'hydrogène et de monoxyde de carbone, varie entre 1.10^{-9} et 2.10^{-9} mbar. Les durées de vie des faisceaux de positrons et de protons sont approximativement de 8 heures et de quelque jours respectivement.

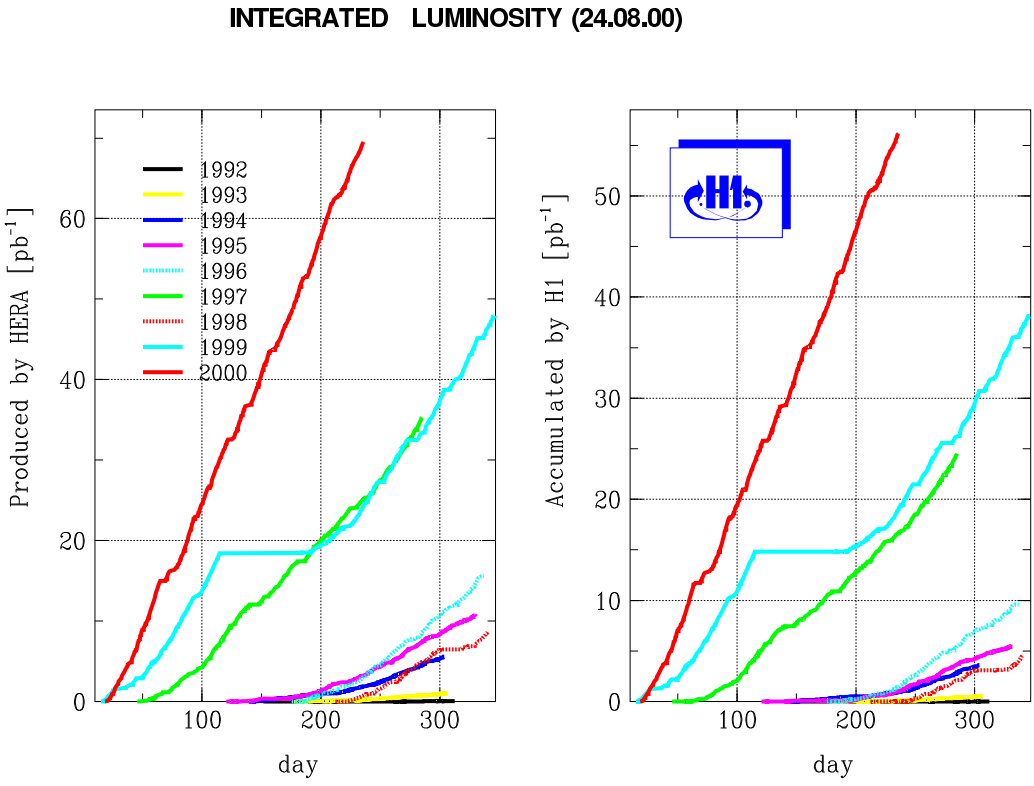


FIG. *3.2 – Luminosité intégrée délivrées par HERA et accumulées par H1 en fonction du jour de fonctionnement années par années de 1992 à 2000.*

Les expériences H1 et ZEUS sont installées autour des points de croisement des faisceaux dans les halls expérimentaux nord et sud respectivement. Les halls est et ouest sont occupés par les expériences sur cibles fixes HERMES et HERA-B. La première a pour but de mesurer la structure en spin du proton en observant les interactions entre le faisceau de leptons polarisés longitudinalement et une cible polarisée d'hydrogène-deutérium ou d'hélium. HERA-B exploite le faisceau de protons pour étudier la violation de CP dans la désintégration des mésons B.

	nominal		1996		1997	
	proton	lepton	proton	positron	proton	positron
Énergie des faisceaux (GeV)	820	30	820	27.6	820	27.6
Nombre de paquets (pilote)	210	210	175 (6)	175 (14)	175 (6)	175 (14)
courant (mA)	163	58	60.3	20.6	73.5	28.2
Luminosité au pic (cm^{-2} s^{-1})	1.5 10^{31}		0.84 10^{31}		1.01 10^{31}	
Luminosité intégrée (pb^{-1}/année)	50		17.2		36.4	

TAB. *3.1 – Caractéristiques nominales et effectives au cours de la période 1996-1997 de HERA.*

L'évolution de la luminosité intégrée délivrée par HERA année par année depuis sa mise en service est indiquée sur la figure 3.2. Elle montre clairement l'amélioration des performances de la machine. La luminosité intégrée accumulée par H1 est également indiquée. En 1996 et 1997, H1 a accumulé une luminosité intégrée de 17.2 pb^{-1} et 36.4 pb^{-1} de données disponibles pour les analyses de physique.

3.2 Vue générale du détecteur H1

La figure 3.3 montre une vue d'ensemble du détecteur H1. A l'exception du système de mesure de la luminosité, tous les principaux sous-détecteurs y sont représentés. Ils fournissent des informations complémentaires sur le produit des collisions *ep*. Nous en donnons les descriptions avec plus de détails lorsqu'ils sont utilisés dans nos analyses. Une revue complète du détecteur est donnée dans [128].

Le référentiel standard de l'expérience a pour origine le point de croisement nominal des faisceaux. L'axe **z** est parallèle à la ligne des faisceaux et pointe dans la direction des protons incidents, l'axe **y** est vertical et pointe vers le haut et l'axe horizontal **x** est orienté vers le centre de l'anneau. Les angles polaire et azimutal sont notés θ et ϕ respectivement. La variable r est utilisée pour désigner la coordonnée radiale. La terminologie « avant » (respectivement « arrière ») désigne la région des z positifs (respectivement négatifs).

La conception générale du détecteur se caractérise par une asymétrie des régions avant et arrière, ceci pour tenir compte de la différence élevée d'énergie entre les deux faisceaux. Le point d'interaction (1) est situé dans le tube à vide. Celui-ci est entouré dans les régions centrale (2) et avant (3) par des détecteurs de trace qui permettent de mesurer l'impulsion des particules chargées. Le calorimètre à argon liquide (LAr) comprenant une partie électromagnétique (4) et hadronique (5) est immergé dans un cryostat (15) qui maintient l'argon à une température constante de 90 K, homogène dans tout le détecteur. Le cryostat est entouré d'une bobine

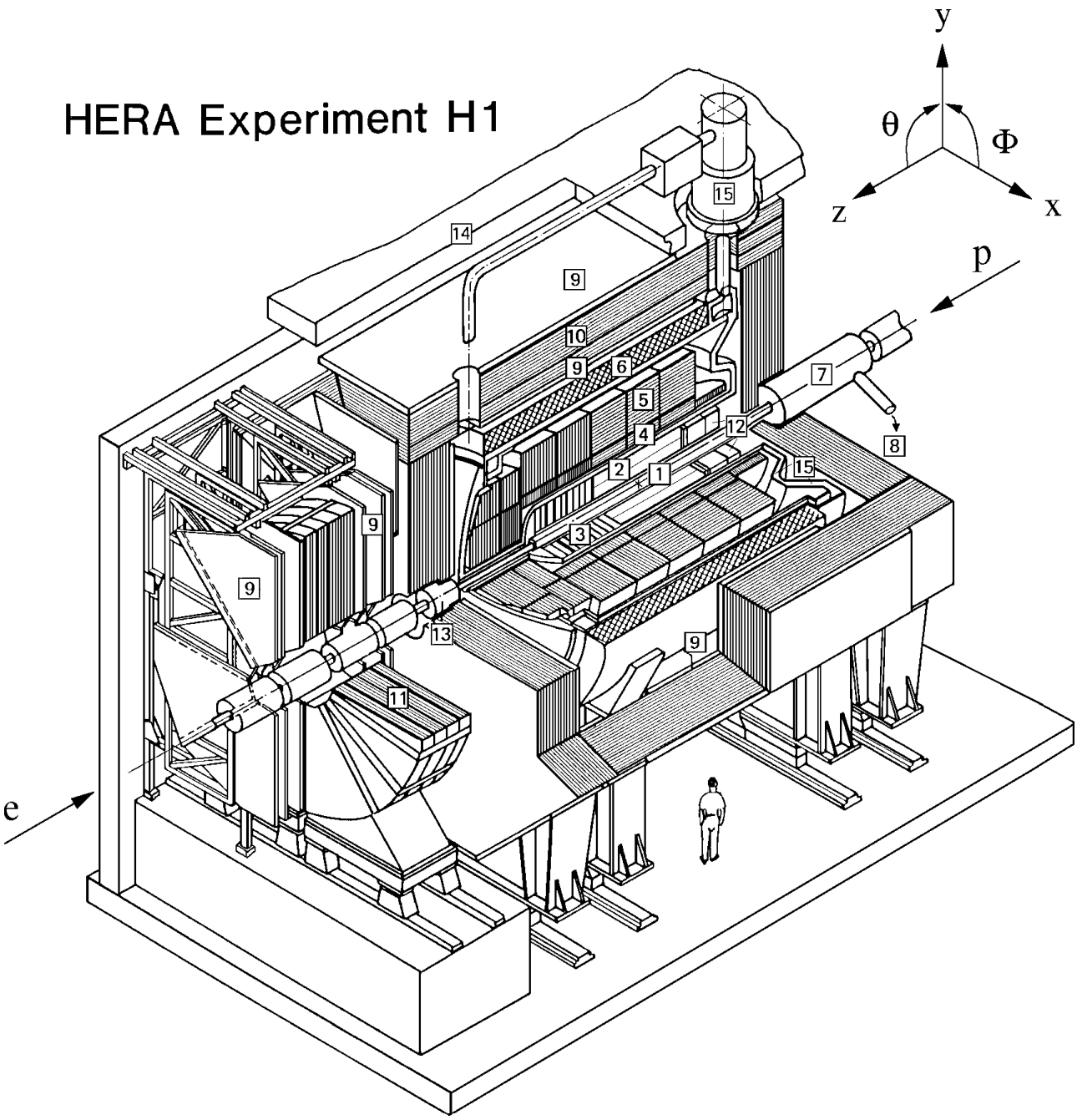


FIG. *3.3 – Vue isométrique du détecteur H1. Ses dimensions sont de* $12 \times 15 \times 10\,\mathrm{m}^3$ *pour un poids estimé à* 2800 t.

supraconductrice (6) qui crée un champ magnétique de 1.15 T parallèle à l'axe des faisceaux. Pour assurer le retour des lignes de champ, cette bobine est contenue dans une culasse en fer (10), instrumentée afin de permettre la mesure des fins de gerbe et l'identification des muons. L'ensemble est entouré par des chambres à muons (9). L'influence du champ magnétique sur l'orbite des faisceaux est corrigée par un aimant de compensation (7) situé à l'arrière du détecteur. Dans la direction des positrons incidents, le détecteur H1 est équipé d'une chambre à dérive disposée devant un calorimètre plomb/fibres scintillantes (12) de type SpaCal (*Spaghetti Calorimeter*). Un calorimètre (13) bouchon (PLUG) et des plans de scintillateurs (11) complètent le dispositif dans la partie avant du détecteur.

Trajectographie	Acceptance (θ)	σ_{p_t}/p_t
Avant (FTD)	5° - 25°	$0.02 \times p_t/\sin\theta$
Central (CTD)	15° - 165°	$0.006 \times p_t$
Arrière (BDC)	155° - 178°	
Calorimétrie	**Acceptance (θ)**	**σ_E/E**
électromagnétique	4° - 153° (LAr)	$0.12/\sqrt{E}$
	151° - 177.5° (SpaCal)	$0.075/\sqrt{E}$
hadronique	0.7° - 3.3° (PLUG)	$\sim 1.5/\sqrt{E}$
	4° - 153° (LAr)	$0.5/\sqrt{E}$
	153° - 178° (SpaCal)	$\sim 0.3/\sqrt{E}$

TAB. 3.2 – Acceptances angulaires et résolutions des principaux sous-système du détecteur H1.

Les régions en angle polaire que permettent de couvrir les principaux éléments du détecteur sont reportées dans le tableau 3.2. Les résolutions sur la mesure des impulsions des particules chargées et l'énergies des particules sont indiquées dans ce tableau.

3.3 Le trajectographe

Les trajectoires des particules chargées sont reconstruites par un système installé autour du tube à vide des faisceaux, dans le champ magnétique uniforme crée par la bobine supraconductrice. Il comporte trois ensembles de sous-détecteurs dont les positions sont indiqués sur la figure 3.4. Chacun assure une couverture azimutale complète. Le FTD (*Forward Tracking Detector*), le CTD (*Central Tracking Detector*) et la BDC (*Backward Proportional Chamber*) mesurent les traces dans les régions avant, centrale et arrière respectivement. La fonction principale de la BDC est de mesurer précisément la direction des leptons diffusés dans la région $155° < \theta < 178°$. Les informations qu'elles délivrent ne sont pas utilisées dans notre analyse. En 1995 et 1996, des détecteurs à silicone ont été installés au voisinage du point d'interaction dans les régions centrale (CST) et arrière (BST). Les données relatives à ces instruments n'ont pas étés utilisés.

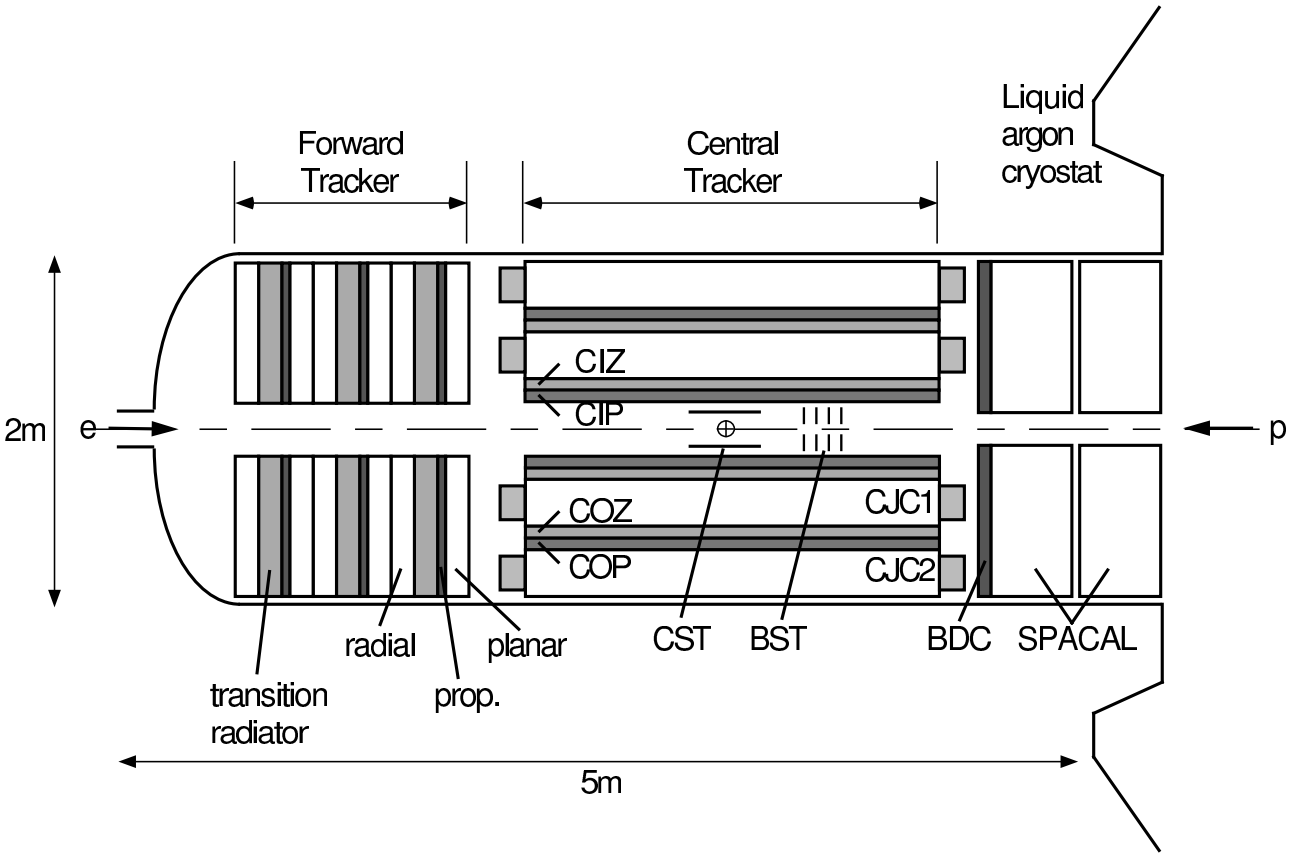


FIG. *3.4 – Vue en coupe longitudinale du trajectographe.*

3.3.1 Mesure des traces dans la région centrale

Le dispositif utilisé pour mesurer les traces centrales dans la région $15° < \theta < 165°$ est représenté sur la figure 3.5. Il repose sur deux grandes chambres à dérive concentriques CJC1, CJC2 (*Central Jet Chamber*). Ces chambres sont constituées de fils d'anode long de 2.2 m, tendues parallèlement aux faisceaux et entourées de deux plans de fils de cathode qui forme le champ électrique de dérive. Les fils sont regroupés en 30 cellules dans la chambre interne CJC1 et 60 cellules dans la chambre externe CJC2. Les cellules sont orientées de façon a former un angle de 30° avec la direction radiale. Ceci permet de compenser la déviation de la trajectoire des électrons d'ionisation due au champ magnétique. De plus, avec cette disposition, les particules traversent plusieurs cellules de sorte que les effets dus aux inhomogénéités du champ de dérive au voisinage des fils se compensent réduisant ainsi les erreurs expérimentales. Les signaux enregistrés dans ces chambres sont utilisés pour déterminer l'impulsion transverse des particules avec une précision $\delta p_t/p_t < 0.006 p_t/\,\text{GeV}$. Ils servent en outre à mesurer la perte d'énergie dE/dx (avec une résolution de $\sim 10\%$) pouvant être utilisée dans l'identification des particules. La résolution dans le plan (r, ϕ) est de 170 μm. La comparaison des signaux à chaque extrémité des fils d'anode permet d'obtenir une mesure de la coordonnée z avec une résolution (2.2 cm) suffisante pour faire le lien avec les informations délivrées par les chambres à dérive en z CIZ (*Central Inner z-Chamber*) et COZ (*Central Outer z-Chamber*).

Les chambres CIZ et COZ possèdent une structure polygonale dont les rayons moyens sont de 18 cm et 47 cm respectivement. Elles permettent de reconstruire la coordonnée z des traces avec une résolution de 300 μm.

Le dispositif est complété par deux chambres proportionnelles multi-fils CIP (*Central Inner Proportional chamber*) et COP (*Central Outer Proportional chamber*). Celles-ci délivrent des signaux rapides avec une résolution temporelle inférieure à la durée séparant deux croisements des faisceaux.

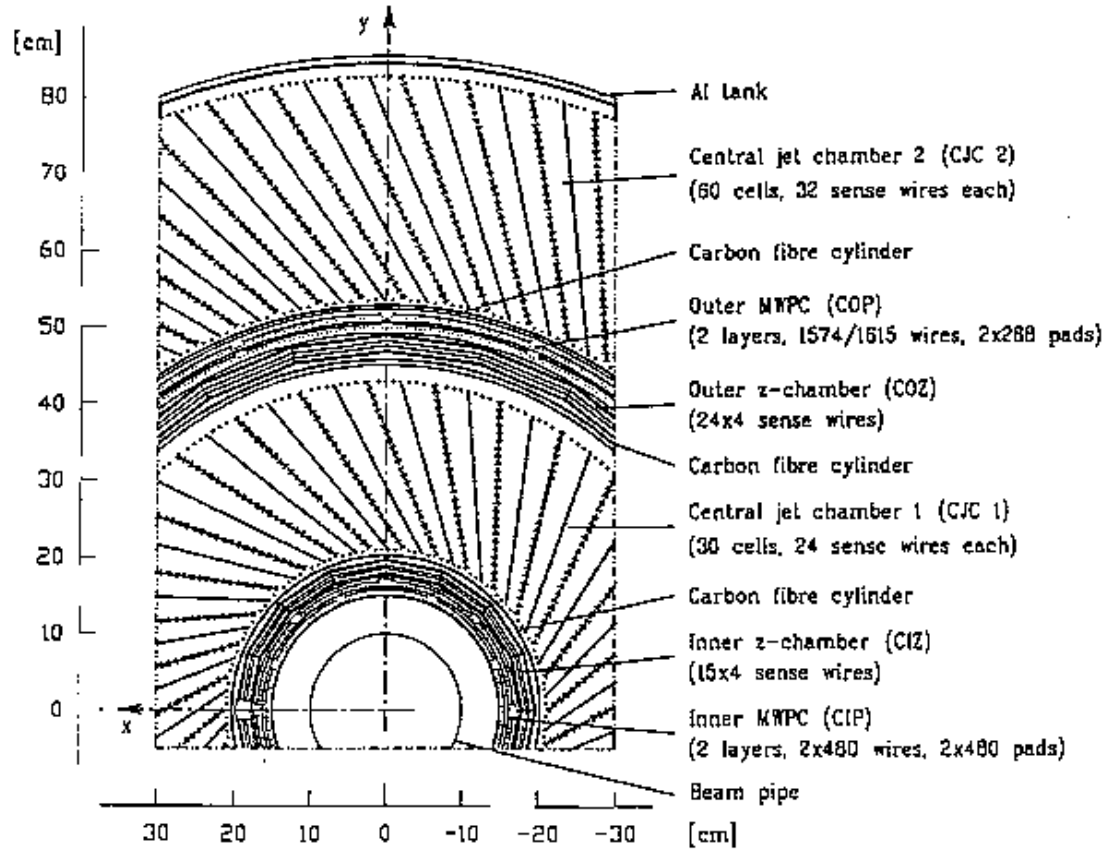


FIG. *3.5 – Le système de mesure des traces dans la région centrale vue en coupe dans le plan* (r, ϕ).

Les traces centrales sont utilisées dans nos analyses (cf. section 4.1.3) pour compléter l'information calorimétrique sur l'état final hadronique des collisions. Elles permettent d'améliorer la reconstruction des particules chargées de basse énergie.

3.3.2 Mesure des traces à l'avant

Le système situé à l'avant comporte trois modules identiques alignés suivant l'axe des faisceaux. Chaque modules est constitué d'une chambre à dérive planaire, d'une chambre proportionnelle multi-fils (FPC), d'un radiateur à transition et d'une chambre à dérive « radiale ». Les chambres planaires sont composées de trois plans chambres à dérive rectangulaire dont les axes sont orientés de 60° les uns par rapport aux autres. Les chambres radiales sont formées de fils pointant vers l'axe des faisceaux. Dans nos analyses seules les informations fournies par les chambres proportionnelles multi-fils sont utilisées, conjointement avec les CIP et COP, pour identifier l'instant temps t_0 où les faisceaux se croisent et pour disposer, au premier niveau

du déclenchement, d'une reconstruction rapide du vertex des événements. Ces chambres comportent deux plans de fils orientés suivant la direction **y** entre lesquels des damiers cathodiques de lecture sont disposés. Leur résolution temporelle estimée à partir des données *ep* est de 20 ns.

3.4 La calorimétrie

Tous les calorimètres utilisés par H1 fonctionnent sur le même principe. Ils sont composés d'une alternance de milieux passifs construits dans des matériaux denses et jouant le rôle d'absorbeur et de milieux sensibles destinés à échantillonner le développement des gerbes de particules crées lors du passage des particules primaires dans le milieu absorbant.

Dans les calorimètres électromagnétiques, les électrons et les photons perdent leurs énergie par *bremsstrahlung* et production de paires. Le développement des gerbes ainsi produites est caractérisé par la longueur de radiation X_0 du milieu absorbant définie par la longueur que doit traverser un électron dans ce milieu pour perdre en moyenne une fraction $(1-1/e)$ de son énergie. Le développement des gerbes hadroniques est contrôlé par les diffusions élastique et inélastique sur les noyaux nucléaires du milieu absorbant. Il est caractérisé par le libre parcours moyen entre deux diffusions, λ, encore appelée longueur d'interaction ou d'absorption nucléaire. Lorsque leurs énergies sont suffisamment faibles, les hadrons secondaires sont arrêtés par ionisation ou capture nucléaire. Le développement latéral et longitudinal des gerbes hadroniques est typiquement plus important que celui des gerbes électromagnétiques. Cette propriété est utilisée pour déterminer la nature des particules primaires.

Les quatre calorimètres du détecteur H1, le calorimètre à argon liquide, le SpaCal, le bouchon et le calorimètre « fin de gerbe » (*Tail Catcher*) couvrent presque hermétiquement la zone d'interaction. Dans ce travail le calorimètre à argon liquide fournit l'essentiel de l'information à partir de laquelle les jets sont reconstruits. En complément du SpaCal, il est également utilisé pour identifier les diffusions profondément inélastiques et permettre ainsi de les rejeter.

3.4.1 Le calorimètre à argon liquide

Le calorimètre à argon liquide entoure les détecteurs de traces. Pour limiter la quantité de matériaux morts dans la zone le séparant du point d'interaction, il est positionné à l'intérieur de la bobine supraconductrice. La figure 3.6 représente les vues en coupe longitudinales et transverse du calorimètre. Celui-ci est segmenté suivant l'axe **z** en huit roues. Les deux roues situées à l'avant du détecteur sont assemblées comme deux demi-anneaux. Elles comportent chacune deux parties, IF1, OF1 pour la roue située le plus à l'avant du détecteur et IF2, OF2 pour la suivante. Les parties OF1, IF2 et OF2 sont des sections hadroniques, IF1 une section électromagnétique. Les six roues appartenant à la région cylindrique, BBE, CB1, CB2, CB3, FB1 et FB2, sont divisées suivant l'angle azimutale en huit parties identiques. Chacun de ces octants comprend une section électromagnétique et une section hadronique, à l'exception de la roue BBE qui ne comporte qu'une section électromagnétique.

Le milieu absorbant utilisé est le plomb dans la section électromagnétique et l'acier inoxydable dans la section hadronique. La disposition des plaques d'absorbeur est indiquée sur la figure 3.6 en haut à gauche. L'épaisseur totale de la section électromagnétique varie entre 20 et 30 longueurs de radiation pour les électrons et entre 1 et 1.4 longueurs d'interaction pour

les hadrons. La profondeur totale du calorimètre varie entre 4.5 et 8 longueurs d'interaction nucléaire en fonction de l'angle polaire.

Le LAr comporte près de 45000 cellules munies d'un système de lecture indépendant. L'agencement des cellules est indiqué sur la figure 3.6 en bas à gauche dans la direction **z** et à droite dans le plan transverse. Chaque cellule est constituée de plaques d'absorbeurs auxquelles sont appliquées les hautes tensions. L'espace entre les plaques est rempli d'argon. Lorsqu'une particule chargée le traverse, les charges crées par ionisation, dont le nombre est proportionnel à l'énergie perdue par la particule, migrent et sont collectées par des plaques de lecture. Une fois le bruit électronique de la chaîne de lecture supprimé hors ligne (cf. section 4.1.1), la segmentation importante du calorimètre permet d'obtenir un pouvoir de discrimination e/π élevé [129] (au niveau de 10^{-3}).

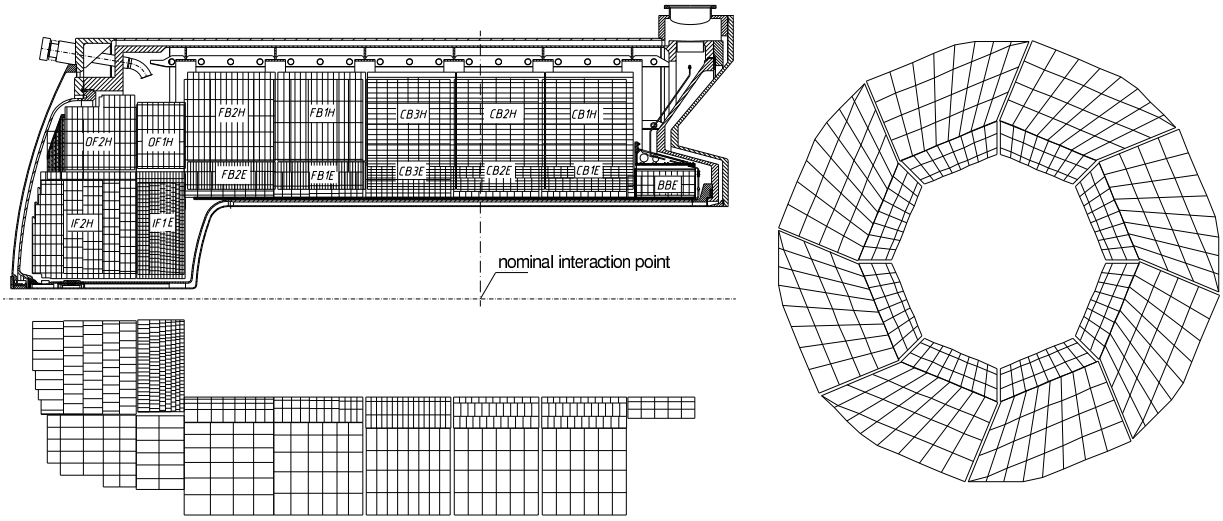


FIG. *3.6 – Représentations dans les plans (r, z) et (r, ϕ) du calorimètre à argon liquide.*

Le LAr est un calorimètre non compensé, ce qui signifie qu'il délivre un signal différent selon la nature de la particule qui y pénètre. En moyenne, la charge collecté pour un hadron est $\sim 30\%$ inférieure à celle collectée pour une particules électromagnétique de même énergie. Cet effet est corrigé à la reconstruction par une repondération des énergies associés aux dépôts hadroniques.

Les résolutions relatives en énergie du calorimètre ont été déterminées en faisceau test [130, 131]. Elles sont égales à $\sigma(E)/E = 12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (E exprimé en GeV) et $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ pour les électrons et les hadrons respectivement. L'échelle absolue d'énergie électromagnétique est connue avec une incertitude variant de 0.7% à 3% suivant les roues [132]. Dans les événements de diffusion inélastique profonde, l'énergie transverse du lepton diffusé est exactement égale à celle de l'état final hadronique. Ceci est mis à profit pour calibrer le calorimètre et déterminer l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie hadronique. Avec la calibration hadronique utilisée pour mesurer les jets de relativement faible énergie transverse (cf. chapitre 5), cette incertitude vaut 4% [133]. Nous montrerons dans le section 6.5 que l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie des jets de grande énergie transverse ($E_T^{jet} \geq 21$ GeV) est de 2%.

3.4.2 Le calorimètre SpaCal

Le calorimètre SpaCal [134] a été installé durant l'arrêt de la machine entre 1994 et 1995 en remplacement du calorimètre électromagnétique BEMC. Sa position à l'arrière du détecteur, entre le calorimètre à argon liquide et le tube à vide, est indiquée sur la figure 3.7. La région en angle polaire couverte par le SpaCal est comprise entre 153° et 177.8°. Il comporte une section électromagnétique et une section hadronique. La première, la plus proche du point d'interaction, permet la mesure des électrons dans les diffusions profondément inélastiques avec $1 < Q^2 < 100$ GeV^2. La partie hadronique permet de compléter la mesure des gerbes électromagnétiques et de reconstruire l'activité hadronique à l'arrière du détecteur. Comme le LAr, le calorimètre SpaCal est non compensé.

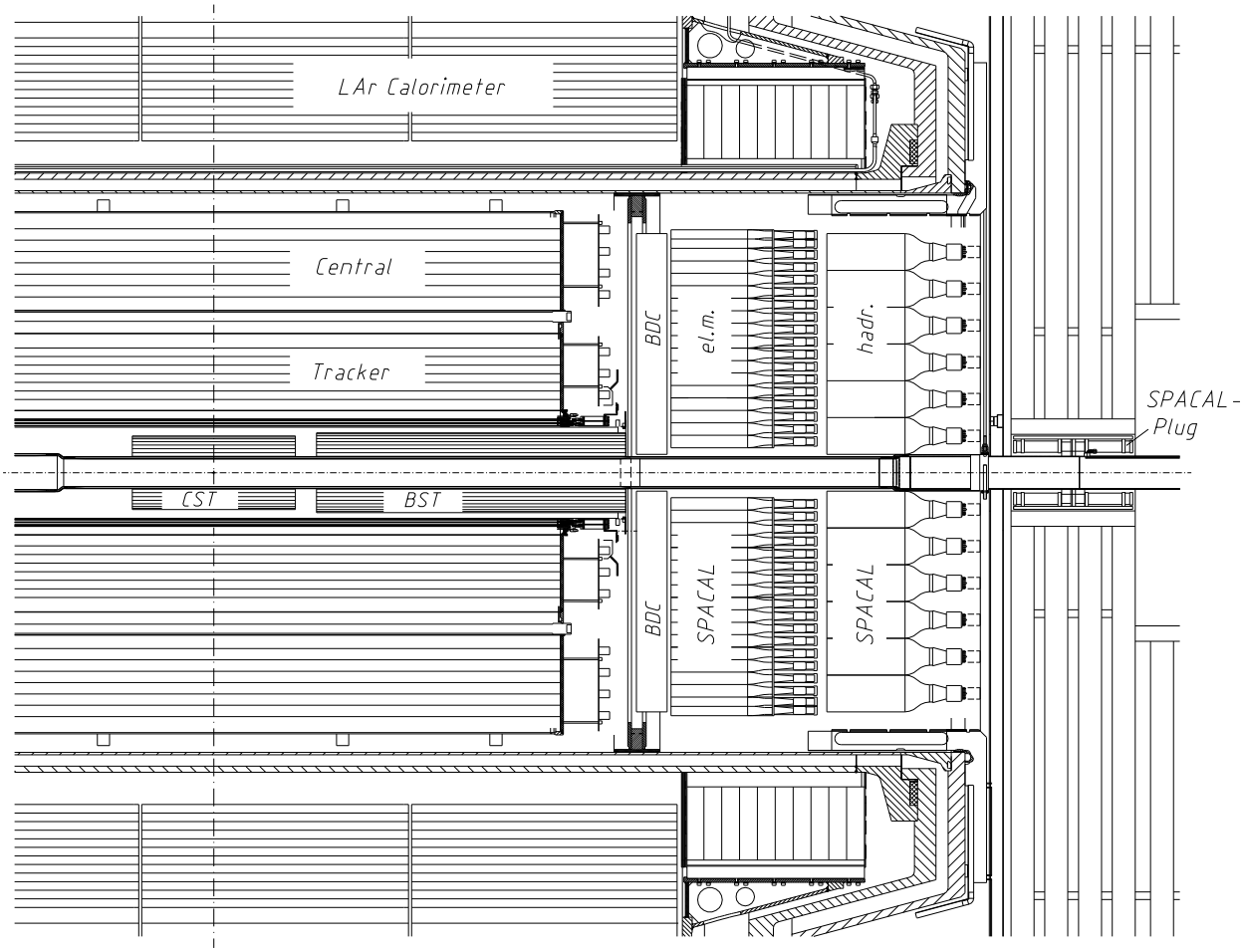


FIG. *3.7 – Vue en coupe longitudinale de la région arrière du détecteur H1.*

La section électromagnétique est segmentée en 1192 cellules possédant un volume actif de $4.05 \times 4.05 \times 25$ cm^3. Elles sont formées de plaques de plomb rainurées dans lesquelles sont insérées des fibres scintillantes de 0.5 mm de diamètre. Le rapport plomb/fibre résultant est 2.27 : 1 pour une longueur active de 27.47 X_0 suffisante pour contenir une gerbe initiée par un électron de 30 GeV. La lumière de scintillation de chaque cellule est convertie en impulsions électriques par des tubes photo-multiplicateurs. L'emploi de ces derniers et d'une chaîne électronique possédant un faible niveau de bruit (~ 3 MeV) assure une mesure fiable des dépôts de

basse énergie. De faibles seuils peuvent être ainsi utilisés dans la définition des conditions de déclenchement. La résolution en énergie pour les électrons a été déterminée en faisceau test [135]. Elle est parametrisée par $7.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. La résolution spatiale du calorimètre dans le plan transverse est également déterminée et vaut $\sigma_{xy} = 4.4 \text{ mm}/\sqrt{E} \oplus 1 \text{ mm}$.

La section hadronique du SpaCal comprend 136 cellules d'une taille de $12 \times 12 \times 12$ cm^3. Les fibres, du même type que dans la partie électromagnétique, possèdent un diamètre de 1 mm. Le rapport plomb/fibre de cette section vaut 3.4 : 1. La résolution en énergie obtenue pour les hadrons avec les deux sections du calorimètres est $\sim 30\%/\sqrt{E}$. La profondeur de l'ensemble correspond à 2.02 longueurs d'interaction.

Dans l'espace situé entre le tube à vide et la culasse en fer instrumentée, sont disposés douze modules supplémentaires (*backward PLUG*) qui permettent d'étendre la couverture angulaire du calorimètre jusqu'à $\theta = 178.7°$ donnant ainsi accès au domaine cinématique correspondant à la transition entre photoproduction et diffusion profondément inélastique.

L'information temporelle du calorimètre est mise à profit pour discriminer les interactions *ep* des bruits de fond induits par le faisceau de protons en amont du détecteur. Les particules produites dans ces bruits de fond pénètrent le SpaCal avec un temps τ d'avance sur le croisement des faisceaux. Au contraire, les produits d'une collision *ep* émis dans la direction du SpaCal arrivent avec un temps τ de retard sur le croisement des faisceaux. Le temps τ est donné par la distance entre le point d'interaction et la cellule fournissant la mesure du temps de vol (ToF). La résolution temporelle du calorimètre (0.4 ns) est suffisante pour effectuer la discrimination entre ces deux types d'événements et ainsi permettre le rejet en ligne de ce type de bruits de fond.

3.4.3 Le PLUG

Ce calorimètre est situé à l'avant du détecteur entre le tube à vide et le LAr. Il couvre la région angulaire $0.7° \leq \theta \leq 3.3°$. Le milieu absorbant est constitué de neuf couches planes en cuivre entre lesquelles sont positionnés huit couches de détecteur silicone. La longueur d'interaction totale est $\lambda = 4.25$. La résolution en énergie de ce calorimètre, déterminée à partir d'une simulation Monte-Carlo, est $\sigma_E/E = 150\%/\sqrt{E}$. Nous avons utilisé les données de ce détecteur uniquement pour sélectionner les événements diffractifs ne comportant pas d'activité dans la région avant (cf. annexe A).

3.4.4 Le calorimètre « fin de gerbe »

Ce calorimètre est positionné dans la culasse en fer assurant le retour des lignes de champ magnétique. Des chambres à dérive munies d'un seul fil sont disposées entre les couches de fer et délivrent des signaux analogique et numérique. Les premiers sont utilisés pour compléter la mesure des gerbes hadroniques non contenues dans les calorimètres. La réponse en énergie mesurée en faisceaux tests est linéaire jusqu'à 40 GeV avec une résolution de $100\%/\sqrt{E}$ (E en GeV). Les signaux numériques sont utilisés pour identifier les muons.

3.5 Mesure du temps de vol et système de veto

Le système de mesure du temps de vol (ToF) est utilisé pour rejeter les événements de bruit de fond initiés par les faisceaux en dehors de la région d'interaction. Il est basé sur une connaissance précise de l'instant, t_0, où les paquets de particules des faisceaux entrent en collision. Il est constitué de compteurs à scintillation, possédant une résolution temporelle d'environ 3 ns, disposés autour du tube à vide de part et d'autre du détecteur. Chaque compteur possède une fenêtre en temps définie à partir de sa position de manière à ce qu'une particule issue du point d'interaction traverse le compteur à l'intérieur de cette fenêtre. Les événements de bruit de fond qui produisent des particules arrivant en dehors de la fenêtre d'interaction peuvent ainsi être identifiés et rejetés par le système de déclenchement.

3.6 Mesure de la luminosité

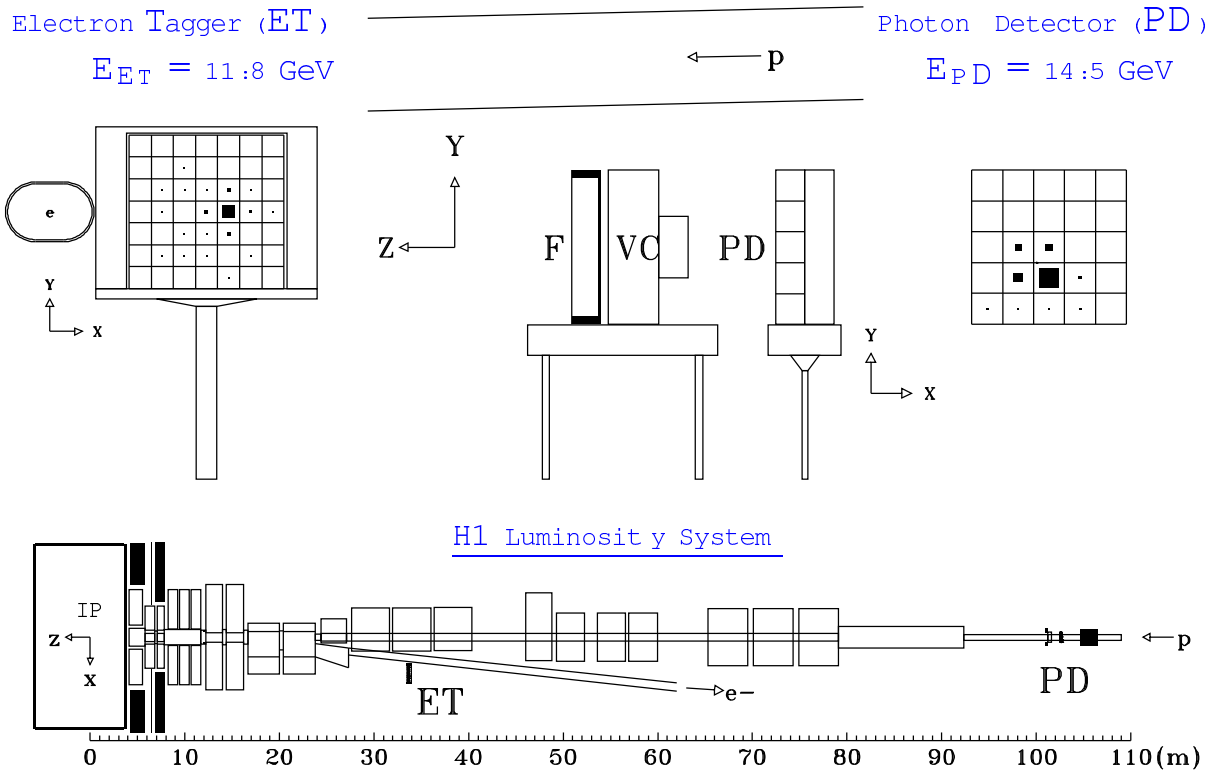


FIG. *3.8 – Disposition, le long de la ligne des faisceaux, des détecteurs d'électrons (ET) et de photons (PD) composant le luminomètre. Leurs positions par rapport au point d'interaction (IP) sont indiquées en bas. En haut, un événement Bethe Heitler pour lequel l'électron et le photon sont détectés par le luminomètre. Au centre : vue de coté du bras de détection des photons, constitué d'un filtre en plomb (F), d'un compteur Čerenkov à eau (VC) et du détecteur de photon.*

A HERA la luminosité est déterminée à partir de la mesure du taux de diffusion Bethe-Heitler. Ce processus étant purement électromagnétique, sa section efficace, σ_{BH}, est connue avec une grande précision. Le dispositif utilisé pour mesurer la luminosité est représenté sur la figure 3.8. Il est situé en aval du point d'interaction dans la direction des positrons incidents.

Dans les processus Bethe-heitler, le positron perd une fraction de son énergie et est diffusé avec un angle polaire $\sim 180°$. Sa trajectoire est défléchie en $z = -27.3$ m par les quadripôles situés en aval du détecteur (-23.8 m $< z < -5.8$ m) permettant ainsi sa détection par un calorimètre à cristaux (ET) situé à 33.4 m du point d'interaction. Un autre calorimètre (PD) du même type, situé à 102.9 m du point d'interaction, permet de mesurer le photon produit également dans la direction du positron initial. Le détecteur de photon est protégé des radiations synchrotron par un dispositif comprenant un filtre en plomb (d'épaisseur 2 X_0) et un compteurs Čerenkov à eau (1 X_0). La résolution en énergie des deux calorimètres ET et PD est $\sigma(E)/E = 25\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (E exprimé en GeV). Deux méthodes sont employées pour déterminer la luminosité :

Méthode de coïncidence. Cette méthode est utilisée pendant l'acquisition des données. Elle est basée sur la détection simultanée du positron et du photon émergeant du processus Bethe-Heitler.

Méthode « photon seul ». Cette méthode est employée pour calculer précisément la luminosité utilisée dans les analyses de physique. Elle repose sur le comptage du nombre de processus Bethe-Heitler, N_{BH}, pour lesquelles le photon est diffusé avec une énergie E_γ au dessus d'un seuil $E_{\min}$: $\mathcal{L} = N_{BH}(E_\gamma > E_{\min})/\sigma_{BH}(E_\gamma > E_{\min})$, où σ_{BH} désigne la section efficace du processus Bethe-Heitler. En notant W_i^{tot} et W_i^{bkg} les nombres totaux de diffusions Bethe-Heitler et d'événements de bruit de fond dans un sous-ensemble i[1] des données, la luminosité est obtenue suivant la formule :

$$\mathcal{L} = \frac{\frac{\sum_i (W_i^{tot}(E_{\min}) - W_i^{bkg}(E_{\min}))}{\epsilon_{trig}(E_{\min})}(1 - \delta_{n\gamma}(\mathcal{L}, E_{\min}))}{\sigma_{BH}(E_{\min})\mathcal{A}_\gamma(\Theta_x, \Theta_y)} \tag{3.1}$$

La principale source de bruit de fond correspond au *bremsstrahlung* sur le gaz résiduel présent dans le tube du faisceau de positron. Son taux est mesuré à partir des données relatives aux paquets de positrons pilotes. Dans les conditions nominales de luminosité il représente 10% du taux de diffusion Bethe-Heitler. La correction $\mathcal{A}_\gamma$ prend en compte l'acceptance géométrique limitée du détecteur de photon. Celle-ci dépend des angles de tilt Θ_x et Θ_y du faisceau de positron et vaut approximativement 98% pour les photons issus des diffusions Bethe-Heitler. Dans la formule 3.1, ϵ_{trig} désigne l'efficacité de la condition de déclenchement, fournie par le PD, utilisée pour effectuer la mesure. Le terme $\delta_{n\gamma}$ prend en compte l'effet d'empilement qui se produit lorsque plusieurs diffusions Bethe-Heitler se produisent dans un même paquet de positron. Cette correction dépend des conditions de luminosité et du seuil $E_{\min}$. Lorsque toutes les corrections sont appliquées, l'erreur systématique sur la mesure de la luminosité est égale à 1.5%.

3.7 Déclenchement et acquisition des données

A HERA les faisceaux de positrons et de protons se croisent à la fréquence de 10.4 MHz. Dans les conditions nominales de luminosité, le taux attendu des collisions *ep* intéressantes pour les études de physique est de l'ordre de la dizaine de Hertz, c'est à dire significativement plus faible que la fréquence à laquelle les différents sous-détecteurs délivrent des signaux ($\sim$ 100 kHz). Diverses sources de bruits de fond expliquent cette différence. Des muons d'origine cosmique ou des photons synchrotron émis par les positrons du faisceau peuvent interagir dans le détecteur,

[1]Les données enregistrées sont séparées en plusieurs sous-ensemble d'événements ou *runs* durant lesquels les conditions expérimentales (déclenchement, disponibilité des détecteurs, etc.) sont stables. Un *run* comporte typiquement quelques milliers d'événements.

les paquets de particules des faisceaux peuvent être déviés de leur orbite et entrer en collision avec les parois du tube à vide ou avec les éléments composant l'optique des faisceaux. Ils peuvent également interagir avec les molécules du gaz résiduel présent dans le tube à vide. Les particules issues de ces interactions peuvent induire des signaux dans les différents éléments du détecteur. Le système de déclenchement de H1 a pour objectif de sélectionner efficacement les interactions *ep* tout en rejetant la plus grande part de ces bruits de fond. Son organisation en quatre niveaux notés L1, L2, L4 et L5[2], est représenté sur la figure 3.9. Les niveaux L1, L2 et L4 fonctionnent en temps avec les croisements de faisceaux.

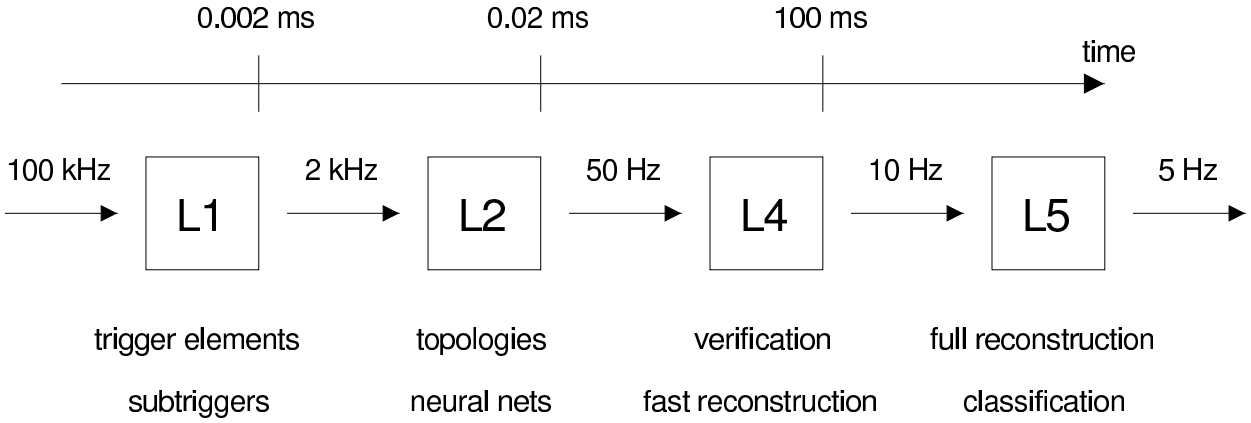


FIG. *3.9 – Représentation du système de déclenchement. Les taux d'événements en entrée et en sortie de chacun des quatre niveaux sont indiqués ainsi que les durées séparant le croisement des faisceaux et les prises de décision.*

L1 La décision de rejeter ou de conserver un événement est prise au niveau L1 sur la base de 192 informations logiques, appelées éléments de déclenchement, fournies par les sous-détecteurs. Afin de permettre à chacun d'entre eux de délivrer leurs éléments de déclenchement sans occasionner de temps mort, l'ensemble des informations est stocké dans un pipeline pour une durée de 2.3 μs (le temps de dérive maximal dans les CJCs, par exemple, est de $\sim 1.5\,\mu$s). A partir des éléments de déclenchement le système central d'acquisition forme 128 combinaisons logiques appelées conditions de déclenchement. Si au moins une de ces conditions est vraie pour un événement, un signal L1KEEP est envoyé à tous les sous-systèmes, l'écoulement des données dans le pipeline est arrêté et l'ensemble des informations transmises au niveau de déclenchement suivant.

L2 Le second niveau agit durant le premier temps mort de la chaîne de lecture. Il permet de vérifier la décision du niveau L1 en utilisant des algorithmes plus élaborés utilisant un réseau de neurones (L2NN) ou des critères topologiques (L2TT). L2 rend sa décision 20 μs après le croisement des faisceaux. Dans notre analyse, aucune condition L2 n'a été utilisée.

L4 Lorsque la décision de conserver un événement a été prise au niveau L2, les données délivrées par tous les sous-détecteurs sont lues et transmises au niveau L4. Celui-ci est basé sur une reconstruction simplifiée des événements effectuée par une ferme comportant une trentaine

[2]Un niveau L3 a été prévu mais reste inemployé à ce jour.

de processeurs fonctionnant en parallèles. L'information complète sur les événements est disponible de sorte que des rejets de bruits de fond supplémentaire peuvent être fait à ce niveau. Les événements acceptés à ce stade sont écrit sur bande avec taux d'écriture de $\sim 10\,\mathrm{Hz}$.

L5 Le dernier niveau est exécuté hors ligne. Les événements sont complètement reconstruits et classés suivant des critères définis par les groupes de travail de la collaboration. Les événements qui n'entrent pas dans la classification sont rejetés. Afin de conserver une information sur les événements rejetés par les niveaux L4 et L5, 1% d'entre eux sont conservés sur des cassettes séparées.

Afin d'exploiter de manière optimale le taux d'écriture sur bande, un facteur d'atténuation est assigné à chacune des conditions de déclenchement du niveau L1. Par exemple, si une condition de déclenchement est pondérée d'un facteur cinq, seul un événement sur cinq, satisfaisant cette condition, passe au niveau L2, les quatre autres étant rejetés au niveau L1. Ceci permet de réduire le taux d'écriture d'événements correspondant aux processus à très bas Q^2. Les taux de déclenchement au niveau L1 dépendent des conditions de faisceaux. Pour cette raison, les facteurs d'atténuation sont ajustés régulièrement durant les prises de données. Jusqu'en 1997 quatre phases étaient utilisées à cet effet avec pour chacune un ensemble de facteurs d'atténuation appropriés. Lorsque les particules dans les faisceaux ont atteint leur énergie nominale, la première phase commence. Les courants sont alors élevés et les taux de déclenchement importants. A mesure que les courants diminuent les phases suivantes sont sélectionnées. Nous concluons cette section par une description des principaux éléments de déclenchement entrant dans la définition des conditions de niveau L1 utilisées dans les analyses présentées aux chapitre 5 et 6.

Éléments de déclenchement du luminomètre

Les éléments de déclenchement LU_ET et LU_PD_low sont délivrés par les calorimètres ET et PD du système de mesure de la luminosité. Ces conditions sont validées lorsque l'énergie déposée dans les calorimètres correspondants excèdent une valeur seuil de 4 GeV et 2 GeV respectivement. La condition eTAG a pour objet de sélectionner les événements de photoproduction pour lesquels le positron est détecté par le ET. Elle est définie[3] par la condition LU_ET &!LU_PD_low &!LU_WatVet où LU_WatVet est vraie lorsqu'une activité est enregistrée dans le compteur Čerenkov placé devant le PD. Les deux dernières conditions ont pour fonction de limiter le taux de bruit de fond Bethe Heitler déclenchant LU_ET.

Éléments de déclenchement du vertex

La majorité des bruits de fond ne provenant pas de collisions *ep* peut être rejetée en imposant que soit reconstruit un vertex dans la zone d'interaction nominale. Les chambres proportionnelles CIP et COP du système de mesure des traces centrales et la chambre proportionnelle multi-fils FPC appartenant au premier module du système avant sont utilisées pour obtenir une détermination rapide du point d'interaction. Toute particule issue de ce point franchit nécessairement deux fois deux couches de chambres proportionnelles, soit dans la CIP et la COP, soit dans la CIP et le FPC (cf. figure 3.10). Les points d'impact mesurés par ces instruments sont combinées pour former des lignes droites ou *ray* dans le plan (r, z). Dans le plan perpendiculaire aux faisceaux, 16 secteurs en ϕ sont définis. Les points d'impact appartenant à des secteurs distincts sont traités séparément de sorte que la trajectoire très courbée d'une particule de

[3]Les symboles « & », « || » et «! » désignent les opérateurs logiques « et », « ou » et « non ».

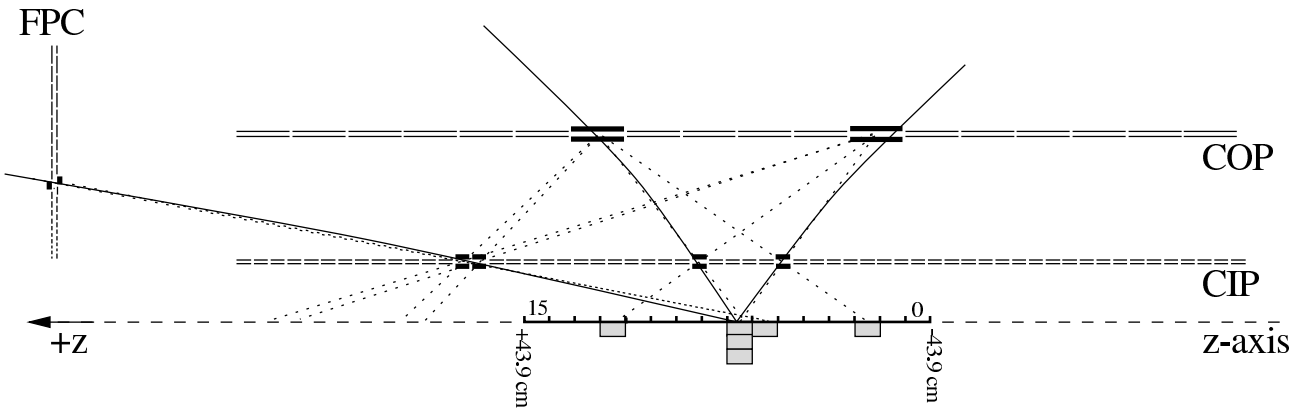


FIG. *3.10 – Formation de l'histogramme « z-vertex ».*

petite énergie transverse ($p_t \leq 150$ MeV) ne produise pas de *ray*. Les coordonnées suivant **z** des *rays* à $r = 0$ sont utilisées pour remplir l'histogramme « z-vertex » pour $|z| \leq \pm 44$ cm. Lorsque l'histogramme comporte au moins une entrée, l'élément de déclenchement zVtx_T0 est validé. Les entrées correspondant à de mauvaises associations de points d'impact dans les chambres en *ray* sont distribuées uniformément. Lorsqu'un pic se détache significativement de cette distribution plate, l'élément de déclenchement zVtx_sig est validé.

Le système « rϕ »

Une description complète de ce dispositif est présentée dans [136]. Le système rϕ utilise les signaux délivrés par les chambres à dérives centrales CJCs. Ils sont traités parallèlement par les chaîne de lecture et de déclenchement. Celle-ci forme des traces candidates à partir des signaux provenant de groupes contenant sept cellules dans la chambre interne CJC1 et trois cellules dans la chambre externe CJC2. Les temps de dérive dans les chambres pouvant s'étaler sur une grande période (~ 1 μs), les signaux entrent dans la chaîne électronique via des registres à décalage. Des masques sont utilisés pour reconstruire les traces candidates en identifiant les coïncidences. Le nombre de traces candidates reconstruites dont le moment transverse est supérieur à 420 MeV est utilisé pour former les éléments de déclenchement. Les conditions DCrϕ_T0 et DCrϕ_Tc en requièrent respectivement une et trois.

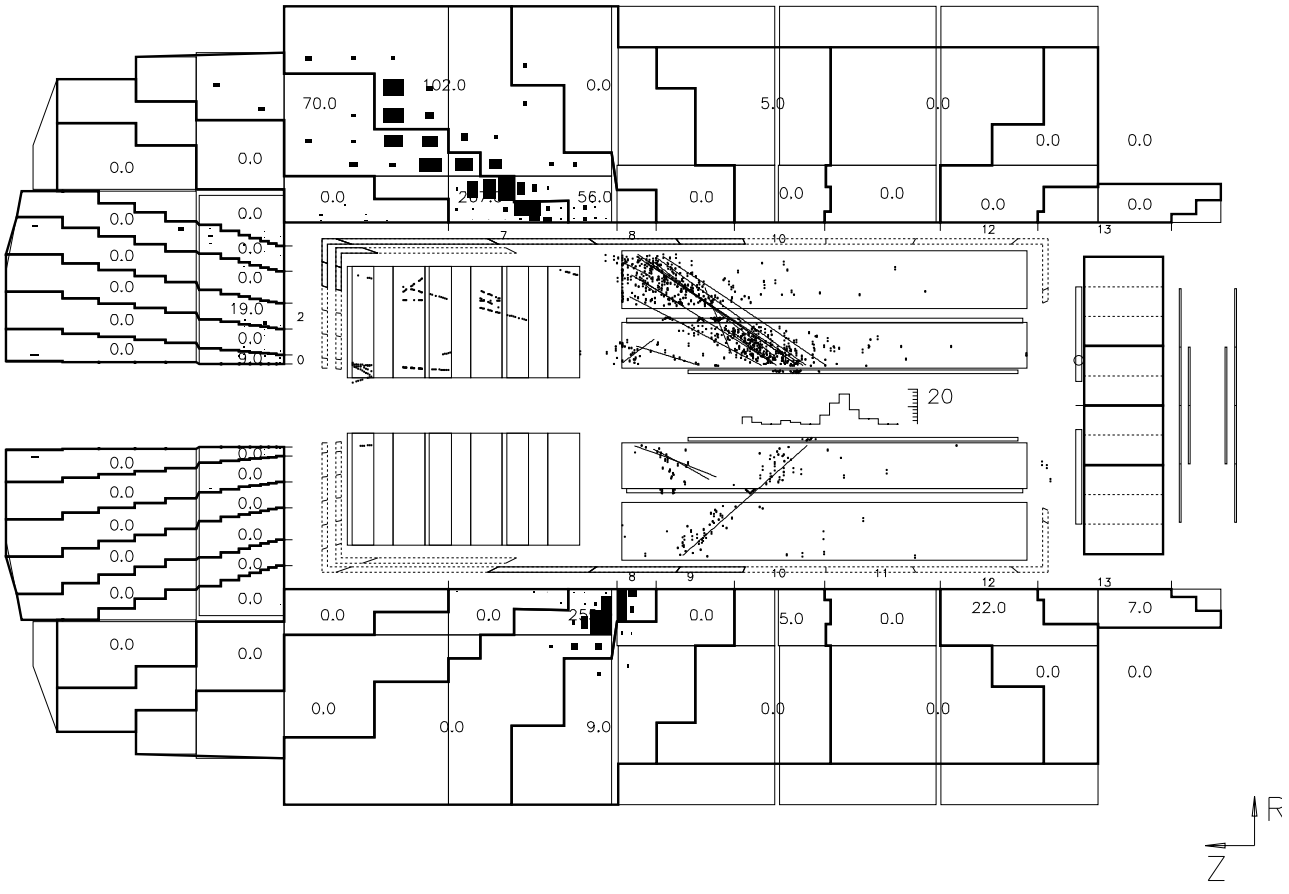
Éléments de déclenchement du SpaCal

Les conditions de déclenchement produites par le SpaCal sont définies à partir des sommes d'énergies déposées en temps (ToF) ou hors temps (AToF) avec le croisement des faisceaux. Ce détecteur est adapté pour sélectionner les diffusions profondément inélastiques à petit Q^2. Les conditions de déclenchement définies à cette effet, dénommés IET (inclusive electron trigger) utilisent la branche ToF et comparent les énergies déposées dans les tours de déclenchement de la section électromagnétique, comportant 16 cellules chacune, à trois seuils ajustables. Les éléments de déclenchement sont formés dans les régions interne (IET_Cen : $r < 16$ cm)et externe ($r > 16$ cm) du calorimètre. La comparaison des énergies totales déposées dans les partie électromagnétique et hadronique du calorimètre dans les branches ToF et AToF avec un seuil de 600 MeV, sont utilisés pour définir les éléments de déclenchement SPCLe_ToF_E_1, SPCLh_ToF_E_1, SPCLe_AToF_E_1 et SPCLh_AToF_E_1.

Éléments de déclenchement du LAr

Les cellules du calorimètre à argon liquide sont regroupées en « tours de déclenchement » (TT) situées dans la section électromagnétique ou la section hadronique du calorimètre. Elles sont rassemblées en 480 « grandes tours » de déclenchement (BT) orientées vers le point d'interaction (cf. figure 3.11). Une description complète du système de déclenchement du calorimètre à argon liquide ainsi qu'une présentation de ces performances est disponible dans [137]. Dans notre analyse des jets de grandes énergie transverse, nous avons utilisé les cinq éléments de déclenchement suivants :

LAr_T0 Cet élément est construit à partir des signaux fournis par les tours de déclenchement. Chacun d'entre eux est reproduit avec un décalage temporel de 500 ns. Les points d'intersection entre les signaux et les signaux décalés définissent les instants T0 pour les tours. Ces instants sont combinés au sein des grandes tours de déclenchement pour former les BT-T0. Si au moins l'un d'entre eux est en temps avec le croisement des faisceaux, l'élément de déclenchement LAr_T0 est validé.


70.0
102.0
0.0
5.0
0.0
0.0
0

LAr_electron Ces éléments de déclenchement sont validés si l'énergie déposée dans une tour de déclenchement est supérieure à certains seuils. Dans la région arrière, ces seuils étaient égaux, en 1996, à 6 GeV et 7.5 GeV pour les conditions LAr_electron_1 et LAr_electron_2 respectivement. En 1997, le seuil utilisé pour valider LAr_electron_2 fut abaissé à 1 GeV. L'énergie déposée dans le calorimètre par une gerbe hadronique est répartie entre plusieurs tours. Les conditions LAr_electron sont utilisées pour déclencher les événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre avec $Q^2 \geq 100\,\mathrm{GeV}^2$ en identifiant le positron diffusé (cf. figure 3.11). Les seuils sont fixées de manière à ce que les taux de déclenchement soient tels que ces conditions puissent être utilisées sans que l'emploi d'un facteur d'atténuation soit nécessaire. Les seuils utilisés avec les tours situées à l'avant du détecteur sont plus élevés afin de tenir compte du bruit de fond induit par les faisceaux plus importants dans cette région.

LAr_Etmiss Cette condition repose sur l'énergie transverse manquante déposée dans le calorimètre. Celle-ci est reconstruite à partir des signaux délivrés par les grandes tours de déclenchement :

$$\not{E}_T = \sqrt{\left(\sum_i E_i^{BT} \sin\theta_i^{BT} \cos\phi_i^{BT}\right)^2 + \left(\sum_i E_i^{BT} \sin\theta_i^{BT} \sin\phi_i^{BT}\right)^2}$$

où θ_i^{BT}, ϕ_i^{BT} et E_i^{BT} désignent les angles et l'énergie déposée dans la grande tour d'indice i. Pour tenir compte des conditions de bruit de fond, seules les grandes tours dans lesquelles l'énergie déposée est supérieure à un seuil variable avec l'angle polaire participent à la somme. Les grandes tours situées au plus proche de la ligne des faisceaux sont en outre exclues. Dans la région centrale, la valeur des seuils est élevée (6 GeV) pour tenir compte du bruit électronique de la chaîne de lecture. Les éléments de déclenchement LAr_Etmiss>1, LAr_Etmiss>2 et LAr_Etmiss>3 sont validés lorsque $\not{E}_T$ est supérieure à 4.5 GeV, 6 GeV et 7.5 GeV respectivement. La condition LAr_Etmiss>2 est utilisée pour l'acquisition des événements de diffusion profondément inélastique courant chargé. Les événements que nous considérons dans notre analyse de doivent pas posséder d'énergie transverse manquante de sorte que seule la condition LAr_Etmiss>1 entre dans le définition des conditions de déclenchement que nous avons utilisé.

LAr_Etrans>2 La somme scalaire des énergies transverse est reconstruite à partir des signaux délivrés par les grandes tours de déclenchement et comparer à un seuil.

LAr_IF>1 Cet élément indique les événements pour lesquels une grande énergie est déposée dans les cellules situées à l'avant ($\theta \leq 25°$) du détecteur près du tube à vide.

Chapitre 4

Outils et méthodes d'analyse

Ce chapitre rassemble les principales informations sur les outils et méthodes mis en oeuvre dans les analyses de données présentées aux chapitres 5 et 6. Les étapes de la reconstruction de l'état final hadronique des événements sont dans un premier temps expliquées. La recherche des positrons diffusés dans les événements de diffusion profondément inélastique est brièvement exposée ainsi que l'identification des bruits de fond induit par le passage de muons dans le détecteur. Enfin la simulation du détecteur et la méthode utilisée pour corriger les données font l'objet de la dernière section.

4.1 Reconstruction

Les signaux délivrés par les différents sous-détecteurs ne sont pas directement utilisables dans les analyse de physique. Le programme H1REC [138] assure la reconstruction des données brutes en objets (amas et traces) représentant l'état final des collisions. Nous donnons ici une description de la reconstruction de ceux utilisés directement dans notre analyse.

4.1.1 Reconstruction des amas dans le calorimètre LAr

Les amas électromagnétiques et hadroniques appartenant au calorimètre à argon liquide représentent l'information principale à partir de laquelle la recherche de jets est effectuée dans notre analyse. La construction des amas suit les méthodes suivantes :

Réduction du bruit

Le bruit électronique de la chaîne de lecture introduit un piédestal sur la mesure de l'énergie déposée, E_{ce}, dans les cellules du calorimètre. Ce piédestal est distribué suivant une loi gaussienne de largeur $\sigma_{el} \sim 10 - 30$ MeV. Une atténuation en ligne de ce bruit est réalisée en ne conservant que les cellules pour lesquelles : $|E_{ce}| > f.\sigma_{el}$ avec $f = 2$ pour celles appartenant aux roues BBE et CB, $f = 2.5$ dans les roues FB et $f = 3$ dans les roues IF. Durant la reconstruction hors ligne seules les cellules non isolées telles que $|E_{ce}| > 4\sigma_{el}$ sont conservées. L'utilisation des cellules avec une énergie négative permet de compenser partiellement le bruit des cellules d'énergie positive. La contribution totale du bruit est estimée à partir des événements déclenchés aléatoirement (c'est à dire ne comportant aucune activité). Elle correspond à un effet de valeur moyenne 0.1 GeV avec une largeur de 0.5 GeV.

Correction des matériaux morts

Avant de parvenir au calorimètre, les particules issues du point d'interaction doivent traverser une quantité, variable avec l'angle polaire, de matériaux dans lesquelles elles interagissent et déposent de l'énergie. La valeur moyenne de l'énergie perdue dans les matériaux morts est déterminée à partir d'une simulation détaillée du détecteur. Elle est ajoutée à l'énergie déposée dans la première couche de cellules calorimétriques traversées par la particule. L'énergie perdue entre les roues et les octants est estimée de la même manière. Elle est ajoutée aux cellules les plus proches des espaces interstitiels.

Formation des amas

Les cellules du calorimètre dans lesquelles une énergie positive est déposée sont combinées en amas suivant une procédure en deux étapes. Dans un premier temps les cellules adjacentes appartenant aux mêmes couches « longitudinales » du calorimètre (c'est-à-dire perpendiculaires à la ligne des faisceaux dans les roues IF et parallèles dans les autres) sont combinées pour former des amas bi-dimensionnels. Les amas en trois dimensions sont construits en associant les amas bi-dimensionnels voisins. A ce stade, les cellules dont l'énergie est issue d'une gerbe électromagnétique appartiennent le plus souvent à un même amas tandis que celles traversées par une gerbe hadronique se répartissent dans plusieurs amas. Dans une seconde étape, les cellules d'énergie négative sont inclues dans les amas. Ceux qui, à la suite de cette étape, possèdent une énergie négative sont rejetés. Une amélioration de l'atténuation du bruit est enfin obtenue en attribuant une énergie de 1 MeV à toutes les cellules non associées aux amas. A ce stade, le bruit est nul en valeur moyenne avec une largeur de 0.25 GeV. Un amas non contigu à deux séparations entre octants, qui possède une énergie supérieure à 1 GeV, dont au moins 80% est déposée dans la section électromagnétique du calorimètre, et qui est compatible avec une grande probabilité[1] au signal laissé par un électron est dit électromagnétique [139]. Les amas d'énergie supérieure à 1 GeV qui ne sont pas électromagnétiques sont appelés hadroniques.

Repondérations des amas hadroniques

Le calorimètre à argon liquide est non compensé et l'énergie associée aux amas hadroniques doit être repondérée. La méthode utilisée a été optimisée avec des données prises en faisceaux test et en utilisant une simulation détaillée du calorimètre. Pour les amas hadroniques dont l'énergie est inférieure à 7 GeV, une repondération linéaire est appliquée : l'énergie associée aux cellules de la section électromagnétique (respectivement hadronique) du calorimètre est multipliée par 1.353 (respectivement 1.608). Ceux dont l'énergie est supérieure à 10 GeV sont traités itérativement en utilisant une fonction exponentielle dépendant de l'angle polaire, de l'énergie et du volume de l'amas. Enfin, les amas d'énergie intermédiaires sont repondérés en interpolant linéairement les deux méthodes précédentes.

4.1.2 Reconstruction des traces

Les traces sont reconstruites à partir des points de passage dans les chambres. Elles sont utilisées pour déterminer le point d'interaction des événements. Lorsqu'une trace possède une distance minimale d'approche au vertex suffisamment petite, le point d'interaction est utilisé dans l'ajustement de la trace aux différents points afin d'améliorer la mesure de son impulsion

[1] Cette probabilité est définie au moyen des estimateurs EAK0 et EAH4 représentant les fractions de l'énergie contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre déposée dans la première couche de cellules d'une part et appartenant aux quatre cellules les plus énergétiques d'autre part.

transverse. Suivant l'angle polaire, on distingue les traces centrales (reconstruites avec le CTD), les traces avant (reconstruites dans le FTD) et les traces mixtes. Dans notre analyse nous avons utilisé les traces centrales associées au vertex et dont le moment transverse est inférieur à 2 GeV pour compléter la mesure de l'énergie hadronique des événements.

4.1.3 Définition de l'état final hadronique

Il existe différentes approches pour mesurer l'état final hadronique à partir des informations reconstruites dans le détecteur. Celle que nous avons utilisée [140] combine les traces reconstruites dans les chambres centrales avec les amas reconstruits dans le LAr et le SpaCal.
Les « bonnes » traces[2] d'impulsion transverse inférieures à 2 GeV sont sélectionées. La valeur de ce seuil est justifié par le fait que la résolution sur la mesure de l'impulsion des particules chargées est supérieure à celle obtenue avec le LAr, uniquement à petit p_t ($\sigma(p)/p \propto p$). Les traces sont extrapolées à la surface du calorimètre. Lorsque cela n'est pas possible, du fait de leurs courbures trop importantes, leurs quadri-vecteurs sont directement inclus dans la définition de l'état final hadronique. A chacunes des autres, on associe la somme, E_{amas}, des énergies déposées dans un cylindre de rayon $R = 25(50)$ cm situé dans la section électromagnétique (hadronique) du calorimètre autour du point d'impact extrapolé. Si l'energie de la trace, $E_{tr}(= |\mathbf{p_{tr}}|)$, est supérieure à E_{amas}, seule l'information de la trace est utilisée pour la reconstruction de l'état final hadronique. Dans le cas contraire, l'information calorimétrique est également utilisée avec la procédure suivante : le quadri-vecteur correspondant est formé en classant les amas appartenant aux cylindres par ordre décroissant en fonction de leur distance au point d'impact extrapolé. Leurs énergies sont successivement soustraites de E_{amas} jusqu'à ce que la différence entre E_{tr}, et l'énergie soustraite, E_s, soit inférieure à la résolution, $\sigma(E_{amas})$, sur la mesure de E_{amas}. Lorsque la suppression d'un amas supplémentaire entraîne l'inégalité $E_s > E_{tr} + \sigma(E_{amas})$, l'amas correspondant est conservé et son énergie pondérée de manière à ce que $E_s = E_{tr}$. Les amas contribuant à E_s sont associés pour former le quadri-vecteur combiné qui servira à la mesure de l'état final hadronique. Tous les « objets » (traces seules, amas seuls, traces et amas combinés) ainsi définis sont utilisés pour la reconstruction des jets.

4.2 Identification des positrons diffusés

Dans le chapitre 6, nous utilisons les identificateurs de positrons diffusés dans les calorimètres SpaCal et LAr pour rejeter les diffusions profondément inélastique courant neutre.

L'algorithme utilisé pour la recherche des positrons dans le SpaCal est défini dans [141, 142]. Le candidat positron est défini comme le dépot le plus énergetique reconstruit dans le calorimètre. L'amas doit posséder une énergie supérieure à 5 GeV et satisfaire plusieurs critères qui limitent la probabilité de mauvaise identification d'un hadron (principalement π^0) au positron. Le rayon transverse du candidat positron doit être plus petit que 3.5 cm afin de rejeter les amas hadronique qui sont, en moyenne, plus étalés. L'énergie déposée dans la section hadronique du SpaCal, dans un cône, d'angle d'ouverture 4°, dont l'axe est défini par la direction du candidat doir être inférieure à 1 GeV. L'efficicté d'identification des positrons dans le SpaCal dépend légèrement de la condition de déclenchement utilisée pour sélectioner les événements au niveau L1. Lorsque les conditions IET sont utilisées elle est globalement supérieure à 99% si l'énergie du positron est supérieure à 3 GeV.

[2]Les principaux critères requis pour qu'une trace soit qualifiée de « bonne » sont : i) sa longueur est supérieur à une longueur minimale, ii) elle débute au voisinage du vertex de l'interaction.

Dans [143], l'algorithme utilisé pour la recherche des positrons dans le LAr est explicité. Il combine l'information des détecteurs de traces et du calorimètre pour identifier les objets compatibles avec un positron. L'énergie minimale des candidats est de 5 GeV. L'efficacité globale d'identification des positrons diffusés dans les événements de diffusion profondément inélastiques à grand Q^2 est estimée à $93.9 \pm 0.1\%$ à partir d'un lot d'événements courant neutre à $Q^2 \geq 100$ GeV^2 simulés avec DJANGO (cf. section 6.1.2). La figure 4.1(1) montre l'efficacité calculée en fonction de l'azimut du positron généré. La figure 4.1(2) montre l'efficacité moyenne au voisinage de la séparation des octants du calorimètre (*cracks* en ϕ). Dans la région des *cracks*, l'efficacité décroît à $\sim 8\%$ dans un intervalle de largeur $\sim 1°$. La valeur ajustée de l'efficacité en dehors des *cracks* en ϕ est $97.6 \pm 0.1\%$.

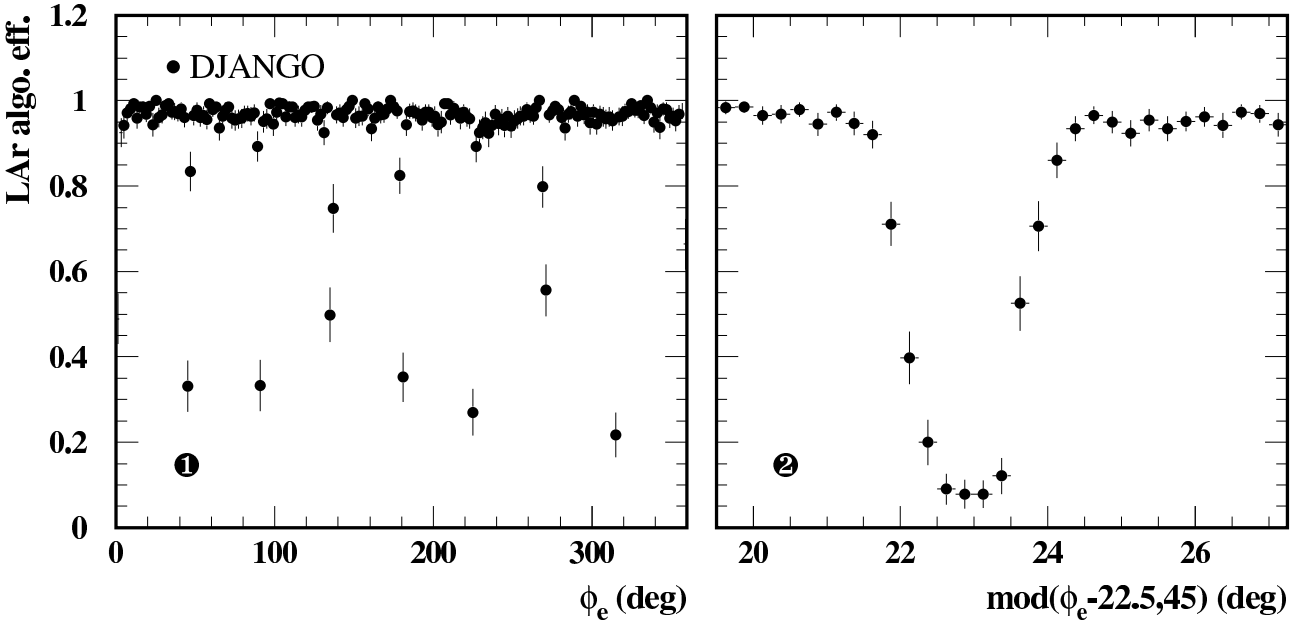


FIG. *4.1 – Efficacité, calculée avec DJANGO, d'identification du positron diffusé dans les événements courant neutre à $Q^2 \geq 100$ GeV^2 en fonction de l'azimut (1). Efficacité moyenne autour des* cracks *en ϕ séparant les octants du calorimètre (2).*

4.3 Rejet des muons de bruit de fond

L'ensemble d'identificateurs de muons utilisé dans le chapitre 6 pour rejeter le bruit de fond non physique est documenté dans la référence [144]. Nous indiquons sommairement les informations utilisées pour identifier les muons du halo puis les cosmiques.

Identification des muon du halo :

- HALAR reconnaît les dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide distribués suivant une ligne parallèle aux faisceaux,
- HAMULAR utilise la corrélation entre l'énergie déposée dans le calorimètre à argon liquide, à l'exception de la roue IF, et la région arrière du fer instrumenté,
- HAMUNU utilise la corrélation entre l'énergie déposée dans les régions avant et arrière du fer instrumenté,
- HASPALAR corrèle l'énergie déposée dans la partie interne de la roue IF du LAr avec celle déposée dans le calorimètre SpaCal,

- HAMUIF utilise la corrélation entre l'énergie déposée dans la roue IF et la région arrière du fer instrumenté.

Identification des muon du rayonnement cosmique :

- COSMUNU utilise uniquement l'information fournie par le fer instrumenté. Il identifie les paires de traces diamétralement opposées pouvant être laissées par le passage d'un muon cosmique,
- COSMULAR recherche, à la différence de COSMUNU, les événements ne comportant qu'une trace dans le fer instrumenté mais pour lesquels un dépot d'énergie associé est reconstruit dans le calorimètre à argon liquide,
- COSTALAR permet de relier deux dépôts mesurés dans le calorimètre « fin de gerbe » à des dépôts dans le calorimètre à argon liquide dans le cas où le passage d'un muon cosmique ne laisse aucune trace dans le fer instrumenté mais seulement de l'énergie,
- COSTRACK utilise uniquement l'information délivrée par les CJCs pour identifier les paires de traces diamétralement opposées pouvant être laissées par le passage d'un muon,
- COSLAR reconnaît les événements possédant un amas dans le LAr étalés longitudinalement et pour lequel la fraction d'énergie déposée dans la section électromagnétique du calorimètre est faible.

4.4 Simulation et correction des données

Les simulations Monte-Carlos des processus physiques, décrites dans la section 2.4.1, sont utilisées pour corriger les données des effets dûs aux résolutions finies des sous-détecteurs, estimer les efficacités de sélection des coupures expérimentales et comparer les mesures aux prédictions de différents modèles. Les principes de la simulation du détecteur sont présentés, puis la méthode de correction des données est expliquée en détail.

4.4.1 Simulation du détecteur

La simulation s'organise en deux stades. Dans un premier temps, le générateur d'événements produit une liste de quadri-impulsions associées à des particules identifiées conformément à un modèle donné. Au « niveau parton » l'état final des événements générés comporte les quarks et les gluons émis lors de la cascade de partons. Conformément au modèle d'hadronisation inclus dans le Monte-Carlo, ces derniers sont convertis en hadrons stables. Ceci définit l'état final au « niveau hadron ». La seconde étape consiste à simuler leurs interactions avec le détecteur. Le programme H1SIM [145], basé sur GEANT [146], est utilisé à cet effet. Il contient une description complète du détecteur, incluant les acceptances géométriques des divers instruments, leurs résolutions en énergie ou en impulsion, leurs résolutions temporelle, la distribution et la nature des différents matériaux, etc. H1SIM simule tous les processus physiques associés aux passages de particules dans les sous-détecteurs. Une fois la réponse de ces derniers simulée, les événements se présentent sous une forme identique à celle des données brutes et sont reconstruits de la même façon avec H1REC. Finalement, le « niveau détecteur » de la description de l'état final des événements simulés est disponible.

4.4.2 Corrections des données

Lorsque l'on mesure une quantité physique dans une expérience, même après suppression ou soustraction des bruits de fond et correction des inefficacités de déclenchement, la distribution

mesurée $\mathcal{O}$ diffère de la *vraie* distribution $\hat{\mathcal{O}}$, en raison d'une part des coupures de sélection et d'autre part des migrations imputables aux résolutions et acceptances limitées des détecteurs. Si l'observable est définie dans un espace de phase à n dimensions $x_1, \ldots, x_n$, on peut formellement exprimer ce point de la manière suivante :

$$\mathcal{O}(x_1, \ldots, x_n) = \int dx'_1 \ldots dx'_n \mathcal{T}(x_1, \ldots, x_n; x'_1, \ldots, x'_n) \hat{\mathcal{O}}(x'_1, \ldots, x'_n) \tag{4.1}$$

où $\hat{\mathcal{O}}$ désigne la *vraie* quantité et $\mathcal{T}$ la fonction de transfert représentant les effets combinés de l'appareillage et de la procédure expérimentale. En général, ces derniers sont complexes, et $\mathcal{T}$ n'est pas calculable analytiquement. En pratique elle est déterminée à partir de Monte-Carlos, l'espace de phase est discretisé et l'équation 4.1 peut être reformulée sous une forme matricielle. En notant $\hat{\mathcal{O}}_j$ la valeur de l'observable *vraie* dans la cellule (ou *bin*) j de l'espace de phase et $\mathcal{O}_i$ la valeur de l'observable mesurée dans la cellule i, la matrice de transfert, $\mathcal{T}$, est définie par :

$$\mathcal{O}_i^{MC} = \sum_j \mathcal{T}_{ij}^{MC} \hat{\mathcal{O}}_j^{MC} \tag{4.2}$$

Dans notre cas, l'observable est la section efficace inclusive de jets en photoproduction et l'espace de phase est déterminé par les variables y, E_T^{jet} et η^{jet}. Les éléments de matrice $\mathcal{T}_{ij}^{MC}$ représentent les probabilités conditionnelles qu'un jet soit reconstruit dans la cellule i au niveau détecteur quand il est généré dans la cellule j au niveau hadron. Les quantités $\mathcal{O}_i^{MC}$ et $\hat{\mathcal{O}}_j^{MC}$ désignent les nombres de jets reconstruits dans la cellule i et générés dans la cellule j respectivement. Dans l'équation 4.2 le label MC rappelle la dépendance implicite dans le choix du Monte-Carlo. Pour corriger la mesure expérimentale il faut *a priori* inverser la matrice de transfert :

$$\hat{\mathcal{O}}_i = \sum_j (\mathcal{T}^{MC})_{ij}^{-1} \mathcal{O}_j \tag{4.3}$$

ce qui n'est pas toujours possible [147]. Si l'on dispose toutefois d'une statistique suffisante pour déterminer les éléments de matrice $\mathcal{T}_{ij}^{MC}$ et que l'on choisit les cellules telles que la matrice de transfert puisse être inversée, l'équation 4.3, bien que mathématiquement définie et en principe précise, conduit en pratique, à des résultats instables numériquement [148].

Lorsque les cellules sont choisies avec des « dimensions » grandes devant les résolutions expérimentales, les migrations entre cellules peuvent être négligées. Dans ce cas, les éléments de matrice non-diagonaux de $\mathcal{T}_{ij}^{MC}$ disparaissent et l'équation 4.3 devient :

$$\hat{\mathcal{O}}_i = \mathcal{O}_i / \mathcal{A}_i^{MC} \tag{4.4}$$

où l'acceptance est définie par : $\mathcal{A}_i^{MC} = \mathcal{O}_i^{MC} / \hat{\mathcal{O}}_i^{MC}$. En fait, le champ d'application de cette méthode de correction « *bin* par *bin* » n'est pas restreint au cas où les migrations sont négligeables si l'on dispose d'un Monte-Carlo décrivant en détail les données au niveau détecteur [149]. Dans ce travail, les sections efficaces inclusives de jets en photoproduction sont corrigées au niveau hadron suivant cette méthode. Pour cela, nous utilisons des lots d'événements simulés qui, comme nous le montrerons dans les chapitres 5 et 6, décrivent de manière acceptable, à la fois les efficacités de sélection et les distributions observées au niveau détecteur. En outre, afin de limiter les migrations, on imposera à chaque *bin* i mesuré une condition sur sa pureté, $\mathcal{P}_i$, et son efficacité, $\mathcal{E}_i$, définis par ($\mathcal{A}_i = \mathcal{E}_i / \mathcal{P}_i$) :

$$\mathcal{P}_i = \frac{\text{Nombre de jets appartenant à } i \text{ au niveau détecteur et au niveau hadron}}{\text{Nombre de jets appartenant à } i \text{ au niveau détecteur}} \tag{4.5}$$

$$\mathcal{E}_i = \frac{\text{Nombre de jets appartenant à } i \text{ au niveau détecteur et au niveau hadron}}{\text{Nombre de jets appartenant à } i \text{ au niveau hadron}} \tag{4.6}$$

Pour étudier ces quantités, il faut se munir d'une procédure permettant d'associer les jets reconstruits aux jets générés. Un jet au niveau détecteur est associé à un jet au niveau hadron si leur distance dans le plan (η, ϕ) :

$$\Delta R = \sqrt{\left(\phi^{jet} - \hat{\phi}^{jet}\right)^2 + \left(\eta^{jet} - \hat{\eta}^{jet}\right)^2} \tag{4.7}$$

est inférieure à $\Delta R^{\max} = 0.7$. Les jets « célibataires » sont pris en compte dans le calcul des puretés et des efficacités.

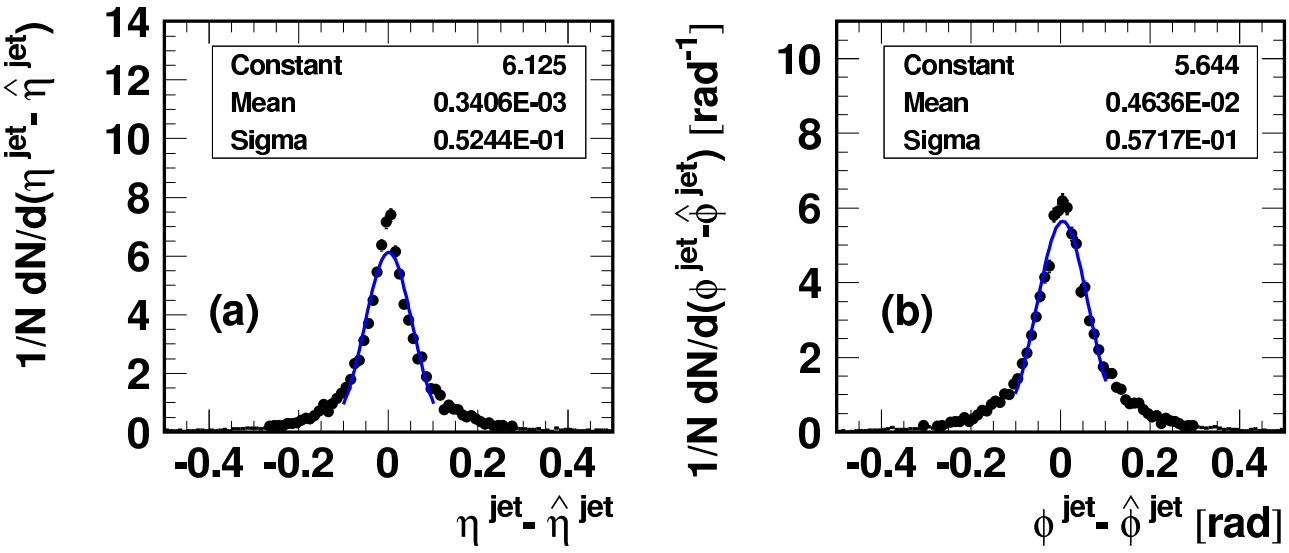


FIG. *4.2 – Résolution sur la mesure de la pseudo-rapidité (a) et de l'azimut (b) des jets estimées avec PYTHIA pour l'algorithme k_T. Les courbes et les valeurs indiquées sont les résultats d'ajustements gaussien.*

Les résolutions sur la pseudo-rapidité et l'azimut des jets ont étés déterminées (cf. figure 4.2) avec PYTHIA en comparant les jets générés au niveau hadron avec $E^{jet}_{T,had.} \geq 6$ GeV et $-1 \leq \eta^{jet}_{had.} \leq 2$ aux jets reconstruits au niveau détecteur avec $E^{jet}_{T,det.} \geq 5$ GeV et $-1 \leq \eta^{jet}_{det.} \leq 2.5$ et situés dans le même hémisphère en azimut (c'est-à-dire tels que $|\phi^{jet}_{det.} - \phi^{jet}_{had.}| \leq 90°$).
Avec l'algorithme k_T (respectivement de cône) elles sont d'environ 0.05 (respectivement 0.07). Les résolutions correspondantes à des seuil en énergie transverse plus élevés, $\simeq 15$ GeV et $\simeq 21$ GeV, sont d'environ 0.04 et 0.02 respectivement, sans différence notable entre les deux algorithmes. Compte tenu de ces résolutions, le choix de $\Delta R^{\max}$ est arbitraire et aucun des résultats présentés dans la suite n'est modifié si l'on varie ce paramètre de ± 0.2.

Chapitre 5

Analyse à petit E_T^{jet}

Dans ce chapitre, la méthode employée pour sélectionner les jets de petite énergie transverse produits en photoproduction est décrite. Après une description des critères de base, incluant les conditions de fonctionnement du détecteur et les conditions de déclenchement, devant être satisfaites par les données, la sélection d'un lot « tout venant » de photoproduction est expliquée. Ce lot est utilisé pour une étude du profil des jets en fonction de leur énergie transverse. Une fois le domaine cinématique de la mesure défini, les données sont comparées aux Monte-Carlos et les corrections utilisées pour corriger les données expérimentales des effets dûs à l'acceptance limitée du détecteur, aux migrations expérimentales et aux inefficacités de sélection sont estimées. L'étude des effets systématiques est présentée dans la dernière section. Les résultats dérivés de cette analyse seront donnés au chapitre 7.

5.1 Les lots d'événements

L'étude de la production de jets de petite énergie transverse en photoproduction nécessite l'emploi d'un lot d'événements enregistrés à l'aide de conditions de déclenchement introduisant le moins de biais expérimentaux possible. En 1997, la campagne de prise de données s'est achevée par une courte période dédiée aux analyses inclusives des événements « tout venants » en photoproduction et des événements de diffusion profondément inélastique courant neutre à bas Q^2. Dans la suite, nous donnons l'ensemble des pré-sélections définissant le lot d'événements utilisé dans notre analyse. Les lots d'événements Monte-Carlos utilisés pour corriger les données et pour les interpréter sont mentionnés à la fin de cette section.

5.1.1 Présentation des données

Les événements utilisés dans cette analyse ont été enregistrés durant des périodes où les CJCs, les CIP et COP, les calorimètres LAr et SpaCal, les systèmes de mesure du temps de vol et de la luminosité étaient dans des conditions nominales de fonctionnement.

Afin de limiter l'acquisition d'événements de bruit de fond, la condition d'étiquetage eTAG, définie dans la section 3.7, est utilisée au premier niveau de la chaîne de déclenchement. Celle-ci est construite à partir des informations délivrées par les calorimètres ET et PD appartenant au système de mesure de la luminosité. Elle sélectionne les événements pour lesquels l'énergie déposée dans le ET est supérieure à 4 GeV et celle déposée dans le PD inférieure à 2 GeV.

Le calorimètre ET assure une double fonction. Dans une collision ep où le positron est détecté par le ET, la virtualité du photon échangé est inférieure à 10^{-2} GeV^2. D'autre part l'énergie mesurée par ce détecteur, E_{ET}, permet d'estimer la variable d'échelle y, et corrélativement l'énergie dans le centre de masse $W_{\gamma p}$ des collisions :

$$y_{ET} = 1 - \frac{E_{ET}}{E_e} \ , \ W_{\gamma p}^2 = ys \tag{5.1}$$

L'information fournie par le détecteur de photon PD est utilisée pour réduire le taux des diffusion Bethe-Heitler satisfaisant la condition sur le ET.

Comme nous le verrons dans la suite, la condition eTAG seule ne permet pas de rejeter efficacement les superpositions d'événements de diffusion Bethe-Heitler étiquetés par le ET avec des événements de bruit de fond initié par les faisceaux. Pour cette raison, elle est complétée par des conditions fournies par le détecteur central. Les définitions des deux conditions de déclenchement, notées zVtx et SPCL, utilisées dans cette analyse sont données dans le tableau 5.1. Au cours de la prise de données, des facteurs d'atténuation différents ont étés assignés à chacune d'entre elles. Les luminosités équivalentes des lots d'événements correspondants sont indiquées dans la troisième colonne. Outre la condition eTAG, les conditions zVtx et SPCL requièrent respectivement d'une part la présence d'une particule chargée issue du point d'interaction et d'autre part l'absence d'énergie déposée hors temps dans le calorimètre arrière SpaCal (cf. pages 61 et 62).

Nom	condition de déclenchement	Luminosité (nb^{-1})
zVtx	eTAG & zVtx_T0	$465.6\,\mathrm{nb}^{-1}$
SPCL	eTAG & SPCLe_ToF_E_1 & !SPCLe_AToF_E_1 & !SPCLh_AToF_E_1	$378.4\,\mathrm{nb}^{-1}$

TAB. *5.1 – Définition des conditions de déclenchement du niveau L1 utilisées pour déclencher l'acquisition des collisions photon-proton et luminosité intégrée accumulée pour chacune d'entre elles.*

Au niveau L4 du système de déclenchement, les énergies, E_{ET} et E_{PD}, déposées dans les calorimètres ET et PD sont vérifiées. Les événements sont acceptés si $E_{ET} \geq 3$ GeV et $E_{PD} \leq 1.5$ GeV. Pour les événements déclenchés avec la condition SPCL, l'énergie déposée dans le calorimètre SpaCal doit être supérieure à 600 MeV.

On demande à ce que le point d'impact du positron diffusé sur la fenêtre de détection du ET doit distante de moins de 6.5 cm du centre de celle-ci. Cette condition assure que la gerbe électromagnétique est contenue dans le volume fiduciel du calorimètre ET. L'effet de cette coupure sur l'étiquetage des événements est pris en compte dans le calcul de l'acceptance géométrique du ET. Celle-ci est représentée sur la figure 5.1 en fonction de y_{ET}. La région grisée indique le domaine en y_{ET} conservé pour notre analyse :

$$0.3 \leq y_{ET} \leq 0.65 \tag{5.2}$$

et dans lequel l'acceptance géométrique est supérieure à 10%.

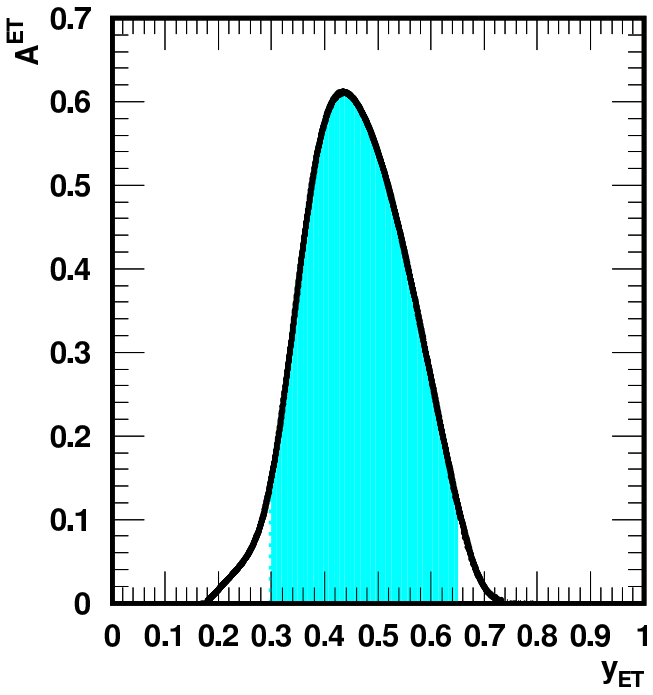


FIG. *5.1 – Acceptance géométrique réduite du calorimètre ET en fonction de y_{ET}. Le domaine conservé dans l'analyse est grisé.*

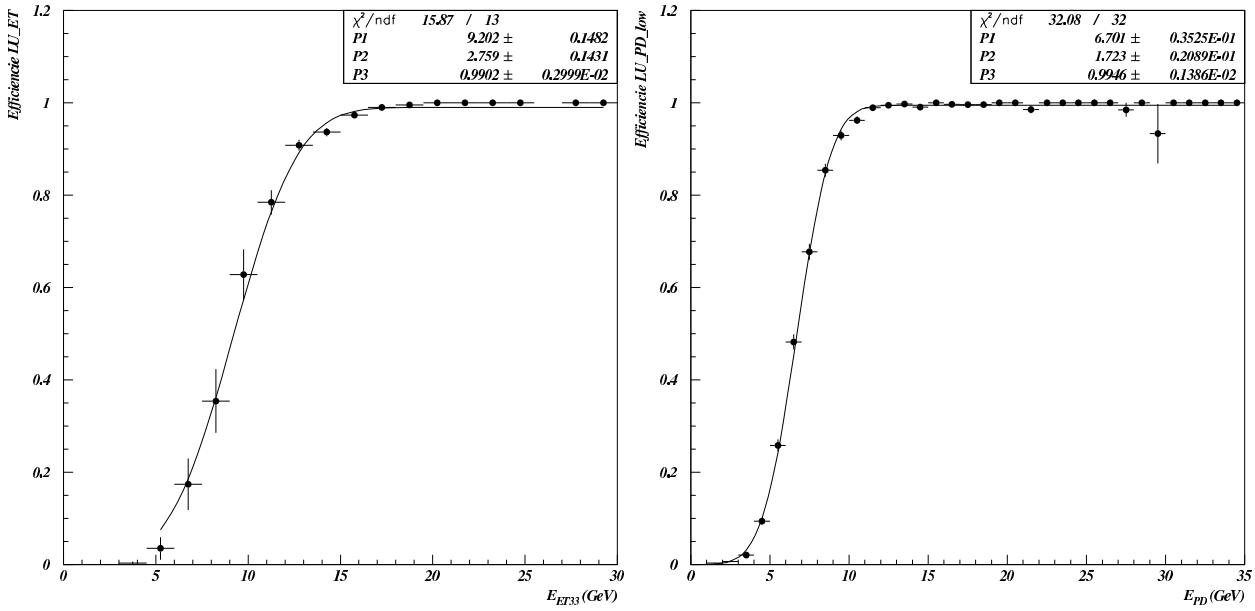


FIG. *5.2 – Efficacité de déclenchement des conditions LU_ET et LU_PD_low en fonction de l'énergie déposée dans les calorimètres ET et PD.*

La figure 5.2 représente les efficacités des éléments de déclenchement LU_ET et LU_PD_low, à partir desquelles est définie eTAG, en fonction de l'énergie déposée dans les calorimètres ET et PD. Elles ont été obtenues avec un lot de contrôle d'événements déclenchés aléatoirement. Les ajustements par des fonctions d'erreur gaussienne sont montrés par les courbes. Ils permettent d'estimer les seuils de déclenchement : $E^s_{ET} \sim 9\,\text{GeV}$ et $E^s_{PD} \sim 6\,\text{GeV}$ des deux conditions. Ces efficacités vont être utilisées dans la section 5.2 pour estimer les taux d'événements physiques et des événements Bethe Heitler déclenchant la condition eTAG.

5.1.2 Lots d'événements simulés

Deux lots d'événements de photoproduction générés par PHOJET et PYTHIA ont été utilisés dans cette analyse pour corriger et interpréter les données. Les événements Monte-Carlos ont été simulés dans le détecteur H1 en prenant en compte les conditions de fonctionnement effectives à la fin de l'année 1997. Les deux lots correspondent à une luminosité intégrée de 306 nb^{-1} et 644 nb^{-1} pour PHOJET et PYTHIA respectivement. Les paramétrisations GRV-LO des densités de partons dans le photon et le proton sont utilisées avec PHOJET. Un choix différent a été fait pour PYTHIA qui est utilisé avec les paramétrisations CTEQ5L et SaS1M pour décrire des densités de partons dans le proton et le photon. La génération des événements à été faite dans le mode « tout venant » dans le domaine cinématique défini par $0.25 \leq y \leq 0.85$ et $Q^2 \leq 10^{-2}\text{GeV}^2$. Les deux générateurs incluent une simulation de l'événement sous-jacent.

5.2 Identification et rejet des bruits de fond

Les événements intéressants pour notre analyse correspondent à des diffusions *ep* dans lesquelles le positron diffusé émet un photon quasi-réel ($Q^2 \leq 10^{-2}$ GeV^2) avant d'être détecté dans le calorimètre ET du luminomètre. Ceci a pour effet de déclencher la condition eTAG, l'activité dans la région d'interaction résultant de la diffusion entre le photon et le proton assurant que l'une au moins des conditions sur le vertex ou le SpaCal soit satisfaite. Plusieurs bruits de fond sont susceptibles de déclencher ces conditions. Comme on le verra plus bas, les plus gênants (c'est-à-dire ceux au taux le plus élevé) proviennent des superpositions d'événements activant indépendamment les éléments de déclenchement du luminomètre et du détecteur central.

5.2.1 Signal et bruits de fond : taux d'événements

Afin de déterminer la nature des bruits de fond devant être considérés dans la suite, nous envisageons tous les événements susceptibles de déclencher l'une des conditions sur le luminomètre, le vertex ou le SpaCal.

Dans un premier temps nous considérons la condition sur le luminomètre. Outre les événements physique que l'on souhaite étudier, elle est susceptible d'être satisfaite par des diffusions Bethe-Heitler pour lesquelles le positron est diffusé dans le ET et le photon ne déclenche pas la condition de veto sur le PD. Ceci peut être due à la non détection du photon (l'acceptance géométrique du PD pour les événements Bethe-Heitler n'étant pas égale à 100%) ou bien à l'inefficacité de déclenchement de la condition !LU_PD_low. Dans le tableau 5.2, nous avons reporté la valeur des taux de diffusions Bethe-Heitler calculés avec ou sans la condition sur le luminomètre à partir de l'expression de la section efficace de ce processus et des conditions de luminosité observées pour les données ($\mathcal{L} = 1.01\ 10^{31}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Avec la condition eTAG

imposée, le taux est calculé suivant la formule :

$$R_{BH}^{eTAG} = \mathcal{L} \int \frac{d\sigma^{BH}}{dE_\gamma} \mathcal{A}^{ET}(E_e - E_\gamma)\mathcal{F}^{ET}(E_e - E_\gamma) \left[(1 - \mathcal{A}^{PD}) + \mathcal{A}^{PD}(1 - \mathcal{F}^{PD}(E_\gamma))\right] dE_\gamma$$

où $\mathcal{A}^{ET}$ et $\mathcal{A}^{PD}$ désignent les acceptances géométriques des calorimètres ET et PD, $\mathcal{F}^{ET}$ et $\mathcal{F}^{PD}$ les efficacités de déclenchement des conditions LU_ET et LU_PD_low (La figure 5.9 montre les mesures de ces efficacités).

La diffusion d'une particule de l'un des faisceaux avec une molécule du gaz résiduel présent dans le tube à vide ou avec les parois de celui-ci peut donner lieu à une activité déclenchant les conditions sur le détecteur central si elle se produit au voisinage de la région d'interaction. Le taux de ce bruit de fond des faisceaux est reporté dans le tableau 5.2. La valeur indiquée, obtenue à partir de la référence [128], ne prend en compte aucun critère de déclenchement.

Un autre type d'événement pouvant être à l'origine du déclenchement des conditions sur le vertex ou le SpaCal est la création d'une gerbe électromagnétique dans le détecteur produit au passage d'un muon provenant du rayonnement cosmique à un instant appartenant à la fenêtre en temps des interactions (qui dépend de la position de la gerbe). La fréquence de passage des muons cosmiques dans le détecteur central est indiqué dans le tableau 5.2.

Les conditions sur le vertex ou le SpaCal, peuvent enfin être satisfaite par les diffusions *ep* indépendamment de la condition d'étiquetage eTAG. Ces événements correspondent majoritairement à la photoproduction dont le taux calculé est donné dans le tableau 5.2. L'expression suivante est utilisée pour estimer le taux du signal que l'on cherche à isoler :

$$R_{GP}^{eTAG} = \mathcal{L} \int \sigma_{\gamma p}(E_\gamma)\mathcal{A}^{ET}(E_e - E_\gamma)\mathcal{F}^{ET}(E_e - E_\gamma) f_{\gamma/e}(E_\gamma) dE_\gamma$$

où les expressions de la section efficace totale $\sigma_{\gamma p}$ et du flux de photon $f_{\gamma/e}$ sont données par les équations 1.50 et 1.45.

	Bethe-Heitler	Photoproduction	Cosmique	Bruit « faisceaux »
Total	1761	0.121	0.7	34
eTAG	18.2	0.012		

TAB. 5.2 – Taux exprimés en kHz, des processus Bethe-Heitler, des diffusions γp, du passage de muons d'origine cosmique dans le détecteur et des bruits de fond induits par les faisceaux.

Les taux des différentes superpositions[1] susceptibles de constituer un bruit de fond peuvent être estimés à partir du tableau 5.2. Il faut toutefois noter que leurs estimations, indiquées dans le tableau 5.3, supposent que les efficacités de déclenchement des conditions sur le vertex et le SpaCal soient égales à 100% indifféremment pour les bruits de fond induits par les faisceaux, les cosmiques ou pour la photoproduction. Cette hypothèse n'étant pas réaliste, le tableau 5.3 permet uniquement de donner une idée de la nature des principaux bruits de fond sans donner la contribution absolue de chacun d'entre eux.

[1]Le taux de superposition de deux événements indépendants A et B s'écrit : $R^{A\&B} = R^A R^B / f$ où $f \sim 10$ MHz est la fréquence de croisement des faisceaux.

Superpositions	Taux (Hz)
Bethe-Heitler (eTAG) & Bruit « faisceaux »	61
Bethe-Heitler (eTAG) & Cosmique	1.3
Bethe-Heitler (eTAG) & GP (!eTAG)	0.2

TAB. 5.3 – Taux estimés des principaux bruits de fond.

En raison de l'acceptance limitée du calorimètre PD et de l'inefficacité de la condition de veto sur ce détecteur, le taux de diffusion Bethe-Heitler satisfaisant à la condition eTAG est très supérieure a celui de la photoproduction étiquetée. Ceci démontre la nécessité d'adjoindre à cette condition une condition assurant une activité dans le détecteur central. Le tableau 5.3 montre que l'emploi d'une condition d'étiquetage pour sélectionner la photoproduction permet de réduire de deux ordres de grandeurs les taux des principaux bruits de fond. Il illustre également le fait que, dans le cadre de l'hypothèse faite plus haut, la contribution du bruit de fond induit par les cosmiques, ainsi que celle du bruit de fond physique est négligeable devant le bruit de fond des faisceaux.

5.2.2 Rejets des bruits de fond

Le bruit de fond dominant provient de la superposition d'une diffusion Bethe-Heitler déclenchant la condition eTAG avec un processus induit par les faisceaux. Nous présentons dans cette section les sélections définies pour réduire sa contribution à un niveau négligeable.

On note *Coll* un lot réduit d'événements utilisés dans cette étude. Des lots d'événements de contrôle, désignés *Ppil* et *Epil*, enregistrés avec des paquets de protons ou de positrons non appariés sont utilisés pour contrôler les bruits de fond induits par chacun des faisceaux. Les conditions de déclenchement requises pour ces événements sont, à l'exception de eTAG, identiques à celles utilisées pour l'acquisition du lot *Coll*. Le tableau 5.4 donne, pour les trois lots, les nombres d'événements qui satisfont aux conditions zVtx et SPCL & !zVtx. L'étude des bruits de fond est présentée pour ces deux combinaisons.

Déclenchement	*Coll*	*Ppil*	*Epil*
zVtx	6430	4835	7595
SPCL & !zVtx	2542	2612	6435

TAB. 5.4 – Nombres d'événements, satisfaisant aux conditions zVtx ou SPCL & !zVtx, présents dans les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil*.

Sélection sur l'énergie hors temps déposée dans SpaCal

On peut distinguer les bruits de fond induits par le faisceau de proton selon qu'ils se produisent en aval ou en amont du calorimètre SpaCal. Dans le premier cas de figure, la variable[2]

[2]Cette notation est utilisée pour designer la somme portant sur les objets i appartenant à l'état final : $\sum_i E_i - P_{z,i}$.

$(E - p_z)$ est proche de 0 et l'énergie déposée dans le détecteur est en temps avec le croisement des faisceaux. Dans le second cas, au contraire, $(E - p_z)$ peut prendre des grandes valeurs et l'énergie déposée dans SpaCal arrive antérieurement au croisement des faisceaux. On utilise les éléments de déclenchement de la branche AToF du SpaCal pour identifier et rejeter les événements de ce type. La condition de veto :

$$!\text{AToF} = !\text{SPCLe_AToF_E_1} \;\&\; !\text{SPCLh_AToF_E_1}$$

est déjà incluse dans la définition de SPCL et nous observons son effet sur les événements satisfaisant à zVtx.

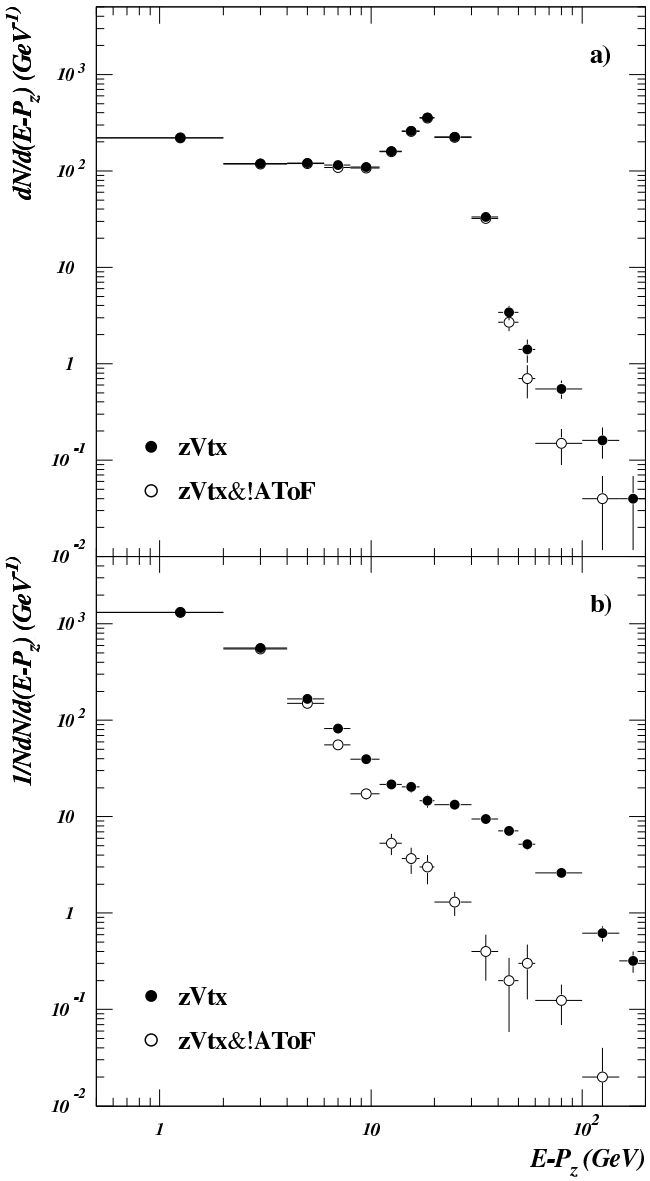


FIG. *5.3 – Distributions en $(E - p_z)$ des événements déclenchés par la condition zVtx appartenant aux lots* Coll *(a) et* Ppil *(b). Les distributions obtenues en demandant que la condition !AToF soit satisfaite sont indiqués en points blancs.*

La figure 5.3 montre les distributions en $(E - p_z)$ obtenues avec les lots *Coll* (a) et *Ppil* (b). Les points noirs correspondent aux événements satisfaisant à la condition zVtx, ceux en points blancs aux événements qui satisfont à zVtx & !AToF. La distribution observée dans le lot *Coll*

décroît à partir de 0 GeV puis amorce une remontée à environ 12 GeV. Elle atteint un maximum autour de 20 GeV puis décroît de nouveau à grand $(E - p_z)$. Dans les collisions photon-proton $(E - p_z)$ est relié à l'énergie du photon suivant la relation [150] : $E - p_z = 2y_{JB}E_e = 2E_\gamma$. Dans le domaine en y retenu dans l'analyse, $(E - p_z)$ doit donc varier entre ~ 16 GeV et ~ 36 GeV pour ce type d'événements ce qui est conforme à ce que nous observons.

La distribution obtenue avec le lot *Ppil* est continûment décroissante avec un plateau à $(E - p_z) \sim 15$ GeV supprimé par la condition !AToF. L'effet de cette coupure est significatif à partir de ~ 40 GeV dans le lot *Coll* et à partir de ~ 6 GeV dans le lot *Ppil*.

En mettant en regard les figures 5.3(a) et 5.3(b), nous concluons, qu'en plus des événements de photoproduction étiquetés, les deux types de bruits de fond mentionnés précédemment sont présents dans le lot *Coll*. Afin de réduire celui induit par le faisceau de proton en amont du SpaCal, nous demandons que la condition !AToF soit satisfaite par les événements déclenchés avec zVtx. Leurs nombres respectifs dans les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil* sont de 6310, 4038 et 7590 après coupure. L'effet de celle-ci sur les événements physiques doit être nul et est négligé.

Reconstruction d'un vertex

Dans les collisions photon-proton, l'activité hadronique produite doit être suffisante pour permettre la reconstruction de la position du point d'interaction. Par contraste, dans un événement de bruit de fond initié par l'un des faisceaux, du fait du fort décalage entre le référentiel du centre de masse de l'interaction et le référentiel du laboratoire, l'activité est concentrée dans le tube à vide. On s'attend alors à ce qu'un vertex pouvant être reconstruit dans le détecteur soit bien moins souvent présent dans ce type d'événements que dans les collisions physiques.

On cherche dans un premier temps à estimer les contributions des bruits de fond en imposant ou pas l'existence d'un vertex reconstruit. Ceci nous permettra d'estimer l'inefficacité de sélection des collisions photon-proton due à ce critère.

Déclenchement	f_{vrec}^{Coll} (%)	f_{vrec}^{Ppil} (%)	f_{vrec}^{Epil} (%)
zVtx	94.7 ± 0.3	94.7 ± 0.3	45.2 ± 0.6
SPCL & !zVtx	19.9 ± 0.8	17.4 ± 0.7	15.5 ± 0.4

TAB. 5.5 – Fractions des événements possédant un vertex reconstruit dans les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil* pour chacunes des conditions zVtx et SPCL & !zVtx.

Nous avons reporté dans le tableau 5.5 les fractions des événements pour lesquels un vertex est reconstruit dans les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil*.Les distributions correspondantes de la coordonnée z_v, suivant l'axe **z** de leurs vertex sont représentées sur les figures 5.4a-c. Les histogrammes hachurés montrent les contributions des événements satisfaisant à la condition SPCL & !zVtx.

Dans les collisions *ep*, la position du vertex est définie par le point de croisement des faisceaux. Sa coordonnée z_v est distribuée suivant une loi gaussienne. Les événements de bruits de fond initiés par les faisceaux ont une probabilité de se produire en tout point le long du tube à vide. En mettant en regard la distribution de z_v pour les données (figure 5.4(a)) avec celles présentées

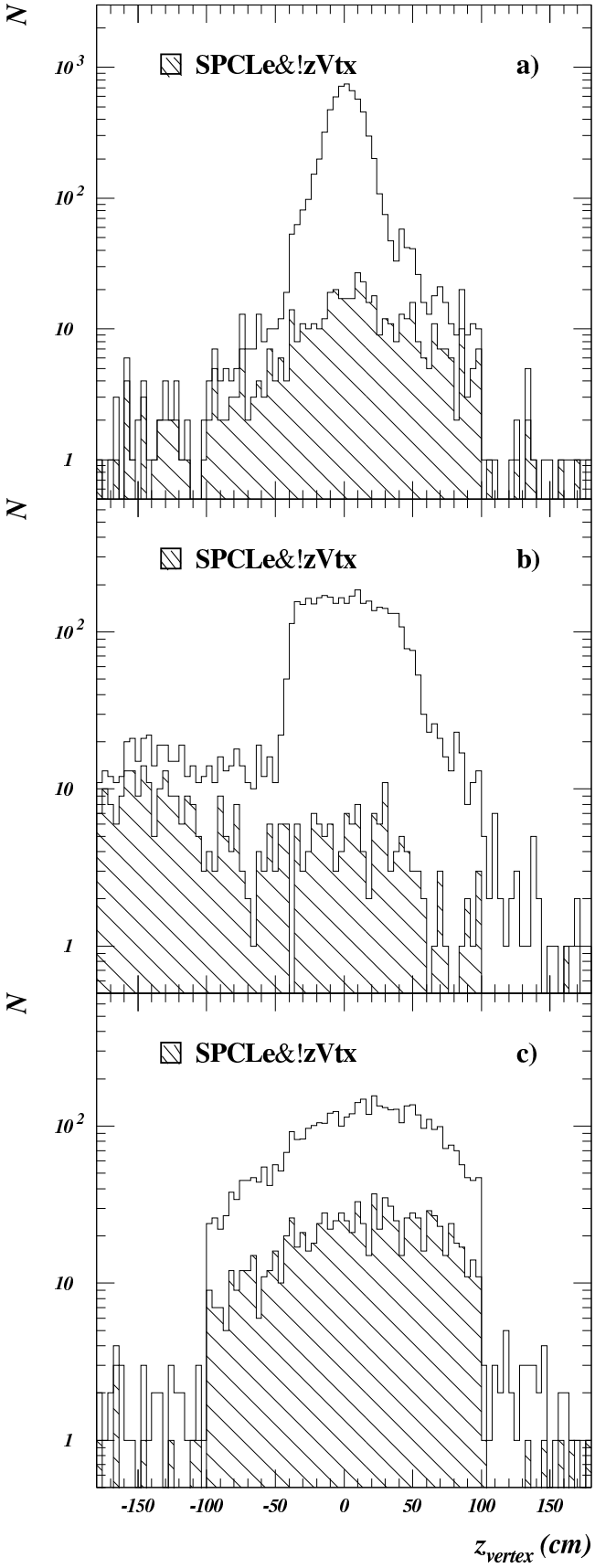


FIG. *5.4 – Distributions en z_v obtenues avec les lots* Coll *(a),* Ppil *(b) et* Epil *(c). Les histogrammes hachurés indiquent la contribution des événements déclenchés par $SPCL\&!zVtx$.*

pour les protons pilotes (figure 5.4(b)) et les positrons pilotes (figure 5.4(c)), nous pouvons interpreter sa forme comme la superposition de trois contributions : entre -30 et $+30$ cm les événements physiques (pic gaussien), les superpositions d'un événement Bethe Heitler, non rejeté par eTAG, et d'un bruit de fond initié par le faisceau de proton (permettant d'interpreter le décrochement à $z_v = -50$ cm ainsi que la déviation par rapport à la loi gaussienne dans la région $-50 \leq z_v \leq -30$ cm) et enfin, les superpositions d'un événement Bethe Heitler, non rejeté par eTAG, et d'un bruit de fond initié par le faisceau de positron (permettant d'interpreter les décrochements à $z_v = \pm 100$ cm). Les événements du lot *Coll* satisfaisant à la condition SPCL& !zVtx correspondent de manière prépondérante à du bruit de fond induit par le faisceau de positron : la position du vertex est distribuée à peu près uniformément dans la région $-100 \leq z \leq 100$ cm, de la même manière que les événements du lot *Epil* (figure 5.4(c)).

Afin de déterminer simultanément les contributions des différents bruits de fond, on ajuste la distribution différentielle en z_v observée dans le lot Coll avec la fonction :

$$\frac{N^{\gamma p}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\left(\frac{z_v - \mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right] + N^p \left(\frac{1}{N}\frac{dN}{dz_v}\right)^{Ppil} + N^e \left(\frac{1}{N}\frac{dN}{dz_v}\right)^{Epil}$$

où $\left(\frac{1}{N}\frac{dN}{dz_v}\right)^{Ppil}$ et $\left(\frac{1}{N}\frac{dN}{dz_v}\right)^{Epil}$ sont les distributions de z_v, normalisées au nombre d'événements, mesurées avec les lots *Ppil* et *Epil*. Le résultat des ajustements effectués pour les deux conditions de déclenchement zVtx et SPCL& !zVtx sont montrés sur la figure 5.5. Les valeurs correspondantes des cinq paramètres $N^{\gamma p}$, σ, μ, N^p et N^e sont indiquées dans le tableau 5.6.

Déclenchement	$N^{\gamma p}$	σ	μ	N^p	N^e	χ^2/n.d.f.
zVtx	4747 ± 95	11.2 ± 0.2	1.4 ± 0.2	1007 ± 121.7	189 ± 64	1.01
SPCL & !zVtx	161 ± 28	20.5 ± 3.9	4.3 ± 2.7		273 ± 29	0.98

TAB. 5.6 – Résultats obtenues pour les deux conditions de déclenchement par ajustement des distributions en z_v entre $\pm$ 100 cm. La contribution du bruit de fond de proton déclenché par SPCL & !zVtx a été négligée.

Déclenchement	Pureté (%)	proton (%)	positron (%)
zVtx	79.4 ± 1.4	16.8 ± 1.7	3.1 ± 1.0
SPCL & !zVtx	31.8 ± 4.2	négligé	53.8 ± 4.3

TAB. 5.7 – Puretés et contributions des bruit de fond induit par les faisceaux de proton et de positron dans le lot *Coll* pour les événements possédant un vertex reconstruit et satisfaisant aux deux conditions de déclenchement zVtx et SPCL & !zVtx.

Elles permettent de calculer la pureté ainsi que les pourcentages des bruits de fond du lot *Coll* indiqués dans le tableau 5.7. L'ajustement réalisé avec les événements déclenchés par SPCL& !zVtx donne une contribution du bruit de fond de proton compatible avec 0%. Connaissant, pour chacun des bruit de fond, les fraction d'événements possédant un vertex re-

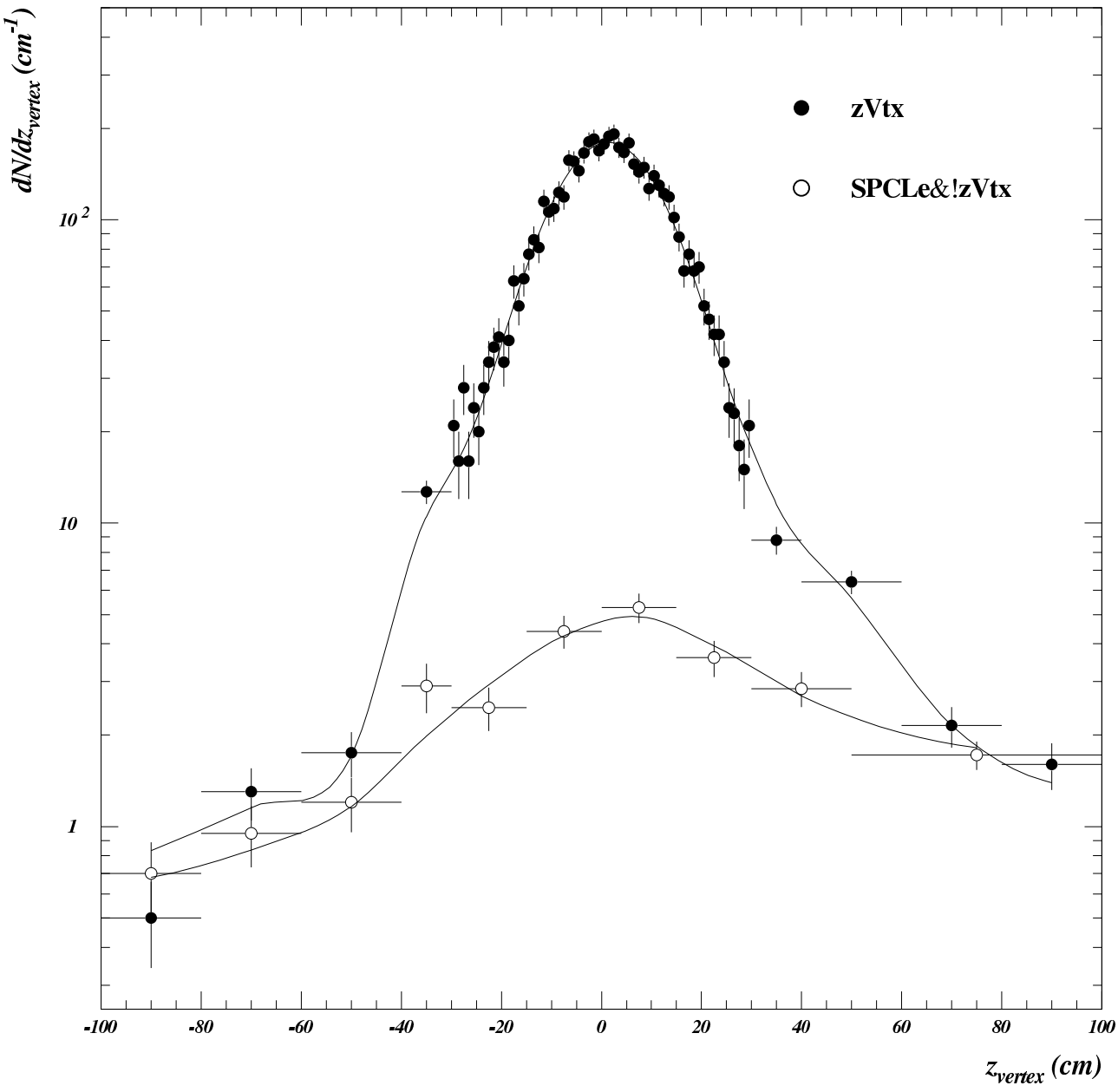


FIG. *5.5 – Ajustements des distributions en z_v pour les deux conditions de déclenchement $zVtx$ (points noirs) et $SPCL\&!zVtx$ (points blancs).*

construit (cf. tableau 5.5), le résultat de l'ajustement permet finalement d'estimer leurs contributions lorsque aucune condition sur le vertex n'est imposée. Ces estimations sont rassemblées dans le tableau 5.8. A partir des puretés du lot *Coll* avec ou sans condition sur le vertex, on estime que l'inefficacité de sélection de la photoproduction due à ce critère est $\sim 2\%$ pour les événements satisfaisant à zVtx et $\sim 80\%$ pour les événement n'y satisfaisant pas.

Déclenchement	Pureté (%)	proton (%)	positron (%)	$f_{vrec}^{\gamma p}$ (%)
zVtx	76.5 ± 2.8	16.8 ± 1.7	6.6 ± 2.1	98.3 ± 3.8
SPCL & !zVtx	30.9 ± 5.9	négligé	69.1 ± 5.8	20.5 ± 4.9

TAB. 5.8 – Pureté et contributions des bruits de fond induit par les faisceaux de proton et de positron dans le lot *Coll* pour les événements satisfaisant aux conditions de déclenchement zVtx et SPCL& !zVtx. Les fraction d'événements photon-proton pour lesquels un vertex est reconstruit sont également indiquées.

Coupure sur le vertex

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit on applique une coupure sur la position du vertex reconstruit :

$$-30 \leq z_v \leq +30 \text{ cm}$$

Déclenchement	$f_{\|zv\|\leq 30}^{Coll}$ (%)	$f_{\|zv\|\leq 30}^{Ppil}$ (%)	$f_{\|zv\|\leq 30}^{Epil}$ (%)
zVtx	91.1 ± 0.4	60.1 ± 0.8	41.6 ± 0.8
SPCL & !zVtx	46.5 ± 2.2	18.5 ± 1.8	36.8 ± 1.5

TAB. 5.9 – Fractions des événements possédant un vertex reconstruit, pour lesquels -30 cm $\leq z_v \leq +30$ cm, dans les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil* pour chacunes des conditions zVtx et SPCL & !zVtx.

Déclenchement	Pureté (%)	proton (%)	positron (%)	$f_{\|zv\|\leq 30}^{\gamma p}$ (%)
zVtx	87 ± 1	11 ± 1	1.4 ± 0.5	~ 100
SPCL & !zVtx	57 ± 4	négligeable	42 ± 4	84 ± 13

TAB. 5.10 – Nombre d'événements dans le lot *Coll*, pureté et contributions relatives des bruits de fond induits par les faisceaux de proton et de positron, pour les conditions de déclenchement zVtx et SPCL & !zVtx après la coupure sur z_v.

En utilisant les valeurs mesurées (cf. tableau 5.9) des pourcentages $f_{|zv|\leq 30}^{Coll}$, $f_{|zv|\leq 30}^{Ppil}$ et $f_{|zv|\leq 30}^{Epil}$ d'événements passant cette sélection ainsi que les résultats du paragraphe précédent, on estime la pureté et les bruits de fond indiqués dans le tableau 5.10. Les efficacités de sélection des événements photon-proton, calculées à l'aide des paramètres ajustés σ et μ, sont également reportées.

Coupure dans le plan (W_{JB}, W_{ET})

L'énergie dans le centre de masse, $W_{\gamma p}$, des collisions photon-proton peut être estimée en utilisant l'état final hadronique : $W_{JB} = \sqrt{4E_e E_p y_{JB}}$ ou l'énergie déposée dans le calorimètre ET : $W_{ET} = \sqrt{4E_e E_p y_{ET}}$. Pour ces événements, les estimateurs W_{JB} et W_{ET} sont corrélés. Dans les événements de bruit de fond, en revanche, les énergies déposées dans le ET et dans le détecteur central ont des origines indépendantes et sont *a priori* décorrèlées. Une coupure dans le plan (W_{JB}, W_{ET}) doit donc permettre d'améliorer le rapport signal sur bruit du lot *Coll*.

La figure 5.6 montre les distributions observées à ce stade de la sélection de la variable W_{JB} dans les lots *Coll* (a), *Ppil* (b) et *Epil* (c). Les histogrammes hachurés représentent la contribution des événements satisfaisant à la condition SPCL& !zVtx. Le pic à ~ 180 GeV correspond aux collisions photon-proton, celui à ~ 50 GeV aux bruits de fond. Les événements induits par les positrons et satisfaisant à SPCL& !zVtx donnent lieu à un autre maximum autour de ~ 100 GeV.

La corrélation entre W_{JB} et W_{ET} avec le lot *Coll* est représentée sur la figure 5.7(a). On définit une coupure dans le plan (W_{JB}, W_{ET}) en ne conservant que les événements tels que :

$$0.63 W_{ET} + 19 \leq W_{JB} \leq 0.7875 W_{ET} + 74 \tag{5.3}$$

Les deux droites de la figure 5.7(a) délimitent la région conservée par cette coupure. Les fractions f_w^{Coll}, f_w^{Ppil} et f_w^{Epil} des événements passant cette coupure dans chacun des lots sont indiquées dans le tableau 5.11. Pour obtenir ces valeurs on a, pour chaque événement des lots *Ppil* et *Epil*, généré une valeur de W_{ET} suivant la loi de distribution observée (cf. figure 5.7(b)) dans le lot *Coll*. En utilisant ces quantités ainsi que le bilan des bruits de fond (donné par le

Déclenchement	f_w^{Coll} (%)	f_w^{Ppil} (%)	f_w^{Epil} (%)
zVtx	81.1 ± 0.5	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2
SPCL & !zVtx	47 ± 3	33 ± 5	1.0 ± 0.3

TAB. *5.11 – Fractions des événements appartenant à la région conservée du plan* (W_{ET}, W_{JB}) *pour chacune des conditions de niveau L1 zVtx et SPCL&!zVtx.*

tableau 5.10) on obtient la pureté ainsi que les contributions relatives des différents bruit de fond une fois la coupure dans le plan (W_{ET}, W_{JB}) appliquée. Ces estimations sont regroupées

Déclenchement	Nombre d'événements	Pureté (%)	proton (%)	positron (%)
zVtx	4418	~ 99.8	0.11 ± 0.02	0.014 ± 0.006
SPCL & !zVtx	111	~ 99	négligeable	0.94 ± 0.26

TAB. *5.12 – Nombre d'événements dans le lot* Coll, *pureté et contributions des bruits de fond pour les deux conditions de déclenchement zVtx et SPCL&!zVtx après la coupure dans le plan* (W_{ET}, W_{JB}).

dans le tableau 5.12. Il indique que le bruit de fond est négligeable après cette coupure. Environ 93% et 81% des événements photon-proton satisfaisant aux conditions zVtx et SPCL& !zVtx passent cette coupure.

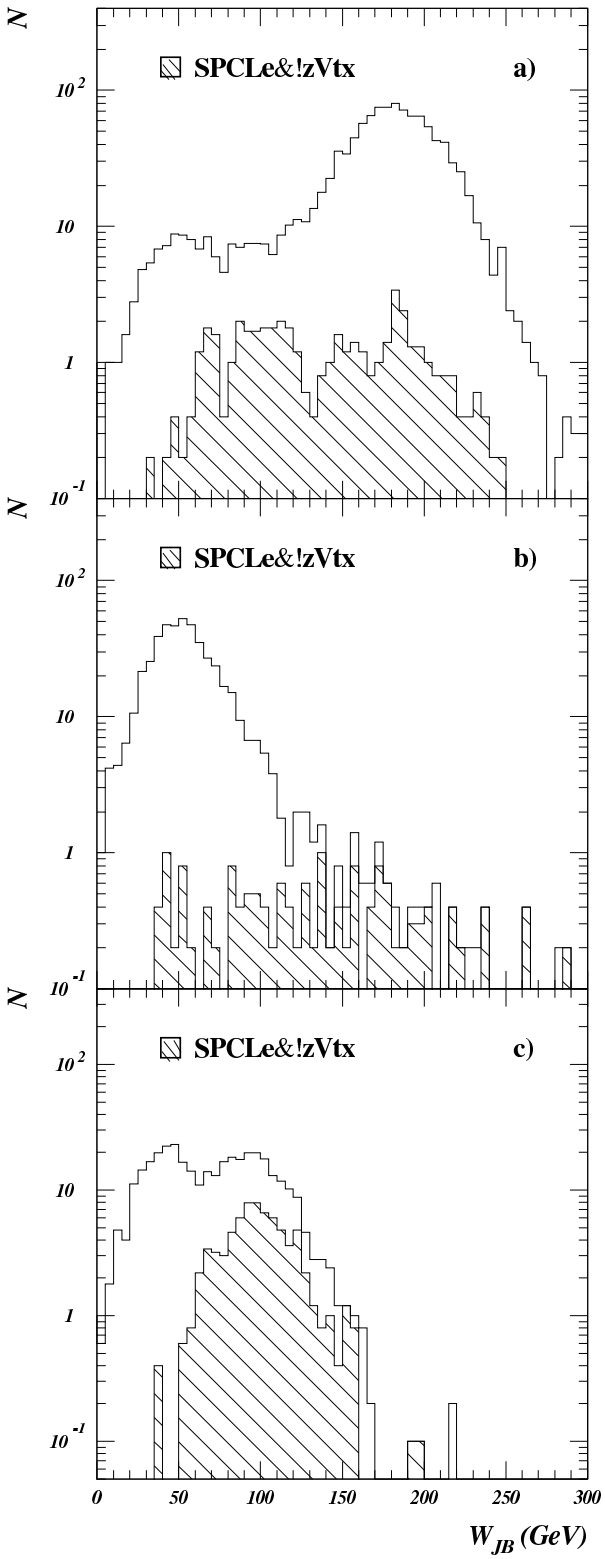


FIG. *5.6 – Distributions en W_{JB} avec les lots* Coll *(a),* Ppil *(b) et* Epil *(c). Les histogrammes hachurés indiquent la contribution des événements déclenchés par $SPCL\&!zVtx$.*

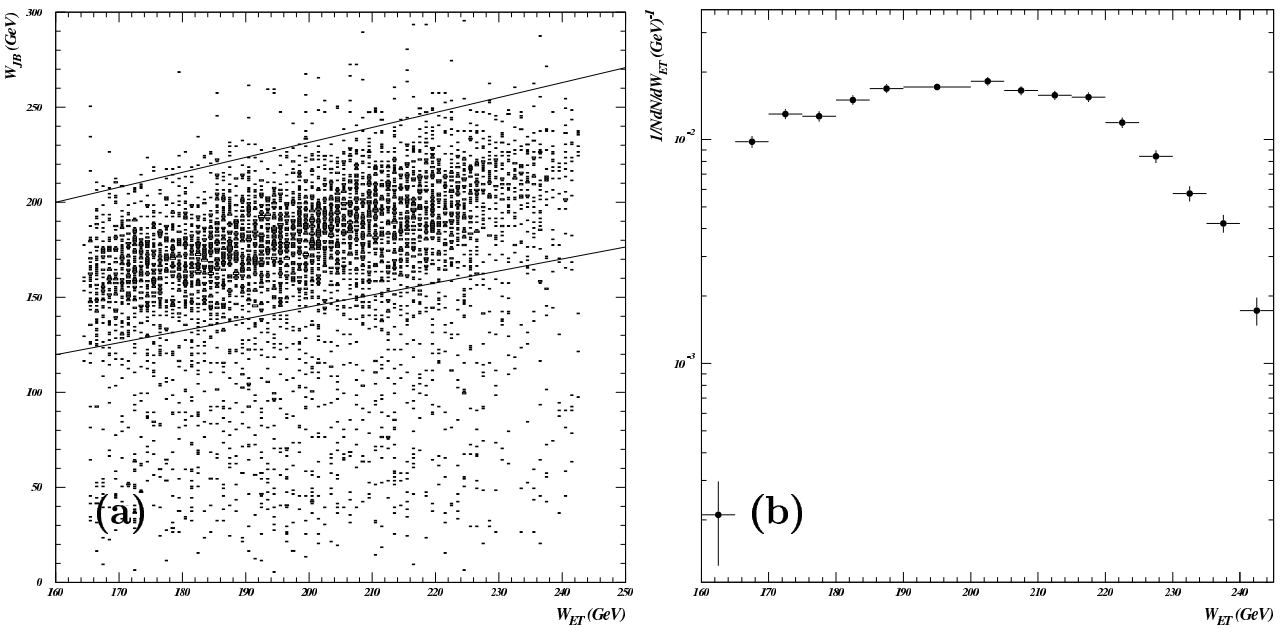


FIG. *5.7 – Corrélation entre W_{JB} et W_{ET} (a), et distribution, normalisée à l'unité, de W_{ET} (b) observées avec le lot* Coll.

5.2.3 Conclusions

A partir d'un lot réduit de collisions *ep* nous avons défini un ensemble de sélections permettant d'obtenir deux lots d'événements de photoproduction de grande pureté satisfaisant aux conditions de déclenchement zVtx et SPCL& !zVtx. Les efficacités globales de sélection pour ces deux conditions de déclenchement sont estimées, à partir des données, à $91\% \pm 3\%$ et $14\% \pm 4\%$ respectivement. L'évolution des puretés et des contributions de bruits de fond déterminées à chaque stade de la sélection est rassemblée dans les tableaux 5.13 et 5.14.

Sélections	Pureté	proton (%)	positron (%)	$f^{\gamma p}$
!AToF	76.5 ± 2.7	16.8 ± 1.7	6.6 ± 2.1	100 (100)
Un vertex reconstruit	79.4 ± 1.4	16.8 ± 1.7	3.1 ± 1	98.3 ± 3.8 (99.8 ± 0.1)
$-30 \leq z_v \leq +30$ cm	87.4 ± 1.2	11.1 ± 1.1	1.4 ± 0.5	~ 100 (98.1 ± 0.4)
W_{JB} vs W_{ET}	99.8	0.11 ± 0.02	0.014 ± 0.006	92.6 ± 0.3 (88.5 ± 0.8)

TAB. *5.13 – Pureté et contributions relatives des bruits de fond pour les événements du lot* Coll *déclenchés au niveau L1 par la condition zVtx, après chacune des sélections présentées dans cette partie. Les efficacités de sélection estimées à partir des données sont également rappelées. Celles obtenues avec PHOJET sont indiquées entre parenthèses.*

Les efficacités de sélection des événements de photoproduction pour chaque coupures sont également indiqués dans ces tableaux. Les quantités entre parenthèses ont été estimées en utilisant le lot d'événements générés avec PHOJET. Pour les obtenir, l'acceptance géométrique du calorimètre ET et l'efficacité de déclenchement de la condition eTAG ont été prises en compte avec une valeur de la résolution sur l'énergie du ET : $\sigma(e)/E = 25\%/\sqrt{E}$ (E exprimé en GeV).

Sélections	Pureté	positron (%)	$f^{\gamma p}$
	30.9 ± 5.9	69.1 ± 5.8	
Un vertex reconstruit	31.8 ± 4.2	53.8 ± 4.3	20.54 ± 4.88 (33.50 ± 2.46)
$-30 \leq z_v \leq +30$ cm	57.4 ± 4.4	42.5 ± 4.4	84 ± 13.5 (82.6 ± 3.4)
W_{JB} vs W_{ET}	99.0	0.9 ± 0.3	81.1 ± 3.4 (74.5 ± 4.3)

TAB. 5.14 – Pureté et contributions relatives des bruit de fond positron, pour les événements du lot *Coll* déclenchés au niveau L1 par la condition SPCL &!zVtx, après chacune des sélections présentées dans cette partie. Les efficacités de sélection estimées à partir des données sont également rappelées. Celles obtenues avec PHOJET sont indiquées entre parenthèses.

L'accord raisonnable entre les données et le Monte-Carlo justifie l'emploi du Monte-Carlo pour corriger les données des inefficacités de sélection.

Le lot d'événements satisfaisant à la condition zVtx est utilisé pour la mesure des sections efficaces de production inclusive de jets. La condition SPCL est utilisée pour déterminer l'efficacité de déclenchement de la condition zVtx.

5.3 Observation des jets en photoproduction

A partir du lot d'événements « tout venants » défini précédemment, nous avons utilisé l'algorithme de cône (cf. section 2.2) pour reconstruire les jets d'énergie transverse supérieure à 2 GeV situés dans la région en pseudo-rapidité[3] $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$.

Les profils de jets désignent le flux moyen d'énergie transverse autour de l'axe des jets. Les figures 5.8(a) et 5.8(b) les representent projetés suivant la direction azimutale pour les domaines d'énergie transverse $2 \leq E_T^{jet} \leq 3$ GeV et $11 \leq E_T^{jet} \leq 12$ GeV respectivement. Ces profils sont obtenus en ne prenant en compte que les objets de l'état final éloignés de moins d'une unité en pseudo-rapidité de l'axe des jets.

Deux régions apparaissent clairement sur ces profils. La région centrale ($|\Delta\phi| \leq 1$) incluant le cœur des jets et la région périphérique ($|\Delta\phi| > 1$) où le flux d'énergie transverse est approximativement indépendant de $\Delta\phi$ et vaut ~ 1.5 GeV/rad. Pour les jets de petits moment transverse, le flux d'énergie transverse décroit rapidement lorsque $|\Delta\phi|$ augmente jusqu'à une valeur inférieure au niveau dans la région périphérique. Ceci suggère un artefact de l'algorithme qui identifie à des jets les objets hadroniques dont les énergies transverses sont plus élevées que celles de leurs voisins. Pour chacune des deux régions nous avons calculé le niveau moyen d'énergie transverse par unité d'angle :

$$\omega_{jet} = \frac{\sum_{|\Delta\phi|<1} E_t}{2N} \qquad \omega_{ped} = \frac{\sum_{|\Delta\phi|>1} E_t}{(2\pi-2)N}$$

où les sommes portent sur les objets de l'état final hadonique appartenant aux deux régions. Les distributions de ω_{jet} et ω_{ped} sont représentées sur la figure 5.8(c) en fonction de l'impulsion transverse des jets. Le niveau moyen d'énergie en dehors des jets, ω_{ped} est à peu près indépendant

[3]Ce domaine exclut la roue BBE du calorimètre à argon liquide qui ne comporte qu'une section électromagnétique. Les jets ainsi reconstruits sont contenus dans le LAr.

de l'énergie transverse de ces derniers. A petit moment transverse, ω_{jet} est équivalent à $\sim \omega_{ped}$, ce qui confirme que l'algorithme est inutilisable dans cette région. Dans toute la suite nous avons utilisé un seuil sur l'énergie transverse des jets égal à 5 GeV. Pour cette valeur $\omega_{jet} \sim 2\omega_{ped}$ ce qui assure que les jets reconstruits proviennent bien de l'hadronisation de partons émergeant d'une diffusion dure.

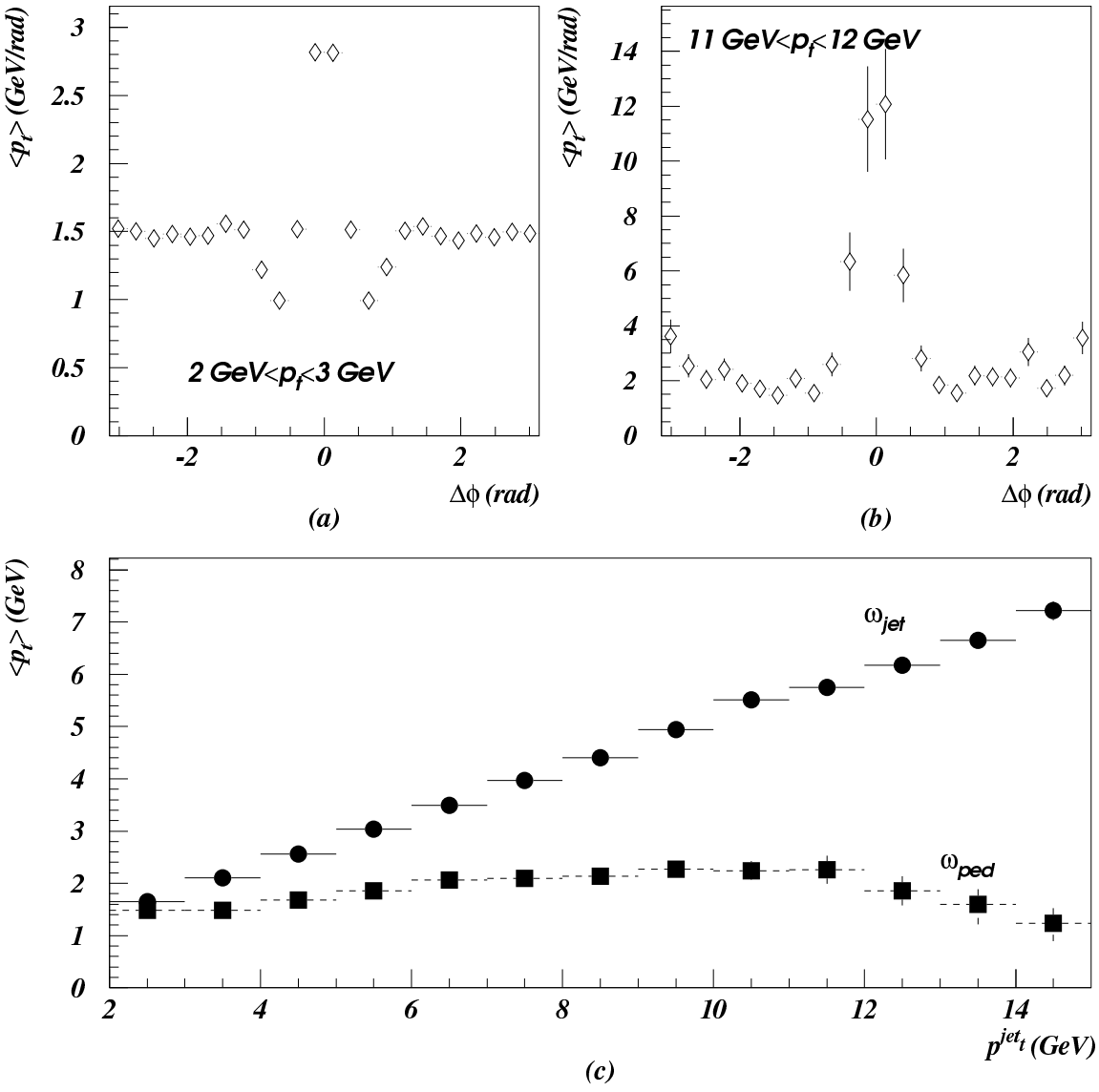


FIG. *5.8 – Profils des jets de petite (a) et grande (b) énergies transverses projeté suivant la direction azimutale. La figure (c) montre les niveaux moyens d'énergie transverse dans le cœur et dans la périphérie des jets.*

Le tableau 5.15 indique la statistique en terme d'événements et de jets des sélections inclusives définies au moyen des algorithmes k_t et cône. Les événements appartenant à ces sélections satisfont à la condition de déclenchement zVtx retenue pour l'analyse.

	k_t	cône
Jets	22469	37999
Événements	17727	28873

TAB. *5.15 – Statistiques des sélections inclusives de jets d'énergie transverse supérieure à* 5 GeV *reconstruits dans le domaine de pseudo-rapidité* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *avec les algorithmes* k_t *et cône.*

5.4 Corrections des données

La section efficace doublement différentielle de production inclusive de jets s'exprime à partir du nombre, N^{jet}, de jets observés dans un lot d'événements équivalent à une luminosité $\mathcal{L}$ comme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta^{jet}dE_T^{jet}} = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{d^2N^{jet}}{d\eta^{jet}dE_T^{jet}} \cdot \frac{1}{\mathcal{A}^{ET}} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{1}{\mathcal{A}} \tag{5.4}$$

où $\mathcal{A}^{ET}$ désigne l'acceptance du calorimètre ET, ϵ l'efficacité de la condition utilisée pour le déclenchement et $\mathcal{A}$ un terme de corrigeant des inefficacités de sélection et des migrations expérimentales.

5.4.1 Efficacité de déclenchement

L'efficacité d'une condition de déclenchement i se calcul à partir d'un lot « moniteur » d'événements dont l'acquisition dépend d'une condition indépendante j :

$$\mathcal{F}^i = \frac{N(i\&j)}{N(j)}$$

$N(j)$ est le nombre d'événements du lot moniteur et $N(i\&j)$ le nombre d'événements de ce lot satisfaisant également à la condition i. Les conditions i et j ne doivent pas comporter d'éléments de déclenchement en commun mais elles doivent cependant sélectionner toute deux des événements passant les coupures expérimentales.

La condition zVtx est une combinaison de deux conditions indépendantes : eTAG et zVtx_T0. Le terme ϵ dans l'expression 5.4 se décompose donc comme :

$$\epsilon = \epsilon_{eTAG} \cdot \epsilon_{zVtx_T0}$$

L'efficacité de déclenchement de la condition zVtx_T0 est estimée en utilisant les événements déclenchés par la condition SPCL. La figure 5.9 montre cette efficacité en fonction de la multiplicité en traces chargées de moment transverse supérieure à 0.1 GeV situées dans la région centrale : $20° \leq \theta \leq 160°$.

5.4.2 Stabilité de la sélection

La distribution du nombre d'événements par unité de luminosité, corrigé du facteur d'atténuation défini au niveau L1 et de l'inefficacité de déclenchement de la condition zVtx, passant les sélections avec l'algorithme k_t est représentée sur la figure 5.10 en fonction de la luminosité accumulée par H1 au cours l'acquisition des événements. Comme le montre l'ajustement par une constante, indiqué par une droite sur la figure, la sélection est stable durant toute la période de prise de données.

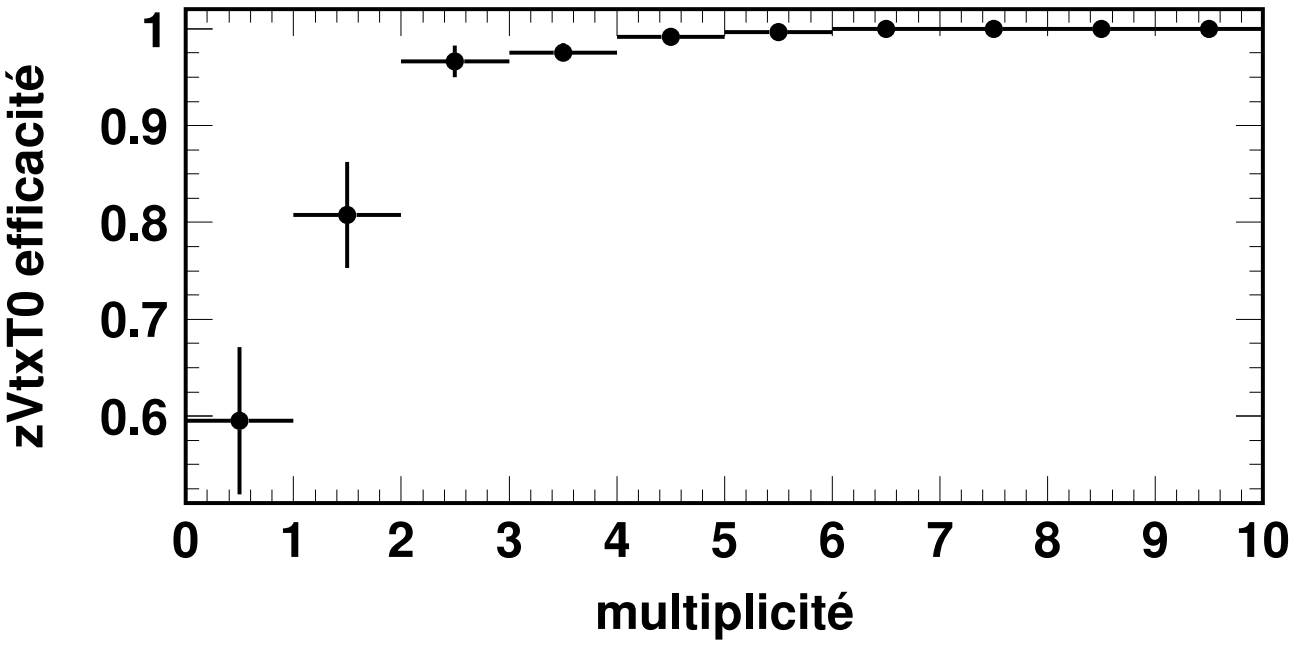


FIG. *5.9 – Efficacité de déclenchement de zVtx en fonction de la multiplicité en trace chargées dans la région centrales.*

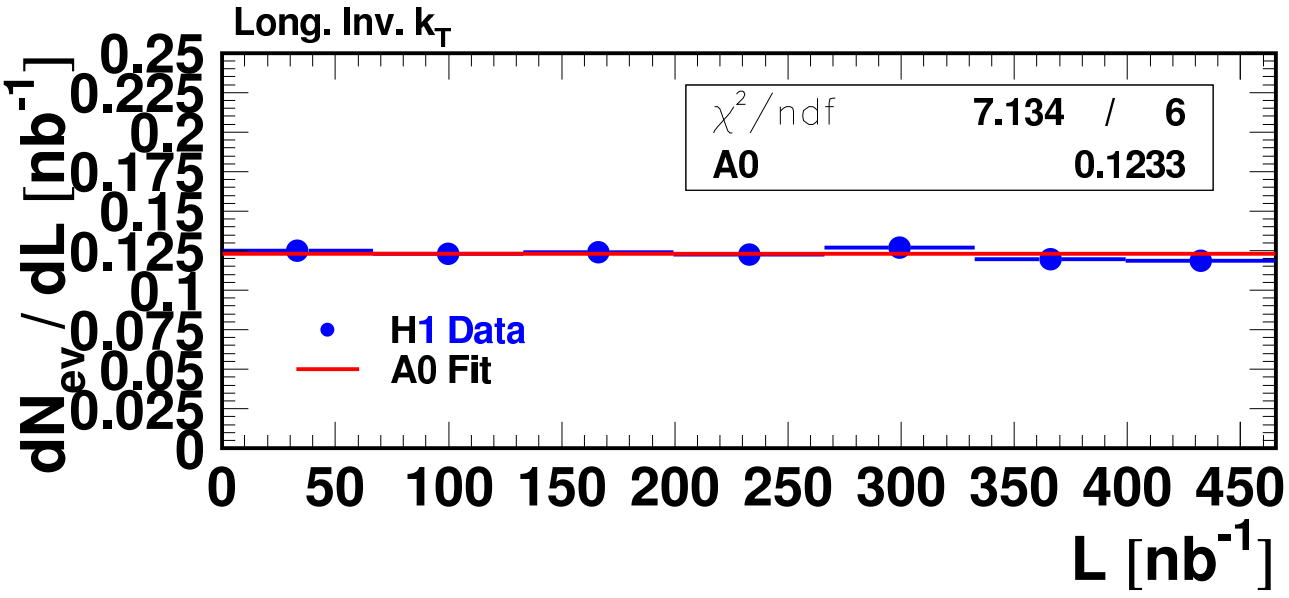


FIG. *5.10 – Stabilité de la sélection des événements en fonction de la luminosité.*

5.4.3 Corrections d'acceptance

Le terme d'acceptance, $\mathcal{A}$, dans l'équation 5.4 prend en compte deux types de corrections. D'une part, les corrections pour les inefficacités de sélection de la photoproduction dues aux coupures définies dans la section 5.2 et d'autre part les corrections des effets de migration dus aux résolutions et aux acceptances limitées des différents sous-détecteurs utilisés pour réaliser la mesure.

De manière à pouvoir utiliser la méthode, expliquée dans la section 4.4.2, pour déterminer cette acceptance, on vérifie que les lots d'événements simulés permettent de rendre compte des propriétés globales des données. Nous avons préalablement montré que le lot généré par PHOJET rend convenablement compte des inefficacités totales des sélections. Dans cette partie on vérifie la qualité des simulations à partir de quelques distributions expérimentales.

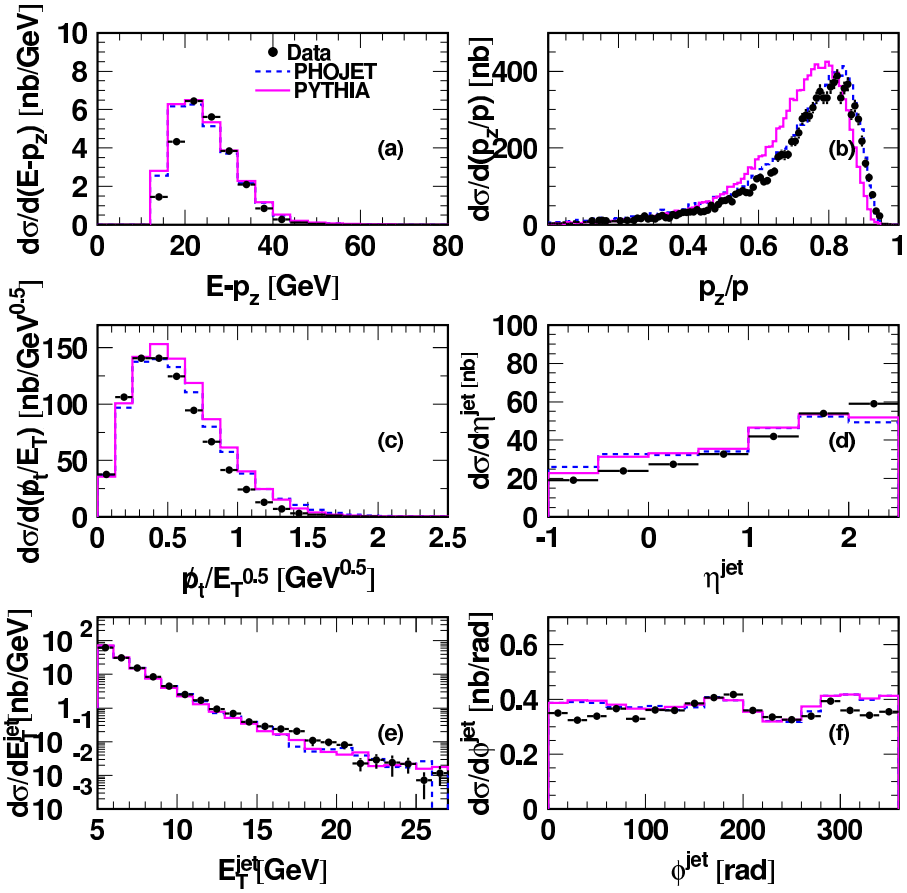


FIG. *5.11 – Distributions normalisées à la luminosité des variables* $(E - p_z)$ *(a),* p_z/p *(b),* $\not{p}/\sqrt{E_T}$ *(c),* η^{jet} *(d),* E_T^{jet} *(e) et* ϕ^{jet} *(f). Les distributions correspondantes obtenues aves les deux Monte-carlos sont comparées aux données.*

La figure 5.11(a) montre que la distribution en $(E - p_z)$ observée dans les données est bien reproduite par les Monte-Carlos pour $(E - p_z) \geq 20$ GeV. Le nombre d'événements prédit à plus faible $(E - p_z)$ est supérieure à celui mesuré. Le rapport p_z/p est bien décrit par PHOJET comme le montre la figure 5.11(b).

La distribution de l'énergie transverse manquante, $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$, des événements, représentée sur la figure 5.11(c), est très fortement décroissante autour de son maximum situé à $\sim 0.4\ \sqrt{\text{GeV}}$. PHOJET donne une description acceptable des données autour de celui-ci tandis que la position du maximum obtenue avec PYTHIA est légèrement supérieure.

Les distributions de l'énergie transverse, de la pseudo-rapidité et de l'azimut des jets d'énergie transverse supérieure à 5 GeV reconstruit avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ sont décrits de manière satisfaisante par les Monte-Carlos comme l'atteste les figures 5.11(d), 5.11(e) et 5.11(f).

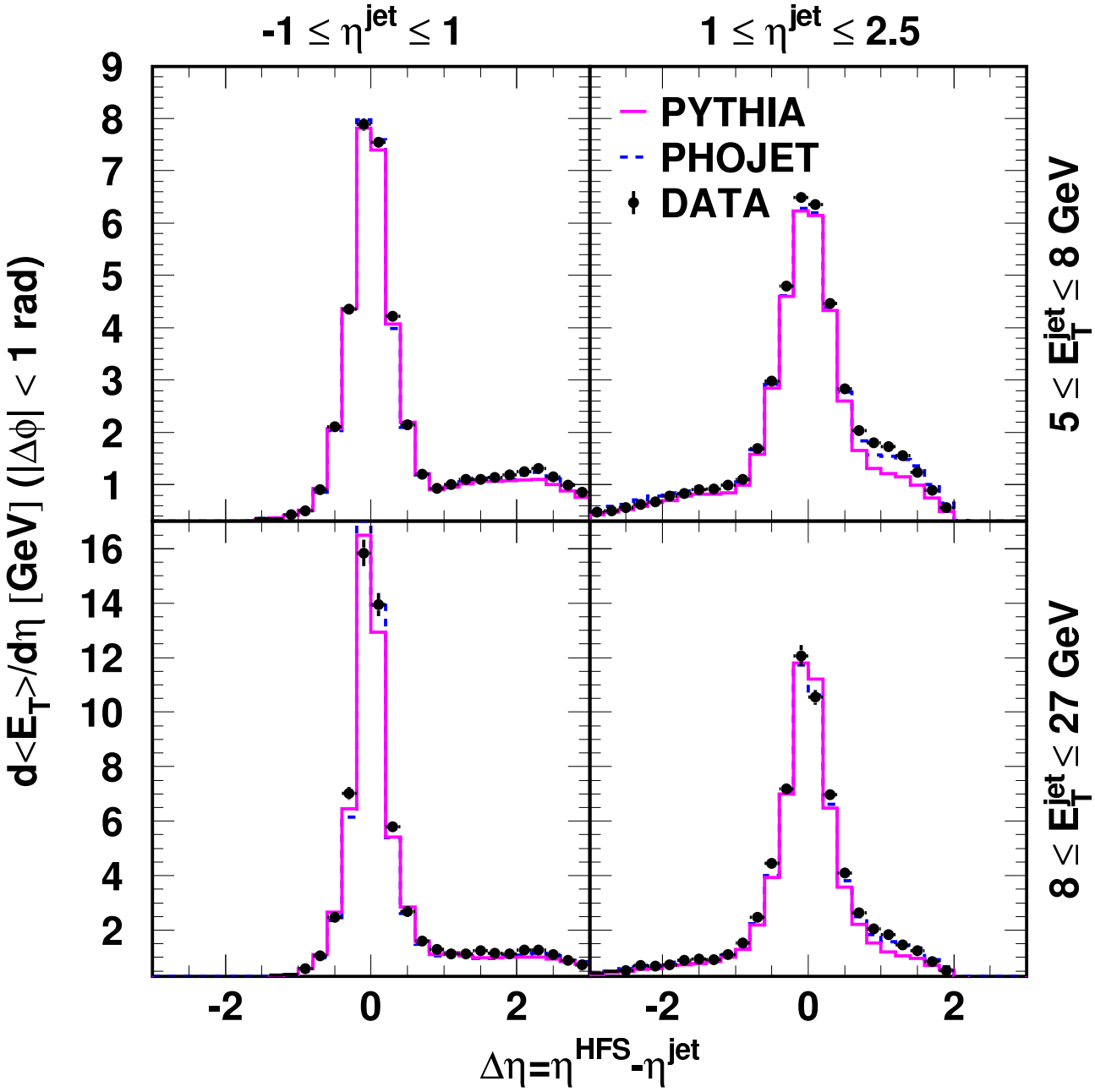


FIG. *5.12 – Flux d'énergie transverse, en fonction de η, autour de l'axe des jets dans différents domaines de pseudo-rapidité et d'énergie transverse.*

La figure 5.12 montre le profil des jets dans les régions en pseudo-rapidité $[-1, 1]$ et $[1, 2.5]$ pour différents intervalles en énergie transverse : $5 \leq E_T^{jet} \leq 8$ GeV et $8 \leq E_T^{jet} \leq 27$ GeV. PHOJET donne une description satisfaisante des régions centrales et périphériques des profiles. La description de PYTHIA est lgèrement moins bonne pour les jets situés à l'avant du détecteur. Le désacord avec les données est davantage prononcé pour les jets de petite énergie transverse.

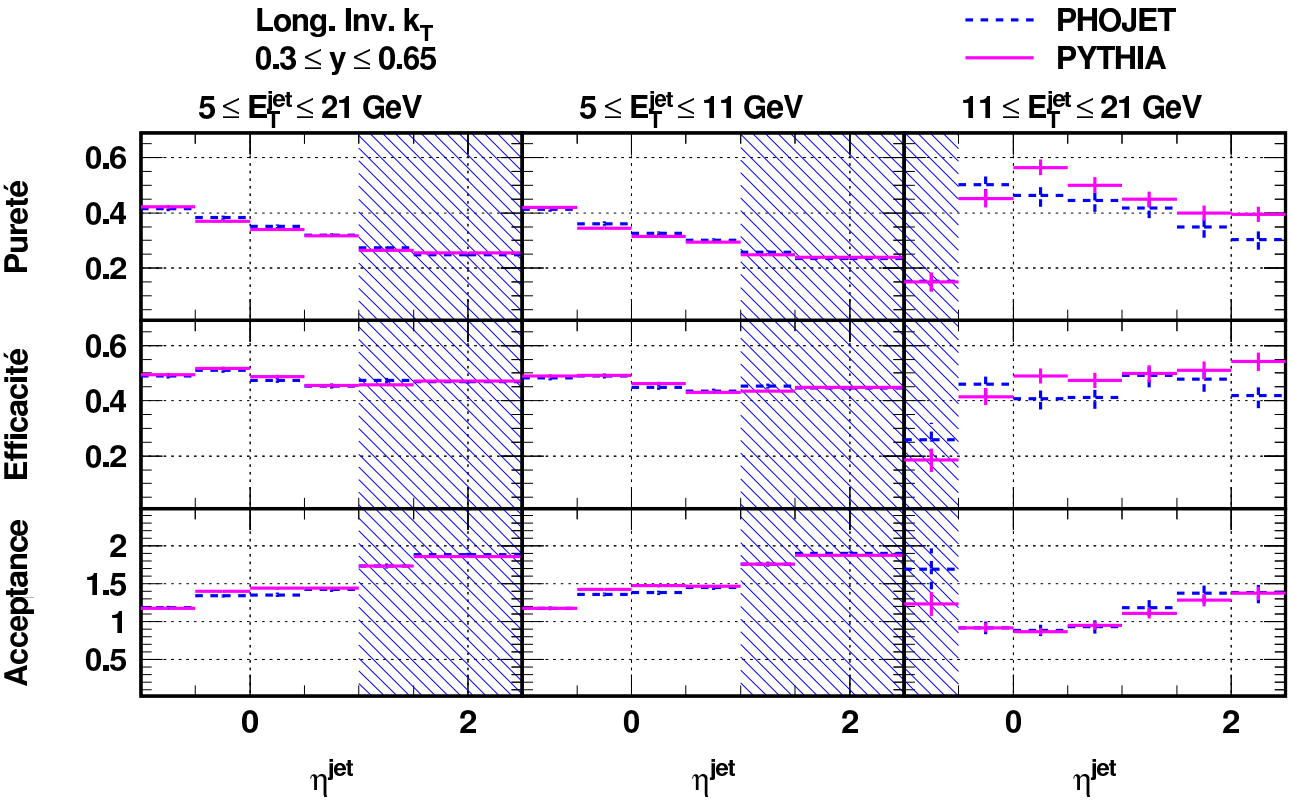


FIG. *5.13 – Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en η^{jet}. Les zones hachurées ne sont pas conservées pour la mesure finale.*

Les comparaisons des données avec les Monte-Carlos nous ont permis de vérifier la simulation du détecteur. L'accord raisonnable observé pour les distributions relatives aux jets justifie l'emploi des simulations monte-Carlos pour corriger les distributions expérimentales. La figure 5.13 montre les puretés et efficacités obtenues en fonction de la pseudo-rapidité des jets. Les calculs de PYTHIA et PHOJET sont compatibles à l'intérieure des barres d'erreur statistique, excepté à grand E_T^{jet}, où cependant on ne note aucune différence entre les acceptances. Celles-ci varient entre 1.1 et 2 dans le domaine en η^{jet} à petit E_T^{jet} et entre 0.9 et 1.4 à grand E_T^{jet}. L'événement sous-jacent, dont l'influence est surtout attendue à grand η^{jet} et petit E_T^{jet}, est responsable d'une dégradation de la pureté dans cette région. Ceci peut également être vu sur la figure 5.14 qui représente les puretés et efficacités en fonction de l'énergie transverse des jets dans différents domaines de la pseudo-rapidité des jets.

Pour tous les intervalles mesurés une pureté et une efficacité supérieure à 30% sont requises. Sur les figures 5.13 et 5.14 ceux exclus de la mesure sont hachurés.

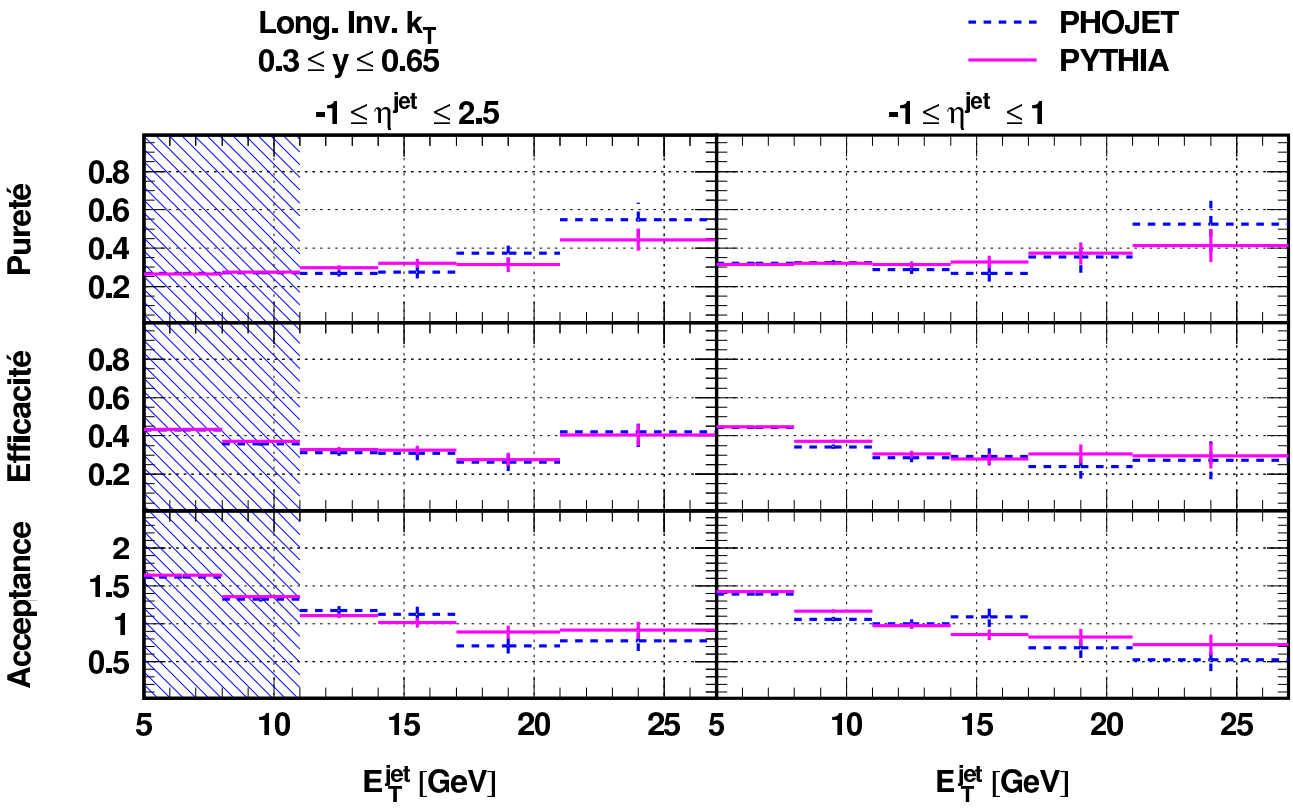


FIG. *5.14 – Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en E_T^{jet}. Les zones hachurées ne sont pas conservées pour la mesure finale.*

5.5 Incertitudes expérimentales

Outre les erreurs statistiques, les sources d'erreurs systématiques suivantes ont étés considérées :

Échelle d'énergie hadronique du LAr Avec la calibration hadronique du calorimètre à argon liquide utilisée dans cette étude, l'échelle absolue d'énergie hadronique est connue avec une précision, σ, égale à 4% [151]. En changeant de $\pm 1\sigma$ l'énergie des amas calorimétriques, on observe une variation de $\pm(10-20\%)$ des sections efficaces qui, pour l'essentielle, est corrélée entre les différents points de mesure.

Correction des données Les acceptances servant à corriger les distributions expérimentales au niveau hadron sont définis comme la moyenne des acceptances calculées avec PHOJET et PYTHIA. Ces Monte-Carlos, qui diffèrent notamment dans le traitement des effets non-perturbatifs, c'est-à-dire de l'événement sous-jacent et du processus d'hadronisation, reproduisent convenablement les propriétés observées des événements. L'incertitude sur ces modèles, qui est introduite lors de la correction des données peut donc être estimée en prenant la demi-différence des sections efficaces corrigées avec l'un ou l'autre des Monte-Carlos. L'effet correspondant sur les mesures est inférieur à 10%.

Échelle d'énergie du calorimètre ET L'échelle absolue d'énergie électromagnétique du ET est connue avec une précision de $\pm 1.5\%$. Un changement de $\pm 1\sigma$ de l'énergie déposée dans ce calorimètre affecte la mesure de y et conduit à une variation de $(5-10\%)$ des sections

efficaces mesurées.

Efficacité de déclenchement L'erreur statistique sur l'efficacité de déclenchement entraîne un effet systématique de $\pm 5\%$ sur la mesure.

Mesure de la luminosité Pour le lot d'événements utilisé, l'incertitude sur la détermination de la luminosité est $\pm 1.5\%$. Ceci conduit à une incertitude sur la normalisation des sections efficaces.

L'incertitude systématique totale est évaluée en ajoutant ces contributions en quadrature.

Chapitre 6

Analyse à grand E_T^{jet}

L'étude présentée dans ce chapitre étend l'analyse précédente aux jets de grande énergie transverse. Les mesures qu'elle fournit sont présentées au chapitre 7. Moins sensibles aux effets non-perturbatifs, elles offrent la possibilité de tester précisément les prédictions de QCD. Nous présentons dans un premier temps les données et les lots d'événements simulés utilisés dans l'analyse. L'identification et le rejet des bruit de fond sont traités dans la seconde section. Après avoir déterminé l'efficacité de la condition de déclenchement de niveau L1, des comparaisons, au niveau détecteur, entre les données et les Monte-Carlos sont présentées. Le principal changement par rapport aux résultats préliminaires de cette étude présentés dans [152] tient à l'emploi d'une calibration hadronique du LAr différente de celle utilisée dans l'analyse à petit E_T^{jet}. Comme nous le vérifions dans la section 5, ce changement à permis de réduire de moitié l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie des jets. Enfin les deux dernières sections ont pour objet la correction des données au niveau hadron et le traitement des incertitudes expérimentales.

6.1 Les lots d'événements

6.1.1 Données

Comme nous recherchons des jets de la plus grande énergie transverse accessible, donc des événements *a priori* rares, nous avons essayé d'étendre les critères de sélection afin de disposer de la plus grande statistique possible. A la différence du chapitre 5, nous nous sommes donc affranchi du critère de sélection basé sur le détecteur d'électron du luminomètre qui permet d'obtenir des lots d'événements très purs (cf. section 5.2.3) mais qui réduit la statistique d'un facteur 10.

Pour cette analyse nous avons utilisé les données enregistrées par H1 au cours des années 1996 et 1997. Le volume des données correspond à une luminosité intégrée de 24.1 pb^{-1} (5.3 pb^{-1} et 18.8 pb^{-1} pour 1996 et 1997 respectivement) lorsque les critères de fonctionnement du détecteur exposés au chapitre précedent (cf. section 5.1.1) sont requis.

Les définitions des conditions de déclenchement du niveau L1 utilisés dans cette analyse sont données dans le tableau 6.1. Les conditions s064 à s077 sont celles utilisées pour la sélection finale des événements. Elles sont définies à partir des éléments de déclenchement du calorimètre à argon liquide dont une description est donnée à la page 63. Elles comportent en outre des conditions sur le temps de déclenchement et le vertex des événements. La condition de déclenchement s083 est similaire à celle utilisée dans l'étude des jets de petite énergie transverse.

Le lot d'événements qu'elle définit sera utilisé pour estimer les efficacités de sélection de la photoproduction et pour calculer les efficacités de déclenchement.

Nom	Éléments de déclenchement
s064	LAr_Etrans>2 & LAr_IF>1 & LAr_T0
s067,s075	LAr_electron & LAr_T0
s077	LAr_Etmiss>1 & LAr_T0
s083	eTAG & zVtx_sig & DCrϕ_Tc

TAB. *6.1 – Définition des conditions de déclenchement du niveau L1 utilisées pour l'analyse des jets de grande énergie transverse.*

La classification des événements fournie par le niveau L5 du système de déclenchement est utilisée pour présélectionner les événements possédant une grande énergie transverse ou pour lesquels une structure de jet est identifiée. Les événements analysés dans la suite satisfont, au niveau L5, les conditions suivantes :

i) il existe exactement un vertex primaire reconstruit. La position de celui-ci devant être telle que : $-40 \leq z_v - z_{nom} \leq 50$ cm, où z_{nom} est la position nominale du point d'interaction qui est redéfinie à chaque période de prise de données,

ii) le nombre de traces pointant vers l'avant est inférieure au nombre de traces pointant[1] au vertex si celui-ci est supérieur ou égal à quatre. Dans le cas contraire, le nombre de traces pointant vers l'avant doit être inférieur à quatre,

iii) au moins l'une des conditions suivantes est satisfaite :
- l'énergie transverse totale, calculée a partir des cellules calorimétriques, est supérieure à 30 GeV,
- l'énergie transverse du premier[2] jet est supérieure à 10 GeV,
- l'énergie transverse du second jet est supérieure à 7 GeV,
- la pseudo-rapidité du jet situé le plus à l'arrière du détecteur est inférieure à -1.5.

Le programme de classification utilise un algorithme de cône simple pour reconstruire les jets à partir des cellules calorimétriques. La seconde et la troisième condition permettent de réduire les bruits de fond induits par le faisceau de proton.

L'étape suivante de la présélection consiste à appliquer un algorithme de reconstruction de jets et à ne conserver que les événements possédant un jet d'énergie transverse E_T^{jet} supérieure à 21 GeV dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Les deux algorithmes présentés précédemment, le k_T et le cône, sont employés à cette fin.

[1]Une trace pointe au vertex si sa distance minimale d'approche au vertex est inférieure a 3 cm et si la coordonnée z_{dca} du point de sa trajectoire le plus proche du vertex satisfait à $|z_{dca} - z_v| \leq 20$ cm.

[2]Par ordre d'énergie transverse décroissante.

On demande ensuite que le vertex des événements soit tel que $-30 \leq z_v - z_{nom} \leq 30$ cm. Enfin les événements satisfaisant la condition AToF, discutée dans la section 5.2.2, sont rejetés.

6.1.2 Evénements simulés

Deux lots générés par PYTHIA et HERWIG (cf. section 2.4.1) sont utilisés pour modéliser la photoproduction. Ils servent, dans un premier temps, à optimiser les coupures de rejet des bruits de fond, et à déterminer les efficacités de sélection pour le signal. Ils sont ensuite utilisés pour déterminer les facteurs d'acceptance permettant de corriger les données au niveau hadron (cf. section 4.4.2). Enfin ces lots d'événements ont permis d'estimer les effets de l'hadronisation (cf. section 2.4.2) sur les sections efficaces inclusives calculées. Un lot généré par DJANGO [153] a été utilisé pour étudier le rejet des événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre et grand Q^2. Il nous a par ailleurs permis d'estimer l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie des jets à grand E_T^{jet}. Tous les événements générés ont fait l'objet d'une simulation complète de la réponse du détecteur prenant en compte les conditions de fonctionnement de 1997. Le dispositif expérimental n'a pas changé entre 1996 et 1997 à l'exception de la valeur de certains seuils utilisés dans la définition des conditions de déclenchement. Ceci est pris en compte en corrigeant année par année les données des inefficacités de déclenchement et comme nous le verrons, les distributions expérimentales mesurées pour les deux années séparément sont compatibles.

PYTHIA Les lots d'événements correspondant à des collisions ep avec $Q^2 \leq 4$ GeV^2 et $0 \leq y \leq 1$ ont été générés par PYTHIA en traitant séparément les processus directs et résolus. Les paramétrisations GRV-LO des densités de partons dans le photon et le proton ont été utilisées. Pour chacun des lots d'événements directs et résolus, deux sous ensembles d'événements générés avec $\hat{p}_t > 6$ GeV et $\hat{p}_t > 17$ GeV ont été produits avec des luminosités intégrées équivalentes d'environ 16 pb^{-1} et 1000 pb^{-1} respectivement. Leurs réunion permet d'obtenir une statistique suffisante pour étudier les distributions inclusives de jets. Les événements résolus générés par PYTHIA incluent une simulation des interactions multiples.

HERWIG La méthode et les paramètres utilisés pour générer les événements de photoproduction avec HERWIG sont identiques à ceux utilisés avec PYTHIA. Les principales différences concernent la définition de la constante de couplage fort et la prise en compte de l'événement sous-jacent. HERWIG utilise l'approximation à deux boucles de α_s. En conséquence, la valeur de α_s utilisée par HERWIG est plus faible et décroît plus lentement avec l'échelle de renormalisation que celle utilisée par PYTHIA. Parmi les événements résolus, une fraction est générée avec un événement SUE additionnel. Nous verrons dans la suite que cette proportion doit être fixée à 35% environ afin de rendre compte des distributions expérimentales.

DJANGO Le lot d'événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre avec $Q^2 \geq 100$ GeV^2 correspond à une luminosité intégrée de ~ 70 pb^{-1}. Le programme HERACLES [154] est utilisé pour simuler les radiations QED du positron initial et diffusé. La paramétrisation CTEQ4L a été utilisée pour décrire les densités de partons dans le proton. Les ordres supérieurs ont été générés au moyen des cascades de partons. Enfin, le traitement de l'hadronisation est basé sur le modèle de la chaîne de couleur explicité dans la section 2.4.1.

6.2 Identification et rejet des bruits de fond

Dans cette section nous expliquons la procédure suivie pour identifier et rejeter les événements de bruits de fond présents dans les données à l'issue des présélections. Un lot d'événements de photoproduction étiquetée est dans un premier temps défini au moyen de critères inspirés de ceux discutées au chapitre précédent. Il sera utilisé comme un lot de contrôle permettant l'obtention des efficacités de sélection. On traite ensuite successivement des bruits de fond non physiques, c'est à dire n'ayant pas pour origine des collisions *ep*, et des bruits de fond physiques, c'est-à-dire essentiellement des événements de diffusion inélastique profonde. Les outils mentionnés au chapitre 4 sont mis en œuvre dans ce but. Nous concluons en donnant le bilan des différents bruits de fond résiduels. Les valeurs des efficacités de sélection déterminées à partir des données sont comparées à celles obtenues à partir des Monte-Carlos. Le bon accord justifie l'usage de ces derniers pour corriger *bin* à *bin* les distributions finales des inefficacités de sélection.

6.2.1 Définition du lot de contrôle

Le point de départ de la construction du lot de contrôle est le choix d'une condition de déclenchement aussi proche que possible de celle utilisée dans l'analyse présentée au chapitre 5. La condition s083 indiquée dans le tableau 6.1 est la seule disponible dont la définition est restée stable durant toute la période de prise de données. On applique aux événements déclenchés au niveau L1 par la condition s083 les sélections discutées dans la section 5.1.1 pour l'analyse à petit E_T^{jet} :

- l'énergie déposée dans le détecteur de photon du luminomètre doit être nulle,
- la position du point d'impact du positron diffusé sur la fenêtre du détecteur ET doit être telle que : $|X_{ET}| \leq 6.5$ cm,
- la valeur de y reconstruite à partir de l'énergie déposée dans le ET doit satisfaire la relation : $0.3 \leq y_{ET} \leq 0.65$.

Nous avons représenté la distribution observée de la variable $(E - p_z + 2E_{ET})$ obtenue avec les événements passant ces coupures sur la figure 6.1(a). Un ajustement par une loi gaussienne donne une valeur moyenne proche de la valeur attendue (c'est-à-dire deux fois l'énergie du faisceau de positrons : 55 GeV). On complète la définition du lot de contrôle, noté *Tag* par la suite, avec une coupure à $\pm 2\sigma$ autour de cette valeur moyenne. Les événements du lot *Tag* appartiennent à la région grisée sur la figure.

Nous avons vérifié la stabilité de la sélection au cours du temps pour ce lot d'événements. Le nombre d'événements par unité de luminosité en fonction de la luminosité intégrée est représenté sur la figure 6.1(b). L'ajustement par une constante indique que, comme attendu, ce nombre est indépendant de la période de prise de données.

La figure 6.1(c) montre que la coordonnée suivant **z** du vertex reconstruit pour les événements du lot de contrôle est distribuée suivant une loi gaussienne. Nous avons également fait l'ajustement en ajoutant une composante constante à la loi gaussienne. La valeur de cette constante obtenue par l'ajustement nous donne une estimation du bruit de fond non *ep* qui est compatible avec 0%. Ceci est conforme aux conclusions de l'étude des bruits de fond présentée, dans la section 5.2, pour les événements étiquetés sans sélections sur les jets.

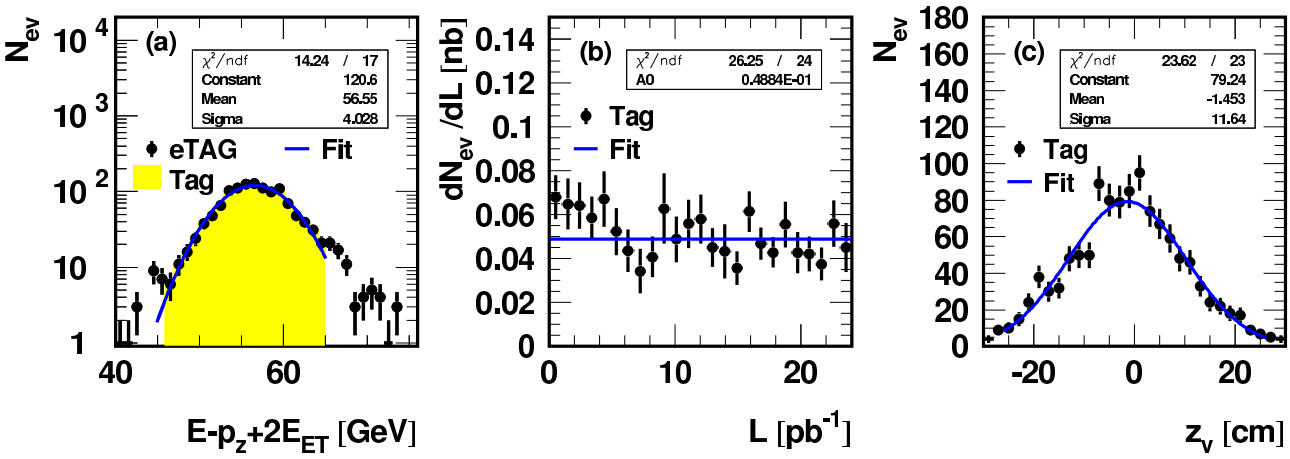


FIG. *6.1 – (a) : Distribution de* $(E - p_z + 2E_{ET})$ *obtenue avec les événements déclenchés par s083 et satisfaisant les coupures sur* E_{PD}, X_{ET} *et* y_{ET} *ajustée par une loi gaussienne. La région grisée à* $\pm 2\sigma$ *autour de la valeur moyenne définit le lot de contrôle* Tag. *(b) : Vérification de la stabilité de la sélection du lot* Tag *au cours de l'acquisition des données. (c) Ajustement gaussien de la distribution de* z_v *pour les événements du lot* Tag.

6.2.2 Rejet du bruit de fond non physique

Les événements ne provenant pas de collisions *ep* et laissant dans le détecteur un signal identifiable à un jet de grande énergie transverse peuvent appartenir à l'une des catégories suivantes :

i) une interaction, produite dans la région centrale du détecteur, entre un proton et les molécules du gaz résiduel présent dans le tube à vide ou avec les parois de ce dernier,

ii) le passage d'un muon appartenant au halo du faisceau de proton dans le détecteur. Ce halo est formé en amont du détecteur par les interactions initiées par les protons. Ils traversent le détecteur longitudinalement en temps avec les paquets de protons qu'ils accompagnent,

iii) la traversée du détecteur par un muon du rayonnement cosmique. Dans un événement de ce type, l'angle formé par la trace laissée au passage du muon et la verticale est variable.

On considère également comme bruit de fond non physique un événement correspondant à une superposition d'un de ces types d'événements avec une collision *ep* « tout venant ».

Les événements du type « muon du halo » qui passent le stade des présélections sont caractérisés par un dépôt d'énergie dans le calorimètre à argon liquide dû à la formation d'une gerbe électromagnétique et à des dépôts au minimum d'ionisation. La figure 6.2 à gauche donne une illustration de ce type d'événements. Pour cet exemple, un jet est reconstruit avec $\eta^{jet} = 0.37$ et une énergie transverse $E_T^{jet} = 35$ GeV. Puisque le dépôt d'énergie est asymétrique par rapport à la ligne des faisceaux, l'énergie transverse manquante doit être ici égale à ~ 35 GeV.

La figure 6.2 à droite représente un événement du type « muon cosmique » pour lequel un jet avec $\eta^{jet} = -0.43$ et $E_T^{jet} = 79$ GeV est reconstruit. Pour cette classe d'événements des traces peuvent être reconstruites dans le fer instrumenté en plus des dépôts d'énergie dans le

calorimètre. L'énergie transverse manquante dépend à la fois de l'angle d'incidence du muon mais aussi de la manière dont celui-ci interagit dans le détecteur.

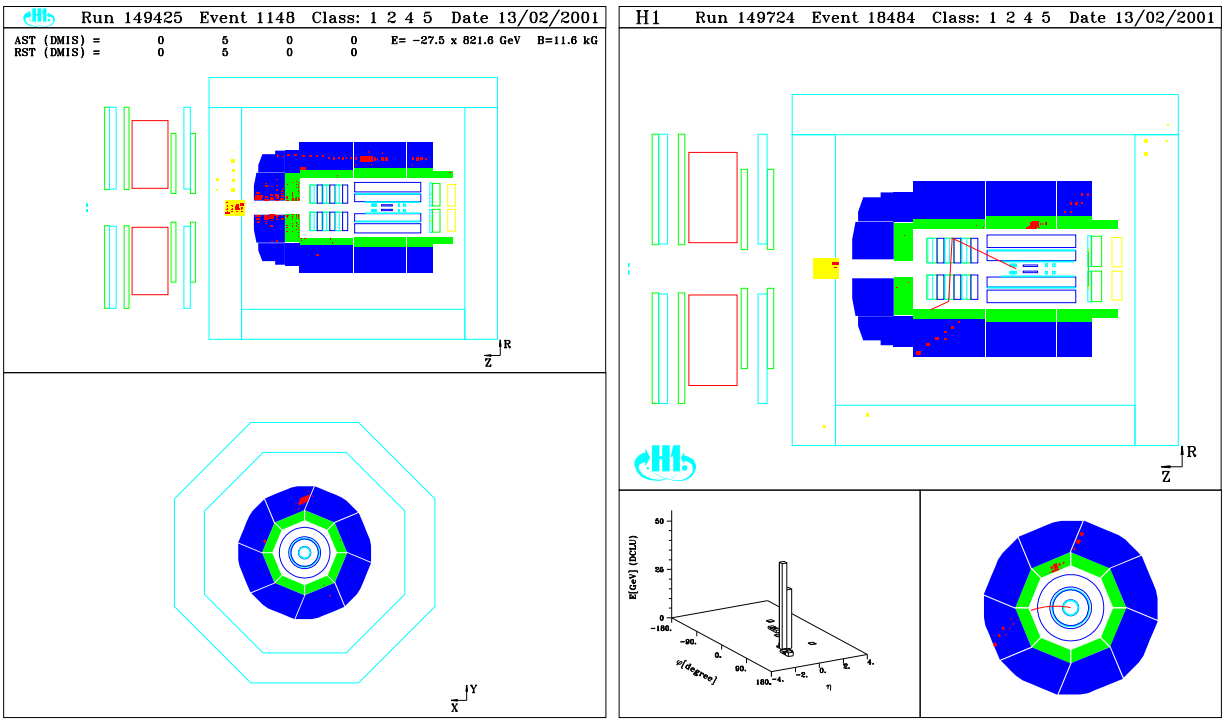


FIG. *6.2 – Exemples d'événements du type « muon du halo » (à droite) et « muon cosmique » (à gauche) passant le stade des présélections.*

On commence par estimer la normalisation du bruit de fond non physique. Les lots *Ppil* et *Tag* sont ensuite utilisés pour calculer les efficacités de rejet des événements de bruit de fond et les efficacités de sélection des événements physiques pour les coupures qui seront définies.

Estimation du bruit non physique

On considère la variable $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ où $\not{p}_T$ et E_T désignent respectivement l'énergie transverse manquante et l'énergie transverse totale des événements. Pour des collisions *ep*, la conservation de l'énergie-impulsion impose la nullité de l'énergie transverse manquante. Expérimentalement, elle doit être faible pour les interactions à courants neutres et grande pour les interactions à courants chargés dans lesquelles le neutrino n'est pas mesuré. La contribution de ces dernières est négligeable devant celle des bruits de fond induit par les muons. En faisant l'hypothèse que la loi de distribution suivi par $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ est identique dans les événements de photoproduction et les événement de diffusion profondément inélastique à courant neutre, le lot *Tag* peut être utilisé pour modéliser l'ensemble des collisions *ep*. Parallèlement, comme nous le justifierons à la fin de ce paragraphe, le lot *Ppil* correspond à un lot pur d'événements de bruit de fond non physique et peut être utilisé pour le modéliser.

Pour obtenir la normalisation du bruit de fond non physique, un ajustement de la distribution en $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ observée avec les données (figure 6.3(a)) est réalisé à partir d'une combinaison des distributions mesurées avec les lots *Tag* (figure 6.3(b)) et *Ppil* (figure 6.3(c)), en minimisant le

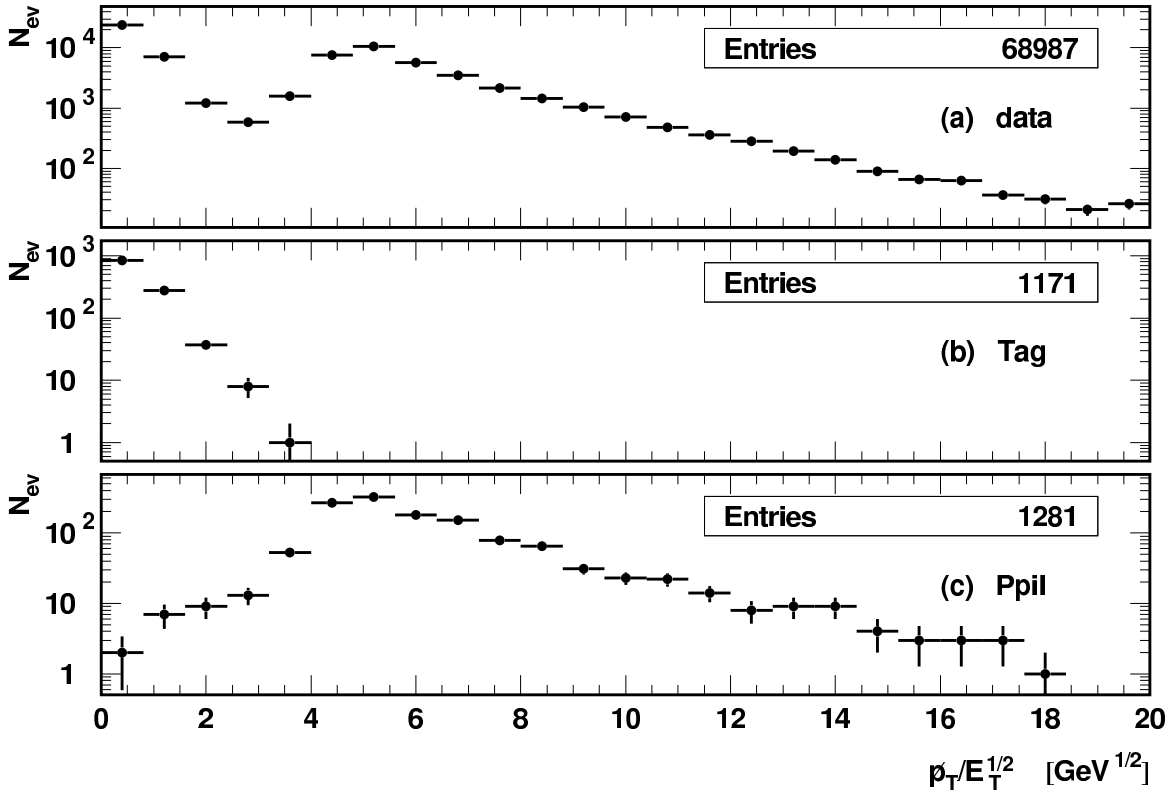


FIG. *6.3 – Distributions de $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ observées avec les données (a), les événements du lot de contrôle (b) et les protons pilotes (c).*

χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{dN/d(\not{p}_T/\sqrt{E_T})|_i^{data} - N^{ep} f_i^{ep} - N^{bkg} f_i^{bkg}}{\sigma_i} \right)^2 \tag{6.1}$$

où l'indice i désigne les intervalles de $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ choisis pour l'ajustement, $dN/d(\not{p}_T/\sqrt{E_T})|_i^{data}$, $f_i^{ep} = (1/NdN/d(\not{p}_T/\sqrt{E_T}))|_i^{Tag}$ et $f_i^{bkg} = (1/NdN/d(\not{p}_T/\sqrt{E_T}))|_i^{Ppil}$ les distributions de cette variables dans les données, le lot *Tag* et le lot *Ppil* respectivement. De manière a rendre compte des incertitudes dues aux statistiques limitées des données mais aussi et surtout des lots *Tag* et *Ppil*, l'erreur σ_i dans l'équation 6.1 est évaluée suivant la formule :

$$\sigma_i = \sqrt{N_i^{data} + \left(\frac{\overline{N_{ep}}}{N_{Tag}} \sigma_i^{ep} \right)^2 + \left(\frac{\overline{N_{bkg}}}{N_{Ppil}} \sigma_i^{Ppil} \right)^2} \tag{6.2}$$

où N_i^{data} désigne le nombre d'événement dans le *bin* i de la distibution mesurée avec les données. Les erreurs statistiques des distributions f_i^{ep} et f_i^{bkg} sont notées σ_i^{ep} et σ_i^{Ppil} respectivement. Les quantités $\overline{N_{ep}}$ et $\overline{N_{bkg}}$ sont des estimations de départ raisonnables, évaluées à partir de la figure 6.3, des nombres N^{ep} et N^{bkg} respectivement. Enfin les nombres totaux d'événements dans les lots *Tag* et *Ppil* sont notées N_{Tag} et N_{Ppil} respectivement.

Le résultat de cet ajustement obtenu après deux itérations, est représenté par la courbe sur la figure 6.4. L'histogramme en points noirs est la distribution mesurée. Les erreurs indiquées représentent celles utilisées lors de l'ajustement (c'est-à-dire : σ_i). De la qualité de l'ajustement ($\chi^2 \simeq 1.12$) nous justifions l'emploi qui a été fait des lots *Tag* et *Ppil* pour modéliser les collisions *ep* et les événements de bruits de fond induit par les muons. La somme des valeurs obtenues pour les deux paramètres $N^{ep} = 31925 \pm 959$ et $N^{bkg} = 36892 \pm 1060$ est compatible

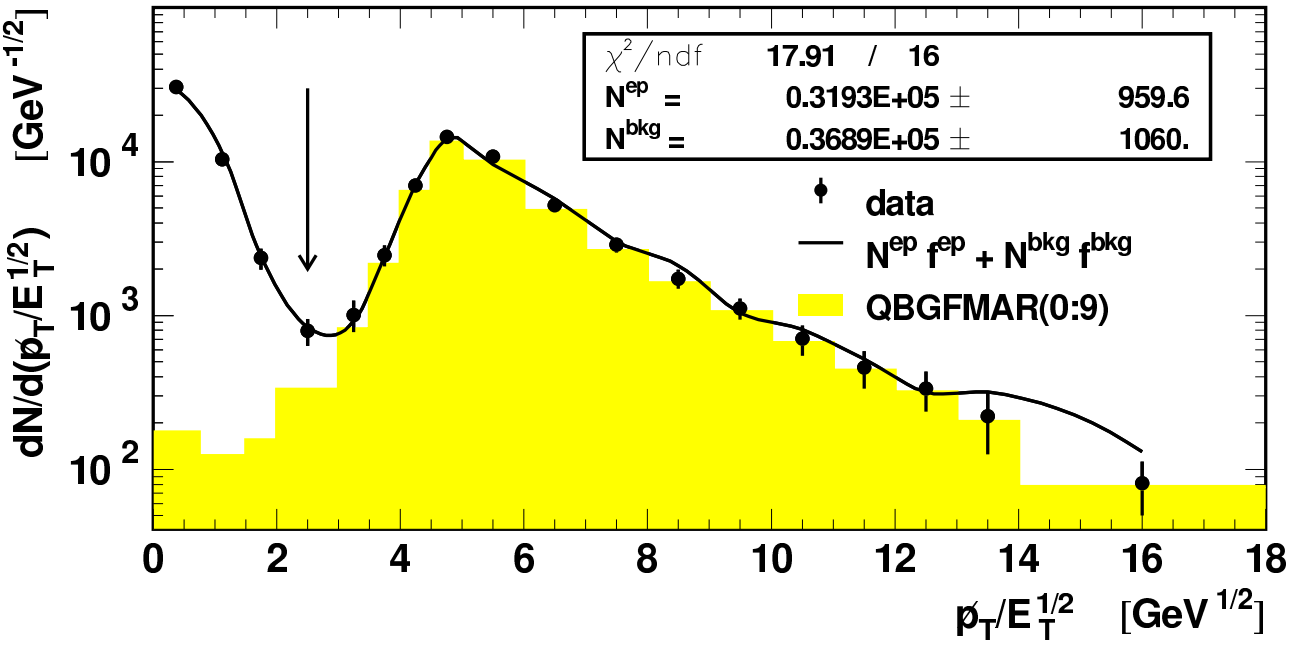


FIG. *6.4 – L'histogramme en points noirs correspond à la distribution de $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ observée dans les données. La courbe montre son ajustement obtenu par minimisation du χ^2 (équation 6.1). L'histogramme grisé montre la contribution des événements pour lesquels au moins l'un des identificateurs de muons (cf. section 4.3) a déclenché. La région à droite de la flèche est rejetée par la coupure $\mathcal{C}1$.*

avec le nombre total d'événements (68987). Ceci nous donne l'estimation $\mathcal{B}_\mu^{(0)} = 54 \pm 1\%$ de la contribution du bruit de fond non physique dans les données à l'issue des présélections.

Coupure sur l'énergie transverse manquante : $\mathcal{C}1$

Comme la figure 6.3 le montre, une coupure sur $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ doit permettre de rejeter une large part du bruit de fond sans perte importante de signal. On choisit de ne conserver que les événements satisfaisant à la condition :

$$\mathcal{C}1 \ : \ \frac{\not{p}_T}{\sqrt{E_T}} \leq 2.5 \ \text{GeV}^{1/2}$$

On note $f_{\mathcal{C}1}^{ep}$ et $f_{\mathcal{C}1}^{bkg}$ l'efficacité de sélection des collisions *ep* et l'efficacité de rejet du bruit de fond non physique de la coupure $\mathcal{C}1$. Leurs valeurs sont obtenues à partir des lots *Tag* et *Ppil* respectivement :

$$f_{\mathcal{C}1}^{ep} = 99.5 \pm 0.2\% \quad \text{et :} \quad f_{\mathcal{C}1}^{bkg} = 98.4 \pm 0.3\%$$

Ces quantités permettent d'estimer les nombres d'événements correspondant à des collisions *ep*, $N_{\mathcal{C}1}^{ep}$, et à des bruits de fond non physique, $N_{\mathcal{C}1}^{bkg}$, une fois la coupure $\mathcal{C}1$ appliquée :

$$N_{\mathcal{C}1}^{ep} = f_{\mathcal{C}1}^{ep} N^{ep} = 31765 \pm 956$$

$$N_{\mathcal{C}1}^{bkg} = (1 - f_{\mathcal{C}1}^{bkg}) N^{bkg} = 590 \pm 112$$

En utilisant le nombre d'événements passant cette sélection (32302) on obtient l'estimation du bruit de fond non physique résiduel : $\mathcal{B}_\mu^{(1)} = 1.8 \pm 0.3\%$.

Coupure sur la topologie des événements : $\mathcal{C}2$

Afin de réduire davantage le bruit de fond non physique, on demande qu'aucun des dix identifieurs de muons décrit dans la section 4.3, n'ait été déclenché. Ceci définit la coupure $\mathcal{C}2$:

$$\mathcal{C}2 : !\, QBGFMAR(0:9)$$

La contribution des événements rejetés par cette sélection est indiquée par l'histogramme grisé sur la figure 6.4. On note $f_{\mathcal{C}2}^{ep}$ et $f_{\mathcal{C}2}^{bkg}$ l'efficacité de sélection des collisions ep et l'efficacité de rejet du bruit de fond non physique de la coupure $\mathcal{C}2$. Leurs valeurs sont obtenues à partir des lots *Tag* et *Ppil* (après $\mathcal{C}1$) respectivement :

$$f_{\mathcal{C}2}^{ep} = 99.5 \pm 0.2\% \quad \text{et :} \quad f_{\mathcal{C}2}^{bkg} = 65 \pm 10\%$$

Ces quantités permettent d'estimer les nombres d'événements correspondant à des collisions ep, $N_{\mathcal{C}2}^{ep}$, et à des bruits de fond non physiques, $N_{\mathcal{C}2}^{bkg}$, une fois les coupures $\mathcal{C}1$ et $\mathcal{C}2$ appliquées :

$$N_{\mathcal{C}2}^{ep} = f_{\mathcal{C}2}^{ep} N_{\mathcal{C}1}^{ep} = 31606 \pm 937$$

$$N_{\mathcal{C}2}^{bkg} = (1 - f_{\mathcal{C}2}^{bkg}) N_{\mathcal{C}1}^{bkg} = 206 \pm 71$$

En utilisant le nombre d'événements passant cette sélection (31879) on obtient l'estimation du bruit de fond non physique résiduel : $\mathcal{B}_{\mu}^{(2)} = 0.6 \pm 0.2\%$. Celui-ci est négligé par la suite.

6.2.3 Rejet des événements de diffusion profondément inélastique

Le bruit de fond physique est constitué des événements de diffusion inélastique profonde à courant neutre pour lesquels le quark diffusé et/ou le positron diffusé est reconstruit comme un jet d'énergie transverse supérieure à 21 GeV dans la région en pseudo-rapidité : $-1 \leq \eta \leq 2.5$.

Les distributions en $(E - p_z)$ observées avec l'ensemble des événements et avec le lot de contrôle sont représentées sur la figure 6.5. Pour des événements de photoproduction, cette variable peut prendre toute valeur jusqu'à deux fois l'énergie des positrons initiaux $2E_e$. Pour les événements de diffusion profondément inélastique elle doit être égale à $2E_e$.

Afin de rejeter ces événements, on utilise les algorithmes de recherche de positron qui ont été présentés dans la section 4.2. Ces algorithmes présentent à la fois des inefficacités (pour l'identification des positrons) et des surefficacités (identification de positrons factices). Pour ces raisons, la sélection sur les jets est effectuée sans aucune recherche préalable de lepton diffusé. Dans les événements de diffusion profondément inélastique, l'amas calorimétrique et la trace correspondant au positron diffusé sont par conséquent inclus dans la définition de l'état final hadronique. Sur la figure 6.5 les contributions des événements possédant un candidat positron dans les calorimètres LAr et SpaCal sont indiquées. Pour ces derniers le maximum de la distribution est situé à $(E - p_z) \sim 70$ GeV en raison du choix de l'échelle d'énergie hadronique utilisée pour mesurer le positron.

Dans cette section les sélections utilisées pour rejeter des événements de diffusion profondément inélastique où le positron est diffusé dans les calorimètres SpaCal et LAr sont successivement présentées pour la région $0.1 \leq y \leq 0.9$ utilisée pour les mesures finales (le domaine en $(E - p_z)$ correspondant est délimité sur la figure 6.5). On note le bilan des événements de la manière suivante :

$$N_{\mathcal{C}2}^{data} = N_{\mathcal{C}2}^{\gamma p} + N_{\mathcal{C}2}^{low} + N_{\mathcal{C}2}^{high} \tag{6.3}$$

où $N_{\mathcal{C}2}^{data}$ désigne le nombre total d'événements après $\mathcal{C}2$ dans la région $0.1 \leq y \leq 0.9$ ($N_{\mathcal{C}2}^{data} = 12082$), $N_{\mathcal{C}2}^{low}$, $N_{\mathcal{C}2}^{high}$ les contributions de la diffusion inélastique profonde courent neutre à petit et grand Q^2 respectivement et enfin, $N_{\mathcal{C}2}^{\gamma p}$ la contribution de la photoproduction.

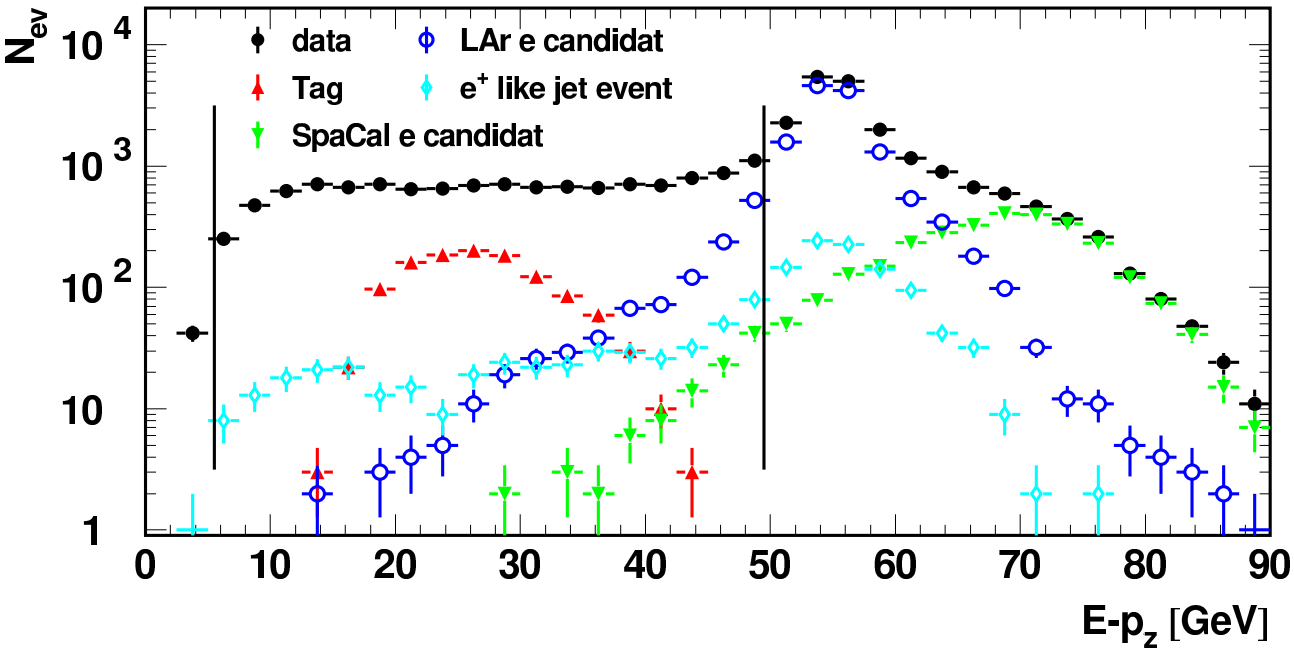


FIG. *6.5 – Distributions de $(E - p_z)$ pour l'ensemble des données, pour les événements du lot de contrôle et pour ceux possédant un candidat positron dans le SpaCal ou dans le LAr. La contribution des événements pour lequel le positron n'est pas identifié dans le LAr mais reconstruit sous la forme d'un « jet-positron » (cf. page 110 pour la définition) est indiquée. Les deux traits verticaux montrent la région, correspondant à $0.1 \leq y \leq 0.9$, conservée pour l'analyse.*

Rejet des petits Q^2 : $\mathcal{C}3$

Dans les événements de diffusion profondément inélastique à petit Q^2 (c'est-à-dire $Q^2 \leq 100$ GeV^2), le positron est diffusé d'un petit angle et détecté par le calorimètre SpaCal. Afin de rejeter ces événements, on utilise l'algorithme décrit dans la section 4.2 pour identifier les positrons dans ce calorimètre et on ne conserve que les événements satisfaisant à la condition :

$\mathcal{C}3$: Aucun candidat positron dans le calorimètre SpaCal

Le bilan des événements acceptés par $\mathcal{C}3$ s'exprime :

$$N_{\mathcal{C}3}^{data} = N_{\mathcal{C}3}^{\gamma p} + N_{\mathcal{C}3}^{low} + N_{\mathcal{C}3}^{high} = f_{\mathcal{C}3}^{\gamma p} N_{\mathcal{C}2}^{\gamma p} + (1 - f_{\mathcal{C}3}^{low}) N_{\mathcal{C}2}^{low} + f_{\mathcal{C}3}^{high} N_{\mathcal{C}2}^{high} \quad (6.4)$$

Où $f_{\mathcal{C}3}^{low}$ désigne l'efficacité de rejet des petits Q^2 de la coupure $\mathcal{C}3$ et $f_{\mathcal{C}3}^{\gamma p}$ ($f_{\mathcal{C}3}^{high}$) l'efficacité de sélection de la photoproduction (des grands Q^2).

On estime $f_{\mathcal{C}3}^{\gamma p}$ à partir de la fraction d'événements du lot *Tag* pour lesquels un positron factice est identifié. Pour cela, on se restreint à la région, $(E - p_z) \geq 28$ GeV, contenant la totalité des données possédant un candidat positron :

$$f_{\mathcal{C}3}^{\gamma p} = 1 - \frac{N_{eSpaCal}^{Tag}}{N^{Tag}} \quad ; \quad E - p_z \geq 28 \text{ GeV}$$

La quantité $N^{Tag}_{eSpaCal}$ étant nulle, on donne une limite inférieure de $f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3}$:

$$f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3} \geq 99.6 \pm 0.2\% \qquad \text{à} \qquad 95\% \text{ C.L.}$$

Nous faisons l'hypothèse raisonnable, que la fraction des événements pour lesquels un positron factice est identifié dans le SpaCal est identique pour les diffusions inélastique profonde courant neutre à grand Q^2 et les diffusions γp :

$$f^{high}_{\mathcal{C}3} \simeq f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3} \tag{6.5}$$

La validité de cette hypothèse est renforcée par l'estimation $f^{high}_{\mathcal{C}3} = 99.7 \pm 0.1\%$ obtenue avec DJANGO.

On prend une estimation, conservative, de l'efficacité d'identification des positrons dans SpaCal : $f^{low}_{\mathcal{C}3} \sim 99\%$.

On note $\mathcal{B}^{(0)}_{low}$ la contribution du bruit de fond petit Q^2 avant que la coupure $\mathcal{C}3$ soit imposée aux données. En utilisant l'hypothèse 6.5 la relation 6.4 se réecrit, en divisant par $N^{data}_{\mathcal{C}2}$, comme :

$$f^{data}_{\mathcal{C}3} = (1 - f^{low}_{\mathcal{C}3})\mathcal{B}^{(0)}_{low} + f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3}\left(\frac{N^{\gamma p}_{\mathcal{C}2} + N^{high}_{\mathcal{C}2}}{N^{data}_{\mathcal{C}2}}\right)$$

ce qui donne en utilisant 6.3 :

$$f^{data}_{\mathcal{C}3} = (1 - f^{low}_{\mathcal{C}3})\mathcal{B}^{(0)}_{low} + f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3}(1 - \mathcal{B}^{(0)}_{low})$$

d'où l'on déduit la relation :

$$\mathcal{B}^{(0)}_{low} = \frac{N^{low}_{\mathcal{C}2}}{N^{data}_{\mathcal{C}2}} = \frac{f^{data}_{\mathcal{C}3} - f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3}}{1 - f^{low}_{\mathcal{C}3} - f^{\gamma p}_{\mathcal{C}3}} \tag{6.6}$$

avec $f^{data}_{\mathcal{C}3} = 99.2 \pm 0.1\%$ la fraction d'événements passant $\mathcal{C}3$ dans les données. Le bruit de fond avant coupure vaut : $\mathcal{B}^{(0)}_{low} = 0.4 \pm 0.2\%$ et le bruit de fond après coupure :

$$\mathcal{B}^{(1)}_{low} = \frac{1 - f^{low}_{\mathcal{C}3}}{f^{data}_{\mathcal{C}3}}\mathcal{B}^{(0)}_{low} \tag{6.7}$$

est négligeable.

Rejet des grands Q^2

Dans les événements de diffusion profondément inélastique à grand Q^2, le positron diffusé est détecté par le calorimètre à argon liquide. La virtualité du photon intermédiaire est alors supérieure à 100 GeV^2.

Pour rejeter ces événements, nous utilisons l'algorithme d'identification des positrons dans le LAr explicité dans la section 4.2. A partir du lot de contrôle, on estime que $2.4 \pm 0.4\%$ des événements de photoproduction possèdent un positron factice identifié par cet algorithme. Afin d'améliorer l'efficacité de sélection du signal, on cherche à définir un critère supplémentaire devant être satisfait par les événements grands Q^2.

La figure 6.6, obtenue avec les événements possédant un candidat positron, montre les distributions de la pseudo-rapidité des candidats (a), de la variable $J^{fem}_{\max}$ (b) et de $(E - p_z)$ (c). Pour obtenir ces distributions, la coupure $0.1 \leq y \leq 0.9$ a momentanément été relâchée. Pour chacun des jets reconstruits, la fraction J^{fem} de l'énergie du jet qui est déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre est évaluée. La plus grande fraction électromagnétique déterminée dans l'événement définit $J^{fem}_{\max}$. Les données sont comparées aux prédictions de PYTHIA et de DJANGO. Le maximum situé à l'unité de la distribution de $J^{fem}_{\max}$ illustre le cas où le positron diffusé est reconstruit comme un jet. Dans cette région, la contribution des événements de diffusion profondément inélastique est dominante et DJANGO donne une bonne description des données. La distribution en η_e est également bien décrite par DJANGO dans la région $\eta_e \leq 0$ où PYTHIA prédit une faible contribution de la photoproduction. Notre conclusion est que DJANGO décrit correctement la contribution des événements de diffusion profondément inélastique présent dans les données. La somme des contributions prédites par les deux Monte-Carlos est, d'autre part, en accord avec les distributions observées. Nous pouvons donc les utiliser pour définir une coupure permettant, sans perte notable d'efficacité de rejet du bruit (cf. section 4.2), d'améliorer l'efficacité de sélection des événements de photoproduction.

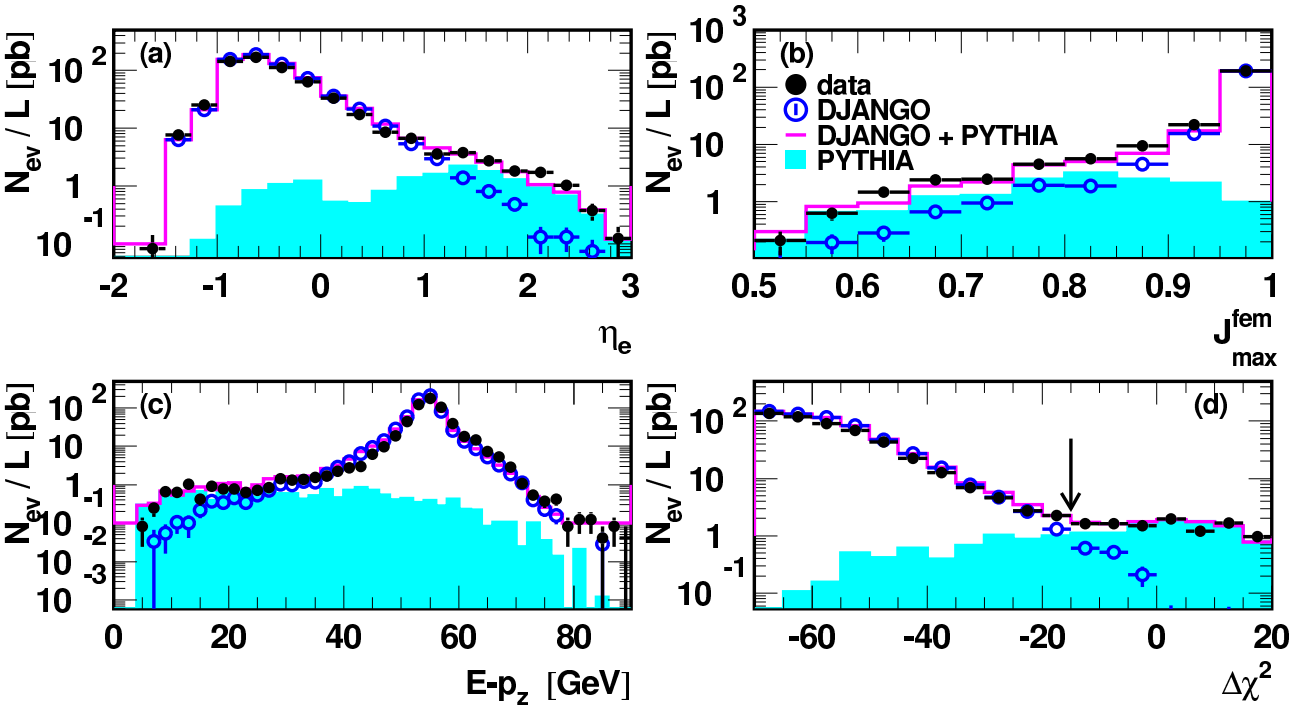


FIG. *6.6 – Distributions, normalisées à la luminosité, de la pseudo-rapidité du candidat positron (a), de J^{fem}_{max} (b), de $(E - p_z)$ (c) et de la « distance » $\Delta\chi^2$ (d) obtenues avec les événements possédant un candidat positron identifié dans le LAr. Les points noirs représentent la contribution des données, les point blancs celle prédite par DJANGO. L'histogramme grisé représente la contribution des événements de photoproduction donnée par PYTHIA. La somme des distributions obtenues avec PYTHIA et DJANGO est indiquée par l'histogramme en trait plein. Pour obtenir ces distributions la coupure* $0.1 \leq y \leq 0.9$ *a été relachée.*

Coupure sur les événements avec un candidat positron : $\mathcal{C}4$

On utilise les trois variables $x = J^{fem}_{\max}$, $y = (E - P_z)$ et $y = \eta_e$ pour définir la « distance » :

$$\Delta\chi^2 = \left(\frac{x-\mu_x^{ep}}{\sigma_x^{ep}}\right)^2 - \left(\frac{x-\mu_x^{\gamma p}}{\sigma_x^{\gamma p}}\right)^2 + \left(\frac{y-\mu_y^{ep}}{\sigma_y^{ep}}\right)^2 - \left(\frac{y-\mu_y^{\gamma p}}{\sigma_y^{\gamma p}}\right)^2 + \left(\frac{z-\mu_z^{ep}}{\sigma_z^{ep}}\right)^2 - \left(\frac{z-\mu_z^{\gamma p}}{\sigma_z^{\gamma p}}\right)^2$$

Les valeurs des paramètres, $\mu^{\gamma p}$, $\sigma^{\gamma p}$, μ^{ep} et σ^{ep}, utilisés sont reportées dans le tableau 6.2. Elles ont été optimisées à partir des Monte-Carlos pour maximiser le pouvoir de séparation de $\Delta\chi^2$ entre les événements de diffusion profondément inélastique et ceux de photoproduction. La distribution observée dans les données de $\Delta\chi^2$ est montrée sur la figure 6.6(d). La somme

	x		z		y	
id	ep	γp	ep	γp	ep	γp
μ^{id}	1	0.8	-0.5	2	55	10
σ^{id}	0.1	0.05	1	0.5	15	10

TAB. *6.2 – Paramètres utilisés dans le calcul de* $\Delta\chi^2$.

des contributions des deux Monte-Carlos donne une bonne description de cette distribution. La région $\Delta\chi^2 \geq -15$ (à droite de la flèche sur la figure) est presque exclusivement peuplée par des événements de photoproduction. Ceci suggère de ne conserver que les événements satisfaisant la condition suivante :

$\mathcal{C}4$: Aucun candidat positron dans le calorimètre LAr avec $\Delta\chi^2 < -15$

pour rejeter les événements de diffusion profondément inélastique. L'efficacité de rejet du bruit de cette sélection est estimée, avec DJANGO, égale à $f^{high}_{\mathcal{C}4} = 84.8 \pm 0.7\%$. La comparaison avec l'efficacité totale de l'algorithme d'identification calculée avec DJANGO ($86.4 \pm 0.6\%$) montre que l'emploi de la variable $\Delta\chi^2$ ne dégrade pas significativement l'identification du bruit de fond[3]. Elle permet en revanche d'augmenter l'efficacité de sélection, $f^{\gamma p}_{\mathcal{C}4}$, des événements de photoproduction. Celle-ci est estimée avec le lot de contrôle :

$$f^{\gamma p}_{\mathcal{C}4} = 99.8 \pm 0.1\%$$

Ces valeurs permettent d'estimer le bruit de fond de diffusion profondément inélastique à grand Q^2 avant ($\mathcal{B}^{(0)}_{high}$) et après ($\mathcal{B}^{(1)}_{high}$) avoir appliqué la sélection :

$$\mathcal{B}^{(0)}_{high} = 10 \pm 0.3\%, \text{ et : } \mathcal{B}^{(1)}_{high} = 1.7 \pm 0.3\%$$

Nous avons vu dans la section 4.2 que l'algorithme d'identification des positrons diffusés à grand Q^2 présente une inefficacité qui est aggravée au voisinage des *cracks* en ϕ du calorimètre à argon liquide. En faisant l'hypothèse raisonnable, que tous les positrons diffusés sont reconstruits comme des jets, on utilise les propriétés de ces derniers pour réduire davantage le bruit de fond résiduel.

[3]Ceci est également vrai dans tout le domaine en y dans lequel l'efficacité de $\mathcal{C}4$ est estimée à $93.7 \pm 0.2\%$ tandis que l'efficacité d'identification des positrons vaut 93.9 ± 0.1 (cf. section 4.2).

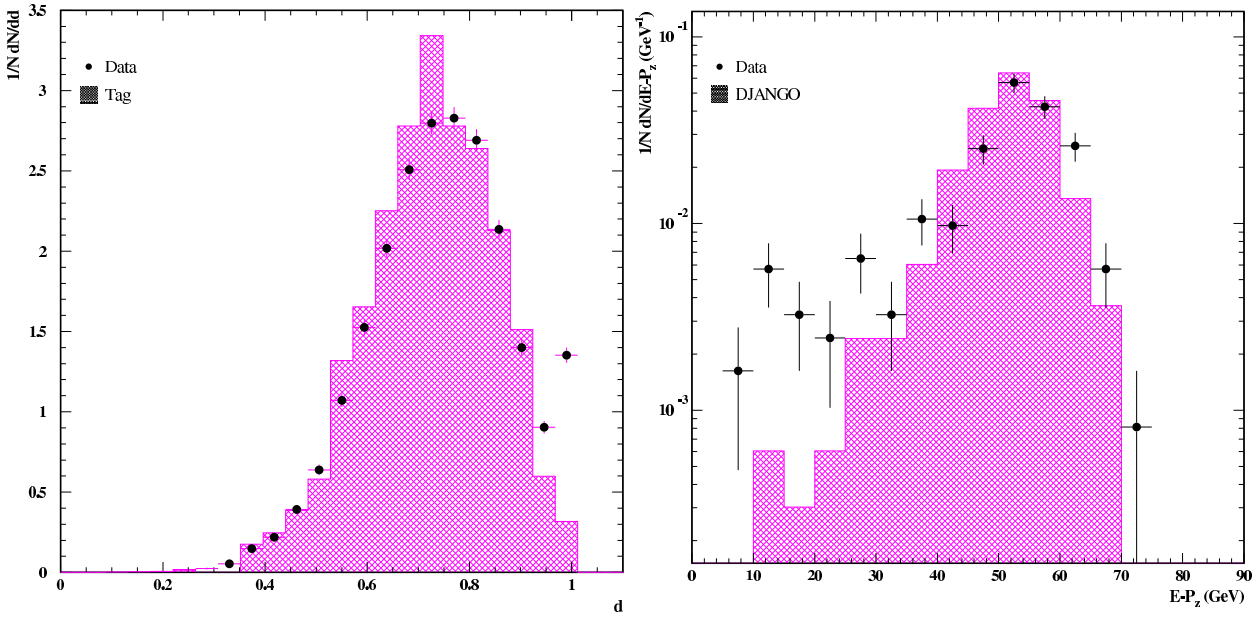


FIG. *6.7 – A gauche : distributions, normalisées au nombre d'événements, obtenues après* $\mathcal{C}4$ *de* $J_{\max}^{fem}$ *avec l'ensemble des données et le le lot de contrôle. A droite : distributions normalisées, au nombre d'événements, obtenues après* $\mathcal{C}4$ *de* $(E - p_z)$ *avec les événements possédant un « jet-positron » dans les données et DJANGO.*

Coupure sur les jets : $\mathcal{C}5$

La figure 6.7 de gauche montre une comparaison des distributions de $J_{\max}^{fem}$ mesurée avec l'ensemble des événements après $\mathcal{C}4$ et avec les événements du lot de contrôle. On note un excès d'événements à grand $J_{\max}^{fem}$ dans les données par rapport au lot de contrôle.
Pour réduire le bruit de fond on applique la sélection suivante :

$\mathcal{C}5$: Aucun événement avec $J_{\max}^{fem} \geq 98\%$ ou pour lequel un « jet-positron » est identifié.

où l'on désigne par « jet-positron » les jets tels que :

- une et une seule trace est reconstruite dans un cône de même axe que le jet de rayon 0.2 dans le plan (η, ϕ),
- le point d'impact de la trace sur le calorimètre est distant de moins de 1° d'un *crack* en ϕ du calorimètre,
- plus de 98% de l'énergie du jet qui est déposée dans un cône de même axe que le jet de rayon 0.7 dans le plan (η, ϕ) est contenue dans un cône de rayon 0.2.

La distribution en $(E - p_z)$ des événements possédant un « jet-positron » est représentée sur la figure 6.7 de droite. Dans la région où la contribution des événements de diffusion profondément inélastique est attendue, DJANGO donne une bonne description des données. Sur la figure 6.5 l'histogramme représenté avec des losanges indique la distribution en $(E - p_z)$ des événements rejetés par $\mathcal{C}5$. Comme attendu, son maximum est situé vers ~ 55 GeV.

Nous utilisons DJANGO pour estimer l'efficacité de rejet de cette coupure : $f_{\mathcal{C}5}^{high} = 80.2 \pm 1.9\%$. L'efficacité de sélection de la photoproduction de $\mathcal{C}5$ est estimée à partir du lot de contrôle : $f_{\mathcal{C}5}^{\gamma p} = 98.8 \pm 0.3\%$. Ces quantités permettent d'évaluer le bruit de fond au terme de la sélection à partir du nombre d'événements acceptés par $\mathcal{C}5$:

$$\mathcal{B}_{high}^{(2)} = 0.7\% \pm 0.3\%$$

6.2.4 Conclusions

La valeurs des efficacités de sélection pour la photoproduction de chacune des coupures présentés dans cette section sont reportées dans les tableaux 6.3 et 6.4. Les valeurs obtenues à partir du lot de contrôle sont comparée avec celles calculées avec les lots Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG. Ces dernières ont été obtenues dans le domaine en y ($0.3 \leq y \leq 0.65$) utilisé pour définir le lot *Tag*.

	Pureté ep (%)	Efficacité de selection ep (%)		
Sélection	46 ± 1	*Tag*	PYTHIA	HERWIG
$\mathcal{C}1$	98.2 ± 0.4	99.5 ± 0.2	99.3 ± 0.1	99.67 ± 0.07
$\mathcal{C}2$	99.4 ± 0.2	99.5 ± 0.2	99.3 ± 0.1	99.76 ± 0.05

TAB. *6.3 – Pureté ep à chaque stade du rejet des bruit de fond non physique. Les efficacités de sélection de la photoproduction pour chaque coupure sont estimées avec le lot de contrôle et les lots simulés.*

Les Monte-Carlos sont en accord avec les données. Nous les utiliserons donc pour corriger les données des effets de sélection. Les puretés à chaque étape de la sélection en terme de collisions ep et γp sont également reportées sur ces tableaux. A la fin de la chaîne de sélection, tous les bruits de fond sont négligeables.

	Pureté γp (%)	Efficacité de selection γp (%)		
Sélection	89.6 ± 0.3	*Tag*	PYTHIA	HERWIG
$\mathcal{C}3$	90 ± 0.3	$\geq 99.6 \pm 0.2$	99.89 ± 0.04	99.6 ± 0.1
$\mathcal{C}4$	98.3 ± 0.3	99.8 ± 0.1	99.8 ± 0.06	99.6 ± 0.1
$\mathcal{C}5$	99.3 ± 0.3	99.3 ± 0.3	98.1 ± 0.2	98.2 ± 0.3

TAB. *6.4 – Pureté γp, dans le domaine en y utilisé pour la mesure ($0.1 \leq y \leq 0.9$), à chaque stade du rejet des bruit de fond physique. Les efficacités des sélection de la photoproduction de chaque coupures sont estimées avec le lot de contrôle et les lots simulés.*

Nous avons définis un lot d'événements γp avec une efficacité de sélection de $97.7\% \pm 0.5\%$. Les bruits de fond non ep ainsi que les événements de diffusion profondément inélastique à petit Q^2 sont réduits à un niveau négligeable. La contribution des événements grand Q^2 est inférieure au pourcent. Le tableau 6.5 indique la statistique correspondant à la sélection inclusive des jets $E_T^{jet} \geq 21$ GeV reconstruits avec l'algorithme k_T dans la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$.

6.3 Efficacités de déclenchement

Après avoir défini les critères de sélection de notre lot d'événements nous pouvons maintenant déterminer les efficacités de déclenchement pour ce lot. Les événements satisfont à l'une au moins des conditions de déclenchement définies dans le tableau 6.1. La figure 6.8 montre les efficacités de déclenchement de chacune d'entre elles en fonction de la pseudo-rapidité, $\eta^{jet}(1)$,

	1996	1997
Jets	3736 (389)	13724 (1336)
Événements	2862 (301)	10527 (1008)

TAB. *6.5 – Statistique du lot inclusif défini avec l'algorithme k_T en 1996 et 1997. Les nombres entre parenthèses indiquent la contribution du lot de contrôle.*

et de l'énergie transverse, $E_T^{jet}(1)$, du jet de plus grand énergie transverse reconstruit dans la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Ces efficacités ont été calculées en suivant la méthode présentée dans la section 5.4.1. La condition basée sur le calorimètre ET du luminomètre est la seule qui soit indépendante de celles choisies pour l'analyse. Le lot de contrôle est par conséquent utilisé comme lot « moniteur » pour estimer les efficacités de déclenchement.

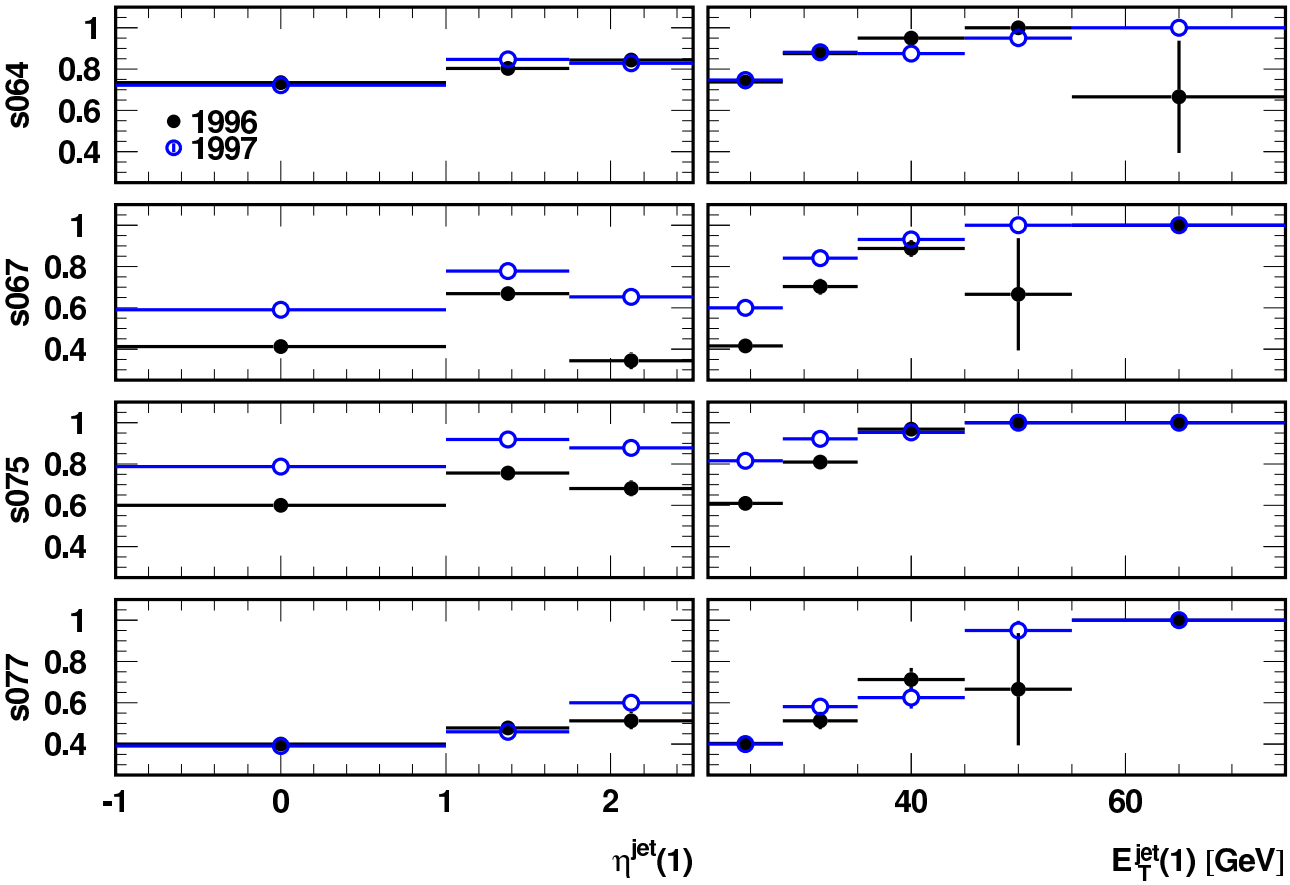


FIG. *6.8 – Efficacités des conditions de déclenchements, calculées pour les années 1996 et 1997, en fonction de $\eta^{jet}(1)$ et $E_T^{jet}(1)$. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T.*

Sur la figure 6.8 les efficacités sont indiquées pour les deux années de prise de données 1996 et 1997. Les conditions de déclenchement s064 et S075 possèdent une efficacité environ 20% plus importante en 1997 qu'en 1996 pour $E_T^{jet}(1) \sim 25$ GeV. Cette différence se réduit à grand $E_T^{jet}(1)$. A partir de la fin de l'année 1996, l'élément de déclenchement LAr_electron_1 a remplacé LAr_electron_2 dans la définition de s067. La condition s075 inclut dans sa définition les éléments de déclenchement LAr_electron_1 en 1996 et LAr_electron_2 avec un seuil abaissé

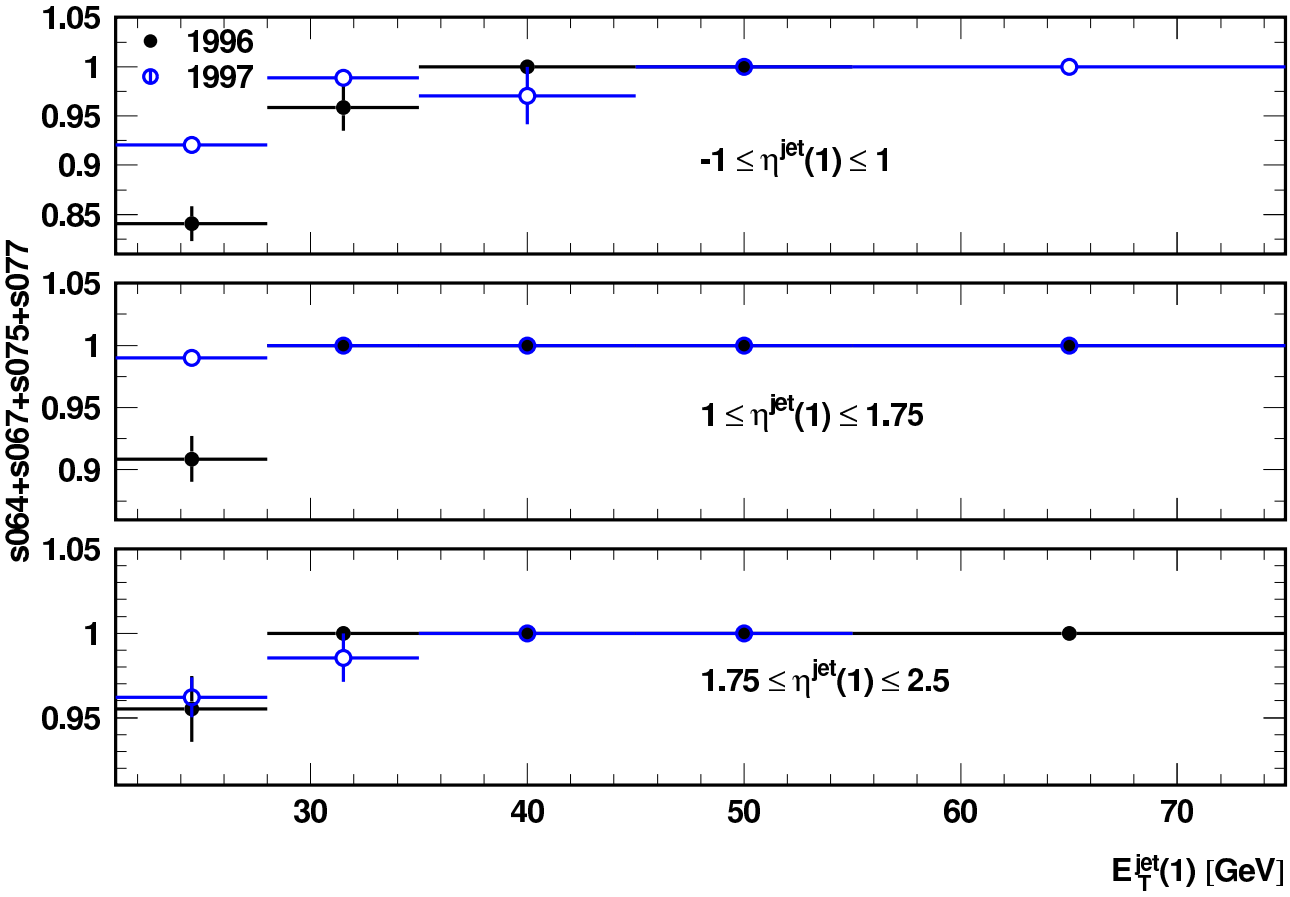


FIG. *6.9 – Efficacité de déclenchement de la condition s064||s067||s075||s077 en fonction de* $E_T^{jet}(1)$ *dans trois domaines en* $\eta^{jet}(1)$ *pour les deux années 1996 et 1997. Les jets sont définis avec l'algorithme* k_T.

(cf. section 3.7) en 1997. La forte influence sur les efficacités de la figure 6.8 des seuils utilisés pour valider les conditions LAr_electron peut se comprendre en remarquant que l'énergie d'un jet est partagée dans plusieurs (typiquement entre 2 et 5) grandes tours de déclenchement.

L'efficacité de déclenchement de la combinaison des quatre conditions s064, s067, S075 et S077 est représentée sur la figure 6.9, pour les deux années 1996 et 1997 séparément, en fonction de $E_T^{jet}(1)$ dans les domaines en pseudo-rapidité : $-1 \leq \eta^{jet}(1) \leq 1$, $1 \leq \eta^{jet}(1) \leq 1.75$ et $1.75 \leq \eta^{jet}(1) \leq 2.5$. Le principal effet du changement de définition des conditions de déclenchement correspond à une baisse de $\sim 10\%$ d'efficacité dans la région centrale à petit énergie transverse. Les données sont corrigées en déterminant, pour chaque événement, les quantités $(\eta^{jet}(1), E_T^{jet}(1))$ puis en divisant leurs poids statistique par la valeur correspondante de l'efficacité de déclenchement.

6.4 Distributions de contrôle

L'objectif de cette partie est de justifier l'emploi qui sera fait ultérieurement des lots simulés par HERWIG et PYTHIA pour corriger *bin* à *bin* les distributions expérimentales à la fois des inefficacités de sélection et des effets dûs à la résolution limitée du détecteur. Pour cela, on vérifie successivement les deux point suivants :

A) l'acceptance du détecteur, pour les événements satisfaisant aux sélections présentées dans la section 6.2 n'a pas varié entre 1996 et 1997,
B) la réponse du détecteur est correctement simulée dans les lots Monte-Carlos.

La figure 6.10 montre le nombre d'événements par unité de luminosité, corrigé de l'efficacité de déclenchement, passant nos coupures en fonction de la luminosité intégrée. Cette distribution est constante (voir l'ajustement sur la figure) durant toute la période ce qui constitue une indication qu'au regard de la sélection, les conditions expérimentales n'ont pas changé.

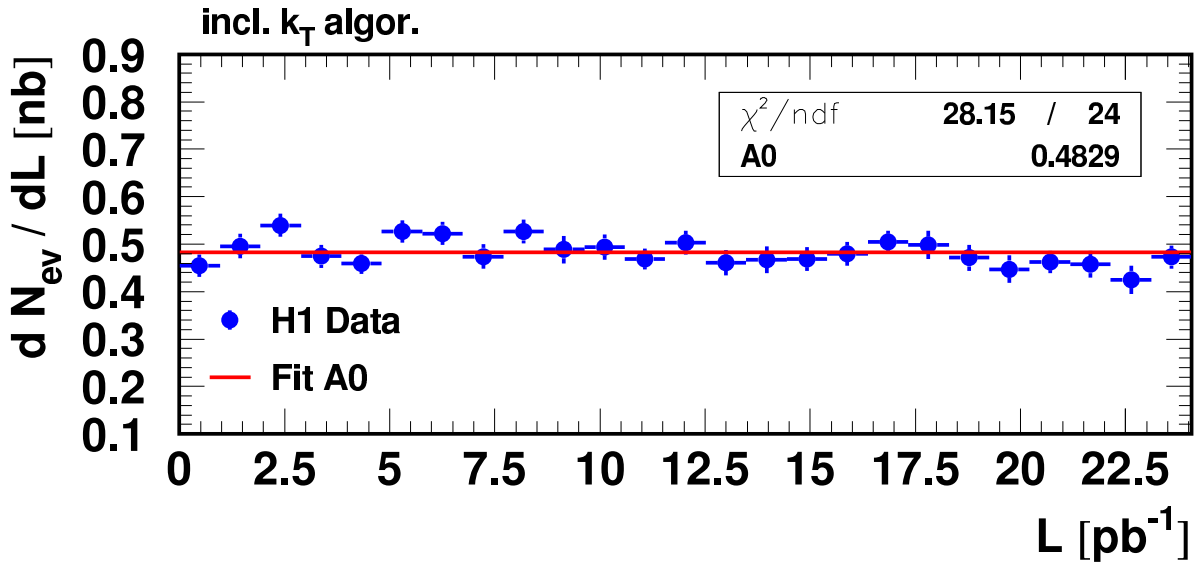


FIG. *6.10 – Évolution du nombre d'événements passant les sélections, corrigé des inefficacités de déclenchement, obtenue pour l'algorithme de jet k_T en fonction de la luminosité intégrée. La ligne montre le résultat d'un ajustement par une constante.*

Les sections efficaces au niveau détecteur $d\sigma/d(E-P_z)$, $d\sigma/dE_T^{jet}$ et $d\sigma/d\eta^{jet}$ sont représentées pour 1996 et 1997 séparément sur la figure 6.11. En prenant en compte les erreurs expérimentales, ces distributions sont compatibles entre les deux années. Notre conclusion est que le point A) exposé plus haut est raisonnablement vérifié.

La figure 6.12 représente, pour différents domaines de η^{jet} et différents intervalles de E_T^{jet}, l'énergie transverse moyenne déposée en fonction de la distance azimutale entre les objets de l'état final hadronique et l'axe des jets : $\Delta\phi = \phi^{HFS} - \phi^{jet}$. Ces profils sont obtenus en ne prenant en compte que les objets hadroniques distants de moins d'une unité en pseudo-rapidité de l'axe des jets. Les prédictions de PYTHIA et de HERWIG sont également montrées sur ces distributions. Pour HERWIG, la fraction de SUE est changée de 0% à 35%. Les profils sont symétriques par rapport au maximum situé à $\Delta\phi = 0$ rad. Le niveau d'énergie transverse décroît et atteint un minimum, le piédestal, à $|\Delta\phi| \sim 1.5$ rad avant de remonter à $|\Delta\phi| \sim \pi$ rad. Cette remontée indique la présence du second jet. Lorsque η^{jet} augmente le piédestal s'accroît. Cet effet peut être compris en remarquant que les jets produits à grand η^{jet} et petit E_T^{jet} sont issus préférentiellement d'événements à petit x_γ (d'après la formule 2.6) c'est-à-dire dans lesquels l'énergie ne participant pas à la collision dure est la plus élevée. On note également que le niveau du piédestal est peu sensible à l'énergie transverse des jets à η^{jet} fixée.

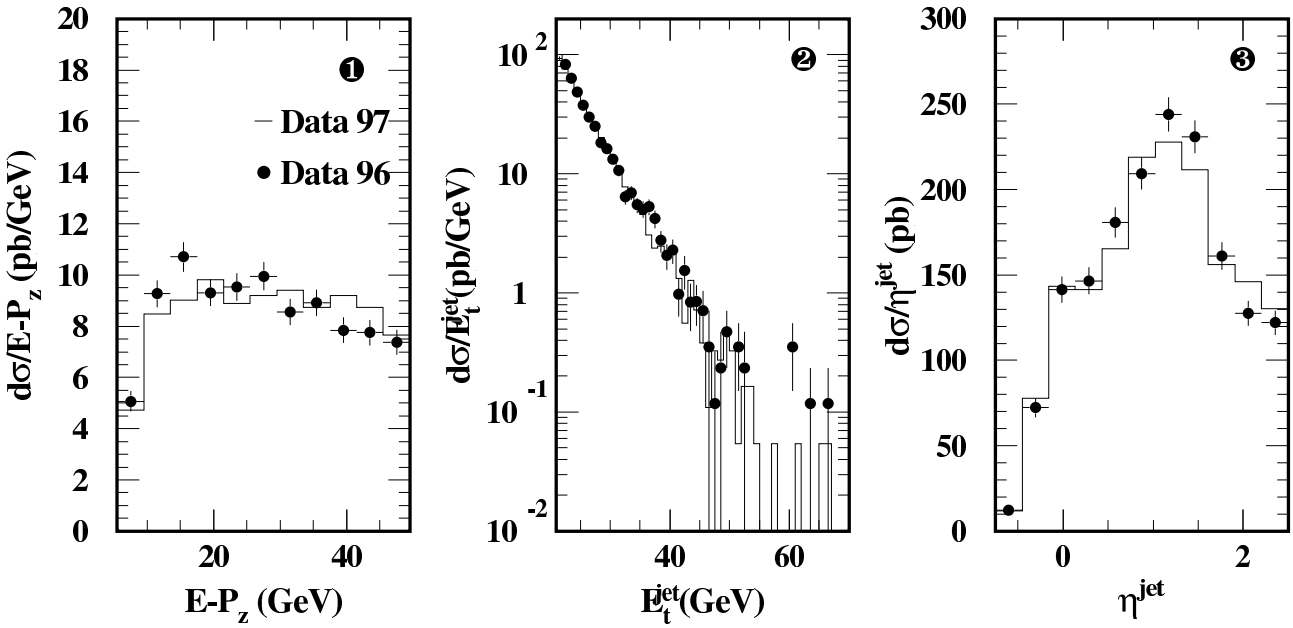


FIG. *6.11 – Sections efficaces au niveau détecteur en fonction de* $(E - p_z)$ *(1),* E_T^{jet} *(2) et* η^{jet} *(3) représentées séparement pour 1996 et 1997.*

La figure 6.13 représente la distribution observée, dans les mêmes domaines en η^{jet} et E_T^{jet}, de la forme des jets définie par : $\Psi(r) = 1/N^{jets} \sum_{jets} E_T(r)/E_T^{jet}$ où $E_T(r)$ désigne l'énergie transverse contenue dans un cône coaxial aux jets et de rayon r dans le plan (η, ϕ). A grand E_T^{jet} cette fonction est aussi bien décrite par HERWIG avec ou sans SUE. L'influence du piédestal sur la reconstruction des jets est moindre à grand E_T^{jet}.

Un niveau correct du piédestal est prédit par HERWIG lorsque la fraction de SUE est fixée à 35%, ce qui sera le cas dans la suite. Dans ces conditions, les profils ainsi que les formes de jets sont correctement décrits par les deux modèles. L'effet de l'événement sous-jacent sur les sections efficaces inclusives a été estimé en comparant les sections efficaces prédites par HERWIG avec des fractions de SUE égales à 0% et 35%. Il correspond à une augmentation d'environ 10% de la section efficace à grand η^{jet} et petit E_T^{jet}. L'effet est négligeable aux plus grands E_T^{jet} accessibles dans cette analyse.

La figure 6.14 représente les sections efficaces différentielles mesurées au niveau détecteur en fonction de $E - P_z$, $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ et de $\log(1 + E - P_z)$ respectivement. Les prédictions des Monte-Carlos y sont également indiquées. Les Monte-Carlos simulent les diffusions partoniques à l'ordre dominant. Ils ne sont en conséquence pas censés donner une prédiction de la normalisation absolue des données. Dans cette analyse, la normalisation de PYTHIA est compatible avec les données tandis que celle prédite par HERWIG est un facteur 2.06 trop faible. Dans la suite, toutes les distributions obtenues avec HERWIG incluent ce facteur de normalisation.
Les propriétés générales des événements sont bien reproduites par les deux modèles. Les distributions de la multiplicité, de l'azimut, de la pseudo-rapidité et de l'énergie transverse des jets avec $E_T^{jet} \geq 21$ GeV et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ sont représentées sur la figure 6.15. PYTHIA prédit une multiplicité compatible avec celle observée dans les données. HERWIG prévoit moins d'événements possédant plus de deux jets que PYTHIA. Ceci est attendu puisque les deux Monte-Carlos utilisent une définition différente de α_s. A une échelle $\hat{p}_t$ donnée (et pour une même valeur de Λ_{QCD}), le couplage est plus faible dans l'approximation à deux boucles utilisée

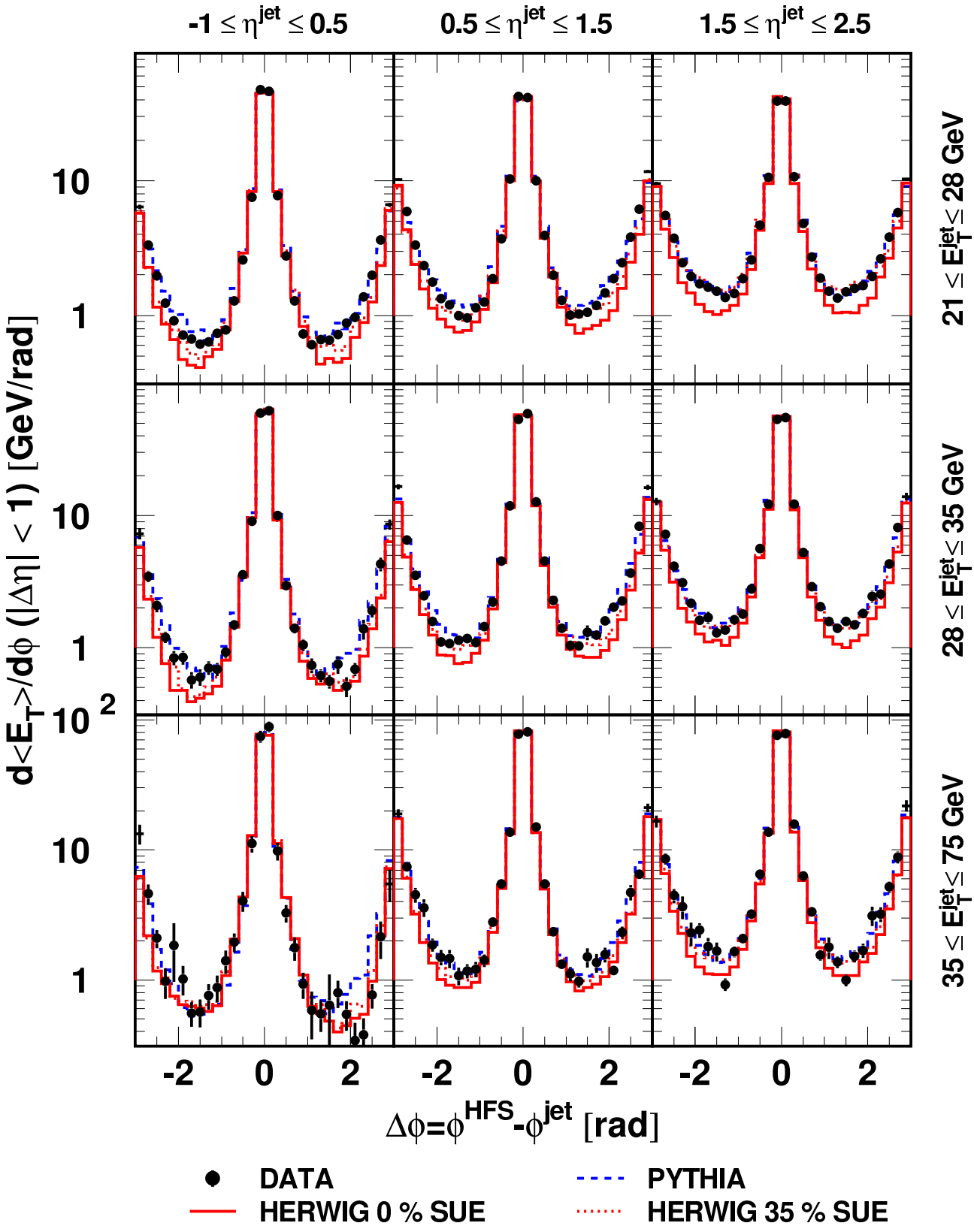


FIG. *6.12 – Énergie transverse moyenne déposée au voisinage de l'axe des jets pour différents domaines de η^{jet} et E_T^{jet}. Les prédictions de PYTHIA, HERWIG avec 0% de SUE et HERWIG avec 35% de SUE sont comparées aux données.*

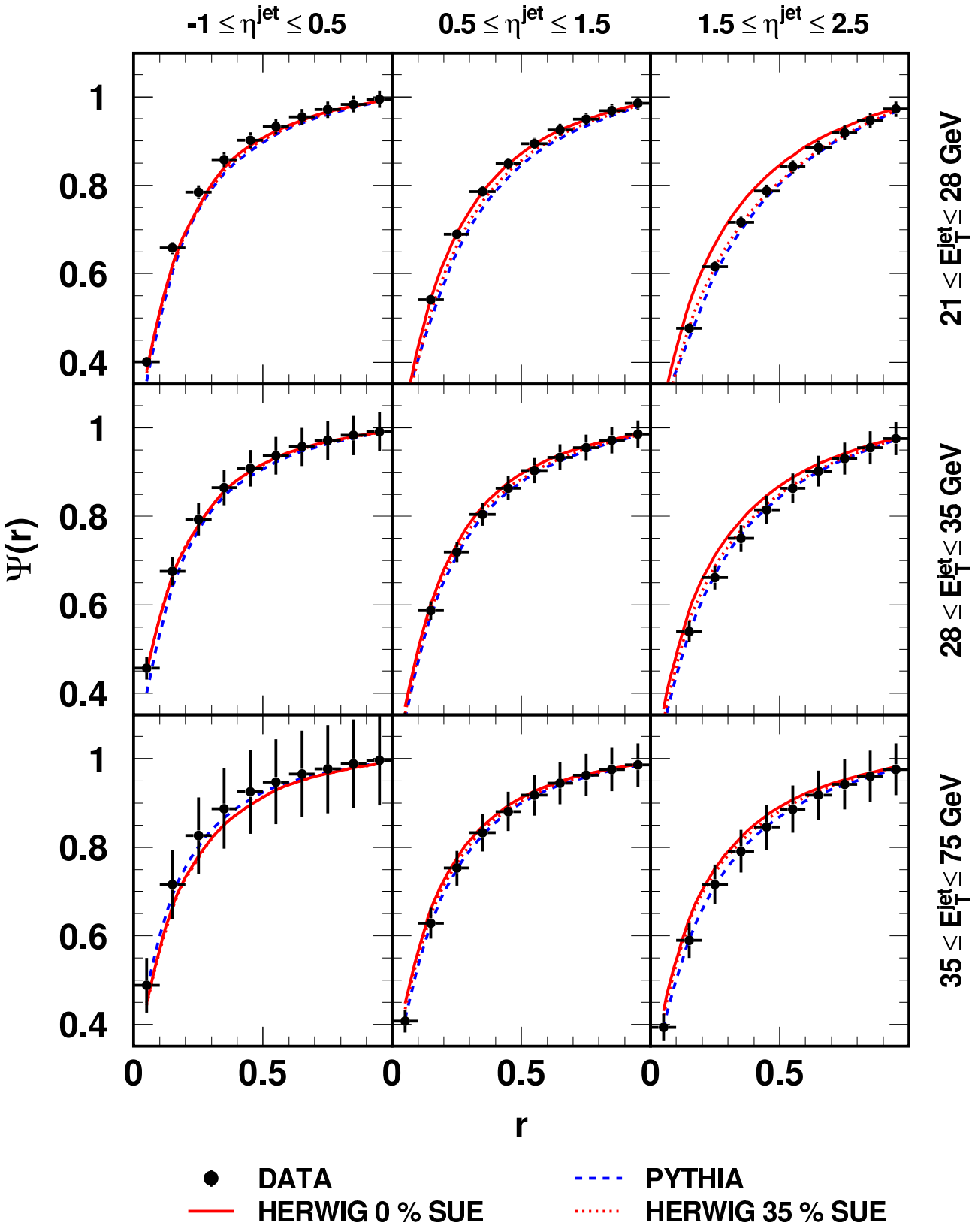


FIG. *6.13 – Distributions de $\Psi(r)$ pour des jets appartenants à différents domaines de η^{jet} et E_T^{jet}. Les prédictions de PYTHIA, HERWIG avec 0% de SUE et HERWIG avec 35% de SUE sont comparées aux données.*

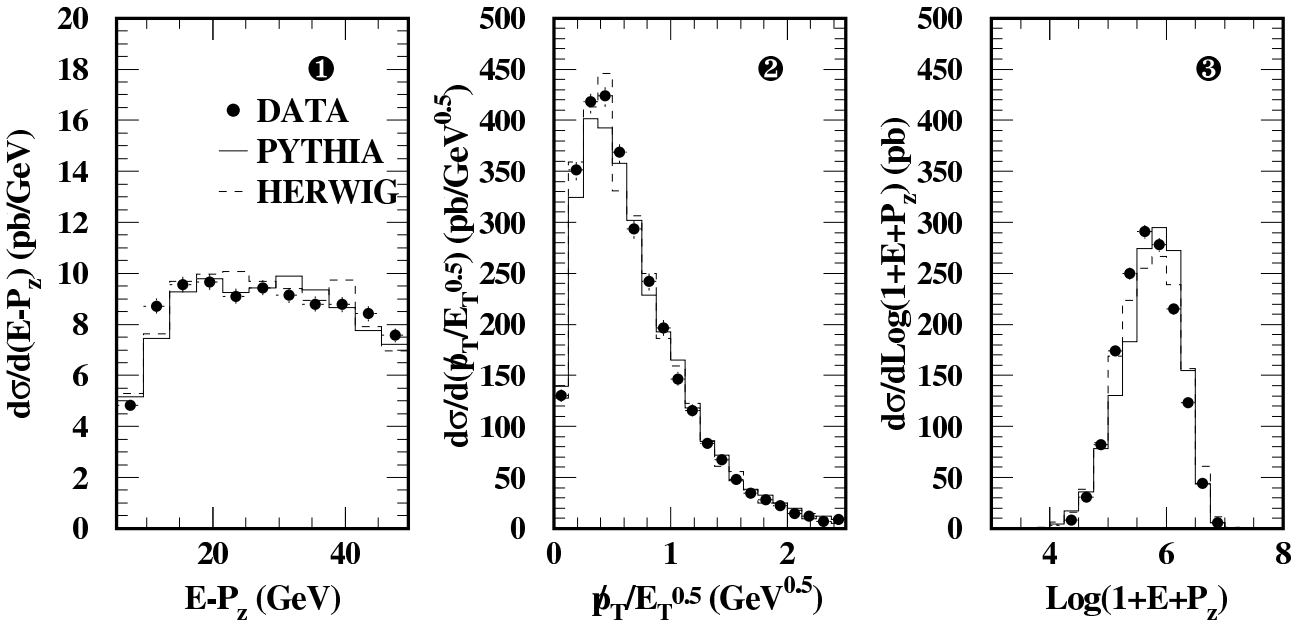


FIG. *6.14 – Sections efficaces observés en fonction de* $(E - p_z)$ *(1),* $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ *(2) et de* $\log(1 + E + P_z)$ *(3). Les prédictions de PYTHIA et de HERWIG sont indiquées par les histogrammes en traits pleins et pointillés respectivement.*

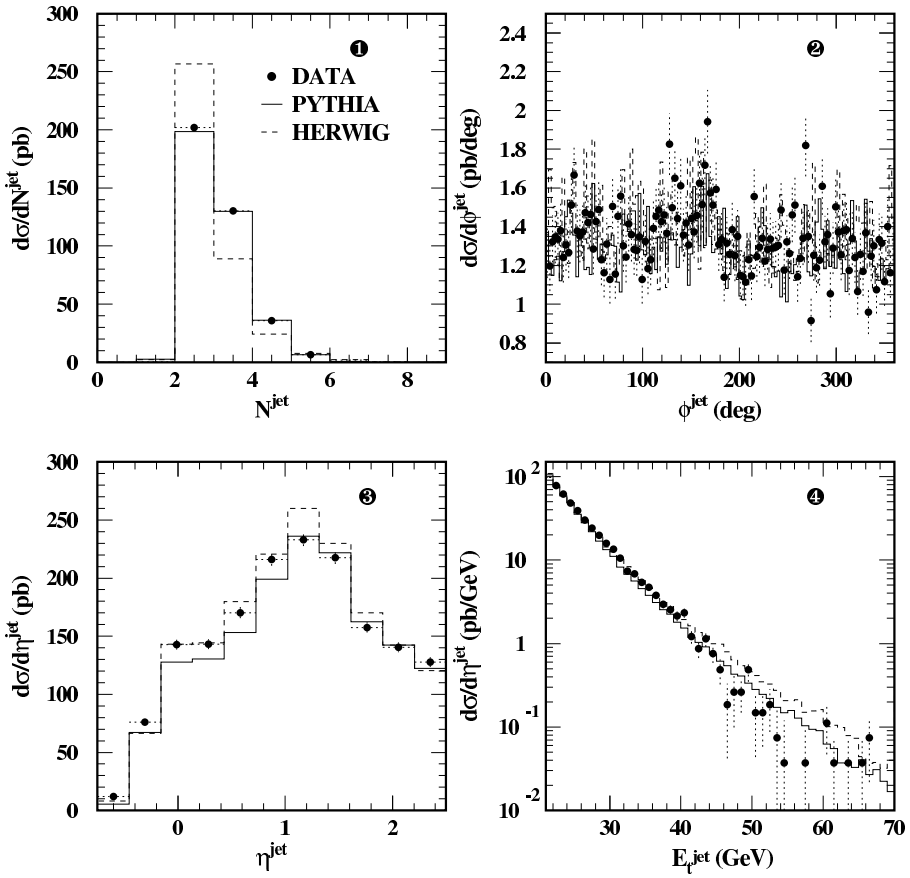


FIG. *6.15 – Section efficaces, au niveau détecteur, en fonction de la multiplicité des jets* $E_T^{jet} \geq 5$ GeV *(1), de l'azimut (2), de la pseudo-rapidité (3) et de l'énergie transverse (4) des jets avec* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *et* $E_T^{jet} \geq 21$ GeV. *Les histogrammes en traits pleins et pointillés correspondent aux prédiction de PYTHIA et de HERWIG respectivement.*

par HERWIG qu'il ne l'est dans l'approximation à une boucle utilisée par PYTHIA. Ainsi la probabilité de produire trois partons dans l'état final est plus élevée pour ce dernier.

Les propriétés des événements et des jets sont correctement décrits par les modèles PYTHIA et HERWIG. Nous avons vérifié (voir l'annexe A) que la production diffractive de jets, qui n'est pas modélisée par PYTHIA et HERWIG, contribue à hauteur d'environ 1% des événements. Nous concluons cette section en validant le point B) cité plus haut : les Monte-Carlos peuvent être utilisés pour corriger les données au niveau hadron.

6.5 Vérification de la calibration des jets

La calibration de l'échelle d'énergie hadronique a été faite en comparant le moment transverse du positron diffusé à celui du système hadronique dans un lot inclusif d'événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre [132]. L'incertitude expérimentale sur la mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion du positron a été déterminée pour la mesure de la section efficace inclusive [29]. La méthode utilisée à cet effet a prouvé que l'échelle d'énergie électromagnétique du calorimètre à argon liquide est connue avec une précision meilleure que le pourcent. Ceci justifie l'emploi de la balance en énergie transverse, c'est à dire du rapport des énergies transverses, entre les systèmes leptonique et hadronique pour déterminer la calibration hadronique du calorimètre. Les facteurs de calibration sont définis, pour chaque roue électromagnétique et hadronique du calorimètre, comme le rapport de l'impulsion transverse du système hadronique ($p_{T,had}$) et du positron diffusé ($p_{T,e}$). La calibration finale est obtenue en appliquant un facteur supplémentaire dépendant du moment transverse et de l'angle, γ_{had}, du système hadronique défini à partir de sommes sur les objets hadroniques :

$$p_{T,had} = \sqrt{\left(\sum p_x\right)^2 + \left(\sum p_y\right)^2} \tag{6.8}$$

$$\tan\left(\frac{\gamma_{had}}{2}\right) = \frac{\sum(E - p_z)}{p_{T,had}} = e^{-\eta^{had}} \tag{6.9}$$

Dans cette section nous montrons que lorsque cette calibration est utilisée, l'échelle d'énergie hadronique du calorimètre est connue avec une incertitude d'environ 2% pour les jets à grande énergie transverse. Pour cela nous utilisons les événements de diffusion profondément inélastique à grand Q^2 rejetés dans l'analyse des bruits de fond (cf. section 6.2.3). Ces événements sont sujets aux mêmes présélections (cf. section 6.1.1) que les événements γp conservés pour la mesure. Nous ne conservons, pour cette étude, que ceux dont le positron est identifié dans le calorimètre à argon liquide en dehors[4] des *cracks* en ϕ et dont l'angle polaire est compris entre 40° et 145°.

La figure 6.16 montre les distributions de l'énergie (a), de l'angle polaire (b) et de l'azimut (c) du positron diffusé. Les événements simulés par DJANGO reproduisent de manière satisfaisante les distributions expérimentales. La figure 6.17 montre les distributions de l'énergie transverse (a), l'angle polaire (b) et de l'azimut (c) des jets d'énergie transverse supérieure à 21 GeV reconstruits, avec le k_T, dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. L'accord entre les données et le Monte-Carlo donne confiance dans la sélection des événements et justifie l'usage de ce dernier pour vérifier la calibration hadronique.

[4]Afin d'assurer une bonne mesure du positron, les événements où le candidat est reconstruit dans une région située à 1.5° de part et d'autre des *cracks* en ϕ sont exclus.

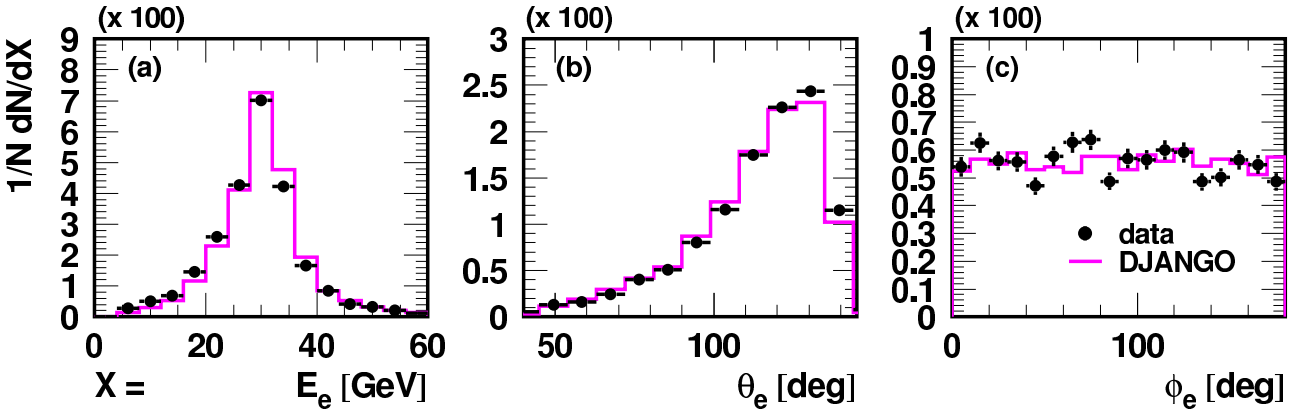


FIG. *6.16 – Energie (a), angle polaire (b) et azimutal (c) du positron diffusé dans les événements de diffusion profondément inélastique à grand Q^2. Les prédictions de DJANGO sont comparées aux données.*

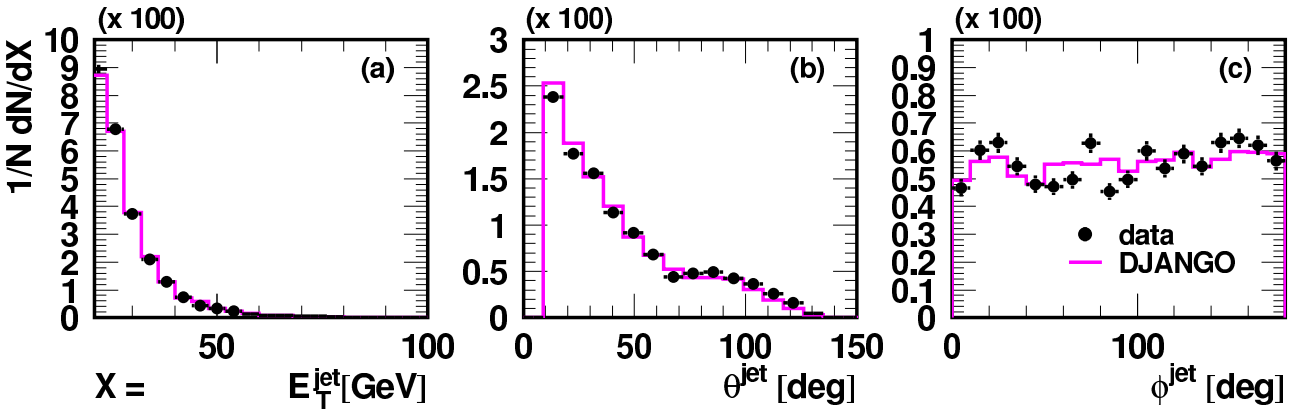


FIG. *6.17 – Energie transverse (a), angles polaire (b) et azimutal (c) des jets reconstruit avec l'algorithme k_T pour lesquels $E_T^{jet} \geq 21$ GeV et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ observées dans les événements de diffusion profondément inélastique à grand Q^2. Les prédictions de DJANGO sont superposées aux données.*

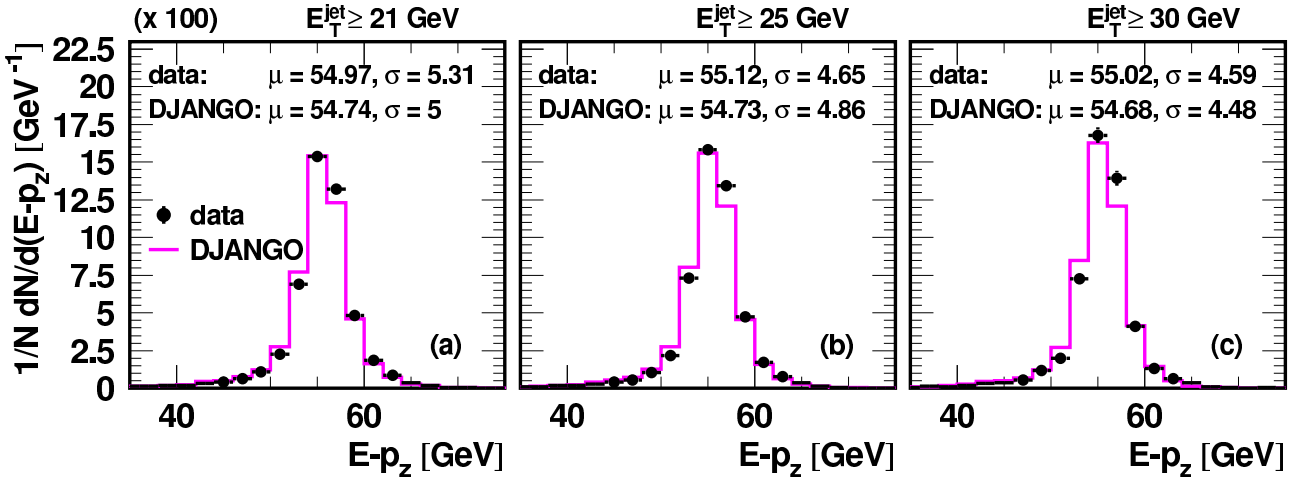


FIG. *6.18 – Distributions en $(E - p_z)$ obtenues avec les événements possédant au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 21 (a), 25 (b) et 30 GeV (c). Pour comparaison, les valeurs moyennes et écart type des distributions sont indiqués pour les données et le Monte-Carlo.*

Les distributions de la variable $(E - p_z)$ observées avec les événements possédant au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 21, 25 et 30 GeV sont représentées sur la figure 6.18. La valeur moyenne et l'écart type de ces distributions sont indiquées pour les données et le Monte-Carlo. On note que les distributions sont d'autant plus piquées que le seuil en énergie transverse augmente. L'écart entre les valeurs moyennes calculées pour les données et pour DJANGO est au maximum de 0.7%.

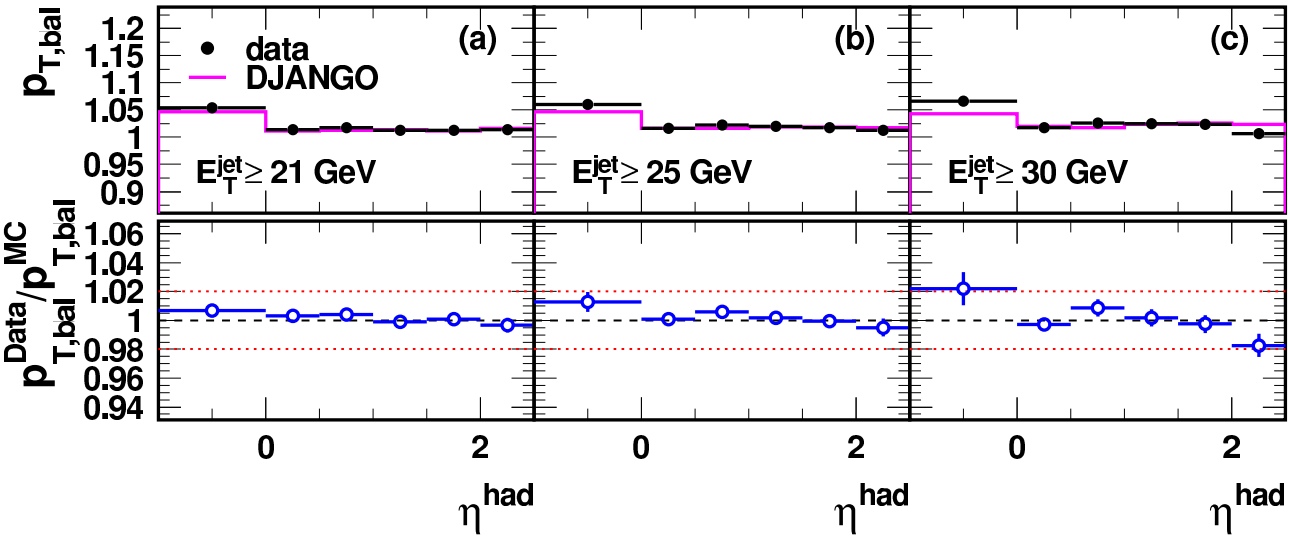


FIG. *6.19 – Balance en énergie transverse, $p_{T,bal} = p_{T,had}/p_{T,e}$, obtenues avec les événements possédant au moins un jet, recontruit avec le k_T, d'énergie transverse supérieure à 21 (a), 25 (b) et* 30 GeV *(c) en fonction de $\eta^{had} = -\ln(\tan(\gamma_{had}/2))$. Les prédictions de DJANGO sont comparées aux données.*

La balance en énergie transverse est étudiée en fonction de la pseudo-rapidité (définie par l'équation 6.9) du système hadronique. La figure 6.19 montre le rapport $p_{T,bal} = p_{T,had}/p_{T,e}$ obtenus à partir des événements possédant au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 21, 25 et 30 GeV. DJANGO décrit les données à mieux que 2%. Afin de vérifier la calibration des jets, nous ne conservons que les événements avec exactement un jet reconstruit, par le k_T, dans le domaine $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ avec une énergie transverse supérieure à 21, 25 et 30 GeV. La balance en énergie transverse, définie par $p_{T,bal} = E_T^{jet}/p_{T,e}$, est représentée en fonction de η^{jet} et de E_T^{jet} sur la figures 6.20. Excepté à grand E_T^{jet} ($\geq$ 50 GeV) et dans la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$, le Monte-Carlo décrit les données à mieux que 2%. Comme nous le verrons, l'importance des migrations entre le niveau détecteur et le niveau hadron ne permettent pas la mesure des sections efficaces à très grand E_T^{jet} dans la région arrière.

Enfin, nous avons vérifié la calibration à partir des événements γp. La figure 6.21 montre le rapport entre l'énergie transverse du premier jet et l'énergie transverse restante obtenue en photoproduction à partir de notre sélection inclusive de jets en fonction de η^{jet} (a) et E_T^{jet} (b). Nous concluons cette section en donnant une estimation conservative de l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie hadronique des jets à grande énergie transverse égale à 2%.

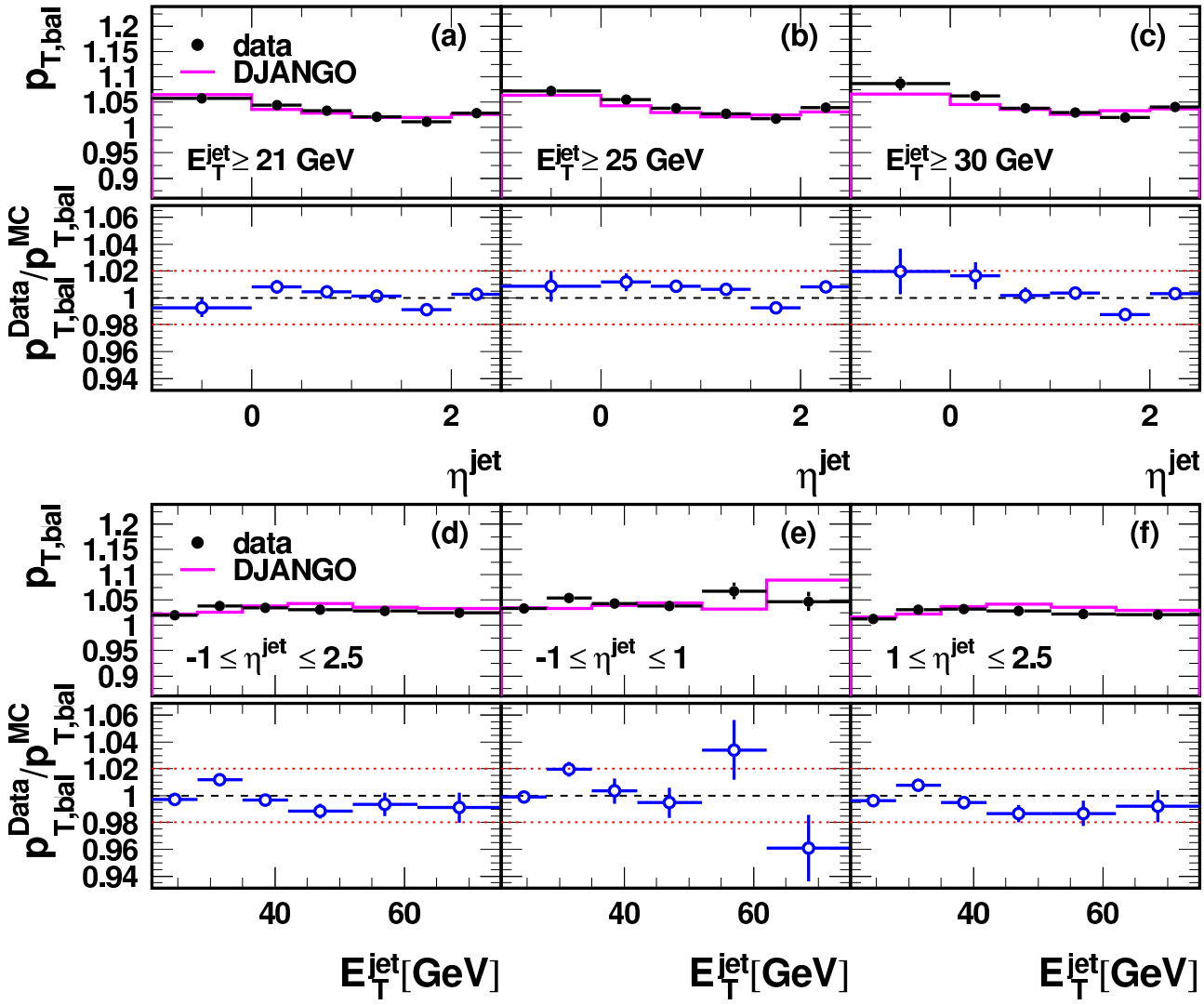


FIG. *6.20 – Balance en énergie transverse, $p_{T,bal} = E_T^{jet}/p_{T,e}$, obtenues avec les événements possédant au moins un jet, recontruit avec le k_T, pour lequel $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ et $E_T^{jet} \geq 21$ (a), 25 (b) et 30 GeV (c) en fonction de η^{jet}. Balance en énergie transverse, $p_{T,bal} = E_T^{jet}/p_{T,e}$, obtenues avec les événements possédant exactement un jet, recontruit avec le k_T, pour lequel $E_T^{jet} \geq 21$ GeV et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ (d), $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ (e), $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ (f) en fonction de E_T^{jet}. Les prédictions de DJANGO sont comparées aux données.*

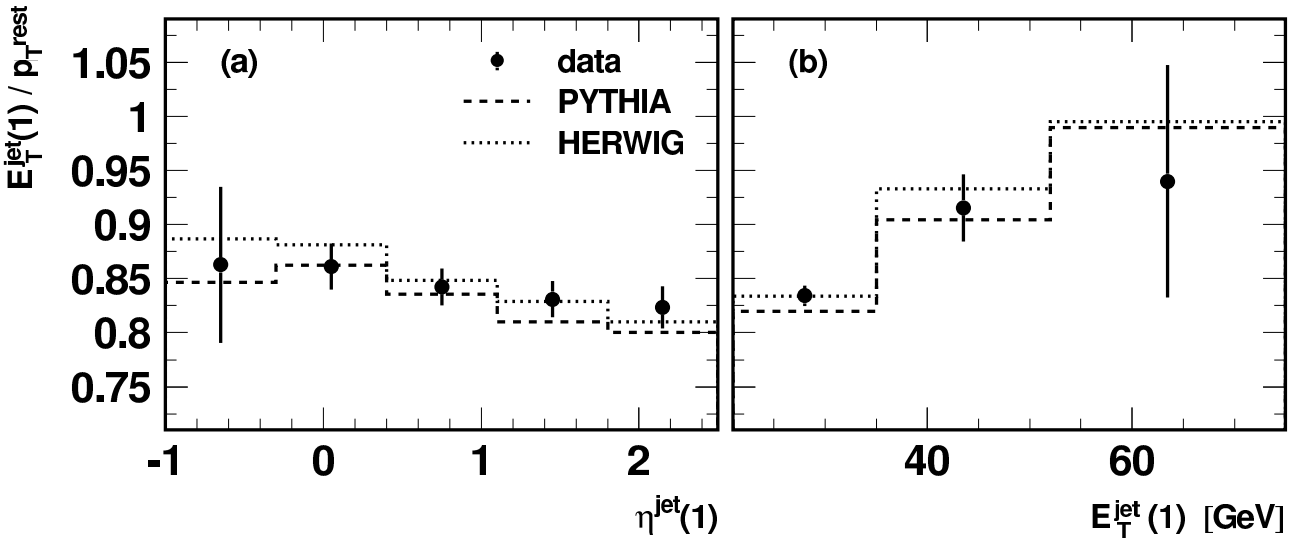


FIG. *6.21 – Rapports entre l'énergie transverse du premier jet et l'énergie transverse restante obtenus en photoproduction avec les événements possédant au moins un jet d'énergie transverse supérieure à* 21 GeV *en fonction de* η^{jet} *(a) et* E_T^{jet} *(b). Les jets sont définis avec le* k_T.

6.6 Correction des données

Nous avons vu précédemment que PYTHIA et HERWIG donnent des estimations des efficacités de sélection en accord avec celles mesurées à partir du lot de contrôle. D'autre part, ces modèles rendent compte de manière satisfaisante du flot d'énergie transverse autour des jets ainsi que des propriétés globales des événements. Ils peuvent donc être utilisés pour étudier les migrations entre niveau hadron et niveau détecteur.

Les distributions inclusives en pseudo-rapidité et en énergie transverse sont mesurées dans les intervalles en y : $0.1 \leq y \leq 0.9$, $0.1 \leq y \leq 0.5$, $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $0.3 \leq y \leq 0.65$. Le dernier correspond à celui utilisé dans l'étude des jets de petite énergie transverse ce qui nous permettra de vérifier la cohérence entre les deux analyses. Les distributions en pseudo-rapidité sont mesurées dans les intervalles en énergie transverse : $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV, $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV, $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV et $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Enfin les distributions en énergie transverse sont mesurées dans les domaines en pseudo-rapidité : $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$, $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ et $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$.

Les tailles des intervalles pour les distributions en η^{jet} et E_T^{jet} ont étés choisi de manière à ce que la pureté et l'efficacité de chacun d'entre eux soient supérieures à 40%. Les puretés, efficacités et acceptances des intervalles en η^{jet} (respectivement E_T^{jet}) dans différents domaines en E_T^{jet} (respectivement η^{jet}) obtenues avec l'algorithme k_T pour $0.1 \leq y \leq 0.9$ sont représentées sur la figure 6.22 en haut (respectivement bas). Dans la région arrière du détecteur, le critère choisi sur les puretés et efficacités ne permet pas la correction des données au niveau hadron. Les corrections appliquées aux intervalles conservés pour la mesure sont inférieures à 20%.

6.7 Incertitudes expérimentales

Différentes sources contribuent à l'incertitude sur la mesure des sections efficaces. Les sources d'erreurs systématiques sont :

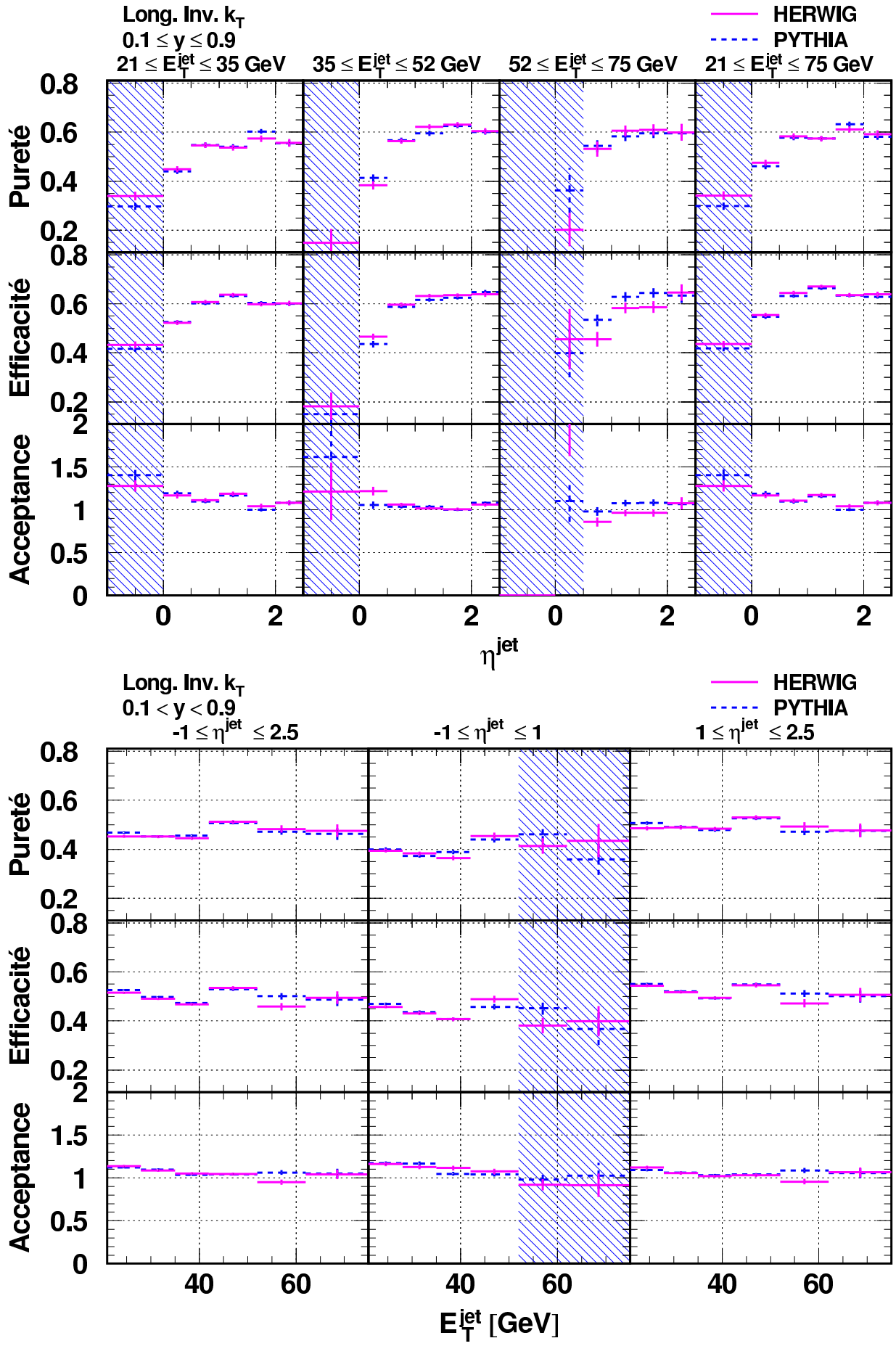


FIG. *6.22 – Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en η^{jet} et E_T^{jet} pour $0.1 \le y \le 0.9$. Les zones hachurées ne sont par retenue pour la mesure finale.*

Échelle d'énergie hadronique du LAr Nous avons vérifié que l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique des jets de grande énergie transverse mesurés dans le calorimètre à argon liquide est de $\pm$ 2%. Son effet sur les sections efficaces inclusives est de l'ordre de 10%.

Correction des données Les acceptances utilisées pour corriger les distributions expérimentales au niveau hadron sont obtenues à partir de la moyenne des acceptances calculées avec les Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG. L'incertitude due à la dépendance des acceptances dans ces modèles est évaluée comme la demi-différence des sections efficaces corrigées avec l'un ou l'autre des Monte-Carlos. Elle est inférieure à 8% dans tous les intervalles mesurés.

Échelle d'énergie hadronique du SpaCal L'échelle absolue d'énergie hadronique du SpaCal est connue avec une incertitude de 7%. Ceci affecte principalement la mesure de y_{JB} et conduit à une incertitude sur la mesure d'environ 1%.

Erreurs sur les efficacité de déclenchement L'efficacité de déclenchement de la combinaison des condition du niveau L1 est déterminée à partir des données avec une erreur statistique. Celle-ci conduit à une incertitude sur la mesure qui inférieure à 1%.

Calibration des traces chargées L'incertitude sur l'impulsion des traces chargées est de 3%. Elle affecte la reconstruction des objets utilisés pour définir les jets et conduit à une erreur sur la mesure inférieure à 1%.

Mesure de la luminosité Pour le lot d'événements utilisé, l'incertitude sur la détermination de la luminosité est $\pm$1.5%. Ceci conduit à une incertitude sur la normalisation des sections efficaces.

La plupart de ces contributions ne sont pas fortement corrélées entre les différents points de mesure. L'incertitude systématique totale est évaluée pour chacun d'entres eux en les ajoutant en quadrature.

Chapitre 7

Résultats

Dans ce chapitre, les résultats dérivés des analyses explicitées aux chapitres 5 et 6 sont présentés. Après en avoir rappelé les principales caractéristiques, nous comparons les mesures aux prédictions de QCD basées sur les expressions à l'ordre dominant des éléments de matrices de diffusion et incluant la simulation des effets d'ordre supérieur ainsi que des effets non-perturbatifs. Les données à grand E_T^{jet} sont ensuite confrontées aux prédictions au-delà de l'ordre dominant de QCD obtenues en utilisant différentes paramétrisations des densités de partons dans le photon et le proton. Dans le domaine en y partagé par les deux analyses, la mesure de la section efficace invariante $Ed^3\sigma/dp^3$ est présentée. Ceci nous permet de vérifier la compatibilité entre les deux lots de données. Dans la dernière partie nous comparons les données avec les mesures précédentes, d'abord celles relatives à la photoproduction et issues des analyses de ZEUS et H1, puis celles effectuées auprès des collisionneurs $p\overline{p}$ au SPS et au Tevatron.

7.1 Définition de la mesure

Dans les interactions γp, la section efficace pour la production de jets est, à l'ordre dominant en α_s, donnée par deux contributions, correspondant aux processus directs et résolus. Dans les premiers, le photon interagit comme une particule ponctuelle avec un parton dans le proton. Dans les processus résolus, un parton dans le photon interagit avec un parton dans le proton. Pour les processus directs la section efficace s'écrit :

$$\sigma_{direct} = \sum_i \int d\Omega f_{\gamma/e}(y) f_{i/p}(x_p, \mu_F^2) d\sigma(\gamma i \to \text{jet jet}) \tag{7.1}$$

et pour les processus résolus :

$$\sigma_{resolus} = \sum_i \sum_j \int d\Omega f_{\gamma/e}(y) f_{i/p}(x_p, \mu_F^2) f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_F^2) d\sigma(ji \to \text{jet jet}) \tag{7.2}$$

où $f_{\gamma/e}(y)$ représente le spectre en énergie ($E_\gamma = yE_e$) des photons émis par le lepton initial calculée dans l'approximation de Weizsäcker-Williams (équation 1.45). Dans ces expressions, les sommes portent sur les partons dans le proton et le photon. La densité d'un parton i (j) dans le proton (photon) est notée $f_{i/p}(x_p, \mu_F^2)$ ($f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_F^2)$) où μ_F désigne l'échelle de factorisation choisie conventionnellement égale au moment transverse des partons sortant, et x_p (x_γ) la fraction d'impulsion du proton (photon) prenant part au processus perturbatif qui est reliée aux énergie transverse et pseudo-rapidité des jets : $x_p = E_T^{jet}(e^{\eta_1} + e^{\eta_2})/(2E_p)$ ($x_\gamma = E_T^{jet}(e^{-\eta_1} + e^{-\eta_2})/(2yE_e)$; cf. équation 2.6). Enfin $d\sigma(j(\gamma)i \to \text{jet jet})$ représente la section efficace partonique obtenue à partir des éléments de matrices de diffusion $2 \to 2$ (tableau 2.1) et $d\Omega$ l'élément d'espace de phase sur lequel est faite l'intégration. La production inclusive

de jets en photoproduction dépend à la fois de la dynamique de couleur et des densités de partons dans le proton et le photon. Nous en mesurons les sections efficaces au niveau hadron, différentiellement en fonction de E_T^{jet} et de η^{jet} dans différents domaines de y (c'est-à-dire différentes énergies dans le centre de masse photon-proton : $W_{\gamma p}^2 = y s_{ep}$).

Au chapitre 5, l'analyse des jets de petite énergie transverse à été présentée. Elle utilise un lot de photoproduction étiquetée représentant une luminosité intégrée de $\sim 465\,\mathrm{nb}^{-1}$. Le domaine cinématique couvert par cette analyse est défini par $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV ($0.3 \leq y \leq 0.65$) et $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2. Les jets sont recherchés dans le référentiel du laboratoire au moyen des algorithmes de cône et k_T définis dans la section 2.2. Les jets reconstruits dans l'intervalle en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ et dont l'énergie transverse est supérieure à 11 GeV sont conservés pour la mesure. Les jets de plus petite énergie transverse ($E_T^{jet} \geq 5$ GeV) sont mesurés dans un domaine plus restreint en pseudo-rapidité, l'influence de l'événement sous-jacent rendant leur mesure difficile pour $\eta^{jet} \geq 1$. Deux générateurs, PHOJET et PYTHIA, sont utilisés pour corriger les données expérimentales des inefficacités de sélection et des effets dus aux résolutions limitées des appareillages (cf. section 4.4.2). Tous deux comportent une simulation des interactions multiples afin de rendre compte de l'énergie associée à l'événement sous-jacent. Les paramétrisations CTEQ5L et SaS1M des densités de partons dans le proton et le photon sont utilisées avec PYTHIA, tandis que les paramétrisations GRV pour le proton et le photon sont utilisées avec PHOJET. Seuls les points expérimentaux dont les efficacités et les puretés sont plus grandes que 30% sont conservés pour la mesure. La source dominante d'erreur systématique est due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique du calorimètre à argon liquide. Une variation de $\pm 4\%$ de celle-ci entraîne un changement de $\pm(10-20)\%$ des sections efficaces mesurées qui est corrélé *bin* à *bin*. Nous nous référons aux données issues de cette analyse avec la notation *H1 mb 97*.

Dans le chapitre 6 nous avons présenté une analyse portant sur un lot d'événements collectés en 1996 et 1997 et représentant une luminosité intégrée d'environ 27 pb^{-1} qui nous a permis de mesurer les sections efficaces pour les jets d'énergie transverse supérieure à 21 GeV. Le domaine cinématique de cette mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $95 \leq W_{\gamma p} \leq 285$ GeV ($0.1 \leq y \leq 0.9$). Les données sont corrigées au niveau hadron, suivant la méthode mise en œuvre dans l'analyse à petit E_T^{jet}, au moyen des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG (utilisant tous deux les paramétrisations GRV des densités de partons dans le photon et le proton). La plus faible influence des effets non-perturbatifs permet un meilleur contrôle des migrations que dans le cas de l'analyse à petit E_T^{jet}, puisque l'on peut demander que les puretés et efficacités des points expérimentaux soient supérieures à 40%. Toutefois ceci exclu la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 0$ pour la mesure des distributions en η^{jet}. Dans la section 6.5 nous avons montré qu'avec la calibration utilisée dans cette analyse, l'échelle absolue d'énergie hadronique du calorimètre est connue avec une incertitude de l'ordre de 2%. Cette incertitude conduit à une erreur systématique, corrélée *bin* à *bin*, sur les sections efficaces mesurées qui est de l'ordre de $\pm 10\%$. Nous nous référons aux données issues de cette analyse avec la notation *H1 96+97*.

Les domaines couverts en x_p et x_γ par les deux analyses ont été déterminés avec le générateur PYTHIA en sélectionnant les événements possédant au moins un jet, au niveau hadron, d'énergie transverse supérieure à un seuil $E_{T,s}^{jet}$. Pour $E_{T,s}^{jet} = 5, 11$ et 11 GeV, x_γ est supérieur à 4.10^{-4}, 2.10^{-2} et 1.10^{-1} avec des valeurs moyennes égales à 0.25, 0.45 et 0.6 respectivement. Pour $E_{T,s}^{jet}$ croissants le domaine en x_p est borné inférieurement par 2.10^{-4}, 3.10^{-3} et 3.10^{-2} avec des valeurs moyenne de 3.10^{-3}, 1.10^{-2} et 8.10^{-2} respectivement.

Dans les processus résolus, un parton dans le proton peut se coupler à un gluon dans le photon. A la différence de la diffusion profondément inélastique $e\gamma \to eX$, la photoproduction de jets est donc directement sensible au gluon dans le photon et la mesure à petit E_T^{jet} offre un moyen de tester les paramétrisations des densités de partons dans le photon dans un domaine où elles ne sont que partiellement contraintes.
A grand E_T^{jet} la mesure permet d'une part de sonder le photon à une échelle de factorisation inexplorée par les mesures de diffusion profondément inélastique $e\gamma \to eX$ et d'autre part de tester les paramétrisations à grand x_γ où les données de F_2^γ sont les moins précises. Elle permet enfin de tester les paramétrisations existantes des densités de partons dans le proton dans le domaine des grands x_p où le gluon est peu contraint à HERA.

7.2 Présentation des résultats

Les sections efficaces inclusives pour les jets de petite et grande énergie transverse sont dans un premier temps comparées aux prédictions des Monte-Carlos au LO. Comme nous l'avons auparavant signalé, ces derniers ne sont pas susceptibles d'en prédire la normalisation absolue. Pour cela une confrontation avec les prédictions au NLO est nécessaire. Celles-ci n'incluant pas les effets à longue distance, les données doivent être choisies dans un domaine cinématique où l'influence combinée de l'événement sous-jacent et de la fragmentation reste faible. Les données à grand E_T^{jet} sont utilisée dans ce but.

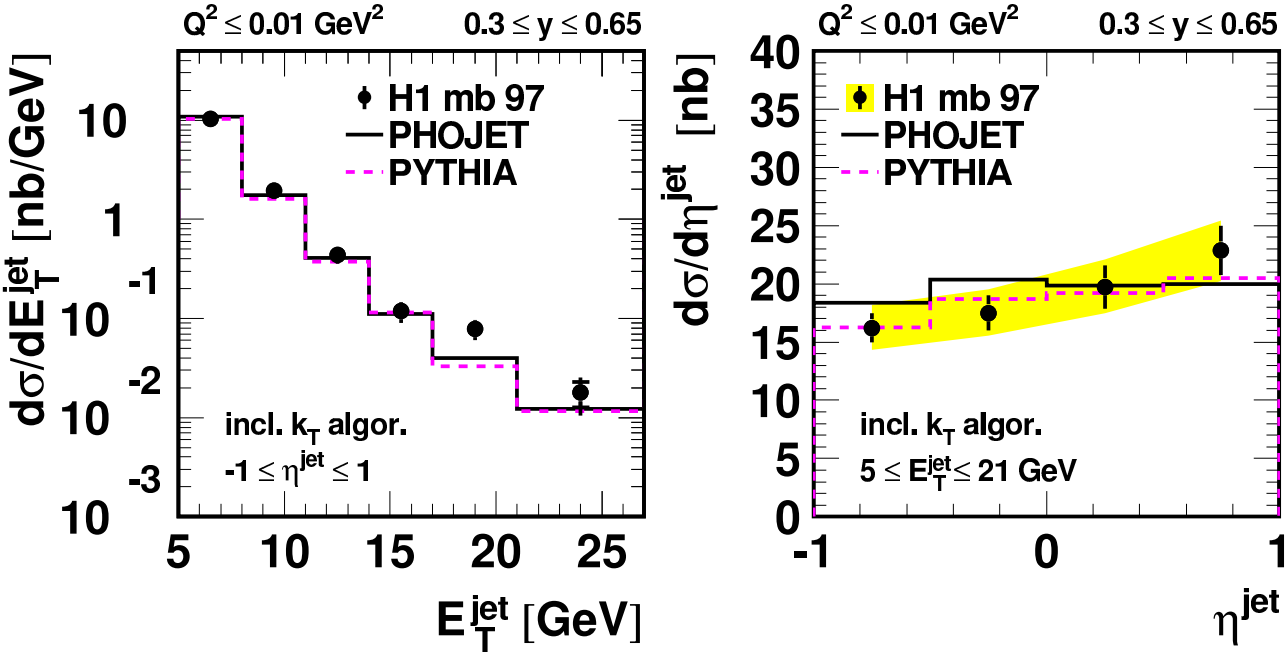


FIG. *7.1 – Sections efficaces différentielles $d\sigma/dE_T^{jet}$ (à gauche) et $d\sigma/d\eta^{jet}$ (à droite), corrigées au niveau hadron, pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.3 \leq y \leq 0.65$ et $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques excepté pour $d\sigma/d\eta^{jet}$ où l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre est représentée séparément sous la forme d'une bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PHOJET et PYTHIA.*

Une sélection des résultats expérimentaux présentés dans cette section et la suivante est disponible dans l'annexe B à la page 161.

7.2.1 Mesures à petit E_T^{jet}

La figure 7.1 montre les sections efficaces inclusives $d\sigma/dE_T^{jet}$ et $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées dans le domaine cinématique défini par $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV et $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2 pour les jets reconstruits avec l'algorithme k_T dans la région en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$. L'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique des jets est représentée séparément pour la distribution en pseudo-rapidité sous la forme d'une bande grisée. Dans ce domaine en pseudo-rapidité, les deux Monte-Carlos PHOJET et PYTHIA donnent une description satisfaisante de la forme des distributions mesurées. Avec les paramètres choisis pour la génération des événements Monte-Carlos[1], la normalisation est également bien reproduite.

7.2.2 Mesures à grand E_T^{jet}

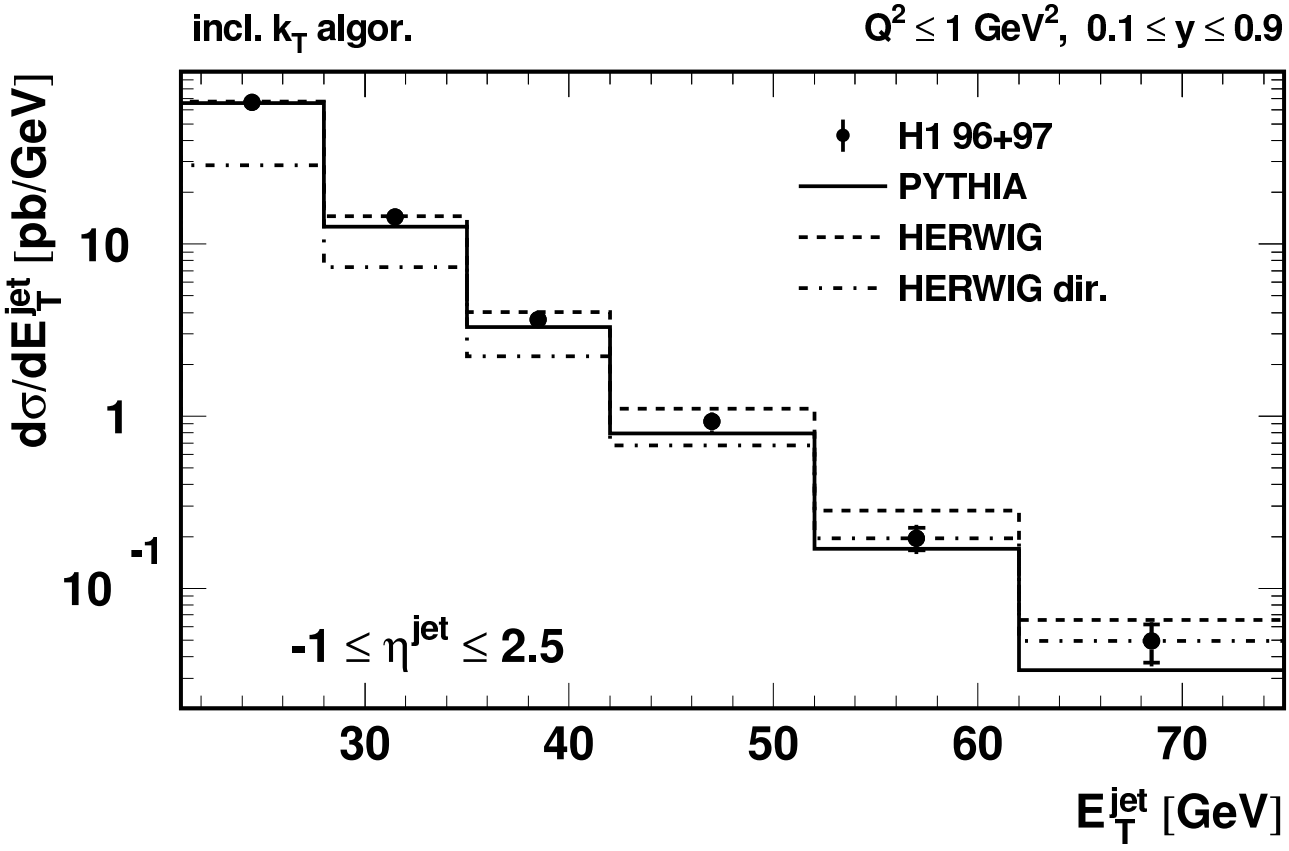


FIG. *7.2 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$, corrigée au niveau hadron, pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG. La contribution de la composante directe, calculée avec HERWIG, est montrée séparément.*

[1]L'approximation à une boucle de α_s est utilisé avec quatres saveurs de quarks et $\Lambda_{QCD} = 200$ MeV.

La figure 7.2 montre la section efficace inclusive différentielle mesurée en fonction de E_T^{jet} pour les jets appartenant à l'intervalle $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Les prédictions des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG sont indiquées pour comparaison avec les données. La forme du spectre en énergie transverse est également bien décrite par les deux Monte-Carlos. Comme nous l'avons indiqué auparavant la normalisation absolue prédite par ces modèles est arbitraire. Celle de PYTHIA se trouve être en bon accord avec les données tandis que celle prédite par HERWIG doit être multipliée par un facteur ~ 2 pour rendre compte de la section efficace totale. La contribution des processus directs est estimée avec HERWIG. Conformément à ce que l'on attend, elle augmente avec l'énergie transverse passant de $\sim 45\%$ pour $E_T^{jet} \sim 25$ GeV à $\sim 75\%$ aux plus grandes valeurs de E_T^{jet} accessibles.

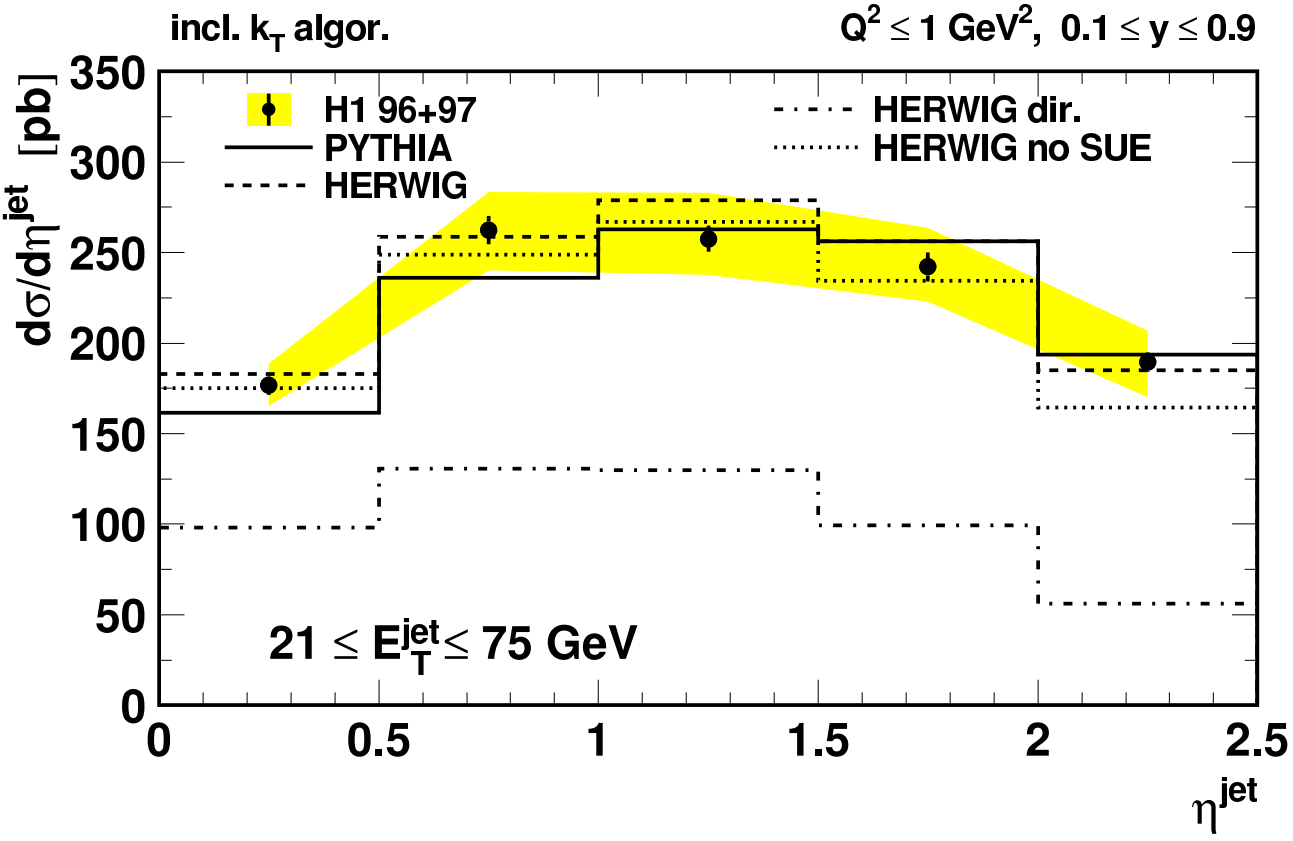


FIG. *7.3 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$, corrigée au niveau hadron, pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG. La contribution de la composante directe calculée avec HERWIG est montrée séparément. Celle obtenue en n'incluant pas la simulation de l'événement sous-jacent (*no SUE*) est également indiquée.*

La section efficace $d\sigma/d\eta^{jet}$ est montrée sur la figure 7.3 pour les jets d'énergie transverse comprise entre 21 et 75 GeV. L'erreur due à l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie hadronique est représentée séparément sous la forme d'une bande grisée. Les jets produits à $\eta^{jet} > 1$ sont majoritairement issus de processus résolus. Ceci illustre la corrélation attendue entre x_γ

et la pseudo-rapidité des jets (équation 2.6). La forme de la distribution est bien reproduite par les deux Monte-Carlos. Pour η^{jet} variant de 0 à 2.5, la présence de l'événement sous-jacent, tel que modélisé dans HERWIG par la superposition d'un événement « tout venant » (SUE) à 35% des processus résolus, entaîne un accroissement de la section efficace de 4% à 11% pour $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV de 0% à 6% pour $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV et devient négligeable à plus grande énergie transverse. Cette fraction a été déterminée de manière à obtenir la meilleur description du flux d'énergie transverse autour de l'axe des jets. Sur la figure 7.3 les prédictions de HERWIG correspondant à 0% et 35% de SUE sont comparées aux données.

7.2.3 Comparaisons aux prédictions de QCD au NLO

Dans cette partie, les sections efficaces différentielles mesurées au niveau hadron avec les jets de grande énergie transverse sont comparées aux prédictions de QCD au NLO obtenues par la méthode de soustraction [116]. La constante de couplage α_s est calculée dans l'approximation à deux boucles en résolvant numériquement l'équation 1.4. Les échelles de factorisation et de renormalisation sont définies par l'énergie transverse totale de l'état final partonique divisée par deux. Les paramétrisations CTEQ5M [155] et GRV ont été choisies comme références pour décrire les densités de partons dans le proton et le photon[2]. La valeur de la constante de QCD utilisée dans le calcul de α_s est choisie égale à celle utilisée dans l'évolution des densités de partons du proton (c'est-à-dire, pour cinq saveurs de quarks, $\Lambda_{QCD} = 226$ MeV pour CTEQ). Les paramétrisations CTEQ5HJ et MRST99 [156] ($\Lambda_{QCD} = 220$ MeV) d'une part et AFG d'autre part ont été utilisées comme alternative pour décrire le proton et le photon respectivement. L'incertitude théorique due à la définition arbitraire des échelles de renormalisation et de factorisation a été estimée, en prenant la différence des sections efficaces calculées en multipliant puis divisant conjointement ces échelles par un facteur deux.

Puisque les calculs QCD se réfèrent aux jets de partons tandis que les mesures se réfèrent aux jets de hadrons, les sections efficaces prédites ont été corrigées au niveau hadron. Ces corrections, qui n'excèdent pas 10%, ont été calculées en prenant les valeurs moyennes des rapports des sections efficaces aux niveaux hadron et parton obtenus avec PYTHIA et HERWIG comme expliqué dans la section 2.4.2.

La section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurée pour la production inclusive de jet intégrée sur $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ est représentée sur la figure 7.4. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $95 \leq W_{\gamma p} \leq 285$ GeV. La section efficace décroît de trois ordres de grandeur dans le domaine en énergie transverse des jets mesuré. Les données sont comparées aux prédictions au niveau parton de QCD au LO (traits pointillés) et au NLO (tirets). A $E_T^{jet} \sim 25$ GeV, la prédiction au LO représente environ 75% de celle incluant les effets d'ordre supérieur. Cette proportion passe à environ 85% au plus grand E_T^{jet}. L'effet de l'hadronisation (cf. figure 2.11) correspond à une diminution de la section efficace purement partonique qui est inférieure à 5% et pratiquement indépendante de l'énergie transverse. La prédiction correspondant au NLO de QCD et prenant en compte cet effet est également montrée sur cette figure avec l'incertitude venant de la dépendance dans le choix des échelles de renormalisation et de factorisation.

[2]Tous les calculs QCD présentés dans ce chapitre sont obtenus à partir des densités de partons, du proton et du photon, définies au NLO.

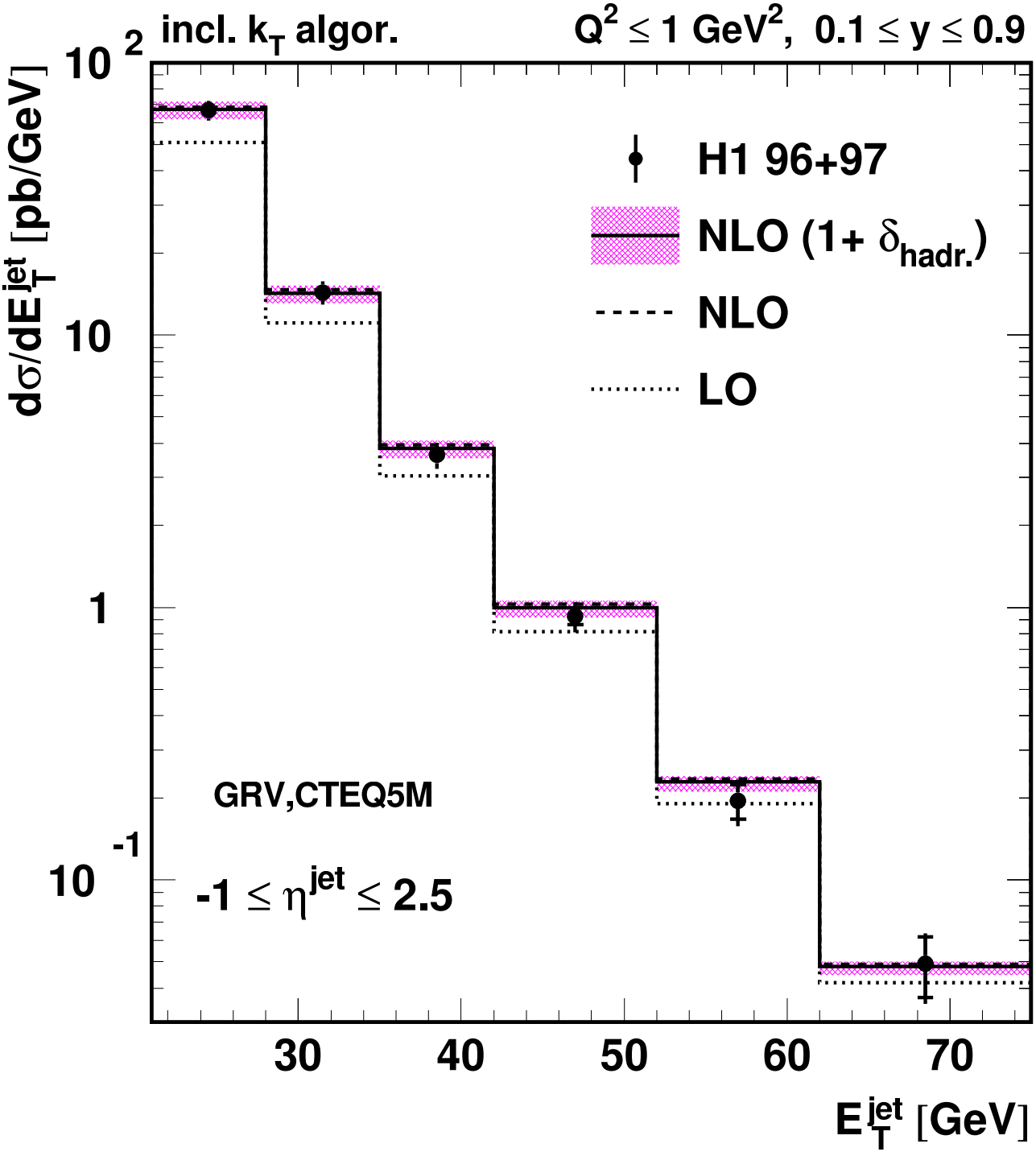


FIG. *7.4 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$, corrigée au niveau hadron, pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux calculs au LO (trait pointillé) et au NLO (tirets) de QCD. La bande quadrillée montre l'incertitude d'échelle de la prédiction théorique au NLO tenant compte des effets d'hadronisation (trait plein).*

La différence relative entre les données et les prédictions de QCD est représentée sur la figure 7.5. Afin de faciliter la comparaison de la forme des spectres calculés et mesurés, l'incertitude expérimentale due à l'échelle absolue d'énergie hadronique des jets, qui est la source dominante d'erreur systématique corrélée *bin* à *bin*, est indiquée séparément sous la forme d'une bande grisée. Comme on peut le voir sur cette figure, la section efficace calculée en utilisant GRV pour décrire les densités de partons dans le photon est typiquement de 6 à 7% plus élevée que celle calculée en utilisant AFG. A l'intérieur des erreurs, les calculs QCD au NLO décrivent la forme et la normalisation du spectre mesuré dans tout le domaine en E_T^{jet}.

L'évolution de $d\sigma/dE_T^{jet}$ avec y est représentée sur la figure 7.6. Les deux intervalles en y présentés correspondent aux intervalles d'énergies dans le centre de masse du système photon-proton $95 \leq W_{\gamma p} \leq 212$ GeV (figure 7.6(a)) et $212 \leq W_{\gamma p} \leq 285$ GeV (figure 7.6(b)). Le spectre en énergie transverse à grand y est plus dûr et s'étend aux plus grandes valeurs de E_T^{jet} que celui correspondant aux petits y, ce qui est attendu puisque l'énergie dans le centre de masse des collisions disponible est plus importante. Le spectre à grand y est correctement décrit par les prédictions de QCD au NLO obtenues à partir des paramétrisations des densités de parton dans le photon et le proton. A petit y et grand E_T^{jet}, les prédictions théoriques surestiment légèrement les données. Cependant si l'on prend en compte les incertitudes expérimentales et théoriques d'une part et l'incertitude liée aux densités de partons d'autre part, les prédictions de QCD sont en accord avec la mesure.

Les spectres en énergie transverse mesurés dans deux régions en pseudo-rapidité sont représentés sur la figure 7.7. La région $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ inclut la région centrale des collisions γp dans le référentiel du centre de masse[3]. Le spectre en E_T^{jet} correspondant (figure 7.7(b)) est plus dûr que celui qui est mesuré dans la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ (figure 7.7(a)).

Pour essayer de contraindre encore un peu plus les prédictions théoriques, les données sont maintenant divisées à la fois en η^{jet} et en y. Les différences relatives entre les données et les prédictions de QCD sont représentées en fonction de l'énergie transverse des jets pour deux domaines en y et η^{jet} sur la figure 7.8. Les données sont bien décrites excepté à petit y pour les jets d'énergie transverse supérieure à 50 GeV situés dans l'intervalle $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ (figure 7.8(b)). Dans ce domaine, la contribution des événements résolus est négligeable et les processus sont sensibles aux partons dans le proton à relativement grand x_p (~ 0.4). On note une différence d'environ 10% entre les prédictions théoriques obtenues avec les différentes paramétrisations des densités de partons dans le proton. En tenant compte des incertitudes expérimentales et théoriques, les données sont en accord avec les prédictions correspondant à CTEQ5M et MRST99 tandis que la prédiction obtenue avec CTEQ5HJ semble surestimer les données.

La section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ intégrée sur $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV, mesurée pour la production inclusive de jets, est représentée sur la figure 7.9(a) et comparée à la théorie sur la figure 7.9(b). Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $95 \leq W_{\gamma p} \leq 285$ GeV. Les prédictions théoriques rendent compte de cette distribution.

Dans la figure 7.10, la mesure est présentée dans trois intervalles de E_T^{jet}. Les données sont comparées aux prédictions de QCD obtenues avec CTEQ5M et GRV. La prise en compte des

[3]La pseudo-rapidité, $\eta^\star$, dans le référentiel du centre de masse γp s'obtient à partir de la pseudo-rapidité dans le référentiel du laboratoire, η, avec la relation $\eta^\star = \eta - 0.5\ln(E_p/E_\gamma)$. A Hera on a $\eta - \eta^\star \simeq 2$.

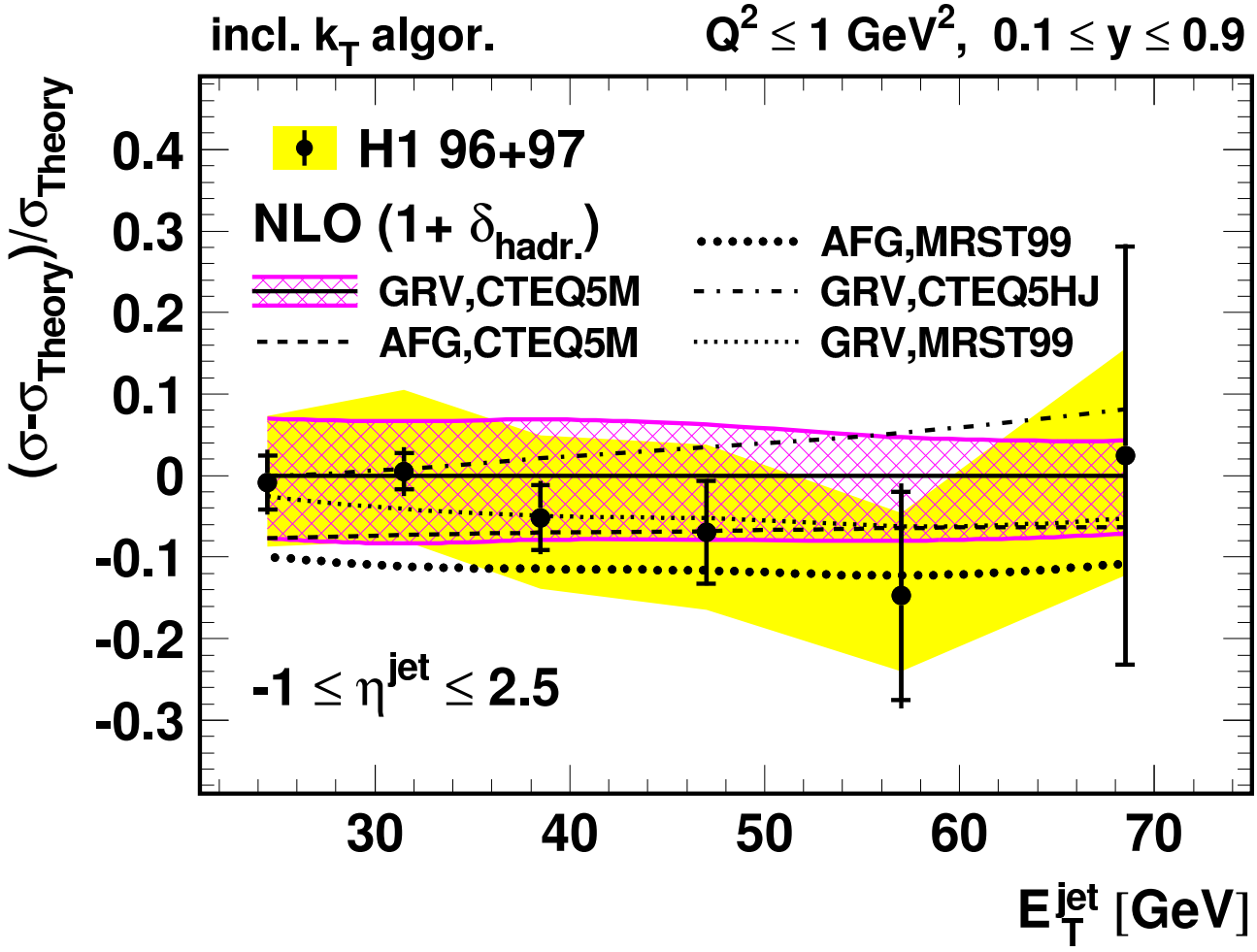


FIG. *7.5 – Différences relatives entre la section efficace $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurée et les prédictions, corrigées des effets d'hadronisation, au NLO de QCD basées sur les paramétrisations GRV et CTEQ5M des densités de partons dans le photon et le proton, en fonction de l'énergie transverse des jets reconstruits par l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. La bande quadrillée montre l'incertitude d'échelle de la prédiction théorique. Les différences obtenues entre les prédictions théoriques, lorsque l'une des paramétrisations des densités de partons dans le photon ou le proton est changée, sont représentées par les différentes courbes.*

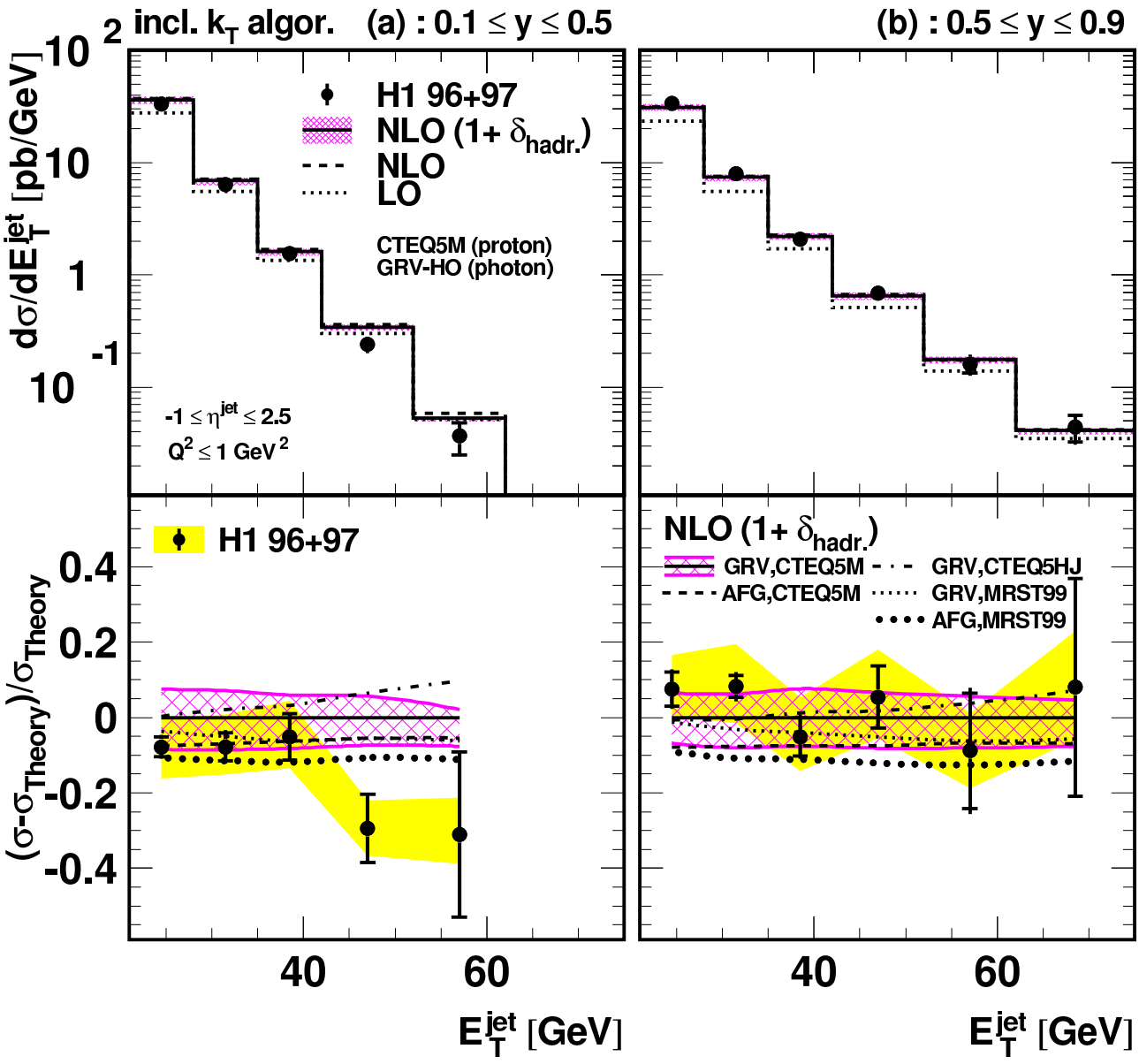


FIG. *7.6 – Section efficace différentielle, corrigée au niveau hadron, $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p dans deux domaines de y : $0.1 \le y \le 0.5$ (a) et $0.5 \le y \le 0.9$ (b). Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \le \eta^{jet} \le 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par la coupure $Q^2 \le 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barre d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux calculs au LO et au NLO de QCD. La bande quadrillée montre l'incertitude d'échelle de la prédiction théorique au NLO corrigée des effets de l'hadronisation. Les figures du bas représentent les différences relatives entre les données et les prédictions théoriques au NLO, corrigées des effets d'hadronisation, obtenues aves les paramétrisations GRV et CTEQ5M des densités de partons dans le photon et le proton. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les différences obtenues entre les prédictions théoriques, lorsque l'une des paramétrisations des densités de partons dans le photon ou le proton est changée, sont représentées par les différentes courbes.*

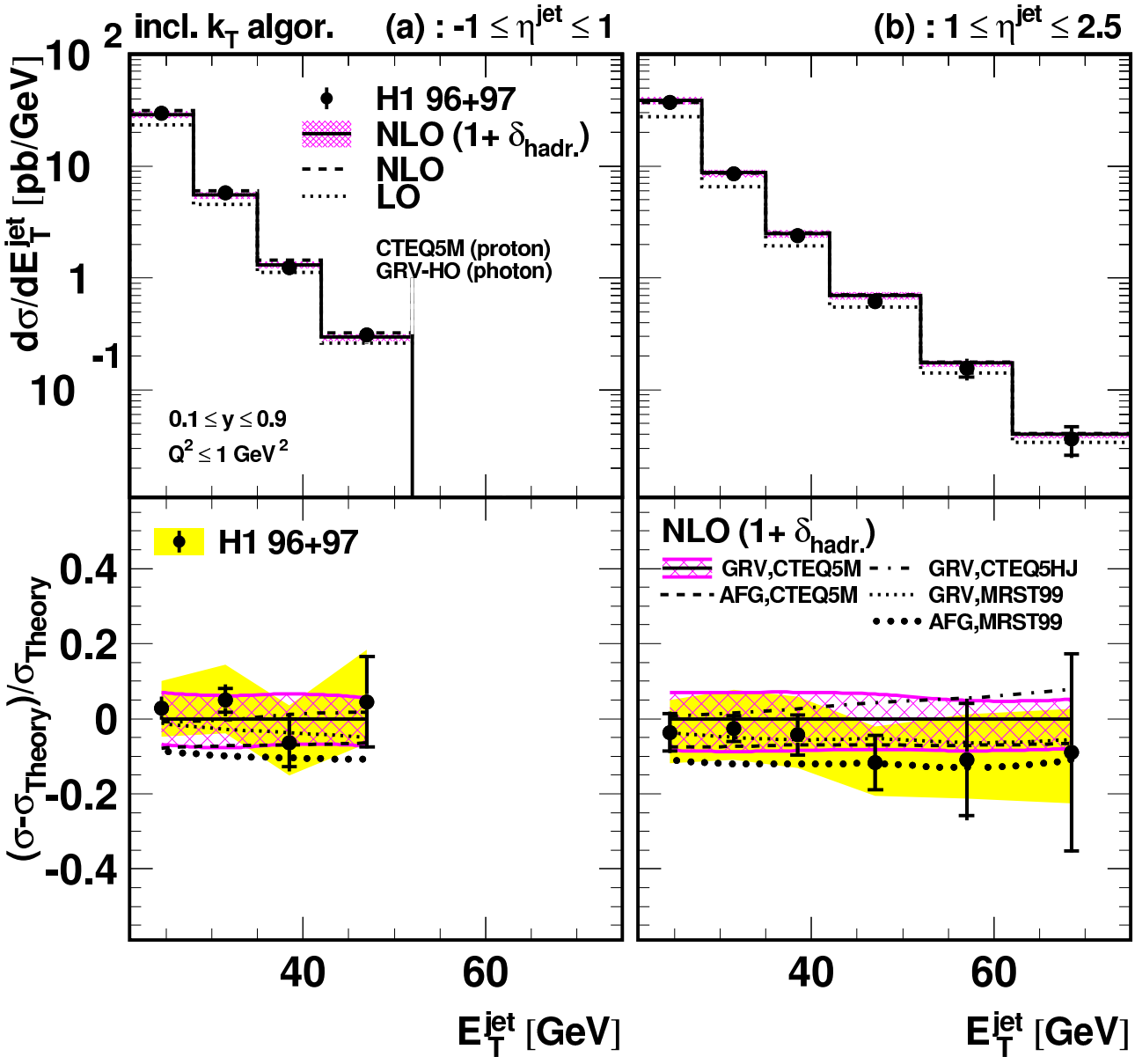


FIG. *7.7 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$, corrigée au niveau hadron, pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans les domaines en pseudo-rapidité $-1 \le \eta^{jet} \le 1$ (a) et $1 \le \eta^{jet} \le 2.5$ (b). Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \le y \le 0.9$ et $Q^2 \le 1$ GeV^2. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barre d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux calculs au LO et au NLO de QCD. La bande quadrillée montre l'incertitude d'échelle de la prédiction théorique au NLO corrigée des effets de l'hadronisation. Les figures du bas représentent les différences relatives entre les données et les prédictions théoriques au NLO, corrigées des effets d'hadronisation, obtenues aves les paramétrisations GRV et CTEQ5M des densités de partons dans le photon et le proton. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les différences obtenues entre les prédictions théoriques, lorsque l'une des paramétrisations des densités de partons dans le photon ou le proton est changée, sont représentées par les différentes courbes.*

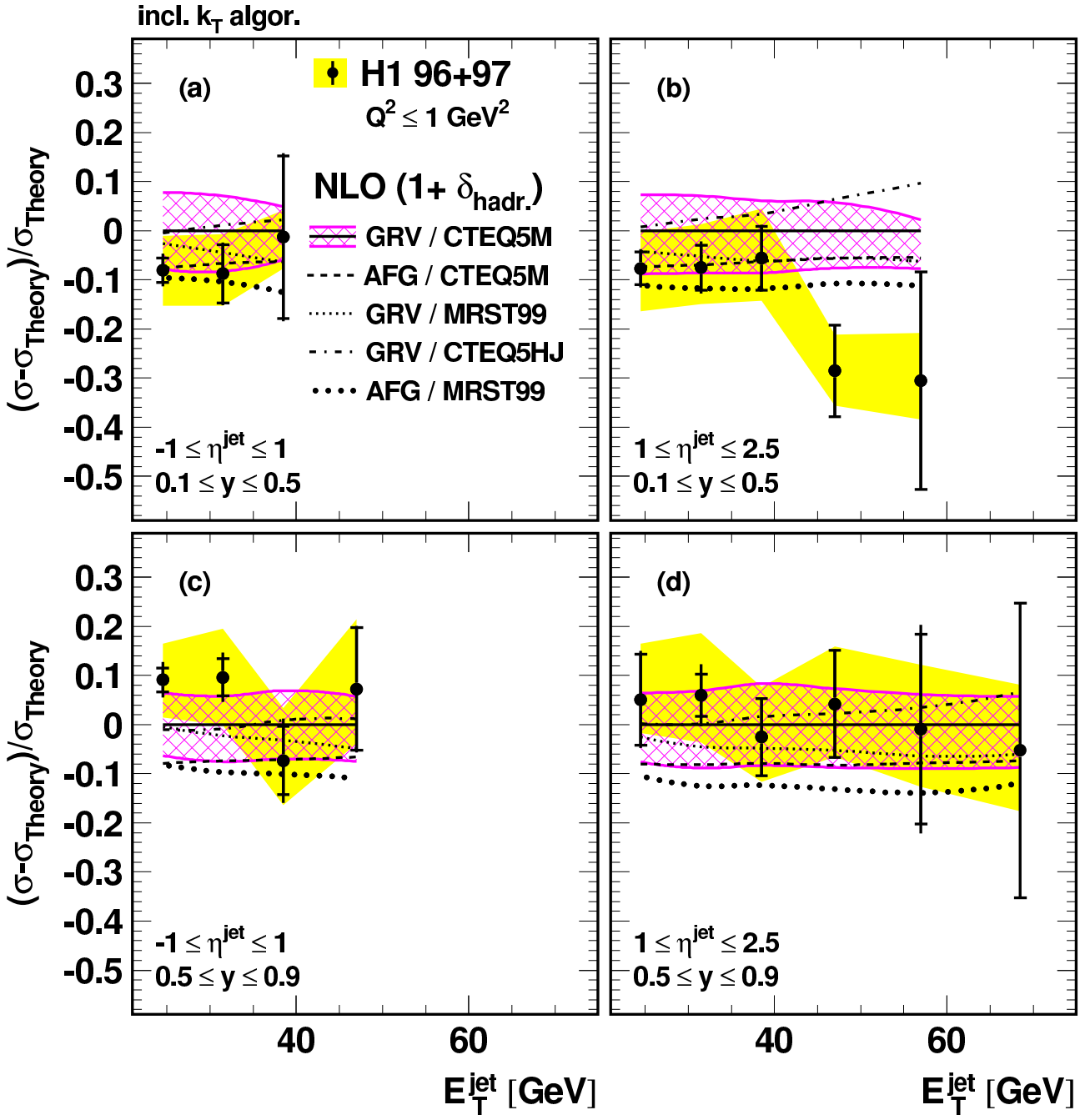


FIG. *7.8 – Les différences relatives, dans différents domaines en pseudo-rapidité et y, entre les données corrigées au niveau hadron et les prédictions théoriques au NLO tenant compte des effets d'hadronisation, obtenues aves les paramétrisations GRV et CTEQ5M des densités de partons dans le photon et le proton. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les variations des prédictions théoriques lorsque change l'une des paramétrisations des densités de partons dans le photon ou le proton sont montrées.*

corrections d'hadronisation améliore légèrement la description des données en particulier à petit η^{jet} où elles sont les plus importantes (cf. figure 2.9). Elles correspondent à une augmentation de la prédiction purement partonique dans la région avant et à une diminution de celle-ci dans la région arrière. L'augmentation est davantage prononcée aux énergie transverse (cf. figure 2.9). Elle peut être comprise comme une manifestation de l'événement sous-jacent. Dans la région centrale $-1 \leq \eta \leq 1$, d'autre part, les jets sont moins énergétiques qu'à l'avant, à E_T^{jet} égal, et sont donc moins collimés de sorte que leur énergie au niveau hadron est moins élevée que leur énergie au niveau parton, ce qui entraîne une diminution de la section efficace dans cette région. Compte tenu de la taille de l'incertitude théorique, l'amélioration de l'accord entre données et prédictions théoriques n'est cependant pas significative pour $\eta^{jet} > 0.5$.

Sur la figure 7.11, les données sont comparées avec les calculs correspondant à GRV et AFG et incluant les corrections d'hadronisation. Ceux-ci ne diffèrent que légèrement en normalisation et sont en accord avec les données.

D'après la relation 2.6, les différences entre les densités de partons dans le photon qui résultent en différences de distributions en x_γ doivent se refléter surtout dans les distributions en η^{jet}, pour des domaines restreints de y et E_T^{jet}. Les données sont donc séparées en différents domaines de y et E_T^{jet} afin de tenter de discriminer entre les deux paramétrisations des densités de partons du photon plus efficacement qu'avec les distributions différentielle (figure 7.9(a) et double différentielle (figure 7.10). Les mesures de $d\sigma/d\eta^{jet}$, dans deux régions en y et trois intervalles de E_T^{jet} sont présentées sur les figures 7.12 et 7.13. Lorsque y augmente, le maximum de la section efficace est décalé vers les petites valeurs de η^{jet}. Ceci est conforme à ce que l'on attend puisque, dans le référentiel du laboratoire, lorsque y augmente, le *boost* de Lorentz des événements est plus prononcé dans la direction arrière. Sur la figure 7.13, les données sont comparées aux prédictions de QCD au NLO corrigées des effets d'hadronisation et utilisant différentes paramétrisations des densités de partons dans le photon et le proton.. Les prédictions purement partoniques ainsi que l'incertitude due à la dépendance d'échelle des calculs sont montrées sur la figure 7.12. Les prédictions de QCD au NLO sont globalement en bon accord avec les sections efficaces mesurées. La seule distribution légèrement sensible aux différentes paramétrisations est celle correspondant aux grands y et petits E_T^{jet}. Le calcul basé sur GRV et CTEQ5M donne la meilleure description des données dans cette région sans que cela soit toutefois significatif compte tenu des incertitudes expérimentale et théorique.

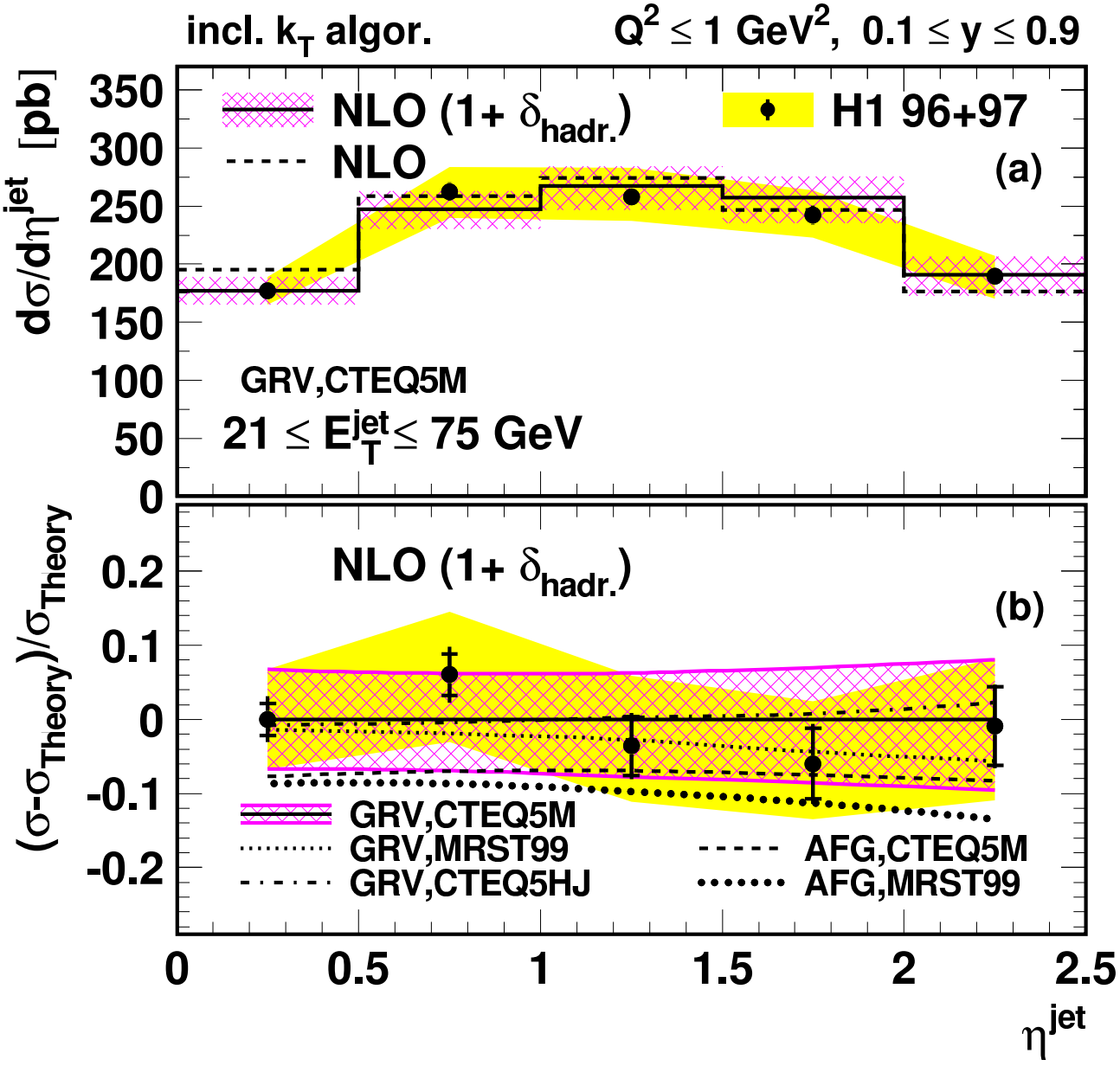


FIG. *7.9 – a) : Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$, corrigée au niveau hadron, pour la production inclusive de jet dans les collisions e^+p intégrée sur $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $0.1 \leq y \leq 0.9$. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique de la mesure. Les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux calculs au NLO (tirets) de QCD. La bande quadrillée montre l'incertitude d'échelle de la prédiction théorique au NLO tenant compte des effets d'hadronisation (trait plein). b) : Différences relatives entre les données et les prédictions théoriques au NLO, corrigées des effets d'hadronisation, obtenues aves les paramétrisations GRV et CTEQ5M des densités de partons dans le photon et le proton. Les variations des prédictions théoriques lorsque change l'une des paramétrisations des densités de partons dans le photon ou le proton sont montrées.*

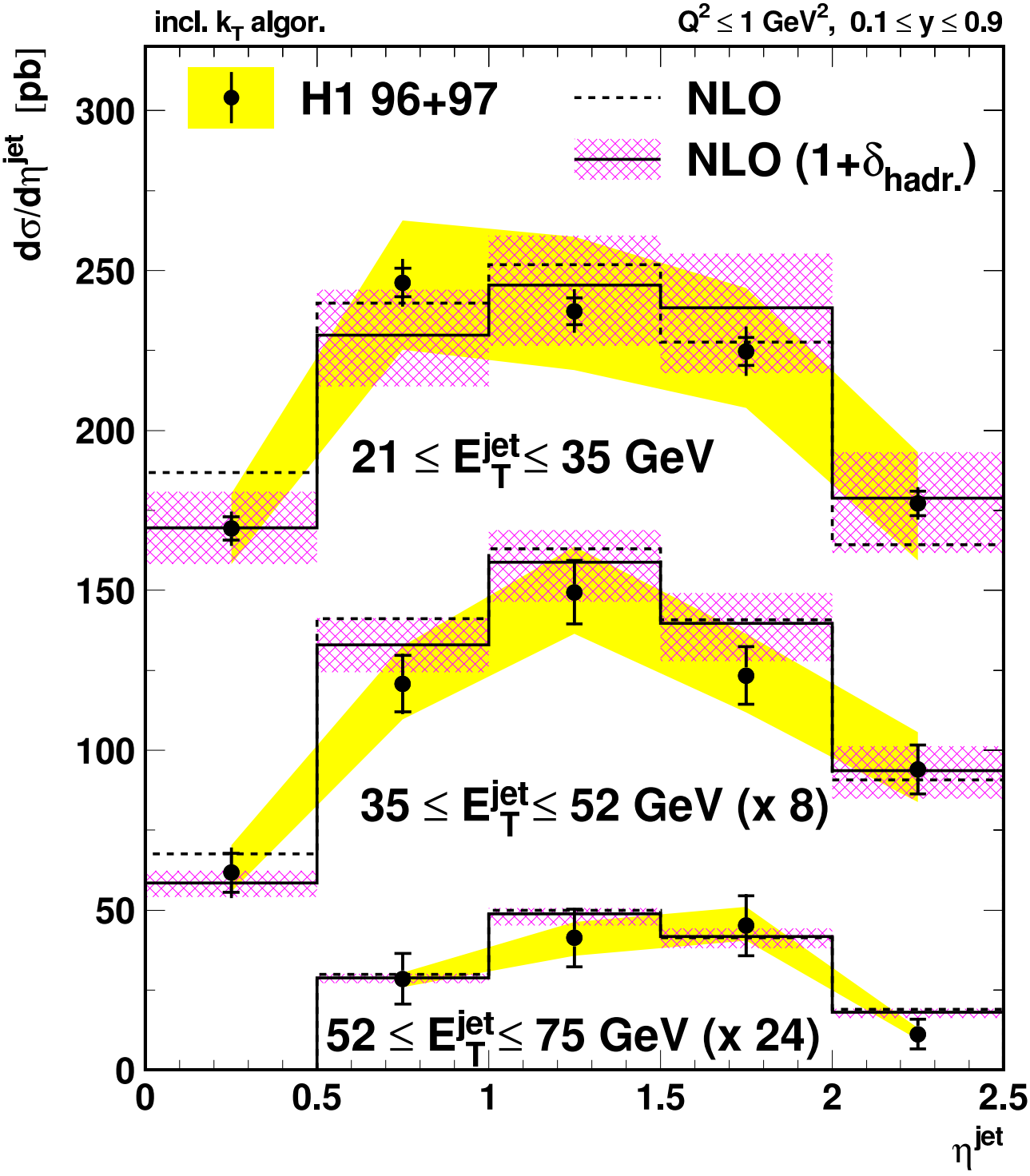


FIG. *7.10 – Section efficace différentielle, corrigée au niveau hadron, $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions e^+p intégrée dans différents intervalles de E_T^{jet}. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $0.1 \leq y \leq 0.9$. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions de QCD obtenues avec les paramétrisations CTEQ5M et GRV des densités de partons dans le proton et le photon avec (trait plein) ou sans (tirets) les corrections d'hadronisation. Les bandes quadrillées montrent l'incertitudes d'échelle des prédictions théoriques.*

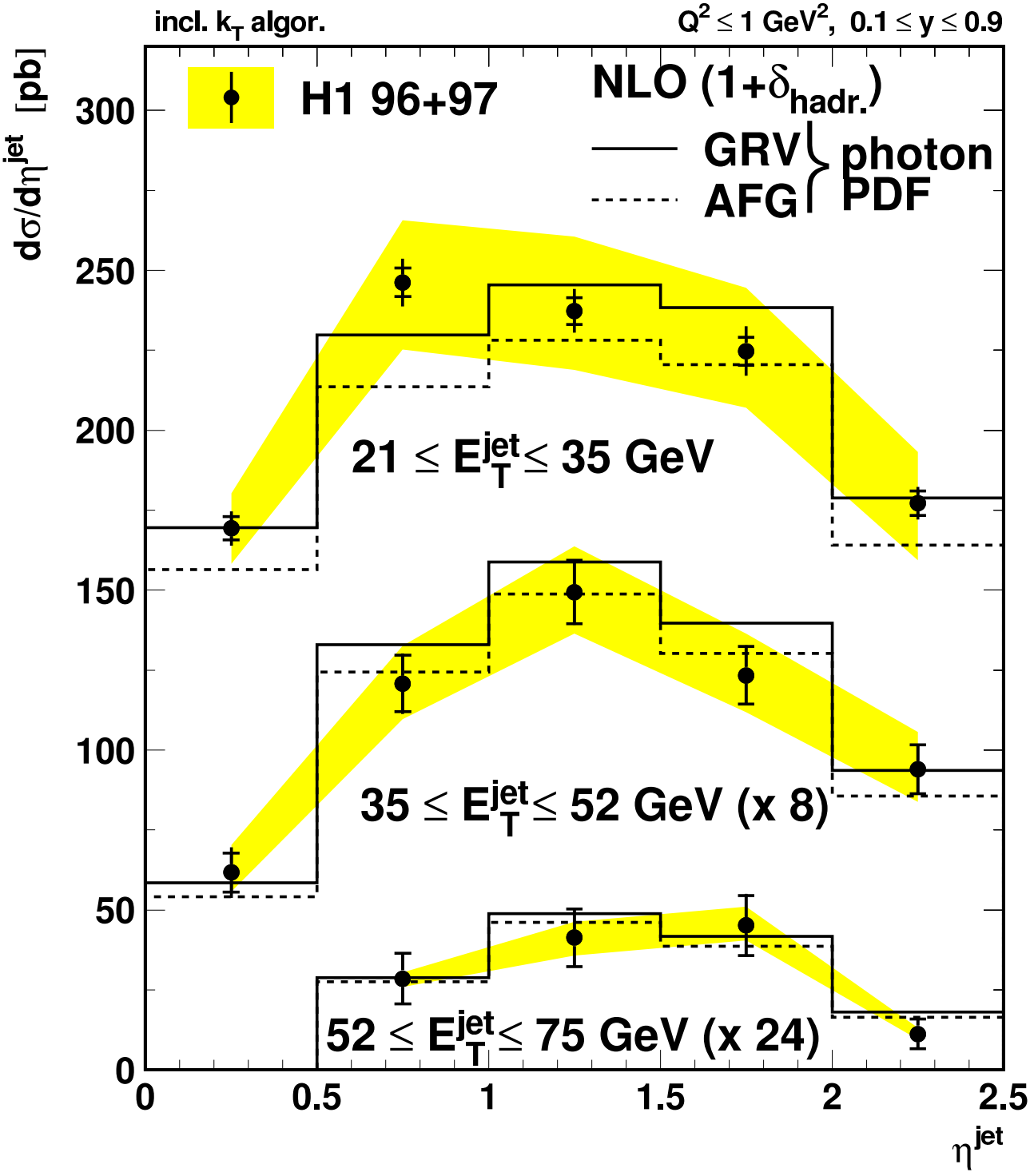


FIG. *7.11 – Section efficace différentielle, corrigée au niveau hadron, $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions e^+p intégrée dans différents intervalles de E_T^{jet}. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $0.1 \leq y \leq 0.9$. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T.Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions de QCD obtenues avec les différentes paramétrisations des densités de partons dans le photon et corrigées des effets d'hadronisation.*

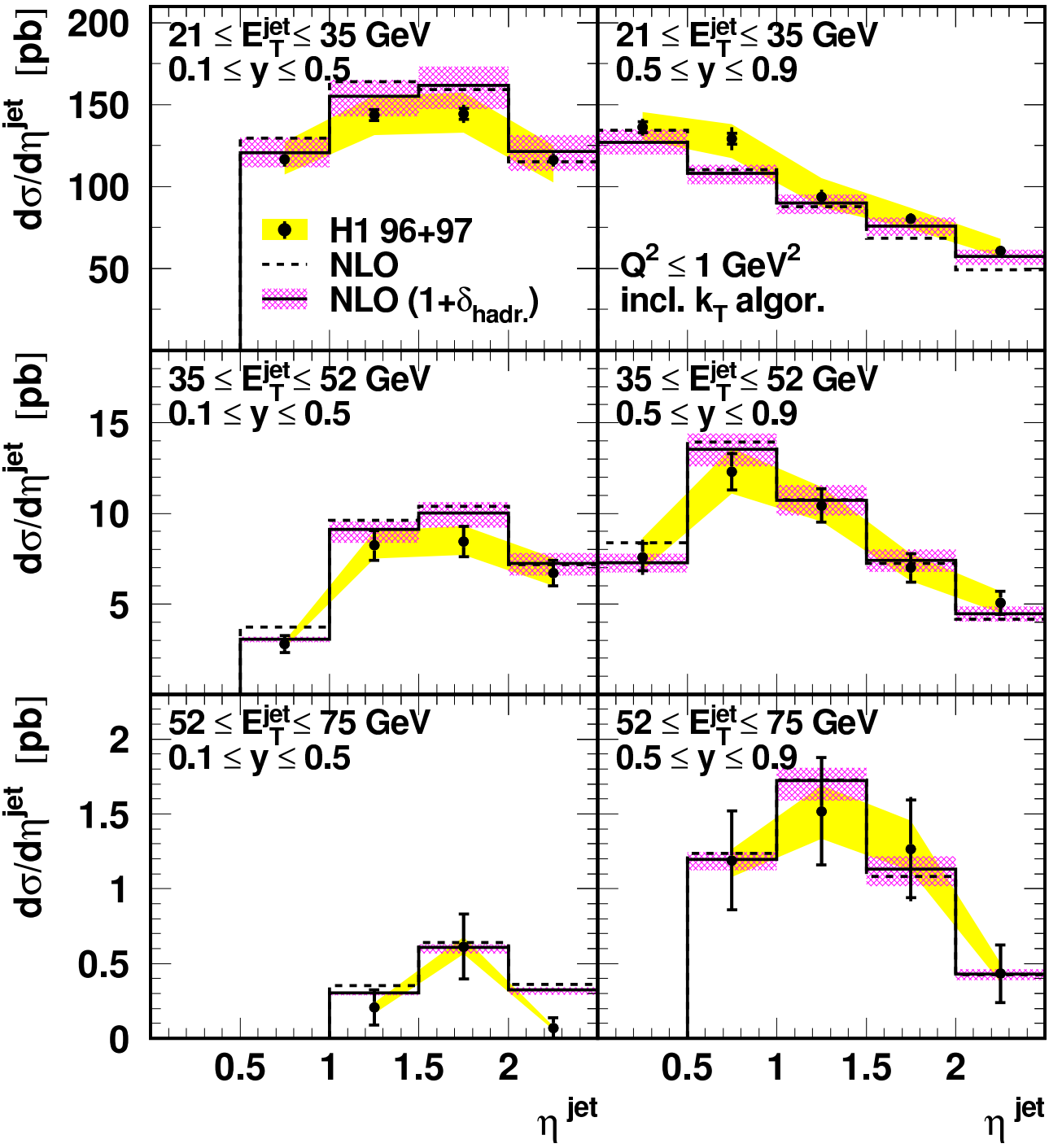


FIG. *7.12 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions, corrigée au niveau hadron, $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions e^+p à $Q^2 \leq 1$ GeV^2, intégrée dans différents intervalles de E_T^{jet} et de y. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions de QCD obtenues avec les paramétrisations CTEQ5M et GRV des densités de partons dans le proton et le photon avec (trait plein) ou sans (tirets) les corrections d'hadronisation. Les bandes quadrillées montrent l'incertitudes d'échelle des prédictions théoriques.*

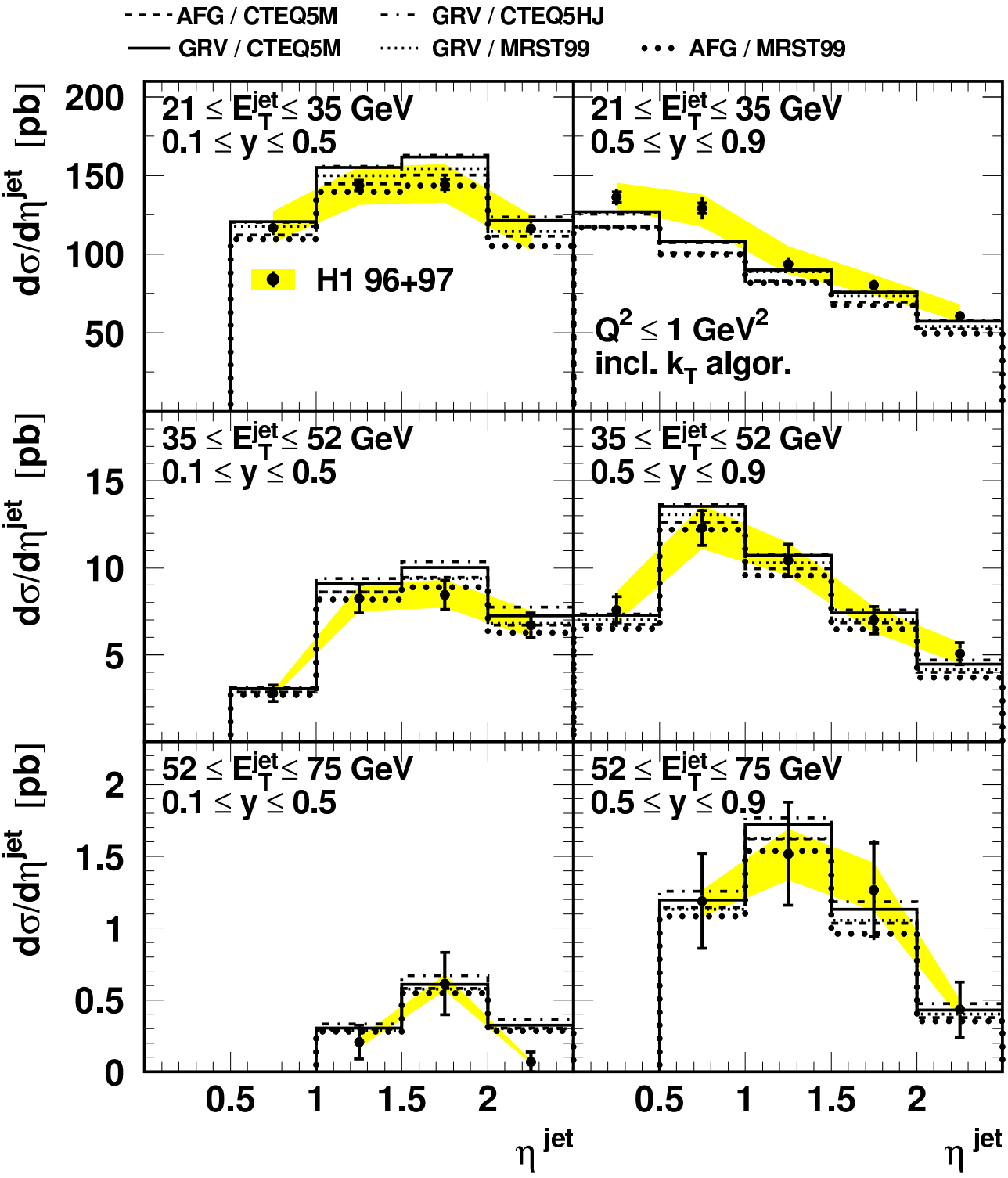


FIG. *7.13 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions, corrigée au niveau hadron, $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet dans les collisions e^+p à $Q^2 \leq 1$ GeV^2, intégrée dans différents intervalles de E_T^{jet} et de y. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. Les données sont comparées aux prédictions de QCD obtenues avec les différentes paramétrisations des densités de partons dans le photon corrigées des effets d'hadronisation.*

7.3 Mesure de la section efficace invariante $Ed^3\sigma/d^3p$

Dans cette section, on présente la section efficace invariante $Ed^3\sigma/d^3p$ obtenue à partir des données *H1 97 mb* et *H1 96+97* dans le domaine $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV ($0.3 \leq y \leq 0.65$). Ceci nous permet de vérifier la compatibilité entre les résultats des analyses à petit et grand E_T^{jet}.

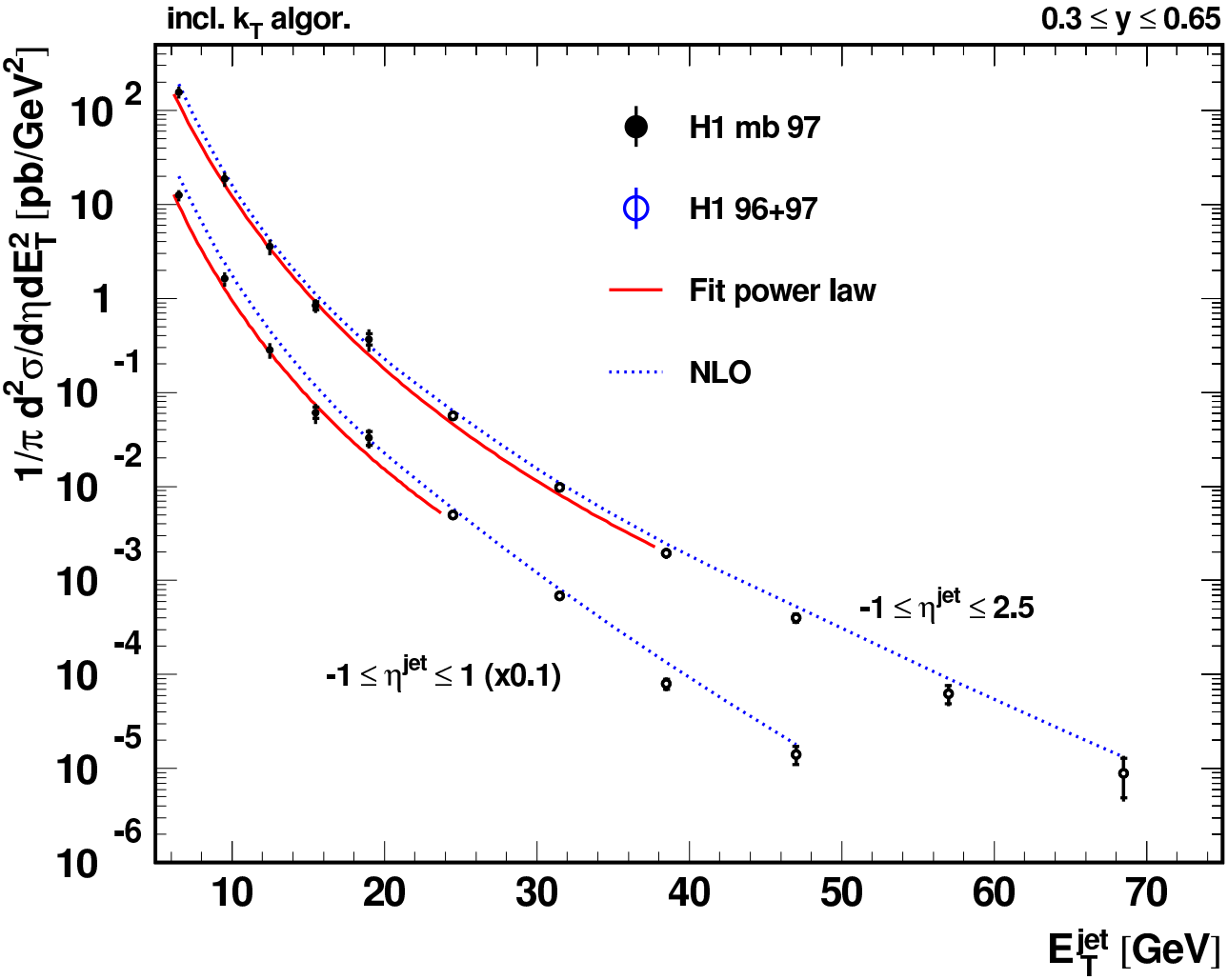


FIG. *7.14 – Sections efficaces pour la production inclusive de jets en photoproduction mesurées pour* $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV. *Les jets sont reconstruits avec l'algorithme* k_T *dans les intervalles* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ *et* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$. *Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données issues des analyses à petit et grand* E_T^{jet} *sont indiquées par des points noirs et blancs respectivement. Les courbes en traits pleins représentent les résultats d'ajustement par une loi de puissance (équation 7.3). Les données sont comparées aux prédictions au NLO de QCD utilisant les paramétrisations CTEQ5M et GRV des densités de partons dans le proton et les photon.*

Le résultat combiné des deux analyses est représenté sur la figure 7.14. Les sections efficaces, mesurées avec l'algorithme k_T pour $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$, varient de 7 et 6 ordres de grandeur dans les domaines $5 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV et $5 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Les courbes en traits pleins montrent les résultats des ajustements de ces sections efficaces avec une loi de puissance

inspirée de QCD [157] :

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = A\left(1+\frac{E_T^{jet}}{E_{T,0}^{jet}}\right)^{-n} \tag{7.3}$$

Les domaines d'énergie transverse utilisés pour réaliser ces ajustements sont $5 \leq E_T^{jet} \leq 42$ GeV et $5 \leq E_T^{jet} \leq 28$ GeV pour $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ respectivement. Dans le tableau 7.1, les valeurs des paramètres ajustés sont indiquées. L'ajustement est réalisé de manière itérative en appliquant à l'issue de chaque itération une correction de centre *bin* aux données. Le nombre d'itération requis pour atteindre la convergence varie typiquement entre 2 et 3. Le χ^2 de l'ajustement correspondant à $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ est d'environ 1.7, celui correspondant à la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ est d'environ 1.4. Les erreurs systématiques dues aux incertitudes sur l'échelle absolue d'énergie hadronique des jets et à la détermination de la luminosité ont été prises en compte en répetant la procédure d'ajustement après avoir changé, indépendamment pour les deux analyses, de $\pm 1\sigma$ les quantités correspondantes. La qualité des ajustements montre que les données à petit E_T^{jet} et grand E_T^{jet} sont compatibles même si les erreurs (dominantes) systématiques corrélées *bin* à *bin* ne sont pas prises en compte. Compte tenu des différences (portant principalement sur la sélection des événements et les facteurs de calibration appliqués pour mesurer les jets) cette vérification est satisfaisante. Elle supporte d'autre part l'interprétation de la production de jets en photoproduction par les processus partoniques QCD. Une confirmation de ce point est apporté par la comparaison (figure 7.14) des données avec les calculs [124] NLO au niveau parton obtenus à partir des paramétrisations CTEQ5M et GRV des densités de partons dans le photon et le proton.

	$-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$	$-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$
	$\pm\Delta_{stat.} \pm \Delta_{e.s.} \pm \Delta_{lum.}$	
A [μb]	$0.92 \pm 0.4 \pm 0.6 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.1 \pm 0.03 \pm 0.01$
n	$7.02 \pm 0.08 \pm 0.6 \pm 0.06$	$7.87 \pm 0.09 \pm 0.2 \pm 0.01$
$E_{T,0}^{jet}$ [GeV]	$2.42 \pm 0.23 \pm 1.2 \pm 0.1$	$4.0 \pm 0.4 \pm 0.4 \pm 0.03$

TAB. *7.1 – Valeurs ajustées des paramètres A, n et $E_{T,0}^{jet}$ (définis dans l'équation 7.3) obtenues avec l'algorithme k_T. Les erreurs dues à la statistique ($\Delta_{stat.}$), à l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie hadronique des jets ($\Delta_{e.s.}$) et à l'incertitude sur la détermination de la luminosité ($\Delta_{lum.}$) sont données.*

Dans la référence [95], H1 a présenté la mesure de la section efficace invariantes $Ed^3\sigma/d^3p$ pour la production inclusive de particules chargées en photoproduction. Le spectre en impulsion transverse est mesuré puis ajusté avec une loi identique à celle définie par l'équation 7.3 : $Ed^3\sigma/dp^3 = A(1+p_T/p_{T,0})^{-n}$ où p_T désigne l'impulsion transverse des traces (mesurée entre 2 et 12 GeV et $-1 \leq \eta \leq 1$) et $p_{T,0} = 0.63$ GeV. Dans un domaine de variation de $p_T/p_{T,0}$ similaire à celui de $E_T^{jet}/E_{T,0}^{jet}$ la valeur de l'exposant ajusté avec les particules chargées vaut : $n = 7.03 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.2(p_{T,0})$. On peut noter que les deux mesures donnent une valeur d'exposant similaire.

7.4 Comparaisons avec les mesures précédentes

7.4.1 Photoproduction à petit E_T^{jet}

Les sections efficaces pour la production inclusive de jets de petite et moyenne énergie transverse en photoproduction ont été précédemment publiées par les collaborations H1 et ZEUS. Dans ces analyses, les jets sont reconstruits au moyen d'un algorithme de cône [91] utilisé avec un rayon $R = 1$. Les analyses de H1 sont effectuées dans le domaine cinématique défini par $0.25 \leq y \leq 0.7$ et $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2. Les mesures présentées dans [85] et [86] reposent sur des luminosités intégrées de 25 nb^{-1} et 290 nb^{-1} respectivement. Dans la suite, nous nous y référons au moyen des notations *H1 93* et *H1 96*. La normalisation de ces données est multipliée par un facteur de flux (~ 0.72), calculé à partir de la formule de Weizsäcker-Williams (équation 1.45), afin de tenir compte du domaine plus restreint d'énergie dans le centre de masse du système photon-proton que nous avons utilisé ($0.3 \leq y \leq 0.65$) dans notre étude. L'analyse de ZEUS [87] repose sur un lot de photoproduction non étiquetée ($Q^2 \leq 4$ GeV^2) représentant une luminosité de 550 nb^{-1}. Les résultats sont intégrés sur le domaine $0.2 \leq y \leq 0.85$. Nous les indiquons dans la suite sous l'appellation *ZEUS 94* multipliés par un facteur de flux ($\sim$ 0.3).

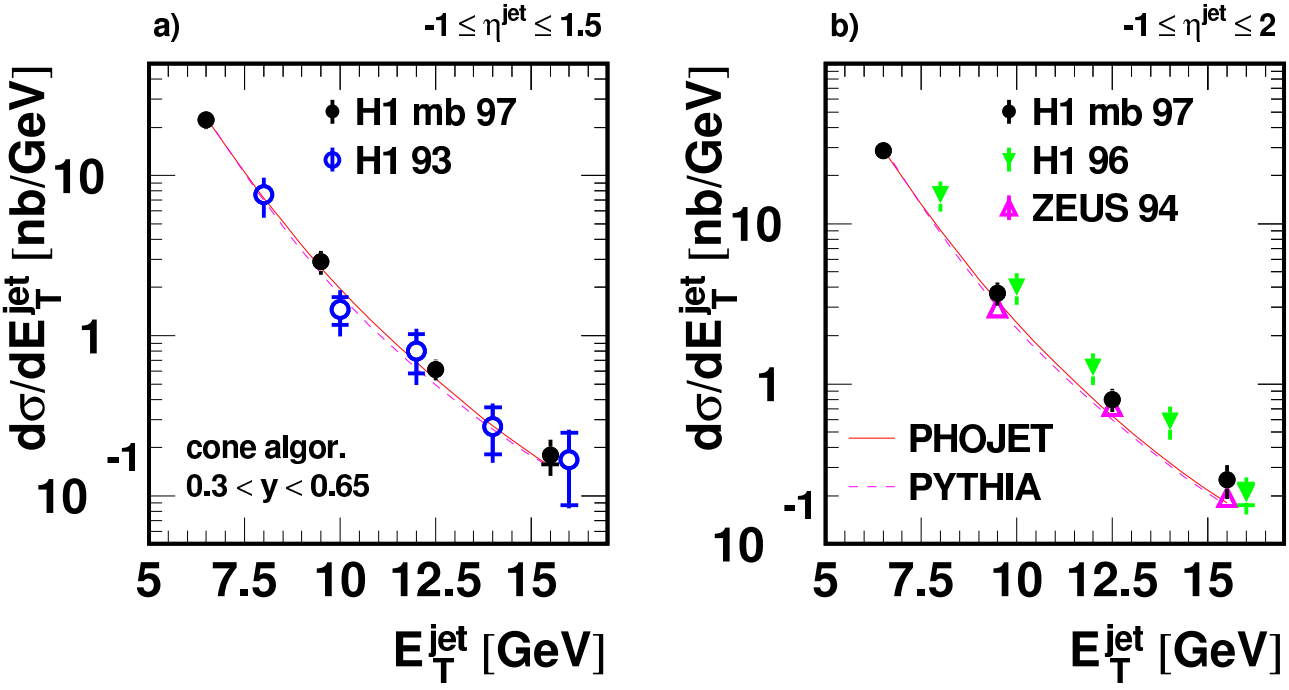


FIG. *7.15 – Sections efficaces différentielles pour la production inclusive de jets en photoproduction ($Q^2 \leq 0.01$ GeV^2,$0.3 \leq y \leq 0.65$) mesurées avec l'algorithme de cône en fonction de l'énergie transverse des jets appartenant aux domaines en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$ (a) et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2$ (b). Les données sont comparées aux mesures précédentes de H1 et ZEUS ainsi qu'aux prédictions des Monte-Carlos PHOJET et PYTHIA.*

Les sections efficaces inclusives différentielles $d\sigma/dE_T^{jet}$ intégrées sur $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2$ sont représentées sur les figures 7.15(a) et 7.15(b). Les données sont en bon accord avec *H1 93* et *ZEUS 94*. La normalisation de la section efficace *H1 96* est systématiquement plus élevée. Les courbes sur ces figures représentent les prédictions de PHOJET et de PYTHIA. Ils décrivent de manière satisfaisante la normalisation et la forme du spectre en E_T^{jet} pour $-1 \leq$

$\eta^{jet} \leq 1.5$. Sur la figure 7.16 nous avons représenté, pour les deux algorithmes de jets, l'écart relatif des données aux Monte-Carlos en fonction de l'énergie transverse des jets reconstruits dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Dans le premier la forme des spectres est convenablement décrite par les deux Monte-Carlos, et ce avec les algorithmes de cône et k_T. Lorsque le domaine en pseudo-rapidité est étendu à l'avant, région où l'influence

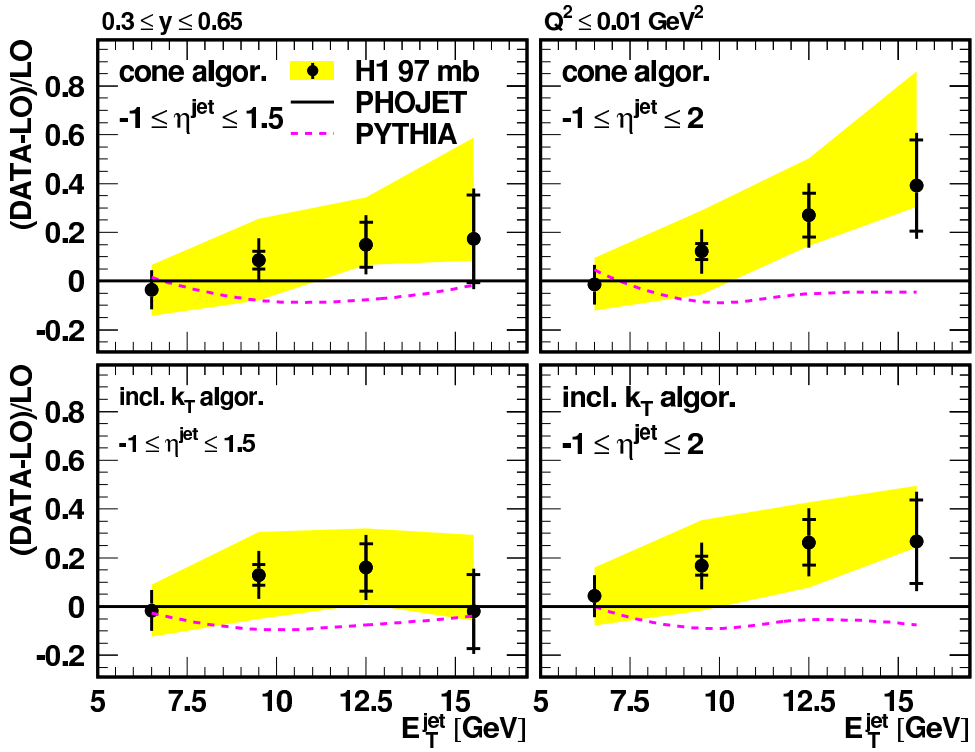


FIG. *7.16 – Différences relatives entre les données et les prédictions de PHOJET en fonction de l'énergie transvserse des jets reconstruits avec l'algorithme de cône (en haut) et l'algorithme k_T (en bas) dans les domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$ (à gauche) et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2$ (à droite). Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique absolue du calorimètre qui est représentée par la bande grisée. L'écart entre les prédictions des deux Monte-Carlos est indiqué par la courbe en tirets.*

de l'événement sous-jacent est la plus marquée, les spectres mesurés sont plus dûrs que ceux calculés. Cet effet est sutout prononcée lorsque les jets sont définis par l'algorithme de cône et en tenant compte des erreurs corrélées *bin* à *bin*, il est peu significatif avec le k_T. La différence entre les prédictions des deux Monte-Carlos est peu affectée par l'extension du domaine en pseudo-rapidité des jets, bien que la modélisation de l'événement sous-jacent soit faite de façon complètement différente.

Les mesures des sections efficaces différentielles $d\sigma/d\eta^{jet}$ de production inclusive de jets d'énergie transverse supérieure à 7 et 11 GeV sont présentées sur les figures 7.17(a) et 7.17(b). Les prédictions des deux Monte-Carlos sont comparées aux données. Bien qu'ils aient été utilisés avec des paramétrisations différentes des densités de partons dans le photon et le proton (GRV pour le photon et le proton avec PHOJET et SaS1M, CTEQ5L pour le photon et le proton avec PYTHIA), leurs prédictions des distributions en η^{jet} sont similaires. Celles-ci sont

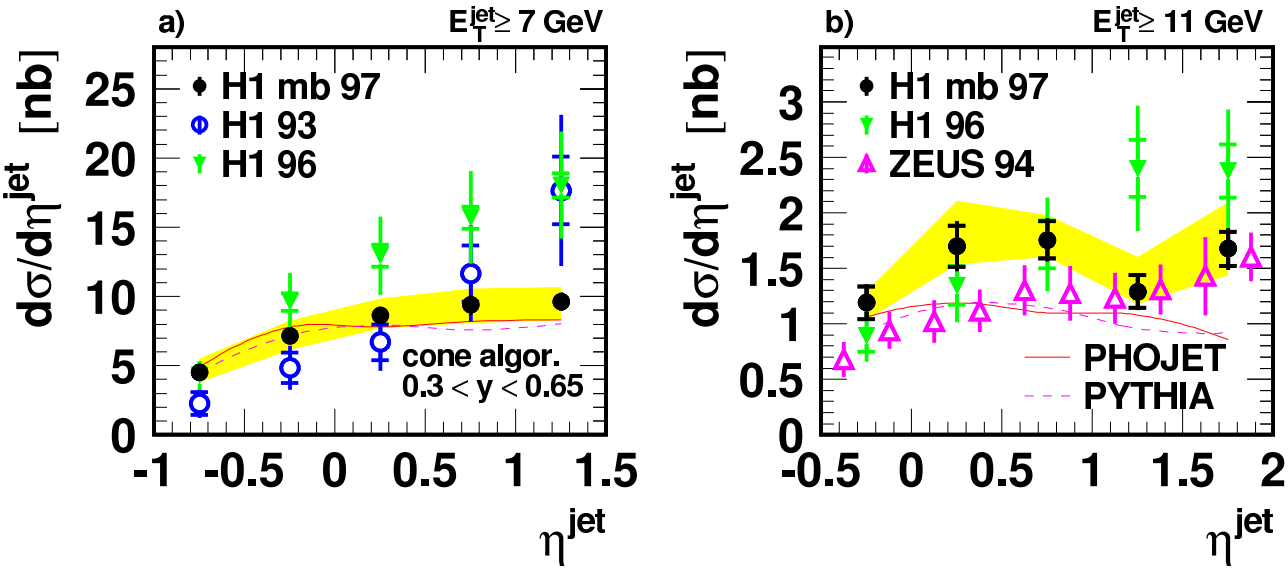


FIG. *7.17 – Sections efficaces différentielles pour la production inclusive de jets en photoproduction ($Q^2 \leq 0.01$ GeV^2, $0.3 \leq y \leq 0.65$) mesurées avec l'algorithme de cône en fonction de la pseudo-rapidité des jets d'énergie transverse supérieures à* 7 GeV *(a) et* 11 GeV *(b). L'erreur systématique due à l'échelle d'énergie hadronique des jets est représentée par la bande grisée. Les données (« H1 97 mb ») sont comparées aux mesures précédentes. La normalisation des Monte-Carlos est ajustée aux données.*

en accord avec les données à $E_T^{jet} \geq 7$ GeV. Pour cette valeur du seuil en E_T^{jet}, les données se situent entre les mesures *H1 93* et *H1 96* excepté à $\eta^{jet} > 1$ où elles sont en dessous. A plus grand E_T^{jet}, les données sont compatibles avec *H1 96* dans tous le domaine en pseudo-rapidité. En tenant compte des erreurs corélées *bin* à *bin*, on note un accord satisfaisant avec la mesure de ZEUS.

7.4.2 Photoproduction à grand E_T^{jet}

Les sections efficaces inclusives de jets de grande énergie transverse en photoproduction ont étés mesurées par la collaboration ZEUS dans le domaine cinématique défini par $Q^2 \leq 4$ GeV^2 et $134 \leq y \leq 277$ GeV ($0.2 \leq y \leq 0.85$). ZEUS a présenté ses résultats pour l'algorithme k_T et l'algorithme de cône utilisant $R = 0.7$ et $R = 1$. Les jets sont reconstruits dans le domaine en pseudo-rapidité $-0.75 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Afin de comparer nos données avec ces résultats, nous avons mesuré les sections efficaces dans le même domaine en y et pour le même intervalle en η^{jet}.

Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurées avec le k_T (figure 7.18 à droite) et avec l'algorithme de cône utilisé avec $R = 1$ (figure 7.18 à gauche) sont comparées aux résultats préliminaires de ZEUS [158] reposant sur l'analyse d'un lot de collisions e^+p collecté de 1995 à 1997 et représentant une luminosité intégrée de 41.3 pb^{-1}. La principale source d'erreur de cette mesure est due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique des jets (connue à $\pm 3\%$). Elle est représentée sous la forme d'une bande grisée. Dans le domaine considéré d'énergie transverse des jets, $17 \leq E_T^{jet} \leq 74$ GeV, la section efficace décroît de près de quatre ordres de grandeurs. Les mesures relatives aux deux expériences sont en excellent accord. Les données sont comparées aux prédictions [120, 121, 122] de QCD au NLO obtenues à partir de la

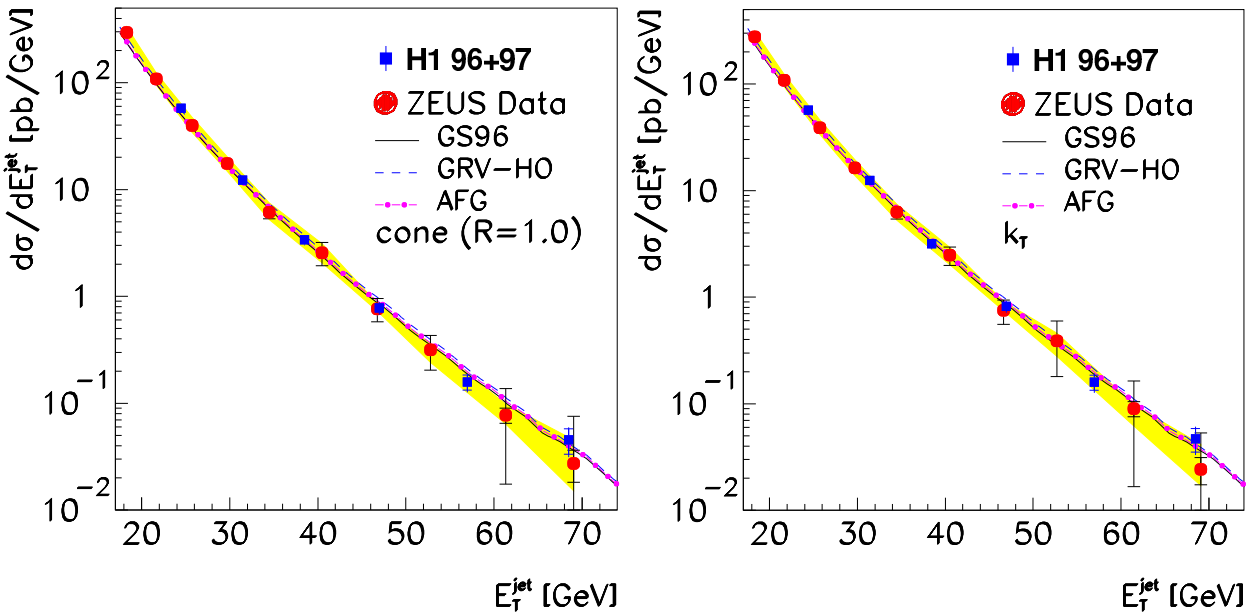


FIG. *7.18 – Sections efficaces différentielles, corrigées au niveau hadron, $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets en photoproduction. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $0.2 \leq y \leq 0.85$. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône (à gauche) et l'algorithme k_T (à droite) dans la région en pseudo-rapidité $-0.75 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux résultats préliminaires de ZEUS [158] et aux prédictions de QCD au NLO.*

paramétrisation CTEQ4M des densités de parton dans le proton et des trois paramétrisations, GRV, GS et AFG, des densités de parton dans le photon. Dans ces calculs la solution de α_s à deux boucles est utilisée avec quatres saveurs de quarks[4] et $\Lambda_{QCD} = 296$ MeV. Le calcul donne une bonne description de la normalisation et de la forme du spectre en énergie transverse.

Les distributions en pseudo-rapidité ont également été comparées avec les résultats publiés de ZEUS [159] obtenus avec l'algorithme de cône de rayon $R = 1$ à partir d'un lot de collisions e^+p collecté en 1994 et représentant une luminosité intégrée de 2.65 pb^{-1}. Les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\eta^{jet}$ intégrées dans le domaine $0.2 \leq y \leq 0.85$ pour les jets d'énergie transverse supérieure à 21 et 25 GeV sont présentées sur la figure 7.19. L'erreur systématique due à l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique des jets est représentée, pour les données de ZEUS, sous la forme d'une bande grisée. Les sections efficaces mesurées par H1 sont systématiquement plus petites que celles mesurées par ZEUS. Cependant, si l'on excepte la région définie par $E_T^{jet} \geq 25$ GeV et $1.5 \leq \eta^{jet} \leq 2$, les formes des distributions mesurées par les deux expériences sont identiques et, en tenant compte des incertitudes, corrélées *bin* par *bin*, aucune différence significative n'est obervée. Les données sont comparées aux prédictions de QCD basées sur un calcul au NLO identique à celui mentionné au paragraphe précédent. Aucune correction d'hadronisation n'est appliquée aux prédictions théoriques. Celle utilisant la paramétrisation AFG présente le meilleur accord avec les données de H1. La prédiction basée sur GRV est également en accord si les incertitudes expérimentales sont prises en compte.

[4]Correspondant, pour cinq saveurs, à $\Lambda_{QCD} = 202$ MeV.

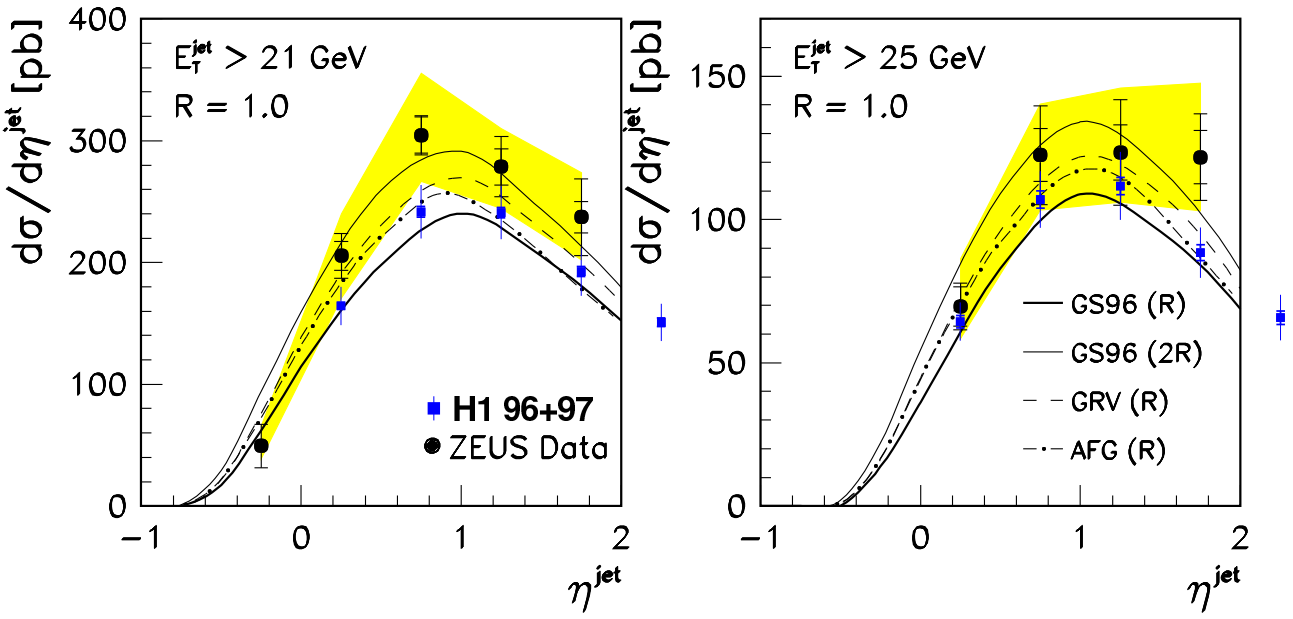


FIG. *7.19 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jet d'énergie transverse supérieure à* 21 GeV *et* 25 GeV *dans les collisions e^+p mesurée dans le domaine cinématique défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $0.2 \leq y \leq 0.85$. Les jets sont définis au moyen de l'algorithme de cône utilisé avec un rayon $R = 1$. Les barres d'erreur internes représentent l'erreur statistique des données, les barres d'erreur externes, la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les données sont comparées aux mesures de ZEUS [159] et à différentes prédictions de QCD au NLO.*

7.4.3 Comparaison avec les données $p\bar{p}$

Dans la référence [160], la section efficace inclusive de production de jets d'énergie transverse supérieure à 5 GeV dans les collisions $p\bar{p}$ a été mesurée aux énergie dans le centre de masse 200, 500 et 900 GeV. Sur la figure 7.20 nous avons représenté la section efficace doublement différentielle $d^2\sigma_{\gamma p}/d\eta^{jet}dE_T^{jet}$ mesurée en fonction de l'énergie transverse des jets avec l'algorithme de cône (R=1). Elle est obtenue à partir de la section efficace simplement différentielle ep comme suit :

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma p}}{d\eta^{jet}dE_T^{jet}} = \frac{d\sigma}{dE_T^{jet}}\frac{1}{\Delta\eta F} \tag{7.4}$$

où $\Delta\eta = 2$ est l'intervalle en pseudo-rapidité de notre mesure et $F \sim 0.0126$ un facteur de flux calculé suivant l'approximation de Weizsäcker-Williams. Sur cette figure les mesures de UA1 sont représentés normalisées aux données γp dans le domaine d'énergie transverse $5 \leq E_T^{jet} \leq 8$ GeV. Les facteurs de normalisation correspondant aux trois énergies dans le centre de masse $\sqrt{s_{p\bar{p}}} = 200, 500, 900$ GeV sont $\sim 105^{-1}$, $\sim 280^{-1}$ et $\sim 490^{-1}$ respectivement.
La forme du spectre en énergie transverse mesurée en photoproduction est identique à celle mesurée dans les collisions $p\bar{p}$ à la même énergie. A mesure que E_T^{jet} augmente, la pente de la distribution pour les événements γp diminue et devient similaire à celle du spectre en E_T^{jet} pour les collisions $p\bar{p}$ de plus haute énergie. Ce résultat, déjà observé avec les particules chargées [95], montre l'influence des processus directs en photoproduction où la totalité de l'impulsion du photon prend part au processus partonique.

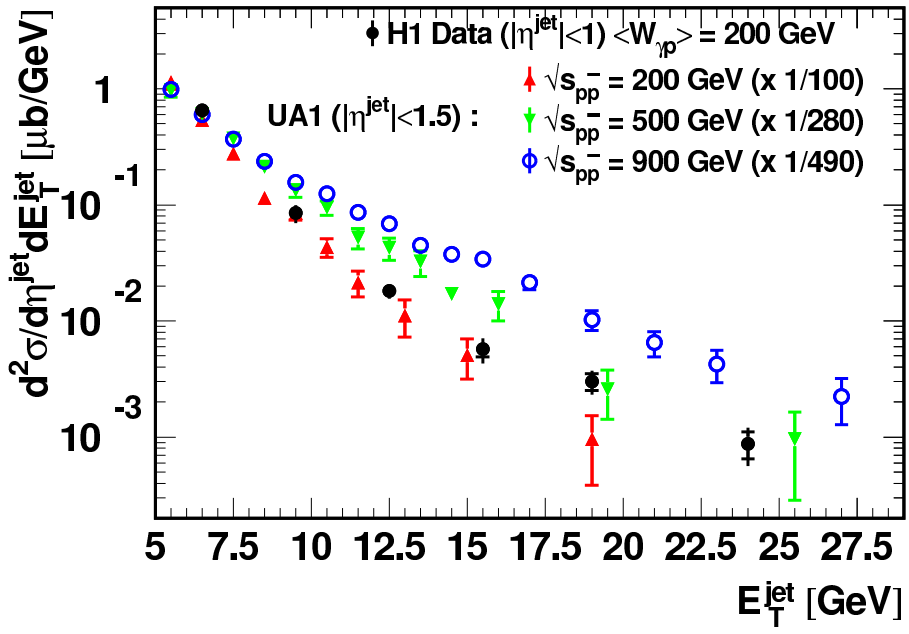


FIG. *7.20 – La section efficace inclusive pour les jet en photoproduction (points noirs) mesurée dans le domaine cinématique* $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$, $165 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV *et* $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2. *Les barres d'erreurs internes représentent les erreurs statistiques, les barres d'erreurs externe la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les mesures de UA1 pour la production inclusive de jets dans les collision* $p\bar{p}$ *à différente énergie dans le centre de masse sont représentées avec une normalisation ajustée de façon à reproduire celle des données* γp *dans l'intervalle* $5 \leq E_T^{jet} \leq 8$ GeV.

Sur la figure 7.21, la section efficace doublement différentielle mesurée dans l'intervalle en pseudo-rapidité $0 \leq \eta^{jet} \leq 2$ est représentée en fonction de l'énergie transverse des jets. Les données sont comparées aux mesures de UA1 [160], D0 [161] et CDF [162] à différentes énergies dans le centre de masse. La normalisation de ces dernières ont été ajustées pour reproduire celle des données γp pour $8 \leq E_T^{jet} \leq 11$ GeV.

7.5 Conclusion

Une nouvelle mesure des sections efficaces pour la production inclusive de jets de petite énergie transverse en photoproduction à HERA a été présentée. Elle repose sur un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 0.47 pb^{-1} de photoproduction étiquetée enregistrée à la fin de l'année 1997. Les résultats, corrigés au niveau hadron, couvrent le domaine d'énergie dans le centre de masse du système photon-proton $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV. La cohérence des résultats a été vérifiée en les comparant avec les résultats publiés précédemment par H1 et ZEUS.

Une nouvelle mesure des sections efficaces de production inclusive de jets de grande énergie transverse dans les interactions entre photon quasi-réel ($Q^2 \leq 1$ GeV^2) et proton observées à HERA a été présentée. La mesure est basée sur un lot d'événements enregistrés par H1 en 1996 et 1997 et correspondant à une luminosité intégrée de 24 pb^{-1}. La mesure couvre le domaine d'énergie dans le centre de masse photon-proton $95 \leq W_{\gamma p} \leq 285$ GeV. Les jets d'énergie transverse comprise entre 21 et 75 GeV sont cherchés dans le référentiel du laboratoire dans

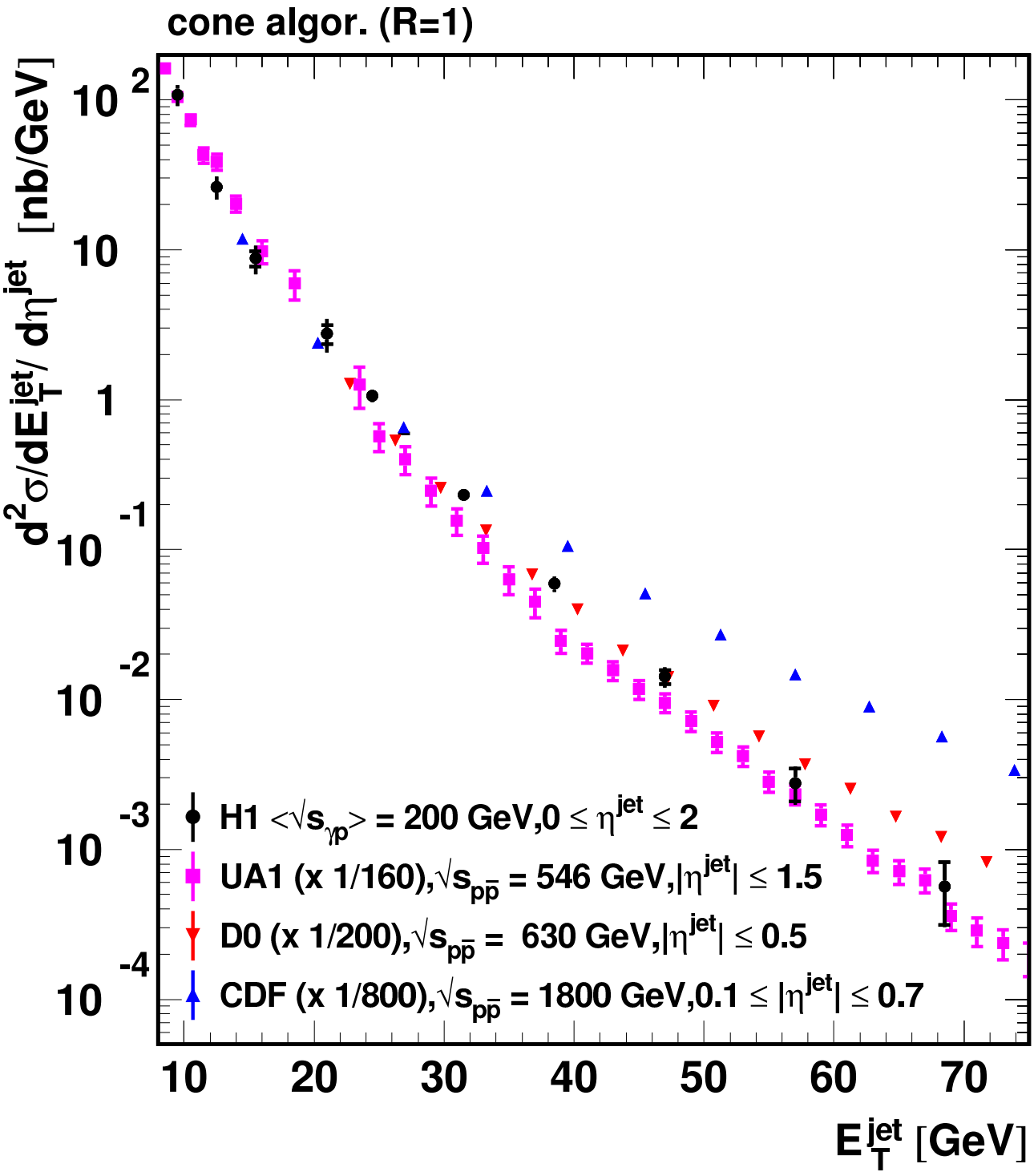


FIG. *7.21 – La section efficace inclusive pour les jet en photoproduction (points noirs) mesurée dans le domaine cinématique* $0 \le \eta^{jet} \le 2$, $165 \le W_{\gamma p} \le 242$ GeV. *Les barres d'erreurs internes représentent les erreurs statistiques, les barres d'erreurs externe la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les mesures de CDF [162], D0 [161] et UA1 [160] pour la production inclusive de jets dans les collision* $p\bar{p}$ *à différente énergie dans le centre de masse sont représentées avec une normalisation ajustée de façon à reproduire celle des données* γp.

l'intervalle $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ en utilisant deux types d'algorithmes. L'algorithme inclusif k_T est utilisé pour les comparaisons avec les prédictions théoriques de QCD. L'algorithme de cône a été utilisé pour établir la compatibilité des données avec les mesures précédentes. Les mesures sont corrigées au niveau hadron et comparées aux prédictions de QCD au-delà de l'ordre dominant.

La compatibilité entre les données à petit et grand E_T^{jet} a été vérifiée au moyen d'un ajustement par une loi de puissance de la section efficace invariante $Ed^3\sigma/d^3p$ mesurée dans le domaine de $W_{\gamma p}$ commun aux deux analyses ($164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV). La valeur de l'exposant obtenue est cohérente avec celle mesurée en étudiant les spectres inclusifs de particules chargées en photoproduction.

Les spectres en énergie transverse ont été comparées aux données $p\overline{p}$ correspondant à différentes énergies dans le centre de masse. A petit E_T^{jet}, la pente du spectre correspondant aux collisions γp est similaire à celle correspondant aux collisions $p\overline{p}$ à la même énergie dans le centre de masse. A grand E_T^{jet}, la pente diminue et devient égale à celle correspondant aux collisions $p\overline{p}$ à plus haute énergie dans le centre de masse. Ceci peut être compris du fait de la présence de la composante directe des interactions du photon.

Dans le domaine cinématique de la mesure à grand E_T^{jet}, l'influence des effets non-perturbatifs est faible. Le flux d'énergie transverse en dehors des jets est correctement décrit par des modèles phénoménologiques incluant une description de l'événement sous-jacent. L'effet de ce dernier sur les données correspond à une augmentation d'environ 10% de la section efficace inclusive à grand η^{jet} et pour les jets d'énergie transverse proche du seuil (21 GeV). Il est négligeable pour $E_T^{jet} \geq 50$ GeV. La fragmentation des partons en hadrons a été étudiée à partir des modèles QCD incorporant une simulation des émissions multiples de partons et des processus d'hadronisation. Elle correspond à un effet inférieur à 5% à peu près indépendant de l'énergie transverse des jets. Les corrections d'hadronisation des prédictions théoriques améliorent légèrement la description des données.

Les données ont été comparées aux prédictions de QCD utilisant les paramétrisations disponibles des densités de partons dans le photon et les paramétrisations CTEQ5M et MRST des densités de partons dans le proton. Les densités de partons sont extraites, à une échelle de factorisation donnée, de mesures expérimentales relatives à des processus variés ($ep \to eX$, $e\gamma \to eX$, $p\overline{p} \to \text{jet}X$, etc.) puis évoluées à d'autre échelles suivant les équations DGLAP prédites par QCD. D'après le théorème de factorisation, elles sont universelles. En prenant en compte les erreurs expérimentales et théoriques, les distributions mesurées sont bien décrites en normalisation et en forme par les prédictions de QCD au-delà de l'ordre dominant, corrigées ou pas des effets d'hadronisation. Bien que les précisions expérimentales et théoriques ne permettent pas de faire une discrimination entre les différentes paramétrisations des densités de partons, la description de la production de jets dans les collisions proton-photon dans le cadre de QCD, apporte une preuve supplémentaire et indépendante de la validité de QCD perturbatif et en particulier de l'universalité des densités de partons.

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté une nouvelle mesure des sections efficaces au niveau hadron pour la production inclusive de jets en photoproduction. Dans la mesure similaire précédemment effectuée par H1, les sections efficaces avaient été déterminées pour des jets ayant une énergie transverse comprise entre 7 et 28 GeV. Le travail présenté dans cette thèse repose sur une luminosité environ 80 fois supérieure permettant, pour la premère fois à HERA, la mesure des jets jusqu'à 75 GeV d'énergie transverse, ce qui représente un gain d'environ trois ordres de grandeur sur la section efficace inclusive. Ce travail a par ailleurs bénéficié d'une meilleure connaissance de la calibration hadronique, ce qui a permis une mesure de grande précision.

La compatibilité des mesures à petite et à grande énergie transverse avec les mesures précédentes a été établie. La compatibilité entre elles de ces mesures obtenues de façon indépendante a également été vérifiée en ajustant une loi de puissance inspirée de QCD sur le spectre inclusif en énergie transverse. Ceci nous a permis de noter la proximité entre la valeur ajustée de l'exposant et celle mesurée à partir des spectres inclusifs de particules chargées en photoprodution.

Différentes distributions ont été comparées aux prédictions de QCD au LO incluant une simulation des effets non-perturbatifs et des effets d'ordre supérieur. Les profils en énergie transverse des jets sont bien décrits par les modèles incluant une simulation de l'événement sous-jacent. La forme des sections efficaces prédites par ces modèles est en accord avec les résultats expérimentaux.

Une vérification supplémentaire de la validité de la description par QCD de la production de jets en photoproduction a été apportée par la comparaison des données γp avec les mesures effectuées auprès des collisionneurs $p\overline{p}$. A un facteur $1/\alpha$ près, la section efficace photon-proton est comparable à la section efficace $p\overline{p}$, ce qui confirme l'image du photon comme objet hadronique dans les collisions photon-hadron, à ceci près que le spectre en énergie transverse mesuré en photoproduction est plus dûr que dans les collisions hadron-hadron à même énergie. Ceci peut être compris du fait de l'existence de la composante directe des interactions photon-proton, qui est absente dans les interactions hadron-hadron.

La forme et la normalisation des sections efficaces inclusives correspondant aux jets de grande énergie transverse sont reproduites par les prédictions, au niveau parton, de QCD au NLO. Dans ce domaine, l'influence des effets non-perturbatifs est réduite et la correction des prédictions théoriques au niveau hadron n'améliore que légèrement l'accord avec les données qui est globalement meilleur que 10%. Les prédictions théoriques ont été obtenues en utilisant les paramétrisations existantes au NLO des densités de partons dans le photon et différentes paramétrisations des densités de partons dans le proton. Les incertitudes, expérimentale et théorique, ne permettent pas de discriminer entre les différentes paramétrisations. Cette mesure apporte cependant une information indépendante qui pourrait être, à l'avenir, prise en compte

dans les ajustements globaux des densités de partons. Elle devrait, en particulier, contribuer à contraindre davantage les densités de partons dans le photon à grand x_γ et les densités de gluons dans le proton à grand x_p.

Les phénomènes observés ici sont ceux donnant lieu aux plus grandes énergies transverses mesurables à HERA. La présence de nouvelles résonances de grande masse ou de nouveaux couplages prévus dans les extensions du modèle standard, pourrait entraîner une déviation des sections efficaces mesurées par rapport aux prédictions de QCD, mais aucune déviation de ce type n'est observée. Cette mesure pourrait être utilisée pour déduire des limites sur certains couplages non standards, comme par exemple FCNC (*Flavor changing neutral current*), sur l'échelle de distance correspondant à une sous-structure des quarks ou, plus généralement, sur tous les processus pour lesquels la production de jets dans les interactions γp constitue le principal bruit de fond. Avec l'augmentation future de la luminosité, ce type de mesures offrira la possibilité de poser des limites encore plus contraignantes, complémentaires à celles obtenues au Tevatron.

L'augmentation de la luminosité, prévue dans la seconde phase d'exploitation de HERA, devrait permettre de disposer d'une statistique environ 40 fois plus importante que celle utilisée dans notre étude. Outre la réduction correspondante de l'erreur statistique qu'elle entraînera, cette amélioration des performances de la machine permettra un meilleur contrôle des systématiques : elle rendra possible, en particulier, des études plus approfondies de la calibration hadronique et donc une connaissance plus précise de l'échelle absolue d'énergie des jets qui est la principale source d'erreur de la mesure présentée dans cette thèse.

Pour tester plus précisément QCD à courte distance, les incertitudes théoriques, qui sont actuellement du même ordre de grandeur que les erreurs expérimentales devront également être réduites. Les prédictions au-delà du NLO (NNLO), devraient permettre de réduire d'un ordre de grandeur l'incertitude théorique [163] des prédictions au NLO. Un autre avantage des calculs au NNLO est qu'ils sont plus sensibles à la définition des jets, ce qui est le cas de la mesure. Cependant ces calculs, qui nécessitent des paramétrisations des densités de partons évoluées au même ordre en α_s, ne seront pas disponibles bientôt. Une autre approche [164], permettant d'accroître la sensibilité des prédictions dans la définition des jets et qui pourait apparaître à plus court terme, consiste en la réalisation de Monte-Carlos où des calculs au NLO seraient utilisés de la même façon que les calculs LO actuellement, c'est-à-dire en conjonction avec des modèles phénoménologiques simulant les corrections d'ordre supérieur ainsi que les effets non-perturbatifs tels que l'événement sous-jacent et l'hadronisation, afin de produire des événements complets au niveau hadron.

La réduction simultanée des incertitudes sur les prédictions théoriques ainsi que sur les mesures expérimentales permettra d'affiner la compréhension de la structure hadronique du photon dans le cadre de QCD.

Annexe A

Contribution des événements diffractifs à grand E_T^{jet}

Les modèles PYTHIA et HERWIG utilisés pour corriger les données expérimentales relatives aux jets de grande énergie transverse ne prennent pas en compte les processus diffractifs. On montre ici que la contribution de ce type d'événements à la sélection inclusive est suffisamment faibles pour justifier l'usage des Monte-Carlos dans l'analyse à grand E_T^{jet}. Les événements diffractifs à HERA (aussi bien en photoproduction qu'en diffusion profondément inélastique) représentent environ 10% de la section efficace totale [165].

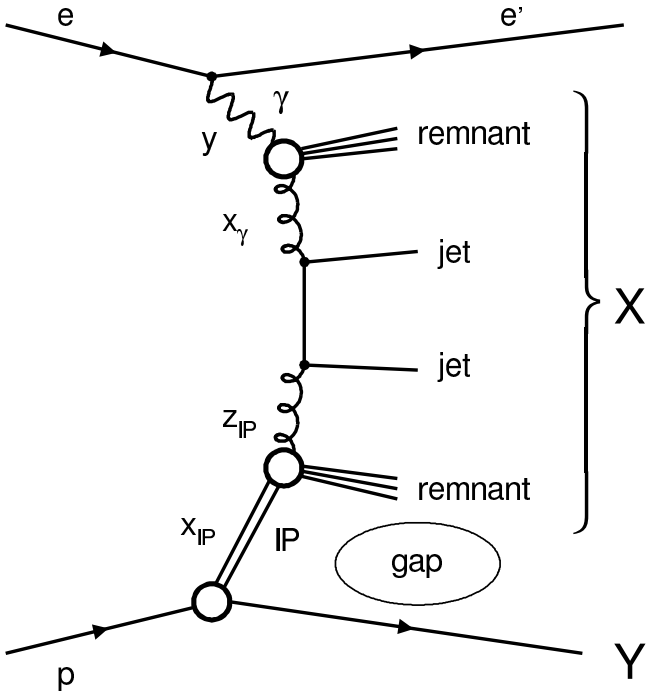


FIG. *A.1 – Photoproduction diffractive de deux jets dans le modèle du Pomeron résolu.*

La production diffractive de jets dans les processus résolus en photoproduction est illustrée sur la figure A.1. Le proton émet un Pomeron ($I\!P$) avant de former un système hadronique Y. Dans le modèle du Pomeron résolu, un parton dans le photon interagit avec un parton dans le pomeron produisant deux jets dans l'état final, X, en plus des fragments du photon et du pomeron. Le pomeron possède les nombres quantiques du vide de sorte qu'aucun échange de

couleur existe entre les systèmes X et Y. Une signature expérimentale de ces événements est la présence d'une région en pseudo-rapidité vide de toute activité (*rapidity gap*).

En plus des sélections expliquées dans le chapitre 6, nous avons demandé aux événements de satisfaire aux sélections standards [140] des événements diffractifs :

- l'énergie déposée dans le PLUG est inférieure au niveau de bruit dans ce calorimètre : $E_{PLUG} < 2.5$ GeV,
- il existe au plus une paire de traces dans les trois premières couches du détecteur de muons situé à l'avant,
- A partir des amas calorimétriques d'énergie supérieure à 400 MeV et des traces d'impulsion transverse supérieure à 150 MeV on construit la quantité :

$$\eta^{\max} = \max(\eta^{\max}_{amas}, \eta^{\max}_{trace})$$

et l'on demande : $\eta^{\max} < 3.2$.

Un événements passant ces sélections est représenté sur la figure A.2. Dans cet exemple le système hadronique Y possède une petite masse invariante et reste non détecté dans le tube à vide.

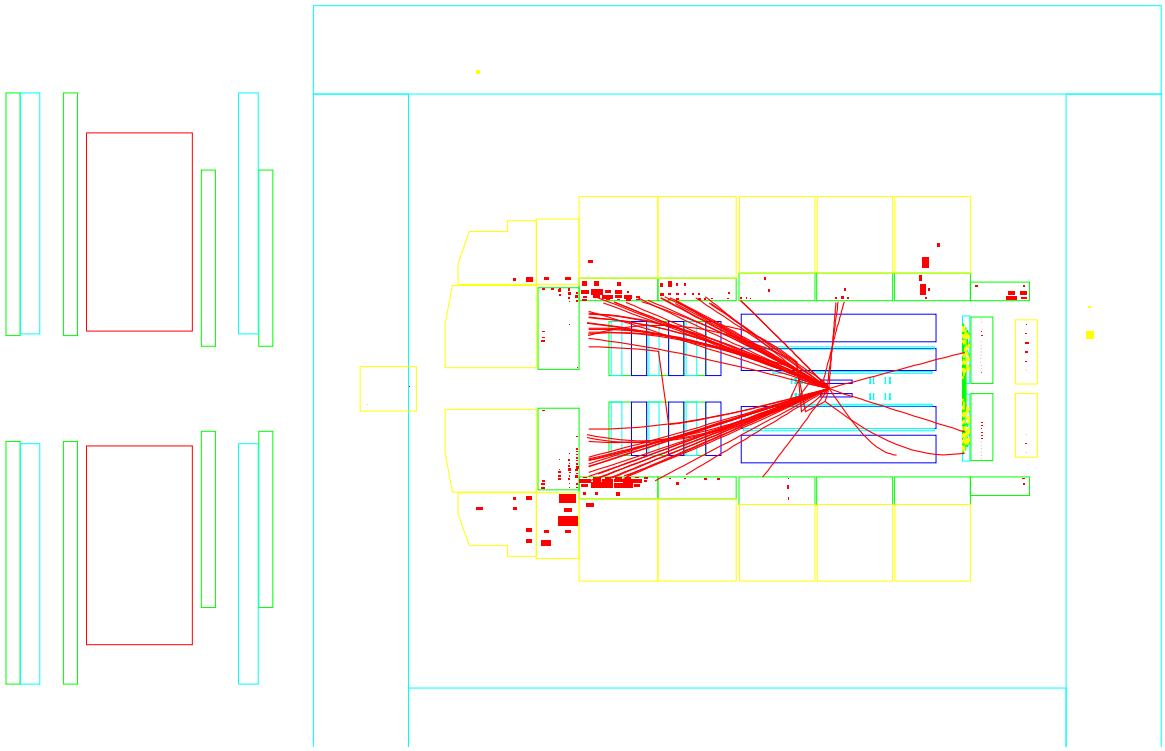


FIG. *A.2 – Exemple d'un événement possédant deux jets de grandes énergie transverse et satisfaisant aux sélections diffractives.*

La fraction des événements satisfaisants aux sélections diffractive est égale à $0.96 \pm 0.09\%$. En remarquant que la présence d'au moins un jet de grande énergie transverse dans l'événement

assure, en première approximation, que l'efficacité de déclenchement est équivalente pour les événements diffractifs et les événements non diffractifs, on estime que la contribution diffractive à la section efficace inclusive de jet est du même ordre : $\sim 1\%$. Elle est proche de celle observée dans la production d'événements à deux jets au Tevatron [166] avec un seuil de déclenchement sur l'énergie transverse des jets similaire. Finalement, nous concluons que le fait que les modèles phénoménologiques utilisées dans notre analyse ne simulent pas les processus diffractifs est sans influence sur la mesure.

Annexe B

Tables des résultats

Les valeurs des sections efficaces pour la production inclusive de jets en photoproduction, corrigées au niveau hadron, sont données dans cette annexe. Les jets sont reconstruits dans le référentiel du laboratoire avec les algorithmes k_T et cône (utilisé avec $R = 1$) définis dans la section 2.2.

Les erreurs statistique et systématique sont notées $\Delta_{stat.}$ et $\Delta_{syst.}$ respectivement. Ces dernières représentent la somme quadratique de toutes les contributions répertoriées dans les sections 5.5 et 6.7 à l'exception de celle due à l'incertitude sur l'échelle absolue d'énergie hadronique du calorimètre à argon liquide que l'on note $\Delta_{e.s.}$.

Les facteurs multiplicatifs appliqués aux prédictions de QCD au niveau parton, $(1 + \delta_{hadr.})$, sont donnés pour chaque point de mesure. A grande énergie transverse ($E_T^{jet} \geq 21\,\text{GeV}$) ils sont estimés en prenant les moyennes de ceux calculés individuellement avec les Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG. Les demi-différences entre les deux modèles sont prises comme erreurs sur ces facteurs. A petite énergie transverse ($E_T^{jet} \geq 5\,\text{GeV}$) seul PYTHIA est utilisé pour les déterminer et les erreurs indiquées reflètent la statistique du lot d'événements simulés.

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	66.7	± 0.6	± 1.5	$^{+5.4}_{-5.3}$	0.981 ± 0.031
28, 35	14.3	± 0.3	± 0.3	$^{+1.4}_{-1.2}$	0.970 ± 0.010
35, 42	3.63	± 0.14	± 0.08	$^{+0.38}_{-0.33}$	0.968 ± 0.012
42, 52	0.92	± 0.06	± 0.01	$^{+0.10}_{-0.09}$	0.968 ± 0.014
52, 62	0.195	± 0.028	± 0.011	$^{+0.023}_{-0.021}$	0.979 ± 0.034
62, 75	0.049	± 0.012	± 0.002	$^{+0.006}_{-0.007}$	0.980 ± 0.004

TAB. *B.1 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	68.2	± 0.6	± 1.8	$^{+6.0}_{-6.0}$	0.85 ± 0.04
28, 35	14.2	± 0.3	± 0.4	$^{+1.4}_{-1.2}$	0.85 ± 0.02
35, 42	3.85	± 0.15	± 0.11	$^{+0.40}_{-0.34}$	0.87 ± 0.03
42, 52	0.88	± 0.06	± 0.02	$^{+0.11}_{-0.09}$	0.87 ± 0.02
52, 62	0.195	± 0.029	± 0.006	$^{+0.024}_{-0.020}$	0.87 ± 0.03
62, 75	0.050	± 0.013	± 0.002	$^{+0.008}_{-0.006}$	0.92 ± 0.02

TAB. *B.2 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
5, 8	12851	± 145	± 773	$^{+1459}_{-1524}$	1.043 ± 0.005
8, 11	2265	± 68	± 132	$^{+377}_{-336}$	0.96 ± 0.01
11, 14	630	± 40	± 47	$^{+87}_{-103}$	0.90 ± 0.03
14, 17	211	± 24	± 18	$^{+23}_{-4}$	0.89 ± 0.05
17, 25	70	± 10	± 7	$^{+11}_{-15}$	0.91 ± 0.07
21, 28	26.4	± 0.4	± 0.6	$^{+2.1}_{-2.1}$	0.98 ± 0.03
28, 35	5.94	± 0.18	± 0.13	$^{+0.50}_{-0.49}$	0.956 ± 0.003
35, 42	1.39	± 0.09	± 0.03	$^{+0.13}_{-0.12}$	0.96 ± 0.02
42, 52	0.352	± 0.038	± 0.010	$^{+0.035}_{-0.030}$	0.96 ± 0.01
52, 62	0.069	± 0.017	± 0.005	$^{+0.009}_{-0.010}$	0.96 ± 0.04
62, 75	0.0136	± 0.0061	± 0.0014	$^{+0.0011}_{-0.0015}$	0.98 ± 0.03

TAB. *B.3 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets en photoproduction. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $0 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $0.3 \leq y \leq 0.65$.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
5, 8	21527	± 186	± 1283	$^{+2330}_{-2252}$	1.090 ± 0.004
8, 11	2748	± 72	± 162	$^{+402}_{-419}$	0.81 ± 0.01
11, 14	664	± 41	± 37	$^{+139}_{-65}$	0.72 ± 0.02
14, 17	222	± 25	± 20	$^{+62}_{-8}$	0.68 ± 0.04
17, 25	70	± 10	± 5	$^{+9}_{-18}$	0.78 ± 0.05
21, 28	27.0	± 0.4	± 0.6	$^{+2.5}_{-2.4}$	0.84 ± 0.05
28, 35	5.88	± 0.18	± 0.15	$^{+0.43}_{-0.48}$	0.84 ± 0.01
35, 42	1.50	± 0.09	± 0.05	$^{+0.16}_{-0.13}$	0.86 ± 0.03
42, 52	0.360	± 0.039	± 0.012	$^{+0.040}_{-0.033}$	0.87 ± 0.02
52, 62	0.070	± 0.017	± 0.004	$^{+0.012}_{-0.008}$	0.85 ± 0.04
62, 75	0.0143	± 0.0064	± 0.0003	$^{+0.0016}_{-0.0019}$	0.90 ± 0.04

TAB. *B.4 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets en photoproduction. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $0 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $0.3 \leq y \leq 0.65$.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	23.79	± 0.36	± 0.51	$^{+1.91}_{-2.24}$	1.001 ± 0.032
28, 35	5.09	± 0.17	± 0.15	$^{+0.49}_{-0.41}$	0.985 ± 0.035
35, 42	1.34	± 0.09	± 0.03	$^{+0.14}_{-0.12}$	0.977 ± 0.021
42, 52	0.232	± 0.030	± 0.004	$^{+0.024}_{-0.023}$	0.959 ± 0.017
52, 62	0.037	± 0.012	± 0.001	$^{+0.005}_{-0.004}$	0.909 ± 0.032

TAB. *B.5 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	25.38	± 0.38	± 0.54	$^{+2.49}_{-2.06}$	0.87 ± 0.06
28, 35	5.08	± 0.17	± 0.12	$^{+0.44}_{-0.45}$	0.86 ± 0.05
35, 42	1.37	± 0.09	± 0.04	$^{+0.14}_{-0.11}$	0.87 ± 0.03
42, 52	0.231	± 0.031	± 0.006	$^{+0.026}_{-0.025}$	0.86 ± 0.02
52, 62	0.035	± 0.012	± 0.003	$^{+0.004}_{-0.004}$	0.81 ± 0.06

TAB. *B.6 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	13.36	± 0.28	± 0.43	$^{+1.45}_{-0.86}$	1.098 ± 0.094
28, 35	3.38	± 0.14	± 0.15	$^{+0.40}_{-0.31}$	1.029 ± 0.004
35, 42	1.053	± 0.079	± 0.017	$^{+0.110}_{-0.098}$	1.019 ± 0.029
42, 52	0.390	± 0.040	± 0.009	$^{+0.044}_{-0.040}$	1.021 ± 0.014
52, 62	0.120	± 0.023	± 0.011	$^{+0.016}_{-0.014}$	1.029 ± 0.049
62, 75	0.031	± 0.010	± 0.002	$^{+0.004}_{-0.004}$	0.986 ± 0.006

TAB. *B.7 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

E_T^{jet} (GeV)	$d\sigma/dE_T^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb/GeV)	$(1+\delta_{hadr.})$
21, 28	13.24	± 0.28	± 0.78	$^{+1.06}_{-1.31}$	0.92 ± 0.09
28, 35	3.49	± 0.14	± 0.18	$^{+0.39}_{-0.30}$	0.93 ± 0.03
35, 42	1.135	± 0.084	± 0.024	$^{+0.123}_{-0.110}$	0.91 ± 0.05
42, 52	0.348	± 0.039	± 0.008	$^{+0.039}_{-0.040}$	0.92 ± 0.03
52, 62	0.111	± 0.022	± 0.003	$^{+0.016}_{-0.010}$	0.91 ± 0.04
62, 75	0.038	± 0.011	± 0.001	$^{+0.007}_{-0.004}$	0.94 ± 0.01

TAB. *B.8 – Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
0, 0.5	176.91	± 3.67	± 3.92	$^{+11.87}_{-11.78}$	0.905 ± 0.005
0.5, 1	262.54	± 4.62	± 6.27	$^{+21.02}_{-22.54}$	0.96 ± 0.02
1, 1.5	257.68	± 4.37	± 5.52	$^{+25.34}_{-20.14}$	0.97 ± 0.04
1.5, 2	242.13	± 4.52	± 6.60	$^{+21.60}_{-19.35}$	1.04 ± 0.05
2, 2.5	189.41	± 3.88	± 3.63	$^{+17.48}_{-19.10}$	1.08 ± 0.05

TAB. *B.9 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
0, 0.5	181.74	± 3.71	± 4.72	$^{+12.54}_{-19.36}$	0.80 ± 0.01
0.5, 1	255.77	± 4.52	± 8.09	$^{+23.11}_{-20.87}$	0.84 ± 0.03
1, 1.5	268.42	± 4.55	± 5.96	$^{+23.70}_{-22.28}$	0.84 ± 0.05
1.5, 2	242.13	± 4.56	± 9.87	$^{+20.73}_{-21.90}$	0.89 ± 0.06
2, 2.5	201.30	± 4.15	± 4.89	$^{+22.56}_{-18.57}$	0.94 ± 0.07

TAB. *B.10 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	169.31	± 3.60	± 3.96	$^{+10.99}_{-11.12}$	0.907 ± 0.006
$0.5, 1$	246.20	± 4.48	± 5.96	$^{+19.50}_{-21.04}$	0.96 ± 0.02
$1, 1.5$	237.30	± 4.17	± 5.39	$^{+23.34}_{-18.36}$	0.97 ± 0.04
$1.5, 2$	224.75	± 4.35	± 6.43	$^{+19.75}_{-17.72}$	1.05 ± 0.05
$2, 2.5$	177.18	± 3.76	± 3.44	$^{+15.99}_{-17.77}$	1.09 ± 0.06

TAB. *B.11 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	173.80	± 3.63	± 4.76	$^{+11.75}_{-18.68}$	0.80 ± 0.01
$0.5, 1$	238.57	± 4.36	± 7.77	$^{+21.32}_{-19.28}$	0.83 ± 0.03
$1, 1.5$	248.27	± 4.36	± 5.53	$^{+21.66}_{-20.63}$	0.84 ± 0.05
$1.5, 2$	222.66	± 4.37	± 9.54	$^{+18.62}_{-19.99}$	0.90 ± 0.07
$2, 2.5$	190.07	± 4.04	± 4.73	$^{+21.25}_{-17.34}$	0.94 ± 0.07

TAB. *B.12 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	7.71	± 0.76	± 0.63	$^{+1.08}_{-0.76}$	0.87 ± 0.01
$0.5, 1$	15.10	± 1.11	± 0.41	$^{+1.47}_{-1.40}$	0.942 ± 0.005
$1, 1.5$	18.67	± 1.24	± 0.32	$^{+1.79}_{-1.61}$	0.97 ± 0.02
$1.5, 2$	15.42	± 1.13	± 0.31	$^{+1.64}_{-1.45}$	0.99 ± 0.02
$2, 2.5$	11.75	± 0.96	± 0.20	$^{+1.46}_{-1.27}$	1.03 ± 0.03

TAB. *B.13 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	8.05	± 0.78	± 0.52	$^{+0.92}_{-0.59}$	0.7679 ± 0.0005
$0.5, 1$	15.95	± 1.15	± 0.52	$^{+1.75}_{-1.49}$	0.86 ± 0.01
$1, 1.5$	18.44	± 1.24	± 0.56	$^{+1.87}_{-1.48}$	0.88 ± 0.03
$1.5, 2$	17.45	± 1.24	± 0.44	$^{+1.91}_{-1.77}$	0.89 ± 0.04
$2, 2.5$	10.73	± 0.95	± 0.20	$^{+1.23}_{-1.14}$	0.92 ± 0.04

TAB. *B.14 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	1.19	± 0.33	± 0.07	$^{+0.08}_{-0.11}$	0.964 ± 0.001
$1, 1.5$	1.72	± 0.37	± 0.09	$^{+0.21}_{-0.23}$	0.98 ± 0.03
$1.5, 2$	1.88	± 0.39	± 0.12	$^{+0.25}_{-0.19}$	1.01 ± 0.03
$2, 2.5$	0.47	± 0.19	± 0.04	$^{+0.08}_{-0.07}$	0.95 ± 0.03

TAB. *B.15 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	1.22	± 0.34	± 0.06	$^{+0.08}_{-0.15}$	0.867 ± 0.002
$1, 1.5$	1.53	± 0.36	± 0.08	$^{+0.19}_{-0.15}$	0.88 ± 0.04
$1.5, 2$	2.00	± 0.41	± 0.08	$^{+0.32}_{-0.17}$	0.91 ± 0.03
$2, 2.5$	0.49	± 0.20	± 0.01	$^{+0.07}_{-0.08}$	0.84 ± 0.05

TAB. *B.16 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	116.6	± 3.0	± 3.3	$^{+10.5}_{-9.2}$	0.93 ± 0.02
$1, 1.5$	143.6	± 3.2	± 2.6	$^{+11.8}_{-12.1}$	0.94 ± 0.02
$1.5, 2$	144.4	± 3.4	± 4.5	$^{+12.9}_{-11.4}$	1.02 ± 0.04
$2, 2.5$	116.3	± 3.0	± 2.9	$^{+8.7}_{-13.6}$	1.05 ± 0.04

TAB. *B.17 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	113.1	± 2.9	± 2.6	$^{+9.9}_{-9.3}$	0.81 ± 0.01
$1, 1.5$	154.0	± 3.4	± 3.7	$^{+13.5}_{-12.1}$	0.82 ± 0.04
$1.5, 2$	145.8	± 3.5	± 3.0	$^{+12.9}_{-12.0}$	0.87 ± 0.07
$2, 2.5$	126.3	± 3.3	± 2.9	$^{+14.7}_{-11.0}$	0.93 ± 0.06

TAB. *B.18 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	136.2	± 3.3	± 3.8	$^{+9.3}_{-7.7}$	0.94 ± 0.01
$0.5, 1$	129.2	± 3.3	± 6.1	$^{+8.8}_{-11.9}$	0.98 ± 0.02
$1, 1.5$	93.6	± 2.7	± 3.5	$^{+11.6}_{-6.2}$	1.02 ± 0.07
$1.5, 2$	80.3	± 2.7	± 2.1	$^{+6.8}_{-6.2}$	1.11 ± 0.07
$2, 2.5$	60.8	± 2.3	± 2.3	$^{+7.4}_{-3.9}$	1.16 ± 0.09

TAB. *B.19 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	139.0	± 3.3	± 4.2	$^{+11.1}_{-14.1}$	0.83 ± 0.02
$0.5, 1$	125.1	± 3.2	± 5.5	$^{+11.4}_{-9.9}$	0.86 ± 0.05
$1, 1.5$	94.1	± 2.7	± 3.6	$^{+8.1}_{-8.5}$	0.87 ± 0.08
$1.5, 2$	76.6	± 2.5	± 7.4	$^{+5.7}_{-7.9}$	0.95 ± 0.05
$2, 2.5$	63.8	± 2.4	± 1.9	$^{+6.5}_{-6.3}$	0.97 ± 0.10

TAB. *B.20 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	2.77	± 0.46	± 0.16	$^{+0.16}_{-0.18}$	0.82 ± 0.01
$1, 1.5$	8.24	± 0.82	± 0.17	$^{+0.76}_{-0.71}$	0.95 ± 0.02
$1.5, 2$	8.44	± 0.82	± 0.18	$^{+0.87}_{-0.75}$	0.97 ± 0.01
$2, 2.5$	6.70	± 0.72	± 0.18	$^{+0.84}_{-0.71}$	1.01 ± 0.02

TAB. *B.21 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	2.63	± 0.46	± 0.08	$^{+0.30}_{-0.26}$	0.75 ± 0.01
$1, 1.5$	8.47	± 0.83	± 0.31	$^{+0.76}_{-0.53}$	0.84 ± 0.03
$1.5, 2$	9.28	± 0.89	± 0.32	$^{+1.07}_{-0.86}$	0.87 ± 0.02
$2, 2.5$	5.98	± 0.70	± 0.17	$^{+0.66}_{-0.63}$	0.89 ± 0.04

TAB. *B.22 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	7.59	± 0.75	± 0.61	$^{+1.04}_{-0.72}$	0.87 ± 0.01
$0.5, 1$	12.30	± 1.00	± 0.42	$^{+1.30}_{-1.21}$	0.971 ± 0.002
$1, 1.5$	10.43	± 0.92	± 0.19	$^{+1.03}_{-0.90}$	0.99 ± 0.02
$1.5, 2$	6.99	± 0.78	± 0.18	$^{+0.77}_{-0.71}$	1.03 ± 0.02
$2, 2.5$	5.07	± 0.64	± 0.12	$^{+0.62}_{-0.56}$	1.07 ± 0.04

TAB. *B.23 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0, 0.5$	7.59	± 0.75	± 0.61	$^{+1.04}_{-0.72}$	0.87 ± 0.01
$0.5, 1$	12.30	± 1.00	± 0.42	$^{+1.30}_{-1.21}$	0.97 ± 0.002
$1, 1.5$	10.43	± 0.92	± 0.19	$^{+1.03}_{-0.90}$	1.00 ± 0.02
$1.5, 2$	6.99	± 0.78	± 0.18	$^{+0.77}_{-0.71}$	1.02 ± 0.02
$2, 2.5$	5.07	± 0.64	± 0.12	$^{+0.62}_{-0.56}$	1.07 ± 0.04

TAB. *B.24 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$1, 1.5$	0.206	± 0.119	± 0.016	$^{+0.033}_{-0.039}$	0.87 ± 0.05
$1.5, 2$	0.614	± 0.217	± 0.010	$^{+0.061}_{-0.050}$	0.95 ± 0.02
$2, 2.5$	0.069	± 0.069	± 0.001	$^{+0.011}_{-0.011}$	0.89 ± 0.02

TAB. *B.25 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$1, 1.5$	0.204	± 0.118	± 0.041	$^{+0.024}_{-0.034}$	0.74 ± 0.07
$1.5, 2$	0.571	± 0.216	± 0.021	$^{+0.061}_{-0.043}$	0.87 ± 0.06
$2, 2.5$	0.075	± 0.075	± 0.002	$^{+0.012}_{-0.014}$	0.77 ± 0.05

TAB. *B.26 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	1.189	± 0.330	± 0.076	$^{+0.075}_{-0.111}$	0.966 ± 0.003
$1, 1.5$	1.518	± 0.358	± 0.074	$^{+0.175}_{-0.184}$	1.00 ± 0.03
$1.5, 2$	1.266	± 0.327	± 0.122	$^{+0.190}_{-0.148}$	1.05 ± 0.03
$2, 2.5$	0.432	± 0.193	± 0.044	$^{+0.072}_{-0.058}$	1.01 ± 0.05

TAB. *B.27 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

η^{jet}	$d\sigma/d\eta^{jet}$	$\Delta_{stat.}$	$\Delta_{syst.}$	$\Delta_{e.s.}$ (pb)	$(1+\delta_{hadr.})$
$0.5, 1$	1.225	± 0.340	± 0.065	$^{+0.082}_{-0.154}$	0.871 ± 0.003
$1, 1.5$	1.320	± 0.341	± 0.043	$^{+0.171}_{-0.114}$	0.91 ± 0.04
$1.5, 2$	1.432	± 0.347	± 0.064	$^{+0.270}_{-0.128}$	0.93 ± 0.01
$2, 2.5$	0.437	± 0.195	± 0.021	$^{+0.067}_{-0.064}$	0.91 ± 0.05

TAB. *B.28 – Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2.*

Table des figures

1.1 Vertex fondamentaux de QCD 6
1.2 Diagramme de Born et correction réelle pour la diffusion parton-parton 8
1.3 Absorption des singularités infrarouges et colinéaires dans les densités de partons 9
1.4 Diagrammes illustrant les fonctions de *splitting* à l'ordre dominant 10
1.5 Diffusion lepton-proton 10
1.6 Mesures des sections efficaces des diffusions courant neutre et courant chargé . . 11
1.7 Couplage d'un parton-photon dans le référentiel de Breit 14
1.8 Mesures et ajustement QCD de $F_2^p(x, Q^2)$ 15
1.9 Factorisation du vertex leptonique des interactions ep à bas Q^2 16
1.10 Sections efficaces totales pour les processus hadroniques, γp et $\gamma\gamma$ 17
1.11 Diffusion profondément inélastique $e\gamma$ 20
1.12 Diagrammes contribuants aux fonctions de structures du photon 21
1.13 Compilations des mesures de F_2^γ en fonction de x_γ 23
1.14 Compilations des mesures de F_2^γ en fonction de Q^2 24
1.15 Densités de partons dans le photon obtenues avec les paramétrisations au NLO . 26

2.1 Problèmes « colinéaire » et « infrarouge » posés pour la définition des jets . . . 29
2.2 Probème lié à l'emploi de la masse invariante comme distance entre jets 31
2.3 Contour des jets dans le plan (η, ϕ) 31
2.4 Processus directs et résolus 32
2.5 Amplitude de diffusion parton-parton en fonction de $\cos\theta^\star$ 33
2.6 Mesure de ZEUS de $d\sigma/d\cos\theta^\star$ et densité de gluon dans le photon extraite par H1 35
2.7 Modèles d'hadronisation 37
2.8 Densité d'énergie transverse en dehors des jets mesurée par H1 38
2.9 Corrections d'hadronisation en fonction de η^{jet} 40
2.10 Corrections d'hadronisation en fonction de E_T^{jet} 41
2.11 Comparaison des corrections d'hadronisation pour l'algorithme de cône et le k_T . 42
2.12 Comparaison entre les calculs NLO utilisant les méthodes de soustraction et de découpage de l'espace de phase 43

3.1 Vue du site expérimental DESY où est implanté le collisionneur HERA 47
3.2 Luminosité intégrée délivrées par HERA et accumulées par H1 48
3.3 Vue isométrique du détecteur H1 50
3.4 Vue en coupe longitudinale du trajectographe 52
3.5 Vue en coupe dans le plan (r, ϕ) du système de mesure des traces centrales . . . 53
3.6 Représentations dans les plans (r, z) et (r, ϕ) du calorimètre à argon liquide . . . 55
3.7 Vue en coupe longitudinale de la région arrière du détecteur H1 56
3.8 Système de mesure de la luminosité 58
3.9 Schéma représentant les différents niveaux de déclenchement de l'expérience H1 60
3.10 Formation de l'histogramme « z-vertex » 62

3.11 Disposition des grandes tours de déclenchement du calorimètre à argon liquide . 63

4.1 Efficacité d'identification du positron diffusé dans les événements courant neutre à grand Q^2 68
4.2 Résolution sur la mesure de la pseudo-rapidité et de l'azimut des jets 71

5.1 Acceptance géométrique réduite du calorimètre ET en fonction de y_{ET} 75
5.2 Efficacité de déclenchement des conditions LU_ET et LU_PD_low 75
5.3 Distributions en $(E - p_z)$ des événements déclenchés par la condition zVtx . . . 79
5.4 Distributions en z_v obtenues avec les lots *Coll*, *Ppil* et *Epil* 81
5.5 Ajustements des distributions en z_v 83
5.6 Distributions en W_{JB} 86
5.7 Définition de la coupure dans le plan (W_{ET}, W_{JB}) 87
5.8 Flux et niveaux moyens d'énergie transverse dans le cœur et à la périphérie des jets 89
5.9 Efficacité de déclenchement de la condition zVtx 91
5.10 Stabilité de la sélection des événements en fonction de la luminosité 91
5.11 Distributions de $(E - p_z)$, p_z/p, $\not{p}/\sqrt{E_T}$, η^{jet}, E_T^{jet} et ϕ^{jet} 92
5.12 Flux d'énergie transverse autour de l'axe des jets dans différents domaines de η^{jet} et E_T^{jet} 93
5.13 Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en η^{jet} 94
5.14 Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en E_T^{jet} 95

6.1 Définition et contrôle du lot *Tag* 101
6.2 Exemples d'événements « muon du halo » et « muon cosmique » 102
6.3 Distributions de $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ 103
6.4 Ajustement de la distribution de $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ 104
6.5 Distributions de $(E - p_z)$ 106
6.6 Distributions de contrôle pour le rejet des événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre et grand Q^2 108
6.7 Distribution de contrôle pour l'identification des « jet-positron » 110
6.8 Efficacité déclenchement en fonction de $\eta^{jet}(1)$ et de $E_T^{jet}(1)$ 112
6.9 Efficacité de déclenchement de la condition s064||s067||s075||s077 en fonction de $E_T^{jet}(1)$ dans trois domaines de $\eta^{jet}(1)$ 113
6.10 Stabilité de la sélection de événements en fonction de la luminosité 114
6.11 Distributions de $(E - p_z)$, E_T^{jet} et de η^{jet} 115
6.12 Flux d'énergie transverse autour de l'axe des jets dans différents domaine de η^{jet} et E_T^{jet} 116
6.13 Forme des jets pour différents domaine de η^{jet} et E_T^{jet} 117
6.14 Distributions de $(E - p_z)$, $\not{p}_T/\sqrt{E_T}$ (2) et de $\log(1 + E + p_z)$ 118
6.15 Distributions de la multiplicité, de l'azimut, de la pseudo-rapidité et de l'énergie transverse des jets 118
6.16 Distributions de E_e, θ_e et ϕ_e pour les événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre et grand Q^2 120
6.17 Distributions de E_T^{jet}, θ^{jet} et ϕ^{jet} pour les événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre et grand Q^2 120
6.18 Comparaisons des distributions $(E - p_z)$ obtenues avec les données et DJANGO 120
6.19 Balance en énergie transverse en fonction de η^{had} 121
6.20 Balance en énergie transverse, $p_{T,bal} = E_T^{jet}/p_{T,e}$, en fonction de η^{jet} et de E_T^{jet} . 122

6.21 Rapports entre l'énergie transverse du premier jet et l'énergie transverse restante obtenus en photoproduction 123
6.22 Pureté, efficacité et acceptance des intervalles en η^{jet} et E_T^{jet} 124

7.1 Sections efficaces $d\sigma/dE_T^{jet}$ et $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées dans le domaine cinématiques $0.3 \leq y \leq 0.65$ et $Q^2 \leq 0.01$ GeV^2. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PHOJET et PYTHIA 129
7.2 Section efficace $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurée dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG 130
7.3 Section efficace $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurée dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les données sont comparées aux prédictions des Monte-Carlos PYTHIA et HERWIG 131
7.4 Section efficace $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurée dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les données sont comparées aux prédictions au LO et NLO de QCD 133
7.5 Différences relatives entre la section efficace $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurée et les prédictions de QCD au NLO. Les jets reconstruits avec le k_T dans la région $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ 135
7.6 Sections efficaces $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurées pour $Q^2 \leq 1$ GeV^2 dans deux domaines de y : $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $0.5 \leq y \leq 0.9$. Les jets sont reconstruits avec le k_T dans l'intervalle en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Les données sont comparées aux prédictions au LO et NLO de QCD 136
7.7 Section efficace $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurées dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2 pour les jets reconstruits avec le k_T dans $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$ et $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Les données sont comparées aux prédictions au LO et NLO de QCD 137
7.8 Différences relatives, dans différents domaines en pseudo-rapidité et y, entre les sections efficaces $d\sigma/dE_T^{jet}$ mesurées et les prédictions de QCD au NLO. Les jets sont reconstruits avec le k_T 138
7.9 Section efficace $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurée avec le k_T dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. Les données sont comparées aux prédictions de QCD au NLO 140
7.10 Sections efficaces $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées avec le k_T dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2 pour différents domaines en E_T^{jet}. Les données sont comparées aux prédictions de QCD au NLO avec ou sans corrections d'hadronisation 141
7.11 Sections efficaces $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées avec le k_T dans le domaine cinématique défini par $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2 pour différents domaines en E_T^{jet}. Les données sont comparées aux prédictions QCD au NLO 142
7.12 Sections efficaces $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées avec le k_T dans le domaine cinématique défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 pour différents domaines en E_T^{jet} et y. Les données sont comparées aux prédictions de QCD au NLO avec ou sans corrections d'hadronisation 143
7.13 Sections efficaces $d\sigma/d\eta^{jet}$ mesurées avec le k_T dans le domaine cinématique défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 pour différents domaines en E_T^{jet} et y. Les données sont comparées aux prédictions de QCD au NLO 144
7.14 Sections efficaces invariantes, $Ed^3\sigma/d^3p$, pour la production inclusives de jets, dans les régions $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1$, en photoproduction avec $164 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV 145

7.15 Comparaisons des mesures de $d\sigma/dE_T^{jet}$ avec les résultats précédents obtenus à HERA 147
7.16 Différences relatives entre les données et les Monte-Carlos PHOJET et PYTHIA en fonction de l'énergie transverse des jets dans les domaines en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 1.5$ et $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2$ 148
7.17 Comparaisons des mesures de $d\sigma/d\eta^{jet}$ avec les résultats précédents obtenus à HERA 149
7.18 Comparaisons des mesures de $d\sigma/dE_T^{jet}$ avec les résultats préliminaires de ZEUS 150
7.19 Comparaisons des mesures de $d\sigma/d\eta^{jet}$ avec les résultats de ZEUS 151
7.20 Section efficace de $d^2\sigma_{\gamma p}/d\eta^{jet}dE_T^{jet}$ en fonction de E_T^{jet} pour $165 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV. La mesure est comparée aux données $p\overline{p}$ à différents $\sqrt{s_{p\overline{p}}}$ de l'expérience UA1 152
7.21 Section efficace de $d^2\sigma_{\gamma p}/d\eta^{jet}dE_T^{jet}$ en fonction de E_T^{jet} pour $165 \leq W_{\gamma p} \leq 242$ GeV. La mesure est comparée aux données $p\overline{p}$ à différents $\sqrt{s_{p\overline{p}}}$ des expériences CDF, D0 et UA1 153

A.1 Production de jets dans les processus diffractifs en photoproduction 157
A.2 Exemple d'un événement à deux jets satisfaisant aux sélections diffractives . . . 158

Liste des tableaux

2.1 Diagrammes et amplitudes des diffusions partoniques $2 \to 2$ 34

3.1 Paramètres de fonctionnement du collisionneur HERA 49
3.2 Caractèristiques des principaux sous-système du détecteur H1 51

5.1 Condition d'étiquetage de la photoproduction au niveau L1 74
5.2 Taux des événements γp et des principaux bruits de fond 77
5.3 Taux des principales superpositions satisfaisants la condition eTAG 78
5.4 Statistiques des lots d'événements utilisés dans l'étude des bruits de fond 78
5.5 Fractions des événements possédant un vertex 80
5.6 Résultats des ajustements de la distribution de z_v 82
5.7 Puretés et contributions des bruit de fond pour les événements possédant un vertex 82
5.8 Pureté et contributions des bruits de fond après la séléction !AToF 84
5.9 Fractions des événements passant la coupure sur z_v 84
5.10 Statistique, pureté et contributions des bruits de fond après coupure sur z_v . . . 84
5.11 Fractions des événements appartenant à la région conservée du plan (W_{ET}, W_{JB}) 85
5.12 Statistique, pureté et contributions des bruits de fond après coupure dans le plan (W_{ET}, W_{JB}) 85
5.13 Pureté, contributions des bruits de fond et efficacités de sélections pour la condition de déclenchement zVtx 87
5.14 Pureté, contributions des bruits de fond et efficacités de sélections pour la condition de déclenchement SPCL & !zVtx 88
5.15 Statistiques des sélections inclusives de jets 90

6.1 Conditions de déclenchement du niveau L1 utilisées pour les jets à grand E_T^{jet} . . 98
6.2 Paramètres utilisés pour le rejet des événements de diffusion profondément inélastique à courant neutre et grand Q^2 109
6.3 Puretés et efficacités de sélection avant et après chacunes des coupures $\mathcal{C}1 - \mathcal{C}2$. 111
6.4 Puretés et efficacités de sélection avant et après chacunes des coupures $\mathcal{C}3 - \mathcal{C}5$. 111
6.5 Statistique des sélections inclusives de jets 112

7.1 Résultats des ajustements de $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ vs E_T^{jet} par une loi de puissance 146

B.1 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 162
B.2 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 162

B.3 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets en photoproduction. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $0 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $0.3 \leq y \leq 0.65$. 163
B.4 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets en photoproduction. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $0 \leq \eta^{jet} \leq 2$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $0.3 \leq y \leq 0.65$. 163
B.5 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 164
B.6 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 164
B.7 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 164
B.8 Section efficace différentielle $d\sigma/dE_T^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en pseudo-rapidité $1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 165
B.9 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 165
B.10 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 165
B.11 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 166
B.12 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 166
B.13 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 166
B.14 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 167

B.15 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 167
B.16 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 167
B.17 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 168
B.18 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 168
B.19 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 168
B.20 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $21 \leq E_T^{jet} \leq 35$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 169
B.21 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 169
B.22 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 169
B.23 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 170
B.24 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $35 \leq E_T^{jet} \leq 52$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 170
B.25 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 170
B.26 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.1 \leq y \leq 0.5$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 171

B.27 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme k_T dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 171
B.28 Section efficace différentielle $d\sigma/d\eta^{jet}$ pour la production inclusive de jets dans les processus e^+p. Les jets sont définis avec l'algorithme de cône dans le domaine en énergie transverse $52 \leq E_T^{jet} \leq 75$ GeV. Le domaine cinématique de la mesure est défini par les coupures $0.5 \leq y \leq 0.9$ et $Q^2 \leq 1$ GeV^2. 171

Bibliographie

Signification des sigles

Annals Phys.	Annals of Physics
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.	Annual Review of Nuclear and Particle Science
Comput. Phys. Commun.	Computer Physics Communications
Eur. Phys. J.	European Physical Journal
Nucl. Instrum. and Meth.	Nuclear Instruments and Methods
Nucl. Phys.	Nuclear Physics
Nuovo Cim.	Nuovo Cimento
Phys. Lett.	Physics Letters
Phys. Rep.	Physics Reports
Phys. Rev.	Physical Review
Phys. Rev. Lett.	Physical Review Letters
Proc. Phys. Math. Soc. Jap.	Proceedings of the Physico Mathematical Society of Japan
Rev. Mod. Phys.	Reviews of Modern Physics
Riv. Nuovo Cim.	Rivista del Nuovo Cimento
Sov. J. Nucl. Phys.	Soviet Journal of Nuclear Physics
Sov. Phys. JETP	Soviet Physics JETP
Z. Phys.	Zeitschrift für Physik

[1] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17** (1935) 48.

[2] O. Nachtmann, *Elementary Particle Physics. Concepts and Phenomena*, Texts and Monographs in Physics, Springer-Verlag (1990).

[3] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214.

[4] G. Zweig, CERN-TH-401 (1964), CERN-TH-412 (1964).

[5] O. Bär, U.-J. Wiese, Nucl. Phys. B **609** (2001) 225.

[6] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47** (1973) 365.

[7] J. Collins, *Renormalization*, Cambridge University Press, Cambridge (1984).

[8] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.

[9] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346.

[10] W. E. Caswell, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 244.

[11] S. A. Larin and J. A. Vermaseren, Phys. Lett. B **303** (1993) 334.

[12] T. van Ritbergen, J. A. Vermaseren and S. A. Larin, Phys. Lett. B **400** (1997) 379.

[13] Particle Data Group, R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D **54** (1996) 1.

[14] J. C. Collins and D. E. Soper, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 383.

[15] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[16] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. C **19** (2001) 269.

[17] E. D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.

[18] M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[19] G. Miller *et al.*, Phys. Rev. D **5**, (1972) 528.

[20] A. Bodek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1087.

[21] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **179**, (1969) 1547.

[22] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, (1969) 1415.

[23] T. Eichten *et al.*, Phys. Lett. B **46** (1973) 274.

[24] TASSO Collaboration, R. Brandelik *et al.*, Phys. Lett. B **97** (1980) 453.

[25] S. L. Wu, Phys. Rep. **107** (1984) 59.

[26] Y. Balitzki, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. (1978) 822.

[27] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **44** (1976) 443.

[28] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199.

[29] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609.

[30] H1 Collaboration, M. Klein, *Preliminary Result Presented at the XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford, (1999).

[31] B. L. Ioffe, Phys. Lett. B **30** (1969) 123.

[32] C. F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.

[33] E. J. Williams, Phys. Rev. **45** (1934) 729.

[34] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Phys. Lett. B **319** (1993) 339.

[35] A. I. Lebedev, *Proc. Workshop on Physics at HERA*, eds. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY (1991) 613.

[36] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Z. Phys. C **69** (1995) 27.

[37] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, Z. Phys. C **63** (1994) 391.

[38] Particle Data Group Collaboration, D. E. Groom *et al.*, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1.

[39] J. J. Sakurai, Annals Phys. **11** (1960) 1.

[40] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261 [Erratum-ibid. **51** (1978) 407].

[41] E. M. Levin and L. L. Frankfurt, JETP Letters **2** (1965) 65.

[42] H. J. Lipkin and F. Scheck, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 71.

[43] J. J. Sakurai and D. Schildknecht, Phys. Lett. B **40** (1972) 121.

[44] T. Regge, Nuovo Cim. **14** (1959) 951.

[45] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B **296** (1992) 227.

[46] J. D. Bjorken, *Talk Given at the International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects*, Eilat, (1994).

[47] R. Nisius, Phys. Rep. **332** (2000) 165.

[48] M. Krawczyk *et al.*, Phys. Rep. **345** (2001) 265.

[49] E. Witten, Nucl. Phys. B **120** (1977) 189.

[50] W. A. Bardeen, A. J. Buras, Phys. Rev. D **20** (1979) 166.
[51] W. A. Bardeen, A. J. Buras, Phys. Rev. D **21** (1980) 2041.
[52] NA3 Collaboration, J. Badier *et al.*, Z. Phys. C **18** (1983) 281.
[53] TPC/2γ Collaboration, H. Aihara *et al.*, Z. Phys. C **34** (1987) 1.
[54] R. J. De Witt *et al.*, Phys. Rev. D **19** (1979) 2046 ; Phys. Rev. D **20** (1979) 1751.
[55] C. Peterson , T. F. Wallsh, P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B **229** (1983) 301.
[56] M. Glück, E. Reya, Phys. Rev. D **28** (1983) 2749.
[57] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D **45** (1992) 3986.
[58] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D **46** (1992) 1973.
[59] Ch. Berger and W. Wagner, Phys. Rev. **146** (1987) 1.
[60] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C **53** (1992) 651.
[61] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. C **24** (1984) 231.
[62] PLUTO Collaboration, C. Berger *et al.*, Phys. Lett. B **142** (1984) 111.
[63] PLUTO Collaboration, C. Berger *et al.*, Nucl. Phys. B **281** (1987) 365.
[64] TASSO Collaboration, M. Althoff *et al.*, Z. Phys. C **31** (1986) 527.
[65] CELLO Collaboration, H. J. Behrend *et al.*, *Contributed Paper to the XXVth International Conference on HEP*, Singapore (1990).
[66] TPC/2γ Collaboration, D. Bintinger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 763.
[67] TPC/2γ Collaboration, H. Aihara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 97.
[68] AMY Collaboration, T. Sasaki *et al.*, Phys. Lett. B **252** (1990) 491.
[69] P. Aurenche, J. Guillet, M. Fontannaz, Z. Phys. C **64** (1994) 621.
[70] PLUTO Collaboration, C. Berger *et al.*, Phys. Lett. B **149** (1984) 421.
[71] PLUTO Collaboration, C. Berger *et al.*, Z. Phys. C **26** (1984) 353.
[72] L.E. Gordon and J.K. Storrow, Nucl. Phys. B **489** (1997) 405.
[73] CELLO Collaboration, H. J. Behrend *et al.*, Phys. Lett. B **126** (1983) 391.
[74] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. B **121** (1983) 203.
[75] TPC/2γ Collaboration, J. Steinman *et al.*, UCLA report no. UCLA-HEP-004 (1988).
[76] OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Z. Phys. C **61** (1994) 199.
[77] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Z. Phys. C **69** (1996) 223.
[78] AMY Collaboration, S. K. Sahu *et al.*, Phys. Lett. B **346** (1995) 208.
[79] A. Vogt, *International Conference on the Structure and Interactions of the Photon*, Egmond aan Zee, The Netherlands, May 1997, p. 3. World Sci. (1998).
[80] H. Plothow-Besch, Comput. Phys. Commun. **75**, 396 (1993).
[81] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, Phys. Lett. B **300** (1993) 169.
[82] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B **407** (1993) 539.
[83] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, Z. Phys. C **68** (1995) 607.
[84] TOPAZ Collaboration, K. Muramatsu *et al.*, Phys. Lett. B **332** (1994) 477.
[85] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, Phys. Lett. B **314** (1993) 436.
[86] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Z. Phys. C **70** (1996) 17.

[87] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, Phys. Lett. B **342** (1995) 417.

[88] J. E. Huth *et al.*, *Proc. of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics*, Snowmass, Colorado, edited by E. L. Berger (World Scientific, Singapore,1992) 134.

[89] UA1 Collaboration, Phys. Lett. B **123** (1983) 115.

[90] UA1 Collaboration, Phys. Lett. B **132** (1983) 223.

[91] L. A. del Pozo, Ph.D. Thesis, University of Cambridge, (1993).

[92] S. D. Ellis and D. E. Soper, Phys. Rev. D **48** (1993) 3160.

[93] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, Phys. Lett. B **384** (1996) 401.

[94] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Phys. Lett. B **483** (2000) 36.

[95] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. C **10** (1999) 363.

[96] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74.

[97] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. 135 (2001) 74.

[98] G. Marchesini *et al.*, Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465.

[99] R. Engel, Z. Phys. C **66** (1995) 203.

[100] R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. D **54** (1996) 4244.

[101] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983) 31.

[102] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **39** (1986) 347.

[103] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.

[104] B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.

[105] G. Marchesini and B. R. Webber, Phys. Rev. D **38** (1988) 3419.

[106] I. Abt, H1 internal report, H1-05/93-290.

[107] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238** (1984) 1.

[108] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **310** (1988) 461.

[109] A. Capella *et al.*, Phys. Rep. **236** (1994) 227.

[110] P. Aurenche *et al.*, Phys. Rev. D **45** (1992) 92.

[111] F. W. Bopp *et al.*, Comput. Phys. Commun. 83 (1994) 107.

[112] A. Capella *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2015.

[113] R. Engel, F. W. Bopp, D. Pertermann and J. Ranft, Phys. Rev. D **46** (1992) 5192.

[114] F. W. Bopp, R. Engel, D. Pertermann and J. Ranft, Phys. Rev. D **49** (1994) 3236.

[115] Z. Kunszt and D. E. Soper, Phys. Rev. D **46** (1992) 192.

[116] S. Frixione, Z. Kunszt and A. Signer, Nucl. Phys. B **467** (1996) 399.

[117] S. Frixione, Nucl. Phys. B **507** (1997) 295.

[118] S. Frixione, G. Ridolfi, Nucl. Phys. B **507** (1997) 315.

[119] M. Klasen and G. Kramer, Z. Phys. C **72** (1996) 107.

[120] M. Klasen, Ph.D. Thesis, University of Hamburg, (1996).

[121] M. Klasen and G. Kramer, Z. Phys. C **76** (1997) 67.

[122] M. Klasen, T. Kleinwort and G. Kramer, Eur. Phys. J. C **1** (1998) 1.

[123] B. W. Harris and J. F. Owens, Phys. Rev. D **56** (1997) 4007.

[124] P. Aurenche, L. Bourhis, M. Fontannaz and J. Ph. Guillet, *Proceedings of the Workshop « Future Physics at HERA »*, (1996) 570.

[125] P. Aurenche, L. Bourhis, M. Fontannaz and J. P. Guillet, Eur. Phys. J. C **17** (2000) 413.

[126] A. Bouniatian, Ph.D. Thesis, University of Hamburg, (1995).

[127] B. W. Harris, M. Klasen and J. Vossebeld, [hep-ph/9905348].

[128] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **386** (1997) 310; 348.

[129] H1 Calorimeter Group Collaboration, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **344**, (1994) 492.

[130] H1 Calorimeter Group Collaboration, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **336** (1993) 499.

[131] H1 Calorimeter Group Collaboration, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. A **350** (1994) 57.

[132] B. Heinemann, Ph.D. Thesis, University of Hamburg, (1999).

[133] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Nucl. Phys. B **470**, (1996) 3.

[134] H1 Collaboration, *Technical poposal to upgrade the backward scattering region of the H1 detector*, PRC 93/02 (1993).

[135] H1 Spacal Group, *Performance of the hadronic and electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector*, DESY 95-165 (1995).

[136] J. Riedlberger, H1 internal report, H1-01/95-419.

[137] T. Carli *et al.*, H1 internal report, H1-07/95-445.

[138] H1 Collaboration, *H1REC User Guide*, H1 document.

[139] V. Boudry, Thèse de doctorat, Université Paris IV, (1992).

[140] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Z. Phys. C **74** (1997) 221.

[141] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33.

[142] R. Wallny, Ph.D. Thesis, University of Heidelberg, (1996).

[143] P. Bruel, Thèse de doctorat, Université Paris XI, (1998).

[144] E. Chabert *et al.*, H1 internal report, H1-11/98-556.

[145] S. Egli *et al.*, *Guide to the simulation program H1SIM*, H1 Document (1991).

[146] R. Brun *et al.*, *GEANT long writeup*, CERN Program Library, W5103 (1989).

[147] G. D'Agostini, Nucl. Instrum. and Meth. A **362** (1995) 487.

[148] G. Zech, DESY 95/113 (1995).

[149] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Clarendon Press, Oxford (1998).

[150] A. Blondel and F. Jacquet, *Proceeding of the Study of an ep Facility for Europe*, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391.

[151] Frank-Peter Schilling, Ph.D. Thesis, University of Heidelberg, (2001).

[152] H1 Collaboration, *Measurement of single inclusive high E_T jet cross sections in photoproduction at HERA*, Abstract 301, Submitted to EPS 2001, Budapest (2001).

[153] G. A. Schuler and H. Spiesberger, *Proceedings of the Workshop « Physics at HERA »*, vol. 3, eds. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) 1419.

[154] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H. J. Möhring, Comput. Phys. Commun. **69** (1992) 155.

[155] H.L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375.

[156] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **14** (2000) 133.

[157] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cim. 6 (1983) 1.

[158] ZEUS Collaboration, *Inclusive jet photoproduction at HERA, Prepared for 29th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98)*, Vancouver, Canada, 23-29 Jul 1998.

[159] ZEUS Collaboration, J. Breitweg *et al.*, Eur. Phys. J. C **4** (1998) 591.

[160] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Nucl. Phys. B **309**, (1988) 405.

[161] D0 Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, (2001) 2523.

[162] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, (1996) 438.

[163] E. W. Glover, *Talk given at 36th Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions*, [hep-ph/0106069], Les Arcs, (2001).

[164] B. Potter, *Invited talk at New Trends in HERA Physics 2001*, [hep-ph/0110009], Ringberg Castle, Tegernsee, (2001).

[165] P. Marage, *Talk Given at the Workshop DIFFRACTION 2000*, Cetraro, (2000).

[166] G. A. Alves, *Diffractive Results from the Tevatron*, Published Proceedings of the American Physical Society Division of Particles and Fields (DPF 99), University of California, Los Angeles, 5-9 Jan 1999.

Mesure des sections efficaces inclusives de jets dans les collisions photon-proton à HERA

Résumé Cette thèse présente une mesure des sections efficaces pour la production inclusive de jets à *grand* E_T^{jet} (≥ 21 GeV) en photoproduction, à partir d'un lot d'événements enregistrés par H1 en 1996 et 1997 et correspondant à une luminosité intégrée de 24.1 pb^{-1}. Le domaine cinématique de la mesure est défini par $Q^2 \leq 1$ GeV^2 et $95 \leq W \leq 285$ GeV. Les jets sont reconstruits dans le référentiel du laboratoire dans la région en pseudo-rapidité $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ avec l'algorithme inclusif k_T. Les mesures sont corrigées au niveau hadron et comparées à des calculs QCD au LO et NLO. Les distributions mesurées sont bien prédites, en normalisation et en forme, par les prédictions de QCD au NLO obtenues avec les différentes densités de parton (PDFs) du photon et du proton disponibles. Les corrections d'hadronisation appliquées aux calculs QCD améliore légèrement l'accord avec les données. La précision actuelle des résultats expérimentaux aussi bien que des prédictions théoriques ne permettent pas de distinguer entre les différentes PDFs. Une nouvelle mesure des sections efficaces à *petit* E_T^{jet} (≥ 5 GeV), réalisée à partir d'un lot d'événements étiquetés ($Q^2 \leq 0.01$ GeV^2) « tout venants » correspondant à une luminosité intégrée de 0.47 pb^{-1} est également présentée. Le spectre en E_T^{jet} obtenue en combinant les données à *petit* et *grand* E_T^{jet} est bien décrite par les calculs QCD au NLO. Son ajustement par une loi de puissance inspirée de QCD donne un résultats consistant avec ceux obtenus précédemment dans des mesures similaires. Les calculs Monte-Carlos au LO, incluant une simulation des ordres supérieurs, de l'hadronisation et de l'événement sous-jacent dans les processus résolus, décrivent la forme des distributions mesurées. Finalement, les données sont comparées aux résultats similaires obtenus auprès des collisionneurs $p\overline{p}$.

Mots-Clés : HERA, H1, photoproduction, jets, algorithme de jet (cône et k_T), chromodynamique quantique (QCD)

Measurement of inclusive jet cross-sections in photon-proton collisions at HERA

Abstract This thesis presents a measurement of inclusive *high* E_T^{jet} (≥ 21 GeV) jet production cross-sections in quasi-real photoproduction, based on 24.1 pb^{-1} of e^+p data collected by H1 in 1996-1997. The kinematic range of the measurement corresponds to $Q^2 \leq 1$ GeV^2 and $95 \leq W \leq 285$ GeV. The jets were found in the pseudorapidity range $-1 \leq \eta^{jet} \leq 2.5$ using the inclusive k_T algorithm in the laboratory frame. Measured cross-sections were corrected to the hadron level, and compared to LO and NLO QCD calculations. The measured distributions are well described, both in normalisation and shape, by NLO QCD predictions using various available photon and proton parton density functions (PDFs). The hadronisation corrections to the NLO QCD calculations only slightly improve the agreement with the data. The current precision of the experimental results as well as of the theoretical predictions does not allow one to discriminate between the different PDFs. A new measurement at *low* E_T^{jet} (≥ 5 GeV), based on 0.47 pb^{-1} of tagged ($Q^2 \leq 0.01$ GeV^2) minimum bias data is also presented. The E_T^{jet} spectrum obtained from both *low* and *high* E_T^{jet} data samples is well reproduced by NLO QCD calculations. A fit by a QCD-inspired power law gives consistent results with previous similar measurements. LO QCD Monte Carlo calculations, which include initial and final state leading logarithm parton showers, hadronisation and additional interactions of spectator partons in the resolved γp collisions, describe the shape of the measured distributions. Finally, the data are compared with similar results obtained at $p\overline{p}$ colliders.

Keywords : HERA, H1, photoproduction, jets, jet algorithms (cone and k_T), quantum chromodynamics (QCD)